

أَوَلَمۡ يَرَ ٱلَّذِينَ كَفَرُوٓاْ أَنَّ ٱلسَّمَٰوَٰتِ وَٱلۡأَرۡضَ كَانَتَا رَتۡقٗا فَفَتَقۡنَٰهُمَاۖ وَجَعَلۡنَا مِنَ ٱلۡمَآءِ كُلَّ شَيۡءٍ حَيٍّۖ أَفَلَا يُؤۡمِنُونَ ۞ وَجَعَلۡنَا فِي ٱلۡأَرۡضِ رَوَٰسِيَ أَن تَمِيدَ بِهِمۡ وَجَعَلۡنَا فِيهَا فِجَاجٗا سُبُلٗا لَّعَلَّهُمۡ يَهۡتَدُونَ ۞ وَجَعَلۡنَا ٱلسَّمَآءَ سَقۡفٗا مَّحۡفُوظٗاۖ وَهُمۡ عَنۡ ءَايَٰتِهَا مُعۡرِضُونَ ۞ وَهُوَ ٱلَّذِي خَلَقَ ٱلَّيۡلَ وَٱلنَّهَارَ وَٱلشَّمۡسَ وَٱلۡقَمَرَۖ كُلّٞ فِي فَلَكٖ يَسۡبَحُونَ ۞

آیا کافران ندیدند که آسمانها و زمین به هم پیوسته بودند و ما آنها را از یکدیگر شکافتیم؟ و هر چیز زنده‌ای را از آب پدید آوردیم؛ آیا ایمان نمی‌آورند! ۞ و در زمین کوه‌های ثابت و پابرجائی قرار دادیم تا آنها در آرامش باشند، و در آن راههایی فراخ پدید آوردیم؛ باشد که راه یابند ۞ و آسمان را سقف محفوظی قرار دادیم، ولی آنها از آیات آن روی گردانند ۞ و اوست آن کسی که شب و روز و خورشید و ماه را پدید آورده است؛ هر کدام از این دو در مداری شناورند ۞

سوره انبیاء (۳۳-۳۰)

شیمی هسته‌ای نوین

ترجمه:

رضا قلی‌پور پیوندی

(عضو هیئت علمی پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای)

محمد قنادی مراغه

(عضو هیئت علمی پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای - استاد رادیوشیمی)

چاپ اول - دی ماه ۹۲

D Loveland, Walter. لاولند، والتر دی. Seaborg, Glenn Theodore سیبورگ، گلن تئودور، ۱۹۱۲- م
رضا قلی‌پورپیوندی، ۱۳۶۱، محمد قنادی‌مراغه، ۱۳۳۱.

شیمی هسته‌ای نوین/ [تالیف والتردی. لاولند، دیویدج. موریسی، گلن‌تئودور سیبورگ]؛ مترجمین رضا قلی‌پورپیوندی، محمد قنادی‌مراغه.
تهران: پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، ۱۳۹۲.
[۸۶۴،۲۰] ص.: مصور (بخشی رنگی)، جدول، نمودار.

ISBN: 978-600-92579-5-9

فهرست نویسی بر اساس اطلاعات فیپا

عنوان اصلی: c2006. , Modern nuclear chemistry.

۱. شیمی هسته‌ای - کتاب‌های درسی ۲. کتابنامه

پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای
رده بندی کنگره: ۱۳۹۲ ۹ ش ۲ ل/۶۰۱/۳ QD
رده بندی دیویی: ۵۴۱/۳۸
شماره کتابشناسی ملی: ۲۶۷۶۰۹۶

نام کتاب: شیمی هسته‌ای نوین
مترجمین: رضا قلی‌پور پیوندی – محمد قنادی مراغه
ویراستار: محمد هادی هادی‌زاده یزدی
ناظر فنی: فریبا علی اکبری
ویرایش صفحه‌بندی: فاطمه حاجی میرزایی، شادی معماری آذر، شهلا مهریونسی
تیراژ: ۱۰۰۰ جلد
چاپ: ۱۳۹۲
نوبت چاپ: اول
قیمت: ۲۰۰۰۰۰ ریال
چاپ و صحافی: پیام رسان فردا، ۸۸۷۲۸۰۰۲
ناشر: پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای
شابک: ۹-۵-۹۲۵۷۹- ۶۰۰- ۹۷۸

کلیه حقوق چاپ و انتشار این اثر متعلق به پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای می‌باشد.

پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای

دربارهٔ کتاب

فیزیک هسته‌ای، شیمی هسته‌ای، رادیوشیمی و...

در نگاه اول ممکن است برخی از خوانندگان با علوم فیزیک هسته‌ای، شیمی هسته‌ای، رادیوشیمی، شیمی تابش و ... آشنا نباشند و یا در مواردی آنها را جابجا تصور کنند. از آنجایی‌که در دانشگاه‌های کشور دروس شیمی هسته‌ای و رادیوشیمی جزو دروس اصلی رشته‌ها نمی‌باشد و چنین رشته‌های دانشگاهی نیز در حال حاضر فعال نیستند، لذا ممکن است برخی خوانندگان تفاوت اصلی آنها را ندانند. شاید عنوان شیمی هسته‌ای این تصور اشتباه را به‌وجود آورد که این کتاب مخصوص دانشجویان رشته شیمی است و دانشجویان رشته شیمی پس از مراجعت به فهرست و متن کتاب به این نتیجه برسند که این کتاب ارتباطی با رشته تحصیلی آنها ندارد و لذا در برخی موارد متأسفانه چنین کتاب‌هایی مخاطبان اصلی خود را پیدا نمی‌کنند. از این‌رو بر خود لازم می‌دانیم توضیح کوتاه و اجمالی در این خصوص بیان کنیم. درس فیزیک هسته‌ای از دروس اصلی رشته‌های فیزیک و مهندسی هسته‌ای است، اما درس شیمی هسته‌ای و رادیوشیمی جزو دروس اصلی نیست و گاهی اوقات به‌صورت دروس اختیاری ارائه می‌شوند. فیزیک هسته‌ای علم بررسی روابط بنیادی و پایه‌ای بر مبنای استفاده از ابزارهای ریاضی و علوم زیربنایی همانند مکانیک کوانتومی است که سعی بر توجیه پدیده‌های فیزیکی در دنیای زیراتمی دارد. فیزیک هسته‌ای در سطوح پیشرفته اغلب مستلزم آگاهی از دانش‌های پیچیده و تسلط کامل بر ابزار قدرتمند ریاضی در سطوح عالی است. برای مثال برخی سرفصل‌های مورد مطالعه در

فیزیک هسته‌ای عبارتند از: جرم، بار و اجزای هسته ... اندازهٔ هسته و توزیع نوکلئون‌ها – نظریهٔ کوانتومی ذره در چاه پتانسیل – پاریته – خواص قابل اندازه‌گیری سیستم‌های کوانتومی – نیروهای هسته‌ای – اسپین – نظریهٔ مزونی هسته‌ها- نیروهای چند جسمی – هسته‌های چند نوکلئونی – ساختار هسته‌ها (اسپین ایزوبار و حالت‌های مانته ایزوبار – گسیل نوکلئون واکنش‌های هسته‌ای – فیزیک ذرات بنیادی- اخترفیزیک هسته‌ای) و ... که اغلب مستلزم دانستن مکانیک کوانتومی در سطوح پیشرفته و عالی بوده و ابزار اصلی آن ریاضیات و همخوانی با نتایج تجربی است.

اما شیمی هسته‌ای به‌طور خلاصه به این شرح است: دانستن فیزیک هسته‌ای تا حدی که بتوان درک صحیحی از پدیده‌ها داشت، بکارگیری پدیده‌های تئوری فیزیک هسته‌ای جهت عملیاتی‌سازی و نهایتاً به‌کارگیری اغلب پدیده‌ها در کاربردهای مختلف پزشکی، کشاورزی، صنعتی، زیست محیطی و ... . اما مفهوم دیگری به‌نام رادیوشیمی عبارت است از علم گسترده شیمی نظری و تجربی در خصوص کار با هرگونه از مواد رادیواکتیو.

شیمی هسته‌ای یک زیرمجموعه از رادیوشیمی است. شیمی تابش مفهوم دیگری است که بیانگر ارتباط منطقی بین علم گستردهٔ شیمی نظری و تجربی در خصوص بکارگیری و اثرات هرگونه از تابش‌های هسته‌ای، است. در تمام موارد رادیوشیمی، شیمی هسته‌ای و شیمی تابش، دانستن فیزیک هسته‌ای تا حد متوسط الزامی است.

به‌طور خلاصه علوم فیزیک هسته‌ای، شیمی هسته‌ای، رادیوشیمی، شیمی تابش و ... زیرمجموعه‌های علوم هسته‌ای بوده و مربوط به رشتهٔ خاص شیمی دانشگاهی، فیزیک و مهندسی هسته‌ای نمی‌گردند. به‌عبارتی با توجه به سرفصل‌های حاضر دانشگاهی کشور تمام این دروس در حال حاضر بیشتر با رشته‌های فیزیک و مهندسی هسته‌ای (تمام گرایش‌ها) مرتبط است و برای دانشجویان شیمی، فقط برای افراد خاصی که علاقمند و یا به‌طور تخصصی در این زمینه‌های فعالیت دارند، به‌کار می‌آید.

تصور اینکه عنوان این کتاب مخصوص دانشجویان شیمی است کاملاً اشتباه بوده و مورد نیاز تمام متخصصین علوم هسته‌ای است. برخی دروس ارائه شده همانند فیزیک هسته‌ای کاربردی، رادیوایزوتوپ و ... در واقع زیر شاخه‌های شیمی هسته‌ای می‌باشند. به‌عبارت دیگر شیمی هسته‌ای کاربردهای تجربی‌تر فیزیک هسته‌ای را در بر دارد.

برخی سرفصل‌های مورد مطالعه در شیمی هسته‌ای عبارتند از: پرتوزایی، عناصر پرتوزا، فروپاشی پرتوزا، مدهای واپاشی تابش هسته‌ای، اصول کلی واکنش‌های هسته‌ای، اثرات شیمیایی واکنش‌های هسته‌ای، اثر پیوند شیمیایی بر خواص هسته‌ای، تولید رادیوایزوتوپ‌ها، ویژه هسته‌های پرتوزا در زمین شیمی و شیمی کیهانی، عمر سنجی هسته‌ای، تجزیه تابشی، ردیاب‌های پرتوی در شیمی، ویژه هسته‌های پرتوزا در علوم زیستی و ... .

با توجه به این سرفصل‌ها مشخص می‌گردد آنچه که اغلب دانشجویان گرامی کشور تحت عنوان فیزیک هسته‌ای در برخی دانشگاه‌ها مطالعه می‌کنند، در واقع شیمی هسته‌ای است نه فیزیک هسته‌ای، کتاب‌های مرجع و نام آشنایی با فیزیک هسته‌ای (کنت کرین) و مفاهیم فیزیک هسته‌ای (برناردال کوهن) از جمله کتاب‌های در برگیرنده موضوعات فیزیک هسته‌ای می‌باشند. دانش‌های دیگر همچون راکتورهای هسته‌ای، فناوری هسته‌ای و ... زیر شاخه‌های علوم هسته‌ای و شامل شده در فیزیک و شیمی هسته‌ای است.
امیدواریم با ارائهٔ این توضیح اجمالی خوانندگان محترم با این مفاهیم آشنا شده و بهره کافی و مطلوب از این کتاب را کسب کنند. لازم به ذکر است که نویسندگان کتاب از دانشمندان برجسته و به‌نام و برندگان جایزهٔ نوبل در علوم و فناوری هسته‌ای (شیمی هسته‌ای و رادیوشیمی) هستند.

مترجمان
دی ماه ۱۳۹۲

پیشگفتار

میل دیرینه و ذاتی آدمی برای کندوکاو در جهان آفرینش و کشف روابط پدیده‌های حیات، ریشه در سرشت پرسش‌گر و حیران او دارد. پرسش‌هایی که قدمت تاریخی و تداوم بی‌وقفه‌شان، با جست و جوی ازلی بشر برای رسیدن به حقیقت خلقت و دانستن کنه راز هستی گرهی ناگشودنی خورده‌اند و گویی تمامی دانش‌های بشری چون هاله‌ای به گرد این هدف غایی در چرخش‌اند.

بی‌شک بررسی و موشکافی در چنین بحث و درسی از حیطهٔ این قلم و این دفتر فراترست، اما آنچه مسلم است تلاش این مقال است برای انتقال تجربه‌ها، نشر حقیقت و کشف‌های دانشمندان «شیمی هسته‌ای» برای جویندگان این راه است که وظیفه‌ای چون دیگر عرصه‌های پژوهش بر ذمهٔ پیشروان طریق معرفت است تا شاید به این طریق برگی از دفتر سراسر رمز و راز و شگفت‌انگیز خلقت ورق بخورد. دفتری که به‌رغم بی‌شمار بودن اوراقش، در یک سخن خلاصه می‌شود: «کُن فَیَکون». دفتری که درعین نظم بی‌مانندش، با پیچیدگی و پوشیدگی توأمان تمام آیات خداوند قدوس را در خود مجتمع کرده، عهدنامه‌ای که حقایق لطیف و ظریف عقول و نفوس در آن گنجانده شده و کتابی که لبریز است از انواع علوم و شاخه‌های مختلف دانش‌ها.

اما از دیرباز و در پی شوق فطری آدمی به جاودانگی و گرانبها شدن، جست‌وجو برای استحاله و دگرگونی اجسام فناپذیر به عناصری مانا و با ارزش نه تنها دغدغه‌ی دانشمندان که دل‌مشغولی عارف مسلکان و فلسفه ورزان نیز بوده است. تا آنجا که دانش کیمیاگری که راه دریافتن رمز و راز درون ماده برای تبدیل به فلزی گرانبها چون طلا را می‌پویید، با جلوه‌ای نمادین دستمایهٔ تفکرات فیلسوفان و سلوک عارفان می‌گشت و سیر زیبا، تأمل‌برانگیز و سحرآمیز دستیابی به این دگرگونی و جاودانگی را رمز تعالی آدمی برمی‌شمرد. همان انسانی که با رنج و تعب‌های گوناگون دست به گریبان است و در کشاکش حیرانی‌ها و سرگشتگی‌های مدامش، گذشته را حسرت، حال را عسرت و آینده را حیرت می‌بیند و از سهل‌الفصل بودن محکم‌ترین وصل‌های دنیایی در می‌یابد، که «آنچه

نمی‌پاید، دلبستگی را نشاید». بدین سان است که از کیمیاگری در تاریخ حیات بشر همواره به عنوان نمونه‌ای از جست و جو برای نیل به جوهر زوال‌ناپذیر و همیشه پایداری که انسان را از فنا مصون نگه می‌دارد یاد می‌شود، چنانکه وحشی بافقی می‌گوید:

سخن در کیمیای جسم و جانست

که گر خود کیمیایی هست آنست

بیا زیـــن کیمیا زر کن مست را

غـــــنی گردان وجود مفـلست را

در عصر حاضر و از پی گذشت عصرها، دستاوردهای تفحص و تأمل در این دانش، چهرهٔ خود را با ظهور شیمی مدرن به نمایش گذاشته است. دانشی که این بار به صورتی خردگرا رخ نموده است تا در چارچوبی دقیق و مطمئن تبدیل مواد به یکدیگر را مورد بررسی قرار دهد و سپس در ادامهٔ این راه با شاخه‌های فناوری هسته‌ای نیز تلفیق شده تا با تحلیل واکنش‌های شیمیایی، فرایندهای هسته‌ای را زیر ذره‌بین خود بگذارد، تغییر و تبدیل‌هایی ژرف و وسیع که حتی نشانه‌هایی از کیمیاگری سنتی را هم در خود زنده کرده است ... .

باری، کلامی الهی که در جای‌جای جهان هستی مشتق شده و مثال‌هایی از آثار و احوال و خلایق و عناصر و مرکبات و ... را عیان ساخته است، پیوندگاه ابدی علم و تهذیب است که هرگاه گرد نسیان بر یکی نشیند، دیگری به عصیان افتد و راه درنوردیدن این سنگستان هموار نگردد، و تا سودای سیاه دل به بیضای اشک از زنگار و تیرگی رُفته نشود، آیینهٔ فکر و ذهن را توان مواجهه با نور و انعکاس تلالو زیبای آن نباشد. همان سیر استعلایی که در خروش دردمندانه‌ی «عطار» به تصویر می‌آید و استحالهٔ خویشتن را تا رسیدن به طلوع فجر و نظارهٔ فلق آرزو می‌کند:

سایـلم زان حضـــرت چون آفتـــاب

بوک از آن تـابم رسد یک رشتـه تاب

تا مگر چـــــون ذره ی سرگشته من

درجهم دستـی زنـــــم در رشته من

پس برون آیم از این روزن که هست

پیش گیرم عـــالمی روشن که هست

در پایان مترجمان برخود لازم دانستند که از زحمات سرکار خانم دکتر سیده زهرا اسلامی‌راد و مهندس محمد رضا قادری که در تدوین اولیهٔ کتاب نقش داشتند و سایر همکاران محترم که در فرایندهای ویراستاری، حروفچینی و صفحه‌بندی ما را یاری نمودند تشکر و قدردانی کنیم و توفیق آنان را از درگاه خداوند متعال خواهانیم.

محمد قنادی مراغه

دی ماه ۱۳۹۲

فهرست

فصل ۱

مفاهیم مقدماتی ۱

۱- ۱. مقدمه ۱

۱-۲. اتم ۲

۱-۳. فرایندهای اتمی ۳

۱-۳-۱. یونش ۴

۱-۳-۲. گسیل پرتوِ- X ۴

۱-۴. واژگان و اصطلاحات عالَمِ هسته ۷

۱-۵. مروری بر انواع واپاشی‌های هسته‌ای ۹

۱-۶. مفاهیم فیزیک نوین مورد نیاز در شیمی هسته‌ای ۱۳

۱-۶-۱. انواع نیروهای طبیعت ۱۳

۱-۶-۲. مکانیک مقدماتی ۱۴

۱-۶-۳. مکانیک نسبیتی ۱۶

۱-۶-۴. طول موج دوبری، دوگانگی موج- ذره ۲۱

۱-۶-۵. اصل عدم قطعیت هایزنبرگ ۲۳

۱-۶-۶. یکاها و ضریب‌های تبدیل ۲۴

۱-۷. فیزیک ذرات ۲۵

۱-۸. ذرات تبادل و حامل‌های نیرو ۳۰

مسائل ۳۱

مراجع ۳۳

فصل ۲

ویژگی‌های هسته ۳۷

۲-۱. مقدمه ۳۷

۲-۲. جرم هسته ۳۸

۲-۳. واژه (اصطلاح) شناسی ۴۱

۲-۴. انرژی بستگی بر نوکلئون ۴۳
۲-۵. سیستماتیک انرژی جدایی ۴۴
۲-۶. سیستماتیک فراوانی ۴۵
۲-۷. فرمول نیمه تجربی جرم ۴۶
۲-۸. اندازه و شکل هسته ۵۴
۲-۹. خواص مکانیک کوانتومی ۵۸
۲-۹-۱. گشتاورهای زاویه‌ای هسته‌ها ۵۸
۲-۱۰. گشتاورهای الکتریکی و مغناطیسی ۶۱
۲-۱۰-۱. گشتاور دو قطبی مغناطیسی ۶۱
۲-۱۰-۲ گشتاور چهارقطبی الکتریکی ۶۴
مسائل ۶۸
مراجع ۷۲

فصل ۳

سینتیک واپاشی پرتوزا ۷۳
۳-۱. معادلات اساسی واپاشی ۷۴
۳-۲. مخلوط دو رادیونوکلید در حال واپاشی مستقل ۸۲
۳-۳. تعادل واپاشی پرتوزا ۸۵
۳-۴. واپاشی انشعابی ۹۶
۳-۵. پرتوزایی طبیعی ۹۸
۳-۶. سالیابی با استفاده از رادیونوکلیدها ۱۰۴
مسائل ۱۱۱
مراجع ۱۱۴

فصل ۴

ردیاب‌های پرتوزا ۱۱۵
۴-۱. مقدمه ۱۱۵
۴-۲. طراحی یک آزمایش رادیو ـ ردیابی ۱۱۶
۴-۲-۱. معیار اساسی طرح ۱۱۶
۴-۲-۲. ملاحظات عملی ۱۲۰
۴-۳. تهیهٔ ردیاب‌های پرتوزا (رادیو ردیاب‌ها) و ترکیبات آنها ۱۲۳
۴-۳-۱. سنتز شیمیایی ۱۲۶

۴-۳-۲. سنتز بیولوژیکی ۱۲۷
۴-۳-۳. نشاندار کردن با تریتیم ۱۲۷
۴-۳-۴. رادیولیز ترکیبات نشاندار ۱۲۸
۴-۴. دنبال کردن فرایند فیزیکی ۱۲۹
۴-۵. کاربردهای شیمیایی ردیاب‌ها ۱۳۰
۴-۶. اثرهای ایزوتوپی ۱۳۳
۴-۷. کاربردهای بیولوژیکی ۱۳۶
۴-۸. کاربردهای محیط زیستی ۱۳۹
۴-۹. کاربرد صنعتی ردیاب‌های پرتوزا ۱۴۴
۴-۱۰. پزشکی هسته‌ای ۱۴۶
۴-۱۱. تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی ۱۵۴
۴-۱۱-۱. IDA مستقیم ۱۵۵
۴-۱۱-۲. IDA معکوس ۱۵۷
۴-۱۱-۳. نکات کلی ۱۵۸
۴-۱۱-۴. روش‌های IDA خاص ۱۵۹
۴-۱۲. روش‌های رادیومتری ۱۶۰
مسائل ۱۶۳
مراجع ۱۶۵

فصل ۵

نیروهای هسته‌ای ۱۶۷
۵- ۱. مقدمه ۱۶۷
۵-۲. ویژگی‌های نیروی قوی ۱۶۹
۵-۳. استقلال از بار نیروهای هسته‌ای ۱۷۰
مسائل ۱۷۴
مراجع ۱۷۴

فصل ۶

ساختار هسته ۱۷۵
مقدمه ۱۷۵
۶-۱. پتانسیل‌های هسته‌ای ۱۷۸
۶-۲. طرح‌وار مدل پوسته‌ای ۱۷۹

۶-۳. مدل ذره مستقل ۱۹۴
۶-۴. مدل جمعی ۱۹۶
۶-۵. مدل نیلسون ۲۰۴
۶-۶. مدل گاز فرمی هسته ۲۰۸
مسائل ۲۲۰
مراجع ۲۲۴

فصل ۷

واپاشی آلفازا ۲۲۵
۷-۱. انرژی‌شناختیِ واپاشی آلفازا ۲۲۷
۷-۲. نظریهٔ واپاشی آلفازا ۲۳۳
۷-۳. ضریب‌های بازدارندگی ۲۴۵
۷-۴. پرتوزاییِ ذرهسنگین ۲۴۶
مسائل ۲۵۱
مراجع ۲۵۳

فصل ۸

واپاشی بتایی ۲۵۵
۸- ۱. مقدمه ۲۵۵
۸-۲. فرضیهٔ نوترینو ۲۵۷
۸-۳. به دست آوردن شکل طیف ۲۶۱
۸-۴. نمودارهای کوری ۲۶۵
۸-۵. ثابت آهنگ واپاشیِ β زا ۲۶۶
۸-۶ . واپاشی گیراندازی الکترون ۲۷۲
۸-۷. ناپایستگی پاریته ۲۷۳
۸-۸. نوترینو ۲۷۴
۸- ۹. پرتوزایی‌های بتا-درنگ ۲۷۶
۸-۱۰. واپاشی بتایی مضاعف ۲۷۸
مسائل ۲۸۱
مراجع ۲۸۳

فصل۹

واپاشی پرتو گاما ۲۸۵
۹-۱. مقدمه ۲۸۵
۹– ۲. انرژی شناختِ واپاشی گامازا ۲۸۷
۹- ۳. رده‌بندی انواع واپاشی ۲۸۸
۹-۴. آهنگ‌های گذار الکترومغناطیسی ۲۹۱
۹-۵. تبدیل داخلی ۲۹۸
۹-۶. همبستگی‌های زاویه‌ای ۳۰۲
۹-۷. اثر موسباؤر ۳۰۹
مسائل ۳۱۶
مراجع ۳۱۸

فصل ۱۰

واکنش‌های هسته‌ای ۳۱۹
۱۰-۱. مقدمه ۳۱۹
۱۰-۲. انرژی شناختِ واکنش‌های هسته‌ای ۳۲۱
۱۰-۳. انواع و سازوکارهای واکنش ۳۲۵
۱۰-۴. سطوح مقطع واکنش‌های هسته‌ای ۳۲۶
۱۰-۵. مشاهده‌پذیرهای واکنش ۳۳۹
۱۰-۶. پراکندگی رادرفورد ۳۴۰
۱۰– ۷. پراکندگی (پراشی) کشسان ۳۴۴
۱۰-۸. واکنش‌های مستقیم ۳۴۷
۱۰-۹. واکنش‌های هسته مرکب ۳۴۹
۱۰-۱۰. واکنش‌های فوتوهسته‌ای ۳۵۶
۱۰-۱۱. واکنش‌های یون سنگین ۳۵۷
۱۰-۱۱-۱. برانگیختگی کولنی ۳۶۰
۱۰-۱۱-۲. پراکندگی کشسان ۳۶۱
۱۰-۱۱-۳. واکنش‌های همجوشی ۳۶۲
۱۰-۱۱-۴. پراکندگی ناکشسان ژرف ۳۶۶
۱۰-۱۱-۵. همجوشی ناکامل ۳۶۷
۱۰-۱۱-۶. واکنش‌های القایی با پرتابه‌های پرتوزا ۳۶۸
۱۰-۱۲. واکنش‌های هسته‌ای انرژی- بالا ۳۶۸

۱۰-۱۲-۱. تلاشی/ ترکش ۳۶۹
۱۰-۱۲-۲. ترکش چندگانه ۳۷۲
۱۰-۱۲-۳. پلاسمای کوارک – گلوئون ۳۷۴
مسائل ۳۷۵
مراجع ۳۷۹

فصل ۱۱

شکافت ۳۸۱
۱۱- ۱. مقدمه ۳۸۱
۱۱- ۲. احتمال شکافت ۳۸۴
۱۱-۲-۱. مدل قطره مایع ۳۸۴
۱۱-۲-۲. تصحیحات پوسته‌ای ۳۸۷
۱۱-۲-۳. شکافت خودبه‌خودی ۳۹۰
۱۱-۲-۴. ایزومرهای شکافای خودبه‌خودی ۳۹۴
۱۱-۲-۵. هستهٔ‌گذار ۳۹۵
۱۱-۳. توزیع فراورده‌های شکافت ۴۰۲
۱۱-۳-۱. انرژی جنبشی آزاد شدهٔ کل **(TKE)** در شکافت ۴۰۲
۱۱-۳-۲. توزیع جرم فراوردهٔ شکافت ۴۰۳
۱۱-۳-۳. توزیع بار فراورده‌های شکافت ۴۰۷
۱۱-۴. انرژی برانگیختگی پاره‌های شکافت ۴۰۹
۱۱-۵. خواص دینامیکی پاره‌های شکافت ۴۱۳
مسائل ۴۱۹
مراجع ۴۲۰

فصل ۱۲

واکنش‌های هسته‌ای در طبیعت: اخترفیزیک هسته‌ای ۴۲۱
۱۲-۱. مقدمه ۴۲۱
۱۲-۲. فراوانی‌های عنصری و ایزوتوپی ۴۲۲
۱۲ ـ ۳. هسته‌زایی بدوی ۴۲۷
۱۲-۴. تحول ستاره‌ای ۴۳۱
۱۲- ۵. آهنگ‌های واکنش گرماهسته‌ای ۴۳۵
۱۲-۶. هسته‌زایی ستارهای ۴۳۸

۱۲-۶-۱. مقدمه ۴۳۸
۱۲-۶-۲. سوختن هیدروژن ۴۳۹
۱۲-۶-۳. سوختن هلیم ۴۴۳
۱۲-۶-۴. سنتز هسته‌های با A<۶۰ ..... ۴۴۵
۱۲-۶-۵. سنتز هسته‌های با A>۶۰ ..... ۴۴۶
۱۲-۷. مسئلهٔ نوترینوهای خورشیدی ۴۵۱
۱۲-۷-۱. مقدمه ۴۵۱
۱۲-۷-۲. چشمه‌ها، انرژی‌ها و شارهای مورد انتظار نوترینوهای خورشیدی ۴۵۲
۱۲-۷-۳. آشکارسازی نوترینوها ۴۵۴
۱۲-۷-۴. مسئلهٔ نوترینوی خورشیدی ۴۵۶
۱۲-۷-۵. جواب مسئله- نوسان‌های نوترینو ۴۵۷
۱۲ ـ ۸. سنتز Li, Be و B ۴۵۸
مسائل ۴۶۱
مراجع ۴۶۳

فصل ۱۳

کاربرد واکنش‌های هسته‌ای در شیمی تجزیه ۴۶۵
مقدمه ۴۶۵
۱۳-۱. تجزیه به روش فعالسازی ۴۶۶
۱۳-۱-۱. توصیف کلی روش ۴۶۶
۱۳-۱-۲. مزایا و معایب تجزیه به روش فعالسازی ۴۶۷
۱۳-۱-۳. ملاحظات عملی در تجزیه به روش فعالسازی ۴۶۹
۱۳-۱-۴. کاربردهای تجزیه به روش فعالسازی ۴۷۴
۱۳-۲. گسیل پرتوِ X القاییده با ذره (PIXE) ۴۷۵
۱۳-۳. پسپراکندگی رادرفورد(RBS) ۴۷۹
مسائل ۴۸۳
مراجع ۴۸۵

فصل ۱۴

راکتورها و شتابگرها ۴۸۷
۱۴-۱. راکتورهای هسته‌ای ۴۸۹
۱۴-۱-۱. واکنش‌های القاییده با نوترون ۴۸۹

۱۴-۱-۲. شکافت القاییده با نوترون ۴۹۲
۱۴-۱-۳. حساب-کتابِ موجودی نوترون ۴۹۴
۱۴-۱-۴. راکتورهای آب سبک ۴۹۷
۱۴-۱-۵. پدیدهٔ اُکلو ۵۰۲
۱۴-۲. چشمه‌های نوترون ۵۰۳
۱۴-۳. مولدهای نوترون ۵۰۴
۱۴ – ۴. شتابگرها ۵۰۵
۱۴-۴-۱. چشمه‌یون‌ها ۵۰۶
۱۴-۴-۲. ماشین‌های الکتروستاتیکی ۵۰۸
۱۴-۴-۳. شتابگرهای خطی ۵۱۲
۱۴-۴-۴. سیکلوترون‌ها، سنکروترون‌ها و حلقه‌ها ۵۱۶
۱۴-۵. ترابرد و آنالیزِ باریکه ذرات باردار ۵۲۵
۱۴-۶. باریکهٔ یون‌های پرتوزا ۵۳۲
۱۴-۷. سلاح‌های هسته‌ای ۵۳۸
مسائل ۵۴۵
مراجع ۵۴۷

فصل۱۵

عناصر فرا اورانیم ۵۴۹
۱۵-۱. مقدمه ۵۴۹
۱۵-۲. حدود پایداری ۵۵۱
۱۵-۳. سنتز عناصر ۵۵۴
۱۵-۴. تاریخچهٔ کشف عناصر فرا اورانیم ۵۶۱
۱۵-۵. عناصر فوق سنگین ۵۷۳
۱۵-۶. شیمی عناصر فرا اورانیوم ۵۷۷
۱۵-۷. شیمی محیط زیست عناصر فرا اورانیوم ۵۸۶
مسائل ۵۹۴
مراجع ۵۹۶

فصل۱۶

شیمی راکتورهای هسته‌ای ۵۹۹
۱۶- ۱. مقدمه ۵۹۹

۱۶-۲. شیمی فراورده‌های شکافت ۶۰۱
۱۶-۳. رادیوشیمی اورانیم ۶۰۴
۱۶-۳-۱. ایزوتوپ‌های اورانیم ۶۰۴
۱۶-۳-۲. اورانیم فلزی ۶۰۴
۱۶-۳-۳. ترکیبات اورانیم ۶۰۵
۱۶-۳-۴. شیمی محلول اورانیم ۶۰۶
۱۶-۴. چرخهٔ سوخت هسته‌ای- مرحلهٔ پیشین ۶۰۷
۱۶-۴-۱. استخراج و کانه‌آرایی ۶۰۸
۱۶-۴-۲. تصفیه و تبدیل شیمیایی ۶۱۱
۱۶-۴-۳. غنی‌سازی ۶۱۳
۱۶-۴-۴. تولید سوخت ۶۱۶
۱۶-۵. چرخه سوخت هسته‌ای – مرحلهٔ پسین ۶۱۶
۱۶-۵-۱. خواص سوخت مصرف شده ۶۱۷
۱۶-۵-۲. بازفراوری سوخت ۶۱۸
۱۶-۶. دفع پسماند پرتوزا ۶۲۲
۱۶-۶-۱. رده‌بندی پسماند پرتوزا ۶۲۲
۱۶-۶-۲. فراوانی و خطرات همراه ۶۲۴
۱۶-۶-۳. انبارِش و دفع پسماند هسته‌ای ۶۲۶
۱۶ – ۷. شیمی راکتورهای در حال کار ۶۳۵
۱۶-۷-۱. شیمیِ تابش خنک کننده‌ها ۶۳۵
۱۶– ۷– ۲. خوردگی ۶۳۶
۱۶-۷-۳. اکتیویتهٔ خنک کننده ۶۳۷
مسائل ۶۳۸
مراجع ۶۴۰

فصل ۱۷

برهمکنش تابش با ماده ۶۴۱
۱۷-۱. مقدمه ۶۴۱
۱۷-۲. ذرات باردار سنگین $(A \geq ۱)$ ۶۴۴
۱۷-۳. الکترون ۶۶۴
۱۷-۴. تابش الکترومغناطیس ۶۶۹
۱۷-۴– ۱. اثر فوتوالکتریک ۶۷۲

۱۷-۴- ۲. پراکندگی کامپتون ۶۷۴
۱۷-۴-۳. تولید زوج ۶۷۷
۱۷-۵. نوترون ۶۷۹
۱۷-۶. پرتودهی و دزیمتری ۶۸۵
مسائل ۶۹۰
مراجع ۶۹۲

فصل ۱۸

آشکارسازهای تابش‌های هسته‌ای ۶۹۳
۱۸-۱. آشکارسازهای مبتنی بر یونش ۶۹۶
۱۸-۱-۱ .آشکارسازهای یونشی گازی ۶۹۷
۱۸-۱-۲. آشکارسازهای نیم‌رسانا (اتاقک‌های یونش حالت جامدی) ۷۰۷
۱۸-۲. آشکارسازهای سوسوزن ۷۲۱
۱۸-۳. آشکارسازهای ردّ هسته‌ای ۷۲۷
۱۸-۴. الکترونیک هسته‌ای و جمع‌آوری داده ۷۲۸
۱۸-۵. آمار هسته‌ای ۷۳۲
۱۸-۵-۱. حذف داده‌های غیرعادی ۷۴۲
۱۸-۵-۲. گُمارش حد بالا، وقتی هیچ شمارشی مشاهده نمی‌شود ۷۴۴
مسائل ۷۴۵
مراجع ۷۴۶

فصل ۱۹

روش‌های رادیوشیمیایی ۷۴۷
۱۹-۱. جنبه‌های منحصر بفرد رادیوشیمی ۷۴۸
۱۹-۲. دسترس‌پذیری مواد پرتوزا ۷۵۳
۱۹-۳. تهیهٔ هدف ۷۵۵
۱۹-۴. اندازه‌گیری شدت و شار باریکه ۷۶۰
۱۹-۵. پسزنی، باقی‌مانده‌های تبخیر (EVRs) و باقی‌مانده‌های سنگین ۷۶۴
۱۹-۶. روش‌های رادیوشیمیایی جداسازی ۷۶۹
۱۹-۶-۱. رسوب‌دهی ۷۶۹
۱۹-۶-۲. استخراج به کمک حلال ۷۷۱
۱۹-۶-۳. جداسازی به روش تبادل یون ۷۷۵

۱۹-۶-۴. کروماتوگرافی استخراج ۷۷۸
۱۹-۶-۵. جداسازی‌های رادیوشیمیایی سریع ۷۷۹
۱۹-۷. روش‌های اندازه‌گیریِ مقادیر و شمارش‌های سطحِ پایین ۷۸۰
۱۹-۷-۱. مقدمه ۷۸۰
۱۹-۷-۲. شاهدها ۷۸۰
۱۹-۷-۳. شمارش‌های سطوح پایین- اصول کلی ۷۸۱
۱۹-۷-۴. شمارش‌های سطوح پایین - جزئیات ۷۸۲
۱۹-۷-۵. محدودیت‌های آشکارسازی ۷۸۵
مسائل ۷۸۸
مراجع ۷۸۹
پیوست A
ثابت‌های بنیادی و ضرایب تبدیل ۷۹۱
پیوست B
کارت‌های جیبی هسته‌ای ۷۹۵
پیوست C
جدول تناوبی عناصر ۸۱۹
پیوست D
لیست عناصر ۸۲۱
پیوست E
مبانی مکانیک کوانتومی ۸۲۳

فصل ۱

مفاهیم مقدماتی

۱- ۱. مقدمه

شیمی هسته‌ای عرصهٔ چهار نوع فعالیت است: (الف) مطالعات خواص شیمیایی و فیزیکی سنگین‌ترین عناصر که در آنها آشکارسازیِ واپاشی‌های پرتوزا بخش اساسی کار است، (ب) مطالعات خواص هسته‌ای همچون ساختار، واکنش‌ها، و واپاشی‌های پرتوزا توسط شیمیدان‌ها (پ) مطالعات پدیده‌های ماکروسکوپیکی (همچون باستان‌شناسی زمین یا اخترفیزیک) که در آن فرایندهای هسته‌ای لاجِرَم درگیر هستند، و (ت) کاربست روش‌های اندازه‌گیری براساس پدیده‌های هسته‌ای (همچون پزشکی هسته‌ای، تجزیه به روش فعال‌سازی یا رادیو ردیاب‌ها) برای مطالعات علمی در زمینه‌های گوناگون. فعالیت عمده یا «مسیر اصلی» شیمی هسته‌ای شامل فعالیت‌های مندرج در بخش (ب) است.

به‌عنوان شاخه‌ای از شیمی، فعالیت‌های شیمیدان‌های هسته‌ای اکثراً چند عرصهٔ سنتی شیمی همچون شیمی آلی، شیمی تجزیه، شیمی غیرآلی، و شیمی‌فیزیک را در بر می‌گیرند. شیمی هسته‌ای با همهٔ شاخه‌های شیمی در ارتباط است. به‌عنوان مثال، شیمیدان‌های هسته‌ای غالباً با سنتز و آماده‌سازی مولکول‌های نشاندار شده با مواد پرتوزا، جهت استفاده در امور پژوهشی یا پزشکی، سر و کار دارند. تکنیک‌های تجزیهٔ هسته‌ای، بخش مهمی از زرادخانهٔ شیمی پیشگان در

شیمی‌تجزیهٔ نوین است. مطالعهٔ آکتنیدها و عناصر فرا اکتنید، تلاش‌های مشترک شیمیدان‌های هسته‌ای و غیرآلی را در توسعهٔ دانش جدول تناوبی در بر داشته است. مسلماً، مفاهیم و استدلال‌های فیزیکیِ مطروحه در بطن شیمی هسته‌ای نوین برای شیمی‌فیزیک‌دانان بحث‌های آشنایی هستند. در این کتاب ما تلاش خواهیم کرد، با وارد کردن مفاهیم آشنای شیمی، به بسیاری از این موضوعات میان رشته‌ای بپردازیم. سؤالی که اکثراً مطرح است این است که «فرق بین *فیزیک‌هسته‌ای* و *شیمی هسته‌ای* چیست؟» مسلماً، این دو مقوله تا حد زیادی هم‌پوشانی دارند و به این علت آنها را مجتمعاً «علوم هسته‌ای»[1] می‌نامند. با این‌همه، ما معتقدیم که تمایزهای بنیادین مهمی بین این دو عرصه وجود دارد. علاوه بر ارتباط‌های نزدیک و مداوم با شیمی سنتی که در بالا به آنها اشاره شد، نگاه شیمیدان‌های هسته‌ای به مسائل هسته‌ای، با نگاه فیزیکدان‌های هسته‌ای متفاوت است. فیزیک هسته‌ای بیشتر بر مطالعات دقیق برهم‌کنش‌های بنیادین بین ذرات زیراتمی و تقارن‌های اساسی حاکم بر آنها تمرکز دارد. بالعکس، شیمیدان‌های هسته‌ای بر مطالعات پدیده‌های پیچیده‌تر که در آنها «رفتار آماری» حائز اهمیت است تمرکز داشته‌اند. شیمیدان‌های هسته‌ای، در مقایسه با فیزیکدان‌های هسته‌ای، علاقهٔ بیشتری بر کاربردهای پدیده‌های هسته‌ای دارند، هرچند که، به‌روشنی، هم‌پوشانی زیادی در تلاش‌های آنها وجود دارد. برخی مسائل، همچون مطالعهٔ چرخهٔ سوخت هسته‌ای در راکتورها یا پخش رادیوایزوتوپ‌ها در محیط، خودبه‌خود شیمیایی‌اند که منحصراً شیمیدان‌ها درگیر آنها هستند.

اصطلاحی که غالباً با شیمی هسته‌ای همراه است، *رادیوشیمی* است. عبارت رادیوشیمی به سر و کار داشتن با پرتوزایی و پدیده‌های همراه با آن اشاره دارد. همهٔ رادیوشیمیدان‌ها، بنا به تعریف، شیمیدان هسته‌ای‌اند، ولی همهٔ شیمیدان‌های هسته‌ای رادیوشیمیدان نیستند. بسیاری از شیمیدان‌های هسته‌ای روش‌های صرفاً غیرشیمیایی، یعنی، فیزیکی را برای مطالعهٔ پدیده‌های هسته‌ای به‌کار می‌برند و به این ترتیب، کار آنها رادیوشیمی نیست.

۱-۲. اتم

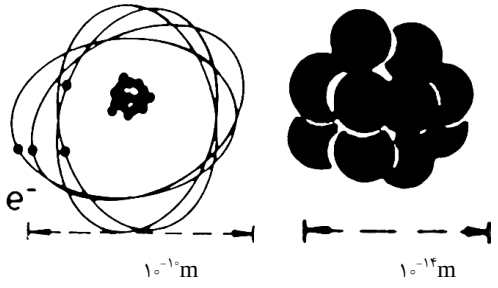
پیش از شروع بحث هسته‌ها و خواص آنها، باید محیطی که بیشتر هسته‌ها در آن به سر می‌برند، یعنی مرکز اتم‌ها، را بشناسیم. در شیمی مقدماتی می‌آموزیم که اتم کوچک‌ترین واحدی است که یک عنصر شیمیایی را می‌توان به آن تقسیم کرد به نحوی که خواص شیمیایی‌اش را حفظ کند. همانگونه که از آموخته‌های شیمی‌مان می‌دانیم، گسترهٔ شعاع‌های اتم‌ها تقریباً $۱۰^{-۱۰} \times (۵-۱)$ متر

[1]. Nuclear Science

یا ۱ تا ۵ آنگستروم است. در مرکز هر اتم، هسته قرار دارد، جسم کوچکی با شعاع ($r \sim ۱-۱۰^{-۱۵}$ m) که شامل تقریباً تمام جرم اتم است (شکل ۱-۱). هستهٔ اتم دارای Z پروتون است، که Z *عدد اتمی* عنصر مورد مطالعه و تعداد بارهای مثبت موجود در هسته است. خواص شیمیایی عنصر به وسیلهٔ Z کنترل می‌شود، به این معنا که کلیهٔ هسته‌های با Z یکسان دارای رفتار شیمیایی یکسانی می‌باشند. هسته همچنین دارای N نوترون است که در آن N *عدد نوترونی* است. نوترون‌ها ذرات بدون باری هستند با جرم‌هایی تقریباً مساوی با جرم پروتون ($\cong$1u). هر پروتون دارای بار الکتریکی مثبتی معادل با بار یک الکترون است. بار کل یک هسته مساوی با Z+ واحد بار الکترونی است.

بخش اعظم اتم فضای خالی است که در آن الکترون‌ها هسته را احاطه می‌کنند. (الکترون‌ها ذرات کوچک با بار منفی معادل (۱-) واحد بار الکترونی با جرمی حدود $\frac{۱}{۱۸۴۰}$ جرم پروتون هستند). الکترون‌های با بار منفی به وسیله جذب الکتروستاتیکی (کولنی) به هستهٔ با بار مثبت مقیداند. در یک اتم خنثی، تعداد الکترون‌ها موجود در اتم مساوی با تعداد پروتون‌های هسته است.

مکانیک کوانتومی به ما می‌گوید که فقط مقادیر معین گسسته‌ای از E، انرژی کل الکترون، و J ، تکانه زاویه‌ای الکترون‌ها، مجاز هستند. این حالت‌های گسسته، در شکل نیمه کلاسیک و آشنای اتم، به صورت یک هستهٔ خیلی کوچک در حالی‌که الکترون‌ها در مدارهایی گسسته حول آن می‌چرخند، نشان داده شده است (شکل۱-۱). در این کتاب، ما ساختار هسته را بررسی کرده و تصویر نیمه کلاسیک مشابهی از هسته را ارائه خواهیم کرد که به ما اجازه خواهد داد گسترهٔ بزرگی از پدیده‌های هسته را درک و پیش‌بینی کنیم.



شکل۱- ۱. نمایش طرحوار اندازه‌های نسبی اتم و هسته.

۱-۳. فرایندهای اتمی

مقیاس‌های انرژی و اندازه‌های فرایندهای اتمی خیلی متفاوت‌اند. این اختلاف‌ها به ما اجازه می‌دهند که آنها را جداگانه بررسی کنیم.

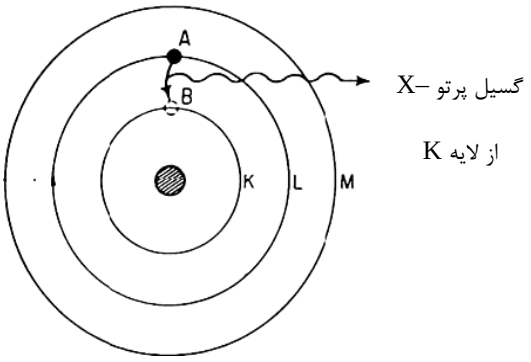
۱-۳-۱. یونش

فرض کنید یک اتم با اتم دیگری برخورد کند. چنانچه برخورد *ناکشسان* باشد (انرژی‌های جنبشی هسته‌های برخورد کننده پایسته نمانند)، یکی از این دو حالت ممکن است اتفاق بیفتد: (الف) برانگیختگی یک یا هر دو اتم به یک حالت برانگیخته، شامل تغییری در آرایهٔ الکترونی آنها یا (ب) *یونش* یک یا هر دو اتم یعنی کنده‌شدن یک یا چند الکترون از اتم‌ها برای تشکیل یک یون با بار مثبت. برای بروز یونش، الکترونی از اتم باید آنقدر انرژی بگیرد که دست‌کم معادل انرژی بستگی آن باشد، که برای داخلی‌ترین الکترون‌ها یا الکترون‌های K مساوی $(۲۵۵/۵)\left(Z_{eff}/۱۳۷\right)^{۲}$ کیلو الکترون ولت است، که در آن Z_{eff} بار مؤثر هسته است که الکترون آن را احساس می‌کند (و شامل آثار سَرَند شدن بار الکتریکی هسته توسط الکترون‌های دیگر است).

بار مؤثر هسته برای الکترون‌های K می‌تواند با عبارت $(Z - ۰/۳)$ تقریب زده شود. همانگونه که از این عبارت‌ها دیده می‌شود، انرژی لازم برای ایجاد یونش، از انرژی‌های جنبشی اتم‌های گازی در دمای اتاق خیلی فراتر است. بنابراین، اتم‌ها باید (در نتیجهٔ فرایندهای فروپاشی هسته‌ای، یا شتاب دادن مصنوعی به آنها) با سرعت‌های بالایی حرکت کنند تا بتوانند، در اثر برخورد، الکترون‌هایی را که شدیداً در قید اتم‌های دیگر هستند از آنها بیرون بیندازند.

۱-۳-۲. گسیل پرتوِ- X

لفظ *پرتوِ* $-X$ اشاره به تابش الکترومغناطیسی دارد که به هنگام فرو افتادن یک الکترون از یک لایهٔ الکترونی بیرونی اتم، برای پرکردن یک جای خالی در یک لایهٔ الکترونی درونی آن، تولید می‌شود (شکل۱-۲)؛ مثل آمدن از لایهٔ M برای پر کردن یک جای خالی در لایهٔ L. الکترون در این گذار (رفتن به یک لایهٔ مقیدتر) انرژی پتانسیل از دست می‌دهد و این انرژی را به شکل پرتوهای X تابش می‌کند. (پرتوهای X را نباید با پرتوهای γ که معمولاً پر انرژی‌تر بوده و از گذارهای ایجاد شده توسط نوترون‌ها و پروتون‌ها در هستهٔ اتم، و نه در لایه‌های الکترونی آن، تولید می‌شوند، اشتباه کرد). انرژی پرتو-X از اختلاف انرژی‌های بستگی الکترون‌ها در دو لایه به‌دست می‌آید، که، به نوبهٔ خود، بستگی به عدد اتمی عنصر دارد. به این ترتیب، انرژی‌های پرتو-X را می‌توان برای تعیین عدد اتمی عناصر تشکیل‌دهندهٔ یک ماده، و همچنین دلیل قطعی برای شناسایی یک عنصر شیمیایی جدید، به کار برد.



شکل ۱-۲. طرحوارِ نشان دهندهٔ گسیل پرتو-X در اثر یک واپاشی اتمی، که طی آن یک الکترون از تراز بالاتر به تراز پایین‌تر فرو می‌افتد تا جای خالی یک الکترون را در آن پرکند: الکترون لایهٔ L، *A*، جای خالیِ *B* را در لایهٔ K پر می‌کند. با این کار، الکترون یک پرتو–X مشخصه‌ای K گسیل می‌کند.

در *واژه شناسی* پرتو-X، پرتوهای-X ناشی از گذار از لایهٔ L به لایهٔ K را اصطلاحاً پرتوِ ایکسِ K_α؛ پرتوهای–X ناشی از گذار از لایهٔ M به K را پرتوِ ایکسِ K_β می‌نامند (در گامی فراتر، پرتوهای X سرچشمه گرفته از زیر لایه‌های $2p_{1/2}$ و $2p_{3/2}$ متعلق به لایهٔ L را به ترتیب K_{α_1} و K_{α_2} می‌نامند). به همین ترتیب، پرتوهای-X حاصل از گذارهای M به L را پرتوهای ایکسِ L_α می‌نامند و اِلی آخر. برای هر گذار، تغییرات تکانه زاویه‌ای مداری Δl، و تکانه زاویه‌ای کل Δj، باید در روابط زیر صدق کنند:

$$\begin{aligned}\Delta l &= \pm 1\\ \Delta j &= 0, \pm 1\end{aligned} \qquad (۱.۱)$$

مدل سادهٔ بور برای اتم هیدروژن‌سان (دارای فقط یک الکترون) پیش‌بینی می‌کند که انرژی پرتو–X یا انرژی‌گذار ΔE عبارت است از:

$$\Delta E = E_{\text{اولیه}} - E_{\text{نهایی}} = R_\infty hcZ^2\left(\frac{1}{n^2_{\text{اولیه}}} - \frac{1}{n^2_{\text{نهایی}}}\right) \qquad (۲.۱)$$

که در آن R_∞، h، c و n به ترتیب نشان‌دهندهٔ ثابت ریدبرگ، ثابت پلانک، سرعت نور، و عدد کوانتومی اصلی برای مدار الکترون هستند. از آنجا که انرژی پرتو ـ X، E_x، در واقع ΔE- است (پس از جایگذاری مقادیر ثابت‌های فیزیکی) می‌توانیم بنویسیم:

$$E_x = ۱۳/۶ Z^۲ \left(\frac{۱}{n^۲_{\text{نهایی}}} - \frac{۱}{n^۲_{\text{اولیه}}} \right) \ eV \qquad (۱.۳)$$

که در آن E_x بر حسب واحد الکترون ولت (eV) است. برای پرتوهای ایکسِ K_α حاصل از یون‌های با فقط یک الکترون،

$$E_x^K = ۱۳/۶ \left(\frac{۱}{۱^۲} - \frac{۱}{۲^۲} \right) Z^۲ \ eV \qquad (۱.۴)$$

در حالی‌که برای پرتوهای ایکسِ L_α خواهیم داشت:

$$E_x^L = ۱۳/۶ \left(\frac{۱}{۲^۲} - \frac{۱}{۳^۲} \right) Z^۲ \ eV \qquad (۱.۵)$$

در واقع، هسته را تعداد زیادی الکترون احاطه می‌کنند، و ما باید Z را با Z مؤثر جایگزین کنیم تا سَرَند شدن بار الکتریکی هسته توسط الکترون‌های دیگر لحاظ شود. این تصحیح به وسیلهٔ موزلی[1] انجام گرفت و او نشان داد که فرکانس‌های ν ی پرتوهای-X سری K_α را می‌توان به صورت

$$\nu^{۱/۲} = \text{مقدار ثابت} \left(Z - ۱ \right) \qquad (۱.۶)$$

بیان کرد، در حالی که برای پرتوهای–X سری L_α داریم

$$\nu^{۱/۲} = \text{مقدار ثابت} \left(Z - ۷/۴ \right) \qquad (۱.۷)$$

[1]. Moseley

به این ترتیب، موزلی نشان داد که انرژی پرتوهای ایکس ($\sim h\nu$) به مربعِ « *نوع تغییر شکل یافته‌ای*» از عدد اتمی (به دلیل همپوشانی بار الکتریکی هسته) بستگی دارد. همچنین، شدت‌های نسبی پرتوهای ایکسِ K_{α_1}، K_{α_2}، و غیره متناسب با تعداد راه‌های ممکنِ انجام آن گذار خواهد بود. بنابراین، انتظار داریم نسبت شدتِ $K_{\alpha_1}/K_{\alpha_2}$ تقریباً مساوی ۲ باشد، چرا که حداکثر تعداد الکترون‌ها در تراز $2p_{3/2}$مساوی ۴ است در حالی که حداکثر تعداد الکترون‌ها در تراز $2p_{1/2}$ مساوی ۲ است. شدت‌های نسبی پرتوهای-X مختلف به حالت شیمیایی اتم، حالت اکسایش آن، پیوند با لیگاندها، و سایر عواملی که بر چگالی موضعی الکترون اثر دارند، بستگی دارد. بنابراین، شدت‌های نسبی، در مطالعات الکتروشیمیایی مفید هستند. همچنین باید توجه کرد، که، همانگونه که به تفصیل در فصل‌های ۷ تا ۹ بحث شده است، تولید پرتوِ ایکس می‌تواند همراه با واپاشی پرتوزا باشد. مُدهای واپاشی پرتوزا، همچون گیراندازی الکترون یا تبدیل داخلی، مستقیماً منجر به جاهای خالی در لایه‌های الکترونی اتم می‌شوند. پرتوهای-X حاصل، نشانه‌هایی هستند که می‌توانند برای شناسایی مُدهای واپاشی و / یا گونه‌های واپاشی کننده به کار روند.

۱-۴. واژگان و اصطلاحات عالَمِ هسته

هسته، ترکیبی از *نوکلئون*هاست. دو «نوع» نوکلئون وجود دارد، نوترون و پروتون. هستهٔ با تعداد معینی پروتون و نوترون را *نوکلید* (*ویژه‌هسته*) می‌نامیم. *عدد اتمی* Z، تعداد پروتون‌های هسته است، در حالی که N، *عدد نوترونی*، برای اشاره به تعداد نوترون‌های هسته به کار می‌رود. تعداد کل نوکلئون‌ها در هسته، A، *عدد جرمی* نامیده می‌شود. بدیهی است که $A = Z + N$. توجه داشته باشید که، A، تعداد نوکلئون‌های هسته، یک عدد صحیح است، در حالی که جرم واقعی هسته m، عدد صحیح نیست.

ویژه‌هسته‌هایی که تعداد یکسانی پروتون در هسته دارند، ولی تعداد نوترون‌هایشان متفاوت است، *ایزوتوپ* نام دارند (این کلمه، مشتق از *ایزو* + *توپوس* یونانی، به معنی «هم‌مکان» است، و اشاره به موقعیت در جدول تناوبی دارد). ایزوتوپ‌ها دارای خواص شیمیایی بسیار مشابهی هستند زیرا آرایه‌های الکترونی‌شان یکی است. ویژه‌هسته‌های با تعداد نوترون N یکسان در هسته ولی تعداد متفاوت پروتون Z *ایزوتون* نامیده می‌شوند. ایزوتون‌ها دارای برخی خواص هسته‌ای مشابه هستند که این در مانستگیِ با تشابه خواص شیمیایی ایزوتوپ‌هاست. ویژه‌هسته‌های با عدد جرمی A، یکسان، ولی تعداد نوترون و پروتون متفاوت *ایزوبار* نامیده می‌شوند. ایزوبارها در فرایندهای واپاشی پرتوزا اهمیت دارند و بالاخره لفظ *ایزومر* اشاره به ویژه‌هسته‌ای دارد که در یک حالت هسته‌ای برانگیخته با زمان عمر قابل اندازه‌گیـری (بزرگ‌تر از 10^{-9}s) به سر می‌برد. این برچسب‌ها خیلی

سرراست هستند، اما لفظ ایزوتوپ اکثراً به اشتباه به‌کار می‌رود. به‌عنوان مثال، هسته‌های پرتوزا (رادیونوکلیدها) غالباً به غلط رادیوایزوتوپ خوانده می‌شوند، هرچند که ویژه‌هسته‌های مورد اشاره دارای اعداد اتمی یکسانی نیستند.
قرارداد برای نشان دادن یک ویژه‌هستهٔ مفروض (با Z پروتون، N نوترون) این است:

$$\text{نماد شیمیایی}\ {}^{A}_{Z}\mathrm{N}$$

از این‌رو، هستهٔ با شش پروتون و هشت نوترون به صورت ${}^{14}_{6}\mathrm{C}_{8}$ یا ${}^{14}\mathrm{C}$ نوشته می‌شود (در نوشته‌های قدیمی‌تر، ${}^{14}\mathrm{C}$ را به صورت C^{14} می‌نوشتند، اما این سیستم نام‌گذاری اکنون نوعاً منسوخ شده است.) توجه داشته باشید که گاهی بار الکتریکی مستتر در اتمِ یک ویژه‌هستهٔ مفروض را به صورت شاخص بالای گوشهٔ راست نمایش می‌دهند. بنابراین، یک اتم دوبار یونیدهٔ شامل هستهٔ Li با سه پروتون و چهار نوترون و تنها یک الکترون به صورت ${}^{7}\mathrm{Li}^{2+}$ نشان داده می‌شود.

نمونه مسئلهٔ ۱-۱. هسته‌های زیر را در نظر بگیرید: ${}^{13}\mathrm{N}, {}^{12}\mathrm{C}, {}^{14}\mathrm{N}, {}^{14}\mathrm{C}, {}^{60}\mathrm{Co}^{m}$
ایزوتوپ‌ها کدام‌اند؟ ایزوتون‌ها؟ ایزوبارها؟ ایزومرها؟

حل: ${}^{60}\mathrm{Co}^{m}$ ایزومر است؛ ${}^{14}\mathrm{C}$ و ${}^{12}\mathrm{C}$ ایزوتوپ‌های C هستند؛ ${}^{13}\mathrm{N}$ و ${}^{14}\mathrm{N}$ ایزوتوپ‌های ${}^{14}\mathrm{C}; \mathrm{N}$ و ${}^{14}\mathrm{N}$ ایزوبار (A=۱۴) ، و ${}^{12}\mathrm{C}$ و ${}^{13}\mathrm{N}$ ایزوتون (N =۶) هستند.

حال می‌توانیم تخمینی از دو کمیت مهم اندازه و چگالی یک هسته نوعی داشته باشیم. با فرض اینکه جرم هر نوکلئون تقریباً ۱u بوده و هسته به صورت کروی در نظر گرفته شود، می‌توان نوشت:

$$\rho \equiv \text{چگالی} = \frac{\text{جرم}}{\text{حجم}} \approx \frac{A\ amu}{\frac{4}{3}\pi R^3} \qquad (۸.۱)$$

در فصل ۲ خواهیم دید که یک قانون تجربی برای توصیف شعاع‌های هسته‌های پایدار این است:

$$R = 1/2 \times 10^{-13}\ A^{1/3} \quad cm \qquad (۹.۱)$$

بنابراین داریم:

$$\rho = \frac{(Au)\left(۱/۶۶\times ۱۰^{-۲۴}\ g/u\right)}{\frac{۴}{۳}\pi\left(۱/۲\times ۱۰^{-۱۳}\ A^{۱/۳}cm\right)^{۳}}$$

که در آن مقدار $۱/۶۶ \times ۱۰^{-۲۴}$ گرم را برای ۱u (پیوست الف) به‌کار برده‌ایم. پیش از محاسبهٔ عددی چگالی ρ، باید توجه داشت که فاکتور A در عبارت حذف می‌شود، و ما به این نتیجه می‌رسیم که کلیه هسته‌ها تقریباً چگالی یکسانی دارند. این، مشابه وضعیت قطره‌های با اندازه‌های مختلفِ یک مایع خالص است. تمام مولکول‌های درونِ یک قطره با نیروهای کوتاه- برد همسانی با یکدیگر برهم‌کنش می‌کنند، و اندازهٔ کل قطره با تعداد مولکول‌ها رشد می‌کند. با محاسبهٔ این عبارت و تبدیل به واحدهای مناسب، داریم:

$$\rho \approx ۲۰۰,۰۰۰ \quad \text{تن}/mm^{۳}$$

مکعبی از یک ماده هسته‌ای به ابعاد یک میلی‌متر، در بردارندهٔ جرمی معادل ۲۰۰۰۰۰ تن است.

وای! حالا می‌توانیم پی ببریم که علت اینهمه هیجان دربارهٔ موضوع هسته‌ای برای چیست. به نیروهای فوق‌العاده‌ای فکر کنید که برای نگه‌داری اجزای یک ذات مادّیِ با این چگالی در کنار هم، لازم هستند. تغییرات نسبتاً کوچکی در هسته‌ها (از طریق واپاشی یا واکنش‌ها) می‌توانند مقادیر بالایی انرژی آزاد کنند. (از دیدگاه دانشجویی که محاسباتی را در مسائل هسته‌ای انجام می‌دهد، عبارت مفیدتر برای چگالی هسته، ۰/۱۴ نوکلئون بر $f\mathrm{m}^{۳}$ است).

۱-۵. مروری بر انواع واپاشی‌های هسته‌ای

هسته‌ها می‌توانند خودبه‌خود تابش گسیل کنند. فرایند کلی، *واپاشی پرتوزا* خوانده می‌شود. با اینکه این موضوع در فصل‌های ۳، ۷، ۸ و ۹ به تفصیل مورد بحث قرار خواهد گرفت، لازم است، سرِ ضرب، ایده‌های کلی چندی (که در زیر آنها را خلاصه می‌کنیم) دربارهٔ این فرایندها داشته باشیم.

واپاشی پرتوزا معمولاً شامل یکی از سه نوع واپاشی اصلیِ، واپاشی αزا، واپاشی βزا، یا واپاشی γزا است که در آن یک ویژه‌هستهٔ ناپایدار به صورت خودبه‌خود به یک شکل پایدارتر تغییر یافته و مقداری تابش گسیل می‌کند. در جدول ۱-۱، ویژگی‌های اصلی این نوع واپاشی‌ها ملاحظه می‌شوند.

این واقعیت که سه فرایند اصلی واپاشی وجود دارد (و نام آنها) توسط رادرفورد کشف (ابداع) شد. وی نشان داد که هر سه فرایند در واپاشی نمونه‌ای از اورانیم طبیعی (و دخترهای آن) رخ می‌دهند. تابش‌های گسیل شده α، β و γ نامیده شدند تا معرف قدرت نفوذ انواع مختلف تابش باشند. تحقیقات بیشتر نشان داده است که در واپاشی α زا، یک هستهٔ سنگین خودبه‌خود یک هسته ^{4}He (ذرهٔ α) گسیل می‌کند. ذرات گسیل شدهٔ α تک انرژی‌اند و در نتیجهٔ واپاشی، هستهٔ مادر دو پروتون و دو نوترون از دست داده و به نوکلید جدیدی تبدیل می‌گردد. کلیهٔ هسته‌های با $Z > ۸۳$ نسبت به این روش واپاشی ناپایدار هستند.

واپاشی هسته‌ای βزا به سه روش انجام می‌پذیرد: β^-، β^+ و گیراندازی الکترون (EC). در این واپاشی‌ها، یک نوترون هسته (یا پروتون) به یک پروتون (یا نوترون) تبدیل و یک نوترینو (یا آنتی‌نوترینو) و یک الکترون (یا پوزیترون) دفع می‌گردد. در گیراندازی الکترون، یک الکترون مداری به وسیلهٔ هسته جذب می‌شود، پروتونی را به یک نوترون تبدیل می‌کند و همراه با آن یک نوترینو گسیل می‌نماید. تعداد کل نوکلئون‌ها A، در هسته طی این واپاشی‌ها تغییری نمی‌کند، و تنها تعداد نسبی نوترون‌ها و پروتون‌ها تغییر می‌کند. به عبارت دیگر، این فرایند می‌تواند یک عدم موازنه بین تعداد نوترون‌ها و پروتون‌ها را در هسته «تصحیح» یا «تنظیم» کند. در واپاشی‌های β^+زا و βزا، انرژی واپاشی بین الکترون گسیل شده، نوترینو و هستهٔ دخترِ پس‌زده به اشتراک گذاشته می‌شود. بنابراین، طیف انرژی الکترون‌های گسیل شده و نوترینوها در محدوده بین صفر تا انرژی واپاشی پیوسته خواهد بود. در واپاشی EC اساساً کلیهٔ انرژی واپاشی به وسیلهٔ نوترینوی گسیل شده حمل می‌گردد، هسته‌های غنی از نوترون از طریق واپاشی β^-زا واپاشی می‌کنند، در حالی که هسته‌های غنی از پروتون با واپاشی β^+زا یا EC وا می‌پاشند. واپاشی β^+زا بیشتر در هسته‌های سبک رخ می‌دهد و مستلزم انرژی واپاشی بالاتر از ۱/۰۲MeV (به دلایلی که بعداً مورد بحث قرار می‌گیرند) است، در حالی که واپاشی EC بیشتر در هسته‌های سنگین‌تر رخ می‌دهد.

واپاشی الکترومغناطیسی هسته‌ای به دو روش رخ می‌دهد، واپاشی γزا و تبدیل داخلی (IC). در واپاشی γزا، هسته‌ای که دریک حالت برانگیخته به سر می‌برد، با گسیل یک فوتون واپاشی می‌کند. در تبدیل داخلی، همان هستهٔ برانگیخته انرژی خود را بدون تابش به یک الکترون مداری انتقال می‌دهد که از اتم دفع می‌گردد. در هر دو نوع واپاشی، فقط انرژی برانگیختگی هسته کاهش می‌یابد و تعداد هیچکدام از نوکلئون‌ها تغییری نمی‌کند.

نمونه مسئلهٔ ۱-۲. با توجه به پایستگی تعداد نوکلئون‌های داخل هسته و پایستگی بار الکتریکی در طی واپاشی پرتوزا (جدول ۱-۱)، نوشتن و موازنه معادلات واپاشی هسته‌ای نسبتاً آسان است. مثلاً روابط زیر را در نظر بگیرید:

واپاشی β^-زا در ^{90}Sr
واپاشی αزا در ^{232}Th
واپاشی β^+زا در ^{62}Cu
واپاشی EC در ^{256}Md

جدول ۱-۱. خواص واپاشی پرتوزا.

نوع واپاشی	ذرهٔ گسیل شده	ΔZ	ΔN	ΔA	انرژی‌نمونهٔ ذرهٔ گسیل شده	مثال	رخداد
α	$^4He^{2+}$	-۲	-۲	-۴	$4 \le E_\alpha \le 10\ MeV$	$^{238}U \rightarrow ^{234}Th + \alpha$	Z >۸۳
β^-	$\bar{\nu}_e, e^-$ دارای انرژی	+۱	-۱	۰	$0 \le E_{\beta^-} \le 2MeV$	$^{14}C \rightarrow ^{14}N + \beta^- + \bar{\nu}e$	$N/Z > (N/Z)_{\text{پایدار}}$
β^+	ν_e, e دارای انرژی	-۱	+۱	۰	$0 \le E_{\beta^+} \le 2MeV$	$^{22}Na \rightarrow ^{22}Ne + \beta^+ + \nu_e$	؛ هسته سبک $N/Z < (N/Z)_{\text{پایدار}}$
EC	ν_e	-۱	+۱	۰	$0 \le E_\nu \le 2MeV$	$e^- + ^{207}Bi \rightarrow ^{207}Pb + \nu_e$	؛ هسته سنگین $N/Z < (N/Z)_{\text{پایدار}}$
γ	فوتون	۰	۰	۰	$0/1 \le E_\gamma \le 2MeV$	$^{60}Ni^* \rightarrow ^{60}Ni + \gamma$	هر هسته برانگیخته
IC	الکترون	۰	۰	۰	$0/1 < E_e < 2MeV$	$^{125}Sb^m \rightarrow ^{125}Sb + e^-$	حالت‌هایی که گسیل پرتو-γ ممنوع است.

با به کار بردن جدول (۱-۱) معادلات واپاشی به صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$^{90}_{38}Sr \rightarrow ^{90}_{39}Y^+ + \beta^- + \bar{\nu}_e$$
$$^{232}_{90}Th \rightarrow ^{228}_{88}Ra + ^{4}_{2}He$$
$$^{62}_{29}Cu \rightarrow ^{62}_{28}Ni^- + \beta^+ + \nu_e$$
$$e^- + ^{256}_{101}Md^+ \rightarrow ^{256}_{100}Fm + \nu_e$$

علاوه بر توصیف کیفی، واپاشی پرتوزا دارای توضیح کمّی مهمی نیز هست. واپاشی پرتوزا می‌تواند به صورت یک واکنش مرتبهٔ اول توضیح داده شود، یعنی، تعداد واپاشی‌ها متناسب است با تعداد

هسته‌های واپاشان موجود. این واکنش به صورت *نمایی*، یا قانون آهنگ انتگرال گرفته شدهٔ زیر توصیف می‌شود:

$$N = N_{\circ} e^{-\lambda t} \qquad (۱۰.۱)$$

که در آن N تعداد هسته‌های موجود در زمان t و $N_{\circ}$ تعداد هسته‌های موجود در زمان t=۰ است. ثابت واپاشی λ، یک ویژگی از هر هسته و متناسب با نیمه‌عمر $t_{1/2}$ با رابطهٔ زیر است:

$$\lambda = \ln ۲ / t_{۱/۲} \qquad (۱۱.۱)$$

نیمه‌عمر عبارت است از مدت زمان لازم برای کاهش تعداد هسته‌ها به نصف تعداد اولیه. تعداد واپاشی‌هایی که در یک نمونهٔ پرتوزا در مدت زمان مفروضی رخ می‌دهند *فعالیت* A نمونه خوانده می‌شوند. فعالیت، عبارت است از حاصلضرب تعداد هسته‌های موجود، N، در احتمال واپاشی، λ هر هسته، یعنی $A = \lambda N$ بنابراین، فعالیت نیز به‌طور نمایی با زمان کاهش پیدا می‌کند.

$$A = A_{\circ} e^{-\lambda t} \qquad (۱۲.۱)$$

که در آن A تعداد فروپاشی‌ها بر واحد زمان، در لحظهٔ t و $A_{\circ}$ فعالیت در لحظهٔ t =۰ است. نیمه‌عمرهای هسته‌ها براساس هر مد واپاشی غالباً برای شناسایی هسته‌ها به‌کار می‌روند.

نمونه مسئلهٔ ۱-۳. ^{۱۴}C با واپاشی β^{-} و نیمه‌عمر ۵۷۳۰ سال به ^{۱۴}N وا می‌پاشد. چنانچه یک گرم از نمونهٔ کربن، شامل ۱۵ فروپاشی در دقیقه باشد، فعالیت آن پس از ۱۰۰۰۰ سال چه خواهد بود؟

حل:

$$A = A_{\circ} e^{-\lambda t}$$

$$\lambda = \frac{\ln ۲}{۵۷۳۰\, y} = ۱/۲۱۰ \times ۱۰^{-۴}\, y^{-۱}$$

$$A = (۱۵ \text{ تجزیه/دقیقه}) e^{-(۱/۲۱۰ \times ۱۰^{-۴})(۱۰,۰۰۰)} = ۴/۵ \text{ تجزیه/ دقیقه}$$

کلیهٔ موجودات زنده دارای مقدار ثابتی از ^{۱۴}C بر گرم کربن از طریق «بده بستان» با محیط‌های اطراف خود هستند. هنگامی که این موجودات می‌میرند، «بده بستان» مزبور متوقف شده و مقدار

^{14}C موجود به‌طور نمایی با زمان کاهش پیدا می‌کند. با استفاده از اندازه‌گیری محتوای ^{14}C در یک مادهٔ مرده می‌توان عمر آن را تعیین کرد. این فرایند و فرایندهای واپاشی دیگری که از نظر زمین‌شناسی مهم هستنددر فصل ۳ مورد بحث قرار خواهند گرفت.

۱-۶. مفاهیم فیزیک نوین مورد نیاز در شیمی هسته‌ای

اگر چه تلاش ما این است که شیمی هسته‌ای را بدون کاربست وسیع فیزیک و ریاضی توضیح بدهیم، اما مفاهیم مهم چندی از فیزیک نوین هستند که باید مرور کنیم زیرا این مفاهیم را در بحث‌هایمان به کار خواهیم برد.

۱-۶-۱. انواع نیروهای طبیعت

بگذارید به‌طور خلاصه بعضی مفاهیم فیزیکی را که در مطالعهٔ شیمی هسته‌ای به‌کار خواهیم برد مرور کنیم. ابتدا، لازم است انواع نیروهای موجود در طبیعت را مورد بحث قرار دهیم. *چهار* نیروی بنیادی در طبیعت وجود دارند (جدول ۱-۲). تا آنجا که می‌دانیم، کلیه برهم‌کنش‌ها در جهان ناشی از این نیروها هستند. ضعیف‌ترین نیرو *گرانش* است، که وقتی اجسام برهم‌کنش کننده، مثل سیاره‌ها، ستاره‌ها و ...، جرمشان زیاد باشد اهمیت پیدا می‌کند. نیروی قوی‌تر بعدی، *برهم‌کنش ضعیف است*، که در واپاشی هسته‌ای βزا دارای اهمیت است. *نیروی آشنای الکترومغناطیسی*، که بیشترِ رفتارها را در جهان ملموس ما باعث می‌شود، در مرتبهٔ بعدی قدرت است، و حال آنکه، *برهم‌کنش هسته‌ای یا قوی*، قوی‌ترین نیرو است. باید توجه داشت که، همانگونه که پیشتر در بحث چگالی‌های هسته اشاره کردیم، نیروی قوی یا هسته‌ای ۱۰۰ بار قوی‌تر از نیروی الکترومغناطیسی است که اتم‌ها را در قید هم نگه می‌دارد.

جدول ۱-۲. انواع نیروهای موجود در طبیعت.

نیرو	برد(متر)	قدرت نسبی	حامل نیرو
گرانش	∞	10^{-38}	گراویتون
ضعیف	10^{-18}	10^{-5}	$W^{\pm}, Z^{\circ}$
الکترومغناطیسی	∞	$\alpha = \frac{1}{137}$	فوتون
قوی	10^{-15}	۱	گلوئون

در قرن نوزدهم، رابطهٔ بین الکتریسیته و مغناطیس کشف شد. در قرن بیستم نشان داده شد که نیروهای الکترومغناطیسی و ضعیف صرفاً دو وجه متفاوت از یک نیرو، به نام نیروی الکترو ضعیف هستند. تلاش‌های کنونی، سعی بر اتحاد نیروهای قوی و الکتروضعیف در یک «به اصطلاح» *نظریهٔ وحدت بزرگ*[1] یا GUT دارند. گام نهایی در این راستا می‌تواند شمول گرانش در یک *نظریهٔ همه چیز*[2] باشد. بحث این نظریه‌های وحدت یافته خارج از سطح این کتاب است؛ با این‌همه، قدرت نسبی و خواص این نیروها بخش مهمی از بحث ما را در پدیده‌های هسته‌ای تشکیل خواهند داد.

۱-۶-۲. مکانیک مقدماتی

بگذارید چند رابطهٔ ابتدایی از فیزیک کلاسیک را که مورد استفاده قرار خواهیم داد یادآور شویم. نیرو را می‌توان به صورت یک بردار **F**، نشان داد که آهنگ تغییر تکانه نسبت به زمان را توصیف می‌کند:

$$\boldsymbol{F} = \frac{d\boldsymbol{p}}{dt} \qquad (۱۳.۱)$$

که در آن، تکانهٔ $p = mv$ و جرمِ m و سرعتِ v مربوط به ذرهٔ موردنظر هستند، با چشم‌پوشی از آثار نسبیتی (بخش ۱-۶-۳) که برای ذرات با سرعت نزدیک به سرعت نور دارای اهمیت هستند، انرژی جنبشی یک جسم متحرک با رابطهٔ زیر نشان داده می‌شود:

$$T = \frac{۱}{۲}mv^{۲} \qquad (۱۴.۱)$$

برای وضعیت نشان داده شده در شکل۱-۳ برای حرکت ذره‌ای نسبت به یک نقطهٔ ثابت، تکانهٔ زاویه‌ای مداری ذره l، با جرم m نسبت به نقطهٔ O عبارت است از:

$$\mathrm{l} = \mathrm{r} \times \mathrm{p} \qquad (۱۵.۱)$$

---

[1]. Grand Unified Theory
[2]. Theory of Eveything

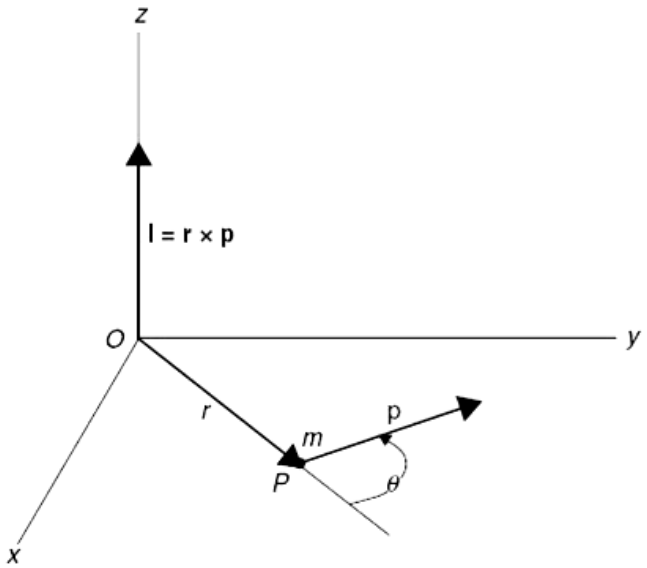
کمیت **l** برداری است که اندازهٔ آن برای حرکت دایره‌ای مساوی *mvr* است. برای حرکت نسبت به یک نقطهٔ ساکن، این اندازه مساوی *mvb* است که در آن *b* نزدیک‌ترین فاصلهٔ مسیر موسوم به *پارامتر برخورد* است.

حال رابطهٔ بین اندازهٔ یک نیرو *F(r)*، را که بستگی به فاصلهٔ بین دو جسم، *r*، و انرژی پتانسیل *V(r)*، دارد، نیز یادآور می‌شویم:

$$F = \frac{-\partial V}{\partial r} \qquad (۱۶.۱)$$

به این ترتیب، اگر انرژی پتانسیل کولنی بین دو جسم باردار به صورت زیر داده شود

$$V = \frac{+kq_1q_2}{r_{12}} \qquad (۱۷.۱)$$



شکل ۱-۳. ذرهٔ به جرم *m*، که با سرعت **v** حرکت می‌کند دارای تکانهٔ خطی *p=mv* است. نسبت به نقطه *O*، این ذره دارای تکانه زاویه‌ای **l** = **r**×**p** است، که **r** برداری است که نقطهٔ *O* را به ذره وصل می‌کند. در نقطهٔ نزدیک‌ترین فاصلهٔ مسیر، *r* مساوی با پارامتر برخورد *b* است.

که در آن $r_{۱۲}$ فاصله جدایی بین بارهای $q_۱, q_۲$ و k یک ثابت است، اندازهٔ نیروی کولنی F_C، عبارت است از:

$$F_C = \frac{-\partial V}{\partial r} = \frac{kq_۱q_۲}{r_{۱۲}^۲} \qquad (۱۸ .۱)$$

چون نیروها معمولاً به صورت بردار نشان داده می‌شوند، بهتر است هنگام بحث برهم‌کنش‌های هسته‌ای، انرژی پتانسیل را، که کمیّتی عددی است، در نظر بگیریم. از بحث بالا باید همیشه به‌خاطر داشت که صحبت پیرامون انرژی پتانسیل $V(r)$، بحث پیرامون نیروی $F(r)$ نیز هست.

۱-۶-۳. مکانیک نسبیتی

همانگونه که اینشتین نشان داد، هنگامی که ذره‌ای با سرعتی نزدیک به سرعت نور حرکت می‌کند، روابط کلاسیک (بخش ۱-۶-۲) که حرکت ذره را در یک سیستم ساکن توضیح می‌دهند، دیگر معتبر نیستند. فرایندهای هسته‌ای اکثراً شامل ذراتی با چنین سرعت‌های بالایی هستند. بنابراین، باید درک درستی از مفاهیم بنیادی مکانیک نسبیتی داشته باشیم. طبق نظریهٔ نسبیت خاص، جرم یک ذرهٔ در حال حرکت، مطابق معادلهٔ زیر با سرعت آن تغییر می‌کند:

$$m^* = \gamma m_۰ \qquad (۱۹ .۱)$$

که در آن m^* و $m_۰$ به ترتیب، جرم ذرهٔ در حال حرکت، و در حال سکون هستند. ضریب لورنتس γ با رابطه زیر داده می‌شود:

$$\gamma = \left(۱ - \beta^۲\right)^{-۱/۲} \qquad (۲۰ .۱)$$

که در آن β سرعت ذره v، نسبت به سرعت نور c، است، به‌طوری‌که $\beta = v/c$. بنابراین، با افزایش سرعت ذره، جرم نیز افزایش پیدا می‌کند و در نتیجه، افزایش بیشترِ سرعت را مشکل‌تر می‌سازد. چون جرم m^* نمی‌تواند مجازی باشد، هیچ ذره‌ای نمی‌تواند سریع‌تر از سرعت نور حرکت کند. انرژی کل یک ذره $E_{کل}$ عبارت است از

$$E_{کل} = m^* c^۲ \qquad (۲۱ .۱)$$

چون انرژی کل مساوی انرژی جنبشی به اضافهٔ انرژی جرم سکون است، می‌توان نوشت:

$$E_{\text{کل}} = T + m_{\circ}c^{۲} \qquad (۲۲.۱)$$

که در آن T انرژی جنبشی ذره است. پس:

$$T = (\gamma - ۱) m_{\circ} c^{۲} \qquad (۲۳.۱)$$

مختصات فضا ـ زمان (x, y, z, t) یک نقطه در یک دستگاه ساکن، طبق نظریهٔ نسبیت خاص، با مختصات فضا ـ زمان (x', y', z', t') در دستگاه مختصات متحرکی که در راستای محور x حرکت می‌کند، طبق رابطه‌های زیر مرتبط‌اند:

$$\begin{aligned} x' &= \gamma(x - \beta ct) \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= \gamma\left[t - (\beta/c)x\right] \end{aligned} \qquad (۲۴.۱)$$

این تبدیلات از چارچوب ساکن به چارچوب متحرک، تبدیلات لورنتس خوانده می‌شوند. تبدیلات لورنتس وارون، با تغییر علامت v به دست می‌آید، بگونه‌ای که

$$\begin{aligned} x &= \gamma(x' + \beta ct') \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= \gamma\left[t + (\beta/c)x'\right] \\ \Delta t &= t_{۱} - t_{۲} = \gamma\left[\Delta t' + (\beta/c)\Delta x\right] \\ \Delta x &= \Delta x'/\gamma \end{aligned} \qquad (۲۵.۱)$$

چون $\gamma > ۱$ است، زمان برای ناظر ساکن کند می‌شود، و فاصله در جهت x منقبض می‌گردد.
یک کاربرد این معادلات در شیمی هسته‌ای شامل واپاشی ذرات خیلی سریع است. میون، الکترون سنگین، در حال سکون دارای طول‌عمر τ، مساوی ۲/۲μs است. هنگامی که این ذره دارای انرژی

جنبشیِ ۱۰۰ GeV (در پرتوهای کیهانی) باشد، ما شاهد یک طول‌عمر γτ یا تقریباً $۱۰^{۳}\tau$ خواهیم بود (این پدیده، *اتّساع زمان* خوانده می‌شود و توضیح می‌دهد چرا چنین میون‌هایی می‌توانند به سطح زمین برسند).

یک رشته روابط بین دستگاه مختصات ساکن (پژوهشگر در آزمایشگاهش) و یک دستگاه مختصات متحرک (ذاتی، ناوردا[۱]) به دست آمده‌اند که می‌توان آنها را با محاسبات کلاسیک متغیرهای دینامیک مقایسه کرد (جدول ۱-۳).

به خاطر داشته باشید که برای یک ذرهٔ در حال سکون:

$$E_{\text{کل}} = m_{\circ}c^{۲} \qquad (۲۶.۱)$$

که در آن $m_{\circ}$ جرم سکون و c سرعت نور است. برای یک ذره بدون جرم سکون، مانند فوتون، داریم:

$$E_{\text{کل}} = pc \qquad (۲۷.۱)$$

که در آن p تکانهٔ فوتون است این معادلات نشان می‌دهند که چرا واحدهای $\text{MeV}/\text{c}^{۲}$ برای جرم و MeV/c برای تکانه می‌توانند در محاسبات هسته‌ای مفید باشند.

جدول ۱-۳. مقایسه عبارت‌های نسبیتی و کلاسیک برای یک ذره آزاد در حال حرکت در جهت x.

توصیف کلاسیکی	توصیف نسبیتی
X	$x = \gamma(x' + \beta ct')$
Y	$y = y'$
Z	$z = z'$
T	$t = \gamma(t' + \beta/cx')$
$\Delta t = t_{۲} - t_{۱}$	$\Delta t' = \gamma \Delta t$
جرم m	$m = \gamma m_{\circ}$ ($m_{\circ}$ = جرم در حال سکون)
تکانه $p = mv$	$p = \gamma mv$
$T = ۱/۲ mv^{۲}$ = انرژی جنبشی = T	$T = (\gamma - ۱)m_{\circ}c^{۲}$
(ذره آزاد) $E_{\text{کل}} = E_k$ انرژی کل	$E_{\text{کل}} = \gamma m_{\circ}c^{۲}$
$E = p^{۲}/۲m$ تکانه- انرژی	$E_{\text{کل}}^{۲} = p^{۲}c^{۲} + m_{\circ}^{۲}c^{۴}$

[۱] . «ناوردا» که در مبانی کوانتومی بسیار کاربرد دارد، ترجمه Invariant به معنی بدون تغییر می‌باشد. ـ م.

سؤال مهم این است که چه وقت باید از عبارت‌های کلاسیک و چه وقت از عبارت‌های نسبیتی استفاده کرد؟ یک معیار مناسب، ولی دلخواه، برای اتخاذ این تصمیم این است که وقتی $\gamma \geq ۱/۱$ است از عبارت نسبیتی استفاده کنیم. این تقریباً متناظر است با وضعیتی که در آن یک خطای ۱۳٪ در عبارت کلاسیک رخ می‌دهد. این معیار در عمل دارای چه معنایی است؟ در جدول۱-۴، مقادیر انرژی جنبشی را که در آنها، برای ذرات مختلف، γ مساویی ۱/۱ می‌شود مشخص کرده‌ایم. بنابراین، برای فوتون‌ها، نوترینوها، و الکترون‌ها باید همیشه عبارت‌های نسبیتی را به کار برد (وقتی $T_e > ۵۰ keV$ است)، و حال آنکه برای نوکلئون‌ها این ضرورت وقتی پیش می‌آید که انرژی جنبشی بر نوکلئون از ۱۰۰MeV تجاوز کند.

جدول ۱-۴. چه وقت باید عبارت‌های نسبیتی را به‌کار برد؟

ذره	T(MeV) هنگامی که γ = ۱/۱
γ,ν	۰
E	۰/۰۵۱
μ	۱۱
π	۱۴
p,n	۹۴
D	۱۸۸
α	۳۷۳

نمونه مسئلهٔ ۱-۴. مکانیک نسبیتی یک یون $Ne^{۲۰}$ با انرژی جنبشی ۱GeV بر نوکلئون را در نظر بگیرید. سرعت، تکانه، و انرژی کل آن را محاسبه کنید.

حل:

انرژی جنبشی کل = ۲۰×۱ GeV/نوکلئون = ۲۰GeV = ۲۰۰۰۰MeV

اما می‌دانیم:

$$T = (\gamma - ۱) m_۰ c^۲$$

جرم سکون تقریباً ۲۰u یا ۲۰ × (۹۳۱/۵) $MeV/c^۲$ یا ۱۸۶۳۰ MeV است.

پس می‌توان گفت:

$$\gamma = \frac{T}{m_{\circ}c^{۲}} + ۱ = ۱ + \frac{۲۰,۰۰۰}{۱۸,۶۳۰} = ۲/۰۷$$

اما می‌دانیم

$$\gamma = \left(۱ - \beta^{۲}\right)^{-۱/۲}$$

بنابراین می‌توان گفت:

$$\beta = \left(۱ - \frac{۱}{\gamma^{۲}}\right)^{۱/۲} = ۰/۸۸$$

پس سرعتv برابر

$$\left(۰/۸۸\right)\left(۳/۰۰\times۱۰^{۸}\ m/s\right) = ۲/۶\times۱۰^{۸}\ m/s \quad \text{یا} \quad ۰/۸۸c$$

است. تکانه عبارت است از:

$$\begin{aligned} p &= \frac{mv}{\sqrt{۱-\beta^{۲}}} = \gamma mv \\ &= \left(۲/۰۷\right)\left(۲۰\right)\left(۱/۶۷\times۱۰^{-۲۷}\ g\right)\left(۲/۶\times۱۰^{۸}\right) \\ &= ۱/۸\times۱۰^{-۱۷}\ kg.m/s \end{aligned}$$

یا برحسب یکای دیگر

$$\begin{aligned} pc = \frac{mcv}{\sqrt{۱-\beta^{۲}}} &= \left(۹۳۱/۵\right)\left(۲۰\right)\left(۰/۸۸\right)\left(۲/۰۷\right) \\ &= ۳۳/۹GeV \\ p &= ۳۳/۹GeV/c \end{aligned}$$

انرژی کل

$$E_{\text{کل}} = E_k + m_\circ c^۲$$
$$= \gamma m_\circ c^۲ = (۲/\circ ۷)(۲\circ)(۹۳۱/۵) = ۳۸/۶ GeV$$

۱-۶-۴. طول موج دوبری، دوگانگی موج- ذره

تمایزی بین توصیف موجی و ذره‌ای ماده وجود ندارد. اینکه در یک وضعیت مفروض، کدام را انتخاب کنیم، صرفاً بستگی به سادگی کار دارد. به عنوان مثال، خیلی طبیعی است که ماده را به صورت ذره و با مقادیر تکانه، انرژی جنبشی و غیره توصیف کنیم. همچنین طبیعی است که برای نور از توصیف موجی استفاده کنیم. با این‌همه، همبسته با هر ذرهٔ مادی، یک توصیف موجی وجود دارد که در آن به ذره یک طول موج (طول موج دوبروی λ) نسبت داده می‌شود که اندازهٔ آن عبارت است از

$$\lambda = \frac{h}{p} \qquad (۲۸.۱)$$

که در آن p تکانهٔ ذره، و h ثابت پلانک است (توجه داشته باشید که ثابت پلانک خیلی کوچک $۶/۶\times ۱\circ^{-۳۴}$J.s، است بنابراین، طول موج یک ذره فقط هنگامی دارای اهمیت است که تکانه بی‌نهایت کوچک باشد، مثل الکترون که جرم آن $۹\times ۱\circ^{-۳۱}$kg است). عبارت مربوط به طول موج دوبروی را می‌توان برحسب آحاد راسیونالیزه نوشت:

$$\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{p} \qquad (۲۹.۱)$$

که در آن $\hbar$ برابر $h/۲\pi$است. عبارت‌های بالا کلاسیک‌اند و باید هر کجا که مناسب است آنها را با معادل‌های نسبیتی‌شان جایگزین کرد، یعنی:

$$\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar c}{\left[E_k\left(E_k + ۲m_\circ c^۲\right)\right]^{۱/۲}} \qquad (۳\circ.۱)$$

می‌توانیم اندازه‌های نوعی طول موج ذراتی را که در شیمی هسته‌ای با آنها سر و کار داریم حساب کنیم (جدول ۱-۵). با توجه به ابعاد نوعی هسته $۱۰^{-۱۳}$سانتی‌متر، داده‌های جدول ۱-۵ انرژی‌هایی را نشان می‌دهند که به ازای آنها چنین ذراتی ممکن است دارای طول موجی هم‌ردیف یا کوچک‌تر از ابعاد هسته باشند. این ذرات را می‌توان به عنوان کاوه (وسیلهٔ کاوش) برای اندازه‌گیری ابعاد و تعیین شکل هسته‌ها به کار برد.

به روشی مشابه، کاملاً طبیعی است که به فوتون‌ها نیز توصیف موجی نسبت دهیم (جدول ۱-۴). به این منظور، یادآور می‌شویم که:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E_\gamma} \qquad (۳۱.۱)$$

که ν فرکانس وابسته به طول موج λ است. شکل مناسبی برای این معادله عبارت است از:

$$\lambda(cm) = \frac{۱/۲۳۹۷\times۱۰^{-۱۰}}{E_\gamma(MeV)} \qquad (۳۲.۱)$$

که برای محاسبهٔ مقادیر مندرج در جدول ۱-۵ از این رابطه استفاده شده است. اما غالباً مفید است که فوتون‌ها را به صورت ذره تلقی کنیم، به‌ویژه هنگامی که توسط یک هسته گسیل یا جذب می‌شوند. در این صورت

$$E_\gamma = h\nu = pc \qquad (۳۳.۱)$$

جدول ۱-۵. اندازه‌های نوعی طول موج‌های دوبروی.

طول موج (cm)			
انرژی (MeV)	فوتون	الکترون	پروتون
۰/۱	$۱/۲\times۱۰^{-۹}$	$۳/۷\times۱۰^{-۱۰}$	$۹/۰\times۱۰^{-۱۲}$
۱	$۱/۲\times۱۰^{-۱۰}$	$۸/۷\times۱۰^{-۱۱}$	$۲/۹\times۱۰^{-۱۲}$
۱۰	$۱/۲\times۱۰^{-۱۱}$	$۱/۲\times۱۰^{-۱۱}$	$۰/۹\times۱۰^{-۱۲}$
۱۰۰	$۱/۲\times۱۰^{-۱۲}$	$۱/۲\times۱۰^{-۱۲}$	$۲/۸\times۱۰^{-۱۳}$
۱۰۰۰	$۱/۲\times۱۰^{-۱۳}$	$۱/۲\times۱۰^{-۱۳}$	$۰/۷\times۱۰^{-۱۳}$

نمونه مسئلهٔ ۱-۵. طول موج دوبروی: باریکه‌ای از نوترون‌هایی را در نظر بگیرید که با انرژی ۱ eV بر یک بلور فرود می‌آیند. بازتاب‌های مرتبه ـ اول براگ در ۱۱/۸° مشاهده می‌شوند. فاصلهٔ بین صفحات بلور چقدر است؟

حل: نوترون‌های انرژی-پایین، مانند پرتوهای-X پراشیده می‌شوند. شرط براگ عبارت است از $n\lambda = ۲d\sin\Theta$ که در آن برای پراش مرتبهٔ اول n =۱ است:

$$\lambda = ۲d\sin\Theta$$

$$d = \frac{\lambda}{۲\sin\Theta} = \frac{\frac{h}{p}}{۲\sin\Theta} = \frac{\frac{h}{(۲mE_k)^{۱/۲}}}{۲\sin\Theta}$$

$$d = \frac{\frac{۶/۶۳\times۱۰^{-۳۴}\,Js}{\left(۲۱/۶۷\times۱۰^{-۲۷}\,kg\;\;۱/۶۰\times۱۰^{-۱۹}\,J\right)^{۱/۲}}}{۲\sin\left(۱۱/۸^{\circ}\right)} = ۷/۰\times۱۰^{-۱۱}\,m$$

۱-۶-۵. اصل عدم قطعیت هایزنبرگ

به بیان ساده، اصل عدم قطعیت هایزنبرگ بیان می‌کند که برای دانستن همزمان مکان و سرعت حرکت یک ذره محدودیت‌هایی وجود دارد. به بیان ریاضیات، می‌توان نوشت:

$$\begin{aligned}\Delta p_x \cdot \Delta x &\geq \hbar \\ \Delta p_y \cdot \Delta y &\geq \hbar \\ \Delta p_z \cdot \Delta z &\geq \hbar \\ \Delta E \cdot \Delta t &\geq \hbar\end{aligned} \qquad (۳۴.۱)$$

که در آن Δp_x و Δx، به ترتیب عدم قطعیت‌ها در مؤلفهٔ x تکانه و در مختصهٔ x هستند، در حالی که Δt طول‌عمر یک ذره و ΔE عدم قطعیت در انرژی کل آن است. این محدودیت‌ها در اطلاعات ما هیچ ربطی به کاستی‌های ابزار اندازه‌گیری ما ندارند[۱]، بلکه نشان‌دهندهٔ محدودیت‌های بنیادی هستند که حتی با ابزار ایده‌آل یا کامل نیز اجتناب ناپذیرند.

---

[۱]. البته برخی دانشمندان مانند آلبرت اینشتین و همفکران وی این عبارت را قبول نداشته و معتقد بودند که این محدودیت به‌علت ناقص بودن علم و در دسترس نبودن دستگاه‌های دقیق که قادر به دیدن دنیای ذرات ریز اتمی هستند، می‌باشد. خوانندگان برای کسب مطالب بیشتر می توانند به کتاب «تحلیلی از دیدگاه‌های فلسفی فیزیکدانان معاصر» نوشته دکتر مهدی گلشنی با پیشگفتاری از علامه محمدتقی جعفری مراجعه فرمایند. ـ م.

ذکر یک مثال عملی برای ملاحظهٔ اثر این محدودیتها می‌تواند کارساز باشد. الکترونی با انرژی جنبشی ۵ eV را در نظر بگیرید. سرعت آن را می‌توان غیرنسبیتی محاسبه کرد:

$$v = \left(\frac{۲E_k}{m}\right)^{۱/۲} = \left(\frac{(۲)(۵)(۱/۶۰۲\times۱۰^{-۱۹}\ J/eV)}{۹/۱۱\times۱۰^{-۳۱}\ kg}\right)^{۱/۲}$$
$$= ۱/۳۳\times۱۰^{۶}\ m/s$$

بنابراین تکانهٔ آن عبارت است از

$$p = mv = ۱/۲۱\times۱۰^{-۲۴}\ kg\ m/s$$

فرض کنید عدم قطعیت در تکانهٔ اندازه‌گرفته شده ۱٪ باشد. به این ترتیب از اصل عدم قطعیت داریم:

$$\Delta x = \frac{\hbar}{\Delta p} = \frac{۱/۰۶\times۱۰^{-۳۴}\ J/s}{۱/۲۱\times۱۰^{-۲۶}\ kg\ m/s} = ۸/۸\times۱۰^{-۹}\ m$$

که تقریباً ۴۰ برابر قطرهای اتمی است. خلاصه اینکه، چنانچه تکانه را نسبتاً به‌طور دقیق بدانیم، مکان الکترون را در فضا دقیقاً نمی‌دانیم.

۱-۶-۶. یکاها و ضریب‌های تبدیل

هر علمی دارای یکاهای مخصوص به خود برای اندازه‌گیری است و شیمی هسته‌ای نیز از این امر مستثنی نیست. یکای طول فمتومتر ($۱۰^{-۱۵}$m) یا *فرمی* است. یکای جرم، *واحد جرم اتمی* (amu یا u) است، که دارای مقدار عددی تقریباً $۱/۶۶\times۱۰^{-۲۴}$ گرم یا بیان شده در واحدهای $MeV/c^۲$، برابر $۹۳۱/۵\ MeV/c^۲$ است. یکای انرژی MeV ($۱۰^{۶}$eV)، تقریباً $۱/۶۰۲\times۱۰^{-۱۳}$ژول، انرژی است که یک پروتون به هنگام شتاب گرفتن در یک اختلاف پتانسیل $۱۰^{۶}$ ولتی کسب می‌کند.

پیوست الف شامل سیاهه‌ای از مقادیر دقیق عددی این یکاها و یکاهای مناسب دیگر است. توجه خاص شما را به پنج کمیت خیلی مفید جلب می‌کنیم[۱]:

$$\frac{e^{۲}}{۴\pi\varepsilon_o} = ۱/۴۳۹۹۸\ MeV\ \ fm$$

$$\hbar = ۶/۵۸۲۱۲\times۱۰^{-۲۲}\ MeV\ \ s$$

$$c = ۲/۹۹۷۹\times۱۰^{۲۳}\ \ fm\,s^{-۱} = ۲۹/۹۷۹\ cm/ns$$

$$\hbar c = ۱۹۷/۳\ MeV\ \ fm$$

$$۱\text{سال}\left(\text{نجومی}\right) = ۳/۱۵۵۸\times۱۰^{۷}\ s \approx \pi\times۱۰^{۷}\ s$$

۱-۷. فیزیک ذرات

ذرات بنیادیِ طبیعت و تقارن‌های پیدا شده در برهم‌کنش‌های آنها، موضوع مورد مطالعهٔ فیزیکدان‌های ذرات بنیادی (فیزیکدان‌های انرژی- بالا) است. مطالعهٔ فیزیک ذرات بنیادی خودبه‌خود، عرصه و تلاش مهمی را می‌طلبد که فراتر از سطح این کتاب است، اما ما نیاز داریم برخی مفاهیم این عرصه از فیزیک را در بحث خود پیرامون هسته‌ها به‌کار ببریم.

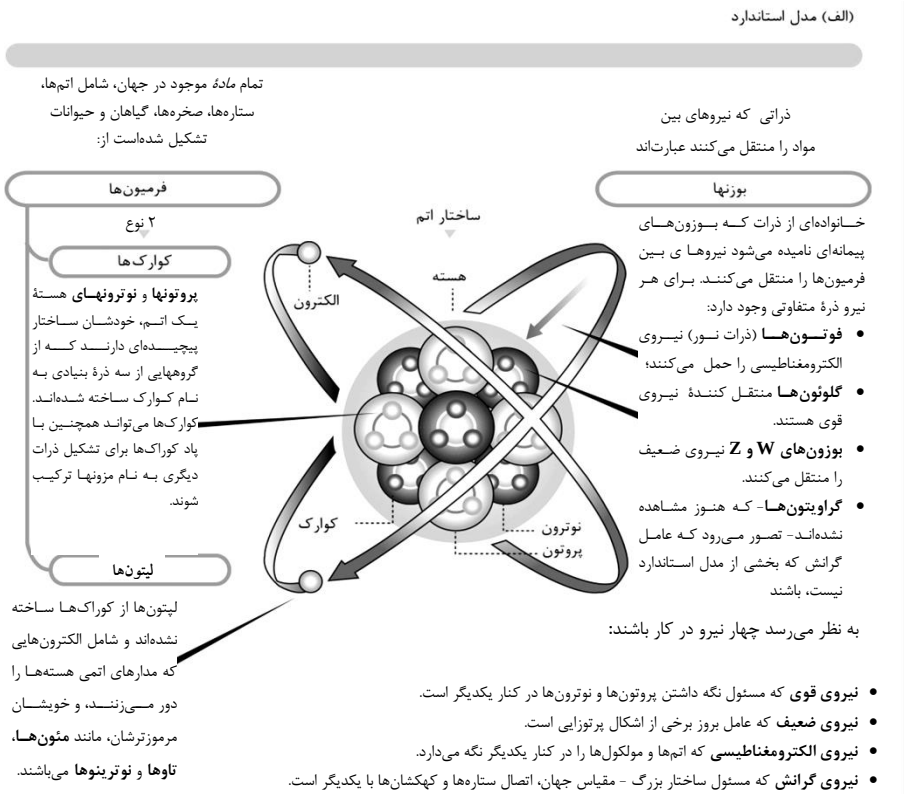
ذرات را می‌توان به *فرمیون*[۲] و *بوزون*[۳] طبقه‌بندی کرد. فرمیون‌ها از اصل پاؤلی تبعیت می‌کنند، و دارای توابع موج پادمتقارن و اسپین‌های نیمه صحیح هستند. (نوترون و پروتون و الکترون، فرمیون‌اند.) بوزون‌ها از اصل پاؤلی تبعیت نمی‌کنند و دارای توابع موج متقارن و اسپین‌های صحیح هستند. (فوتون‌ها بوزون‌اند).

گروه‌های ذرات، مثل فرمیون‌ها، را می‌توان به *لپتون‌ها* (مثل الکترون) و *هادرون‌ها* (مثل نوترون و پروتون) تقسیم‌بندی کرد. هادرون‌ها[۴] از طریق برهم‌کنش هسته‌ای یا قوی برهم‌کنش می‌کنند، در حالی که لپتون‌ها[۵] چنین نیستند (با این‌همه، هر دو نوع ذره می‌توانند از طریق نیروهای دیگر، مثل نیروی الکترومغناطیسی، برهم‌کنش کنند). شکل۱-۴، «برداشت هنرمندانه» ایست از مدل استاندارد، که نظریهٔ توصیف کنندهٔ این ذرات بنیادی و برهم‌کنش‌های آنهاست. مثال‌هایی از بوزون‌ها، لپتون‌ها، هادرون‌ها و بارها و جرم‌های آنها در جدول (۱-۶) داده شده‌اند.

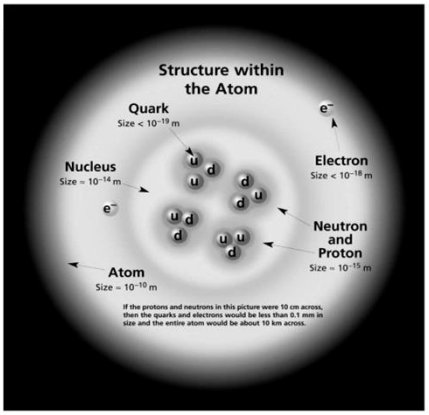
---

[۱]. از بر کردن این مقادیر به دانشجویان علوم هسته‌ای توصیه می‌شود. ـ م.

[2]. Fermions
[3]. Bosons
[4]. Leptons
[5]. Handrons



(ب)



شکل ۱-۴. دو برداشت هنرمندانه از مدل استاندارد. (الف) از نیویورک تایمز، ۲۲ سپتامبر ۱۹۹۸. (ب) از «نوکلییر ساینس»، پروژهٔ آموزش فیزیک معاصر (CPEP، BNL) (شکل ۱-۴(ب) همچنین در بخش رنگی کتاب آمده است.)

جدول ۱-۶. جدول لپتون‌ها و خواص آنها.

رنگ	جرم (GeV/c^2)	بار الکتریکی
نوترینوی الکترونی ν_e	$< 1\times 10^{-11}$	۰
e الکترون	۰/۰۰۰۵۱۱	-۱
نوترینوی میونی ν_μ	<۰/۰۰۰۲	۰
میون μ	۰/۱۰۶	-۱
نوترینوی تاو ν_τ	<۰/۰۲	۰
تاو τ	۱/۷۷۷۱	-۱

شش نوع مختلف لپتون (ذرات سبک) وجود دارند (جدول ۱-۶)، که می‌توان آنها را به صورت سه زوج مرتب کرد. الکترون (e)، میون (μ) و لپتون تاو (τ) هر کدام باری معادل e- حمل کرد و به ترتیب، همبسته با آنها نوترینوی الکترونی (ν_e)، نوترینوی میونی (ν_μ) و نوترینوی تاو (ν_τ) را داریم. این نوترینوها از نظر الکتریکی خنثی بوده و دارای جرم سکون کوچک یا صفر می‌باشند. جرم واقعی نوترینوها موضوعی از تحقیقات جاری است (ر. ک فصل ۱۲). نوترینوی الکترونی در پدیده‌های هسته‌ای همچون واپاشی βزا دیده می‌شود در حالی که نوترینوهای دیگر در فرایندهای با انرژی بالاتر مطرح‌اند.

یک نکتهٔ مهم در مورد نوترینوها این است که تعداد آنها در فرایندهای هسته‌ای پایسته باقی می‌ماند. به عنوان مثال، واپاشی نوترون آزاد را در نظر بگیرید:

$$n \to p^+ + e^- + \overline{\nu}_e$$

(نماد $\overline{\nu}_e$ اشاره به پادذرهٔ نوترینوی الکترونی دارد) در این معادله، تعداد لپتون‌ها در طرف چپ صفر است، بنا براین تعداد لپتون‌ها در طرف راست نیز باید صفر باشد. معادل این گزاره وقتی می‌تواند درست باشد که (طبق قرارداد) عدد لپتونی L= ۱ را به الکترون، و ۱- را به $\overline{\nu}_e$ (پادذره) نسب دهیم. واکنش زیر را در نظر بگیرید

$$\overline{\nu}_e + p^+ \to e^+ + n$$

در اینجا، در هر دو طرف معادله، L= -۱ است که عدد لپتونی ۱+ را برای هر لپتون و ۱- را برای هر پادلپتون در نظر گرفته‌ایم (e^+ یک پادلپتون است). بر عکس واکنش زیر:

$$\nu_e + p^+ \neq e^+ + n$$

طبق پایستگی عدد لپتونی ممنوع است. قانون پایستگی عدد لپتونی به‌طور جداگانه برای الکترون‌ها، میون‌ها، و میون‌های تاو معتبر است.

نمونه مسئله ۱-۶. آیا واکنش

$$\mu^- \rightarrow e^- + \overline{\nu_e} + \nu_\mu$$

امکان‌پذیراست؟

حل: طرف چپ معادله $L_\mu = ۱ \quad L_e = ۰$

طرف راست معادله

$$L_e = ۱ + (-۱) = ۰$$
$$L_\mu = +۱$$

بنابراین، واکنش امکان‌پذیر است.

اگر توجه خود را بر نوترون‌ها و پروتون‌ها (نوکلئون‌ها) متمرکز کنیم، به یاد می‌آوریم که این ذرات دارای جرم‌های یکسانی هستند (u ۱~). همچنین توجه داریم که نوترون کمی (۰/۱۴ درصد) سنگین‌تر از پروتون، با اختلاف جرمی برابر با $۱/۲۹\,\mathrm{MeV}/c^۲$~ است (پیوست الف). (این اختلاف انرژی موجب واپاشی نوترون آزاد به یک پروتون با نیمه‌عمری معادل تقریباً ۱۰ دقیقه می‌شود.) همانگونه که قبلاً اشاره شد، نوترون دارای بار الکتریکی خالص نیست، در حالی که پروتون دارای بار مثبتی به اندازهٔ بار الکترون است. بار الکتریکی پروتون به صورت یکنواخت و متقارن در اطراف مرکز پروتون با شعاع بار تقریباً ۰/۸fm توزیع شده است[۱]. نوترون، اگر چه از نظر الکتریکی خنثی است، اما دارای توزیع گستردهٔ بار است به‌طوری‌که بار مثبتِ نزدیک مرکز، با بار منفیِ نقاط دور از مرکز حذف می‌شود. مقادیر گشتاور دو قطبی مغناطیسی نوترون و پروتون نیز نشانه‌هایی از ساختار

[۱] . ویراستار: این گزاره در کتاب اصلی، صحیح نمی‌باشد.

پیچیده آنهاست (فصل ۲). از نظر برهم‌کنش این ذرات از طریق نیروی هسته‌ای یا قوی، نوترون‌ها و پروتون‌ها رفتار مشابهی دارند («استقلال از بار» نیروی هسته‌ای)؛ به این دلیل، آنها را، بر روی هم، «نوکلئون» می‌نامیم. نوکلئون را می‌توان به‌صورت یک ذات فیزیکی با جرم $۹۳۸\,\mathrm{MeV}/c^{۲}$ تلقی کرد. نوکلئون دارای حالت‌های برانگیخته‌ای است که از جمله به مورد با جرم $۱۲۳۲\,\mathrm{MeV}/c^{۲}$ (موسوم به حالت Δ) می‌توان اشاره کرد.

هادرون‌های فرمیونی (*باریون‌ها*) به نظر می‌رسد که از سه ذرهٔ بنیادی به نام *کوارک* ساخته شده باشند. شش نوع مختلف (یا *طعم*) از کوارک‌ها وجود دارند: u (بالا)، d (پایین)، s (شگفت)، c (افسون)، t (سر)، و b (ته). جرم و بار کوارک‌ها در جدول ۱-۷ داده شده‌اند. تصور می‌شود اندازهٔ هر کوارک کوچک‌تر از $۱۰^{-۱۸}\,\mathrm{m}$ باشد. فرض بر این است که نوکلئون‌ها از سبک‌ترین کوارک‌ها، u و d ساخته شده باشند. پروتون یک ترکیب *uud* با بار الکتریکی $\mathrm{e}(\frac{۲}{۳}+\frac{۲}{۳}-\frac{۱}{۳})$است در حالی که نوترون یک ترکیب *udd* با بار الکتریکی $\mathrm{e}(\frac{۱}{۳}-\frac{۱}{۳}-\frac{۲}{۳})$ می‌باشد. کوارک‌های بالا و پایین، سبک $\left(\mathrm{m}\sim ۵-۱۰\,\mathrm{MeV}/\mathrm{c}^{۲}\right)$ و نقطه‌ای‌اند. کوارک‌ها تقریباً ۲ درصد جرم پروتون را تشکیل می‌دهند. بقیهٔ جرم در گلئون‌ها است که کوارک‌ها را به هم «وصل» می‌کنند. سنگین‌ترینِ کوارک‌ها، کوارکِ سر، با جرمی تقریباً معادل یک هستهٔ $^{۱۹۷}\mathrm{Au}$ و عمر کوتاهی (حدود $۱۰^{-۲۴}$ ثانیه) است.

جدول ۱-۷. جدول کوارک‌ها و مشخصات آنها.

رنگ	جرم تقریبی	بار الکتریکی
u (بالا)	۰/۰۰۳	$\frac{۲}{۳}$
d (پائین)	۰/۰۰۶	$-\frac{۱}{۳}$
c (افسون)	۱/۳	$\frac{۲}{۳}$
s (شگفت)	۰/۱	$-\frac{۱}{۳}$
t (سر)	۱۷۵	$\frac{۲}{۳}$
b (ته)	۴/۳	$-\frac{۱}{۳}$

مثل لپتون‌ها، قانون «پایستگی تعداد» برای باریون‌ها نیز وجود دارد. به هر باریون، همچون نوترون یا پروتون، یک عدد باریونی $B = +۱$، و به هر پادباریون، مثل پادپروتون، یک عدد باریونی $B = -۱$ نسبت می‌دهیم. قرار و قاعده این است که عدد باریونی کل باید در هر فرایند پایسته باشد. واکنش زیر را در نظر بگیرید

$$p^{+} + p^{+} \rightarrow p^{+} + n + \pi^{+}$$

در طرف چپ $B = ۲$ است همانطور که در طرف راست چنین است (π^+ مزون است و دارای $B=۰$).

علاوه بر پیوند سه کوارک (پادکوارک) با یکدیگر برای ساختن باریون‌ها (پاد باریون‌ها)، برهم‌کنش هسته‌ای یا قوی می‌تواند یک کوارک را با یک پادکوارک پیوند بدهد و تولید ذرات ناپایدارِی موسوم به مزون ($q\bar{q}$) بنماید. مزون‌های π^+ و π^- $(u\bar{d}, d\bar{u})$ اهمیت زیادی در علم هسته‌ای دارند. زوج‌های کوارک/ پادکوارک در مزون‌های π با هم جفت شده و اسپین صفر می‌دهند، و لذا این مزون‌ها، بوزون هستند. در واقع، کلیه مزون‌ها دارای اسپین‌های صحیح بوده و لذا بوزون‌اند.

۱-۸. ذرات تبادل و حامل‌های نیرو

ذرات حامل نیرو (یا «تبادل») همه بوزون‌اند. این ذرات، عامل انتقال چهار نیروی بنیادی هستند. این خانواده شامل حامل برهم‌کنش قوی، گلوئون؛ حامل‌های برهم‌کنش ضعیف، $W^{\pm}$ و Z°؛ حامل نیروی الکترومغناطیسی، فوتون‌ها؛ و حامل فرضی اما مشاهده نشدهٔ نیروی گرانشی، گراویتون، می‌باشد.

برای فهم «*ساز و کار*» حامل‌های نیرو، نیروی الکترومغناطیسی بین دو ذرهٔ با بار مثبت را در نظر می‌گیریم. الکترودینامیک کوانتومی به‌ما می‌گوید که نیروی بین این دو ذره، ناشی از تبادل فوتون‌ها بین آنها است. ابتدا ممکن است این دیدگاه «بی‌ربط» به نظر برسد، زیرا گسیل فوتون باید انرژی گسیلنده/ چشمه را تغییر بدهد (ولی تبادل یک حامل نیرو چنین نمی‌کند). ترفند این است که اصل عدم قطعیت اجازهٔ گسیل ذرات *مجازی* را می‌دهد (و پایستگی انرژی را نقض می‌کند) به شرطی‌که گسیل و جذب در مدت زمانی Δt، رخ دهد که کمتر از میزانی باشد که اصل عدم قطعیت اجازه می‌دهد

$$\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E} \qquad (۳۵ .۱)$$

که در آن ΔE میزان نقض پایستگی انرژی است. بُردِ نیروها را در فصل ۵ مورد بحث قرار خواهیم داد.

مسائل

۱. اصطلاحات یا پدیده‌های زیر را تعریف یا توصیف کنید: رادیوشیمی، ایزوتون، تبدیل داخلی، گلوئون، لپتون.

۲. پدیده‌های زیر را تعریف یا توصیف کنید: گیراندازی الکترون، تبادل نیروها، اتساع زمان.

۳. اصطلاحات زیر را تعریف یا توصیف کنید: کوارک، هادرون، باریون، لپتون، مزون.

۴.در یک آزمایش، پرتوهای ـ X مشخصهٔ K_α دو عنصر دارای انرژی‌های ۶/۹۳۰ و ۷/۴۷۸ الکترون ولت هستند. خط انرژی بالاتر ناشی از Ni است. چه عنصری عامل خط انرژی پایین‌تر است؟

۵. با به کار بردن نظریهٔ بوهر، نسبت انرژی‌های پرتوهای ایکسِ K_α گسیل شده از یُد و زنون را محاسبه کنید.

۶. با داشتن انرژی‌های زیر برای پرتوهای ایکسِ K_α عناصر ذکر شده در جدول، یک نمودارِ موزلی داده‌ها را رسم کنید.

V	۴/ ۹۵۲eV
Cr	۵/۴۱۵eV
Mn	۵/۸۹۹eV
Fe	۶/۴۰۴eV

۷. مدهای واپاشی هسته‌هایی که به دنبال می‌آیند را پیش‌بینی کنید: $^{14}C, ^{3}H, ^{11}C, ^{233}U, ^{138}La$.

۸. معادلات کامل و موازنه شدهٔ واپاشی‌های زیر را بنویسید.

الف) واپاشی α از ^{230}Th

ب) واپاشی β^- از ^{95}Zr

پ) واپاشی β^+ از ^{17}F

ت) واپاشی EC از ^{192}Au

۹. واپاشی ^{238}U تا ^{206}Pb را در نظر بگیرید. چند ذرهٔ α و چند ذره β^- در این واپاشی گسیل می‌شوند.

۱۰. چنانچه در صخره‌ای نسبت فراوانی ^{206}Pb به ^{238}U معادل ۰/۶ باشد، عمر آن چند سال است؟

۱۱. چه مدت زمان طول می‌کشد تا نمونه‌ای از ^{239}Pu (با نیمه‌عمر ۲۴/۱۱۹ سال) به یک‌دهم مقدار اولیه‌اش برسد؟

۱۲. چنانچه یک نمونه پرتوزا از ^{59}Fe (با نیمه‌عمر ۴۴/۴۹۶ روز) دارای فعالیت ۱۰۰۰ تجزیه بر دقیقه باشد، وزن ^{59}Fe چقدر است؟

۱۳. غلظت محیطی ^{۲۳۹}Pu (با نیمه‌عمر ۲۴/۱۱۹ سال) در یک دریاچه $۳/۷\times۱۰^{-۶}$ تجزیه بر ثانیه بر لیتر است. مولاریته محلول چقدر است؟

۱۴. ^{۳۲}P (با نیمه‌عمر ۱۴/۲۶۲روز) یک ردیاب مشهور در بیوشیمی است. چنانچه بخواهیم ۶۰ روز پس از امروز فعالیت این ردیاب $۰/۱\times۱۰^{۶}$ تجزیه بر ثانیه باشد، باید چقدر از آن را امروز خریداری کنیم؟

۱۵. سرعت ذره‌ای را حساب کنید که انرژی جنبشی آن سه برابر انرژی سکون آن است.

۱۶. پارامترسرعت β و ضریب لورنتس γ را برای ذرات زیر حساب کنید: الکترونی با $E_K = ۱MeV$؛ پروتونی با $E_K = ۱MeV$؛ یک هستهٔ ^{۱۲}C با $E_K = ۱۲MeV$.

۱۷. ذرات آزاد زیر را در نظر بگیرید: یک فوتون با انرژی eV ، یک الکترون با انرژی ۱MeV ، و یک پروتون با انرژی ۱۰MeV. کدام یک دارای سرعت بیشتری است؟ کدام یک دارای سرعت کمتری است؟ کدام یک کمترین و کدام یک بیشترین تکانه را دارد؟

۱۸. برای افزایش سرعت یک پروتون از ۰/۲c تا ۰/۳c و از ۰/۹۸c به ۰/۹۹c چه میزان انرژی لازم است.

۱۹. یک ذرهٔ غیر نسبیتی با پنج برابر سرعت یک پروتون حرکت می‌کند. نسبت طول موج‌های دوبروی آنها برابر ۱۰ است. جرم ذره را حساب کنید.

۲۰. طول موج‌های یک فوتون با انرژی ۵۰۰MeV، یک الکترون با انرژی ۵۰۰MeV و یک پروتون ۵۰۰MeV چیست؟

۲۱. طول موج یک نوترون «حرارتی» چقدر است؟ (انرژی جنبشی نوترون را می‌توان به صورت $۳/۲\ kT$ فرض کرد که T دمای مطلق اتاق است).

۲۲. یک حالت برانگیخته هسته‌ای را با طول‌عمر ۱۰ps در نظر بگیرید که با گسیل پرتوِ γ ی ۲ MeV واپاشی می‌کند. عدم قطعیت در انرژی پرتوِ γ چقدر است؟

۲۳. کدام یک از واپاشی‌های زیر بر اساس قوانین پایستگی مجازاند؟

الف) $p \rightarrow e^{+} + \gamma$

ب) $p \rightarrow \pi^{+} + \gamma$

ج) $n \rightarrow p + \gamma$

د) $p + n \rightarrow p + p + \pi^{-}$

ه) $p + p \rightarrow p + p + p + p^{-}$

۲۴. ترکیب کوارکی پادپروتون و پادنوترون چیست؟

مراجع

کتاب‌های درسی متعددی برای شیمی هسته‌ای و رادیوشیمی وجود دارد که موضوع این کتاب را پوشش می‌دهند. انتخاب محدودی از بعضی از نویسندگان دیگر ارائه می‌گردد.

مقدمات ساده‌ای برای شیمی هسته‌ای

Ehmann, W. D. and D. E. Vance. *Radiochemistry and Nuclear Methods of Analysis*, Wiley, New York, 1991. An up-to-date survey of nuclear chemistry that emphasizes its applications in analytical chemistry.

Harvey, B. G. *Nuclear Chemistry*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1965. A dated but elegant summary of the essential features of nuclear science.

Loveland, W. Nuclear Chemistry, *in Encyclopedia of Physical Science and Technology*, Vol. 11, Academic, Orlando, FL, 1992. A microversion of this text.

Wang, C. H., D. L. Willis, and W. D. Loveland. *Radiotracer Methodology in the Biological, Environmental and Physical Sciences*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1975. A somewhat out-of-date survey of radiotracer methods that includes an introduction to
nuclear science for life scientists.

تاریخی

Romer, A. Radiochemistry and the Discovery of Isotopes, Dover, New York, 1970. An intriguing view of the beginning of nuclear chemistry.

Romer, A. The Discovery of Radioactivity and Transmutation, Dover, New York, 1964. A presentation of the earliest explorations of radioactivity.

Seaborg, G. T. and W. Loveland. Nuclear Chemistry, Hutchinson-Ross, Stroudsberg, 1982.
Reprints of the most significant papers in nuclear chemistry from the earliest work to present with annotations and English translations.

کتاب‌های در سطح متوسط– مشابه این کتاب

Choppin, G. R. , J. O. Liljenzin, and J. Rydberg. Radiochemistry and Nuclear Chemistry, 3rded. , Butterworth-Heineman, Oxford, 2001. A very good, broad discussion of nuclearchemistry that is oriented toward nuclear power and nuclear power applications.

Cohen, B. L. Concepts of Nuclear Physics, McGraw-Hill, New York, 1971. This book isespecially noted for its discussion of the shell model and direct reactions.

Evans, R. The Atomic Nucleus, McGraw-Hill, New York, 1955. A dated, but encyclopedic,
treatment of nuclear science that has set the standard for its successors.

Friedlander, G. , J. Kennedy, J. M. Miller, and E. S. Macias. Nuclear and Radiochemistry,Wiley, New York, 1981. The bible of nuclear chemistry.

Harvey, B. G. Introduction to Nuclear Physics and Chemistry, 2nd ed. , Prentice-Hall,Englewood Cliffs, NJ, 1969. A wonderful, clear description of the physics of nuclei and
their interaction that is somewhat dated.
Keller, C. Radiochemistry, Harwood, 1981. A very condensed presentation of radioactivityand its applications.
Krane, K. S. Introductory Nuclear Physics, Wiley, New York, 1987. A clear, relatively up-todatediscussion from the point of view of a practicing experimental nuclear physicist.
Meyerhof, W. Elements of Nuclear Physics, McGraw-Hill, New York, 1967. A very concisesummary of the essential ideas of nuclear science.
Mukhin, K. N. Experimental Nuclear Physics, Vol. I, Mir, Moscow, 1987. Nuclear physicsdescribed from a more formal Russian viewpoint.
Valentin, L. Subatomic Physics: Nuclei and Particles, North-Holland, Amsterdam, 1981.
An eclectic treatment at a slightly more advanced level.

کتاب‌های پیشرفته‌تر

Burcham, W. E. and M. Jobes. Nuclear and Particle Physics, Longman, Brnt Mill, 1995.
A more comprehensive treatment with extensive discussion of particle physics.
de Shalit, A. and H. Feshbach. Theoretical Nuclear Physics, Vol. I: Nuclear Structure, Vol. II:
Nuclear Reactions, Wiley, New York, 1974. A comprehensive treatment of the theory ofnuclear structure and reactions.
Frauenfelder, H. and E. M. Henley. Subatomic Physics, 2nd ed. , Prentice-Hall, Englewood
Cliffs, NJ, 1991. A treatment of both nuclear and elementary particle physics.
Heyde, K. Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics, 2nd ed. , IOP, Bristol, 1999.
An excellent treatment of many newer aspects of nuclear physics.
Hodgson, P. E. , E. Gadioli, and E. Gadiolo Erba. Introductory Nuclear Physics, Clarendon,
Oxford, 1997. Emphasis on nuclear reactions.
Marmier, P. and E. Sheldon. Physics of Nuclei and Particles, Vol. I and Vol. II, Academic,
New York, 1969. A dated, but accessible, treatment aimed at experimentalists.
Segre, E. Nuclei and Particles, 2nd ed. , Benjamin, Reading, 1977. Remarkable for its breadth
and insight in nuclear physics.
Wong, S. S. M. Introductory Nuclear Physics, 2nd ed. , Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ,
1998. A very up-to-date, readable treatment of nuclear physics.

کتاب‌های درسی فیزیک عمومی

Holiday, D. , R. Resnick, and K. S. Krane. Physics, 4th ed. , Vol. I and Vol. II, Extended,
Wiley, New York, 1992. A remarkable encyclopedia treatment of introduction physics.

مراجع عمومی

Anderson, H. L. Ed. A Physicist's Desk Reference, AIP, New York, 1989. Helpful summaries
of many types of data and directions as to their proper use.
Browne, E. and R. B. Firestone. Table of Radioactive Isotopes, Wiley, New York, 1986. An authoritative compilation of radioactive decay properties. Do note that the spontaneous
fission half-lives are missing for several heavy nuclei.
Firestone, R. B. and V. S. Shirley. Table of Isotopes, 8th ed. , Wiley, New York, 1996. Although available on the Web, this reference is still useful because it contains simplified
energy level schemes not easily found in other places.

مراجع web

Living Textbook for Nuclear Chemistry (http://livingtextbook. orst. edu) A compilation of supplemental materials related to nuclear and radiochemistry.

فصل ۲

ویژگی‌های هسته



۲-۱. مقدمه

در این فصـــل نگاهی سازمان‌یافته به ویژگی‌های عمومی هسته‌ها، شامل جرم و چگونگی توزیع جرم در آنها خواهیم داشت. طی سال‌ها، تعداد بسیار زیادی هسته مورد مطالعه قرارگرفته‌اند، و اندازه، شکل، و جرم کلی و پایداری نسبی این هسته‌ها الگوهایی را دنبال می‌کنند که می‌توان آنها

را با دو مدل مکمل یکدیگر برای ساختار هسته فهمید و تفسیر کرد. اندازه و پایداری متوسط یک هسته را می‌توان به وسیلهٔ پیوند میانگین نوکلئون‌ها با یکدیگر در یک مدل *ماکروسکوپیکی* توضیح داد، در حالی‌که جزئیات ترازهای انرژی و ویژگی‌های واپاشی را فقط با یک مدل کوانتومی یا *میکروسکوپیکی* می‌توان درک کرد. ما در این فصل رفتار میانگین هسته‌ها را بررسی خواهیم کرد و توصیف مشروح ساختار آنها را به کمی بعدتر در فصل ۶ موکول می‌کنیم.

۲-۲. جرم هسته

یکی از مهم‌ترین ویژگی‌های هسته که می‌توان اندازه گرفت جرم است. جرم هسته‌ها و اتم‌ها را معمولاً برحسب یکای جرم اتمی (amu یا u) یا انرژی معادل آن بیان می‌کنند. یکای جرم u به نوعی تعریف می‌شود که جرم یک اتم ^{۱۲}C معادل u. . . ۱۲/۰۰۰۰ باشد. توجه داشته باشید که گفتیم *اتم*. برای راحتی در تمام محاسبات از جرم اتم‌ها به جای جرم هسته‌ها استفاده می‌شود. در صورت نیاز جرم هسته $m^{\text{هسته}}$ ، را می‌توان از رابطهٔ زیر حساب کرد

$$m^{\text{هسته}}c^{۲} = M^{\text{اتم}}c^{۲} - \left[Zm_{۰}c^{۲} + B_e(Z)\right]$$

که در آن $m_{۰}$ جرم سکون الکترون، و $B_e(Z)$ انرژی پیوندی کل همهٔ الکترون‌های اتم است.
$B_e(Z)$ را می‌توان براساس مدل توماس ـ فرمی برای اتم به صورت زیر تخمین زد:

$$B_e(Z) = ۱۵/۷۳Z^{۷/۳}\ eV$$

با توجه به اینکه مقادیر $B_e(z)$ معمولاً نسبت به جرم‌های هسته‌ها و الکترون‌ها کوچک‌اند، از این عامل در بیشتر محاسبات صرف‌نظر می‌کنیم. انجام چند محاسبه برای نشان دادن کاربرد جرم‌ها در بیان پدیده‌های هسته‌ای می‌تواند مفید باشد: واپاشی β^{-}زای ^{۱۴}C ، یعنی:

$$^{۱۴}C \rightarrow {}^{۱۴}N^{+} + \beta^{-} + \overline{\nu}_e + \text{انرژی}$$

را درنظر بگیرید. با چشم‌پوشی از جرم پادنوترینوی الکترونی، که تصور می‌شود چند الکترون ولت یا کمتر باشد، داریم:

$$\text{انرژی} = \left[\left(m\left(^{۱۴}C\right) + ۶m_{۰}\right) - \left(m\left(^{۱۴}N\right) + ۶m_{۰}\right) - m\left(\beta^{-}\right)\right]c^{۲}$$

که در آن $m_{\circ}$ جرم سکون الکترون و $m(X)$ جرم هستهٔ X است. با جایگذاری مناسب جرم اتم‌ها، با دانستن این که β^- یک الکترون است، داریم:

$$\text{انرژی} = \left[M\left({}^{۱۴}C\right) - M\left({}^{۱۴}N\right)\right]c^{۲}$$

که در آن $M\ (X)$ جرم اتم X است.

حال بگذارید مورد واپاشی β^+زای ${}^{۶۴}\mathrm{Cu}$، یعنی:

$$^{۶۴}Cu \rightarrow {}^{۶۴}Ni^{-} + \beta^{+} + \nu_e + \text{انرژی}$$

را در نظر بگیریم. با نوشتن معادلهٔ انرژی آزاد شده در واپاشی داریم:

$$\text{انرژی} = \left[\left(m\left({}^{۶۴}Cu\right) + ۲۹m_{\circ}\right) - \left(m\left({}^{۶۴}Ni\right) + ۲۸m_{\circ}\right) - \left(m_{\circ}\right) - m\left(\beta^{+}\right)\right]c^{۲}$$

با جایگذاری جرم اتم‌ها و توجه به این که جرم پوزیترون معادل جرم الکترون است، داریم:

$$\text{انرژی} = \left[M\left({}^{۶۴}Cu\right) - M\left({}^{۶۴}Ni\right) - ۲m_{\circ}\right]c^{۲}$$

این «حساب و کتاب» سرراست نشان می‌دهد که برای واپاشی β^+زا، اختلاف بین جرم‌های هسته‌ای اولیه و نهایی باید حداقل $۲\mathrm{m_{\circ}c^{۲}}$ (۱/۰۲MeV) باشد تا واپاشی از نظر انرژی امکان‌پذیر گردد. این انرژی نشان دهنده هزینهٔ تولید یک پوزیترون است.

برای تکمیل بررسی انرژی آزاد شده در واپاشی βزا، مورد گیراندازی الکترون یعنی واپاشی گیراندازی الکترون در ${}^{۲۰۷}\mathrm{Bi}$ را در نظر می‌گیریم:

$$e^{-} + {}^{۲۰۷}Bi^{+} \rightarrow {}^{۲۰۷}Pb + \nu_e + \text{انرژی}$$

برای انرژی آزاد شده در این واپاشی داریم:

$$\text{انرژی} = \left[\left(m\left({}^{۲۰۷}Bi\right)+۸۳m_{\circ}\right)-\left(m\left({}^{۲۰۷}Pb\right)+۸۲m_{\circ}\right)\right]c^{۲}$$

که فرض کرده‌ایم $^{۲۰۷}\mathrm{Bi}$ یکی از الکترون‌های مداری خود را جذب کرده است. با جایگذاری جرم اتم‌ها خواهیم داشت:

$$\text{انرژی} = \left[M\left({}^{۲۰۷}Bi\right)-M\left({}^{۲۰۷}Pb\right)\right]c^{۲}$$

انرژی آزاد شده در واکنش‌های هسته‌ای را *مقدار Q*ی واکنش می‌نامند، و محاسبه آن صرفاً یک «حساب و کتاب» ساده است. چنانچه واکنش زیر را در نظر بگیریم:

$$^{۵۶}Fe + {}^{۴}He \rightarrow {}^{۵۹}Co + {}^{۱}H + \quad \text{انرژی}$$

با قرار دادن جرم اتم‌ها داریم:

$$Q = \left[M\left({}^{۵۶}Fe\right)+M\left({}^{۴}He\right)-M\left({}^{۵۹}Co\right)-M\left({}^{۱}H\right)\right]c^{۲}$$

توجه داشته باشید که قرارداد علامتگذاری به کار برده شده در شیمی هسته‌ای و فیزیک هسته‌ای که یک مقدار Qی مثبت به واکنش‌های انرژی‌زا نسبت می‌دهند، بر خلاف روالی است که در شیمی به کار می‌رود و واکنش‌های انرژی‌زا در آن دارای مقادیر منفی ΔH و ΔE هستند.

انرژی آزاد شده در واپاشی‌های β^{-}زا و β^{+}زای $^{۶۴}\mathrm{Cu}$ را محاسبه کنید:

$$\begin{aligned}
(\text{انرژی آزاد شده در واپاشی } \beta^{-}\text{زای } {}^{۶۴}\mathrm{Cu}) &= \left[M\left({}^{۶۴}Cu\right)-M\left({}^{۶۴}Zn\right)\right]c^{۲}) \\
&= \left[-۶۵/۴۲۱-(-۶۵/۹۹۹)\right] \\
&= ۰/۵۷۸\ MeV \\
(\text{انرژی آزاد شده در واپاشی } \beta^{+}\text{زای } {}^{۶۴}\mathrm{Cu}) &= \left[M\left({}^{۶۴}Cu\right)-M\left({}^{۶۴}Ni\right)-۲m_{\circ}\right]c^{۲} \\
&= \left[-۶۵/۴۲۱-(-۶۷/۰۹۶)-۱/۰۲۲\right] \\
&= ۰/۶۵۳\ MeV
\end{aligned}$$

براساس قرارداد، انرژی آزاد شده $= Q_{\beta^-}$ و $+۱/۰۲۲\,MeV$ انرژی آزاد شده $= Q_{\beta^+}$.

لذا $Q_{\beta^-} = ۰/۵۷۸\,MeV$ و $Q_{\beta^+} = ۱/۶۷۵\,MeV$

۲-۳. واژه (اصطلاح) شناسی

اختلاف بین جرم واقعی هسته و حاصل‌جمع جرم همهٔ نوکلئون‌هایی که باید برای ساختن هسته گرد هم بیایند، *انرژی بستگی کل (A و Z)* $B_{کل}$، نامیده می‌شود. این انرژی نشان‌دهنده کار لازم برای تجزیهٔ هسته به نوکلئون‌های جدا از هم، یا معادل انرژی‌ای است که اگر کل نوکلئون‌ها برای تشکیل هسته با یکدیگر متحد می‌شدند، آزاد می‌گشت. می‌توان نوشت:

$$B_{کل}(A,Z) = \left[ZM\left({}^{۱}H\right) + (A-Z)M(n) - M(A,Z) \right] c^{۲}$$

که در آن M(A,Z) جرم اتمیِ متعلق به ${}^{A}Z$ و به ترتیب $M(n)$ و $M({}^{۱}H)$ جرم نوترون و جرم اتم هیدروژن است. *انرژی بستگی میانگین بر نوکلئون،* $B_{میانگین}(A, Z)$، عبارت است از:

$$B_{میانگین}(A,Z) = B_{کل}(A,Z)/A$$

در بسیاری از جدول‌های خاص ویژگی هسته‌ها، همچون جدول پیوست ب، کمیتی که مندرج است، به جای جرم، *فزونی* جرم یا *کاستی‌جرم* است که مهم‌تر از جرم است. فزونی جرم Δ، به صورت *M(A,Z) -A* تعریف می‌شود، که معمولاً با یکاهای انرژیِ معادل جرم داده می‌شود. چون در بیشتر، اگر نه همهٔ محاسبات تعداد نوکلئون‌ها ثابت خواهد ماند، کاربرد فزونی جرم‌ها موجب سادگی محاسبات خواهد شد. عبارت دیگری که گاهی اوقات مورد استفاده قرار می‌گیرد فزونی جرم بر نوکلئون یا *کسر چینش* [= (M-A)/A] است.

کار لازم برای جداسازی یک نوترون، پروتون یا ذرهٔ آلفا از هسته، انرژی جدایی (نوترون، پروتون یا ذره آلفا) نامیده شده و با حرف S نمایش داده می‌شود. برای نوترون داریم:

$$S_n = \left[M(A-۱, Z) + M(n) - M(A,Z) \right] c^{۲}$$

این انرژی‌های جدایی را می‌توان برحسب انرژی بستگی کل هم نوشت::

$$S_n = B_{\text{کل}}\left(A,Z\right) - B \quad \left(A-۱,Z\right)$$

مثال: انرژی جدایی نوترون را برای ^{۲۳۶}U و ^{۲۳۹}U حساب کنید.

$$S_n = \left[M\left(A-۱,Z\right) + M\left(n\right) - M\left(A,Z\right)\right]c^۲$$

برای ^{۲۳۶}U

$$\begin{aligned} S_n &= \left[M_{^{۲۳۵}U} + M_n - M_{^{۲۳۶}U}\right]c^۲ \\ &= ۴۰/۹۱۴ + ۸/۰۷۱ - ۴۲/۴۴۱ \\ &= ۶/۵۴۴\,MeV \end{aligned}$$

برای ^{۲۳۹}U

$$\begin{aligned} S_n &= \left[M_{^{۲۳۸}U} + M_n - M_{^{۲۳۹}U}\right]c^۲ \\ &= ۴۷/۳۰۴ + ۸/۰۷۱ - ۵۰/۵۹۶ \\ &= ۴/۷۷۹\,MeV \end{aligned}$$

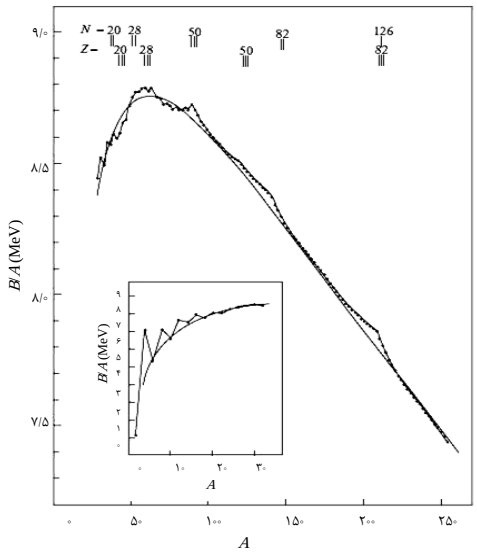
توجه داشته باشید که انرژی جدایی نوترون از ^{A}Z، معادل انرژی برانگیختگی هستهٔ ^{A}Z به هنگام تولید آن در اثر تاباندن نوترون‌های «انرژی صفر» به هستهٔ ^{A-۱}Z است. لذا هنگامی‌که به هستهٔ زوج - فردِ ^{۲۳۵}U تابش نوترونی برسد، ^{۲۳۶}U در انرژی برانگیختگی۶/۵MeV تولید می‌شود. در حالی که همین فرایند با ^{۲۳۸}U، انرژی برانگیختگی ۴/۸MeV ایجاد می‌کند. چنانچه به انرژی ۵ تا ۶ MeV برای ایجاد شکافت در این هسته‌ها نیاز باشد، ^{۲۳۵}U با نوترون‌های انرژی ـ صفر «شکافت-پذیر» هست در صورتی که ^{۲۳۸}U چنین نیست[۱].

---

[۱]. این پاسخ به این پرسش متداول است که «چرا ^{۲۳۵}U توسط نوترون‌های حرارتی شکافته می‌شود ولی ^{۲۳۸}U نمی‌شود؟». ـ م.

۲-۴. انرژی بستگی بر نوکلئون

انرژی بستگی بر نوکلئون، معیاری از پایداری نسبی یک هسته است. هرچه هسته مقیدتر باشد، انرژی بستگی بر نوکلئون آن بزرگ‌تر است. یک نمودار انرژی بستگی میانگین بر نوکلئون به صورت تابعی از عدد جرمی در شکل ۲-۱ نشان داده شده است. چند مشخصه در این نمودار قابل توجه است. بیشترین پایداری مربوط به هسته‌های با عدد جرمی متوسط بوده و پایدارترین هسته، ^{۶۲}Ni است. سنگین‌ترین هسته‌ها باید بتوانند در اثر شکافت پایداری خود را افزایش دهند و حال آنکه سبک‌ترین هسته‌ها انتظار می‌رود پایداریشان را با گداخت و به‌وجود آوردن هسته‌هایی در ناحیه Fe-Ni بالا ببرند.



شکل ۲-۱. انرژی بستگی میانگین بر نوکلئون به‌صورت تابعی از عدد جرمی A برای هسته‌های پایدار.
[Copyright © 1981 by North- Holland Publishing company. Reprinted by permission of North-Holland Publishing Company.]

جالب‌ترین ویژگی شکل ۲-۱، استقلال تقریبی A از انرژی بستگی میانگین بر نوکلئون برای بیشتر هسته‌هاست (که از ۷/۴ تا ۸/۸ مگاالکترون ولت تغییر می‌کند). این، نتیجهٔ مستقیم برد کوتاه و رفتار اشباع نیروی هسته‌ای است. فرض کنید نیروی هسته‌ای بلند ـ برد می‌بود و اشباع نمی‌شد. همچنین فرض کنید انرژی بستگی یک نوکلئون به هر نوکلئون دیگر مساوی مقدار ثابتی مثل K می‌بود. در یک هستهٔ با A نوکلئون، تعداد $A(A-۱)/۲$ «پیوند» وجود می‌داشت و به این ترتیب، انرژی بستگی کل مساوی $KA(A-۱)/۲$ و انرژی بستگی بر نوکلئون، $K(A-۱)/۲$ می‌بود. به عبارت دیگر، پیش‌بینی می‌شد که انرژی بستگی میانگین بر نوکلئون به‌طور خطی با A افزایش

یابد. همان‌گونه که از شکل ۲-۱ ملاحظه می‌شود این اتفاق نمی‌افتد. پس می‌توان نتیجه‌گرفت که نیروی هسته‌ای اشباع می‌شود و برد آن نیز کوتاه است.
در شکل ۲-۱ همچنین دیده می‌شود که به ازای مقادیر خاصی از A، قله‌های شاخصی در انرژی بستگی میانگین بر نوکلئون وجود دارند. این خیلی شبیه نمودارهای پتانسیل یونش برحسب Z برای اتم‌هاست و پیشنهاد می‌کند که آرایه‌های نوکلئونی پایدار خاصی، مشابه با ساختار گاز های بی‌اثردر اتم‌ها، وجود دارند. کاهش کلی $B_{\text{میانگین}}$ در مقادیر بالای A به دلیل افزایش نفوذ نیروی کولنی است.

مثال در مورد انرژی‌های بستگی: انرژی بستگی بر نوکلئون هستهٔ ^{16}O را با انرژی بستگی بر مولکول آب مایع مقایسه کنید.

$$B(16,8)/16 = \left[8*M(^1H)+8*M(n)-M(16,8)\right]*931/5 \Big/ 16$$
$$= 7/97 MeV$$

برای آب

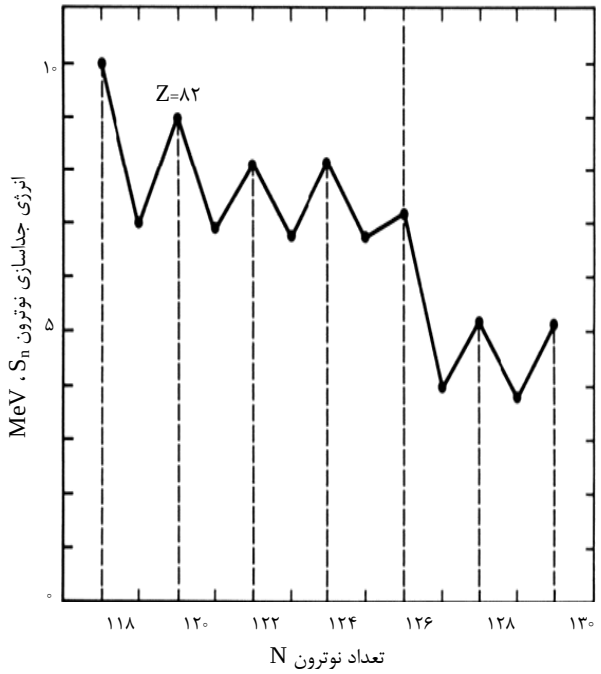
$$\Delta H_{\text{تبخیر}}/N_A = 40700 J/mol / 6/02\times10^{23} /mol / 1/602\times10^{-19} J/eV$$
$$= 0/42 eV$$

توجه داشته باشید که اینها هر دو ثابت‌هایی به ازای هر ذره‌اند، اما تقریباً ۷ مرتبهٔ بزرگی با هم فرق دارند.

۲-۵. سیستماتیک انرژی جدایی

شکل ۲-۲ نمودار انرژی جدایی نوترون را برای چند ایزوتوپ سرب نشان می‌دهد. برای یک Z معین، S_n برای N زوج در مقایسه با N فرد بزرگ‌تر است. به‌طور مشابه برای یک N معین S_p برای Z زوج در مقایسه با Z فرد بزرگتر است. این اثر ناشی از بخشی از نیروی هسته‌ای است که تمایل دارد نوترون‌ها، با نوترون‌ها جفت بشوند (با اسپینِ پادموازی) و پروتون‌ها با پروتون‌ها، اما هیچگونه تمایلی برای زوجیت از نوع n-p وجود ندارد! این جفت‌شدگی بین نوکلئون‌های همسان باعث

می‌شود هسته‌های زوج ـ زوج (Z زوج ـN زوج) پایدارتر از نوکلیدهای زوج ـ فرد یا فرد ـ زوج باشند که به نوبهٔ خود پایدارتر از هسته‌های فرد ـ فرد هستند.



شکل ۲-۲. انرژی جدایی نوترون برای ایزوتوپ‌های سرب.

۲-۶. سیستماتیک فراوانی

در شکل ۲-۳، مناطق نوکلیدهای پایدار شناخته شدهٔ با A فرد، با مناطق نوکلیدهای با A زوج در نمودار نوکلیدها مقایسه شده‌اند. توجه کنید که چگونه با افزایش Z، به دلیل نفوذ نیروی کولنی، خط پایداری از $N = Z$ به $N / Z \sim ۱/۵$ نقل مکان می‌کند. **برای هسته‌های با** A فرد، تنها یک ایزوبار پایدار یافت می‌شود و برای هسته‌های **با** A زوج، فقط چهار هستهٔ پایدار فرد ـ فرد **وجود دارند**. این نکته با داده‌های جدول ۲-۱، که توزیع ایزوتوپ‌های پایدار را نشان می‌دهد، بهتر نمایش داده می‌شود.

جدول ۲-۱. توزیع نوکلیدهای پایدار.

N	زوج	فرد	زوج	فرد
Z	زوج	زوج	فرد	فرد
تعداد	۱۶۰	۵۳	۴۹	۴

۲-۷. فرمول نیمه تجربی جرم

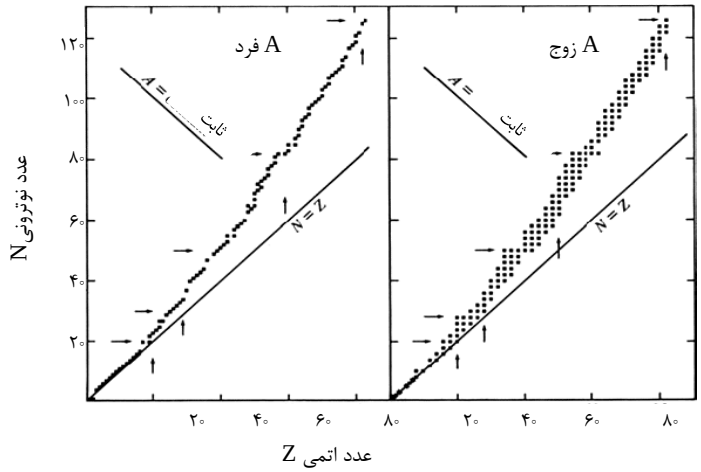
سی. اِف. فُن وایساکر[1] در سال ۱۹۳۵ نظریهٔ ناپُخته‌ای برای جرم‌های هسته‌ای ارائه کرد. این نظریه مبتنی بر این ایده است که هسته‌ها رفتارشان مانند قطرات مایع تراکم‌ناپذیر با توزیع یکنواخت بار الکتریکی در آنهاست. تغییرات جرم‌های هسته‌ای را چگونه توجیه کنیم؟ با فرمول زیر شروع می‌کنیم:

$$M(Z,A)c^2 = \left[Z * M\left({}^1H\right) + (A-Z) * M(n)\right]c^2 - B_{\text{کل}}(Z,A)$$

فرمول جرمی وایساکر به رابطه‌ای تبدیل شده است موسوم به فرمول نیمه تجربی جرم، که شروع می‌کند با پارامتری کردن انرژی بستگی کل هسته‌های (A ، Z) به صورت زیر:

$$B_{\text{کل}}(A,Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} \pm \delta$$

[1]. C. F. Von Weizsacker



شکل ۲-۳. هسته‌های پایدار با A فرد و A زوج در نمودار سگره.
[Copyright © 1967 by McGraw-Hill Book Company, Inc. Reprinted by permission of McGraw-Hill Book Company, Inc.

توجیه این رابطه برای انرژی بستگی کل هسته به صورت زیر است:

۱. از آنجا که A نوکلئون در هسته وجود دارند و نیروی هسته‌ای اشباع می‌شود، انتظار داریم هر نوکلئون در انرژی بستگی کل سهمی داشته باشد. این جمله، جملهٔ حجمی نامیده می‌شود. ضریب ثابت α_v انرژی‌ای است که هر نوکلئون واقع در درون هسته، به اندازهٔ آن در قید نزدیک‌ترین همسایگان خود است، و پارامتری است که باید به‌طور تجربی تعیین شود.

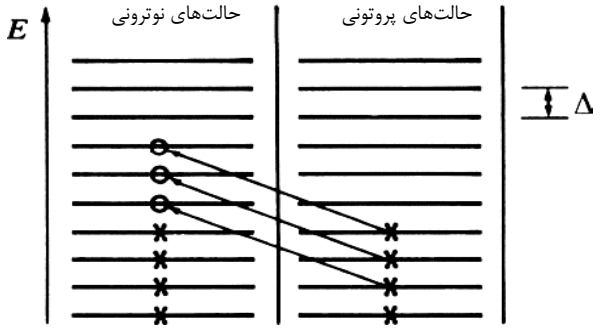
۲. با این‌همه، تمام نوکلئون‌ها در عمق هسته نیستند؛ نوکلئون‌های واقع در سطح دارای قید کم‌تری هستند زیرا از محاصرهٔ کامل همسایگان خود برخوردار نیستند؛ یک جملهٔ تصحیحی در انرژی بستگی لازم است که متناسب با مساحت سطح هسته باشد؛ مساحت سطح هسته به صورت $4\pi R^2$ است. اگر، همانگونه که پیشتر گفتیم، $R \propto A^{1/3}$ باشد، آنگاه $4\pi R^2 \propto A^{2/3}$ (توجه داشته باشید که حجم برابر $\frac{4}{3}\pi R^3$ است، که متناسب با A است. جملهٔ اول از همین نکته سرچشمه می‌گیرد). ضریب $A^{2/3}$ در ضریب ثابت دیگری مثل α_S، ضرب می‌شود که باید به صورت تجربی تعیین گردد.

۳. جملهٔ سوم منعکس کنندهٔ کاهش انرژی بستگی به دلیل دافعهٔ کولنی بین پروتون‌ها است. انرژی کولنی یک کرهٔ یکنواخت می‌تواند به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$E_{\text{کولنی}} = \frac{۳}{۵}\frac{Z^{۲}e^{۲}}{R} \qquad (۱.۲)$$

چنانچه R را به صورت $r_{۰}A^{۱/۳}$ درنظر بگیریم، با جایگذاری آن در رابطهٔ بالا خواهیم رسید به $E_{\text{کولنی}} = ۰/۷۲\, Z^{۲}/A^{۱/۳}$ MeV (مقدار معمولِ برازش‌یافته یا تنظیم شدهٔ ضریب ثابت a_c برابر ۰/۷ تا ۰/۷۲ است).

۴. جمله‌های چهارم و پنجم نشان‌دهندهٔ آثاری بر انرژی بستگی هستند که منشأ کوانتومی دارند. جملهٔ چهارم، انرژی عدم تقارن، اختلاف انرژی یک هستهٔ با N نوترون و Z پروتون به ازای $N \neq Z$، و هسته‌ای است که در آن $Z = N = A/۲$ است. برای ارزیابی این جمله، یادآور می‌شویم که نوترون‌ها و پروتون‌ها مدارهایی با انرژی‌های کاملاً معین را در هسته اشغال و در ضمن از اصل پاؤلی برای فرمیون‌ها نیز پیروی می‌کنند. یک مدل ساده (شکل۲-۴) برای محاسبهٔ این انرژی باید کفایت کند. فرض کنید ترازهای نوترونی و پروتونی یک هستهٔ فرضی متساوی‌الفاصله بوده و فاصلهٔ آنها از یکدیگر Δ، و هر تراز فقط دارای یک نوکلئون باشد. برای ساختن هستهٔ ${}^{A}Z$ (که در آن $Z \neq A$) از هستهٔ با $Z = N = A/۲$، باید q پروتون را انتخاب و آنها را به نوترون تبدیل کنیم. به این ترتیب داریم، $N = q + A/۲$، $Z = A/۲ - q$ و لذا $q = (N-Z)/۲$. انرژی هر یک از q پروتون باید به اندازهٔ $q\Delta$ بالا برده شود. کار لازم برای تغییر هستهٔ N=Z به هستهٔ ${}^{A}Z$ برابر است با $q^{۲}\Delta = (N-Z)^{۲}\Delta/۴$. توجه داشته باشید که می‌توان دقیقاً همین بحث را با جایگزینی نوترون‌ها با پروتون‌ها انجام داد. این بحث را با اشاره به این که ترازهای انرژی با افزایش تعداد کل نوکلئون‌ها به یکدیگر نزدیک‌تر می‌شوند و در نتیجه $\Delta \propto ۱/A$ است به پایان می‌بریم. نکتهٔ آخر اینکه (N-Z) را با (A-۲Z) جایگزین می‌کنیم.



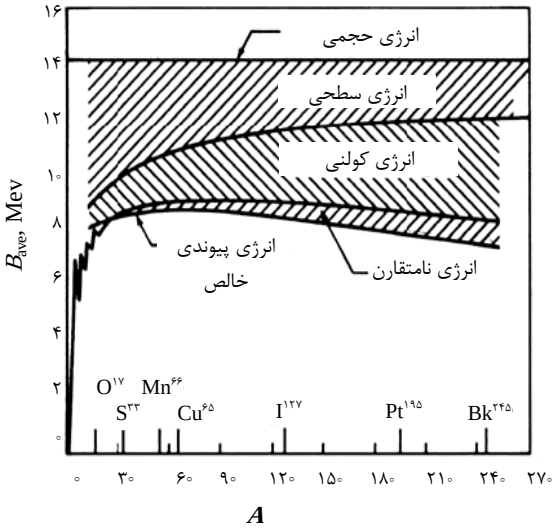
شکل ۲-۴. مدل طرحوار چگونگی به‌وجود آمدن ${}^{A}Z$ از یک هستهٔ با N=Z.

[Copyright © 1967 by McGraw-Hill Book Company, Inc. Reprinted by permission of McGraw-Hill Book Company, Inc.

۵. جملهٔ آخر، نشان دهندهٔ پایداری خاص هسته‌هایی است که در آنها اسپین‌ها کاملاً با هم جفت شده‌اند. جملهٔ زوجیت برای نوکلیدهای با A فرد صفر فرض می‌شود؛ برای نوکلیدهای زوج ـ زوج این جمله مثبت و برای نوکلیدها ی فرد ـ فرد، منفی اختیار می‌شود.
ثابت‌های فرمول انرژی‌بستگی نیمه‌تجربی را می‌توان با برازش داده‌ها روی جرم هسته‌ها تعیین کرد. تازه‌ترین مجموعه مقادیر این ضرایب عبارتند از:

$$a_a = ۲۳/۲۵۸MeV, a_c = ۰/۷MeV, a_s = ۱۷/۲۳MeV, a_v = ۱۵/۵۶MeV$$ و $$\delta = ۱۱/A^{۱/۲}\ MeV$$.

سهم نسبی هر جمله در انرژی بستگی بر نوکلئون در شکل ۲-۵ نشان داده شده است. به سهم بزرگ و ثابت انرژی حجمی در «انرژی بستگی میانگین بر نوکلئون» توجه کنید. تصحیح انرژی سطحی برای هسته‌های سبک‌تر، که کسر خیلی بزرگ‌تری از نوکلئون‌ها روی سطح قرار می‌گیرند از همه مهم‌تر است.



شکل ۲-۵. سهم نسبی جملات مختلف در معادلهٔ نیمه تجربی جرم به انرژی بستگی میانگین بر نوکلئون.

[Copyright © 1967 by McGraw-Hill Book Company, Inc. Reprinted by permission of McGraw-Hill Book Company, Inc.

به‌طورمشابه، تصحیح انرژی کولنی برای سنگین‌ترین هسته‌ها با توجه به وابستگی آن به $Z^۲$ از همه مهم‌تر است. انرژی عدم تقارن اثر کوچک‌تری است که در هسته‌های سنگین‌ترکه نسبت N/Z بزرگتر است، اهمیت پیدا می‌کند.

مسئلهٔ نمونه: انرژی بستگی میانگین بر نوکلئون ^{58}Fe را با به‌کاربردن فرمول نیمه تجربی جرم حساب کنید:

حل:

$$B_{tot}\left(A,Z\right)=a_{۱}A-a_{s}A^{۲/۳}-a_{c}\frac{Z^{۲}}{A^{۱/۳}}-a_{a}\frac{\left(A-۲Z\right)^{۲}}{A}\pm\delta$$

$$B_{tot}\left(۵۸,۲۶\right)=۱۵/۵۶(۵۸)-۱۷/۲۳\left(۵۸^{۲/۳}\right)-۰/۷\left(\frac{۲۶^{۲}}{۵۸^{۱/۳}}\right)-۲۳/۲۸۵\left(\frac{\left(۵۸-۵۲\right)^{۲}}{۵۸}\right)\pm\frac{۱۱}{۵۸^{۱/۲}}$$

$$B_{tot}\left(۵۸,۲۶\right)=۹۰۲/۴۸-۲۵۸/۱۷-۱۲۲/۲۵-۱۴/۴۵+۱/۴۴=۵۰۹/۰۵\ MeV$$

$$B_{tot}/A=۵۰۹/۰۵/۵۸=۸/۷۸\ MeV$$

به سهم نسبی جمله‌های گوناگون انرژی بستگی توجه داشته باشید.
مایِرز و سُوِیاتِکی[1] (۱۹۶۶) اصلاحاتی را در فرمول نیمه تجربی جرم پیشنهاد نموده‌اند که توصیف بهتری از جرم‌های تجربی را به دست می‌دهد. این اصلاحات را می‌توان به صورت زیر خلاصه کرد:

(۲ .۲)

$$BE_{tot}\left(Z,A\right)=c_{۱}A\left[۱-k\left(\frac{N-Z}{A}\right)^{۲}\right]-c_{۲}A^{۲/۳}\left[۱-k\left(\frac{N-Z}{A}\right)^{۲}\right]-\frac{c_{۳}Z^{۲}}{A^{۱/۳}}+\frac{c_{۴}Z^{۲}}{A+\delta}$$

که

$k=۱/۷۹, c_{۴}=۱/۲۱۱MeV, c_{۳}=۰/۷۱۷MeV, c_{۲}=۱۸/۵۶MeV, c_{۱}=۱۵/۶۷۷MeV$ و $\delta=۱۱/A^{۱/۲}$. آنچه که مایرز و سویاتکی (۱۹۶۶) انجام داده‌اند، افزودن یک جملهٔ تصحیحی انرژی عدم تقارن به انرژی سطحی و افزودن یک جملهٔ تصحیحی (جملهٔ $c_{۴}$) به انرژی کولنی به دلیل پخشیدگی سطح هسته است.
اکنون به برخی از پیش‌بینی‌های فرمول نیمه تجربی جرم می‌پردازیم. اولین سوال این است که چنانچه A را ثابت نگه بداریم و Z را تغییر بدهیم (با چشم‌پوشی موقت از جملهٔ زوجیت) چه اتفاقی می‌افتد؟ می‌توان نوشت:

[1]. Myers, Swiatecki

$$M(Z,A) = Z * M(^1H) + (A-Z)M(n) - B_{tot}(Z,A) \qquad (۳.۲)$$

$$B_{\text{ل}\ \ \text{ک}}(Z,A) = a_v A - a_s A^{۲/۳} - a_c Z^{۲} / A^{۱/۳} - a_a (A-۲Z)^{۲} / A \qquad (۴.۲)$$

با بسط جملهٔ عدم تقارن به صورت زیر:

$$\frac{a_a (A-۲Z)^{۲}}{A} = a_a \frac{A^{۲} - ۴AZ + ۴Z^{۲}}{A} = a_a \left(A - ۴Z + \frac{۴Z^{۲}}{A} \right) \qquad (۵.۲)$$

و جایگذاری دوبارهٔ آن در فرمول جرم و مرتب کردن جملات داریم:

$$M = A\left[M(n) - a_v + \frac{a_s}{A^{۱/۳}} + a_a \right] + Z\left[\left(M(^1H) - M(n) - ۴Z a_a \right) \right] + Z^{۲} \left(\frac{a_c}{A^{۱/۳}} + \frac{۴a_a}{A} \right) \qquad (۶.۲)$$

لذا فرمول جرم در A ثابت، شکل یک سهمی $(\alpha + \beta Z + \gamma Z^{۲})$ را بر حسب Z خواهد داشت. جملهٔ سوم γ مثبت است و لذا سهمیِ یاد شده به ازای مقداری از Z، که آن‌را Z_A می‌نامیم، از یک کمینه (مینیمم) می‌گذرد. توجه داشته باشید که Z_A لزوماً یک عدد صحیح نخواهد بود. حال از خود می‌پرسیم مقدار Z_A چیست؟

می‌توانیم آن را با کمینه‌کردن M نسبت به Z در A ثابت ارزیابی کنیم، یعنی یک معادلهٔ سادهٔ دیفرانسیلی جزیی خواهیم داشت:

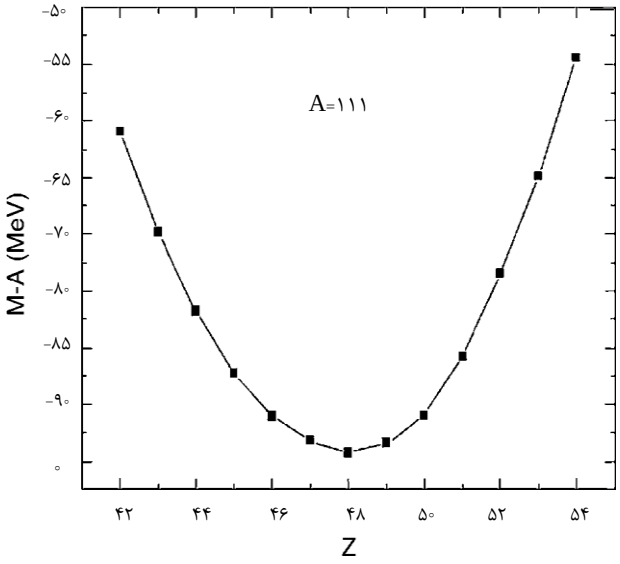
$$\left(\frac{\partial M}{\partial Z} \right)_{Z/A} = ۰ = \beta + ۲\gamma Z_A \qquad (۷.۲)$$

$$Z_A = \frac{-\beta}{۲\gamma} = -\frac{M(^1H) - M(n) - ۴a_a}{۲\left(\frac{a_c}{A^{۱/۳}} + \frac{۴a_a}{A} \right)} \qquad (۸.۲)$$

با جایگذاری مقادیر عددی برای ضرایب ثابت در این عبارت می‌توان نشان داد که

$$\frac{Z_A}{A} \sim \frac{۱}{۲} \frac{۸۱}{۸۰ + ۰/۶A^{۲/۳}} \qquad (۹ .۲)$$

بنابراین، با نزدیک شدن A به صفر، Z_A/A معادل $\frac{۱}{۲}$ شده، و Z =N=A/۲ می‌گردد. هنگامی که A بزرگ می‌شود، Z_A/A کمتر از $\frac{۱}{۲}$، نوعاً، حدود ۰/۴ خواهد بود. توجیه فیزیکی این روند این است که در غیاب دافعهٔ کولنی بین پروتون‌ها انتظار تساوی تعداد نوترون‌ها و پروتون‌ها بر اثر انرژی عدم تقارن می‌رود. هنگامی‌که Z بزرگ می‌شود، انرژی کولنی هم زیاد خواهد شد. هسته می‌تواند با تبدیل پروتون‌ها به نوترون‌ها به پایداری برسد. پایداری هنگامی حاصل می‌گردد که موازنه‌ای بین انرژی کولنی اضافی و انرژی عدم تقارن داشته باشیم.

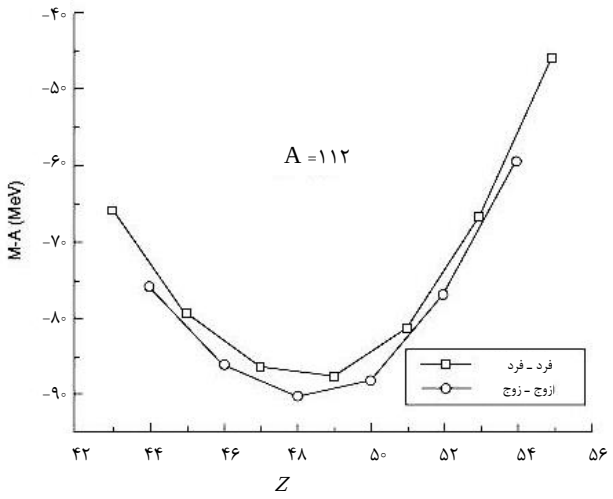


شکل ۲-۶. فزونی جرم‌های هسته‌های شناخته شده با **A**=۱۱۱ .

بگذارید مورد A = ۱۱۱ را در نظر بگیریم. از رابطه‌های بالا می‌توان دید که Z_A=۴۷/۹۰. در شکل ۲-۶ جرم‌های واقعی هسته‌های با A = ۱۱۱ را نشان داده‌ایم. وابستگی سهمی‌گون قابل انتظار جرم به Z مشاهده می‌شود. پایدارترین هسته دارای Z = ۴۸، یعنی Cd است. همهٔ هسته‌های A = ۱۱۱

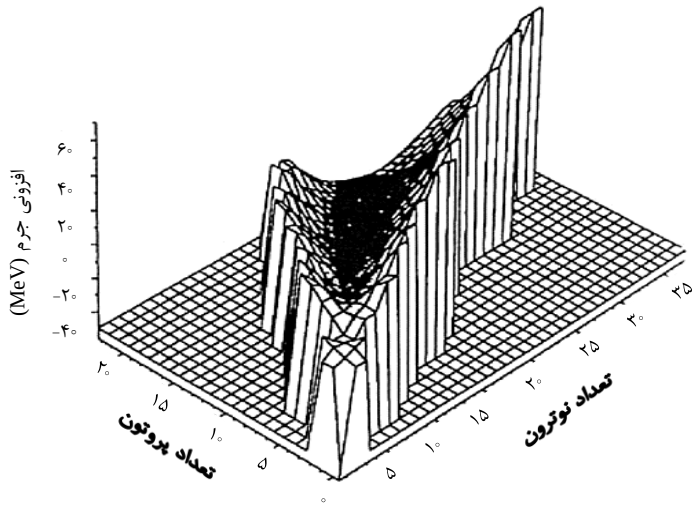
که دارای نوترون‌های بیشتری از ^{111}Cd هستند از طریق واپاشی β^-زا انرژی رها می‌کنند، در حالی که هسته‌های با نوترون‌های کمتر از ^{111}Cd، با واپاشی β^+زا یا EC انرژی آزاد می‌کنند.

برای مورد هسته‌های با A زوجِ ۱۱۲ = A، می‌توان دید که ۴۸/۲۹ = Z_A. ترسیم جرم‌های واقعی هسته‌های A =۱۱۲ برحسب Z (شکل۲-۷) دو سهمی به ما می‌دهد؛ یکی برای هسته‌های زوج ـ زوج و دیگری برای هسته‌های فرد ـ فرد، که به اندازهٔ انرژی 2δ از یکدیگر فاصله دارند. از آنجا که کلیهٔ هسته‌های روی سهمی بالایی (هسته‌های فرد ـ فرد) می‌توانند به یکی از هسته‌های روی سهمی پایینی (هسته‌های زوج ـ زوج) وابپاشند، نتیجه می‌گیریم که هسته‌های فرد ـ فرد پایدار وجود ندارند. (تنها استثناهای شناخته شده از این قاعده در هسته‌های سبک رخ می‌دهند که در آنها آثار ساختار هسته‌ای باعث پایداری ^{2}H، ^{6}Li، ^{10}B و ^{14}N می‌شوند). توجه داشته باشید که در این صورت بعضی از هسته‌های فرد ـ فرد به گسیل از هر دو طریق β^- و β^+ واپاشی می‌کنند. دقت کنید که واپاشی *دو- بتایی* از نقطه نظر انرژی در بعضی موارد ($^{112}Pd \rightarrow {}^{112}Cd + 2\beta^- + 2\bar{\nu}_e$) امکان‌پذیر است. این نوع واپاشی تنها برای ^{130}Te و ^{82}Se مشاهده شده و نیمه‌عمرها برای این مُد واپاشی بسیار طولانی (10^{20}-10^{21} سال) هستند. توجه داشته باشید که بیش از یک ویژه هستهٔ پایدار برای یک A مفروض می‌توانند وجود داشته باشند که همهٔ آنها زوج ـ زوج هستند.



شکل ۲-۷. فزونی‌های جرم هسته‌های شناخته شده با ۱۱۲= ***A*** .

وابستگی سهمی گون جرم هسته به Z برای یک A ثابت را می‌توان برای تعریف یک سطح جرم هسته‌ای به کار برد (شکل ۲-۸). محل جرم کمینه برای هر مقدار A، به اصطلاح درهٔ پایداری در قبال گسیل β را تعریف می‌کند. به این ترتیب، واپاشی βزا را می‌توان به صورت فرو افتادن هسته از دیواره‌های دره به طرف کفِ آن تجسم کرد.

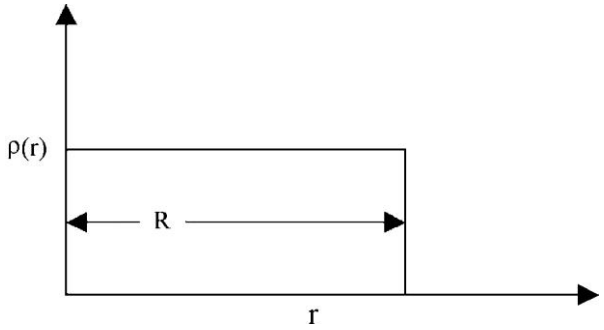


شکل ۲-۸. نمودار فزونی‌های جرم هسته برحسب عدد نوترونی N و عدد اتمی Z برای هسته‌های سبک که نشان‌دهندهٔ سطح جرم هسته‌ای و درهٔ پایداری β است.

۲-۸. اندازه و شکل هسته

این سؤال مطرح است که بزرگی هسته‌ها چقدر است؟ جواب «سر دستی» این است که شعاع‌های هسته‌ها در محدودهٔ ۱ تا ۱۰ فرمی هستند. جواب دقیق‌تر با این فرض شروع می‌شود که هسته کره‌ای است با چگالی یکنواخت که شعاع آن در جایی یکدفعه قطع می‌شود، یعنی هسته دارای شکل و توزیع چگالی یک توپ بیلیارد است. این توزیع چگالی در شکل ۲-۹ نشان داده شده است. این توزیع را می‌توان با پارامتری کردن شعاع هسته R، به صورت زیر مشخص کرد:

$$R = r_{\circ} A^{1/3} \qquad (۱۰.۲)$$



شکل ۲-۹. نمایهٔ مدل یک هسته با چگالی ثابت و شعاع با برش تند.

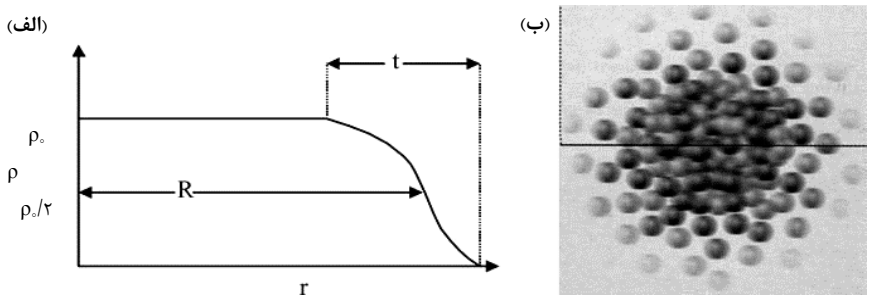
که در آن ثابت شعاع هسته را برای «شعاع بار الکتریکی» ۱/۲ فرمی و برای «شعاع تودهٔ هسته» ۱/۴ فرمی درنظر می‌گیریم. منظور از این دوگانگی چیست؟ منظور این است که هنگامی که شعاع هسته را با پراکنش الکترون‌های انرژی بالا از هسته *اندازه‌گیری* می‌کنیم یا هنگامی که شعاع را با پراکندگی یون‌های انرژی پایین از هسته *ارزیابی می‌کنیم*، کم و بیش پاسخ‌های متفاوتی برای اندازهٔ هسته خواهیم داشت! الکترون توزیع بار را از طریق نیروی الکترومغناطیسی، یعنی دنبال کردن توزیع پروتون‌ها جستجو می کند، در حالی که ذرات دیگر توزیع ماده یا بردی که نیروهای هسته‌ای در آن مؤثرند را ارزیابی می‌کنند. در محاسبات، کدام یک از این مقادیر r_0 را باید در نظرگرفت؟ پاسخ بستگی به خاصیت هسته‌ای مورد محاسبه دارد و اینکه آیا به توزیع بار حساس است یا ماده! روشِ تا حدی پیچیده‌تر دیگر برای مسئلهٔ تعریف اندازه و چگالی هسته این است که فرض کنیم توزیع چگالی هسته $\rho(r)$، دارای شکل توزیع فرمی است، یعنی:

$$\rho(r)=\frac{\rho_0}{1+e^{(r-R)/a}} \qquad (۱۱.۲)$$

که در آن ρ_0 چگالی در عمق هسته (ρ_0=۰/۱۷۲ نوکلئون$/fm^3$)، a میزانی از پخشیدگی سطح هسته و R شعاع نیم- چگالی، یعنی جایی که چگالی به نصفِ ρ_0 کاهش می یابد، است (شکل ۲- ۱۰). شعاع نیم چگالی از رابطهٔ زیر به‌دست می‌آید:

$$R=r_0A^{1/3}$$

که در آن $r_{\circ}$=۱/۱۲fm است. ضخامت پوستهٔ هسته t ، نشان داده شده در شکل ۲-۱۰، را می‌توان به پارامتر پخشیدگی به‌صورت $t=4a(\ln 3)\sim 4/4a$ ربط داد. بیشتر هسته‌ها دارای ضخامت پوستهٔ ۲/۴-۲/۵ fm هستند. معنای این مقدار t را می‌توان با محاسبهٔ کسری از نوکلئون‌ها که به صورت تابعی از اندازهٔ هسته در ناحیهٔ پوستهٔ هسته قرار می‌گیرند درک کرد (جدول ۲-۲).



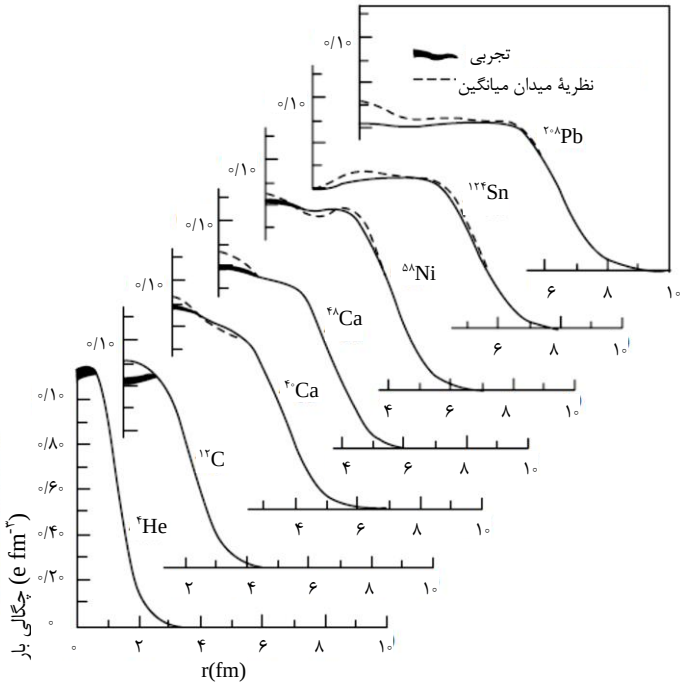
شکل ۲-۱۰. توزیع چگالی هسته: (الف) در یک نگاه طرحوار، (ب) در یک برداشت هنرمندانه. مرجع: **R**.

[Copyright © 2001 by The Johns Hopkins University Press, 2001; reprinted by permission of Johns Hopkins.

جدول ۲-۲. کسر نوکلئون‌ها در «پوسته» هسته.

هسته	کسر نوکلئون‌ها در «پوسته»
^{12}C	۰/۹
^{24}Mg	۰/۷۹
^{56}Fe	۰/۶۵
^{107}Ag	۰/۵۵
^{139}Ba	۰/۵۱
^{208}Pb	۰/۴۶
^{238}U	۰/۴۴

به این ترتیب، هسته‌های سبک‌تر اکثراً «پوسته» هستند، و سنگین‌ترین هسته‌ها نیز دارای «پوستهٔ» قابل ملاحظه‌ای می‌باشند. این مدل‌های تقریبی برای اندازه و توزیع چگالی هسته، با توزیع اندازه‌گیری شده برای هسته‌های نوعی، همخوانی خوبی دارند (شکل ۲-۱۱).

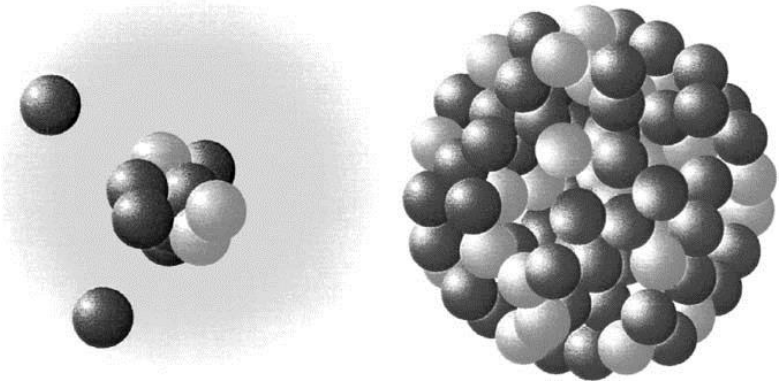


شکل ۲-۱۱. توزیع‌های بار تجربی برای حالت‌های پایهٔ نمونهٔ انتخابی از هسته‌های جدول تناوبی.
[اقتباس از B. Frois, Proc. Int. Conf. Nucl. Phys., Florence, 1983, eds. P. Blasi and R.A. Ricci (Tipografia Compositori Bologna) Vol. 2, p. 221]

تا اینجا فرض کرده‌ایم که همهٔ هسته‌ها کروی هستند؛ این درست نیست. در جدول نوکلیدها، ناحیه‌هایی مثل عناصر خاکی ($۱۵۰<A<۱۸۰$) و اکتنیدها ($۲۲۰<A<۲۶۰$) وجود دارند که هسته‌های پایدار دارای تغییر شکل‌های بزرگی هستند. این موارد را کمی بعدتر در همین فصل به تفصیل به هنگام بحث گشتاورهای الکتریکی هسته‌ها بررسی خواهیم کرد.

سؤال دیگری که ممکن است مطرح شود این است که آیا توزیع نوترون‌ها و پروتون‌ها در هسته‌ها یکسان است؟ مدل‌های جدید برای پتانسیل هسته‌ای پیش‌بینی می‌کنند که ناحیه پوستهٔ هسته، غنی از نوترون است. یعنی پیش‌بینی می‌شود شعاع گسترهٔ پتانسیل نوترونی به بیرون هسته بزرگ‌تر از شعاع گسترهٔ پتانسیل پروتونی باشد. مثال‌های خیلی بارز این رفتار، هسته‌های *هاله‌ای* هستند. هستهٔ هاله‌ای، یک هستهٔ بسیار غنی از نوترون (یا غنی از پروتون) ـ معمولاً با A پایین

است که خارجی‌ترین نوکلئون‌های آن پیوند بسیار ضعیفی دارند. توزیع چگالی این نوکلئون‌های خارجیِ با پیوند ضعیف، فراتر از شعاعی است که از قاعدهٔ $R \propto A^{1/3}$ انتظار می‌رود. مثال‌هایی از این هسته‌ها عبارتند از ^{11}Be، ^{11}Li و ^{19}C. از میان هسته‌های هاله‌ای، ^{11}Li بیشتر و بهتر از بقیه مورد مطالعه قرار گرفته است. در این هسته، بیرونی‌ترین «دو نوکلئون» چنان پیوندشان ضعیف است (هر کدام چندصد keV) که باعث می‌شود اندازهٔ ^{11}Li معادل اندازهٔ هسته ^{208}Pb بشود. (ر. ک شکل ۲–۱۲).



شکل۲–۱۲. نمایش طرحوار اندازه‌های نسبی هستهٔ هاله‌ای ^{11}Li و هستهٔ ^{208}Pb.

۲–۹. خواص مکانیک کوانتومی

۲–۹–۱. گشتاورهای زاویه‌ای هسته‌ها

می‌دانیم که در واقع زیربنای عمدهٔ رفتار شیمیایی تکانهٔ زاویه‌ای ذاتی $s = \frac{1}{2}\hbar$، الکترون است. یعنی الکترون بگونه‌ای رفتار می‌کند که گویی حول یک محور داخلی دوران می‌کند. تکانهٔ زاویه‌ای اسپینی الکترون معیار مهمی به دست می‌دهد برای نسبت دادن اعداد کوانتومی به الکترون‌های اتمی از طریق قانون پاؤلی و از این رو پیامدهای گسترده‌ای دارد. الکترون‌ها، حالت‌های کوانتومی یا مدارهایی را اشغال می‌کنند که با عدد کوانتومی اصلی N، که یکی بیش از تعداد گره‌های شعاعی تابع موج اتم است، و عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای l، تعداد گره‌های زاویه‌ای تابع موج اتم، مشخص می‌شوند. الکترون‌ها در میان حالت‌های با تبهگنی انرژی طوری توزیع می‌شوند که گشتاورهای زاویه‌ای اسپینی s، آنها هم‌جهت شوند (قواعد هوند). تراز انرژی اتمی حاصل را می‌توان با تکانه زاویه‌ای کل J مشخص کرد که از حاصل جمع حرکت مداری تمام الکترون‌ها L، و اسپین ذاتی کل S، به دست می‌آید. این مقادیر L و S از طریق دو نوع جفت‌شدگی برداری جداگانهٔ گشتاورهای

زاویه‌ای مداری و اسپینی الکترون‌ها محاسبه می‌شوند. الکترون‌های همهٔ اتم‌ها به‌جز سنگین‌ترین آنها نشان‌دهندهٔ چنین جفت شدگی "LS" هستند.

نوترون و پروتون نیز دارای تکانهٔ زاویه‌ای ذاتی، $S = \frac{۱}{۲}\hbar$ بوده و از این‌رو هر یک گویی در حال چرخش حول یک محور داخلی هستند. بنابراین، می‌توان انتظار داشت که یک هستهٔ بزرگ، که دارای تعداد زیادی نوترون و پروتون است، دارای یک تکانهٔ زاویه‌ای ذاتی کل یا یک اسپین هسته‌ای I، است که ترکیبی است از اسپین‌های ذاتی نوترون‌ها و پروتون‌ها. همچنین می‌توان تصور کرد که نوترون‌ها و پروتون‌ها حالت‌های گسسته‌ای را در هسته اشغال خواهند کرد، و بعضی از این حالت‌ها به شیوه‌ای شبیه به گشتاور زاویه‌ای مداری حالت‌های الکترونی (l =۱، حالت‌های p، و غیره) دارای گشتاور زاویه‌ای مداری خواهند بود. در حالی که چنین تشابهاتی وجود دارد، این واقعیت که چاه پتانسیل برای نوکلئون‌ها به‌طور قابل ملاحظه‌ای با پتانسیل کولنی مرکزی برای الکترون‌ها فرق دارد، اختلاف‌های مهمی را در مفاهیم به‌کار رفته برای توصیف حالت‌ها و ترازهای هسته‌ای پیش می‌آورد. بحث مفصل پیرامون ساختار مکانیک کوانتومی هسته‌ها در فصل ۶ ارائه خواهد شد. در اینجا تنها به جنبه‌های کلی اشاره می‌کنیم.

گشتاورهای زاویه‌ای مداری حالت‌های هسته‌ای (و اتمی) همهٔ ضرایب صحیحی از $\hbar$اند، از جمله صفر. جفت‌شدگی قدرتمندی بین گشتاورهای زاویه‌ای مداری و اسپینی *تک تک* نوکلئون‌ها وجود دارد به‌طوری که $j = l$ +s عدد کوانتومی مناسب برای یک نوکلئون است. بلافاصله ملاحظه می‌شود که ترکیب اسپین‌های ذاتی نوکلئون‌ها با حرکت مداری آنها همیشه مقادیر نیمه صحیحی برای اسپین کل I، برای هر هستهٔ با A فرد، و مقادیر صحیحی برای هر هستهٔ با A زوج به دست خواهد داد.

هسته‌های با A فرد $\quad I = \frac{۱}{۲}, \frac{۳}{۲}, \frac{۵}{۲}, \ldots$

هسته‌های با A زوج $\quad I = ۰, ۱, ۲, \ldots$

مقدار عددی بستگی به پرشدن حالت‌های هسته‌ای با گشتاور زاویه‌ای j و جفت‌شدگی همهٔ آن گشتاورهای زاویه‌ای دارد. در اولین نگاه ممکن است انتظار داشته باشیم که یک هستهٔ بزرگ دارای تکانهٔ زاویه‌ای ذاتی بزرگی باشد. با اینهمه، یادآور می‌شویم که نیروی هسته‌ای دارای برد کوتاهی است و نوکلئون‌ها هنگامی که نزدیک هم هستند همبستگی قوی‌تری دارند. دو نوکلئون وقتی نزدیک‌ترین فاصله را از یکدیگر دارند که در یک مدار باشند. چنانچه دو نوکلئون واقع در یک مدار

هر دو نوترون یا پروتون باشند در این صورت اسپین‌های آنها باید بر خلاف یکدیگر باشند تا اصل پاؤلی لحاظ شود و هر یک دارای یک رشته اعداد کوانتومی مختص خود باشند. از این رو ملاحظه می‌شود که نیروی هسته‌ای سعی به قرار دادن جفت‌های نوکلئونی در مدارهای یکسان داشته و گشتاورهای زاویه‌ای مداری و اسپین‌های ذاتی آنها یکدیگر را حذف و حاصل جمع آنها صفر خواهد شد. (این رفتار برخلاف الکترون‌های اتمی است.) بنابراین، گشتاورهای زاویه‌ای حالت‌های پایهٔ هسته‌ها، حتی برای هسته‌های با صدها نوکلئون واقع در حالت‌های با گشتاور زاویه‌ای بالا، تمایل به کوچک بودن دارند.

پاریته، آنگونه که در علوم هسته‌ای به کار برده می‌شود، اشاره به خواص تقارن تابع موجی یک ذره یا سیستمی از ذرات دارد. چنانچه تابع موج مشخص کنندهٔ حالت سیستم $\Psi(r,s)$ باشد که در آن r نشان‌دهندهٔ مختصات مکانی سیستم (x,y,z) و s نشان‌دهندهٔ جهت اسپین است، در این صورت گفته می‌شود $\Psi(r,s)$ دارای پاریته مثبت یا زوج است وقتی که

$$\psi(r,s) = +\psi(-r,-s) \qquad (۱۲.۲)$$

باشد. علامت منفی نشان می‌دهد که محورهای فضایی و همچنین جهت اسپین معکوس شده‌اند. هنگامی که

$$\psi(r,s) = -\psi(-r,-s) \qquad (۱۳.۲)$$

باشد، گفته می‌شود سیستم دارای پاریته منفی یا فرد است. برای یک پتانسیل مرکزی [V=V(r)]، که در آن انرژی پتانسیل تنها بستگی به فاصله داشته و به جهت‌گیری فضایی (ϑ,ϕ) وابستگی ندارد، پاریته با نماد π به صورت زیرداده می‌شود:

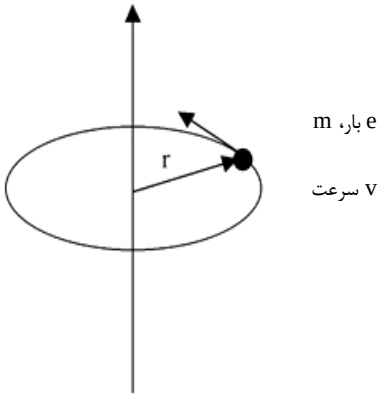
$$\pi = (-۱)^{l} \qquad (۱۴.۲)$$

که در آن l تکانه زاویه‌ای مداری سیستم است. (مدارهای s و d دارای پاریته مثبت بوده در حالی که مدارهای p یا f پاریته منفی دارند.) اسپین و پاریته یک حالت هسته‌ای مفروض معمولاً به صورت برچسب‌هایی برای آن حالت به‌کار می‌روند. بنابر این، حالت با $I = \frac{۷}{۲}$ و پاریته منفی به صورت $\frac{۷}{۲}^{-}$ نشان داده می شود.

۲-۱۰. گشتاورهای الکتریکی و مغناطیسی

۲-۱۰-۱. گشتاور دو قطبی مغناطیسی

گشتاورهای مغناطیسی هسته‌ها اشاره به میزان توزیع جریان‌های الکتریکی در هسته دارند، در حالی که گشتاورهای الکتریکی معرف میزان توزیع بارهای الکتریکی می‌باشند. از آنجایی‌که گشتاور مغناطیسی ممکن است مفهوم آشنایی نباشد، با بحث یک مثال ساده از یک گشتاور مغناطیسی «کلاسیک» شروع می‌کنیم. الکترونی را در نظر بگیرید که با سرعت v در یک مدار دایره ای به شعاع r حول یک نقطه حرکت می‌کند (شکل ۲-۱۳). گشتاور دو قطبی مغناطیسی به‌صورت حاصلضرب مساحت حلقهٔ پیموده شده توسط الکترون A، در جریان i تعریف می‌شود. مساحت دایره مساوی πr^2، و جریان i، عبارت است از بار الکترون تقسیم بر مدت زمان لازم برای پیمودن حلقه یعنی $e/(2\pi r/v)$ بنابراین داریم



شکل ۲-۱۳. گشتاور دوقطبی مغناطیسی کلاسیک.

$$|\mu| = iA = \left(\frac{ev}{2\pi r}\right)\left(\pi r^2\right) = \frac{evr}{2} \qquad (۱۵.۲)$$

به یاد داشته باشید که تکانه زاویه‌ای الکترون در حال حرکت بر روی یک دایره l، برابر $m_e vr$ است، پس:

$$|\mu| = \frac{evr}{2} \times \frac{m_e}{m_e} = \frac{el}{2m_e} \qquad (۱۶.۲)$$

نسبت ژیرومغناطیسی γ به صورت $|\mu|/l = e/2m_e$ تعریف می‌شود. در مکانیک کوانتومی، تصویر تکانه زاویه‌ای l عبارت است از $m_l\hbar$. بنابراین انتظار داریم که گشتاور دوقطبی مغناطیسی ناشی از حرکت مداری الکترون عبارت باشد از:

$$\mu = \left(e/2m_e\right)m_l\hbar = m_l\mu_B \qquad (۲.۱۷)$$

که درآن μ_B مگنتون بور $\left(=e\hbar/2m_e\right)$ نامیده می‌شود و بزرگی آن (تسلا/eV) $5/78\times10^{-5}$ یا (گوس/ ارگ) $9/72\times10^{-21}$ است. الکترون دارای اسپین ذاتی $m_s = \frac{1}{2}$است. الکترون همچنین دارای مؤلفه‌ای از گشتاور مغناطیسی بر اثر این اسپین است.

با گسترش این ایده‌ها به نوکلئون‌ها، می‌توانیم مگنتون هسته‌ای μ_N را به صورت$(=e\hbar/2m_p)$ تعریف کنیم که دارای مقدار عددی (تسلا/eV $3/15\times10^{-8}$) یا (گوس/ ارگ $5/5\times10^{-24}$) است:

$$\mu_l^{\text{پروتون}} = m_l\mu_N \qquad (۲.۱۸)$$

به‌خاطر داشته باشید که مگنتون هسته‌ای با فاکتوری معادل نسبت جرم پروتون به الکترون، یعنی تقریباً ۱۸۴۰ بار کوچک‌تر از مگنتون بور است.

رسم بر این است که گشتاور مغناطیسی هسته‌ای را برحسب مگنتون بور تعریف می‌کنند و یک ضریب تناسب به نام نسبت ژیرومغناطیسی یا ضریب g در آن وارد می‌سازند:

$$\mu = g_l m_l \mu_N \qquad (۲.۱۹)$$

با افزودن ثابت تناسب می‌توان پیش‌بینی کرد که گشتاور مغناطیسی نتیجهٔ خالص یک فرایند حذف پیچیده خواهد بود. به عنوان مثال، می‌توان انتظار داشت که برای حرکت مداری یک پروتون به علت بار الکتریکی آن، $g_l = 1$ و برای نوترون به دلیل بی بار بودن آن $g_l = 0$است.

نوترون‌ها و پروتون‌ها هر دو دارای اسپین ذاتی بوده و از این‌رو با بسط ایدهٔ بالا می‌توان سهم‌های اضافی در گشتاور مغناطیسی را به شکل زیر انتظار داشت:

$$\mu = g_s m_s \mu_N \qquad (۲.۲۰)$$

که در آن تصویر اسپین m_s، برای فرمیون‌هایی مثل پروتون و نوترون مساوی $\frac{۱}{۲}$است. ضریب g برای اسپین *الکترون‌ها* ۲/۰۰۲۳=g_s، که با معادلهٔ نسبیتی دیراک و شمول جملات تصحیحی مرتبه بالاتر محاسبه شده است، همخوانی خوبی با اندازه‌گیری‌ها دارد. با وجود این، مقادیر اندازه‌گرفته شده g_s برای پرتون و نوترون به صورت شگفت آوری بزرگ اند:

g_s = ۵/۵۸۵۶۹۱۲ (۲۲) پروتون

g_s = -۳/۸۲۶۰۸۳۷ (۱۸) نوترون

توجه داشته باشید که نوترون با بار *خالص* دقیقاً صفر، دارای یک گشتاور مغناطیسی غیرصفر است. بنابراین به نظر نمی‌رسد پروتون و نوترون هیچکدام ذرهٔ بنیادی باشند؛ بلکه، هر دوی آن‌ها ظاهراً دارای اجزای داخلی هستند که در جُنب و جوش‌اند. از مدتها پیش معلوم شده بوده است که گشتاور مغناطیسی پروتون بزرگ‌تر از مقدار قابل انتظارِ «۲» است و گشتاور نوترون نیز ۳/۶ واحد کوچکتر از مقدار قابل انتظار «۰» آن است. مدل‌های قدیمی‌تر نیروی هسته‌ای این اختلاف‌ها را به «ابرهای» مزونی احاطه کننده نوکلئون‌ها نسبت می‌دادند. در نظریهٔ جدید کرومودینامیک کوانتومی، نوکلئون‌ها از سه کوارک تشکیل شده‌اند که هر کدام گشتاور مغناطیسی و بار الکتریکی خاص خود را دارند.

حضور گشتاور دو قطبی مغناطیسی در بسیاری از هسته‌هایی که دارای اسپین ذاتی هستند، کاربردهای بسیار زیادی در تشدید مغناطیسی هسته‌ای (NMR) و عکس‌برداری با تشدید مغناطیسی (MRI) پیدا کرده است. NMR به‌طور گسترده‌ای در آزمایشگاه‌های شیمی برای شناسایی محیط‌های ساختاری و شیمیایی هسته‌های داخل مولکول‌ها به کار می‌رود، در حالی که MRI با کاربرد یک روش توموگرافی، محل مولکول‌های خاصی را در مقیاس میکروسکوپیکی پیدا می‌کند. هر دو روش، بر پایهٔ شکافته شدن انرژی‌های زیر ـ ترازهای مغناطیسی در اثر یک میدان مغناطیسی (قوی) استوار هستند. NMR، جابه‌جایی‌های خیلی ریز در انرژی‌های نسبی زیرــ ترازهای مغناطیسی ناشی از مغناطیس القایی چگالی موضعی الکترون را برای ارائه اطلاعات پیرامون محیط شیمیایی اندازه می‌گیرد. این ترازها به دلیل حضور هسته‌های مغناطیسی مجاور، دارای یک ساختار ریز یا شکافتگی هستند که اطلاعاتی در بارهٔ ساختار مولکول به دست می‌دهند. در MRI، با اعمال یک میدان مغناطیسی غیر یکنواخت، تشدید نوع خاصی از یک هسته، معمولاً هسته‌های هیدروژن در آب و ترکیبات چربی‌دار، و غلظت آن در یک فضای سه بعدی اندازه گرفته

می‌شود. هر دو روش غیرمخرب بوده و می‌توانند برای سیستم‌های زنده به‌کار روند. غلظت مولکول‌های آب در بافت‌ها و محیط‌های بیولوژیکی دیگر تغییرات گسترده‌ای دارد و می‌تواند تصاویر میکروسکوپیکی دقیقی برای مقاصد پزشکی فراهم کند.

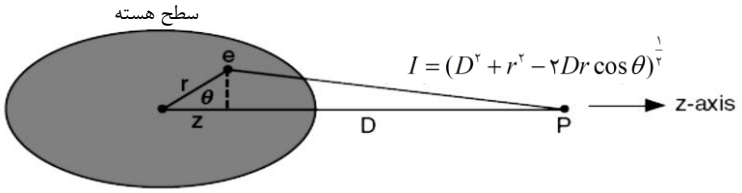
۲-۱۰-۲ گشتاور چهارقطبی الکتریکی

فرض کنید هسته به شکلِ تودهٔ باردار گسترده‌ای باشد مانند آنچه که در شکل ۲-۱۴ نشان داده شده است، و بخواهیم انرژی پتانسیل در نقطه‌ای همچون P را که در فاصلهٔ D از مرکز این تودهٔ باردار (هسته) قرار گرفته است حساب کنیم. فرض کنید سهم این پتانسیل در نقطهٔ P بر اثر حضور عنصر باری که به فاصلهٔ r از مرکز تودهٔ باردار قرار دارد $d\Phi$ باشد. همچنین فرض کنید که خط واصل بین مرکز ماده و عنصر بار، با خط واصل بین نقطهٔ P و مرکز یاد شده، زاویه‌ای برابر θ بسازد (شکل ۲-۱۴). چنانچه چگالی بار در توده برابر $\rho(\theta,\phi,r)$ باشد، در این صورت کل بار عنصر یاد شده برابر $\rho d\tau$ یا $\rho\left(r^2\ dr \sin\theta\ d\theta\ d\phi\right)$ خواهد بود. در این صورت می‌توانیم بنویسیم:

$$d\Phi = \rho\, d\tau / \delta = \rho\, d\tau \left[D^2 + r^2 - 2Dr\cos\theta\right]^{-1/2} \qquad (۲۱.۲)$$

با فاکتورگیری از D و جایگزینی چند جمله‌ای‌های لژاندر در معادله که در آن

$$P_1\left(\cos\theta\right) = \cos\theta \qquad (۲۲.۲)$$



شکل ۲-۱۴. پتانسیل در یک نقطه بر اثر تودهٔ باردار گسترده. [اقتباس از مبانی شیمی و فیزیک هسته‌ای، ویرایش دوم، اثر B. G. Harvey]

و

$$P_2\left(\cos\theta\right) = \frac{3}{2}\cos^2\theta - \frac{1}{2} \qquad (۲۳.۲)$$

خواهیم داشت:

$$d\Phi = \frac{\rho\, d\tau}{D}\left[1 + \frac{r}{D}P_1(\cos\theta) + \left(\frac{r}{D}\right)^2 P_2(\cos\theta) + \ldots\right] \qquad (۲۴.۲)$$

چنانچه روی حجم کل مادهٔ باردار (هسته) انتگرال‌های لازم را بگیریم خواهیم داشت:

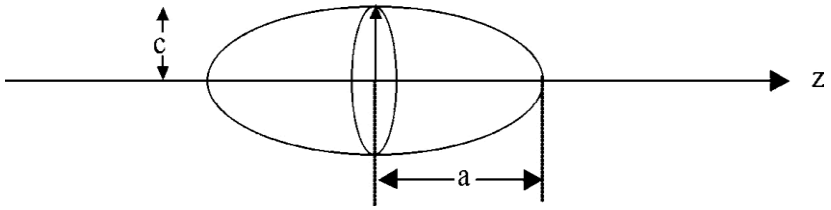
(۲۵.۲)

$$V = \frac{1}{D}\left[\int_{\text{حجم}} \rho\, d\tau\right] + \frac{1}{D^2}\left[\int_{\text{حجم}} \rho r\cos\theta\, d\tau\right] + \frac{1}{D^3}\left[\int_{\text{حجم}} \rho r^2\left(\frac{3}{2}\cos^2\theta - \frac{1}{2}\right) d\tau + \ldots\right]$$

جملهٔ اول در این معادله، گشتاور تک قطبی الکتریکی است که برابر بار هسته Ze، است. جمله دوم، گشتاور دو قطبی الکتریکی و جملهٔ سوم گشتاور چهار قطبی الکتریکی است. برای یک سیستم کوانتومی دارای حالت کوانتومی خوش تعریف، چگالی بار ρ تابعی زوج بوده و با توجه به این که گشتاور دو قطبی مستلزم حاصل ضرب یک تابع زوج در یک تابع فرد می‌باشد، انتگرال متناظر اساساً صفر می‌باشد، بنابراین، گشتاور دو قطبی الکتریکی یا هرگونه گشتاور الکتریکی فرد دیگری برای هسته‌ها وجود ندارد. برای هسته‌های کروی، چگالی بار ρ بستگی به θ ندارد، و لذا گشتاور چهار قطبی Q با رابطه زیر داده می‌شود:

$$Q = \iiint r^2 \rho(r)\left(\frac{3}{2}\cos^2\theta - \frac{1}{2}\right) r^2\, dr \sin\theta\, d\theta\, d\phi \qquad (۲۶.۲)$$

گشتاور چهارقطبی تنها زمانی مخالف صفر خواهد بود که هسته، کروی نباشد. از این‌رو گشتاور چهار قطبی میزانی است از «نا کُرَویّت» هسته. برای بحث بیشتر، مدل سادهٔ زیر را برای هسته‌های غیرکروی در نظر بگیرید (شکل ۲-۱۵). فرض خواهیم کرد که اینگونه هسته‌ها به صورت بیضوی دوار هستند که از دوران یک بیضی حول یکی از قطرهایش به وجود می‌آید.



شکل ۲-۱۵. نمایی از یک هستهٔ با شکل بیضوی دوّار.

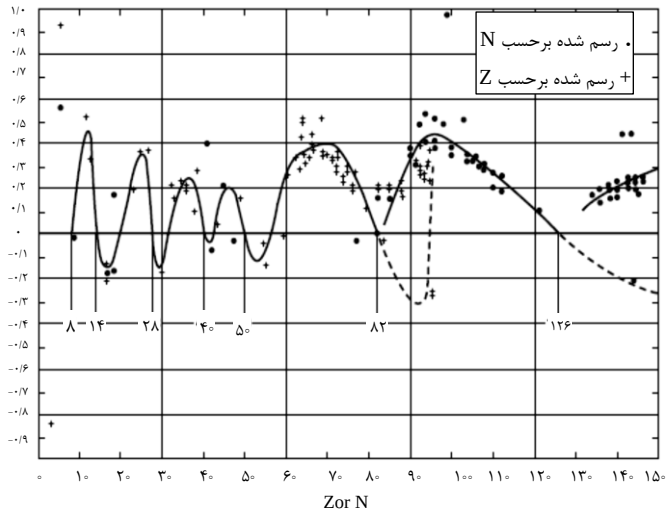
نیم- قطر کوچک بیضی را c و نیم- قطر بزرگ آن را a می‌نامیم (a محوری است که بیضی حول آن می‌چرخد). چنانچه a قطر بزرگ باشد، هسته به شکل بیضوی دوار کشیده (شکل یک توپ فوتبال امریکایی)، و چنانچه a قطر کوچک باشد هسته به شکل بیضوی دوار پَخ (شکل پَن کیک) خواهد بود. می‌توان نشان داد که:

$$Q = \frac{۲}{۵} Ze\left(a^{۲} - c^{۲}\right) \qquad (۲۷.۲)$$

چون همچنین می‌دانیم که مربع شعاع میانگین R بیضوی دوار با رابطهٔ

$$R^{۲} = \frac{۱}{۲}\left(a^{۲} + c^{۲}\right) = \left(r_{۰} A^{۱/۳}\right)^{۲} \qquad (۲۸.۲)$$

داده می‌شود، می‌توانیم a و c، دو قطر بیضوی دوار را از آن به دست آوریم. بنابراین، گشتاور چهارقطبی، مستقیماً شکل هسته‌ها را به ما می‌دهد. همچنین در نظر داشته باشید که Q دارای ابعاد مساحت× بار الکتریکی است. رسم بر این است که Q/e، که دارای بعد مساحت است در جدول‌ها داده می‌شود. واحد مساحت در فیزیک هسته‌ای بارن است که معادل $۱۰^{-۲۴}\mathrm{cm}^{۲}$ می‌باشد. از این‌رو گشتاورهای چهارقطبی اکثراً برحسب بارن داده می‌شوند. نموداری از مقادیر تجربی گشتاورهای چهار قطبی الکتریکی در شکل۲-۱۶ داده شده است. توجه داشته باشید (شکل ۲-۱۶) که هسته‌های نادر خاکی و اکتنیدها دارای اشکال کشیده (Q = +) هستند در حالی‌که هسته‌های دیگری وجود دارند که شکلشان پَخ (Q = −) است.



شکل ۲-۱۶. مقادیر تجربی گشتاور چهارقطبی الکتریکی هسته‌ها. [خطوط از داده‌های **M.A. Preston**، فیزیک هسته‌ها، اقتباس شده‌اند.]

مسئلهٔ نمونه: برای $^{۱۷۷}\mathrm{Hf}$، بارن $Q = +۳/۰\, e$ است. نسبت نیم ـ قطر بزرگ به نیم - قطر کوچک این هسته کشیده را حساب کنید.

حل:

$$Q/e = \frac{۲}{۵}\mathrm{Z}(a^۲ - c^۲)$$

$$a^۲ - c^۲ = \frac{Q/e}{\frac{۲}{۵} * \mathrm{Z}} = \frac{+۳/۰ \times ۱۰^{-۲۴}}{\frac{۲}{۵}(۷۲)} = ۱/۰۴۲ \times ۱۰^{-۲۵}$$

$$R^۲ = \frac{۱}{۲}\left(a^۲ + c^۲\right) = \left(r_۰ A^{۱/۳}\right)^۲$$

$$a^۲ + c^۲ = ۲\left(r_۰ A^{۱/۳}\right)^۲ = ۲\left(۱/۲ \times ۱۰^{-۱۳} * ۱۷۷^{۱/۳}\right)^۲ = ۹/۰۷۹ \times ۱۰^{-۲۵}$$

$$۲a^۲ = ۱/۰۱۲ \times ۱۰^{-۲۴} \qquad a = ۷/۱۱ \times ۱۰^{-۱۳}\ cm \qquad c = ۶/۳۴ \times ۱۰^{-۱۳}\ cm$$

$$a/c = ۱/۱۲$$

مسائل

۱. الفاظ یا پدیده‌های زیر را با کلمات خود تعریف کنید: انرژی سطحی هسته، پاریته، انرژی عدم تقارن، کسر چینش، مگنتون هسته‌ای، حدهای اشمیت، کاستی جرمی، گشتاور دوقطبی مغناطیسی.

۲. انرژی بستگی هسته‌ای کل ^{۲۷}Mg، ^{۲۷}Al و ^{۲۷}Si برابر ۲۴۴/۲۶۶۷، ۲۴۶/۸۷۴۱ و ۲۴۱/۶۷۴۱ مگا الکترون ولت است. مقادیر انرژی کولنی و ضرایب انرژی عدم‌تقارن فرمول نیمه تجربی جرم را با به کاربردن این اطلاعات تعیین کنید.

۳. گشتاور چهارقطبی حالت پایهٔ ^{۱۵۲}Eu برابر $۳/۱۶\times۱۰^{۲}fm^{۲}$ است. نسبت نیم- قطر بزرگ به نیم - قطر کوچک را برای ^{۱۵۲}Eu حساب کنید.

۴. بعضی از هسته‌ها با گسیل β^- یا β^+ واپاشی می‌کنند. نشان دهید که چنین هسته‌هایی باید دارای A زوج، وN فرد باشند.

۵. برای ^{۱۸۱}Ta، $Q/e = ۴/۲۰$ بارن است. نسبت نیم- قطر بزرگ به نیم - قطر کوچک را برای این هسته حساب کنید.

۶. گشتاور چهارقطبی الکتریکی یک بار الکتریکی به اندازه Ze را که روی یک حلقه به شعاع R توزیع شده است در امتداد محور z حساب کنید.

۷. فرمول نیمه تجربی جرم را برای یک A مفروض، به منظور محاسبهٔ رابطه بین Z و N برای هسته‌ای که دارای $S_n = ۰$ است («خط نوترون چکان») به‌کار ببرید. N/Z را برای A=۱۰۰ محاسبه کنید.

۸. گشتاور دوقطبی الکتریکی و گشتار چهارقطبی الکتریکی دو بار نقطه‌ای q+، یکی در $z = a/۲$ و دیگری در $z = -a/۲$، را پیدا کنید.

۹. نشان دهید که گشتاور چهار قطبی Q یک بیضوی دوار که دارای توزیع بار یکنواخت است حول محور تقارن برابر $\frac{۲}{۵}Z\left(b^۲ - a^۲\right)$ است که در آن a و b نیم - قطرها بوده b در امتداد محور تقارن است. نشان دهید که گشتاور چهارقطبی حول محوری که با محور تقارن زاویهٔ β می‌سازد برابر $\left[\frac{۳}{۲}\cos^۲\beta - \frac{۱}{۲}\right]Q$ است[۱].

---

[۱]. ویراستار: به‌نظر می‌رسد متن اصلی صورت مسئله دارای ابهام است.

۱۰. گشتاورهای چهارقطبی ^{۱۷۶}Lu و ^{۱۲۷}I به ترتیب برابر ۷ و ۰/۶- بارن است. فرض کنید ^{۱۷۶}Ln و ^{۱۲۷}I بیضوی‌های دوار حاصل از تغییر شکل (بدون تغییر حجم) کره‌ای به شعاع $R = ۱/۴A^{۱/۳}\ fm$ باشند. نسبت a/b نیم قطر بزرگ به نیم قطر کوچک را حساب کنید.

۱۱. توضیح دهید چرا انتظار داریم هسته‌های پایدار فرد - فرد وجود نداشته باشند. استثناهای این قاعده کدام‌اند؟

۱۲. با استفاده از فرمول نیمه تجربی جرم، عبارتی برای انرژی آزاد شده در واپاشی αزا به دست آورید. برای Z ثابت، چگونه انرژی آزاد شده به A بستگی دارد؟

۱۳. فرض کنید که در فرمول نیمه تجربی جرم a_v =۱۵/۸۳۵، a_s=۱۸/۳۳، $a_{عدم\ تقارن}$=۲۳/۲۰ و a_c=۰/۷۱۴ باشد. نشان دهید انرژی بستگی بر نوکلئون برای Z~۲۶ (آهن) به حداکثر می‌رسد. فرض کنید $Z = N = A/۲$. از اثر زوجیت صرف‌نظر کنید.

۱۴. ستاره‌های غول آسای سرخ، که خنک‌تر از خورشید هستند، با واکنش‌هایی همچون

$$^{۹}Be + ^{۱}H \rightarrow ^{۶}Li + ^{۴}He + \text{انرژی}$$

انرژی تولید می‌کنند. با استفاده از جدول‌های جرم داده شده در پیوست‌ها، انرژی آزاد شده در این واکنش و درصدی از جرم اولیهٔ ذرات واکنش کننده را که به انرژی تبدیل شده است محاسبه کنید.

۱۵. هسته‌های ^{۱۵}C، ^{۱۵}N و ^{۱۵}O را در نظر بگیرید. یکی از این هسته‌ها پایدار است؛ این هسته کدام است؟ دوتای دیگر دستخوش چه واپاشی‌هایی خواهند شد؟ اختلاف انرژی بستگی بین ^{۱۵}N و ^{۱۵}O را محاسبه کنید. با فرض اینکه این اختلاف از عبارت کولنی در فرمول انرژی بستگی نیمه تجربی حاصل گردد، شعاع هسته را محاسبه کنید.

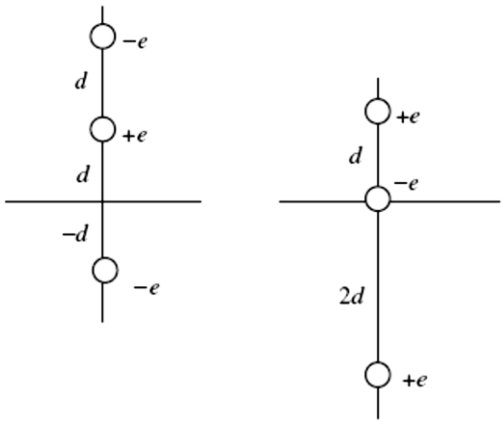
۱۶. با پیدا کردن سهمی‌های مناسب، نوع واپاشی‌ها و انرژی آنها را برای ایزوبارهای A=۱۸۰ پیش بینی کنید. کدام ایزوبار یا ایزوبارها پایدار هستند؟

۱۷. فرض کنید همهٔ انرژی خورشید از واکنش زیر تولید می‌گردد:

$$۴^{۱}H \rightarrow ^{۴}He + ۲\beta^{+}$$

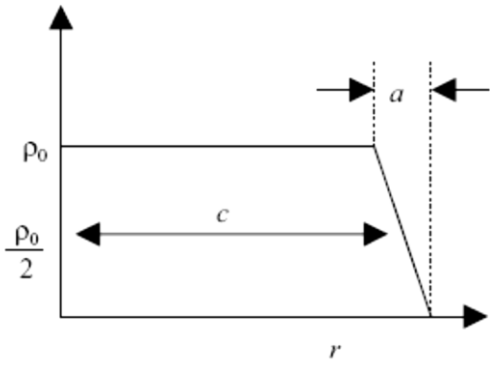
انرژی حاصل از خورشید در روی زمین $۲ cal/min\text{-}cm^{۲}$ است. فاصلهٔ خورشید از زمین $۱/۴۹\times۱۰^{۶}$ کیلومتر است. چه میزان هلیم در هر سال در خورشید تولید می‌گردد.

۱۸. گشتاورهای تک قطبی، دوقطبی و چهارقطبی الکتریکی را از آرایه‌های الکتریکی زیر محاسبه کنید:



۱۹. فرض کنید چگالی ρ نوکلئون‌ها در یک هسته با فاصلهٔ شعاعی r از مرکز هسته مطابق شکل زیر تغییر کند. اگر

$$\rho_0 = 0/17 \ \frac{\text{نوکلئون}}{fm^3}\ ,\ c = 1/2A^{1/3} \ \text{و} \ a = 2/4\ fm$$



باشند، در هسته‌های ^{28}Si و ^{132}Sn و ^{208}Pb چه کسری از نوکلئون‌ها در ناحیهٔ پوستهٔ سطح قرار می‌گیرد ؟

۲۰. با استفاده از فرمول نیمه تجربی جرم، درصد سهم انرژی حجمی، انرژی سطحی، انرژی کولنی و انرژی عدم‌تقارن را در انرژی بستگی میانگین بر نوکلئون برای $A=60$ و $A=240$ حساب کنید.

۲۱. توضیح دهید چرا در واپاشی ^{238}U به ^{206}Pb، که با گسیل‌های پی‌درپی α و β^- صورت می‌گیرد، یک یا دو واپاشی αزا و به دنبال آن واپاشی‌های β^-زا می‌بینیم، و الی آخر! چرا در این زنجیره فروپاشی β^+ یا EC وجود ندارد.؟

۲۲. الف) چه ناحیه‌هایی از جدول تناوبی با تغییر شکل‌های هسته‌ای کشیده دائمی بزرگ مشخص می‌شوند؟

ب) چه هسته‌هایی در جدول تناوبی دارای بالاترین انرژی بستگی بر نوکلئون می‌باشند؟

مراجع

Resnick, R., D. Halliday, and K. S. Krane. *Physics*, 4th ed., Wiley, New York, 1992.

Meyerhof, W. E. *Elements of Nucleal Physics*, McGraw-Hill, New York, 1967.

Myers, W. D and W. J. Swiatecki. *Nucl. Phys*. **81**, 1 (1966).

کتاب‌شناسی

Evans, R. D. *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill, New York, 1955.

Hasse, R. W. and W. D. Myers. *Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics* Springer, Berlin, 1988.

Krane, K. S. *Introductory Nuclear Physics*, Wiley, New York, 1988.

Mackintosh, R., J. Al-Khalili, B. Jonson, and T. Pena. *Nucleus: A Trip to the Heart of Matter*. Johns Hopkins University Press, Baltimore, 2001.

Wong, S. S. M. *Introductory Nuclear Physics*, 2 nd ed., Wiley, New York, 1998.

فصل ۳

سینتیک واپاشی پرتوزا

تعداد هسته‌هایی که در یک نمونهٔ پرتوزا پس از یک بازهٔ زمانی معین می‌توانند تجزیه شوند، به صورت نمایی با زمان کاهش می‌یابد. با توجه به اینکه هسته توسط ابر الکترونی اطرافش ایزوله شده است، این آهنگ اساساً مستقل از فشار، دما، قانون اثر جرم، و یا هرگونه عامل محدود کنندهٔ دیگری است که معمولاً در تغییرات فیزیکی یا شیمیایی مؤثرند[۱]؛ درنتیجه، آهنگ واپاشی ابزار مفیدی برای شناسایی یک نوکلید است. از آنجایی که واپاشی پرتوزا معرف تبدیل یک نوکلید پرتوزای ناپایدار به یک نوکلید پایدارتر است، که ممکن است پرتوزا نیز باشد، این پدیده برای هر نوکلید برگشت‌ناپذیر است. هسته‌های ناپایدار در یک نمونهٔ پرتوزا همه با هم وا نمی‌پاشند. در عوض، واپاشی در یک هستهٔ مشخص پدیده‌ای کاملاً کاتوره‌ای (تصادفی) است. بنابراین، مطالعات پدیده‌های واپاشی پرتوزا نیازمند به‌کارگیری روش‌های آماری است. با این روش‌ها، می‌توان تعداد

۱. در مورد گیراندازی الکترون و تبدیل داخلی، محیط شیمیایی الکترون‌های درگیر ممکن است در آهنگ واپاشی مؤثر باشد. برای گیراندازی الکترون- L در ^{7}Be (با نیمه‌عمر ۵۳/۳ روز) نسبت نیمه‌عمر BeF_2 به نیمه‌عمر Be برابر ۱/۰۰۰۸۴ است. به‌طور مشابه یک یون کاملاً لخت پرتوزا نمی‌تواند دارای واپاشی EC یا IC باشد؛ یک رویداد جالب توجه در فیزیک نجوم.

زیادی هستهٔ پرتوزا را زیر نظر گرفت و با اطمینان بالایی پیش‌بینی کرد که پس از یک مدت زمان معین، چه کسری از آنها وا خواهند پاشید، ولی اینکه کدام یک و در چه زمانی؟ معلوم نیست.

۳-۱. معادلات اساسی واپاشی

واپاشی پرتوزا چیزی است که شیمیدان‌ها از آن به عنوان یک واکنش درجه اول نام می‌برند؛ یعنی اینکه، آهنگ واپاشی پرتوزا متناسب با تعداد هر یک از انواع هسته‌های پرتوزای موجود در یک نمونهٔ معلوم است. بنابراین، اگر تعداد هسته‌های یک گونهٔ معین پرتوزا را در یک نمونه دو برابر کنیم، تعداد ذرات گسیل شدهٔ ناشی از آن بر واحد زمان نیز دو برابر می‌شود[۱]. این رابطه ممکن است به صورت زیر بیان گردد:

(تعداد هسته‌های پرتوزای موجود)∝(آهنگ تجزیهٔ هسته‌های پرتوزا) = آهنگ گسیل ذره

باید توجه داشت که رابطهٔ مذکور تنها یک تناسب است. با وارد کردن ثابت واپاشی، این عبارت به یک معادله تبدیل می‌شود:

(۳. ۱) (تعداد هسته‌های پرتوزای موجود)×(ثابت واپاشی) = آهنگ تجزیهٔ هسته‌های پرتوزا

ثابت واپاشی λ، نشان‌دهندهٔ احتمال میانگین واپاشی هر هسته در واحد زمان است. لذا، از ضرب احتمال واپاشی هر هسته λ، در تعداد هسته‌های حاضر آهنگ گسیل ذرات به دست می‌آید. یکای آهنگ (تجزیهٔ هسته‌ها بر زمان)، همان یکای ثابت واپاشی، $\frac{۱}{\text{زمان}}$، یعنی احتمال بر زمان واپاشی است. برای تبدیل معادلات لفظی فوق به عبارت‌های ریاضی شامل نشانه‌ها، چنانچه N نشان‌دهندهٔ تعداد هسته‌های پرتوزای حاضردر زمان t باشد، در این صورت با به‌کار بردن حساب دیفرانسیلی، معادلات لفظی فوق به صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$-\frac{dN}{dt} \propto N$$
$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \qquad (۲. ۳)$$

[۱]. برای بیان کاملاً درست این گزاره باید گفت که با دو برابر شدن تعداد هسته‌های موجود، آهنگ گسیل ذرات دو برابر خواهد شد. این آهنگ برابر تعداد ذرات گسیل شده بر واحد زمان خواهد بود، به شرطی که بازهٔ زمانی کوچک باشد.

توجه داشته باشید که اندازهٔ N دائماً به صورت تابعی از زمان کاهش می‌یابد. با تغییر آرایش معادلهٔ (۳. ۲) برای جداسازی متغیرها خواهیم داشت:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda\, dt \qquad (۳.۳)$$

چنانچه در لحظهٔ $t = ۰$، $N_۰$ هستهٔ پرتوزا وجود داشته باشد، در این صورت با انتگرال‌گیری معادلهٔ (۳. ۳) قانون واپاشی زیر حاصل می‌شود:

$$N = N_۰ e^{-\lambda t} \qquad (۴.۳)$$

این معادله تعداد هسته‌های پرتوزای موجود در لحظهٔ t را می‌دهد. با وجود این، در بسیاری از آزمایش‌ها، مطلوب این است که آهنگ شمارش در یک آشکارساز را به صورت تابعی از زمان به دست آوریم. به عبارت دیگر، باید *فعالیت* نمونه‌هایمان را بدانیم.
به سادگی می‌توان نشان داد که آهنگ شمارش در یک آشکارساز تابشی C، برابر است با حاصلضرب آهنگ تجزیه هسته‌های پرتوزای موجود در یک نمونه A، در ثابتی مرتبط با بازدهی سیستم اندازه‌گیری تابش. یعنی،

$$C = \varepsilon A = \varepsilon(-\frac{dN}{dt}) = \varepsilon \lambda N \qquad (۵.۳)$$

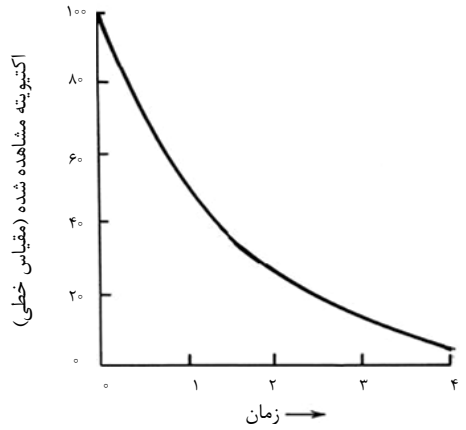
که در آن ε بازدهی است. با جایگزینی در معادله (۳. ۴) خواهیم داشت:

$$C = C_۰ e^{-\lambda t} \qquad (۶.۳)$$

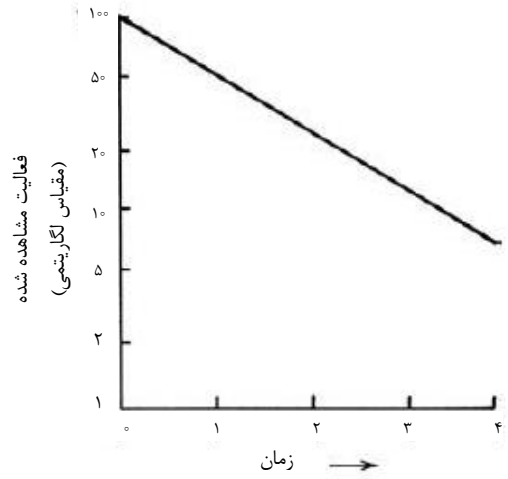
که در آن، C آهنگ شمارش در لحظهٔ معین t برای نمونهٔ پرتوزایی است که در لحظهٔ $t =۰$ دارای آهنگ شمارش $C_۰$ بوده است. معادلات (۳. ۴) و (۳. ۶)، معادلات بنیادی حاکم بر تعداد هسته‌های موجود در یک نمونه پرتوزا و تعداد شمارش‌های مشاهده شده در یک آشکارساز به صورت تابعی از زمان می‌باشند. معادله (۳. ۶) به صورت نموداری در شکل ۳-۱ نشان داده شده است. همان‌گونه که

در شکل ۳-۱ دیده می‌شود، رشد این منحنی رفته رفته کند شده و به صورت مجانبی به صفر نزدیک می‌شود.

چنانچه همین نمودار در مقیاس نیمه لگاریتمی (شکل ۳-۲) رسم گردد، منحنی واپاشی، خطی مستقیم با شیب $-\left(\frac{\lambda}{۲/۳۰۳}\right)$ خواهد بود.

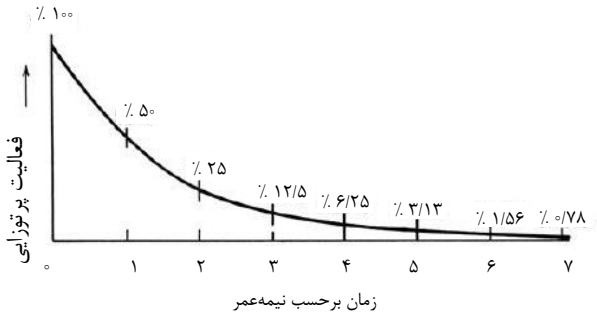


شکل ۳-۱. منحنی خطی واپاشی.



شکل ۳-۲. منحنی نیمه لگاریتمی واپاشی.

نیمه‌عمر $\left(t_{1/2}\right)$ نمایش دیگری از ثابت واپاشی است. نیمه‌عمر یک رادیونوکلید عبارت است از مدت زمان لازم برای کاهش فعالیت آن به نصف مقدار اولیه. لذا، پس از یک نیمه‌عمر، ۵۰ درصد مقدار فعالیت اولیه باقی می‌ماند. پس از دو نیمه‌عمر تنها ۲۵ درصد فعالیت اولیه باقی خواهد ماند. پس از سه نیمه‌عمر تنها ۱۲/۵ درصد، و الی آخر. شکل (۳- ۳) نشان دهندهٔ این رابطه به صورت نموداری است.



شکل ۳-۳. رابطه بین نیمه‌عمر و فعالیت.

اگر مقدار ثابت واپاشی معلوم باشد، نیمه‌عمر یک نوکلید خاص را می‌توان از معادلهٔ (۳. ۶) به‌دست آورد. بنا به تعریفِ نیمه‌عمر، هنگامی که $\frac{A}{A_{\circ}}=\frac{1}{2}$ بشود، $t=t_{1/2}$ خواهد بود. با جایگزینی این مقادیر در معادلهٔ (۳. ۶) خواهیم داشت:

$$\frac{A}{A_{\circ}}=\frac{1}{2}=e^{-\lambda t_{1/2}} \qquad (۷.۳)$$

لذا

$$t_{1/2}=\frac{\ln 2}{\lambda}=\frac{0/693}{\lambda} \qquad (۸.۳)$$

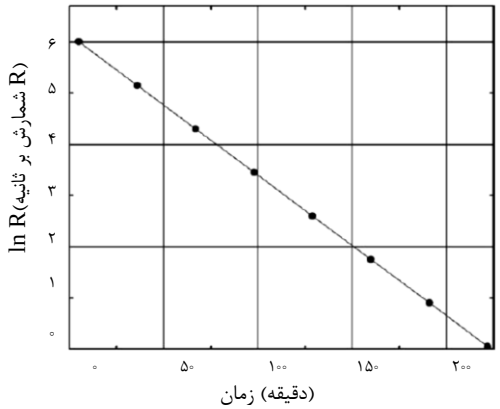
توجه داشته باشید که مقدار عبارت برای $t_{1/2}$، همان یکایِ $\frac{1}{\lambda}$ یا بُعدِ زمان را دارد.

گسترهٔ نیمه‌عمرها برای نوکلیدهای مختلف از 10^{-6} ثانیه تا 10^{10} سال است. نیمه‌عمر برای همه رادیو نوکلیدهای رایج اندازه‌گیری شده است. به هنگام مواجه شدن با یک نوکلید پرتوزای ناشناخته، تعیین نیمه‌عمر آن معمولاً یکی از نخستین گام‌های شناسایی آن است. به این منظور،

می‌توان فعالیت نمونه را در یک دورهٔ زمانی معین چند بار اندازه گرفت و یک نمودار نیمه لگاریتمی تهیه کرد. واپاشی یک نوکلید کوتاه ـ عمر را می‌توان مستقیماً در حین واپاشی آن در خلال یک نیمه‌عمر کامل و بازهٔ زمانی انتخابی مشاهده کرد (شکل ۳- ۴).

مسئلهٔ نمونه: با استفاده از دادهٔ رسم شده در زیر برای واپاشی یک رادیونوکلید مفروض، ثابت واپاشی و نیمه‌عمر نوکلید را تعیین کنید.

حل:



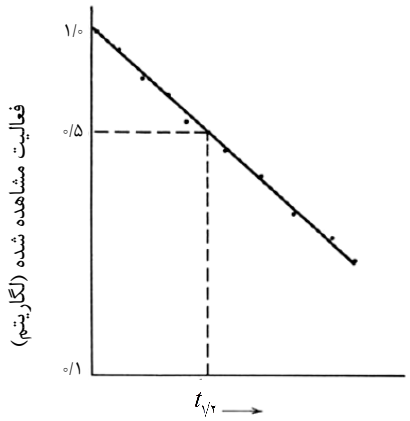
از نمودار بالا به سادگی می‌توان دید که شیب ($-\lambda$) عبارت است از

$$-\lambda = -(۶/۰۶ - ۰)/(۲۲۰\ \text{min} - ۰)$$
$$\lambda = ۰/۰۲۷۵\ \text{min}^{-۱}$$
$$t_{۱/۲} = \ln ۲ / \lambda = ۰/۶۹۳ / ۰/۰۲۷۵ = ۲۵/۲\ \text{min}$$

این می‌تواند چه نوکلیدی باشد؟

اندازه‌گیری نیمه‌عمر رادیونوکلیدهای با عمرهای بلند مشکل است. در اینجا ممکن است تغییر آهنگ واپاشی، در یک بازهٔ زمانی معقول، قابل توجه نباشد. در این مورد، ثابت واپاشی را باید از آهنگ واپاشی مطلق مطابق معادلهٔ (۳. ۲) محاسبه کرد. تعداد مطلق اتم‌های رادیوایزوتوپ موجود (N) در یک نمونه را می‌توان اینطور محاسبه کرد:

$$N = \frac{\text{جرم رادیونوکلید} \times (\text{عدد آووگادرو}) \ ۶/۰۲\times۱۰^{۲۳}}{\text{وزن اتمی رادیونوکلید}} \qquad (۹.۳)$$



شکل ۳-۴. تعیین نموداری و مستقیم نیمه‌عمر.

وقتی ترکیب ایزوتوپی نمونه با روش‌هایی چون طیف‌سنجی جرمی معلوم شده باشد، جرم کل رادیوایزوتوپ در نمونه را می‌توان تعیین کرد. در این صورت، هنگامی که ثابت واپاشی معلوم باشد، نیمه‌عمر به راحتی قابل محاسبه است. جدولی از نیمه‌عمرهای تعدادی از هسته‌های شناخته شده در پیوست (ب) داده شده است.

اگرچه نیمه‌عمر یک رادیونوکلید مفروض مقدار تعریف شده‌ای است، اما لحظهٔ واقعی واپاشی یک اتم خاص می‌تواند هر زمانی از هنگام شروع عمر رادیونوکلید تا بی‌نهایت باشد. با وجود این، عمر میانگین جمعیتی از هسته‌ها را می‌توان محاسبه کرد. عمر میانگین τ طبیعتاً با ثابت فروپاشی مرتبط بوده و در واقع وارونِ آن است:

$$\tau = \frac{۱}{\lambda} \qquad (۱۰.۳)$$

یا عمر میانگین را می‌توان برحسب نیمه‌عمر تعریف کرد:

$$\tau = ۱/۴۴۳ t_{۱/۲} \qquad (۱۱.۳)$$

با یادآوری این مطلب که ثابت واپاشی λ به صورت احتمال میانگین واپاشی بر واحد زمان تعریف شده است، می‌توان رابطهٔ بالا را درک نمود، و لذا $\frac{۱}{\lambda}$ عبارت است از زمان میانگین بین واپاشی‌ها. مفهوم عمر میانگین، به ما اجازه می‌دهد تعداد کل ذرات گسیل شده در طی یک بازهٔ زمانی معین را حساب کنیم. این تعداد در تعیین دز تابشی کل داده شده به وسیله یک نمونه رادیوایزوتوپ، مثل تحقیقات پزشکی و درمان، نقشی اساسی دارد.

طی مدت زمانی مساوی با یک عمر میانگین τ، فعالیت به $۱/e$ مقدار اولیه‌اش کاهش پیدا می‌کند. برای یک نمونهٔ متشکل از $N_۰$ هسته با نیمه عمرهای میانگین t_i، می‌توان عمرمیانگین τ، را به صورت زیر نوشت:

(۱۲.۳)

$$\tau = \frac{\sum_{۱}^{N_۰} t_i}{N_۰} = -\frac{۱}{N_۰}\int_{t=۰}^{t=\infty} t\, dN = \frac{۱}{N_۰}\int_{۰}^{\infty} t\lambda N\, dt = \lambda\int_{۰}^{\infty} te^{-\lambda t}\, dt$$

$$= \left[\frac{-\lambda t + ۱}{\lambda} e^{-\lambda t}\right]_{۰}^{t} = \frac{۱}{\lambda}$$

عمر میانگین همچنین اهمیت فیزیکی زیادی دارد، زیرا این همان زمانی است که باید در بیان ریاضی اصل عدم قطعیت هایزنبرگ قرار داد، یعنی

$$\Delta E.\Delta t \geq \hbar$$

در این عبارت که عدم قطعیت در انرژیِ یک سیستم ΔE، را با نیمه‌عمر $\tau \equiv \Delta t$ آن مرتبط می‌سازد

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{۰/۶۵۸ \times ۱۰^{-۱۵}\, eV}{\tau(s)}$$

کمیت ΔE پهنا Γ، نامیده می‌شود.

واحد طبیعی پرتوزایی عبارت است از واپاشی بر زمان، مثل واپاشی بر ثانیه (dps)، واپاشی بر دقیقه (dpm)، و امثال آن. واحد SI (سیستم بین‌المللی) پرتوزایی، بکرل (Bq) است که در آن:

۱ بکرل (Bq) = ۱ واپاشی / ثانیه

آهنگ‌های شمارش در یک سیستم آشکارسازی معمولاً به صورت شمارش بر ثانیه (cps)، شمارش بر دقیقه (cpm) و امثال آن داده می‌شوند، و به اندازهٔ ضریبی مساوی با بازدهی آشکارساز ε، با آهنگ‌های واپاشی تفاوت دارند. بنابراین

$$(\text{dpm})\varepsilon = (\text{cpm})$$

یک واحد قدیمی‌تر پرتوزایی که هنوز هم کاربردهایی دارد کوری (Ci) است. این واحد به صورت زیر تعریف می‌شود

۱کوری(Ci)=۳/۷×۱۰^{۱۰} Bq =۳/۷×۱۰^{۱۰} dps

کوری واحد پرتوزایی خیلی بزرگی است و تقریباً برابر با پرتوزایی یک گرم رادیُم است. مجموعه میزان پرتوزایی در یک راکتور هسته‌ای به هنگام خاموشی نوعاً ۱۰^{۹} کوری هستند، در حالی‌که چشمه‌های تابشی مورد استفاده در آزمایش‌های ردیابی دارای فعالیت‌هایی در حد میکروکوری، و چشمه‌های مجاز محیط زیست در حد نانوکوری یا پیکوکوری می‌باشند.
همچنین توجه کنید که چون رادیونوکلیدها، عموماً دارای نیمه‌عمرهای مختلفی هستند، تعداد هسته‌ها برکوری از یک گونه به گونهٔ دیگر فرق می‌کند. به عنوان مثال، تعداد هسته‌های موجود در ۱ MBq (~۲۷μCi) تریتیم (با نیمه‌عمر ۱۲/۳۳ سال) عبارت است از:

$$N = \frac{\left(-dN/dt\right)}{\lambda} = \frac{۱۰^{۶}/s}{\lambda}$$

اما

$$\lambda = \frac{۰/۶۹۳}{t_{۱/۲}} = \frac{\left(۰/۶۹۳\right)}{\left(۱۲/۳۳\,y\right)\left(\pi \times ۱۰^{۷}\,s/y\right)} = ۱/۷۸۹ \times ۱۰^{-۹}\,s^{-۱}$$

لذا:

$$N = \frac{A}{\lambda} = \frac{\left(۱۰^{۶}/s\right)}{\left(۱/۷۸۹\right)\left(۱۰^{-۹/s}\right)} = \left(۵/۵۹\right)\left(۱۰^{۱۴}\right) \text{ هسته}$$

همین محاسبه برای ^{14}C (با نیمه‌عمر ۵۷۳۰ سال)، نتیجهٔ $۲/۶\times۱۰^{۱۷}$ هسته بر MBq را خواهد داد. همچنین جالب است که جرم ۱MBq تریتیم را حساب کنیم:

$$\text{M= } \frac{\text{N وزن اتمی}}{\text{عدد آووگادرو}} = \frac{\left(۵/۵۹\right)\left(۱۰^{۱۴}\right)\left(۳\right)}{\left(۶/۰۲\right)\left(۱۰^{۲۳}\right)} = ۲/۷۸\times۱۰^{-۹}\ g$$

به عبارت دیگر، ۱MBq تریتیم معادل ۳ نانو گرم تریتیم است. لذا یک ویژگی مهم رادیونوکلیدها ظاهر می‌شود ـ عادت جاری، کار با مقادیر بسیار اندک رادیونوکلیدهاست. نمونه‌های خالص رادیوایزوتوپ‌ها را «بدون حامل» می‌نامند.

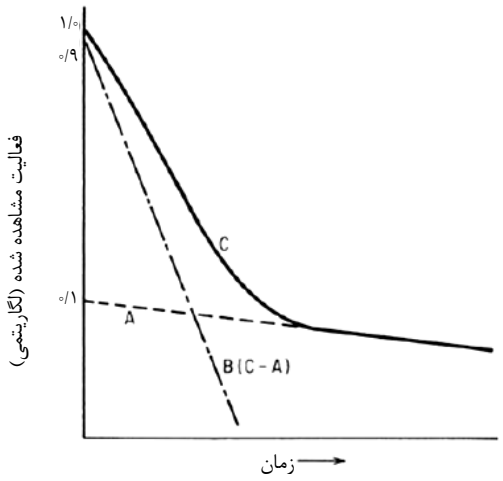
رادیونوکلیدها معمولاً به‌طور همگن با نوکلیدی پایدار از همان عنصر مخلوط می‌شوند، مگر اینکه رادیونوکلید «بدون حامل» باشد. بنابراین، مطلوب این است که عبارت ساده‌ای برای نشان دادن فراوانی‌های نسبی رادیوایزوتوپ مورد نظر و ایزوتوپ‌های پایدار داشته باشیم. این ویژگی به راحتی با به‌کاربردن مفهوم *فعالیت ویژه* حاصل می‌گردد، که اشاره به مقدار پرتوزایی به ازای بخشی از جرم یا واحدهای مشابهی از کل نمونه دارد.

واحد SI فعالیت ویژه Bq/kg است. فعالیت ویژه را همچنین می‌توان برحسب آهنگ تجزیه (Bq یا dpm) یا آهنگ شمارش (شمارش بر دقیقه cpm، یا شمارش بر ثانیه، cps)، یا کوری‌هایی (mCi یا μCi) از رادیونوکلید خاص بر واحد جرم نمونه بیان کرد.

۳-۲. مخلوط دو رادیونوکلید در حال واپاشی مستقل

چنانچه دو یا چند رادیوایزوتوپ با نیمه‌عمرهای مختلف در نمونه‌ای وجود داشته باشند و ذرات گسیل شده از هر ایزوتوپ را نتوان از یکدیگر تمیز داد، یک آهنگ واپاشی مرکب مشاهده خواهد شد. در این وضعیت، منحنی واپاشی ترسیم شده در یک نمودار نیمه لگاریتمی، یک خط مستقیم نخواهد بود. منحنی‌های واپاشی هر یک از ایزوتوپ‌های موجود در نمونه را معمولاً می‌توان به‌صورت نموداری از هم تفکیک کرد، مشروط بر اینکه نیمه‌عمرهای آنها به اندازهٔ کافی متفاوت باشند و بیش از سه مؤلفهٔ پرتوزا وجود نداشته باشد. در مثال نموداری نشان داده شده در شکل ۳-۵، خط

C نشاندهندهٔ فعالیت کل است. پس از «از پای در آمدن» مؤلفهٔ کوتاه‌عمرتر B بر اثر واپاشی، فقط فعالیت مؤلفهٔ بلند عمرتر A مشاهده می‌شود. «پس‌برون‌یابی»[1] این بخشِ بلندمدتِ منحنی به زمان صفر، منحنی واپاشی برای مؤلفهٔ A و فعالیت آن را در $t = ۰$ خواهد داد.



شکل ۳-۵. تفکیک نموداری یک منحنی واپاشی مرکب.

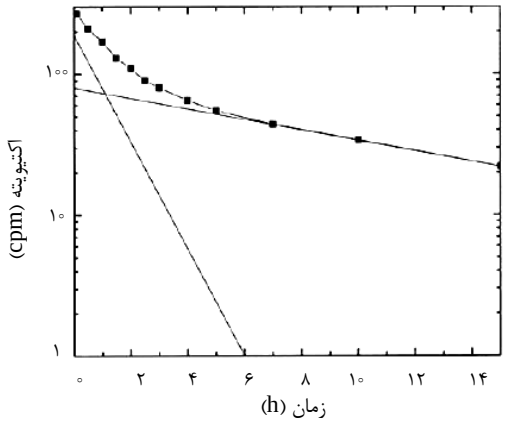
منحنی مؤلفهٔ B از کم کردنِ، نقطه به نقطهٔ، مقادیر فعالیت مؤلفهٔ A از منحنی فعالیت کل حاصل می‌شود. اگر نیمه‌عمرهای دو مؤلفهٔ اینگونه نمونه‌ها آنقدر با هم فرق نداشته باشند که بتوان تفکیک نموداری را انجام داد، از یک روش آشکارسازی دیفرانسیلی می‌توان استفاده کرد. چنانچه ویژگی‌های تابشی نوکلیدهای موجود در مخلوط به صورت مناسبی از هم متمایز باشند، یعنی، ذرات و پرتوهای γ کاملاً متفاوتی گسیل شوند، اندازه‌گیری فعالیت یک مؤلفه، بدون تداخل تابش گسیل شده به وسیلهٔ جزء دیگر امکان‌پذیر خواهد بود. یک مورد قابل توجه وضعیتی خواهد بود که در آن یک نوکلید گسیلندهٔ خالص β و دیگری گسیلندهٔ پرتوهای γ و β باشد. در موردی که نیمه‌عمرهای مؤلفه‌ها معلوم باشند ولی آنقدر با هم فرق نداشته باشند که بتوان تفکیک نموداری منحنی واپاشی را عملی ساخت، از روش‌های کامپیوتری مبتنی بر برازش «حداقل‌مربعاتی»[2] نیز می‌توان بدین منظور بهره جست.

---

1. Extrapolation
2. Least-Squares fitting

مسئلهٔ نمونه: با استفاده از داده‌های واپاشی زیر، نیمه‌عمرها و فعالیت‌های اولیه رادیونوکلیدهای حاضر را تعیین کنید؟

زمان (ساعت)	فعالیت(cpm)
۰/۱	۲۷۰
۰/۵	۲۱۰
۱	۱۷۰
۱/۵	۱۳۰
۲	۱۱۰
۲/۵	۹۰
۳	۸۰
۴	۶۵
۵	۵۵
۷	۴۴
۱۰	۳۴
۱۵	۲۲



حل: از منحنی مشاهده می‌شود:

$$t_{1/2}(b) = 8/0\,h \qquad A_0(b) = 80\,cpm$$
$$t_{1/2}(c) = 0/8\,h \qquad A_0(c) = 190\,cpm$$

۳-۳. تعادل واپاشی پرتوزا

وقتی یک رادیونوکلید وامی‌پاشد، در حقیقت از بین نمی‌رود بلکه به یک گونهٔ هسته‌ای دیگر با انرژی پیوندی بالاتر و غالباً Z، A، J، π متفاوت تبدیل می‌شود. معادلات واپاشی پرتوزایی که تاکنون بررسی کرده‌ایم روی کاهش رادیونوکلیدهای مادر تمرکز داشته‌ایم اما از تشکیل (و احتمالاً واپاشی) گونه‌های دختر، نوه، و غیره صرف‌نظر کرده‌ایم. تمرکز در این بخش، بر تشکیل و واپاشی این «فرزندان» است.

با موردی شروع می‌کنیم که در آن، رادیونوکلید ۱ با ثابت واپاشی λ_1 وا می‌پاشد، هستهٔ دختر ۲ را تشکیل می‌دهد، که به نوبهٔ خود با ثابت واپاشی λ_2 واپاشی می‌کند. به‌طور طرح‌وار داریم:

$$\mathbf{1} \rightarrow \mathbf{2} \rightarrow$$

می‌توانیم عبارت‌های مربوط به تولید و از بین رفتن ۲ را بنویسیم، یعنی،

(آهنگ واپاشیِ ۲) − (آهنگ تولیدِ ۲) = آهنگ تغییر هسته‌های ۲ موجود در لحظهٔ t

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \qquad (۱۳.۳)$$

که N_1 و N_2 تعداد هسته‌های ۱ و ۲ در لحظهٔ t هستند.

با مرتب کردن جملات داریم:

$$dN_2 + \lambda_2 N_2 dt = \lambda_1 N_1 dt \qquad (۱۴.۳)$$

با یادآوری اینکه:

$$N_1 = N_1^\circ e^{-\lambda_1 t} \qquad (۱۵.۳)$$

داریم:

$$dN_2 + \lambda_2 N_2 dt = \lambda_1 N_1^\circ e^{-\lambda_1 t} dt \qquad (۱۶.۳)$$

این یک معادلهٔ دیفرانسیل خطی مرتبهٔ اول است و می‌توان آن را با استفاده از روش ضرایب انتگرالی که در زیر نشان داده می‌شود حل کرد. با ضرب دو طرف در $e^{\lambda_2 t}$ داریم:

$$e^{\lambda_2 t} dN_2 + \lambda_2 N_2 e^{\lambda_2 t} dt = \lambda_1 N_1^\circ e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} dt \qquad (۱۷.۳)$$

اکنون، طرف چپ یک دیفرانسیل کامل است

$$d\left(N_2 e^{\lambda_2 t}\right) = \lambda_1 N_1^\circ e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} dt \qquad (۱۸.۳)$$

با انتگرال‌گیری از $t = \circ$ تا $t = t$ خواهیم داشت:

$$N_2 e^{\lambda_2 t}\Big|_\circ^t = \frac{\lambda_1 N_1^\circ e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t}}{\lambda_2 - \lambda_1}\Bigg|_\circ^t \qquad (۱۹.۳)$$

$$N_2 e^{\lambda_2 t} - N_2^\circ = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^\circ \left(e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} - ۱\right) \qquad (۲۰.۳)$$

با ضرب در $e^{-\lambda_2 t}$ و آرایش مجدد جملات خواهیم داشت:

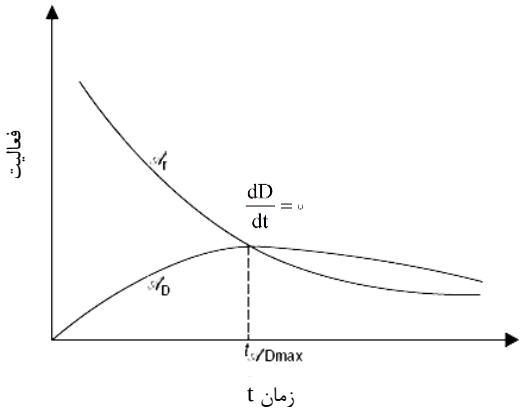
$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^\circ \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right) + N_2^\circ e^{-\lambda_2 t} \qquad (۲۱.۳)$$

که N_2° عبارت است از تعداد هسته‌های گونهٔ ۲ موجود در $t = \circ$. جملهٔ اول در معادلهٔ (۳. ۲۱) نشان دهندهٔ رشد دختر بر اثر واپاشی مادر است، در حالی‌که جملهٔ دوم نشان دهنده واپاشی هسته‌های دختری است که در ابتدا وجود داشته‌اند. با یادآوری اینکه $A_2 = \lambda_2 N_2$، می‌توان عبارتی برای فعالیت ۲ به صورت زیر نوشت:

$$A_۲ = \frac{\lambda_۱\lambda_۲}{\lambda_۲ - \lambda_۱} N_۱^{\circ} \left(e^{-\lambda_۱ t} - e^{-\lambda_۲ t}\right) + A_۲^{\circ} e^{-\lambda_۲ t} \qquad (۲۲ .۳)$$

این دو معادلهٔ (۳. ۲۱) و (۳. ۲۲)، به ترتیب، عبارت‌های کلی و تابع زمان برای تعداد و فعالیت هسته‌های دختر هستند.

رفتار کلی فعالیتِ گونه‌های مادر و دختر، آنطور که از معادلهٔ (۳. ۲۲) پیش‌بینی می‌شود، در شکل۳-۶ نشان داده شده است. همان‌طور که به‌طور کیفی برای مورد $N_۲^{\circ} = ۰$ انتظار می‌رود، فعالیت اولیهٔ دختر در لحظهٔ صفر شروع می‌شود، به یک بیشینه صعود می‌کند، و چنانچه به اندازهٔ کافی صبر کنیم، سرانجام کاهش می‌یابد.



شکل ۳-۶. نمایش شرایط تعادل ایده‌آل، برای مورد یک نوکلید مادر با نیمه‌عمر نسبتاً طولانی.

به این ترتیب، باید لحظه‌ای وجود داشته باشد که در آن، فعالیت دختر بیشینه است. می‌توانیم این زمان را با توجه به شرط بیشینه شدن فعالیت ۲ محاسبه کنیم:

$$\frac{dN_۲}{dt} = ۰ \qquad (۲۳ .۳)$$

با گرفتن مشتق از معادلهٔ (۳. ۲۱) و ساده‌سازی،

$$\lambda_۱ e^{-\lambda_۱ t} = \lambda_۲ e^{-\lambda_۲ t} \qquad (۲۴ .۳)$$

با حل آن برای t خواهیم داشت:

$$t_{\text{بیشینه}} = \frac{\ln(\lambda_۲ / \lambda_۱)}{\lambda_۲ - \lambda_۱} \qquad (۳. ۲۵)$$

ممکن است به نظر برسد که همهٔ این شرح و بسط‌ها را می‌توان به بهترین وجه با یک برنامه‌نویسی کامپیوتری انجام داد، یا فرصتی است برای تمرین مهارت‌های فردیمان در حل معادلات دیفرانسیلی اما چنین نیست. مهم این است که پایهٔ ریاضی این تحول را درک کنیم تا در وضعیت‌های عملیاتی بصیرت لازم را پیدا کنیم. برای روشن شدن این نکته، بگذارید به ذکر بعضی موارد بپردازیم.

مورد خاصی را در نظر بگیرید که در آن $\lambda_۲ = \lambda_۱$ است. وارد کردن این شرط در معادلهٔ (۳. ۲۱) یا (۳. ۲۲) یا یک برنامهٔ کامپیوتری مبتنی بر آنها، منجر به وضعیت «تقسیم بر صفر» خواهد شد. آیا طبیعت از مساوی شدن $\lambda_۱$ با $\lambda_۲$ در زنجیره‌ای از واپاشی‌ها جلوگیری می‌کند؟ بی‌معنی! به آسانی پی می‌بریم که برای این مورد خاص باید در نحوهٔ به دست آوردن معادلات (۳. ۲۱) و (۳. ۲۲) [از معادلهٔ (۳. ۱۳) تا (۳. ۲۱)] تجدید نظر کنیم (ر. ک. مسائل).

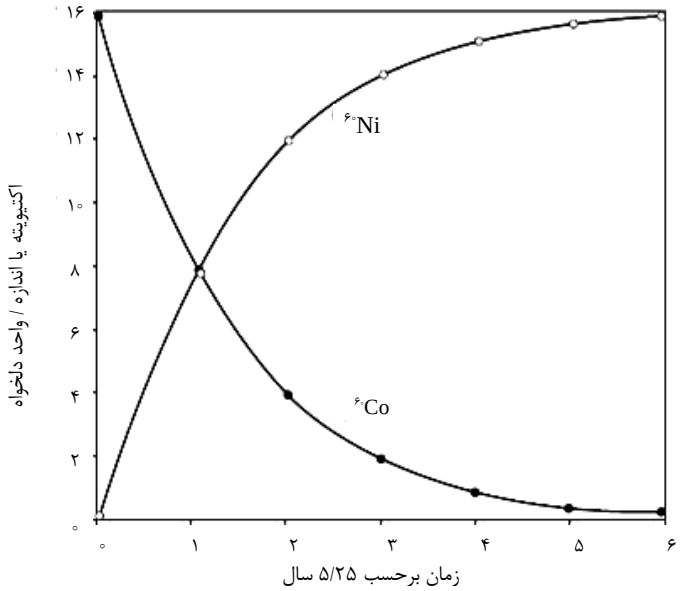
بگذارید موارد خاص دیگری از معادلات (۳. ۲۱) و (۳. ۲۲) را که دارای اهمیت عملیاتی هستند در نظر بگیریم. *فرض کنید هستهٔ دختر پایدار است* $(\lambda_۲ = ۰)$. در این صورت داریم:

$$\frac{dN_۲}{dt} = \lambda_۱ N_۱ \qquad (۳. ۲۶)$$

$$dN_۲ = \lambda_۱ N_۱ dt = \lambda_۱ N_۱^۰ e^{-\lambda_۱ t} dt \qquad (۳. ۲۷)$$

$$N_۲ = \frac{\lambda_۱ N_۱^۰}{-\lambda_۱}\left(e^{-\lambda_۱ t}\right)\Big|_۰^t = N_۱^۰\left(۱ - e^{-\lambda_۱ t}\right) \qquad (۳. ۲۸)$$

این روابط در شکل۳-۷ نشان داده شده‌اند. اینها واپاشیِ نوعیِ رادیونوکلیدهای بسیاری را نشان می‌دهند که با واکنش‌های گیراندازی نوترون تهیه می‌شوند؛ نوعی واکنش که معمولاً در راکتورهای هسته‌ای رخ می‌دهد.



شکل ۳-۷. واپاشی ^{60}Co (نیمه‌عمر ۵/۲۵ سال) و رشد ^{60}Ni (پایدار).

در شکل (۳-۸)، وضعیت فعالیت‌های مادر و دختر [آنگونه که از معادلهٔ (۳. ۲۲) پیش‌بینی می‌شود] برای گزینه‌های گوناگون مقادیر نسبی نیمه‌عمرهای نوکلیدهای مادر و دختر نشان داده شده است. در نخستین مورد، نیمه‌عمر مادر کوتاه‌تر از نیمه عمر دختر است، یعنی مادر کمتر از دختر عمر می‌کند. این وضعیت، مورد *عدم تعادل* نامیده می‌شود زیرا «انباشت» دختر (بر اثر واپاشی مادر) سریع‌تر از «اتلاف» آن در اثر واپاشی است. اساساً، تمام نوکلیدهای مادر به نوکلیدهای دختر تبدیل می‌شوند، و فعالیت بعدی فقط ناشی از واپاشی دخترها ست. ذکر عنوان «عدم تعادل» به‌همین دلیل است. مثال‌های عملی این نوع واپاشی عبارتند از: $^{131}Te \rightarrow ^{131}I$، $^{210}Bi \rightarrow ^{210}Po$ و $^{92}Sr \rightarrow ^{92}Y$. این وضعیت نوعاً هنگامی رخ می‌دهد که رادیونوکلید خیلی دور از خط پایداری باشد و هسته‌ها با واپاشی بتایی به طرف پایداری بروند.

مورد خاص دوم برای معادلات (۳. ۲۱) و (۳. ۲۲)، ***تعادل گُذَرا*** (شکل‌های ۳-۸ پ و ۳-۹) می‌باشد. در این مورد، طول عمر مادر به‌طور قابل ملاحظه‌ای (تقریباً ۱۰ بار) بیش از طول عمر دختر است و بنابراین، زنجیرهٔ واپاشی را کنترل می‌کند. پس

$$\lambda_2 > \lambda_1 \qquad (۲۹ .۳)$$

در معادلهٔ (۳. ۲۱)، وقتی $t \to \infty$

$$e^{-\lambda_2 t} << e^{-\lambda_1 t}$$
$$N_2^\circ e^{-\lambda_2 t} \to 0 \qquad (۳۰ .۳)$$

و داریم

$$N_2 \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^\circ e^{-\lambda_1 t} \qquad (۳۱ .۳)$$

با جایگزینی

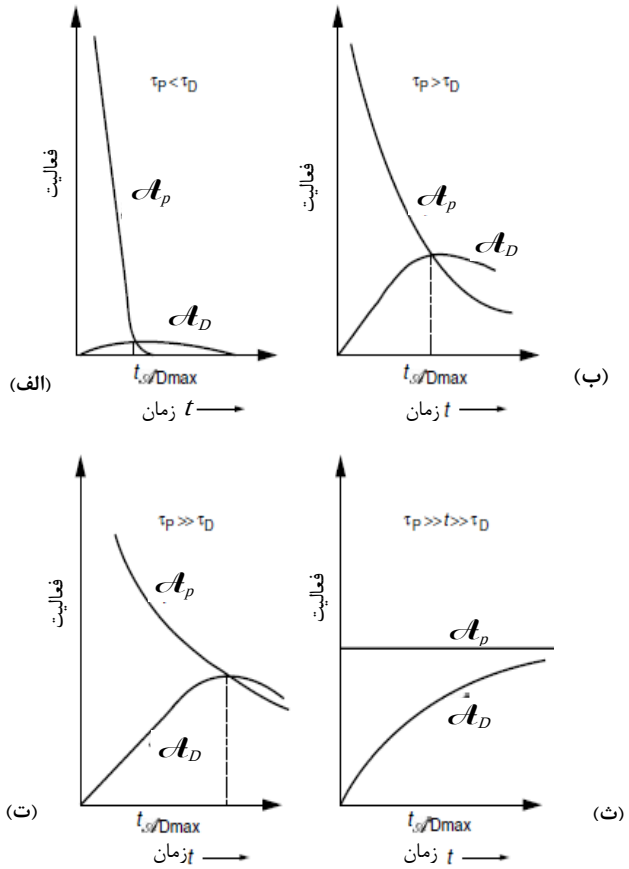
$$N_1 = N_1^\circ e^{-\lambda_1 t} \qquad (۳۲ .۳)$$

خواهیم داشت:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} \qquad (۳۳ .۳)$$

پس از گذشت یک مدت زمان طولانی، نسبت فعالیت دختر به مادر ثابت مانده و هر دوگونه با نیمه‌عمر مؤثر مادر ناپدید می‌شوند. مثال‌های کلاسیک این تعادل واپاشی، واپاشی ^{140}Ba (با نیمه‌عمر ۱۲/۸روز) به ^{140}La (با نیمه‌عمر ۴۰ ساعت) یا تعادل بین ^{222}Rn (با نیمه‌عمر ۳/۸ روز) و محصولات واپاشیِ کوتاه-عمر آن هستند.

مورد خاص سوم برای معادلات (۳. ۲۱) و (۳. ۲۲)، *تعادل دیرپا* (شکل‌های (۳-۸) ت و (۳-۹)) است. در این مورد، طول عمر مادر فوق‌العاده (تقریباً 10^4 بار) بیش از طول عمر دختر است یا مادر دائماً از طریق فرایند دیگری بازتولید می‌شود. در طی زمان مشاهده، تغییر قابل ملاحظه‌ای در تعداد هسته‌های موجود مادر رخ نمی‌دهد، اگرچه ممکن است چندین نیمه‌عمر دختر سپری شده باشد. در مورد تعادل‌گذرای پیش داشتیم:



شکل ۳-۸. منحنی‌های فعالیت برای وضعیت‌های مختلف مادر- دختر: الف) مادر دارای عمر کوتاه $(\tau_P < \tau_D)$ ب) مادر دارای عمر بلند $(\tau_P > \tau_D)$؛ پ) مادر دارای طول عمر خیلی زیاد ت) مادر تقریباً پایدار، یا در حال بازتولید توسط یک فرایند دیگر $(\tau_P >> t >> \tau_D)$.

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} \qquad (۳۴ .۳)$$

چون اکنون نیز داریم:

$$\lambda_1 << \lambda_2 \qquad (۳۵ .۳)$$

حتی می‌توانیم به رابطهٔ ساده‌تری برسیم

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \qquad (۳۶ .۳)$$

$$\begin{aligned} \lambda_1 N_1 &= \lambda_2 N_2 \\ A_1 &= A_2 \end{aligned} \qquad (۳۷ .۳)$$

به‌طور خلاصه، فعالیت‌های مادر و دختر یکسان‌اند، و فعالیت کل نمونه در طی زمان مشاهده تقریباً ثابت می‌ماند.

زنجیره‌های واپاشی عناصر سنگین طبیعی (ر. ک. زیر) $^{۲۳۵}U \rightarrow {}^{۲۰۷}Pb$، $^{۲۳۸}Th \rightarrow {}^{۲۰۸}Pb$، $^{۲۳۸}U \rightarrow {}^{۲۰۶}Pb$ و سری واپاشی عنصر سنگین خاموش $^{۲۳۷}NP \rightarrow {}^{۲۰۹}Bi$، مثال‌هایی از تعادل دیرپا هستند زیرا مادرها نیمه‌عمرهای بلندی دارند. شاید مهم‌ترین مواردِ تعادل دیرپا، تولید رادیونوکلیدها از طریق واکنش‌های هسته‌ای در شتابگرها، راکتورها، ستاره‌ها، یا مناطق بالای جو باشند. در این مورد داریم

$$\text{واکنش هسته‌ای} \rightarrow (۲) \rightarrow \qquad (۳۸ .۳)$$

که رادیونوکلید ۲ را با آهنگ R تولید می‌کند. اگر واکنش مورد بحث صرفاً واپاشی یک نوکلید بلندعمر باشد، آنوقت،

$$N_2^\circ = \circ \quad \text{و} \quad R = \lambda_1 N_1^\circ$$

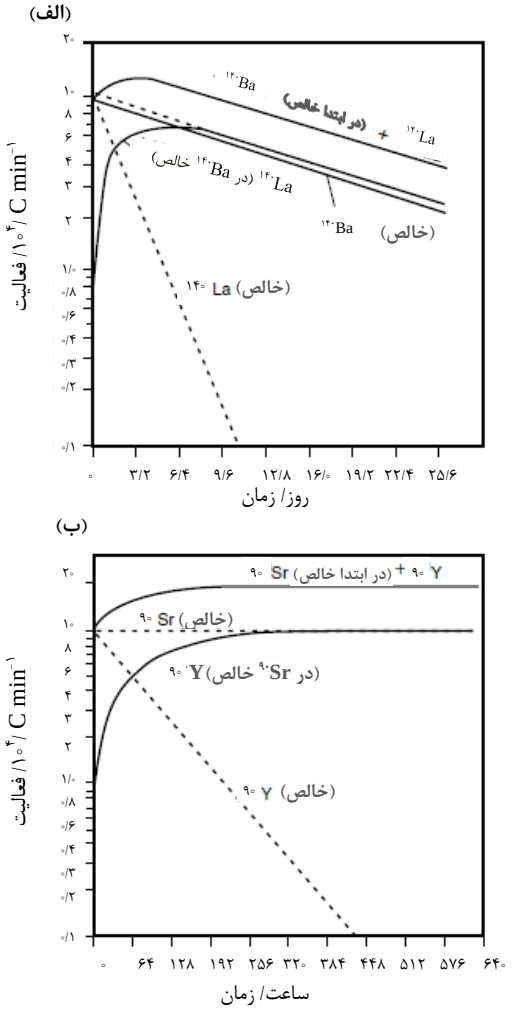
با جایگزینی در معادله (۳. ۲۱) عبارت زیر حاصل می‌گردد:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^\circ \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) \qquad (۳۹ .۳)$$

چنانچه واکنش کندتر از واپاشی یا

$$\lambda_1 << \lambda_2 \qquad (۴۰ .۳)$$

باشد، بسیار مناسب خواهد بود که گفته شود (از آنجاکه $\lambda_1 \approx 0$)



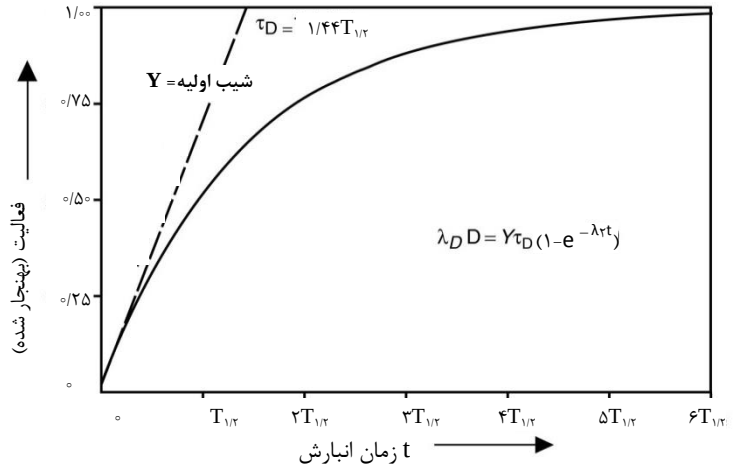
شکل ۳-۹. حالت‌های نوعی تعادل الف) تعادل‌گذرا ب) تعادل دیرپا.

$$N_2 \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1^{\circ} \left(1 - e^{-\lambda_2 t}\right) \qquad (۴۱ .۳)$$

یا برحسب فعالیت‌ها

$$A_۲ = \lambda_۲ N_۲ = R\left(۱ - e^{-\lambda_۲ t}\right) \qquad (۴۲ .۳)$$

معادلهٔ (۳. ۴۲) به معادله فعال‌سازی مشهور است و در شکل (۳-۱۰) نشان داده شده است.



شکل ۳-۱۰. رشد فعالیت فراوردهٔ اولیهٔ یک واکنش که بوسیله بمباران ثابت القا شده است.

در ابتدا، رشد فعالیت رادیونوکلیدِ فراورده تقریباً خطی است [به دلیل رفتار $\left(۱ - e^{-\lambda_۲ t}\right)$برای مقادیر کوچک λt]، ولی سر انجام فعالیت فراورده «اشباع» یا ثابت می‌شود، و با همان سرعتی که تولید می‌شود وا می‌پاشد. با پرتودهی به مدت یک نیمه‌عمر، نصف فعالیت بیشینه حاصل می‌شود؛ پس از دو نیمه‌عمر، سه چهارم فعالیت بیشینه به دست می‌آید، و الی آخر. این وضعیت به یک قاعدهٔ تقریبی منجر می‌شود که پرتودهی‌های طولانی‌تر از دو برابر نیمه‌عمر رادیونوکلید موردنظر معمولاً بی‌فایده‌اند.

معادلهٔ (۲۱.۳) را می‌توان با استفاده از معادلات بیتمن[1] به یک زنجیر با هر طول دلبخواه از هسته‌های واپاشان تعمیم داد. چنانچه فرض کنیم که در $t = ۰$، هیچکدام از هسته‌های دختر حاضر نباشد، یعنی $N_۲^۰ = N_۳^۰ = ,..., N_n^۰ = ۰$، داریم:

[1]. Bateman,1910

$$(۱) \rightarrow (۲) \rightarrow (۳) \rightarrow ,..., (n) \rightarrow$$
$$N_n = C_۱ e^{-\lambda_۱ t} + C_۲ e^{-\lambda_۲ t} + C_۳ e^{-\lambda_۳ t} +,..., C_n e^{-\lambda_n t}$$

که در آن

(۴۳ .۳)

$$C_۱ = \frac{\lambda_۱ \lambda_۲ ,..., \lambda_{n-۱}}{(\lambda_۲ - \lambda_۱)(\lambda_۳ - \lambda_۱),..., (\lambda_n - \lambda_۱)} N_۱^\circ$$
$$C_۲ = \frac{\lambda_۱ \lambda_۲ ,..., \lambda_{n-۱}}{(\lambda_۱ - \lambda_۲)(\lambda_۳ - \lambda_۲),..., (\lambda_n - \lambda_۲)} N_۱^\circ$$
$$C_n = \frac{\lambda_۱ \lambda_۲ ,..., \lambda_{n-۱}}{(\lambda_۱ - \lambda_n)(\lambda_۲ - \lambda_n),..., (\lambda_{n-۱} - \lambda_n)} N_۱^\circ$$

این معادلات، فعالیت‌های تولید شده در سوخت جدید را در یک راکتور هسته‌ای توصیف می‌کنند. وقتی سوخت وارد راکتور می‌شود، هیچ محصول شکافت یا فراوردهٔ ناشی از فعالسازی وجود ندارد، و به‌مرور که واکنش‌ها رخ می‌دهند، این محصولات رشد می‌کنند.

مسئلهٔ نمونه: واپاشی یک نمونه با فعالیت ۱μCi از ^{۲۲۲}Rn خالص (با نیمه‌عمر ۳/۸۲ روز) را در نظر بگیرید. با به کاربردن معادلات بیتمن، فعالیت دختران آن (^{۲۱۴}Pb، ^{۲۱۴}Bi، ^{۲۱۴}Po، ^{۲۱۸}Po) را پس از یک زمان واپاشی ۴ ساعته تخمین بزنید.

$$^{۲۲۲}Rn \xrightarrow{\alpha} {}^{۲۱۸}Po \xrightarrow{\alpha} {}^{۲۱۴}Pb \xrightarrow{\beta^-} {}^{۲۱۴}Bi \xrightarrow{\beta^-} {}^{۲۱۴}Po \xrightarrow{\alpha}$$

$t_{۱/۲}$	۳/۸۲d	۳/۱m	۲۶/۸ m	۱۹/۹ m	۱۶۴ μs
فعالیت	A	B	C	D	E
$\lambda\left(۱۰^{-۴}\ s^{-۱}\right)$	۰/۰۲۱	۳۷/۳	۴/۳۱	۵/۸۱	$۴/۳ \times ۱۰^{۷}$

حل:

$$A = A_۰ e^{-\lambda_A t} = ۱\mu Ci \left(\exp - \frac{\ln ۲ \times ۴}{۲۴ \times ۳/۸۲} \right)$$
$$A = ۰/۹۷\ \mu Ci$$

$$B = \lambda_B \left(C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} \right)$$

$$C_1 = \frac{\lambda_A N_A^\circ}{\lambda_B - \lambda_A} = \frac{A_\circ}{\lambda_B - \lambda_A} \quad C_2 = \frac{\lambda_A N_A^\circ}{\lambda_A - \lambda_B} = \frac{A_\circ}{\lambda_A - \lambda_B}$$

$$B = \lambda_B \left(\frac{A_\circ e^{-\lambda_A t}}{\lambda_B - \lambda_A} + \frac{A_\circ e^{-\lambda_B t}}{\lambda_A - \lambda_B} \right)$$

$$B = ۳۷/۳ \left(\frac{\circ/۹۷}{۳۷/۳ - \circ/\circ۲۱} + \frac{\exp \frac{-\ln ۲ \times ۴}{۳/۱/۶\circ}}{\circ/\circ۲۱ - ۳۷/۳} \right)$$

$$B = \circ/۹۷ \mu Ci$$

(در واقع $B / A = ۱/\circ\circ\circ۵۶$)

خواننده باید تحقیق کند که برای C، D و E تنها جملهٔ مهم، ضریبی است که در $e^{-\lambda_A t}$ ضرب می‌شود، که برای B نیز چنین است. بنابراین برای $\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{A}}$ داریم:

$$\frac{D}{A} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \bullet \frac{\lambda_c}{\lambda_c - \lambda_A} \bullet \frac{\lambda_D}{\lambda_D - \lambda_A} = ۱/\circ\circ۹۱$$

بهتر است خواننده برای تمرین مقادیر C و E حاضر را محاسبه کند.

۳-۴. واپاشی انشعابی

بعضی از نوکلیدها با بیش از یک مُد وامی‌پاشند. بعضی از هسته‌ها ممکن است با گسیل β^+ یا گیراندازی الکترون وا بپاشند؛ برخی دیگر با گسیل α یا شکافت خودبه‌خودی و برخی دیگر با گسیل پرتو γ یا تبدیل داخلی و جز آن. در این موارد، هر یک از مدهای واپاشی رقیب را می‌توانیم با یک ثابت واپاشی جداگانهٔ λ_i مشخص کنیم و ثابت واپاشی کل λ با حاصل‌جمعِ

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \ldots = \sum_{i=1}^{N} \lambda_i \qquad (۴۴.۳)$$

داده می‌شود. متناظر با هر ثابت واپاشی جزئی λ_i، نیمه‌عمر جزئی $t^i_{1/2}$ وجود دارد که در آن

$$t^i_{1/2} = \frac{0/693}{\lambda_i} \qquad (۳.۴۵)$$

و وارونِ نیمه‌عمر کل $t_{1/2}$ عبارت است از حاصل‌جمع وارون نیمه‌عمرها

$$\frac{1}{t_{1/2}} = \frac{1}{t^1_{1/2}} + \frac{1}{t^2_{1/2}} + \ldots = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{t^i_{1/2}} \qquad (۳.۴۶)$$

کسر واپاشی‌های رخ‌داده از طریق مُدِ i اُم با عبارت بدیهی زیر داده می‌شود،

$$f_i = \frac{\lambda_i}{\sum \lambda_i} = \frac{\lambda_i}{\lambda} \qquad (۳.۴۷)$$

به همین ترتیب، عدم قطعیت انرژی همراه با یک حالت معلوم ΔE، که ناشی از اصل عدم قطعیت هایزنبرگ است را می‌توان از طول‌عمر مربوط به هر مد واپاشی به دست آورد. اگر تعریف $\Delta E \equiv \Gamma$ یعنی پهنای تراز را به‌کار ببریم، در این صورت می‌توان Γ را برحسب عرض جزئی برای هر مد واپاشی Γ_i تعریف نمود به‌طوری‌که:

$$\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \ldots = \sum_{i=1}^{N} \Gamma_i \qquad (۳.۴۸)$$

که

$$\Gamma_i = \frac{1}{\tau_i} \qquad (۳.۴۹)$$

و τ_i عمر میانگین جزئی مربوط به هر مد واپاشی است. این رهیافت به ویژه در بررسی واپاشی حالت‌هایی که در واکنش‌های هسته‌ای تشکیل می‌شوند و در آنها ممکن است، به وقت وا انگیختگی هسته، فرایندهای رقابتی گوناگونی همچون گسیل α، گسیل p، گسیل n، و غیره رخ بدهند مفید خواهد بود. در اینگونه موارد می‌توانیم پهنای کل را به صورت زیر بیان کنیم:

$$\Gamma = \Gamma_\alpha + \Gamma_\beta + \Gamma_n \qquad (۵۰ .۳)$$

مسئلهٔ نمونه: هستهٔ ^{۶۴}Cu (با نیمه‌عمر ۱۲/۷ساعت) را در نظر بگیرید. ^{۶۴}Cu با گیراندازی الکترون (۶۱ درصد) و گسیل β^- (۳۹ درصد) واپاشی می‌کند. نیمه‌عمرهای جزئی برای واپاشی EC و β^- را حساب کنید؟ عرض جزئی برای واپاشی EC چیست؟

حل:

$$\lambda = \ln ۲ / ۱۲/۷۰۰ h = ۵/۴۶ \times ۱۰^{-۲}\ h^{-۱}$$
$$\lambda = \lambda_{EC} + \lambda_B = \lambda_{EC} + (۳۹/۶۱)\lambda_{EC}$$
$$\lambda_{EC} = ۳/۳۲۹ \times ۱۰^{-۲}\ h^{-۱}$$
$$t_{۱/۲}^{EC} = (\ln ۲) / \lambda_{EC} = ۲۰/۸ h$$
$$\lambda_B = (۳۹/۶۱)\lambda_{EC} = ۲/۱۲۸ \times ۱۰^{-۲}\ h^{-۱}$$
$$t_{۱/۲}^{\beta} = (\ln ۲) / \lambda_B = ۳۲/۶ h$$
$$\tau^{EC} = t_{۱/۲}^{EC} / \ln ۲ = ۳۰/۰ h = ۱۰۸۱۳۱\ s$$
$$\Gamma_{EC} = \hbar / \tau^{EC} = ۶/۵۸۲ \times ۱۰^{-۲۲}\ MeV.s / ۱۰۸۱۳۱\ s = ۶/۱ \times ۱۰^{-۲۷}\ MeV$$

همهٔ هسته‌های پرتوزای طبیعی دارای عرض‌های جزئی بی‌نهایت کوچکی هستند. آیا توجه کردید که ^{۶۴}Cu هم به ^{۶۴}Zn وامی‌پاشد و هم به ^{۶۴}Ni؟ این غیرعادی است ولی برای برخی هسته‌های فرد - فرد رخ می‌دهد (ر. ک. فصل ۲).

۳-۵. پرتوزایی طبیعی

حدود ۷۰ رادیونوکلید طبیعی در روی زمین وجود دارند. اکثر آنها عناصر سنگین پرتوزای موجود در زنجیره‌های واپاشی طبیعی بوده، ولی چند عنصر سبک رادیواکتیو مهم، همچون ^{۴۰}K، ^{۱۴}C، ^{۳}H و مانند آنها نیز وجود دارند. این گونه‌های پرتوزا در همه جا هستند، از جمله در گیاهان، حیوانات، هوایی که تنفس می‌کنیم، آبی که می‌نوشیم، خاک و امثال آنها. به‌عنوان مثال، در یک «انسان مرجع» با وزن ۷۰ کیلوگرم تقریباً مقدار ۴۴۰۰ بکرل ^{۴۰}K و حدود ۳۶۰۰ بکرل ^{۱۴}C، یعنی، تقریباً $\frac{\text{تجزیه}}{\text{ثانیه}}$ ۸۰۰۰ ناشی از تنها این دو رادیونوکلید مشاهده شود. در یک رژیم غذایی معمولی امریکایی،

حدود $\frac{۱pCi}{روز}$ از ^{۲۳۸}U، ^{۲۲۶}Ra، ^{۲۱۰}Po وارد بدن یک فرد می‌شود. هوایی که تنفس می‌کنیم، شامل تقریباً ۰/۱۵ pCi/L از ^{۲۲۲}Rn است، و آبی که می‌نوشیم بیش از ۱۰ pCi/L از ^{۳}H در بر دارد، و حال آنکه پوستهٔ زمین دارای تقریباً ۱۰ppm و ۴ppm به ترتیب از عناصر پرتوزای Th و U می‌باشد. نباید فراموش کرد که سرمایهٔ حرارتی داخلی سیّارهٔ زمین بیشتر حاصل سهم واپاشی‌های اورانیم، توریم و پتاسیم است.

رادیونوکلیدهای طبیعی را می‌توان به صورت زیر دسته‌بندی کرد: (الف) *پیشینی* (بسیار کهن)، یعنی نوکلیدهایی که از هنگام تشکیل عناصر باقی مانده‌اند. (ب) *کیهان‌زاد*، یعنی، رادیونوکلیدهای با عمرکوتاهی که پیوسته بر اثر برهم‌کنش پرتوهای کیهانی با ماده، تشکیل می‌شوند. (پ) *بشرساز* یعنی نوکلیدهای گوناگونی که بر اثر فعالیت‌های انسانی همچون آزمایش‌های سلاح‌های هسته‌ای استفاده (یا سوء استفاده) از نیروگاه‌های هسته‌ای و مانند آنها وارد محیط زیست می‌شوند. رادیونوکلیدهای پیشینی یا دارای نیمه‌عمرهایی بلندتر از $^{۹}۱۰$ سال بوده یا محصول واپاشی این هسته‌ها هستند. این گروه شامل ^{۴۰}K (با نیمه‌عمر $^{۹}۱۰\times۱/۲۷۷$ سال) ^{۸۷}Rb (با نیمه‌عمر $^{۹}۱۰\times۴۷/۵$ سال)، ^{۲۳۸}U (با نیمه‌عمر $^{۹}۱۰\times۴/۴۶۷$ سال)، ^{۲۳۵}U (با نیمه‌عمر $^{۹}۱۰\times۰/۷۰۴$ سال) و ^{۲۳۲}Th (با نیمه‌عمر $^{۹}۱۰\times۱۴/۰۵$ سال) به‌عنوان مهم‌ترین اعضاء آن است. اعضای دیگر این گروه شامل ^{۱۱۵}In، ^{۱۲۳}Te، ^{۱۳۸}La، ^{۱۴۴}Nd، ^{۱۴۷}Sm، ^{۱۴۸}Sm، ^{۱۷۶}Lu، ^{۱۷۴}Hf، ^{۸۷}Re و ^{۱۹۰}Pt است.

^{۴۰}K یک گسیلندهٔ β^- است که مؤلفهٔ پرتوزای «برتر» در غذا و بافت انسان است. به دلیل همراه بودن پرتوِ γ ۱۴۶۰keV با واپاشی β^-، این ویژه‌هسته چشمهٔ مهمی برای تابش زمینهٔ آشکار شده در طیف‌سنج‌های پرتو ـ γ نیز هست. غلظت طبیعی آن در بدن باعث رسیدن دُزِ سالانه‌ای تقریباً معادل با ۱۷ میلی‌رِم به بدن می‌شود. فعالیت ویژهٔ ^{۴۰}K تقریباً ۸۵۵ پیکو کوری به ازای هر گرم از عنصر پتاسیم است. علیرغم فعالیت ویژهٔ بالای ^{۸۷}Rb (تقریباً ۲۴۰۰ pCi/g)، فراوانی پایین روبیدیم در طبیعت موجب شده که سهم اندکی در پرتوزایی کل محیط‌زیست داشته باشد.

تعداد سه سری واپاشی طبیعی وجود دارند. سری اورانیمی (A=۴n+۲)، که در آن ^{۲۳۸}U از طریق ۱۴ هستهٔ میانی وامی‌پاشد تا به هستهٔ پایدار ^{۲۰۶}Pb تبدیل شود؛ سری آکتنیُمی یا ^{۲۳۵}U (A=۴n+۳) که در آن ^{۲۳۵}U از طریق ۱۱ هسته میانی وامی‌پاشد تا به شکل پایدار ^{۲۰۷}Pb در بیاید؛ سری توریمی (A=۴n) که در آن ^{۲۳۲}Th از طریق ۱۰ عنصر میانی به ^{۲۰۸}Pb پایدار وا می‌پاشد. (شکل ۳-۱۱). با توجه به اینکه نیمه‌عمرهای هسته‌های مادر نسبت به دیگر اعضای هرسری بسیار

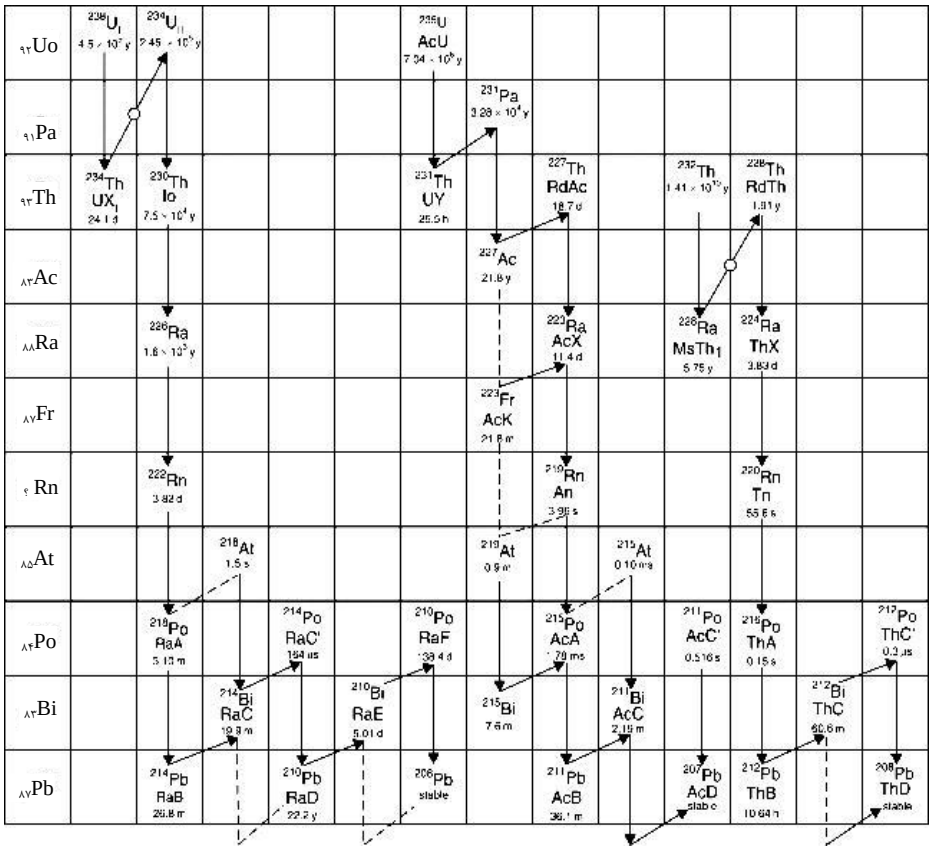
طولانی‌اند، کلیهٔ اعضای هر سریِ واپاشی، در«*تعادلِ دیرپا*» هستند، یعنی، در وضعیت تعادل، فعالیت‌های همهٔ اعضای زنجیره برابراند، مشروط بر اینکه از نظر شیمیایی، نمونه دست نخورد. از این رو، فعالیت مربوط به ^{۲۳۸}U که با دختران خود در تعادل دیرپاست، ۱۴ برابر فعالیت ^{۲۳۸}U است. نشانه‌های ۴n+۲، ۴n+۳ و ۴n اشاره به این دارند که عدد جرمی هر عضو یک زنجیرهٔ مفروض را می‌توان به یکی از صورت‌های ۴n، ۴n+۲ و ۴n+۳ نوشت که در آن n یک عدد صحیح است. (یک سری واپاشی دیگر، سری ۴n+۱، نیز وجود دارد که از بین رفته است - *خاموش شده است* - زیرا بلند ـ عمرترین عضو آن، ^{۲۳۷}Np، دارای نیمه‌عمر فقط $۲/۱\times۱۰^{۶}$ سال است، که در مقایسه با زمان تشکیل عناصر بسیار کوتاه است).

سری اورانیمی دارای دو نوکلید مهم است. ^{۲۲۶}Ra (با نیمه‌عمر ۱۶۰۰ سال) و دختر آن ^{۲۲۲}Rn با نیمه عمر ۳/۸ روز. ^{۲۲۶}Ra (و دختران آن) عامل بخش عمدهٔ دز تابشی دریافتی از پرتوزایی داخلی هستند. رادیم در صخره‌ها و خاک، آب، غذا و بافت انسان یافت می‌شود. فعالیت ویژهٔ بالای محصولات واپاشی گازی رادیم باعث می‌شود تا کار با آن در آزمایشگاه مشکل باشد.

^{۲۲۶}Ra با گسیل α به ^{۲۲۲}Rn وامی‌پاشد. این نوکلید اخیر عامل اصلی در پرتوگیری‌های حاصل از رادون داخل ساختمان‌هاست. اگرچه رادون یک گاز بی‌اثر است و در بدن گیر نمی‌افتد، اما محصولات واپاشی کوتاه- عمر آن، اگر ^{۲۲۲}Rn استنشاق شود و پیش از خروج از ریه‌ها وابپاشد، در ریه‌ها باقی می‌مانند. رادون داخل ساختمان به اندازهٔ ۲mSv/y (۲۰۰ میلی رم درسال) در پرتوگیری متوسط تابشی در ایالات متحده سهم دارد، یعنی تقریباً دو سوم دز حاصل از منابع طبیعی. تحت شرایط عادی، رادن و دختران آن، به ذرات غبار چسبیده و در مقادیر تعادلی خود هستند. این ذرات غبار در ریه‌ها می‌نشینند و تخمین زده شده است که در ایالات متحده بین ۵۰۰۰ تا ۱۰۰۰۰ مورد سرطان ریه (۶ تا ۱۲ درصد از کلیهٔ انواع سرطان‌ها) به دلیل پرتوگیری از رادن است.

گروه دوم رادیونوکلیدهای طبیعی، هسته‌های *کیهان‌زاد* هستند، که بر اثر برهم‌کنش تابش‌های کیهانی اولیه و ثانویه با هسته‌های موجود در استراتوسفر تولید می‌شوند. مهم‌ترین این هسته‌ها ^{۳}H (تریتیم)، ^{۱۴}C، و ^{۷}Be هستند. رادیونوکلیدهای کم اهمیت‌ترِ $^{۱۰}Be,^{۲۲}Na,^{۳۲}P,^{۳۳}P,^{۳۵}S$ و ^{۳۹}Cl نیز تولید می‌شوند. این هسته‌ها از طریق فرایندهای عادی تبادل، وارد تروپوسفر شده و به وسیله باران به سطح زمین می‌رسند. تعادل در بین آهنگ تولید در برهم کنش پرتوهای کیهانی اولیه، و تقسیم شدنِ رادیونوکلیدها در میان بخش‌های مختلف سیارهٔ زمین (اتمسفر، آب‌های سطحی، بیوسفر، و غیره) تأمین می‌شود و منجر به یک فعالیت ویژهٔ تقریباً ثابت از هر نوکلید در یک بخش خاص می‌گردد. وقتی یک ارگان حیاتی پس از تعادل با بیوسفر می‌میرد، فعالیت ویژهٔ نوکلید حاضر در آن

نمونه کاهش پیدا می‌کند زیرا دیگر تعادلی وجود ندارد. این رفتار، اجازه می‌دهد که این نوکلیدها را به عنوان ردیابِ فرایندهای زمینی، و سالیابی به کار ببریم.



شکل ۳-۱۱. سری‌های واپاشی ^{238}U,^{235}U,^{232}Th. چند فراوردهٔ دختر میانی که اهمیت چندانی در کاربردهای ژئوشیمیایی ندارند، نشان داده نشده‌اند. برای فراگیر نگه‌داشتن اطلاعات، هنوز هم در کتاب‌های جدید درسی اکثراً به نمادگذاری‌های قدیمی ارجاع داده می‌شود، مثلاً: RaA برای ^{218}Po و Io برای ^{230}Th در شکل دیده می‌شوند.

^{14}C (با نیمه‌عمر ۵۷۳۰ سال) به‌طور پیوسته در بالای اتمسفر به‌وسیلهٔ آن دسته از پرتوهای کیهانی که نوترون تولید می کنند طبق واکنش زیر:

$$n(\text{کند}) + {}^{14}N \rightarrow {}^{14}C + p$$

یا اختصاراً $^{14}N(n,p)^{14}C$ تولید می‌گردد. ^{14}C گسیلندهٔ یک β^- نرم (E_{max}~ ۱۵۸ keV) است. این کربن پرتوزا (^{14}C) با اکسیژن واکنش کرده و سرانجام با کربن پایدارِ (بیشتر ^{12}C) موجودات زنده مبادله می‌شود. چنانچه شار پرتوهای کیهانی ثابت باشد و فرایندهای زمینی مؤثر در ورود ^{14}C به درون موجودات زنده نیز ثابت باشند و تغییرات قابل ملاحظه‌ای در محتوای کربن پایدار اتمسفر وجود نداشته باشد، در آن‌صورت میزان ثابتی از ^{14}C در موجودات زنده وجود خواهد داشت (متناظر با تقریباً یک اتم ^{14}C به ازای هر ۱۰^{12} اتم ^{12}C یا تقریباً ۲۲۷ Bq/kg کربن). هنگامی که یک ارگان زنده می‌میرد، مبادلهٔ اتم‌های کربن با بستر کربن پرتوزا متوقف شده و محتوای کربن پرتوزای آن طبق معادلهٔ (۶-۳) کاهش می‌یابد. اندازه‌گیری فعالیت ویژه یک ماده قدیمی امکان محاسبهٔ سن آن ماده را خواهد داد (مثال زیر را ملاحظه کنید).

^{14}C تقریباً با آهنگ ۲/۳ اتم بر سانتی‌متر مربع بر ثانیه پس از تولید به‌وسیلهٔ برهم‌کنش پرتوکیهانی در اتمسفر، متناظر با تولید کل تقریباً ۱/۴×۱۰^{15} Bq در سال، به سطح زمین می‌رسد. ^{14}C با واکنش $^{14}N(n,p)$ در اثر آزمایش‌های سلاح‌های هسته‌ای در جوّ نیز تولید می‌گردد. در «اوج» آزمایش‌های هسته‌ایِ دهه‌های ۱۹۵۰ و ۱۹۶۰ در جوّ، تقریباً ۲/۲×۱۰^{17} Bq تولید شده بود که عمدتاً به اقیانوس‌ها و بیوسفر منتقل شد. این بدان معناست که از نقطه نظر دز جمعیتی، ^{14}C مهم‌ترین «*نوکلیدِ ریزشی*» است. نیروگاه‌های هسته‌ای نیز طی کار عادی خود مقدار $^{14}C \sim ۰/۱\times۱۰^{۱۵}$ Bq/y رها می‌کنند.

تریتیم (^3H) به‌طور طبیعی از طریق برهم‌کنش پرتوهای کیهانی جوّ از طریق واکنش زیر تولید می‌شود:

$$n(\text{سریع}) + {}^{14}N \rightarrow {}^{12}C + {}^{3}H$$

تریتیم همچنین در شکافت سه‌تایی و به وسیلهٔ واکنش‌های القایی نوترون با ^6Li، ^{10}Bi تولید می‌شود. تریتیم، گسیلندهٔ بتا با انرژی پایین و با نیمه‌عمر ۱۲/۳۳ سال است. مقدار کل تریتیم تولید شده در طبیعت برابر ۹/۶×۱۰^{17} Bq است. تریتیم به آسانی با آب همراه شده و به وسیلهٔ باران یا برف از اتمسفر جدا می‌گردد. مدت زمان اقامت آن در استراتوسفر ۲ تا ۳ سال است؛ پس از رسیدن به تروپوسفر، طی ۱ تا ۲ ماه خارج می‌شود. غلظت «طبیعی» ^3H در مسیل‌ها و آب شیرین برابر ۱۰pCi/L~ است.

آزمایش‌های سلاح‌های هسته‌ای اواخر دهۀ ۱۹۵۰ و اوایل دهۀ ۱۹۶۰ نیز مقادیر بالایی از تریتیم را همراه با ^{14}C وارد اتمسفر کردند. در این زمان، میزان تریتیم موجود در تروپوسفر تقریباً ۱۰۰ برابر شد. تخمین‌هایی تا $۲/۴\times۱۰^{۲۰}$ Bq برای این دورانِ اوج زده شده است. با این فرض که دیگر آزمایش‌های هسته‌ای بیشتری در جوّ صورت نگیرد، تریتیم حاصل از ریزش باید با نیمه‌عمر ۱۲/۳ سال کاهش یابد. در حال حاضر، تریتیم حاصل از ریزش در آب‌های سطحی تقریباً برابر تولید آن در اثر فعالیت نیروگاه‌های هسته‌ای (به صورت محصول شکافت سه‌تایی یا ناشی از واکنش با ^{10}B) است.

جدول ۳-۱. حوادث منجر به تزریق بالای رادیونوکلیدها به اتمسفر.

منبع	کشور	زمان	پرتوزایته (Bq)	نوکلیدهای مهم
هیروشیما و ناکازاکی	ژاپن	۱۹۴۵	۴×۱۰^{۱۶}	محصولات شکافت و آکتینیدها
آزمایشات سلاح‌های اتمسفری	آمریکا شوروی	۱۹۶۳	۲×۱۰^{۲۰}	محصولات شکافت و آکتینیدها
ویندسکیل[1]	بریتانیا	۱۹۵۷	۱×۱۰^{۱۵}	^{131}I
چلیا بینسک[2] (کیستیم)	شوروی	۱۹۵۷	۸×۱۰^{۱۶}	محصولات شکافت ^{137}Cs، ^{90}Sr
هاریسبورگ[3]	آمریکا	۱۹۷۹	۱×۱۰^{۱۲}	گازهای بی‌اثر، ^{131}I
چرنوبیل	شوروی	۱۹۸۶	۲×۱۰^{۱۸}	^{137}Cs

(فعالیت نیروگاه هسته‌ای تقریباً $۱۰^{۱۶}$ Bq/y تولید می‌کند.) در نتیجه همۀ این تحولات، میزان تریتیم موجود در آب‌های سطحی در حال حاضر، تقریباً ۱۰ برابر میزان «طبیعی» است.

مؤلفۀ عمدۀ سوم در پرتوزایی محیط‌زیست، زاییدۀ برخورد و تماس بشر با طبیعت است. این گروه از نوکلیدها شامل مواردی است که پیش از این در بارۀ ^{3}H و ^{14}C مطرح کرده‌ایم، بعلاوۀ فراورده‌های شکافت و عناصر فرا اورانیم. منابع اصلی این نوکلیدها، آزمایش‌های سلاح‌های هسته‌ای و حوادث نیروگاه‌های هسته‌ای است. این حوادث و رها شدن مقادیر بزرگ نوکلیدهای همراه آنها در جدول ۳-۱ نشان داده شده‌اند. سوای ^{14}C و $^{3}H(T)$، سهم عوامل زاییدۀ برخورد و تماس بشر با طبیعت که شامل آزمایش‌ها و کاربرد سلاح‌های هسته‌ای (مهمترین منبع پرتوگیری زیست‌محیطی ساختۀ دست بشر) است، در مقایسه با منابع دیگر پرتوزایی طبیعی قابل چشمپوشی هستند. (مؤلفۀ

---

1. Windscale
2. Chelyabinsk (kysthym)
3. Harrisburg

اصلی این رها شدن‌های بزرگ مواد پرتوزا، فراورده‌های شکافت با نیمه‌عمرهای نسبتاً کوتاه، همچون ^{۱۳۱}Iهستند که واپاشی نموده‌اند و در نتیجه ^{۱۳۷}Cs، ^{۹۰}Sr و ایزوتوپ‌های Pu به‌عنوان مهم‌ترین نوکلیدها باقی می‌مانند. (برای توضیح بیشتر پیرامون این حوادث و پیامدهای زیست‌محیطی آنها، ر. ک. قسمت کتابشناسی.)

۳-۶ . سالیابی با استفاده از رادیونوکلیدها

یک کاربرد مهم قانون واپاشی پرتوزا، سالیابی با استفاده از رادیونوکلیدهاست. از معادلهٔ (۳. ۶) داریم:

$$N = N_{\circ} e^{-\lambda t} \qquad (۵۱ .۳)$$

می‌توان این معادله را برای t حل کرد:

$$t = \frac{\ln(N_{\circ} / N)}{\lambda} \qquad (۵۲ .۳)$$

که در آن $N_{\circ}$ و N تعداد رادیونوکلیدهای موجود در لحظه‌های $t = \circ$ و $t = t$، و λ ثابت واپاشی است. کمیت t سن شیئی است که می‌توان آن را با دانستن ثابت واپاشی هسته $\left(t_{۱/۲}\right)$ و تعداد هسته‌های پرتوزای موجود در شیئ در حال حاضر N، و در ابتدا $N_{\circ}$، تعیین‌کرد. بدیهی است N را می‌توان با شمارش نمونه ($A = \lambda N$) تعیین کرد، اما تَرفَند این است که $N_{\circ}$ را تعیین کنیم. یک رهیافت آشکار، درک این نکته است که برای واپاشی مادر P به دختر D، تعداد کل هسته‌ها ثابت است:

$$D(t) + P(t) = P(t_{\circ}) \equiv P^{\circ} \qquad (۵۳ .۳)$$

و

$$P(t) = P^{\circ} e^{-\lambda t} \qquad (۵۴ .۳)$$

بنابراین

$$t = \frac{۱}{\lambda} \ln\left(۱ + \frac{D(t)}{P(t)}\right) \qquad (۵۵ .۳)$$

در نتیجه، با اندازه‌گیری نسبتِ جاری اتم‌های دختر به مادر $(D(t)/P(t))$ می‌توان سن نمونه را اندازه‌گیری کرد (البته با این فرض که هیچ اتم دختری در $t = ۰$ وجود نداشته و تعداد کل آن ناشی از واپاشی مادر بوده و هیچ اتمی نیز از دست نرود).

مسئلهٔ نمونه: در یک صخره، نسبت هسته‌های ^{۲۰۶}Pb به ^{۲۳۸}U برابر ۰/۶ است. سن صخره چقدر است؟

حل:

$$t = \frac{۱}{\lambda}\ln\left(۱+\frac{D(t)}{P(t)}\right) = \frac{۱}{\ln ۲/(۴/۵\times ۱۰^{۹}\ y)}\ln(۱+۰/۶۰)$$

$$t = ۳/۱\times ۱۰^{۹}\ y$$

اگر بخواهیم شرط اخیرِ عدم وجود اتم‌های دختر در $t = ۰$، $[D(t=۰)=۰]$ را حذف کنیم درآن‌صورت به یک جملهٔ اضافی دیگر نیاز داریم:

$$D(t)+P(t)=D^{۰}+P^{۰} \qquad (۵۶.۳)$$

و لازم است که تخمینی از $D^{۰}$ داشته باشیم. فرض کنید ایزوتوپ دیگری از عنصر دختر وجود دارد که پایدار است و حاصل واپاشیِ چیز دیگری هم نیست. می‌توانیم فرض کنیم که

$$D_s(t)=D_s^{۰}\equiv D_s \qquad (۵۷.۳)$$

که D_s تعداد چنین اتم‌های پایداری است. آنگاه با تقسیم بر D_s داریم

$$\frac{D(t)}{D_s}+\frac{P(t)}{D_s}=\frac{D^{۰}}{D_s}+\frac{P^{۰}}{D_s} \qquad (۵۸.۳)$$

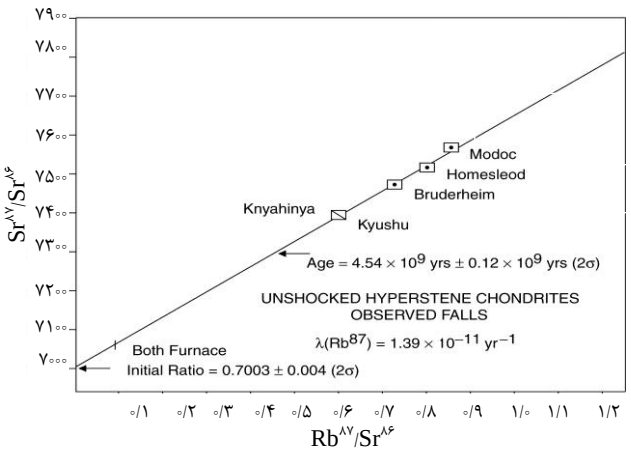
با جایگزینی $P^{۰}=Pe^{\lambda t}$ و بازآرایش جملات، داریم:

$$\frac{D(t)}{D_s}=\frac{D^{۰}}{D_s}+\frac{P(t)}{D_s}\left(e^{\lambda t}+۱\right) \qquad (۵۹.۳)$$

لذا، چنانچه نمودارِ یک رشته از اندازه‌گیری‌های $D(t)/D_s$ را بر حسب $P(t)/D_s$ رسم کنیم، خط مستقیمی با عرض از مبداء $D^{۰}/D_s$ و شیب $\left(e^{\lambda t}-۱\right)$ خواهیم داشت. شکل ۳-۱۲، چنین

نموداری است از یک مجموعه نمونهٔ شهاب‌سنگ‌ها با استفاده از واپاشی $^{87}Rb \rightarrow {}^{87}Sr$ به عنوان یک کرونومتر ($t_{1/2} = ۴/۷۵ \times ۱۰^{۱۰}$ سال).

ژئوکرونومترهای دیگری که می‌توانند به‌طور مشابه به‌کار روند شامل واپاشی ^{40}K با نیمه‌عمر $۱/۲۷۷ \times ۱۰^{۹}$ سال به ^{40}Ar (سالیابی K/Ar) یا واپاشی ^{235}U یا ^{238}U به دخترانشان ^{207}Pb و ^{206}Pb است. هر کرونومتر، مسائل خاص خود را از نظر اتلاف گونه‌های دختر بر اثر تحولات زمین‌شناختی مثل نفوذ، ذوب، یا فرایندهای شیمیایی دارد. نوکلید پایدارِ «بهنجارش» در مورد سری واپاشی اورانیمی، ^{204}Pb، و در مورد سالیابی K/Ar، ^{36}Ar می‌باشد. (برای بحث بیشتر در رابطه با این روش، ر. ک. مسائل پایان فصل.)



شکل ۳-۱۲. نمودار تحول $^{87}Rb \rightarrow {}^{87}Sr$ برای شش شهاب سنگ کوندریت هیپرستن. داده‌ها را، همانطور که نشان داده شده است، می‌توان اینطور تفسیر کرد که ۴/۵۴ میلیارد سال پیش همهٔ این صخره‌ها دارای نسبت یکسان $^{87}Sr/{}^{86}Sr$ معادل ۰/۷۰۰۳ بوده‌اند تفسیر شوند. [اقتباس از: Wetherill,1975]

روش‌های سالیابی مورد بحث تاکنون مبتنی بر کاربرد رادیونوکلیدهای با عمر بالای موجود در طبیعت بوده‌اند. سالیابی با استفاده از «رادیونوکلیدهای خاموش»، یعنی هسته‌هایی که نیمه‌عمرشان چنان کوتاه است که اگر در زمان شکل‌گیری سیستم خورشیدی ما موجود هم بوده‌اند تا حالا به‌طور کامل وا پاشیده‌اند، نیز امکان‌پذیر است. نوکلیدهای ^{129}I (با نیمه‌عمر $۱/۵۷ \times ۱۰^{۷}$ سال) و ^{244}Pu (با نیمه‌عمر $۸/۰۸ \times ۱۰^{۷}$ سال) مثال‌های قابل توجهی از این نوع نوکلیدها هستند.

واپاشی رادیونوکلیدهای خاموش با اندازه‌گیری بی‌هنجاری‌ها در فراوانی‌های ایزوتوپی دختران پایدار آنها اندازه‌گیری می‌شوند. مثلاً ^{۱۲۹}I به ^{۱۲۹}Xe وامی‌پاشد و واپاشی آن منجر به غلظت بالا (بی‌هنجار) ^{۱۲۹}Xe در طیف جرمی ایزوتوپ‌های Xe موجود در یک سیستم صخره‌ای می‌گردد. آنچه که سالیابی می‌شود «زمان تشکیل» صخره یعنی بازهٔ زمانی بین جدا شدن تودهٔ منظومهٔ شمسی از نوکلئوسنتز کهکشانی، و زمانی است که درآن صخره به اندازهٔ کافی سرد می‌شود تا بتواند Xe خود را نگه دارد. در نتیجه، این مدت زمان (قدمت تشکیل) Δ، را باید بتوان از نسبت‌های ایزوتوپی به روشی مشابه معادله (۳. ۵۹)، محاسبه کرد:

$$\Delta = \frac{۱}{\lambda}\ln\frac{\left(^{۱۲۹}I/^{۱۲۷}I\right)_{\circ}}{\left(^{۱۲۹}Xe^{*}/^{۱۲۷}I\right)} \qquad (۶۰ .۳)$$

که $^{۱۲۹}Xe^{*}$ عبارت از Xe حاصل از واپاشی ^{۱۲۹}I و ^{۱۲۷}I، غلظتِ ^{۱۲۷}I پایدارِ ناپرتوزا، λ ثابت واپاشی برای ^{۱۲۹}I ، و $\left(^{۱۲۹}I/^{۱۲۷}I\right)_{\circ}$ نسبت فراوانی ایزوتوپ‌های ید در زمان جدا شدن از نوکلئوسنتز کهکشانی است. این نسبت اخیر از تئوری‌های نوکلئوسنتز حاصل می‌شود و تقریباً برابر $۱۰^{-۴}$ است. واپاشی ^{۲۴۴}Pu خاموش از فراوانی‌های اضافی نوکلیدهای ^{۱۳۶}Xe، ^{۱۳۴}Xe و ^{۱۳۲}Xe که محصول شکافت خودبه‌خودی ^{۲۴۴}Pu هستند، استنتاج می‌شود. علت بروز تردیدها این است که ایزوتوپ پایداری از Pu وجود ندارد که بتوان با روش به کار رفته برای ^{۱۲۷}I در معادلهٔ (۳. ۶۰) از آن استفاده کرد و کاربرد نوکلیدهای سنگینِ ^{۲۳۸}U یا ^{۲۵۲}Th به‌عنوان «جایگزین» منجر به مشکلات ناشی از اختلاف در تولید و شیمیِ پیشینی می‌شود.

تاکنون، مهمترین روش سالیابی شامل واپاشی ^{۱۴}C (با نیمه‌عمر ۵۷۳۰ سال) بوده است. همانگونه که پیش از این اشاره شد ^{۱۴}C پیوسته به وسیلهٔ واکنش $^{۱۴}N(n,p)^{۱۴}C$ تولید می‌شود، که در طبقات فوقانی جو توسط پرتوهای کیهانی القا می‌شود. این کربن پرتوزا (^{۱۴}C)، با کربن پایدار (^{۱۲}C) موجود در ارگان‌های زنده مبادله می‌شود و همانگونه که به‌طور شماتیک در شکل (۳-۱۳) نشان داده شده است منجر به وجود میزان ثابتی از ^{۱۴}C در آنها می‌گردد. هنگامی که موجود زنده می‌میرد تبادل اتم‌های کربن آن با بستر کربن پرتوزا متوقف گشته و کربن پرتوزا شروع به واپاشی می‌کند. اندازه‌گیری فعالیت ویژهٔ ^{۱۴}C به‌صورت « *تعداد واپاشی در دقیقه به ازای هر گرم از ^{۱۲}C شیئی قدیمی*»، تعیین عمر را امکان‌پذیر می‌سازد. هنگامی که مادهٔ آلی به مدت ۱۰ نیمه‌عمرِ ^{۱۴}C یا بیشتر واپاشی کرده باشد، دیگر امکان اندازه‌گیری مستقیم پرتوزایی ^{۱۴}C موجود در آن وجود

نخواهد داشت. در این موارد، می‌توان از *شتابگر طیف‌سنج جرم* (AMS) برای شمارش مستقیم اتم‌های ^{14}C استفاده کرد. یک شتابگر، مثل سیکلوترون یا وان‌دوگراف «دوپشته» به عنوان طیف‌سنج جرم برای جداسازی اتم‌های ^{14}C از اتم‌های شایع‌تر ^{12}C یا ^{13}C مورد استفاده قرار می‌گیرد. مشکل دیگر جداسازی ^{14}C از ایزوبار ^{14}N موجود در همه‌جا و یون‌های مولکولی گوناگون است؛ و لذا شتابگرها را می‌توان برای تأمین یون‌های انرژی ـ بالایی که با فنون استاندارد هسته‌ای شناسایی می‌شوند به کار برد. با استفاده از این تکنیک، طول عمرهای تا ۱۰۰۰۰۰ سال اندازه گرفته شده‌اند.

مسئلهٔ نمونه: نمونه‌ای از یک مادهٔ آلی را که دارای ۱ میلی‌گرم کربن است در نظر بگیرید. فرض کنید این ماده دارای نسبت اتمی $^{14}C/^{12}C$ برابر $1/2\times10^{-14}$ باشد.

الف) چند اتمِ ^{14}C وجود دارد؟

ب) آهنگ تجزیه ^{14}C برای این نمونه چه خواهد بود؟

پ) سنّ این نمونه چقدر است؟

حل:

الف)

$$N = \frac{10^{-3}\,g}{12\,g/g_{\text{اتم}}} \times 6/02\times10^{23}\ \text{اتم/گرم} = 5/02\times10^{19}\ \text{اتم}$$

$$^{14}C\ \text{اتم} \approx (1/2\times10^{-14})(5/02\times10^{19}) = 6/02\times10^{5}$$

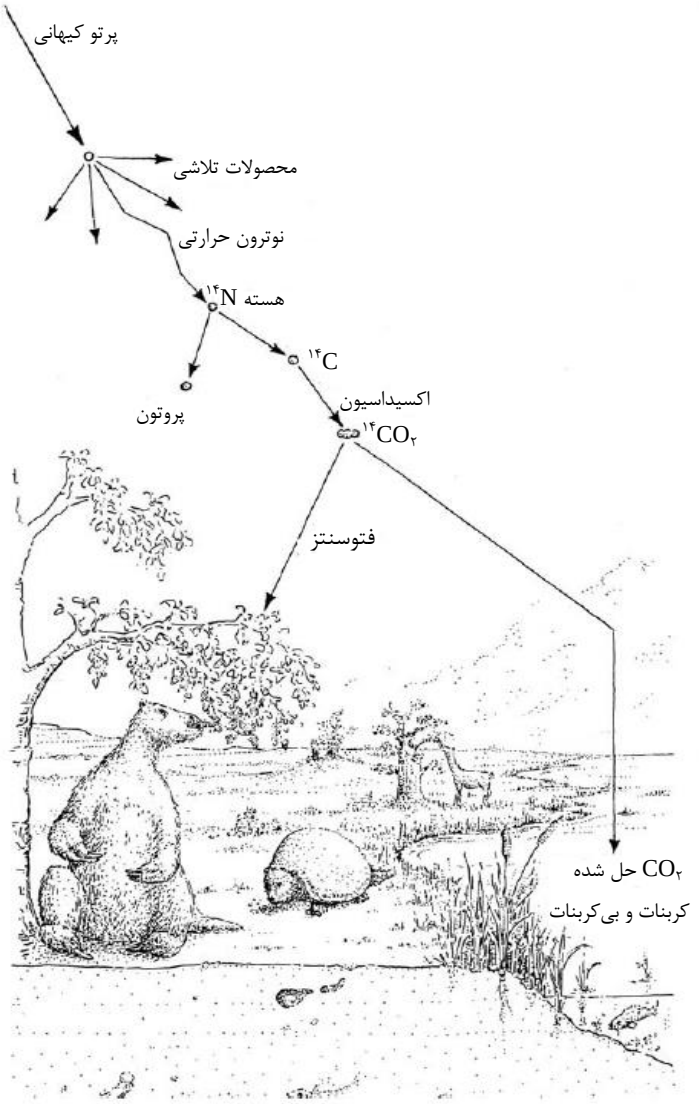
ب)

$$A = \lambda N = \frac{\ln 2}{(5730\,y)(3/15\times10^{7}\,s/y)}(6/02\times10^{5})$$

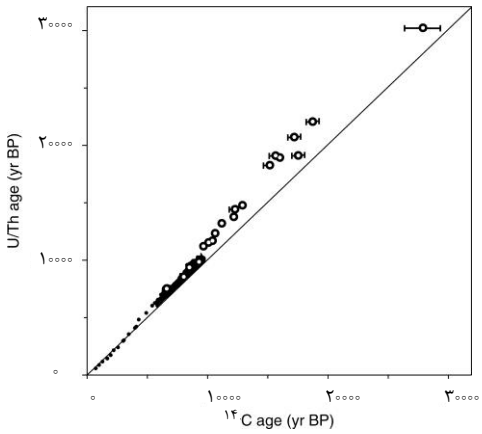
$$= 2/3\times10^{-6}\,Bq = 0/2\ \text{تجزیه/روز}$$

پ) توجه داشته باشید که یک دستگاه نوعیِ AMS می‌تواند چندین هزار از این اتم‌های ^{14}C را در یک ساعت جمع‌آوری کند. فعالیت ویژهٔ ثابت و مفروض ^{14}C در طبیعت در دوران پیشاهسته‌ای برابر $227\ \frac{Bq}{kgC}$ یا $227\times10^{-6}\ \frac{Bq}{mg}$ است. از معادلهٔ (۳. ۵۲) سن نمونه خواهد شد:

$$\text{سن} = \frac{\ln(227\times10^{-6}/2/3\times10^{-6})}{\ln 2/5730\ \text{سال}} = 38{,}000\ \text{سال}$$



شکل۳-۱۳. برداشتی هنرمندانه از چگونگی تولید ^{14}C و ورود آن به جسم موجودات زنده. [اقتباس از: Taylor, 2000]



شکل ۳-۱۴. تصحیح عمرهای مبتنی بر کربن پرتوزا برای نمونه‌های مرجانی، با استفاده از تخمین عمرهای مبتنی بر $^{234}U/^{230}Th$ ، برای همان نمونه‌ها.

همانگونه که پیشتر اشاره شد، فرض اصلی در سالیابی مبتنی بر رادیوکربن این است که فعالیت ویژه ^{14}C در طبیعت $\left(dpm\,^{14}C/g\,^{12}C\right)$ ثابت بوده و هست و این مشروط بر آن است که شار پرتوهای کیهانی که موجب تولید ^{14}C می‌شوند ثابت باشد و منابع دیگری از ^{14}C یا ^{12}Cوجود نداشته باشند که تعادل فعالیت ویژه را به‌هم بزنند. هیچکدام از این مفروضات دقیقاً درست نیستند، بنابراین اعمال تصحیحاتی بر سالیابی‌های رادیوکربنی برای به دست آوردن دُرُستِ سن الزامی است. در شکل ۳-۱۴، اندازهٔ نوعی این تصحیحات نشان داده شده است. شار اصلی پرتوهای کیهانی بر اثر افت و خیزهای فعالیت خورشید یا میدان مغناطیسی زمین در طول زمان اندکی تغییر می‌کند. از انقلاب صنعتی به بعد، چرخهٔ جهانی کربن به دلیل مصرف سوخت‌های فسیلی (کربن فسیلی غیرفعال «قدیمی») از موازنه خارج شده است. این باعث رقیق شدن ۱ تا ۳ در صدی نسبت تاریخی $^{14}C/^{12}C$ شده است. همانگونه که پیشتر اشاره شده، آزمایش‌های سلاح‌های هسته‌ای در جوّ، چنان اوجی در مقدار جهانی ^{14}C ایجاد کرد که نسبت $^{14}C/^{12}C$ را با ضریبی معادل ۲ در جهت مخالف سوق داد. کار مداوم نیروگاه‌های هسته‌ای نیز اثری معادل ۱۰ درصد آهنگ تولید ^{14}C «طبیعی» را در بر دارد. همچنین، نمایهٔ عمرسنجی مواد حاوی آب، مانند کهنه‌شراب‌ها، براساس وجود تعادل در تولید و واپاشی تریتیم، به علت ورود مقادیری هزاران برابر میزان طبیعی از این عنصر پرتوزا در اثر آزمایش‌های سلاح‌های هسته‌ای، براشفته شده است.

مسائل

۱. فعالیت قابل انتظار رادیونوکلیدهای زیر را برحسب بکرل Bq و Ci حساب کنید (برای اطلاعات هسته‌ای پیوست مربوط به داده‌های هسته‌ای را ملاحظه کنید):

الف) ۱ گرم ^{۲۳۹}Pu

ب) ۱ گرم ^{۱۴}C

پ) ۱ گرم ^{۱۳۷}Cs

ت) فعالیت شکافت خودبه‌خودی برای۱ گرم ^{۲۵۲}Cf

ث) ۱ گرم ^{۲۲۶}Ra

۲. دنبالهٔ واپاشی $^{۲۳۹}Pu \rightarrow ^{۲۳۹}Np \rightarrow ^{۲۳۹}U$ را در نظر بگیرید. چنانچه از ۱ میلی‌کوری ^{۲۳۹}U خالص شروع کنیم، فعالیت ^{۲۳۹}Pu پس از الف) یک روز، ب) یک ماه، و پ) یک سال چقدر خواهد بود؟

۳. زمان لازم برای کاهش فعالیت‌های هسته‌ای زیر را تا ۱٪ مقادیر اولیه، حساب کنید:

الف) ید ^{۱۳۱}I ب) ^{۳}H پ) ^{۱۳۷}Cs ت) ^{۱۴}C ث) ^{۲۳۹}Pu

۴. جرم (گرم) فعالیت‌های زیر چقدر است؟

الف) ۱ میکروکوری ^{۲۴۱}Am

ب)۱ پیکوکوری ^{۲۳۹}Pu

پ) ۵۰۰۰ بکرل ^{۲۵۲}Cf

۵. نیمه‌عمر جزئی واپاشی شکافت خودبه‌خودی ^{۲۵۲}Cf چقدر است؟

۶. چنانچه ^{۲۲۲}Rn در ابتدا از دختران خود پاک شده باشد، چه مدت طول می‌کشد تا آنها دوباره به ۵۰٪ مقادیر خود در تعادل دیرپا برسند؟

۷. نیمه‌عمرهای جزئی ^{۲۲}Na را برای واپاشی الف) EC ، و ب) گسیل β^+ حساب کنید.

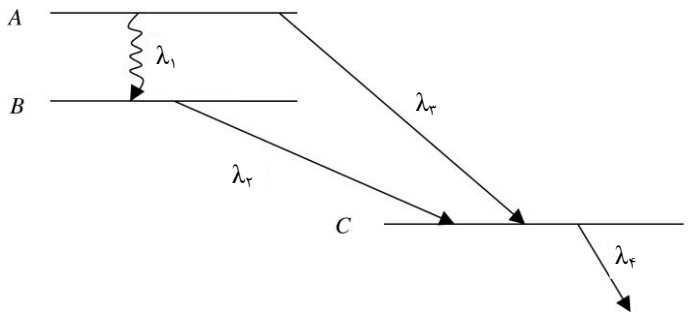
۸. نسبت‌های جرمی نسبی ^{۲۲۲}Rn، ^{۲۲۶}Ra و ^{۲۳۸}U را در یک معدن قدیمی اورانیم حساب کنید.

۹. واپاشی ^{۱۴۰}Ba به ^{۱۴۰}La را در نظر بگیرید. در چه زمانی فعالیت ^{۱۴۰}La به یک بیشینه می‌رسد.

۱۰. راکتوری را در نظر بگیرید که درآن آهنگ تولید ^{۲۳۹}U از طریق واکنش $^{۲۳۸}U(n,p)^{۲۳۹}U$ برابر $۱۰^{۵}$ اتم بر ثانیه است. فعالیت ^{۲۳۹}Pu را در مدت زمان پرتودهی الف) یک روز، ب) یک ماه، و پ) یک سال حساب کنید.

۱۱. احتمال واپاشی یک اتم ^{۲۲۲}Rn در ریه انسان چقدر است؟ غلظت ^{۲۲۲}Rn در جو را می‌توان معادل ۱pCi / L فرض کرد. در یک دَم و بازدَم متوسط، ۰/۵ لیتر هوا را وارد ریه، و ۳/۵ ثانیه بعد خارج می‌کنیم.

۱۲. رادیونوکلیدی (با ثابت واپاشی λ) با فعالیت A بکرل در لحظهٔ t_1 در نظر بگیرید.
تعداد هسته‌هایی را که بین t_1 و t_2 وا می‌پاشند محاسبه کنید.
۱۳. نمودار واپاشی زیر را در نظر بگیرید (Evans, 1955).
الف) عبارت‌هایی برای فعالیت B و C به صورت تابعی از زمان به دست آورید، در صورتی‌که در لحظهٔ $t = 0$ ، $A=A$ و $B = C = D = 0$ باشد.
ب) اگر گذارِ همگذر λ_3 صفر باشد، چه اتفاقی می‌افتد؟



۱۴. چنانچه نمونه‌ای از ^{99}Mo را برای جدا کردن نوکلید دختر ^{99}Tc «بدوشیم»، چه مدت طول می‌کشد تا «گاو» ^{99}Mo دوباره دارای مقدار تعادلی ^{99}Tc گردد؟
۱۵. موردی را در نظر بگیرید که در آن $A \rightarrow B \rightarrow C$ و $\lambda_A=\lambda_B$. برای فعالیت B عبارتی تابع زمان به‌دست آورید. زمان t_m برای بیشینه شدن فعالیت B را محاسبه کنید. نشان دهید که $t_m \approx (\tau_A \tau_B)^{1/2}$ که در τ_A و τ_B عمرهای میانگین A و B هستند.
۱۶. یک کانی اورانیم دارای ایزوتوپ‌های ^{204}Pb، ^{206}Pb و ^{207}Pb سرب با نسبت ۱ به ۱۰۰۰ به ۴۰۰ است. عمر این معدن را حساب کنید.
۱۷. آهنگ تولید ^{24}Na طی یک پرتودهی ۳۰ دقیقه‌ای به نمونهٔ ^{23}Na باید چه باشد تا ۳ ساعت پس از پایان پرتودهی، فعالیت ^{24}Na مساوی ۱/۰μCi گردد ؟
۱۸. گرمای تولید شده بر کیلوگرم اورانیم طبیعی توسط ^{238}U و ^{235}U که در تعادل دیرپا با محصولات واپاشی خود هستند را حساب کنید. فرض کنید همهٔ تابش گسیل شده جذب می‌شود.

۱۹. با داشتن اطلاعات زیر:

نمونه	نسبت وزنی Rb/Sr	ثبت اتمی $^{87}Sr/^{86}Sr$
۱	۱/۰۶	۰/۷۵۹۷
۲	۳/۵۱	۰/۸۲۴۸
۳	۶/۶۱	۰/۹۰۸۵
۴	۹/۳۳	۰/۹۷۹۶
۵	۱۰/۶۷	۱/۰۲۰۰

عمر صخره و نسبت اولیه $^{87}Sr/^{86}Sr$ را حساب کنید.

مراجع

Choppin, G., J. Rydberg, and J. O. Liljenzin. Radiochemistry anf Nuclear Chemistry, Butterworth, Oxford, 1995.
Evans, R. D. *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill,New York, 1955.
Taylor, R. E. Fifty Years of Radiocarbon Dating, *Am. Scient*. **88**, 60 (2000).
Wetherill, G. W. Radiocarbon Chronolgy of the Early Solar System, *Ann. Rev. Nucl. Sci*. **25**, 283 (1975).

کتاب‌شناسی

Arnikar, H. J. Essentials of Nuclear Chemistry, 2nd ed., Wiley, New York, 1982.
Ehmann, W.D. and D.E. Vance. *Radiochemistry and Nuclear Methods of Analysis*, Wiley, New York, 1991.
Friedlander, G., J. W. Kennedy, E. S. Macias, and J. M. Miller. *Nuclear and Radiochemistry*, Wiley, New York, 1981.
Heyde, K. *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*, IOP, Bristol, 1994.
Krane, K. S. *Introductory Nuclear Physics*, Wiley, New York, 1988.

مقالات ویژه و رساله‌ها

Eisenbud, M. *Environmental Radioactivity*, 3rd ed., Academic, Orlando, 1987.
Lal, D. and H. Suess. The Radioactivity of the Atmosphere and Hydrosphere, *Ann. Rev. Nucl. Sci*. **18**, 407 (1968).
UNSCEAR 93, *Sources and Effects of Ionizing Radiation*. UN, New York, 1993.

فصل ۴

ردیاب‌های پرتوزا

۴-۱. مقدمه

مبنای استفاده از ردیاب‌های پرتوزا، رفتار شیمیایی یکسان ایزوتوپ‌های یک عنصر است. به این معنا که اتم‌های پرتوزای ^{۲۴}Na در یک سامانهٔ شیمیایی، رفتاری مشابه با اتم‌های ^{۲۳}Na پایدار دارند؛ البته به استثنای آثار ناشی از اختلاف اندک در جرم. نتیجه نکته این است که دنبال کردن اتم‌های پرتوزای ^{۲۴}Na آسان‌تر از آشکار کردن اتم‌های ناپرتوزای ^{۲۳}Na است. با استفاده از روش‌های رایج در شیمی تجزیه، می‌توان نوعاً مقادیر تا حدّ نانو و میکروگرم از یک ماده را آشکارسازی کرد. برای ^{۲۳}Na، این مقادیر متناظرند با نیاز به $۱۰^{۱۳}$ تا $۱۰^{۱۶}$ اتم برای گرفتن پاسخ از یک فرایند تجزیه. برای یک اتم پرتوزا، همچون ^{۲۴}Na، هر واپاشی ثبت شده متناظر است با واپاشی فقط یک اتم. روش‌های روزمرهٔ رادیو ـ تجزیه‌ای آشکارسازی کمیت‌هایی را ممکن می‌سازند که $۱۰^{۵}$ بار کوچک‌تر از مقادیر مورد نیاز در تجزیهٔ شیمیایی هستند. این حساسیت بالا دارای اهمیت زیادی در مطالعات مختلف است. مثلاً، فعالیت ویژهٔ تریتیم خالص تقریباً ۳۰ کوری بر میلی‌مول است. پس می‌توان رقیق‌سازی تا $۱۰^{۱۲}$ مرتبه را تحمل کرد و باز هم ترکیبات نشاندار شده با تریتیم را آشکارسازی نمود. از این‌رو، امکان دارد بتوان ظهور مواد متابولیکی را ثبت کرد که معمولاً به علت غلظت خیلی پایین، در حساس‌ترین روش‌های شناسایی شیمیایی هم نمی‌توان آنها را «دید».

فعالیت آنزیم‌ها را می‌توان با دنبال کردن آهنگ ناپدید شدن یک بستر نشاندار، یا آهنگ ظاهر شدن یک محصول نشاندار اندازه گرفت. ترکیبات زیست‌شناختی، مثل ویتامین‌ها یا هورمون‌ها را که معمولاً در چنان غلظت‌های پایینی هستند که آشکارسازی را مشکل می‌سازند، می‌توان با کاربَست ردیاب‌های پرتوزا همچون «*ایمنی‌سنجی با پرتو*» (RIA) اندازه‌گیری کرد.

مزایای بی‌نظیر آزمایش‌های مبتنی بر ردیاب‌های پرتوزا شامل حساسیت بالا، سادگی و کم‌هزینه بودن آنها (در مقایسه با فناوری‌های رقیب، مثل طیف‌سنجی جرمی) است. در آزمایش‌هایی که خوب طراحی شده باشند، حضور ردیاب‌های پرتوزا تأثیری بر سامانهٔ تحت مطالعه ندارد و هر آنالیزی غیرتخریبی است. تداخلِ گونه‌های دیگری که ممکن است حضور داشته باشند مهم نیست (در مقایسه با روش‌های سنتی آنالیز که تداخل‌ها ممکن است آنالیز را مخدوش کنند).

شاید برجسته‌ترین مزیت کاربرد رادیوایزوتوپ‌ها، فرصت *ردیابی سازوکارهای دینامیک (پویا)* باشد. پدیده‌های زیست‌شناختی مثل عبور یون از غشاهای سلولی، رفت و برگشت، متابولیسم بینابینی، یا رفتن مواد از برگ‌ها به سایر بافت‌ها در گیاهان، پیش از ابداع روش‌های ردیابی پرتوزا تنها می‌توانستند به‌طور غیر مستقیم بررسی گردند.

کاربرد *اثر ایزوتوپی* برای مطالعهٔ *سرعت مراحل انجام* در یک رشته واکنش‌های شیمیایی، نشان‌دهندهٔ مزیت دیگر روش‌شناختی ردیاب‌های پرتوزا است. لفظ *اثر ایزوتوپی* (که بعداً با تفصیل بیشتری به آن خواهیم پرداخت) اشاره به تأثیر اختلاف جرم ایزوتوپ‌ها بر آهنگ انجام یک واکنش دارد. این اثر ممکن است موجب بروز مسائل قابل ملاحظه‌ای در کاربست رادیوایزوتوپ‌ها به عنوان ردیاب گردد، اما کم و بیش می‌تواند در موارد معدودی برای فهم سینتیک برخی واکنش‌های شیمیایی مفید باشد.

۴-۲. طراحی یک آزمایش رادیو ـ ردیابی

۴-۲-۱. معیار اساسی طرح

کاربرد ردیاب‌های پرتوزا بستگی به فرضیات بنیادین ویژه‌ای دارد که باید براورده شوند. *نخستین فرض که پیشتر به آن اشاره شد، این است که ایزوتوپ‌های پرتوزای هر عنصر همسان با ایزوتوپ‌های پایدار آن عنصر رفتار کنند*. در واقع، این فرض دقیقاً درست نیست. اختلاف جرم‌های هسته‌های ردیاب پرتوزا و هسته‌های پایدار می‌تواند موجب تغییر آهنگ واکنش یا تعادل‌های شیمیایی شود (اثر ایزوتوپی). قبول! اما در بسیاری موارد اثر ایزوتوپی تأثیر قابل ملاحظه‌ای بر کارساز بودن روش رادیوایزوتوپی نخواهد داشت. از آنجا که درجهٔ پایداری پیوند شیمیایی در قبال

حرکت ارتعاشی مستقیماً با ریشهٔ دوم جرم‌های ایزوتوپ‌های ذیربط مرتبط است، به نظر می‌رسد که اثر ایزوتوپی فقط برای عناصر با وزن اتمی پایین (مساوی یا کم‌تر از ۲۵) حائز اهمیت باشد. ایزوتوپ‌های هیدروژن بارزترین اثر را به نمایش می‌گذارند. بنابراین ^{1}H، $^{2}H(D)$ و $^{3}H(T)$ به ندرت انتظار می‌رود که از نظر شیمیایی یکسان عمل کنند زیرا اختلاف جرم‌های نسبی آنها خیلی بالا است. از این رو، *تریتیم* نمی‌تواند بدون اشکال به عنوان ردیاب هیدروژن از نظر آهنگ انجام واکنش به‌کار رود هر چند که البته کاربرد آن در تعیین محل هیدروژن در یک سازواره غیرممکن نیست.

در مورد ^{14}C پرتوزا و ^{12}C پایدار، اختلافی در حدود ۱۵ درصد در جرم وجود دارد که ممکن است بر نتیجهٔ مطالعات تأثیر بگذارد. به‌طورکلی، باید توجه داشت که اثر ایزوتوپی باید اساساً از دو دیدگاه بررسی شود: آثار ایزوتوپی *درون مولکولی* و *بین مولکولی*. در رابطه با نوع اول، دی کربوکسیلاسیون (از دست دادن CO_2 از گروه کربونیل) اسید مالونیک $(^{14}HOOC-^{12}CH_2-^{12}COOH)$ مثال مناسبی است. در اینجا، دی‌کربوکسیلاسیون پیرولتیکِ اسید مالونیک می‌تواند در هر دو سر مولکول رخ دهد و CO_2، و اسید استیک تولید نماید. در نتیجه، واکنش به قدرت نسبی پیوند $^{14}C\rightarrow{}^{12}C$ و $^{12}C\rightarrow{}^{12}C$ بستگی دارد. از آنجا که پیوند اول نسبتاً پایدارتر (به دلیل جرم بزرگ‌تر ^{14}C) است، انتظار داریم که CO_2 حاصل از واکنش، به نسبت، از ^{12}C غنی باشد و اسید استیک از ^{14}Cــ که ناشی از $COOH$ است. واقعیت همین است. تا آنجایی‌که واکنش‌های رقابتی در یک مولکول رخ بدهند، حتی اگر واکنش به اتمام برسد اثر ایزوتوپی مشاهده خواهد شد. در مورد اثر ایزوتوپی *بین مولکولی*، دی‌کربوکسیلاسیونِ اسید بنزوئیک ^{14}C-۷- را می‌توان به عنوان یک مثال ذکر کرد. در اینجا، ما با دی‌کربوکسیلاسیونِ دو ترکیب روبرو هستیم: $C_6H_5-^{12}COOH, C_6H_5-^{14}COOH$. بار دیگر، از آنجا که پیوند $^{12}C\rightarrow{}^{14}C$ نسبتاً پایدارتر است، انتظار می رود در خلال فاز اولیهٔ واکنش دی‌کربوکسیلاسیون، یک غنی‌شدگی $^{12}CO_2$ در مقایسه با فعالیت ویژهٔ کربن نشاندارِ حاضر در اسید بنزوییک وجود داشته باشد. با این‌همه، با نزدیک شدن واکنش به مرحلهٔ پایانی، واکُنا (اسید بنزوییک)، نسبتاً از گونه‌های نشاندار شده با ^{14}C غنی خواهد بود و در نتیجه، محصول دی‌کربوکسیلاسیون (CO_2) دارای فعالیت ویژهٔ بالاتری نسبت به کربن نشاندار مادهٔ اولیهٔ شروع کار خواهد بود. در پایان واکنش، فعالیت کل ویژهٔ CO_2 طبیعتاً مشابه اتم کربن نشاندار در اسید بنزوییک خواهد بود؛ یعنی هیچ اثر ایزوتوپی مشاهده نمی‌شود. این نکتهٔ مهمی است، زیرا حکایت از این دارد که اگر نوع درون‌مولکولی واکنش دخیل نباشد، در مطالعات ردیابی با مواد پرتوزا، اهمیت اثر ایزوتوپی می‌تواند به حداقل برسد یا می‌تواند نادیده گرفته شود.

فرض اساسی دوم این است که پرتوزایی، خواص شیمیایی و فیزیکی سامانهٔ آزمایش را تغییر نمی‌دهد. مهم این است که دز تابشی حاصل از ردیاب، موجب بروز پاسخی از سامانهٔ آزمایش نشود که نتایج تجربی را مخدوش کند. مقدار فعالیت هسته‌ای به‌کار رفته باید به حداقلِ لازم برای آهنگ‌های شمارش قابل قبول در نمونه‌های مورد ارزیابی محدود گردد. امکان تمرکز زیاده از حد مادهٔ ردیاب در بعضی بافت‌های بیولوژیکی و میزان پرتوزایی این بافت‌ها نیز، به ویژه هنگامی که ردیاب‌های گسیلندهٔ α یا β^- به‌کار می‌روند، باید به دقت مدنظر قرار گیرد. خوشبختانه، حساسیت عالی بسیاری از روش‌های پرتوسنجی، نیاز به کاربرد ردیاب‌های «دُز- بالایی» که موجب آسیب تابشی قابل ملاحظه‌ای شوند را به حداقل می‌رساند. با توجه به اینکه بسیاری از مطالعات کوتاه مدت بوده و قبل از بروز هرگونه آثار پنهان تابش کامل می‌شوند امکان تداخل‌های ناشی از واکنش‌های فیزیولوژیکی نسبت به تابش باز هم کمتر می‌شود. در مطالعات با ردیاب فیزیکی، آسیب تابش ناشی از هسته‌های واپاشان نباید ساختار کریستالی و ویژگی‌های مشابه آن را چنان تخریب کند که نتایج تجربی را تغییر بدهد.

همچنین، باید به خاطر داشت که در اثر واپاشی پرتوزا، اتم دختر معمولاً یک عنصر شیمیایی متفاوت با اتم مادر است. باید مطمئن شد که حضور این «عوامل خارجی» و هرگونه تعادل‌های مرتبط، اثری در مشاهدات ندارند (مثلاً، چنانچه هر دو اتم مادر و دختر گسیلندهٔ β^- باشند، در این صورت ممکن است به دلیل عدم توانایی در تمیز ذرات β^- ی ردیاب و دختر آن، افزایشی در آهنگ شمارش مشاهده شود).

سومین فرض اساسی، برای مطالعات بیولوژیکی، این است که هیچ تغییری در حالت فیزیولوژیکی نرمال وجود ندارد. چنانچه، برای تولید فعالیت مطلوب ردیاب، سطح شیمیایی ترکیب داده شده به یک سازواره خیلی از سطح فیزیولوژیکی یا شیمیایی نرمال تجاوز کند، نتایج آزمایش سؤال‌برانگیز خواهند بود. فعالیت ویژهٔ مادهٔ ردیاب باید به اندازهٔ کافی بالا باشد تا سطح شیمیایی تزریق شده در حدِ نرمال باشد. به عنوان مثال، ^{۳۶}Cl ممکن است برای مطالعات بیولوژیکی کاملاً مفید باشد، ولی فعالیت ویژهٔ بیشینهٔ قابل دسترسی در شکل معدنی، تقریباً ۱۰۰ $\mu Ci/g$ کلر است و حال آنکه فعالیت‌های ویژهٔ ^{۱۴}C (به صورت $Ba^{۱۴}CO_۳$) تا ۲/۲ Ci/g کربن هم می‌رسند.

چهارمین فرض اساسی این است که شکل شیمیایی و فیزیکی ترکیب نشاندار شده با رادیو نوکلید، با گونهٔ غیر نشاندار آن یکی است. در اینجا ما با آثار ظریفی سر و کار داریم که مرتبط با غلظت پایین گونه‌های ردیاب هستند. این آثار کدام‌اند؟ یکی از این آثار، برآشامی روی سطوح، همچون دیواره‌های ظرف حاوی سیستم است. به عنوان مثال، به سادگی می‌توان نشان داد که پوشش سطح

یک فلاسک یک لیتری تقریباً مستلزم $۱۰^{-۷}$ مول است. برای یک محلول یک لیتری حاوی $۱\ \mu Ci$ از یک گونهٔ پرتوزا با نیمه‌عمری معادل ۳۰ روز، می‌توان به آسانی حساب کرد که تعداد مول‌های حاضر تقریباً $۱۰^{-۱۳}$ است و لذا می‌توان تصور کرد که تمام اتم‌های پرتوزا ممکن است روی دیواره‌های ظرف برآشامیده شده باشند (چنانچه اتم‌های دیگری حاضر نباشند). از این برآشامی می‌توان با افزودن مولکول‌های کافی از ترکیب غیرپرتوزا برای پرکردن تمام مواضع برآشامی جلوگیری کرد. به‌طور مشابه، حضور یک غلظت خیلی بالاتر از گونه‌های غیرپرتوزا برای جلوگیری ردیاب از هم ـ رسوبی، یا برآشامیده شدن توسط رسوب‌هایی که شکل می‌گیرند، لازم است (زیرا تعداد اتم‌های ردیاب غالباً خیلی کم است و K_{sp} تکاپوی هیچ رسوبی را نخواهد کرد؛ ردیاب می‌تواند فقط در حضور تعداد زیادی از گونه‌های غیرپرتوزا رسوب کند).

از همه مهم‌تر، رادیونوکلید و نوکلید پایدار باید دستخوش تبادل ایزوتوپی بشوند. در عمل، این به این معنی است که ردیاب و اتم پایدار باید در یک حالت «اِحیا و اُکسایش» مشابه باشند. با گرم کردن یا به کاربردن چرخه‌های احیا و اکسایش، آزمایشگر باید اطمینان حاصل کند که این وضعیت تحقق می‌یابد. رد‌گیری نتایج غیرعادی برخی آزمایش‌ها اکثراً ریشه در ماهیت شیمیایی رادیو ـ ردیاب به‌کار رفته داشته است. از آنجا که تولید رادیونوکلیدها در راکتور غالباً منجر به واکنش‌های جانبی می‌گردد (ر. ک. فصل ۱۰)، وقتی نمونهٔ مورد نظر تولید می‌شود ممکن است حالت‌های اکسایشی مختلفی حضور داشته باشند. در یک موردِ مربوط به جذب فسفات ^{۳۲}P در گیاهان، نتایج تجربی غیرمنتظره با این حقیقت توضیح داده شدند که درصد بالایی از دز ناشی از ردیاب، در واقع به شکل فسفیت - ^{۳۲}P بوده است.

خلوص رادیوشیمیایی یک ترکیب هیچوقت ۱۰۰٪ نیست. حضور گونه‌های دیگر پرتوزا در غلظت پایین شیمیایی ولی فعالیت ویژهٔ بالا به کرّات دیده می‌شود. این وضعیت به ویژه در نشاندار کردن ترکیبات با ^{۳}H به روش پرتودهی مستقیم ویلزباخ[1] (که بعد بحث می‌شود) رخ می‌دهد. بنابراین، به عنوان مثال هیدروژنه کردن مستقیم یک پیوند دوگانه با ^{۳}H در خلال روش ویلزباخ ممکن است منجر به مقدار کمی ناخالصی (شکل اشباع شدهٔ ترکیب مورد نظر) گردد که دارای فعالیت ویژه‌ای چندین برابر ترکیب نشاندار شده با ^{۳}H به روش «نشاندار کردن با پس زنی» است.

مسئلهٔ خلوص رادیوشیمیایی (از نظر حالت شیمیایی) ترکیبات کهنه‌ی نشاندار شده با ^{۱۴}C یا ^{۳}H حتی حادتر است. با توجه به برد کوتاه ذرات βی انرژی ـ پایین مربوط به این دو ایزوتوپ، دز

[1].Wilzbach

تابشی قابل ملاحظهٔ داده شده به چنین ترکیباتی توسط تابش خودشان، منجر به «خود ـ تجزیه‌گی» (*رادیولیز*) و لذا غلظت متغیر و محصولات نشاندارِ متعدد می‌گردد.
پنجمین فرض اساسی این است که فقط اتم‌های نشاندار ردیابی می‌شوند. هیچ وقت فرض نکنید که ظهور «نشان پرتوزا» در یک نمونهٔ مفروض، نشاندهندهٔ حضورِ ترکیبِ به کار رفته است. این اتم‌های نشاندار هستند که دنبال می‌شوند نه ترکیب دست نخورده. نه تنها واکنش‌های متابولیک ممکن است موجب جدا شدن اتم نشاندار از ترکیب اصلی شوند، بلکه واکنش‌های تبادلی نیز ممکن است رخ بدهند و به این ترتیب، اتم‌های ناپایدار را از ترکیب نشاندار جدا کنند. اینگونه تبادل‌های شیمیایی به ویژه بسیاری از آزمایش‌های با ترکیبات نشاندار شده با تریتیُم را مخدوش می‌کنند. وسعت تبادلات شیمیایی به‌طور قوی بستگی به گونه‌های مولکولی درگیر، محل نشان در مولکول، و عوامل زیست‌محیطی (همچون pH یک شارهٔ بیولوژیکی) دارد.

۴-۲-۲. ملاحظات عملی

امکان‌سنجی آزمایش‌های رادیوردیابی معمولاً بستگی به برخی عوامل عملی دارد. این عوامل شامل موارد زیراند:

الف) میزان دسترسی به ردیاب پرتوزا

یک عامل عمده این است که آیا رادیوایزوتوپی که می‌خواهیم ردیابی کنیم با خواص مناسب (نیمه‌عمر، انرژی ذره، و غیره) دسترس‌پذیر هست یا نه؟ مثلاً، اگرچه رادیوایزوتوپ‌های اکسیژن و نیتروژن در بسیاری از مطالعات می‌توانستند بسیار مطلوب باشند، اما بلندعمرترین رادیونوکلیدهای دسترس‌پذیر این عناصر دارای نیمه‌عمرهای به ترتیب ۲ و ۱۰ دقیقه هستند. به‌روشنی چنین نیمه‌عمرهای کوتاهی کاربرد این ایزوتوپ‌ها را برای بسیاری از آزمایش‌های ردیابی شدیداً محدود می‌کنند. از طرف دیگر، برای بعضی عناصر، ممکن است چند رادیوایزوتوپ قابل استفاده وجود داشته باشد، مثل ^{60}Co یا ^{57}Co و ^{24}Na یا ^{22}Na. عامل مهم دیگر، فعالیت ویژهٔ دسترس‌پذیر یک رادیونوکلید مفروض است. رادیونوکلیدهایی مثل ^{36}Cl وجود دارند که به آسانی نمی‌توان آنها را با فعالیت ویژهٔ مورد نظر ساخت. مطلوب این است که نیمه‌عمر ردیاب پرتوزا چندین برابر زمان لازم برای انجام آزمایش باشد تا لزوم اعمال تصحیحات واپاشی کم شود یا از بین برود، ولی در عین حال به اندازهٔ کافی کوتاه باشد تا باعث بروز مشکلات آلودگی و پسمانداری بلندمدت نشود. در صورت امکان، آشکارسازی تابش گسیلی باید نسبتاً آسان باشد. عامل دوم این است که آیا ترکیب نشاندار مورد نظر از نظر تجاری قابل دسترس هست یا می‌توان به آسانی آن را ساخت؟ در واقع، تعداد

ترکیبات نشاندار دسترس‌پذیر زیاداند، و بیشترِ تولیدکنندگان سعی‌شان بر این است که ترکیبات غیر موجود در انبار را براساس سفارش مشتری تولید کنند با وجود این، در بعضی موارد، از نظر اقتصادی قابل توجیه یا حتی ممکن نیست که اتم پرتوزای مشخصی را وارد ساختار مولکولی تحت مطالعه کرد. علاوه بر این ممکن است فعالیت ویژهٔ دسترس‌پذیر برای کاربرد ترکیب نشاندار در آزمایش پیشنهاد شده خیلی پایین باشد.

ب) محاسبهٔ مقدار ردیاب مورد نیاز برای آزمایش

به‌طور کلی، آزمایش‌های رادیوردیابی باید شامل مقادیر «سَهل‌اُلثّبت» شدهٔ پرتوزایی باشند. دلیل زیادی برای انجام یک آزمایش رادیوردیابی که نتیجهٔ آن به دلیل نبودِ شمارش‌های ثبت شده نامعین است یا آزمایشی که نیاز به سامانه‌های خیلی پیچیده برای ثبت شمارش‌های پایین داشته باشد، وجود ندارد. برای نشان دادن چگونگی انجام این محاسبات، یک تمرین آزمایشگاهی برای تعیین ثابت انحلال‌پذیری محصول یدید نقره را در نظر می‌گیریم.

ابتدا باید یک ایده‌ی زیربنایی از «شیمی» آنچه می‌خواهیم اندازه بگیریم داشته باشیم. فرض کنید K_{sp}ی AgI را نمی‌دانیم ولی K_{sp} ترکیبات مشابه AgCl و AgBr را می‌دانیم. پس داریم

$$\mathrm{AgCl} \longleftrightarrow \mathrm{Ag^+ + Cl^-}$$
$$\mathrm{AgBr} \longleftrightarrow \mathrm{Ag^+ + Br^-}$$

با K_{sp}های به ترتیب، $۱/۸\times۱۰^{-۱۰}$ و $۵/۴\times۱۰^{-۱۳}$. از اینجا، AgI K_{sP} معادل $۱۰^{-۱۵}$ تخمین زده می‌شود (مقدار واقعی $۸/۵\times۱۰^{-۱۷}$ است، ولی این مقدار خطا را در طراحی‌های آزمایشی باید تحمل کرد). از اینجا، می‌توان انحلال‌پذیری S یدید نقره را به صورت زیر محاسبه کرد:

$$S = \left(K_{sp}\right)^{۱/۲} = \left(۱۰^{-۱۵}\right)^{۱/۲} = ۳\times۱۰^{-۸}\ M$$

آنچه در آزمایش انجام خواهیم داد این است که محلولی حاوی $\mathrm{I^-}$ نشاندار اختیار کرده و AgI را از محلول رسوب بدهیم. فعالیت رسوب AgI را اندازه‌گیری نموده، آن را در حجم معلومی از آب غوطه‌ور کنیم و فعالیت آب را اندازه بگیریم. از این اندازه‌گیری، می‌توانیم انحلال‌پذیری AgI و لذا K_{sp} را محاسبه کنیم.

چه یُدِ پرتوزایی را به عنوان ردیاب باید به‌کار برد؟ با توجه به اینکه باید فعالیت یک مایع را تحت شرایط هندسی شمارش مناسب بررسی کنیم، به «ردیابی» نیاز داریم که فوتون‌های انرژی ـ بالا گسیل کند (برای به حداقل رساندن تصحیحات درآشامی). این نکته و نیز دیگر نکته‌های مذکور در بالا ما را وا می‌دارد ^{131}I (با نیمه‌عمر ۸ روز) را به عنوان ردیاب انتخاب کنیم (محلول‌های یدید سدیم نشاندار شده با ^{131}I به صورت تجاری دسترس‌پذیر هستند).

فرض کنیم مقدار مناسبی، مثلاً ۲۰ میلی‌گرم، AgI را برای شمارش و کار رسوب بدهیم. کسر ید در این رسوب ۵۴٪ یعنی ۱۰/۸mg است. پس از به تعادل رساندن این رسوب با آب (2ml)، مقدار $(3\times10^{-8})(0/002)$ یا 6×10^{-11} مول یا $7/6\times10^{-9}$ گرم ید در محلول وجود خواهد داشت.

فرض کنید این محلول آبی را با به کار بردن یک آشکارساز چاهک‌دار NaI (ر. ک فصل ۱۸) که دارای بازدهی ۲۰٪ ~ درصد برای فوتون‌های ۰/۳۶۵MeV ^{131}I است شمارش کنیم. با فرض اینکه بتوان 10^3 شمارش را در مدت ۱۰ دقیقه شمارش جمع‌آوری کرد (با توجه به اینکه ۸۱ درصد از واپاشی ^{131}I به فوتون ۰/۳۶۵MeV می‌انجامد)، پرتوزایی در محلول به صورت زیر تخمین زده می‌شود

$$D = \text{(بازده آشکارسازی) (نسبت انشعاب) (زمان / شمارش)}$$
$$= \left(10^3/10\right)\left(1/0/81\right)\left(1/0/2\right) \approx 600\, dpm \sim 10\, Bq$$

کسری از یدِ موجود در رسوب که حل شده است $7\times10^{-7} = (7/6\times10^{-9}/10/8\times10^{-3})$ است. لذا فعالیت رسوب باید ~۱۵MBq ~۴۰۰μCi باشد. چون رسوب اولیهٔ AgI کمّی است این مقدار اسمی ردیاب مورد نیاز در محلول است. با این‌همه، رسم بر این است که یک «ضریب ایمنی» ۵ تا ۱۰ در مقدار ردیاب به‌کار رفته (برای لحاظ کردن تخمین‌های نا دُرُست مثل آنچه که در مورد K_{sp} AgI رخ داد) وارد می‌کنند.

مقدار دقیق ^{131}I در رسوب اولیه باید معلوم باشد، ولی فعالیت این رسوب به قدری بالا است که بهتر است از اندازه‌گیری مستقیم آن در آشکارساز چاهک‌دار خودداری کرد. لذا، آنچه معمولاً انجام می‌شود تهیهٔ یک محلول استاندارد رقیق از I^- اولیه است که بتواند در آشکارساز چاهک‌دار اندازه گرفته شود.

ج) ارزیابی خطر

اولین موضوعی که باید مدنظر قرار گیرد امکان ایجاد خطر برای آزمایشگر و همکاران وی است. در اکثر آزمایش‌های رادیوردیابی، خطر حاصل از تابش مستقیم خارجی، مسئلهٔ مهمی ایجاد نمی‌کند. با وجود این، وضعیت‌هایی وجود دارند که چنین نیستند، مثل مواقعی که سطوح بالایی (میلی‌کوری) از گسیلنده‌های پرتو ـ γ مورد استفاده قرار می‌گیرند. به‌عنوان مثال، ۱۰mCi ایزوتوپ ^{۲۴}Na، دزی حدود ۲۰۴ میلی‌رونتگن بر ساعت (mR/h)(در فاصلهٔ یک پایی) وارد می‌سازد. در مورد دز تابشی رسیده به دست‌ها و انگشتان هنگام به‌دست گرفتن مواد پرتوزا نیز باید خیلی محتاط بود. موضوع دیگری که باید در رابطه با کاربرد ردیاب‌های گسیلندهٔ α یا β^- مورد توجه قرار داد، امکان بلع ترکیبات نشاندار است به ویژه آنهایی که امکان ماندن طولانی مدت در بدن را دارند. این مسئله هنگامی خطرناک است که نمونه به صورت غبار معلق در هوا (هواویز) یا پودر خشک در بعضی از مراحل آزمایش باشد.

آسیب تابشی به یک سامانهٔ زیست‌شناختی تحت مطالعه ممکن است در دو سطح رخ بدهد: زیست‌شناختِ فیزیکی و زیست‌شناختِ بافتی. به‌طورکلی، دزهای بالاتر تابش برای بروز نوع اخیر آسیب لازم هستند. هنگامی که گمان آن می‌رود آسیب تابش، در حال تأثیر بر پاسخ زیست‌شناختِ فیزیکی سازواره است، توصیه می‌شود با حفظ سطح کل شیمیایی ترکیب، آزمایش با مقادیر پایین‌تر پرتوزایی تکرار شود. میزان تأثیرات زیست‌شناختی ناشی از دزهای تابشی ردیاب در مواردی گزارش شده‌اند: ۰/۰۴۵μCi از ^{۱۳۱}I بر گرم از وزن بدن موش؛ ۰/۸μCi از ^{۳۲}P بر گرم از وزن بدن موش؛ ۴۷μCi از ^{۲۴}Na بر گرم از وزن بدن موش و موش صحرایی؛ ۰/۵μCi از ^{۸۹}Sr بر گرم از وزن بدن موش و موش صحرایی؛ ۰/۰۵μCi از ^{۳۲}Pبر میلی لیتر از محلول کِشت برای نوزاد پشه؛ و ۲μCi از ^{۳۲}P بر لیتر محلول مادهٔ غذایی گیاهان.

همچنین باید به دفع *پسماندهای پرتوزای* حاصل از آزمایش، مثل فضولات، اجساد، یا حجم‌های بزرگ محلول‌ها نیز توجه شود. روشِ ممکنِ دفع پسماند بستگی به رادیوایزوتوپ ویژهٔ حاضر غلظت و فعالیت آن و طبیعت پسماند دارد.

۴-۳. تهیهٔ ردیاب‌های پرتوزا (رادیو ردیاب‌ها) و ترکیبات آنها

صدها رادیونوکلید وجود دارند که به عنوان رادیوردیاب مورد استفاده قرار گرفته‌اند. فهرست برخی از آنها و نیز خواص این رادیونوکلیدها و روش‌های تولید آنها در جدول (۴-۱) داده شده‌اند. سه سازوکار متداول تولید برای رادیونوکلیدهای اولیه عبارتند از واکنش‌های (n,γ)، (n,p)یا

(n,α) در راکتورهای هسته‌ای (R)، واکنش‌های القایی با ذرات باردار که معمولاً مستلزم استفاده از سیکلوترون هستند (C)، و هسته‌های محصول شکافت (F)، که معمولاً از طریق جداسازی شیمیایی از اورانیم پرتو دیده حاصل می‌شوند. هسته‌های غنی از نوترون معمولاً با بمباران آنها در راکتورها یا به صورت محصولات شکافت تولید می‌شوند، در حالی‌که هسته‌های غنی از پروتون در سیکلوترون‌ها تولید می‌شوند. (نوکلیدهای کوتاه- عمر گسیلندهٔ پوزیترون ^{11}C، ^{13}N، ^{15}O و ^{18}F که معمولاً درتوموگرافی گسیل پوزیترون (PET) به‌کار رفته و در سیکلوترون تولید می‌شوند در جدول نشان داده نشده‌اند.)

جدول ۴-۱. ردیاب‌های عمومی مورد استفاده.

نوکلید	روش تولید	نیمه‌عمر	انرژی تابش‌های ردیاب (MeV)
$^{3}H(T)$	R	۱۲/۳۳ سال	۰/۰۱۸ β^-
^{14}C	R	۵۷۳۰ سال	۰/۱۵۶ β^-
^{22}Na	C	۲/۶۰سال	۱/۲۷۴γ, β^+
^{24}Na	R	۱۵/۰ ساعت	۱/۳۶۹γ
^{32}P	R	۱۴/۳ روز	۱/۷۱ β^-
^{33}P	R	۲۵/۳ روز	۰/۲۴۹ β^-
^{35}S	R	۸۷/۴ روز	۰/۱۶۷ β^-
^{36}Cl	R	$۳/۰\times۱۰^{۵}$ سال	۰/۷۱ β^-
^{45}Ca	R	۱۶۲/۶ روز	۰/۲۵۷ β^-
^{47}Ca	R	۴/۵۴ روز	۱/۲۹۷ γ; ۱/۹۹ β^-
^{51}Cr	R	۲۷/۷ روز	۰/۳۲۰γ
^{54}Mn	C	۳۱۲ روز	۰/۸۳۵ γ
^{55}Fe	R	۲/۷۳ سال	EC
^{59}Fe	R	۴۴/۵ روز	۱/۰۹۹ ,۱/۲۹۲γ
^{57}Co	C	۲۷۱/۷ روز	۰/۱۲۲γ
^{60}Co	R	۵/۲۷ سال	۱/۳۳۲,۱/۱۷۳γ
^{63}Ni	R	۱۰۰/۱ سال	۰/۰۶۷ β^-
^{65}Zn	C,R	۲۴۴/۳ روز	۱/۱۱۶γ
^{75}Se	R	۱۱۹/۸ روز	۰/۱۳۶, ۰/۲۶۵γ
^{86}Rb	R	۱۸/۶ روز	۱/۷۷ β^-
^{85}Sr	R,C	۶۴/۸ روز	۰/۵۱۴γ
$^{99}Mo/^{99}Tc^{m}$	F	ساعت ۶/۰۱ /ساعت ۶۵/۹	۰/۱۴۳γ

نوکلید	روش تولید	نیمه‌عمر	انرژی تابش‌های ردیاب (MeV)
^{106}Ru	F	۳۷۳/۶ روز	۰/۰۳۹ β^-
$^{110}Ag^m$	R	۲۴۹/۸ روز	۰/۳ β^-
^{109}Cd	C	۴۶۱ روز	۰/۰۸۸ γ
^{111}In	C	۲/۸۰ روز	۰/۱۷۱ γ
^{125}I	R	۵۹/۴ روز	۰/۰۳۵γ
^{131}I	R	۸/۰۲ روز	۰/۳۶۵ γ, ۰/۶۰۶ β^-
^{137}Cs	F	۳۰/۱ سال	۰/۶۶۲γ
^{153}Gd	R	۲۴۰/۴ روز	۰/۱۰۳γ
^{201}Tl	C	۷۲/۹ ساعت	۰/۱۶۷γ
^{211}Pb	R	۲۲/۳ سال	۰/۰۶۴, ۰/۰۱۷ β^-

در برخی آزمایش‌ها، رادیونوکلیدهای اولیه ممکن است مستقیماً مورد استفاده قرار بگیرند، ولی معمولاً پژوهشگر در پی آن است که (ترکیب) سازوارهٔ نشاندار خاصی را در آزمایش‌های ردیابی پرتوزا به کار ببرد. پیش از بررسی جزئیات تولید این ترکیبات نشاندار، بهتر است به چگونگی نام‌گذاری و قواعد ارجاع به آن‌ها بپردازیم:

۱. محل استقرار یک تک ـ اتم نشاندار در یک مولکول، به دنبال نام شیمیایی ترکیب نشان داده می‌شود. لذا، اسید استیک–۱-^{14}C عبارت است از $CH_3-{}^{14}COOH$، درحالی که اسید استیک ۲-^{14}C- عبارت است از $^{14}CH_3-{}^{14}COOH$.

۲. لفظ‌های خاصی برای اشاره به توزیع مادهٔ با بیش از یک اتم نشاندار به کار می‌روند. این الفاظ و معانی آنها به صورت زیراند:

الف) *نشاندارِ خاص*. این لفظ برای آن دسته از مواد شیمیایی به کار می‌رود که تمام مواضعِ نشاندار، در نام ترکیب لحاظ شده‌اند و ۹۵ درصد یا بیشتر پرتوزایی ترکیب در این مواضع است. به این ترتیب، آلدوسترون-۱، ۲-^{3}H به معنای این است که بیش از ۹۵ در صد تریتیم در مواضع ۱ و ۲ است.

ب) *نشاندارِ یکنواخت* (*U*). ترکیبات نشاندار یکنواخت، در تمام مواضع به گونه‌ای یکنواخت یا نزدیک به یکنواخت نشاندار می‌شوند. لذا، L-والین-$^{14}C(U)$ به این معنی است که تمام اتم‌های کربن موجود در L- والین با مقادیر تقریباً یکسانی از ^{14}C نشاندار شده اند.

پ) *نشاندار اسمی* (*N*). این لفظ به این معنی است که بخشی از نشانه در موضع خاصی در ماده است، ولی اطلاعات بیشتری در مورد میزان و گسترهٔ نشان‌دار کردن در سایر مواضع در دسترس

نیست. لذا، کلسترول-۷-^{3}H(N) به معنای این است که مقداری تریتیم در موضع ۷ هست، اما ممکن است در مواضع دیگر مولکول نیز وجود داشته باشد.

ت) *نشاندار عام* (G). این نامگذاری مختص ترکیباتی (معمولاً نشاندار شده با تریتیم) است که در آنها توزیع اتم‌های نشاندار در مولکول، تصادفی است. لزوماً همهٔ مواضع در یک مولکول نشاندار نیستند.

از آنجا که بیشترین تعداد ترکیبات نشاندار با ^{14}C نشاندار می‌شوند، بحث ما پیرامون تهیهٔ ترکیبات نشاندار عمدتاً با این سازواره‌ها سروکار دارد. با وجود این، بسیاری از مبانی کلی را می‌توان بر نوکلیدها و مولکول‌های دیگر نیز اعمال کرد.

۴-۳-۱. سنتز شیمیایی

برچسبِ ^{14}C را می‌توان با روش‌های سنتزی متداول در شیمی آلی، به گونه‌های گسترده‌ای از ترکیبات وارد کرد. علاوه بر این، روش‌های نوینی برای حفظ رادیونوکلیدهای مورد استفاده تدوین شده‌اند. وقتی سنتز شیمیایی ممکن باشد، *معمولاً روشِ برگزیده همین است*. روش‌های سنتزی بالاترین کنترل را در بهره محل برچسب و خلوص محصول دارند. برای کلیهٔ سنتزهای شامل ^{14}C، معمولاً $Ba^{14}CO_3$ مادهٔ آغازین است. غالباً برای سنتز، این ترکیب به $^{14}CO_2$ تبدیل می‌شود.

با این‌همه، سنتز شیمیاییِ ترکیبات نشاندار محدودیت‌ها و مشکلات خود را دارد. یکی از محدودیت‌ها در رابطه با مقدار و هزینهٔ مادهٔ پرتوزای اولیه است. این عامل، لزوم پیش‌بینی مسیرهایی را برای سنتز ترکیب مورد نظر مطرح می‌سازد که در آنها بتوان نشان پرتوزا را در مراحل آخر واکنش‌ها وارد کرد تا بالاترین بهره برای مادهٔ نشاندار تضمین شود. در حال حاضر، ترکیبات نشاندار متعددی به عنوان مواد اولیهٔ سنتز در بازار وجود دارند. با این حال، در برنامه‌ریزی برای یک مسیر جدید سنتز، رعایت سازگاری آن با مواد اولیهٔ موجود در بازار ضروری است.

نقطه ضعف دیگر سنتز شیمیایی این است که هنگامی که برای تولید برخی ترکیبات مهم بیولوژیکی همچون اسیدهای آمینه به‌کار می‌رود مخلوطی راسمیک از ایزومرهای D و L حاصل می‌گردد. از آنجا که سازواره‌ها نوعاً شکل L را در سوخت‌وساز بر می‌گزینند، مثل مورد آمینواسیدها، کاربرد هر نوع نمک یا ترکیبی از اسید راسمیک در مطالعات بیولوژیکی کم‌وبیش غیرفیزیکی بوده و ممکن است منجر به سردرگمی ناخواسته گردد. روش‌هایی برای تفکیک مخلوط‌های راسمیک وجود دارند. بیشتر این روش‌ها خسته کننده بوده و برای کارهای در مقیاس پایین مناسب نیستند.

۴-۳-۲. سنتز بیولوژیکی

سازواره‌های زنده یا آنزیم‌های فعال تهیه شدهٔ، ابزاری بیوشیمیایی هستند برای سنتز ترکیبات نشانداری که با سنتز شیمیایی نمی‌توان آنها را به دست آورد. این ترکیبات شامل ماکرومولکول‌ها (پروتئین‌ها، پلی‌ساخاریدها، اسیدهای نوکلئیک، و جز آنها) و بسیاری مولکول‌های ساده‌تر (ویتامین‌ها، هورمون‌ها، آمینواسیدها، و قندها) هستند. کاربرد موفق سنتز بیولوژیکی برای تولید یک ترکیب نشاندار مفروض بستگی به چندین عامل دارد. اولاً، سازواره‌ای باید انتخاب شود که مقادیری عملی از ترکیب مورد نظر را تولید و انباشته سازد. شرایط مساعد باید تأمین شوند تا بهره‌های بهینهٔ با فعالیت ویژهٔ بالا تولید گردند و عامل دیگر و مهم‌تر اینکه باید دقت کرد که ترکیب نشاندار مجزا و خالص و نیز الگوی توزیع آن مطابق نظر ما باشد.

روش‌های فوتوسنتز مزیت کاربرد $^{14}CO_2$ (از $Ba^{14}CO_3$) نسبتاً ارزان را به عنوان مادهٔ اولیه دارند. نشاسته، گلوکز، فروکتوز، و ساخاروزِ نشاندار شده با ^{14}C را می‌توان با بهره‌های بالایی از برگ‌های سبز یا رسوب‌های جلبکی که در معرض $^{14}CO_2$ قرارگرفته و برای مدتی طولانی زیر تابش نور بوده‌اند جدا کرد.

میکرو سازواره‌ها یا سامانه‌های آنزیمی تهیه شده از آنها برای تولید اسیدهای آلی نشاندار شده با ^{14}C، چه با سنتز مستقیم و چه با تبدیل بسترهای نشاندار، به‌کار رفته‌اند. گونه‌های متعددی از میکروسازواره‌ها برای تولید اسیدهای با چربی بالاتر از طریق چگالش مورد استفاده قرار گرفته‌اند.

به‌طورکلی، روش‌های سنتز بیولوژیکی مشکل بوده و منحصر به پروژه‌های کوچک ـ مقیاس هستند. در یک سامانهٔ نوعی، هنگام تلاش برای جداسازی ترکیبات بیولوژیکی خاص غالباً مسائل خالص‌سازی بروز می‌کنند.

۴-۳-۳. نشاندار کردن با تریتیم

ترکیبات را می‌توان به چند روش با تریتیم نشاندار کرد. روش‌های کلاسیک سنتز که در آنها از واسطه‌های نشاندار استفاده می‌شود دارای این مزیت هستند که از طریق آنها می‌توان به محصولاتی با فعالیت‌های ویژهٔ قابل پیش‌بینی رسید، به نحو خاصی آنها را نشاندار کرد و دارای کمترین محصولات جانبی «پیر» نیز بود. شماری از روش‌های نشاندار کردن با تریتیم عبارتند از:

۱. *روش احیای مادّه‌های متشکلهٔ جدید اشباع نشده* روش برگزیده برای نشاندار کردن با تریتیم، احیای یک مادّهٔ متشکلهٔ جدید اشباع نشدهٔ مناسب (حاوی یک پیوند دوگانه، گروه کربونیل و غیره) با گاز «تریتیم بدون حامل» یا «هیدریدهای فلزی تریتیم‌دار» می‌باشد. محدودیت عمدهٔ این روش،

دسترسی اندک به مادّهٔ متشکلهٔ جدید اشباع نشدهٔ مناسب برای ترکیب مورد نظر است. انجام سنتز در یک حلّال غیرهیدروکسیلی (دی‌اکسان، اتیل استات، و غیره) حیاتی است. احیاهای انجام شده در الکل یا آب منجر به تبادل تقریباً کامل گاز تریتیم با حلال می‌گردد.

۲. *روش واکنش‌های تبادلی* نشاندار کردن کاتوره‌ای تریتیم را می‌توان با روش‌های تبادلی ساده با یا بدون کنش کاتالیزوری تضمین کرد. اگرچه حصول فعالیت‌های ویژهٔ بالا با این روش ممکن است، اما مقداری از تریتیم مصرف شده ممکن است ناپایدار باشد. حذف این تریتیم ناپایدار و خالص‌سازی محصول ضروری هستند.

۳. *روش پرتودهی گازی* در اواسط دههٔ ۱۹۵۰/۱۳۳۰، ولف گانگ[1] و راولند[2] نشاندار کردن ترکیبات آلی را با تریتیم پس‌زده از یک واکنش هسته‌ای توضیح دادند. ویلزباخ در سال ۱۹۵۷/۱۳۳۶ نخستین بار رهیافت ساده شدهٔ نشاندار کردن کاتوره‌ای با تریتیم را که به *روش پرتودهی گازی ویلزباخ* معروف شده است توصیف کرد. در این روش، ترکیبی که باید نشاندار شود را برای مدت چند روز تا چند هفته در داخل یک محفظهٔ در ـ بسته در معرض تابش چند کوری از گاز تریتیم بدون حامل[3] قرار می‌دهند. انرژی رها شده از واپاشی تریتیم و جذب شده توسط سامانه، انرژی لازم برای نشاندار کردن را تأمین می‌کند. ترکیبات نشاندار شده با روش ویلزباخ معمولاً با برچسب (G) عرضه می‌شوند. ترکیبات خالص با فعالیت‌های ویژهٔ ۱۲۵ mCi/g–۱ گزارش شده‌اند.

متأسفانه، نشاندار کردن به روش ویلزباخ غالباً با تشکیل محصولات جانبی تریتیم‌دار با فعالیت ویژهٔ بالا همراه است. مانند مورد نشاندار کردن به روش تبادلی، بخش قابل ملاحظه‌ای از تریتیم در ترکیب نشاندار غالباً ناپایدار است. تشکیل محصولات جانبی نشاندار، مسئلهٔ عمدهٔ روش پرتودهی با گاز است زیرا فعالیت ویژهٔ محصولات جانبی ممکن است چندین مرتبهٔ بزرگی بیش از ترکیبات مورد نظر باشد. *به‌طور کلی، با توجه به دامنهٔ روش‌های خالص‌سازی مورد نیاز و طبیعت کاتوره‌ای نشاندار کردن، پیشنهاد می‌شود کلیهٔ مسیرهای دیگر سنتز قبل از انتخاب روش پرتودهی با گاز بررسی شوند.*

۴-۳-۴. رادیولیز ترکیبات نشاندار

در بسیاری از وضعیت‌ها، آزمایشگر خرید ترکیبات نشاندار از تولیدکنندگان تجاری را بر سنتز آنها ترجیح می‌دهد. خلوص رادیوشیمیایی چنین ترکیبات خریداری شده‌ای نمی‌تواند یک پیش فرض

---

[1] .Wolfgang
[2] . Rowland
[3]. Carrier - free

باشد. خود ـ تجزیگی ناشی از تابش (رادیولیز) می‌تواند منجر به تشکیل انواع محصولات نشاندار پَستی شود، که باید قبل از مصرف ترکیبات در آزمایشگاه، از ترکیبات حذف شوند. میزان رادیولیز به طبیعت ترکیب نشاندار، مدت انبار بودن و چگونگی نگهداری آنها بستگی دارد. پدیدهٔ رادیولیز بیشتر در گسیلنده‌های انرژی ـ پایین بتا (به‌ویژه تریتیم) حایز اهمیت است زیرا انرژی واپاشی تقریباً به‌طور کامل در خود ترکیب تلف می‌شود. علاوه بر آن، ناخالصی‌هایی شامل رادیونوکلیدهای دیگر نیز ممکن است وجود داشته باشند.

۴-۴. دنبال کردن فرایند فیزیکی

در بسیاری موارد از کاربرد رادیوردیاب‌ها، هویت شیمیایی ردیاب اهمیتی ندارد. این کاربردها را می‌توان *دنبال کردن فرایندهای فیزیکی* نامید. به‌عنوان مثال، آزمایش‌هایی را در نظر بگیرید که هدفشان پیدا کردن جسمی در یک سامانه با نشاندار نمودن آن با یک عنصر پرتوزا و سپس دنبال کردن چشمهٔ پرتوزاست. غالباً ردیابی که انتخاب می‌شود یک گسیلندهٔ گاماست تا تابش آن از بافت‌ها، لوله‌ها و خاک زیادی بگذرد. *مطالعات مخلوط‌سازی* غالباً با استفاده از ردیاب‌های پرتوزا انجام می‌گیرند. در اینجا هدف این است که ببینیم آیا اختلاط مناسب بین دو جزء یک سامانه انجام پذیرفته است یا نه. معمولاً یکی از اجزا با یک ردیاب پرتوزا نشاندار و توزیع آن در سامانه به‌صورت تابعی از زمان کنترل می‌شود. غالباً ردیابی که به کار می‌رود کوتاه - عمر است تا به سرعت واپاشد و در پایان آزمایش کلاً یک سامانهٔ مخلوط «نافعّال» برای کارهای دیگر باقی بگذارد.

شکلی از رقیق‌سازی ایزوتوپی (پایین را ببینید) اکثراً برای اندازه‌گیری حجم یک *محفظهٔ دسترس‌ناپذیر* به کار می‌رود. حجم کوچک $V_۱$ از محلول ردیاب با فعالیت A انتخاب، و به مایع داخل محفظه اضافه و با آن مخلوط می‌کنند، و سپس یک نمونه به همان حجم $V_۱$ از مخلوط را برداشته و فعالیت $A_۲$ آن را اندازه می‌گیرند. حجم محفظهٔ مورد نظر به‌صورت زیر داده می‌شود:

$$V = V_۱\left(\frac{A_۱}{A_۲} - ۱\right) \qquad (۱.۴)$$

تست نشت‌یابی را نیز می‌توان با به‌کاربردن ردیاب‌های پرتوزا انجام داد. در اینجا ایدهٔ اصلی ساده است: یعنی، تزریق ردیاب پرتوزا به یک لوله، فلاسک، یا هر ابزاری که مشکوک به نشت است و جستجوی فعالیت پرتوزایی که در خارج محفظه ظاهر می‌شود. البته احتیاط مناسب باید لحاظ گردد تا «پرتوزایی نشت یافته» خطرناک نباشد.

در مطالعات شامل آب تنها این نکته حایز اهمیت است که ردیاب در قید شاره باقی بماند. از تریتیم یا تقریباً هر اتم فلزی که بتواند با EDTA[1] یا DTPA[2] (با ضریب پایداری بالا) در بیامیزد می‌توان استفاده کرد.

۴-۵. کاربردهای شیمیایی ردیاب‌ها

یکی از مهم‌ترین کاربردهای ردیاب‌های پرتوزا در شیمی *تست روش‌های جداسازی* در شیمی تجزیه بوده است. ردیاب‌ها روشی خاص، آسان و سریع برای پیگیری مسیر یک مادهٔ معین در یک جداسازی به دست می‌دهند. داده‌های فیزیکی ـ شیمیایی یا پارامترهای جداسازی نیز می‌توانند تعیین شوند. مثالی از این نوع کاربرد، کار ساندرمن[3] و ماینک[4] (۱۹۵۷) در مطالعهٔ جداسازی‌ها به وسیلهٔ رسوب‌دهی است. بازده پاکسازی $Fe(OH)_3$ با مشاهدهٔ اینکه چند یون رادیوـ نشاندار دیگر به همراه $Fe(OH)_3$ می‌توانستند ته‌نشین شوند و میزان کمّی همراهی آنها با رسوب $Fe(OH)_3$ ارزیابی شده است. مثالی مشهور از کاربست رادیوردیاب‌ها در ارزیابی روش‌های جداسازی، آزمایش کراوس و نلسون[5] (۱۹۵۷) است که وابستگی به pH، حجم شوینده و عوامل مشابه در جداسازی یون‌های فلزی از طریق تبادل یون را مطالعه کرده‌اند. ردیاب‌ها برای تعیین محل یک درز (شکاف) در کروماتوگرافیِ «ستون»، «لایهٔ نازک»، و «کاغذ» به کار رفته‌اند. وقتی ردیاب‌ها در کروماتوگرافی لایهٔ نازک (TLC)، کروماتوگرافی کاغذ، و الکتروفورز (حرکت ذرات معلق مایع به‌وسیلهٔ نیروی برق) به کار می‌روند، از اوتورادیوگرافی برای تعیین محل فعالیت زیاد استفاده می‌شود.

کاربرد ردیاب‌های پرتوزا روشی عالی برای اندازه‌گیری *ثابت انحلال‌پذیری محصول نمک‌های* با انحلال‌پذیری پایین یا انجام مطالعات دیگر بر روی مواد موجود در غلظت‌های پایین است. یکی دیگر از مثال‌های بسیار مهم و کلاسیک استفاده از ردیاب‌های پرتوزا، مطالعهٔ بروز و خواص *واکنش‌های تبادل ایزوتوپی* ـ واکنش‌هایی از نوع

$$A\,X^{*} + B\,X \Leftrightarrow BX^{*} + AX$$

است که در آن X، *X، به ترتیب، اتم‌های پایدار و پرتوزای یک عنصر را نشان می‌دهند.

---

[1] .Ethylenediaminetetraacetic acid
[2] .Diethylenetriaminepeutacetic acid
[3] .Sunderman
[4] .Meinke
[5] .Kraus and Nelson

شاید مهم‌ترین کاربرد از کاربردهای متعدد ردیاب‌های پرتوزا در شیمی، مطالعهٔ *سازوکار واکنش‌های شیمیایی* بوده است. در حقیقت، بسیاری از سازوکارهای پیشنهاد شده به کمک یک مطالعهٔ رادیو- ردیابی «محقق شده‌اند». یکی از ساده‌ترین آزمایش‌های «سازو کاری» کاربرد ردیاب‌های پرتوزا، *تست کردن هم‌ارزی اتم‌های گوناگون در مولکول‌ها* در واکنش‌های شیمیایی است. مثالی از این نوع مطالعه، کارِ **ولپین**[1] و همکاران (۱۹۵۹) روی هم‌ارزی هفت اتم کربن در حلقه تروپیلیُم است. ولپین و همکاران، دیازومتان نشاندار را با بنزن به واکنش واداشتند و مطابق آنچه در زیر می‌آید، محصول سیکلوهپاترین را برای تشکیل یک «برومید تروپیلیم نشاندار» برومینه کردند:

$$C_6H_6 \xrightarrow{{}^{14}CH_2N_2} C_7H_8 \xrightarrow{Br_2} {}^{14}C_7H_7Br \qquad (۲-۴)$$

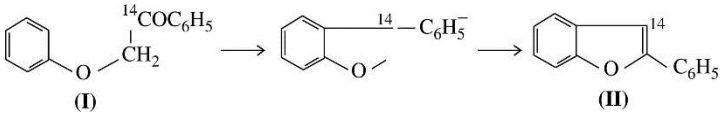
سپس برومید تروپیلم را در معرض یک واکنش گریگنارد[2] قرار دادند که در اثر آن محصول اکسیده شد و یک اسید بنزوییک نشاندار تولید گردید. به این ترتیب:

$${}^{14}C_7H_7Br \xrightarrow{C_6H_5MgBr} {}^{14}C_7H_7C_6H_5 \xrightarrow{HNO_3} C_6H_5{}^{14}COOH \qquad (۳-۴)$$

معلوم شد که فعالیت ویژهٔ اسید بنزوییک نشاندار یک‌هفتم دیازومتان نشاندار اولیه است؛ یعنی هفت اتمِ کربن حلقهٔ تروپیلیم، همه هم‌ارزند.

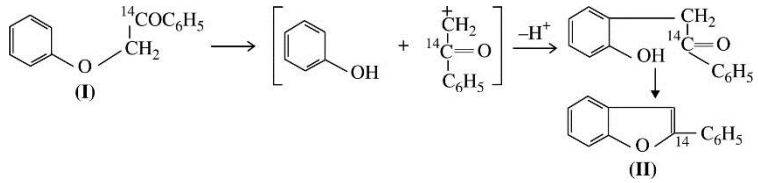
یکی دیگر از کاربردهای پُر طرفدار ردیاب‌های پرتوزا مطالعهٔ سازوکار واکنش‌های شیمیایی در مطالعهٔ *باز- آرایش‌های مولکولی* است. مثالی از این رده واکنش‌ها که نشان دهندهٔ کاربرد ردیاب‌های پرتوزا ست، چرخه‌ای کردن ω- فنوکسی آستوفنون (I) به ۲- فنیل بنزوفوران (II) می‌باشد. دو سازوکار ممکن، در زیر نشان داده شده‌اند:

(۴ .۴)



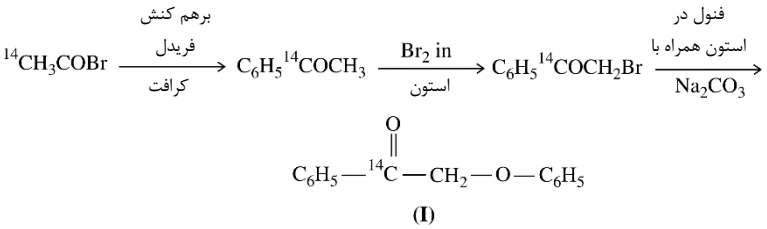
(I) (II)

[1] .Volpin
[2] .Gringard



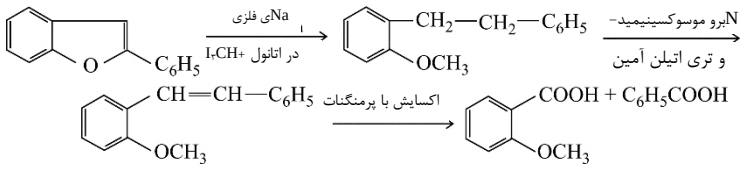
(۵ .۴)

توجه داشته باشید که دو سازوکار ممکن را می‌توان از محل اتم نشاندار در ۲-فنیل فوران تمیز داد. دو مشکل که در مطالعات ردیابی سازوکار واکنش‌ها متداول است در این مطالعه رخ دادند. مشکل اول، سنتز مادهٔ شروع کنندهٔ نشاندار (I) برای واکنش بود. یک سنتز شیمیایی که در زیر نشان داده شده است برای تولید (I) به‌کار برده شد:



(۶ .۴)

پس از به دست آوردن مادهٔ شروع کنندهٔ نشاندار و انجام واکنش حلقه‌ای مشکل دوم متحول کردن محصول (II) به منظور آشکارسازی محل نشان بود. این امر با به‌کار بردن مراحل زیر انجام پذیرفت:



(۷ .۴)

توجه کنید که در واکنش بالا، دو اتم کربن در حلقهٔ پنج ـ عضوی II در محصولات متفاوتی سر در می‌آورند، لذا، می‌توان بررسی کرد که کدام محصول برچسب‌دار است و به این ترتیب ساز و کار درست را پیدا کرد.

۴-۶. اثرهای ایزوتوپی

تا اینجای بحث رادیوردیاب‌ها، فرض بر این بوده است که کلیهٔ ایزوتوپ‌های یک عنصر معین، پایدار یا پرتوزا، رفتار فیزیکی و شیمیایی یکسانی دارند. اکنون این نکته را دقیق‌تر بررسی می‌کنیم تا ببینیم ایزوتوپ‌های مختلف چگونه رفتار می‌کنند و چگونه این اختلاف در رفتار (اثر ایزوتوپی) را می‌توان آشکار کرد و از آن سود جست. اختلاف در رفتار بین ایزوتوپ‌های مختلف یک عنصر به دلیل اختلاف در جرم آنها است. این اختلاف جرم یا بر انرژی جنبشی مولکول‌ها اثر خواهد گذاشت (بروز *اثرهای ایزوتوپی فیزیکی*) یا خواص ارتعاشی و چرخشی مولکول‌ها را تغییر خواهد داد (بروز *اثرهای ایزوتوپی شیمیایی*).

برخی مثال‌های اثرهای ایزوتوپی فیزیکی به دنبال می‌آیند:

۱. *برون‌پخشی (نشر) گازی*: قانون گراهام بیان می‌دارد که

$$R = \sqrt{\frac{m_1}{m_2}} \qquad (۸.۴)$$

که در آن R آهنگ نسبی نشر دو ایزوتوپ با جرم‌های m_1 و m_2 از یک حفره است. به این ترتیب، یک مولکول نشاندار با آهنگی متفاوت با یک مولکول غیرنشاندار انتشار پیدا می‌کند.

۲. *تقطیر*: در یک دمای معین، سرعت یک ایزوتوپ سبک بالاتر از ایزوتوپ سنگین خواهد بود، به طوری که ایزوتوپ سبک‌تر دارای فشار بخار بالاتری خواهد بود.

اثرهای ایزوتوپی شیمیایی به دو گروه تقسیم می‌شوند ـ آنهایی که بر وضعیت تعادل در یک واکنش شیمیایی تأثیر می‌گذارند و آنهایی که در آهنگ یک واکنش شیمیایی مؤثراند. سر منشأ اثرهای ایزوتوپی *تعادلی* در این واقعیت نهفته است که میزان «نفوذ» هر واکنش شیمیایی، با تعداد راه‌هایی که آن واکنش می‌تواند انجام بگیرد تعیین می‌شود (فضای فاز قابل دسترس). هرچه تعداد مسیرهای متساوی‌الاحتمال دسترس‌پذیر بیشتر باشد، احتمال وقوع واکنش بیشتر خواهد بود. برای توضیح این نکته، واکنش تبادلی زیر را در نظر بگیرید

$$AX + BX^* \Leftrightarrow AX^* + BX$$

ثابت تعادل K برای واکنش عبارت است از

$$K = \frac{f_{AX^*} f_{BX}}{f_{AX} f_{BX^*}} \qquad (۹.۴)$$

که در آن f_I تابع اِفراز برای گونهٔ iام است (f_I منعکس کنندهٔ احتمال رخ دادن گونهٔ iام و در واقع احتمال وقوع یک مجموعه سطوح انرژی ارتعاشی، چرخشی و انتقالی برای آن گونه است). توابع افراز را می‌توان با استفاده از مکانیک آماری محاسبه کرد و آنها ممکن است وابستگی پیچیده‌ای به جرم‌های نسبی AX*،AX و امثال آن داشته باشند. جدول ۴-۲ برخی مقادیر نوعی K را برای واکنش‌های تبادلی می‌دهد و این نکته را تشریح می‌کند که وقتی یک رادیوایزوتوپ جانشین ایزوتوپ دیگر شود، تعادل شیمیایی جابه‌جا می‌شود (توجه کنید که وقتی X = X* باشد، K=۱ است). جدول ۴-۲ همچنین این حقیقت مهم را نشان می‌دهد که هر چه اختلاف جرم بین ایزوتوپ‌ها بیشتر باشد، اثرهای ایزوتوپی بر تعادل بیشتر خواهند بود. به‌طور کلی، معلوم شده است که وقتی عدد اتمی بالاتر از ۱۰ باشد از چنین آثاری می‌توان صرف نظر کرد.

جدول ۴-۲. اثرهای ایزوتوپی نوعی بر تعادل.

K	سامانهٔ واکنش
۳/۲	$H^{۲}H(g) + H_{۲}O(۱) \Leftrightarrow H_{۲}(g) + {}^{۲}HOH(۱)$
۱/۰۸۸۴	${}^{۱۴}CO_{۲}(g) + {}^{۱۲}COCl_{۲}(g) \Leftrightarrow {}^{۱۴}COCl_{۲}(g) + {}^{۱۲}CO_{۲}(g)$
۰/۸۹۳۳	$\left[Co(NH_{۳})_{۴}^{۱۲}CO_{۳}\right]^{+} + {}^{۱۴}CO_{۳}^{-۲} \Leftrightarrow {}^{۱۲}CO_{۳}^{-۲} + \left[Co(NH_{۳})_{۴}^{۱۴}CO_{۳}\right]^{+}$

آثار ایزوتوپی جنبشی در مطالعهٔ سازوکارهای شیمیایی اهمیت بسیار بالایی دارند. جایگزینی یک اتم نشاندار به جای یک اتم غیرنشاندار در یک مولکول موجب تغییر آهنگ واکنش برای Z<۱۰ خواهد شد و این تغییر را می‌توان برای پی بردن به سازوکار واکنش به‌کار برد. تغییر ناشی از اختلاف جرم گونه‌های واکنشگر در آهنگ واکنش به دلیل اختلاف در بسامد ارتعاشی در راستای مختصهٔ واکنش در حالت انتقال یا آمیزهٔ فعال شده می‌باشد.

به‌طور تجربی، اندازه‌گیریِ وجود و بزرگی آثار ایزوتوپی جنبشی نسبتاً آسان و سرراست است. واکنش نشان داده شده در زیر را در نظر بگیرید که از طریق واکنش میانجی AB انجام می‌پذیرد.

$$A + B \rightarrow AB \rightarrow \text{محصولات}$$

فرض کنید $S_{\circ}$ و S_{γ} به‌ترتیب فعالیت‌های ویژهٔ B در زمان t=۰ و پس از تکمیل کسر γ از واکنش باشد، چنانچه B تنها واکنای نشاندار باشد، خواهیم داشت:

$$\frac{d[B]}{dt} = k[A]^a [B]^b \qquad (۱۰ .۴)$$

و با فرض اینکه B^* یک ردیاب باشد،

$$\frac{d[B^*]}{dt} = k^*[A]^a [B^*][B]^{b-۱} \qquad (۱۱ .۴)$$

که در آن a و b مرتبهٔ واکنش نسبت به A و B هستند. با تقسیم دو معادلهٔ اخیر خواهیم داشت:

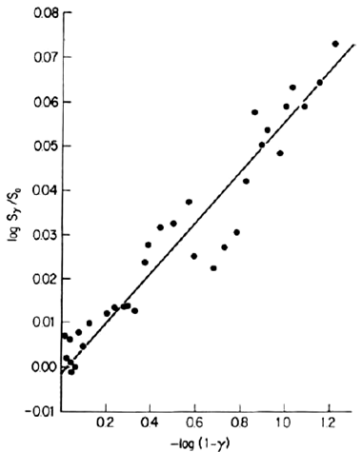
$$\frac{d[B]}{d[B^*]} = \frac{k[B]}{k^*[B^*]} \qquad (۱۲ .۴)$$

با جداسازی متغیرها و انتگرال‌گیری داریم:

$$\log_{۱۰}\left(\frac{S_\gamma}{S_{\circ}}\right) = \left(\frac{k^*}{k} - ۱\right)\log_{۱۰}(۱-\gamma) \qquad (۱۳ .۴)$$

به‌این ترتیب، از ترسیم $\log_{۱۰}(S_\gamma/S_{\circ})$ برحسب $\log(۱-\gamma)$ خط مستقیمی با شیب $(k^*/k - ۱)$ خواهیم داشت. چنانچه اثر ایزوتوپی وجود نداشته باشد، $k=k^*$ بوده و در این صورت شیب صفر می‌شود. هرگونه شیب غیر صفر در نمودار فوق، k^*/k را خواهد داد. این اثر در شکل ۴-۱ برای مطالعهٔ واکنش کانیزارو[1] به وسیلهٔ داونز[2] و هاریس[3] (۱۹۵۲) نشان داده شده است.

[1] .Cannizaro
[2] .Downes
[3] .Harris



شکل ۴-۱. نمودار $\log\left(S_\gamma/S_\circ\right)$ به صورت تابع $\log\left(1-\gamma\right)$ برای واکنش کانیزارو نشان‌دهندهٔ اثر ایزوتوپی.
[اقتباس از: Downes and Harris(1952)]

۴-۷. کاربردهای بیولوژیکی

امروزه، بیشترین تعداد کاربرد ردیاب‌های پرتوزا در بیولوژی و پزشکی است. با توجه به سیر صعودی کاربردها، مرور آنها به‌طور مفصل خارج از چارچوب این کتاب بوده و به جای آن، روی سه کاربرد ویژه تمرکز می‌کنیم که یکی بسیار قدیمی، یکی «میانسال» و یکی در حال «رشد» و توسعه است. در اینجا به ترتیب به سه مورد اوتورادیوگرافی، ایمنی‌سنجی با پرتو و آنالیز DNA (دی اکسی‌ریبو نوکلئیک اسید) می‌پردازیم.

۱. *اوتورادیوگرافی:* اوتورادیوگرافی قدیمی‌ترین روش آشکارسازی پرتوزایی است. در اتورادیوگرافی، یک نمونهٔ پرتوزا مقابل یک امولسیون عکاسی قرار می‌گیرد. پس از مدت معینی، فیلم ظاهر شده و محل دقیق مادهٔ پرتوزا در نمونه از سیاهی فیلم تعیین می‌گردد. به این ترتیب، اوتورادیوگرافی برای *پیدا کردن* رادیونوکلیدها در یک بخش از بافت نمونهٔ خام یا کروماتوگرام به کار می‌رود. تکنیک‌های خاص (تولگیسی[1]، ۱۹۷۲) برای به دست آوردن تفکیک فضایی بهینه در تصویر و جلوگیری از اثرات مصنوعی (سیاه‌شدگی فیلم بر اثر عواملی غیر از تابش) به کار می‌روند. میکروسکوپ‌های نوری یا الکترونی را می‌توان برای ارزیابی تصاویر به‌کار برد زیرا اندازهٔ دانه‌های فیلم در حد میکرون است.

[1] .Tolgyessy

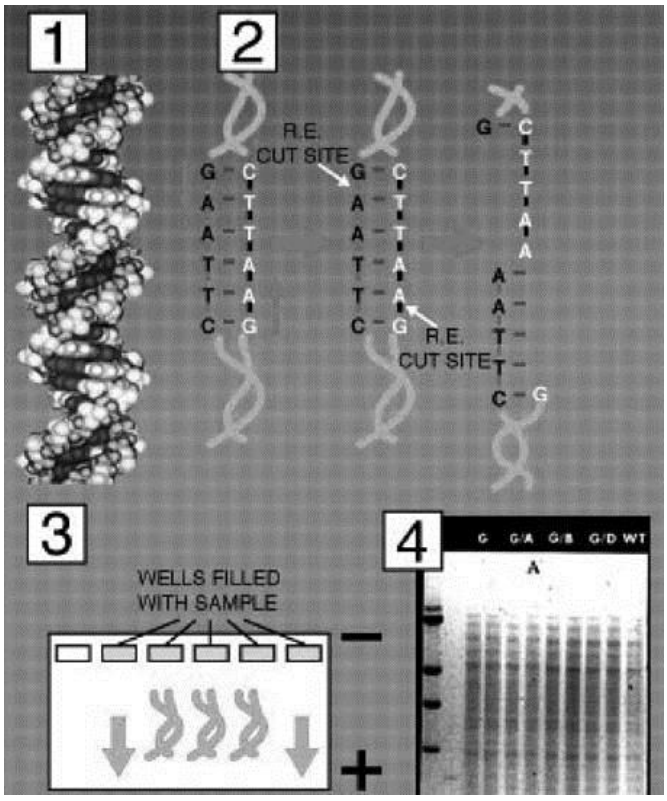
۲. *ایمنی‌سنجی با پرتو (RIA)*: ایمنی‌سنجی با پرتو روش بسیار حساسی در تعیین مقادیر هورمون‌ها، داروها، ویتامین‌ها، آنزیم‌ها، ویروس‌ها، آنتی‌ژن‌های تومور و پروتئین‌های سرم در نمونه‌های بیولوژیکی است. این روش براساس واکنش ایمنی‌شناختی آنتی‌بادی‌ها و آنتی‌ژن‌ها است. در این روش می‌توان با یک آنتی‌ژن یا آنتی‌بادی نشاندار شده توسط یک ردیاب پرتوزا همچون ^{3}H، ^{14}C یا ^{125}I شروع کرد. در ایمنی‌سنجی با پرتو برای آنتی‌ژن، از این ایده استفاده می‌شود که اگر مقدار محدودی از آنتی‌بادی در دسترس باشد، مولکول‌های آنتی‌ژن برای مواضع پیوندی روی آنتی‌بادی رقابت خواهند کرد. چنانچه با مقدار معینی آنتی‌ژن نشاندار شده با ردیاب پرتوزا شروع کنیم، هر آنتی‌ژن دیگری که اضافه شود جایگزین بعضی از آنتی‌ژن‌های نشاندارشده و اجازه نخواهد داد که آنتی‌ژن‌ها با آنتی‌بادی‌ها پیوند بخورند.

پس، این پردازه (روش) ممکن است آمیختنِ آنتی‌بادی و آنتی‌ژن نشاندار باشد و اجازه دهد آنها با یکدیگر پیوند بخورند. حال می‌توان پس از ته‌نشین شدن کمپلکس، فعالیت محلول بالای رسوب را اندازه گرفت. این، مقدارِ آنتی‌ژن پیوند نایافته است. اکنون مقادیر مساوی از آنتی‌بادی و آنتی‌ژن نشاندار را به‌همراه نمونهٔ آنتی‌ژن پایدار نامعلوم مخلوط می‌سازند. آنتی‌ژن پایدار با آنتی‌ژن نشاندار پرتوزا برای مواضع پیوند روی مولکول‌های آنتی‌بادی رقابت خواهند کرد. بر خلاف قبل، بخشی از آنتی‌ژن نشاندار پرتوزا قادر به پیوند نخواهد بود. پس از ته‌نشین شدن کمپلکس‌ها، فعالیت محلول بالای رسوب اندازه‌گیری می‌شود. این فعالیت، میزانی است از مقدار آنتی‌ژن غیرنشاندار پایدار موجود در نمونه. با ترسیم منحنی کالیبراسیون که نشان‌دهندهٔ مقدار پرتوزایی موجود در محلول بالای رسوب پس از اضافه نمودن مقادیر معلومی آنتی‌ژن غیرنشاندار است، می‌توان مقدار آنتی‌ژن حاضر در نمونه را تعیین کرد. از این رو، RIA شکل خاصی از آنالیز با رقیق‌سازی ایزوتوپی (IDA) است که ذیلاً مورد بحث قرار خواهد گرفت.

سالانه بیش از $۱۰^{۷}$ ایمنی‌سنجی با پرتو در زمینه‌های پزشکی و بیوشیمی در ایالات متحده انجام می‌پذیرد. مزایای مهم این تکنیک، حساسیت بالا و ویژگی خاص آن است. در بعضی موارد، مقادیری در حد پیکوگرم را می‌توان اندازه گرفت.

۳. *آنالیز DNA*: آنالیز DNA به دلیل استفاده از آن در شناسایی تبهکاران، احراز هویّت والد بودن، تشخیص بیماری‌های ژنتیکی، و جز آنها، به‌طور گسترده‌ای در رسانه‌های خبری مورد بحث قرار می‌گیرد. DNA در هر سلول زنده می‌تواند به عنوان «اثر انگشت فرد» جهت شناسایی وی از میان یک جمعیت بزرگ به کار رود. برای به‌دست آوردن «اثر انگشت» مبتنی بر DNA از یک فرد، DNA از نمونهٔ خون، پوست، مو، منی، و غیره‌ی، وی گرفته می‌شود (شکل ۴-۲). (دیواره‌های سلول به وسیله روش اسمزی یا روش دیگر تخریب شده و DNAی «*دو -کرانی*» به قطعات تک

کرانی تجزیه و این قطعات جمع‌آوری می‌شوند). این DNA سپس با استفاده از آنزیم‌هایی که هر طرف یک زنجیرهٔ تکراری را می‌برند، تکه تکه می‌شود. نتیجه، یک مخلوط DNA با قطعات با اندازه‌های متفاوت است. با استفاده از الکتروفورز، این قطعات بسته به اندازه‌شان تفکیک فضایی می‌شـوند. این پاره‌های جـدا شـده اجازه می‌یابند با «ژن ـ کاوه‌هایی» که برچسب پرتوزا دارند واکنش انجام دهند. این «ژن ـ کاوه‌ها» شامل پاره‌های خاص نشانداری از DNA هستند که تنها به بخش‌هایی از DNA می‌چسبند که حاوی یک دنبالهٔ نوکلیدی متمم خودش است (دنباله‌ای که در DNAی دو ـ پیچکی، کران تطبیقی آن خواهد بود). پاره‌های اصلی DNA سپس از طریق DNAی نشاندار پرتوزایی که با آنها واکنش انجام داده است، معمولاً به وسیلهٔ اوتورادیوگرافی، شناسایی می‌شوند. گرتهٔ فیزیکی روی اتورادیوگراف، نمادی از دنباله‌ها و اندازه‌های DNA است.



شکل ۴-۲. نمایش شماتیک «انگشت نگاری» مبتنی بر DNA.

۴-۸. کاربردهای محیط زیستی

در سال‌های اخیر، پژوهش‌های کاربردی زیادی معطوف به مطالعهٔ مسایل مرتبط با محیط‌زیست و فرایندهای زیست‌محیطی بوده است. در برخی از این مطالعات، ردیاب‌های پرتوزا به عنوان ابزار اولیه برای اندازه‌گیری دینامیک‌های بسیاری از فرایندهای فیزیکی و بیولوژیکی مورد استفاده قرار گرفته‌اند. در بهترین مطالعات، کاربرد ردیاب‌های پرتوزا برای اندازه‌گیری الگوهای جریان، پاشندگی، و ویژگی‌های مشابه، در پیوند تنگاتنگی با تست مدل‌های نظری فرایندهای ذیربط است. این مدل‌سازی از آن جهت دارای اهمیت است که در مطالعات زیست‌محیطی کنترل شرایط تجربی مشکل است و معمولاً فقط شرط‌های معدودی از میان بسیاری شرایط ممکن در یک آزمایش مفروض برای نمونه‌برداری لحاظ خواهند شد. لذا، داشتن نوعی روش (یعنی یک مدل) جهت همبستگی نتایج تجربی اندازه‌گیری شده تحت شرایط ویژه با توصیفات عام در مورد یک فرایند زیست‌محیطی از اهمیت ویژه‌ای برخوردارست.

ردیاب‌های پرتوزا در مطالعات فرایندهای فیزیکی و بیولوژیکی در اتمسفر و هیدروسفر مورد استفاده قرار گرفته‌اند. در میان کمیت‌هایی که در مطالعات اتمسفری اندازه‌گیری شده‌اند الگوهای جریان طبیعی هوا در مطالعات با مقیاس‌های بزرگ و کوچک، پاشندگی آلاینده‌های جوّی از منابع گوناگون و شناسایی منابع آلایندهٔ مختلف را می‌توان نام برد. در مطالعات هیدروسفر، ردیاب‌های پرتوزا برای اندازه‌گیری الگوی گردش کلی آب و مشخصات گوناگون چرخهٔ هیدورلوژیکی، شامل رسوبات، زهاب، و شارش جویبار؛ موجودی‌های کلی آب؛ تصفیه؛ مسایل آب‌های زیرزمینی، مثل سرمنشأ و عمر آب، سرعت و جهت حرکت آن انتقال تبخیری و تولید هواویزها مورد استفاده قرار گرفته‌اند. مطالعات زیادی در زمینهٔ مسائل زیست محیطی، همچون پراکندگی آلودگی، جذب و غلظت در اکوسیستم با کاربرد ردیاب‌های پرتوزا انجام شده‌اند.

کاربرد کنترل شدهٔ پرتوزایی برای مطالعهٔ فرایندهایی که در محیط ما رخ می‌دهند، تکنیکی کاملاً جا افتاده و با ارزش است. ردیاب‌های پرتوزا چندین مزیت قابل ملاحظه نسبت به ردیاب‌های معمولی برای مطالعات زیست‌محیطی دارند.

۱. قابلیت آشکارسازی ردیاب، تحت تأثیر طبیعتِ فیزیک ـ شیمیایی محیط (عواملی همچون رنگ آب و pH) قرار نمی‌گیرد.

۲. چون تابش هسته‌ای، به ویژه پرتوِ γ، خیلی نافذ است، ردیاب را می‌توان در حالی‌که بخشی از سازواره شده است یا هنگامی که در عمق زمین دفن شده است آشکار کرد.

۳. با توجه به اینکه تنها تعداد کمی اتم برای به دست آوردن یک آهنگ واپاشی قابل ملاحظه لازم است، آشکارسازی ردیاب‌های پرتوزا در مقایسه با ردیاب‌های عادی از حساسیت بالاتری برخوردارست. این نکته به‌ویژه برای مطالعات زیست محیطی که معمولاً با عوامل کم ـ غلظت مواجه هستیم، حایز اهمیت است.

۴. چون ردیاب‌های کوتاه ـ عمری را می‌توان به‌کار برد که پس از تکمیل آزمایش سریعاً ناپدید شوند، آزمایش‌ها را می‌توان بدون تخریب محیط یا به دست آوردن نتایج غلط ناشی از بقایای ردیاب‌های پیشین بارها تکرار کرد.

۵. در بسیاری موارد کاربرد رادیو ردیاب‌ها ارزان‌ترین روش برای ردیابی جریان آلاینده است.

عیب عمدهٔ کاربرد ردیاب‌ها در مطالعات زیست محیطی مسئلهٔ واقعی (یا غیر واقعی) ایمنی هسته‌ای است. نگرانی عمومی در رابطه با آثار مضر تابش یونیزان در سال‌های اخیر افزایش یافته است. این حقیقت، همراه با نبود کنترل بر شرایط آزمایشی که در بسیاری از مطالعات زیست محیطی دیده شده‌اند، موجب وضع قوانین و مقررات سختی از سوی مؤسسات ناظر بر کاربرد ردیاب‌ها و تحقیقات زیست محیطی شده است. بسیاری محققان در حال حاضر در توضیح اینکه غلظت‌های ردیاب‌های پرتوزا از حداکثر مجاز غلظت رادیونوکلیدها در تمام زمان‌ها و مکان‌ها تجاوز نخواهند نمود مشکل دارند. در این ارتباط، مخصوصاً باید نسبت به «آثارغلظت» موجود در زنجیرهٔ غذایی هوشیار بود. حداقل، آزمایشگر معمولاً باید منتظر تعداد قابل ملاحظه‌ای مقررات دست و پاگیر، قبل از اجرای مطالعات زیست محیطی با ردیاب‌ها باشد.

مِلاک‌های انتخاب یک رادیونوکلید خاص به عنوان ردیاب برای مطالعات زیست محیطی مشابه همان ملاک‌هایی است که در ردیابی‌های آزمایشگاهی با آنها مواجه هستیم. موضوعاتی همچون نوع تابش گسیل شده، نیمه‌عمر رادیونوکلید، سهولت دستیابی، آسان بودن آشکارسازی تابش‌ها و قیمت آن نقش‌های مهمی بازی می‌کنند. جدول‌های ۴-۳ (الف)، ۴-۳ (ب)، و ۴-۳ (پ) بعضی ردیاب‌های پرتوزای نوعی به‌کار رفته در مطالعات زیست محیطی را نشان می‌دهند.

مثال‌های زیادی از کاربرد ردیاب‌های پرتوزا در مسائل زیست محیطی وجود دارند، و از این رو ما فقط تعداد اندکی از آنها را که جالب‌تر هستند برای بحث انتخاب کرده‌ایم.

جدول ۴-۳ (الف). ردیاب‌های پرتوزا برای مادهٔ گازی.

نوکلید	نیمه‌عمر	تابش موردنظر (MeV)	شکل شیمیایی
^{35}S	۸۷ روز	β :۰/۱۶۷ (٪ ۱۰۰)	H_2S
^{41}Ar	۱۱۰ دقیقه	γ : ۱/۳۷	گاز
^{76}As	۲۶/۵ساعت	γ ۰/۵۵-۰/۲	AsH_3
^{82}Br	۳۶ ساعت	γ ۰/۵۵-۱/۳۲	CH_2Br
^{85}Kr	۱۰ سال	β ۰/۷ γ ۰/۵۴	گاز
^{133}Xe	۵/۲۷ روز	β : ۰/۳۴ γ : ۰/۰۳ , ۰/۰۸	گاز

جدول ۴-۳ (ب). ردیاب‌های پرتوزا برای ماده جامد.

نوکلید	نیمه‌عمر	تابش موردنظر	شکل شیمیایی
^{24}Na	۱۵ ساعت	γ ۱/۳۷ (٪۱۰۰) γ ۲/۷۵۱ (۱۰۰٪)	Na_2CO_3 در گلوله‌های پروپلین
^{46}Sc	۸۴ روز	γ ۰/۸۹ (٪۱۰۰) γ ۱/۴۸ (٪۱۰۰)	Sc_2O_3
^{51}Cr	۲۷/۸ روز	γ ۰/۳۲۵ (٪۹)	جذب شده روی کوارتز
^{64}Cu	۱۲/۸	β:۰/۵۷(۳۸٪) γ:۰/۵۱(٪۱۹)	CuO
^{65}Zn	۲۷۴ روز	γ:۱/۱۱(٪ ۴۹)	ZnO
^{82}Br	۳۶ ساعت	γ:۰/۵۵(٪ ۷۰) γ:۱/۳۲(٪ ۲۷)	CaBr در ظرف پلی‌اتیلن
^{110m}Ag	۲۵۳ روز	γ:۰/۶۶(٪۱۰۰) γ:۰/۵۰(٪۱۳)	جذب‌شده روی حالت روان جامد
^{140}La	۴۰ ساعت	γ:۰/۳۳-۲/۵۴	La_2O_3 گلوله‌های پروپلین
^{144}Ce	۲۸۵ روز	β:۳/۱(٪۹۸)	Ce_2O_3
^{182}Ta	۱۱۵ روز	γ:۱/۱۹ γ:۱/۱۲	Ta_2O_3
^{198}Au	۲/۷ روز	γ:۰/۴۱(٪۹۱)	$AuCl_3$ جذب‌شده بر روی پودر

جدول ۴-۳ (پ). ردیاب‌های پرتوزا برای ماده آلی.

نوکلید	نیمه‌عمر	تابش موردنظر	شکل شیمیایی
^{3}H	۱۲/۲۶ سال	β: ۰/۱۸(٪۱۰۰)	ترکیبات آلی متفاوت
^{14}C	۵۵۶۸ سال	β: ۰/۱۵۵(٪۱۰۰)	ترکیبات آلی متفاوت
^{24}Na	۱۵ ساعت	γ: ۱/۳۷(٪۱۰۰) γ: ۲/۷۵(٪۱۰۰)	نفتینت سالسیلیت
^{35}S	۹۷ روز	β: ۰/۱۶۷(٪۱۰۰)	ترکیبات آلی متفاوت
^{38}Cl	۰/۳ دقیقه	γ:۰/۶۰(٪۳۱) γ: ۲/۱۵(٪۴۷)	کلروبنزن
^{59}Fe	۴۴/۵ روز	γ: ۱/۱(٪۵۷) γ: ۱/۲۹(٪۴۳)	فروسن دی‌سیکلو پنتادین انیل- آهن
^{60}Co	۵/۳ سال	γ: ۱/۱۷(٪۱۰۰) γ: ۱/۳۳(٪۱۰۰)	نفتینیت
^{64}Cu	۱۲/۸ ساعت	γ: ۰/۵۱(٪۱۹)	نفتینیت
^{65}Ni	۲/۵۶ ساعت	γ: ۰/۳۷,۱/۱۱ ۱/۴۹	استیرین اکسالایت
^{77}Ge	۱۱ ساعت	γ: ۰/۲۱-۲/۲	ترکیبات آلی متفاوت
^{82}Br	۳۶ ساعت	γ: ۰/۵۵-۱/۴۸	برموبنزن پارا دی برمو- بنزن
^{124}Sb	۶۰ روز	γ: ۰/۶۱(٪۹۹) γ: ۰/۷۲(۱۴)	تری فنیل استیبین
^{131}I	۸/۰۴ روز	γ: ۰/۳۶(٪۸۰) γ: ۰/۶۴(٪۹)	I–کروزن یدو بنزن
^{140}La	۴۰ ساعت	γ: ۰/۳۳-۲/۵۴	نفتینیت
^{198}Au	۲/۷ روز	γ: ۰/۴۱(٪۹۹)	محلول سیانورسیدیم

باری[1] (۱۹۷۱) گاز ^{41}Ar را که با نیمه‌عمر کوتاه در جریان‌های دودکش راکتورها پیدا می‌شود،

[1] . Barry

برای ردیابی پراکنش جریان دودکش از راکتور هسته‌ای چاک ریور[1] به کار برد و آن را با مدل‌های رایج پراکنش مرتبط ساخت. غلظت‌های ^{41}Ar در هوا در فواصل گوناگون از دودکش گسیل کننده از طریق به گردش در آوردن هوا از میان یک شمارشگر متشکل از ورقه‌های سوسوزن پلاستیکی اندازه‌گیری شدند. ذرات βی گسیل شده در واپاشی ^{41}Ar با سوسوزن‌های پلاستیکی آشکارسازی می‌شدند. آشکارسازها به تجهیزات ثبت خودکاری متصل بودند که می‌توانستند پراکنش از دودکش را دایماً پایش کنند.

مثالی نوعی از مطالعهٔ با ردیاب پرتوزا در یک سامانهٔ آبگون مطالعهٔ دینامیک‌های غلظت مادهٔ انحلال‌پذیر در دریاچهٔ پشت سد اشکول[2] اسرائیل توسط گیلاث و اشتول[3] (۱۹۷۱) است. دریاچهٔ پشت سد اشکول یک دریاچه‌ی کم عمق (عمقِ ۷ اینچ و حجم تقریباً ۳/۵ متر مکعب) با $۱۰^۶$ متر مکعب آب در حال جریان در هر روز است. همانگونه که در مطالعاتی از این نوع مرسوم است، یک «میخه» از ردیاب پرتوزا به دریاچه فرو برده شد و پراکنش از آن اندازه‌گیری شد. ^{82}Br، با توجه به حد بالای بیشینه غلظت مجاز $\left(۱۰۰\mu Ci/m^۳\right)$، حد پایین آشکارسازی (حدود ۲ پیکو کوری بر میلی‌لیتر)، و انحلال‌پذیری عمومی آن در آب، به عنوان ردیاب انتخاب شده بود. میخه‌ای با فعالیت $\sim ۱۵\mu Ci$ از ^{82}Br در دورهٔ زمانی ۱ ساعت به درون آب فرو برده شد و غلظت ردیاب برای ۳ تا ۴ برابر زمان ماند دریاچه (تقریباً ۷۰ ساعت) اندازه‌گیری شد. فعالیت ^{82}Br با استفاده از آشکارسازهای NaI مستقر در خروجی سد و در کاوه‌هایی که از چند قایق به داخل آب فرو برده شده بودند اندازه‌گیری می‌شد.

یک مجموعه مطالعات جالب رادیوـ ردیابی بر روی سموم دفع آفات توسط آتکنین و راکتون[4] (۱۹۷۱) انجام گرفته است. سموم با ^{14}C نشاندارشده بودند، که با استفاده از یک سامانهٔ شمارشی سوسوزن مایع بررسی می‌شد. نتایج مطالعه نشان داد که جذب مستقیم در خاک یا پوشش‌های گیاهی، روشی مؤثرتر برای حذف سموم از اتمسفر بود تا سپارش آنها به باران. علاوه بر آن نشان داده شد که مدت زمان‌های میانگین ماندگاری سموم در اتمسفر به اندازهٔ کافی طولانی بودند که توزیع سراسری یک سم را از یک نقطهٔ معین امکان‌پذیر کنند.

---

[1] .ChalkRiver
[2] .Eshkol
[3] .Gilath and Stul
[4] .Atkins and Eggleton

۴-۹. کاربرد صنعتی ردیاب‌های پرتوزا

کاربردهای صنعتی زیادی برای ردیاب‌های پرتوزا وجود دارد. جدول ۴-۴ بعضی کاربردهای صنعتی نوعی ردیاب‌های پرتوزا را نشان می‌دهد.

چند کاربرد صنعتی، شامل تعیین سرعت جریان و حجم مایعات هستند. در کاربردهای سرعت جریان وارد کردن ردیاب به جریان مایع با تزریق تپی (پالسی) یا پیوسته صورت می‌گیرد و فعالیت به‌صورت تابعی از فاصله اندازه‌گیری می‌شود. (باید مراقب بود که نمونه‌برداری را بیرون از منطقهٔ آمیختگی جایی که ردیاب و سیال مخلوط می‌شوند، شروع کرد. این کار با شروع نمونه‌برداری در فاصله‌ای تقریباً ۱۰۰ برابر شعاع جریان از نقطهٔ تزریق صورت می‌گیرد.) وقتی یک تپ با فعالیت

جدول ۴-۴. کاربردهای صنعتی رادیونوکلیدها.

نوکلید	کاربرد
^{3}H	هواپیماها و علایم خروج شب‌نما؛ صفحات شماره‌گیری، ابزار قرائت درجات، و ساعت‌های مچیِ شب‌نما؛ رنگ شب‌نما.
^{24}Na	نشت‌یابی در خطوط لوله؛ مطالعهٔ چاه‌های نفت.
^{46}Sc	ردیابی اکتشاف نفت.
^{55}Fe	آنالیز محلول‌های آبکاری فلزات، چشمهٔ تولید قدرت با کاربرد دفاعی
^{60}Co	استریل کردن ابزار جراحی و پزشکی، ایمنی و اعتبار نفت ـ سوزها
^{63}Ni	کشف مواد منفجره، تنظیم کننده‌های ولتاژ و محافظ‌های خیزش جریان، چشمه‌های تولید قدرت حرارتی
^{85}Kr	چراغ‌های نشانگر وسایل خانگی، سنجش ضخامت مواد نازک، اندازه‌گیری میزان گرد و غبار و آلاینده‌ها
^{90}Sr	پایشگرها
^{109}Cd	آلیاژهای فلزیXRF
^{124}Sb	ردیاب اکتشاف نفت
^{126}Sb	ردیاب اکتشاف نفت
^{131}I	اکتشاف نفت خام
^{136}Cs	ردیاب اکتشاف نفت
^{137}Cs	اندازه‌گیری و کنترل جریان مایع در لوله‌ها، بستن چاه‌های نفت با ماسه، سطح ـ سنجی محصولات مصرفی در مخازن

نوکلید	کاربرد
^{۱۴۰}Ba	ردیاب اکتشاف نفت
^{۱۴۷}Pm	استفاده در ترموستات پتوهای برقی، ضخامت سنج مواد نازک، ردیاب اکتشاف نفت
^{۱۵۱}Sm	منبع گرما
^{۱۵۶}Eu	ردیاب اکتشاف نفت
^{۱۹۲}Ir	رادیوگرافی جوشکاری خطوط لوله، هواپیما و دیگ بخار، ردیاب اکتشاف نفت
^{۱۹۸}Au	ردیاب اکتشاف نفت
^{۲۰۴}Tl	ضخامت‌سنج
^{۲۱۰}Po	کاهش بار ساکن
^{۲۲۹}Th	افزایش طول عمر لامپ‌های فلورسانت
^{۲۳۰}Th	رنگ‌آمیزی و فلوئورسانی در لعاب‌ها و شیشه‌ها
^{۲۳۲}Th	با W، میله‌های آرک جوش الکتریکی
^{۲۳۴}U	رنگ طبیعی، درخشندگی دندان مصنوعی
^{۲۳۵}U	سوخت راکتور هسته‌ای؛ ظروف شیشه‌ای، لعاب‌ها، و کاشی‌های دیواری فلوئورسان
^{۲۳۸}Pu	ژنراتور گرمای (گرمکن) رادیوایزوتوپی
^{۲۴۱}Am	آشکارسازهای دود
^{۲۴۴}Cm	آنالیز محصولات معدن‌کاری‌های سطحی و آبگون‌های متّه‌کاری‌های حفاری
^{۲۵۲}Cf	بازرسی وسایل مسافران برای مواد منفجره، رطوبت‌سنجی خاک

A بکرل به جریانی با آهنگ شارش F تزریق می‌گردد، در آن صورت F به سادگی عبارت است از

$$F = \frac{A}{\int_{۰}^{\infty} r(t)\,dt} \qquad (۱۴.۴)$$

که در آن r آهنگ شمارش تصحیح شده برای بازدهی در یک آشکارساز واقع در انتهای مسیر جریان است.

کاربرد جالب و مهم دیگر ردیاب‌های پرتوزا در صنعت، مطالعات سایش و خوردگی است. در مطالعات سایش (تریبولوژی)، قسمت مورد مطالعه را با یک رادیونوکلید نشاندار می‌کنند. پرتوزایی، روی سطحی که دستخوش سایش می‌شود از طریق روکش‌کاری نفوذ یا کاشت یون با یک شتابگر

انرژی پایین متمرکز است. بخش نشاندار به‌کار گرفته می‌شود و نوعاً پرتوزایی رها شده در روانساز به عنوان میزانی از سایش اندازه‌گیری می‌گردد. با کالیبراسیون‌تکنیک، اندازه‌های مطلق سایش را می‌توان به دست آورد.

۴-۱۰. پزشکی هسته‌ای

سریع‌ترین عرصهٔ گسترش کاربرد ردیاب‌ها در پزشکی هسته‌ای است. پزشکی هسته‌ای با تابش و پرتوزایی سروکار دارد تا بیماری را تشخیص بدهد و درمان کند. دو زمینهٔ اصلی تلاش، تشخیص و درمان، شامل روش‌ها و ملاحظات مختلفی برای کاربرد ردیاب است (به‌عنوان یادآوری، توجه داشته باشیم که داروهای نشاندار شده با مواد پرتوزا که به بیمار داده می‌شوند، *رادیودارو* نام دارند). فهرستی از رادیونوکلیدهایی که معمولاً در تشخیص به کار می‌روند در جدول ۴-۵ آورده شده است. بسیاری از پردازه‌های پزشکی هسته‌ای (بیش از۹۰٪)، یا $^{99}Tc^{m}$ یا یکی از ایزوتوپ‌های ید را به کار می‌برند. بیشترین کاربرد تشخیصی ردیاب‌های پرتوزا برای تصویربرداری از ارگان‌های خاص، استخوان‌ها یا بافت است. مقادیر نوعی تجویز شدهٔ ردیاب، ۱-۳۰mCi برای بزرگسالان است. نوکلیدهای به‌کار رفته برای عکس‌برداری باید فوتون‌های با انرژی بین ۱۰۰ تا ۲۰۰keV گسیل کنند، انشعاب‌های واپاشی پایینی برای گسیل ذره داشته باشند (برای به حداقل رساندن آسیب ناشی از تابش)، دارای نیمه‌عمری تقریباً ۱/۵ برابر زمان آزمایش باشند، و نسبتاً ارزان و دسترس‌پذیر باشند. $^{99}Tc^{m}$ در بیش از ۸۰٪ تصویربرداری‌های پزشکی هسته‌ای به‌کار می‌رود زیرا پرتوهای ـ γ با انرژی ۱۴۳ keV آن تصاویر بسیار خوبی با دوربین‌های گامای امروزی ایجاد می‌کنند. این رادیودارو دارای نیمه‌عمر مناسب ۶ ساعت بوده و از «مولدهایی»[1] در تعادل‌گذرا با ^{99}Mo به دست می‌آید.

جدول ۴-۵. رادیونوکلیدهای تشخیصی رایج.

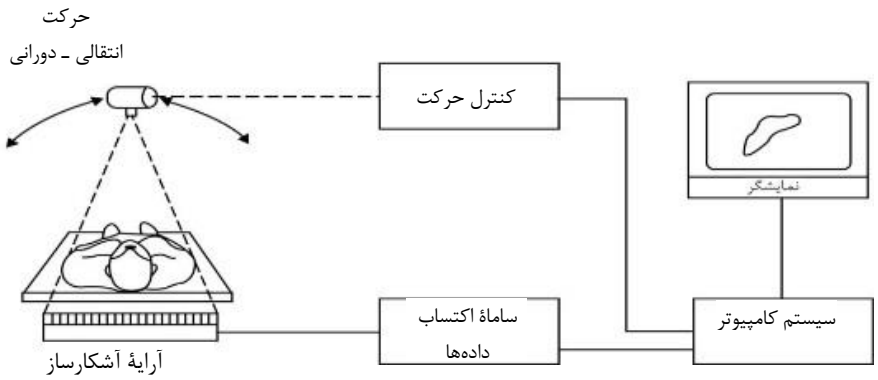
نوکلید	کاربرد
^{11}C	اسکن‌های PET از مغز
^{14}C	رادیوـ برچسب‌زنی
^{13}N	اسکن‌های PET
^{15}O	اسکن‌های PET از جریان خون مغزی
^{18}F	اسکن‌های PET از مغز

[1]. (Generation)

نوکلید	کاربرد
^{۳۲}P	تشخیص بیماری استخوان
^{۳۳}P	رادیو- برچسب‌زنی
^{۳۵}S	تشخیص بیماری قلبی
^{۴۷}Ca	علمکرد سلول و شکل‌گیری استخوان
^{۴۶}Sc	مطالعه‌ی جریان خون
^{۴۷}Sc	تشخیص سرطان
^{۵۱}Cr	مطالعهٔ بقای سلول‌های قرمز خون، خونریزی روده
^{۵۱}Mn	تشخیصِ محلِ آسیب در ماهیچهٔ قلب (مایو کاردیال)
^{۵۲}Mn	اسکن‌های PET
^{۵۹}Fe	اسکن مغز استخوان، مطالعات متابولیسم آهن
^{۵۷}Co	اسکن اندام‌های گوناگون
^{۵۸}Co	ردیاب برای کم‌خونی مهلک
^{۶۴}Cu	اسکن‌های PET
^{۶۷}Cu	تشخیص سرطان
^{۶۷}Ga	عکس‌برداری از جراحت‌ها و تومورهای بدخیم
^{۶۸}Ga	مطالعات خون‌لختگی در رگ و تصلب شریان
^{۷۲}Se	عکسبرداری از مغز
^{۷۵}Se	مطالعات پروتئین، عکسبرداری از پانکراس و کبد
$^{۸۱}Kr^{m}$	تصویربرداری از ریه
^{۸۲}Rb	تشخیصِ محلِ آسیب در ماهیچهٔ قلب (مایوکاردیال)
^{۸۵}Sr	اندازه‌گیری متابولیسم استخوان
$^{۹۹}Tc^{m}$	تصویربرداری از مغز، قلب، ریه، تیروئید، مثانه، پوست، غدد لنفاوی، استخوان، کبد، طحال و کلیه.
^{۱۰۹}Cd	تشخیص سرطان و تصویربرداری از امراض کودکان
^{۱۱۱}In	تشخیص پس‌زدن قلب پیوند شده، تصویربرداری از عفونت‌های شکمی، تصویربرداری از تومورهای متاستاتیک عمیق پوستی
^{۱۲۳}I	بی‌نظمی‌های تیروئید
^{۱۲۵}I	تشخیص پوکی استخوان، ردیابی داروها

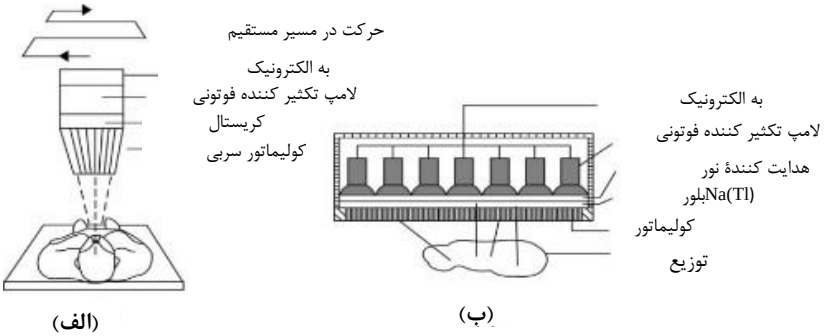
نوکلید	کاربرد
^{131}I	بی‌نظمی‌های تیروئید، بیوشیمی مغز در بیماری
^{127}Xe	تصویربرداری از ریه، تصویر برداری از اعصاب مغز برای بی‌نظمی‌های مغزی
^{133}Xe	مطالعات دم و بازدم ریه
^{169}Yb	تشخیص مسیر بین معده و روده
$^{191}Ir^{m}$	آنژیوگرافی رگ‌های قلبی
$^{195}Pt^{m}$	مطالعات دارو ـ حرکتیعوامل ضد تومور

بیشترِ مردم با کاربرد پزشکی یا دندانپزشکی پرتوهای ـ X برای تهیهٔ عکس بافت یا استخوان‌ها که در آن از یک چشمهٔ خارجی تابش برای عکسبرداری استفاده می‌شود آشنا هستند. برای بهبود کانترَست (تباین)، عواملی چون سولفات باریم، که پرتوهای ـ X را تضعیف می‌کنند، غالباً به بیمار خورانده می‌شوند، در سال‌های دههٔ ۱۹۷۰، پیشرفت قابل ملاحظه‌ای در عکسبرداری پزشکی با اختراع توموگرافی کامپیوتری (CT) حاصل شد. در این تکنیک، فیلم‌های عکاسی با یک یا چند آشکارساز تابشی جایگزین می‌شوند، و دستگاهی برای جابه‌جایی کامپیوتری چشمهٔ تابش نسبت به بیمار به کار می‌رود که مجهز به یک سامانهٔ دیجیتالی و نرم‌افزار مناسب برای تولید تصاویر آنلاین (روی خط) از تغییرات مشاهده شدهٔ آهنگ در اثر تغییرات هندسی چشمه ـ بیمار می‌باشد. (توموگرافی، مشتق از کلمات یونانی «بریدن یا بخش ـ بخش کردن» (*tomos*) و «نوشتن» (*graphein*) است. توموگرافی، بُرِش‌هایی از بدن را با قدرت تفکیک نوعی کمتر از mm ۱ نشان می‌دهد). نمودار ساده‌ای از این دستگاه در شکل ۴-۳ نشان داده شده است.

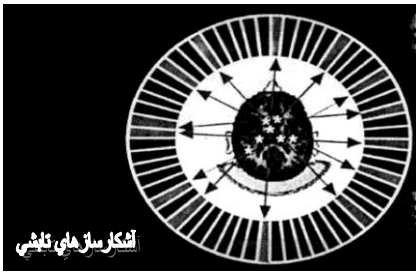


شکل ۴-۳. نمودار شماتیک از سیستم CT.

توموگرافی می‌تواند شامل عکس‌هایی باشد که از عبور تابش از بدن (شکل ۴-۳) حاصل می‌شوند، یا ناشی از آشکارسازی تابش رادیونوکلیدهایی که به داخل بدن فرستاده شده‌اند (توموگرافی گسیلی). برای توموگرافی گسیلی، تکنیک‌های عکسبرداری می‌توانند شامل تصاویر مسطح[1] (زیر را ببینید) باشند که در آنها یک شکل دو بعدی از یک اندام حاصل می‌شود (شکل ۴-۴ الف)، یا SPECT (توموگرافی کامپیوتری گسیل تک فوتون) (شکل ۴-۴ ب) که در آنها یک عکس کامپیوتری سه بعدی به دست می‌آید، یا PET. در PET (شکل ۴–۵)، نوکلیدهای گسیل کنندهٔ پوزیترون، همچون ^{18}F، ^{11}C، ^{15}O یا ^{13}N به ناحیهٔ مورد مطالعه تزریق می‌شوند. دو فوتون ۰/۵۱۱MeV، که هنگامی تولید می‌شوند که β^+ نابود می‌شود، در دو جهت مخالف حرکت کرده و خطی را تعریف می‌کنند که از نقطهٔ وقوع واپاشی می‌گذرد. این دو فوتون در یک «همفرودی» توسط آرایه‌ای از آشکارسازهای سوسوزن آشکارسازی می‌گردند. پس از ثبت تعداد زیادی واپاشی، تکنیک‌های کامپیوتری برای بازسازی یک عکس سه بعدی از محلی که واپاشی‌ها در آن رخ داده به‌کار می‌روند.



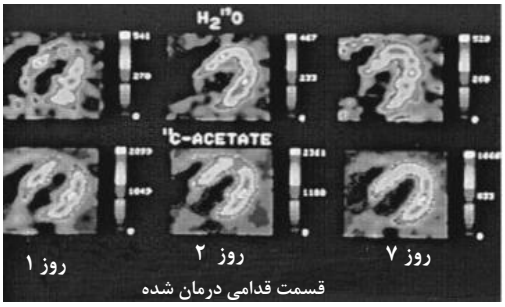
شکل ۴-۴. الف) نمودار شماتیک تصویربرداری مسطح و ب) نمودار شماتیک



شکل ۴-۵. نمودار شماتیک عناصر یک سامانهٔ PET.

[1]. PLANAR

بیشترِ تصویربرداری‌ها از نوع مسطح است که در آن یک آشکارساز ثابت پرتو ـ γ به‌کار می‌رود. معمولاً، تنها یک تصویر از کبد، قلب و جز آنِ، بیمار برای تعیین حضور و توزیع تابش گرفته می‌شود. گاهی اوقات، در یک دورهٔ زمانی کوتاه چند عکس، برای مطالعهٔ رفتار دینامیک اندام از طریق جذب رادیونوکلید توسط آن گرفته می‌شوند. SPECT اکثراً برای تصویربرداری از مغز و عروق قلب با قدرت تفکیک‌های نوعی ۵-۳ میلی متر به‌کار می‌رود. رادیونوکلیدهایی که مورد استفاده قرار می‌گیرند عبارت‌اند از ^{111}In، ^{67}Ga، ^{201}Tl،^{99m}Tc و ^{123}I که همهٔ گسیلنده‌های تک فوتونی هستند. تصویربرداری PET عمدتاً برای مطالعات دینامیکی مغز، قلب، و شش‌ها به‌کار می‌رود ولی کاربرد آن هنوز در حال گسترش است. گلوکز نشاندار شده با ^{11}C به‌طور گسترده‌ای برای مطالعهٔ متابولیسم مغز به‌کار رفته است. نوکلیدهای دیگری همچون ^{15}O، می‌توانند برای مطالعهٔ جریان و حجم خون به‌کار روند. شکل ۴-۶ مجموعه‌ای از تصاویر PET را نشان می‌دهد که با استفاده از ^{11}C و ^{15}O برای مطالعهٔ کاربرد TPA (فعال‌ساز پلاسمینوژنِ بافت)، یک داروی رفع گرفتگی عروق در بیماری با سکتهٔ قلبی حاد، به‌کار رفته است. رادیونوکلید ^{99m}Tc بیشترین کاربرد را برای مقاصد تشخیصی دارد. این رادیونوکلید در ایالات متحدهٔ امریکا ۱۰ میلیون بار و در سایر نقاط جهان ۲۰ میلیون بار در سال به‌کار می‌رود. همان گونه که پیشتر دیده‌ایم، تک ـ فوتون ۱۴۲/۷keV آن برای تصویربرداری ایده‌آل است و نیمه‌عمر ۶ ساعته آن دُز کافی برای پرداختن به بیماران زیادی را تأمین می‌کند. این رادیونوکلید به راحتی از مولد Mo/Tc (گاو) به دست می‌آید و لذا برای کاربرد مستمر و با هزینه‌ای منطقی در دسترس است.



شکل ۴-۶. تصاویر PET از قلب یک بیمار با سکتهٔ قلبی حاد که با یک عامل ترومبولیتیک بررسی شده است. ردیف بالا نشان‌دهنده اسکن‌ها پس از تجویز آب حاوی ^{15}O جهت ردیابی جریان خون است. ردیف پایین نشاندهنده توموگرام‌های به دست آمده پس از تجویز استات حاوی ^{11}C جهت ردیابی متابولیسم قلب، یعنی آهنگ مصرف اکسیژن آن است. کاستی‌ها در روز ۱ به وضوح مشهوداند، هم در جریان معیوب خون (چپ بالا) و هم در مصرف معیوب اکسیژن (چپ پایین). بهبود گردش خون در روز ۲ رخ داده و ثابت مانده است (این عکس در بخش عکس‌های رنگی نیز آمده است).

مولد $^{99}Mo/^{99}Tc^{m}$ چگونه کار می‌کند؟ ^{99}Mo (که به صورت محصول شکافت یا از واکنش $^{98}Mo(n,\gamma)$ قابل تولید است)، براساس واکنش زیر به $^{99}Tc^{m}$ وا می‌پاشد:

$$^{99}Mo \xrightarrow{\beta^-} {}^{99}Tc^{m} \xrightarrow{IT(۱۴۲/۷keV\gamma)} {}^{99}Tc$$

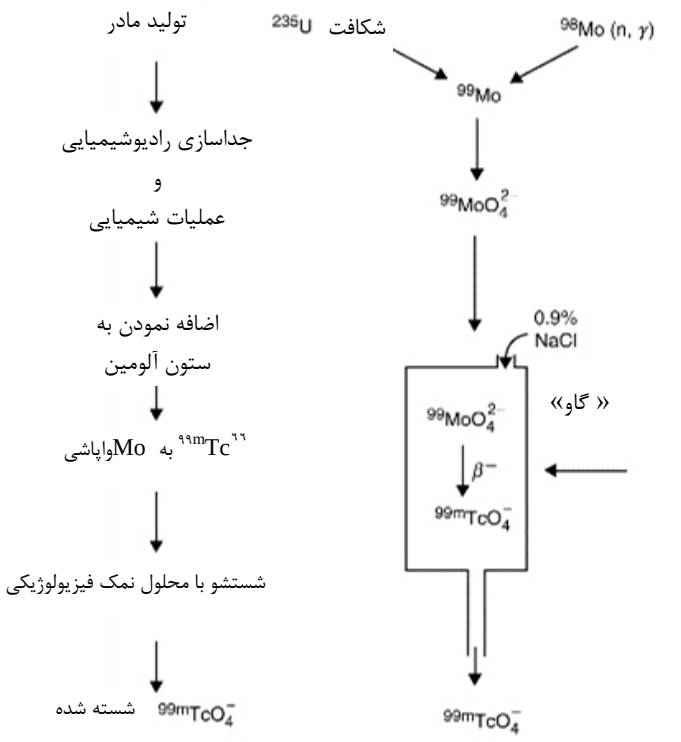
واپاشی ^{99}Mo حدود ۹۱ درصد اوقات به حالت ایزومری ^{99}Tc می‌انجامد. این حالت، با گسیل یک فوتون با انرژی ۱۴۲/۷keV به حالت پایهٔ ^{99}Tc (بانیمه‌عمر $۲/۱\times۱۰^{۵}$ سال) وامی‌پاشد. ^{99}Mo به عنوان محصول واکنش، خالص‌سازی شده و برای تشکیل گونه‌های آنیونی مولیبدات MoO_4^{2-} و پارامولیبدات $(Mo_7O_{24}^{6-})$ در محیط اسیدی حل می‌شود. آنیون‌های مولیبدات بر روی یک ستون اکسید آلومینیم جذب می‌شوند. این ستون را هر وقت لازم شد می‌توان «دوشید» و یون تشکیل شدهٔ $[^{99}Tc^{m}O_4^-]$ بر اثر واپاشی مولیبدن ^{99}Mo را از آن استخراج کرد. $^{99}Tc^{m}$ دختر با کلرور سدیم ۰/۹٪ از ستون شسته می‌شود. ^{99}Mo در ستون باقی می‌ماند زیرا در کلرور سدیم ۰/۹٪ نامحلول است (شکل ۴-۷ را ببینید). پس از جداسازی مولیبدن، پیش از اینکه در بیمار به‌کار رود، تکنسیم را به یک کمپلکس مناسب تبدیل می‌کنند.

سامانهٔ $^{99}Mo/^{99}Tc^{m}$ معرف یک تعادل گذرا است. می‌توان با استفاده از معادلات (۳-۶) و (۳-۲۲) فعالیت ^{99}Mo با نیمه‌عمر ۶۹/۵ ساعت و $^{99}Tc^{m}$ با نیمه‌عمر ۶ ساعت را به صورت تابعی از زمان به دست آورد (شکل ۴-۸). فعالیت $^{99}Tc^{m}$ پس از هر بار دوشیدن گاو رشد می‌کند، با ماکزیمم زمان حضور تقریباً ۲۲ ساعت پس از جداسازی. اگر همهٔ ^{99}Mo به $^{99}Tc^{m}$ واپاشی می‌کرد، در آن صورت فعالیت $^{99}Tc^{m}$ پس از تعادل از فعالیت ^{99}Mo تجاوز می‌کرد. از آنجا که تنها ۹۱ درصد از ^{99}Mo به $^{99}Tc^{m}$ وامی‌پاشد، پس مقدار کمتری $^{99}Tc^{m}$ نسبت به ^{99}Mo وجود خواهد داشت.

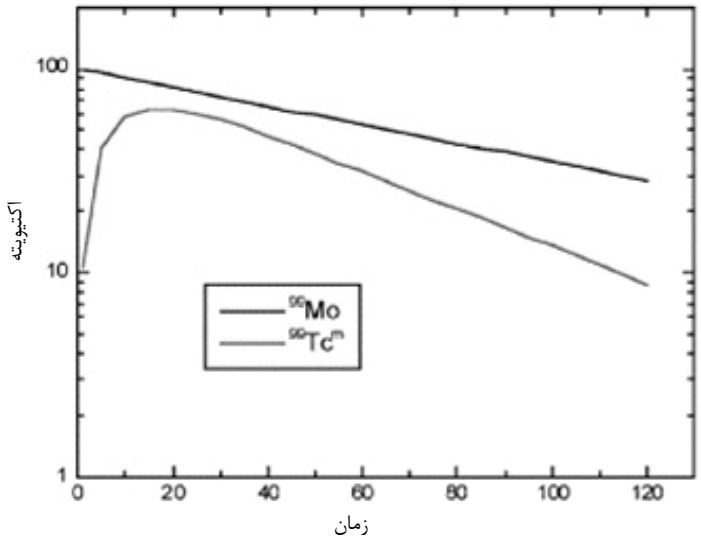
همانگونه که قبلاً بیان شد، نوکلیدهایی که اکثراً برای PET مورد استفاده قرار می‌گیرند، عبارتند از: ^{18}F، ^{15}N، ^{13}N و ^{11}C. ^{15}O و کاربردشان برای مطالعات حجم و جریان خون به شکل مونواکسید و دی‌اکسید کربن نشاندار با ^{15}O است. این گازها با استنشاق وارد بدن می‌شوند و CO به هموگلوبین خون می‌چسبد. همچنین می‌توان از H_2O نشاندار شده با ^{15}O استفاده کرد. بیشترین مورد استفاده از ردیاب نشاندار ـ ^{18}F بصورت [^{18}F]۲ – دی اکسی ۲– فلورو- D - گلوکز (FDG) است. وقتی این ردیاب وارد بافت می‌شود، فلوروگلوکز به فلوروگلوکز – ۶- فسفات تبدیل می‌گردد، که نمی‌تواند

بیشتر متابولیزه شود و در بافت به دام می‌افتد. ردیابِ به دام افتاده آنگاه برای عکس‌برداری از اندام‌هایی که سریع‌ترین متابولیسم را برای گلوکز دارند، به‌کار می‌رود.

اهمیت کاربردهای درمانی تابش و پرتوزایی کمتر از کاربردهای تشخیصی نیست. یکی از شاخص‌ترین کاربردها، استفاده از چشمه‌های خارجی تابش برای از بین بردن بافت معیوب است. یک مشکل این درمان‌های تابشی، مشابه با مشکلی است که در شیمی درمانی دیده می‌شود: اینکه چگونه بدون نابودی بسیاری از سلول‌های سالم، سلول‌های معیوب را از بین ببریم بدون اینکه سازواره باقی نماند!



شکل ۴-۷. دیاگرام شماتیکی گاو Mo/Tc.

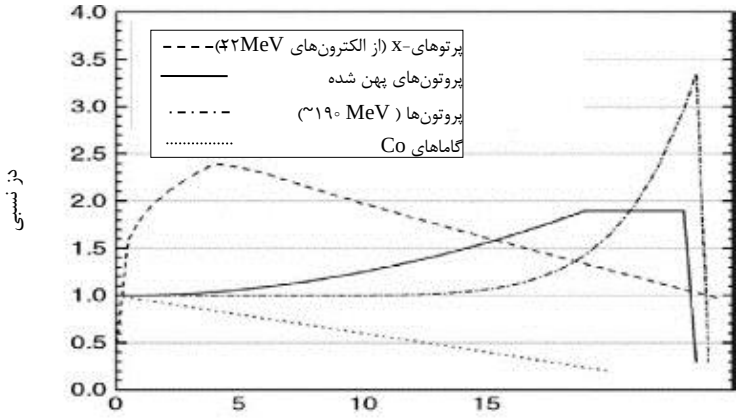


شکل ۴-۸. واپاشی یک نمونهٔ خالص ^{99}Mo.

یک رهیافت برای این مسئله، کاربرد یک چشمهٔ تابش داخلی به شکل کاشت فیزیکی یا شیمیایی رادیونوکلید است. به عنوان مثال، ^{131}I به دلیل توانایی بالای تیرویید در جذب یُد، برای پرداختن به بی‌نظمی‌های این غده به کار می‌رود. یک مسیر با آیندهٔ روشن، گسترش آنتی‌بادی‌های مونوکلونال (تک ـ گزین) است که به دنبال سلول‌های سرطانی خاصی می‌گردند، و به آنها می‌چسبند. چنانچه بتوان این آنتی‌بادی‌ها را با نوکلیدهایی مثل ^{90}Y، ^{125}I، ^{186,188}Re، ^{131}I و ^{211}At نشاندار کرد، در آن صورت می‌توان، با حداقل آسیب به بافت سالم، دز بالایی را به سلول‌های سرطانی داد.

یک رهیافت بدیل، با کاربرد تابش خارجی، با ابزار گوناگون، سپارش مقدار زیادی انرژی به سلول تومور و حداقل اتلاف انرژی در جاهای دیگر است. یک راه سرراست برای انجام این کار سپردن یک ترکیب جاذب تابش ترجیحاً در سلول سرطانی و پرتودهی به سازواره، و به این ترتیب، جایگزیده کردن دُز است. یکی از این مواد، بور است، که می‌تواند دستخوش واکنش ^{10}B(n,α) شود، و به دو پارهٔ بزرگ با بردهای کوتاه در بافت تقسیم شود. این روش درمان در حال حاضر در حال توسعه است. رهیافت دیگر، کاربرد پروتون برای پرتودهی به بافت بیمار این مزیت را دارد که سپارش انرژی پروتون‌ها در ماده در نزدیکی انتهای برد آن در ماده متمرکز است (قلهٔ براگ). از لحاظ

تئوری، با انتخاب دقیق انرژی پروتون فرودی می‌توان آسیب به بافت تومور را جایگزیده کرد. بر حسب اتفاق (شکل ۴-۹)، اندازه‌ها و مواضع تومورهای واقعی بسیار بزرگ‌تر از ابعاد نوعی باریکه‌ها هستند به‌طوری‌که باریکه‌های پروتونی را باید به صورت لکّه‌های پهنی در آورد تا بر اندازهٔ تومور منطبق شوند.



شکل ۴-۹. دز نسبی در اعماق گوناگون در بافت برای پرتوهای ـ X، پروتون‌های ۱۹۰MeV، پروتون‌های با یک توزیع انرژی پهن شده و از پرتوهای γ حاصل از ^{60}Co.

۴-۱۱. تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی[1]

روش‌های معینی برای تجزیه وجود دارند که می‌توان آنها را بر تمام زمینه‌های کاربرد ردیاب‌ها اعمال کرد. در میان این روش‌ها بهترین روش، *تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی* (IDA) است. در این بخش، انواع این روش تجزیه را به صورت خلاصه ارائه می‌کنیم.

[1] .ISOTOPE DILUTION ANALYSIS(IDA)

۴-۱۱-۱. IDA مستقیم

ایدهٔ اصلی تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی، اندازه‌گیری تغییر فعالیت ویژهٔ یک ماده بر اثر پیوستن آن به سامانه‌ای است که مقدار نامعلومی از آن ماده را در بر دارد. چندین نوع از IDA وجود دارد. با بررسی *IDA مستقیم* بحث را شروع می‌کنیم.

در IDA مستقیم، با مسئلهٔ تعیین مقدار یک مادهٔ غیرفعال A در یک سامانه روبه‌رو هستیم. فرض کنید این مقدار نامعین، x گرم است. به سامانهٔ حاوی x گرم از A غیرفعال، y گرم مادهٔ فعال *A با فعالیت معلوم D را اضافه می‌کنیم. در این صورت، فعالیت ویژهٔ مادهٔ فعال اضافه شده، S_1، را می‌دانیم، یعنی:

$$S_1 = \frac{D}{y} \qquad (۱۵.۴)$$

پس از مخلوط کردن کامل مادهٔ فعال *A با A غیرفعال در سامانه، نمونه‌ای، نه لزوماً کمّی، از مخلوط A و *A را جدا کرده، پس از پالودن (خالص کردن) آن، فعالیت ویژهٔ S_2 آن را اندازه می‌گیریم. روشن است که، بر اساس پایستگی ماده خواهیم داشت:

$$S_2 = \frac{D}{x+y} \qquad (۱۶.۴)$$

چون

$$y = \frac{D}{S_1} \qquad (۱۷.۴)$$

است، با جابگزینی y خواهیم داشت

$$S_2 = \frac{D}{x+\left(D/S_1\right)} \qquad (۱۸.۴)$$

با مرتب کردن جملات خواهیم داشت

$$x = \frac{D}{S_۲} - \frac{D}{S_۱} = \frac{D}{S_۱}(\frac{S_۱}{S_۲} - ۱) = y(\frac{S_۱}{S_۲} - ۱) \qquad (۱۹.۴)$$

این، معادلهٔ اصلی تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی مستقیم است. مقدار نامعلوم x از مادهٔ A برحسب مقدار y از مادهٔ نشاندار افزوده شدهٔ A^* و دو فعالیت ویژهٔ اندازه‌گیری شدهٔ $S_۱$ و $S_۲$ به دست می‌آید.

مسئلهٔ نمونه: بگذارید یک مسئلهٔ عملی را برای نشان دادن کاربرد این تکنیک در نظر بگیریم. می‌خواهیم یک هیدرولیسات پروتئینی را برای وجود مقدار اسید اسپارتیک در آن ارزیابی کنیم. دقیقاً ۵ میلی‌گرم اسید اسپارتیک، با فعالیت ویژهٔ ۰/۴۶ μCi/mg، را به هیدرولیسات اضافه می‌کنیم. ۰/۲۱ میلی‌گرم اسید اسپارتیک با خلوص بالا و فعالیت ویژهٔ ۰/۰۱μCi/mg را می‌توان از هیدرولیسات جدا کرد. چقدر اسید اسپارتیک در هیدولیسات اولیه وجود داشته است؟

حل: ملاحظه می‌شود که:

x = تعداد mg اسید اسپارتیک در هیدرولیسات اصلی
y = ۵ mg

$$S_۱ = ۰/۴۶\ \mu Ci/mg$$
$$S_۲ = ۰/۰۱\ \mu Ci/mg$$

$$x = y(\frac{S_۱}{S_۲} - ۱) = (۵/۰)\left(\frac{۰/۴۶}{۰/۰۱} - ۱\right)$$

پس x = ۲۲۵mg مقدار اسید اسپارتیک خواهد بود.

به این ترتیب، با جدا کردن مقدار کمی از اسید اسپارتیک اضافه شده و اندازه‌گیری کاهش فعالیت ویژهٔ آن، محتوای اسید اسپارتیک نمونهٔ اصلی را می‌توان تعیین کرد. توجه کنید که این مثال شامل تغییر زیادی در فعالیت ویژه بر اثر رقیق‌سازی است. تنظیم ضعیف آزمایش یا شرایط دیگر ممکن است منجر به تغییر اندکی در فعالیت ویژه در اثر رقیق‌سازی شود. در چنین مواردی، نتایج حاصل از IDA شامل تفاضل اندک بین دو عدد بزرگ بوده و کاملاً مشکوک هستند.

۴-۱۱-۲. IDA معکوس

IDA معکوس، نوع متفاوت ساده‌ای از IDA مستقیم اصلی است. در IDA معکوس، تغییر در فعالیت ویژهٔ یک مادهٔ پرتوزای نامعلوم *A پس از رقیق‌سازی آن با A غیرفعال اندازه‌گرفته می‌شود. مشخصاً، فرض کنید که q میلی‌گرم (که q نامعلوم است) از یک مادهٔ پرتوزای *A که فعالیت ویژهٔ آن معلوم است (یعنی $S_q = D/q$) در اختیار داریم. (S_q را می‌توان با جدا کردن بخش کوچکی از *A، توزین آن، و اندازه‌گیری فعالیت آن اندازه گرفت). همچنین فرض کنید r میلی‌گرم از A غیرفعال به *A بیفزاییم و A و *A را کاملاً با هم مخلوط کنیم. حال اگر مقداری از مخلوط را جدا کرده و پس از پالودن آن فعالیت ویژهٔ S_r آن را اندازه بگیریم، این مقدار عبارت خواهد بود از:

$$S_r = D/(q+r)$$

لذا با جایگزینی خواهیم داشت

$$S_r = \frac{D}{q+r} = \frac{qS_q}{q+r} \qquad (۲۰.۴)$$

با مرتب کردن جملات داریم

$$S_r(q+r) = qS_q \qquad (۲۱.۴)$$

$$\frac{r}{q} = \frac{S_q}{S_r} - ۱ \qquad (۲۲.۴)$$

$$q = \frac{r}{\left(S_q / S_r\right) - ۱} \qquad (۲۳.۴)$$

معادلهٔ بالا، معادلهٔ اصلی تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی معکوس بوده و نشان می‌دهد که مقدار نامعلوم q از مادهٔ فعال *A را می‌توان با افزودن r گرم از مادهٔ غیرفعال A به *A و اندازه‌گیری فعالیت‌های ویژهٔ، به ترتیب، قبل و بعد از افزودن S_q و S_r به دست آورد.

۴-۱۱-۳. نکات کلی

برخی نکات کلی دربارهٔ تکنیک‌های تجربی مورد استفاده در تجزیه به روش رقیق‌سازی می‌توان بیان کرد. اول اینکه، به معرف‌ها و ردیاب‌های با خلوص بالا نیاز است. اینها نباید شامل هیچ فعالیت قلب یا ترکیب نامعلومی باشند، زیرا حضور هر یک می‌تواند بر فعالیت ویژهٔ موادی که تجزیه‌شان مورد نظر است تأثیر بگذارد. اگرچه معرف‌ها و ردیاب‌های خالص معمولاً به‌طور تجاری قابل دسترس‌اند، اما بهتر است پیش از مصرف از نظر آلودگی آنها را کنترل کرد.

یکی از مراحل کلیدی در روش تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی، مشتمل است بر جداسازی و خالص‌سازی فعالیت رقیق‌شده، به‌علاوهٔ اندازه‌گیری فعالیت ویژهٔ آن. دو تکنیک معمولاً برای جداسازی ارجحیت دارند: رسوب‌دهی و استخراج حلال. به‌عنوان یک مرحلهٔ خالص‌سازی، رسوب‌دهی دارای این مزیت است که رسوب را در لحظهٔ جداسازی به راحتی می‌توان وزن کرد و در نتیجه، فعالیت ویژه را به سرعت تعیین نمود. مسئله‌ی عمده در تکنیک رسوب‌دهی، وقوع پدیدهٔ هم ـ رسوبی است، که در آن مواد ناخواسته نیز به همراه مادهٔ موردنظر رسوب می‌کنند، و به این ترتیب، فعالیت ویژهٔ نمونه را تغییر می‌دهند. تکنیک‌های رسوب‌دهی برای جداسازی اجزای معدنی به‌کار می‌روند.

استخراج حلال به‌طور گسترده‌ای در تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی مورد استفاده قرار می‌گیرد. این تکنیک، جدایی‌های خیلی تمیزی به دست می‌دهد، که به نمونه‌های با خلوص بالایی می‌انجامد. عیب این روش، نیاز به فرایش شیمیایی بیشتر برای تعیین جرم مادهٔ جدا شده و فعالیت ویژهٔ آن است.

در تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی باید مراقب بروز برخی مسائل بود. یکی از این مسائل، *تبادل ایزوتوپی ناکامل* است، که در آن اتم‌های فعال و غیرفعال مخلوط نمی‌شوند. این کاستی تبادل می‌تواند به دلیل اختلاف در حالت‌های فیزیکی و شیمیایی ردیاب و مواد غیرفعال باشد. برای اطمینان از تبادل کامل باید گام‌هایی برداشت. همچنین باید مطمئن شد که محل نشاندار در هر

ترکیب نسبتاً بی‌اثر است. چنانچه اتم موردنظر خیلی ناپایدار باشد، ممکن است بدون اینکه هیچگونه رقیق‌سازی صورت گرفته باشد، فعالیت ویژه کاهش یابد. برای مقایسهٔ فعالیت‌های ویژه، همهٔ نمونه‌ها باید تحت شرایط یکسان با تصحیحات مناسب برای خودـ جذبی در نمونه‌های با جرم‌های متفاوت شمارش شوند.

خلاصه اینکه، تجزیه با رقیق‌سازی ایزوتوپی، روشی بسیار حساس و گزیده، با دقتی بالا است. این روش فرصتی پیش می‌آورد تا مقدار مادهٔ موجود در یک سامانه را بدون نیاز به یک جداسازی کمّی ماده از سامانه تعیین کنیم. کاربردهای تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی که در مراجع علمی از آنها یاد شده است بی‌شماراند. شاید بهترین خلاصه از این کاربردها کتابی است نوشتهٔ تولگسی، براون، و کریس[۱] (۱۹۷۲).

۴-۱۱-۴. روش‌های IDA خاص

تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی زیر- استوکیومتریک[۲] اولین بار توسط روزیکا[۳] و استاری[۴] (۱۹۶۸) به عنوان روش متفاوت دیگری از تکنیک IDA ابداع شد. ایدهٔ اصلی این روش، جداسازی مقادیری برابر اما «زیرـ استوکیومتری» از هر دو مادهٔ رقیق‌شده و رقیق نشدهٔ تحت آنالیز و شمارش این نمونه‌ها است. چون جرم نمونه‌ها یکسان است، فعالیت‌های ویژه در معادلات (۴-۳) و (۴-۷) را می‌توان با فعالیت‌ها جایگزین کرد. بر این اساس، دیگر به تلاش گهگاه چالش برانگیز اندازه‌گیری فعالیت‌ها نیازی نیست. مسلماً شرط موفقیت این روش این است که آزمایشگر بتواند دقیقاً مقادیری مساوی از هر دو نمونهٔ رقیق‌شده و رقیق‌نشده را جدا کند.

گونهٔ متفاوت دیگری از روش رقیق‌سازی ایزوتوپی، *رقیق‌سازی ایزوتوپی دوگانه*، یا گونه‌های «جور واجوری» از آن است که بلاک و آنکر[۵] (۱۹۴۸) پیشنهاد کردند. این روش در IDA معکوس به‌کار می‌رود که در آن فعالیت ویژهٔ مادهٔ پرتوزای اصلی A^* را به دلایلی نمی‌توان اندازه گرفت. لذا برای تعیین فعالیت ویژهٔ نمونهٔ اصلی، یک رقیق‌سازی ثانوی انجام می‌گیرد.

سیستمی دارای مقدار نامعلوم q از ماده‌ای با فعالیت ویژهٔ A^*، که نمی‌تواند اندازه‌گرفته شود، را در نظر بگیرید. دو قسمت مساوی از این ماده را بردارید. r میلی‌گرم از مادهٔ غیرفعال A را به یکی از

---

1. Tolgyessy, Braun and Krys
2. Substoichiomettic
3. Ruzicka
4. Stary
5. Block and Anker

دو قسمت، و p میلی‌گرم از آن را به قسمت دیگر اضافه کنید. فعالیت‌های ویژهٔ دو قسمت را به ترتیب، S_r و S_p نامیده و آنها را اندازه‌گیری کنید. برای اولین نمونه داریم

$$q = \frac{r}{\left(S_q / S_r\right) - ۱} \qquad S_q = S_r + \frac{r}{q} S_r \qquad (۲۴.۴)$$

و برای دومین نمونه:

$$q = \frac{p}{\left(S_q / S_p\right) - ۱} \qquad S_q = S_p + \frac{p}{q} S_p \qquad (۲۵.۴)$$

با مساوی قرار دادن این دو عبارت مربوط به S_q و مرتب کردن جملات خواهیم داشت

$$q = \frac{rS_r - pS_p}{S_p - S_r} \qquad (۲۶.۴)$$

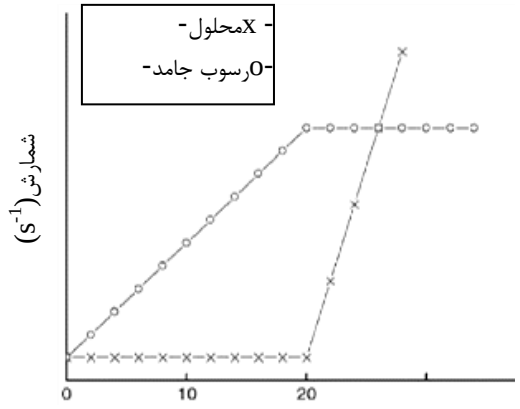
یک مشکل عمده با تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی دوگانه این است که با توجه به رقیق‌سازی دوگانه فعالیت‌های ویژه مربوطه پایین آمده و بنابراین دقت کمتری دارند.

۴-۱۲. روش‌های رادیومتری

ایدهٔ اصلی در تمام روش‌های رادیومتری تجزیه، داشتن یک معرف پرتوزای R^* با فعالیت معلوم است که به طور کمّی با مقدار نامعلومی از مادهٔ U برای تشکیل یک محصول پرتوزای دیگر R^*U ترکیب شود. با اندازه‌گیری فعالیت محصول R^*U، مقدار اولیهٔ مادهٔ نامعلوم به دست می‌آید. مزایای چنین روش‌هایی، حساسیت بالای ناشی از به کاربردن مادهٔ پرتوزا و عدم نیاز به خلوص شیمیایی محصول R^*U است. آنچه لازم است این است که R^*U حاوی هیچگونه پرتوزایی «جعلی» نباشد. عیب این روش‌ها این است که واکنش بین R^* و U باید کمّی باشد، و گونهٔ دیگری علاوه بر U که بتواند با R^* واکنش انجام دهد در سامانه وجود نداشته باشد. گزارش‌های چندی پیرامون روش‌های رادیومتری در نشریات علمی دیده می‌شوند؛ از جمله، رساله‌ای در زمینهٔ تعیین عیارها به روش

رادیومتری توسط براون و تولگیسی[1](۱۹۴۸)، و مروری بر روش‌های رادیومتری به وسیلهٔ بون[2] (۱۹۶۹).

یکی از روش‌های رادیومتری، رسوب‌دهی با یک معرف پرتوزا است. به عنوان مثال، هالیدها می‌توانند با ^{110}Ag رسوب داده شوند، نقره با ^{131}I، سولفات‌ها و کرومات‌ها با ^{212}Pb یا ^{131}Ba، در حالی‌که Zr، U، Th، In، Ga، Bi، Al، Be و عناصر نادر خاکی می‌توانند با PO_4^{3-} [32] رسوب بدهند. این روش، گزینا نیست و برای خود ـ جذبی نیاز به تصحیحات دقیق در شمارش نمونه‌ها دارد.



شکل ۴-۱۰. تعیین عیار رادیومتریک $AgNO_3$[111] با NaCl.

یکی از شاخص‌ترین تکنیک‌های رادیومتری، عیارسنجی (تیتراسیون) به کمک رادیومتری است. در این تکنیک، مادهٔ نامعلوم را با یک معرف پرتوزا مشخص می‌کنند، و پرتوزاییِ محصول یا محلول بالای آن را که بر اثر واکنش شیمیایی معرف و مادهٔ نامعلوم تشکیل می‌شود، به صورت تابعی از حجم «مَحَک» (عیارسنج = تیترانت) برای تعیین نقطهٔ نهایی، پایش می‌کنند. این بدان معناست که جزء پرتوزایی که دنبال می‌شود را باید در خلال عیارسنجی، جداساخت و فعالیت آن را اندازه گرفت (یعنی یک عیارسنجی ناپیوسته).

---

[1] . Braun and Tolgyessy
[2] . Bowen

مثال کلاسیک عیارسنجی رادیومتریک، تعیین عیار یک مادهٔ نامعلوم به کمک یک معرف پرتوزا برای به دست آوردن یک رسوب پرتوزا است. در این مورد، فعالیت مادهٔ فوقانی یا رسوب را می‌توان به‌صورت تابعی از حجم محک که در شکل (۴-۱۰) ملاحظه می‌شود دنبال کرد. در این نوع عیارسنجی، ردیاب باید دارای نیمه‌عمر بالایی باشد و ذرات β^- یا پرتوهای γ انرژی بالایی گسیل کند تا تصحیحات خود ـ جذبی را (با این فرض رایج که مادهٔ فوقانی یا رسوب را پس از افزودن هر حجم عیارسنج، از سامانه جدا کرده و دریک شمارشگر خارجی نمونه بشماریم) به حداقل برساند.

مسائل

۱. می‌خواهیم با آشکارسازی با بازدهی ۳۳٪، و تکّه‌ای ۱۰ درصدی از کل یک نمونهٔ جدا شده که دارای آمیختگی ۰/۵ درصدی با یک رادیونوکلید است، آهنگ ۱۰۰۰ شمارش در دقیقه داشته باشیم. چقدر رادیو نوکلید مورد نیاز است؟

۲. ایزوتوپ X با نیمه‌عمر ۵ روز در آزمایشی به‌کار می‌رود که شامل فاکتورهای زیر است:
الف) آهنگ شمارش نمونهٔ ۱۰۰cpm ب) بازدهی آشکارسازی ۱۰٪، پ) فرض کنید که نمونهٔ با پایین‌ترین آهنگ شمارش، آمیختگی ۰/۵ درصد نشان خواهد داد، و ت) فرض کنید کلیهٔ نمونه‌ها تنها معرف ۵ درصد از کل ایزوتوپ به‌کار رفته هستند. چه مقدار از X باید به‌کار رود؟

۳. سه ردیاب ^{151}Sm با نیمه عمر ۹۰ سال (β^- با انرژی ۰/۰۷۶ MeV در ۱۰۰٪ از واپاشی‌ها و پرتو X با انرژی ۰/۰۲۲MeV ۰/۴٪)، ^{65}Zn با نیمه‌عمر ۲۴۴/۳ روز (β^+ با انرژی ۰/۳۳MeV در ۱/۷٪ از واپاشی‌ها و پرتوهای γ با انرژی ۰/۵۱۱MeV ۳/۴۵ درصد) و ^{32}P با نیمه‌عمر ۱۴/۳ روز (β^- با انرژی ۱/۷۱MeV در ۱۰۰٪ از واپاشی‌ها) به‌طور هم زمان در یک آزمایش چند ردیابی مورد استفاده قرار می‌گیرند. اگر بخواهیم جذب این سه عنصر را در خون یک موش صحرایی و از بین رفتن این عناصر را در مابقی اندام‌ها و بافت‌های آن اندازه بگیریم، چه مقادیری از ردیاب باید به موش صحرایی تزریق گردد؟ چرا؟ (فرض کنید که ۰/۱mL از حجم خون در هر ساعت به مدت ۲۴ ساعت گرفته می‌شود. کل حجم خون یک موش صحرایی بالغ بر ۱۵ میلی‌لیتر است).

۴. یک نمونه خون به حجم ۱۰ میلی‌لیتر از بیماری گرفته‌شده و گلبول‌های قرمز آن به وسیلهٔ ^{51}Cr که گسیلندهٔ γ با نیمه‌عمر ۲۷ روز است نشاندار می‌شوند. یکی میلی‌لیتر از خون نشاندار که تا ۱۵ میلی‌لیتر با آب رقیق شده است آهنگ شمارش خالص (تصحیح شده برای زمینه) ۳۳۰۰۰ cpm را می‌دهد. خون نشاندار باقی‌مانده مجدداً به بیمار تزریق، و پس از چند ساعت ۱۰mLخون گرفته شده و مثل قبل شمارش می‌شود. آهنگ شمارش خالص (تصحیح شده برای زمینه) ۵۰۰cpm است. حجم کل خون بیمار چقدر است؟

۵. تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی برای مورد زیر به‌کار می‌رود؛ مقدار ترکیب Y موجود در نمونه را محاسبه و جواب خود را برحسب درصد وزنی بیان کنید. نمونه‌ای به وزن ۱ گرم برای ترکیب Y، با وزن مولکولی ۱۵۰ مورد بررسی و تجزیه و تحلیل قرار می‌گیرد. مشتقی از ترکیب Y و Yیی که به آن عنصر پرتوزا اضافه شده (۱/۵ میلی‌کوری در فعالیت ویژهٔ ۳ mCi/mmol) تشکیل می‌شود. مشتق یاد شده، با وزن مولکولی ۱۵۰ (۱ مول از ترکیب Y به ازای هر مول از مشتق)

مجدداً کریستالیزه می‌گردد تا خالص شود. این مولکول دارای فعالیت ویژه‌ای برابر dpm/mg $۴/۴۴\times۱۰^{۳}$ است.

۶. یک بچ به وزن ۵ کیلوگرم از پنی‌سیلین خام به وسیلهٔ تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی وارسی شده است: به یک نمونه ۱ گرمی از این بچ، ۱۰ میلی‌گرم پنی‌سیلین خالص با فعالیت ۱۰۵۰۰cpm افزوده شده؛ تنها ۱/۴۰ میلی‌گرم پنی‌سیلین خالص با فعالیت ۲۹۰ cpm بازیابی شده است. محتوای پنی‌سیلین بچ چقدر است؟

۷. با استفاده از تجزیه به روش رقیق‌سازی ایزوتوپی می‌توان میزان خلوص یک مادهٔ رادیوشیمیایی را تعیین کرد. ترکیب X با وزن مولکولی ۱۵۰ (فعالیت ویژهٔ ۱ میلی‌کوری بر میلی‌مول) برای تعیین میزان خلوص چک شد؛ به این ترتیب که دقیقاً ۱/۵ میلی‌گرم از مادهٔ رادیوشیمیایی را با ۱۰۰۰ میلی‌گرم از ترکیب غیرنشاندار X مخلوط و تا حصول یک فعالیت ویژهٔ ثابت، «باز- متبلور» می‌کنیم. نتیجهٔ بررسی، dpm/mg ۲۵۰۰ بود. خلوص رادیوشیمیایی برحسب درصد چقدر بوده است؟

مراجع

Atkins, D. H. F. and A. E. J. Eggleton. In *Nuclear Techniques in Environmental Pollution*,IAEA, Vienna, 1971, pp. 521–534.

Barry, P. J. *Nuclear Techniques in Environmental Pollution*, IAEA, Vienna, 1971, pp. 241–255.

Block, K. and H. S. Ancker. *Science* **107**, 228 (1948).

Bowen, H. J. M. *Chemical Applications of Radioisotopes*, Methuen, London, 1969.

Downs, A. M. and G. M. Harris. *J. Chem. Phys*. **20**, 196 (1952).

Ehmann, W. D. and D. E. Vance. *Radiochemistry and Nuclear Methods of Analysis*, Wiley, New York, 1991.

Gilath, C. and Z. Stuhl. In *Nuclear Techniques in Environmental Pollution*, IAEA, Vienna,pp. 483–496.

Kraus, K. A. and F. Nelson. *Ann. Rev. Nucl. Sci*. 7, 31 (1957).

Ruzicka, J. and J. Stary. *Substoichiometry in Radiochemical Analysis*, Pergamon, Oxford,1968.

Sunderman, D. N. and W. W. Meinke. *Anal. Chem*. **29**, 1578 (1957).

Tolgyessy, J., T. Braun, and T. Kyrs. *Isotope Detection Analysis*, Pergamon, Oxford, 1972.

Volpin, M. E. et al. *Zh. Obshch. Khim*. **29**, 3711 (1959).

کتاب‌شناسی

Braun, T. and J. Tolgyessy. *Radiometric Titrations*, Pergamon, Oxford, 1967.

Choppin, G. R., J. Rydberg, and J. O. Liljenzin. *Nuclear Chemistry*, 2nd ed., An excellent treatment that emphasizes the practical aspects of nuclear chemistry.

Collins, C. J. and O. K. Nevill. *J. Am. Chem. Soc*. **73**, 2471 (1951).

Downs, J. and K. E. Johnson. *J. Am. Chem. Soc*. **77**, 2098 (1955).

Groh, J. and G. Hevesy. *Ann. Phys*. **65**, 216 (1921).

Lieser, K. H. *Nuclear and Radiochemistry*, VCH, New York, 1997. An excellent account of the modern aspects of radiochemistry.

Petti, P. L. and A. J. Lenox. *Ann. Rev. Nucl. Sci*. **44**, 155 (1994). Excellent survey of radiotherapy.

Wang, C. H., D. L. Willis, and W. Loveland. *Radiotracer Methodology in the Biological, Environmental and Physical Sciences*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1975. Much of this chapter has been summarized from this book.

Welch, M. J. *J. Chem. Ed*. **71**, 830 (1994). Up-to-date survey of nuclear medicine.

فصل ۵

نیروهای هسته‌ای

۵- ۱. مقدمه

در فصل۱ چهار نیروی طبیعت، الکترومغناطیسی، قوی (هسته‌ای)، ضعیف و نیروی گرانشی را مورد بحث قرار دادیم. در بررسی ساختار واکنش‌ها و واپاشی هسته‌ها با برهم‌کنش‌های الکترومغناطیسی قوی و ضعیف سروکار خواهیم داشت. نیروی اصلی مورد نظر ما نیروی قوی یا هسته‌ای است. در این فصل برخی ویژگی‌های مهم نیروی هسته‌ای را به‌طور خلاصه بیان می‌کنیم.

یکی از مشخصه‌های عمدهٔ تمام نیروهای بنیادی رفتار *تبادلی* آنها است. تصور می‌شود که این نیروها از طریق مبادلهٔ ذراتی *مجازی* که به صورت حامل‌های نیرو رفتار می‌کنند وارد عمل می‌شوند. منظور از لفظ مجازی چیست؟ منظور این است که ذرات تبادلی فقط برای مدت کوتاهی که با اصل عدم قطعیت هایزنبرگ سازگار است وجود دارند و نمی‌توان آنها را به طور تجربی آشکار ساخت.

چگونه چنین چیزی ممکن است؟ برهم‌کنش آشنای الکترومغناطیسی را در نظر بگیرید. می‌توان تصور کرد که دو ذرهٔ باردار با گسیل و جذب (مبادلهٔ) دائم فوتون‌های مجازی بین یکدیگر با هم برهم‌کنش الکترومغناطیسی می‌کنند. اصل عدم قطعیت هایزنبرگ به ما می‌گوید که

$$\Delta E \bullet \Delta t \geq \hbar$$

یا اینکه می‌توان قانون پایستگی انرژی را به اندازهٔ مقداری انرژی ΔE برای مدت Δt نقض کرد به گونه‌ای که

$$\Delta t \approx \hbar / \Delta E$$

(گسیل فوتون مجازی توسط یک ذرهٔ باردار، قانون پایستگی انرژی را به اندازهٔ انرژی ΔE فوتون نقض می‌کند). اگر این فوتون با سرعت نور حرکت کند، می‌تواند مسافت R را طی کند به گونه‌ای که

$$R = c\Delta t \approx \hbar c / \Delta E = \hbar c / E_\nu$$

که E_ν انرژی فوتون است.
اگر ذرهٔ مبادله شده فوتون نباشد اما دارای جرم سکون m باشد، حداقل انرژی آن معادل جرم سکون mc^2 خواهد بود، به طوری‌که

$$\Delta t \le \hbar / mc^2$$

و برد R برهم‌کنش عبارت خواهد بود از

$$R \le \hbar / mc$$

ذرات تبادلی برای نیروی گرانشی، گراویتون؛ برای برهم‌کنش قوی بین نوکلئون‌ها، پیون؛ برای نیروی الکترومغناطیسی، فوتون؛ و برای برهم‌کنش ضعیف، بوزون‌های $W^\pm$ و Z هستند. به‌طور کلی، برای یک ذرهٔ تبادلی با جرم صفر (فوتون) برد نیرو اساساً بی نهایت است. درمورد برهم‌کنش قوی بین نوکلئون‌ها، برد نیرو کمتر از ۱/۴ فرمی بوده و لذا $m_{\text{تبادلی}} \ge ۱۴۰ MeV/c^2$ است. در مورد برهم‌کنش ضعیف، ذرات تبادلی و بوزون‌های $W^\pm$ و Z دارای جرم‌های $m \simeq ۹۰ GeV/c^2$ هستند و لذا $R \approx ۱۰^{-3}$ fm.
هنگام بررسی اتم‌ها و مولکول‌ها و برهم‌کنش‌های آنها، عمدتاً سروکار ما با برهم‌کنش الکترومغناطیسی است، که به خوبی شناخته شده است. در اصل، مسائل ساختار اتمی و مولکولی، علیرغم پیچیدگی ریاضیاتی هر از چندگاه آنها، قابل حل‌اند. برای برهم‌کنش هسته‌ای یا قوی، چنین نیست. اگرچه دربارهٔ نوکلئون‌ها و برهم‌کنش‌های آنها مطالب زیادی می‌دانیم، اما حتی امروز ویژگی‌هایی در مورد نیروی هسته‌ای وجود دارند که درک درستی از آنها نداریم. از آنجا که هر

نوکلئون یک ذرهٔ مرکب است، پیچیدگی برهم‌کنش بین نوکلئون‌ها تعجب‌آور نیست. با این حال، شناسایی بعضی از ویژگی‌های نیروی هسته‌ای کمک زیادی به ما در درک پدیده‌های هسته‌ای خواهند کرد.

۵-۲. ویژگی‌های نیروی قوی

همانگونه که قبلاً بحث شد، تصور می‌رود برد R نیروی هسته‌ای کوتاه و در حد $R \leq 1/4\,\mathrm{fm}$ باشد. چه شواهدی برای این داریم؟ این حقیقت که نیروی قوی نقشی در ساختار اتمی یا مولکولی بازی نمی‌کند، برد آن را به کمتر از شعاع هسته محدود می‌کند. در بحث پیرامون معادلهٔ نیمه تجربی انرژی بستگی، نشان دادیم که نیروهای هسته‌ای «اشباع» می‌شوند و نوکلئون‌ها تنـــها با نزدیک‌ترین همسایهٔ خـود برهم‌کنش می‌کنند، لذا، برد برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون باید از مرتبهٔ یک نوکلئون، یعنی چند فمتومتر (10^{-15} متر) باشد.

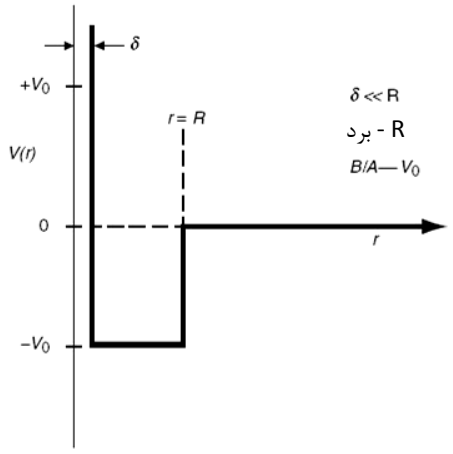
می‌دانیم که نیروی هسته‌ای به شدت جاذب است و نوکلئون‌ها را برای تشکیل یک هستهٔ بسته‌بندی شدهٔ چگال پیوند می‌دهد. آزمایش‌های شامل پراکندگی ذرات انرژی- بالا از هسته‌ها نشان داده‌اند که نیروی هسته‌ای همچنین دارای یک مغزی دفع کننده است. مراد ما از این بیان این است که در فاصله‌های بین- نوکلئونی کمتر از (۰/۵fm~)، نیروی هسته‌ای به جای جاذب بودن، به یک نیروی دافعه تبدیل می‌شود، (این ویژگی به دلیل ساختار کوارکی نوکلئون از رُمبش هسته بر روی خودش جلوگیری می‌کند).

ساده‌ترین سامانهٔ هسته‌ای مقید دوترون متشکل از یک نوترون و یک پروتون است. معلوم شده است که دوترون دارای یک گشتاور چهارقطبیِ ۰/۰۰۲۸۶ بارنی است، که به ما می‌گوید دوترون کاملاً کروی نیست و نیروی بین دو نوکلئون تقارن کروی ندارد. به کلام رسمی گفته می‌شود نیروی بین دو نوکلئون دو مؤلفه دارد، یکی نیروی مرکزی متقارن کروی و یکی نیروی تانسوری نامتقارن که بستگی به زوایای بین محور اسپین هر نوکلئون و خط واصل بین آنها دارد.

دوترون فقط یک حالت مقید و یک تکانه زاویه‌ای سه‌تایی دارد که در آن اسپین‌های نوترون و پروتون متوازی‌اند و جمع آنها حالت $I = 1$ را می‌دهد. حالت یکتایی ^1S که در آن اسپین‌های نوکلئونی پادموازی هستند مقید نیست. بنابراین، نیروی هسته‌ای وابسته به اسپین است. همچنین خواهیم دید که نیروی هسته‌ای بستگی به جفت‌شدن اسپین نوکلئون و تکانه زاویه‌ای مداری نوکلئون دارد. گشتاور مغناطیسی دوترون $0/857\mu_n$، به حاصل‌جمع گشتاورهای مغناطیسی نوترون (۱/۹۱۳-) و پروتون (۲/۷۹۳) نزدیک است. مطالعات تفصیلی نشان می‌دهند که در بخش کوچکی

از زمان (۴٪~)، نوترون و پروتون در یک حالت ^{3}D (۲= L، ۱ = S، ۱ = I) هستند تا در پیکربندیِ حالت پایهٔ ^{3}S (۰ = L ، ۱ = S ، ۱=I).

با استفاده از رابطهٔ بین نیرو و انرژی پتانسیل که پیش از این بحث شده است، نیروی هسته‌ای را می‌توان برحسب یک نمودار سادهٔ انرژی پتانسیل هسته‌ای به صورت تابعی از فاصله تا مرکز نشان داد (شکل ۵-۱). از آنجا که ذرات انرژی ـ پایین نمی‌توانند داخل نوکلئون‌ها یا هسته را بکاوند، معمولاً می‌توان مغزی دافع را در بسیاری از مسائل انرژی ـ پایین ساختار هسته نادیده گرفت و فقط یک چاه پتانسیل مربعی ($V= -V_{\circ}$ برای $r<R$ ، $V=\circ$ برای $r>R$) را به‌کار برد. گاهی می‌توان پتانسیل یوکاوا، $V=-V_{\circ}\exp(-r/R)/(r/R)$، یا پتانسیل وود ـ ساکسون، $V=V_{\circ}/\{1+\exp[(r-R)/a]\}$، را به‌کار برد. مقادیر نوعی R برای این پتانسیل‌ها ۱/۵-۲fm با $V_{\circ}$=۳۰-۶۰MeV هستند. مؤلفه‌های مهم دیگر نیروی هسته‌ای با توجه به نقش مهم آنها در مباحث ساختار هسته در فصل ۶ بررسی خواهند شد.



شکل ۵-۱. نمودار شماتیک ارتباط انرژی پتانسیل هسته‌ای به شعاع.

۵-۳. استقلال از بار نیروهای هسته‌ای

نیروی هسته‌ای بین دو نوکلئون، مستقل از بار است. یعنی، برهم‌کنش قویِ بین دو پروتون یا دو نوترون یا یک نوترون و یک پروتون یکسان خواهد بود (البته، نیروهای الکترومغناطیسی متفاوت در این موارد وجود خواهند داشت). شاهد استقلال از بار نیروهای هسته‌ای را می‌توان در پراکندگی نوکلئون‌ـ نوکلئون و در انرژی‌های بستگی هسته‌های آینه‌ای سبک پیدا کرد (جدول ۵-۱).

جدول ۵-۱. خواص هسته‌های سبک.

A	هسته	انرژی بستگی کل (MeV)	انرژی کولنی (MeV)	انرژی بستگی هسته‌ای خالص (MeV)
۳	^{۳}H	− ۸/۴۸۶	۰	-۸/۴۸۶
	^{۳}He	- ۷/۷۲۳	۰/۸۲۹	-۸/۵۵۲
۱۳	^{۱۳}C	-۹۷/۱۰	۷/۶۳۱	-۱۰۴/۷۳۴
	^{۱۳}N	-۹۴/۱۰	۱۰/۶۸۳	-۱۰۴/۷۷۰
۲۳	^{۲۳}Na	-۱۸۶/۵۴	۲۳/۱۳	-۲۰۹/۶۷
	^{۲۳}Ne	-۱۸۱/۶۷	۲۷/۷۵	-۲۰۹/۴۲
۴۱	^{۴۱}Ca	−۳۵۰/۵۳	۶۵/۹۱	-۴۱۶/۴۴
	^{۴۱}SC	-۳۴۳/۷۹	۷۲/۸۴	-۴۱۶/۶۳

(هسته‌های آینه‌ای ایزوبارهایی هستند که در آنها تعداد پروتون‌ها در یک هسته برابر تعداد نوترون‌ها در هستهٔ دیگر است و برعکس). در جدول ۵-۱، انرژی بستگی هسته‌ای کل بعضی از هسته‌های آینه‌ای سبک، اختلاف انرژی کولنی بین هسته‌ها، و انرژی بستگی خالص هسته‌ای درج شده‌اند. کمیت آخر به‌طور مشهودی برای هسته‌های آینه‌ای یکسان است و ایدهٔ عدم وابستگی نیروهای هسته‌ای به بار را تأیید می‌کند.

مسئلهٔ نمونه: هسته‌های آینه‌ای ^{۲۵}Mg و ^{۲۵}Al را در نظر بگیرید. اختلاف انرژی بین حالت‌های پایهٔ آنها چقدر است؟

حل: توجه کنید که «تبدیل» ^{۲۵}Mg به ^{۲۵}Al مستلزم تغییر یک نوترون به یک پروتون است. البته نوترون و پروتون دارای جرم‌های اندک متفاوتی هستند. پروتون اضافی به صورت الکترومغناطیسی با ۱۲ پروتون دیگر برهم‌کنش کرده و جملهٔ دیگری در اختلاف انرژی خواهد داد:

$$\Delta E = E\left(A, Z+۱\right) - E\left(A, Z\right) = \Delta E_{\text{کولنی}} - \left(m_n - m_H\right)c^۲$$

$$\Delta E_{\text{کولنی}} = \frac{۶}{۵} * e^۲ / R * Z = \frac{۶}{۵}\left(۱/۴۴ / ۱/۲ \times ۲۵^{۱/۳}\right)۱۲$$

$$\left(m_n - m_H\right)c^۲ = ۰/۷۸۲\ MeV$$

$$\Delta E = ۵/۹۱۰ - ۰/۷۸۲ = ۵/۱۲۸\ MeV$$

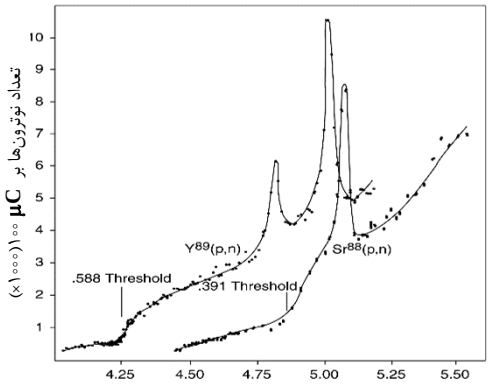
لذا انتظار می‌رود که حالت پایهٔ ^{25}Al به مقدار ۵/۱۲۸MeV بالاتر از حالت پایهٔ ^{25}Mg باشد.
ملاحظهٔ جرم‌های هسته‌های آینه‌ای نشان می‌دهد که نیروی قوی یا هسته‌ای بین نوترون و پروتون یکی است. این هم‌ارزی طبیعتاً منجر به این می‌شود که به نوترون و پروتون به صورت دو حالتِ یک ذره، نوکلئون، نگاه کنیم (وضعیت مشابهی برای مزون‌های π وجود دارد، که در آن π°، π^{+} و π^{-} رفتار نیروی قوی یکسانی را نشان می‌دهند). برای بیان این ایده، یک عدد کوانتومی T برای نوکلئون (یا مزون π) به‌نام *ایزواسپین* تعریف می‌کنیم. در مانستگی (تشابه) با تکانه زاویه‌ای اسپین، گفته می‌شود که برای نوکلئون $T=\frac{1}{2}$، و در فضای فرضی ایزوسپین دو تصویرِ T، $T_3=+\frac{1}{2}$(پروتون) و $T_3=-\frac{1}{2}$(نوترون) وجود دارند (یک نمادگذاری بدیل، تصویر ایزو اسپین را به شکل T_Z نشان می‌دهد). برای سامانهٔ با ایزو اسپین T، $2T+1$عضو چندتایی ایزو اسپینی وجود دارند. در یک هستهٔ با N نوترون و Z پروتون خواهیم داشت:

$$T_3=\left(Z-N\right)/2$$

برای هســـته‌های زوج، $0\le T\le A/2$ ، در حـالی‌که بـــرای هستـــه‌های فرد، $\frac{1}{2}\le T\le\frac{A}{2}$است.

ایزو اسپین مفهوم مفیدی است که در فرایندهای شامل برهم‌کنش قوی بین هادرون‌ها پایسته است. کاربرد ایزو اسپین می‌تواند به ما کمک کند که ساختار هسته‌ها را درک کنیم و مبنایی است برای قواعد گزینش در واکنش‌های هسته‌ای و فرایندهای واپاشی هسته‌ای. هر چند که بررسی تفصیلی اثرات ایزو اسپین را بر ساختار هسته واپاشی و واکنش‌ها به فصل‌های بعد موکول می‌کنیم، لیکن چند مثال ساده برای نشان دادن سودمندی این مفهوم کفایت می‌کند.
ایزوبارهای A=۱۴، ^{14}C، ^{14}N و ^{14}O را در نظر بگیرید. ^{14}O و ^{14}C هسته‌های آینه‌ای‌اند و دارای حالت پایه با $T_3=\pm1$ می‌باشند. به‌این صورت آنها باید بخشی از یک سه‌تایی ایزو اسپینی با $T=1$ $\left(T_3=0,\pm1\right)$ باشند. لذا، در هستهٔ $T_3=0$، ^{14}N، باید حالتی با $T=1$، $T_3=0$ که مانستهٔ $T_3=0$حالت‌های پایهٔ ^{14}C و ^{14}O است وجود داشته باشد (برای جزئیات بیشتر، بخش مسائل را ببینید). انتظار داریم سه عضو این چندتایی پس از تصحیح اثر کولنی و اختلاف جرم نوترون- پروتون دارای ترازهای انرژی تقریباً یکسانی باشند.
در هسته‌های سنگین، جابه‌جایی انرژی کولنی بین اعضای یک چندتایی ایزو اسپینی می‌تواند به دلیل حضور تعداد زیاد پروتون در هسته بزرگ باشد. لذا، *مانستهٔ ایزوباری* حالت پایهٔ یک عضو

خانوادهٔ چندتایی ممکن است در برانگیختگی چندین MeV قرار بگیرد. هنگامی که فاکس[1] و همکاران (۱۹۶۴)، انـدازه‌گیری‌های رایج تـابـع برانگیختگی واکنش $^{۸۹}Y(p,n)^{۸۹}Zr$ را که اساساً یک نوترون را در هستهٔ هدف به پروتون تبدیل می‌کند انجام می‌دادند دو قلهٔ تیز را در بهره‌های نوترون نزدیک E_p=۵MeV (همانگونه که در شکل ۵-۲ نشان دیده می‌شود)، مشاهده نمودند. این مشاهده غیرمنتظره بود، زیرا برهم‌کنش باید به ترازهایی در هستهٔ مرکب ^{۹۰}Zr در انرژی ۱۰MeV~ می‌انجامید که فاصلهٔ بین ترازها کوچک بود و حالت‌هایی را نمی‌شناختند که چنین تشدیدهای بزرگی تولید کنند. توزیع زاویه‌ای سریعاً نشان داد که (J^{π}) این حالت‌ها 2^- و 3^- است. مشخص گردید که حالت پایه و اولین حالت برانگیختهٔ ^{۹۰}Y دارای 2^- و 3^- بودند و به اندازهٔ ۲۰۰keV~ از هم فاصله داشتند. محاسبات انرژی‌های کولنی نشان دادند که این تشدیدها متناظر بودند با مانسته‌های ایزوباری حالت پایه و اولین حالت برانگیختهٔ ^{۹۰}Y. بالا بودن بهره‌های آنها به این خاطر بود که آنها معرف پیکربندی‌های هسته‌ای ساده‌ای هستند و نه حالت‌های نرمالی که در انرژی‌های برانگیختگی ۱۰ MeV دیده می‌شوند.



شکل ۵-۲. بهرهٔ نوترون بر حسب انرژی پروتون برای واکنش نشان داده شده.

[1] .Fox

مسائل

۱. جدولی مثل جدول ۵-۱ بسازید که نشان‌دهندهٔ انرژی بستگی کل، انرژی کولنی و انرژی بستگی هسته‌ای خالص برای ^{14}C، ^{14}O و تراز ۲/۳۱ MeV در ^{14}N باشد.

۲. اگر اختلاف انرژی حالت پایهٔ ^{14}C و مانستهٔ ایزوباری $T=1$ حالت پایهٔ ^{14}C در ^{14}N، که برابر ۲/۱۵MeV است، ناشی از اختلاف انرژی کولنی بین هسته‌ها باشد، شعاع میانگین R این هسته‌های A =۱۴ را محاسبه کنید.

۳. برای یک پتانسیل هسته‌ای یوکاوای با $V_0 = 40\,MeV$ و $r_0 = 1/5\,fm$، نسبت بین پتانسیل هسته‌ای و کولنی را برای ۱۶fm و r = ۱،۲،۴،۸ محاسبه نمایید.

مراجع

1. Fox, J. D., C. F. Moore, and D. Robson. *Phys. Rev. Lett*. 12, 198 (1964).

فصل ۶

ساختار هسته

مقدمه

هسته‌ها دارای ساختاری بسیار منظم با خواص کلی متعدد و ساده‌ای هستند که با بررسی مکانیک کوانتومی ذراتی که در یک چاه پتانسیل حرکت می‌کنند می‌توان آنها را پیش‌بینی کرد. این وضعیت، شباهت بسیار زیادی به توصیفات الکترون‌ها در اتم‌ها دارد. چاه انرژی پتانسیل ناشی از نیروی کولنی (اتم‌ها) اساساً متفاوت با چاه پتانسیل ناشی از نیروی هسته‌ای (هسته‌ها) است. فصل پیش، حاوی بحثی پیرامون خواص بنیادی نیروی هسته‌ای و چگونگی توانایی ما در تعیین مشخصات آن بود. خلاصه اینکه شکل دقیق نیروی هسته‌ای یا قوی معلوم نیست ولی می‌دانیم که این نیرو دارای بردی کوتاه $(\sim 1\,\mathrm{fm})$ با یک مغزی دافع است و اشباع نیز می‌شود. یعنی، نیرو عمدتاً بین نزدیک‌ترین همسایگان عمل می‌کند تا آنها را نزدیک هم نگه بدارد بدون اینکه اجازه دهد در یکدیگر نفوذ کنند. ما این ویژگی‌ها را برای شکل دادن به اساس مطالعهٔ خود در ساختار هسته به‌کار می‌بریم.

همچنین می‌توان با نگاهی دقیق به سبک‌ترین هسته‌های پایدار و ناپایدار مطالب زیادی دربارهٔ ویژگی‌های اصلی ساختار هسته و طبیعت نیرویی که نوکلئون‌ها را در کنار هم نگه می‌دارد آموخت. البته، بن‌سازه‌های هسته‌ها عبارتند از نوکلئون‌ها یعنی پروتون‌ها و نوترون‌ها. پروتون پایدار است و

معمولاً به صورت اتم هیدروژن که با یک تک- الکترون پیوند دارد یافت می‌شود. جرم الکترون در مقایسه با جرم پروتون کوچک است ($۵۱۱\text{keV}/۹۳۹,۰۰۰\text{keV}$ یا $\sim\frac{۱}{۱۸۰۰}$) و انرژی پیوندی آن حتی کوچک‌تر است ($۱۳\text{eV}/۹۳۹,۰۰۰,۰۰۰\text{eV}$ یا $۱۰^{-۸}$). الکترون‌ها تقریباً همیشه همراه با هسته‌ها می‌باشند، لذا بهتر است نوکلیدها را متشکل از اتم‌های هیدروژن ^{۱}H، تصور کنیم تا از پروتون‌های عریان. از سوی دیگر، نوترونِ آزاد ناپایدار است و با نیمه‌عمر تقریباً ۱۰ دقیقه به یک پروتون یک الکترون و یک پاد نوترینو وامی‌پاشد. اما با تصور اینکه هسته‌ها از این اجزا ساخته شده‌اند، نباید انتظار داشت که بتوان ایزوتوپ‌های سنگین دلخواه خود از هر عنصر شیمیایی را به دست آورد چرا که درنهایت نوترون‌ها در صورت مستقل بودن به پروتون وامی‌پاشند!

حال چنانچه دو نوکلئون را نزدیک هم بیاوریم واقعیتی نسبتاً مهم و جذاب. خواهیم یافت: تنها یک آرایه و پیکربندی، تولیدِ یک هستهٔ پایدار (مقید) خواهد نمود؛ و آن حضور یک پروتون و یک نوترون در کنار هم به صورت هستهٔ دوترون یا حضور یک اتم هیدروژن در کنار یک نوترون و ظهور اتم دوتریم با الکترون اتمی آن است. دو ترکیب دیگر، یعنی ترکیب دو پروتون با هم که می‌توان آن را ^{۲}He نامید یا اتحاد دو نوترون با هم (دای‌ـ نوترون)، نامقید بوده و تقریباً با سرعتی که اجزای آنها به هم نزدیک می‌شوند از هم دور می‌شوند. می‌توان به راحتی ملاحظه کرد که به دلیل نیروی دافعهٔ کولنی بین دو ذرهٔ باردار مثبت، «دای ـ پروتون» یا ^{۲}He، ناپدیدارتر از «دای‌ـ نوترون» است. لذا، حتی کوچک‌ترین هسته‌ها نیز ترجیح می‌دهند تعداد نوترون‌ها و پروتون‌هایشان مساوی باشد.

چنانچه با دقت بیشتری به دوترون نگاه کنیم، انتظار داریم که دو ترکیب ممکن از اسپین‌های دو نوکلئون وجود داشته باشد. پروتون و نوترون هر دو دارای $S=\frac{۱}{۲}$ بوده و می‌توانیم ترکیب متوازی $S_p+S_n=۱$ و ترکیب پادـ متوازی $S_p+S_n=۰$ را داشته باشیم. هر دوی این حالت‌ها در هستهٔ دوتریم (دوترون) وجود دارند، و حالت $S=۱$ حالت پایه (پایین‌ترین انرژی)، و حالت $S=۰$ حالت برانگیخته و در حقیقت نامقید است. بنابراین، همراستایی اسپین‌های دو نوکلئون ناهمسان، اثر مهمی در انرژی بستگی کل خواهد داشت. این امر، بخشی از دلیل این است که چرا «دای- نوترون» مقید نیست. توجه داشته باشید که اسپین‌های ذاتی دو نوترون در حالت $l=۰$، یا s، باید به صورت پادموازی با هم جفت شده باشند (مطابق اصل پاؤلی). با وجود این، نیروی هسته‌ای آرایش متوازی را ترجیح می‌دهد. برای همراستا کردن اسپین‌ها در یک جهت نوترون‌ها باید در حالت $(l=۱)$ یا p باشند، که نیاز به انرژی نسبی بیشتری است. علاوه بر این، این حقیقت که دوترون کروی نیست و دارای گشتاور چهارقطبی الکتریکی ذاتی است، بیان کنندهٔ این است که مؤلفهٔ غیرمرکزی نیروی هسته‌ای نیز وجود دارد.

بررسی پیرامون سبک‌ترین هسته‌ها را با $A = ۳$ می‌توان ادامه داد. فقط ترکیب‌های دو پروتون و یک نوترون، ^{۳}He، و یک پروتون و دو نوترون ^{۳}H، مقید هستند، درحالی‌که ترکیب‌های سه پروتون ^{۳}Li، و سه نوترون نامقیداند. مجدداً توازنی بین تعداد نوترون‌ها و پروتون‌ها می‌بینیم. با حالات نهایی نامقید را. اسپین‌های هسته‌ای هر دو هستهٔ مقید با $A= ۳$، $\frac{۱}{۲}$ است که نشان‌دهندهٔ وجود یک زوج نوکلئون به اضافهٔ یک نوکلئون مجرد است؛ سه نوکلئون جفت نشده باید دارای اسپین کلی $\frac{۳}{۲}$ می‌بودند. در سامانهٔ $A = ۳$، هستهٔ با تعداد بیشتر نوترون، تریتیم، ^{۳}H، به مقدار بسیار جزئی ناپایدارتر از ^{۳}He است، و با گسیل β^- با نیمه‌عمر ۱۲/۳ سال وا می‌پاشد.

تنها یک ترکیب چهار نوکلئونیِ مقید وجود دارد ^{۴}He، با دو پروتون و دو نوترون. همهٔ ترکیب‌های چهار نوکلئونی دیگر نامقیداند. علاوه بر این، ^{۴}He یا ذرهٔ α، مشخصاً دارای پایداری زیادی است (به‌طور قوی مقید)، و نوکلئون‌ها همه با هم جفت شده، اسپین کل $S = ۰$ را می‌دهند. جالب توجه اینکه، چنانچه نوکلئونی از هر نوع را به ذرهٔ α اضافه کنیم، یک هستهٔ نامقید ایجاد می‌شود! لذا، هیچ هستهٔ پایدار با $A = ۵$ وجود ندارد، به‌طوری‌که ^{۵}He و ^{۵}Li پس از تشکیل، به‌سرعت می‌شکنند. این امر، درجرم‌های پایدار یک «گاف» به وجود آورد و مسئله‌ای را در ساخت عناصر در ستارگان، که در فصل ۱۲ بررسی خواهیم کرد، باعث می‌شود. دو هستهٔ مقید با $A = ۶$، ^{۶}He، ^{۶}Li وجود دارند که ایزوبار هلیم به ایزوبار لیتیم وامی‌پاشد. با ادامهٔ این نگاه، از جرم ۶ تا ۲۰۹، همهٔ اعداد جرمی دارای حداقل یک هسته مقید می‌باشند اگرچه هیچ هستهٔ پایداری در $A =۸$ وجود ندارد. عموماً یک هستهٔ پایدار برای هر عدد جرمی فرد وجود دارد، و در هسته‌های سنگین غالباً دو هستهٔ پایدار برای هر عدد جرمی زوج وجود دارد. حداکثر سه ایزوبار پایدار برای یک عدد جرمی معین وجود دارد.

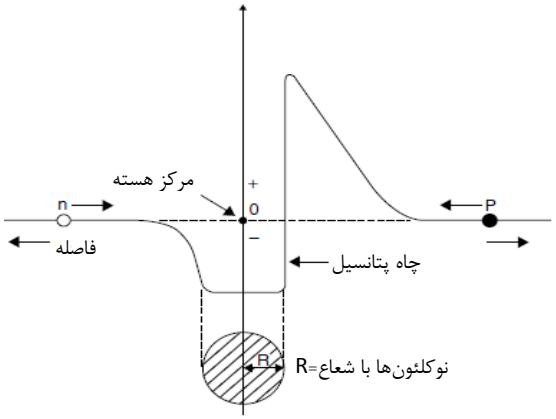
می‌توان مشاهدات خود را دربارهٔ هسته‌های سبک و نیروهای هسته‌ای به صورت زیر خلاصه کرد: نیروی هسته‌ای بین نوکلئون‌ها یکنواخت عمل می‌کند؛ پروتون‌ها دارای دافعهٔ کولنی اضافی هستند که می‌تواند هسته‌های پُر-پروتون را ناپایدار کند، اما هسته‌های خیلی پُر- نوترون نیز ناپایدارند. ارجحیت (حداقل در هسته‌های سبک) با هسته‌های متقارن با تعداد مساوی نوترون و پروتون است؛ و در نهایت، نیروی هسته‌ای بستگی به جهت اسپین نوکلئون‌ها دارد. با توجه به اینکه طبیعت زیر ساخت نیروی هسته‌ای در حال حاضر ناشناخته است، چند شکل پارامتری مدوّن برای نیروی مؤثر آن وجود دارد. بحث مفصل پیرامون این نیروهای مؤثر یا پتانسیل‌های نوکلئونی خارج از چارچوب این کتاب است. حالا پیچیدگی توصیف هسته‌ای را در نظر بگیرید که در آن هر نوکلئون با نزدیک‌ترین همسایگانش از طریق نیروی هسته‌ای برهم‌کنش می‌کند و همزمان، کلیهٔ پروتون‌ها از

طریق نیروی کولنی یکدیگر را می‌رانند! این مسئله و مسئلهٔ خیلی مانستهٔ حرکت مولکولی در قطرهٔ مایع هنوز به دقت حل نشده‌اند، و لذا مدل‌هایی از رفتار میانگین نوکلئون‌ها را در پتانسیل‌های انرژی مؤثر ارائهٔ می‌دهیم.

۶-۱. پتانسیل‌های هسته‌ای

برهم‌کنش‌هایِ ترکیبیِ نوترون‌ها و پروتون‌ها را می‌توان براساس یک «چاه پتانسیل هسته‌ای» توصیف کرد. چون پروتون‌ها بار الکتریکی دارند، معمولاً نوترون‌ها و پروتون‌ها را در حال حرکت در دو چاه پتانسیل جداگانه (برهم‌نهیده) در نظر می‌گیریم. خوب است به روشی بسیار طرح‌وار و ساده نیروهایی را که هنگام نزدیک کردن یک نوترون به هسته بر آن وارد می‌شوند در نظر بگیریم. به این ترتیب، در فاصله‌های بزرگ (بیشتر از چند فمتومتر) نیرویی وجود نخواهد داشت (هیچ تغییری در انرژی پتانسیل رخ نمی‌دهد). هنگامی که نوترون به «سطح» هسته می‌رسد (یا در حوزهٔ بُرد نیروی هسته‌ای، یعنی تقریباً در فاصلهٔ ۱fm از «لبه» قرار می‌گیرد)، کِشِشی از سوی نزدیک‌ترین نوکلئون‌های همسایه وجود خواهد داشت و نوترون به داخل هسته کشیده خواهد شد. این نیروی جاذبه به سرعت در ناحیهٔ سطحی وقتی نوکلئون به تماس با سایر نوکلئون‌ها در می‌آید افزایش خواهد یافت تا اینکه نوترون توسط نوکلئون‌ها احاطه شود و داخل هسته قرار بگیرد. اگر نوترون به داخل هسته برود و نزدیک لبه نباشد انرژی پتانسیل ثابت می‌ماند. این رفتار، در تابع انرژی پتانسیل نشان داده شده در شکل ۶-۱ به صورت تابعی از فاصله از مرکز هسته خلاصه شده است.

از سوی دیگر، چنانچه یک پروتون را به همان هسته نزدیک کنیم، رفتارِ کم و بیش متفاوتی وجود خواهد داشت. ابتدا، هسته به دلیل نیروی بلند-برد کولنی پروتون را دفع خواهد کرد. سپس، وقتی پروتون را خیلی به سطح نزدیک کنیم، همان نیروی جاذبهٔ هسته‌ای شروع به غلبه بر نیروی دافعه خواهد نمود. نیروی جاذبهٔ هسته‌ای افزایش پیدا می‌کند تا پروتون، مثل مورد نوترون، توسط نوکلئون‌ها احاطه شود، اما همواره یک نیروی دافعهٔ خالص از سوی دیگر پروتون‌ها وجود خواهد داشت. نیروی دافعه، جاذبهٔ کلی را کاهش می‌دهد و چاه انرژی پتانسیل پروتون به گودی چاه نوترون نخواهد بود. مدل‌هایی که بعداً در این فصل بررسی خواهیم کرد، براساس ایده‌های زیربنایی این پتانسیل‌های طرح‌وار ساده خواهند بود.



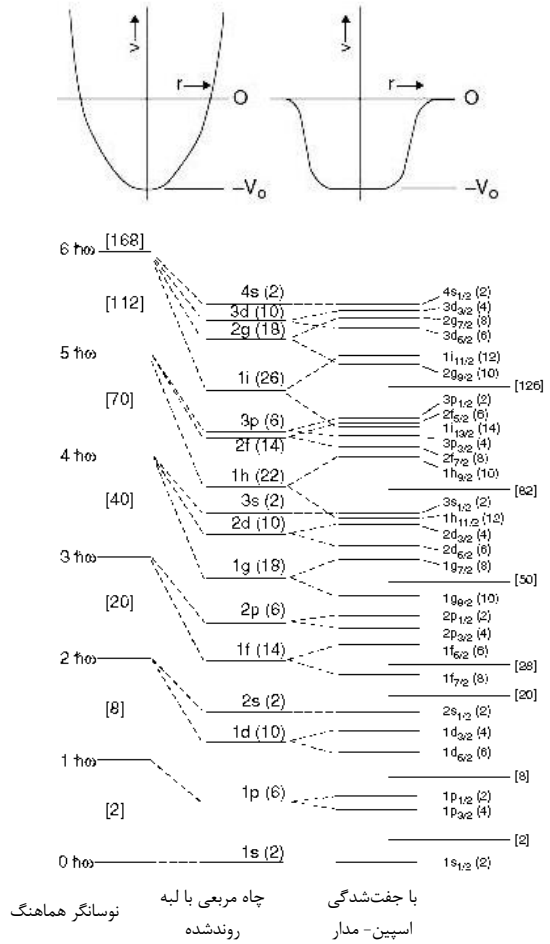
شکل ۶-۱. نمایش طرح‌وار پتانسیل کلی نوترون ــ هسته و پتانسیل پروتون ــ هسته برحسب تابعی از شعاع.

پیش از پرداختن به توصیف مدل‌های ساختار هسته، خوب است مقایسهٔ کوتاهٔ از ویژگی‌های انرژی پتانسیل‌های اتمی و هسته‌ای داشته باشیم. توصیف پتانسیل اتمی از بعضی جهات ساده‌تر است، زیرا ناشی از یک هستهٔ مرکزی است که می‌توان تقریباً در تمام محاسبات اتمی از آن صرف‌نظر کرد. هسته، تمام جاذبه را برای الکترون‌ها تأمین می‌کند، ولی با الکترون‌ها برهم‌کنش نمی‌کند. در مورد هسته‌ای، پتانسیل به وسیلهٔ خود نوکلئون‌ها خلق می‌شود و چنانچه نوکلئون‌ها را برآشوبیم (یکی اضافه یا کم کنیم)، در آن صورت کل پتانسیل مجبور است بازـ تنظیم شود. خوشبختانه، تغییرات در انرژی پتانسیل برای یک هستهٔ بزرگ نسبتاً در بیشتر اوقات ناچیز است و رفتار کلیّتِ هسته ثابت باقی می‌ماند. البته، به‌هم‌ریختگی‌های عمده‌ای که نمی‌توانند با یک انرژی پتانسیل ساده توجیه شوند نیز می‌توانند وجود داشته باشند.

۶-۲. طرح‌وار مدل پوسته‌ای

با یک درک کلی از شکل پتانسیل‌های هسته‌ای، می‌توان شروع به حل مسئلهٔ محاسبهٔ ویژگی‌های حالت‌های مکانیک کوانتومی کرد که چاه انرژی را «پُر» می‌کنند. می‌توان تصور کرد که نوکلئون‌ها دارای ترازهای انرژی معینی خواهند بود و در حالت‌ها یا مدارهای «مانا» یی در چاه هسته‌ای خیلی شبیه الکترون‌ها در چاه پتانسیل اتمی به سر می‌برند. این تعبیر کاملاً معتبر است و اساس «مدل پوسته‌ای» هسته را تشکیل می‌دهد. چاه پتانسیل برای نوکلئون‌ها شکل کاملاً متفاوتی در مقایسه با الکترون‌های اتمی دارد و لذا باید انتظار داشت که ترازهای انرژی و الگوهای پرشدن آنها متفاوت باشد.

به عنوان یک تقریب کاملاً اولیه می‌توان هسته را به صورت یک ظرف کره‌ای صلب (که چاه پتانسیل مربعی نیز نامیده می‌شود) در نظر گرفت. انرژی پتانسیل را، هنگامی که ذره در داخل دیواره‌های ظرف است و دیواره‌ها چنان قوی و بلند هستند که ذره هرگز نمی‌تواند از ظرف خارج شود، دقیقاً صفر فرض می‌کنیم؛ درست مثل اتمِ یک گازِ محصور در داخل یک بالن بسیار کوچک کروی. ترازهای انرژی برای یک ذرهٔ واقع در چنین چاه پتانسیلی در شکل ۶-۲ نشان داده شده‌اند.



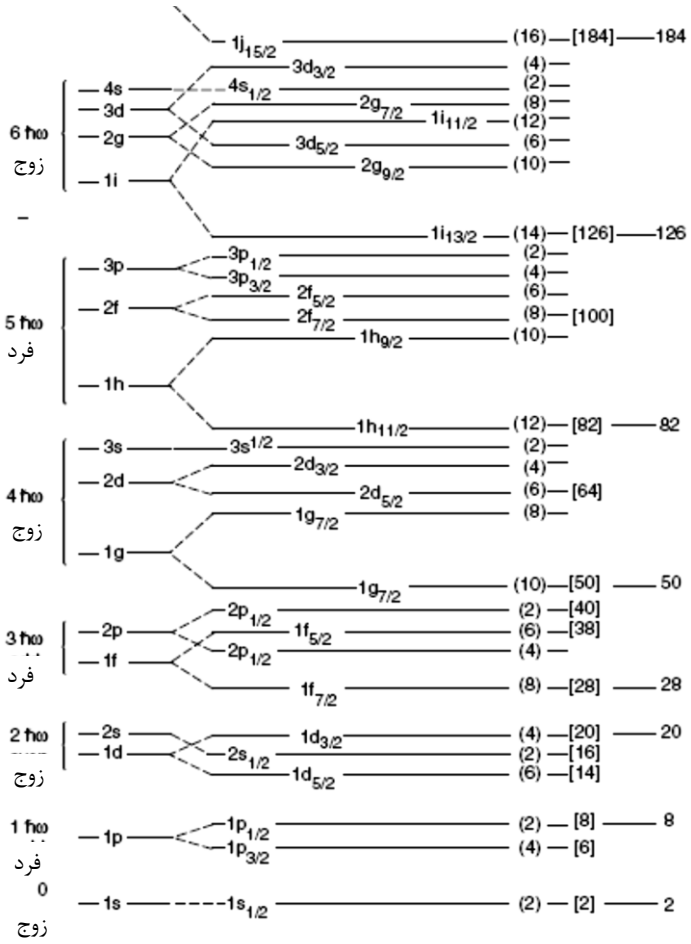
شکل ۶-۲. انرژی‌های مدارهای تک- ذره در چاه پتاسیل نوسانگر هماهنگ، و «چاه پتانسیل مربعی با لبه‌های گرد شده»؛ مورد اخیر، با و بدون جفت شدگی اسپین- مدار. اعداد داخل پرانتز نشان‌دهندهٔ ظرفیت‌های مداری هستند و اعداد داخل کروشه‌ها حاصل جمع ظرفیت‌ها را تا آن نقطهٔ معین می‌دهند. [مرجع: Gordon, Coryell (1967)]

واقعی است که نمی‌توان انتظار چندان موفقیتی را داشت. به عنوان مثال، توجه داشته باشید که این پتانسیل در لبهٔ هسته نامتناهی است، اما پتانسیلی که نوترون احساس می‌کند در لبه به صفر می‌رسد.

یک پتانسیل بسیار مفیدتر، پتانسیل نوسانگر هماهنگ است، که دارای یک شکل شلجمی است. همان‌گونه‌که در شکل ۶-۲ مشخص شده، این پتانسیل دارای پهلوهای پرشیب و تندی است که به طرف بالا ادامه داشته و تنها برای ترازهای انرژی سطح پایین مفید خواهد بود. پتانسیل نوسانگر هماهنگ دارای این ویژگی است که ترازهای انرژی آن متساوی‌الفاصله‌اند. این پتانسیل «اشباع» نمی‌شود بلکه تَهِ آن گِرد است و لذا برای هسته‌های بزرگِ با حجم‌های مرکزی بزرگ مفید نخواهد بود. با این همهٔ، پتانسیل نوسانگر هماهنگ به‌طور گسترده‌ای برای هسته‌های سبک به‌کار می‌رود و توابع موج نوسانگر هماهنگ غالباً در محاسبات واکنش‌ها به‌کار می‌روند. حالت‌های نوسانگر هماهنگ را با تکانه زاویه‌ای کل آنها و شروع از صفر برچسب می‌زنند. اصطلاحاً گفته می‌شود که هر ترازِ عددِ کوانتومیِ اصلی، پوسته‌ای از مدارها را تشکیل می‌دهد. گاف انرژی بین پوسته‌ها دقیقاً یکسان خواهد بود، و همهٔ زیر ترازهای متعلق به یک عدد کوانتومی اصلی معین، تبهگن خواهند بود. تعداد مدارها $2N+1$ تاست که در آن a = N، ۱، ۲، ... اصل پاؤلی بیان می‌دارد که تعداد نوکلئون‌ها (فرمیون‌ها) برای پر کردن هر مدار مساوی ۲ است (مثل مدارهای الکترونی در اتم‌ها)، لذا تعداد نوکلئون‌های مورد نیاز برای پر کردن پوسته‌ها ... $2[2N+1]=2,6,10,$ خواهد بود. این روندِ پر شدن، با پر شدگی سبک‌ترین هسته‌های دارای پایداری زیاد (^{4}He، ^{16}O)، نوترون‌ها و پروتون‌ها در مدارهای جداگانه، در توافق است، اما با هسته‌های سنگین‌تر توافق ندارد.

با افزودن همبستگی اسپین- مدار به پتانسیل نوسانگر هماهنگ، بهبود چشمگیری در آن مدل ساده به وجود آمد. معلوم شده است که ذرات نسبیتی تمایل دارند که تکانه‌های زاویه‌ای مداری و ذاتی (اسپین‌ها) شان هم‌جهت باشند. این جهت‌گیری، اساس تغییر رفتار آشنای شیمیایی عناصر ردیف پایین در جدول تناوبی است. مثلاً، تالیم حالت اکسایش +۱ را ترجیح می‌دهد هرچند که تالیم، سنگین‌ترین عنصر در گروه ۱۳ یا IIIA است. این رفتار به این دلیل است که سه حالت اتمی p بر اساس جهت‌گیری تکانه زاویه‌ای مداری $(l=1)$و اسپین ذاتی $\left(s=\frac{1}{2}\right)$ نسبت به یکدیگر، از نظر انرژی به دو گروه تقسیم (یا شکافته) می‌شوند. حالت $p_{1/2}$، با تکانه‌های اسپینی و زاویه‌ای جفت شده در جهت‌های مخالف، انرژی پایین‌تری داشته و دارای دو الکترون است، درحالی‌که الکترون سوم در حالت $p_{3/2}$ قرار گرفته و به راحتی یونیزه می‌شود.

افزودن جملهٔ اسپین- مدار به پتانسیل نوسانگر هماهنگ هسته‌ای موجب جدایی یا حذف تبهگنی ترازها بر مبنای تکانه زاویه‌ای کل $(j = l + s)$ شان می‌گردد. در وضعیت هسته‌ای، حالت‌های با جفت شدگی موازی، و مقادیر تکانه زاویه‌ای کل بزرگ‌تر، مرجّح‌اَند و به ازای یک ترکیب معین، به سوی انرژی پایین‌تری نسبت به آنهایی که اسپین کل کوچک‌تری دارند، حرکت می‌کنند. مرتبهٔ ترازهای انرژی حاصل از مدل پوسته‌ایِ «نوسانگر هماهنگ / اسپین- مدار» با نمادگذاری اسپکتروسکوپیکی (طیف‌نمایی) آنها در شکل ۶-۳ نشان داده شده‌اند.



شکل ۶-۳. الگوی ترازها با نمادهای اسپکتروسکوپیکی مدل پوسته‌ای. جفت‌شدگی تکانهٔ زاویه‌ای در طرف چپ و تعداد نوکلئون‌های مورد نیاز برای پرشدن هر مدار و هر پوسته در طرف راست نشان داده شده‌اند.[اقتباس از: M.G. Maye and J.H.D. Jenson, Elementery Theory of Nuclear shell Structure, Wiley, New York, 1955]

هر حالت تکانه زاویه‌ای کل دارای تعداد $۲j+۱$ زیر ـ مدار یا تصویر تکانه زاویه‌ای $\left(m_j=-j+...,\circ,...,+j\right)$ است؛ درست مثل مقادیر l الکترون‌های اتمی. به یاد داشته باشید که حالت‌های نوترونی و پروتونی جدا از هم همیشه مطرح‌اند و اصل پاؤلی حداکثر دو نوترون یا پروتون را در هر مدار قرار می‌دهد.

اجازه دهید قرار گرفتن نوکلئون‌ها را در این حالت‌های مدل پوسته‌ای در نظر بگیریم. پایین‌ترین تراز $۱s_{۱/۲}$ نامیده می‌شود، که s برای $l=\circ$ است، و $j=l+s=\frac{۱}{۲}$. این تراز تنها دارای تعداد $۲l+۱=۱$ مقدار برای m است و می‌تواند تنها دو پروتون در چاه پروتونی و دو نوترون در چاه نوترونی داشته باشد. ترازهای بعدی عبارتند از زوجِ $۱p_{۳/۲}$ و $۱p_{۱/۲}$در تراز بلافاصله بالاتر بعدی ($N=۱\hbar\omega$). بنابراین، ^{۴}He نشان‌دهندهٔ کوچک‌ترین هستهٔ با پرشدگی کامل هر دو پوستهٔ $N=\circ$ نوسانگر هماهنگ برای نوترون‌ها و پروتون‌ها است و پایداری زیاد آن دور از انتظار نیست.

پرشدگی پوستهٔ بعدی هنگامی رخ می‌دهد که پوسته‌های $N=\circ\hbar\omega$ و $N=۱\hbar\omega$ پر شوند. این مستلزم ۸ پروتون و ۸ نوترون است، بنا بر این، ^{۱۶}O باید یک هستهٔ با پایداری زیاد باشد. پرشدگی‌های پوسته‌ای بعدی در تعداد نوکلئون‌های ۲۰، ۲۸، ۵۰، ۸۲ و ۱۲۶ رخ می‌دهند. این اعداد متناظر اند با مناطقی در جدول نوکلیدها که معمولاً تعداد ایزوتوپ‌ها و ایزوتون‌ها در آن جاها به دلیل پایداری بالای آنها زیاد است. تعداد کمی هستهٔ پایدار، هم دارای پوستهٔ پُر (بستهٔ) نوترونی هستند و هم دارای پوستهٔ پُر پروتونی. اینگونه هسته ها، مثل $^{۲۰۸}Pb,^{۴۸}Ca,^{۴۰}Ca,^{۱۶}O,^{۴}He$. در مقایسه با همسایگانشان دارای انرژی بستگی بیشتری هستند. چند هستهٔ «دوبار- بسته» در خارج از گسترهٔ هسته‌های پایدار، مثل ^{۵۶}Ni، ^{۱۰۰}Sn، ^{۱۳۲}Sn تولید شده‌اند، و تلاش‌هایی برای ساخت هسته‌های دیگری همچون ^{۱۰}He و ^{۲۸}O نیز صورت گرفته است ولی معلوم شده است که همه نامقیداند.

یک مثال از پرشدن مدل پوسته‌ای: ^{۷}Li

۱. سه پروتون را در پایین‌ترین مدار های دسترس‌پذیر قرار بدهید. پروتون‌های واقع در حالت $۱s_{۱/۲}$ باید مطابق اصل پاؤلی با هم جفت شده باشند، لذا پیکربندی به صورت $(۱s_{۱/۲})^{۲}(۱p_{۳/۲})^{۱}$است.

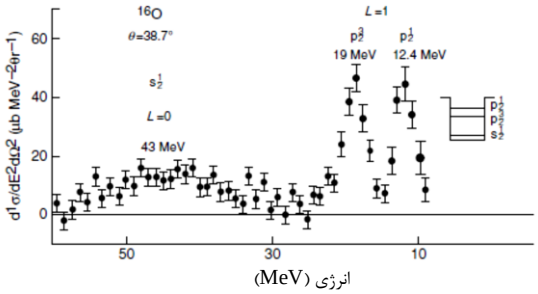
۲. چهار نوترون را در پایین‌ترین مدار دسترس‌پذیر قرار دهید. نوترون‌ها باید در مدارهای نیمه‌پر جفت شوند(یعنی، برعکس حالت الکترون‌های اتمی)، که پیکربندی آن به صورت $(۱s_{۱/۲})^{۲}(۱p_{۳/۲})^{۲}$ است.

پیش‌بینی: همهٔ نوکلئون‌ها به جز پروتون $1p_{3/2}$ جفت‌شده هستند. لذا، اسپین‌ها و گشتاورهای زاویه‌ای به‌جز برای این پروتون حذف می‌شوند. اسپین هسته باید $\frac{3}{2}\hbar$ و پاریتهٔ هسته باید در تناظر با پاریتهٔ حالت‌های p (مقدار فرد l) منفی باشد.

پرسش: این مدل برای یک حالت برانگیختهٔ ^{7}Li چه پیش‌بینی می‌کند؟ دو امکان باید مشهود باشند. می‌توان پروتون $p_{3/2}$ را به حالت $p_{1/2}$ ارتقا داد یا نوترون‌های $p_{3/2}$ را از هم جدا کرد و به سه نوترون جفت نشده در تراز $p_{3/2}$ رسید. ^{7}Li تنها دارای یک حالت برانگیختهٔ مقید است و آن متناظر با ارتقای $p_{3/2} \rightarrow p_{1/2}$ پروتون است. شکستن زوج‌ها مستلزم صرف انرژی زیادی است و باعث می‌گردد هسته نامقید شود.

توجه داشته باشید که هسته‌های سبک به دلیل فاصلهٔ زیاد ترازها از هم و تعداد نسبتاً کم ترازها، شدیداً شکننده‌اند. تعداد کم نوکلئون‌ها، به تغییرات کوچکِ پیکربندی‌ها بسیار حساس‌اند و نسبتاً تعداد کمی حالت برانگیخته دارند. هسته‌های سنگین به دلیل وجود تعداد زیاد ترازهای انرژی همجوار که از نظر پیکربندی تفاوت اندکی با هم دارند، خیلی «جهنده‌ترند» و در نتیجه این هسته‌ها تقریباً همیشه تعداد زیادی حالت‌های برانگیختهٔ مقید دارند.

اصالت این شیوهٔ گمارش نوکلئون‌ها در حالت‌های گوناگون مدل سادهٔ پوسته‌ای را می‌توان خیلی سرراست با آن دسته از واکنش‌های هسته‌ای که یک نوکلئون از هسته می‌گیرند یا یک نوکلئون به آن می‌دهند مورد بررسی قرار داد. واکنش $(p,2p)$ چنین واکنشی است که یک پروتون از هسته بر می‌گیرد. لذا انرژی لازم برای بر گرفتن یک پروتون، میزانی است از انرژی متناظر با حالت هسته‌ای مورد نظر. در شکل ۶-۴، نتایج مطالعهٔ واکنش $^{16}O(p,2p)$ نشان داده شده است. سه قُلّهٔ موجود در سطوح مقطع، متناظرند با بر گرفتن پروتون‌ها از مدارهای $1p_{1/2}$، $1p_{3/2}$، و $1s_{1/2}$.



شکل ۶-۴. طیف انرژی پروتون‌های گسیل یافته از واکنش $^{16}O(p,2p)$، نشان‌دهندهٔ حالت‌های ذره - منفرد.

[اقتباس از:(1958).Tyren et al]

نمودار ترازهای انرژی برای طرح‌وار مدل سادهٔ پوسته‌ای، که در شکل ۶-۳ نشان داده شده است، به ما اجازه می‌دهد پیش‌بینی‌های زیادی در مورد حالت‌های پایهٔ گسترهٔ وسیعی از هسته‌ها داشته باشیم. نخست اینکه، جفت‌شدگی قوی نوکلئون‌ها در هر مدار بلافاصله به ما می‌گوید که اسپین (خالص) تمام هسته‌های دارای تعداد زوجی پروتون و نیز تعداد زوجی نوترون صفر خواهد بود. همچنین، پاریته‌های توابع موج همهٔ این هسته‌ها مثبت خواهد بود. لذا، اسپین- پاریتهٔ حالت پایهٔ همهٔ هسته‌های زوج ـ زوج $^{+}{}^{\circ}$ است. این پیش‌بینی‌ها دقیقاً درست‌اند، و این حقیقت که هیچ‌یک از هسته‌های زوج- زوج، اسپین خالص هسته‌ای ندارند دلیل این است که چرا نسبتاً فقط تعداد محدودی از هسته‌ها را می‌توان در مطالعات NMR به‌کار برد. دوم اینکه، انتظار داریم حالت‌های پایهٔ هسته‌های A- فرد، آنهایی که تعداد یک نوع از نوکلئون‌هایشان زوج و تعداد نوع دیگر نوکلئون‌هایشان فرد است، با اسپین و پاریتهٔ نوکلئون فردِ «تنها مانده» توصیف شوند. این پیش‌بینی‌ها غالباً درست‌اند، به ویژه اگر بپذیریم که تَک-تُهی‌جاها یا حفره‌های واقع در زیرپوسته‌ها درست همان تکانه زاویه‌ای و پاریته‌ای را می‌دهند که یک تک‌ذرهٔ واقع در همان زیرپوسته. این هم‌ارزی «ذرات» و «حفره‌ها» را می‌توان با محاسبات تفصیلی جفت‌شدگی تکانه‌های زاویه‌ای نشان داد که ما در اینجا به آن نخواهیم پرداخت. با این‌همه، به یاد بیاورید که یک زیرپوستهٔ کاملاً پُر، به جفت‌شدگی اسپین صفر خواهد رسید، به‌این ترتیب، بنا به تقارن، چنانچه برای به‌دست آوردن یک مقدار j مشخص، یک ذره اضافه کنیم، باید انتظار داشته باشیم که وقتی یک ذره از زیرپوستهٔ پر کم می‌کنیم همان مقدار اسپین را به دست آوریم.

مدل پوسته‌ای را می‌توان برای پیش‌بینی اسپین‌ها و پاریته‌های حالت پایهٔ هسته‌های با پروتون- فرد/ نوترون- فرد نیز با ترکیب مقادیر $j\pi$ دو ذرهٔ جفت نشده به‌کار برد. توجه داشته باشید که همیشه دو ترکیب ممکن خواهد بود، و ما به راهی نیاز داریم که ببینیم کدام یک از جهت‌گیری‌های گشتاورهای زاویه‌ای کل نوکلئونی در انرژی کمتری (یعنی حالت پایه) خواهد بود. حالت پایهٔ دوترون، با یک پروتون و یک نوترون، کلید این گزینش است. گشتاورهای زاویه‌ای اسپینی نوترون و پروتون در حالت پایهٔ دوترون هم‌جهت‌اند، لذا برای حالت پایهٔ یک هستهٔ فرد- فرد باید مقادیر j کل را طوری با هم جفت و جور کنیم که اسپین‌های ذاتی ذرات فرد هم‌جهت باشند. این کار را با وارسی گشتاورهای زاویه‌ای یا با کاربست یک رشته قواعد مبتنی بر سیستماتیک مدارهای مدل پوسته‌ای می‌توان انجام داد. بِرنان[1] و بِرنشتین[2] (۱۹۶۰) این داده‌ها را با سه قاعده خلاصه کرده‌اند. هنگامی‌که نوکلئون‌های فرد در زیرپوسته‌های مربوط به خودشان هر دو،

---

1. Brennan
2. Bernstein

«ذره» باشند یا هر دو، «حفره»، قاعدهٔ ۱ بیان می‌دارد که وقتی $j_1 = l_1 \pm ۱/۲$ و $j_2 = l_2 \pm ۱/۲$ است، در آن صورت $J = |j_1 - j_2|$. قاعدهٔ ۲ بیان می‌کند که وقتی $j_1 = l_1 \pm ۱/۲$ و $j_2 = l_2 \pm ۱/۲$، در این صورت $J = |j_1 \pm j_2|$. قاعدهٔ ۳ بیان می‌کند که برای پیکربندی‌هایی که در آنها نوکلئون‌های فرد ترکیبی از ذره و حفره هستند مثل ^{۳۶}C1، در آن صورت $J = j_1 + j_2 + ۱$.

مثال: هسته‌های فرد- فرد ^{۵۶}Co، ^{۲۶}Al، و ^{۳۸}C*l* را در نظر بگیرید. اسپین و پاریتهٔ حالت پایه را برای این هسته‌ها پیش‌بینی کنید.

حل:

الف) ^{۳۸}Cl دارای ۱۷ پروتون و ۲۱ نوترون است. آخرین پروتون در تراز $d_{۳/۲}$ است در حالی‌که آخرین نوترون در تراز $f_{۷/۲}$ می‌باشد. (شکل ۶-۳)

$$j_p = ۲ - \frac{۱}{۲}, \quad j_n = ۳ + \frac{۱}{۲}$$

$$J = \left| \frac{۷}{۲} - \frac{۳}{۲} \right| = ۲$$

$$\pi = -$$

ب: ^{۲۶}Al دارای ۱۳ پروتون و ۱۳ نوترون است. آخرین پروتون و آخرین نوترون در حالت‌های حفره‌ای $d_{۵/۲}$ هستند، یعنی $j_p = j_n = ۲ + \frac{۱}{۲}$.

$$J = \left| \frac{۵}{۲} + \frac{۵}{۲} \right| = ۵$$

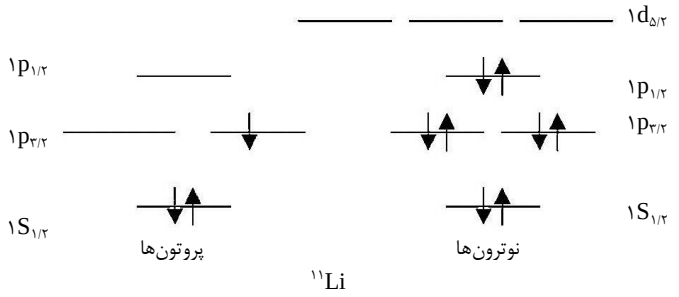
$$\pi = +$$

پ: ^{۵۶}Co دارای ۲۷ پروتون و ۲۹ نوترون است. آخرین پروتون در حالت حفره‌ای $f_{۷/۲}$ بوده و آخرین نوترون در حالت $p_{۳/۲}$ می‌باشد $\left(۱ + \frac{۱}{۲}\right)$.

$$J = \frac{۷}{۲} + \frac{۳}{۲} - ۱ = ۴$$

$$\pi = +$$

مدل سادهٔ پوسته‌ای بسیار قوی و حتی در توصیف هسته‌هایی که در آستانهٔ ناپایداری‌اند نیز موفق است. به عنوان مثال، ^{11}Li سنگین‌ترین ایزوتوپ مقید لیتیم است. نمودار مدل پوسته‌ای برای این هسته در شکل ۶-۵ نشان داده شده است. به پیش‌بینی دو پوستهٔ نوترونی پر توجه کنید.



شکل ۶-۵. الگوی تراز انرژی و پرشدن برای هسته غیرمعمول ^{11}Li در مدل شماتیک لایه‌ای.

انرژی بستگی برای کل هسته فقط حدود ۳۰۰keV است و لذا بسیار شکننده است. همچنین معلوم شده است ^{10}Li، که زیرپوستهٔ p‌ی آن پر نیست نامقید است. این مجدداً تأکید بر اهمیت جفت‌شدگی در هسته‌ها دارد. دو نوترون واقع در بالاترین تراز انرژی، که خیلی نزدیک به صفر است، در یک حالت $P_{1/2}$ تنها هستند و حالت خالی $S_{1/2}$ از نظر انرژی در همان نزدیکی‌هاست. این هسته دارای شعاع (یا اندازهٔ) برهم‌کنشی نامتعارفی است و یا احتمال زیاد به $^{9}Li+2n$ تجزیه می‌شود که این نوترون‌ها در یک فاصلهٔ فیزیکی زیاد، در بالاترین تراز انرژی قرار دارند و پیوندشان با هسته ضعیف است. در واقع، در مستندات علمی بر سر ترتیب ظاهر شدن حالت‌های s و p مقداری بحث وجود دارد.

پارامتر هسته‌ای دیگری که می‌توان آن را به‌طور تجربی تعیین کرد و بستگی به ساختار هسته دارد گشتاور مغناطیسی است. گشتاور مغناطیسی یک هسته میزانی است از واکنش آن هسته به یک میدان مغناطیسی خارجی و زاییدهٔ اثر خالص حرکت پروتون‌ها به اضافهٔ اسپین‌های ذاتی پروتون‌ها و نوترون‌هاست. گشتاور مغناطیسی، μ_i، یک ذره را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$\mu_i = g_i L_i + g_s S_i \qquad (۱.۶)$$

که در آن، L_i تکانهٔ زاویه‌ای، و S_i اسپین ذاتی ذرهٔ i است. نسبت‌های ژیرومغناطیسی g_l و g_s عبارتند از:

برای پروتون $g_l = 1\ \mu_\circ$ $g_s = ۵/۵۸۴۵\ \mu_\circ$

و برای نوترون $g_l = 0$ $g_s = -۳/۸۲۶۳\ \mu_\circ$

که در آن $\mu_\circ$ مگنتون هسته‌ای است:

$$\mu_\circ = e\hbar / ۲m_p c$$

به دلیل مقدار بالای حذف اسپین‌ها و گشتاورهای زاویه‌ای بر اثر جفت‌شدن قوی نوکلئون‌ها در مدارهای همساز و جفت‌شدگی اسپین‌ها، باید انتظار داشت که گشتاورهای مغناطیسی کوچک بوده و بستگی زیادی به تعداد و مدارهای ذرات جفت‌نشده داشته باشند. یک فرمول نسبتاً ساده برای گشتاورهای مغناطیسی هسته‌ای با یک نوکلئون جفت‌نشده موسوم به حد اشمیت[1]، دارای دو شکل است که بستگی به جهتگیری نسبی تکانهٔ زاویه‌ای و اسپین دارند:

برای $J = l + s$

$$\mu = l g_l + \frac{۱}{۲} g_s$$

برای $j = l - s$

$$\mu = (j / j+۱)\left[(l+۱) g_l - \frac{۱}{۲} g_s\right] \qquad (۲.۶)$$

یا معادل آن

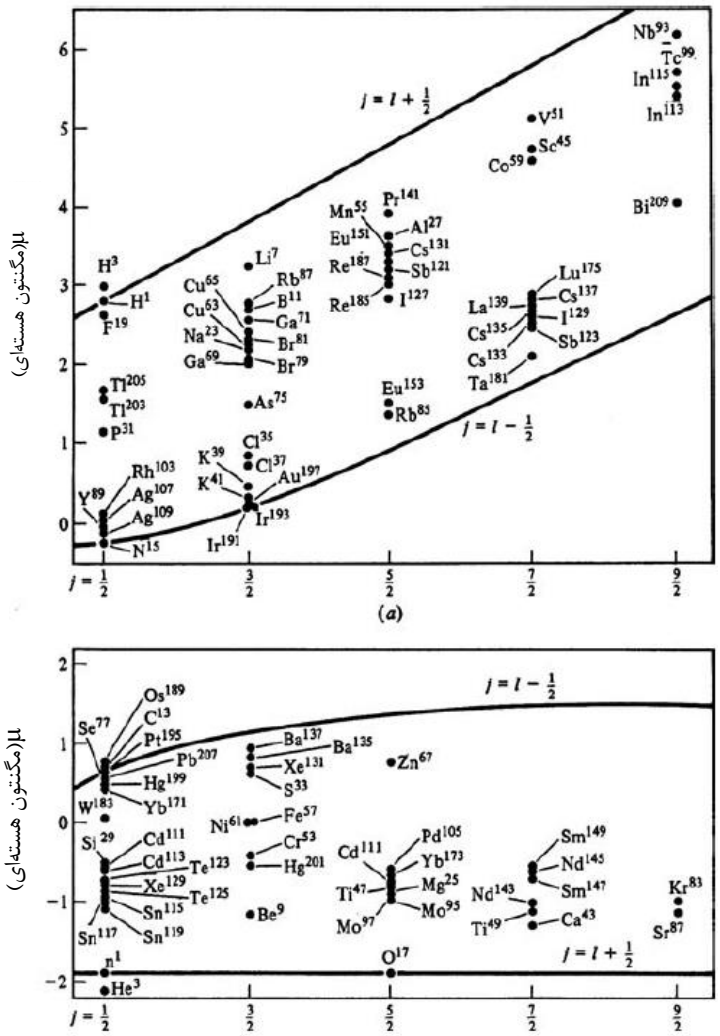
$$\mu = j\left[g_l \pm \left(\frac{۱}{۲} l + ۱\right)(g_s - g_l)\right] \qquad (۳.۶)$$

[1].Schmidt

که در آن علامت + برای $j = l + \frac{۱}{۲}$ و علامت ـ برای $j = l - \frac{۱}{۲}$ است.

همانگونه که در شکل ۶-۶ ملاحظه می‌شود، گشتاورهای مغناطیسی اندازه‌گیری شده هسته‌های با جرم – فرد از لحاظ بزرگی مشابه حدود اشمیت هستند. توجه داشته باشید که مقادیر اندازه‌گیری شده در دو گروه تقریباً در ۶۰ درصدی مقادیر پیش بینی شده قرار می‌گیرند. این واقعیت که گشتاورهای مغناطیسی کمتر از مقادیر مورد انتظار برای تک-ذره‌ها هستند نشان می‌دهد که تابع موج هسته کاملاً تابعِ یک ذره نیست (چنانچه فقط گشتاورهای مغناطیسی هسته‌هایی را نشان می‌دادیم که پیکربندی‌شان یک پوستهٔ بسته به اضافهٔ یک ذره می‌بود، توافق بهتری با حدود اشمیت مشاهده می‌کردیم). همچنین اُفت‌وخیزهای بزرگی در گشتاورهای مغناطیسی وجود دارد که نشان‌دهندهٔ پیچیدگی زیرساختار مربوطه است و اینکه تأثیر حذفی ذرات جفت شده در حدی نیست که ما امیدواریم.

تا این مرحله، تمرکز ما روی خواص حالت‌های پایهٔ هسته‌ها براساس پیش‌بینی طرح‌وار مدل پوسته‌ای بوده است. با این‌همه، می‌توان با استفاده از این ترازهای انرژی و ارتقای ذرات و جفت و جور کردن ذرات فرد (جفت نشده) حالت‌های برانگیخته را ساخت. پیش از هر چیز، این مدل تاکنون نشان داده است که هسته‌های فرد- فرد همیشه دارای دو جفت‌شدگی ممکن از گشتاورهای زاویه‌ای ذرات فرد هستند. یک جفت‌شدگی منجر به اسپین کل بالای $J = j_۱ + j_۲$ و یک جفت شدگی منجر به اسپین کل پایین $J = j_۱ - j_۲$ می‌گردد. پیش از این توضیح داده‌ایم که چگونه می‌توان پی برد کدام حالت در انرژی پایین‌تر قرار خواهد گرفت، اما باید توجه کرد که حالت دیگر همیشه حضور خواهد داشت. این حالت، ایزومری خواهد بود که با گسیل پرتو ـ γ (معمولاً با نیمه‌عمر نسبتاً طولانی به دلیل اختلاف زیاد بین تکانه‌های زاویه‌ای حالت‌ها) به حالت پایه واپاشی خواهد کرد. شکافتگی انرژی نسبی دو تراز با افزایش جرم کاهش خواهد یافت زیرا تأثیر برهم‌کنش‌های بیشتر و بیشترِ نوکلئون- نوکلئونی ضعیف می‌شود. نمونه‌های مربوط به ترازهای زوج‌های ایزومری و حالت‌های برانگیخته در مدل پوسته‌ای ساده، در مثال‌هایی که به دنبال می‌آیند داده می‌شوند.



شکل ۶-۶. گشتاورهای مغناطیسی هسته‌های با پروتون و A فرد، و نوترون و A فرد؛ رسم شده به‌صورت تابعی از اسپین هسته‌ای j. حدود اشمیت با خطوط پیوسته نشان داده شده‌اند. داده‌ها معمولاً بین دو حد قرار می‌گیرند و در توافق بهتر از ۶۰ ٪ با آنها هستند.

مثال‌هایی از ایزومرها

۱. $^{26}_{13}A1$ هسته‌ای با ۱۳ پروتون و ۱۳ نوترون است. چنانچه نمودار تراز انرژی مدل پوسته‌ای را از پایین پر کنیم، پیکربندی‌های زیر را خواهیم داشت:

پروتون‌ها $\left(1s_{1/2}\right)^{2}\left(1p_{3/2}\right)^{4}\left(1p_{1/2}\right)^{2}\left(1d_{5/2}\right)^{5}$

نوترون‌ها $\left(1s_{1/2}\right)^{2}\left(1p_{3/2}\right)^{4}\left(1p_{1/2}\right)^{2}\left(1d_{5/2}\right)^{5}$

و به یاد داشته باشید که تراز $1d_{5/2}$ با شش ذره پر می‌شود. لذا، پیکربندی خالص شامل یک حفره پروتون جفت‌شده با یک حفره نوترون در حالت‌های $1d_{5/2}$ خواهد بود. این پیکربندی را به شکل سادهٔ $\pi\left(1d_{5/2}\right)^{-1}\otimes\nu\left(1d_{5/2}\right)^{-1}$ می‌نویسند. از جفت‌شدگی گشتاورهای زاویه‌ای پروتون و نوترون، $j_p \pm j_n = 0$ و $5\hbar$ را برای اسپین‌های هسته انتظار خواهیم داشت. قواعد برنان- برنشتین پیش‌بینی می‌کنند که در توافق با تجربه ایزومر اسپین - بالا برای مدارهای همسان انرژی پایین‌تر را دارد. پاریته‌های هر دو مدار مثبت‌اند (پوستهٔ N = ۲)، لذا پاریته‌های هر دو حالت جفت شده مثبت‌اند.

۲. ^{198}Au هسته‌ای با ۷۹ پروتون و ۱۱۹ نوترون است. با پر کردن نمودار تراز انرژی مدل پوسته‌ای ملاحظه می‌کنیم که بالاترین مدارهای نیمه‌پر عبارتند از:

$$\pi(1h_{11/2})^{9} \qquad \nu(1i_{13/2})^{7}$$

که هر دو، زیرپوسته‌های نیمه‌پرِ نزدیک به پوسته‌های اصلی بسته (پُر) اند. چنانچه ساده‌ترین فرض را در نظر بگیریم که همهٔ نوترون‌ها و پروتون‌ها، بجز آخرین ذرات فرد جفت شده‌اند در این صورت پیکربندی $\pi\left(1h_{11/2}\right)\otimes\nu\left(1i_{13/2}\right)$ با $j_p \pm j_n = 1$ و $12\hbar$ را برای اسپین‌های هسته انتظار داریم. پاریته‌های این مدارها به ترتیب منفی $(N=6\hbar\omega)$ و مثبت $(N=5\hbar\omega)$ اند و لذا حاصل‌ضرب، منفی خواهد بود. توجه کنید که می‌توانستیم یک جفت نوترون به این پیکربندی اضافه یا از آن کم کنیم و ^{200}Au و ^{196}Au را داشته باشیم، و نوترون فرد را در همان مدار باقی بگذاریم. لذا، پیش‌بینی‌های مشابهٔ برای حالت‌های پایه و ایزومری این دو ایزوتوپ به دست می‌آید.

یک زیر مجموعهٔ قابل توجه از هسته‌ها، مثل ^{3}H و ^{3}He، زوج هسته‌هایی هستند که در آنها تعداد پروتون‌ها و نوترون‌ها با هم عوض شده است. این مجموعه هسته‌ها، زوج‌های آینه‌ای نام دارند و طرح‌وار مدل پوسته‌ای پیش‌بینی می‌کند که پس از تصحیح جابه‌جایی (کوچک) رو به بالای ترازهای پروتونی ناشی از نیروی کولنی و اختلاف جرم نوترون و پروتون، آنها دارای حالت‌های پایه

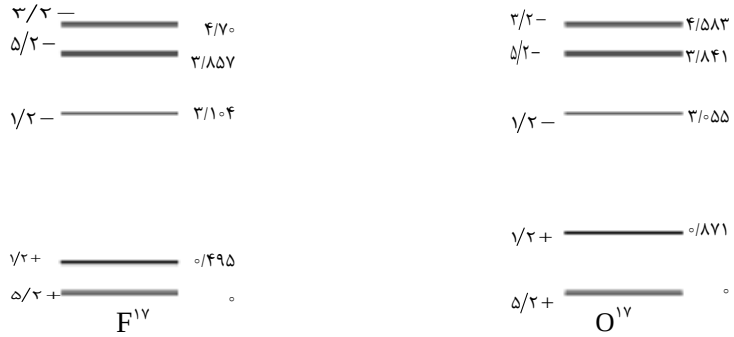
و برانگیختهٔ یکسانی هستند. این جابه‌جایی که ناشی از افزایش یک واحد بار الکتریکی و ثابت نگه داشتن عدد جرمی است را به آسانی می‌توان از انرژی کولنی داخل یک کرهٔ با بار یکنواخت محاسبه کرد:

$$E_c = \frac{۳}{۵}\frac{Ze^۲}{R} \qquad (۴.۶)$$

که در آن Z عدد اتمی و R شعاع است. به این ترتیب، اختلاف انرژی کولنی بین یک زوج آینه‌ای، که در آن Z مربوط به عدد اتمی بالاتر است، عبارت است از

$$\Delta E_c = \frac{۳}{۵}\frac{e^۲}{R}\left[Z^۲ - (Z-۱)^۲\right] = \frac{۳}{۵}\frac{e^۲}{R}(۲Z-۱) \approx \frac{Ze^۲}{R} \qquad (۵.۶)$$

این جابه‌جایی، یک تخمین دست بالاست زیرا فرض می‌کند هسته‌ها کره‌های صلبی هستند اما، با این‌همه، محاسبهٔ آن سر راست است. تعداد زیادی از زوج‌های آینه‌ای مورد مطالعه قرار گرفته‌اند و توافق بین ترازهای انرژی در آینه‌ها چشمگیر است. مثالی از همسازی ترازهای انرژی در زوج آینه‌ای ^{۱۷}F، ^{۱۷}O در شکل ۶-۷ نشان داده شده است. توافق ترازها کاملاً مشهود است و می‌تواند شاهدی قوی بر عدم وابستگی نیروی هسته‌ای به بار باشد، یعنی، پروتون‌ها و نوترون‌ها اساساً در مدارهای همسان اما جدا در هسته حرکت می‌کنند.

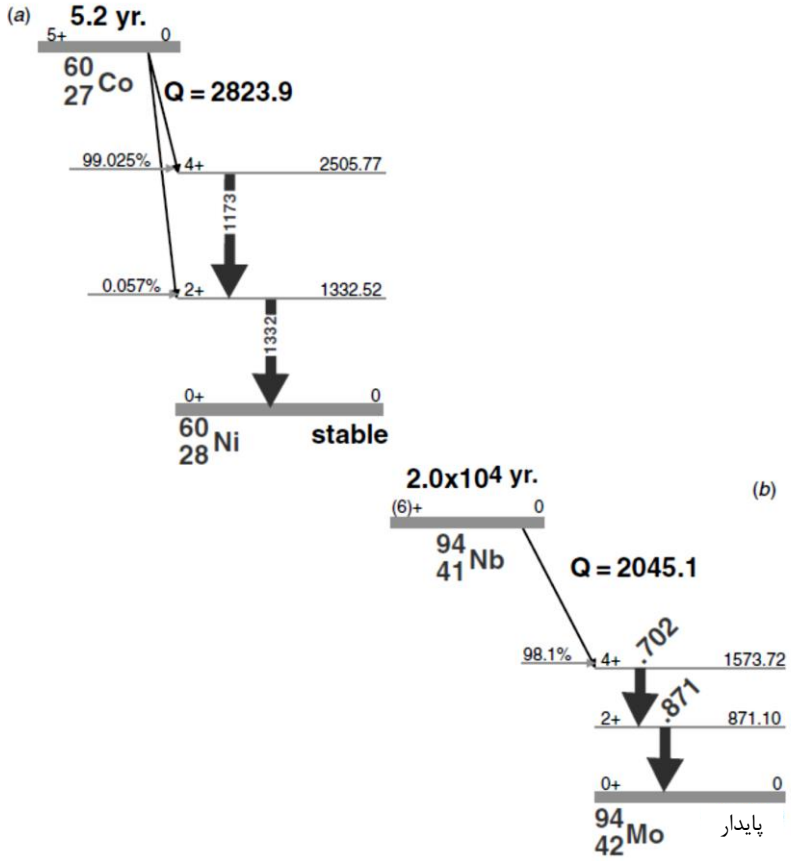


شکل ۶-۷. ترازهای انرژی حالت پایه و چند حالت اول برانگیختهٔ زوجِ آینه‌ای ^{۱۷}F، ^{۱۷}O نشان داده شده‌اند. حالت‌ها با اسپین ذاتی و پاریته‌شان برچسب خورده‌اند. همسازی این حالت‌های آینه‌ای قابل ملاحظه است و این ایده را که پروتون‌ها و نوترون‌ها در مدارهای همسانی حرکت می‌کنند به شدت پشتیبانی می‌کند.

پس از تمام این موفقیت‌های مدل بسیار سادهٔ پوسته‌ای، باید دقت کرد که تعداد دیگری خواص جا افتاده و سادهٔ هسته‌ها وجود دارند که این مدل نمی‌تواند توضیح دهد. به عنوان مثال، ترازهای انرژی تقریباً همهٔ هسته‌ها و به ویژه هسته‌های زوج- زوج با کل ذرات جفت شده، رشته حالت‌هایی دارند که در گروه‌هایی (یا نوارهایی) با فواصل انرژی و گذارهای حالت- به- حالتی آرایش می‌یابند که خاصِ یک ارتعاش و / یا چرخش جمعی از کل هسته می‌باشند. به ویژه، هسته‌های زوج- زوج دارای حالت‌های برانگیختهٔ سطح پایین 2^+ و 4^+ هستند که به‌طور قوی با حالت پایهٔ 0^+ مرتبط‌اند، به‌طوری‌که وقتی برانگیخته شوند، سریعاً با گسیل پرتو γ- به حالت پایه بر می‌گردند.

مثال‌هایی از این حالت‌های جمعی در شکل ۶-۸ نشان داده شده‌اند. این حالت‌ها متناظر با ارتعاش ماکروسکوپیکی کل هسته حول شکل کروی حالت پایه می‌باشند.

مثالی دیگر از حرکت جمعی که خارج از مدل پوسته‌ای است، در عناصر نادر خاکی و اکتنیدها دیده می‌شود. این هسته‌ها بین پوسته‌های بستهٔ اصلی در مدل پوسته‌ای قرار دارند و پر شدن مدارهای اسپین-بالای پوستهٔ میانی موجب می‌گردد تا هسته‌ها در حالت پایه تغییر شکل بدهند (*کشیده*، مثل توپ فوتبال امریکایی). مدارهایی که در این نواحی پر می‌شوند دارای مقادیر ℓ نسبتاً بالایی، مثلاً حالت‌های g و h، هستند. بخش زاویه‌ای این مدارها نسبتاً در فضا متمرکز است (به دلیل تعداد بالای گره‌های زاویه‌ای در تابع موج) و هر زیرپوسته نسبتاً مسطح است. به یاد داشته باشید که مدارهای s تقارن کروی دارند و مدارهای با مقادیر بالاتر ℓ با گره‌های مسطح بیشتر و بیشتر تقسیم می‌شوند. پس نوکلئون‌های پوسته میانی، «زیرمدارهای» نسبتاً غیرکروی را پر می‌کنند. همانگونه که پیش از این دیده‌ایم، مدل پوسته‌ای ساده، بر پایهٔ یک پتانسیل کروی تدوین شده است. باید انتظار داشت که اگر شکل پتانسیل تغییر کند، ترازهای انرژی جابه‌جا شوند. آثار چنین تغییری را بعداً در این فصل در نظر خواهیم گرفت.



شکل ۶-۸. الف) نمودار تراز انرژی؛ نشان‌دهندهٔ اولین (پایین‌ترین) حالت‌های 2^+ و 4^+ در ^{60}Ni. حالت پایهٔ اسپین-بالای، 5^+ ، ^{60}Co عمدتاً به حالت 4^+ واپاشی بتایی می‌کند و رگباری شناخته شده از پرتو - γ به حالت 2^+ و سپس به حالت پایه 0^+ را شروع می‌سازد. ب) برای مقایسه، نمودار تراز انرژی نشان‌دهندهٔ اولین (پایین‌ترین انرژی) حالت 2^+ و 4^+ به مولیبدن ^{99}Mo. حالت پایهٔ اسپین- بالای، 6^+ ، ^{94}Nb نیز عمدتاً حالت 4^+ را تغذیه نموده و رگباری از پرتو - γ را شروع می‌کند.

۶-۳. مدل ذره مستقل

یک پتانسیل مرکزی که تمام نوکلئون‌ها را در کنار هم نگه می‌دارد به اضافهٔ یک «پتانسیل باقیمانده» یا «برهم‌کنش باقیمانده» که سایر برهم‌کنش‌های نوکلئون- نوکلئونی را «سرجمع» می‌کند، می‌تواند مبنای یک مدل تفصیلی‌تر برای نوکلئون‌ها قرار بگیرد. از جملهٔ این برهم‌کنش‌های یک- به- یک، برهم-کنش مهمی است که اسپین‌های نوکلئون‌های نامشابه (p-n) را موازی با هم و اسپین‌های نوکلئون‌های مشابه (p-p, n-n) را پادموازی با هم می‌سازد. سپس

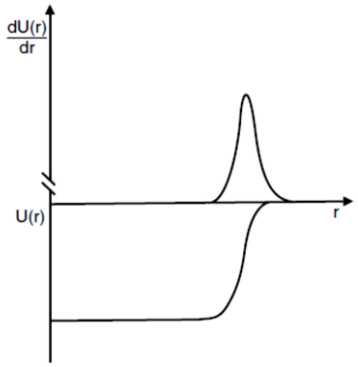
نوکلئون‌ها اجازه می‌یابند مستقلاً در این پتانسیل‌ها حرکت کنند، یعنی، معادلهٔ شرودینگر را برای برهم‌کنش مرکب حل می‌کنند تا ترازهای انرژی و توابع موج تک تک ذرات به دست آیند. بار دیگر بسیاری از آثار نوکلئون‌های مستقل حذف خواهند شد و خواص کلی هسته را می‌توان با چند نوکلئون یا حفرهٔ جفت نشدهٔ آخر تعیین کرد. پتانسیل مرکزی می‌تواند یک پتانسیل نوسانگر هماهنگ $f(r) \sim kr^{۲}$ یا پیچیده‌تر همانند یک تابع یوکاوا $f(r) \sim \left(e^{-ar}/r\right)^{-۱}$ یا تابع وود- ساکسون که تَهِ آن مسطح است و به آرامی در سطح هسته به صفر می‌رسد باشد. پتانسیل وود- ساکسون به شکل زیر است:

$$U(r) = \frac{U_{\circ}}{۱+\exp\left[\left(r-R_{\circ}\right)/a\right]} + \frac{U_{ls}}{r_{\circ}^{۲}}\frac{۱}{r}\frac{d}{dr}\left(\frac{۱}{۱+\exp\left[\left(r-R_{\circ}\right)/a\right]}\right)\mathbf{l}\cdot\mathbf{s} \qquad (۶.۶)$$

که در آن $R_{\circ} = r_{\circ}A^{۱/۳}$ با $r_{\circ} = ۱/۲۷\ fm, a = ۰/۶۷\ fm$، و پتانسیل‌ها با روابط

$$U_{\circ} = \left[-۵۱+۳۳\left(N-Z\right)/A\right]\ MeV$$
$$U_{ls} = -۰/۴۴U_{\circ}$$

داده می‌شوند. همانگونه که در شکل ۶-۹ دیده می‌شود شدت اسپین- مدار (جملهٔ دوم) روی سطح هسته به اوج می‌رسد.



شکل ۶-۹. وابستگی شعاعی شدت پتانسیل اسپین- مدار.

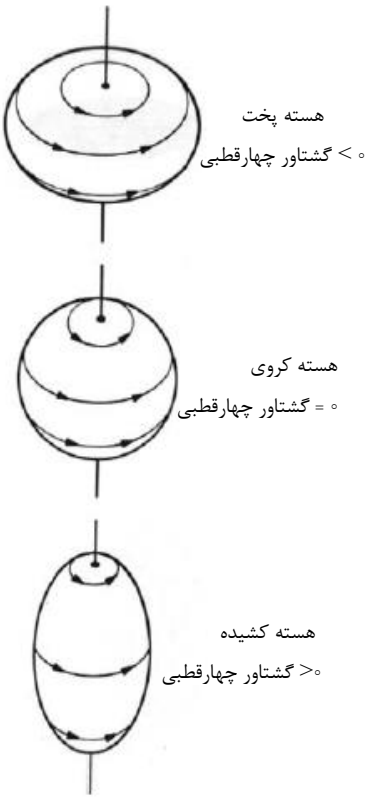
یک برهم‌کنش باقیمانده که خیلی ساده هم هست، با نتایج خوبی تدوین و اعمال شده است. به یاد داشته باشید که نیروی نوکلئون- نوکلئون، جاذب و دارای برد بسیار کوتاهٔ است، بنابراین می‌توان تصور کرد که نوکلئون‌ها برای داشتن برهم‌کنش باید در تماس با هم در آیند. پس، ساده‌ترین برهم‌کنش باقیمانده، یک نیروی جاذب است که تنها هنگامی عمل می‌کند که نوکلئون‌ها در تماس با هم باشند. این، یعنی یک برهم‌کنش δ (همان کرونکر δ که در مکانیک کوانتومی دیده ایم). این پتانسیل را می‌توان به صورت $V(r_1,r_2)=a\delta_{12}$ نوشت، که در آن a قدرت برهم‌کنش است، و تابع δ فقط هنگامی اجازه می‌دهد که نیرو مثبت باشد که نوکلئون‌ها دقیقاً در یک نقطه از فضا باشند. در عمل، قدرت پتانسیل باید از مقایسهٔ با داده‌های تجربی تعیین شود. با این همه، توجه داشته باشید که اینگونه مدل‌ها تعداد پارامترهایشان کافی نیست که بتوان با تنظیم آنها یک توافق میانگین کلی و جامع با داده‌ها به دست آورد. لذا مقادیر «بهترین برازش» برای محاسبهٔ خواص هسته‌های دیگر و حالت‌های برانگیخته‌شان به‌کار می‌روند.

۶-۴. مدل جمعی

همانگونه که پیش از این دیده‌ایم، نوکلئون‌ها در مدارهای خوش- تعریفی در هسته به سر می‌برند که در یک مدل نسبتاً سادهٔ مکانیک کوانتومی، مدل پوسته‌ای، قابل درک‌اند. در این مدل، خواص هسته زیر استیلای توابع موج یک یا دو نوکلئون جفت نشده اند. توجه داشته باشید که کُپهٔ نوکلئون‌ها، که ممکن است به چند صد زوج برسند، تنها در پتانسیل مرکزی کل شرکت می‌کنند. این نوکلئون‌های مغزی را نمی‌توان نادیده گرفت و در واقع آنها رفتار ماکروسکوپیکی هسته را به وجود می‌آورند که بسیار متفاوت با رفتار تک تک ذرات است. دو حرکت جمعی مهم هسته وجود دارند که پیش از این از آنها سخن گفته‌ایم و باید به آنها بپردازیم: یکی چرخش جمعی یا کلی هسته‌های تغییر شکل یافته و دیگری نوسآنهای شکل هسته حول شکل کروی حالت پایه.

حرکت چرخشی خاصِ هسته‌های غیرکروی است و تغییر شکل می‌تواند دائمی باشد (یعنی حالت پایه، تغییر شکل یافته باقی بماند) یا بر اثر کشیدگی ناشی از نیروی مرکزگریز هسته که در چرخش سریع است القا شود. هسته‌های با اعداد جرمی واقع در ناحیه‌های ۱۵۰<A<۱۹۰ و A>۲۲۰، بین پوسته‌های اصلی قرار داشته و معمولاً دارای تغییر شکل‌های دائمی هستند. از سوی دیگر، چرخش سریع هسته می‌تواند به صورت دینامیکی بر اثر واکنش‌های هسته‌ای القا شود. ایجاد هسته‌های با چرخش سریع در واکنش‌های هسته‌ای مرکب، که نهایتاً با گسیل پرتوِ گاما آرام گرفته و به حالت‌های پایهٔ کروی در می‌آیند یک امر رایج است.

تغییر شکل می‌تواند خیلی پیچیده‌تر از آن باشد که بتوان آن را در یک چارچوب تک-ذره‌ای توصیف کرد، ولی درک خوبی از رفتار اصلی آنرا می‌توان با پارامتری کردن شکل کلی هسته برحسب واپیچش‌های چارقطبیِ با تقارن‌های استوانه‌ای به دست آورد. چنانچه از یک هستهٔ کروی (جامد) شروع کنیم، آنگاه دو تغییر شکل چهارقطبی متقارن می‌توان در نظر گرفت. تغییر شکل‌ها به‌طور طرح‌وار در شکل ۶-۱۰ مشخص شده و به هسته‌ها شکل‌های بیضیوار می‌دهند (بیضیوار، جسمی سه‌بعدی است که از چرخش یک بیضی حول یکی از دو محور اصلی‌اش به وجود می‌آید). تغییر شکل کشیده که در آن یک محور نسبت به دو محور دیگر بلندتر است تولید شکلی



شکل ۶-۱۰. نمایش طرح‌وار تغییر شکل‌های کشیده و پَختِ یک کرهٔ یکنواخت. تغییر شکلِ کشیده متناظر است با کشیده شدن توزیع در امتداد فقط یک محور در حالی‌که توزیع به یک اندازه در امتداد دو محور دیگر فشرده می‌شود. تغییر شکل پخت متناظر است با فشرده شدن توزیع در امتداد یک محور و کشیده شدنِ هم‌اندازه در امتداد دو محور دیگر.

مشابه توپ فوتبال امریکایی می‌کند که دو سرِ آن گِردتر است. شکل پخت با یک محور کوتاه‌تر از دو محور دیگر، در حد اغراق‌آمیز آن، به شکل کیک تابه‌ای (پَنکیک) است.
سطح بیضی‌وار را می‌توان به صورت بسط زیر نوشت:

$$R(\theta,\vartheta) = R_{avg} \quad \left[1+\beta Y_{20}(\theta,\vartheta)\right] \qquad (۷.۶)$$

که در آن $R_{\text{میانگین}}$، شعاع میانگین سه محور اصلی، β میزان بدون بعد تغییرشکل، و Y_{20} تابع هماهنگ کروی است. به‌صورت کلی

$$\beta = \frac{4}{3}\sqrt{\frac{\pi}{5}}\frac{b-a}{R_{\text{میانگین}}}$$

که در آن b و a نیم‌محور بزرگ و نیم‌محور کوچک بیضیوار و $R_{\text{میانگین}}$ شعاع میانگین، $R^2_{\text{میانگین}} = \frac{1}{2}\left(a^2+b^2\right)$ است. پارامتر تغییر شکل (β) می‌تواند مثبت (شکل‌های کشیده) یا منفی (شکل‌های پخت) باشد و معمولاً عدد کوچکی است. به عنوان مثال، شکل کشیدهٔ آبَرتغییرشکل‌یافتهٔ با تغییر شکل بسیار زیادِ با نسبتِ محوریِ ۲ به ۱، دارای $\beta \cong 0/6$ است.
ترازهای انرژیِ محصول حلِ مکانیک کوانتومی چرخش یک جسم صلب، دارای شاخصهٔ افزایش فاصله‌ها با افزایش تکانهٔ زاویه‌ای هستند. ترازهای انرژی با عبارت زیر داده می‌شوند:

$$E_{\text{دورانی}} = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\Im} \qquad (۸.۶)$$

که در آن J عدد کوانتومی چرخشی است که توصیف‌کنندهٔ مقدار چرخش است و $\Im$ گشتاور لَخت جسم صلب است. گشتاور لخت کرهٔ صلب با جرم m عبارت است از $\Im_{\text{لخت}} = 2mR^2/5$. با جایگزینی ثابت‌ها و به‌کاربردن $R = 1/2A^{1/3}$ ترازهای انرژی چرخشی کره را به صورت $E_{\text{دورانی}} = 36/29\, J(J+1)/A^{5/3} MeV$ برای J بر حسب واحد $\hbar$ خواهیم داشت. به توان بزرگ A در مخرج توجه کنید که باعث می‌شود ثابت چرخش، $\hbar^2/2\Im$، از مرتبهٔ keV-s گردد. این عبارت موسوم است به «*حد جسم صلبی*»، و مقادیر «جسم صلبی» کروی برای انرژی‌های چرخشی

معمولاً کوچک‌تر از مقادیر تجربی هستند، یعنی گشتاور لخت هسته در واقع کوچک‌تر است. این عبارت‌های گشتاور لخت کروی را می‌توان به آسانی با جایگزین کردن گشتاور لخت مناسب، به هسته‌هایی که دارای تغییر شکل‌های استاتیک یا صلب هستند نیز تعمیم داد، لذا $\Im = ۲mR^{۲}_{\text{میانگین}} \Big/ ۵\left(۱+۰/۳۱\beta\right)$. نتیجه یکی است زیرا تخمین «جسم صلبی» گشتاور لخت هستهٔ تغییر شکل یافته بیشتر و لذا، تخمین انرژی چرخشی، کمتر است.

پیش از این دیده‌ایم که برخی از خواص هسته‌ها شبیه خواص یک قطره مایع‌اند؛ در حقیقت، انرژی بستگی کل را خیلی خوب می‌توان بر حسب این خواص بیان کرد. گشتاور لخت برای چرخش مایع درون یک ظرف صلبِ تغییرِ شکل یافته، مثل یک بالن بزرگ آب با جرم دیوارهٔ ناچیز، عبارت است از $\Im_{\text{بی‌چرخش}} = \left(\frac{۹}{۸}\pi\right) mR^{۲}\beta^{۲}$. این گشتاور لخت کوچک‌تر از گشتاور یک جسم صلب است زیرا مایع در داخل ظرف می‌تواند به دنبال حرکت دیواره‌ها «شارش» یابد و گشتاور لخت، همان‌طور که به‌قرینه انتظار می‌رود، در $\beta = ۰$ صفر می‌گردد. این رفتار چرخشی را شارش بی‌چرخش می‌نامند. گشتاور لخت شارش بی‌چرخش، مقدارش معمولاً کوچک‌تر از مقدار تجربی است، و منجر به انرژی-های چرخشیِ بزرگ‌تر از داده‌های تجربی می‌گردد. لذا وضعیتی داریم که:

$$\Im_{\text{بی‌چرخش}} < \Im_{\text{تجربی}} < \Im_{\text{صلب}}$$

که به ما اجازه می‌دهد مقدار تجربی را بین تخمین‌های عددی «صلب» و «بی‌چرخش» قرار بدهیم.

مثال برای ثابت چرخشی: نوار چرخشی حالت پایهٔ ^{۱۵۲}Gd در شکل ۶-۱۱ نشان داده شده است. با استفاده از گاف انرژی بین ترازهای ۲^{+} و ۰^{+}، ثابت چرخشی را برحسب keV تخمین بزنید، گشتاور لخت را بر حسب $amu - fm^{۲}$ به دست آورید، و سپس نتیجهٔ خود را با آنچه که برای جسم صلبِ با پارامتر تغییر شکل β = ۰/۲ به دست می‌آید مقایسه کنید. درنهایت، گشتاور لخت شارش بی‌چرخش را برای این هسته پیدا کنید.

$$E_{\text{چرخشی}} = \frac{J\left(J+۱\right)\hbar^{۲}}{۲\Im}$$

$$\Delta E_{\text{چرخشی}}\left(۲\to ۰\right) = \left(۶-۰\right)\frac{\hbar^{۲}}{۲\Im} = ۳۴۴/۳\,keV$$

$$\frac{\hbar^{۲}}{۲\Im} = ۵۷/۳\,keV \qquad \Im_{\text{تجربی}} = ۳۶۴/۷\,amu - fm^{۲}$$

$$\mathfrak{J}_{\text{صلب}} = \frac{۲}{۵} mR^{۲}_{\text{میانگین}} \quad (۱+۰/۳۱\beta)$$

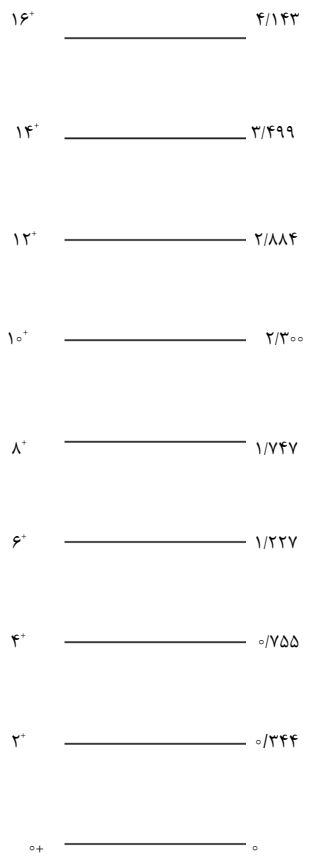
$$\mathfrak{J}_{\text{صلب}} = ۲۴۹۴ amu - fm^{۲}\left[۱+۰/۳۱(۰/۲)\right] = ۲۶۴۸ amu - fm^{۲}$$

$$(۰/۲)^{۲} = ۸۹/۳ \ amu\text{-}fm^{۲}$$

$$\frac{\mathfrak{J}_{\text{تجربی}}}{\mathfrak{J}_{\text{صلب}}} = \frac{۱}{۷/۳}$$

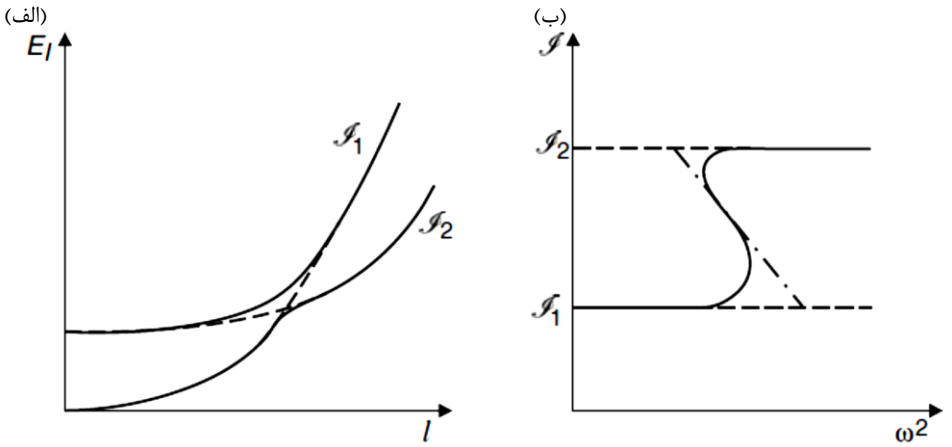
$$\mathfrak{J}_{\text{بی‌چرخشی}} = \frac{۹}{۸\pi} mR^{۲}_{\text{میانگین}} \beta^{۲}$$

$$\mathfrak{J}_{\text{بی‌چرخشی}} = ۲۲۳۲ \ amu\text{-}fm^{۲}$$



شکل ۶-۱۱. ترازهای انرژی سطوح پایین ^{۱۵۲}Gd، که به وضوح با الگوی نوار چرخشی می‌خوانند. ثابت چرخشی $\hbar^{۲}/۲\mathfrak{J} = ۶۸/۹ keV$ قابل استخراج است.

نوارهای چرخشی مختلف در یک هسته معین می‌توانند گشتاورهای لخت مؤثر متفاوتی داشته باشند. این می‌تواند بازتابی باشد از تغییر شکل بیشتر یا تغییری در تعداد نوکلئون‌های جفت‌شده یا جهتگیری متفاوتی از یک زوج نوکلئون اسپین- بالا. نتیجه این که هر نوار می‌تواند الگوی متفاوتی از انرژی برحسب اسپین داشته باشد (شکل ۶-۱۲ الف).



شکل ۶-۱۲. تصویر طرحوار دو نوار متقاطع با گشتاورهای لخت متفاوت $\mathcal{I}_1$ و $\mathcal{I}_2$، و «خم‌شدگی به عقب» مربوط به آن.

چنانچه نمودار $\frac{2\mathcal{I}}{\hbar^2}$ را برحسب بسامد چرخشی $\hbar^2\omega^2$ برای یک هستهٔ معین رسم کنیم، در آن صورت می‌توان یک پیچ‌خوردگی یا «خم‌شدگی به عقب» را در نمودار متناظر با ناحیه‌ای که در آن دو نوار یکدیگر را قطع می‌کنند مشاهده کرد (شکل ۶- ۱۲ ب).

ردهٔ خاصی از چرخنده‌های کوانتومی، *هسته‌های آبرتغییر شکل یافته*‌اند. گشتاورهای لخت، پس از تقسیم بر $A^{5/3}$، همه مشابه‌اند، زیرا شکل این هسته‌ها عمدتاً مستقل از جرم، و نسبت محورهای آنها ۲ به ۱ است که ناشی از آثار پایدارسازی پوسته‌ای است که در زیر بررسی می‌شوند.

مورد جالب دیگری از چرخش هسته، در هسته‌های کروی رخ می‌دهد. مشاهدهٔ گذارهای متساوی‌الفاصلهٔ پرتوـ γ حکایت از چرخش جمعی می‌کند، اما این‌گونه نوارها در ^{199}Pb که هسته‌ای تقریباً کروی است مشاهده شده‌اند. پیشنهاد شده است که این نوارها ناشی از نوع جدیدی از چرخش هسته، به‌نام «ساز و کار قیچی» است. چند حفره-نوترون و حفره-پروتون ظرفیت، بر اثر جفت شدن با یکدیگر تشکیلِ گشتاورهای زاویه‌ای «بلند» j_n و j_p را می‌دهند که با هم جفت شده و اسپین کل j را می‌دهند. با تغییر زاویهٔ بین این «تیغه‌های قیچی»، حالت‌های با اسپین

متفاوت بوجود می‌آیند. این منجر به یک گشتاور مغناطیسی می‌شود و تابش مربوط به گذار پرتو- γ بین این حالت‌ها $M1$ است.

حرکت‌های ماکروسکوپیکی مهم دیگر هسته‌ها، ارتعاش‌های حجم هسته حول حالت پایهٔ کروی می‌باشند. به‌یاد داشته باشید که بخش اعظم هسته‌ها دارای حالت‌های پایهٔ کروی هستند، اما می‌توانند مثل قطرات مایع نیز رفتار کنند؛ لذا می‌توان تصور کرد که سطح هسته را می‌شود واداشت که به‌طور هماهنگ و متناوب حول حالت پایهٔ کروی ارتعاش کند. در این تصویر می‌توان ارتعاش‌های شکلی را که نوسان‌های سطحی نیز نامیده می‌شوند برحسب توابع هماهنگ کروی با شاخصه‌های چند قطبی‌شان پارامتری کرد. همچنین باید مراقب بود که بین حرکت مشخصهٔ موصوف به *بس قطبیّتی* یا «تقارن شکلی»، مربوط به *مُدِ* ارتعاشی و *تعداد کوانتوم‌ها*، یا فونون‌ها، در هر مد ارتعاشی تمیز قائل شد. می‌توان برانگیختگی چندگانهٔ یک مُدِ تنها، تک برانگیختگی همزمانِ چند تقارن، یا هر ترکیب دیگری را تصور کرد.

پایین مرتبه‌ترین ارتعاش ماکروسکوپیکی، تورم/ تراکم کل هسته با $\lambda = 0$ است. این را گاهی مُدِ «تنفسی» نیز می‌نامند. ارتعاش ماکروسکوپیکی بعدی، متناظر با $\lambda = 1$، یک حرکت دوقطبی است. با این‌همه، این حرکت تمامیِ سطح، ابتدا در یک جهت و سپس در جهت خلاف آن، صرفاً متناظر است با انتقال هسته و نه ارتعاش داخلی آن. این حرکت فقط با یک «نیروی بازگردان» می‌تواند صورت بگیرد که در خارج هسته باشد و بنابراین هیچ حرکت دوقطبی ذاتی (کل) هسته وجود ندارد. ارتعاش مرتبهٔ بعد، متناظر با $\lambda = 2$، حرکت چارقطبی است که در آن، هسته به‌طور متقارن به سمت داخل و سپس بیرون کشیده می‌شود، بدون اینکه مرکز جرم آن حرکت کند. این به روشنی یک حرکت ارتعاشی با یک «نیروی بازگردان» است که توسط پتانسیل هسته‌ای ایجاد می‌شود. ارتعاش مرتبهٔ سوم که با $\lambda = 3$ مشخص می‌شود، حرکت هشت‌قطبی است که در آن هسته به صورت نامتقارن در یک سر منبسط و در سر دیگر منقبض می‌شود. این ارتعاش، شکل‌هایی شبیه گلابی تولید می‌کند و نیاز به انرژی قابل ملاحظه‌ای جهت برانگیختگی در مقایسه با شکل‌های متقارن‌تر چارقطبی دارد.

به‌یاد آورید که ترازهای انرژی نوسانگر هماهنگ مکانیک کوانتومی، متساوی‌الفاصله و دارای انرژی‌های $E_N = (N + 1/2)\hbar\omega_0$، $N = 0, 1, 2$، هستند (شکل ۶-۱۳ را ملاحظه کنید). بسامد پایه نوسان ω_0، برابر ریشه دوم ثابت نیرو تقسیم بر جرم مؤثر است. با درنظر گرفتن هسته‌های زوج- زوج با حالت پایهٔ 0^+، تک‌برانگیختگی حرکت چهارقطبی با $\lambda = 2$، مستلزم یک حالت $N = 2$ است زیرا $N = 1$ مجاز نیست چون تقارن تابع موج هسته را می‌شکند. این برانگیختگی $N = 2$ به

یک حالت $^{+}۲$ با انرژی $۲\hbar\omega_{۰}$ منجر می‌شود. انتظار می‌رود برانگیختگی چندقطبی بعدی این مد یک حالت $^{+}۴$ با دو برابر انرژی برانگیختگی باشد، و الی آخر. با توجه به اینکه سه راه برای جفت شدن دو فونون چهارقطبی با یکدیگر وجود دارد ($J^{\pi}=۰^{+},۲^{+},۴^{+}$)، حالت دو-فونونی، سه بار تبهگن است. حالت سه فونونی در انرژی $۳\hbar\omega_{۰}$ شامل حالت‌های $^{+}۶$، $^{+}۴$، $^{+}۳$، $^{+}۲$ و $^{+}۰$ خواهد بود. از یک چشم انداز کلی، مشاهده می‌کنیم که نسبت‌های انرژی حالت $^{+}۴$ به $^{+}۲$ در هسته‌های زوج ـ زوج تقریباً ۲ به ۱ اما با دو انحراف قوی است: اولاً، هسته‌های چرخشی تغییر شکل یافته، همانطور که در بالا اشاره شد، دارای نسبت‌های $^{+}۴/^{+}۲$ی معادل ۱۰ به ۳ هستند. ثانیاً، هنگامی که تعداد نوترون‌ها یا پروتون‌ها نزدیک به اعداد جادویی پوسته‌های کروی بسته است، هسته مقاومت بیشتری به نوسان نشان می‌دهد، و انرژی‌های حالت‌های $^{+}۲$ و $^{+}۴$، و همچنین نسبت آنها به‌طور چشمگیری افزایش می‌یابد.

جالب توجه اینکه مدل ارتعاشی هسته پیش‌بینی می‌کند که هر هسته در تمام مُدهای خود دایماً دستخوش حرکت نقطهٔ- صفر نیز خواهد بود. این حرکت نقطهٔ ـ صفرِ نوسانگر هماهنگ مکانیک کوانتومی، پیامد ذاتی اصل عدم قطعیت هایزنبرگ است و در حقیقت پایین‌ترین حالت انرژی $N=۰$، دارای انرژی متناهی (*ناصفر*) $۲/\hbar\omega$ است. از دیدگاهی دیگر، برهم نهش همهٔ این نوسان‌های شکلی را می‌توان پایهٔ طبیعیِ پخشیدگی سطح هسته تصور کرد.

انرژی حالت‌های چرخشی مبتنی بر ارتعاش‌ها با رابطهٔ زیر داده می‌شود:

$$E=\frac{\hbar^{۲}}{۲\Im}\left[J\left(J+۱\right)-K^{۲}\right] \qquad (۹.۶)$$

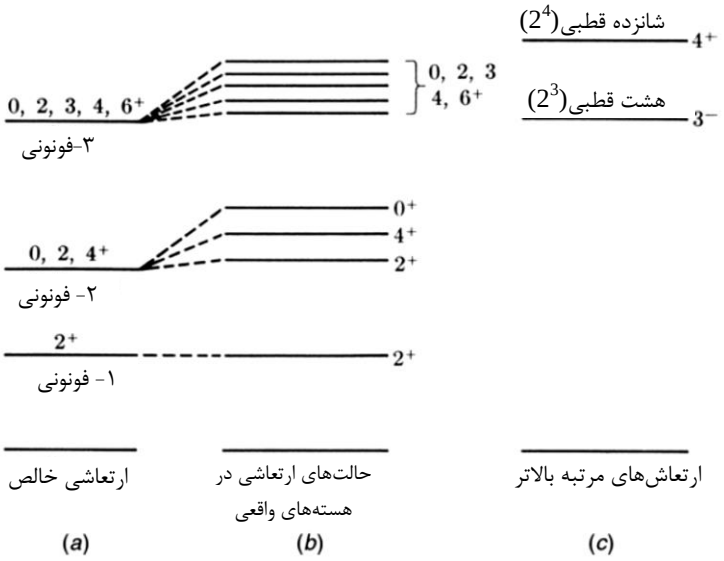
که در آن K تصویر J روی محور تقارن هسته است. برای ارتعاش‌های $\beta\left(\lambda=۲,K=۰\right)$،

$$J^{\pi}=۰^{+},۲^{+},۴^{+},...$$

و برای ارتعاش‌های $\gamma\left(\lambda=۲,K=۲\right)$،

$$J^{\pi}=۲^{+},۳^{+},۴^{+},...$$

می‌باشد. یک دنبالهٔ نوعی از این حالت‌ها در شکل ۶-۱۴ نشان داده شده است.

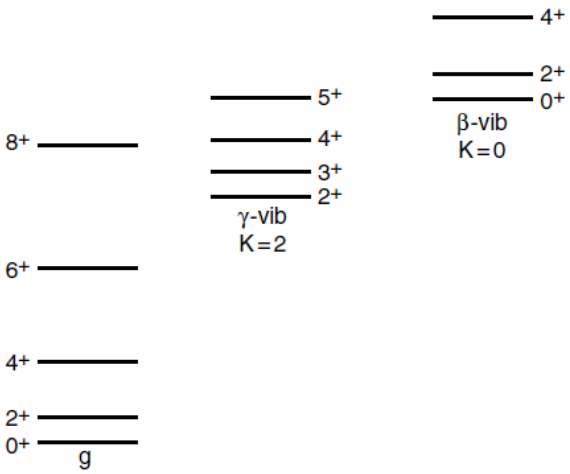


شکل ۶ – ۱۳. نمودارهای طرح‌وار ترازهای انرژی ارتعاشی هسته‌های زوج ـ زوج با جرم متوسط.
[اقتباس از: Eichler(1964)]

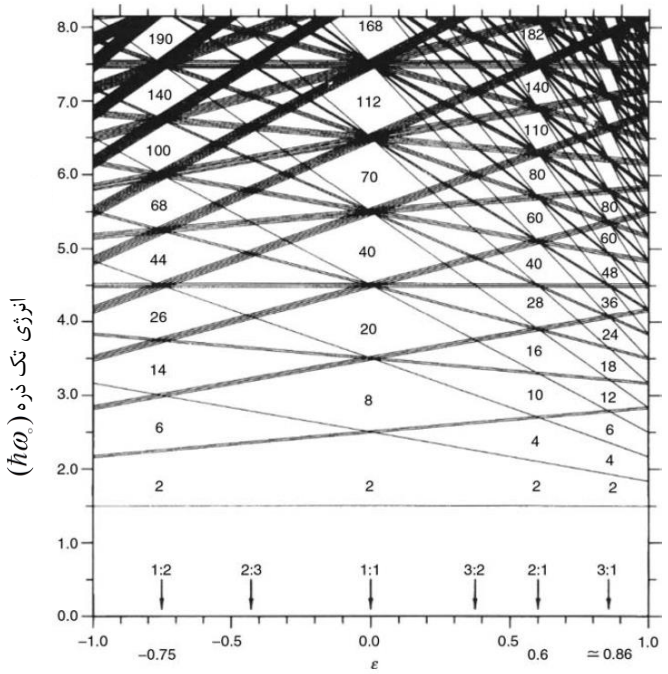
۶-۵. مدل نیلسون

تاکنون، دو وضعیت گسترده در ساختار هسته را مطالعه کرده‌ایم؛ وضعیت‌هایی که می‌توان آنها را با ویژگی‌های حرکت یک تک‌ذره در یک پتانسیل مرکزی با تقارن کروی توضیح داد، و آنهایی که متناظرند با حرکت‌های جمعی بزرگ‌مقیاس گروه‌های نوکلئونی دور از تقارن کروی. بصیرت بیشتر پیرامون ساختار هسته‌ها را می‌توان با در نظر گرفتن حالت‌های تک‌ذره‌ای که در یک پتانسیل هسته‌ایِ تغییر شکل یافته حرکت می‌کند به دست آورد. اس. جی. نیلسون این مسئله را در سطح گسترده‌ای مطالعه کرده است، و مدل ساختار هستهٔ حاصل به مدل نیلسون معروف است.

با به‌کار بردن یک پتانسیل نوسانگر هماهنگ تغییر شکل یافته، می‌توان به چند برداشت مفید پیرامون ساختار هسته‌های تغییر شکل یافته رسید. در شکل ۶-۱۵، انرژی‌های حالت‌های تک‌ذره‌ای چنین پتانسیلی به صورت تابعی از تغییر شکل پتانسیل نشان داده شده‌اند. در تقارن کروی، گاف‌های بین ترازها همان‌هایی هستند که متناظرند با پوسته‌های نوسانگر هماهنگ اصلی که پیش از این بحث آن گذشت. اما وقتی تغییر شکل پیش می‌آید، انرژی ترازها جابه‌جا می‌شود و هنگامی که نسبت نیم‌محور بزرگ به نیم‌محور کوچک یک عدد درست ساده باشد، اعداد جادویی جدیدی (گاف‌های‌پوسته‌ای) بروز می‌کنند.

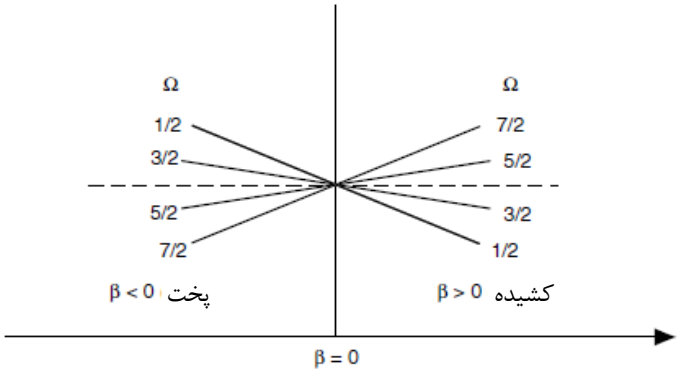


شکل ۶-۴. ترازهای پاریته مثبت یک هستهٔ تغییر شکل یافتهٔ نوعی.



شکل ۶-۱۵. ترازهای تک‌ذره‌ای یک نوسانگرهماهنگ تغییر شکل یافته به صورت تابعی از تغییر شکل پتانسیل.
نسبت‌های نیم‌محور بزرگ به نیم‌محور کوچک نوسانگر نیز نشان داده شده‌اند.

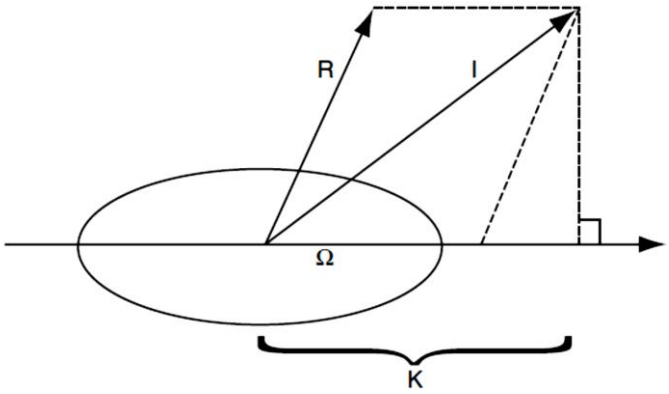
لذا، هسته‌های با نسبت‌های محوری ۲ به ۱ دارای پایداری ویژه‌ای هستند (هسته‌های اَبَر تغییر شکل یافته). علاوه بر این، هرحالت مدل پوسته‌ای کروی، برای مثال، حالت $f_{۷/۲}$، به تعداد $(۲j+۱)/۲$ تراز شکافته می‌شود که با عدد کوانتومی جدید Ω ، که بصورت تصویر تکانه زاویه‌ای تک-ذره بر روی محور تقارن هسته (شکل ۶-۱۶) تعریف می‌شود، برچسب می‌خورند. برای تغییر شکل پَخت، حالت‌های با بالاترین Ω، بالاترین انرژی را دارند.



شکل ۶-۱۶. نمودار طرح‌وار شکافته شدن تراز $f_{۷/۲}$ مدل پوسته‌ای کروی وقتی پتانسیل تغییر شکل می‌دهد. تغییر شکل‌های مثبت متناظراند با شکل‌های کشیده، و تغییر شکل‌های منفی متناظراند با شکل‌های پخت.

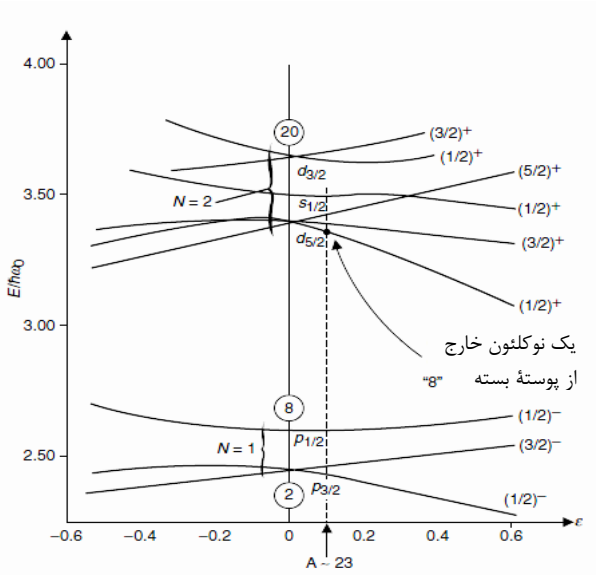
تکانه زاویه‌ای یک هستهٔ تغییر شکل یافتهٔ با A فرد J، حاصل‌جمع برداری تکانه زاویه‌ای نوکلئون جفت نشدهٔ آخر و تکانهٔ زاویه‌ای چرخشی R، مغزیِ نوکلئون‌های باقیمانده است که به صورت طرح‌وار در شکل ۶-۱۷ نشان داده شده است. تصویر تکانه زاویه‌ای هسته‌ای کل J روی محور تقارن هسته با نماد K نشان داده می‌شود. برای هسته‌های با تقارن محوری، جهت R عمود بر محور تقارن بوده و $J=\Omega=K$ است. هر تراز تک‌ذرهٔ نیلسون ممکن است حالت پایهٔ یک نوار چرخشی باشد. برای حالت پایهٔ این نوارها، $J=\Omega=K$. هنگامی‌که $J=\frac{۳}{۲}$ یا بالاتر باشد، اسپین‌های هسته‌ای مجاز اعضای نوارها عبارت‌اند از ..... ، $J_{۰}+۲$ ، $J_{۰}+۱$ ، $J_{۰}$. انرژی‌های اعضای نوار با رابطهٔ زیر داده می‌شوند:

$$E=\frac{\hbar^{۲}}{۲\Im}\left[J\left(J+۱\right)-J_{۰}\left(J_{۰}+۱\right)\right] \qquad (۱۰.۶)$$



شکل ۶-۱۷. جمع شدن گشتاورهای زاویه‌ای در یک هستهٔ تغییر شکل یافتهٔ با A فرد. Ω تصویر تکانه زاویه‌ای کل نوکلئون فرد است. این تصویر به‌صورت برداری به تکانه زاویه‌ای چرخشی مغزی R، افزوده می‌شود تا تکانه زاویه‌ای کل J به دست آید که تصویر آن روی محور تقارن، K است.

مدل نیلسون می‌تواند حالت پایه و حالت‌های پایینِ هستهٔ تغییر شکل یافتهٔ با A فرد را پیش‌بینی کند. شکل ۶-۱۸ تصویر تفصیلی‌تری است از اینکه چگونه انرژی‌های ترازهای نیلسون به‌صورت تابعی از پارامتر تغییر شکل β_2 برای ۲۰ نوکلئون اول هسته تغییر می‌کنند. هسته‌های ^{19}F، ^{19}Ne، ^{21}Ne و ^{23}Na را بررسی می‌کنیم. مطابق مدل سادهٔ پوسته‌ای (شکل ۶-۳)، آخرین نوکلئون فرد در این هسته‌ها باید در یک حالت $d_{5/2}$ باشد و اسپین و پاریتهٔ J^π مساوی $\frac{5}{2}^+$ را برای حالت پایه بدهد. J^π هایی که برای این هسته‌ها مشاهده شده‌اند، به ترتیب، عبارت‌اند از $\frac{1}{2}^+$ ، $\frac{1}{2}^+$، $\frac{3}{2}^+$ و $\frac{3}{2}^+$. مدل نیلسون به ما این امکان را می‌دهد که علت این مشاهدات را درک کنیم. از گشتاور چهارقطبی این هسته‌ها، ۰/۱ بارن، می‌توان نتیجه گرفت که β = ۰/۱ است. لذا، از ترازهای نشان داده شده در شکل ۶-۱۸ انتظار می‌رود که نهمین ذره دارای $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ باشد، درحالی که ذرهٔ یازدهم دارای $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ خواهد بود که در توافق با تجربه است. حالت‌های برانگیختهٔ انرژی- پایین بسیاری از هسته‌ها را نیز می‌توان با در نظر گرفتن محل حالت‌های ترازهای نزدیک با تغییر شکل‌های کوچک در نمودارهای نیلسون توضیح داد.



شکل ۶-۱۸. انرژی یک تک نوکلئون در پتانسیل تغییر شکل یافته به‌صورت تابعی از تغییر شکل ε. نمودار مربوط است به ۲۰> Z یا ۲۰>N. هر حالت می‌تواند دو نوکلئون بپذیرد.

۶-۶. مدل گاز فرمی هسته

بحث پیش پیرامون ساختار و مدل‌های هسته بیشتر متوجه توضیح خواص جزیی حالت‌های پایه و برانگیختگی‌های کوچک هسته‌ها بود. این هسته‌ها در واکنش‌هایی تولید و شریک می‌شوند که معمولاً در مقایسه با وضعیت (سادهٔ) نوکلئون‌های محصور در یک پتانسیل مرکزی مانا خیلی پیچیده و پویا هستند. محاسبات مفصل شامل توابع موج در پتانسیل‌های پویای مربوط به پراکندگی و جذب فقط در چند مورد اندک انجام شده‌اند. از سوی دیگر، انواع بسیاری از واکنش‌های هسته‌ای به‌طور تجربی مورد مطالعه قرار گرفته و غالباً سادگی شگرفی نشان می‌دهند. مدل‌هایی تدوین شده‌اند که رفتار میانگین تعداد زیادِ نوکلئون‌های داخل یک هسته را بر یک پایهٔ آماری بررسی می‌کنند. یک مدل آماری مهم که برای توصیف رفتار میانگین هسته‌های متوسط و بزرگ تدوین یافته و به ویژه در واکنش‌ها مفید است، هسته را شاره‌ای از فرمیون‌ها در نظر می‌گیرد. این تقریب، که به مدل گاز فرمی معروف است، مفهوم اکنون آشنای حَصرِ نوکلئون‌ها را در یک پتانسیل کروی ثابت به‌کار می‌برد، اما در این مورد فرض بر این است که نوکلئون‌ها همه هم‌ارز و مستقل‌اند. این وضعیت، کم و بیش متناظر است با یک گاز ایده‌آل محصور در یک حجم

معین با این تفاوت که آمار فرمی- دیراک و اصل طرد پاؤلی نیز برای جلوگیری از هم پوشانی فضایی ذرات بر آن اضافه شده اند.

یک شاخصهٔ مهم مدل گاز فرمی این است که به کمک آن می‌توان رفتار میانگین یک هسته را با توابع ترمودینامیکی توصیف کرد. با توجه به اینکه در یک هستهٔ (بزرگ) دارای انرژی برانگیختگی متناهی ترازهای انرژی خیلی به هم نزدیک اند، می‌توان برای پیش‌بینی تحول سامانه از آنتروپی استفاده کرد (این ایده، کم و بیش مخالف با وضعیت حالت پایه است که تحت برتری توابع موج تک تکِ ذرات است). مفهوم آنتروپی ترمودینامیکی ارتباط تنگاتنگی با دمای ترمودینامیکی هسته دارد. واکنش‌های هسته‌ای غالباً برحسب دمای تخیلی ذرات داخلی توصیف می‌شوند و هسته‌های برانگیخته با از دست دادن انرژی برانگیختگی خود و گسیل ذرات سبک و پرتوهای γ، «خنک» شده به حالت پایه نزدیک می‌شوند.

گام اول در تدوین مدل گاز فرمی تعیین بالاترین ترازی است که توسط نوکلئون‌ها اشغال شده است. سپس انرژی‌های میانگین و گشتاورها محاسبه می‌شوند زیرا فرض خواهیم کرد که همهٔ ترازهای پایین‌تر دقیقاً پُر هستند. نوکلئون‌ها در یک حجم کلی ثابت محصور اند و فرض می‌شود دارای چگالی یکنواختی هستند. وقتی ذرات مکانیک کوانتومی در یک محفظهٔ صلب محصور باشند، حالت‌های ثابتی را اِشغال می‌کنند که با اعداد کوانتومی مناسبی، مثل n_x، n_y، n_z برای یک جعبهٔ مکعب مستطیلی به ابعاد L_x، L_y، L_z برچسب می‌خورند. ذره، بسته به حالتی که دارد، دارای تکانهٔ ویژه‌ای خواهد بود؛ بنابراین، به جای اعداد کوانتومی پیش‌گفته، می‌توانیم حالت‌ها را با تکانه‌های p_x، p_y، p_z یا با اعداد موجی k_x، k_y، k_z آنها که در آن $k_i = \left(n_i \pi / L_i\right)$ است برچسب بزنیم، که صریحاً با ابعاد جعبه درآمیخته است. می‌خواهیم بدانیم بالاترین عدد کوانتومی، بزرگترین تکانه p_f، یا عدد موجی، k_f، مربوط به بالاترین تراز پر شده به نام تراز فرمی چیست. عدد موجی تراز فرمی را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$k_f^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \qquad (۱۱ . ۶)$$

یا برحسب اعداد کوانتومی:

$$\frac{k_f^2 L^2}{\pi^2} = n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 \qquad (۱۲ . ۶)$$

تعداد ترکیبات مختلف اعداد کوانتومی صحیح مثبتی که این تساوی را برقرار می‌کنند با حجم یک هشتم کُرهٔ:

$$N_{\text{حالت‌ها}} = \left(\frac{۱}{۸}\right)\frac{۴\pi}{۳}\left(\frac{k_f L}{\pi}\right)^{۳} \qquad (۱۳.۶)$$

داده می‌شود. به یاد داشته باشید که اصل پاؤلی اجازه می‌دهد ذرات با دو اسپین (بالا / پایین) را در هر تراز وارد کنیم، و چنانچه نوکلئون‌ها همه در پایین‌ترین حالت‌های ممکنِ خود باشند، تعداد حالت‌های پر را می‌توان مساوی با تعداد هر یک از دو نوع نوکلئون فرض کرد. لذا، عدد موجی فرمی برای پروتون‌ها عبارت است از:

$$k_f = \frac{\pi}{L}\left(\frac{۲N_{\text{حالت‌ها}}}{۳\pi}\right)^{۱/۳} = \frac{\pi}{L}\left(\frac{۲Z}{۳\pi}\right)^{۱/۳} = \frac{\pi}{r_۰}\left(\frac{۲Z}{۳\pi A}\right)^{۱/۳} \qquad (۱۴.۶)$$

و همین‌طور برای نوترون‌ها که L را شعاع هسته $r_۰A^{۱/۳}$، فرض کرده‌ایم. توجه کنید که عبارتی به‌دست آورده‌ایم که تنها بستگی به Z/A (یا N/A) و ثابت شعاع $r_۰$، دارد، و لذا مقدار انرژی فرمی برای بسیاری از هسته‌ها مشابه هم خواهد بود زیرا تغییر Z/A برای هسته‌های پایدار ناچیز است و به صورت ریشهٔ سوم وارد می‌شود. انرژی فرمی برای نوکلئون‌های هسته‌های با $Z/A = \frac{۱}{۲}$ با فرض $r_۰ = ۱/۲\ fm$ برابر است با:

$$E_f = \frac{k_f^{۲}\hbar^{۲}}{۲m} \approx ۳۲\ MeV \qquad (۱۵.۶)$$

اگر تعداد نوترون‌ها بیش از تعداد پروتون‌ها باشد، مثل هسته‌های سنگین، در آن صورت انرژی‌های فرمی برای این دو نوع ذره کمی متفاوت خواهند بود. نمایش تقریبی انرژی فرمی برای پروتون‌ها و نوترون‌ها عبارت است از:

$$\begin{aligned} E_f^{\text{پروتون‌ها}} &\cong ۵۳\left(\frac{Z}{A}\right)^{۲/۳}\ MeV \\ E_f^{\text{نوترون‌ها}} &\cong ۵۳\left(\frac{A-Z}{A}\right)^{۲/۳}\ MeV \end{aligned} \qquad (۱۶.۶)$$

می‌توان نشان داد که انرژی جنبشی میانگین نوکلئون‌ها در چاه $\frac{۳}{۵}E_f$، یا تقریباً ۲۰ MeV است. توجه کنید که نوکلئون‌ها داخل چاه پتانسیل سریع حرکت می‌کنند ولی سرعت آنها خیلی زیاد نیست.

مثال: طول موج دوبروی یک نوترون با انرژی میانگین فرمی که در یک هستهٔ ^{۲۰۸}Pb حرکت می‌کند چقدر است؟ فرض کنید نوترون غیرنسبیتی، و $r_۰ = ۱/۲\ fm$ است.

حل:

$$k_f = \frac{\pi}{r_۰}\left(\frac{۲Z}{۳\pi A}\right)^{۱/۳} = ۱/۱۴۵\ fm^{-۱}$$

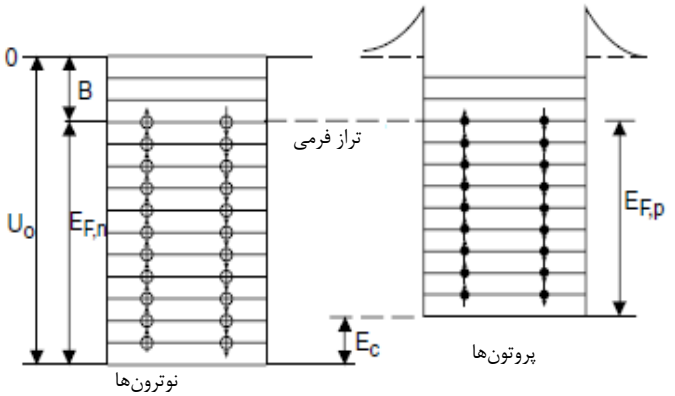
$$E_f = \frac{k_f^۲\hbar^۲}{۲m} = ۲۷\ MeV$$

$$E_{avg} = \frac{۳}{۵}E_f = ۱۶\ MeV$$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{۲\pi}{k_f} = ۵/۴۸۷\ fm$$

توجه کنید که این طول موج مشابه شعاع سرب $R \sim ۱/۲A^{۱/۳} = ۷/۱\ fm$ است.

نمایش طرح‌واری از انرژی چاه پتانسیل گاز فرمی برای یک هستهٔ بزرگ در شکل ۶-۱۹ داده شده است. بیاد بیاورید که نوکلئون‌ها تقریباً با انرژی متوسط 8MeV در قید هسته‌اند، بنابراین بالاترین تراز انرژیِ پُر (تراز فرمی) باید تقریباً در8MeV باشد. پس، پایین‌ترین تراز تقریباً ۳۲MeV زیر این است، که چاه انرژی پتانسیل گاز فرمی را نسبتاً کم‌عمق می‌سازد. ترازهای بین تراز فرمی و انرژی پتانسیل صفر در حالت پایه کاملاً خالی فرض می‌شوند و وقتی هسته، انرژی برانگیختگی جذب می‌کند اشغال می‌گردند.



شکل ۶-۱۹. نمایش طرحواری از چاه انرژی پتانسیل حاصل از مدل گاز فرمی. بالاترین ترازهای انرژی پر، به تراز فرمیِ تقریباً ۳۲ MeV می‌رسند. انرژی بستگی نوکلئون‌ها تقریباً ۸MeV است، لذا کمینه انرژی پتانسیل نسبتاً کم عمق است.

وقتی هسته انرژی جذب می‌کند، نوکلئون‌ها از ترازهای پُر، به ناحیهٔ پر نشدهٔ بین تراز فرمی و انرژی پتانسیل صفر ارتقا پیدا می‌کنند. هر ارتقا منجر به یک انرژی برانگیختگی خاص می‌شود، و ترکیبات برانگیختگی‌های چندگانه می‌توانند به همان انرژی یا انرژی‌های مشابه منجر شوند. در برانگیختگی‌های بالا، تعداد ترکیبات ارتقاهای مختلف ممکن برای یک انرژی برانگیختگی خاص به‌طور غیرمنتظره‌ای رشد می‌کند. رشد شِگَرف تعداد ترازهای انرژی با انرژی برانگیختگی، یکی از شاخصه‌های جالب هسته‌هاست. تعداد ترازها به اندازه‌ای زیاد است که می‌توان سیستم را با یک چگالی تراز میانگین $\rho(E^*,N)$ توصیف کرد، که به سادگی عبارت است از تعداد ترازها بر واحد انرژی برانگیختگی E^*، به ازای تعداد ثابتی از نوکلئون‌ها N. این حقیقت که هسته‌های برانگیخته، حتی با تعدادی متناهی ذره، دارای چگالی بسیار بالا و توزیع تقریباً پیوسته‌ای از تراز هستند، شاخصه‌ای است که توصیف آماری وا انگیختگی را مجاز می‌سازد.

ارتباط بین توصیف میکروسکوپیکی هر سیستم برحسب ریز- حالت‌ها، و رفتار ترمودینامیکی ماکروسکوپیکی آن توسط بولتزمن و با استفاده از مکانیک آماری ارائه شد. ارتباط کلیدی این است که آنتروپی یک سیستم متناسب با لگاریتم طبیعی تعداد ترازهای قابل دسترس سیستم است لذا:

$$S(E,N) = k_B \ln \Gamma(E,N) = k_B \ln\left[\rho(E,N)\Delta E\right] \qquad (۱۷ . ۶)$$

که در آن Γ تعداد کل ترازها است. لذا آنتروپی یک هستهٔ برانگیخته متناسب با چگالی تراز در یک بازه انرژی ΔE، است و با صفر شدن انرژی برانگیختگی به صفر می‌رسد (به یاد داشته باشید که تنها یک حالت پایهٔ هسته‌ای وجود دارد). دمای ترمودینامیکی را می‌توان به صورت زیر از آنتروپی محاسبه کرد:

$$\frac{1}{T}=\frac{\partial S\left(E^{*},N\right)}{\partial E}=k_{B}\frac{\partial \ln \rho\left(E^{*},N\right)}{\partial E} \qquad (۱۸.۶)$$

در مکانیک آماری ثابت بولتزمن k_B، با ابعادِ انرژی بر درجه واردِ معادلات می‌شود تا دماها را بتوان برحسب دمای کلوین بیان کرد. مقادیر عددی دماهای هسته برحسب کلوین بسیار بزرگ مثلاً 10^{9} K هستند، بنابراین معمولاً حاصل‌ضرب k_B و T برحسب واحدهای انرژی (MeV) بیان می‌شود و ثابت بولتزمن به صراحت نوشته نمی‌شود.

دراین‌جا بین سیستم‌های هسته‌ای و سیستم‌های ماکروسکوپیکی از نظر اندازهٔ آنها تمیزی قائل نشده‌ایم. با این‌همه، حداقل یک اختلاف مهم بین این دو وجود دارد. اختلاف در روشی است که باید آنتروپی $S(E^*,N)$، را محاسبه کرد. در مکانیک آماری وضعیت‌های فیزیکی (مجموعه‌هایی)[1] متفاوتی برای ارزیابی کمیت‌های ترمودینامیکی داریم: انرژی و تعداد ذرهٔ ثابت (مجموعهٔ میکروبُندادی)[2]، دما و تعداد ذرهٔ ثابت (مجموعهٔ بندادی)[3]، و دما و پتانسیل شیمیایی ثابت (مجموعهٔ ماکروبندادی)[4]. در ارزیابی کمیت‌های ترمودینامیکی برای سیستم‌های ماکروسکوپیکی، همهٔ این رهیافت‌ها اساساً به یک نتیجه می‌رسند. لذا، آنتروپی را ممکن است با یکی از $S_{\text{میکروبندادی}}$، $S_{\text{بندادی}}$، یا $S_{\text{ماکروبندادی}}$ها حساب کرد. برای سیستم‌های هسته‌ای چنین نیست زیرا تنها مجموعهٔ مناسب، مجموعهٔ میکروبندادی سیستم‌های منزوی است. تعریف بنیادی دمای هسته را باید به صورت زیر نوشت

$$\frac{1}{T}=\frac{\partial S_{\text{متعارف کوچک}}\left(E^{*},N\right)}{\partial E} \qquad (۱۹.۶)$$

---

[1]. Ensembles
[2]. MicroCanonical Ensembles
[3]. Canonical Ensembles
[4]. Grand Canonical Ensembles

و جایگزینی آنتروپی دیگری که از مجموعهٔ متفاوتی به دست آمده باشد در این عبارت درست نیست.

روش‌های استاندارد محاسبهٔ آنتروپی گاز فرمی را تحت شرایط *مجموعهٔ ماکروبندادی* مجاز می‌دارند که باید با تنظیم آن آنتروپی *میکروبندادی* را به دست آورد. برای انرژی‌های برانگیختگی پایین E^*، آنتروپی به صورت زیر است

$$S_{\text{ماکروبندادی}}\left(E^*, N\right) = ۲\left(aE^*\right)^{۱/۲} \qquad (۲۰ . ۶)$$

که در آن a ثابتی است هم متناسب با تعداد ذرات و هم متناسب با چگالی ترازهای تک-ذره‌ای گاز فرمی در انرژی فرمی E_f. چنانچه $S_{\text{ماکروبندادی}}$ را جایگزین $S_{\text{میکروبندادی}}$ کنیم، ارتباط $T = \left(E/a\right)^{۱/۲}$ بین دما و انرژی برانگیختگی به دست می‌آید. این نتیجه می‌تواند برای سیستم‌های ماکروسکوپیکی مناسب باشد، ولی همانگونه که گفته شد برای سیستم‌های هسته‌ای منزوی باید آن را دست‌کاری کرد. برای سیستم‌های کوچک

$$S_{\text{میکروبندادی}} = S_{\text{ماکروبندادی}} + \Delta S \qquad (۲۱ . ۶)$$

که وقتی تعداد ذرات یا انرژی بر انگیختگی زیاد می‌شود ΔS در مقایسه با $S_{\text{ماکروبندادی}}$ به صفر میل می‌کند. یک عبارت تقریبی برای ΔS وقتی گاز فرمی در انرژی نسبتاً پایینی است عبارت است از

$$\Delta S \approx -\gamma \ln\left(E^*\right) \qquad (۲۲ . ۶)$$

که γ عددی با مرتبهٔ بزرگی واحد از ۱ تا ۲ است بسته به اینکه آیا ایزواسپین و تکانه زاویه‌ای واضح در برچسب‌گذاری لحاظ بشوند یا نه. هنگامی‌که $S_{\text{میکروبندادی}}$، که مجموعهٔ مناسب است، برای محاسبهٔ دمای هسته به‌کار رود، رابطهٔ زیر به دست می‌آید.

$$\frac{۱}{T} = \frac{\partial S_{\text{ماکروبندادی}}\left(E^*, N\right)}{\partial E} + \frac{\partial \Delta S}{\partial E} \qquad (۲۳ . ۶)$$

برای انرژی‌های نسبتاً پایین رابطهٔ

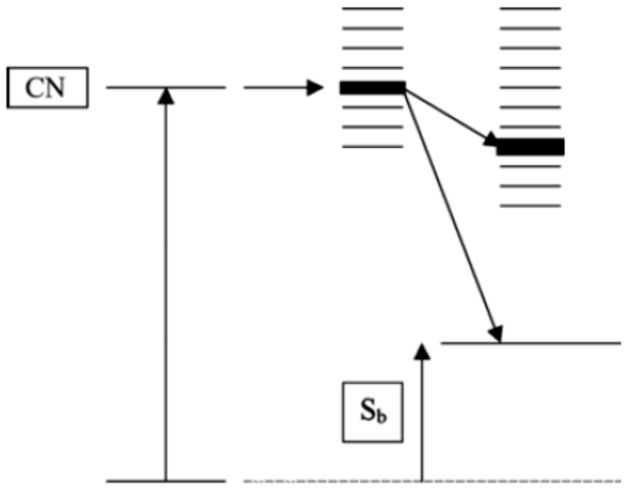
$$\frac{1}{T} \approx \left(\frac{a}{E^*}\right)^{1/2} - \left(\frac{\gamma}{E^*}\right) \qquad (۲۴ . ۶)$$

به دست می‌آید که رابط بین انرژی برانگیختگی و دمای هسته است. برای انرژی‌های برانگیختگی زیاد E^*، و تعداد ذره‌های بالا جملهٔ تصحیحیِ متناسب با γ صفر می‌شود و $E^* \simeq aT^2$.
به این ترتیب، چگالی حالت‌های هسته‌ای را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\rho\left(E^*\right) \propto \frac{a}{\left(aE^*\right)^{\gamma}} \exp\left[2\left(aE^*\right)^{1/2}\right] \qquad (۲۵ . ۶)$$

ضریب a در اینجا پارامتر چگالی تراز نامیده می‌شود و برای تطبیق با چگالی ترازهای تجربی در انرژی‌های برانگیختگی پایین، تنظیم می‌گردد. تحلیل‌های داده‌ها در یک گسترهٔ جرمی وسیع پیشنهاد می‌کند که a متناسب با جرم سیستم هسته‌ای A، به صورت $a \approx A/8/5\,MeV^{-1}$ است. چگالی ترازها را می‌توان با شمول ضرایب آماری «پیشا نمایی»، و کم کردن انرژی جمعی دخیل در چرخش، برای گشتاور زاویه‌ای تصحیح کرد. انرژی چرخشی را غالباً با وارد کردن یک گشتاور لخت مؤثر، پارامتری که تنظیم می‌شود تا با طیف‌ها و بهره‌های تجربی بخواند، لحاظ می‌کنند.
تحلیل چگالی تراز گاز فرمی را می‌توان به پیش‌بینی احتمال نسبی مدهای مختلف واپاشی هسته‌های بر انگیخته تعمیم داد، به شرطی که فرض کنیم این هسته‌ها در تعادل کامل گرمایی‌اند. یعنی فرض کنیم که کلیه ترازهای انرژی متناظر با یک انرژی برانگیختگی مفروض، کاملاً اشغال هستند. امکان ندارد که یک هسته بتواند به‌طور همزمان در چند حالت به سر ببرد؛ فقط می‌تواند در یک حالت باشد. لذا تعادل گرمایی که مورد نظر ماست باید بر مجموعه هسته‌هایی که در خلال تعداد بسیار زیادی واکنش‌های (همسان) خلق شده‌اند اعمال شود. البته، این همان روش بروز واکنش‌های شیمیایی به هنگامی است که تعدادی معادل با عدد آووگادرو اتم یا مولکول با انرژی‌های جنبشی متفاوت اما دمای یکسان، مسیری را از واکُنا تا فراورده بر پایهٔ یک سازوکار واکنشی خاص دنبال می‌کنند. واکنش‌های هسته‌ای معمولاً با تولید تعداد زیادی (خیلی بیش از ۱۰۰۰) هسته و سپس مشاهدهٔ فراورده‌های گوناگون واکنش و تعیین احتمال‌های هر فرایند، آشکارسازی می‌شوند.

هسته‌های برانگیخته که به تعادل آماری رسیده‌اند، در تناسب با تعداد حالت‌های قابل دسترسِ کلِ سیستمِ پس از واپاشی، به فراورده‌های گوناگون واپاشی خواهند کرد. واپاشی‌های مختلف غالباً کانال نامیده می‌شوند و معمولاً صحبت از احتمال واپاشی به یک کانال در میان است. یک نمایش بسیار طرح‌وار از ترازهای انرژی و انرژی‌های دخیل در واپاشی یک هستهٔ برانگیخته به کانال‌های گوناگون در شکل ۶-۲۰ نشان داده شده است.



شکل ۶-۲۰. نمایشی از انشعاب واپاشی‌های یک هستهٔ مرکب شدیداً بر انگیخته. در مدل آماری، احتمال نسبی برای واپاشی یک هستهٔ برانگیخته به یک کانال خاص متناسب است با تعداد راه‌های ممکن یا وزن آماری آن کانال، تقسیم بر حاصل‌جمع همهٔ وزن‌های آماریِ همهٔ کانال‌ها.

البته حاصل جمع کل احتمالات برای واپاشی به کل کانال‌ها برابر یک است. به آسانی می‌توان تعداد حالت‌های دسترس‌پذیر یک کانال واپاشی را شمرد و یک عبارت کلی برای احتمال نسبی $P(\varepsilon,n)$، که یک هستهٔ برانگیخته، پاره‌ای به اندازهٔ n را که مستلزم انرژی ε است گسیل دارد، به دست آورد. عبارت به صورت زیر است:

$$P(\varepsilon,n) \propto \Gamma(\varepsilon,n)\bullet\Gamma(E-\varepsilon,N-n) \qquad (۲۶.۶)$$

که در آن $\Gamma(E,N)$ تعداد حالت‌ها در همسایگی انرژی E برای سیستمی با عدد جرمی N است. عامل اول در طرف راست، سهم حالت‌های پارهٔ گسیل شده و عامل دوم، سهم حالت‌های هستهٔ (بزرگ) دختر است. تعداد حالت‌های داخلی را می‌توان مساوی با log چگالی‌ترازهایی گرفت که در بالا برای تعریف آنتروپی به‌کار بردیم، و لازم است جمله‌ای را برای انرژی جنبشی پارهٔ گسیل شده وارد کنیم. با این‌همه، باید آهنگ‌های گسیل را روی تمام گسترهٔ فرایند واکنش هسته‌ای انتگرال بگیریم تا کل بهره‌هایی که می‌توان در آزمایشگاه اندازه‌گرفت به دست آید.

با تمرکز بر مقایسهٔ کمیت‌های قابل اندازه‌گیری، احتمال نسبی یک کانال (خروجی) واکنش را می‌توان به صورت نسبتِ سطح مقطع آن کانال σ_i، به سطح مقطع کل واکنش σ_r، نوشت. این نسبت‌ها را پهنای واپاشی نسبی نامیده و با نماد Γ_i نشان می‌دهند؛ نمادی که متأسفانه با تعداد حالت‌ها که در بالا بحث شد به راحتی اشتباه می‌شود. حاصل‌جمع پهناهای واپاشی عبارت از پهنای کل حالت است و می‌توان برای محاسبهٔ عمر میانگین حالت برانگیخته آن را به‌کار برد. لذا،

$$\sigma_i/\sigma_T = \Gamma_i/\Gamma_T \qquad (۲۷ . ۶)$$

و توجه داشته باشید که نسبت دوگانهٔ احتمال نسبی دو کانال واپاشی، به سطح مقطع کل واکنش بستگی ندارد:

$$\sigma_i/\sigma_j = \Gamma_i/\Gamma_j \qquad (۲۸ . ۶)$$

ثابت شده است که پهنای گسیل یک ذرهٔ با انرژی بستگی B_n، که هیچ حالت داخلی ندارد، به شکل زیر است:

$$\Gamma_i \propto \Gamma\left(E,N\right)\int_{\circ}^{E-B_i} \varepsilon\rho\left(E-B_i-\varepsilon\right)d\varepsilon \qquad (۲۹ . ۶)$$

که E برانگیختگی هستهٔ مادرِ برانگیخته است. بنابراین، شدت‌های نسبی کانال‌ها تغییر می‌کنند زیرا انرژی‌های بستگی ذرات گسیل شده، چگالی حالت‌ها را از طریق وابستگی نمایی چگالی تراز، تغییر می‌دهند. این را می‌توان به مورد واپاشی از نوع شکافت نیز تعمیم داد و در ساده‌ترین تقریب، به انتگرال اندک متفاوتی برحسب سد شکافت E_f، رسید:

$$\Gamma_f \propto \Gamma(E,N)\int_{\circ}^{E-E_f} \rho\left(E-E_f-\varepsilon\right)d\varepsilon \qquad (۳۰.۶)$$

نسبت Γ_n/Γ_f در تعیین بقای عناصر خیلی سنگینی که در واکنش‌های هسته‌ای به وجود می‌آیند، نقش بسیار مهمی دارد. توجه کنید که اگر هسته برای دور شدن از وضعیت برانگیختگی، یک نوترون گسیل کند، عدد اتمی آن بزرگ باقی می‌ماند؛ اما، چنانچه بشکافد، در آن صورت به دو هستهٔ با اعداد اتمی بسیار کوچک‌تر تبدیل می‌شود. انتگرال‌های عبارت‌های بالا را می‌توان در تقریب گاز فرمی محاسبه کرد و به نتیجهٔ تقریبی زیر رسید[1]:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \approx \frac{۲TA^{۲/۳}}{K_{\circ}} \exp\left(\frac{E_f - B_n}{T}\right) \qquad (۳۱.۶)$$

که در آن $K_{\circ} = \hbar^{۲}/۲mr_{\circ}^{۲} \sim ۱۵MeV$، و T دمای هسته‌ای است که به وسیلهٔ واکنش اولیه خلق شده است. تابع‌نمایی، شامل تفاضل بین سد شکافت و انرژی جدایی نوترون است. لذا، این نسبت تنها زمانی نزدیک واحد است که دو مقدار تقریباً مساوی باشند. چنانچه اختلاف زیادی بین سد شکافت و انرژی جدایی باشد، در این صورت نسبت مزبور بسیار بزرگ یا بسیار کوچک خواهد بود.

مثال: در یک واکنش هسته‌ای، باریکه‌ای از ^{۱۸}O با هسته‌های ^{۲۳۵}U برای تشکیل هستهٔ ^{۲۵۶}Fm ترکیب می‌شود. انرژی برانگیختگی هستهٔ محصول ۹۵ MeV است. دمای هسته را با فرض $\gamma = ۱$ تعیین و سپس احتمال نسبی واپاشی نوترونی و شکافت سیستم برانگیخته را حساب کنید.

حل:

$$\frac{۱}{T} \approx \left(\frac{a}{E^*}\right)^{۱/۲} - \left(\frac{۱}{E^*}\right)$$

با

$$a = A/۸/۵ = ۲۵۶/۸/۵ = ۳۰/۱ MeV^{-۱}$$

[1]. مرجع (1973, Hunizenga , Vandenboseh)

$$\frac{۱}{T} \approx \left(\frac{۳۰/۱}{۹۵}\right)^{۱/۲} - \left(\frac{۱}{۹۵}\right) \qquad T \approx ۱/۸\,MeV$$

ما نیاز به پیدا کردن انرژی جدایی نوترون و سد شکافت برای این هسته به‌منظور ارزیابی نسبت زیر داریم:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \approx \frac{۲TA^{۲/۳}}{K_۰} \exp\left(\frac{E_f - B_n}{T}\right)$$

انرژی جدایی نوترون ۶/۳۸MeV، و سد شکافت ۵/۹۰MeV است.

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \approx \frac{۲\times۱/۸\times۲۵۶^{۲/۳}}{۱۵} \exp\left(\frac{۵/۹۰ - ۶/۳۸}{۱/۸}\right)$$

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \approx ۹/۶۸ \exp\left(-۰/۲۶۶\right) = ۷/۴$$

مسائل

۱. اسپین‌ها و پاریته‌های حالت پایهٔ ^{41}K ، ^{44}Ca ، ^{60}Co را پیش‌بینی کنید؟

۲. یک هستهٔ A فرد دارای حالت پایهٔ $J^{\pi}=\frac{7}{2}^{+}$ است. (الف) J ، K برای دو حالت برانگیختهٔ اول چیست؟ (ب) چنانچه انرژی اولین حالت برانگیخته ۱۰۰keV باشد، انرژی حالت برانگیختهٔ دوم چقدر است؟

۳. الفاظ یا پدیده‌های زیر را تعریف کنید: جزیرهٔ ایزومری، جفت‌شدگی اسپین- مدار، ارتعاش β، حدود اشمیت و حالت‌های نیلسونی.

۴. انرژی گذار گامایی $2^{+}\rightarrow 0^{+}$ در ^{172}Hf ، با فرض اینکه ^{172}Hf یک چرخندهٔ کامل با گشتاور لخت $\frac{2}{5}mR^2$ باشد چقدر است؟

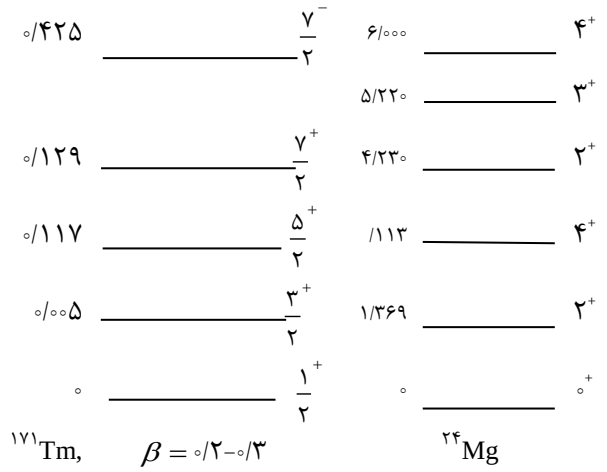
۵. واپاشی آلفاییِ ^{241}Am (با نیمه‌عمر ۴۲۰ سال، $J^{\pi}=\frac{5}{2}^{+}$)، مطابق جدول زیر، حداقل دو نوار چرخشی (A وB) در ^{237}Np ایجاد می‌کند. (الف) با به‌کار بردن مدل جمعی، انرژی ترازهای $\frac{9}{2}^{+}$ ، $\frac{9}{2}^{-}$ ، $\frac{11}{2}^{-}$ را پیش‌بینی کنید (ب) گشتاور لخت مؤثر ^{237}Np را محاسبه کنید؟

باند	J,π	E(keV)
B	$\frac{11}{2}^{-}$	؟
B	$\frac{9}{2}^{-}$	؟
B	$\frac{7}{2}^{-}$	۱۰۳
A	$\frac{9}{2}^{+}$	؟
B	$\frac{5}{2}^{-}$	۵۹/۶
A	$\frac{7}{2}^{+}$	۳۳/۲
A	$\frac{5}{2}^{+}$	۰

۶. انرژی اعضای 4^+، 6^+، 8^+ و 10^+ از نوار چرخشی حالت پایهٔ یک هستهٔ زوج- زوج را در صورتی‌که انرژی عضو 2^+ نوار ۰/۰۴۴MeV بالاتر از حالت پایه باشد حساب کنید؟

۷. ^{237}Np دارای ترازهای ۰/۰۳۳، ۰/۰۶۰، ۰/۰۷۶، ۰/۱۰۳ و ۰/۱۵۹ مگا الکترون ولت است. انتظار دارید کدام یک از این ترازها بتوانند اعضای یک نوار چرخشی باشند که اولین عضو آن، حالتِ $\frac{5}{2}^+$ از ^{237}Np است ؟.

۸. طرح‌وار ترازی زیر را با مدل‌های جمعی و نیلسون تحلیل کنید؟



۹. یک ویژه-هستهٔ زوج ـ زوجِ تغییرِ شکل یافته، دارای ترازهای انرژی با مشخصات اسپین، پاریته، و مقدار K زیر است. می‌بینید که همهٔ اطلاعات دربارهٔ هر تراز داده نشده است. جاهای خالی را با مقادیر لازم پرکنید. در جای مناسب، هر تراز را به یک مد خاص برانگیختگی، مثلاً چرخشی، نسبت بدهید. فرض کنید همهٔ نوارها، گشتاور لخت‌شان یکی است.

انتقال	K	π	J	انرژی
———	———	———	———	———
	۰	−	۱	۰/۰۰۴
	———	+	۳	۰/۳۷۶
	۰	+	۴	———
	۰	+	۶	۰/۳۴۹
	۲	+	۲	۰/۳۱۰
	۰	+	۲	———
	۰	+	۰	۰/۲۰۰
	———	+	۴	۰/۱۶۶
	۰	+	———	———
	———	———	———	۰

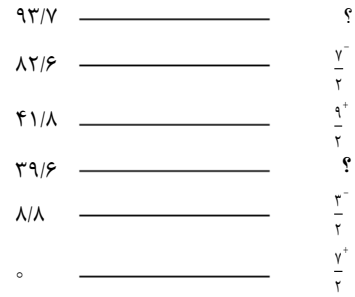
۱۰. با به‌کار بردن مدل پوسته‌ای، اسپین، پاریته، و گشتاور مغناطیسی حالت پایهٔ ^{۳۲}S، ^{۳۳}S، و ^{۴۱}K را حساب کنید. مشخصات زیر از حالت‌های پایهٔ ^{۲۵}Mg و ^{۶۳}Cu را پیش‌بینی کنید: حالت نوکلئون فرد، تکانه زاویه‌ای کل هسته، گشتاور دوقطبی مغناطیسی هسته، علامت گشتاور چهارقطبی هسته، و پاریته. علت احتمالی هر ناسازگاری مهم بین پیش‌بینی‌های‌خود و مقادیر تجربی زیر را توضیح دهید:

^{۲۵}Mg	$I = \frac{۵}{۲}$	$\mu = -۰/۹۶$	$Q = +۰/۲$
^{۶۳}Cu	$I = \frac{۳}{۲}$	$\mu = +۲/۲۲$	$Q = -۰/۱$

۱۱. انرژی‌ها(MeV) و اسپین‌های پایین‌ترین حالت‌های برانگیختهٔ ^{۱۸۲}W، مربوط هستند به J=۲،۴،۶ . اگر بدانیم E=۰/۱۰۰ ،۰/۳۲۹ ،۰/۶۸۰، آیا این مقادیر با مدل چرخشی مطابقت می‌کنند؟

۱۲. برای هستهٔ ^{۲۳۵}U در انرژی برانگیختگی ۳۰ MeV، نسبت چگالی‌ترازهای اسپین J به چگالی کل ترازها در آن انرژی برانگیختگی چیست؟

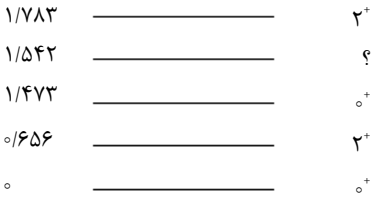
۱۳. می‌دانیم ^{۲۴۹}Bk دارای طرح‌وار ترازیِ زیر است. انرژی‌ها و مقادیر J و π مجهول را مشخص کنید؟



۱۴. با داشتن حالت مدل پوسته‌ای زیر $k_{۱۷/۲}$، به‌طور کیفی نشان دهید چگونه این تراز ممکن است بر اثر افزایش «کشیدگی» هسته، بشکافد. هر حالت را با مقدار Ω آن برچسب بزنید و حداکثرِ تعداد ذرات هر حالتِ Ω را مشخص کنید؟

۱۵. نشان دهید قواعد برنان- برنشتین، وجود هسته‌های فرد با حالت‌های پایهٔ $^+۰$ یا $^-۱$ را ممنوع می‌کنند. برخی استثناها را پیدا کنید؟

۱۶. با داشتن طرح‌وار ترازی زیر برای ^{۱۱۰}Cd، خواص هر حالت را پیش‌بینی کنید؟



۱۷. ^{۱۲۱}Sb دارای اسپین $\frac{۵}{۲}$ و گشتاور مغناطیسی ۳/۳۶nm است. حالت پنجاه و یکمین پروتون چیست؟ مدل پوسته‌ای چه پیش‌بینی می‌کند؟

مراجع

Brennan, M. H. and A. M. Bernstein. *Phys. Rev*. **120**, 927 (1960).
Eichler, E. *Rev. Med. Phys*. **36**, 809 (1964).
Gordan, G. E. and C. D. Coryell. *J. Chem.–Ed*. **44**, 636 (1967).
Heyde, K. *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physiscs*, 2nd ed., IOP, Bristol, 1999.
Tyren, H., P. Hillman, and Th. Maris. *Nucl. Phys*. **7**, 10 (1958).
Vandenbosch, R. and J. R. Huizenga. *Nuclear Fission*, Academic, New York, 1973.

کتاب‌شناسی

General

Most, if not all, textbooks in nuclear science have a chapter discussing nuclear structure. Among the favorites of the authors are:

Das, A. and T. Ferbel. *Introduction to Nuclear and Particle Physics*, Wiley, New York, 1994.
Enge, H. A. *Introduction to Nuclear Physics*, Addison-Wesley, Reading, MA, 1966.
Friedlander, G., J. W. Kennedy, E. S. Macias, and J. M. Miller. *Nuclear and Radiochemistry*, Wiley, New York, 1981.
Hodgson, P. E., E. Gadioli, and E. Gadioli-Erba. *Introductory Nuclear Physics*, Clarendon, Oxford, 1997.
Krane, K. S. *Introductory Nuclear Physics*, Wiley, New York, 1987.

مراجع بیشتر

Bohr, A. and B. R. Mottelson. *Nuclear Structure, Vols. I and II, Benjamin*, New York, 1969.
Casten, R. F. *Nuclear Structure from a Simple Perspective*, Oxford, New York, 1990. 174 NUCLEAR STRUCTURE
de Shalit, A. and H. Feshbach. *Theoretical Nuclear Physics, Vol. I. Nuclear Structure*, Wiley, New York, 1974.
Nilsson, S. G. and I. Ragnarsson. *Shapes and Shells in Nuclear Structure*, Cambridge, Cambridge, 1995.

فصل ۷

واپاشی آلفازا

در یک رشته آزمایش‌های بدیع و سرنوشت‌ساز توسط ارنست رادرفورد[1] و همکاران، ویژگی‌های مهم واپاشی آلفازا شناسایی شدند. رفتار تابش‌های حاصل از چشمه‌های طبیعی اورانیم و توریم و دختران آنها در میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی مورد مطالعه قرار گرفت. ذرات با کمترین قدرت نفوذ، «پرتوِ-α» نامیده شدند، زیرا اولین ذراتی بودند که جذب شدند، و بارشان مثبت و جرمشان در مقایسه با ذراتِ نافذتر با بارِ منفی β و نافذترین پرتوِ خنثای γ خیلی بیشتر بود. آزمایش‌های بعدی، پرتوهای α تابیده از یک چشمهٔ «سوزن ـ گون»، در یک لولهٔ تخلیه شدهٔ بسیار کوچکِ هم‌مرکز جمع‌آوری شدند، و طیف گسیلی هلیم در حجمِ محصور، مشاهده شد. به این ترتیب، ثابت شد که پرتوهای α هسته‌های پر انرژی هلیم هستند. ذرات α بیشترین قدرت یونش را در میان تابش‌های گسیل شده از منابع طبیعی دارند (به استثنای شکافت خودبه خودی خیلی نادر اورانیم) و حتی با یک برگ کاغذ یا چند سانتی‌متر هوا متوقف می‌شوند. این ذرات خیلی پر انرژی هستند (E_α = ۴-۹MeV)، ولی با نفوذ به داخل ماده به‌شدت با الکترون‌ها برهم‌کنش می‌کنند و در بیشتر مواد چگال در فاصلهٔ ۱۰۰ μm متوقف می‌شوند.

---

[1]. Ernest Rutherford

پی بردن به این مشخصات واپاشی آلفازا، پژوهشگران اولیه را قادر ساخت تا با استفاده از ذرات αی گسیل شده، ساختار هسته‌ها را در آزمایش‌های پراکندگی بکاوند و بعدها در واکنش با بریلیم، نوترون تولید کنند. در یک دوگانگی جالب، ذرات α واپاشی ایزوتوپ‌های طبیعی اورانیم، رادیم و دختران آنها دارای انرژی جنبشی کافی برای غلبه بر سد کولنی عناصر سبک هستند و واکنش‌های هسته‌ای القا می‌کنند ولی انرژی کافی برای القای واکنش در عناصر سنگین را ندارند.

پیش از اختراع شتاب‌دهنده‌های ذرات باردار، ذرات α نقش مهمی در فیزیک هسته‌ای ایفا نموده و به‌طور گسترده‌ای در تحقیقات مورد استفاده قرار می‌گرفتند. از این رو مشخصات اصلی واپاشی آلفازا مدت‌هاست که شناخته شده‌اند. فرایند واپاشی آلفازا، یک واکنش هسته‌ای است که می‌توان آن را به صورت زیر نوشت:

$$ {}^{A}_{z}(Z)_{N} \rightarrow {}^{A-۴}_{z-۲}(X)^{۲-}_{N-۲} + {}^{۴}_{۲}He^{۲+}_{۲} + Q_{\alpha} \qquad (۱.۷) $$

بنابراین، واپاشی آلفازای ${}^{۲۳۸}U$ به صورت زیر خواهد بود:

$$ {}^{۲۳۸}U \rightarrow {}^{۲۳۴}Th^{۲-} + {}^{۴}He^{۲+} + Q \qquad (۲.۷) $$

مقدار Q برای واپاشی آلفازای خودبه‌خودی، مثبت (انرژی‌زا) است. هستهٔ هلیم با سرعت قابل ملاحظه‌ای بیرون می‌آید و کاملاً یونیده است و الکترون‌های اتمی هستهٔ دختر بر اثر تغییر ناگهانی، برآشفته می‌شوند، اما کل فرایند بار الکتریکی را پایسته باقی می‌گذارد. می‌توان معادله را برحسب جرم‌های اتم‌های خنثی به صورت زیر نوشت:

$$ {}^{A}_{z}(Z)_{N} \rightarrow {}^{A-۴}_{z-۲}(X)_{N-۲} + {}^{۴}_{۲}He_{۲} + Q_{\alpha} \qquad (۳.۷) $$

و آنگاه مقدار Q_{α} را محاسبه کرد زیرا تغییر *خالص* در انرژی‌های بستگی اتمی $(\sim ۶۵/۳Z^{۷/۵} - ۸۰Z^{۲/۵}\ eV)$ در مقایسه با انرژی واپاشی هسته‌ای بسیار کوچک است.

چه عاملی باعث واپاشی آلفازا می‌شود؟ (یا چه عاملی باعث می‌شود Q_{α} مثبت باشد؟) در زبان معادلهٔ نیمه تجربی جرم، گسیل یک ذرهٔ α، انرژی کولنی هسته را کاهش می‌دهد که این موجب افزایش پایداری هسته‌های سنگین می‌شود؛ اما انرژی بستگی بر نوکلئون کلی را تغییری نمی‌دهد زیرا هستهٔ α محکم، «انرژی بستگیِ بر نوکلئون» اش تقریباً مساوی با هستهٔ اصلی است.

دو مشخصهٔ مهم واپاشی آلفازا این است که انرژی‌های ذرات α عموماً با عدد اتمی مادر افزایش می‌یابند، اما باز هم انرژی جنبشی ذرهٔ گسیل شده کمتر از سد کولنی در واکنشِ وارونِ بین ذرهٔ α و هستهٔ دختر است. علاوه بر این، همهٔ هسته‌های با اعداد جرمی بالاتر از A≈۱۵۰ از نظر ترمودینامیکی در قبال گسیل α ناپایدارند (Q_α مثبت است)، ولی برای هسته‌های خیلی سنگین $A\geq$۲۱۰، گسیل α فرایند واپاشیِ غالب است. انرژی‌های ذرات α گسیل شده، گستره‌ای از ۱/۸MeV (^{۱۴۴}Nd) تا ۱۱/۶MeV (^{۲۱۲}Po^{m}) را با نیمه‌عمر Nd ^{۱۴۴}، ^{۲۹}۱۰×۵ بار بزرگ‌تر از نیمه‌عمر ^{۲۱۲}Po^{m}، می‌پوشانند. نوعاً، انرژی‌های عناصر سنگین آلفا دهنده در محدودهٔ ۴ تا ۹MeV است که قبلاً اشاره شد.

به‌طورکلی، واپاشی آلفازا به حالت پایهٔ هستهٔ دختر ختم می‌شود، به‌گونه‌ای که ذرهٔ گسیل شده، حداکثرِ انرژی ممکن و حداقلِ تکانه زاویه‌ای ممکن را با خود می‌برد. اسپین‌های حالت پایهٔ مادران و دخترانِ زوج- زوج (از جمله ذرهٔα) صفراند و در نتیجه گسیل ذرهٔ α برای این هسته‌ها به احتمال زیاد فرایندی است با $l=۰$. انشعاب‌های کوچک به حالت‌های برانگیختهٔ بالاتر هم دیده می‌شوند، ولی چنین فرایندهایی به‌شدت سرکوب می‌شوند. بعضی از واپاشی‌های هسته‌های سنگین با A فرد، به حالت‌های برانگیختهٔ سطح پایینی منجر می‌شوند که اسپین آنها مثل اسپینِ مادر است به‌طوری‌که تکانه زاویه‌ای مداری ذره می‌تواند صفر باشد. به عنوان مثال، قوی‌ترین انشعاب (۸۳ درصد) واپاشی آلفازای ^{۲۴۹}Cf به نُهُمین حالت برانگیختهٔ ^{۲۴۵}Cm می‌رود زیرا این، پایین‌ترین حالت برانگیختهٔ با اسپین و پاریتهٔ همسان با مادر است. واپاشی آلفازا به حالت‌های برانگیختهٔ متفاوت یک هستهٔ دختر را *ساختار ریز* می‌نامند؛ واپاشی آلفازا از یک حالت برانگیختهٔ هستهٔ مادر به حالت پایهٔ هستهٔ دختر، *گسیل بلندبرد* α خوانده می‌شود زیرا این ذرات α پر انرژی‌تر بوده و بنابراین دارای بردهای بلندتری در ماده هستند. مشهورترین مورد گسیل بلندبرد α، ^{۲۱۲}Po^{m} است که یک تراز ایزومری ۴۵ ثانیه‌ای در انرژی ۲/۹۲۲ MeV، با گسیل ذرهٔ α با انرژی ۱۱/۶۵ MeV، به حالت پایهٔ ^{۲۰۸}Pb وا می‌پاشد.

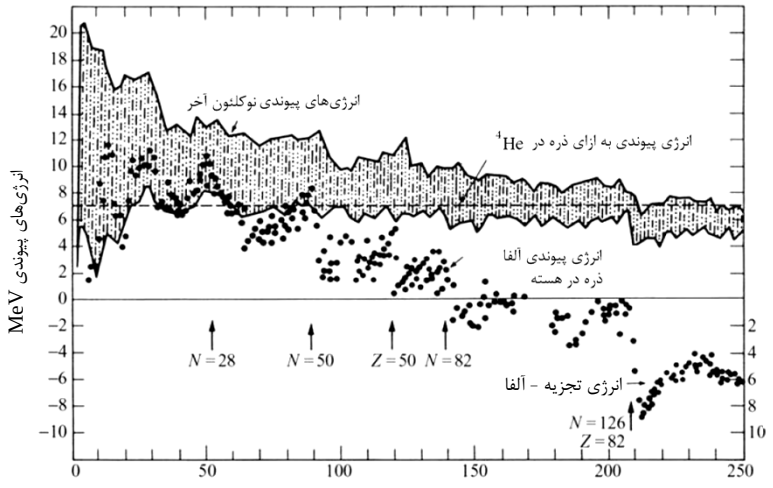
ما جنبه‌های کلی گسیل α را بررسی می‌کنیم، و سپس آنها را برحسب یک مدل سادهٔ مکانیک کوانتومی توضیح می‌دهیم. خواهیم دید که گسیل α مثال زیبایی از فرایند مکانیک کوانتومی تونل‌زنی از یک سد است که در مکانیک کلاسیک ممنوع می‌باشد.

۷-۱. انرژی‌شناختیِ واپاشی آلفازا

همانگونه که در بحث کلی «سطح جرم هسته» در فصل ۲ ملاحظه کردیم، ذرهٔ α، یا هستهٔ ^{۴}He، یک ذرهٔ با انرژی بستگی خیلی زیاد است. این، در ترکیب با این واقعیت که انرژی بستگی بر

نوکلئون دارای یک مقدار بیشینه در نزدیکی $A \approx ۵۶$ است و به صورت سیستماتیک برای هسته‌های سنگین‌تر کاهش می‌یابد، موجب می‌شود که هسته‌های با $A \geq ۱۵۰$ دارای مقادیر Q_α مثبت برای گسیل ذرات α باشند. این رفتار در شکل ۷-۱ نشان داده شده است. به عنوان مثال، یکی از سنگین‌ترین ایزوتوپ‌های طبیعی، اورانیم ۲۳۸ (با فزونی جرم Δ ی ۴۷/۳۰۷۰MeV+)، با گسیل α به ^{۲۳۴}Th واپاشی می‌کند و مقدار Q_α زیر را می‌دهد:

$$Q = ۴۷/۳۰۷۰ - (۴۰/۶۱۲ + ۲/۴۲۴۹) = ۴/۲۷۰ MeV$$



شکل ۷-۱. تغییر انرژی جدایی ذرهٔ **α** به صورت تابعی از عدد جرمی.

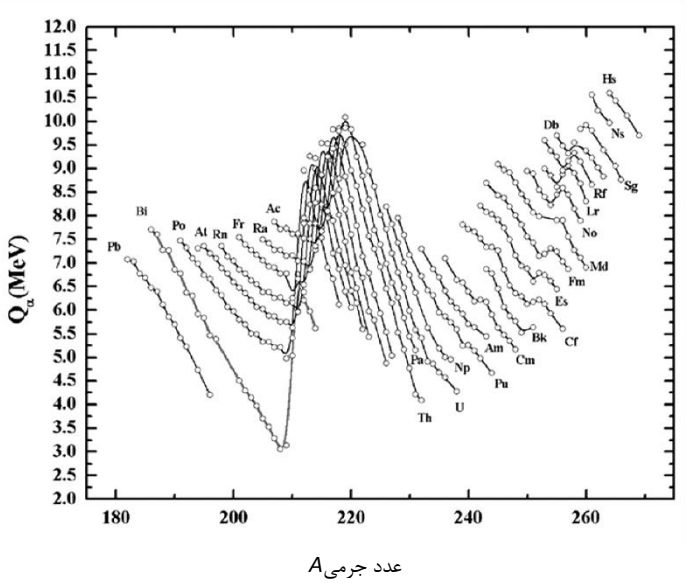
[اقتباس از: Valentin, Subatomic physics; nuclei and particles. Copyright ©1981 by North – Holland Publishing Company. Reprinted by permission of North-Holland Publishing Company]

توجه کنید که انرژی واپاشی، بین ذرهٔ α و دختر سنگین که عقب‌نشینی می‌کند (هستهٔ پس‌زننده)، تقسیم می‌شود به‌طوری‌که انرژی جنبشی ذرهٔ α اندکی کمتر خواهد بود. (انرژی جنبشی هستهٔ پس‌زنندهٔ ^{۲۳۴}Th که در واپاشی ^{۲۳۸}U تولید می‌شود تقریباً ۰/۰۷ MeV است). پایستگی تکانه و انرژی در این واکنش ایجاب می‌کنند که انرژی جنبشی ذرهٔ α، T_α، برابر با مقدار زیر باشد:

$$T_\alpha = \frac{۲۳۴}{۲۳۸} Q_\alpha = ۴/۱۹۸\, MeV$$

انرژی‌های جنبشی ذرات α ی گسیل شده را می‌توان با دقت بالایی اندازه گرفت بنابراین باید مراقب بود که بین مقدار Q_α و انرژی جنبشی T_α، تمیز قائل شد. اندازه‌گیری انرژی پس‌زنیِ بسیار پایینِ دخترِ سنگین بسیار مشکل است، ولی باز هم در مقایسه با انرژی پیوندهای شیمیایی بزرگ بوده و می‌تواند منجر به «شیمی» جالبی بشود. به عنوان مثال، هسته‌های دختر ممکن است از چشمهٔ α اصلی بیرون بیایند. در صورتی که دختران خودشان پرتوزا باشند این امر می‌تواند موجب مسائل آلودگی جدی گردد.

مقادیر Q_α معمولاً با افزایش عدد اتمی افزایش می‌یابند، ولی تغییر در سطح جرم به دلیل آثار پوسته‌ای می‌تواند افزایش سیستماتیک را در هم بریزد (شکل ۷-۲).



شکل ۷-۲. تغییر انرژی‌های واپاشی آلفازا، که نشان‌دهنده‌ی تأثیر بسته بودن پوسته‌های ۱۲۶=N و ۸۲ =Z همراه با زیرپوستهٔ ۱۵۲= N است.

قله‌های تیز نزدیک A=۲۱۴ به دلیل آثار پوستهٔ N=۱۲۶ هستند. هنگامی که ^{۲۱۲}Po با گسیل α وامی‌پاشد، هستهٔ دختر، ^{۲۰۸}Pb (بسیار پایدار)، دوبار جادویی و با انرژی رهایی بالایی است.

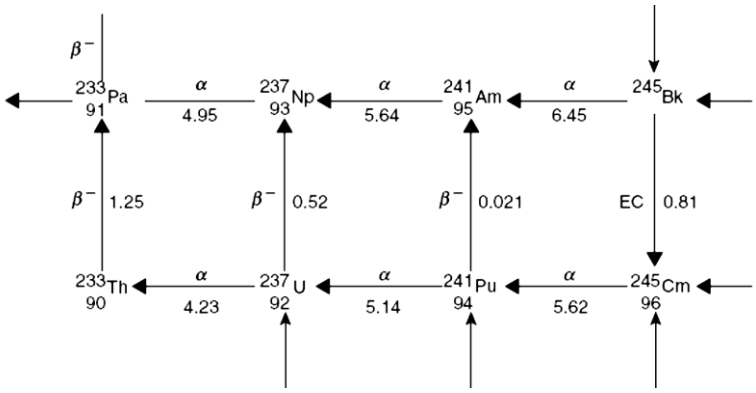
آلفازایی‌های ^{۲۱۱}Pb و ^{۲۲۰}Po منجر به Q_α بزرگی نخواهند شد زیرا محصولات، دوبار جادویی نیستند. به‌طور مشابه، حضور پوستهٔ بستهٔ ۸۲ نوترونی در ناحیهٔ خاک‌های کمیاب موجب افزایش Q_α شده، نیمه‌عمرهای قابل مشاهده‌ای برای واپاشی‌های آلفایی برخی از این هسته‌ها (با $N = ۸۴$) به وجود می‌آورد. گسیلنده‌های α کوتاه- عمری نیز نزدیک هستهٔ دوبار جادویی ^{۱۰۰}Sn، شاملِ ^{۱۰۷}Te، ^{۱۰۸}Te و ^{۱۱۱}Xe، مشاهده شده‌اند، و علاوه بر این آلفازاهایی در امتداد خط پروتون- افشان بالاتر از $A = ۱۰۰$ شناسایی شده‌اند. برای یک مجموعهٔ ایزوتوپی (هسته‌های با عدد اتمی ثابت) انرژی واپاشی معمولاً با افزایش جرم کاهش پیدا می‌کند. این آثار را در شکل ۷-۲ می‌توان دید. به عنوان مثال، انرژی جنبشی ذرات α ناشی از واپاشی ایزوتوپ‌های اورانیم، ۴ تا ۵ مگا الکترون ولت است؛ برای ایزوتوپ‌های کالیفرنیم این انرژی تقریباً ۶ MeV، و برای ایزوتوپ‌های رادرفوردیم تقریباً ۸MeV است. با این‌همه، انرژی جنبشی ناشی از واپاشی $^{۲۱۲}_{۸۴}Po$ به دختر دوبار جادویی $^{۲۰۸}_{۸۲}Pb$، برابر ۸/۷۸MeV می‌باشد.

تغییر نوعاً هموارِ Q_α با Z و A هستهٔ گسیلنده، و طبیعتِ دو- جسمیِ واپاشی آلفازا را می‌توان برای تعیین جرم‌های هسته‌ای نامعلوم به‌کار برد. یک ابزار در این تلاش، پدیدهٔ چرخه‌های بستهٔ واپاشی (شکل ۷-۳) است. واپاشی‌های آلفازا و بتازای مربوط به $^{۲۳۷}_{۹۳}Np$، $^{۲۴۱}_{۹۵}Am$، $^{۲۴۱}_{۹۴}Pu$ و $^{۲۳۷}_{۹۲}U$ را در نظر بگیرید. با توجه به پایستگی انرژی، می‌توان گفت که حاصل‌جمع انرژی‌های واپاشی در چرخه‌ای که این هسته‌ها را به هم وصل می‌کند باید صفر باشد (در حد عدم قطعیت‌های تجربی). در مواردی که داده‌های تجربی یا تخمین‌های معتبر برای سه شاخهٔ چرخه در دسترس باشند، چهارمی را می‌توان از اختلاف موجود محاسبه کرد.

اگرچه انرژی‌های رها شده بر اثر واپاشی یک هستهٔ سنگین به ذرهٔ α و یک هستهٔ دختر سبک‌تر کاملاً قابل ملاحظه‌اند، اما به‌طور سؤال برانگیزی در مقایسه با انرژی لازم برای بازگرداندن ذرهٔ α به تماس هسته‌ای با دختر، کوچک هستند. انرژی پتانسیل الکتروستاتیکی بین دو هستهٔ با بار مثبت، پتانسیل کولنی، به صورت زیر است:

$$V_C = \frac{۲Z}{R}\frac{e^۲}{۴\pi\varepsilon_\circ} \qquad (۴.۷)$$

که در آن Z عدد اتمی دختر و R فاصلهٔ بین مراکز دو هسته است (همانگونه که در فصل۱ اشاره شد، $\frac{e^۲}{۴\pi\varepsilon_\circ}$ برابر ۱/۴۴ MeV. fm است).



شکل ۷-۳. چرخه‌های واپاشی برای بخش خانواده‌ی $4n+1$. مدهای واپاشی روی پیکان‌ها نشان داده شده‌اند؛ ارقام، نشان‌دهنده‌ی انرژی‌های واپاشی کل بر حسب **MeV** هستند.

برای به دست آوردن تخمینی از انرژی کولنی، می‌توان R را به صورت

$$۱/۲\left(A^{۱/۳}+۴^{۱/۳}\right)\,fm$$

که در آن A عدد جرمی دختر است در نظر گرفت. برای واپاشی $^{۲۳۸}\mathrm{U}$ داریم:

$$V_C=\frac{(۲)(۹)\left(۱/۴۴\circ MeV.fm\right)}{۱/۲\left(۲۳۴^{۱/۳}+۴^{۱/۳}\right)\,fm}\approx\frac{۲۵۹\,MeV.fm}{۹/۳\,fm}=۲۸\,MeV \qquad (۵.۷)$$

که ۶ تا ۷ برابرِ انرژی واپاشی است. این ضریب، در حدِ خارج قسمت سد کولنی به مقدار Q است. چنانچه موقتاً اختلاف زیاد بین سد کولنی و انرژی واپاشی مشاهده شده را بپذیریم، در این صورت می‌توانیم دو شاخصهٔ کلی افزایش انرژی واپاشی با افزایش عدد اتمی Z و کاهش انرژی جنبشی با افزایش جرم در میان یک مجموعه ایزوتوپی را به پتانسیل کولنی نسبت بدهیم. بار هسته‌ای بالاتر، فراورده‌ها را شتاب داده و از هم دور می‌کند، و جرم بزرگ‌تر باعث می‌شود دختر و ذرهٔ α بیشتر از هم دور شوند.

مسئلهٔ نمونه: مقدار Q_α، انرژی جنبشی T_α، و سد کولنی V_C را برای انشعاب اولیهٔ واپاشی آلفازای ^{۲۱۲}Po به حالت پایهٔ ^{۲۰۸}Pb محاسبه کنید.

حل: با به‌کار بردن فزونی‌های جرم داریم:

$$Q_\alpha = -۱۰/۳۸۱ - \left(-۲۱/۷۵۹ + ۲/۴۲۴۹\right) = ۸/۹۵۳\,MeV$$

$$T_\alpha = \frac{۲۰۸}{۲۱۲} Q = ۸/۷۸۴\,MeV$$

و

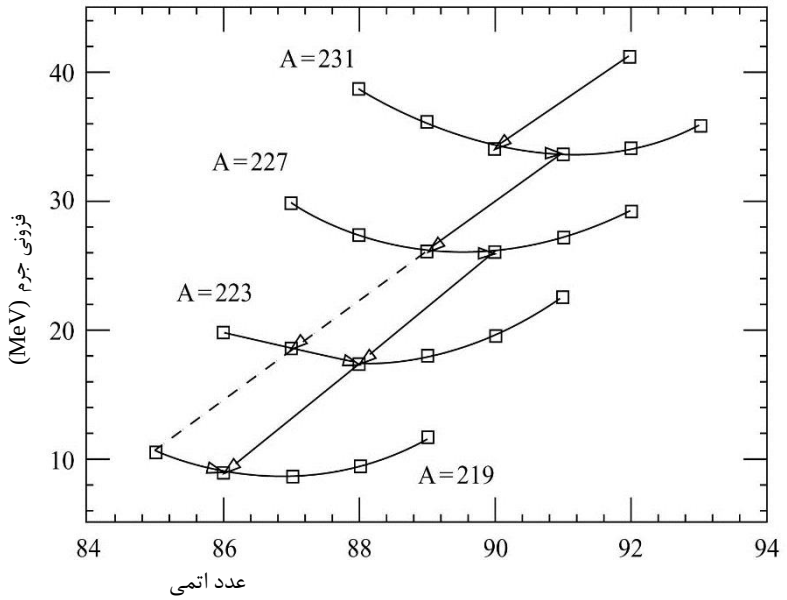
$$V_C = \frac{(۲)(۸۴)(۱/۴۴۰\,MeV.fm)}{۱/۲\left(۲۰۸^{۱/۳} + ۴^{۱/۳}\right) fm} \approx ۲۷\,MeV$$

^{۲۱۲}Po مادر، همچنین با احتمال ۱٪ انشعاب به اولین حالت بر انگیختهٔ ^{۲۰۸}Pb در انرژی ۲/۶۱۴۶ MeV وا می‌پاشد. انرژی جنبشی این ذرهٔ α چقدر است؟

$$Q_\alpha = ۸/۹۳۵ - ۲/۶۱۴۶\,MeV$$

$$T_\alpha = \frac{۲۰۸}{۲۱۲} ۶/۱۳۳۹ = ۶/۲۲\,MeV$$

همانگونه که قبلاً اشاره شد، بسیاری از هسته‌های سنگین ($A \geq ۱۵۰$) نسبت به گسیل آلفا ناپایدار هستند. برخی از آنها دستخوش واپاشی بتازا نیز می‌شوند. در فصل ۳، رشته‌های واپاشی طبیعی را که در آن هسته‌های سنگین دستخوش دنباله‌ای از واپاشی‌های آلفازا و بتازا می‌شوند تا درنهایت به ایزوتوپ‌های سرب یا بیسموت، ^{۲۰۶}Pb، ^{۲۰۷}Pb، ^{۲۰۸}Pb یا ^{۲۰۹}Bi، برسند ملاحظه کردیم. اکنون در وضعیتی هستیم که ببینیم چرا یک دنبالهٔ خاص بروز می‌کند. شکل ۷–۴ یک رشته سهمی‌های جرم (که با به‌کار بردن معادلهٔ نیمه تجربی جرم محاسبه شده‌اند) برای بعضی از اعضای خانوادهٔ ۴n+۳ را با شروع از ^{۲۳۵}U نشان می‌دهد. هر یک از سهمی‌های جرم را می‌توان به صورت برشی در سطح جرم هسته به ازای یک A ثابت تصور کرد. ^{۲۳۵}U به ^{۲۳۱}Th واپاشی می‌کند. سپس ^{۲۳۱}Th با واپاشی بتازا به ^{۲۳۱}Pa تبدیل می‌شود. این هسته، به علت نزدیک بودن به تهِ سهمی جرم نمی‌تواند دستخوش واپاشی بتازای بیشتری شود، اما با گسیل α به ^{۲۲۷}Ac واپاشی می‌کند. این هسته با گسیل β^- به ^{۲۲۷}Th وامی‌پاشد، که باید با آلفازایی به ^{۲۲۳}Ra تبدیل شود و الی آخر.

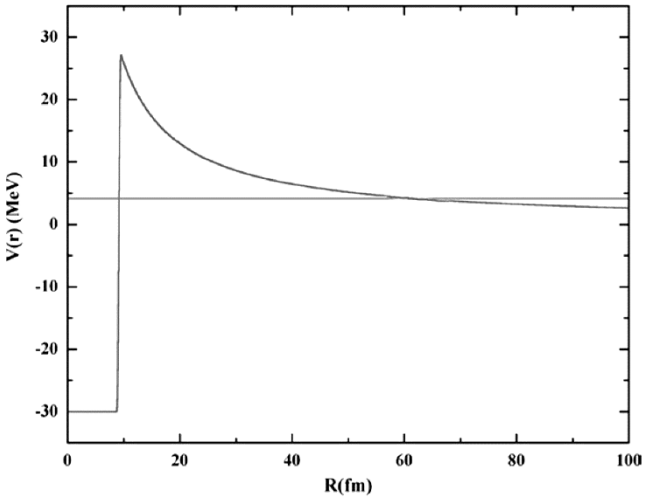


شکل ۷-۴. سهمی‌های جرم برای بعضی از اعضای رشته واپاشی طبیعی $^{4n+3}$. مسیر واپاشی اصلی با خط پُر، و یک انشعاب ضعیف با خط چین نشان داده شده‌اند.

۷-۲. نظریهٔ واپاشی آلفازا

گسیل مجاز ذرات α در اشکال کلاسیک هسته قابل فهم نیست. این حقیقت را با نگاهی نزدیک به نمودار طرح‌وار انرژی پتانسیل برای ^{238}U که در شکل ۷-۵ نشان داده شده است می‌توان درک کرد. با به‌کار بردن تخمین‌های ساده، منحنی انرژی پتانسیلی یک بعدی برای این سیستم را به‌صورت تابعی از شعاع رسم کرده‌ایم. در فواصل کم، درونِ هستهٔ مادر، یک پتانسیل با کفِ مسطح و عمق تقریبی ۳۰MeV- (همانگونه که در فصل ۶ بحث کردیم) رسم شده است. پتانسیل در نزدیکی شعاع هسته سریعاً افزایش یافته و در ۹/۳fm به ارتفاع سد کولنی $V_C \approx +28\text{MeV}$ می‌رسد. در فواصل بزرگ‌تر، پتانسیل مطابق قانون کولن به صورت $1/r$ افت می‌کند.

پتانسیل برای واپاشی آلفازای $^{238}\mathbf{U}$



شکل ۷-۵. نمودار انرژی پتانسیل یک بعدی (تقریباً دقیق) برای ^{238}U، نشان‌دهندهٔ انرژی و فواصل محاسبه شده برای واپاشی آلفازا به ^{234}Th. سد کولنی در ۹/۳ fm حدود ۲۸ MeV، مقدار Q_α مساوی ۴/۲ MeV، فاصله‌ی بیشترین نزدیکی ۶۲ fm .

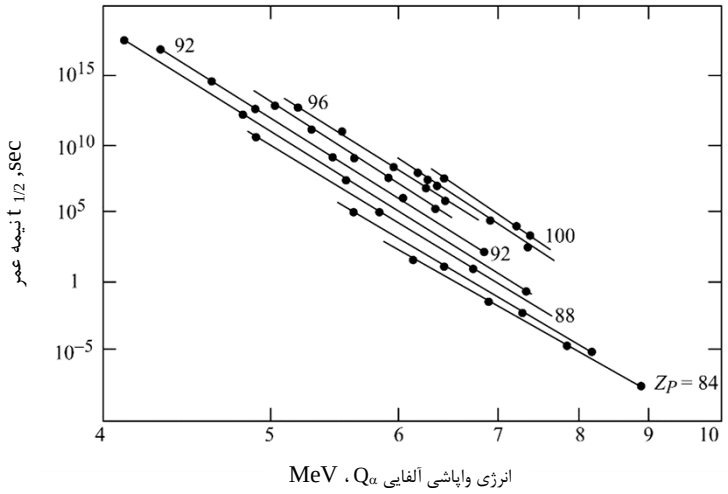
با شروع از ذرهٔ α و هستهٔ دخترِ جدا از هم می‌توان پی برد که فاصلهٔ بیشترین نزدیکی طی پراکندگی یک ذره α ۴/۲MeV حدود ۶۲fm≈ خواهد بود. این فاصله‌ای است که در آن ذرهٔ α از حرکت به سوی دختر باز می‌ایستد و برمی‌گردد زیرا انرژی جنبشی آن به انرژی پتانسیل دافعه تبدیل شده است. حالا تناقض باید روشن شده باشد: ذرهٔ α نباید حتی به دوردست‌های هسته هم برسد؛ یا از نقطه نظر واپاشی، ذرهٔα باید در پشت یک سد انرژی پتانسیل که نمی‌تواند از آن بگذرد به دام بیفتد.

راه‌حل این تناقض در مکانیک کوانتومی پیدا شده است. یک خاصیت کلی تابع موج مکانیک کوانتومی این است که فقط در سد پتانسیلی که بی‌نهایت بلند است کاملاً محصور باقی می‌ماند. وقتی ارتفاع سد متناهی است، دامنهٔ تابع موج عمدتاً پیش از سد زیاد است ولی جزء کوچک اما ناصفری هم در *داخل* سد وجود دارد (که معمولاً نسبت به فاصله به‌طور نمایی اُفت می‌کند) و جزء متناهی و کوچک دیگری نیز خارج از سد وجود خواهد داشت. این پدیده، تونل‌زنی خوانده می‌شود زیرا ذره‌ای که از نظر کلاسیکی در دام است، بخشی از تابع موجش از دیوارهٔ جلوِ سد پتانسیل می‌گذرد و با یک احتمال از دیوارهٔ دیگر سد نیز گذشته و بدون اینکه از روی سد عبور کند از آن بیرون می‌رود. جزئیات این محاسبات در پیوست (ث) و در بسیاری ازکتاب‌های مکانیک کوانتومی

آمده است. بعضی از شاخصه‌های تونل‌زنی باید آشکار باشد: هر چه انرژی ذره به ارتفاع سد نزدیک‌تر باشد، احتمال بیرون آمدن ذره بیشتر خواهد بود. همچنین، هر چه میزان انرژی ذره نسبت به ارتفاع سد بیشتر باشد، ذره با تواتر بیشتری به سد «حمله» می‌کند و احتمال گریز آن زیادتر خواهد بود.

مدت‌هاست که مشخص شده است نیمه‌عمر واپاشی آلفازا، $t_{1/2}$، را می‌توان برحسب ریشهٔ دوم انرژی واپاشی آلفازایی Q_α، به صورت زیر نوشت:

$$\log\left(t_{1/2}\right) = A + \frac{B}{\sqrt{Q_\alpha}} \qquad (۶ . ۷)$$



شکل ۷-۶. نمودار گایگر- نوتال .

که در آن ثابت‌های A و B وابستگی به Z دارند. این رابطه که در شکل ۷-۶ نشان داده شده است، به قانون گایگر ـ نوتال واپاشی آلفازا مشهور است، چون گایگرـ نوتال یک رابطهٔ خطی بین لگاریتم ثابت واپاشی و لگاریتم برد ذرهٔ α از یک رشته واپاشی پرتوزای طبیعی پیدا کردند. این رابطهٔ ساده، داده‌های واپاشی آلفازا روی گستره‌ای به وسعت ۲۰ مرتبهٔ بزرگی از ثابت واپاشی یا نیمه‌عمر را توصیف می‌کند. دقت کنید که یک تغییر ۱MeV در انرژی واپاشی آلفازا منجر به تغییر $۱۰^{۵}$

برابری در نیمه‌عمر می‌گردد. شکل جدیدی از این رابطه براساس نظر هاتسوکاکا[1]، ناکاهارا[2]، و هافمن[3] به صورت زیر است:

(۷ . ۷)

$$\log_{۱۰}\left(t_{۱/۲}\right)=A(Z)\times\left[\frac{A_d}{A_pQ_\alpha}\right]^{۱/۲}\times\left[\arccos\sqrt{X}-\sqrt{X\left(۱-X\right)}\right]-۲۰/۴۴۶+C(Z,N)$$

که در آن برای نواحی عادی خارج از پوسته‌های بسته C(Z,N)=۰ است
و برای $۷۸\le Z\le ۸۲, ۱۰۰\le N\le ۱۲۶$

$$C(Z,N)=\left[۱/۹۴=-۰/۰۲۰\left(۸۲-Z\right)-۰/۰۷۰(۱۲۶-N)\right]$$

و برای $۸۲\le Z\le ۹۰, ۱۱۰\le N\le ۱۲۶$

$$C(Z,N)=\left[۱/۴۲-۰/۱۰۵\left(Z-۸۲\right)-۰/۰۶۷(۱۲۶-N)\right]$$

می‌باشد. در این معادلات A_p و Z مربوط به نوکلید مادر و A_d و Z_d مربوط به نوکلید دختر هستند، و X به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$X=۱/۲۲۴۹\left(A_d^{۱/۳}+۴^{۱/۳}\right)\times\frac{Q_\alpha}{۲Z_de^۲}$$

این رابطه برای پیش‌بینی نیمه‌عمرهای قابل انتظار واپاشی آلفازا در هسته‌های ناشناخته مفید است. توصیف نظری گسیل α، براساس محاسبهٔ آهنگ برحسب دو عامل است. آهنگ کلی گسیل، شامل حاصلضرب آهنگ تعداد دفعات برخورد ذرهٔ α با دیوارهٔ داخلی چاه در احتمال (مستقل) تونل‌زنی ذرهٔ α از میان سد است. از این رو آهنگ گسیل یا ثابت واپاشی جزئی λ_α، به صورت حاصلضرب یک عامل بسامد f، و ضریب تراگسیل T، از طریق سد عبارتست از:

$$\lambda_\alpha = fT$$

---

[1]. Hatsukawa,
[2]. Nakahara,
[3]. Hoffman,

بعضی پژوهشگران پیشنهاد کرده‌اند که برای بیانِ احتمالِ «*شکل‌گیریِ پیشینیِ*» ذرهٔ α در داخل هستهٔ مادر این عبارت باید در یک فاکتور اضافی دیگر نیز ضرب شود. متاسفانه، راه روشنی برای محاسبهٔ چنین فاکتوری وجود ندارد، اما تخمین‌هایی تجربی زده شده اند. همانگونه که در زیر خواهیم دید، تخمین‌های نظری آهنگ‌های گسیل بالاتر از آهنگ‌های مشاهده شده‌اند، و فاکتور «*شکل‌گیریِ پیشینی*» می‌تواند برای هر موردِ تجربی تخمین زده شود، با وجود این، عدم قطعیت‌های دیگری نیز در تخمین‌های نظری وجود دارند که به اختلاف‌ها دامن می‌زنند. تعداد دفعاتی که یک ذرهٔ α به لبهٔ هسته می‌رسد را می‌توان به صورت تقسیمِ سرعت بر عرض هسته تخمین زد. این عرض را می‌توان دو برابر شعاع (چیزی در حد یک مقدار ماکزیمم) در نظر گرفت، اما تخمین سرعت به زیرکی بیشتری نیاز دارد. حد پایین سرعت را می‌توان از انرژی جنبشی ذرهٔ α گسیل شده به‌دست آورد، اما ذره در داخل یک چاه پتانسیل حرکت می‌کند، و سرعت آن باید بالاتر و متناظر با عمق چاه به اضافهٔ انرژی خارجی باشد. از این رو بسامد را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$f = \frac{v}{۲R} = \frac{\sqrt{۲(V_۰ + Q)/\mu}}{۲R} \qquad (۸.۷)$$

که در آن فرض شده است ذرهٔ α غیرنسبیتی است، $V_۰$ عمق چاه است که در شکل ۷-۵ مشخص شده و تقریباً ۳۰MeV است ، μ جرم کاهش یافته و R شعاع هستهٔ دختر است (زیرا ذرهٔ α تنها نیاز به رسیدن به این فاصله قبل از گسیل دارد). دلیل اینکه جرم کاهش یافته به‌کار می‌رود این است که ذرهٔ α در داخل هسته حرکت می‌کند، و تکانهٔ خطی کل هسته باید صفر باشد. تعداد دفعات حملهٔ به سد بسیار بالا معمولاً از مرتبهٔ $۱۰^{۲۱}/s$ است.

ضریب تراگسیل مکانیک کوانتومی برای یک ذرهٔ α جهت عبور از سد در پیوست (ث) به دست آمده است. با تعمیم نتایج خلاصه شده در معادلهٔ (ث-۴۸) به سد سه بعدیِ نشان داده شده در شکل ۷-۵، داریم:

$$T = e^{-۲G} \qquad (۹.۷)$$

که در آن ضریب گاموف[1] $(۲G)$، به صورت زیر نوشته می‌شود:

[1]. Gamov

$$۲G = \frac{۲}{\hbar}\int_R^b \left[۲\mu \left(\frac{Z_\alpha Z_D e^۲}{r} - Q_\alpha \right) \right]^{۱/۲} dr \qquad (۱۰ . ۷)$$

که در آن

$$Q_\alpha = \frac{Z_\alpha Z_D e^۲}{b} \qquad (۱۱ . ۷)$$

و فاصلهٔ بیشترین نزدیکی b، به صورت زیر است:

$$b = \frac{Z_\alpha Z_D e^۲}{Q_\alpha} \qquad (۱۲ . ۷)$$

در این معادله‌ها، $e^۲ = ۱/۴۴۰\ MeV-fm$، Q_α برحسب MeV ، Z_α ، Z_D، به ترتیب، اعداد اتمی ذرهٔ α و هستهٔ دختر هستند.
پس از مرتب کردن داریم:

$$۲G = \frac{۲}{\hbar}\sqrt{۲\mu Q_\alpha}\int_R^b \left(\frac{b}{r}\right)^{۱/۲} dr \qquad (۱۳ . ۷)$$

پس از انتگرال‌گیری خواهیم داشت:

$$۲G = \frac{۲b}{\hbar}\sqrt{۲\mu Q_\alpha}\left(\cos^{-۱}\sqrt{\frac{R}{b}} - \sqrt{\frac{R}{b}\sqrt{۱-\frac{R}{b}}} \right) \qquad (۱۴ . ۷)$$

با جایگزینی برای b و ساده کردن داریم

$$۲G = ۲\sqrt{\frac{۲\mu}{\hbar^۲ Q_\alpha}}\left(Z_\alpha Z_D e^۲\right)\left(\cos^{-۱}\sqrt{\frac{R}{b}} - \sqrt{\frac{R}{b}\sqrt{۱-\frac{R}{b}}} \right) \qquad (۱۵ . ۷)$$

برای سدهای ضخیم

$$\frac{R}{b} \ll ۱ \left(\frac{Q_\alpha}{V_C} \ll ۱ \right)$$

و با تقریبِ

$$\cos^{-۱} \sqrt{\frac{R}{b}} \approx \frac{\pi}{۲} - \sqrt{\frac{R}{b}} \qquad (۱۶.۷)$$

می‌رسیم به

$$۲G = ۲ \sqrt{\frac{۲\mu}{\hbar^۲ Q_\alpha}} \left(Z_\alpha Z_D e^۲ \right) \left(\frac{\pi}{۲} \right) \qquad (۱۷.۷)$$

که در آن B سد کولنی «مؤثر» است یعنی،

$$B = \frac{Z_\alpha Z_D e^۲}{r_\alpha + R_D} \qquad (۱۸.۷)$$

نوعاً، ضریب گاموف بزرگ است (۱۲۰-۶۰ ~ 2G)، که موجب می‌گردد ضریب تراگسیل خیلی کوچک $\left(۱۰^{-۲۷} - ۱۰^{-۵۵} \sim \right)$ شود. با ترکیب معادلات مختلف خواهیم داشت

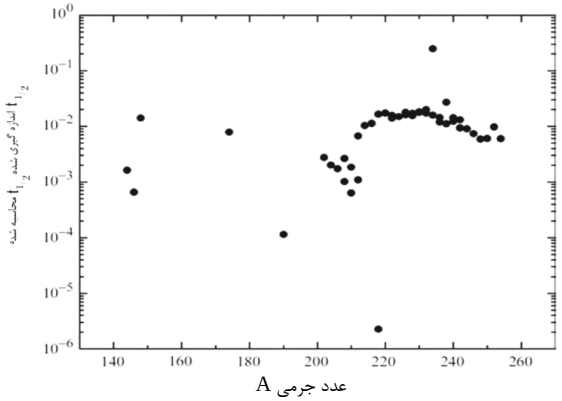
$$t_{۱/۲} = \frac{\ln ۲}{\lambda} = \frac{\ln ۲}{fT} = \frac{\ln ۲}{\frac{\left[۲\left(V_۰ + Q_\alpha \right)/\mu \right]^{۱/۲}}{۲R} e^{-۲G}} \qquad (۱۹.۷)$$

یا

$$\log\left(t_{۱/۲} \right) = a + \frac{b}{\sqrt{Q_\alpha}} \qquad (۲۰.۷)$$

یعنی، می‌رسیم به قانون گایگر- نوتال برای واپاشی آلفازا، که در آن $a + b$ ثابت‌هایی هستند وابسته به Z و امثال آن.

این تخمین ساده، رفتار کلی آهنگ‌گسیل‌های طبیعی تجربی را در گسترهٔ وسیعی دنبال می‌کند. آهنگ گسیل محاسبه شده نوعاً یک مرتبهٔ بزرگی از آهنگ تجربی بزرگ‌تراست، یعنی، *نیمه‌عمرهای مشاهده شده طولانی‌تر از پیش‌بینی‌ها هستند*. این امر موجب شده است که بعضی پژوهشگران پیشنهاد کنند که احتمال پیدا کردن یک ذرهٔ α «از پیش تشکیل شده» در داخل یک هستهٔ سنگین تقریباً 10^{-1} بار کمتر است. یک راه برای به‌دست آوردن تخمینی از «ضریب تشکیلِ پیشین» این است که برای هسته‌های زوج- زوجی که دستخوش واپاشی $l = 0$ می‌شوند، نسبت نیمه‌عمر محاسبه شده به نیمه‌عمر اندازه‌گیری شده را رسم کنیم. این کار در شکل ۷-۷ انجام شده است. ضریب تشکیلِ پیشینی تقریباً 10^{-2} است.



شکل ۷-۷. نمودار نسبت نیمه عمر واپاشی آلفازای جزییِ محاسبه شده برای گذارهای $l = 0$ حالت پایهٔ هسته‌های زوج- زوج به نیمه عمرهای اندازه‌گرفته شده. محاسبات با استفاده از نظریهٔ سادهٔ واپاشی آلفازا انجام گرفته‌اند.

مسئلهٔ نمونه: آهنگ گسیل و نیمه‌عمر واپاشی ^{238}U را از نظریهٔ سادهٔ واپاشی آلفازا محاسبه کنید. این نتیجه را با نیمه‌عمر مشاهده شده مقایسه کنید.

$$\lambda = fT$$

که در آن

$$f = \frac{\sqrt{2(V_0 + Q)/\mu}}{2R}$$

$$R = r_0\left(A_1^{1/3} + A_1^{1/3}\right) = 1/2\left(4^{1/3} + 234^{1/3}\right) = 9/3\ fm$$

حل: پیش از این دیدیم که $b \approx ۶۲\ fm$ ، $R/b = ۸/۶۳/۶۲ \ll ۱$

$$\mu = ۴ * \frac{۲۳۴}{۲۳۸} = ۳/۹۳۳\ amu$$

$$f = \frac{c * \sqrt{۲\left(۳۰ + ۴/۲\right)/\left(۳/۹۳۳ * ۹۳۱/۵\right)}}{۲ * ۹/۳} = \left(۲/۲۶ \times ۱۰^{۲۱}\right)/s$$

می‌دانیم که

$$T = e^{-۲G}$$

که در آن

$$۲G \approx ۲\left(\frac{۲\mu}{\hbar^{۲} Q_{\alpha}}\right)^{۱/۲} \left(Z_{\alpha} Z_{D} e^{۲}\right)\left(\frac{\pi}{۲} - ۲\sqrt{\frac{Q}{B}}\right)$$

$$۲\left(\frac{۲\mu}{\hbar^{۲} Q_{\alpha}}\right) = ۲\left(\frac{۲\mu(amu)۹۳۱/۵\left(\frac{MeV}{amu}\right)}{(\hbar c)^{۲}\left(MeV - fm\right)^{۲} Q_{\alpha}\left(MeV\right)}\right)^{۱/۲}$$

$$= ۲\left(\frac{(۲)(۳/۹۳۳)(۹۳۱/۵)}{(۱۹۷/۳)^{۲}(۴/۲۷)}\right)^{۱/۲} = ۰/۴۲۰\left(MeV - fm\right)^{-۱}$$

$$\left(Z_{\alpha} Z_{D} e^{۲}\right) = (۲)(۹۰)(۱/۴۴۰) = ۲۵۹/۲\ MeV - fm$$

$$\left(\frac{\pi}{۲} - ۲\sqrt{\frac{Q}{B}}\right) = \frac{\pi}{۲} - ۲\left(\frac{۴/۲۷}{۲۷/۹}\right)^{۱/۲} = ۰/۷۸۸$$

$$T = e^{-۸۵/۸} = ۵/۴۳ \times ۱۰^{-۳۸}$$

$$\lambda = fT = \left(۲/۲۶ \times ۱۰^{۲۱}\right)\left(۵/۴۳ \times ۱۰^{-۳۸}\right) = ۱/۲۳ \times ۱۰^{-۱۶}\ s^{-۱}$$

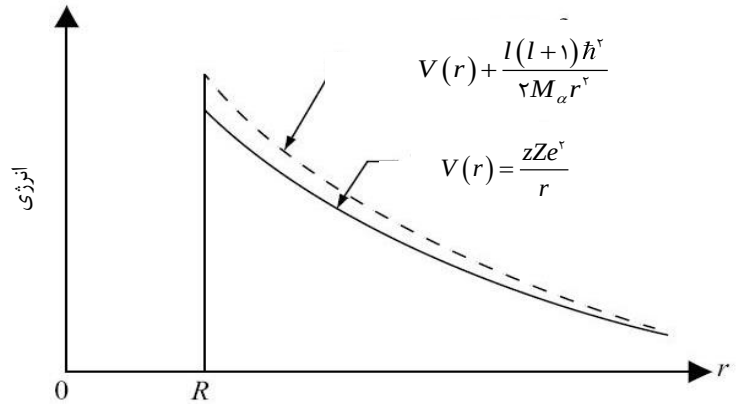
$$t_{۱/۲} = \frac{\ln ۲}{\lambda} = ۵/۵۶ \times ۱۰^{۱۵}\ s = ۱/۸ \times ۱۰^{۸}\ y$$

نیمه‌عمر تجربی ^{۲۳۸}U برابر $۴/۴۷\times۱۰^{۹}$ سال است که با ضریبی معادل تقریباً ۲۵ بار طولانی‌تر از مقدار محاسبه شده است. به جنبه‌های کیفی این محاسبه توجه کنید. ذرهٔ α قبل از اینکه بتواند فرار کند باید $\sim۱۰^{۳۸}$ بار به سد هستهٔ مادر بخورد. همچنین به حساسیت بسیار بالای این محاسبه به جزئیات شعاع هسته توجه کنید. یک تغییر ۲ درصدی در R، ضریب λ را با فاکتور ۲ تغییر می‌دهد. در این مثال، R را تقریباً معادل $R_{Th} + R_a$ در نظر گرفته‌ایم. در واقع، هنگام بیرون آمدن ذرهٔ α و هستهٔ دختر از سد، هنوز ذرهٔ α به‌طور کامل از هستهٔ دختر جدا نشده است. برای تصحیح این نکته، می‌توان تقریب $R \approx ۱/۴A^{۱/۳}$ را در نظر گرفت.

نظریهٔ ارائه شده در بالا با این فرض که ذرهٔ α هیچ تکانه زاویه‌ای مداری حمل نمی‌کند $(l = ۰)$، آثار تکانه زاویه‌ای را نادیده می‌گیرد. چنانچه واپاشی آلفازا، از یک حالت برانگیخته رخ بدهد، مقداری تکانه زاویه‌ای ممکن است بوسیلهٔ ذرهٔ α حمل شود و نتیجهٔ آن تغییری در ثابت واپاشی باشد. در مکانیک کوانتومی اصطلاحاً گفته می‌شود که ذرهٔ α باید از سدی بگذرد که به مقدارِ «پتانسیل مرکزگریز»:

$$V_l = \frac{l(l+۱)\hbar^{۲}}{۲\mu R^{۲}} \qquad (۲۱.۷)$$

بزرگ‌تر است، که در آن l تکانه زاویه‌ای مداری ذرهٔ α، μ جرم کاهش یافته، و R شعاع مناسب است. این پتانسیلِ مرکزگریز به انرژی پتانسیل $V_{(r)}$ افزوده می‌شود که نتیجهٔ آن سدی ضخیم‌تر و بلندتر است که باعث افزایش نیمه‌عمر می‌شود (شکل ۷-۸).



شکل ۷-۸. پیرایش انرژی پتانسیل در واپاشی آلفازا بر اثر پتانسیل مرکز گریز.

[اقتباس از: W.E. Meyerhof, Elements of Nuclear Physics, Copyright 1967 by McGraw-Hill Book
[Company, Inc. Reprinted by permission of McGraw-Hill Book Company, Inc

می‌توان اثر این پتانسیل مرکزگریز بر نیمه‌عمرهای واپاشی آلفازا را با افزودن این انرژی به ارتفاع سد کولنی ارزیابی کرد. چنانچه تعریف زیر را داشته باشیم:

$$\sigma = \frac{\text{ارتفاع سد مرکزگریز}}{\text{ارتفاع سد کولنی}} \qquad (۲۲ . ۷)$$

می‌توانیم بگوییم

$$\sigma = \frac{l(l+۱)\hbar^{۲}}{۲\mu R^{۲}} \frac{R}{Z_{\alpha} Z_{D} e^{۲}} = \frac{l(l+۱)\hbar^{۲}}{۲\mu R Z_{\alpha} Z_{D} e^{۲}} \qquad (۲۳ .۷)$$

آنگاه آنچه باید انجام داد، جایگزینی B در همه جا با $B(۱+\sigma)$ است. یک فرمول ساده که این کار را می‌کند عبارت است از:

$$\lambda_{l\neq ۰} \approx \lambda_{l=۰} \exp\left[-۲/۰۲۷ l(l+۱) Z^{-۱/۲} A^{-۱/۶}\right] \qquad (۲۴ . ۷)$$

این تصحیح سد مرکزگریز، در مقایسه با Q_{α} یا R تأثیر اندکی بر آهنگ واپاشی دارد.
همچنین باید توجه داشت که پایستگی تکانه زاویه‌ای و پاریته در طی فرایند واپاشی آلفازا، قیدهایی بر حالت‌های ممکنِ دختر اعمال می‌کند. از آنجا که ذرهٔ α اسپین ذاتی ندارد، تکانه زاویه‌ای کل آن باید معادل تکانه زاویه‌ای مداری l و پاریتهٔ آن $(-۱)^{l}$ باشد. پایستگی پاریته در واپاشی آلفازا، حالت‌های نهایی را محدود می‌کند. چنانچه هستهٔ مادر دارای $J^{\pi}=۰^{+}$ باشد، در آن صورت مقادیر مجاز J^{π} هستهٔ دختر $(l=۰)\,۰^{+}$، $(l=۱)\,۱^{-}$ ، و $(l=۲)\,۲^{+}$، و جز آنها خواهند بود. این قواعد فقط اسپین و پاریتهٔ حالت را در دختر مشخص می‌کنند، و حال آنکه انرژی حالت، کمیت جداگانه‌ای است. در فصل ۶ دیدیم که عناصر خیلی سنگین به شدت تغییر شکل داده و چرخنده‌های خوبی هستند. حالت‌های برانگیختهٔ انرژی-پایین هسته‌های زوج- زوج، یک نوار چرخشی انرژی ـ پایین با اسپین‌های ۲، ۴، ۶ و غیره تشکیل می‌دهند، در حالی‌که حالت‌های با گشتاورهای زاویه‌ای فرد، تمایل به انرژی‌های بالاتر دارند. بدیهی است وقتی این حالت‌ها به وجود می‌آیند، انرژی ذرهٔ α کاهش پیدا می‌کند و در نتیجه، واپاشی به این حالت‌ها مشکل خواهدبود. بنابراین، انرژی دسترس‌پذیرِ پایین‌تر این واپاشی‌ها را بیش از سد مرکزگریز سرکوب می‌کند.

مسئلهٔ نمونه: ^{۲۴۱}Am یک گسیلندهٔ α با عمر طولانی است که به‌طور گسترده‌ای به عنوان منبع یونیزان در آشکارسازهای دود مورد استفاده قرار می‌گیرد. «حالت مادر» دارای اسپین – پاریتهٔ $\frac{۵}{۲}^-$ است و نمی‌تواند به حالت پایهٔ $\frac{۵}{۲}^+$ در ^{۲۳۷}Np وابپاشد زیرا پایستگی پاریته را نقض می‌کند. به جای آن، عمدتاً به حالت برانگیختهٔ $\frac{۵}{۲}^-$ (با احتمال۸۵/۲ درصد، E^*= ۵۹/۲keV) و به حالت برانگیختهٔ بالاتر (۱۲/۸ درصد E^* =۱۰۲/۹keV) می‌رود. این نسبت‌های انشعاب را تخمین زده و آنها را با مقادیر تجربی مقایسه کنید.

$$Q_\alpha\left(\frac{۵}{۲}^-\right)=۵/۵۷۸MeV \qquad Q_\alpha\left(\frac{۷}{۲}^-\right)=۵/۵۳۵MeV$$

$$f\left(\frac{۵}{۲}^-\right)=۲/۲۹\times۱۰^{۲۱}/s \qquad f\left(\frac{۷}{۲}^-\right)=۲/۲۹\times۱۰^{۲۱}/s$$

$$G\left(\frac{۵}{۲}^-\right)=۳۳/۰۱ \qquad G\left(\frac{۷}{۲}^-\right)=۳۳/۸۴$$

$$\lambda\left(\frac{۵}{۲}^-\right)=۴/۸۹\times۱۰^{-۸}/s \qquad \lambda\left(\frac{۷}{۲}^-\right)=۹/۲\times۱۰^{-۹}/s$$

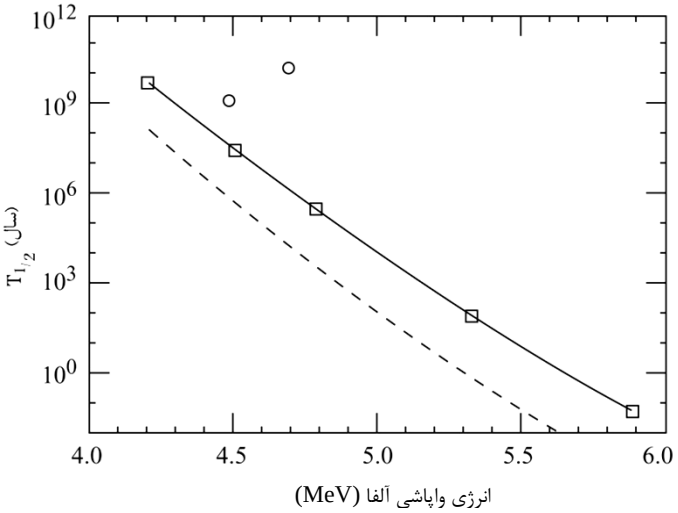
حل: با فرض اینکه انشعاب‌ها به حالت‌های دیگر کوچک‌اند و در حاصل‌جمع نیمه‌عمرهای جزئی شرکت نمی‌کنند، می‌توان نوشت:

$$\text{نسبت انشعاب} \quad \frac{۵}{۲^-}\approx\frac{\lambda\left(۵/۲^-\right)}{\lambda\left(۵/۲^-\right)+\lambda\left(۷/۲^-\right)}=۰/۸۴$$

توجه کنید که نیمه‌عمر تجربیِ ۴۳۳ سال، بار دیگر به‌طور قابل ملاحظه‌ای طولانی‌تر از نیمه‌عمر پیش‌بینی شدهٔ ۳~ سال است. این اختلاف به آثار توأمِ ضریب «تشکیل پیشینی» و ضریب بازدارندگی پروتون فرد در اَمِرسیمِ مادر (Z=۹۵) نسبت داده می‌شود؛ ر.ک زیر.

۷-۳. ضریب‌های بازدارندگی

نظریهٔ یک- جسمی واپاشی آلفازا، صرفاً و فقط در مورد گسیلنده‌های زوج- زوج آلفا به‌کار می‌رود. گسیلنده‌های آلفای با A فرد، به‌ویژه درگذارهای حالت پایه، با آهنگی کندتر از آنچه که توسط فرمول‌بندی سادهٔ یک- جسمی برای هسته‌های زوج- زوج به‌کار می‌رود واپاشی می‌کنند. به داده‌های شکل ۷-۹ که نیمه‌عمرهای واپاشی‌های آلفازای ایزوتوپ‌های زوج- زوج و A فردِ اورانیم را نشان می‌دهد دقت کنید. هسته‌های با A فرد، نیمه‌عمرهای خیلی بلندتری از همسایه‌های زوج- زوج خود دارند.



شکل ۷-۹. نیمه عمرهای واپاشی آلفارای ایزوتوپ‌های زوج- زوج اورانیم (مربع‌ها) و ایزوتوپ‌های A فرد (دایره‌ها). مقادیر تجربی با خط پیوسته به هم وصل شده‌اند؛ میانه‌ها با خط‌چین نشان داده شده‌اند.

واپاشی‌های هسته‌های با A فرد را اصطلاحاً *واپاشی‌های بازداشته* می‌خوانند و می‌توان یک *ضریب بازدارندگی* به صورت نسبت نیمه‌عمر جزئی اندازه‌گیری شده برای یک گذار معین α، به نیمه‌عمری که از نظریهٔ سادهٔ یک - جسمی برای نوکلیدهای زوج- زوج محاسبه می‌شود، تعریف کرد.

به‌طورکلی، این بازدارندگی‌های مربوط به هسته‌های با A فرد را می‌توان به پنج رده تقسیم کرد:

۱. اگر ضریب بازدارندگی بین ۱ و ۴ باشد، گذار «مطلوب» نامیده می‌شود. در این واپاشی‌ها، ذرهٔ α گسیل شده، از دو زوج نوکلئون واقع در ترازهای پایین هستهٔ مادر شکل می‌گیرد و نوکلئون فرد را در مدار اولیه‌اش باقی می‌گذارد.

برای تشکیل یک ذرهٔ α در درون یک هسته باید دو پروتون و دو نوترون طوری با هم جفت شوند که جمع اسپین‌هایی آنها صفر شود و تکانه زاویه‌ای مداری آنها نسبت به مرکز جرم ذرهٔ α نیز صفر باشد. احتمال دارد که این چهار نوکلئون از بالاترین ترازهای اشغال شدهٔ هسته بیایند. در هسته‌های با A فرد به علت فرد بودن ذره و مشکلِ پیدا کردن یک «جفت» برای آن، یک زوج از یک تراز سطوح پایین به بالا کشیده شده، باعث می‌شوند هستهٔ دختر در یک حالت برانگیخته شکل بگیرد.

۲. ضریب بازدارندگی ۱۰-۴ به معنای آمیختگی یا هم‌پوشانی مطلوب بین حالت‌های هسته‌ای اولیه و نهایی شرکت کننده در گذار است.

۳. ضریب‌های ۱۰۰–۱۰ نشان‌دهندهٔ این هستند که تصاویر اسپین حالت‌های اولیه و نهایی متوازی‌اند، اما هم‌پوشانی تابع موج مطلوب نیست.

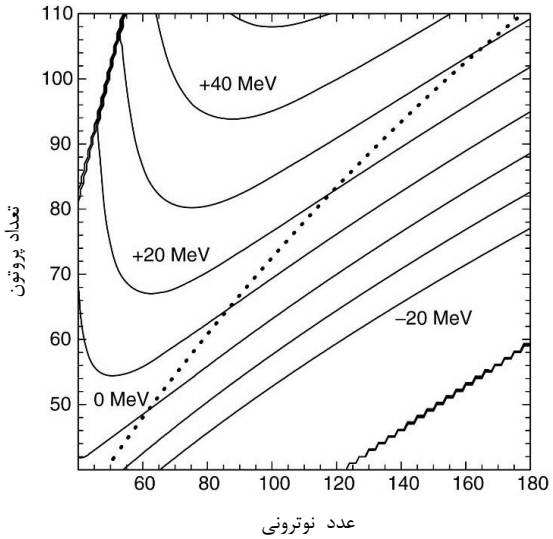
۴. ضریب‌های ۱۰۰۰–۱۰۰ نشان‌دهندهٔ گذارهای با تغییر پاریته ولی حالت‌های اولیه و نهایی با تصاویر اسپین متوازی هستند.

۵. ضریب‌ها بازدارندگی بزرگ‌تر از ۱۰۰۰ نشان‌دهندهٔ این هستند که گذار شامل تغییر پاریته و وارونی اسپین است یعنی، تصاویر اسپین حالت‌های اولیه و نهایی پادموازی‌اند، که مستلزم بازآرایش اساسی نوکلئون در هستهٔ مادر در هنگام گسیل α است.

۷-۴. پرتوزاییِ ذره‌سنگین

به منظور یک تمرین علمی، می‌توان مقادیر Q را برای گسیل هسته‌های سنگین‌تر از ذرات α محاسبه کرد و نشان داد که از نقطه نظر انرژی برای گسترهٔ بزرگی از هسته‌های سنگین این امکان وجود دارد که هسته‌های سبک دیگری (*سنگین‌تر از آلفا*) نیز گسیل کنند. به عنوان مثال، پَربَندهای مقادیر Q برای گسیل یون کربن توسط گسترهٔ بزرگی از هسته‌ها را که با معادلهٔ جرمِ «هموارِ» مدل قطره‌مایع، بدون تصحیحات پوسته‌ای محاسبه شده‌اند در شکل ۷-۱۰ نشان داده ایم. به یاد دارید که انرژی بستگی پیوسته با افزایش جرم (بالاتر از $A\sim۶۰$) کاهش می‌یابد، و چند هستهٔ سبک، در شباهت با ذرهٔ α، دارای انرژی‌های بستگی بزرگی نسبت به همسایه‌های خود هستند. همانگونه که از شکل ۷-۱۰ دیده می‌شود، تعداد زیادی هستهٔ با Q مثبت برای گسیل یون کربن وجود دارند. این فرایندهای گسیلی یا پرتوزاییِ ذره‌سنگین، *گسیل خوشهٔ سنگین* نامیده شده‌اند.

همچنین باید توجه داشت که، همانگونه که پیش از این در شکل ۷-۲ نشان داده‌ایم، بسته بودن دوگانهٔ پوسته‌ها در Z = ۸۲ و N = ۱۲۶، منجر به مقادیر Q مثبتِ خیلی بزرگی می‌شوند. بنابراین، گسیل هسته‌های سنگین دیگر، به ویژه ^{12}C، مدت‌ها قبل پیش‌بینی، یا حداقل حدس زده شده بودند. توجه داشته باشید که ^{12}C یک هستهٔ زوج- زوج است وگسیل موج - s بدون سد مرکزگریز امکان‌پذیر است.



شکل ۷– ۱۰. پَربَندهای مقدار Q برای گسیل هستهٔ ^{12}C به صورت تابعی از اعداد نوترونی و پروتونی، محاسبه شده با فرمول جرم مدل قطره‌مایع. خطوط پربند به اندازهٔ MeV ۱۰ از یکدیگر فاصله دارند. منحنی نقطه‌چین نشان‌دهندهٔ خط پایداری β است (معادلهٔ ۲-۹).

با این‌همه، سد کولنی برای هسته‌های با Z بالاتر به‌طور قابل ملاحظه‌ای بزرگ‌تر از سدّی است که ذرات α با آن روبه‌رو خواهند بود.

با استفاده از نظریهٔ سادهٔ واپاشی آلفازا می‌توان تخمینی از نسبت‌های انشعاب برای گسیلα و گسیل ^{12}C از ^{222}Ra، یک مادر بسیار مطلوب که منجر به دختر دوبار جادویی ^{208}Pb می‌گردد، به دست داد. در این مورد داریم Q_α= ۷/۰۹MeV و Q_C= ۳۲/۰۲MeV. با اعمال نظریهٔ ساده و چشم‌پوشی از اختلاف‌های «*ضرایب تشکیل پیشینی*»، نیمه‌عمر پیش‌بینی شده برای گسیل ^{12}C فقط با یک ضریب ۲ طولانی‌تر است!

$$^{۲۲۰}Ra \Rightarrow ^{۲۱۶}Ra + ^{۴}He \quad Q = ۷/۵۹ \qquad \lambda_{\text{محاسبه شده}} = ۵/۱\times۱۰^{۴}\ s$$

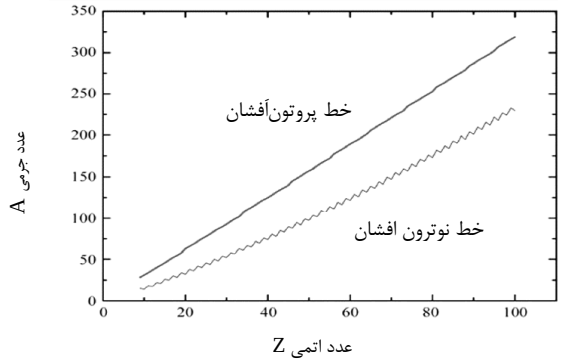
$$^{۲۲۰}Ra \Rightarrow ^{۲۰۸}Pb + ^{۱۲}C \quad Q = ۳۲/۰۲ \qquad \lambda_{\text{محاسبه شده}} = ۳/۳۴\times۱۰^{۴}\ s$$

نتایج امیدوار کنندهٔ حاصل از محاسبات ساده‌ای مثل آنچه در بالا آمد، جستجوهای زیادی را برای این شکل از پرتوزایی بر انگیخته است.

در سال‌های نسبتاً اخیر بود که گسیل خوشهٔ سنگین در میزانی خیلی پایین‌تر از این تخمین‌ها مشاهده شد. حتی با این اوصاف، وقتی تابش گسیل شده از یک چشمهٔ ^{۲۲۳}Ra مستقیماً در یک تلکسوپ سد سطحی سیلیکون اندازه‌گیری شد، چالش دیگری در فرایند کشف شد. گسیل ^{14}C با آهنگی تقریباً $۱۰^{-۹}$ برابرِ آهنگِ گسیلِ α بود، و ^{12}C هم مشاهده نگردید. بنابراین، تعداد بسیار زیاد نوترون در عناصر سنگین، گسیل فراورده‌های سبک پُر نوترون را محتمل می‌سازد. علت اینکه احتمال گسیل، این‌قدر کوچک‌تر از تخمین سادهٔ مبتنی بر نفوذ از سد است را می‌توان به احتمال ناچیز «شکل گیری از پیش» ^{14}C در درون هستهٔ سنگین نسبت داد. نخستین مشاهدهٔ تجربی، با اندازه‌گیری‌های بعدی با اسپکتروگراف‌های مغناطیسی تأیید شده است. گسیل نادرتر هسته‌های سبک پُر نوترونِ بزرگ‌تر، در مطالعات بسیار حساس با آشکارسازهای هسته‌ای ردنما گزارش شده‌اند.

واپاشی پروتون‌زا

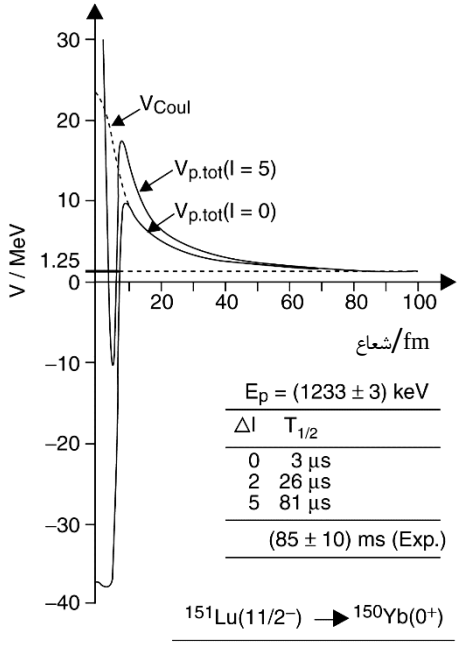
برای هسته‌های خیلی کم نوترون (پُر پروتون) مقدار Q برای گسیل پروتون، Q_p ، مثبت می‌شود. یک تخمین، براساس فرمول نیمه تجربی جرم برای خطی که مکان‌هندسی هسته‌های با Q_p مثبت برای واپاشی حالت پایه است در شکل ۷-۱۱ نشان داده شده است.



شکل ۷-۱۱. مکان‌هندسی خطوط نوترون و پروتون افشان بر اساس پیش‌بینی مدل قطره‌مایع.

این خط به *خط پروتون افشان* معروف است. با اطلاع از محل این خط، نیروهای نگهدارندهٔ هسته‌ها را می‌توان توصیف کرد. هسته‌های طرفِ چپِ خط پروتون افشان در شکل ۷-۱۱ می‌توانند با گسیل پروتون واپاشی کنند.

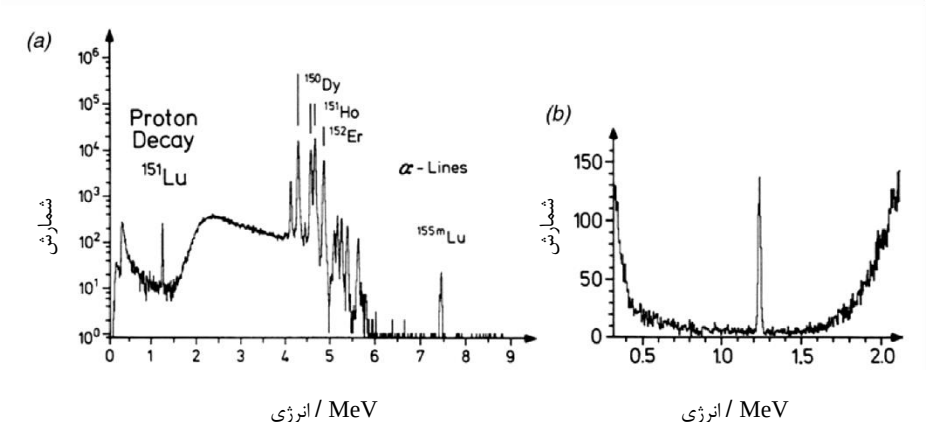
واپاشی پروتون‌زا می‌تواند تعمیم ساده‌ای از واپاشی آلفازا با همان ایدهٔ نفوذ از سد باشد. نبودِ ضریب «تشکیل پیشینی» در واپاشی پروتون‌زا، آن را نسبت به واپاشی آلفازا ساده‌تر می‌کند. این وضعیت در شکل ۷-۱۲ برای موردِ شناخته شدهٔ ^{151}Lu که پروتون گسیل می‌کند نشان داده شده است. از این مورد خاص، می‌توان به برخی ویژگی‌ها/ پیچیدگی‌های مهم پی برد. انرژی‌های پروتون، حتی برای هسته‌های سنگین‌تر پایین هستند $\left(E_p \sim ۱-۲\,MeV\right)$. در نتیجه، سدهایی که باید در آنها نفوذ صورت بگیرد خیلی ضخیم اند، $\left(R_{out} = ۸\circ\ fm\right)$، و حساسیت به انرژی پروتون و تغییرات تکانه زاویه‌ای و جز آنها بیشتر است.



شکل ۷-۱۲. پتانسیل پروتون ـ هسته بر اساس محاسبهٔ نیمه تجربی نیمه عمر جزئی گسیل پروتون از ^{151}Lu.

[اقتباس از: S.Hofmann, In D.N. Poenaru (Ed.), *Nuclear Decay Modes*, Copyright 1996 by IOP Publishing. Reprinted by permission of IOP Publishing]

اندازه‌گیری واپاشی‌های پروتون‌زا چالش‌برانگیز است زیرا با انرژی‌های پایین و نیمه‌عمرهای کوتاهی سروکار داریم. اکثراً، واپاشی‌های تداخلگر آلفایی وجود دارند (شکل ۷-۱۳).



شکل ۷- ۱۳. الف) طیف انرژی به دست آمده طی پرتودهٔ یک هدف ^{96}Ru با پرتابه‌های ۲۶۱MeV ی ^{58}Ni (ب) بخش بسط یافتهٔ طیف که خط گسیل پروتون را از واپاشی ^{151}Lu نشان می‌دهد.

[اقتباس از: S.Hofmann, In D.N. Poenaru (Ed.), *Nuclear Decay Modes*, Copyright 1996 by IOP Publishing. Reprinted by permission of IOP Publishing]

تولید هسته‌های نزدیک به خط پروتون‌افشان از هسته‌های نزدیک به درهٔ پایداری β، مستلزم تشکیل هسته‌های با انرژی‌های برانگیختگی زیادی است که برای حرکت به سوی خط پروتون‌افشان، به جای پروتون و α، نوترون گسیل کنند. این موضوع، همراه با مشکلات مطالعهٔ پروتون‌زاهای انرژی ـ پایین، به معنای این هستند که گسیلنده‌های شناخته شدهٔ پروتون اکثراً در ناحیهٔ هسته‌های میان ـ سنگین قرار می‌گیرند. یک مقالهٔ مروری توسط هافمن (۱۹۹۶) جزئیات واپاشی پروتون‌زا را خلاصه می‌کند.

مسائل

۱. با استفاده از پایستگی تکانه و انرژی، رابطه‌ای بین Q_α و T_α به دست آورید؟

۲.کلیهٔ هسته‌های با A>۲۱۰ گسیلندهٔ α هستند، اما تعداد اندکی خودبه‌خود پروتون گسیل می‌کنند. با توجه به اینکه هر دو واپاشی انرژی کولنی هسته را پایین می‌آورند. چرا واپاشی پروتون‌زا متداول‌تر نیست؟

۳. با به‌کار بردن قانون گایگر- نوتال، نیمه‌عمرهای قابل انتظار واپاشی آلفازا ی هسته‌های ^{۲۶۲}Sg، ^{۲۵۲}Cf، ^{۲۳۸}U، ^{۲۲۶}Ra را تخمین بزنید؟

۴. با استفاده از نظریهٔ یک- جسمی واپاشی آلفازا، نیمه‌عمر ^{۲۲۴}Ra را برای واپاشی با گسیل یون ^{۱۴}C یا یون ^{۴}He تخمین بزنید. نیمه‌عمر اندازه‌گیری شده برای مد واپاشی ^{۱۴}C نسبت به مد واپاشی ^{۴}He، $۱۰^{-۹}$ است. ضریب‌های تشکیل پیشینی نسبی را برای ذره α و هستهٔ ^{۱۴}C در نوکلید مادر تخمین بزنید.

۵. ^{۲۱۲m}po و $^{۲۶۹}۱۱۰$ هر دو با گسیل ذرات انرژی بالای α (به ترتیب ۱۱/۶MeV و ۱۱/۱MeV) وامی‌پاشند. طول عمر قابل انتظار این هسته‌ها را با به‌کار بردن نظریهٔ یک-جسمی واپاشی آلفازا حساب کنید. نیمه‌عمرهای تجربی، به ترتیب، ۴۵/۱ ثانیه و ۱۷۰ میکروثانیه‌اند. هرگونه اختلاف بین نیمه‌عمرهای تجربی و محاسبه شده را تفسیر کنید.

۶. واپاشی $^{۲۷۸}۱۱۲$ به $^{۲۷۴}۱۱۰$ را در نظر بگیرید. برای حالت پایه مقدار Q_α، ۱۱/۶۵ MeV است. نسبت قابل انتظار گسیل به حالت‌های $^{+}۲$، $^{+}۴$ و $^{+}۶$ از ۱۱۰ را حساب کنید.

۷. طول موج ذرهٔ α محصور در هستهٔ ^{۲۳۸}U چقدر است؟

۸. ^{۸}Be با Q_α= ۰/۰۹۴ MeV به دو ذرهٔ α فرو می‌پاشد. نیمه‌عمر قابل انتظار ^{۸}Be را با استفاده از نظریهٔ یک- جسمی حساب، و این تخمین را با نیمه‌عمر اندازه‌گیری شده $۲/۶\times۱۰^{-۷}$ ثانیه مقایسه کنید.

۹. انرژی جنبشی و سرعت اتم دختر پس‌زده در واپاشی آلفازای ^{۲۵۲}Cf را حساب کنید.

۱۰. ضریب بازدارندگی را برای واپاشی آلفازای ^{۲۴۳}Bk به حالت پایهٔ ^{۲۳۹}Am حساب کنید. نیمه‌عمر ^{۲۴۵}Bk برابر ۴/۳۵ ساعت است؛ واپاشی، ۹۹/۹۹۴ درصد EC و ۰/۰۰۶ درصد α است. همچنین ۰۲۳۱ /۰ درصد واپاشی آلفازا منجر به حالت پایهٔ ^{۲۴۱}Am می‌شود. Q_α برای واپاشی حالت پایه، ۶/۸۷۴ MeV است.

۱۱. Q_α را برای طلا حساب کنید. چرا واپاشی α در طلا نمی‌بینیم؟

۱۲. رشتهٔ واپاشی طبیعی شروع‌شونده با ^{۲۳۲}Th دارای ترتیب $\alpha\beta\beta\alpha$ است. علت را با رسم سهمی‌های جرم (یا بخش‌هایی از آن‌ها) برای ۲۲۴ ، ۲۲۸ ، ۲۳۲ = A توجیه کنید.

۱۳. با به‌کار بردن معادلهٔ نیمه تجربی جرم نشان دهید برای$A \geq ۱۵۰$ مقدار Q_α مثبت خواهد بود.

۱۴. ارتفاع‌های سد مرکزگریز را برای گسیل ذرهٔ α حامل دو واحد تکانه زاویه‌ای در واپاشی ^{۲۴۴}Cm حساب کنید. فرض کنید $R_o = ۱\times ۱۰^{-۱۳}$ cm است. این، معرف چه کسری از ارتفاع سد کولنی است؟

۱۵. با استفاده از نظریهٔ یک – جسمی، نیمه‌عمر قابل انتظار گسیل پروتون از ^{۱۸۵}Bi را حساب کنید.

مراجع

Hofmann, S. Proton Radioactivity, In D. N. Poenaru (Ed.), *Nuclear Decay Modes*, IOP, Bristol, 1996.
Meyerhof, W. *Elements of Nuclear Physics*. McGraw-Hill, New York, 1967, pp.135-145.

کتاب شناسی

Textbook discussions of α decay that are especially good.
Evans, R. *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill, New York, 1953.
Heyde, K. *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*, IOP, Bristol, 1994, pp, 82-103.
Krane, K. S. *Introductory Nuclear Physics*. Wiley, New York, 1988, pp. 246-271.
Rasmussen, J.O. Alpha Decay, In K.Siegbahn(Ed.). *Alpha-, Bta-, and Gamma-Ray Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam, 1965. Chapter XI.
Wong, S.S.M. *Introductory Nuclear Physics*, 2nd ed., Wiley, New York, 1998.

فصل ۸

واپاشی بتایی

۸- ۱. مقدمه

همان‌طوری‌که اشاره شد چندین هزار هسته می‌توان در آزمایشگاه تولید کرد و مورد مطالعه قرار داد. با وجود این، تنها کمتر از ۳۰۰ هسته پایدار، و بقیه پرتوزا هستند. همچنین دیده‌ایم که میزان ناپایداری با «دوری» یک هستهٔ معین از هستهٔ پایدارِ با همان عدد جرمی، افزایش می‌یابد. در فصل پیش، فرایند واپاشی را در نظر گرفتیم که در آن هسته‌های سنگین ذرات α گسیل می‌کنند تا جرمشان کاهش یافته و به سوی پایداری بروند. سد کولنی، این فرایند را به ناحیه‌هایی محدود می‌کند که در آنها مقدار Q، انرژی کافی برای تونل زنی از سد را تأمین کند. بخش اعظم هسته‌های ناپایدار در ناحیه‌هایی قرار دارند که در آنها واپاشی آلفایی دارای اهمیت نیست و هسته‌ها برای پایدارتر شدن دستخوش یکی از انواع واپاشی بتایی می‌شوند. در واقع، هسته‌های پایدار دارای یک تعادل بین تعداد نوترون‌ها و پروتون‌ها هستند. هنگامی‌که این اعداد «خارج از تعادل» باشند، اصطلاحاً گفته می‌شود هسته‌ها نسبت به واپاشی بتایی ناپایدارند. در یک مفهوم بسیارکیفی، واپاشی بتایی، یک نوترون را در داخل هسته‌ای که پایدارتر می‌شود به یک پروتون «تبدیل» می‌کند (یا برعکس)، در حالی‌که عدد جرمی را ثابت نگه می‌دارد. فرایند واپاشی بتایی پیچیده‌تر از گسیل α است و ما بررسی و بحث پیرامون ویژگی‌های بنیادی آن را در این فصل ارائه خواهیم کرد.

بتا دومین پرتوِ یونسازی است که از نمونه‌های اورانیم بیرون می‌آید. نسبتاً به آسانی معلوم شد که پرتوهای طبیعی β الکترون‌هایی (منفی) سریع هستند، اما درک درست فرایند گسیل سال‌ها به

درازا کشید. مشکل در این نهفته است که طی واپاشی، در مقایسه با تجزیهٔ ناگهانی هستهٔ سنگین در واپاشی آلفایی دو ذره «آفریده می‌شوند». برخلاف واپاشی آلفایی، تکانه زاویه‌ای نقش مهمی در فهم فرایند ایفا می‌کند. برای نشان دادن مشکلات ساده‌ترین شکل واپاشی بتایی را در نظر می‌گیریم. پروتون و نوترون دو ایزوبار ممکنِ $A = ۱$ هستند. می‌دانیم جرم نوترون بیش از جرم پروتون است و لذا نسبت به ترکیب یک پروتون و یک الکترون ناپایدار است. نوترون آزاد با نیمه‌عمر تقریباً ۱۰ دقیقه دستخوش واپاشی بتایی می‌شود. ممکن است به نظر برسد که معادلهٔ واپاشی را باید به صورت زیر نوشت:

$$^{۱}_{۰}n \rightarrow ^{۱}_{۱}p + ^{۰}_{-۱}e + Q \quad \text{(غیرکامل)}$$

با این‌همه، هر سه ذره در این معادله فرمیون با اسپین ذاتی $S = \frac{۱}{۲}\hbar$ هستند، لذا، *نمی‌توانیم* آن‌طور که نوشته شده است، تکانه زاویه‌ای را در معادله موازنه کنیم. اسپین‌های پروتون و الکترون می‌توانند با جفت شدن با یکدیگر به ۰ یا ۱ħ بی‌انجامند و همچنین می‌توانند گشتاورهای نسبی با هر مقدار صحیح از فرایند گسیل داشته باشند. این حساب و کتابِ سادهٔ اسپینی، هیچوقت به مقدار نیمه صحیح طرف چپ معادله نخواهد انجامید. فرمیون دیگری باید در میان فراورده‌ها حضور داشته باشد.

مشخصهٔ دیگری از واپاشی βزا که در ابتدا معماگونه می‌نمود ولی ریشه در کامل نبودن معادلهٔ بالا داشت این است که پرتوهای β دارای یک توزیع انرژی پیوسته هستند. یعنی، الکترون‌ها از چشمه با توزیعی از انرژی‌ها که از مقدار ماکزیمم در مقدار Q تا صفر گسترده است، گسیل می‌شوند. به یاد داشته باشید که اگر فقط دو محصول از یک واکنش وجود داشته باشد، در آن صورت انرژی واپاشی دقیقاً براساس پایستگی تکانه تسهیم خواهد شد. ما در واپاشی آلفایی، به روشنی قله‌های انرژی تیزی را مشاهده کرده‌ایم. (توزیع پیوستهٔ انرژی، نه یک دستاورد مصنوعی افزارسنجی، و نه ناشی از پراکندگی الکترون است.) عکس‌های کاملاً مهیج از مسیر ذرات باردار واپاشی بتایی رویدادهایی را نشان می‌دهند که در آنها ذرات در راستایی کاملاً در تناقض با پایستگی تکانه خطی حرکت می‌کنند. راه برون رفت از این تناقض آشکار و ناهمخوانی با قوانین پایستگی خیلی معتبر معرفی یک قانون پایستگی دیگر و پذیرفتن وجود یک ذرهٔ نامرئی است که باید تولید و گسیل شود. قانون پایستگی، عبارت است از پایستگی تعداد «ذرات» در یک واکنش، و ذرهٔ نامرئی، شکلی از نوترینو است که در زبان ایتالیایی به معنی «ذرهٔ خنثای کوچولو» می‌باشد.

۸-۲. فرضیهٔ نوترینو

انریکو فرمی در سفر خود به دنیای جدید فرض کرد که ذرهٔ سومی برای موازنهٔ گسیل الکترون در واپاشی بتایی لازم است. با این‌همه، قوانین پایستگیِ وقت نیز باید برقرار می‌ماندند. از این رو باید قیدهایی در ویژگی‌های این ذرهٔ جدید وجود می‌داشت. با تمرکز بر واپاشی نوترون به عنوان یک مثال خاص، واکنش از لحاظ بار الکتریکی از پیش موازنه است، بنابراین هر ذرهٔ اضافی باید خنثی باشد. الکترون‌ها با انرژی‌هایی تا مقدار بیشینهٔ مجاز توسط مقدار Qی واپاشی مشاهده شدند لذا جرم ذره باید کمتر از خطاهای ابزاری باشد. ابتدا، این حدِ ابزاری کوچک‌تر از 1keV بود، اما در کارهای اخیر به کمتر از 10eVکاهش داده شده است. آزمایش‌های اخیر نشان داده‌اند که نوترینوها دارای جرم بسیار کوچکی هستند (فصل ۱۲). قید سوم بر نوترینوی حاصل از واپاشی این است که باید یک «پاد ذره» باشد تا آفرینشِ الکترون، یک «ذره»، را حذف یا جبران کند. قید چهارم این است که نوترینو باید دارای اسپین نیمه صحیح و یک فرمیون باشد تا تکانه زاویه‌ای نهایی کل را به اسپین اولیهٔ $\frac{1}{2}$ پیوند بدهد.

با ترکیب همهٔ این قیود حالا می‌توانیم معادلهٔ پیش را به صورت درست زیر بنویسیم:

$$ {}^{1}_{0}\text{n} \rightarrow {}^{1}_{1}\text{p} + {}^{0}_{-1}\text{e} + {}^{0}_{0}\overline{\nu}_{\text{e}} + \text{Q} $$

که در آن علامت بالای ν نشان می‌دهد نوترینو یک پادذره است و شاخص پایین نشان می‌دهد که نوترینو، نوترینوی الکترونی است (فصل ۱). همانگونه که در فصل ۱ اشاره کردیم، وجود پادذره و پادماده، دامنه‌ای کاملاً عام دارد و ما تولید و واپاشی پادالکترون (پوزیترون)، پادپروتون، پادنوترینو، و جز آنها و حتی ترکیب پوزیترون و پادپروتون با یکدیگر و ساخت پاد هیدروژن را شاهد بوده‌ایم.

اسپین‌های کلیهٔ محصولات نهایی می‌توانند به دو روش با هم ترکیب شوند و باز هم اسپین اولیهٔ نوترون را بدهند. با تمرکز بر اسپین‌های ذرات تولید شده، این اسپین‌ها می‌توانند به صورت برداری در یک جهت‌گیری موازی با هم جمع شوند و نتیجهٔ $S_\beta = 1$ را بدهند یا در یک جهت‌گیری پادموازی به $S_\beta = 0$ بی‌انجامند. هر دوی اینها می‌توانند با $S = \frac{1}{2}$ نوترون برای یک بردار برایند $\frac{1}{2}$ ترکیب شوند. دو جهت‌گیری نسبیِ ممکنِ اسپین‌های «تولید شده» را مد واپاشی فرمی (F) $(S_\beta = 0)$ و مد واپاشی گاموف ـ تلر (GT) $(S_\beta = 1)$ می‌نامند که در پی نام کسانی است که اولین بار آن مدها را توصیف کردند. هر دو مد، غالباً ممکن هستند و یک چشمه ترکیبی از اسپین‌های نسبی را تولید می‌کند. در بعضی موارد، به ویژه در واپاشی هسته‌های زوج ـ زوج با $N = Z$ (اصطلاحاً

هسته‌های خود آینه‌ای)، نوترون و پروتون در مدارهای یکسانی هستند از این رو واپاشی $^{+}{}_{0}$ به $^{+}{}_{0}$ فقط می‌تواند با گذار فرمی انجام بگیرد. در هسته‌های سنگین، که پروتون‌ها و نوترون‌هایی در مدارها (پوسته‌های) خیلی متفاوت دارند، مُد GT غالب است. در هسته‌های پیچیده، آهنگ واپاشی، بستگی به همپوشانی توابع موج حالت پایهٔ مادر و حالت دختر خواهد داشت. حالت نهایی دختر به مد واپاشی بستگی دارد. توجه داشته باشید که در مثال واپاشی نوترون، اختلاف بین دو مد صرفاً جهت‌گیری اسپین پروتون عریان نسبت به اسپین‌های محصولات دیگر است. اگر این توابع موج معلوم باشند، ثابت واپاشی را می‌توان محاسبه کرد. بالعکس، آهنگ تجربی، نشانه‌هایی از هم‌پوشانی مکانیک کوانتومی توابع موج حالت اولیه و نهایی را می‌دهد.

شکل عمومی واپاشی β^{-}زای یک هستهٔ مادر سنگین، ^{A}Z، را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$^{A}Z_{N} \rightarrow ^{A}\left(Z+1\right)^{+}_{N-1} + e^{-} + \overline{\nu}_{e} + Q_{\beta^{-}}$$

که در آن، علامت بارهای الکتریکی روی محصولات به صراحت نوشته شده است. توجه کنید که الکترون می‌تواند با یون مثبت ترکیب شود و یک اتم خنثی (با آزاد کردن انرژی بستگی بسیار کوچک) تولید کند. این باعث می‌شود که بتوان جرم‌های اتم‌های خنثی را برای محاسبهٔ مقدار Q به‌کار برد؛ البته با این فرض که جرم پادنوترینو خیلی کوچک است. به این ترتیب،

$$Q_{\beta^{-}} = M\left[^{A}Z\right] - M\left[^{A}\left(Z+1\right)\right]$$

تا اینجا ما روی فرایند واپاشی β زایی تمرکز کرده ایم که در آن یک نوترون به یک پروتون تبدیل می‌شود. هسته‌های ناپایدار بسیاری وجود دارند که تعداد پروتون‌هایشان بیش از تعداد پروتون‌های ایزوبار پایدار است و از این رو با تبدیل یک پروتون به نوترون واپاشی خواهد کرد. می‌توانیم معادله‌ای برای واپاشی β^{+} زا بنویسیم که دقیقاً مشابه معادلهٔ قبلی است:

$$^{A}Z_{N} \rightarrow ^{A}\left(Z-1\right)^{-}_{N+1} + e^{+} + \nu_{e} + Q_{\beta^{+}}$$

که در آن الکترون و پادنوترینوی الکترونی را با پادذرهٔ نظیرشان، یعنی پوزیترون و نوترینوی الکترونی، جایگزین کرده‌ایم. توجه کنید که در این مورد، برخلاف واپاشی β^-زا، بار الکتریکی روی یون دختر منفی است. این بدان معنی است که در واکنش، یک الکترون اضافی نسبت به یک اتم دختر خنثی وجود دارد. بنابراین، مقدار Q باید این اختلاف را بازتاب بدهد:

$$Q_{\beta^+} = M\left[{}^{A}Z\right] - \left(M\left[{}^{A}(Z-1)\right] + 2m_e c^2\right)$$

که در آن m_e جرم الکترون است. به یاد داشته باشید که ذرات و پاد ذرات جرم‌های یکسانی دارند. این معادله نشان می‌دهد که واپاشی خودبه‌خود β^+زا مستلزم این است که اختلاف جرم بین اتم‌های مادر و دختر بیش از $2m_ec^2$=۱/۰۲۲MeV باشد. طبیعت، این را یک محدودیت بی‌مورد تلقی می‌کند و فرایندی جایگزین برای تبدیل یک پروتون به نوترون (در هستهٔ اتم) پیدا کرده است. فرایند، گیراندازی یک الکترون مداری به وسیلهٔ یک پروتون در هسته است. این فرایند که مخصوصاً برای هسته‌های سنگین اهمیت دارد، به *گیراندازی الکترون* (EC) معروف است. واکنش به صورت زیر نوشته می‌شود:

$${}^{A}Z_N \rightarrow {}^{A}\left(Z-1\right)_{N+1} + \nu_e + Q_{EC}$$

که در آن تلویحاً می‌دانیم همهٔ الکترون‌ها در اتم حضور دارند. این فرایند همچنین دارای این ویژگی است که حالت نهایی تنها دارای دو محصول است و لذا پایستگی تکانه باعث خواهد شد نوترینو دقیقاً با انرژی‌هایی که وابسته به انرژی بستگی الکترون جذب شده و حالت نهایی هستهٔ دختراند گسیل شود.

به‌طور خلاصه، سه نوع واپاشی وجود دارند که هر سه به عنوان واپاشی بتایی شناخته شده‌اند. این سه فرایند عبارتند از:

$$\begin{aligned}
{}^{A}_{Z}P &\rightarrow {}^{A}_{Z+1}D + \beta^- + \overline{\nu}_e \\
{}^{A}_{Z}P &\rightarrow {}^{A}_{Z-1}D + \beta^+ + \nu_e \\
e^- + {}^{A}_{Z}P &\rightarrow {}^{A}_{Z-1}D + \nu_e
\end{aligned}$$

واپاشی β^-زا، اشاره به هسته‌های پُر-نوترون دارد؛ واپاشی β^-زا بیانگر هسته‌های پُر- پروتون است، و گیراندازی الکترون نیز نشان‌دهندهٔ هسته‌های غنی از پروتون است. با چشم‌پوشی از انرژی‌های بستگی الکترون‌ها در محاسبهٔ انرژی واپاشی، خواهیم داشت

$$Q_{\beta^-} = \left(M_P - M_D\right)c^2$$
$$Q_{\beta^+} = \left(M_P - M_D\right)c^2 - 2m_e c^2$$
$$Q_{EC} = \left(M_P - M_D\right)c^2$$

که در آن M جرم اتمی نوکلید مربوطه و m_e جرم الکترون است. مقادیر نوعی Q_{β^-} نزدیک به پایداری عبارتند از $Q_{EC} \sim 0/2 - 2\,MeV$، $Q_{\beta^+} \sim 2 - 4\,MeV$.

به‌عنوان یک نکتهٔ پایانی در مقدمه جالب توجه است که فرایند مانستهٔ گیراندازی پوزیترون توسط هسته‌های پر- نوترون نیز، باید امکان‌پذیر باشد. با این‌همه، چنین گیراندازی‌هایی با دو عامل مهم بازداشته می‌شوند: اولاً، تعداد پوزیترون‌های دسترس‌پذیر در طبیعت برای گیراندازی بسیار ناچیز است و ثانیاً، هسته و پوزیترون هر دو دارای بار مثبت‌اند و یکدیگر را دفع می‌کنند. این را مقایسه کنید با وضعیت گیراندازی الکترون که در آن هسته با الکترون‌های (منفی) احاطه شده است که البته جذب هسته می‌شوند، و محتمل‌ترین موقعیت برای پیدا کردن الکترون s، در هسته ($r = 0$) است.

مسئلهٔ نمونه: معادلهٔ متوازنِ گیراندازی پوزیترون را در هستهٔ ^{24}Na، که نسبت به گسیل بتا ناپایدار است را بنویسید. مقدار Q این فرایند محاسبه کنید.

حل: در طرف چپ معادله فرض می‌کنیم نوکلید ^{24}Na (با ۱۱ الکترون) و یک تک پوزیترون که پادلپتون است داریم. قواعد پایستگی به ما می‌گویند که عدد جرمی محصول ۲۴ خواهد بود، عدد اتمی آن Z = ۱۱+۱ خواهد بود، ۱۱ الکترون به طرف دیگر منتقل خواهند شد، و یک پادلپتون آفریده می‌شود تا عدد لپتونی پایسته بماند. پس،

$$^{24}Na + e^+ \rightarrow {}^{24}Mg^+ + \overline{\nu}_e + Q_{pc}$$

هنگام محاسبهٔ مقدار Q باید مراقب تعداد الکترون‌ها در هر دو طرف معادله باشیم. چنانچه «فزونی جرم‌ها» را به جای جرم‌ها به‌کار ببریم و جرم نوترینو را صفر فرض کنیم، خواهیم داشت

$$Q_{pc}=\left(\Delta\left({}^{۲۴}Na\right)+m_ec^{۲}\right)-\left(\Delta\left({}^{۲۴}Mg\right)-m_ec^{۲}\right)$$

یا

$$Q_{pc}=\left(\Delta\left({}^{۲۴}Na\right)+۲m_ec^{۲}\right)-\Delta\left({}^{۲۴}Mg\right)$$
$$Q_{pc}=\left(-۸/۴۱۸+۱/۰۲۲\right)+۱۳/۹۳۳=۶/۵۳۷MeV$$

۸-۳. به دست آوردن شکل طیف

واپاشی β زا به‌روشنی فرایندی است که از سینتیک مرتبهٔ اول پیروی می‌کند، و آهنگ واپاشی باید فقط با یک ثابت واپاشی توصیف شود. از نظر تجربی واپاشی βزا در گسترهٔ بسیار بزرگی از نیمه‌عمرها از چند میلی‌ثانیه (و نه کوتاهتر) تا تقریباً $۱۰^{۱۶}$ سال، مشاهده شده است. این گسترهٔ بزرگ، یادآور گسترهٔ مربوط به واپاشی αزا است و باید انتظار داشت که ساختار هستهٔ مادر، حالت پایه و حالت‌های دسترس‌پذیر دختر نقش‌های مهمی در تعیین نیمه‌عمر ایفا کنند. همچنین باید پذیرفت که محاسبهٔ آهنگِ واپاشی مستلزم رهیافتی کاملاً مکانیک کوانتومی است زیرا فرایند واپاشی شامل آفرینش دو ذره است و طیف انرژی جنبشی الکترون نسبیتی است، زیرا $Q_\beta \sim m_ec^{۲}$.

فرمی بر پایهٔ بنیان نظریهٔ گسیل خودبه‌خود فوتون توسط سیستم‌های برانگیخته، یک نظریهٔ مکانیک کوانتومی برای واپاشی β زا ابداع کرد. در نگاه اول ممکن است اینها نامرتبط به نظر برسند، اما در هر دو مورد سیستمی در یک تک-حالتِ خوش- تعریف که دارای انرژی اضافی است، خودبه‌خود با آفرینش یک ذره (یا ذرات) آن انرژی را رها می‌کند. در پیوست پ نشان داده شده است که ثابت واپاشی برای گسیل فوتون با عبارت کلی زیر داده می‌شود:

$$\lambda=\frac{۲\pi}{\hbar}\left|\int \psi^*_{\text{نهایی}}\ V_p\psi_{\text{اولیه}}\ d\tau\right|^{۲}\rho\left(E_f\right)$$

که به قاعدهٔ طلایی فرمی نیز معروف است. توابع موج ψ، نشان‌دهندهٔ حالت‌های اولیه و نهایی *تمامیتِ* سیستم، و V_p یک برهم‌کنش اختلال (خیلی) کوچک است که گذار را بر می‌انگیزد. شکل و قدرت اختلال نیز باید تعیین شود. فرمی فرض کرد که برهم‌کنش عامل واپاشی βزا با نیروهای گرانشی، کولنی، و هسته‌ای متفاوت است. این برهم‌کنشِ بین نوکلئون‌ها، الکترون و نوترینو *برهم‌کنش ضعیف* نامیده می‌شود، و می‌توان ثابت جدیدی همانند e و G، برای بیان قدرت آن تعریف کرد. این ثابت g، دارای مقدار عددی $۰/۸۸\times۱۰^{-۴}\ MeV/fm^{۳}$ است که تقریباً

یک هزارمِ ثابت نیروی الکترومغناطیسی است. آخـریـن فاکتـور $\rho(E_f)$، چگالی حالت‌هایی است که پس از گذار در اختیار سیستم‌اند و غالباً به صورت dn/dE نوشته می‌شود که در آن n تعداد حالت‌ها در واحد بازهٔ انرژی است. در این مورد، انرژی نهایی مقدار Q واپاشی است. تابع موج اولیه تنها شامل هستهٔ مادر است، در حالی‌که تابع موجی نهایی شامل بخش‌هایی برای کلیه ذرات بر آمده خواهد بود. مشخصاً برای واپاشی βزا $\Psi_{\text{اولیه}} = \phi_{gs}(^{A}Z)$، تابع موج کامل برای مادر در حالت پایهٔ آن است. تابع موج نهایی دارای سه بخش خواهد بود، $\Psi^{*}_{\text{نهایی}} = \phi^{*}_{j}(^{A}Z)\phi^{*}(e)\phi^{*}(\nu)$، بخشی برای هستهٔ دختر در حالتِ مناسبِ j ، بخشی برای موج پیشروندهٔ الکترون، و بخشی برای موج پیشروندهٔ نوترینوی نظیر، که همهٔ آنها باید طوری با یکدیگر جفت و جور شوند که انرژی پایسته بماند.

برای مهار محاسبات مسئلهٔ مکانیک کوانتومی را می‌توان به دو بخش، یکی تعیین $\rho(E_f)$ و دیگری عنصر ماتریس $\left|\int \varphi^{*}_{\text{نهایی}} V_p \varphi_{\text{اولیه}} d\tau\right|^2$ ، تفکیک کرد. تعیین چگالی حالت‌های نهایی، *dn/dE*، با استفاده از مکانیک آماری کوانتومی انجام می‌شود. اساساً مسئله، شمارش تعداد راه‌هایی است که انرژی واپاشی می‌تواند بین الکترون و نوترینو، با چشم‌پوشی موقت از پس‌زنی هستهٔ دختر، تقسیم گردد. به‌طور کلاسیک تعداد حالت‌های یک الکترون آزاد با تکانهٔ بین p_e و $p_e + dp_e$ در یک حجم V عبارت است از $(V4\pi p_e^2 dp_e)/h^3$. (این، حجم یک پوستهٔ کروی در فضای فاز است که حجم یک سلول واحد در آن مساوی h^3 است). به‌طور مشابه، برای نوترینو، تعداد حالت‌های نوترینوی آزاد با تکانهٔ بین p_ν و $p_\nu + dp_\nu$ در حجم V عبارت است از:
$(V4\pi p_\nu^2 dp_\nu)/h^3$. تعداد کل حالت‌ها، حاصل‌ضرب این دو فاکتور است:

$$dn = \frac{16\pi^2 V^2 p_e^2 p_\nu^2 dp_e dp_\nu}{h^6}$$

چنانچه فرض کنیم جرم سکون نوترینو صفر است،

$$p_\nu = \frac{T_\nu}{c} = \frac{Q - T_e}{c}$$
$$dp_\nu = \frac{dQ}{c}$$

و با جایگزینی خواهیم داشت:

$$dn = \frac{16\pi^2 V^2}{h^6 c^3}(Q - T_e)^2 \; p_e^2 dp_e dQ$$
$$\frac{dn}{dQ} = \frac{16\pi^2 V^2}{h^6 c^3}(Q - T_e)^2 \; p_e^2 dp_e$$

(باید در نظر داشت که این معادله، وردش تعداد حالت‌های نهایی را با تغییرات مقدار Q واپاشی بیان می‌کند و نشان‌دهندهٔ مشتق نسبت به ثابت Q نیست).
توابع موج الکترون و نوترینو را می‌توان به صورت امواج تخت به شکل زیر نوشت:

$$\phi_e(r) = Ae^{ik_e r} = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{ik_e r}$$
$$\phi_\nu(r) = Be^{ik_\nu r} = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{ik_\nu r}$$

که یک شرط بهنجارش برای تعیین ثابت‌های A و B اعمال کرده‌ایم. می‌توانیم تابع نمایی را برای $r \sim 0$ (حجم هسته) به صورت زیر بسط بدهیم:

$$e^{ikr} = 1 + ikr + \ldots \cong 1$$

بنابراین

$$\phi_e(r \sim 0) \cong \frac{1}{\sqrt{V}}$$
$$\phi_\nu(r \sim 0) \cong \frac{1}{\sqrt{V}}$$

احتمال گسیل یک الکترون با تکانهٔ p_e بین p_e و dp_e تبدیل می‌شود به:

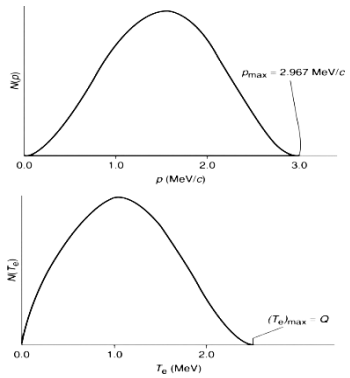
$$\lambda(p_e)dp_e = \frac{1}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} |M_{if}|^2 \, g^2 (Q - T_e)^2 \; p_e^2 dp_e$$

که در آن $|M_{if}|^2$ یک عنصر ماتریس هسته‌ای است که نشان‌دهندهٔ هم‌پوشانی بین حالت‌های *هسته‌ای* اولیه و نهایی است. این عنصر ماتریس باید با توابع موج دقیق هسته‌ای، مثلاً آنهایی که از مدل پوسته‌ای در دسترس‌اند، محاسبه شود.

با سرجمع کردن همهٔ ثابت‌ها برای یک واپاشی معین، احتمال واپاشی به صورت تابعی از تکانهٔ الکترون عبارت است از:

$$\lambda\left(p_e\right)dp_e = \text{(ثابت‌ها)}\ \left(Q-T_e\right)^2\ p_e^2 dp_e$$

این شکل (اگرچه آمیخته‌ای از یک بخش تکانه‌ای و یک بخش انرژی برای الکترون است) به روشنی در $p_e = 0$ و نیز در $T_e = Q$ به صفر میل می‌کند و از این‌رو بین آنها دارای یک مقدار بیشینه است. این تابع در شکل ۸-۱ نشان داده شده است. این تابع، غالباً ضریب آماری یا فضای فاز واپاشی خوانده می‌شود.



شکل ۸-۱. شکل ضریب آماری برای واپاشی βزا، که معرف شکل قابل انتظار توزیع تکانهٔ الکترون پیش از واپیچش توسط پتانسیل کولنی است.

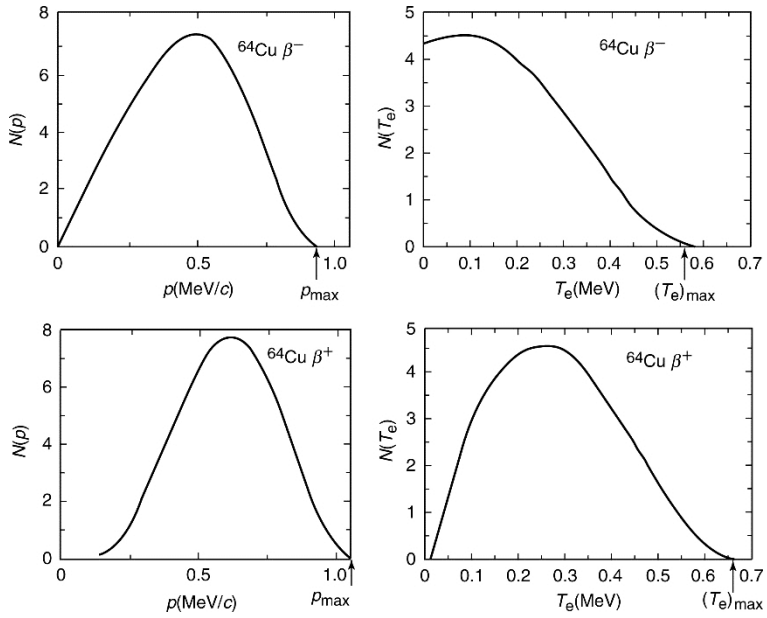
باید اذعان کرد که با صرف‌نظر کردن از بار الکترونِ گسیل شده، به تقریب بزرگی دست زده‌ایم. ذرات β با بار مثبت (پوزیترون‌ها) به وسیلهٔ هسته دفع و به انرژی‌های بالاتر منتقل می‌شوند، در حالی‌که ذرات β با بار منفی (الکترون‌ها) به وسیلهٔ هسته جذب و کُند می‌شوند. فرمی این آثار را با استفاده از توابع موج واپیچیدهٔ کولنی به حساب آورد و نتیجهٔ کار او در یک عبارت واپیچش طیف به نام تابع فرمی $F(Z_D,p_e)$، نهفته است که در آن Z_D عدد اتمی هستهٔ دختر است. بنابراین طیف β شکل زیر را خواهد داشت:

$$\lambda\left(p_e\right)dp_e = \text{(ثابت‌ها)}\ \ F\left(Z_D, p_e\right) p_e^2 \left(Q-T_e\right)^2 dp_e$$

آثار واپیچش کولنی را می‌توان در طیف‌های اندازه‌گیری شدهٔ واپاشی ^{۶۴}Cu در شکل ۸-۲ دید. این هستهٔ فرد-فرد، دستخوش هر دو واپاشی β^- و β^+ به همسایه‌های زوج-زوج‌اش با مقادیر Q خیلی نزدیک به هم می‌شود.

با برداشتن شرط جرم سکون صفر برای نوترینو، عبارت زیر را خواهیم داشت: (هاید، ۱۹۹۹)،

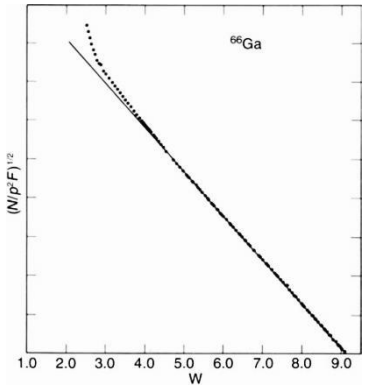
$$\lambda\left(p_e\right)dp_e = \frac{\left|M_{if}\right|^2}{2\pi^3\hbar^7 c^3} g^2 F\left(Z_D, p_e\right) p_e^2 \left(Q-T_e\right)^2 \left(1-\frac{m_\nu^2 c^4}{\left(Q-T_e\right)^2}\right)^{1/2} dp_e$$



شکل ۸-۲. طیف‌های تکانه و انرژی واپاشی ^{۶۴}Cu برای واپاشی β^+زا و β^-زا. مقادیر Q برای این واپاشی‌ها، به ترتیب ۰/۵۷۸۲MeV و ۰/۶۵۲۹ MeV هستند.

۸-۴. نمودارهای کوری

می‌دانیم که نقطهٔ پایان طیف β در مقدار Q است، ولی شکل معادلهٔ طیف به راحتی این اجازه را به ما نمی‌دهد تا نقطهٔ پایان آن را شناسایی کنیم.



شکل ۸-۳. مثالی از نمودار کوری. [اقتباس از: Camp and Langer,1963]

توجه کنید که با کمی بازآرایی این طیف را می‌توان به صورت زیر نشان داد:

$$\left(\frac{\lambda(p_e)}{p_e^2 F(Z_D, p_e)}\right)^{1/2} \propto (Q - T_e)\left|M_{if}\right|^2$$

چنانچه عنصر ماتریس هسته‌ای به انرژی جنبشی الکترون بستگی نداشته باشد، همانگونه که تا کنون فرض کرده‌ایم، در آن صورت نمودار شدتِ طیفِ کاهش یافته، طرف چپ، برحسب انرژی جنبشی الکترون یک خط مستقیم خواهد بود که محور افقی را در مقدار Q قطع می‌کند. چنین نموداری را نمودار کوری می‌نامند و مثالی از آن در شکل ۸-۳ نشان داده شده است. این روش برای گذارهای مجاز به‌کار می‌رود (ر. ک. زیر). برای گذارهای ممنوع، جملات تصحیحی چندی را باید لحاظ کرد.

۸-۵. ثابت آهنگ واپاشیِ β زا

برای به دست آودن ثابت واپاشی کل می‌توان از شکل دیفرانسیلی طیف بر روی تمام تکانه‌های الکترون انتگرال گرفت. اگر عنصر ماتریس هسته‌ای را ثابت بگیریم، عبارتی که باید انتگرال‌گرفته شود به صورت زیر است:

$$\lambda = \frac{g^2\left|M_{if}\right|^2}{2\pi^3\hbar^7 c^3}\int_0^{p_{\max}} F(Z_D, p_e)\, p_e^2 (Q - T_e)^2 dp$$

توجه داشته باشید که هنوز یک جایگزینی نسبیتی مناسب برای T برحسب تکانه مورد نیاز است. معلوم شده است که این انتگرال فقط به عدد اتمی دختر و بیشینه تکانهٔ الکترون بستگی دارد. این انتگرال، که انتگرال فرمی نامیده می‌شود، $f(Z_D,Q)$، پیچیده است اما مقادیر عددی یا جدول‌های پاسخ‌ها در دسترس‌اند. توجه داشته باشید که *تابع* دیفرانسیل *فرمی*، $F(Z_D, p_e)$، شامل تکانه و *انتگرال فرمی* $f(Z_D, Q)$، شامل مقدار Q است. انتگرال فرمی برای یک واپاشی βزای معلوم یک مقدار ثابت است، و به شکل‌های گوناگونی ارائه شده است. به عنوان مثال، منحنی‌های انتگرال فرمی در شکل ۸-۴ نشان داده شده اند.

اکنون ثابت واپاشی به یک عبارت شامل عنصر ماتریس هسته‌ای، $M = (\equiv |M_{if}|)$ ، و پارامتر قدرت g، کاهش یافته و به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\lambda = \frac{g^2 |M|^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f(Z_D, Q)$$

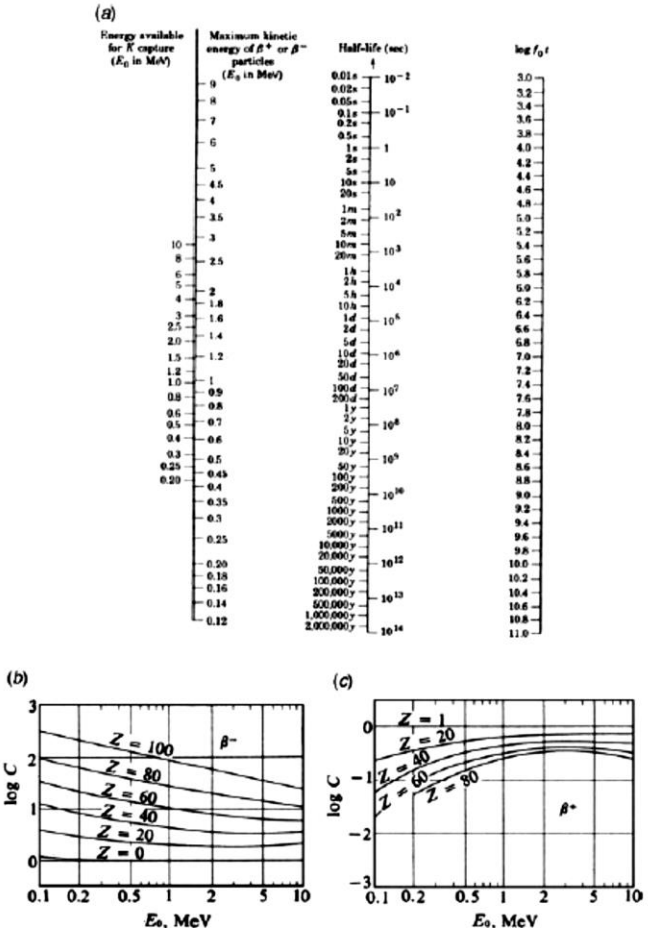
یا برحسب نیمه‌عمر مادر، $t_{1/2}$:

$$ft_{1/2} = \ln 2 \frac{2\pi^3 \hbar^7}{g^2 |M|^2 m_e^5 c^4} \propto \frac{1}{g^2 |M|^2}$$

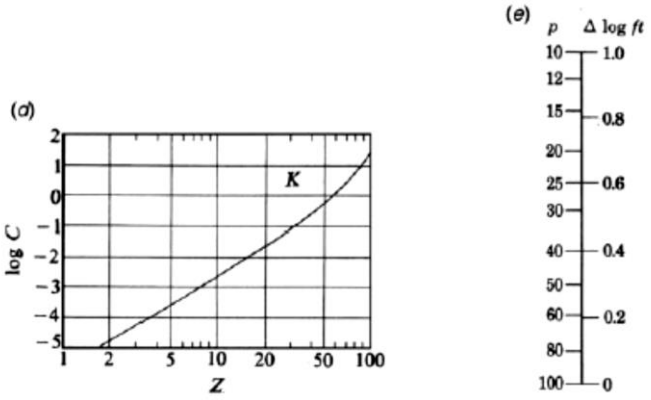
سمت چپ این معادله نیمه‌عمر تطبیقی یا «مقدار ft»، خوانده می‌شود زیرا این مقدار را می‌توان به آسانی در آزمایش‌ها اندازه گرفت و تنها باید به عنصر ماتریس هسته‌ای و ثابت قدرت واپاشی β^-زا بستگی داشته باشد. به یاد داشته باشید که نیمه‌عمرهای واپاشی β^-زا گستره‌ای شامل چند مرتبهٔ بزرگی را در بر می‌گیرند از این رو مقادیر ft باید طور مشابه گسترهٔ بزرگی را شامل بشوند. بنابراین بهتر است لگاریتم متعارف مقدار ft (با نیمه‌عمر بر حسب ثانیه) را برای مشخص کردن واپاشی‌های βزای مشاهده شده به‌کار ببریم.

مقادیر $\log ft$ را می‌توان از جدول ارقام و منحنی‌های شکل ۸-۴، که منتسب به موکووسکی[1] (۱۳۳۰/۱۹۵۱) است محاسبه کرد. $\log ft$ می‌تواند برای واپاشی‌های β^-زا، β^+زا، و EC محاسبه گردد. این مقادیر ft در دوگروه قرار می‌گیرند که می‌توانند با تغییر اسپین و پاریتهٔ واپاشی مرتبط باشند (ر. ک. زیر) بنابراین، می‌توان از آنها برای مشخص کردن اسپین‌ها و پاریته‌ها در هسته‌هایی که ساختارشان معلوم نیست استفاده کرد (شکل ۸-۵ را ببینید).

[1] .Moszkousky



شکل ۸-۴. روش ســـــریع تعیین مقادیر $\log(ft)$ (موکووسکی ۱۹۵۱/۱۳۳۰). از شکل‌های بالا می‌توان $\log(ft)$ را برای یک نوع معین واپاشی، اگر انرژی، نسبت انشعاب و غیره معلوم باشند، به سرعت محاسبه کرد. نمادها: E_0 برای گسیل $\beta^{\pm}$ عبارتست از حداکثر انرژی جنبشی ذرات برحسب MeV؛ E_0 برای گیراندازی الکترون K عبارتست از مقدار Q برحسب MeV. وقتی گسیل β^+ و گیراندازی الکترون K از ترازی به ترازی همسان صورت بگیرد، E_0 برای گیراندازی K برابر است با E_0 برای گسیل β^+ به‌علاوهٔ ۱/۰۲ MeV. Z عدد اتمی مادر، t نیمه‌عمر کل، و p درصد واپاشی در مُدِ مورد نظر است. وقتی انشعابی وجود نداشته باشد، p = ۱۰۰ خواهد بود. برای به‌دست آوردن $\log(ft)$، با استفاده از قسمت (a)، $\log(f_0 t)$ را به‌دست آورید. مقدار $\log(c)$ را از بخش‌های (b)، (c) و (d) به ترتیب، برای β^-، β^+ و K EC بخوانید. چنانچه $p < 100$ است $\Delta\log(ft)$ را از بخش (e) به‌دست آورید. برای p = ۱۰۰، $\Delta\log(ft) = 0$ است و داریم: $\log(ft) = \log(f_0 t) + \log(C) + \Delta\log(ft)$.



ادامهٔ **شکل ۸-۴**.

مسئلهٔ نمونه: با استفاده از نمودار انتگرال فرمی در شکل ۸-۴، مقدار $\log(ft)$ را برای واپاشی $^{۳۲}\mathrm{P}\left(t_{\frac{1}{2}}=۱۴/۲۸d\right)$ محاسبه کنید.

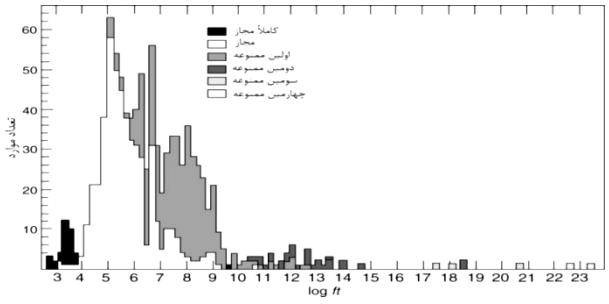
حل:

۱. این یک هستهٔ پُر- نوترون است و دستخوش واپاشی β^- می‌شود، بنابراین:

$$Q_{\beta^-}=M\left(^{۳۲}P\right)-M\left(^{۳۲}S\right)=\Delta\left(^{۳۲}P\right)-\Delta\left(^{۳۲}S\right)$$
$$Q_{\beta^-}=\left(-۲۴/۳۰۵\right)-\left(-۲۶/۰۱۵\right)MeV=+۱/۷۱MeV$$

۲. از شکل

$$Z=۱۵, Q=۱/۷۱MeV, \log(ft)=\log(f_{۰}t)+\log(C)=۷/۸+۰/۲=۸/۰$$



شکل ۸-۵. سیستماتیک مقادیر تجربی $\log ft$. [اقتباس از: Meyerhof, 1967]

آفرینش تکانه زاویه‌ای نسبی در واپاشی βزا حتی مشکل‌تر از واپاشی آلفایی است و «بازدارندگی» حتی بیشتری به ازای هر واحدِ تکانه زاویه‌ای نسبی ایجاد می‌کند. این نکته را با یک محاسبهٔ آسان می‌توان دید. تکانه زاویه‌ای نسبی را برای دو جسم می‌توان به صورت حاصلضرب برداری $L= r \times p$ نوشت که در آن r شعاع گسیل و p تکانه است. با انتخاب شعاع هستهٔ نوعی $5fm$ و انرژی واپاشی β نوعی ۱MeV، ماکزیمم حاصلضرب برداری برابر

$$L = 5\, fm\left(1/4\, MeV/c\right) = 7/90\, MeV\ \ fm/c$$

یا $\hbar$ ٪۳۵ مقادیر $\log ft$ به طور متوسط ۳/۵ واحد به ازای هر واحدِ تکانه زاویه‌ای مداری یا درجه ممنوعیت افزایش می‌یابند. چنین افزایشی در طول عمر، به معنای یک بازدارندگی حدود 3×10^{-4} به ازای هر واحد تکانه زاویه‌ای است. با این همه، به دلیل تأثیر قوی عنصر ماتریس هسته‌ای برای هر واپاشی، پخش‌شدگی زیادی در این مقادیر وجود دارد.

قواعد گزینش مکانیک کوانتومی برای واپاشی βزای بدون تکانه زاویه‌ای نسبی در کانال خروجی (l=۰) عبارت‌اند از: ΔI= ۰،۱ و $\Delta\pi$=۰ دو مقدار برای تغییر اسپین، مستقیماً ناشی از جفت‌شدگی‌های ممکنِ اسپین‌های الکترون و نوترینو هستند. بعضی واپاشی‌های «مجاز» βزا به همراه مقادیر ft شان و شاخصهٔ واپاشی در جدول ۸-۱ آورده شده‌اند.

واپاشی ^{14}O به حالت برانگیختهٔ 0^+ در ^{14}N، تنها می‌تواند با واپاشی فرمی، که در آن اسپین‌های تولید شده برایندِ برداریِ جفت‌شدگی‌شان صفر است انجام پذیرد. این هستهٔ مادر یک شاخهٔ ضعیف به حالت پایهٔ 1^+، که گذار گاموف – تلر است دارد. بالعکس،

جدول ۸-۱. نمونه‌هایی از واپاشی‌های β مجاز.

مادر	دختر	نیمه‌عمر(ثانیه)	Q_β (MeV)	log ft	مشخصه
$^{6}He\ (0^+)$	$^{6}Li(1^+,gs)$	۰/۸۰۸	۳/۵۰۹۷	۲/۴۲	گاموف – تلر
$^{14}O(0^+)$	$^{14}N(0^+,2/313)$	۷۱/۱	۱/۱۸۰	۲/۸۱	فرمی
$n\left(\frac{1}{2}^+\right)$	$p\left(\frac{1}{2}^+\right)$	۶۱۲	۰/۷۸۲۴	-۰/۲۷	مخلوط
$^{14}O(0^+)$	$^{14}N(1^+,gs)$	$1/16\times10^{4}$	۴/۱۲۳	۷/۳۶	گاموف – تلر

واپاشی ^{6}He به حالت پایهٔ ^{6}Li باید با گذار گاموف – تلر صورت بگیرد تا برایند تکانه زاویه‌ای کل صفر شود. همانگونه که قبلاً گفته شد، واپاشی نوترون به پروتون بدون تغییر تکانه زاویه‌ای بین ذرات با اسپین ۱/۲ انجام می‌پذیرد و قواعد جفت‌شدگی تکانه زاویه‌ای هر دو مد واپاشی را اجازه می‌دهند.

واپاشی نوترون به پروتون مثال مهمی از واپاشی بین هسته‌های آینه‌ای است. در واپاشی βزای هسته‌های آینه‌ای، نوکلئون‌های تبدیل‌یافته (نوترون به پروتون یا پروتون به نوترون) باید در یک پوسته بوده و دارای توابع موج بسیار شبیهٔ باشند. این منجر به یک عنصر ماتریس بزرگ $|M_{if}|^{2}$ و یک مقدار $\log ft$ بسیار کوچک می‌شود. برای واپاشی βزای هسته‌های آینه‌ای به همتاهای شان، مقادیر $\log ft$ تقریباً ۳ هستند، که به‌طور نامتعارفی کوچک است. این گذارها را گذارهای *آبر مجاز* می‌نامند.

هنگامی که حالت‌های اولیه و نهایی در واپاشی βزا دارای پاریته‌های متضاد هستند، واپاشی با گذار *مجاز* نمی‌تواند رخ بدهد. با وجود این، چنین واپاشی‌هایی می‌توانند رخ بدهند، ولو با احتمالی کمتر از گذار مجاز. این گذارها، *گذارهای ممنوع* نامیده می‌شوند، هرچند که واقعا رخ می‌دهند. گذارهای ممنوع را می‌توان با «تغییر اسپین‌ها» و «تغییرپاریته‌ها» (و مقادیر تجربی $\log ft$ی نظیر) مطابق جدول ۸-۲ رده‌بندی کرد.

به یاد داشته باشید که در واپاشی βزا

$$J_P = J_D + L_\beta + S_\beta$$

$$\pi_p = \pi_D (-1)^{L_\beta}$$

که در آن شاخص‌های پایین P و D اشاره به مادر و دختر دارند، L_β تکانه زاویه‌ای مداری منتقل شده توسط الکترونِ گسیلیده و S_β اسپین جفت‌شدهٔ زوج الکترون – نوترینو است (S_β =۰ برای گذار فرمی و S_β =۱ برای گذار گاموف- تلر).

جدول ۸-۲. درجه‌بندی‌های گذارهای واپاشی - β.

نوع گذار	log *ft*	L_β	$\Delta\pi$	ΔI فرمی	ΔI گاموف- تلر
ابر مجاز	۳/۷ – ۲/۹	۰	نه	۰	۰
مجاز	۶/۰-۴/۴	۰	نه	۰	۱ و۰
ممنوع اول	۱۰-۶	۱	بلی	۱ و ۰	۲ و۱ و۰
ممنوع دوم	۱۳–۱۰	۲	نه	۲ و ۱	۳ و۲ و۱
ممنوع سوم	>۱۵	۳	بلی	۳ و۲	۴ و۳ و۲

۸-۶ . واپاشی گیراندازی الکترون

وقتی انرژی واپاشی کمتر از $۲m_e c^۲$ (۱/۰۲MeV) است، واپاشی βزا برای یک هستهٔ پر- پروتون به دخترش باید با گیراندازی الکترون (EC) صورت بگیرد. برای انرژی‌های واپاشی بزرگ‌تر از ۱/۰۲MeV، EC و واپاشی β^+زا رقابت می‌کنند. در واپاشی EC ، تنها یک ذره، نوترینو، با انرژی $M_P c^۲ - M_D c^۲ - B_e$ گسیل می‌شود که در آن B_e انرژی بستگی الکترون گیرافتاده است. ثابت واپاشی برای گیراندازی الکترون، با فرض جرم سکون صفر برای نوترینو، را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$\lambda_{EC} = \frac{g^۲ \left|M_{if}\right|^۲ T_\nu^۲}{۲\pi^۲ \hbar^۳ c^۳} \left|\varphi_K(۰)\right|^۲$$

که در آن فرض کرده‌ایم گیراندازیِ الکترونِ پوستهٔ ۱ (K) رخ خواهد داد زیرا چگالی الکترون در هسته برای الکترون‌های K بیش‌ترین است. تابع موج الکترون K را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\varphi_K(۰) = \frac{۱}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z m_e e^۲}{۴\pi\varepsilon_۰ \hbar^۲}\right)^{۳/۲}$$

لذا

$$\lambda_{K-EC} = \frac{g^۲ Z^۳ \left|M_{if}\right|^۲ T_\nu^۲}{\text{مقادیر ثابت}}$$

مقایسهٔ ثابت‌های واپاشی برای واپاشی EC و β^+ نشان می‌دهد که

$$\frac{\lambda_K}{\lambda_{\beta^+}} = \text{(ثابت)}\ \frac{Z^{۳}T_{\nu}^{۲}}{f\left(Z_D, Q\right)}$$

به این ترتیب، برای هسته‌های با Z بالا احتمال واپاشی EC بیشتر است، البته برای واپاشی β^+ زا باید انرژی واپاشی بیش از ۱/۰۲MeV باشد، وضعیتی که بیشتر در هسته‌های با Z پایین دیده می‌شود؛ جایی که شیب دیوارهای درهٔ پایداری β زیاد است (شکل ۸-۲) و انرژی‌های واپاشیِ بیش از ۱/۰۲MeV بروز می‌کنند.

واپاشی گیراندازی الکترون، یک جای خالی (تُهی جا) در پوسته‌های الکترونی اتم ایجاد می‌کند و فرایندهای ثانویِ منتهی به پر شدنِ آن تُهی جا با گسیل پرتوهای X و الکترون‌های اوژه رخ می‌دهند. این پرتوهای X، آشکارسازی واپاشی‌های EC را امکان‌پذیر می‌سازند.

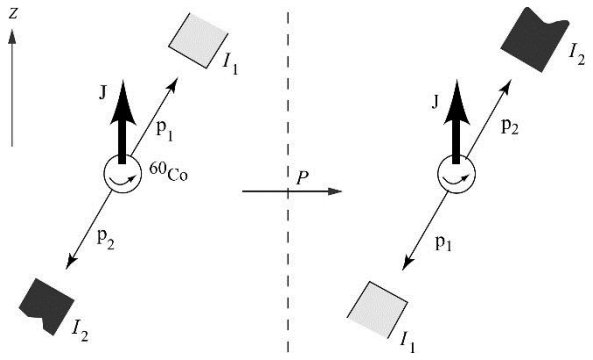
۸-۷. ناپایستگی پاریته

در فصل ۱ دیدیم که مفهوم پاریته، چگونگی پاسخ تابع موج به وارونی دستگاه مختصات فضایی است. همانگونه که در بحث واپاشی αزا مطرح کردیم، پایستگی پاریته یک قاعدهٔ گزینش مهم برای این واپاشی پیش می‌آورد. گسیل یک ذرهٔ α با تکانه زاویه‌ای مداری l، تغییر پاریتهٔ $(-۱)^l$را به همراه دارد به‌طوری‌که واپاشی‌های αزای $۰^+ \rightarrow ۱^+$ یا $۰^+ \rightarrow ۲^-$ممنوع هستند. به‌طور کلی معلوم شده است که در برهم‌کنش‌های قوی و الکترومغناطیسی پاریته پایسته است.

در اواخر دههٔ ۱۹۵۰/۱۳۳۰، ملاحظه شد (خانم *وو* و همکاران، ۱۹۵۷) که پاریته در برهم‌کنش ضعیف مثل واپاشی هسته‌ای βزا پایسته نیست. وو[1] و همکاران، توزیع فضایی ذرات β^- گسیل شده در واپاشی یک مجموعه از هسته‌های قطبیدهٔ ^{۶۰}Co را اندازه‌گیری کردند (شکل ۸-۶). با واپاشی هسته‌ها، شدت‌های $I_۱$ و $I_۲$ الکترون‌های گسیل شده در دو جهت اندازه‌گیری شدند. همانگونه که در شکل ۸-۶ نشان داده شده است، اِعمالِ عملگر پاریته، جهت اسپین‌های هسته را تغییر نمی‌دهد اما گشتاورهای الکترونی و شدت‌های $I_۱$ و $I_۲$ را معکوس می‌کند. اگر پاریته پایسته باشد، نباید بتوان اختلافی بین وضعیت‌های «عادی» و «پاریته- معکوس» مشاهده کرد، یعنی، $I_۱ = I_۲$ وو و همکاران مشاهده کردند که $I_۱ \neq I_۲$ ، یعنی ذرات β ترجیحاً در امتداد جهت مخالف اسپین ^{۶۰}Co گسیل می‌شوند. اثر، مؤیّد تقریباً ۱۰ تا ۲۰ درصد تقویت بود.

---

[1] .Wu



شکل ۸-۶. نمودار طرح‌وار ابزار وو و همکاران. هسته‌های قطبیده، الکترون‌هایی با تکانه‌های p_1 و p_2 گسیل می‌کنند که شدت‌های آنها، I_1 و I_2، آشکارسازی می‌شوند. شکل سمت چپ نشان‌دهندهٔ وضعیت «عادی» است در حالیکه شکل سمت راست نشان‌دهندهٔ وضعیت مورد انتظار پس از اعمال عملگر پاریته می‌باشد. پایستگی پاریته به معنای این است که دو وضعیت به طور تجربی نمی‌توانند تمیزپذیر باشند (که چنین نبود).

۸-۸. نوترینو

برای تعیین جرم نوترینو و نشان دادن اینکه در واپاشی β^+ و β^-، به ترتیب نوترینو و پادنوترینو تولید می‌شوند، مطالعاتی در عرصهٔ برهم‌کنش نوترینو با هسته‌ها در دست انجام بوده‌اند. همچنین نوترینوها اطلاعات مهمی دربارهٔ واکنش‌های هسته‌ای در ستاره‌ها به دست می‌دهند زیرا احتمال برهم‌کنش آنها با ماده خیلی پایین است و از اندرون ناحیهٔ ستاره‌ای بیرون می‌آیند.

با شروع از واکنش سادهٔ واپاشی β^-زای نوترون و واپاشی β^+زای پروتون، می‌توان دو واکنش کاملاً نزدیک به همی را که توسط نوترینوها القا می‌شوند به این صورت نوشت:

$$\overline{\nu}_e + p^+ \rightarrow n + e^+$$
$$\nu_e + n \rightarrow p^+ + e^-$$

این واکنش‌ها را که واپاشی β معکوس نامیده می‌شوند با افزودن پادذرهٔ الکترون به معادلهٔ واپاشی متعارف β در هر دو طرف واکنش به دست آورده‌ایم. هنگام انجام این کار، زوجِ پادذره / ذره را نیز حذف (یا نابود) کرده‌ایم. توجه داشته باشید که واکنش‌های دیگر القاییده با نوترینو مثل

$\bar{\nu}_e + n \rightarrow p^+ + e^-$ عدد لپتونی را پایسته نگه نمی‌دارند زیرا یک آنتی‌لپتون $\bar{\nu}_e$، به یک *لپتون* e^-، تبدیل می‌شود. اثبات اینکه این واکنش رخ نمی‌دهد می‌توانست، مثلاً، نشان دهد که اختلافی بین نوترینوها و پادنوترینوها وجود دارد. یک مشکل در مطالعهٔ این واکنش‌ها این است که سطح مقطع‌ها از مرتبهٔ $۱۰^{-۱۹}$ بارن هستند که در مقایسه با سطح مقطع‌های واکنش‌های هسته‌ای از مرتبهٔ ۱ بارن ($۱۰^{-۲۴}\ cm^۲$)، بسیار کوچک‌اند.

ترکیب دو مطالعه از واپاشی معکوس β به وضوح نشان داده است که نوترینوهای گسیل شده در واپاشی β^-زا و β^+زا متفاوت‌اند. هر دو مطالعه برای تأمین چشمه‌های قوی پادنوترینو از راکتورهای هسته‌ای استفاده کردند. به خاطر داشته باشید که شکافت هسته‌ای فراورده‌های بسیار پر- نوترونی تولید می‌کند که دستخوش یک رشته واپاشی‌های سریع بتایی با گسیل پادنوترینو می‌شوند. در اولین آزمایش، که درسال ۱۹۵۳ به‌وسیله راینز و کُوِن[1] انجام شد، حجم بزرگی از سوسوزن تحت تابش قرار گرفت، و پروتون‌های موجود در محلول آلی به نوترون و پوزیترون تبدیل شدند. پوزیترون سریعاً با یک الکترون نابود شد و اولین سیگنال از یک برهم‌کنش به دست آمد. نوترون در عرض چند میکروثانیه توسط هسته‌های Cd، که به سوسوزن افزوده شده بود، جذب شد و سیگنال همبستهٔ دیگری به‌وجود آورد. شار نوترینوهای راکتور برای تولید چند رویداد در ساعت در یک سوسوزن به حجم ۱ متر مکعب کافی بود.

در مطالعهٔ دوم، ری دیویس[2] و همکاران، حجم بزرگی از $CCl_۴$ مایع با پاد نوترینوهای یک راکتور بمباران شد. واکنش مشهور $\bar{\nu}_e + {}^{۳۷}Cl \rightarrow {}^{۳۷}Ar + e^-$ می‌بایستی از طریق پاکسازی متناوب مایع، جمع‌آوری گاز بی‌اثر، و سپس آشکارسازی پرتوزایی القا شده (^{۳۷}Ar البته ناپایدار است) قابل آشکارسازی باشد. این واکنش مشاهده نشد. به این ترتیب، آنها نتیجه گرفتند که راکتور پاد نوترینو گسیل می‌کند و عدد لپتونی در واکنش‌ها پایسته است.

مسئلهٔ نمونه: شار پاد نوترینوها را در رآکتور یک نیروگاه هسته‌ای در حال کار تخمین بزنید. برای این تخمین، فرض کنید نیروگاه دارای توان حرارتی ۱GW است، هر شکافت ۲۰۰MeV انرژی تولید می‌کند، و در هر شکافت تقریباً ۶ واپاشی سریع بتایی وجود دارد.

---

[1] .Reines & Cowen
[2] .Ray Davis

حل: مسلماً یک پاد نوترینو در هر واپاشی β^-زا وجود دارد و، از این‌رو، این در واقع یک تحلیل ابعادی است:

$$\text{آهنگ} = 1\text{GW}\,(10^6\ \text{ژول} / \text{ثانیه})\,/\,\text{GW}((1\ /\ 200\text{MeV})\ \text{شکافت})$$
$$\times(1\text{MeV} / 1/602 \times 10^{-13})\ (6\ \bar{\nu}_e\ /\ \text{شکافت})$$
$$\text{آهنگ} = 2\times10^{17}\ \text{پادنوترینو} / \text{ثانیه}$$

۸-۹. پرتوزایی‌های بتا-درنگ

شاخصهٔ محوری واپاشی بتازا این است که، به عنوان مثال، در مورد β^-، واپاشی در یک عدد جرمی ثابت، نوترونی را به پروتون تبدیل می‌کند. این تبدیل به روشنی تعداد زوج‌های همنام نوکلئونی را در هسته تغییر می‌دهد و همانگونه که دیده‌ایم نوکلئون‌های جفت نشده بر پایداری کل اثر می‌گذارند. واپاشی βزا در زنجیره‌های با A زوج، هسته‌های فرد- فرد را به ایزوبارهای زوج- زوج تبدیل می‌کند که مقادیر Q آنها تقریباً به اندازهٔ ۲ برابر انرژی زوجیت بیشتراند. مقادیر بالاتر Q منجر به β انرژی بالا و واپاشی‌های سریع می‌شوند، اما پایداری نسبی دختر ممکن است کمتر از مادر باشد. مقادیر بالای Q همچنین باعث می‌شوند که حالت‌های برانگیختهٔ بالاتر در دختر به وجود آیند. اگر هسته‌ها از پایدارترین ایزوبار دور باشند، واپاشی ممکن است انرژی کافی برای ایجاد حالتهای بالاتر از انرژی جدایی در دختر را داشته باشد.

^{90}Sr مثالی از تغییر در پایداری نسبی را پس از واپاشی βزا به دست می‌دهد. این مادر- هستهٔ زوج- زوج، محصول مهمی از شکافت و دارای نیمه‌عمر ۲۹ سال است. این هسته به هستهٔ فرد- فرد ^{90}Y واپاشی می‌کند، که با نیمه عمر فقط ۶۴ ساعت به ایزوبار پایدار ^{90}Zr تبدیل می‌شود. بنابراین، ^{90}Sr خالص تقریباً پس از یک هفته با دخترش به تعادل می‌رسد، و فعالیت مشاهده شده، حاصل جمع دو واپاشی خواهد بود. با استفاده از جداسازی شیمیایی می‌توان فعالیت دختر را جدا کرد. دختر در نمونهٔ جدا شده واپاشی می‌کند و به محصول نمونهٔ مادر افزوده می‌شود. مثال‌های چندی از این زوج‌های مادر- دختر وجود دارند که چشمه‌های مناسبی از فعالیت‌های کوتاه-عمر به دست می‌دهند. به عنوان مثال، ^{99}Mo با نیمه‌عمر ۶۶ ساعت عمدتاً به یک حالت برانگیختهٔ ^{99}Tc با نیمه‌عمر ۶ ساعت وا می‌پاشد زیرا واپاشی به حالت پایه مستلزم یک تغییر بالای اسپین است. هستهٔ دختر، ^{99}Tc^m، به‌طور گسترده‌ای در پزشکی هسته‌ای مورد استفاده قرار می‌گیرد.

زنجیره‌های واپاشی طبیعی دارای چندین مثال از فعالیت‌های αزای کوتاه-عمر هستند که با مادر بلند-عمرتری «درنگیده» شده‌اند. در واقع، وجود این فعالیت‌ها بر روی کرهٔ زمین به این علت ممکن شده است که «سرِ» زنجیره دارای نیمه‌عمری از مرتبهٔ عمر زمین است. مثال عملی‌تر دیگر در نزدیکی انتهای زنجیرهٔ 4n، ^{۲۱۲}Pb با نیمه‌عمر ۱۰/۶ ساعت است که به ^{۲۱۲}Bi واپاشی می‌کند. دختر سریعاً با گسیل α یا β واپاشی می‌کند. هستهٔ سرب نیز به دنبال مادرِ کوتاه-عمرِ Rn میاید، که می‌توان با استفاده از آن و از طریق تراوُش، چشمه‌های خیلی نازک α تولید کرد.

واپاشی βزای هسته‌های دور از تهِ درهٔ پایداری بتایی می‌توانند حالت‌های نامقید را تغذیه کنند و منجر به گسیل مستقیم نوکلئون گردند. این فرایند نخستین بار در خلال کشف شکافت با توجه به این واقعیت روشن شد که همهٔ نوترون‌ها تقریباً به‌طور آنی گسیل می‌شدند، و فقط در حد ۱٪ نسبت به رویداد شکافت تأخیر زمانی داشتند. این نوترون‌های تأخیری (درنگیده) نقش بسیار مهمی در کنترل راکتورهای هسته‌ای ایفا می‌کنند. محصولات شکافت خیلی پر- نوترون و دارای واپاشی‌های بتازای انرژی-بالایی هستند. به عنوان مثال، ^{۸۷}Br در شکافت هسته‌ای تولید می‌شود و با نیمه‌عمر ۵۵ ثانیه با مقدار Q ۶/۵MeV به ^{۸۷}Kr وا می‌پاشد. این واپاشی، بعضی حالت‌های انرژی-بالا را در کریپتونِ دختر ایجاد می‌کند. توجه کنید که ^{۸۷}Kr دارای۵۱ نوترون ، یکی بیش از عدد جادویی۵۰، است و انرژی جدایی ۵/۱MeV نوترون، کمتر از مقدار Q می‌باشد. از این رو هر حالتی که بالاتر از انرژی جدایی نوترون قرار بگیرد قادر به گسیل سریع یک نوترون و تشکیل ^{۸۶}Kr خواهد بود.

مسئلهٔ نمونه: یک گسیلندهٔ مهم نوترون با دِرنگ در شکافت هسته‌ای، ^{۱۳۷}I است. این نوکلید با نیمه‌عمر ۲۵ ثانیه وامی‌پاشد و نوترون‌هایی با انرژی میانگین ۰/۵۶MeV با احتمال کل تقریباً ۶٪ گسیل می‌کند. انرژی حالت برانگیخته‌ای را در ^{۱۳۷}Xe تخمین بزنید که بتواند نوترون با انرژی ۰/۵۶MeV گسیل کند.

حل: ابتدا مقدار Q را برای واکنش گسیل نوترون تعیین کنید. این، حداقل مقدار انرژی لازم برای «نا مقید کردن» ۸۳ امین نوترون است و البته باید منفی باشد.

$$^{۱۳۷}\mathrm{Xe} \rightarrow \mathrm{n} + ^{۱۳۶}\mathrm{Xe} + Q_{\mathrm{n}}$$
$$Q_{\mathrm{n}} = \Delta\left(^{۱۳۷}\mathrm{Xe}\right) - \left[\Delta\left(^{۱۳۶}\mathrm{Xe}\right) + \Delta(\mathrm{n})\right]$$
$$Q_{\mathrm{n}} = -۸۲/۲۱۸ - \left[-۸۶/۴۲۵ + ۸/۰۷۱۴\right] = -۳/۸۶\,\mathrm{MeV}$$

انرژی میانگین حالت برانگیخته برابر خواهد بود با Q_n به‌اضافهٔ انرژی‌های جنبشی ذرات یعنی نوترون به‌اضافهٔ انرژی پس‌زنی. در این مورد انرژی پس‌زنی خیلی ناچیز است و می‌توان از آن چشم پوشید. انرژی پس‌زنی از پایستگی تکانه در واپاشی دو - جسمی به دست می‌آید.

$$E^* = -Q_n + T_n + T_n\left(\frac{۱}{۱۳۷}\right) = ۳/۸۶ + ۰/۵۷ = ۴/۴۳ MeV$$

حالا برای امتحان، مقدار Q را برای واپاشی بتازا تعیین و تحقیق کنید که بیش از انرژی برانگیختگی است:

$$^{۱۳۷}\mathrm{I} \rightarrow ^{۱۳۷}\mathrm{Xe} + \overline{\nu} + Q_{\beta}$$
$$Q_{\beta} = \Delta\left(^{۱۳۷}\mathrm{I}\right) - \Delta\left(^{۱۳۷}\mathrm{Xe}\right) = -۷۶/۷۲ - ۸۲/۲۱ = ۵/۴۹\mathrm{MeV}$$

ظهور حالت‌های نامقید انرژی-بالا بر اثر واپاشی βزا، یک شاخصهٔ مهم هسته‌های نزدیک به خطوط نوکلئون- افشان است. گسیل پروتونِ «بتا-درنگ» و گسیل نوترونِ «بتا-درنگ»، به‌طور گسترده‌ای مورد مطالعه قرار گرفته اند و اطلاعات مهمی از ساختار هسته‌های نامتعارف را به دست می‌دهند.

۸-۱۰. واپاشی بتایی مضاعف

تغییرات تناوبی «سطح جرم» بر اثر انرژی زوجیت، باعث ناپایداری هسته‌های زوج- زوج در قبال گسیل دو بتای همزمان نیز می‌گردد این فرایند، واپاشی بتایی مضاعف نامیده می‌شود، و جستجوهای گسترده‌ای برای مشاهدهٔ آن صورت گرفته است. مشکل این است که احتمال گذار مضاعف بی‌نهایت پایین است. برای یک تخمین خام، می‌توان ثابت آهنگ واپاشی بالا را مجذور کرد، و تعداد واپاشی‌ها حتی از نمونه‌های بزرگ و در بهترین شرایط یکی در روز و در بدترین شرایط، چند ذره در سال برای سیستم‌هایی است که مورد بررسی قرار گرفته‌اند.

دو واکنش به عنوان نمونه‌های ممکن برای واپاشی بتایی مضاعف مورد مطالعه قرار گرفته‌اند. واکنش اول صرفاً دو، ضربدر فرایند واپاشی عادی βزا است:

$$^{A}Z \rightarrow ^{A}(Z-2)+2e^{-}+2\overline{\nu}$$

و بنابراین از قوانین پایستگی پیروی می‌کند. واکنش دوم، واکنشی نا متعارف‌تر است برای آزمودن نظریهٔ برهم‌کنش ضعیف که بدون تولید نوترینو انجام می‌گیرد:

$$^{A}Z \rightarrow ^{A}(Z-2)+2e^{-}$$

جستجوهایی ابزاری برای این فرایند بی‌نوترینوی اخیر صورت گرفته‌اند، اما شاهدی قوی برای وجود آن دیده نشده است. واپاشی دو- نوترینویی پیش، با تکنیک‌های مختلفی که به دقت برای آشکارسازی فراورده‌های کمیاب تنظیم شده بودند انجام شده است.

به عنوان مثالی از این فرایند، هستهٔ ^{86}Kr که هم اکنون به عنوان دختر در گسیل نوترون درنگیده به آن اشاره شد، نسبت به واپاشی تک- بتایی و تبدیل به ^{86}Rb پایدار است زیرا مقدار Q ی آن ۰/۵۲۶MeV− است. با وجود این، ^{86}Kr در قبال واپاشی βزا زای مضاعف به ^{86}Sr ناپایدار است زیرا مقدار Q ی آن ۱/۲۴۹ MeV است. در این مورد، واپاشی به حالت میانی از نظر انرژی ممنوع است، و تنها گسیل همزمان دو ذرهٔ β می‌تواند رخ بدهد. برای به‌دست آوردن تخمین خام می‌توان رابطهٔ مربوط به ثابت واپاشی را بازنوشت:

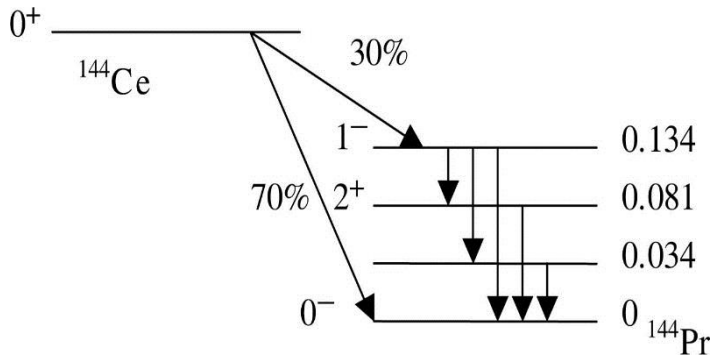
$$\lambda = \left(\frac{m_e c^2}{\hbar}\right)\left(\frac{|M|^2 m_e^4 c^2}{2\pi^3 \hbar^6} g^2 f(Z_D, Q)\right)$$

جملهٔ اول، ثابتِ 8×10^{20} بر ثانیه و جملهٔ دوم، منعکس کنندهٔ جزئیات واپاشی است. با به‌کاربردن $|M| = \sqrt{2}$ برای واپاشی از حالت پایهٔ 0^+، به حالت پایهٔ 0^+ دختر، جملهٔ دوم مساوی $1/5\times10^{-25} f$ خواهد بود. برای این مورد $\log(f) \sim 1/5$، پس با ضرب جملهٔ اول در توان دوم جملهٔ دوم برای واپاشی βزای مضاعف، λ در حدود 10^{-26} بر ثانیه، یا در حدود 10^{-19} بر سال خواهد بود! با توجه به اینکه هر مول این گاز 10^{24} اتم است، انتظار می‌رود کل این نمونه یک واپاشی در روز بدهد.

تکنیک‌هایی که برای مشاهدهٔ واپاشی بتایی مضاعف به‌کار رفته‌اند در سه ردهٔ کلی قرار می‌گیرند: ژئوشیمیایی، رادیوشیمیایی، و ابزاری. مطالعات ژئوشیمیایی، مبتنی بر فرضیاتی هستند مشابه با فرضیات به‌کار رفته در سالیابی ژئوشیمیایی (فصل ۳). نمونه‌ای از یک کانی حاوی نوکلید مادر فراوری می‌شود؛ اتم‌های دختر به طور شیمیایی استخراج و سپس با طیف‌سنج جرمی ارزیابی شوند. تعداد اتم‌های دختر سپس با تعداد اتم‌های مادر مقایسه می‌شوند و با تخمین طول عمر کانی، نیمه‌عمر واپاشیِ بتایی مضاعف را حساب می‌کنند. مشکلات این تکنیک در فصل ۳ بررسی شده‌اند. جستجوهای رادیوشیمیایی برای واپاشی بتایی مضاعف، بر جداسازی شیمیایی و شناسایی یک دختر پرتوزای فرایند تکیه دارند. این موارد نسبتاً نادرند اما واپاشی $^{۲۳۸}U \rightarrow ^{۲۳۸}Pu$ با جداسازی شیمیایی کانی اورانیم و مشاهدهٔ ویژگی واپاشی آلفایی ایزوتوپ پلوتونیم مشاهده شده است. جستجوهای ابزاری موفق برای واپاشی بتایی مضاعف، از اتاقک‌های تصویر زمانی استفاده کرده‌اند که در آن نمونه‌های مادر به داخل حجم فعال آشکارساز معرفی می‌شوند. مشاهدهٔ ردّ پاهای دو ذره β همفرود، سیگنال روشنی است بر وجود فرایند غیر معمول.

مسائل

۱. واپاشی $\bar{\beta}$ زای ^{144}Ce در زیر نشان داده شده است؟



الف) چه مقداری برای $\log ft$ در واپاشیβزا به حالت 1^- در ^{141}Pr تخمین می‌زنید؟

ب) چرا واپاشی βزا به تراز 2^+ وجود ندارد؟

۲. شکل کمّی طیف انرژی نوترینو را برای انواع واپاشی‌های زیر رسم کنید. همهٔ محورها را به دقت برچسب بزنید و انواع نوترینوهای مربوطه را مشخص نمایید.

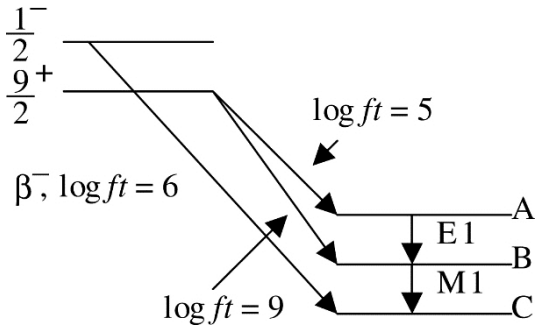
الف) واپاشی گیراندازی الکترون ^{207}Bi، Q_{EC} = ۲/۴۰ MeV

ب) واپاشی β^+زای ^{22}Na، Q_{β} = ۳/۸۶ MeV

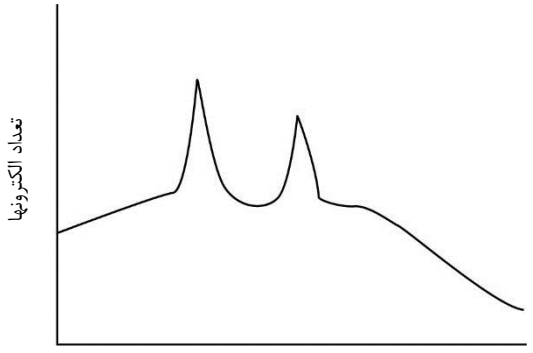
پ) واپاشی β^- زای ^{14}C، Q_{β} = ۰/۱۵۶ MeV

۳. یک ایزوتوپ Bi، با واپاشی EC به حالت 2^+ یک هستهٔ زوج-زوج Pb وا می‌پاشد که پایین‌ترین سه حالت آن 1^+، 2^+، و 4^+ با E_{EC} = ۱/۰MeV است. فرض کنیدQ_{EC} = ۴MeV و ثانیه ۴= $t_{1/2}$است. J^{π} را برای حالت اولیهٔ هستهٔ Bi پیدا کنید.

۴. طرحوار واپاشی βزای زیر برای واپاشی یک جفت ایزومر به سه حالت برانگیختهٔ A، B و C هستهٔ دختر داده شده است. اسپین‌ها و پاریته‌های سه تراز A، B و C را مشخص کنید.



۵. نتایج یک اندازه‌گیری با یک طیف‌سنج بتای تابش گسیل شده از یک رادیونوکلید معین در زیر نشان داده شده‌اند.



دو قلهٔ تیز توسط آزمایشگر با K و L برچسب خورده‌اند. توضیح دهید این برچسب‌ها چه معنایی دارند؟ کدام قله، قلهٔ K است ؟ چرا؟

۶. یک حالت برانگیختهٔ $^{-}۱$ از یک ایزوتوپ Lu، به یک حالت $^{+}۰$ از ایزوتوپ Yb با انرژی ماکزیمم β^{+} ۴/۶MeV واپاشی می‌کند. $t_{۱/۲}$ را برای این گذار تخمین بزنید. از گیراندازی الکترون صرف‌نظر نکنید.

مراجع

Camp, D.C and L.M. Langer. *Phys. Rev*. **129**, 1782(1936).
Meyerhof, W. E. *Elements Of Nuclear Physics*, McGraw-Hill, New York, 1967.
Moszkowski, S.A. *Phys. Rev*. **82**, 35(1951).
Wu C. S. et al. *Phys. Rev*. **105**, 1413(1957).

کتاب شناسی

Evans, R.D. *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill, New York, 1956.
Krane, K. S. *Introductory Nuclear Physics*, Wiley, New York, 1988.
Lamarsh, J. R. *Introduction to Nuclear Reactor Theory*, Addison-Wesley, Reading, MA, 1967.
Moe, M. and P. Vogel. *Ann. Rev. Nucl. Sci*. **44**,247(1994).
Remies, T. and C. L. Cowen, Jr. *Phys. Rev*. **92**,830(1953).
Siegbahn, K. *Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam, 1966.
Wu, C.S. and S. A. Moszkowski. *Beta Decay, Wiley*, New York, 1966.

فصل۹

واپاشی پرتو گاما

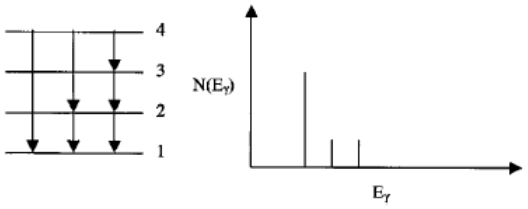
۹-۱. مقدمه

واپاشی گامایی هنگامی رخ می‌دهد که یک هستهٔ برانگیخته، انرژی اضافی خود را با گسیل تابش الکترومغناطیسی یعنی فوتون رها می‌کند. بنابراین، خواهیم داشت

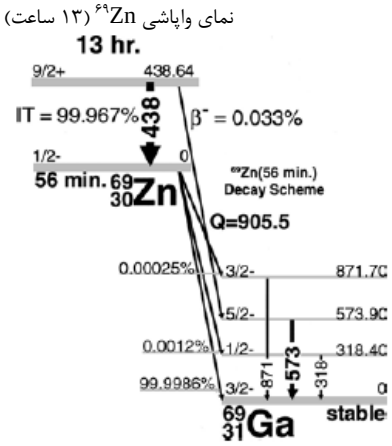
$$^{A}X^{*} \rightarrow {}^{A}X + \gamma$$

که در آن علامت * نشان‌دهندهٔ حالت برانگیختهٔ هسته است. توجه کنید که طی این نوع واپاشی تغییری در Z یا A رخ نمی‌دهد؛ فقط رهایی انرژی. همچنین گسیل پرتو γ می‌تواند از یک حالت برانگیختهٔ بالاتر به یک حالت پایین‌ترِ همان هسته رخ بدهد. لذا، گذارهای پرتو γ لازم نیست به حالت پایهٔ هسته بروند. شکل ۹-۱ وضعیتی نوعی را نشان می‌دهد که در آن یک رشته پرتوهای γ، ترازهای یک هسته را وا می‌انگیزند و گذارهای «به اصطلاح» پَرِشی (۱ $\rightarrow$ ۴، ۲ $\rightarrow$ ۴ و غیره) نیز رخ می‌دهند. همچنین توجه کنید که طیف انرژی پرتو γ، خطوط گسستهٔ متناظر با هر گذار را نشان می‌دهد. انرژی‌های پرتوهای γ می‌توانند از چند keV تا چند MeV تغییر کنند. هر هستهٔ دارای حالت‌های برانگیختهٔ مقید می‌تواند با گسیل پرتو γ واپاشی کند.

در بعضی موارد نامعمول، یک هسته می‌تواند دارای دو پیکربندی نوکلئونی باشد که انرژی‌های سطوح پایین آنها بسیار مشابه، اما گشتاورهای زاویه‌ای کل آنها بسیار متفاوت‌اند. البته یکی از این حالت‌ها در انرژی پایین‌تری است، اما گذار بین دو حالت به دلیل اینکه فوتون باید گشتاور زاویه‌ای بزرگی را با خود برای موازنه حمل کند بشدت بازداشته می‌شود. این واپاشیِ «بازداشته شده» مشابه بازداشتگی واپاشی حالت‌های سه‌گانه در سیستم‌های اتمی و مولکولی است. این حالت‌های هسته‌ای بلند ـ عمر، *حالت‌های ایزومری* نامیده می‌شوند، و واپاشی گامایی آنها، گذار ایزومری یا صرفاً *واپاشی IT* نامیده می‌شود. مثالی از حالت ایزومری در شکل ۹- ۲ برای ^{۶۹}Zn نشان داده شده است. حالت پایهٔ هستهٔ روی (Zn) نسبت به واپاشی β^-زا با نیمه‌عمر ۵۶ دقیقه ناپایدار است. پایین‌ترین حالت برانگیختهٔ این هسته فقط دارای انرژی ۴۳۹ keV است، ولی دارای اسپین بسیار بالاتر و پاریتهٔ مخالف در مقایسه با حالت پایه است. گذار از حالت برانگیخته به حالت پایه با تغییر بزرگ چهار واحدی تکانهٔ زاویه‌ای، یعنی $4\hbar$، در ترکیب با تغییر پاریته (که بعداً بحث می‌شود)، بازداشته می‌شود، که نتیجهٔ آن یک IT با نیمه‌عمر ۱۴ ساعت است.



شکل ۹-۱. نمودار طرحوار گذارهای گامایی یک هسته و طیف انرژی پرتوهای **γ** حاصل.



شکل ۹-۲. شمای فروپاشی برای Zn^{m} ۶۹.

۹– ۲. انرژی‌شناختِ واپاشی گامازا

یک گذار گامایی را بین دو حالت هسته‌ای در نظر بگیرید. با اعمال قانون پایستگی انرژی داریم:

$$M_{\circ}^{*}c^{۲} = M_{\circ}c^{۲} + E_{\gamma} + T_{r}$$

که در آن E_{γ} انرژی فوتون، T_{r} انرژی جنبشی هستهٔ پس‌زده بعد از گسیل پرتو γ، و $M_{\circ}^{*}$ و $M_{\circ}$ به ترتیب، جرم‌های حالت‌های هسته‌ای بالاتر و پایین‌تر هستند. با به‌کار بردن قانون پایستگی تکانه داریم:

$$p_{\gamma} = p_{\mathrm{r}}$$

که در آن p_{γ} و p_{r} به ترتیب تکانه‌های فوتون و هستهٔ پس‌زده‌اند. انرژی پس‌زنی به اندازه‌ای کوچک است که می‌توان از مکانیک غیر نسبیتی استفاده کرد. از این رو خواهیم داشت:

$$T_{r} = p_{r}^{۲}/۲M_{\circ}$$

و با جایگزینی

$$T_{r} = p_{r}^{۲}/۲M_{\circ}$$
$$T_{r} = E_{\gamma}^{۲}/۲M_{\circ}^{۲}$$

چنانچه E_{γ} = ۲ MeV و A = ۵۰ باشد، انرژی پس‌زنی تقریباً ۴۰ eV خواهد بود که بجز برای مطالعات موسباؤر (بعداً خواهیم دید) قابل چشم‌پوشی است.

مسئلهٔ نمونه: الف) انرژی پس‌زنی را برای واپاشی IT‌ی $^{۶۹}\mathrm{Zn}^{\mathrm{m}}$ به حالت پایهٔ $^{۶۹}\mathrm{Zn}$ محاسبه کنید. با استفاده از انرژی حالت برانگیختهٔ شکل ۹-۲ داریم:

$$\left(M_{\circ}^{*} - M_{\circ}\right)c^{۲} = E_{\gamma} = ۰/۴۳۹MeV$$

حل: می‌دانیم $M_{\circ}c^{۲} = amu^{*}۹۳۱/۵\,MeV/amu$. با به‌کار بردن فزونی جرم ۶۸/۴۱۷MeV از جدول‌های پیوست ب به سادگی می‌توان جرم $^{۶۹}\mathrm{Zn}$ را مساوی ۶۸/۲۹۷amu به دست آورد.

$$\mathrm{T_{r}} = \frac{\mathrm{E}_{\gamma}^{۲}}{۲\mathrm{M}_{\circ}\mathrm{c}^{۲}} = \frac{\left(۰/۴۳۹\mathrm{MeV}\right)^{۲}}{۲\left(۶۸/۲۹۷\times۹۳۱/۵\right)}$$

$$T_r = ۱/۵\circ\times۱\circ^{-۶}\ \text{MeV} = ۱/۵\,\text{eV}$$

ب) انرژی پس‌زنی ناشی از گسیل فوتون با انرژی ۱۵/۱MeV توسط هستهٔ برانگیختهٔ ^{۱۲}C را حساب کنید. دقت کنید فزونی جرم ^{۱۲}C صفر است، لذا جرم ^{۱۲}C برابر ۱۲/۰۰۰*amu* خواهد بود.

$$T_r = \frac{E_\gamma^۲}{۲M_\circ c} = \frac{(۱۵/۱\text{MeV})^۲}{۲(۱۲\times۹۳۱/۵\,\text{MeV})}$$

$$T_r = ۱/\circ۲\times۱\circ^{-۲}\ \text{MeV} = ۱\circ/۲\,\text{keV}$$

۹- ۳. رده‌بندی انواع واپاشی

پایستگی تکانهٔ زاویه‌ای اطلاعات مهمی دربارهٔ ساختار هسته‌ها به دست داده و نقش کنترل‌کننده‌ای در فرایند واپاشی گامایی ایفا می‌کند. از دیدی طرحوار، یک هستهٔ ساکن در یک حالت کوانتومی مشخص، در خلال واپاشی گامایی یک گذار به حالت انرژی پایین‌تر انجام می‌دهد و یک تک فوتون گسیل می‌کند. هر دو حالت اولیه و نهایی هسته تکانه زاویه‌ای و پاریتهٔ معینی دارند، و لذا فوتون باید آن دو حالت را به هم ربط بدهد و پایستگی پاریته و تکانه زاویه‌ای، هر دو را حفظ کند. فوتون‌ها هر کدام حامل تعداد صحیحی واحد تکانه زاویه‌ای ($\hbar$) هستند و پاریتهٔ معینی نیز دارند. البته، پایستگی تکانه زاویه‌ای و پاریته متفاوت‌اند و پایستگی هر کدام اثر متفاوتی برخواص ممکن فوتون گسیل شده دارد. اگر گشتاورهای زاویه‌ای حالت‌های اولیه و نهایی را $I_i\hbar$ و $I_f\hbar$ و تغییر تکانه زاویه‌ای را $\Delta I(\hbar)$ بنامیم در حقیقت $l = \Delta I = \left|(I_i - I_f)\right|\hbar$ خواهد بود. فوتون باید حداقل حامل یک واحد تکانه زاویه‌ای باشد بنابراین گذار $\Delta I = \circ$ اگر فقط یک تک فوتون بخواهد گسیل بشود، ممنوع است. فوتون گسیل شده باید دارای حداقل اسپین ذاتی $l\hbar$ واحد جهت ارتباط دو حالت هسته‌ای باشد. با وجود این، قواعد استاندارد جفت شدنِ گشتاورهای زاویه‌ای به فوتون اجازه می‌دهند حاملِ تا حداکثر، $l = \left|(I_i + I_f)\right|\hbar$ واحد گشتاور زاویه‌ای باشد. لذا با داشتن مقادیر معلوم اسپین‌های حالت‌های اولیه و نهایی هسته، تکانه زاویه‌ای حمل شده توسط فوتون می‌تواند هر مقداری در گسترهٔ

$$\left|(I_i - I_f)\right| \le l \le \left|(I_i + I_f)\right|\hbar$$

باشد. *بس‌قطبیتی* فوتون عبارت است از کمّی‌سازی مقدار تکانه زاویه‌ای حمل شده توسط فوتون. نام‌گذاری به این صورت است که فوتون با l واحد تکانه زاویه‌ای، فوتون ۲^l قطبی نامیده می‌شود.

(نامگذاری، از نقوش تابش کلاسیکی تابش الکترومغناطیسی و شکل آنتن‌هایی که برای به وجود آوردن آن نقوش به‌کار می‌روند، سرچشمه می‌گیرد). به‌عنوان مثال، فوتون با $l=1$، فوتون دو قطبی؛ $l=2$، فوتون چارقطبی، و ...، خوانده می‌شود که در جدول ۹-۱ نشان داده شده است. آهنگ گذار قویاً بستگی به میزان تغییر تکانه زاویه‌ای دارد به‌طوری‌که معمولاً کوچک‌ترین مقدار $l=\left|\left(I_i-I_f\right)\right|\hbar$ مشاهده می‌شود، اگرچه پایستگی پاریته نیز نقش دارد. گذارهای با بیشترین تغییر تکانه زاویه‌ای حالت‌های هسته‌ای، به گذارهای کشیده معروف اند.

جدول ۹-۱. قواعد گزینش و بس‌قطبیتی پرتو γ.

نوع تابش	نام	$\Delta I=l$	$\Delta\pi$
E۱	دو قطبی الکتریکی	۱	آری
M۱	دو قطبی مغناطیسی	۱	نه
E۲	چهارقطبی الکتریکی	۲	نه
M۲	چهارقطبی مغناطیسی	۲	آری
E۳	هشت‌قطبی الکتریکی	۳	آری
M۳	هشت‌قطبی الکتریکی	۳	نه
E۴	شانزده‌قطبی الکتریکی	۴	نه
M۴	شانزده قطبی مغناطیسی	۴	آری

برای درک پاریتهٔ گذارهای الکترومغناطیسی، لازم به یادآوری است که هر یک از حالت‌های اولیه و نهایی هسته‌ای که دستخوش گذار می‌شود را می‌توان دارای توزیع معینی مادّه و بار تلقی کرد. هنگامی که هستهٔ برانگیخته از حالت برانگیخته به یک حالت پایین‌تر گذاری انجام می‌دهد، توزیع ماده و بار به طریقی تغییر خواهد کرد. به عنوان مثال، هسته‌ای که با یک تکانه زاویه‌ای معین درحال چرخش است با واانگیخته شدن آرام گرفته و به حالت پایه می‌رسد. لذا، گسیل فوتون می‌تواند مربوط به تغییر توزیع کلی نوترون‌ها و پروتون‌ها باشد، ولی ما می‌توانیم دو تغییر مختلف را که مانستهٔ آنتن‌های کلاسیک هستند مشخص کنیم. یک تغییر در توزیع بار (مثلاً رفتنِ یک پروتون از یک مدار به مداری دیگر) باعث ایجاد یک میدان الکتریکی می‌گردد، اما تغییر در توزیع جریان در هسته (مثلاً، تغییر جهت یک مدار پروتونی) منجر به یک میدان مغناطیسی خواهد شد. پاریتهٔ فوتون بستگی به تکانه زاویه‌ای و نوع گذار (الکتریکی یا مغناطیسی) دارد که در جدول ۹-۱ مشخص شده است. توجه کنید که تابش الکتریکی و مغناطیسی با یک مرتبهٔ قطبیت دارای پاریته‌های مخالف هستند.

با ردیف کردن خواص فوتون‌ها می‌توان روش شناسایی نوع محتمل فوتون را برای یک گذار مشخص بین حالت‌های هسته‌ای تعمیم داد. ابتدا، پاریتهٔ فوتون با توجه به اختلاف پاریته‌های دو حالت هسته داده خواهد شد. سپس تکانه زاویه‌ای فوتون مجبور است در محدودهٔ $|I_i - I_f|$ تا $|I_i + I_f|$ قرار داشته باشد. ترکیب گشتاورهای زاویه‌ای و پاریتهٔ مجاز، شاخصهٔ تابش‌های الکترومغناطیسی را تعیین خواهد کرد. مثلاً، اولین حالت برانگیخته در ^{۷}Li دارای اسپین و پاریتهٔ $\frac{۱}{۲}^-$ و حالت پایهٔ $\frac{۳}{۲}^-$است. گذارهای الکترومغناطیسی مجاز بین دو حالت باید دارای «خیر=Δπ» و $۱ \le l \le ۲$باشند. با در نظر گرفتن جدول ۹-۱ ملاحظه می‌کنیم که تنها کاندیداها ($M۱$ ($l=۱$, Δπ=خیر) و ($E۲$ ($l=۲$, Δπ=خیر) هستند در حالی که ترکیبات دیگر $E۱$ و $M۲$ به وسیلهٔ پاریته رد می‌شوند. همانگونه که در بخش بعد خواهیم دید، تمام انواع تابش‌های مجاز گسیل خواهند شد اما در آهنگ‌هایی کاملاً متفاوت، به‌طوری‌که تابش کلی معمولاً یک شاخصهٔ غالب دارد.

مسئلهٔ نمونه: با استفاده از قواعد گزینش الکترومغناطیسی، نوع گذارهای پرشی که می‌توانند حالت برانگیختهٔ دوم $\left(\frac{۷}{۲}^+\right)$ در ^{۲۳}Na در ۲/۰۸۰MeV را با حالت پایهٔ $\left(\frac{۳}{۲}^+\right)$مرتبط سازند تعیین کنید.

حل: ابتدا، باید توجه داشته باشیم که «خیر=Δπ». در این صورت:

$$|I_i - I_f| \le l \le I_i + I_f \Rightarrow |۲| \le l \le ۵$$

نوع	Δπ	l
$E۲$	خیر	۲
$M۳$	خیر	۳
$E۴$	خیر	۴
$M۵$	خیر	۵

به عنوان یک نکتهٔ نهایی در موضوع قواعد گزینش، توجه کردیم که $\Delta l = ۰$ برای گسیل یک تک فوتون ممنوع است. توزیع تک قطبی الکتریکی $(E۰)$متناظر است با بار الکتریکی ایستای هسته و ثابت است. بطور مشابه، توزیع $M۰$ متناظر با گشتاور تک قطبی مغناطیسی است که وجود خارجی ندارد. با این‌همه، هسته‌های زوج- زوجی وجود دارند که نخستین تراز برانگیخته و حالت‌های

پایه‌شان هر دو $^{+}{}_{\circ}$ هستند. در این موارد، این حالت‌ها با فرایندهای تبدیل داخلی واپاشی می‌کنند که در آنها الکترون‌های اتمی، به ویژه الکترون‌های s با نفوذ قابل ملاحظه به درون هسته یا یک زوج الکترون- پوزیترون (در صورتی که انرژی کافی وجود داشته باشد) مستقیماً از اتم گسیل می‌شوند.

مسئلهٔ نمونه: نسبت طول موج فوتون با انرژی ۴۳۹ کیلو الکترون ولت گسیل شده از حالت ایزومری $^{۶۱}\mathrm{Zn}^{\mathrm{m}}$ را به قطر این هسته هنگامی که یک گذار IT رخ می‌دهد، حساب کنید.

حل: برای فوتون،

$$\mathrm{E}_{\gamma} = \mathrm{h}\nu$$

$$\lambda\nu = \mathrm{c}$$

$$\lambda = \frac{\mathrm{h}\nu}{\mathrm{E}_{\gamma}} = \frac{\left(۶/۶۲۶\times۱\circ^{-۳۴}\ \mathrm{js}\right)\left(۳/\circ\times۱\circ^{۸}\ \mathrm{m/s}\right)}{\left(۴۳۹\times۱\circ^{۳}\ \mathrm{eV}\right)\left(۱/۶\circ۲\times۱\circ^{-۱۹}\ \mathrm{J/eV}\right)}$$

$$\lambda = ۲/۸۲\times۱\circ^{-۱۲}\ \mathrm{m}$$

می‌دانیم که $\mathrm{R} = ۱/۲\times\mathrm{A}^{۱/۳}\ \mathrm{fm}$

$$\frac{\lambda}{۲R} = \frac{۲/۸۲\times۱\circ^{-۱۲}\ m}{۲\times۴/۹۲\times۱\circ^{-۱۵}\ m} = ۲۸۷$$

لذا، هسته به دلیل اندازهٔ کوچک آن در مقایسه با طول موج تابش، یک آنتن مؤثر نیست. پرتوهای γ در حد طول موج بلند هستند و به جزئیات ساختار داخلی هستهٔ گسیلنده حساس نیستند.

۹-۴. آهنگ‌های گذار الکترومغناطیسی

تعیین آهنگ واپاشی یک حالت برانگیخته با گسیل فوتون، یک مسئلهٔ بسیار کلی مکانیک کوانتومی است که محدود به دنیای هسته‌ها نیست. ذکر جزئیات نحوهٔ به دست آوردن آهنگ‌گذار، خارج از چارچوب این کتاب است و ما تنها به ذکر نتایج بسنده خواهیم کرد. در پیوست ث نشان داده شده است که ثابت واپاشی برای گسیل یک فوتون توسط یک تک- حالت خوش تعریف که دارای انرژی اضافی است با رابطهٔ کلی زیر داده می‌شود:

$$\lambda = \frac{۲\pi}{\hbar}\left|\int \varphi^{*}_{\text{نهایی}}\, V_p\, \varphi_{\text{اولیه}}\, d\nu\right|^{۲}\, \rho(E_f)$$

که قاعدهٔ طلایی فرمی نیز خوانده می‌شود. توابع موج φ، نشان‌دهندهٔ حالت‌های کامل اولیه و نهایی کل سیستم هستند و V_{p} یک برهم‌کنش اختلالی (بسیار) کوچک بین میدان‌های هسته‌ای و الکتریکی است که گذار را تحریک می‌کند. شکل و قدرت اختلال، بستگی به بس‌قطبیتی گذار خواهد داشت. ضریب آخر $\rho(E_f)$، حاصل ضرب چگالی حالت‌های هسته‌ای و الکترومغناطیسی دسترس‌پذیر سیستم، پس از گذار هستند. تابع موج اولیه فقط شامل حالت برانگیختهٔ هسته است، در حالی که تابع موج نهایی شامل بخش‌هایی برای موج الکترومغناطیسی و حالت هستهٔ دختر خواهد بود. پس از محاسبات گسترده و به کارگیری نظریهٔ الکترومغناطیسی به فرمول آهنگ واپاشی الکترومغناطیسی می‌رسیم:

$$\lambda\left(l,I_i,\pi\to I_f,\pi\right)=\frac{8\pi\left(l+1\right)}{l\left[\left(2l+1\right)!!\right]^2}\frac{k^{2l+1}}{\hbar}B\left(l,I_i,\pi\to I_f,\pi\right)$$

که در آن k عدد موجی فوتون $\left(k=E_\gamma/\hbar c\right)$است. نماد !! نشان‌دهندهٔ فاکتوریل مضاعفِ شناسهٔ آن است، که برای مورد l=۲ و ۲l+۱=۵ حاصلضرب اعداد صحیح فرد خواهد بود: ۱۵=۱×۳× ۵=!!۵. احتمال گذار تحویل‌یافتهٔ $B\left(l,I_i,\pi\to I_f,\pi\right)$عبارت است از عنصر ماتریس برای توابع موج هسته‌ای تحویل‌یافته (یعنی، جمع‌شده در تمام راستاهای مغناطیسی) و عملگر چندقطبی (خواه با ماهیت الکتریکی خواه مغناطیسی)،

$$B\left(l,I_i,\pi\to I_f,\pi\right)=\frac{1}{2I_i+1}\left|\left\langle I_f\xi\left\|O_l\right\|I_i\xi\right\rangle\right|^2$$

که در آن نماد ξ در توابع موج هسته‌ای برای نشان دادن سایر اعداد کوانتومی دخیل در گذار است. (به عنوان یک جملهٔ معترضه، باید توجه کرد که دو «نوع» تابش الکتریکی و مغناطیسی تنها در جملات پاریته و جهت‌گیری صفحهٔ قطبش‌شان متفاوت‌اند). این عبارت هنوز هم کم و بیش پیچیده و محاسبه‌اش مشکل است. ویکتور وایسکوف[1] یک عبارت کلی برای احتمال گذار تحویل یافته با این فرض به دست آورده است که گذار، نتیجهٔ تغییر یک تک ـ ذره در داخل هسته‌ای با چگالی یکنواخت و تابع شعاع آشنای $R=r_\circ A^{1/3}$ است. عبارت او برای تابش چندقطبی الکتریکی، به نام حد تک – ذره‌ای وایسکوف، به صورت زیر است:

[1] .Victor Weisskopf

$$B_{sp}\left(E,l\right)=\frac{۱}{۴\pi}\left[\frac{۳}{\left(l+۳\right)}\right]^{۲}\left(r_{\circ}\right)^{۲l}A^{۲l/۳}e^{۲}\,fm^{۲l}$$

حد تک – ذره‌ای برای تابش چندقطبی مغناطیسی با فرض این که تغییرِ جریان، ناشی از یک تک-نوکلئون است، به صورت زیر است:

$$B_{sp}\left(M,l\right)=\frac{۱۰}{\pi}\left[\frac{۳}{l+۳}\right]^{۲}\left(r_{\circ}\right)^{(۲l-۲)/۲}\mu_{n}^{۲}\,fm^{۲l-۲}$$

یکی از شاخصه‌های آزار دهندهٔ این عبارات این است که انتگرال شعاعی از بسط چند قطبی، ضریب $r^{۲l}$ را وارد می‌کند، و از این رو ابعاد $B(E,l)$ و $B_{sp}\left(E,l\right)$ بستگی به l دارند.

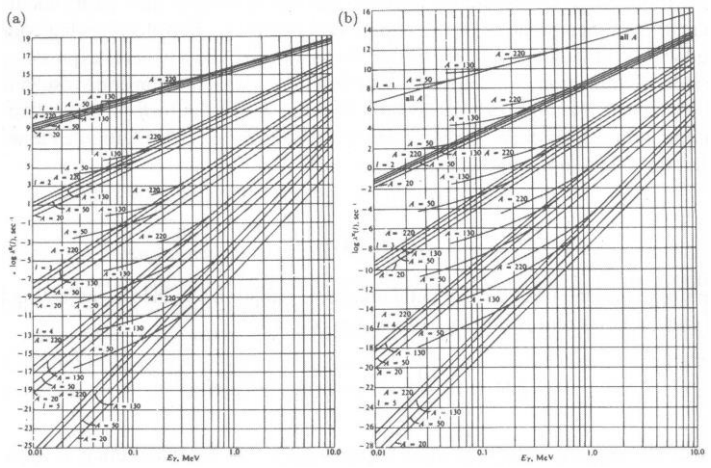
هر کدام از حدود تک – ذره‌ای برای احتمال گذار الکتریکی یا مغناطیسی تحویل‌یافته را می‌توان در عبارت مربوط به آهنگ گذار قرار داد و تخمین‌های عددی آهنگ‌های واانگیختگی را با این فرض که فقط یک ذره عامل تغییر در توزیع بار الکتریکی یا جریان الکتریکی وابسته به آن تغییر در حالت‌های هسته‌ای بوده است، به دست آورد. همانگونه که در شکل ۹-۳ نشان داده شده است، گسترهٔ تغییرات آهنگ‌های گذار بسیار بزرگ است و بستگی شدیدی به مقدار l دارد. گذارهای الکتریکی تقریباً دو مرتبهٔ بزرگی سریع‌تر از گذارهای مغناطیسی هستند. با نگاهی دوباره به بحث این واقعیت که انواع گوناگونی فوتون می‌توانند مربوط به یک گذار هسته‌ای معین باشند، حالا می‌بینیم که انتظار می‌رود آهنگ‌های گسیل بیشتر متمایل به پایین‌ترین بس‌قطبیتی باشند. این واقعیت را می‌توان به سادگی با ارزیابی عبارت‌های آهنگ گذار برای تابش دو قطبی الکتریکی، $l=۱$ و چار قطبی الکتریکی، $l=۲$، به همراه پارامتر نوعی شعاع هسته، $\mathrm{r_{\circ}}=۱/۲\,\mathrm{fm}$ نشان داد. با ترکیب عبارت‌های آهنگ گذار و احتمال گذار تحویل‌یافته برای گذار $E۱$ خواهیم داشت:

$$\lambda_{sp}\left(E,l\right)=\frac{۸\pi\left(l+۱\right)}{l\left[\left(۲l+۱\right)!!\right]^{۲}}\frac{k^{۲l+۱}}{\hbar}\frac{۱}{۴\pi}\left[\frac{۳}{l+۳}\right]^{۲}\left(r_{\circ}\mathrm{fm}\right)^{۲l}\mathrm{A}^{۲l/۳}e^{۲}$$

با جایگزینی $l=۱$ داریم:

$$\lambda_{sp}\left(\mathrm{E}۱\right)=\frac{۸\pi\left(۲\right)}{l\left[\left(۲l+۱\right)!!\right]^{۲}}\left(\frac{E_{\gamma}}{\hbar c}\right)\frac{e^{۲}}{۴\pi\hbar}\left[\frac{۳}{l+۳}\right]^{۲}\left(۱/۲\mathrm{fm}\right)^{۲}\mathrm{A}^{۲/۳}s^{-۱}$$

و از طرفی $\hbar c = ۱۹۷/۳\ \mathrm{MeV\text{-}fm}$ و $e^۲ = ۱/۴۴۰\ \mathrm{MeV\text{-}fm}$ لذا:



شکل ۹-۳. تخمین‌های تک – ذره‌ای وایسکوف برای آهنگ‌های گذار الف) چند قطبی‌های الکتریکی و ب) چندقطبی‌های مغناطیسی.

[Copyright © 1967 McGraw-Hill Company, Inc. Reprinted by permission of McGraw-Hill Book Company, Inc.]

جایگزینی مشابه در عبارت مربوط به $\lambda_{sp}\left(El\right)$ با $l = ۲$ برای تابش چارقطبی الکتریکی در نهایت منجر می‌شود به

$$\lambda_{sp}\left(\mathrm{E۲}\right) = ۷/۲۸\times۱۰^{۷}\ E_{\gamma}^{۵}A^{۴/۳}$$

به این ترتیب می‌بینیم که آهنگ‌های واپاشی به طور قوی بستگی به انرژی فوتون و اندازه (عدد جرمی) هستهٔ گسیلنده دارند. چنانچه مورد فرضی خاص یک گذارِ $\mathrm{MeV}-۱$ را در یک هستهٔ متوسط با عدد جرمی $A = ۱۰۰$ در نظر بگیریم، نسبت آهنگ‌های گذار به صورت زیر خواهند بود:

$$\frac{\lambda_{sp}\left(\mathrm{E۱}\right)}{\lambda_{sp}\left(\mathrm{E۲}\right)} = \frac{۱/۰۳\times۱۰^{۱۴}\ E_{\gamma}^{۳}A^{۲/۳}}{۷/۲۸\times۱۰^{۷}\ E_{\gamma}^{۵}A^{۴/۳}} = ۱/۴۱\times۱۰^{۶}\ E_{\gamma}^{-۲}A^{-۲/۳}$$

$$\frac{\lambda_{sp}\left(\mathrm{E۱}\right)}{\lambda_{sp}\left(\mathrm{E۲}\right)} = ۶/۵۴\times۱۰^{۴}$$

در جدول ۹-۲ فرمول‌های آهنگ‌های گذار برای پایین‌ترین پنج چندقطبی الکتریکی و مغناطیسی خلاصه شده اند. آهنگ‌های گذار همیشه با توان بالایی از انرژی پرتو γ افزایش می‌یابند به‌طوری‌که گذارهای انرژی - پایین، مثلاً پایین‌تر از ۱۰۰keV، بسیار کندتر از گذارهای انرژی- بالا، مثلاً ۱MeV، خواهند بود. جدول ۹-۲ همچنین نشان می‌دهد که دربعضی موارد، به ویژه در هسته‌های سنگین، یک گذار الکتریکی $l+۱$ می‌تواند به‌خوبی با یک گذار مغناطیسی l رقابت نماید.

جدول ۹-۲. آهنگ‌های گذار تک – ذره‌ای وایسکوف (E_γ برحسب MeV است).

چندقطبی	E	M
l	$\lambda\left(s^{-۱}\right)$	$\lambda\left(s^{-۱}\right)$
۱	$۱/۰۳\times۱۰^{۱۴}A^{۲/۳}E_\gamma^{۳}$	$۳/۱۵\times۱۰^{۱۳}E_\gamma^{۳}$
۲	$۷/۲۸\times۱۰^{۷}A^{۴/۳}E_\gamma^{۵}$	$۲/۲۴\times۱۰^{۷}A^{۴/۳}E_\gamma^{۵}$
۳	$۳/۳۹\times۱۰^{۱}A^{۲}E_\gamma^{۷}$	$۱/۰۴\times۱۰^{۱}A^{۴/۳}E_\gamma^{۷}$
۴	$۱/۰۷\times۱۰^{-۵}A^{۸/۳}E_\gamma^{۹}$	$۳/۲۷\times۱۰^{-۶}A^{۲}E_\gamma^{۹}$
۵	$۲/۴۰\times۱۰^{-۱۲}A^{۱۰/۳}E_\gamma^{۱۱}$	$۷/۳۶\times۱۰^{-۱۳}A^{۸/۳}E_\gamma^{۱۱}$

تخمین‌های وایسکوف معمولاً با فاکتوری تا حدود ۱۰ خوب هستند که با توجه به گسترهٔ تا چند مرتبهٔ بزرگی آنها، بسیار قابل ملاحظه است و مراجع خوبی برای مقایسه با آهنگ‌های گذار تجربی هستند. توجه داشته باشید که چنانچه گذاری سریع‌تر از آهنگ تک-ذره رخ بدهد، در آن صورت آن گذار تجمعی است یعنی ذرات بیشتری در تغییر شرکت می‌کنند. چنانچه گذار به‌طور قابل ملاحظه‌ای کندتر از تخمین‌های وایسکوف باشد در آن صورت عنصر ماتریس هسته‌ای باید کوچک‌تر از حد تک-ذره باشد، یعنی هم‌پوشانی حالت‌های اولیه و نهایی کوچک‌تر است. نسبت آهنگ واپاشی تجربی به آهنگ تخمینی وایسکوف را غالباً «آهنگ گذار بر حسب یکای وایسکوف» (W. u) می‌نامند.

مسئلهٔ نمونه: با استفاده از قواعد گزینش الکترومغناطیسی، نوع گذار ایزومری از اولین حالت برانگیختهٔ $\left(\frac{۹}{۲}^{+}\right)$ ۰/۴۳۹MeV در $^{۶۹}Zn^{m}$ را به حالت پایهٔ $\left(\frac{۱}{۲}^{-}\right)$ مشخص کنید. سپس آهنگ‌های تک- ذره‌ای وایسکوف را برای گذارهای مجاز محاسبه کنید.

حل: ابتدا، می‌بینیم که «بلی=Δπ». پس،

$$\left|I_i - I_f\right| \le l \le I_i + I_f \Rightarrow |۴| \le l \le ۵$$

یعنی، فقط گذارهای M۴ و M۵ مجاز هستند. با به کار بردن عبارت‌های جدول ۹-۲ داریم:

$$\lambda(\mathrm{M۴}) = ۳/۲۷ \times ۱۰^{-۶} A^{۲} E_{\gamma}^{۹} \left(s^{-۱}\right)$$
$$\lambda(\mathrm{M۴}) = ۷/۶۶ \times ۱۰^{-۶} \left(s^{-۱}\right)$$

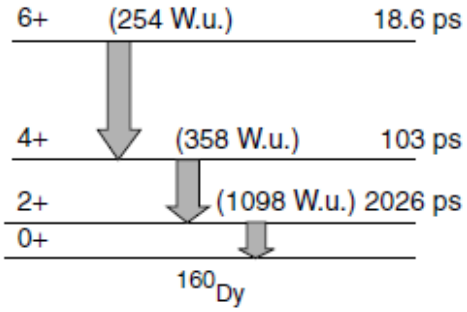
و

$$\lambda(\mathrm{E۵}) = ۲/۴۰ \times ۱۰^{-۱۲} A^{۱۰/۳} E_{\gamma}^{۱۱} \left(s^{-۱}\right)$$
$$\lambda(\mathrm{E۵}) = ۳/۷۷ \times ۱۰^{-۱۰} \left(s^{-۱}\right)$$

از این رو انتظار داریم که گذار، عمدتاً رفتار M۴ را داشته باشد. این مثال همچنین نشان می‌دهد که گذار مشاهده شده تقریباً دو برابر سریع‌تر از تخمین تک -ذره ای است:

$$\lambda = \ln ۲ / \left(۱۴h \times ۳۶۰۰\ s/h\right) = ۱/۳۷ \times ۱۰^{-۵} \left(s^{-۱}\right)$$

که نشان می‌دهد «جریان» از بیش از یک ذره در گذار مغناطیسی شرکت دارد.
باید توجه داشت که گذارهای $E۲$ غالباً به اندازهٔ یک مرتبهٔ بزرگی در مقایسه با تخمین‌های تک‌ذره‌ای قوی‌ترند. تقویت این گذارهای خاص، ناشی از حرکت جمعی هسته است، و تقویت به‌خصوص برای هسته‌هایی که بین پوسته‌های بستهٔ اصلی قرار دارند، قوی است. در شکل ۹-۴، مثالی از یک رشته گذارهای $E۲$ به حالت پایهٔ $^{۱۶۰}\mathrm{Dy}$ و سه حالت اول برانگیخته (جمعی) نشان داده شده است. هستهٔ برانگیخته، به صورت پی‌درپی، از تراز ۶^{+} در یک رشته گذار $E۲$ بدون هیچ گذار پرشی به طرف پایین واانگیخته می‌شود. نیمه‌عمرهای حالت‌ها، که در شکل مشخص شده‌اند، برای محاسبهٔ آهنگ گذارها برحسب یکای وایسکوف به‌کار رفته اند. توجه داشته باشید که آهنگ گسیل در این مورد از ۲۰۰ تا ۱۱۰۰ برابر آهنگ تک-ذره‌ای تغییر می‌کند. اگر نگاهی نزدیک‌تر به آهنگ گذارهای چارقطبی الکتریکی داشته باشیم، می‌بینیم که احتمال



شکل ۹-۴ . نمودار طرحوار گذارهای نوار چرخشی حالت پایه برای ^{160}Dy.

گذار تحویل یافته را می‌توان برحسب گشتاور چار قطبی، Q_0، به صورت زیر نوشت:

$$B\left(\mathrm{E2}, J_i \to J_f\right) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \left\langle J_i, K, 2, 0 \middle| J_f, K \right\rangle^2$$

که در آن، جملهٔ آخر ضریب کلبش- گوردن[1] است که یک ضریب بهنجارش بسیار کلی برای مقادیر اسپین‌ها و تصاویر آنها است و می‌توان آن را در جداول مرجع استاندارد پیدا کرد. برای موردِ حاضرِ گذارهای بین حالت‌های یک نوار چرخشیِ $K=0, J_i = J$ و $J_f = J-2$، ثابت بهنجارش تنها شامل مقادیر J می‌باشد:

$$\left\langle J_i, K, 2, 0 \middle| J_f, K \right\rangle^2 = \left\langle J, 0, 2, 0 \middle| (J-2), 0 \right\rangle^2 = \frac{3J(J-1)}{2(2J+1)(2J-1)}$$

به‌طوری‌که احتمال گذار تحویل یافته به صورت زیر خواهد بود:

$$B\left(\mathrm{E2}, J \to J-2\right) = \frac{15}{32\pi} e^2 Q_0^2 \frac{J(J-1)}{(2J+1)(2J-1)}$$

[1] .Clebsch- Gordon

بنابراین آهنگ گذار تجربی، اندازه‌ای از گشتاور چارقطبی هسته را به دست می‌دهد و نباید تعجب کرد که یک هستهٔ تغییر شکل یافتهٔ دارای گشتاور چارقطبی بزرگ، دارای آهنگ گذار $E۲$ بزرگ‌تری باشد، زیرا در مقایسه با یک تک ـ ذره، تمامی هسته می‌تواند در گذار شرکت کند.
در تخمین‌های تک ـ ذره‌ای واپاشی گامایی، پیش‌فرض این است که یک تک ـ نوکلئون با فوتون برهم‌کنش می‌کند. این بدان معنی است که یک قاعدهٔ گزینش ایزو اسپینی

$$\Delta T = ۰ \text{ یا } ۱$$

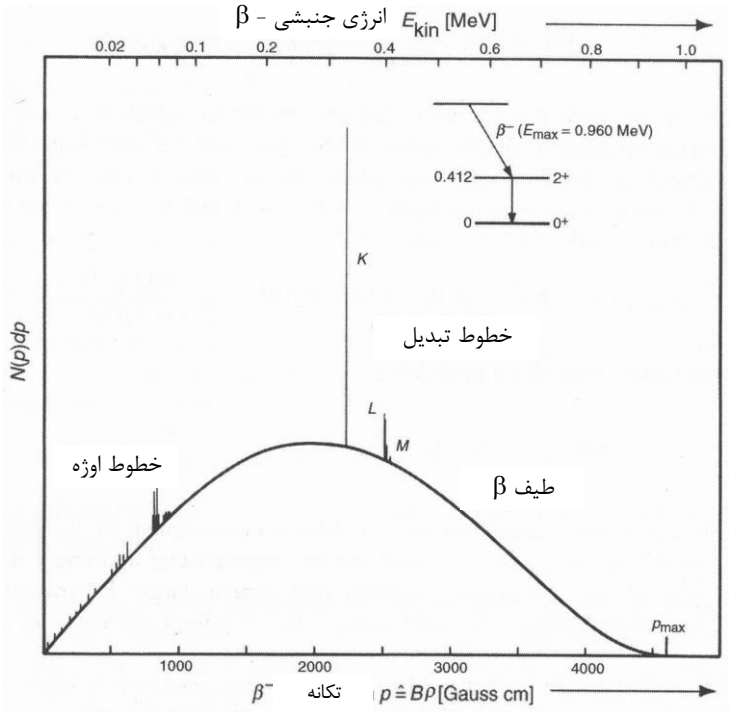
برای واپاشی گامایی بین دو حالت خالص ایزو اسپینی وجود دارد. همچنین می‌بینیم که گذارهای گامایی از نوع $E۱$ در یک هستهٔ خود- مزدوج ($N = Z$) وقتی $\Delta T = ۰$ است نمی‌توانند رخ بدهند.

۹-۵. تبدیل داخلی

تبدیل داخلی (IC) فرایندی است در رقابت با واپاشی گامایی و هنگامی رخ می‌دهد که هستهٔ برانگیخته به صورت الکترومغناطیسی با یک الکترون مداری برهم‌کنش کرده و آن را بیرون می‌اندازد. این انتقالِ انرژی برانگیختگیِ هسته به الکترون، بدون تابش رخ می‌دهد (بدون گسیل فوتون). انرژی الکترون تبدیل داخلی، E_{IC}، با رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$E_{IC} = E_{\text{گذار}} - E_{\text{انرژی بستگی الکترون}}$$

بنابراین، چنانچه گذاری دارای $E_{\text{گذار}} = ۰/۴۱۲\text{MeV}$ باشد، انتظار می‌رود طیف الکترون‌های تبدیل داخلی گسیل شده، به صورت نشان داده شده در شکل ۹-۵ باشد. به خطوط متفاوت متناظر با الکترون‌های بیرون افتاده از پوسته‌های K، L و M توجه کنید. برهم‌کنش هسته با الکترون‌های K آسان‌تر از الکترون‌های L، و با الکترون‌های L آسان‌تر از الکترون‌های M و غیره، صورت می‌گیرد زیرا الکترون‌های K زمان بیشتری در هسته سپری می‌کنند تا الکترون‌های L و الکترون‌های L بیش از الکترون‌های M و الی آخر.



شکل ۹-۵. طیف انرژی جنبشی الکترون‌های تبدیل داخلی برای گذار هسته‌ای ۴۱۲keV در ^{198}Hg. برهم‌نهاده با این طیف، طیف توامانِ ذرات β^- ی حاصل از واپاشی بتایی تغذیه کنندهٔ حالت برانگیخته است. قله‌های برچسب خورده با K، L و M به ترتیب نشان‌دهندهٔ تبدیل الکترون‌های با اعداد کوانتومی اصلی ۱، ۲ و ۳ هستند.
[اقتباس از:Marmier and Sheldon,1969,p.332]

برای مشخص کردن این فرایند واپاشی و رقابت آن با گسیل پرتو γ، *ضریب تبدیل داخلی* α را با رابطهٔ زیر تعریف می‌کنیم:

$$\alpha = \frac{\text{تعداد واپاشی‌های تبدیل داخلی}}{\text{تعداد واپاشی‌های پرتو } \gamma} = \frac{\lambda_{IC}}{\lambda_\gamma}$$

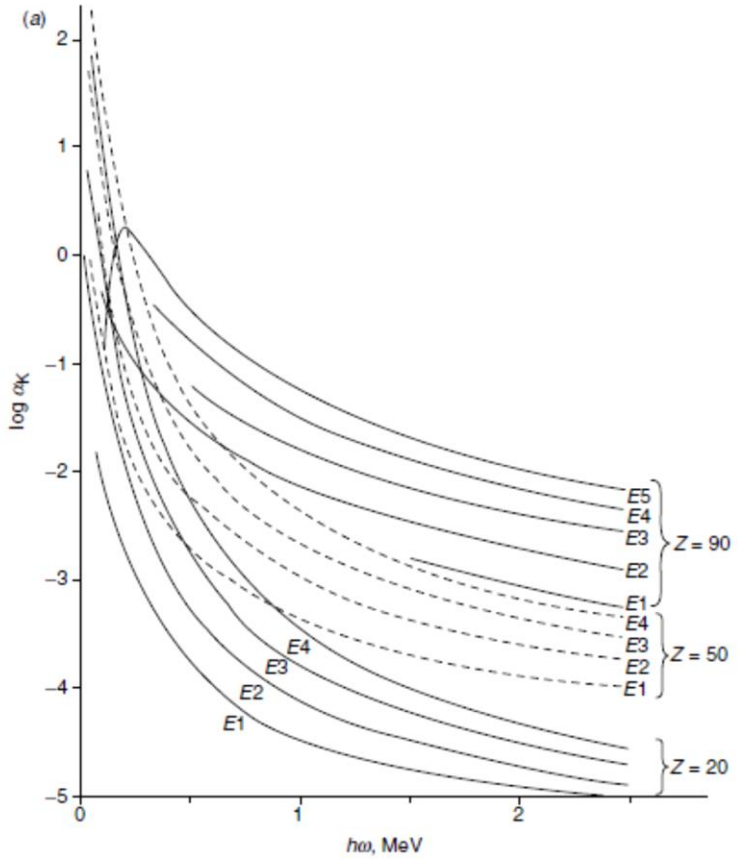
که در آن α می‌تواند مقادیر از صفر تا بی‌نهایت داشته باشد. علاوه بر این توجه کنید که

$$\lambda = \lambda_{IC} + \lambda_\gamma = \lambda_\gamma (1+\alpha)$$

می‌توان این نسبت ضریب تبدیل داخلی را فقط برای الکترون‌های پوستهٔ K، فقط برای الکترون‌های پوستهٔ M و غیره، به صورت α_K، α_M ... تعریف کرد. از آنجا که احتمال کل واپاشی باید برابر با حاصل جمع احتمالات واپاشی از طریق مسیرهای گوناگون باشد، خواهیم داشت:

$$\alpha_{\text{کل}} = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M$$

ضریب تبدیل داخلی عمدتاً بستگی به چگالی الکترون‌های اتمی در مرکز هسته دارد و از این رو با استفاده از اصول فیزیک اتمی می‌توان آن را محاسبه کرد. جداول و نوموگراف‌های بزرگی از ضریب تبدیل داخلی، مانند آنچه در شکل ۹-۶ نشان داده شده است وجود دارند.



شکل ۹-۶ . ضرایب محاسبه شدهٔ تبدیل داخلی برای الف) گذارهای الکتریکی ب) گذارهای مغناطیسی.
[اقتباس از: M.A. Preston, 1962, p.307]

فرمول‌های تقریبی و نه چندان دقیق ضرایب تبدیل داخلی عبارت‌اند از

$$\alpha(EL)=\frac{Z^{۳}}{n^{۳}}\left(\frac{L}{L+۱}\right)\left(\frac{e^{۲}}{۴\pi\varepsilon_{۰}\hbar c}\right)^{۴}\left(\frac{۲m_{e}c^{۲}}{E}\right)^{L+۵/۲}$$

$$\alpha(ML)=\frac{Z^{۳}}{n^{۳}}\left(\frac{e^{۲}}{۴\pi\varepsilon_{۰}\hbar c}\right)^{۴}\left(\frac{۲m_{e}c^{۲}}{E}\right)^{L+۳/۲}$$

که در آن Z عدد اتمیِ اتمی است که در آن تبدیل به وقوع می‌پیوندد، n عدد کوانتومی اصلی الکترون مقیدی است که بیرون انداخته می‌شود، و $e^{۲}/۴\pi\varepsilon_{۰}\hbar c$، ثابت ساختار ریز ۱/۱۳۷ است. توجه کنید که ضریب تبدیل داخلی α، به صورت $Z^{۳}$ افزایش می‌یابد و این باعث می‌شود که این فرایند برای هسته‌های سنگین اهمیت بیشتری داشته باشد. فاکتور آخر در معادلات وابستگی به انرژی و بس‌قطبیتی را می‌دهد، به این ترتیب که هرچه انرژی کمتر و مرتبهٔ قطبیت بالاتر باشد، تبدیل داخلی بیشتر است. نسبت $\alpha_{\mathrm{k}}/\alpha_{\mathrm{L}}$ به علت حضور فاکتور $n^{۳}$ تقریباً برابر ۸ است.

مسئلهٔ نمونه: با استفاده از مرجع استانداردی مثل *جدول ایزوتوپ‌ها*، ویرایش هشتم، سال ۱۹۹۶، ضرایب تبدیل داخلی را برای هر پوسته در گذار اولین حالت برانگیختهٔ (۲^{+}) $۰/۰۸۶۷۹\,keV$ هستهٔ $^{۱۶۰}\mathrm{Dy}$ به حالت پایه (۰^{+}) تعیین کنید. سپس آهنگ‌های واپاشی را برای تبدیل داخلی و برای گسیل پرتو γ حساب کنید.

حل: با استفاده از پیوست ج، صفحات ۳ و ۷ *جدول ایزوتوپ‌ها*، ویرایش هشتم، ۱۹۹۶، معلوم می‌شود که این گذار، E۲ است. با درونیابی یک نمودار به مقادیر زیر می‌رسیم:

$$\alpha_{K}\left(\mathrm{E}۲, Z\approx ۶۵, ۰/۰۹۰\,MeV\right)=۱/۵$$
$$\alpha_{L۱}\left(\mathrm{E}۲, Z\approx ۶۵, ۰/۰۹۰\,MeV\right)=۰/۱$$
$$\alpha_{L۲}\left(\mathrm{E}۲, Z\approx ۶۵, ۰/۰۹۰\,MeV\right)=۵/$$
$$\alpha_{L۳}\left(\mathrm{E}۲, Z\approx ۶۵, ۰/۰۹۰\,MeV\right)=۲/۵$$
$$\alpha=\alpha_{\mathrm{K}}+\alpha_{\mathrm{L1}}+\alpha_{\mathrm{L2}}+\alpha_{\mathrm{L3}}=۹/۱$$

$$\lambda = (\ln ۲)/۲/۰۲\times۱۰^{-۹} = ۳/۳۴\times۱۰^{۸}\ s^{-۱} = \lambda_{\gamma}(۱+\alpha)$$
$$\lambda_{\gamma} = \frac{۳/۳۴\times۱۰^{۸}\ s^{-۱}}{۱+\alpha} = ۳/۴\times۱۰^{۷}\ s^{-۱}$$
$$\lambda_{IC} = \lambda - \lambda_{\gamma} = ۳\times۱۰^{۸}\ s^{-۱}$$

توجه کنید که تبدیل داخلی تقریباً ۱۰ بار سریع‌تر از گسیل پرتو γ برای این گذار در این هسته رخ می‌دهد.

۹-۶. همبستگی‌های زاویه‌ای

یکی از ویژگی‌های استنتاج آهنگ گسیل پرتوهای γ که ما زیرکانه از آن گذشتیم، این است که توزیع زاویه‌ای تابش گسیل شده از یک تک-حالت باید همسانگرد باشد. همسانگردی از این حقیقت ناشی می‌شود که هسته‌ها به صورت کاتوره‌ای جهت می‌گیرند و فرایند بر روی کلیهٔ زیر حالت‌های مغناطیسی داخلی جمع بسته می‌شود و بنابراین شامل کلیهٔ توزیع‌های زاویه‌ای ممکن است. این حقیقت را با به کار بردن عنصر ماتریس کاهش یافته (دو - میله‌ای) به‌کار برده‌ایم. توزیع‌های زاویه‌ای نا همسانگرد تنها هنگامی می‌توانند مشاهده شوند که یک جهت یا سمتگیری هسته‌ایِ ترجیحی، پیش از گسیل فوتون تعیین شده باشد. چند تکنیک برای تعیین چنین سمت‌گیری‌های ترجیحی وجود دارند که بر مشاهدهٔ یک همبستگی زاویه‌ای با یک میدان مغناطیسی خارجی یا ذره یا فوتون دیگری که به صورت «رگبار» از همان هسته گسیل می‌شود، متکی هستند. همهٔ این تکنیک‌ها متکی بر جمعیت‌های نابرابر زیرحالت‌های مغناطیسی حالت هسته‌ای گسیلنده می‌باشند. دوتا از این تکنیک‌ها به‌طور طرح‌وار در شکل ۹-۷ نشان داده شده‌اند. کاربرد مهم دیگر همبستگی‌های زاویه‌ای، تعیین مرتبهٔ قطبش گذار الکترومغناطیسی است. ملاحظه کرده‌ایم که قواعد گزینش غالباً گستره‌ای از تغییرات ممکنِ اسپین را به دست می‌دهند و نیمه‌عمر حالت‌ها بستگی به عناصر ماتریس هسته‌ای و نیز بس‌قطبیتی گذار دارند. برای شناسایی قابل اطمینان مرتبهٔ قطبش، لازم است توزیع زاویه‌ای تابش را اندازه بگیریم؛ با این‌همه، به یک محور مرجع نیاز داریم.

ساده‌ترین تکنیک مفهومی مشاهدهٔ یک همسبتگی زاویه‌ای، اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای تابش از یک هستهٔ برانگیخته نسبت به یک میدان مغناطیسی خارجی اعمال شده است. زیر- حالت‌های مغناطیسیِ حالت‌های برانگیختهٔ هسته‌ای که دارای گشتاورهای زاویه‌ای، I، بزرگ‌تر از صفر هستند در تناسب با شدت میدان مغناطیسی خارجی $B_{\text{خارجی}}$، شکافته خواهند شد و میدان مغناطیسی

محور مرجع را تعیین می‌کند. همین شکافتگی زیر حالت‌هاست که اساس تکنیک‌های NMR و MRI را تشکیل می‌دهد. مشکلِ این تکنیکِ همسبتگی این است که شکافتگی (زیمان)[1] زیر- حالت‌های اسپینی هسته، ΔE_{m}، که با رابطهٔ خیلی سادهٔ

$$\Delta E_m = gIB_{ext}\mu_\circ$$

داده می‌شود خیلی کوچک است. در این عبارت g نسبت ژیرومغناطیسی یا فاکتـور g برای حالـت، و $\mu_\circ = e\hbar/2m_pc$ مگنتون هسته‌ای است. باید توجه داشت که این شکافتگی انرژی در مقایسه با انرژی یک گذار هسته‌ای بسیار کوچک است به‌طوری‌که نمی‌توان انتظار مشاهدهٔ مستقیم گذارهای مختلف انرژی با توزیع‌های زاویه‌ای گوناگون را داشت. در عوض، می‌توان جمعیت‌های نابرابر زیر- حالت را از طریق توزیع بولتزمنِ انرژی گرمایی وقتی نمونه تا دمایی سرد می‌شود که k_BT در مقایسه با شکافتگی انرژی کوچک است، به‌دست آورد. دمای نوعی برای حفظ سمت‌گیری هسته در یک میدان مغناطیسی خارجی از مرتبهٔ ۱۰ mK است. سرد کردن نمونه‌های کوچک تا چنین دماهای پایینی ممکن است، اما مستلزم تکنیک‌های ویژه‌ای همچون سردسازی رقّتیِ ^{3}He است.

مسئلهٔ نمونه: دمایی را تعیین کنید در آن k_BT برابر با شکافتگی تراز انرژی حالت شبه‌پایدار ^{123}Te در ۲۴۷/۶keV در یک میدان مغناطیسی خارجی ۴ تسلا (T) است.

حل: این حالت $I = \frac{11}{2}$، با گذار ITی (M4) به حالت پایهٔ $\frac{1}{2}$ با نیمه‌عمر ۱۹/۷روز واپاشی می‌کند. نسبت ژیرومغناطیسی، یا فاکتور g، برای این حالت ۰/۱۶۸۵ است:

$$\Delta E_m = gIB_{ext}\mu_N = k_BT$$

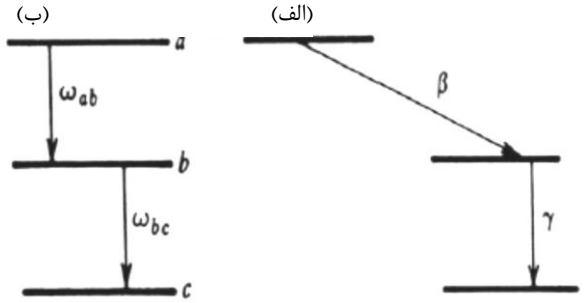
$$T = \frac{gIB_{ext}\mu_N}{k_B}$$

$$T = \frac{0/1685\left(\frac{11}{2}\right)(4/0T)\left(5/0504\times10^{-27}\ J/T\right)}{1/38066\times10^{-23}\ J/T}$$

$$T = 1/4\times10^{-3}\ K$$

[1] .Zeeman

یک روش بسیار متداول‌تر برای مشاهدهٔ همسبتگی‌های زاویه‌ای، متکی بر آشکارسازی راستای تابش از یک فرایند تغذیه کنندهٔ حالت برانگیخته و سپس مشاهدهٔ توزیع زاویه‌ای نسبت به آن راستاست. همانگونه که در شکل ۹-۷ نشان داده شده این فرایند می‌تواند یک گذار γ گسیل شده از یک حالت برانگیختهٔ بالاتر، یا ذرهٔ α یا β گسیل شده توسط یک هستهٔ مادر باشد. ذرهٔ اول محور مرجع را تعیین می‌کند، اما باید یک جمعیت نابرابر از زیر- حالت‌های مغناطیسی حالت میانی نیز معرفی کند تا گذار ثانوی یک توزیع زاویه‌ای ناهمسانگرد داشته باشد.



شکل ۹-۷. مثال‌های طرحوار دو تکنیک برای آماده‌سازی یک حالت هسته‌ای با جمعیت‌های نابرابر زیر- حالت‌های مغناطیسی داخلی: الف) همبسته سازی گسیل پیاپی دو پرتو γ و ب) همبسته سازی گسیل یک ذرهٔ β با یک پرتو γ متعاقب آن. [اقتباس از: de Shalit and Feshbach, 1974,p.693]

توزیع زاویه‌ای شدت تابش الکترومغناطیسی، با توابع تحلیلی خاصی که برحسب زاویهٔ θ نسبت به محور کوانتشِ Z، و عدد کوانتومی مغناطیسی m_I، به صورت $W(\theta, m_I)$ نوشته می‌شوند، بیان می‌گردد. نقوش بستگی به مرتبهٔ چندقطبی، دوقطبی، چارقطبی، و غیره دارند اما برای گذارهای الکتریکی و مغناطیسیِ هم‌مرتبه، یکسان‌اند. به عنوان مثال، توزیع‌های زاویه‌ای برای تابش دو قطبی عبارتند از:

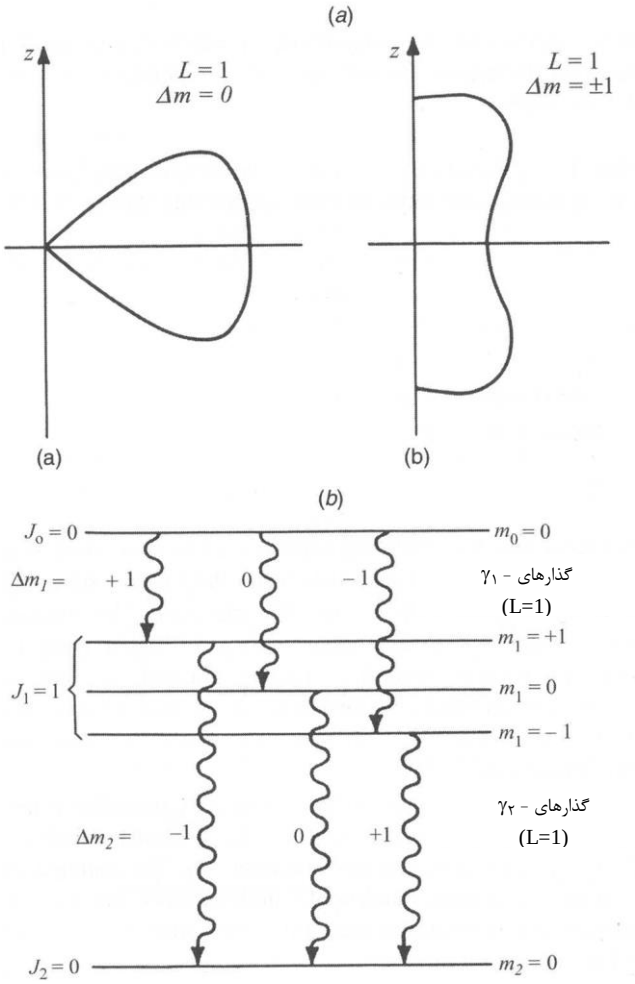
$$W_{\text{دوقطبی}}\left(\theta, m_I = ۰\right) = \frac{۳}{۸\pi}\sin^۲\theta$$

$$W_{\text{دوقطبی}}\left(\theta, m_I = +۱\right) = \frac{۳}{۱۶\pi}\left(۱+\cos^۲\theta\right)$$

$$W_{\text{دوقطبی}}\left(\theta, m_I = -۱\right) = \frac{۳}{۱۶\pi}\left(۱+\cos^۲\theta\right)$$

نمایشی طرح‌وار از این توزیع‌های زاویه‌ای در شکل ۹-۸ نشان داده شده است. ابتدا، باید توجه کرد که این توابع وابسته به فقط یک زاویه‌اند و لذا تقارن استوانه‌ای دارند. بنابراین، هیچ عدم تقارنی در تابش گسیل شده از سیستم‌های با فقط دو زیرحالت یعنی، $I=\frac{۱}{۲}$، $m_I=\pm\frac{۱}{۲}$ دیده نخواهد شد. همچنین توجه داشته باشید که شدت $m=۰$ برای تابش دو قطبی در امتداد محور Z دقیقاً صفر است زیرا تابع سینوس صفر می‌شود، در حالی که توزیع‌های $m=\pm۱$ دارای کمینه‌های ناصفر عمود بر محور Z هستند.

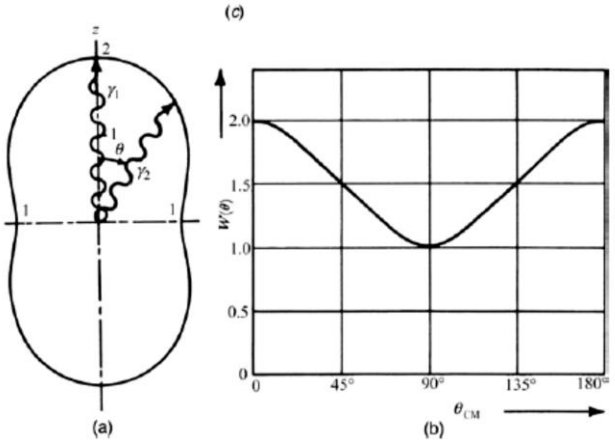
اکنون مورد خاص رگبار دو دوقطبی الکترومغناطیسی از حالت‌های هسته‌ای با $I_a=۰$ به $I_b=۱$ به $I_{gs}=۰$ را مورد بررسی قرار می‌دهیم. نمودار تراز انرژی در شکل ۹-۸ نشان داده شده است. نقش تابش فوتون ثانوی، شکل $(۱+\cos^۲\theta)$ را نسبت به راستای فوتون اولیهٔ این مورد خواهد داشت. این حقیقت که تابش همسانگرد نخواهد بود را می‌توان هم از نقطه نظر کلاسیک دید و هم مکانیک کوانتومی. این تعریف ساده که محور Z راستای این فوتون اولیه است، فوتون مشاهده شده را وامی‌دارد که دارای $m_I=\pm۱$ باشد زیرا در $\theta=۰$، $W(\theta,m_I=۰)=۰$ و چنین فوتونی در امتداد محور Z مشاهده نخواهد شد. گذار دو قطبی اول از $I_a=۰$ به $I_b=۱$ یک واحد گشتاور زاویه‌ای حمل خواهد کرد و گشتاور زاویه‌ای هستهٔ باقیمانده باید مساوی و مختلف‌الجهت با گشتاور فوتون باشد. لذا، برای پایستگی تکانه زاویه‌ای در گذار دوم فوتون بعدی نیز باید دارای $m_I=\mp۱$ باشد و توزیع $(۱+\cos^۲\theta)$ را نسبت به فوتون اولیه و محور Z دنبال کند. از نقطه نظر مکانیک کوانتومی بحث صرفاً بستگی به محاسبات اسپین دارد. تنها زیر-حالت‌های مغناطیسی مجاز برای حالت‌های اولیه و نهایی عبارت‌اند از $m_a=m_{gs}=۰$ (زیرا $I_a=I_{gs}=۰$). تنها مقدار مجاز برای بس‌قطبیتی هر دو فوتون، $l_۱=l_۲$، آن است که در رابطهٔ $|۰-۱|\le l\le(۰+۱)$ صدق کند. جفت‌شدگی تکانه زاویه‌ای فوتون با تکانه زاویه‌ای حالت اولیه برای آفرینش حالت میانی مستلزم این است که تنها زیر-حالت مغناطیسی مجازِ $I_b=۱$، $M_b=\pm۱$ باشد. لذا، هر دو فوتون باید دارای $m_I=\mp۱$ باشند و توزیع $(۱+\cos^۲\theta)$ را دنبال کنند.



شکل ۹-۸. نمودار طرح‌وار چگونگی رخداد همبستگی زاویه‌ای. طرح الف) توزیع زاویه‌ای تابش دوقطبی را برای $\Delta m = ۰$ و $\Delta m = \pm ۱$ نشان می‌دهد. طرح ب) زیرحالت‌های مغناطیسی حاصله از یک رگبار $\gamma_۱\gamma_۲$، از $J = ۰$ به $J = ۱$ به $J = ۰$ را نشان می‌دهد. هنگامی که $\gamma_۱$ محور Z را تعریف می‌کند، حالت $m_۱ = ۰$ دیگر نمی‌تواند تغذیه شود و فقط داریم $\Delta m_۱ = \pm ۱$ و $\Delta m_۲ = \mp ۱$، که موجب می‌گردد $\gamma_۲$ دارای توزیع همسانگردی نسبت به $\gamma_۱$ باشد که در طرح (پ) دیده می‌شود. [اقتباس از: Marmier and Sheldon,1969]

توزیع‌های زاویه‌ای برای رگبارهای پرتو γ محاسبه شده‌اند، اما هر مورد نیازمند محاسبات جبری زیاد و پیچیده‌ای است که در اینجا ارائه نخواهد شد. نتیجهٔ کلی این است که توزیع‌های زاویه‌ای را

می‌توان به صورت یک حاصل جمع چند جمله‌ای‌های لژاندر نوشت که بستگی به بس‌قطبیتی فوتون‌ها l_1، l_2 و اسپین حالت رابط دارد. معمولاً، توزیع‌های زاویه‌ای مشاهده شده را برحسب سری‌های توانی $\cos\theta$ تجزیه و تحلیل می‌کنند که بهنجارِ به $W(\theta=90^\circ)=1$ است.



ادامهٔ شکل ۹-۸.

بنابراین

$$W(\theta)=1+a_2\cos^2\theta+a_4\cos^4\theta+a_6\cos^6\theta+\ldots+a_{2L}\cos^{2L}\theta$$

که در آن ضرایب a_2، a_4 و غیره با داده‌ها برازش می‌شوند و می‌توان آنها را با مقادیر پیش‌بینی شده به ازای مقادیر مفروض I_a، I_b، I_c، l_1 و l_2 مقایسه کرد. تعداد نقوش تابش یا توزیع‌های زاویه‌ای، ممکن است با این پنج متغیر خیلی زیاد به نظر برسند، ولی قواعد معینی وجود دارند که وضعیت را ساده می‌کنند. بالاترین توان زوج تابع کسینوس، $2L$، با کوچک‌ترین مقدار $2I_b$، $2l_1$ و $2l_2$ تعیین می‌شود و اگر کوچک‌ترینِ این مقادیر عدد فردی باشد یک واحد کمتر از کوچک‌ترین مقدار خواهد بود. به عنوان مثال، هنگامی‌که $I_b=0$ یا $\frac{1}{2}$ باشد، در آن صورت $2L=0$ و $W(\theta)=1$؛ هنگامی که $I_b=1$ است، $2L=2$ و $W(\theta)=(1+a_2\cos^2\theta)$. ضرایب نظری برای چند نوع از گذارهای دوقطبی خالص و چارقطبی خالص در جدول ۹-۳ داده شده‌اند.

جدول ۹-۳. ضرایب همبستگی زاویه‌ای برای برخی رگبارهای γ-γ با بس‌قطبیت‌های خالص.

$I_a(l_1);I_b(l_2);I_C$	a_2	a_4
۰(۱);۱(۱);۰	۱	0
۱(۱);۱(۱);۰	$-\frac{۱}{۳}$	0
۱(۲);۱(۱);۰	$-\frac{۱}{۳}$	۰
۲(۱);۱(۱);۰	$\frac{۱}{۱۳}$	۰
۳(۲);۱(۱);۰	$-\frac{۳}{۲۹}$	۰
۰(۲);۲(۲);۰	-۳	۴
۱(۲);۲(۲);۰	$-\frac{۱}{۳}$	۰
۲(۲);۲(۲);۰	$\frac{۳}{۷}$	۰
۲(۲);۲(۲);۰	$-\frac{۱۵}{۱۳}$	$-\frac{۱۶}{۳۳}$
۳(۲);۲(۲);۰	$-\frac{۳}{۲۹}$	۰
۴(۲);۲(۲);۰	$\frac{۱}{۸}$	$\frac{۱}{۲۴}$

تکنیک سوم برای تعیین یک محور مرجع برای همسبتگی زاویه‌ای می‌تواند بر واکنش‌های هسته‌ای و هنگامی که راستای یک ذرهٔ دخیل در واکنش آشکار می‌شود، اعمال گردد. این راستا یک محور مرجع به دست می‌دهد که می‌تواند با محور تکانه زاویه‌ای مرتبط باشد، اما هر واکنش هسته‌ای ویژگی‌ها و قیدهای خاص خود را دارد. مثلاً، راستای یک ذرهٔ α را که توسط یک فرایند واپاشی گسیل می‌شود و یک حالت برانگیخته را تغذیه می‌کند می‌توان مطابق شکل ۹-۷ آشکارسازی کرد، ولی، همانگونه که در فصل ۷ مورد بحث قرار گرفت، انرژی‌شناختِ واپاشی αزا چنان است که واپاشی به حالت‌های برانگیخته یا واپاشی‌های با گشتاورهای زاویه‌ای مداری بزرگ بازداشته می‌شوند. واکنش‌های هسته‌ای می‌توانند هسته‌هایی با گشتاورهای زاویه‌ای مداری بزرگ با توزیع‌های شاخص تولید کنند. حرکت مرکز جرم، مرجع خوبی به دست می‌دهد که منطبق با

راستای باریکهٔ اولیه در موردِ متداولِ سیستم آزمایشگاهیِ با هدفِ ساکن است. در واکنش‌های هسته‌ای مرکب، بردار تکانه زاویه‌ای باید در صفحه‌ی عمود بر جهت باریکه قرار بگیرد. در واکنش‌های پراکندگی دو – جسمی، بردار تکانه زاویه‌ای محدودیت بیشتری دارد و باید عمود بر صفحهٔ شامل باریکه (یا بردار مرکز جرم) و دو ذرهٔ حاصل باشد. آثار تکانه زاویه‌ای بر واکنش‌های هسته‌ای را در فصل ۱۰، بیشتر مورد بحث قرار خواهیم داد.

تا اینجا تکنیک‌هایی را برای تعیین بس‌قطبیتی یک گذار از طریق توزیع زاویه‌ای آن بیان کرده‌ایم. اما ابهام در مورد پاریتهٔ موج الکترومغناطیسی، یعنی، اینکه آیا با گذار الکتریکی در هسته تولید شده است یا مغناطیسی، هنوز باقی است. پاریتهٔ تابش، متناظر است با صفحهٔ قطبش تابش الکترومغناطیسی. قطبش موج را می‌توان با اطلاع از جهتِ صفحهٔ بردار الکتریکی فوتون‌ها نسبت به صفحهٔ شامل دو فوتونِ همفرود تعیین کرد. جهت الکترون گسیل شده در فرایند پراکندگی کامپتون، به جهت بردار الکتریکی فوتون ورودی حساس است و برای تعیین پاریتهٔ گذارهای الکترومغناطیسی به‌کار رفته است. تعداد و نوع الکترون‌های تبدیل داخلی گسیل شده در واپاشی نیز به طبیعت الکتریکی یا مغناطیسی تابش حساس هستند. اندازه‌گیری‌های ضرایب تبدیل داخلی برای تعیین نوع تابش به‌کار می‌روند.

۹-۷. اثر موسباؤر

شاید تصور شود که روند گسیل پرتوِ γ از یک حالت برانگیختهٔ هسته به حالت پایه را بتوان با قرار دادن یک هستهٔ نابرانگیخته در یک «حمام تابشی» دارای انرژی کافی، معکوس کرد. مشکل بزرگ در عملی ساختن چنین جذبی انرژی زیاد همراه با گذارهای هسته‌ای (MeV)، در مقایسه با انرژی‌های گرمایی دسترس‌پذیر (زمینی) (10^{-6} MeV) است. این فرایند معکوس در دو وضعیت می‌تواند رخ بدهد: **الف)** در واکنش‌های هسته‌ای موسوم به برانگیختگی کولنی که هنگامی رخ می‌دهند که یون‌های سنگین از فواصل خیلی نزدیک به هسته‌های هدف بزرگ بگذرند (فصل ۱۰) و **ب)** هنگامی که جذبِ تشدیدی یک پرتوِ γ گسیل شده از واانگیختگی هستهٔ همسان دیگری وجود داشته باشد. فرایند اخیر، اثر موسباؤر نامیده می‌شود و وقوع آن مستلزم شرایط خاصی است. انرژی‌های حالت‌های هسته‌ای بسیار دقیق‌اند بگونه‌ای که جذب تشدیدی یا جور شدن انرژی خیلی به محیط شیمیایی هسته حساس است. همانگونه که خواهیم دید، هسته‌های نسبتاً معدودی وجود دارند که برای مطالعات موسباؤر مناسب‌اند، زیرا نیمه‌عمری که فعالیت ویژهٔ بالایی را با یک تناوب مفیدِ منطقی محقق کند و داشتنِ یک تک-گذار پرتوِ γ توسط هستهٔ جاذب از الزامات مسئله است

و این هسته باید ایزوتوپِ پایدار یک عنصر شیمیایی مهم عملیاتی نیز باشد. مثال‌های مهم عبارت‌اند از: ^{57}Fe، ^{191}Ir و ^{198}Hg.

اولین هسته‌ای که جذب تشدیدی فوتون‌ها در آن مشاهده شد ^{191}Ir بود. حالت‌های برانگیختهٔ این هسته، با واپاشی گیراندازی الکترون در ^{191}Pt ایجاد می‌شوند، که یکی از آنها با گذار ایزومریِ M۱، با انرژی ۱۲۹/۴۳ keV به حالت پایه وامی‌پاشد. حالا می‌توانیم بپرسیم که چنانچه پرتوهای γ از یک چشمهٔ پرتوزای ^{191}Pt را بر توده‌ای از هسته‌های پایدار ^{191}Ir بتابانیم چه رخ می‌دهد؟ می‌توان یک ورقه ایریدیم را به‌کار برد زیرا این عنصر تنها دارای دو ایزوتوپ پایدار ۱۹۱(۳۷/۳ درصد) و ۱۹۳ (۷۲/۷ درصد) است. بدون وسواس، جواب این است که تعداد خیلی کمی فوتون توسط هسته‌های ^{191}Ir جذب خواهند شد! مشکل از این حقیقت ناشی می‌شود که برای جذب شدن، پرتوِ γ باید انرژیش دقیقاً با انرژی گذار یکی باشد. به یاد داشته باشید که مکانیک کوانتومی حکم می‌کند که جذب پرتو γ، هسته را از حالت پایهٔ آن به یک حالت برانگیختهٔ خاص که دارای انرژی دقیقی است ببرد. یک تک-هسته نمی‌تواند یک مقدار تصادفی انرژی جذب کند. چند عامل مهم، انرژی فوتون گسیل شده را تغییر می‌دهند، اما پرسش اول این است که با چه دقتی باید انرژی حالت را جفت و جور کنیم تا جذب صورت بگیرد؟ این، بستگی به پهنای طبیعی حالت دارد.

نیمه‌عمر تجربی حالتِ مورد نظر ۸۹/۴ ps است، که متناظر با پهنای انرژی Γ، یا ΔE، ناشی از اصل عدم قطعیت هایزنبرگ است:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \hbar\lambda = \hbar \times \frac{\ln ۲}{t_{۱/۲}} = \frac{۴/۶ \times ۱۰^{-۱۶}\ eV - s}{t_{۱/۲}(s)}$$

که در آن τ عمر متوسط یا وارونِ ثابت واپاشی، $\lambda = \frac{\ln ۲}{t_{۱/۲}}$ است. در این مورد، پهنای انرژی حالت برانگیخته، فقط مقدار خیلی ناچیز $۵/۱ \times ۱۰^{-۶}$eV، یعنی، ۲×۱۰^{-۱۰} بار کمتر از انرژی حالت است. چنین پهناهای باریکی شاخصهٔ عمومی حالت‌های برانگیختهٔ هسته‌ای‌اند که با گسیل پرتو γ وامی‌پاشند. از این رو، جورساختن انرژی فوتون و حالت هسته‌ای برای وقوع قابل توجه جذب باید دقتی باور نکردنی داشته باشد.

پهنای خط هر گذار تجربی با حرکت گرمایی تصادفی هسته‌هایی که فوتون گسیل می‌کنند، پهن‌تر می‌شود. یعنی، انرژی‌های فوتون‌هایی که در جهت حرکت گرمایی اتم گسیل می‌شوند اندکی بالاتر از میانگین و بالعکس، انرژی‌های فوتون‌هایی که در خلاف جهت حرکت گرمایی اتم گسیل می‌شوند

اندکی پایین‌تر است. مقدار انرژی فوتون گسیل شده از یک چشمهٔ در حال حرکت به صورت زیر تغییر می‌کند:

$$E'_{\gamma} = E_{\gamma_0}\left(1 \pm \beta_x\right)$$

که در آن E_{γ_0} انرژی گذار و $\beta_x = v_x / c$ نسبت آشنای سرعت در امتداد راستای فوتون به سرعت نور است. به عنوان حد بالا، با استفاده از نظریهٔ جنبشی گازها و توزیع سرعتِ ماکسول – بولتزمن می‌توان پهنای توزیع سرعت را برای هسته‌های آهن گازی تخمین زد. (حرکت اتم‌ها در مایعات و ارتعاشات اتم‌ها در جامدات، کوچک‌تر اما ناصفرند). توزیع احتمال (گرمایی) بولتزمن برای انرژی جنبشی یک اتم، $P(\mathrm{KE})$، همیشه یک تابع نمایی نزولی است $P(\mathrm{KE}) \approx e^{-mv^2/2k_BT}$ و برای انرژی جنبشی کل و انرژی جنبشی در امتداد یک محور مختصات یک گاز متعارف محبوس در یک محفظهٔ بسته به‌کار می‌رود. با به دست آوردن v_x از عبارت دوپلر برحسب E'_{γ} خواهیم داشت:

$$v_x = c\left[1 \mp \left(E'_{\gamma}/E_{\gamma_0}\right)\right]$$

و با قرار دادن در احتمال بولتزمن خواهیم داشت

$$P\left(E'_{\gamma}\right) \propto e^{-mc^2\left(1 \mp E'_{\gamma}/E_{\gamma_0}\right)^2 / 2k_BT}$$

با انتخاب یک علامت برای جهت و انجام عمل ضرب و جمع‌آوری ثابت‌ها ملاحظه می‌کنیم که:

$$P\left(E'_{\gamma}\right) \propto e^{-mc^2 E'^2_{\gamma} / \left(2E^2_{\gamma_0} k_BT\right)}$$

این عبارت نشان می‌دهد که توزیع انرژی‌های پرتوِ γ گسیل شده، یک توزیع گاؤسی با واریانس تقریبیِ

$$\sigma^2 \approx E^2_{\gamma_0} k_B T \,/\, mc^2$$

را دنبال می‌کند. در مثال حاضر، واپاشی $^{191}\mathrm{Ir}$ در دمای اتاق، k_BT =۰/۰۲۵eV، E_{γ_0} =۰/۱۲۹۴MeV و mc^2 =۱۹۱×۹۳۱/۵ MeV، که در ترکیب با هم منجر به $\sigma \simeq 7\times10^{-2}$ eV می‌شوند، که اگر چه

کوچک و یک حد بالا برای اتم‌های گازی است، اما باز هم شش مرتبهٔ بزرگی بزرگ‌تر از پهنای خط طبیعی حالت مورد نظر است. بنابراین، واقعاً خیلی به ندرت می‌توان پهنای خط طبیعی یک حالتِ گسیلندهٔ پرتو γ را به طور تجربی دید. این پهن‌شدگی به نفعِ فرایند جذب فوتون است، زیرا باعث می‌شود حرکت گرمایی به جور ساختن انرژی کل سیستم هسته در داخل اتم با انرژی فوتون کمک کند.

علاوه بر این، همانگونه که پیش از این بحث کرده‌ایم گسیل فوتون باعث پس‌زنی هسته می‌شود تا تکانه پایسته بماند. انرژی فوتون به اندازهٔ $T_r = E_\gamma^2 / (2mc^2)$ کمتر از انرژی گذار هسته‌ای است. توجه داشته باشید که برای پایستگی انرژی و تکانه در فرایند معکوس جذب پرتو γ، هستهٔ در ابتدا ساکن پس از جذب فوتون با همان مقدار انرژی پس زده می‌شود. در مثال حاضر $^{191}I_r$، انرژی پس‌زنی برابر $T_r = 4/7 \times 10^{-2}\,eV$ است و از نظر اندازه، هم‌مرتبه با انتقال دوپلر گرمایی برای یک گاز است. احتمالاً می‌توان انتظار داشت که اتم‌های پلاتین پرتوزا در یک شبکه‌ی فلزی قرار داشته باشند و لذا حرکت آنها متناظر خواهد بود با حرکت ارتعاشی شبکه و در نتیجه چیزی کمتر از ارتعاش در یک گاز. توزیع‌های نسبیِ انرژیِ قابل انتظار برای فوتون‌های گسیل یافته و جذب شده، با استفاده از تخمین پهناهای گرمایی، در شکل ۹-۹ نشان داده شده‌اند. توجه کنید که انرژی پس‌زنی قله‌ها را از هم دور می‌کند، و پهنای گرمایی فقط یک هم‌پوشانی جزئی ایجاد می‌کند. این، فوتون‌های ناحیهٔ هم‌پوشانی هستند که دارای انرژی مناسب برای جذب می‌باشند؛ البته آنها باید با یک هسته مواجه بشوند تا واقعاً جذب گردند.

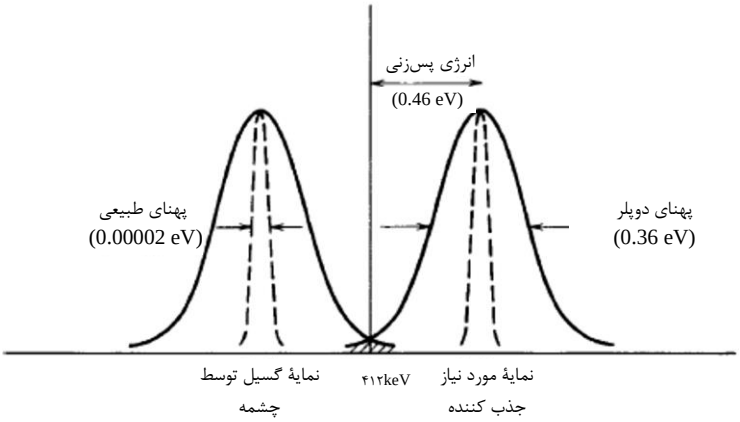
خارج از تصور نیست که بتوان سامانه‌ای ساخت که به‌طور فیزیکی چشمهٔ تابش را به سوی هسته‌های جاذب با سرعت کافی براند تا انتقال دوپلر، اختلاف انرژی را جبران کند. با محدود کردن حرکت در جهت نزدیک شدن، می‌توان عبارت بالا را برای به دست آوردن سرعت برحسب انتقال دوپلر مرتب کرد:

$$\Delta E = \left(E'_\gamma - E_{\gamma 0}\right) = E_{\gamma 0}\left(\frac{v_x}{c}\right)$$

سرعت لازم برای یک انتقال دوپلرِ متناظر با دو برابر انرژی پس‌زنی عبارت است از

$$\Delta E = 2T_r = \frac{2E_{\gamma 0}^2}{2mc^2} = E_{\gamma 0}\left(\frac{v_x}{c}\right)$$

$$\frac{v_x}{c} = \frac{E_{\gamma 0}}{mc^2}$$



شکل ۹-۹. نمایش طرح‌وار موقعیت و پهناهای تابش گسیل و جذب شدهٔ متناظر با گذار keV-۴۱۲ در ^{198}Hg.
[اقتباس از: Krane, 1988, p. 364]

در مورد مثالِ ^{198}Hg، $\beta_x = ۲/۲\times۱۰^{-۶}$ یا $v_x = ۶۷۰ m/s$ که متناظر با انرژی جنبشی ۰/۹۲eV است. اندازهٔ این اختلاف در شکل ۹-۹ قابل رؤیت است زیرا فاصلهٔ بین دو قله تقریباً دو برابر پهنای گرمایی است. رسیدن به چنین سرعت بالایی با هر چشمهٔ ماکروسکوپیکی یعنی فیزیکی مشکل است.

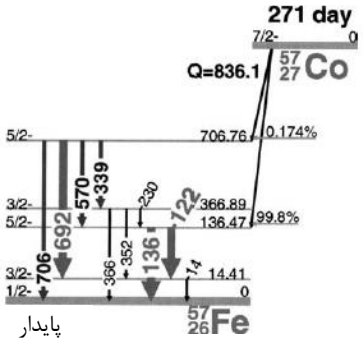
اثر موسباؤر، متکی بر یک تکنیک کاملاً متفاوت برای غلبه بر ناهمخوانی دو برابر انرژی پس‌زنی بین گسیل هسته‌ای و جذب هسته‌ای است. دقت کنید که انرژی‌های پس‌زنی محاسبه شده توسط ما کسرهای کوچکی از ۱ الکترون ولت بر اتم هستند. شاید به خاطر داشته باشید که پیوندهای شیمیایی دارای انرژی‌هایی در حد الکترون ولت بر پیوند هستند و از جهاتی قوی‌تر از اثر پس‌زنی‌اند. موسباؤر نشان داد که گسیل/ جذب تشدیدی فوتون‌ها را می‌توان با متصل کردن اتم‌های گسیلنده و اتم‌های جذب کننده به شبکه‌های بلوری تا حد زیادی تقویت کرد. در عمل گسیلنده حاصل واپاشیِ بتاییِ یک نوکلیدِ مادر است که از نظر شیمیایی با جاذب متفاوت است؛ بنابراین، دو بلور جداگانه به‌کار می‌روند. به دلیل پیوندهای شیمیایی یا انرژی شبکهٔ بلور، اتمی که فوتون را جذب می‌کند «درجا» نگهداری می‌شود، و تمام شبکهٔ ماکروسکوپیکی «پس می‌زند» تا تکانه را پایسته بدارد. جرم تمام شبکه باید برای محاسبهٔ سرعت پس‌زنی به‌کار رود، اما این جرم به اندازهٔ عدد بزرگ‌تر از یک اتم است، از این رو عملاً پس‌زنی ای وجود ندارد. برای مثال، اختلاف احساستان را بین دو حالتی در نظر بگیرید که یکبار با چوب بیسبال ضربه‌ای به یک تکه سنگ وارد می‌کنید و بار دیگر همان ضربه را به همان سنگ وقتی‌که بخشی از یک دیوار سیمانیِ یک

ساختمان بتنی است. اختلاف واقعی در مورد اتمی، چند مرتبهٔ بزرگی بیشتر است. بنابراین، با اتم‌های متصل به شبکهٔ بلوری، حرکت دوپلری محدود به حرکت ارتعاشی اتم‌ها ست و پهنای خط اساساً به پهنای طبیعی حالت اُفت می‌کند. در این مورد، انرژی فوتون گسیل شده و انرژی جذب شده در برانگیزش هسته روی‌هم می‌اُفتند. آزمایش موسباؤر به این منظور است که هم‌پوشانی بین انرژی‌های فوتونی را با جابه جا کردن یک شبکه بلوری نسبت به دیگری از بین ببرد. سرعت نسبی در مقیاس cm/sاست، که البته بسیار کمتر از آن است که برای جبران پس‌زنی هسته لازم می‌باشد. لذا تشدید به عنوان یک جذب ترجیحی به صورت تابعی از سرعت نسبی بین گسیلنده و جاذب دیده می‌شود.

توجه کنید که اثر موسباؤر به انرژی حالت هسته بسیار حساس است؛ تغییرات از مرتبهٔ $10^{-6}eV$ به راحتی آشکارسازی می‌شوند. این سطحی از انرژی است که مدارهای اتمی می‌توانند حالت‌های هسته‌ای را از طریق نفوذ چگالی الکترون به داخل هسته، جابه‌جا کنند. با تقریب اول، می‌توان تصور کرد که برهم‌کنش تابع موج الکترون با هسته بستگی به اندازه یعنی شعاع تابع موج هسته دارد. تابع موج هسته برای حالت برانگیخته (اندکی) متفاوت خواهد بود و در نتیجه، نفوذ الکترون‌ها به داخل هستهٔ برانگیخته اندکی متفاوت خواهد بود. پس، انرژی‌گذار ، هرچند به مقداری بسیار اندک از گذار هسته‌ای خالص که در یک هستهٔ عریان (بدون الکترون) می‌توانست رخ بدهد متفاوت خواهد بود. وقتی حالت یا محیط شیمیایی جاذب و گسیلنده یکسان باشند، گذار در یک انرژی معین اما متفاوت رخ خواهد داد، اما کسی نمی‌تواند اندازه‌گیری گذار هسته‌ای خالص (بدون الکترون‌ها) را اجرا کند. بالاخره، وقتی محیط شیمیایی گسیلنده و جاذب متفاوت‌اند، گذار در انرژی جدیدی رخ خواهد داد. انتقال انرژی تشدید بین محیط‌های همسان و محیط‌های متفاوت در تشابه با NMR، انتقال شیمیایی نامیده می‌شود. در عمل، انتقال شیمیایی در خطوط تشدید موسباؤر ابزاری است برای کاویدن محیط شیمیایی کلی هسته‌های جذب کننده.

نوکلیدی که به علت گذارهای هسته‌ای خیلی انرژی-پایین، بیشترین کاربرد را در مطالعات موسباؤر داشته است ^{57}Fe است. حالت‌های برانگیختهٔ پایین ^{57}Fe را که در شکل ۹-۱۰ نشان داده شده‌اند در نظر بگیرید. اولین حالت برانگیخته در ^{57}Fe فقط ۱۴/۴۱۲۵ keV انرژی دارد و با نیمه‌عمر ۹۸ ns به حالت پایه وامی‌پاشد. همانگونه که در شکل ۹-۱۰ نشان داده شده است، واپاشی بتایی هستهٔ مادر، ^{57}Co، این حالت برانگیختهٔ هستهٔ دختر را تغذیه می‌کند از این رو، در واقع یک چشمه قوی γ انرژی- پایین داریم. همانگونه که در محاسبات مثال نشان داده شده است، انرژی این گذار چنان پایین است که انرژی پس‌زنی نیز کاملاً پایین و در حد انرژی گرمایی است. پس، مطالعات می‌توانند با چشمهٔ متصل به یک شبکهٔ بلوری صورت بگیرند، ولی جاذب می‌تواند در محلول باشد.

طرح‌وار واپاشی ^{۵۷}Co (۲۷۱ روز)



شکل ۹-۱۰. نمودار تراز انرژی دو عضو زنجیر جرمی $A = ۵۷$. ^{۵۷}Co به حالت برانگیختهٔ ^{۵۷}Fe وامی‌پاشد، که منجر می‌شود به گذار M۱ از حالت $\frac{۳}{۲}^-$ در ۱۴/۴۱keV به حالت پایه $\frac{۱}{۲}^-$.

مسئلهٔ نمونه: پهنای طبیعی حالت ۱۴/۴keV در ^{۵۷}Fe را با فرض $t_{۱/۲} = ۹۸ ns$ حساب کنید. سپس سرعت شبکهٔ چشمهٔ متناظر با دو برابر پهنای طبیعی و خارج از اثر تشدید موسباؤر را محاسبه کنید:

حل:

$$\Delta E = \Gamma = \hbar/\tau = \hbar\left[\ln(۲)/t_{۱/۲}\right]$$

$$\Delta E = \Gamma = \frac{۴/۱۳۵\times۱۰^{-۱۵}\ eV-s}{۲\pi}\frac{\ln(۲)}{۹۸\times۱۰^{-۹}\ s}$$

$$\Delta E = \Gamma = ۴/۶۵\times۱۰^{-۹}\ eV$$

سرعتی که می‌تواند متناظر با دو برابر این انرژی باشد از عبارت غیر نسبیتی انرژی جنبشی به دست می‌آید:

$$KE = \frac{۱}{۲}mv_x^۲ = ۲\Gamma$$

$$\frac{v_x}{c} = \sqrt{\frac{۴\Gamma}{mc^۲}} = \sqrt{\frac{۴\times۴/۵۶\times۱۰^{-۹}\ eV}{۵۷\times۹۳۱/۵\times۱۰^{۶}\ eV}}$$

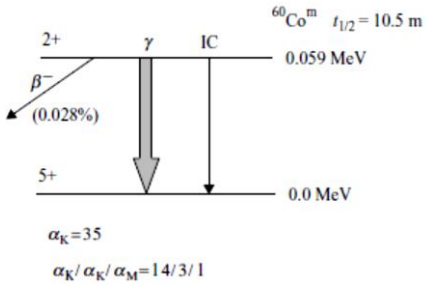
$$\frac{v_x}{c} = ۵/۹۲\times۱۰^{-۱۰} \Rightarrow v_x = ۰/۱۷۸\ m/s$$

مسائل

۱. ^{۱۹۵}Pt دارای اسپین-پاریتهٔ حالت پایهٔ $\frac{۱}{۲}^-$، با حالت‌های برانگیختهٔ ۰/۰۲۹MeV $(\frac{۳}{۲}^-)$ و ۰/۱۳۰MeV $(\frac{۵}{۲}^-)$ می‌باشد. آیا تراز $\frac{۵}{۲}$ عمدتاً به تراز $\frac{۵}{۲}^-$ وامی‌پاشد یا به تراز $\frac{۱}{۲}^-$؟ چرا؟ مرتبهٔ بس-قطبی گذار چیست؟

۲. حالت ایزومری $\frac{۱}{۲}^-$ در ^{۹۵}Nb با یک گذار M۴ به حالت پایهٔ $\frac{۹}{۲}^+$ وامی‌پاشد. نیمه‌عمر حالت ایزومری ۹۰ ساعت است در حالی که نیمه‌عمر حالت پایه ۳۵ روز است ($\alpha_{کل}$ = ۴/۵). نیمه‌عمر جزئی واپاشی گامایی حالت ایزومری را حساب کنید.

۳. طرح‌وارهای واپاشی زیر را برای ^{۶۰}Co و $^{۶۰}Co^m$ در نظر بگیرید:



الف) محتمل‌ترین بس‌قطبیتی را برای واپاشی گامایی $^{۶۰}Co^m$ رده‌بندی کنید.

ب) ثابت‌های واپاشی نسبی را برای واپاشی βزا، تبدیل داخلی و پرتو γ محاسبه کنید.

پ) پهنای $^{۶۰}Co^m$ را برحسب eV حساب کنید.

۴. ^{۵۲}Mn دارای یک حالت برانگیخته در ۰/۳۷۷MeV بالاتر از حالت پایه است. این حالت برانگیخته با نیمه‌عمر ۲۱/۱ دقیقه به حالت پایه واپاشی می‌کند. مقادیر $J\pi$ حالت برانگیختهٔ اولیه و حالت پایه، به ترتیب، عبارتند از ۲^+ و ۶^+. الف) پایین‌ترین مرتبهٔ بس‌قطبیتی که می‌تواند درگذار شرکت داشته باشد چیست؟ ثابت واپاشی را محاسبه و با مقدار تجربی مقایسه کنید. ب) فرض کنید بخواهیم بدانیم آیا در حالت اولیه، گشتاور زاویه‌ای غیر از ۲ شرکت داشته است یا نه. با استفاده از نیمه‌عمر

و انرژی گذار تجربی، حد بالای تقریبی یک مؤلفهٔ ۱ = J متعلق به حالت اولیه را تعیین کنید. فرض کنید پاریته پایسته است.

۵. ^{۱۰}B را در نظر بگیرید. حالت پایه دارای $J\pi = ۳^+$ است و حالت‌های برانگیخته به ترتیب افزایش انرژی برانگیختگی عبارتند از ۱^+، ۰^+، ۱^+، ۲^+، ۳^+، ۲^-، ۲^+ و ...

الف) توضیح دهید چرا ^{۱۰}B علیرغم فرد- فرد بودن پایدار است.

ب) حالت برانگیختهٔ اول در ۰/۷۲MeV و حالت برانگیختهٔ دوم در ۱/۷۴MeV است. انرژی‌ها، بس‌قطبیتی‌ها و شدت‌های نسبی پرتوهای γ که در واانگیختگی حالت برانگیختهٔ دوم گسیل می‌شوند، کدام‌اند؟

۶. یک ایزومر ۶۴ روزی یک هستهٔ با Z زوج و A فردِ حدود ۹۰، در ۱۰۵keV بالای حالت پایه رخ می‌دهد. حالت ایزومری با ۱۰ درصد EC و ۹۰ درصد IT واپاشی می‌کند. چنانچه ضریب تبدیل داخلی α =۵۰ باشد، طول عمر گامایی و محتمل‌ترین بس‌قطبیتی گذار ایزومری چیست؟ چنانچه این یک گذار مغناطیسی، و حالت ایزومری دارای $J\pi = \frac{۱}{۲}^-$ باشد، $J\pi$ حالت پایه چیست؟

۷. ^{۵۱}V دارای اسپین-پاریتهٔ حالت پایهٔ $\frac{۷}{۲}^-$ با حالت‌های برانگیختهٔ ۰/۳۱۹۸MeV ($\frac{۵}{۲}^-$)و ۰/۹۳۰MeV ($\frac{۳}{۲}^-$)می‌باشد. انرژی و بس‌قطبیتی پرتو γ اصلی که هر حالت برانگیخته را واانگیخته می‌سازد چیست؟

۸. حالت پایهٔ ^{۶۱}Ni دارای $J\pi = \frac{۳}{۲}^-$ است. ^{۶۱}Co (با نیمه‌عمر ۱/۶۵ ساعت) با گسیل β^- با E_{max}=۱/۲۴MeV به حالت برانگیختهٔ ۰/۰۶۷MeV در ^{۶۱}Ni واپاشی می‌کند. گذار۰/۰۶۷MeV دارای $\alpha_K = ۰/۸۰$ و $\alpha_K / \alpha_L = ۸$است. نسبت انشعاب برای گذار از ^{۶۱}Co به حالت پایهٔ ^{۶۱}Ni برابر $۱۰^{-۶}$ می‌باشد. $J\pi$ برای حالت پایهٔ ^{۶۱}Co و اولین حالت برانگیختهٔ (۰/۰۶۷MeV) در ^{۶۱}Ni چیست؟

مراجع

Condon. E.U. and H. Odishaw. *Handbook of physics*, 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 1967.
de Shalit, A. and H. Feshbach. *Theoretical Nuclear Physics*, Vol. l.
Wiley. New York, 1974.
Evans, R. D. *the Atomic Nucleus*, McGraw-Hill, New York, 1955.
Krane, K. S. *Introductory Nuclear Physics*, Willey, New York, 1988.
Marmier, P. and E. Sheldon. *Physics of Nuclei and Particles*, Vol. 1, Academic, New York, 1969.
Preston, M .A. *Physics of Nucleus*, Addison-Wesley, Reading, MA, 1962.

کتاب شناسی

Bohr, A. and B. Mottelson. *Nuclear Structure*, Vol. 1, Benjamin, New York, 1969.
Wong, S. S. M. *Introductory Nuclear Physics*, 2nd ed.,Wiley, New York, 1998.

فصل ۱۰

واکنش‌های هسته‌ای

۱۰-۱. مقدمه

مطالعهٔ واکنش‌های هسته‌ای از چند نظر حایز اهمیت است. پیشرفت در فهم واکنش‌های هسته‌ای با سرعت بیشتری رخ داده است و نوعاً در مقایسه با مطالعات واکنش‌های شیمیایی مشابه، دستیابی به سطوح بالاتری از پیچیدگی حاصل شده است. رهیافت‌های به‌کار رفته برای فهم واکنش‌های هسته‌ای، برای هر شیمیدانی که بخواهد بینشی عمیق‌تر نسبت به واکنش‌های هسته‌ای داشته باشد، ارزشمند است. برخی واکنش‌های هسته‌ای وجود دارند که نقش بارزی در مسائل روزمرّهٔ انسان‌ها و فهم طبیعتی که در آن زندگی می‌کنیم ایفا می‌کنند. به عنوان مثال، زندگی بر روی زمین بدون انرژی حاصل از خورشید برای ما امکان‌پذیر نخواهد بود. آن انرژی، انرژی آزاد شده در واکنش‌های هسته‌ای است که خورشید و ستارگان را نیرو می‌بخشد. خوب یا بد واکنش‌های هسته‌ای، شکافت و گداخت، اساس فنّاوری سلاح‌های هسته‌ای‌اند، که بیشترِ گفتگوهای «ژئوپولتیک» ۵۰ سال گذشته را شکل داده اند. جدای از طبیعت ذاتی و جالب این فرایندهای پویا، اهمیت عملی آنها برای توجیه مطالعه‌شان کافی است.

برای بحث کارآمد واکنش‌های هسته‌ای باید نمادگذاری یا اصطلاحاتی را که به‌طور گسترده برای توصیف آنها به‌کار می‌روند درک کنیم از این رو با واکنش هسته‌ای زیر شروع می‌کنیم:

$$^{۴}He + ^{۱۴}N \rightarrow ^{۱۷}O + ^{۱}H$$

بیشترِ واکنش‌های هسته‌ای با القای یک برخورد بین دو هسته که یکی از هسته‌های واکنش‌دهندهٔ ساکن است (هستهٔ *هدف*) و هستهٔ دیگر (هستهٔ *پرتابه*) در حال حرکت مورد مطالعه قرار می‌گیرند. (استثناهایی هم بر این امر چه در طبیعت و چه در آزمایشگاه مواقعی رخ می‌دهد که در آن هر دو هستهٔ برخورد کننده نسبت به یکدیگر در حال حرکت هستند). اما بگذارید ما به همان سناریوی پرتابهٔ در حال حرکت و هستهٔ هدفِ ساکن بسنده کنیم. اینگونه واکنش‌های هسته‌ای را عموماً به صورت زیر توصیف می‌کنند:

ذرهٔ گسیل شدهٔ x و هستهٔ باقیماندهٔ R ← هدفِ T + پرتابهٔ P

به عنوان مثال، نخستین واکنشی که در بالا مطرح کردیم می‌تواند با بمباران ^{۱۴}N با ذرات آلفا برای تولید یک ذرهٔ گسیلیده، پروتون و هستهٔ باقیماندهٔ ^{۱۷}O، انجام شود. راه «تِند نویسیِ» چنین واکنش‌هایی به صورت کلی زیر است:

$$T(P,x)R$$

یا برای مثال مشخص بالا:

$$^{۱۴}N(\alpha,p)^{۱۷}O$$

در هر واکنش هسته‌ای، پایستگی تعداد پروتون‌ها و نوترون‌ها (و لذا تعداد نوکلئون‌ها) وجود دارد. از این رو تعداد کل نوترون‌ها (پروتون‌ها) در طرف‌های چپ و راست معادلات باید مساوی باشند.

مسئلهٔ نمونه: واکنش $^{۵۹}Co(p,n)$ را در نظر بگیرید. محصول واکنش چیست؟

حل:

$$^{۱}_{۱}H + ^{۵۹}_{۲۷}Co \rightarrow ^{۱}_{۰}n + ^{Y}_{X}Z$$

در طرف چپ معادله تعداد ۱+۲۷ پروتون وجود دارد. در طرف راست X+۰ پروتون داریم که در آن X عدد اتمی فراورده است. مسلماً، X =۲۸ (Ni) است. در طرف چپ۱+۵۹ نوکلئون وجود دارد، و در طرف راست باید Y+۱ نوکلئون وجود داشته باشد که در آن Y= ۵۹، بنابراین فراورده ^{۵۹}Ni

است. همچنین پایستگی انرژی، تکانهٔ خطی، تکانهٔ زاویه‌ای و پاریته وجود دارد که در مورد بحث قرار خواهند گرفت.

۱۰-۲. انرژی‌شناختِ واکنش‌های هسته‌ای

واکنش $\mathrm{T(P,x)R}$ را در نظر بگیرید. با چشم‌پوشی از انرژی‌های بستگی الکترون‌ها، برای موازنهٔ انرژی در واکنش داریم:

$$m_p c^2 + T_p + m_T c^2 = m_R c^2 + T_R + m_x c^2 + T_x$$

که در آن T_i انرژی جنبشی ذره iام و m_i نشان‌دهندهٔ جرم گونه‌هایiام است (توجه کنید که چون R و x ممکن است در یک حالت برانگیخته شکل بگیرند، مقادیر m ممکن است با جرم‌های حالت پایه متفاوت باشند).
مقدار Q واکنش به صورت اختلاف انرژی‌های جرمی فراورده‌ها و واکنش‌دهنده‌ها تعریف می‌شود، یعنی:

$$Q = \left[m_p + m_T - \left(m_x + m_R \right) \right] c^2 = T_x + T_R - T_p$$

توجه داشته باشید که اگر Q مثبت باشد، واکنش *انرژی‌زا*، و اگر منفی باشد، واکنش *انرژی‌گیر* خواهد بود. پس علامت قرادادی Q دقیقاً مخالف ΔH شناخته شده در واکنش‌های شیمیایی است.
شرط لازم ولی *نه کافی* برای رخداد یک واکنش هسته‌ای عبارت است از:

$$Q + T_p > 0$$

توجه کنید که Q کمیتی مهم برای واکنش‌های هسته‌ای است. چنانچه جرم‌های فراورده‌ها و واکنش‌دهنده‌ها، هر دو، معلوم باشند (پیوست ب)، مقدار Q را می‌توان با به‌کار بردن فزونی‌جرم‌ها، Δ، به صورت زیر محاسبه کرد:

$$Q = \Delta \text{ (پرتابه)} + \Delta \text{ (هدف)} - \Sigma\Delta \text{ (فراورده‌ها)}$$

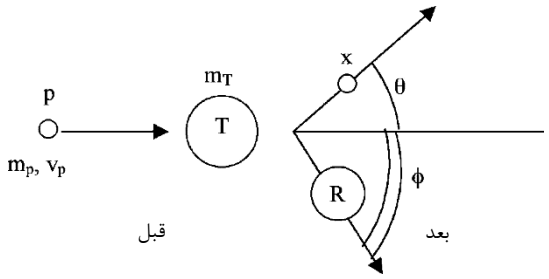
این را می‌توان با اندازه‌گیری جرم‌ها یا انرژی‌های جنبشی واکنش‌دهنده‌ها و فراورده‌ها در یک واکنش هسته‌ای به دست آورد. با وجود این، با استفاده از پایستگی تکانه می‌توان نشان داد که فقط T_x و زاویهٔ θ مربوط به x نسبت به راستای حرکت P برای تعیین Q در این واکنش‌های دو- جسمی کفایت می‌کنند.

در سیستم آزمایشگاهی یک برخورد نوعی هسته‌ای را می‌توان به صورتی که در شکل۱۰-۱ نشان داده شده است در نظر گرفت. با لحاظ کردن پایستگی تکانه در جهت x می‌توان نوشت:

$$m_p v_p = m_x v_x \cos\theta + m_R v_R \cos\phi$$

و برای جهتِ y خواهیم داشت:

$$\circ = -m_x v_x \cos\theta + m_R v_R \sin\phi$$



شکل ۱۰-۱. نمودار طرحوار یک واکنش هسته‌ای.

که در آن m_i و v_i جرم و سرعت‌گونهٔ iام‌اند. اگر به یاد بیاوریم که تکانه به صورت $p = mv = (۲mT)^{۱/۲}$ است، دو معادلهٔ بالا به‌صورت زیر در می‌آیند

$$(m_p T_p)^{۱/۲} - (m_x T_x)^{۱/۲} \cos\theta = (m_R T_R)^{۱/۲} \cos\phi$$
$$(m_x T_x)^{۱/۲} \sin\theta = (m_R T_R)^{۱/۲} \sin\phi$$

با مربع و جمع کردن دو معادله داریم:

$$m_p T_p - ۲(m_p T_p m_x T_x)^{۱/۲} \cos\theta + m_x T_x = m_R T_R$$

قبلاً گفته بودیم که:

$$Q = T_x - T_R - T_p$$

با قرار دادن در تعریف Q، و با داشتن مقدار T_R خواهیم داشت:

$$Q = T_x\left(1+\frac{m_x}{m_R}\right) - T_p\left(1-\frac{m_p}{m_R}\right) - \frac{2}{m_R}\left(m_p T_p m_x T_x\right)^{1/2}\cos\theta$$

این مهم‌ترین *معادلهٔ* Q است. اما معادله چه می گوید؟ معنی این معادله این است که چنانچه انرژی جنبشی ذرهٔ گسیل شدهٔ x و زاویهٔ گسیل آن را در یک واکنش اندازه بگیریم و هویت واکنش‌دهنده‌ها و فراورده‌های واکنش‌ها را بدانیم می‌توانیم مقدار Q را به دست آوریم. به‌طور خلاصه، می‌توان انرژی آزاد شده در هر واکنش دو-جسمی را با اندازه‌گیری ویژگی‌های یکی از فراورده‌ها برآورد کرد. چنانچه مقدار Q یک واکنش را با استفاده از جدول جرم‌ها محاسبه کنیم، آن‌وقت می‌توانیم این معادله را برگردانیم و انرژی ذرهٔ گسیل شده را با استفاده از معادلهٔ

$$T_x^{1/2} = \frac{\left(m_p m_x T_p\right)^{1/2}\cos\theta \pm \left\{m_p m_x T_p \cos^2\theta + \left(m_R + m_x\right)\left[m_R Q + \left(m_R - m_p\right)T_p\right]\right\}^{1/2}}{m_R + m_x}$$

حساب کنیم. برای فهم بیشتر، همین واکنش را در سیستم مختصات مرکز- جرم (cm) مورد بررسی قرار می‌دهیم. در سیستم cm تکانه کل ذره‌ها، قبل و بعد از برخوردها، صفر است. واکنش آن‌طور که در آزمایشگاه و سیستم cm دیده می‌شود در شکل ۱۰-۲ نشان داده شده است.
انرژی جنبشی مرکز جرم عبارت است از:

$$T_{cm} = \frac{\left(m_p + m_T\right)v_{cm}^2}{2}$$

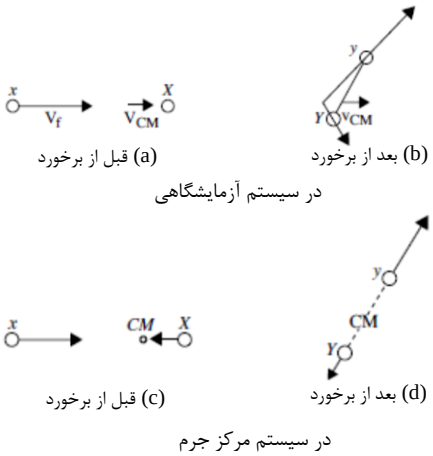
که در آن $v_{cm}\left[= v_p m_p / \left(m_p + m_T\right)\right]$ سرعت مرکز جرم است. با جایگذاری در معادلهٔ بالا خواهیم داشت:

$$T_{cm} = \frac{۱}{۲}\left(m_p + m_T\right)\left[\frac{v_p m_p}{m_p + m_T}\right]^{۲} = \frac{۱}{۲} m_p v_p^{۲}\left(\frac{m_p}{m_p + m_T}\right) = T_{lab}\left(\frac{m_p}{m_p + m_T}\right)$$

که در آن T_{lab} انرژی جنبشی در سیستم آزمایشگاهی قبل از واکنش است، یعنی:

$$T_{lab} = \frac{۱}{۲} m_p v_p^{۲}$$

آوردهٔ انرژی جنبشی توسط پرتابه T_{lab}، تماماً برای مصرف شدن در واکنش دسترس‌پذیر نیست، زیرا مقدار T_{cm} از آن باید توسط مرکز جرم حمل شود. لذا، انرژی دسترس‌پذیر برای واکنش عبارت است از: $T_{lab} - T_{cm} = T_{\circ}$. کل انرژی قابل دسترس برای واکنش هسته‌ای $Q + T_{\circ}$ است.



شکل ۱۰-۲. چشم‌انداز طرح‌وار یک واکنش هسته‌ای در سیستم‌های آزمایشگاهی و مرکز جرم.

برای محقق شدن واکنش، حاصل‌جمع $Q + T_{\circ}$ باید بزرگ‌تر یا مساوی صفر باشد. لذا، با بازآرایش چند جمله، شرط رخداد واکنش عبارت است از:

$$T_p \geq -Q\left(m_p + m_T\right)/m_T$$

این کمینه انرژی جنبشی که پرتابه باید داشته باشد تا واکنش را انجام‌پذیر کند، *انرژی آستانه* برای واکنش نامیده می‌شود.

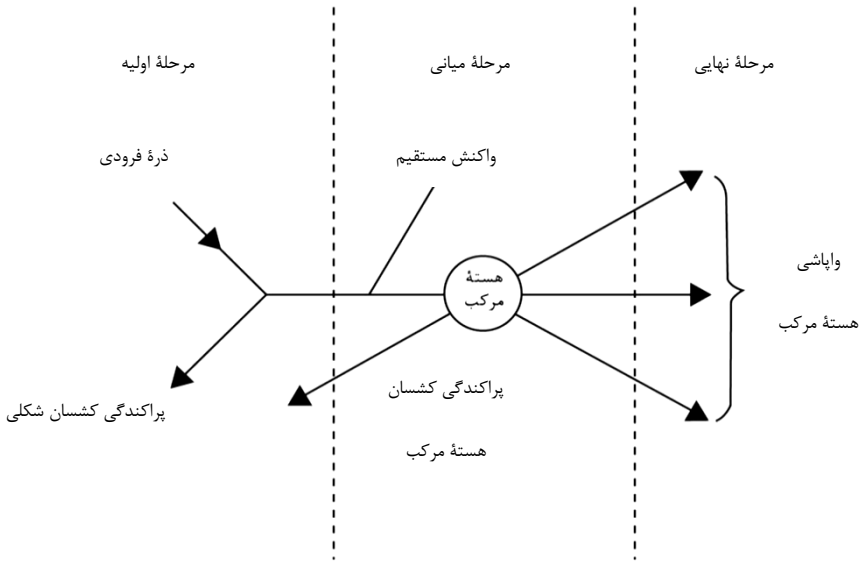
مسئلهٔ نمونه: واکنش $^{۱۴}\mathrm{N}(\alpha,\mathrm{p})^{۱۷}\mathrm{O}$ را در نظر بگیرید. انرژی آستانه برای این واکنش چیست؟

حل:

$$Q=\left[m_\alpha+m_N-\left(m_p+m_{\circ}\right)\right]c^{۲}$$
$$=۲/۴۲۵+۲/۸۶۳-۷/۲۸۹-(-\circ/۸\circ۹)=-۱/۱۹\ MeV$$
$$T_\alpha=-(-۱/۱۹)(۴+۱۴)/۱۴=۱/۵۳\ MeV$$

۱۰-۳. انواع و سازوکارهای واکنش

واکنش‌های هسته‌ای مثل واکنش‌های شیمیایی می‌توانند با سازوکارهای گوناگونی رخ بدهند. وایسکوف یک مدل مفهومی ساده برای توصیف ارتباط‌های بین سازوکارهای گوناگون واکنش هسته‌ای ارائه داده است (شکل ۱۰-۳).



شکل ۱۰-۳. چشم‌انداز مفهومی مراحل یک واکنش هسته‌ای.

یک واکنش هسته‌ای کلی از نوع A(a,b) B را، با فرض اینکه در بعضی موارد هسته‌های b و B ممکن است همسان a و A باشند، در نظر بگیرید. وقتی پرتابهٔ a به هستهٔ هدف A نزدیک می‌شود، احتمال معینی وجود دارد که با میدان نیروی هسته‌ای A برهم‌کنش کند و بدون اینکه انرژی از دست بدهد با تغییر مسیر به راه خود ادامه دهد (Q=۰) (شکل۱۰-۳). این سازوکار واکنش، پراکندگی کشسان شکلی نامیده می‌شود. اگر پراکندگی کشسان شکلی رخ ندهد، در این صورت ممکن است پرتابه با A از طریق یک برخورد دو- جسمی بین پرتابه و یکی از نوکلئون‌های A دستخوش برهم‌کنش شده، آن نوکلئونِ A را به یک تراز پر نشده ارتقا دهد (شکل ۱۰-۳). چنانچه نوکلئون مورد اصابت هسته را ترک کند گفته می‌شود *واکنش مستقیم* رخ داده است. چنانچه نوکلئون مورد اصابت هسته را ترک نکند، برخوردهای دو جسمی بیشتری ممکن است رخ بدهند، و در نهایت انرژی جنبشی کل هستهٔ پرتابه بین نوکلئون‌های ترکیب (A+a) توزیع شده، منجر به تشکیل یک هستهٔ مرکب C گردد (شکل ۱۰-۳). با توجه به مجموعهٔ پیچیده‌ای از برهم‌کنش‌ها که ممکن است منجر به تشکیل هستهٔ مرکب گردند، به زبان ساده، این هسته چگونگی تشکیل خود را «فراموش می‌کند» و شکسته شدن متعاقب آن تنها بستگی به انرژی برانگیختگی تکانهٔ زاویه‌ای C و غیره دارد و نه به طبیعت پرتابه و هستهٔ هدف. گاهی اوقات هستهٔ مرکب ممکن است ذره‌ای از نوع پرتابه (یا حتی خود پرتابه) را با همان انرژی که پرتابه داشت گسیل نماید. چنانچه این حالت رخ دهد، گفته می‌شود *پراکندگی کشسان مرکب* رخ داده است، همچنین C ممکن است به فراورده‌هایی وابپاشد که مشابه پرتابه یا هستهٔ هدف نیستند. بیشترِ این فصل به مباحث اصلی سازوکارهای واکنش و موارد دیگری که تاکنون ذکـــر نشده‌اند پرداخته شده است. ولی قبل از این کار، خواص عمومی واکنش‌های هسته‌ای را که می‌توان از استدلال‌های نسبتاً ساده به‌دست آورد، مدنظر قرار می‌دهیم.

۱۰-۴. سطوح مقطع واکنش‌های هسته‌ای

وضعیت نشان داده شده در شکل ۱۰-۴ را در نظر بگیرید که در آن باریکه‌ای از هسته‌های پرتابه با شدت ϕ_0 ذره بر ثانیه روی ورقهٔ نازکی از هسته‌های هدف فرود می‌آید، با این نتیجه که باریکه توسط واکنش‌های رخداده در ورقه تضعیف می‌شود به‌طوری‌که شدت تراگسیل یافته ϕ ذره بر ثانیه است. می‌توان پرسید چه کسری از ذرات فرودی از باریکه ناپدید یعنی در عبور از ورقه دستخوش واکنش می‌شوند. فرض کنید باریکه مساحتی معادل A را روی ورقه قطع می‌کند. پس می‌توان گفت که کسری از ذرات باریکه که به مانع برمی‌خورند (واکنش انجام می‌دهند)، کسری از مساحت

A است که با هسته‌های هدف پوشیده می‌شوند. چنانچه ورقه حاوی $\mathbb{N}$ اتم بر سانتی‌متر مربع باشد، در آن صورت مساحتِ aای که توسط هسته‌ها پوشیده می‌شود عبارت است از $\mathbb{N}$ (اتم بر سانتی‌متر مربع) × a (سانتی‌متر مربع) × (مساحت مؤثر فرا گرفته شده توسط یک اتم) (سانتی متر مربع بر اتم). جملهٔ آخر، مساحت مؤثر فرا گرفته شده توسط یک اتم، *سطح مقطع*، σ، برای واکنش تحت مطالعه نامیده می‌شود. بنابراین، کسری از مساحت A که به مانع بر می‌خورد عبارت است از a/A یا $\mathbb{N}$ (اتم بر سانتی‌متر مربع) σ (سانتی‌متر مربع بر اتم). اگر تعداد هسته‌های جذب شدهٔ پرتابه بر واحد زمان را $\Delta\phi$ بنامیم داریم

$$\Delta\phi = -\phi\mathbb{N}\sigma$$

که می‌بینیم یکای $\mathbb{N}$ عبارت است از اتم بر سانتی‌متر مربع یا ضخامت Δx (سانتی‌متر) × چگالیِ n (اتم بر سانتی‌متر مکعب).

با بیان معادلهٔ بالا بصورت معادلهٔ دیفرانسیل داریم:

$$-d\,\phi = \phi\mathbb{N}\sigma$$

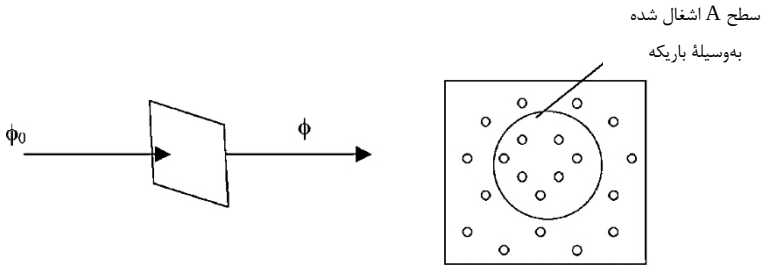
بنابراین با مرتب کردن جملات داریم:

$$\frac{d\,\phi}{\phi} = -\mathbb{N}\sigma = -n\sigma dx$$

$$\int_{\phi\ \text{اولیه}}^{\phi_{\text{عبوری}}} \frac{d\,\phi}{\phi} = -n\sigma\int_{\circ}^{x} dx$$

$$\ln\frac{\phi_{\text{عبوری}}}{\phi_{\text{اولیه}}} = -n\sigma x$$

$$\phi_{\text{عبوری}} = \phi_{\text{اولیه}}\, e^{-n\sigma x}$$

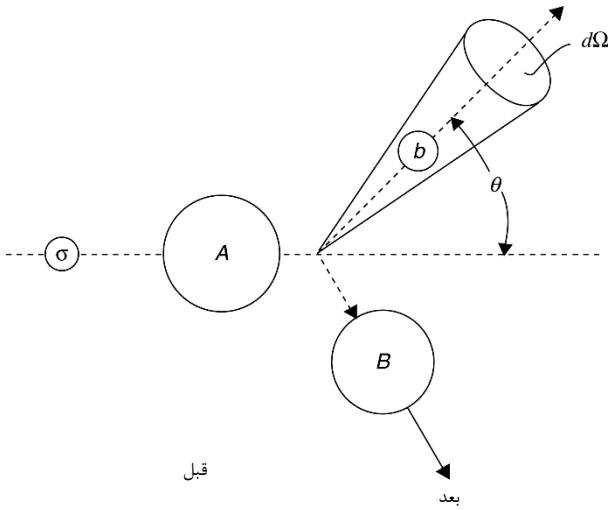


شکل ۱۰– ۴. نمودار طرح‌وار نشان‌دهندهٔ تضعیف باریکه پرتابهٔ فرودی.

به این ترتیب، جذب باریکه پرتابهٔ فرودی به صورتِ نمایی است (و شکلی از قانون لامبرت – بیر[1] را به دست آورده‌ایم). تعداد واکنش‌هایی که رخ می‌دهند عبارت است از تفاضل بین شار اولیه و تراگسیل یافته، یعنی

$$\varphi_{\text{اولیه}} - \varphi_{\text{تراگسیل یافته}} = \varphi_{\text{اولیه}}\{1-\exp(-n\sigma x)\}$$

بحث بالا روی تضعیف باریکهٔ فرودی متمرکز بود و از این رو همهٔ واکنش‌ها را در بر می‌گیرد. در بسیاری موارد، ما فقط به یکی از چند واکنشی که ممکن است در حال وقوع باشند، علاقه‌مندیم. می‌توانیم به سطح مقطع آن واکنش خاص بپردازیم. علاوه بر این، ممکن است نه تنها به یک فراوردهٔ خاص بلکه به فراوردهٔ خاصی که در یک جهت خاص نسبت به جهت باریکه پرتابه حرکت می‌کند، علاقه‌مند باشیم (ر.ک شکل ۱۰-۵ برای نقشهٔ سادهٔ یک اندازه‌گیری تجربی).



شکل ۱۰-۵. نمودار طرحوار یک چیدمان تجربی نوعی.

در این مورد از *سطح مقطع دیفرانسیلی*، یا سطح مقطع بر واحد زاویهٔ فضایی $\frac{d\sigma}{d\Omega}$، صحبت می‌کنیم. برای یک هدف نازک که در آن تضعیف باریکه قابل ملاحظه نیست داریم:

[1] .Lambert-Beers

$$\frac{dN}{d\Omega} = \phi n \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) dx$$

که در آن $\frac{dN}{d\Omega}$ تعداد ذرات آشکار شدهٔ وارده در یک جهت خاص بر واحد زاویهٔ فضایی است. سطح مقطع کل σ، با رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$\sigma = \int_{۰}^{۲\pi} \int_{۰}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \sin\theta \, d\theta \, d\phi$$

توصیف ارائه شده در بالا برای کار در شتاب‌دهنده‌ها، که به باریکه‌هایی از ذرات دسترسی هست که کوچک‌تر از هدف‌اند مناسب است. در این مورد، شدت باریکهٔ φ برحسب ذرات بر ثانیه و چگالی هدف $\mathbb{N}$برحسب اتم بر سانتی‌متر مربع است. در راکتورهای هسته‌ای، هدف کوچکی را در دریایی از نوترون‌ها فرو می‌برند. در این مورد، شارنوترون ϕنشان‌دهندهٔ تعداد نوترون‌های عبوری از هدف بر هر سانتی‌متر مربع در ثانیه، و $\mathbb{N}$ تعداد کلی اتم‌ها در هدف است. و گرنه، بقیهٔ محاسبات یکی است. برای ذرات باردار برآمده از شتاب‌دهنده‌ها، شدت باریکه معمولاً به صورت «جریان» اندازه‌گیری می‌شود. لذا، برای یک باریکه پروتون با جریان $۱\mu A$داریم:

$$\phi = (۱\mu A)\left(۱۰^{-۶}\ C/s/\mu A\right)\left(\frac{۱}{۱/۶۰۲\times۱۰^{-۱۹}\ \text{پروتون/کولن}}\right)$$
$$= ۶/۲۴\times۱۰^{۱۲}\ \text{ثانیه /پروتون}$$

برای باریکهٔ یون‌های دیگر با بار q ، به سادگی با تقسیم بر بار یون، شدت باریکهٔ پرتابه به دست می‌آید. از این رو مثلاً برای باریکه یون $Ar^{+۱۷}$ با جریان $۴\ \mu A$، خواهیم داشت:

$$\phi = \left(۴\times۱۰^{-۶}\ C/s\right)\left(\frac{۱}{۱۷\times۱/۶۰۲\times۱۰^{-۱۹}\ C/Ar}\right) = ۱/۴۷\times۱۰^{۱۲}\ Ar/s$$

برای تعریف یک مبنای مشترک برای شدت یون‌های با بارهای متفاوت، مرسوم است که جریان الکتریکی را بر حالتِ بار تقسیم می‌کنند و شدت باریکهٔ ذرات باردار را برحسب «*میکروآمپر ذره*»

یا « *نانو آمپر ذره*» بیان می‌کنند که ۱ «میکروآمپر ذره»، مساوی با $۶/۲۴ \times ۱۰^{۱۲}$ یون بر ثانیه است. راه محاسبهٔ تعداد هسته‌های تولید شده طی یک پرتودهی، N، کار آسانی است. اگر فرض کنیم هسته‌های فراورده پایدارند، در آن صورت تعداد هسته‌های تولید شده عبارت است از (مدت زمان پرتودهی، t) × (آهنگ تولید). برای پرتودهی یک هدفِ ضخیم، داریم

$$N = \phi\left[۱ - \exp\left(-n\sigma\,\Delta x\right)\right]t$$

برای هدفِ نازک، اگر تابع $\left[۱ - \exp\left(-n\sigma\,\Delta x\right)\right]$ را بسط بدهیم، خواهیم داشت.

$$N = \phi n\sigma\,\Delta x t$$

اما، اگر فراورده‌ها پرتوزا باشند چه؟ در این صورت بعضی از آنها در طی پرتودهی وامی‌پاشند. در این مورد، می‌توانیم به معادلات دیفرانسیل آشنایی برسیم:

$$\frac{dN}{dt} = \text{(آهنگ تولید)} - \text{(آهنگ واپاشی)}$$

$$\frac{dN}{dt} = n\sigma\,\Delta x\,\phi - \lambda N$$

$$\frac{dN}{n\sigma\,\Delta x\,\phi - \lambda N} = dt$$

با ضرب کردن در λ و آرایش مجدد داریم:

$$\frac{d(\lambda N)}{\lambda N - n\sigma\,\Delta x\,\phi} = -\lambda\,dt$$

با انتگرال‌گیری خواهیم داشت:

$$\ln\left(\lambda N - n\sigma\,\Delta x\phi\right)\Big|_{۰}^{N} = -\lambda t\Big|_{۰}^{t}$$

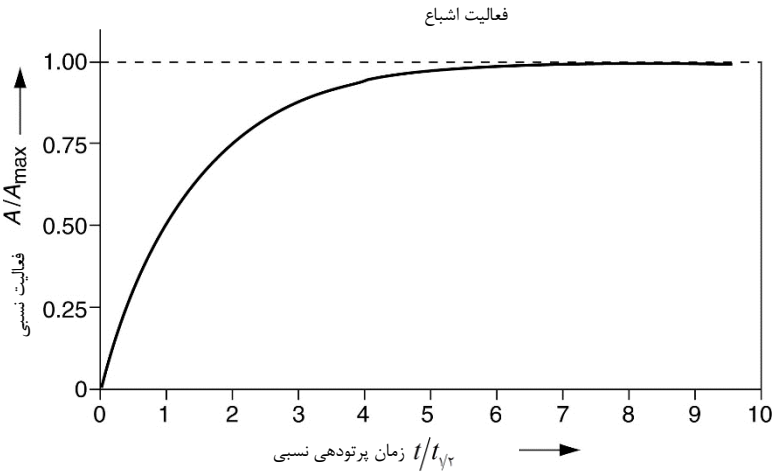
$$\frac{\lambda N - n\sigma \Delta x\phi}{-n\sigma \Delta x\phi} = e^{-\lambda t}$$

$$A = \lambda N = n\sigma \Delta x\phi\left(۱ - e^{-\lambda t}\right)$$

که در آن A آهنگ تجزیهٔ هسته‌های فراورده در پایان پرتودهی است. تعداد هسته‌های فراورده، N، موجود در پایان پرتودهی برابر است با A/λ یا

$$N = \frac{n\sigma \Delta x\phi}{\lambda}\left(۱ - e^{-\lambda t}\right)$$

این رابطه در شکل ۱۰-۶ نشان داده شده است.



شکل ۱۰-۶. تغییر فعالیت فراورده طی یک پرتودهی. [اقتباس از:(1997) Lieser]

توجه کنید در حدِ پرتودهی بی‌نهایت طولانی، $e^{-\lambda t}$ به سمت صفر میل می‌کند، و بنابراین فعالیت موجود $n\sigma \Delta x\phi$ خواهد شد، که اصطلاحاً *فعالیت اشباع* نامیده می‌شود. همچنین دقت کنید که برای زمان‌های خیلی کوتاه (در مقایسه با نیمه‌عمر هسته‌های فراورده)، $e^{-\lambda t}$ به سمت $۱ - \lambda t + \cdots$ میل می‌کند. از این‌رو، فعالیت به صورت خطی با زمان افزایش می‌یابد. به‌طور کلی، می‌بینیم که پس از پرتودهی به مدت یک نیمه‌عمر به نصف فعالیت اشباع، پس از پرتودهی به مدت دو نیمه عمر به سه چهارم فعالیت اشباع، پس از پرتودهی به مدت سه نیمه‌عمر به هفت هشتم فعالیت

اشباع و جز آن دست خواهیم یافت. به این ترتیب، پرتودهی طولانی‌تر از یک یا دو نیمه‌عمر ارزش چندانی ندارد (با استفاده از این اثر می‌توان مدت زمان پرتودهی را طوری تنظیم کرد که بهرهٔ فراوردهٔ مورد نظر نسبت به فراورده‌های دیگر واکنش بیشینه باشد).

مسئلهٔ نمونه: فعالیت ^{۲۵۴}No (با نیمه‌عمر ۵۵ ثانیه) را در پرتودهی ۱ دقیقه‌ایِ ^{۲۰۸}Pb با ^{۴۸}Ca حساب کنید. فـــرض کنید ضخامت هدف ^{۲۰۸}P برابر $۰/۵\,mg/cm^{۲}$، جریان باریکهٔ ^{۴۸}Ca برابر ۰/۵ میکروآمپر ذره و سطح مقطع واکنش $^{۲۰۸}Pb(^{۴۸}Ca,۲n)$ برابر $۳\mu b$ است.

حل:

$$A = N\sigma\phi(۱-e^{-\lambda t_i})$$

$$N = \left(۰/۵\times۱۰^{-۳}\ g/cm^{۲}\right)\left(۶/۰۲\times۱۰^{۲۳}\ \text{اتم}/g\text{-at-wt}\right)/۲۰۸\ g/g\text{-at-wt}$$

$$= ۱/۴۴\times۱۰^{۱۸}\ \text{اتم}/cm^{۲}$$

$$\sigma = ۳\times۱۰^{-۳۰}\ cm^{۲}$$

$$\phi = \left(۰/۵\times۱۰^{-۳}\ C/s\right)/۱/۶۰۲\times۱۰^{-۱۹}\ C/\text{یون} = ۳/۱۲\times۱۰^{۱۲}\ \text{یون}/s$$

$$t_i = ۶۰\ \text{ثانیه}$$

$$\lambda = (\ln ۲)/۵۵\,s = ۱/۲۶\times۱۰^{-۲}\ s^{-۱}$$

$$A = ۷/۲\,dis/s$$

حال ببینیم از برخی ملاحظات کلی چه چیزهایی می‌توانیم دربارهٔ سطوح مقطع بیاموزیم. واکنش یک ذرهٔ بدون بار(یک نوترون) را با یک هسته مطابق شکل۱۰-۷ در نظر بگیرید. نوترون یک برخورد خراشان با هسته انجام می‌دهد. پارامتر برخورد b عبارت است از مجموع شعاع‌های پرتابه و هستهٔ هدف. از این رو، سطح مقطع را می‌توان به صورت زیر نوشت

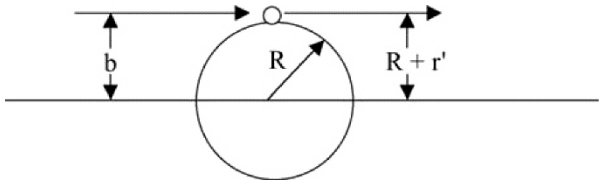
$$\sigma \approx \pi\left(R + r'\right)^{۲} = \pi r_{۰}^{۲}\left(A_P + A_T\right)^{۲}$$

که در آن r' شعاع پرتابه است. با به‌کاربردن مکانیک کلاسیک برای این مسئله برای تکانهٔ زاویهٔ مداری، l، می‌توان نوشت:

$$l = \mathbf{r}\times\mathbf{p} = pb$$

در مکانیک کوانتوم، $l \to l\hbar$، و تکانهٔ زاویه‌ای p با رابطهٔ زیر داده می‌شود:

$$p = \frac{\hbar}{\lambda}$$



شکل ۱۰-۷. نمودار طرحوار برخورد خراشان نوترون با هسته.

لذا خواهیم داشت:

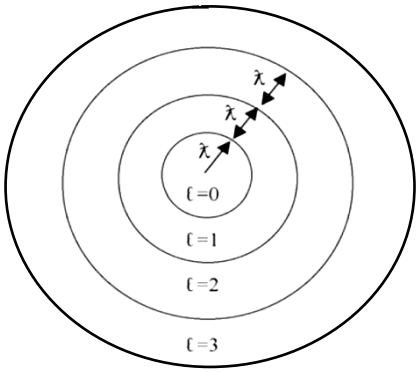
$$l\hbar = \frac{\hbar b}{\lambda}$$
$$b = l\lambda$$

این خیلی درست نیست زیرا l کوانتیده است ولی b نیست. با مرتبط ساختن b با بعضی حلقه‌ها یا مناطق معین بر روی هدف (شکل ۱۰-۸)، این مشکل را دور می‌زنیم. شکل ۱۰-۸ پیشنهاد می‌کند که برای برخوردهای سر به سر ($l = ۰$)، گسترهٔ b از صفر تا λ است، در حالی‌که برای برخوردهای $l = ۱$، گسترهٔ b از λ تا ۲λ است. پس، سطح مقطع برای پارامترهای برخورد بزرگ‌تر، بیشتر است و این پارامترهای برخورد بزرگ‌تر با گشتاورهای زاویه‌ای بزرگ‌تر مترادف‌اند. سطح مقطع مربوط به یک مقدار معین l را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\sigma_l = \pi\left(l+۱\right)^۲ \lambda^۲ - \pi l^۲ \lambda^۲$$
$$\sigma_l = \pi\lambda^۲\left(l^۲ + ۲l + ۱ - l^۲\right)$$
$$\sigma_l = \pi\lambda^۲\left(۲l+۱\right)$$

سطح مقطع کل واکنش با جمع‌بندی روی تمام مقادیر l به دست می‌آید:

$$\sigma_{\text{کل}} = \sum_{l} \sigma_l = \sum_{l=0}^{l_{\max}} \pi \lambda\!\!\!^{-2} \left(2l+1\right) = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{l_{\max}} \left(2l+1\right) = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \left(l_{\max}+1\right)^2$$



شکل ۱۰-۸. نمای طرح‌وار هستهٔ هدف.

برای بیشینهٔ تکانهٔ زاویه‌ای $l_{\max}$، می‌توان نوشت:

$$l_{\max} = \frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}}$$

$$l_{\max} + 1 = \frac{R + \lambda\!\!\!^{-}}{\lambda\!\!\!^{-}}$$

لذا، برای سطح مقطع کل خواهیم داشت:

$$\sigma_{\text{کل}} \approx \pi \left(R + \lambda\!\!\!^{-}\right)^2$$

سطح مقطع کل متناسب با اندازهٔ هستهٔ هدف و «اندازه» هستهٔ پرتابه است. چون طول موج پرتابه $\lambda\!\!\!^{-}$، با نزدیک شدن انرژی پرتابه به صفر، به بی‌نهایت می‌رود لذا سطوح مقطع برای نوترون‌ها در انرژی‌های پایین می‌توانند بسیار بالا باشند. بحث بالا براساس مکانیک نیمه‌کلاسیک است. باید ببینیم اگر مکانیک کوانتومی را برای این امر به‌کار ببریم، مسئله به چه صورت در می‌آید. در مکانیک کوانتومی، می‌توان عبارت مشابهٔ برای سطح مقطع کل واکنش نوشت:

$$\sigma_{\text{کل}} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l$$

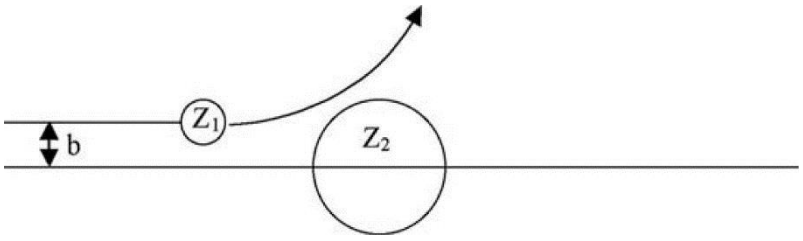
که در آن ضریب تراگسیل T_l بین صفـــر و ۱ تغییر می‌کند. ضریب تراگسیل، احتمال انتقال تکانه زاویه‌ای معین l را بیان می‌کند. در انرژی‌های بالای پرتابه برای $l \le l_{\max}$، $T_l = 1$ است و برای $l \ge l_{\max}$، $T_l = 0$ (این را «حد بُرشِ تُند» می‌نامند). در انرژی‌های بسیار پایینِ پرتابه، برای $l = 0$، $T_l = \varepsilon^{1/2}$ و برای $l > 0$، $T_l = 0$ است که در آن ε انرژی پرتابه می‌باشد. لذا در انرژی‌های بسیار پایین خواهیم داشت:

$$\sigma_{\text{کل}} \propto \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sqrt{\varepsilon} \propto \pi \frac{\hbar^2}{2m\varepsilon} \sqrt{\varepsilon} \propto \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$$

این رفتار سطوح مقطع را برای واکنش‌های القاییده توسط نوترون، رفتار "$1/v$" می‌نامند.

حال برهم‌کنش یک ذرهٔ باردار را با هسته، مطابق شکل ۱۰-۹، در نظر می‌گیریم، با نزدیک شدن به هستهٔ هدف پرتابه نیروی بلند- بردِ کولنی را احساس می‌کند و منحرف می‌شود. در نتیجه، گسترهٔ برخوردها متناظر با گستره‌های کوچک‌تری از پارامترهای برخورد است. چنانچه پرتابهٔ فرودی در فاصلهٔ بی‌نهایت از هدف دارای انرژی ε باشد، در فاصلهٔ بیشترین نزدیکیِ R، دارای انرژی جنبشی $\varepsilon - B$ خواهد بود که در آن B ، سد کولنی، با رابطهٔ زیر داده می‌شود:

$$B = Z_1 Z_2 e^2 / R$$



شکل ۱۰-۹. نمودار طرح‌وار واکنش القا شده توسط ذرهٔ باردار.

در نقطهٔ بیشترین نزدیکی، تکانه p پرتابه برابر $(۲mT)^{۱/۲}$ است. لذا می‌توان نوشت،

$$p=(۲mT)^{۱/۲}=(۲\mu)^{۱/۲}(\varepsilon-B)^{۱/۲}=(۲\mu\varepsilon)^{۱/۲}(۱-B/\varepsilon)^{۱/۲}$$

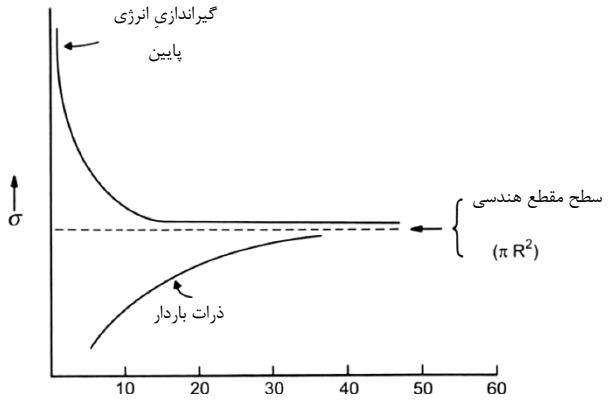
که درآن μ جرم کاهش یافتهٔ سیستم $\left[=A_۱A_۲/(A_۱+A_۲)\right]$ است. از نظر کلاسیک برای تکانهٔ زاویه‌ای مداری داریم:

$$l=r\times p$$
$$l_{\max}=R(۲\mu\varepsilon)^{۱/۲}\left(۱-\frac{B}{\varepsilon}\right)^{۱/۲}$$

از نظر مکانیک کوانتومی داریم $l\to l\hbar$. لذا می‌توان نوشت:

$$\sigma_{\text{کل}}=\pi\lambda\!\!\!^{-۲}(l_{\max}+۱)^{۲}\approx\pi\lambda\!\!\!^{-۲}l_{\max}^{۲}=\pi\lambda\!\!\!^{-۲}R^{۲}\frac{۲\mu\varepsilon}{\hbar^{۲}}\left(۱-\frac{B}{\varepsilon}\right)$$
$$=\pi\lambda\!\!\!^{-۲}R^{۲}\frac{۱}{\lambda\!\!\!^{-۲}}\left(۱-\frac{B}{\varepsilon}\right)$$
$$\sigma_{\text{کل}}=\pi R^{۲}\left(۱-\frac{B}{\varepsilon}\right)$$

توجه داشته باشید که این آخرین عبارت کلاسیک تنها زمانی اعتبار دارد که $\varepsilon >$ B باشد. شاخصه‌های کلی و ترکیب شدهٔ سطوح مقطع برای ذرات باردار و غیرباردار در شکل ۱۰-۱۰ نشان داده شده‌اند.



شکل ۱۰-۱۰. رفتار نزدیک آستانهٔ واکنش‌های القا شده توسط نوترون و ذرهٔ باردار.
[اقتباس از:Ehmann and Vance (1991)]

مسئلهٔ نمونه: وابستگی به انرژی سطح مقطع کل واکنش $^{۲۰۸}Pb + ^{۴۸}Ca$ را حساب کنید.

حل:

$$\sigma_{\text{کل}} = \pi R^{۲}(۱ - \frac{B}{\varepsilon})$$

$$R = R_{Pb} + R_{Ca} = ۱/۲(۲۰۸^{۱/۳} + ۴۸^{۱/۳}) = ۱۱/۴۷\ fm$$

$$B = Z_{۱}Z_{۲}\, e^{۲}/R = (۸۲)(۲۰)\,(۱/۴۴ MeV - fm)/۱۱/۴۷\ fm = ۲۰۵/۹ MeV$$

انرژی پرتابه درسیستم مرکز جرم = ε

σ (mb)	E_{lab} ($M_C V$)	ε (MeV)
۴۱/۷	۲۵۶	۲۰۸
۸۰/۷	۲۵۸/۵	۲۱۰
۲۶۴/۹	۲۷۰/۸	۲۲۰
۴۳۳/۱	۲۸۳/۱	۲۳۰
۵۸۷/۲	۲۹۵/۴	۲۴۰
۷۲۹/۱	۳۰۷/۷	۲۵۰

نکته‌هایی پیرامون سدهای پتانسیل: در بررسی نیمه کلاسیکِ شاخصه‌های سطوح مقطع واکنش القا شده توسط ذرهٔ باردار، سد واکنش B را مساوی با سد کولنی فرض کرده‌ایم. درحقیقت، این یک اقدام ساده‌ساز است که برای بیشتر ولی نه همهٔ واکنش‌های القاییده توسط ذرهٔ باردار قابل کاربرد است.

نیروی واقعی (انرژی پتانسیل) احساس شده توسط پرتابهٔ ورودی، حاصل جمع نیروی‌های هسته‌ای کولنی و گریز از مرکز (شکل ۱۰-۱۱) است. پتانسیل کولنی، $V_C(r)$، به‌صورت پتانسیل بین بار نقطه‌ای Z_1e و کرهٔ باردار همگن با بار Z_2e و شعاع R_c به شکل زیر است:

$$V_C(r) = Z_1 Z_2 / r \qquad \text{برای } r > R_c$$

$$V_C(r) = (Z_1 Z_2 / R_C)\left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2}\left(r^2/R_C^2\right)\right] \qquad \text{برای } r < R_c$$

پتانسیل هسته‌ای اکثراً با یک شکل وودـ ساکسون[1] (فصل ۵) به صورت زیر بیان می‌شود:

$$V_{\text{هسته‌ای}}(r) = V_0/\{(1+\exp[r-R/a)]\}$$

در حالی‌که پتانسیل گریز از مرکز به صورت زیر:

$$V_{\text{گریز از مرکز}}(r) = \frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{l(l+1)}{r^2}$$

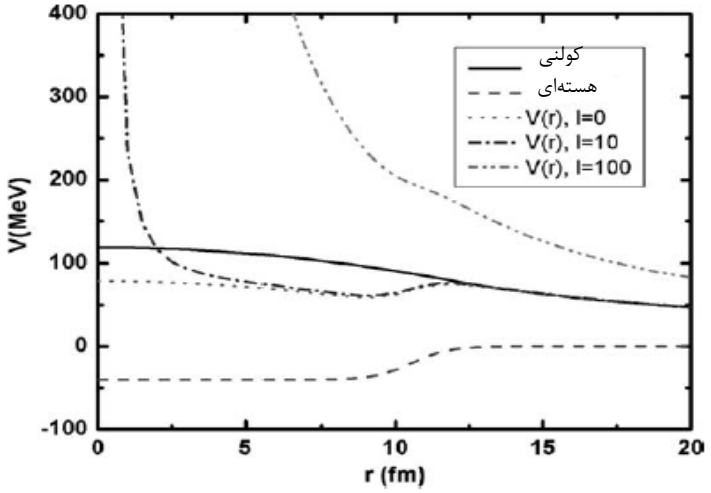
است که در آن $l\hbar$ تکانه زاویه‌ای مداری پرتابهٔ خروجی است. پتانسیل کل، $V_{\text{کل}}(r)$ عبارت است از:

$$V_C(r) + V_{\text{هسته‌ای}}(r) + V_{\text{مرکزی}}(r)$$

این پتانسیل‌های مختلف در شکل ۱۰-۱۱ با کار برد واکنش $^{16}O + ^{208}Pb$ به عنوان یک مثال، و گشتاورهای زاویه‌ای ورودی $l = 0, 10, 100\hbar$. نشان داده شده‌اند. توجه داشته باشید که برای

بالاترین تکانه زاویه‌ای، $l = ۱۰۰\hbar$، پتانسیل کل در همهٔ فواصل دافعه است، یعنی یون‌ها جوش نمی‌خورند.

سد برهم‌کنش واقعی، مقدار $V_{\text{کل}}(r)$ در نقطهٔ تماس هسته‌های برخورد کننده است. یعنی اندکی متفاوت با $V_C(r)$ در $r = R_C$ *سد کولنی*.



شکل ۱۰-۱۱.پتانسیل‌های هسته‌ای، کولنی و کل برای برهم‌کنش ^{۱۶}O با ^{۲۰۸}Pb برای سه مقدار تکانه زاویه‌ای مداری.

۱۰-۵. مشاهده‌پذیرهای واکنش

هنگامی که یک واکنش هسته‌ای را مطالعه می‌کنیم نوعاً چه چیزی را اندازه می‌گیریم؟ ممکن است σ_R، سطح مقطع واکنش کل را اندازه بگیریم. این را می‌شود با یک روش تضعیف باریکه ($\phi_{\text{عبوری}}$ برحسب $\phi_{\text{فرودی}}$) یا با اندازه‌گیری همهٔ کانال‌های خروجی ممکن برای یک واکنش، یعنی

$$\sigma_R = \sum_{i}^{b+B} \sigma_i(b, B)$$

انجام داد. می‌توان سطح مقطع تولید یک فراوردهٔ خاص را در پایان واکنش $\sigma(Z,A)$، اندازه‌گیری کرد. این کار را می‌توان با انـــدازه‌گیـــری پرتوزایی فراورده‌های واکنش انجـــام داد. همانگونه که پیش از این بحث شد، می‌توان فراورده‌هایی را که در یک محدودهٔ زاویه‌ای خاص، $d\sigma(\theta,\phi)/d\Omega$، بیرون می‌آیند اندازه‌گیری کرد. این اندازه‌گیری به ویژه برای آزمایش‌های واکنش‌های القاییده

توسط ذره‌های باردار که باریکهٔ فرودی یک محور مرجع برای θ و φ فراهم می‌کند، مناسب است. طیف‌های انرژی ذرات گسیل شده را می‌توان به صورت $d\sigma/dE$ اندازه‌گیری کرد، یا ممکن است فراورده‌هایی را که در یک زاویهٔ خاص و با یک انرژی خاص $d^2\sigma/dE\,d\Omega$ بیرون می‌آیند مشـــاهـده کرد.

۱۰-۶. پراکندگی رادرفورد

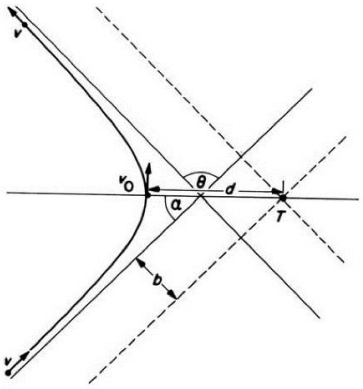
یکی از نخستین پیامدهای ممکن در برخورد یک ذرهٔ باردار با یک هسته پراکندگی رادرفورد یا کولنی است. ذرهٔ باردار فرودی، نیروی کولنی بلند- برد هستهٔ با بار مثبت را احساس می‌کند و از مسیر خود منحرف می‌شود (شکل ۱۰-۱۲).

نیروی کولنی بین یک پرتابهٔ به جرم m، بار Z_1e، و یک هستهٔ هدف با بار Z_2e به صورت زیر داده می‌شود:

$$F_{\text{کولنی}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^2}$$

که در آن r فاصلهٔ بین پرتابه و هسته‌های هدف است. انرژی پتانسیل (PE) در این برهم‌کنش به صورت زیر است:

$$PE = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$$



شکل ۱۰-۱۲. نمودار طرح‌وار پراکندگی رادرفورد.
[اقتباس از:Satchler (1990)]

یک هستهٔ هدف خیلی سنگین‌تر از هستهٔ پرتابه را در نظر بگیرید که بتوان از پس‌زنی هستهٔ هدف در برهم‌کنش صرف‌نظر نمود. پرتابه یک مسیر هذلولی را، همانگونه که در شکل ۱۰-۱۲ نشان داده شده است، دنبال می‌کند که در آن b پارامتر برخورد، T_P انرژی جنبشی پرتابه و d فاصلهٔ بیشترین نزدیکی است. در بی‌نهایت، سرعت پرتابه برابر v است. در $r = d$، سرعت پرتابه برابر $v_\circ$ می‌باشد. پایستگی انرژی می‌دهد

$$\frac{۱}{۲}mv^۲ = \frac{۱}{۲}mv_\circ^۲ + \frac{Z_۱Z_۲e^۲}{d}$$

با آرایش مجدد خواهیم داشت:

$$\left(\frac{v_\circ}{v}\right)^۲ = ۱ - \frac{d_\circ}{d}$$

که در آن $d_\circ$ به صورت زیر داده می‌شود:

$$d_\circ = \frac{۲Z_۱Z_۲e^۲}{mv^۲} = \frac{Z_۱Z_۲e^۲}{T_p}$$

حال اگر پایستگی تکانه زاویه‌ای را اعمال کنیم، می‌توانیم بنویسیم

$$mvb = mv_\circ d$$

$$b^۲ = \left(\frac{v_\circ}{v}\right)^۲ d^۲ = d\left(d - d_\circ\right)$$

یک شاخصهٔ هذلولی این است که

$$d = b\cot\left(\alpha/۲\right)$$

با جایگذاری از روابط بالا خواهیم داشت:

$$\tan\alpha = ۲b/d_\circ$$

از آنجا که $\theta = \pi - ۲\alpha$، می‌توان نوشت:

$$\cot\left(\frac{\theta}{۲}\right) = \frac{۲b}{d_{۰}}$$

در شکل ۱۰-۱۳، مسیرهای قابل انتظار هسته‌های پرتابه پس از انجام پراکندگی رادرفورد را برای یک مورد نوعی نشان داده ایم. توجه کنید که محتمل‌ترین مسیرهای خراشان، منجر به پراکندگی پرتابه‌ها در زاویه‌های جلو می‌شوند ولی بعضی برخوردهای نزدیکِ سر به سر منجر به پراکندگی در زاویه‌های بزرگ می‌گردند. همین رویدادهای اخیر بودند که رادرفورد را به کشف یک بخش سنگین در مرکز اتم هدایت کردند.

برای بیشتر کمّی کردن این مشاهدات وضعیتی را در نظر بگیرید که در آن، شارِ $I_{۰}$ ذره بر واحد مساحت بر صفحه‌ای عمود بر جهت باریکه فرود می‌آید. شار ذرات گذرنده از میان حلقه‌ای به پهنای db و با پارامترهای برخورد بین b و $b + db$ عبارت است از

$$dI = \left(\frac{\text{شار}}{\text{واحد مساحت}}\right)\ (\text{مساحت حلقه})$$

$$dI = I_{۰}\left(۲\pi b\, db\right)$$

با جایگزینی از عبارت بالا خواهیم داشت:

$$dI = \frac{۱}{۴}\pi I_{۰} d_{۰}^{۲}\,\frac{\cos\left(\theta/۲\right)}{\sin^{۳}\left(\theta/۲\right)}\,d\theta$$

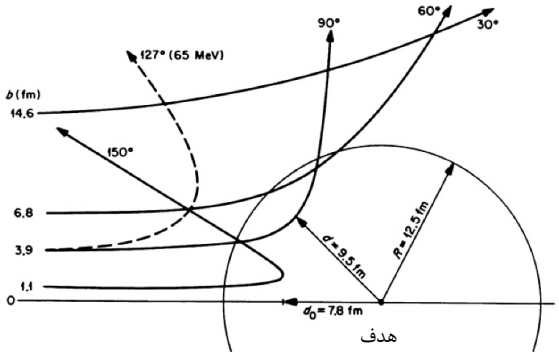
چنانچه بخواهیم تعداد آن دسته از هسته‌های پرتابه را که دستخوش پراکندگی رادرفورد شده و به داخل زاویه فضایی $d\Omega$ در زاویه سطحی θ وارد می‌شوند محاسبه کنیم، می‌توانیم بنویسیم

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dI}{I_{۰}}\frac{۱}{d\Omega} = \left(\frac{d_{۰}}{۴}\right)^{۲}\frac{۱}{\sin^{۴}\left(\theta/۲\right)} = \left(\frac{Z_{۱}Z_{۲}e^{۲}}{۴T_{p}^{cm}}\right)^{۲}\frac{۱}{\sin^{۴}\left(\theta/۲\right)}$$

با یادآوری اینکه:

$$d\Omega = ۲\pi \sin\theta \, d\theta \, sr.$$

به وابستگی شدید سطح مقطع پراکندگی رادرفورد به زاویهٔ پراکندگی توجه کنید. همچنین توجه کنید که پراکندگی رادرفورد یک واکنش هسته‌ای نیست، زیرا شامل نیروی هسته‌ای نبوده و فقط نیروی کولنی بین هسته‌های باردار را دربر دارد. همچنین به یاد داشته باشید که پراکندگی رادرفورد کم و بیش در همهٔ مطالعات واکنش‌های القاییده توسط ذرات باردار رخ می‌دهد و «زمینه‌ای» از ذرات پراکنده در زاویه‌های جلو ایجاد می‌کند.



شکل ۱۰-۱۳. نمودار نشان‌دهندهٔ بعضی مسیرهای نوعی پرتابه برای برهم‌کنش $^{۱۶}\mathbf{O}$ با انرژی **۱۳۰MeV** با $^{۲۰۸}\mathbf{Pb}$.
[اقتباس از:Satchler (1990)]

مسئلهٔ نمونه: سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی رادرفورد را برای ^{۴۸}Ca با انرژی(آزمایشگاهی) ۲۱۵MeV از ^{۲۰۸}Pb در زاویهٔ ۲۰° حساب کنید.

حل:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_۱ Z_۲ e^۲}{۴T_p^{cm}} \right)^۲ \frac{۱}{\sin^۴(\theta/۲)}$$

$$T_p^{cm} = ۲۱۵ \times \frac{۲۰۸}{۲۵۶} = ۱۷۴/۷ \, MeV$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{۲۰ \times ۸۲ \times ۱/۴۴}{۴ \times ۱۷۴/۷} \right)^۲ \frac{۱}{\sin^۴(۲۰/۲)} = ۱۲۵۶۲ \, fm^۲/sr = ۱۲۵/۶ \, b/sr$$

۱۰– ۷. پراکندگی (پراشی) کشسان

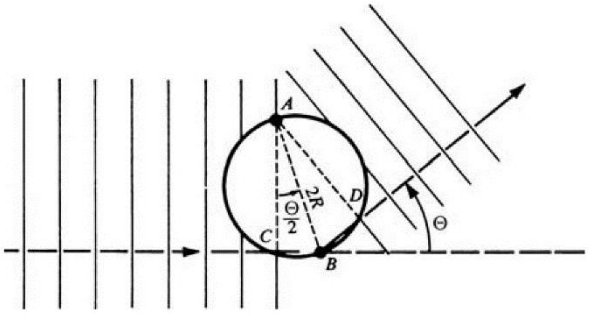
برهم‌کنش یک هستهٔ پرتابهٔ فرودی را با هستهٔ هدف وقتی دستخوش پراکندگی کشسان شکلی می‌شود در نظر بگیرید. بهتر است، مطابق شکل ۱۰-۱۴، این برهم‌کنش را به صورت برهم‌کنش یک موج تخت با هسته تصور کنیم.

علاوه بر این، تصور کنید که تمام برهم‌کنش‌ها در سطح هسته انجام می‌پذیرند. فرض کنید که تنها نقاط A و B در روی هسته ذرات را پراکنده می‌سازند و سایر نقاط روی سطح آنها را جذب می‌کنند. برای به‌دست آوردن تداخل سازنده بین موج‌های ورودی و خروجی باید شرط زیر وجود داشته باشد

$$CB + BD = n\lambda$$

که در آن λ طول موج ذرهٔ فرودی و n یک عدد صحیح است. بنابراین قله‌های سطح مقطع پراکندگی باید هنگامی رخ بدهند که

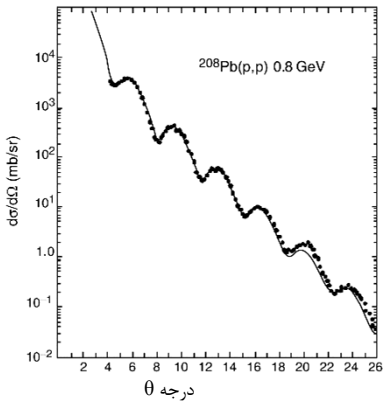
$$n\lambda = ۲\bullet ۲R\bullet\sin\left(\frac{\theta}{۲}\right)$$



شکل ۱۰-۱۴. نمودار طرحوار برهم‌کنش یک موج تخت با هسته. [اقتباس از: Meyerhof (1967)]

در شکل ۱۰-۱۵، توزیع زاویه‌ای پراکندگی کشسان پروتون‌های ۸۰۰MeV را از ^{۲۰۸}Pb نشان داده‌ایم. طول موج دوبروی پرتابه ۰/۸۵ fm است، در حالی‌که شعاع هسته R، تقریباً $\left[۱/۲۸(۲۰۸)^{۱/۳}\right]$ ۷/۶ fm می‌باشد. انتظارِ قله‌هایی $(n = ۲,۳,۴,\cdots)$ با فاصلهٔ $\Delta\theta$ ۳/۲° را داریم، درحالی‌که فاصلهٔ ۳/۵°

مشاهده می‌گردد (این بحث پراکندگی پروتون با انرژی MeV ۸۰۰ از برتش[1] و کشی[2] ۱۹۹۳ اقتباس شده است).



شکل ۱۰-۱۵. توزیع زاویه‌ای پروتون‌های MeV۸۰۰ که به صورت کشسان از ^{۲۰۸}Pb پراکنده شده‌اند.
[اقتباس از:Blanpied et al.(1978)]

نکته‌هایی پیرامون مدل اپتیکی: مدل اپتیکی ابزاری است برای فهم و پارامتری کردن مطالعات پراکندگی کشسان. این مدل، برهم‌کنش پرتابه و هستهٔ هدف را به برهم‌کنش یک باریکهٔ نور با یک توپ شیشه‌ای تشبیه می‌کند. برای شبیه‌سازی وقوع پراکندگی کشسان و جذب (برهم‌کنش‌ها) – هر دو – در خلال برهم‌کنش، توپ شیشه‌ای را کم و بیش کدر در نظر می‌گیرند.
در شکل صوری، هسته را با یک پتانسیل هسته‌ای که دارای یک بخش حقیقی و یک بخش موهومی است نشان می‌دهند:

$$U_{\text{هسته‌ای}}(r) = V(r) + iW(r)$$

[1] .Bertsch
[2] .Kashy

که در آن پتانسیل موهومی $W(r)$ (واکنش‌ها) جذب را به صورت مصرف شدن شار در کانال‌های ناکشسان و پتانسیل حقیقی $V(r)$ پراکندگی کشسان را توصیف می‌کند. بیشتر اوقات، فرض می‌کنند که پتانسیل هسته‌ای شکل وود – ساکسون را دارد:

$$U_{\text{هسته‌ای}}(r) = -V_{\circ} f_R(r) - iW_{\circ} f_I(r)$$

که در آن

$$f_{R,I}(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_{R,I}}{a_{R,I}} \right) \right]^{-1}$$

است. به این ترتیب، پتانسیل برحسب شش پارامترِ عمق‌های پتانسیلی $V_{\circ}$، $W_{\circ}$؛ شعاع‌های R_{R}، R_I؛ و پخشیدگی‌های سطحی a_R ، a_I توصیف می‌شود. با حل معادلهٔ شرودینگر با این پتانسیل هسته‌ای (همراه با پتانسیل‌های کولنی و گریز از مرکز)، می‌توان سطح مقطع را برای پراکندگی کشسان، توزیع زاویه‌ای را برای پراکندگی کشسان و سطح مقطع واکنش کل را پیش‌بینی کرد. معنای عمق پتانسیل موهومی W را می‌توان با تعریف مسیر آزاد میانگین یک نوکلئون در هسته، Λ ، به صورت زیر

$$\Lambda = \frac{v\hbar}{2W_{\circ}}$$

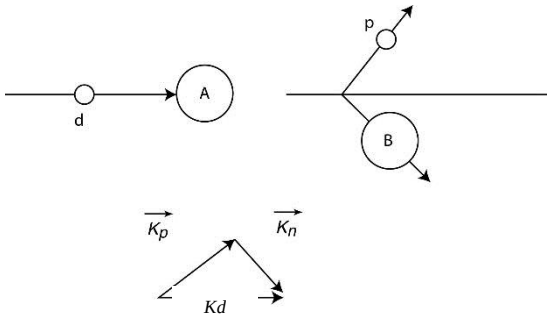
درک کرد که در آن v سرعت نسبی است. با برازش اندازه‌گیری‌های سطوح مقطع پراکندگی کشسان و توزیع‌های زاویه‌ای در گسترهٔ وسیعی از پرتابه‌ها، هدف‌ها، و انرژی‌های باریکه‌ها، می‌توان امیدوار بود که یک مجموعهٔ فراگیر از پارامترها برای توصیف پراکندگی کشسان (و پتانسیل هسته‌ای) به دست آورد. فقط بخشی از آن امید تحقق یافته است زیرا فقط دُمِ پتانسیل هسته‌ای است که بر پراکندگی کشسان اثر می‌گذارد و مادامی که توابع انرژی پتانسیل در نواحی خارجی هسته با هم توافق داشته باشند، خانواده‌ای متفاوتی از پارامترها وجود دارند که با داده‌ها برازش می‌یابند.

۱۰-۸. واکنش‌های مستقیم

همانگونه که از توصیف کلی‌مان از واکنش‌های هسته‌ای به خاطر داریم، *واکنش مستقیم* زمانی رخ می‌دهد که یکی از شرکت‌کنندگان در برهم‌کنش دو - جسمیِ اولیهٔ شاملِ ذرهٔ فرودی هسته را ترک کند. به‌طور کلی، واکنش‌های مستقیم به دو رده تقسیم می‌شوند، *واکنش‌های کندنی*[1] که در آنها بخشی از پرتابهٔ فرودی «کنده» می‌شود و به هستهٔ هدف وارد می‌گردد و *واکنش‌های برگیری*[2] که در آنها ذرهٔ خروجی گسیل شده، ترکیبی از پرتابهٔ فرودی و یک یا چند نوکلئون هدف است.

ابتدا واکنش‌های کندنی، به ویژه متداول‌ترین آنها،یعنی واکنش (d, p) را در نظر می‌گیریم.

به‌طور صوری، نتیجهٔ یک واکنش (d, p) معرفی یک نوترون به داخل هستهٔ هدف است، و از این رو این واکنش باید شباهتی با واکنش سادهٔ گیراندازی نوترون داشته باشد. اما به دلیل اینکه معمولاً گشتاورهای زاویه‌ای بالاتری همراه با واکنش (d, p) هستند، اختلاف‌هایی بین این دو واکنش می‌تواند وجود داشته باشد. واکنش $A\,(d, p)\,B^*$ را که در آن هستهٔ پس‌زدهٔ B در یک حالت برانگیختهٔ B^* تولید می‌شود در نظر بگیرید. نمایش سادهٔ این واکنش و روابط تکانه‌ها در شکل ۱۰-۱۶ رسم شده است.



شکل ۱۰-۱۶. نمایش سادهٔ یک واکنش (d, p) و مثلث تکانهٔ مربوط به آن.

در نمودار تکانه‌ای برای واکنش نشان داده شده در شکل ۱۰-۱۶ فرض بر این است که تکانهٔ دوترون فرودی $k_d\hbar$، تکانهٔ پروتون گسیل شده $k_p\hbar$، و تکانهٔ پروتون کنده شده $k_n\hbar$ است. از پایستگی تکانه داریم:

$$k_n^2 = k_d^2 + k_p^2 - 2k_d k_p \cos\theta$$

[1]. Stripping Reactions
[2]. Pickup Reaction

چنانچه نوترون در پارامتر برخورد R گیراندازی شود، تکانه زاویه‌ای مداری منتقل شده به هسته $l_n\hbar$، با رابطهٔ زیر داده می‌شود:

$$l_n\hbar = r \times p = Rk_n\hbar$$
$$l_n = Rk_n$$

چون قبلاً نشان داده ایم k_n تابعی از زاویه θ است، حالا می‌توانیم هر انتقال تکانهٔ زاویه‌ای مداری در واکنش را به یک زاویهٔ θ مفروض که متناظر با جهت حرکت پروتون خروجی است نسبت بدهیم. بنابراین، واکنش (d, p) یک ابزار قدرتمند طیف‌سنجی خواهد بود. با اندازه‌گیری انرژی پروتون خروجی، می‌توان مقدار Qی واکنش و لذا انرژی هر حالت برانگیختهٔ هستهٔ باقی‌مانده را که تشکیل می‌شود به دست آورد. از راستای حرکت پروتون، می‌توان انتقال تکانه زاویه‌ای مداری در واکنش l_n، را به دست آورد. چنانچه اسپین و پاریتهٔ هسته باقیمانده در حالت پایه را بدانیم، می‌توانیم اطلاعاتی دربارهٔ اسپین و پاریتهٔ حالت‌های برانگیختهٔ هستهٔ باقیمانده با استفاده از قواعد زیر به دست آوریم

$$\left|\left(|J_A - l_n| - \frac{۱}{۲}\right)\right| \le J_{B^*} \le J_A + l_n + \frac{۱}{۲}$$
$$\pi_A\pi_{B^*} = (-۱)^l$$

سایر واکنش‌های کندنی واکنش‌هایی هستند همچون (α, t)، (α, d) و غیره. واکنش‌های نوعی برگیری عبارتند از (p, d)، (p, t)، $(\alpha, {}^۶\mathrm{Li})$ و غیره.

مسئلهٔ نمونه: زاویه‌ای را پیدا کنید که در آن سطح مقطع (d, p) برای ۴و۳، ۲ و ۱، $l = ۰$ دارای یک ماکزیمم است. انرژی دوترون را ۷MeV ، انرژی پروتون را ۱۳MeV ، و شعاع R را ۶fm فرض کنید.

حل:

$$k_d = ۰/۸۲\ fm^{-۱}$$
$$k_p = ۰/۷۹\ fm^{-۱}$$
$$k_n = \frac{l}{R}$$

بنابراین، برای $l = ۰,۱,۲,۳,۴$؛ $k_n = ۰,۰/۱۷\ fm^{-۱}, ۰/۳۳\ fm^{-۱}, ۰/۵۰\ fm^{-۱}, ۰/۶۷\ fm^{-۱}$ خواهد بود. با استفاده از مثلث تکانه:

$$\cos\vartheta = \frac{-k_n^۲ + k_d^۲ + k_p}{۲k_d k_p}$$

$l = ۰,۱,۲,۳,۴$ برای $\theta = ۰^\circ, ۱۲^\circ, ۲۴^\circ, ۳۶^\circ, ۴۹^\circ$

(یک عبارت کم‌وبیش صحیح‌تر، رابطهٔ $Rk_n = \left[l(l+۱)\right]^{۱/۲}$ را پیشنهاد می‌کند.)

۱۰-۹. واکنش‌های هسته مرکب

هستهٔ مرکب، یک حالت میانی واکنش با عمری نسبتاً طولانی است که نتیجهٔ یک رشته برهم‌کنش‌های پیچیدهٔ دو - جسمی می‌باشد که در آن انرژی پرتابه در میان تمام نوکلئون‌های سیستم مرکب توزیع می‌گردد. عمر هستهٔ مرکب چقدر است؟ از تعریف‌مان در بالا می‌توانیم بگوییم که عمر هستهٔ مرکب باید حداقل چندین برابر مدت زمانی باشد که طول می‌کشد تا نوکلئون هسته را بپیماید ($۱۰^{-۲۲}$ ثانیه). بنابراین، مقیاس زمانی واکنش‌های هسته مرکب از مرتبهٔ $۱۰^{-۱۸}$ ثانیه تا $۱۰^{-۱۶}$ ثانیه است. طول عمرهای تا $۱۰^{-۱۴}$ ثانیه نیز مشاهده شده‌اند. این زمان‌های نسبتاً طولانی را باید با مقیاس زمانی نوعی $۱۰^{-۲۲}$ ثانیه‌ای یک واکنش مستقیم که طول می‌کشد ابعاد هسته یک بار توسط نوکلئون طی شود مقایسه کرد.

شاخصهٔ مهم دیگر واکنش‌های هسته مرکب این است که مد واپاشی هستهٔ مرکب مستقل از مد تشکیل آن می‌باشد (*فرضیهٔ استقلال بور* یا *فرض فراموشی*). هرچند این بیان به‌طور کلی درست نیست، اما باز هم به عنوان یک ابزار مفید برای فهم برخی شاخصه‌های واکنش‌های هسته مرکب باقی می‌ماند. به‌عنوان مثال، کار کلاسیک گوشال[1] (۱۹۵۰) را مورد بررسی قرار می‌دهیم. گوشال هستهٔ مرکب ^{۶۴}Zn را به دو طریق، یعنی، با بمباران ^{۶۳}Cu با پروتون و بمباران ^{۶۰}Ni با ذرات α تشکیل داد. وی مقادیر نسبی ^{۶۲}Cu، ^{۶۲}Zn و ^{۶۳}Zn پیدا شده در دو بمباران را با در نظر گرفتن ۱۰٪ عدم قطعیت تجربی مورد بررسی قرار داد و متوجه شد که مقادیر فراورده‌ها در هر دو بمباران

[1] .Ghoshal

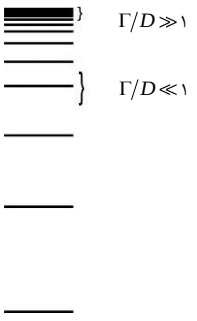
یکسان بودند (آزمایش‌های بعدی، انحراف‌های کمتری از فرضیهٔ استقلال نشان داده‌اند). به علت زمان طولانی واکنش و «فراموشی» هستهٔ مرکب دربارهٔ نحوهٔ به وجود آمدنش، می‌توان نشان داد که توزیع زاویه‌ای محصولات حول ۹۰° متقارن است (در چارچوب هستهٔ مرکب در حال حرکت).
سطح مقطع برای واکنش «هسته مرکب» را می‌توان به صورت حاصلضرب دو فاکتور، یکی احتمال تشکیل هستهٔ مرکب و دیگری احتمال واپاشی آن به یک کانال معین نوشت. همانگونه که در بالا توضیح داده شد احتمال تشکیل هستهٔ مرکب را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\sigma = \pi\lambda^{2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)T_l$$

احتمال واپاشی هستهٔ مرکب (CN) به یک مجموعه محصولات β را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\text{احتمال} = \left[\frac{T_l^{\beta}(E_{\beta})}{\sum_{l_\gamma E_\gamma} T_l^{\gamma}(E_\gamma)}\right]$$

که در آن T_l ضرایب تراگسیل واپاشی CN به محصولات i هستند. شکل ۱۰-۱۷ نمایش طرح‌وار ترازهای هستهٔ مرکب را نشان می‌دهد. به تعداد فزایندهٔ ترازها وقتی انرژی برانگیختگی CN افزایش می‌یابد توجه کنید. به‌طور کمّی، تعداد ترازها بر هر MeV از انرژی برانگیختگی E، تقریباً با $E^{1/2}$ افزایش پیدا می‌کند.



شکل ۱۰-۱۷. نمایش طرح‌وار ترازهای یک هستهٔ مرکب.

دسته‌بندی‌های جالب واکنش‌های CN را می‌توان با نسبت پهنای یک تراز هستهٔ مرکب، Γ به میانگین فاصلهٔ بین ترازهای هستهٔ مرکب D تعریف کرد (از اصل عدم قطعیت هایزنبرگ به یاد دارید که $\Gamma \cdot \tau \geq \hbar$، که در آن τ عمر میانگین تراز هستهٔ مرکب است). دسته‌بندی‌ها عبارتند از (الف) $\Gamma/D \ll ۱$ یعنی، مورد ترازهایِ منزویِ ناهم‌پوشانِ هستهٔ مرکب و (ب) $\Gamma/D \gg ۱$، مورد چندین تراز هم‌پوشان در هستهٔ مرکب (شکل۱۰-۱۷). بدیهی است واکنش‌های دستهٔ (الف) آنهایی هستند که در آنها انرژی برانگیختگی هستهٔ مرکب پایین است، در حالی که واکنش‌های دسته (ب) آن‌هایی هستند که در آنها انرژی برانگیختگی بالا است.

ابتدا مورد $\Gamma/D \ll ۱$را در نظر می‌گیریم. این بدان معنی است که در برخی مقادیر از انرژی برانگیختگی هستهٔ مرکب، تک تک ترازهای هستهٔ مرکب را می‌توان برانگیخت (یعنی، هنگامی که انرژی برانگیختگی دقیقاً برابر است با انرژی یک تراز هستهٔ مرکب). هنگامی که چنین اتفاقی بیفتد، یک خیزش تُند یا *تشدید*، در سطح مقطع واکنش وجود خواهد داشت؛ مشابه جذب تابش فروسرخ توسط کلرید سدیم به هنگامی که بسامد تابش برابر بسامد نوسان طبیعی کریستال است. در این مورد، فرمول سطح مقطع (*فرمول تک-تراز برایت – ویگنر*) برای واکنش $a + A \rightarrow C \rightarrow b + B$ عبارت است از

$$\sigma = \pi D^{۲} \frac{(۲J_C + ۱)}{(۲J_A + ۱)(۲J_a + ۱)} \frac{\Gamma_{aA}\Gamma_{bB}}{(\varepsilon - \varepsilon_{۰})^{۲} + (\Gamma/۲)^{۲}}$$

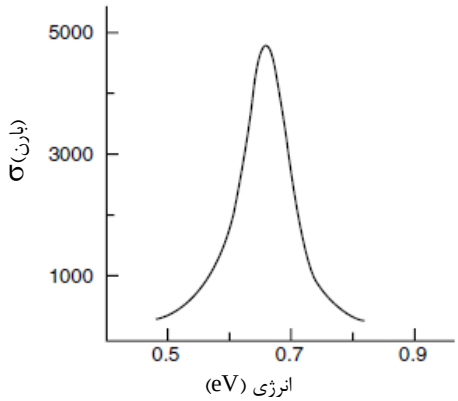
که در آن J_i اسپین هسته iام، Γ_{aA}، Γ_{bB} و Γ ، به ترتیب، پهناهای جزیی برای تشکیل C، واپاشی C به $b + B$ و کل پهنا برای واپاشی C هستند. نمادهای ε و $\varepsilon_{۰}$ اشاره به انرژی هستهٔ پرتابه و انرژی پرتابه متناظر با برانگیختگی یک تک تراز منزوی دارند. با اعمال این فرمول به مورد واکنش‌های (n, γ) داریم:

$$\sigma_{n,\gamma} = \pi D^{۲} \frac{(۲J_C + ۱)}{(۲J_A + ۱)(۲)} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(\varepsilon - \varepsilon_{۰})^{۲} + (\Gamma/۲)^{۲}}$$

مثالی از این رفتار در شکل ۱۰-۱۸ نشان داده شده است.

تشدیدهایی در واکنش‌های القاییده با نوترون‌های انرژی- پایین دیده می‌شوند که یکی از آنها ظهور ترازهایی در هستهٔ مرکب در انرژی‌های برانگیختگی از مرتبهٔ انرژی بستگی نوترون و در جایی است

که فاصلهٔ بین ترازها در حدود الکترون ولت می‌باشد. در انرژی‌های نوترونی خیلی پایین‌تر از ε_0، که $(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 \approx \varepsilon_0^2$ است، سطح مقطع برای واکنش (n, γ) به صورت $1/v$ خواهد بود که در آن v سرعت نوترون است، و رفتاری کلی است که قبلاً توصیف کرده ایم.



شکل ۱۰–۱۸. رفتار تشدیدی در واکنش‌های (n, γ).

اکنون موردی را در نظر می‌گیریم که در آن $\Gamma/D \gg 1$ است، یعنی ترازهای هم‌پوشان زیادی از هستهٔ مرکب تجمع می‌کنند. (همچنین به صورت ضمنی، گسترهٔ بزرگی از انرژی‌های برانگیختگی هستهٔ مرکب را در نظر داریم). سطح مقطع برای واکنش $a + A \rightarrow C \rightarrow b + B$ را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\sigma_{ab} = \sigma_C P_C(b)$$

که در آن $\sigma_C(a)$ سطح مقطعِ تشکیلِ هستهٔ مرکب C و P_C احتمال واپاشی C به کانال $b + B$ است. به وضوح $\sum P_C(b) = 1$. حالا به‌تفصیل، احتمال اینکه ذرهٔ گسیل شدهٔ b دارای انرژی ε_b باشد را بررسی می‌کنیم. قبل از هر چیز، بیشینهٔ انرژی‌ای که b می‌تواند داشته باشد $E_C^* - S_b$ است که در آن E_C^* انرژی برانگیختگی هستهٔ مرکب و S_b انرژی جدایی b در هستهٔ باقیماندهٔ B است. ولی b می‌تواند با انرژی‌های متفاوت کمتر از این گسیل شود و در نتیجه، هستهٔ B را در یک حالت

برانگیخته بگذارد. با به‌کار بردن مباحث موازنه تفصیلی از مکانیک آماری (ر. ک. لِفورت[1] ۱۹۶۸ یا فردلندر[2]، کندی[3]، میلر[4] و ماکیاس[5] (FKMM)) برای احتمال گسیل یک ذرهٔ b با انرژی ε_b (کمتر از ε_{max}، و باقی گذاشتن هستهٔ B در انرژی برانگیختگی E_B^*) می‌توان نوشت:

$$W_b\left(\varepsilon_b\right)d\varepsilon_b = \frac{\left(2J_b+1\right)\mu}{\pi^2\hbar^3}\varepsilon_b\sigma_{inv}\frac{\rho\left(E_B^*\right)}{\rho\left(E_C^*\right)}d\varepsilon_b$$

در این معادله، μ جرم کاهش یافتهٔ سیستم و σ_{inv} سطح مقطع برای فرایند معکوسی است که در آن هر جا که b دارای انرژی ε_b باشد ذرهٔ b توسط هستهٔ B گیراندازی می‌شود. نمادهای $\rho\left(E_C^*\right)$ و $\rho\left(E_B^*\right)$ اشاره به چگالی تراز در هستهٔ B برانگیخته با انرژی برانگیختگی E_B^* و چگالی تراز در هستهٔ مرکب C برانگیخته با انرژی برانگیختگی E_C^* دارند. سطح مقطع معکوس را می‌توان با استفاده از همان فرمول‌های به‌کار رفته در محاسبهٔ سطح مقطع تشکیل هستهٔ مرکب محاسبه کرد. با استفاده از مدل گاز فرمی، می‌توان چگالی‌ترازهای هستهٔ مرکب را به صورت زیر محاسبه کرد:

$$\rho\left(E^*\right) = C\exp\left[2\left(aE^*\right)^{1/2}\right]$$

که *پارامتر چگالی تراز*، a، برابر $\frac{A}{8}-\frac{A}{12}$ است. دمای هسته T، با رابطه زیر داده می‌شود:

$$E^* = aT^2 - T$$

نسبت پهناهای گسیل برای ذرات گسیل شدهٔ x و y به صورت زیر است:

$$\frac{\Gamma_x}{\Gamma_y} = \frac{g_x\mu_x}{g_y\mu_y}\frac{R_x}{R_y}\frac{a_x}{a_y}\exp\left[2\left(a_xR_x\right)^{1/2} - 2\left(a_yR_y\right)^{1/2}\right]$$

---

[1] .Lefort
[2] .Friedlander
[3] .Kennedy
[4] .Miller
[5] .Macias

که در آن g_i اسپین ذرهٔ iام، a_i و R_i پارامتر چگالی تراز و بیشینه انرژی برانگیختگی برای هستهٔ باقیمانده‌ای هستند که از گسیل ذره iام حاصل شده است؛ R اصولاً عبارت است از E^* - S-ε_s که در آن ε_s انرژی آستانه برای گسیل ذرهٔ باردار است (برای نوترون‌ها ε_s = ۰ است).

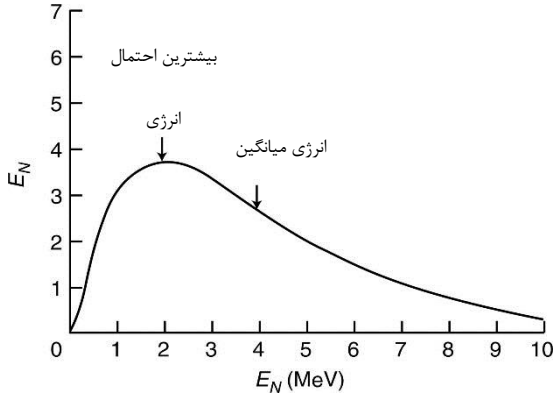
چنانچه ذرات گسیل شده نوترون باشند، همانگونه که در شکل ۱۰-۱۹ نشان داده شده است، طیف انرژی نوترون گسیل شده به صورت زیر است:

$$N(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{\varepsilon}{T^2}\exp\left(\frac{-\varepsilon}{T}\right)d\varepsilon$$

به عبارت دیگر، ذرات با یک توزیع انرژی ماکسولی گسیل می‌شوند. محتمل‌ترین انرژی T است در حالی که انرژی میانگین $2T$ است. هستهٔ مرکب به نظر می‌رسد که ذرات را مانند مولکول‌هایی که سطح یک مایع داغ را ترک می‌کنند، «تبخیر»کند. با اندازه‌گیری طیف انرژی ذرات گسیل شده در یک واکنش هسته مرکب، گویی از یک «دما سنج هسته‌ای» استفاده می‌کنیم که در آن

$$\frac{d\left[\ln N(\varepsilon)d\varepsilon\right]/\varepsilon\sigma_{inv}}{d\varepsilon} = \frac{1}{T}$$

است. ذرات باردار نیز ممکن است تبخیر شوند، با این تفاوت که کمینهٔ انرژی جنبشی مثل مورد نوترون‌ها صفر نیست. در عوض، آستانه برای گسیل ذرهٔ باردار، ε_s، (که تقریباً همان سد کولنی است) کمینهٔ انرژی یک ذرهٔ تبخیر شده را تعیین می‌کند (ر. ک. شکل۱۰-۱۰).



شکل ۱۰-۱۹. طیف نوترون‌های تبخیر شده.

طیف انرژی ذرات باردار تبخیر شده عبارت است از:

$$N(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{\varepsilon - \varepsilon_s}{T^2}\exp\left(\frac{-\varepsilon-\varepsilon_s}{T}\right)d\varepsilon$$

توزیع در فضای فراورده‌های واکنش چگونه خواهد بود؟ بیاییم فرض کنیم که چون هستهٔ مرکب چگونگی تشکیل خود را «فراموش» کرده است، نباید جهت مرجّحی برای گسیل محصولات واپاشی وجود داشته باشد. پس، می‌توان انتظار داشت که کلیهٔ زوایای گسیل ذرات θ، دارای احتمال یکسانی باشند. از این رو، انتظار داریم که $P(\theta)$، احتمال گسیل ذره در زاویهٔ θ، ثابت باشد. لذا، $d\sigma/d\Omega(\theta)$ به صورت زیر خواهد بود:

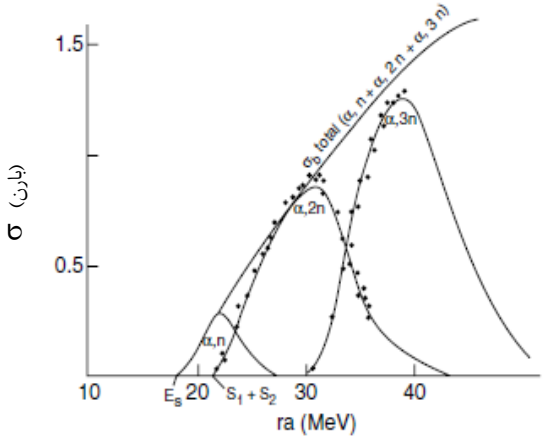
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \int P(\vartheta)\frac{d\theta}{d\Omega}$$

در این رابطه فرض بر این است که توزیع زاویه‌ای ذرات گسیل شده را در چارچوب هسته مرکب در حال حرکت اندازه‌گیری می‌کنیم. در چارچوب آزمایشگاهی، به دلیل حرکت سیستم مرکز جرم، تعداد بیشتری ذره (با انرژی‌های بالاتر) در راستای جلو گسیل می‌شوند تا در راستای عقب.

تغییرات سطح مقطع بر حسب انرژی (*تابع برانگیختگی*) برای فرایندهای تبخیر، همانگونه که در شکل ۱۰-۲۰ برای واکنش $^{209}\mathrm{Bi}(\alpha, xn)$ نشان داده شده است، نسبتاً بارِز است. با شروع از آستانهٔ ε_s، سطح مقطع با افزایش انرژی افزایش می‌یابد زیرا سطحِ مقطعِ تشکیلِ هستهٔ مرکب افزایش پیدا می‌کند. در نهایت، انرژی برانگیختگی هستهٔ مرکب به اندازهٔ کافی بزرگ می‌شود که گسیل دو نوترون از نظر انرژی امکان‌پذیر می‌گردد. این فرایندِ «۲ نوترون- بیرون» برفرایند «۱ نوترون- بیرون» غلبه خواهد کرد، و سطح مقطع «۱ نوترون- بیرون» کاهش خواهد یافت. در نهایت، فرایند «۳ نوترون- بیرون» بر فرایند «۲ نوترون- بیرون» غالب خواهد شد. انتظار داریم قله‌ها برای فرایندهای «x نوترون- بیرون» در $S_{n1}+2T$، $S_{n1}+S_{n2}+4T$، $S_{n1}+S_{n2}+S_{n3}+6T$ و غیره باشند (که در آن از هرگونه تغییر در T در طی فرایند گسیل صرف‌نظر می‌کنیم).

اکنون رئوس مطالب پیرامون هستهٔ مرکب را تکرار می‌کنیم. گفته شد که این واکنش‌ها اساساً واکنش‌هایی هستند «واسطه‌ای» و بلند- عمر، که با مجموعه‌ای از برهم‌کنش‌های دو- جسمیِ پیچیده تشکیل می‌شوند. می‌توان مجموعه معادلاتی نوشت که کل سطح مقطع هسته‌مرکب را توصیف می‌کند. نشان داده‌ایم چگونه این فرمولبندی کلی برای موارد خاص ساده می‌شود: مورد

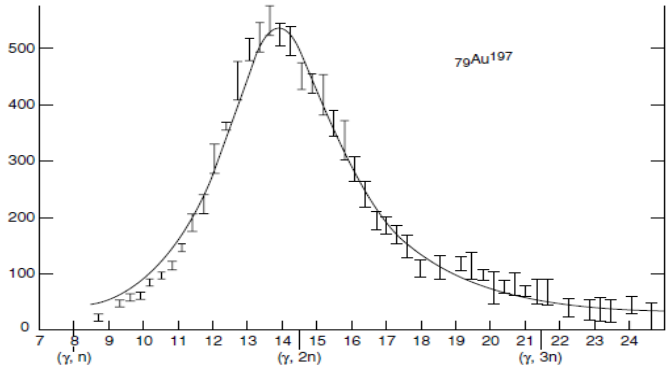
برانگیختنِ یک تک-تراز هستهٔ مرکب که در آن قله‌ها یا تشدیدهایی را در سطح مقطع می‌بینیم و مورد انرژی‌های برانگیختگی بالاتری که هستهٔ مرکب مانند یک مایع داغ رفتار می‌کند و ذرات را تبخیر می‌کند. در تمام انرژی‌های برانگیختگی، توزیع زاویه‌ای محصولات واکنش نسبت به یک صفحه عمود بر جهت ذره فرودی، متقارن است.



شکل ۱۰-۲۰. تابع برانگیختگی برای واکنش $^{209}Bi(\alpha, xn)$[۲۰۹].

۱۰-۱۰. واکنش‌های فوتوهسته‌ای

واکنش‌های فوتوهسته‌ای زیرمجموعه‌ای از واکنش‌های هسته‌ای هستند که در آنها پرتابهٔ فرودی، فوتون است و ذرات گسیل شده ذرات باردار یا نوترون هستند. مثال‌هایی از این واکنش‌ها عبارتند از (γ,n)، (γ,α)، (γ,p) و غیره. فوتون‌های انرژی- بالای مورد نیاز برای القای این واکنش‌ها را می‌توان از نابودی پوزیترون‌ها در پرواز (تولید فوتون‌های تک انرژی) یا تابش‌های ترمزی پر انرژی حاصل از الکترون‌های انرژی- بالای در حال کندشدن (که توزیع پیوسته‌ای از انرژی‌های فوتونی را تولید می‌کنند) به دست آورد. ویژگی خاص تابع برانگیختگی برای واکنش‌های فوتوهسته‌ای پیدایش برآمدگی بزرگی در سطح مقطع در ۲۵MeV~ برای واکنش با هدفی از ^{16}O است که به آرامی با افزایش A تا ۱۵MeV برای ^{208}Pb کاهش می‌یابد (شکل ۱۰-۲۱).



انرژی فوتون، MeV

شکل ۱۰-۲۱. سطح مقطع فوتوهسته‌ای Au^{197}.

[اقتباس از: Fultz et al. (1962)]

این برآمدگی، *تشدید دو قطبی غول‌آسا* (GDR) نامیده می‌شود. گولد هابر[1] و تلر[2] (۱۹۴۸) مدلی را برای این واکنش ارائه نمودند که در آن تشدید دو قطبی غول‌آسا نتیجهٔ نوسان جمعی همهٔ نوترون‌ها در قبال پروتون‌ها است. این مدل، تغییر انرژی GDR را به صورت $A^{-1/6}$ پیشنهاد می‌کند، که در توافق خوبی با مشاهدات است. در هسته‌های تغییر شکل یافته، GDR به دو مؤلفه شکافته می‌شود، که معرف نوسان‌های در امتداد محورهای اصلی و فرعی هسته‌اند. به یک شاخصهٔ دیگر واکنش‌های فوتوهسته‌ای نیز باید توجه کرد. حاصل‌جمع سطح مقطع جذب برای فوتون‌های دو قطبی (بر روی همهٔ انرژی‌ها) مقدار ثابتی است، یعنی،

$$\int_{\circ}^{\infty} \sigma_{abs}\left(E_{\gamma}\right) dE_{\gamma} \propto \frac{NZ}{A} \approx \circ/\circ ۵۸ \frac{NZ}{A} MeV - barns$$

این رابطه را *قاعدهٔ جمع دوقطبی*[3] می‌نامند.

۱۰-۱۱. واکنش‌های یون سنگین

واکنش‌های القاییده با یون سنگین معمولاً واکنش‌هایی هستند که با پرتابه‌های سنگین‌تر از ذرهٔ آلفا القا می‌شوند. گسترهٔ پرتابه‌های مطالعه شده وسیع است؛ از یون‌های سبک ،C، O، Ne، گرفته

---

1. Goldhaber
2. Teller
3. Dople-Sum

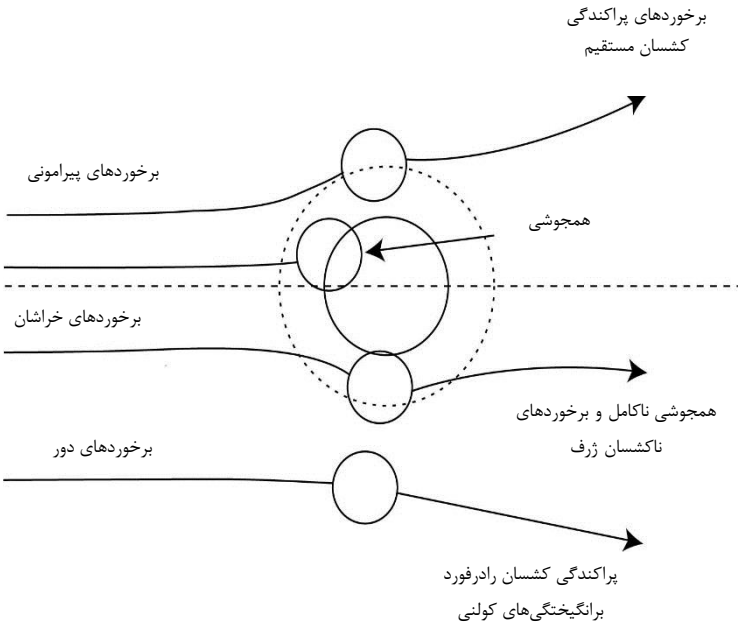
تا یون‌های با جرم متوسط، همچون Kr، S، Ar و Ca تا پرتابه‌های سنگین Xe و Au و حتی U. واکنش‌های القاییده با یون‌های سنگین دارای ویژگی‌های منحصر به فردی هستند که آنها را از دیگر واکنش‌ها متمایز می‌سازد. طول موج یک یون سنگین با انرژی ۵MeV بر نوکلئون یا بیشتر در مقایسه با ابعاد یون کوچک است. در نتیجه، برهم‌کنش‌های این یون‌ها را می‌توان به صورت کلاسیک توصیف کرد. مقدار تکانه زاویه‌ای در این برخوردها نسبتاً بزرگ است. به‌عنوان مثال، می‌توان نوشت

$$l_{\max} = \frac{R}{\lambda}\left(1 - \frac{B}{E}\right)^{1/2}$$

برای واکنشِ $^{40}Ar + {}^{165}Ho$، ۲۲۶ MeV ملاحظه می‌کنیم که $l_{\max} = 163\hbar$ است. این در مقایسه با گشتاورهای زاویه‌ای شامل واکنش‌های القایی با نوکلئون نسبتاً بالا است و نکتهٔ آخر اینکه غالباً حاصلضرب اعداد اتمی پرتابه و هدف خیلی بزرگ (بیش از ۱۰۰۰) است، که نشانهٔ حضور نیروی‌های کولنی بزرگ در این برخوردهاست.

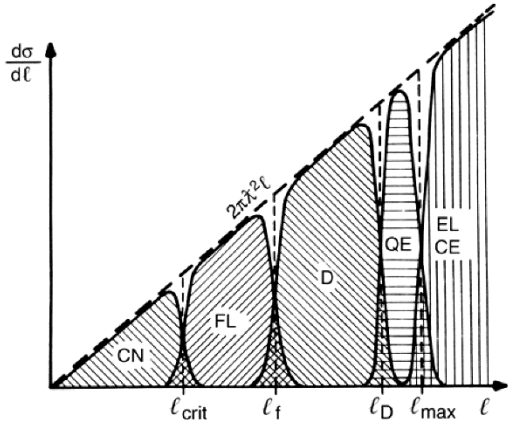
مطالعهٔ واکنش‌های القایی با یون سنگین یک زمینهٔ پیشتاز در تحقیقات هسته‌ای است. با کاربرد واکنش‌های القایی با یون سنگین برای ایجاد گونه‌های هسته‌ای غیرمتعارف، می‌توان شاخصه‌های گوناگون ساختار و دینامیک هسته را «در وضعیت‌های حدی آن» بررسی کرد. تلاش عمدهٔ دیگر، مطالعهٔ دینامیک و ترمودینامیک هسته‌های برخورد کننده است. در شکل ۱۰-۲۲، تصویری از پارامترهای برخورد گوناگون و مسیرهایی که ممکن است در یک واکنش یون سنگین دیده شوند نشان داده شده است. دورترین برخوردها منجر به پراکندگی کشسان و برانگیختگی کولنی می‌شوند. برانگیختگی کولنی عبارت است از انتقال انرژی به هستهٔ هدف از طریق برهم‌کنش بلند-برد کولنی که ترازهای سطوح پایین هستهٔ هدف را برانگیخته می‌کند. برخوردهای خراشان منجر به پراکندگی ناکشسان و آغاز تبادل نوکلئون می‌گردند. برخوردهای سربه‌سر یا نزدیک سربه‌سر منجر به همجوشی هسته‌های واکنشگر می‌شوند که می‌توانند، به تشکیل یک هستهٔ مرکب یا واکنش «شبه – همجوشی» بینجامند که در آن تبادل مقادیر زیادی جـــرم و انرژی بین هسته‌های پرتابه و هدف، بدون «فراموشی واقعیِ» خاصِ تشکیل هستهٔ مرکب صورت می‌گیرد. برای پارامترهای برخورد بین برخوردهای خراشان و سربه‌سر، نوع جدیدی از سازوکار واکنش هسته‌ای، *پراکندگی ناکشسان ژرف*، را می‌توان مشاهده نمود. در پراکندگی ناکشسان ژرف، هسته‌های برخورد کننده یکدیگر را لمس می‌کنند، به‌صورت جزئی آمیخته می‌شوند، مقادیر زیادی انرژی و جرم مبادله

می‌کنند، به صورت یک «*مجموعهٔ جوشیده در هم*» می‌چرخند و سپس تحت نفوذ دافعهٔ کولنی متقابل، پیش از تشکیل یک هستهٔ مرکب باز از هم جدا می‌شوند.



شکل ۱۰-۲۲. طرح‌وار رده‌بندی برخوردها براساس پارامتر برخورد.
[اقتباس از:Hodgson et al.(1997)]

همین گستره- سازوکارهای واکنشی را می‌توان برحسب انتقال تکانهٔ زاویه‌ای مرتبط با هر سازوکار، پیش‌بینی کرد (شکل ۱۰-۲۳). پیرامونی‌ترین برخوردها، منجر به پراکندگی کشسان شده و بنابراین بالاترین مقادیر انتقال تکانه زاویه‌ای را دارند. برخوردهای خراشان منجر به پراکندگی ناکشسان و واکنش تبادل نوکلئون گشته و به عنوان واکنش‌های «شبه کشسان» روی هم جمع می‌شوند. برخوردهای «تماسیِ سخت»، منجر به برخوردهای ناکشسان ژرف، متناظر با مقادیر میانی l، می‌گردند. برخوردهای دقیقاً سربه‌سر، مترادف‌اند با تشکیل هستهٔ مرکب و لذا پایین‌ترین مقادیر l. اگر برخوردها اندکی پیرامونی‌تر باشند، منجر به واکنش‌های «شبه همجوشی» می‌شوند.



شکل ۱۰-۲۳. نمایش طرح‌وار وابستگی سطح مقطع جزئی به l برای فرایندهای هسته مرکب (CN)، شبه هم جوشی (FL)، ناکشسان ژرف (D)، شبه کشسان (QE)، برانگیختگی کولنی (CE)، کشسان (EL).
[اقتباس از: Schroeder and Huizenga (1984)]

۱۰-۱۱-۱. برانگیختگی کولنی

انرژی پتانسیل ناشی از برهم‌کنش کولنی بین یک یون سنگین و یک هسته را می‌توان به صورت زیر نوشت:

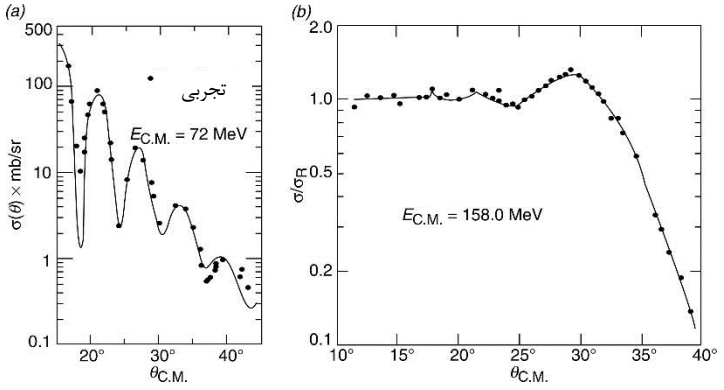
$$E_C = \left(Z_1 Z_2 e^2 / R\right) \sim 1/2 \left(Z_1 Z_2 / A^{1/3}\right) MeV$$

به علت میدان قوی و بلند- برد الکتریکی بین هسته‌های پرتابه و هدف، امکان برانگیختنِ الکترومغناطیسی هستهٔ هدف توسط یون هستهٔ سنگین وجود دارد. این را *برانگیختگی کولنی* یا *کولِکس*[1] می‌نامند. به ویژه، نوارهای چرخشی در هسته‌های هدفِ تغییرِ شکل‌یافته را می‌توان به آسانی با جذب فوتون‌های دو قطبی برانگیخت. این تکنیک برای مطالعهٔ ساختار چنین هسته‌هایی مفید است. از آنجا که سطح مقطع‌های این واکنش‌ها بسیار بزرگ‌اند (شامل برهم‌کنش‌های بلند- برد با هسته)، به ویژه برای مطالعهٔ ساختار هسته‌های غریب با باریکه‌های پرتوزا که شدت‌ها پایین هستند مفیدند. در انرژی‌های بمبارانی نسبیتی، از میدان الکتریکی قوی یون فرودی می‌توان برای فروپاشی هستهٔ هدف (*تجزیهٔ الکترومغناطیسی*) استفاده کرد.

[1] .Coulex

۱۰-۱۱-۲. پراکندگی کشسان

در شکل ۱۰-۲۴، پراکندگی کشسان برای برخورد هسته‌های سبک را با برخورد هسته‌های خیلی سنگین‌تر مقایسه کرده‌ایم. برخوردهای بین هسته‌های سبک شاخصهٔ الگوی پراش فرانهوفر[1] را که پیش از این در ارتباط با پراکندگی نوکلئون‌ها بررسی کرده‌ایم نشان می‌دهند.



شکل ۱۰-۲۴. توزیع زاویه‌ای پراکندگی کشسان $^{16}O + {}^{12}C$، نشان‌دهندهٔ شاخصهٔ پراش فرانهوفر؛ و پراکندگی کشسان ^{16}O با ^{208}Pb که نشان‌دهندهٔ پراش فِرِنِل[2] است. [اقتباس از: Valentin (1981)]

نیروی کولنی بزرگ هستهٔ سنگین‌تر به صورت یک عدسی واگرا عمل نموده، باعث می‌شود الگوی پراش، مانند پراش فرنل باشد. برای مورد پراش فرنل، تاکید خاص بر نقطه‌ای در توزیع زاویه‌ای ذرهٔ پراکنده است که در آن سطح مقطع یک چهارم سطح مقطع پراکندگی رادرفورد است. این «زاویهٔ ربع نقطه» به عنوان زاویهٔ خراشان کلاسیک تلقی می‌شود. توجه داشته باشید که سطح مقطع پراکندگی کشسان، برابر سطح مقطع پراکندگی رادرفورد در زوایایی خیلی کمتر از زاویهٔ ربع نقطه است. از آنجا که سطح مقطع پراکندگی رادرفورد به راحتی قابل محاسبه است، آزمایشگران تعداد ذراتی را که به صورت کشسان در زوایای کمتر از زاویهٔ ربع نقطه پراکنده شده‌اند اندازه می‌گیرند تا شدت باریکه را در مطالعات واکنش‌های القاییده توسط یون سنگین استنتاج/پایش کنند.

---

1. Fraudnhofer
2. Fersnel

۱۰-۱۱-۳. واکنش‌های همجوشی

در شکل ۱۰-۲۵، نمایشی دیگر از اختلاف بین سازوکارهای گوناگون واکنش برحسب انرژی مورد نیاز برای القای واکنش‌ها نشان داده شده است. انرژی لازم برای در تماس آوردن یون‌ها به منظور برهم‌کنش، *سد برهم‌کنش* $V(R_{\text{int}})$ ، نامیده می‌شود. به‌طور صریح ، بَس[1] (۱۹۸۰) نشان داده است که سطح مقطع واکنش را می‌توان برحسب یک سد برهم‌کنش یک- بعدی بیان کرد:

$$\sigma_R = \pi R_{\text{int}}^2 \left[1 - \frac{V\left(R_{\text{int}}\right)}{E_{cm}} \right]$$

که در آن شعاع برهم‌کنش به صورت زیر:

$$R_{\text{int}} = R_1 + R_2 + 3/2 \; fm$$

و شعاع هستهٔ iام به صورتِ

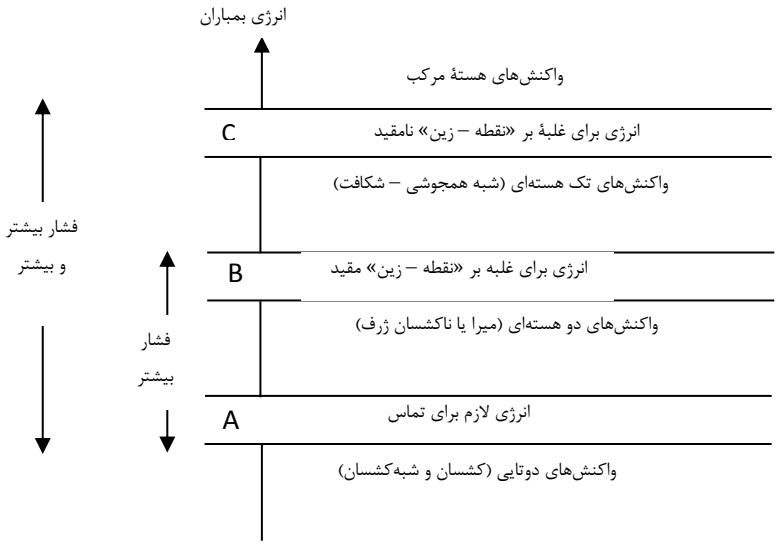
$$R_I = 1/12 A_i^{1/3} - 0/94 A_I^{-1/3} \; fm$$

و سد برهم‌کنش به صورتِ

$$V\left(R_{\text{int}}\right) = 1/44 \frac{Z_1 Z_2}{R_{\text{int}}} - b \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$

داده می‌شوند که در آن $b \sim 1$ MeV/fm. (این عبارت مشابه عبارتی است که در بخش ۱۰-۴ دیدیم اما معرف توصیف بهتری از سطح مقطع است). انرژی لازم برای درهم‌رفتنِ بیشتر یون‌ها به منظور ایجاد شبه هم‌جوشی، *انرژی فشار بیشتر* نامیده می‌شود. انرژی لازم برای ایجاد هم‌جوشی کامل یون‌ها و فراموش کردن چگونگی تشکیل‌شان، *انرژی فشارِ بیشتر و بیشتر* نام دارد.

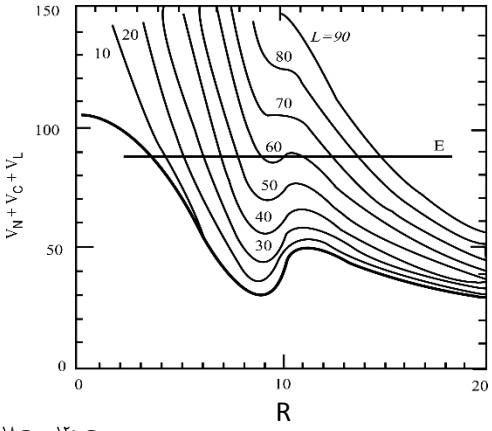
[1] .Bass



شکل ۱۰–۲۵. نمایش طرح‌وار سه انرژی بحرانی و چهار نوع واکنش هسته‌ای یون سنگین.
[اقتباس از: S. Bjornholm and W.J. Swiatecki, *Nucl. Phys*. A391, 471(1982)]

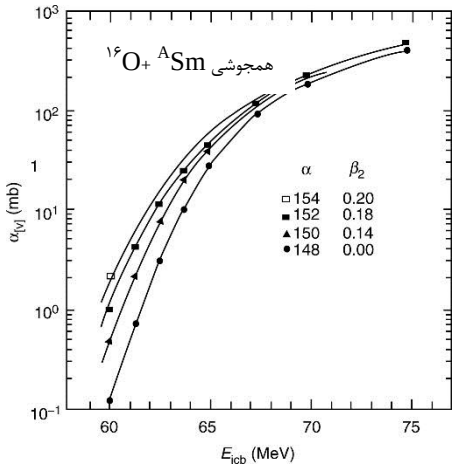
احتمال هم‌جوشی، تابع حساسی از حاصلضرب اعداد اتمی یون‌های برخورد کننده است. افت ناگهانی سطح مقطع هم‌جوشی وقتی نیروی کولنی بین یون‌ها افزایش می‌یابد ناشی از ظهور سازوکار واکنش ناکشسان ژرف است. این کاهش و شاخصه‌های دیگر سطح مقطع هم‌جوشی را می‌توان برحسب پتانسیل بین یون‌های برخوردکننده توضیح داد. این پتانسیل دارای سه بخش است: پتانسیل کولنی، پتانسیل‌هسته‌ای، و پتانسیل گریز از مرکز. تغییر این پتانسیل به صورت تابعی از تکانهٔ زاویه‌ای l و فاصلهٔ شعاعی در شکل ۱۰-۲۶ نشان داده شده است.

توجه کنید که به ازای مقادیر کوچک تکانه زاویه‌ای، یک چاله در پتانسیل وجود دارد. همجوشی هنگامی رخ می‌دهد که یون‌ها در این چاله بیفتند. چنانچه در چاله نیفتند، همجوشی انجام نمی‌شود. با مقادیر بالای پتانسیل کولنی، مقدار l هرچه باشد، یا چاله‌ای در پتانسیل وجود ندارد یا تعداد آن خیلی اندک است، از این رو همجوشی رخ نخواهد داد. به ازای یک انرژی پرتابه و پتانسیل کولنی مشخص، مقداری از تکانهٔ زاویه‌ای وجود دارد که فراتر از آن هیچ چاله‌ای در پتانسیل وجود ندارد (مقدار بحرانی تکانه زاویه‌ای) و لذا همجوشی رخ نمی‌دهد.



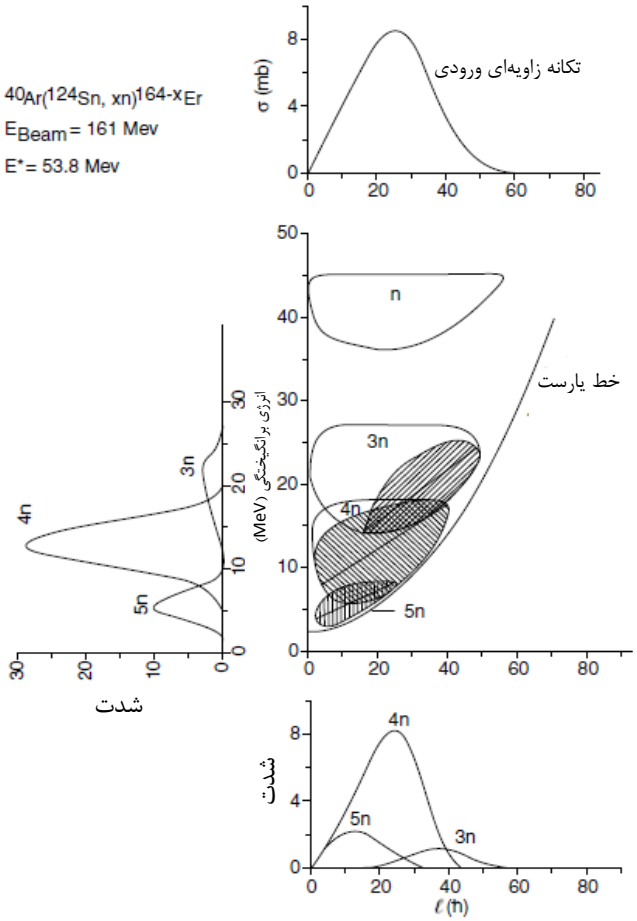
شکل ۱۰-۲۶. حاصل‌جمع پتانسیل‌های هسته‌ای، کولنی و گریز از مرکز برای $^{۱۲۰}Sn + ^{۱۸}O$ به صورت تابعی از فاصلهٔ شعاعی برای مقادیر گوناگون تکانهٔ زاویه‌ای مداری l.

همانگونه که در شکل ۱۰-۲۵ نشان داده شده است، یک سد وابسته به l برای همجوشی وجود دارد که عبارت است از حاصل‌جمع پتانسیل‌های هسته‌ای، کولنی و گریز از مرکز. این سد همچنین یک تابع حساس از تغییر شکل و جهت نسبی یون‌های برخورد کننده است. در شکل ۱۰-۲۷، تابع برانگیختگی را برای همجوشی ^{۱۶}O با ایزوتوپ‌های گوناگون Sm که گسترهٔ بزرگی از تغییر شکل‌ها را در بردارند، نشان داده‌ایم.



شکل ۱۰-۲۷. سطح مقطع‌های همجوشی برای $^{۱۶}O + ^{A}Sm$.

برای موردی که یون ^{16}O با ^{154}Sm تغییر شکل‌یافته، در مقایسه با ^{148}Sm تقریباً کروی، برهم‌کنش می‌کند، آستانهٔ خیلی پایین‌تر و سطح مقطع بالاتری مشاهده می‌شود. این تقویت، نتیجهٔ پایین آمدن سد همجوشی برای برخورد با هستهٔ تغییر شکل یافته است زیرا یون‌ها در مقادیر بزرگ‌تر R به تماس با هم درآمده و مؤلفهٔ کولنی پتانسیل را پایین می‌آورند. ببینیم پس از تشکیل هستهٔ مرکب در واکنش همجوشی یونِ سنگین چه رخ می دهد.



شکل ۱۰–۲۸. واپاشی پیش‌بینی شدهٔ هسته‌های مرکب ^{164}Er تشکیل شده در واکنش ^{40}Ar با ^{124}Sn.
[اقتباس از:Stokstad (1985)]

در شکل ۱۰-۲۸، پیش- بینی‌های مربوط به واپاشی هسته‌های مرکب تشکیل شده در واکنش ^{۱۴۰}Ar دارای انرژیِ ۱۴۷MeV را با ^{۱۲۴}Sn برای تشکیل ^{۱۶۴}Er در انرژی برانگیختگی ۵۳/۸MeV نشان داده‌ایم. توزیع تکانهٔ زاویه‌ای در هستهٔ مرکب، تشکیل حالت‌های با $l = ۰–۶۰\hbar$ را نشان می‌دهد. انرژی برانگیختگی چنان است که از نقطه نظر انرژی، کانال واکنش مرجّح، شامل تبخیر چهار نوترون از هستهٔ مرکب است. با تبخیر نوترون‌ها از هستهٔ مرکب، تکانهٔ زاویه‌ای تغییر چندانی نمی‌کند زیرا هر نوترون مقدار نسبتاً کمی تکانه زاویه‌ای با خود می‌برد. درنهایت، خط یارست[1] تشکیل حالت‌ها را در صفحهٔ E-J محدود می‌کند. خط یارست مکان هندسی پایین‌ترین حالت‌های یک تکانه زاویه‌ای معین برای یک مقدار معین J است. زیرِ خط یارست برای یک J معین، هیچ حالتی از هسته وجود ندارد (کلمهٔ *yrast* ریشه در زبان اسکاندیناوی قدیم دارد و به معنای «سرگیج‌ترین» است). هنگامی که سیستم به خط یارست می‌رسد، با رگباری از پرتوهای- γ واپاشی می‌کند. به این ترتیب، واکنش‌های یون سنگین ابزاری هستند برای برانگیختن ترازهای با بیشترین اسپین در هسته‌ها، که مطالعهٔ ساختار هسته را در تکانهٔ زاویه‌ای بالا امکان‌پذیر می‌سازند.

۱۰-۱۱-۴. پراکندگی ناکشسان ژرف

حال توجه خود را به مورد پراکندگی ناکشسان ژرف معطوف می‌کنیم. در اوایل دههٔ ۱۹۷۰/۱۳۵۰، به عنوان بخشی از یک تلاش برای تولید عناصر اَبَر سنگین از طریق همجوشی یون‌های Kr و Ar با هسته‌های هدف سنگین، یک سازوکار واکنش هسته‌ای جدید، به‌نام پراکندگی ناکشسان ژرف کشف شد. به عنوان مثال، در واکنش ^{۸۴}Kr با ^{۲۰۹}Bi (شکل۱۰-۲۹) به جای مشاهدهٔ شکافت هسته‌های کاملاً همجوشیده (برای تشکیل هسته‌های واقع در ناحیه‌ای که با مثلث علامتگذاری شده است)، هسته‌های پرتابه و «شبه‌هدف» و گروه جدید و غیرمنتظره‌ای از ترکش‌های با جرم‌های نزدیک به جرم‌های هدف و پرتابه اما با انرژی‌های جنبشی خیلی پایین‌تر از آنچه که در پراکندگی کشسان یا شبه‌کشسان انتظار می‌رفت، مشاهده شدند.

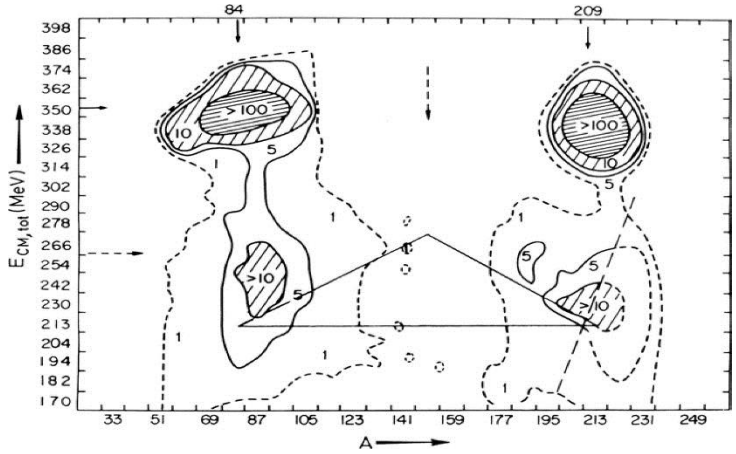
به نظر می‌رسید که این هسته‌ها، هسته‌هایی هستند که دستخوش پراکندگی ناکشسانی شده بودند که منجر به اتلاف مقدار زیادی از انرژی جنبشی پرتابهٔ فرودی شده بود. اندازه‌گیری‌های بیشتر نشان دادند که این یک پدیدهٔ کلی در واکنش‌هایی است که در آنها حاصلضرب اعداد اتمی یون‌های برخورد کننده بزرگ است (بیش از۲۰۰۰). همانگونه که قبلاً توضیح داده شد، یون‌ها کنار هم می‌آیند، به‌صورت جزئی در هم نفوذ می‌کنند، مقداری جرم و بار مبادله می‌کنند و با اتلاف مقدار

[1] .Yarst

بالایی از انرژی جنبشی در یک فرایند همجوشی، تحت تأثیر دافعهٔ کولنی متقابل‌شان مجدداً از هم جدا می‌شوند. انرژی اولیهٔ پرتابه، در اثر برانگیختگی خودِ پرتابه و پاره‌های شبه‌هدف، تحلیل می‌رود. در نتیجه، هر چه میزان اتلاف انرژی جنبشی بیشتر باشد، توزیع فراورده‌های نهایی پهن‌تر می‌شود که بخشی از آن ناشی از تبخیر نوکلئون‌ها پس از جدا شدن مجدد هسته‌ها از یکدیگر است.

۱۰-۱۱-۵. همجوشی ناکامل

در خلال همجوشی هسته‌های پرتابه و هدف امکان دارد که پیش از تشکیل یک سامانهٔ کاملاً همجوشیده، یکی از دو طرف یک تک- نوکلئون یا خوشه‌ای نوکلئونی گسیل کند. چنین فرایندهایی را *گسیل پیش‌تعادلی* (درمورد گسیل نوکلئون) یا *هم‌جوشی ناکامل* (در مورد گسیل خوشه) می‌نامند. با افزایش انرژی پرتابه این فرایندهای گسیلی مهم‌تر شده و عموماً در انرژی‌های پرتابهٔ فراتر از ۲۰MeV بر همجوشی غالب خواهند شد. در نتیجهٔ این فرایندها، هستهٔ محصول دارای تکانه‌ای است که نسبت به پدیده‌های همجوشی کامل کاهش یافته است. اندازه‌گیری انتقال تکانه در برخورد، میزانی است از وقوع این پدیده‌ها. در طیف‌های ذرات گسیل شده، وجود یک دنبالهٔ انرژی- بالا در طیف عادی تبخیر، نشان دیگری از گسیل پیش‌تعادلی است.



شکل۱۰-۲۹. اندازه‌گیری توزیع‌های انرژی و جرم فراورده در واکنش ^{84}Kr با ^{209}Bi.

[اقتباس از: M. Lefort et al., *Nucl*. A216, 166(173)]

۱۰-۱۱-۶. واکنش‌های القایی با پرتابه‌های پرتوزا

صدها هستهٔ پایدار وجود دارند اما هزاران هسته وجود دارند که پرتوزا هستند و نیمه عمرهایی دارند که از نظر تجربی مفید اند. مطالعهٔ واکنش‌های هسته‌ای القاییده با پرتابه‌های پرتوزا، یکی از زمینه‌های پژوهش در علم هسته‌ای است که از سال ۱۹۹۰/۱۳۶۹ دارای سریع‌ترین رشد بوده است. با استفاده از تکنیک‌های ISOL (جداکنندهٔ روی‌خط ایزوتوپ‌ها = *I*sotope *S*eparator *O*n-*L*ine) یا PF (ترکش پرتابه = *P*rojectile *F*ragmentation)، چند صد باریکهٔ هسته‌ای پرتوزا دسترس‌پذیر شده‌اند (ر. ک. فصل ۱۴). جاذبهٔ اصلی در این مطالعات، توانایی تشکیل فراورده‌های واکنشی یا گونه‌های میان- واکنشی با نسبت‌های غیرمتعارف N/Z است. با شروع از هسته‌هایی که خیلی غنی از پروتون هستند یا خیلی غنی از نوترون، به نواحی جدیدی از هسته‌ها می‌توان دست یافت و خواص آنها را مطالعه کرد. در انرژی‌های بالاتر، ایزو اسپین نامتداولِ گونه‌های میانی به ما اجازه می‌دهند اثر ایزوسپین را بر خواص تودهٔ هسته‌ایِ شدیداً برانگیخته مطالعه کنیم. گاهی، باریکه‌های پرتوزا، مثل ^{11}Li، خود دارای ساختاری غیرعادی‌اند و خواص و واکنش‌های آنها مورد توجه هستند.

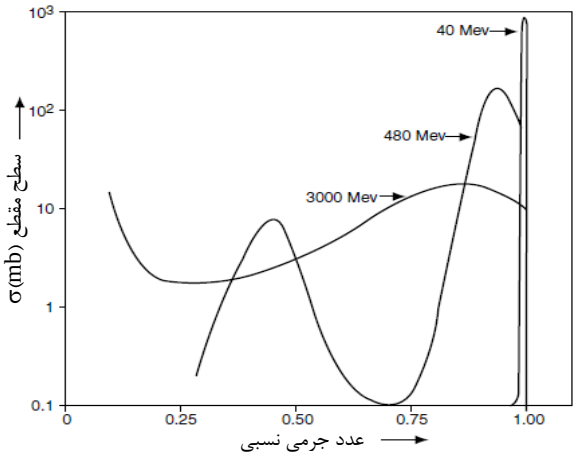
۱۰-۱۲. واکنش‌های هسته‌ای انرژی- بالا

واکنش هسته‌ای را زمانی *واکنش انرژی- پایین* می‌نامیم که انرژی پرتابه کمتر از ۱۰MeV بر نوکلئون یعنی نزدیک سد کولنی باشد. در صورتی که انرژی پرتابه بسیار بالاتر از سدکولنی و نزدیک به جرم سکون آن باشد، به عنوان مثال ۴۰۰MeV بر نوکلئون واکنش هسته‌ای واکنشِ انرژی - بالا خوانده می‌شود (تعجب‌آور نیست که واکنش‌های القایی با انرژی پرتابهٔ ۲۰-۲۵۰MeV بر نوکلئون را *واکنش‌های انرژی میانی* می‌خوانند).

چه چیز باعث تمایز واکنش‌های انرژی- پایین و انرژی- بالا می‌شود؟ در برخوردهای هسته‌ای انرژی- پایین، نوکلئون‌های پرتابه با میدان نیروی هسته‌ای متوسط یا میانگینی که با کل هستهٔ هدف مرتبط است برهم‌کنش می‌کنند. در واکنش‌های انرژی- بالا، نوکلئون‌های پرتابه با تک تکِ نوکلئون‌های هستهٔ هدف به صورت برخوردهای نوکلئون– نوکلئونی برهم‌کنش می‌کنند. برای پی بردن به علت این امر، طول موج دوبروی پروتونِ ۱۰MeV و پروتونِ ۱۰۰۰MeV را محاسبه می‌کنیم؛ به آنچه می‌رسیم، $\lambda_{۱۰MeV} = ۹/۰\,fm$ و $\lambda_{۱۰۰۰MeV} = ۰/۷۳\,fm$ است. فاصلهٔ متوسط بین نوکلئون‌ها در هسته حدود ۱/۲fm است. از این رو نتیجه می‌گیریم که در انرژی‌های پایین، نوکلئون‌های پرتابه می‌توانند در یک لحظه با چند نوکلئون برهم‌کنش کنند، در حالی که در انرژی‌های بالا، برخوردها بین زوج–نوکلئون‌ها رخ می‌دهند.

۱۰-۱۲-۱. تلاشی/ ترکش

در انرژی‌های بالا چه نوع واکنش‌هایی را مشاهده می‌کنیم؟ چون با فرایندهایی سروکار داریم که زیر سلطهٔ برخوردهای نوکلئون-نوکلئونی هستند، انتظار شکل‌گیری فرایند هسته- مرکب خیلی زیادی را نداریم. در عوض، بیشترِ واکنش‌ها باید واکنش‌های مستقیمی باشند که در مقیاس زمانی کوتاهی رخ می‌دهند. در شکل ۱۰-۳۰، توزیع نوعی جرم‌های هسته‌های باقیمانده از برهم‌کنش پروتون‌های GeV با هستهٔ سنگینی همچون ^{209}Bi نشان داده شده است.



شکل ۱۰-۳۰. توزیع جرمی برای واکنش $p + {}^{209}Bi$. [اقتباس از: Miller and Hudis (1959)]

در بالاترین انرژی، توزیع پیوسته‌ای از جرم‌های فراورده‌ها را از جرم هدف گرفته تا مقادیر بسیار پایین A، مشاهده می‌کنیم. سه ناحیه در توزیع فراوانی جرم‌ها قابل تشخیص است. یک ناحیه در حوالی نصف جرم هدف (برای هسته‌های با اعداد جرمی بین ۵۰ تا ۱۴۰) متمرکز است و مشتمل است بر فراورده‌های شکافتِ یک هستهٔ شبیهِ هدف. برای مقادیر بزرگ A ($A_{\text{ترکش}} \leq$ دو سوم $A_{\text{هدف}}$) به نظر می‌رسد فراورده‌ها از یک فرایند واکنش مستقیم موسوم به *تلاشی* سرچشمه می‌گیرند. پروتون فرودی چندین نوکلئون را در یک رشته برخوردهای دو- جسمی بیرون می‌اندازد، و هستهٔ سنگین شدیداً برانگیخته‌ای را پشت سر می‌گذارد. این هسته با تبخیر ذرات باردار و نوترون وا می‌پاشد، و توزیع پیوسته‌ای از فراورده‌ها را، که A آنها از عدد جرمی هدف شروع به کاهش می‌کند، تشکیل می‌دهد. لفظ *تلاشی* توسط یکی از ما (سیبورگ) پس از مشورت با یک استاد زبان انگلیسی

که او را مطمئن ساخت مَصدَرِ «متلاشی شدن» لفظ بسیار مناسبی برای این پدیده است، پیشنهاد شد. بـــرای پایین‌ترین اعداد جرمی $\{A_{\text{ترکش}} \leq \frac{۱}{۳} A_{\text{هدف}}\}$ می‌توان گروه دیگری از ترکش‌ها را که ترکش‌های میان- جرم (IMF) نامیده می‌شوند مشاهده کرد. تصور می‌شود این ترکش‌ها از باقیمانده‌های شدیداً برانگیختهٔ ناشی از برخوردهای کاملاً سر- به- سر با گسیل متوالیِ ذره، یا یک فرایند فروپاشی هسته موسوم به ترکش چندگانه بر آمده باشند.

روندِ بروز هر واکنش در انرژی‌های بالا با سازوکار وقوع آن در انرژی‌های پایین‌تر متفاوت است. همانگونه که قبلاً توضیح داده شد، برخوردها بیشتر بین «جفت- نوکلئون»ها صورت می‌گیرند تا بین یک نوکلئون و چندین نوکلئون به‌طور همزمان. سطح مقطعِ پراکندگی نوکلئون – نوکلئونی، به‌طور معکوس با انرژی پرتابه تغییر می‌کند. در بالاترین انرژی‌ها، این سطح مقطع ممکن است به اندازه‌ای کوچک شود که برخی نوکلئون‌ها بدون هیچگونه برخوردی با هسته از میان آن بگذرند، یعنی، هسته *شفاف* به نظر برسد. از این منظر، پارامتر کمّیِ مفیدی از تعداد برخوردهای نوکلئونی که در عبور از هسته دستخوش برخورد می‌شوند، *مسیر آزاد میانگین* Λ ، به شکل زیر

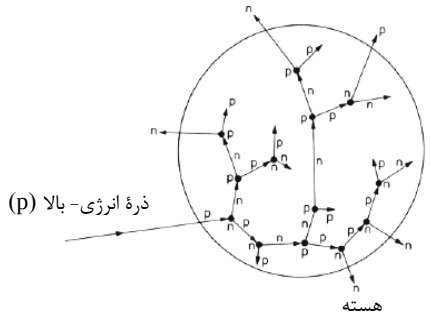
$$\Lambda = ۱/\rho\sigma$$

است، که در آن σ سطح مقطع پراکندگی میانگین نوکلئون – نوکلئون (۳۰~ میلی‌بارن) و ρ چگالی هسته ($۱۰^{۳۸}$~ نوکلئون بر سانتی متر مکعب) است. از این رو، مسیر آزاد میانگین تقریباً برابر ۳×۱۰^{-۱۳}cm خواهد بود. در هر برخورد، انرژی جنبشی انتقالی به نوکلئونی که مورد اصابت قرار گرفته است حدودِ ۲۵MeV است و در نتیجه نوکلئون مضروب ممکن است با نوکلئون‌های دیگر برخورد کند، و *رگباری* از ذرات مورد اصابت قرار گرفته را تولید کند (شکل ۱۰-۳۱). چنانچه انرژی نوکلئون فرودی فراتر از حدود ۳۰۰MeV باشد، در این صورت، تولید مزون π در این برخوردها امکان‌پذیر خواهد بود، که به نوبهٔ خود، می‌تواند با سایر نوکلئون‌ها برهم‌کنش انجام دهد. مقیاس زمانیِ رگبار $۱۰^{-۲۲}$ ثانیه است. نتیجهٔ این *رگبار درون‌هسته‌ای* یک هستهٔ برانگیخته است، که ممکن است با گسیل پیش‌تعادلی ذرات، تبخیر نوکلئون‌ها، گسیل متوالی IMF ها، یا فروپاشی، به ترکش‌های چندگانه وا بپاشد.

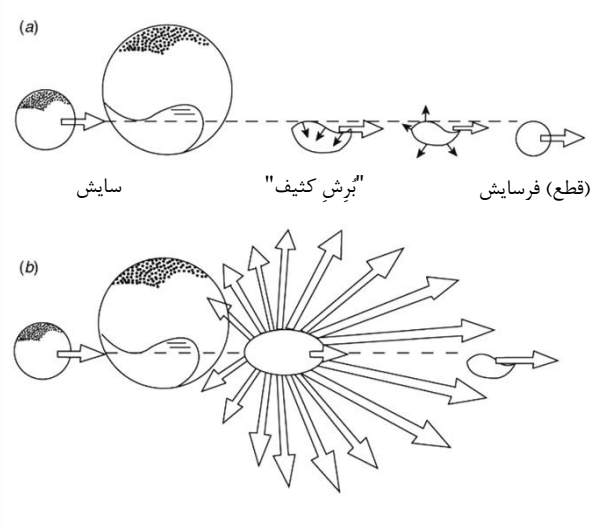
در اواسط سال‌های ۱۳۷۰/۱۳۵۰، در آزمایشگاه بوالاک برکلی[1] واکنش‌های یون سنگین در انرژی‌های بسیار بالا (۲/۱GeV – ۰/۲۵۰ بر نوکلئون) مورد مطالعه قرار گرفتند. در این انرژی‌های

[1] .Bevalac, Berkeley

بالای پرتابه، برخی از مشاهدات برحسب یک مدل سادهٔ هندسی موسوم به مدل بُرِش فرسایش[1] یا مدل گوی آتشین[2] تفسیر شدند. (شکل ۱۰-۳۲).



شکل ۱۰-۳۱. نمایشی طرح‌وار از رگبار هسته‌ای. [اقتباس از:(1997) Lieser]



شکل ۱۰-۳۲. مدل سایش – فرسایش از برخوردهای هسته‌ای نسبیتی.

در این مدل، پرتابهٔ ورودی، بخشی از هدف را (ناحیهٔ هم‌پوشانی پرتابه و هستهٔ هدف – مرحلهٔ «بُرِش») می‌سایید. فرض بر این بود که نواحی ناهمپوشانِ هسته‌های هدف و پرتابه اساساً

[1] .Abrasion-ablation
[2] .Fireball

دست‌نخورده و داغ نشده، به اصطلاح «تماشاگرِ» صحنهٔ برخورد باقی می‌ماندند. ناحیهٔ هم‌پوشان داغ («شرکت‌کنندگـــان»)، تشکیل یک «گوی آتشین» می‌دادند که بـــا رها کردن نـــوکلئون و ترکش وا می‌پاشید. انتظار می‌رفت که هستهٔ هدف «مجروح»، در ناحیهٔ برش‌خورده توسط پرتابه دارای یک مقدار اضافه مساحت باشد. همراه با این مساحت اضافی، یک انرژی برانگیختگی متناظر با جملهٔ سطحی معادلهٔ نیمه‌تجربی جرم در حدود ۱MeV به ازای هر fm^2 اضافی از مساحت سطح وجود دارد. با آرام گرفتن هسته، این انرژی اضافی سطحی به انرژی برانگیختگی دسترس‌پذیر تبدیل می‌شود و منجر به گسیـــل عادی نوکلئون و ترکش می‌گردد (مرحلهٔ «فرسایش»).

کاربرد این مدل ساده برای برخوردهای انرژی- بالای هسته – هسته منجر شده است به رده‌بندی کلی اینگونه برخوردها به «پیرامونی» یا «مرکزی». در واکنش‌های پیرامونی، پارامترهای برخورد بزرگ و انتقال تکانه‌ها کوچک‌اند. این واکنش‌ها، که تماشاگرانی بزرگ و ماندگار تولید می‌کنند به واکنش‌های *ترکشی*[1] معروف‌اند و در تولید هسته‌های جدید و باریکه‌های پرتوزا حایز اهمیت و توجه می‌باشند.

۱۰-۱۲-۲. ترکش چندگانه[2]

در برخوردهای مرکزی پارامترهای برخورد کوچک و انتقال انرژی و تکانه بزرگ‌اند. در برخوردهای مرکزی هسته– هسته در انرژی‌های متوسط (نوکلئون/ MeV ۲۰۰-۲۰)، دستیابی به مقادیر بزرگ انرژی برانگیختگی (بیش از۱۰۰۰MeV) و دمای هسته (بیش از۱۰MeV) برای دوره‌های زمانی کوتاه ($۱۰^{-۲۲}$ ثانیه) ممکن است. هسته‌های دارای این انرژی‌های برانگیختگی بالا می‌توانند با گسیل ترکش‌های پیچیده یا با جرم متوسط واپاشند. (بنا به تعریف، IMF یک محصول واکنشی است با جرم بزرگ‌تر از ۴ و کوچک‌تر از پارهٔ شکافت). فرایند *ترکش چندگانه* هنگامی رخ می‌دهد که چندین IMF در یک واکنش تولید گردند. این می‌تواند نتیجهٔ فرایندهای دوگانهٔ پی‌درپی، واپاشی «آماری» به چندین ترکش (که با گذر از یک حالت گذار، یا برقراری تعادل آماری در بین ترکش‌ها در یک حجم بحرانی توصیف می‌شود)، یا یک فرایند دینامیکی که در آن سیستم به نواحی دارای ناپایداری‌های حجمی یا سطحی ورود نموده تولید چند ترکش می‌کند باشد.

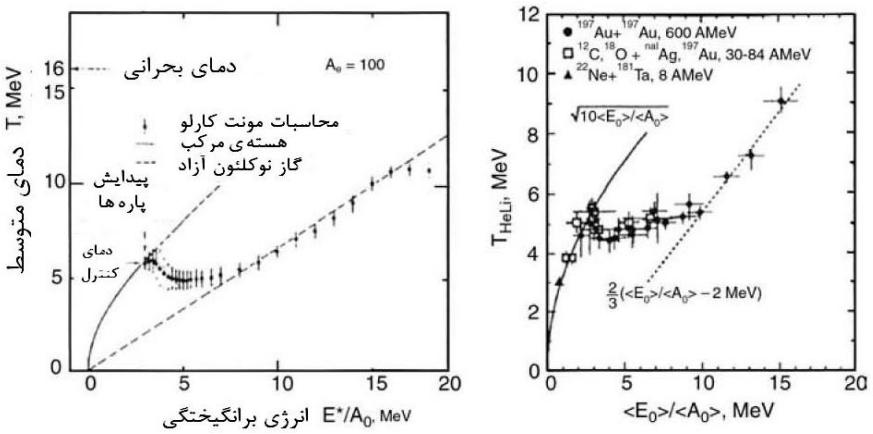
برای بررسی این پدیده‌ها اندازه‌گیری هرچه بیشتر ترکش‌ها و ذرات گسیل شده از یک واکنش ضروری است. در نتیجه، آرایه‌های گوناگونی از آشکارسازهای متعدد ساخته شده و مورد استفاده قرار گرفته‌اند. خیلی اوقات، این آرایه‌ها شامل چند صد آشکارساز برای آشکارسازی IMFهای

---

[1] .Fragmentation
[2] .Multifragmentation

گسیل شده، ذرات باردار سبک، نوترون‌ها، ترکش‌های هدف، و جز آنها می‌باشند. به علت چیدمان شدیداً «دانه-دانه‌ای» این آشکارسازها، تحلیل داده‌های تجربی، زمان‌بَر و مشکل است. با این‌همه، چندین پیشرفت جالب توجه در سال‌های اخیر رخ داده است.

یک نظریه برای توصیف ترکش چندگانه، فرض می‌کند که در خلال واکنش، یک بخار داغ هسته‌ای شکل می‌گیرد، که متعاقباً در جایی نزدیک دمای بحرانی به قطرات کوچک مایع (IMF) چگالیده می‌شود. این نظریه، نخستین بار در برهم‌کنش پروتون‌های GeV با Xe به‌کار برده شد، و آزمایش‌های اخیر با یون‌های سنگین، به انرژی‌های برانگیختگی و دماهای استنباطئی منجر شده‌اند (شکل ۱۰-۳۳) که مشابه محاسبات مربوط به گذار فاز مایع- گاز می‌باشند. این «منحنی کالریکِ» تا حدی تخیّلی، یک خیزش اولیه در دما را با انرژی برانگیختگی نشان می‌دهد،که شاخصهٔ گرم کردن یک مایع است، و به دنبال آن یک ناحیهٔ تخت (گذار فاز)، و سپس ناحیه‌ای متناظر با گرم کردن یک بخار.



شکل ۱۰-۳۳. منحنی کالریک محاسبه شده با یک مدل ترکش چندگانه، و اندازه‌گیری شده.

و بالاخره، بحث و جدل فراوانی بر سر نقش نسبی عوامل آماری و دینامیکی در ترکش چندگانه وجود داشته است. بحث، بر این مشاهده متمرکز است که داده‌های چندین واکنش را می‌توان طوری رسم کرد که احتمال گسیل چند ترکش p، به صورت $p\exp(-B/T)$ نوشته شود، که اشاره به وابستگی احتمال‌های گسیل ترکش به تنها یک سد گسیل ترکش B، دارد؛ شاخصه‌ای که دلالت

بر اهمیت عوامل آماری می‌کند. دیگران این مشاهده را نقد کرده اند. انتقاد روی جزئیات همبستگی و شواهد آثار دینامیکی متمرکز بوده است.

۱۰-۱۲-۳. پلاسمای کوارک – گلوئون

پشتوانهٔ اصلی مطالعات برخوردهای مرکزی هسته‌های سنگین در انرژی‌های اَبَر نسبیتی (بیش از ۵ GeV بر نوکلئون)، خلق و مشاهدهٔ شکل جدیدی از ماده، یعنی پلاسمای کوارک – گلوئون (QGP) است. نظریهٔ نوین برهم‌کنش قوی، کرومو دینامیک کوانتومی، پیش‌بینی می‌کند که در حالیکه که کوارک‌ها و گلوئون‌ها در شرایط عادی درون یک «کیسه»ی نوکلئونی محصوراند، در انرژی‌ها و چگالی‌های به اندازهٔ کافی بالا، رفع حصر رخ خواهد داد. پیش‌بینی می‌شود این گـــذار فـــاز (از ماده هسته‌ای عادی به QGP) در چگالی‌های انرژی $\mathrm{GeV}/f\mathrm{m}^3$ ۳-۱ رخ بدهد، که در برخوردهای مرکز-جرمی با انرژی‌های ۱۷ GeV قابل حصول است.

شماری از ردّ پاهای تجربی یک گذار فاز عبارت اند از: (الف) سرکوب تولید مزون‌های برداری سنگین J/Ψ و Ψ' و حالت‌های آپسیلونی، (ب) خلق تعداد زیادی زوج‌های کوارک – پادکوارک ss و (پ) طیف‌های تکانه، فراوانی و راستای گسیل زوج‌های دوـ لپتونی. فاز اول آزمایش‌ها در این زمینه انجام شده اند. چگالی‌های انرژی حدود $۲\mathrm{GeV}/f\mathrm{m}^3$ تولید شده‌اند. سرکوب قوی J/Ψ نسبت به برخوردهای *p-A* به موازات افزایش در تولید «شگفتی» مشاهده شده‌اند.

مسائل

۱. واکنش ^{16}O با ^{64}Ni در یک انرژی مرکز جرمی ۴۸MeV را در نظر بگیرید. انرژی جنبشی در چارچوب آزمایشگاهی ^{16}O چیست؟ سد کولنی برای واکنش چقدر است؟ سطح مقطع کل واکنش چقدر است؟ بیشنه تکانهٔ زاویه‌ای که توسط پرتابه ^{16}O آورده می‌شود چقدر است؟

۲. یک واکنش که برای سنتز عنصر ۱۱۰ پیشنهاد شده است عبارت است از واکنش ^{59}Co با ^{209}Bi در یک انرژی آزمایشگاهی ۲۹۵MeV. سطح مقطع کل قابل انتظار واکنش را حساب کنید؟

۳. لفظها یا پدیده‌های زیر را تعریف یا توصیف کنید: واکنش مستقیم، هستهٔ مرکب، واکنش کندنی.

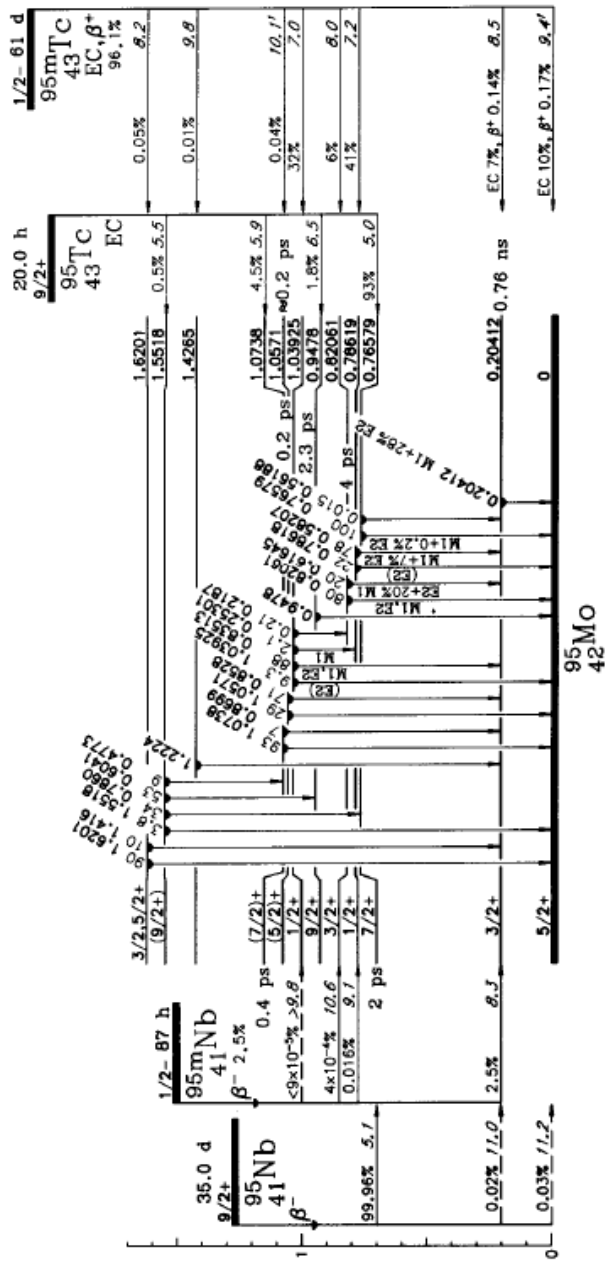
۴. قطعه‌ای از طلا به ضخامت ۱ mm توسط باریکه‌ای از نوترون‌های کند با شدت $10^6/s$ به مدت ۱۵ ساعت بمباران می‌شود. ۲۴۰ ساعت پس از پایان بمباران، چند فروپاشی بر ثانیه در ^{198}Au وجود دارد؟ (بارن) $\sigma(n,\gamma) = 98/8$، و (روز) $t_{1/2}(^{198}Au) = 2/7$.

۵. آهنگ تولید، برحسب اتم بر ثانیهٔ، ^{128}I را طی یک پرتودهی ثابت ۱ ساعتهٔ یک نمونه از ید با نوترون را در صورتی که نمونه ۱۵ دقیقه پس از پایان پرتودهی دارای فعالیت ^{128}I معادل 2mCi باشد، حساب کنید.

۶. انرژی برانگیختگی هستهٔ مرکب ^{116}Sb را که در اثر بمباران ^{103}Rh با یون‌های ^{13}C ۵۰MeV تولید می‌شودحساب کنید.

۷. نوترون‌های تبخیر شده از یک هستهٔ مرکب، دارای انرژی جنبشی میانگین $2T$~ هستند، که در آن T دمای هستهٔ باقیمانده است. انرژی بهٔنهٔ بمباران برای تولید ^{66}Ga از طریق واکنش $^{65}Cu(\alpha,3n)$ در صورتی‌که دمای میانگین هسته MeV۱/۶ باشد، چیست؟

۸. یک هدفِ Zr طبیعی به ضخامت $100 mg/cm^2$ را با باریکه‌ای از پروتون‌های ۱۱MeV به مدت یک ساعت (با جریان باریکهٔ ۲۵μA) بمباران می‌کنیم. $^{95}Nb^m$ حاصل از واکنش $^{96}Zr(p,2n)$ را به‌طور شیمیایی (با بهرهٔ ۱۰۰٪) جداسازی کرده و پرتوهای ایکس K حاصل از واپاشی تبدیل داخلی $^{95}Nb^m$ را شمارش می‌کنیم. در شمارش ۲- ساعته‌ای که ۲۰ ساعت پس از پایان بمباران صورت می‌گیرد، ۱۰۰۰ شمارش در قلهٔ پرتو ایکس Nb K_α مشاهده می‌شود. با توجه به نمودار واپاشی ^{95}Nb و داده‌های نشان داده شده در زیر، سطح مقطع واکنش $^{96}Zr(p,2n)^{95}Nb^m$ را حساب کنید. بهرهٔ فلوئورسانی ۰/۷، بازدهِ آشکارسازی پرتو ایکس K مساوی 10^{-3} و ۲/۲۱ = α_k است.



۹. تعداد اتم‌های ^{60}Co تولید شده در یک نمونه به وزن ۱۰mg از فلز کبالت که به مدت ۲ دقیقه در مقابل شار نوترون‌های حرارتی $2\times10^{13}\ n/cm^2-s$ در یک راکتور قرار می‌گیرد، چقدر است؟ سطح

مقطع تولید $^{۶۰}Co^{m}$ با نیمه‌عمر ۱۰/۵ دقیقه برابر ۱۶ بارن و سطح مقطع تولید ^{۶۰}Co با نیمه‌عمر ۵/۳ سال، ۲۰ بارن است. فعالیت نمونهٔ کبالت، ۴ ساعت پس از پایان پرتودهی چقدر است؟

۱۰. واکنش $^{۲۴۸}Cm + {}^{۴۸}Ca$ را که در آن انرژی آزمایشگاهی ^{۴۸}Ca مساوی ۳۰۰ MeV است در نظر بگیرید. انرژی برانگیختگی هستهٔ مرکبِ فرضیِ $^{۲۹۶}۱۱۶$ چقدر است؟ سطح مقطع کل واکنش مورد انتظار چقدر خواهد بود؟

۱۱. واکنشِ با انرژی ۳۰MeV بر نوکلئونِ ^{۱۲۹}Xe با ^{۲۳۸}U را در نظر بگیرید. انرژی ^{۱۲۹}Xe پراکنده شده به‌طور کشسان در ۱۰° در سیستم آزمایشگاهی چقدر است؟

۱۲. واکنش $^{۴۰}Ca(d,p)$ را در نظر بگیرید. محتمل‌ترین زاویه برای آشکارسازی پروتون‌هایی که منجر به اولین حالت برانگیختهٔ $\frac{۳^-}{۲}$ در ^{۴۱}Ca می‌شوند چقدر است؟ انرژی آنها چقدر است؟ انرژی دوترون فرودی را ۲۱ MeV فرض کنید.

۱۳. فرض کنید برای مطالعات PET می‌خواهیم ^{۱۸}Fتولید کنیم. فعالیت ویژه بر حسب dpm/g برای ^{۱۸}F را که با پرتودهی ۱گرم KF در یک شارنوترونی سریع $^{۱۰}۱۰$ نوترون بر سانتی‌متر مربع بر ثانیه تولید می‌شود، حساب کنید. سطح مقطع $^{۱۸}F(n,۲n)$ را ۳۰۰ میلی‌بارن فرض کنید. فرض بر این است که می‌خواهیم ^{۱۸}F بدون حامل باشد (یعنی هیچ فلوئور پایداری وجود نداشته باشد). یک طرح‌وار سنتزی برای تولید ^{۱۸}F بدون حامل پیشنهاد کنید. واکنش‌های انتخابی‌تان را توجیه کنید.

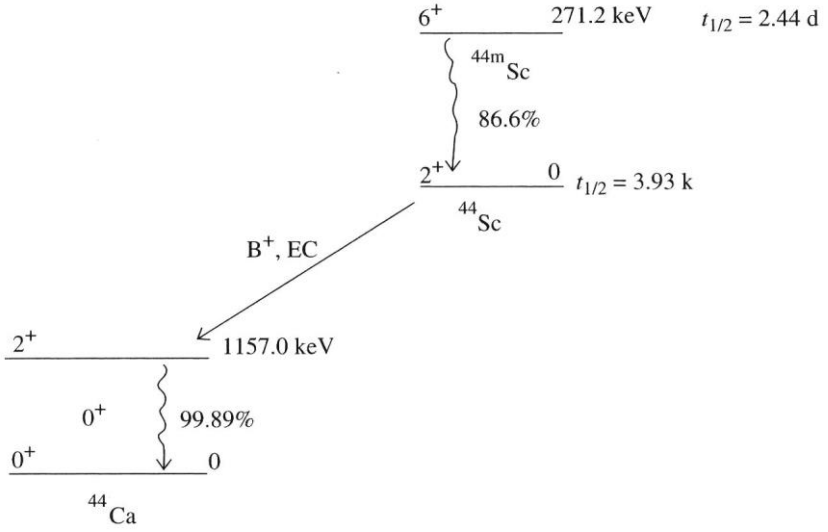
۱۴. نوکلید ^{۹۹m}Tc را که دختر ^{۹۹}Mo است در نظر بگیرید. در ایالات متحده، بیشترِ آزمایش‌های پزشکی تشخیصیِ شامل پرتوزایی، از ^{۹۹m}Tc استفاده می‌کنند. چه راهی برای تولید ^{۹۹}Mo (مادرِ با نیمه‌عمر ۶۶ ساعتِ هستهٔ ^{۹۹m}Tc که نیمه‌عمرش ۶ ساعت است) پیشنهاد می‌کنید؟ دو گزینه در نظر بگیرید؛ تولید ^{۹۹}Mo به عنوان یک محصول شکافت یا از طریق $^{۹۸}Mo(n,\gamma)$.

۱۵. فعالیت ^{۲۵۴}No (با نیمه‌عمر ۵۵ ثانیه) را، ۵ دقیقه پس از پرتودهی ۱۰ دقیقه‌ای یک ورقه از سرب-۲۰۸ به ضخامت ۰/۰۰۱ اینچ، توسط پرتابه‌های ^{۴۸}Ca (ذره بر ثانیه $\phi = ۶/۲۸\times۱۰^{۱۲}$)، حساب کنید. فرض کنید $\sigma(^{۴۸}Ca,۲n)$ برابر $۳\times۱۰^{-۳۰}cm^{۲}$ است.

۱۶. واکنش $^{۱۲}C\ (\alpha,n)$ را که در آن انرژی آزمایشگاهی پرتابهٔ فرودی ۱۴/۶MeV است در نظر بگیرید. انرژی برانگیختگی هستهٔ مرکب چیست؟ سطح مقطع واکنش ۲۵ میلی‌بارن است. با فرض اینکه ضخامت هدف کربن $۰/۱\ mg/cm^{۲}$ و جریان باریکهٔ ۲۵nA باشد، فعالیت ^{۱۵}O را پس از ۴ دقیقه پرتودهی حساب کنید.

۱۷. سطح مقطع واکنش $^{۶۰}Ni(\alpha, pn)$ برای ذرات α ۳۲ MeV برابر ۰/۹ بارن است. تعداد واپاشی‌ها بر دقیقه برای ^{۶۲}Cu را ۱۵ دقیقه پس از یک بمباران ۱۵ دقیقه‌ای ورقهٔ از ^{۶۰}Ni به ضخامت $۵۰\ mg/cm^۲$ با $۱۰\ \mu A$ از ذرات α با انرژی ۳۲MeV، حساب کنید.

۱۸. واکنش $^{۲۹}Si(^{۱۸}O, p۲n)$، که در آن حالت شبه‌پایدار و حالت پایهٔ ^{۴۴}Sc تولید می‌شوند، را در نظر بگیرید. با به‌کار بردن طرح‌وار واپاشی زیر و این حقیقت که در انتهای بمباران (EOB) تعداد ۱۰۰۰ فوتون بر ثانیه با انرژی ۲۷۱/۲keV و ۱۰۰۰ فوتون بر ثانیه با انرژی۱۱۵۷keV مشاهده شوند، نسبت سطح مقطع تولید ^{۴۴m}Sc، σ_m، را به سطح مقطع تولید ^{۴۴}Sc، σ_g، حساب کنید. از هرگونه واپاشی ^{۴۴m}Sc به ^{۴۴}Sc در خلال پرتودهی چشم‌پوشی و فرض کنید که مدت زمان پرتودهی ۶ ساعت است.



مراجع

Bass, R. *Nuclear Reactions with Heavy Ions*, Springer, Berlin, 1980.
Bertsch, G. F. and E. Kashy. Am. J. *Phys*. **61**, 858(1993).
Blanpied, G. S. et. al. *Phys. Rev*. C **18**, 1436(1978).
Ehmann, W.D. and D. E. Vance. *Radiochemistry and Nuclear Methods of Analysis*, Wiley, New York, 1991.
Fultz, C. et al. *Phys. Rev*. **127**, 1273(1962).
Ghoshal, X. *Phys. Rev*. **80**. 939(1980).
Goldhaber, M. and E. Teller. *Phys. Rev*. **74**, 1046(1948)
Lefort, M, *Nuclear Chemistry*, Van Nostrand, Princeton, 1968.
Lieser, K. H. *Nuclear and Radiochemistry*, VCH, Wertheim. 1997.
Meyerhof, W. E. *Elements of Nuclear Physics*, McGraw-Hill, New York, 1967.
Miller, J. M. and J. Hudis. *Ann. Rev. Nucl. Sci*. **9**, 159(1959).
Satchler, G. R. *Introduction of Nuclear Reactions*, 2nd ed., Oxford, New York, 1990.
Schroeder, W. U. and J.R. Huizenga. In D. A. Bromley, Ed., *Treatise on Heavy Ion Science*, VoL. 2, Plenum, New York, 1984.
Stokstad, R. In D. A. Bromley, Ed., *Treatise on Heavy Ion Science*, Vol. 3, Plenum, New York, 1985.
Valentin, L. *subatomic Physics: Nuclei and Particles*, Vol. II, North-Holland, Amsterdam, 1981.
Weidner, R.T. and R. L. Sells. Elementary Modem Physics, Boston, Allyn and Bacon, Boston, 1973.
Weisskopf, V. F. *Rev. Mod. Phys*. **29**, 174(1959).

کتاب شناسی

General Electric, *Nuclides and Isotopes*, 6th ed., KAPL, 2002.
Hodgson, P. E., E. Gladioli, and E. Gladioli-Erba. *Introductory Nuclear Physics*, Clarendon. Oxford, 1997.
Jelley, N. A. *Fundamentals of Nuclear Physics*, Cambridge, Cambridge, 1990.
Krane, K. S. *Introductory Nuclear Physics*, Wiley, New York, 1988.
Lilley, J. S. *Nuclear Physics*, Wiley, Chichester, 2001.
Wong, S. S. M. *Nuclear Physics*. 2nd ed., Wiley, New York, 1998.

فصل ۱۱

شکافت

۱۱- ۱. مقدمه

شکافت در میان واکنش‌های هسته‌ای دارای اهمیت منحصر به‌فردی است. سوای واکنش‌های هسته‌ای که خورشید را نیرو می‌بخشند، هیچ واکنش هسته‌ای دیگری چنین اثر عمیقی بر زندگی بشر نداشته است. کشف شکافت و پیشرفت‌های ناشی از آن جهان را تا ابد دگرگون ساخته و در بیداری هر انسان با سوادی اثر گذاشته است. کاربرد انرژی هسته‌ای که به دنبال کشف شکافت رخ داد، به ویژه در سلاح‌های کشتار جمعی تأثیر عمیقی بر بشر داشته است.

شیمیدان‌ها نقش مهمی در مطالعهٔ شکافت ایفا کرده‌اند. شکافت به‌وسیلهٔ شیمیدان‌هایی به نام‌های اوتو هان[1] و فریتز اشتراسمن[2] در سال ۱۹۳۸/۱۳۱۷ کشف شد. با جداسازی‌های شیمیایی پر زحمت، آنها توانستند نشان بدهند که پرتودهی اورانیم با نوترون نه به تشکیل تعداد زیادی عناصر جدید که به فراورده‌هایی همچون باریم، لانتانم و جز آنها می‌انجامید. هستهٔ اورانیم شکافته شده بود! آن نتیجه‌گیری، چنان هان و اشتراسمن را تحت تاثیر قرار داد که نوشتند، «به عنوان شیمیدان‌های هسته‌ای که خیلی نزدیک به زمینهٔ فیزیک کار می‌کنیم، هنوز نمی‌توانیم باور کنیم که چگونه توانستیم خود را راضی به برداشتن گامی چنان بزرگ (یعنی این نتیجه‌گیری که اورانیم شکافته شده است) بکنیم، زیرا این در تضاد با کلیهٔ تجربیات گذشته در فیزیک هسته‌ای بود.»

---

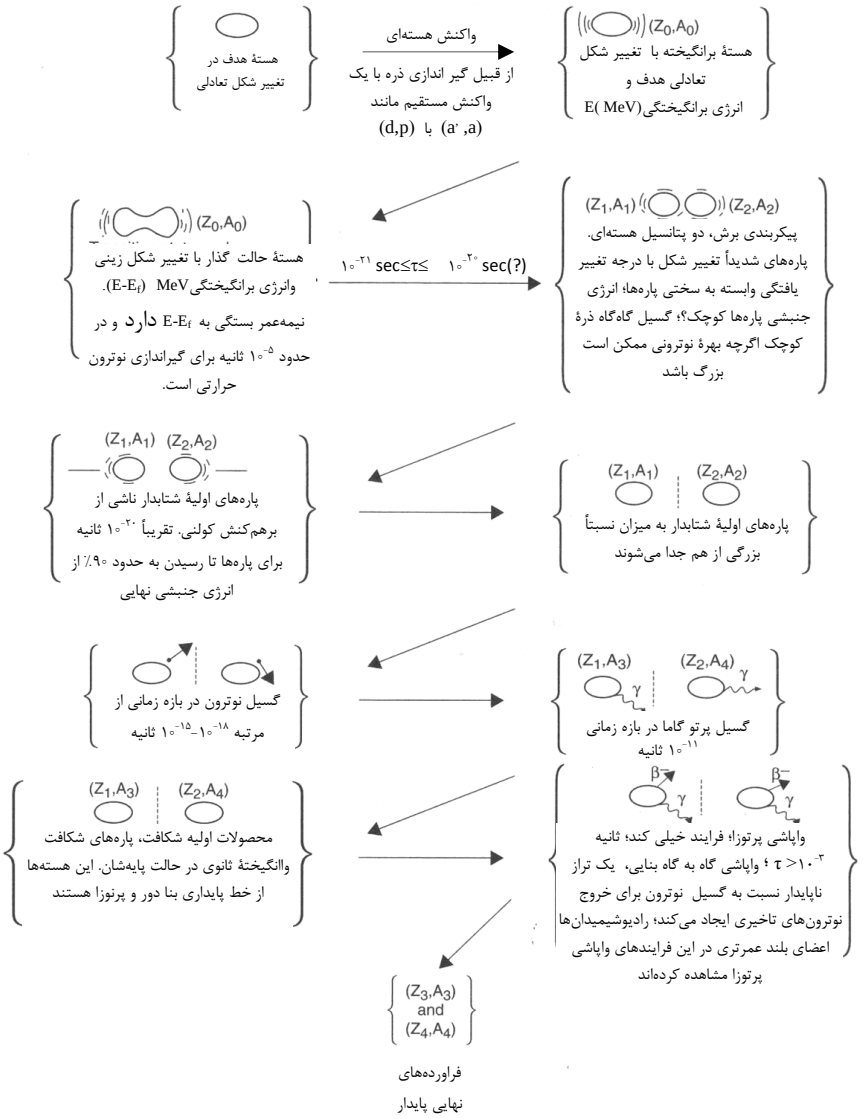
[1] .Otto Hahn
[2] .Fritz Strassman

((Am. J. Phys. 32, 15 (1964)). شیمیدان‌های هسته‌ای به نقش خود در مطالعهٔ شکافت، ابتدا با استفاده از تکنیک‌های شیمیایی و اخیراً تکنیک‌های هسته‌ای، ادامه داده‌اند.

دانش شکافت و پیامدهای آن برای صنعت برق هسته‌ای و زمینه‌های مرتبط با مدیریت پسماندای هسته‌ای و پاک کردن محیط زیست دارای اهمیت است. از دیدگاه تحقیقات بنیادی شکافت به نوبهٔ خود به عنوان حرکت جمعی بزرگ- مقیاس نوکلئون‌ها، به عنوان یک کانال خروجی برای بسیاری از واکنش‌های هسته‌ای و به عنوان چشمه‌ای از هسته‌های غنی از نوترون برای مطالعات ساختار هسته و کاربرد باریکه‌های رادیواکتیو مورد توجه بوده است.

خواننده باید محتاط باشد که فهم فرایند شکافت مسئله‌ای بسیار مشکل است. از زمان کشف شکافت برخی از بهترین فکرهای شیمی و فیزیک روی آن کار کرده‌اند. با این‌همه، با وجودی‌که بسیاری از ابعاد فرایند شکافت را درک می‌کنیم هنوز یک چارچوب نظری کلی که بتواند به‌طور رضایت بخشی مشاهدات بنیادی را توضیح بدهد وجود ندارد.

در شکل ۱۱-۱، چشم‌اندازی طرح‌وار از فرایند شکافت نشان داده شده است. هسته‌ای با کمی تغییر شکل تعادلی انرژی جذب می‌کند برانگیخته می‌شود و به پیکربندی‌های جدیدی به نامِ *حالت گذار* یا *نقطهٔ زین* تغییر شکل می‌دهد. با تغییر شکل انرژی کولنی هسته کاهش می‌یابد (زیرا فاصلهٔ متوسط بین پروتون‌های هسته افزایش می‌یابد) درحالی‌که انرژی سطحی هسته افزایش پیدا می‌کند (چون مساحت سطح هسته افزایش می‌یابد). در نقطهٔ زین آهنگ تغییر انرژی کولنی معادل آهنگ تغییر در انرژی سطحی هسته است. تشکیل و واپاشی این هستهٔ حالت گذار، مرحلهٔ تعیین آهنگ در فرایند شکافت است و متناظر است با عبور از روی یک سد انرژی فعال‌سازی در مقابل واکنش. چنانچه هسته در ورای این نقطه تغییر شکل بدهد، به‌طور برگشت‌ناپذیری مجبور به شکافت است. هنگامی که این اتفاق می‌افتد در مدت بسیار کوتاهی گردن بین پاره‌های نوزاد ناپدید گشته و هسته به دو پاره در نقطهٔ بُرِش تقسیم می‌شود. در نقطهٔ برش با دو پاره شکافت تغییر شکل یافتهٔ شدیداً باردارِ مماسِ برهم روبه‌رو هستیم. دافعهٔ کولنی بزرگ بین دو پاره شکافت در مدت $۱۰^{-۲۰}$ ثانیه پاره‌ها را تا ۹۰٪ انرژی جنبشی نهایی‌شان شتاب می‌دهد. با دور شدن این دو پارهٔ اولیهٔ شتاب‌یافته از یکدیگر، آنها به شکل‌های کروی‌تری منقبض می‌شوند و انرژی پتانسیلِ تغییرِ شکل‌شان را به انرژی برانگیختگی داخلی تبدیل می‌کنند، یعنی، «داغ» می‌شوند. این انرژی برانگیختگی با گسیل نوترون‌های «آنی» از پاره‌های شتابدار از بین می‌رود و سپس در رقابت با آخرین نوترون‌هایی که گسیل می‌شوند، پرتوِ γ گسیل می‌کنند.



شکل ۱۱–۱. چشم‌انداز طرح‌وار فرایند شکافت.

[اقتباس از: J.E. Gindler and j. R. Huizenga, "Nuclear Fission" in Nuclear Chemistry, Vol. II, L. Yaffe, Ed.
Copyright © 1968 Academic Press, Reprinted by permission of Elsevier.]

نهایتاً، در مقیاس زمانی طولانی‌تری پاره‌های غنی از نوترون، ذرات β^- گسیل می‌کنند. گاهی اوقات یکی از این واپاشی‌های بتایی، حالت برانگیختهٔ بالایی در یک دختر ایجاد می‌کند که نسبت به

گسیل نوترون ناپایدار است و نوترون‌های گسیل شدهٔ حاصل نوترون‌های «تاخیری» نامیده می‌شوند. توجه داشته باشید که این چشم اندازه طرحوار با بعضی از معرفی‌های شکافت در کتاب‌های درسی مقدماتی متفاوت است. به عنوان مثال، چنانچه نوترون‌ها عمدتاً از پاره‌های کاملاً شتابدار گسیل شوند، توزیع فضایی آنها در امتداد جهت حرکت پاره‌ها خواهد بود. نوترون‌ها آنگونه که برداشت هنرمندانهٔ بسیاری از تصویرپردازان نشان می‌دهد، به صورت کاتوره‌ای از هسته بیرون نمی‌آیند. همچنین توجه داشته باشید که رهایی انرژی در شکافت عمدتاً به شکل انرژی‌های جنبشی پاره‌هاست و نه در شکل نوترون، فوتون، یا ذرات گسیل شدهٔ دیگر. این انرژی، «انرژی- جرمِ» رها شده در شکافت است که زاییدهٔ افزایش پایداری پاره‌های شکافت است.

به علت وجود گسترهٔ بزرگ اطلاعات پیرامون شکافت، ارائهٔ بررسی جامع پژوهش‌های آن، خارج از چارچوب این کتاب است و فقط تلاش خواهیم کرد که بر مفاهیم بنیادین موضوع تأکیدی داشته باشیم. به ویژه خواننده را به یکی از این مراجع مروری عالی دعوت می‌کنیم:

۱۱- ۲. احتمال شکافت

۱۱-۲-۱. مدل قطره مایع

شکل ۱۱-۱ پیشنهاد می‌کند که شکافت در دو مرحله انجام می‌گیرد، صعود به نقطهٔ زین و گذر از نقطهٔ برش. ما بحث خود پیرامون شکافت را از این دیدگاه ارائه می‌دهیم. ادعا می‌کنیم که مثل واکنش‌های شیمیایی احتمال واکنش با عبور از حالت گذار تعیین می‌شود. همچنین به طور بحث‌انگیزتری ادعا می‌کنیم که توزیع انرژی جرم و جز آنِ محصول شکافت، در نقطهٔ زین یا نزدیک آن تعیین می‌شود.

با بحث از احتمال شکافت شروع می‌کنیم. در تقریب اول برای تخمین سد شکافت مدل قطره‌مایع را به کار می‌بریم (فصل ۲). تغییر شکل‌های کوچک غیرتعادلی یعنی کشیدگی‌های سطح هسته را می‌توانیم به صورت زیر پارامتری کنیم

$$R(\vartheta) = R_0\left[1 + \alpha_2 P_2(\cos\vartheta)\right] \qquad (11.1)$$

که در آن α_2 پارامتر واپیچش چارقطبی $\left[= \left(\frac{5}{4}\pi\right)^{1/2} \beta_2\right]$ و P_2 چندجمله‌ای لژاندار مرتبهٔ دوم است. برای واپیچش‌های کوچک، انرژی‌های سطحی E_s و کولنی E_C، با رابطه‌های زیر داده می‌شوند

$$E_s = E_s^\circ\left(1+\frac{2}{5}\alpha_2^2\right)$$
$$E_C = E_C^\circ\left(1-\frac{1}{5}\alpha_2^2\right) \qquad (۲.۱۱)$$

که در آن E_s° و E_C° انرژی‌های سطحی و کولنی قطرات کروی تغییر شکل نایافته‌اند. هنگامی که تغییرات در انرژی‌های کولنی و سطحی ($\Delta E_S = E_S - E_S^\circ, \Delta E_C = E_C^\circ - E_C$) مساوی باشند، هسته خودبه‌خود نسبت به شکافت ناپایدار خواهد شد. در این نقطه خواهیم داشت:

$$\frac{E_c^\circ}{2E_s^\circ} = 1 \qquad (۳.۱۱)$$

از این رو، طبیعی است که شکافت‌پذیری هسته‌ها را برحسب پارامتر x، یعنی این نسبت انرژی که *پارامتر شکافت‌پذیری* نامیده می‌شود بیان کنیم. پس
پس،

$$x = \frac{E_C^\circ}{2E_s^\circ} = \frac{1}{2}\ \left(\frac{\text{انرژی کولنی یک کره باردار}}{\text{انرژی سطحی کره}}\right) \qquad (۴.۱۱)$$

انرژی‌های کولنی و سطحی یک کره باردار یکنواخت را می‌توان با عبارت‌های زیر تقریب زد:

$$E_C^\circ = \frac{3}{5}\frac{Z^2e^2}{R_\circ A^{1/3}} = \left(a_C\frac{Z^2}{A^{1/3}}\right) \qquad (۵.۱۱)$$

که در آن $a_C = 3e^2/5R_\circ$ و

$$E_s^\circ = 4\pi R_\circ^2 S A^{2/3} = a_s A^{2/3} \qquad (۶.۱۱)$$

که در آن S کشش سطحی بر واحد مساحت و $a_s = 4\pi R_\circ^2 S$ است. به این ترتیب معادلهٔ x تبدیل می‌شود به

$$x=\left(\frac{a_C}{۲a_s}\right)\left(\frac{Z^۲}{A}\right)=\frac{\left(Z^۲/A\right)}{\left(Z^۲/A\right)_{\text{بحرانی}}} \qquad (۷.۱۱)$$

که در آن نسبت ثابت‌های $\left(a_C/۲a_s\right)^{-۱}$ مربوط به $\left(Z^۲/A\right)_{\text{بحرانی}}$ است. قابلیت انشقاق یک هستهٔ مفروض را می‌توان نسبت به $\left(Z^۲/A\right)_{\text{بحرانی}}$ رده‌بندی کرد. بررسی‌های پیچیده‌تر شکافت‌پذیری هسته‌ها نشان می‌دهند که $\left(Z^۲/A\right)_{\text{بحرانی}}$ از هسته‌ای به هسته دیگر اندکی تغییر می‌کند (به علت عدم تقارن ایزوسپینی) و با رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$\left(\frac{Z^۲}{A}\right)_{\text{بحرانی}}=۵۰/۸۸۳\left[۱-۱/۷۸۲۶\left(\frac{N-Z}{A}\right)^۲\right] \qquad (۸.۱۱)$$

پارامترهای $Z^۲/A$ و x میزان شکافت‌پذیری نسبی هسته‌ها را می‌دهند. هر چه مقدار این پارامترها بزرگ‌تر باشد، شکافت‌پذیری هسته‌ها بیشتر می‌شود. هسته‌های با شکافت‌پذیری بالا، مثل ^{۲۳۹}Pu، دارای مقادیر $Z^۲/A$ ۳۶/۹۷ هستند در حالی‌که هسته‌های با شکافت‌پذیری کمتر مثل ^{۲۰۹}Bi، دارای مقادیر $Z^۲/A$ ۳۲/۹۶ می‌باشند. به یاد داشته باشید که ضریب $Z^۲/A$ صرفاً متناسب با نسبت انرژی کولنی مزاحمِ $\left(\propto Z^۲/A^{۱/۳}\right)$ به انرژی سطحی(هسته‌ای) چسبندهٔ $\left(\propto A^{۲/۳}\right)$ است.
توجه داشته باشید که پارامتر $\left(Z^۲/A\right)_{\text{بحرانی}}$ عبارت از نسبت دو ثابت تجربی مرتبط با قدرت نیروهای کولنی و سطحی (هسته‌ای) است. اگر این دیدگاه را بپذیریم که حد بالای جدول تناوبی با نقطه‌ای داده می‌شود که در آن سنگین‌ترین هسته‌ها خودبه‌خود دستخوش شکافت می‌شوند، داریم

$$\frac{E_C^{\circ}}{۲E_s^{\circ}}=۱ \qquad (۹.۱۱)$$

با بازآرایش این معادلات می‌توان مقدار عدد اتمی Z را که در آن شکافت خودبه‌خود رخ می‌دهد پیدا کرد. بنابراین، $Z_{\text{حد}}$ با رابطهٔ زیر داده می‌شود

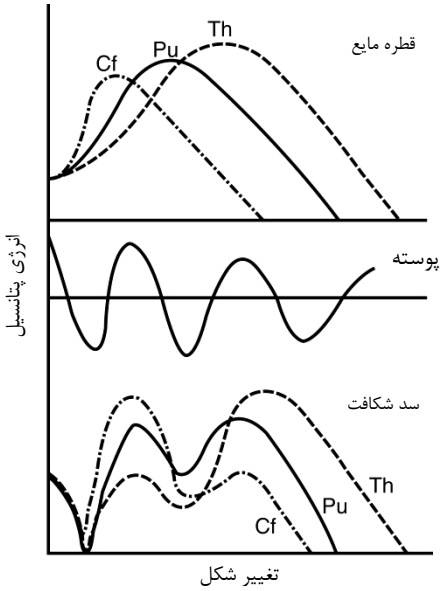
$$Z_{\text{حد}}^۲=۲\left(a_s/a_C\right)A_{\text{حد}} \qquad (۱۰.۱۱)$$

با توجه به اینکه نسبت نوترون به پروتون در هسته‌های سنگین تقریباً برابر ۱/۵ است، $Z_{حد}$ تقریباً برابر $۵(a_S/a_C)$ خواهد بود. از این رو، حد بالای جدول تناوبی به صورت نسبت دو ثابت مرتبط با قدرت نیروهای هسته‌ای و کولنی داده می‌شود. نسبت a_S/a_C تقریباً ۲۰ تا ۲۵ است و لذا انتظار ۱۰۰ تا ۱۲۵ عنصر شیمیایی را داریم.

برای همهٔ هسته‌های پایدار x باید کمتر از ۱ باشد. در آن صورت، انرژی تغییر شکل کل هسته‌هایی که دستخوش شکافت می‌شوند به اندازهٔ $\left(\frac{۱}{۵}\right)\alpha_۲^۲\left(۲E_s^\circ - E_C^\circ\right)$ وقتی به سوی شکافت تغییر شکل می‌دهند، افزایش می‌یابد. این افزایش در انرژی پتانسیل را می‌توان به عنوان یک سد انرژی فعال‌سازی برای واکنش تصور کرد. در نهایت، چنانچه تغییر شکل به اندازهٔ کافی پیش برود کاهش انرژی کولنی بر افزایش انرژی سطحی غلبه می‌کند و انرژی تغییر شکل کاهش خواهد یافت. (در این صورت، فرمول‌های سادهٔ انرژی تغییرشکل که تاکنون در بحثمان به‌کار برده‌ایم غیردقیق شده و فرمول‌های پیچیده‌تری باید به‌کاربرده شوند). برای پی بردن به سختی این محاسبات مثال ساده‌ای می‌آوریم: سد شکافت قطره‌مایع برای ^{۲۳۸}U برابر ۴/۸MeV است. با مساوی قرار دادن این با $\left(\frac{۱}{۵}\right)\alpha_۲^۲\left(۲E_s^\circ - E_C^\circ\right)$ و محاسبهٔ مقادیر ۹۸۳MeV برای E_C° و ۶۹۵MeV برای E_s° برای ^{۲۳۸}U، مقدار پارامتر تغییر شکل $\alpha_۲$ مساوی ۰/۲۴۳ خواهد شد که به ترتیب، تغییرات در انرژی‌های سطحی و کولنی (ΔE_s° و ΔE_C°) را برابر ۱۶/۴و ۱۱/۶ مگا الکترون ولت به دست خواهد داد. پس، می‌بینیم که محاسبهٔ ارتفاعات سد شکافت مترادف با یافتن تفاضل‌های کوچک بین دو عدد بزرگ است که تعیین آنها مشکل است. محاسباتِ مدرنِ انرژی پتانسیلِ تغییرشکل برای مدل قطره‌مایع شامل چندین مختصهٔ تغییر شکل (و نه فقط $\alpha_۲$ به‌کار رفته در بالا) هستند و تلاش‌های محاسباتی عمده‌ای را می‌طلبند.

۱۱-۲-۲. تصحیحات پوسته‌ای

شکل ۱۱-۲ برخی از شاخصه‌های اساسی سدهای شکافت را نشان می‌دهد. در این شکل، سدهای شکافت با استفاده از مدل قطره مایع برای گروهٔ از هسته‌های اکتنید تخمین‌زده شده‌اند. با افزایش $Z^۲/A$، ارتفاع سد شکافت کاهش می‌یابد و ماکزیمم (نقطهٔ زین) به سوی تغییرشکل‌های کوچکتر حرکت می‌کند. در هسته‌های سبک‌تر، پیکربندی‌های نقطهٔ زین و نقطهٔ برش بیشتر شبیه هم هستند، یعنی، تغییرشکل‌هایشان نسبت به هسته‌های سنگین‌تر، بیشتر شبیه یکدیگر است.



شکل ۱۱-۲. شاخصه‌های کیفی سدهای شکافت برای هسته‌های اکتنید.

[اقتباس از: H. C. Britt, "Fission Properties of the Actinides' in Actinides in Perspective, N. Edelstein, Ed. Copyright © 1982 Pergamon Press, Ltd. Reprinted by permission of H. C. Britt.]

همانگونه که در فصل ۲ ملاحظه کردیم برای دستیابی به جرم‌های منطقیِ هسته‌ها لازم است آثار پوسته‌ای را وارد مدل قطره‌مایع کنیم. به‌طور مشابه، باید روشی نیز برای لحاظ کردن همین آثار پوسته‌ای در توصیف مدل قطره‌مایعی تغییر شکل هسته‌ها ابداع کرد. استروتینسکی[1] (۱۹۶۷/۱۳۴۶) چنین روشی را برای محاسبهٔ این «تصحیحات پوسته‌ای» (و نیز تصحیحاتی برای زوجیت هسته‌ای) در مدل قطره‌مایع پیشنهاد کرد. در این روش، انرژی کل هسته به صورت حاصل‌جمع انرژی مدل قطره‌مایع (LDM) E_{LDM} و اعمال تصحیحات پوسته‌ای (δS) و زوجیت (δP) بر این انرژی در نظر گرفته می‌شود،

$$E = E_{\mathrm{LDM}} + \sum_{\mathrm{p,n}} (\delta S + \delta P) \qquad (۱۱.۱۱)$$

[1] .Strutinsky

تصحیحات پوسته‌ای، درست مثل انرژی قطره‌مایع (LD)، توابعی از تغییر شکل هسته‌اند. این تصحیحات سعی به پایین آوردن جرم‌های حالتِ پایهٔ هسته‌های کروی با اعداد نوترونی و پروتونی جادویی یا نزدیک به جادویی دارند. این تصحیحات همچنین سعی به پایین آوردن جرم حالت پایهٔ هسته‌های میان-پوسته‌ای با تغییر شکل محدود ($\beta_2 \approx 0/3$) دارند و به این ترتیب طبیعت تغییرشکل یافتهٔ اکتنیدها را توجیه می‌کنند. یک کمینهٔ بزرگ در انرژی‌های تصحیح پوسته‌ای هنگامی رخ می‌دهد که نسبت‌های محورهای اصلی به فرعی هسته، اعداد کوچک صحیحی مثل ۳ به ۲، یا ۲ به ۱ (متناظر با دسته‌بندی‌های ترازی در ترازهای ذره – منفرد) باشند. نتیجهٔ کیفی ترکیب این تصحیحات پوسته‌ایِ وابسته به تغییرشکل با سدهای قطره‌مایع در شکل ۱۱-۲ نشان داده شده است. پیش‌بینی می‌شود شکل حالت پایهٔ پایدار اندکی تغییریافتگی ($\beta_2 \approx 0/2$) داشته و تغییرشکل آن صفر (کروی) نباشد و یک کمینهٔ ثانوی در سدّ به ازای $\beta_2 \approx 0/6$ (نسبت محورهای ۲ به ۱) ظهور کند. در سنگین‌ترین هسته‌ها ($Z \geq 106$) که در آن سدهای شکافت مدل قطره‌مایع بسیار کوچک‌اند یا وجود ندارند، ارتفاعات سد شکافت نسبت به مدل قطره‌مایع، عمدتاً به دلیل پایین آمدن جرم حالت پایه توسط تصحیحات پوسته‌ای تقویت می‌شوند. بدون این آثار پوسته‌ای سنگین‌ترین هسته‌ها نمی‌توانستند مشاهده شوند زیرا در یک مقیاس زمانی خیلی کوتاه‌تر از آنچه که ما بتوانیم مشاهده کنیم $\left(t_{1/2} < \mu s\right)$ با شکافت خودبه‌خود وامی‌پاشیدند.

توجه داشته باشید که این ترکیب آثار ماکروسکوپیکی (LD) و میکروسکوپیکی (پوسته‌ای) پیش‌بینی می‌کند که برای هسته‌های ناحیهٔ اورانیم – پلوتونیم، یک سد شکافت دو –کوهانه با ارتفاعات سد یکسان و یک مینیمم ثانوی ژرف وجود خواهد داشت. برای هسته‌های سنگین‌تر مثل کالیفرنیم سد اول خیلی بزرگ‌تر از سد دوم پیش‌بینی می‌شود و عبور از اولین سد، مرحلهٔ تعیین کنندهٔ آهنگ است. در واقع، این هسته‌های سنگین ($Z \geq 100$) طوری رفتار می‌کنند که گویی برای شکافت باید از یک سد نازک مرتفع بگذرند. برای هسته‌های سبک‌تر (رادیم، توریم)، شکل سد پیش‌بینی شده در بسیاری موارد سه-کوهانه است. خواننده باید آگاه باشد که وضعیت حتی پیچیده‌تر از یافته‌های این توصیف سرسری است زیرا ملاحظات اَشکال هسته روشن می‌سازند که این سدهای شکافت چند بعدی‌اند و وابستگی پیچیده‌ای به تغییر شکل‌های غیر متقارن و متقارن دارند. به‌طور کلی، شواهد تجربی و نظری زیادی وجود دارند مبنی بر اینکه مسیر پایین‌ترین انرژی در فرایند شکافت این است که هسته، که ابتدا دارای تقارن محوری و جرمی (انعکاسی) است، از کوهان اول سد شکافت با یک وضعیت عدم تقارن محوری اما تقارن جرمی عبور کند و سپس از کوهان دوم سد با یک وضعیت تقارن محوری اما عدم تقارن جرمی (انعکاسی). با توجه به رفتار

پیچیدهٔ چند بعدی فرایند شکافت، فرمول‌های ساده‌ای برای بلندی‌های سد شکافت وجود ندارند. با این وجود، خواننده را به جداول گستردهٔ خواص تجربی بلندی‌های سد شکافت برای هسته‌های گوناگون ارجاع می‌دهیم (واندنبوش[۱] هوئیزنگا[۲] ۱۹۷۳ ویجمنز[۳] ۱۹۹۱).

هسته‌ها می‌توانند در کمینهٔ دوم سد شکافت به دام بیفتند. این هسته‌های به دام افتاده، دستخوش بازدارندگی قابل ملاحظه‌ای در واپاشی گامایی به سوی برگشت به حالت پایه (به علت وجود تغییر شکل بزرگ) و تقویت واپاشی از طریق شکافت خودبه‌خودی (به دلیل مواجه بودن با سد «نازکتر»ی برای نفوذ) می‌شوند. این هسته‌ها را *ایزومرهای شکافای خودبه‌خودی* می‌نامند و ابتدا در سال ۱۹۶۲/۱۹۴۱ مشاهده شدند و در بخش بعد آنها را بررسی می‌کنیم. اینها اعضای یک ردهٔ کلی از هسته‌ها، موسوم به *هسته‌های آبَر تغییرشکل یافته*، با شکل‌هایی با نسبت‌های محوری ۲ به ۱ می‌باشند. این هسته‌ها همه در چاله‌ای در سطح انرژی پتانسیل که ناشی از یک اثر پوسته‌ای در این تغییر شکل است به دام می‌افتند.

۱۱ – ۲-۳. شکافت خودبه‌خودی

در سال ۱۹۴۰/۱۳۱۹ پتژاک[۴] و فِلِرو[۵] کشف کردند که ^{۲۳۸}U می‌تواند خودبه‌خود به دو پارهٔ بزرگ وابپاشد (با احتمال ۵×۱۰^{-۷} برابر گسیل α). از آن زمان تاکنون بیش از ۱۰۰ نمونه از این مد واپاشی یافت شده است. شکافت خودبه‌خودی، یک مد واپاشی نادر در اکتنیدهای سبک است و اهمیت آن با افزایش عدد اتمی زیاد می‌شود تا اینکه برای هسته‌های با $Z\geq۹۸$ به حد پایداری می‌رسد. نیمه‌عمرهای شکافت خودبه‌خودی از هسته‌های بلند عمر اورانیم تا ایزوتوپ‌های کوتاه-عمر فرمیم، با ضریبی معادل $۱۰^{۲۹}$ تغییر می‌کنند.

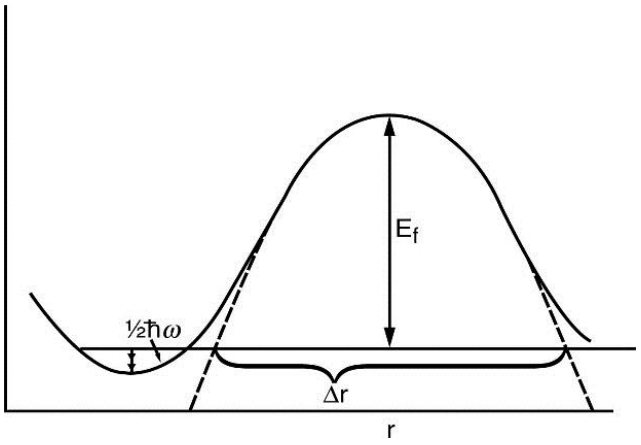
از این حقایق بنیادین و تصویر ما از شکافت‌ها، روشن است که شکافت خودبه‌خودی یک پدیدهٔ نفوذ در سد، مشابه با واپاشی آلفازا یا پروتون‌زا است. هسته از حالت پایهٔ خود از طریق سد شکافت به نقطهٔ برش «تونل می‌زند». از اینرو انتظار داریم نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی(SF) به شکل زیر باشد:

---

[1] .Vandenbosch
[2] .Huizenga
[3] .Wagemans
[4] .Petrzhak
[5] .Flerov

$$t_{1/2}^{SF} = \frac{\ln 2}{fP} \qquad (11.12)$$

که در آن f بسامد حَمَلات بر سد شکافت در نخستین مینیمم $\left(\sim 10^{20}/s\right)$ و P نفوذپذیری سد است. مانند واپاشی آلفازا یا پروتون‌زا، ضریب نفوذپذیری مهم‌ترین جمله است. محاسبهٔ نفوذپذیری سد با شکل دو-کوهانی یا سه- کوهانی سد چند بعدی، پیچیده است.



شکل ۱۱-۳. سد شکافت سهمی ساده

[اقتباس از: R. Vandenvbosch and J. R. Huizenga, Nuclear fission. Copyright © 1973 Acadeic Press. Reprinted by permission of Elsevier.]

سد (نزدیک نوک آن) پتانسیل نوسانگر هماهنگ وارون (سهمی) است (شکل ۱۱-۳). فرمول هیل[1]– ویلر[2] ضریب تراگسیل برای نفوذ در چنین سدی را به صورت زیر توصیف می‌کند:

$$P = \left(1 + \exp\left[2\pi\left(B_f\right)/\hbar\omega\right]\right)^{-1} \qquad (11.13)$$

[1] .Hill
[2] .Wheeler

که در آن B_f ارتفاع سد شکافت و $\hbar\omega$ انحنـــای سد (فضای بین ترازهای پتانسیل نوسانگر هماهنگِ «نرمالِ» نظیر) می‌باشد. مقادیر بزرگ $\hbar\omega$، به معنای سدهای بلند و نازک با نفوذپذیری‌های بالا؛ و مقادیر کوچک $\hbar\omega$، به معنای سدهای کوتاه و ضخیم با نفوذپذیری پایین است. از ترکیب معادلات خواهیم داشت:

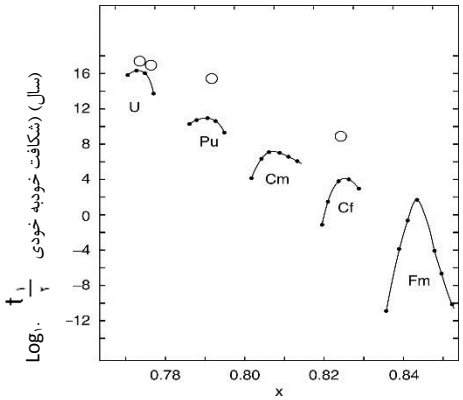
$$t_{1/2}^{SF} = 2/77\times10^{-21}\exp[2\pi B_f/\hbar\omega] \qquad (۱۴.۱۱)$$

به عنوان یک تمرین نیمه‌عمرهای شکافت خودبه‌خودی دو هسته با ارتفاع سدهای به ترتیب ۵ و ۶ مگا الکترون ولت و انحناهای سد ۰/۵MeV را با هم مقایسه می‌کنیم. به سرعت می‌توان دید که نیمه‌عمرهای شکافت خودبه‌خودی این دو هسته با ضریبی معادل 3×10^{5} متفاوت اند. ارتفاع سدها و انحناها در این مثال مناسبِ اکتنیدها هستند و نشان می‌دهند که اختلافِ فقط ۱MeV در ارتفاع سد شکافت نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی را 10^{5} بار تغییر می‌دهد!

در بحث پیش نشان دادیم که ارتفاع سد شکافت به Z^2/A بستگی دارد و از اینرو نیمه‌عمرهای شکافت خودبه‌خودی نیز باید همین وابستگی را داشته باشند. در شکل ۱۱-۴ وابستگی نیمه‌عمرهای معلومِ شکافت خودبه‌خودی به x، پارامتر شکافت‌پذیری را نشان داده‌ایم. روند کلی، کاهش نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی با افزایش x است، اما به روشنی دیده می‌شود که نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی تنها به Z^2/A وابسته نیست. ملاحظه می‌شود که هسته‌های با A فرد در مقایسه با هسته‌های زوج- زوج دارای نیمه‌عمرهای طولانی غیر عادی هستند. همچنین نیمه‌عمرهای شکافت خودبه‌خودی سنگین‌ترین هسته‌ها ($Z \geq 104$)، همهٔ تقریباً مشابه یکدیگر و در حد میلی‌ثانیه هستند.

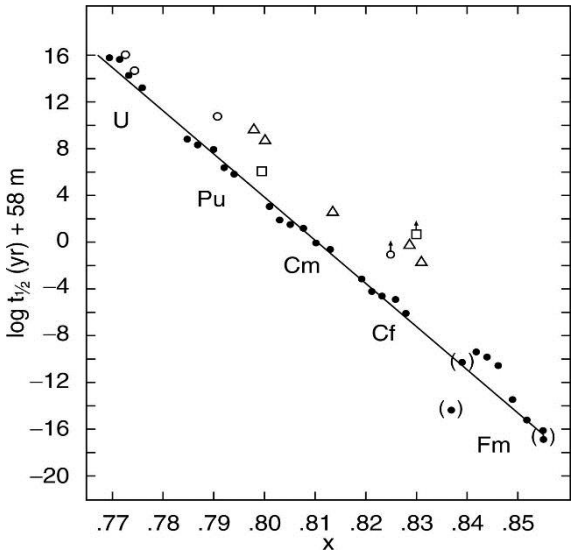
ببینیم می‌توان این مشاهدات را توجیه کرد یا نه؟ سویاتکی[1] نشان داده است که یک همبستگی بین انحراف از روند تغییرات هموار نیمه‌عمرهای شکافت خودبه‌خودی با Z^2/A و انحراف جرم‌های حالت‌های پایه از آنچه که از مدل قطره‌مایع انتظار می‌رود وجود دارد. (این انحراف‌ها دقیقاً همان تصحیحات پوسته‌ای و جفت شدگی هستند که در بالا توضیح داده شدند).

[1].Swiatecki



شکل ۱۱-۴. نیمه‌عمرهای شکافت خود به خودی هسته‌های زوج- زوج (●) و زوج- فرد (○) به صورت تابعی از پارامتر شکافت‌پذیری x. [اقتباس از: R. Vandenbosch and J.R. Huizenga, Nuclear Fission.]

با دنبال کردن توصیهٔ سویاتکی، می‌توان نمودار $\log t_{1/2}(\exp)+5\delta m$ را (که در آن δm نشان‌دهندهٔ انحراف جرم حالت پایه از مدل قطره‌مایع است) برحسب x رسم کرد (شکل ۱۱-۵).

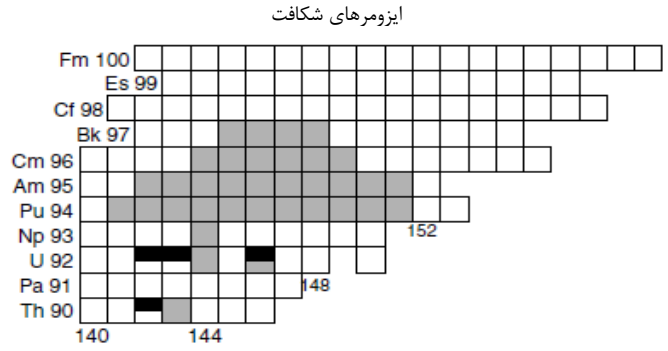


شکل ۱۱-۵. نیمه‌عمرهای شکافت خودبه‌خودی تصحیح شده مطابق با روش سویاتکی، برحسب پارامتر شکافت‌پذیری x. [اقتباس از: R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, Nuclear Fission.]

همبستگی خیلی بهتر می‌شود، که نشانی از دستیابی به ریشهٔ این پدیده است.
ملاحظه می‌شود (شکل۱۱-۵) که نیمه‌عمرهای هسته‌های با A فرد هنوز به‌طور قابل ملاحظه‌ای بلندتر از طول عمرهای هسته‌های زوج- زوج همسایه‌اند هر چند که تصحیح ناشی از تأثیر جرم‌های حالت پایه را اعمال کرده‌ایم. این اختلاف را می‌توان با محاسبهٔ یک ضریب بازدارندگی مشابه آنچه که در سازوکار واپاشی آلفایی به‌کاربردیم پارامتری کرد. در مورد حاضر ضریب بازدارندگی به صورت log نسبت نیمه‌عمر مشاهده شده برای هستهٔ با A فرد به نیمه عمر مشاهده شدهٔ هسته‌های زوج- زوج همسایه تعریف می‌شود. برای هسته‌های با Aی فرد، ضرایب بازدارندگی نوعیِ ۵ مشاهده شده‌اند یعنی، نیمه‌عمرهای A ـ فرد تقریبا $۱۰^{۵}$ بار طولانی‌تر از نیمه عمرهای هسته‌های زوج- زوج همسایه‌شان هستند.

۱۱-۲-۴. ایزومرهای شکافای خودبه‌خودی

از زمان کشف اولین ایزومر شکافای خودبه‌خودی نمونه‌های دیگری نیز کشف شده‌اند. موقعیت‌های این هسته‌ها در جدول نوکلیدها در شکل ۱۱-۶ نشان داده شده‌اند. گسترهٔ این ایزومرها از توریم تا برکلیم است که جزیره‌ای را با یک نقطهٔ با پایداری ماکزیمم در اطراف ^{۲۴۲}Am تشکیل می‌دهند. واپاشی گامایی به حالت پایه تعداد ایزومرهای با Z و N پایین‌تر از هسته‌های این جزیره را محدود می‌کند، در حالی‌که واپاشی شکافت خودبه‌خودی، تعداد موارد با Z و N بالا را محدود می‌کند. نیمه‌عمرها از $۱۰^{-۹}$ تا $۱۰^{-۳}$ ثانیه تغییر می‌کنند، در حالی‌که نیمه‌عمرهای حالت پایه $۱۰^{۲۵}$ تا $۱۰^{۳۰}$ بار طولانی‌ترند. انرژی برانگیختگی نوعی این ایزومرها ۲-۳MeV است. مطالعات طیف‌نگاری



شکل ۱۱-۶. موقعیت ایزومرهای شکافت خودبه‌خودی شناخته شده در جدول نوکلیدها.

گذارهای بین حالت‌های واقع در مینیمم دوم نشان داده است که گشتاورهای لخت مربوط به نوارهای چرخشی آنهایی هستند که از جسمی با نسبتِ محوریِ ۲ به ۱ انتظار می‌رود- نتیجه‌ای که در مطالعات گشتاور چارقطبی تایید شده است.

۱۱-۲-۵. هستهٔ‌گذار

در تشابه با واکنش‌های شیمیایی می‌توان انتظار داشت که احتمال شکافت به صورتی که در پهنای شکافت داده می‌شود $\Gamma_f \left(=\hbar/\tau\right)$، به صورت زیر بیان شود

$$\Gamma_f = A\exp\left(-B_f/T\right) \qquad (۱۵.۱۱)$$

که در آن B_f ارتفاع سد شکافت است. اما پنهان نباید کرد که این یک ساده‌سازی بیش از حد است، اما کاربردهای آموزشی ویژه‌ای دارد. به عنوان مثال، در یک مطالعهٔ اولیهٔ توصیف شکافت بور[1] و ویلر[2] با استفاده از این ایده توانستند نشان بدهند که ایزوتوپ کمیاب A ـ فرد اورانیم ^{۲۳۵}U مسئول شکافت اورانیم با نوترون‌های حرارتی بود، نه ایزوتوپ فراوان‌تر ^{۲۳۸}U زوج- زوج.

مسئلهٔ نمونه: نوترون‌های حرارتی که انرژی جنبشی آنها ۰/۰۲۵eV است موجب شکافت ^{۲۳۵}U می‌شوند ولی ^{۲۳۸}U را به شکافت وا نمی‌دارند. چرا؟

حل: انرژی آزاد شده هنگام گیراندازی یک نوترون توسط ^{۲۳۵}U و ^{۲۳۸}U را محاسبه می‌کنیم (این معادل انرژی بستگی آخرین نوترون در ^{۲۳۶}U و ^{۲۳۹}U خواهد بود). برای $^{۲۳۵}U+n$ داریم:

$$E_{\text{رها شده}} = (M_{۲۳۵} + M_n - M_{۲۳۶})c^۲ \quad \text{یا} \quad E_{\text{رها شده}} = ۴۰/۹۱۳ + ۸/۰۷۱ - ۴۲/۴۴۰ = ۶/۵\text{MeV}$$

برای $^{۲۳۸}U+n$ خواهیم داشت:

$$E_{\text{رها شده}} = (M_{۲۳۸} + M_n - M_{۲۳۹})c^۲ \quad \text{یا} \quad E_{\text{رها شده}} = ۴۷/۳۰۵ + ۸/۰۷۱ - ۵۰/۵۷۰ = ۴/۸\text{MeV}$$

---

[1] .Bohr
[2] .Wheeler

سد شکافت در $^{235,238}U$ تقریباً ۵/۷MeV است. لذا در $^{235}U+n$، ما با نوترون‌های «صفر- انرژی» از آن فراتر می‌رویم در حالی‌که با $^{238}U+n$، نیاز به نوترون‌هایی با انرژی ۱MeV~ است تا شکافت صورت بگیرد. در حقیقت، این مثال پیشنهاد می‌کند که ^{235}U حتی با اگر با نوترون‌های با «انرژی جنبشی منفی» هم بمباران می‌شد باز شکافته می‌شد. کجا می‌توانستیم چنین نوترون‌هایی را پیدا کنیم؟ واکنش $^{235}U(d,p)$ را در نظر بگیرید. این واکنش معلوم می‌شود معادل است با افزودن یک نوترون به هسته و حتی در بعضی موارد می‌تواند متناظر باشد با افزودن نوترون‌های با «انرژی جنبشی منفی» به هسته، که مطالعهٔ پدیده‌های نزدیک- سد در اکتنیدهای A -فرد را امکان‌پذیر می‌سازد.

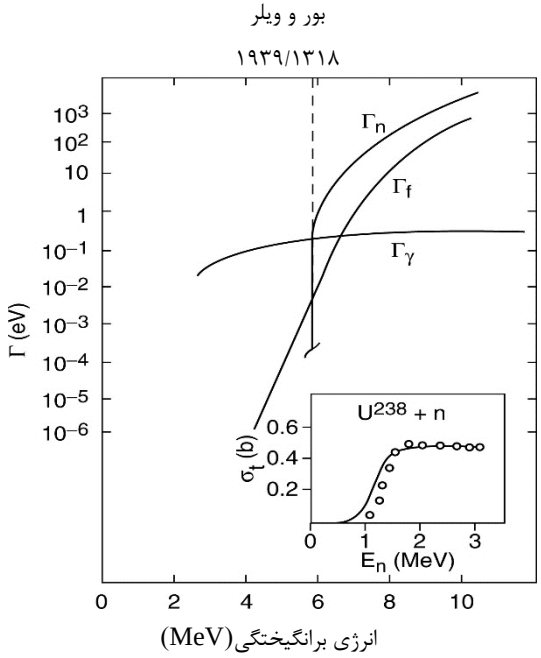
امکان ایجاد شکافت در هسته‌های اکتنید A ـ فرد وقتی با نوترون‌های حرارتی بمباران می‌شوند، از اهمیت کاربردی بسیاری برخوردار است. به علت سطوح مقطع بزرگ نوترون‌های حرارتی به دلیل طول موج بلند آنها، سطوح مقطع شکافت برای هسته‌های A- فرد بسیار بالا هستند. برای «**سه بزرگ هستهٔ**» ^{233}U، ^{235}U، ^{239}Pu این سطوح مقطع به ترتیب عبارتند از ۵۳۰، ۵۸۶ و ۷۵۲ بارن. این اکتنیدها سوخت راکتورهای هسته‌ای و سلاح‌های هسته‌ای با استفاده از شکافت با نوترون‌های حرارتی‌اند.

باید توجه داشت که بار دیگر احتمال شکافت پیچیده‌تر از چیزی است که رابطهٔ سادهٔ بالا بیان می‌کند. در مقاله‌ای که اندکی پس از کشف شکافت نوشته شد بور و ویلر نشان دادند که شکافت باید با مدهای دیگرِ وا انگیزش هسته رقابت کند. آنها نشان دادند که Γ_f باید به صورت زیر نوشته شود

$$\Gamma_f = \frac{N_f}{N_f + N_n + N_\gamma + N_{\text{ch.p}}} \qquad (۱۶.۱۱)$$

که در آن N_i تعداد راه‌های (کانال‌های باز) حصول هر فرایند وا انگیختگی ممکن $(=2\pi\Gamma/D)$ است. هنگام محاسبهٔ N_f، باید ρ_f، چگالی ترازها در هستهٔ حالت‌گذار محاسبه شود. برای هسته‌های سنگین، N_n جملهٔ اصلی در این معادله است (چرا؟) و به عنوان حاصل‌ضرب تعداد حالت‌های نهایی هسته (پس از گسیل نوترون) در انرژی جنبشی نوترون تلقی می‌شود. پیش‌بینی‌های بور و ویلر در مورد احتمال شکافت در ^{238}U به صورت تابعی از انرژی برانگیختگی در شکل ۱۱-۷ نشان داده شده‌اند.

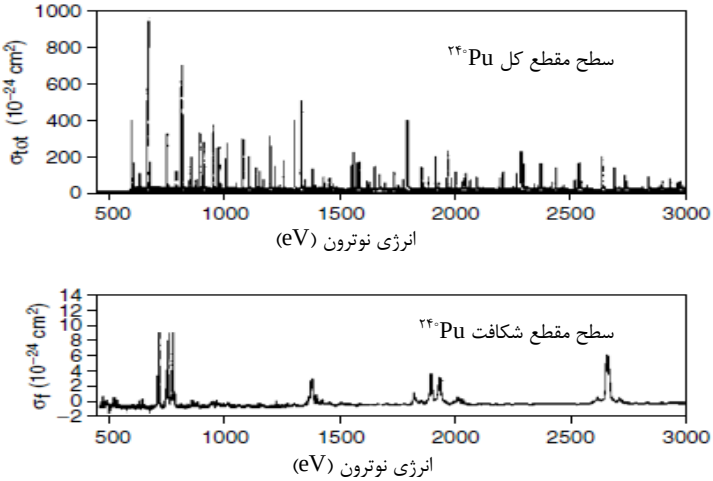
در راکتورهای هسته‌ای نوترون‌های با انرژی‌های حرارتی $(\circ/\circ\circ\Delta eV)$ تا چندین MeV وجود دارند. یک رشته قله‌های تیز در سطح مقطع کل نوترون‌های با انرژی‌های بین ۰/۲eV تا ۳۰۰۰eV وجود دارند که «تشدید» نامیده می‌شوند. این تشدیدها متناظراند با برانگیزش یک تراز خاص منزوی در هستهٔ مرکب که می‌تواند با شکافت واپاشد.



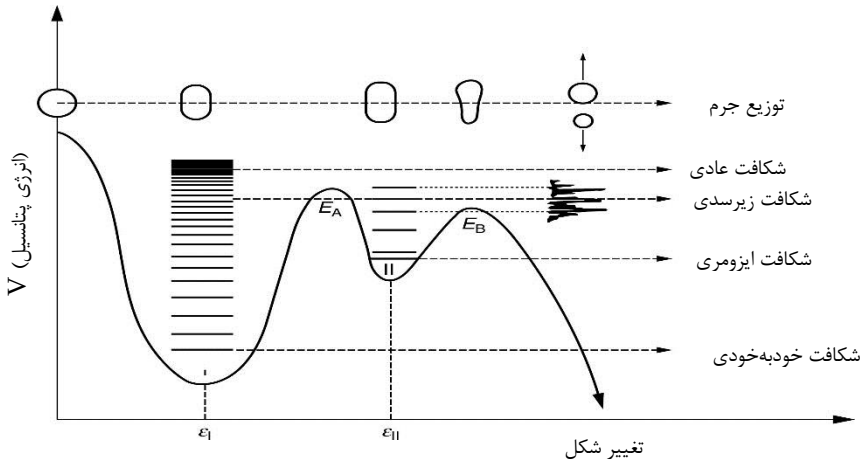
شکل ۱۱-۷. نمودار طرح‌وار پهناهای نوترون، شکافت و پرتو γ یک هستهٔ نوعی با انرژی بستگی نوترونی اندکی کمتر از ۶MeV. بخش الحاقیِ داخل مستطیل کوچک‌تر، نشان‌دهندهٔ تابع برانگیختگی شکافت پیش‌بینی شده برای یک هستهٔ با $B_f - B_n =$ ۰/۷۵MeV به همراه داده‌های جدیدتر است.

وضعیت به‌ویژه برای بمباران نوترونی هسته‌های زوج- زوجی چون ^{۲۴۰}Pu در انرژی‌های زیر-آستانه جالب توجه است (شکل ۱۱-۸). تشدیدهای وابسته به شکافت به نظر می‌رسد در دسته‌هایی به شکل خوشه در می‌آیند. همهٔ تشدیدها در هستهٔ مرکب منجر به شکافت نمی‌شوند. به این وضعیت می‌توان به کمک شکل۱۱-۹ پی برد. تشدیدهای عادی متناظر با برانگیزش ترازها در هستهٔ مرکب‌اند، که ترازهایی هستند در اولین مینیمم در شکل ۱۱-۹. هنگامی که یکی از این ترازهای

شبه‌پایدار دقیقاً نظیر یک تراز در مینیمم دوم باشد در آن صورت تونل‌زنی تقویت‌شده‌ای از سد شکافت و سطح مقطع بالایی در شکافت وجود خواهد داشت.

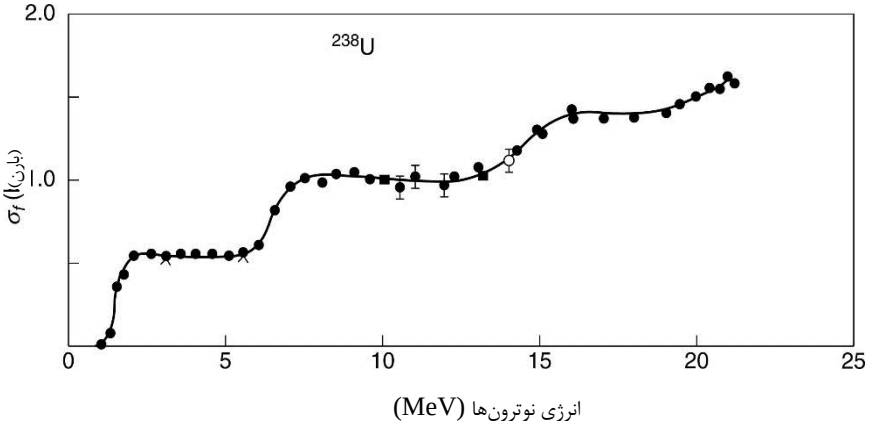


شکل ۱۱-۸. سطوح مقطع کل و شکافتِ زیرِسدی ^{240}Pu برای نوترون به صورت تابعی از انرژی نوترون بین ۰/۵ و ۳ کیلوالکترون ولت. [اقتباس از: H. Weigmann, "Neutron-Induced Fission Cross Sections" in C. Wagemans, The Nuclear Fission Process. Copyright © 1991 CRC Press. Reprinted by permission of CRC Press]



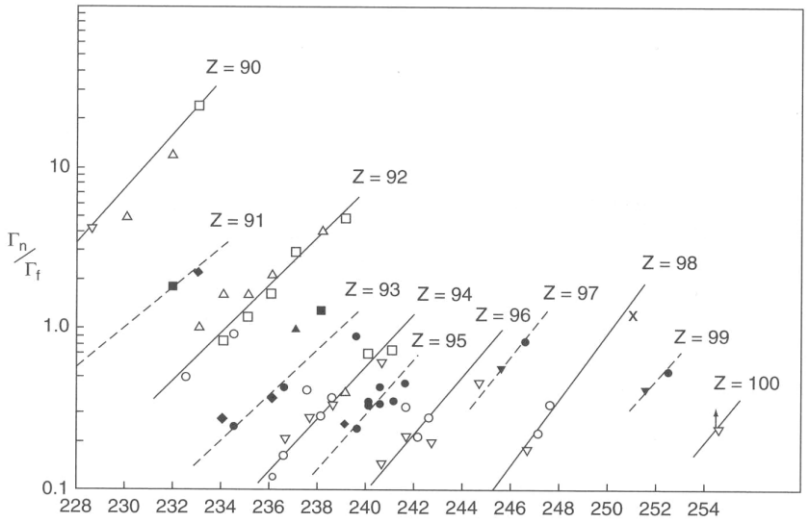
شکل ۱۱-۹. نمایش طرح‌وار سد شکافت دو-کوهانه. برانگیختگی‌های ذاتی در مینیمم اول و دوم همراه با مسیر شکافت از حالت‌های ایزومری و شکافت خودبه‌خودی حالت پایه نشان داده شده‌اند.

هنگامی که نوترون‌هایی با انرژی بالاتر $(E > ۱MeV)$ با هسته‌هایی چون ^{۲۳۸}U که در آن ارتفاع سد شکافت بلندتر از انرژی جداسازی نوترون است برهم‌کنش کنند، یک الگوی پله‌ای در تابع برانگیختگی رخ می‌دهد (شکل ۱۱-۱۰). خیزش و فلات اول ناشی از بروز واکنش (n,f) است، خیزش و فلات دوم ناشی از واکنش (n,nf) (شکافتِ شانس- دوم) و سومین خیزش و فلات، ناشی از واکنش $(n,۲nf)$ (شکافت شانس سوم) و ... است. برای هسته‌هایی که $B_f < B_n$ است همین الگو رخ می‌دهد، اما سوار بر قلهٔ سطوح مقطع انرژی-پایین که سریعاً (با افزایش انرژی) به‌علت جذبِ نوترون‌ها به صورت تابعی از $۱/v$ افت می‌کند.



شکل ۱۱-۱۰. تابع برانگیختگی شکافت برای $^{۲۳۸}U + n$ برای $E_{نوترون}$ بین ۱ و ۲۲ مگا الکترون ولت.

چگونه ضریب‌های تعیین کنندهٔ احتمال شکافت را وقتی انرژی برانگیختگی سیستم شکافا ۱۰MeV یا بیشتر است، تخمین بزنیم؟ (چگونه پهناهای مختلف را محاسبه کنیم؟) در این انرژی‌های برانگیختگی به نقطه‌ای رسیده‌ایم که مدل آماری واکنش‌های هسته‌ای را می‌توان به‌کار برد. جمله-های مهم فقط Γ_f و Γ_n هستند. داده‌های تجربی موجود در مورد Γ_n/Γ_f در انرژی‌های برانگیختگی ۲۵MeV – ۵ در شکل ۱۱-۱۱ نشان داده شده‌اند.



شکل ۱۱-۱۱. مقادیـــر Γ_n/Γ_f به صورت تابعی از A یک سیستم شکافت‌پذیر.

[اقتباس از: R. Vandenbosch and J.R. Huizenga, Nuclear Fission. Copyright © 1973 Academic Press. Reprinted by permission of Elsevier.]

روند تغییرات کلی Γ_n/Γ_f با افزایش Z و A (در توافق با وابستگی کیفی به Z^2/A برای شکافت) مشهود است. برای این گسترهٔ محدود انرژی‌ها، نسبت Γ_n/Γ_f را می‌توان به صورت زیر پارامتری کرد:

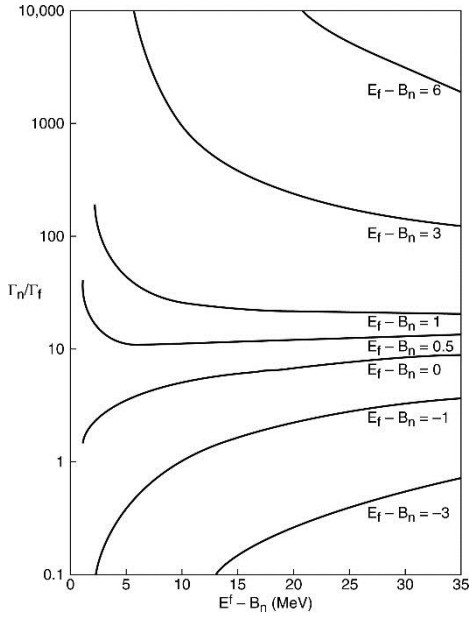
$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{2TA^{2/3}}{10}\exp\left(\frac{B_f - B_n}{T}\right) \qquad (۱۷.۱۱)$$

که در آن B_f، B_n و دمای هسته‌ای $T\left[=\left(8E^*/A\right)^{1/2}\right]$، مربوط به سیستم شکافا هستند. یک عبارت پیچیده‌تر که می‌توان آن‌را برای گسترهٔ وسیع‌تری از انرژی‌های برانگیختگی به‌کار برد به‌صورت زیر است:

(۱۸.۱۱)

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{g\mu r_0^2}{\hbar^2}\frac{4A^{2/3}a_f\left(E^* - B_n\right)}{a_n\left[2a_f^{1/2}\left(E^* - B_f\right)^{1/2} - 1\right]}\exp\left[2a_n^{1/2}\left(E^* - B_f\right)^{1/2} - 2a_f^{1/2}\left(E^* - B_f\right)^{1/2}\right]$$

که در آن a_n پارامتر چگالی تراز هستهٔ باقی‌مانده پس از گسیل نوترون و a_f پارامتر نظیر در هستهٔ حالتِ‌گذارِ تغییرشکل یافته است. توجه داشته باشید که Γ_n / Γ_f ، همانگونه که در شکل ۱۲-۱۱ نشان داده شده است با تفاضل $(B_f - B_n)$ مرتبط است.



شکل ۱۲-۱۱. وابستگی انرژی برانگیختگی Γ_n / Γ_f برای مقادیر مختلف $(B_f - B_n)$.
[اقتباس از: [R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, Nuclear Fission. Copyright © 1973 Academic Press. Reprinted by permission of Elsevier.]

مسئلهٔ نمونه: بمباران ^{۲۳۸}U با ذرات-α ۴۲MeV را در نظر بگیرید. چه کسری از هسته‌های اولیه دستخوش شکافتِ شانس- اول خواهد شد؟

حل: انرژی برانگیختگی هستهٔ مرکب E^*، به صورت زیر خواهد بود:

$$E^* = ۴۲\left(۲۳۸/۲۴۲\right) + Q_{CN}$$
$$Q_{CN} = \left(M_{۲۳۸} + M_\alpha - M_{۲۴۲}\right)c^۲$$
$$Q_{CN} = ۴۷/۳\circ۵ + ۲/۴۲۵ - ۵۴/۷۱۲ = -۵/\circ$$
$$E^* = ۳۶/۳ MeV$$

در ^{۲۴۲}Pu، B_n = ۶/۳MeV، B_f =۵/۳MeV. از شکل ۱۱-۱۲، $\Gamma_n / \Gamma_f = ۳$، یعنی، ۲۵٪ از هسته‌های اولیه در شانس اول شکافته می‌شوند.

برای واکنش‌های القا شده با یون‌های سنگین یا ذرات باردار انرژی- بالا، این عبارت‌ها باید برای اثر تکانه زاویه‌ای تصحیح شوند. به عنوان مثال، مقداری از انرژی برانگیختگی در بندِ چرخش خواهد بود که برای شکافت غیرقابل دسترس است (Vandenbosch and Huizenga, 1973) و سدهای شکافت برای هسته‌های چرخان پایین‌تراند. برای واکنش‌های شامل هسته‌های با شکافت‌پذیری کمتر $(x < ۰/۷)$، خصوصاً در انرژی‌های بالاتر اغلب مشاهده می‌شود که فراورده‌ها اولیهٔ واکنش ابتدا با گسیل پی‌درپیِ نوترون یا ذرات باردار وامی‌پاشند و سپس با افزایش $Z^۲/A$، شکافت در آخرین مراحل زنجیره‌های تبخیر رخ می‌دهد.

۱۱-۳. توزیع فراورده‌های شکافت

تا اینجا ما بر توصیف عواملی که احتمال بروز شکافت را کنترل می‌کنند تمرکز داشته‌ایم. حال توجه خود را به توزیع فراورده‌ها از نظر جرم، انرژی، بار و غیره متمرکز می‌کنیم. در این راه بیشتر به «نقطهٔ بُرِش» یا پدیده‌های «پسا شکافت» خواهیم پرداخت. بررسی این پدیده‌ها به‌ناچار تا حدی سرسری خواهد بود و خواننده را به رساله و پژوهش عالی واندربوش[1] و هویزنگا[2] (۱۹۷۳) برای بررسی عمیق‌تر دعوت می‌کنیم.

۱۱-۳-۱. انرژی جنبشی آزاد شدهٔ کل (TKE) در شکافت

در یک تقریب اول، می‌توان فرض کرد که انرژی‌های جنبشی پاره‌های شکافت نتیجهٔ دفع کولنی پاره‌ها پس از برش‌اند. یک فرمول دَم‌دستی که انرژی جنبشی کل را می‌دهد عبارت است از

$$TKE = \frac{Z_۱ Z_۲ e^۲}{۱/۸\left(A_۱^{۱/۳} + A_۲^{۱/۳}\right)} MeV \qquad (۱۹.۱۱)$$

که در آن $Z_۱$، $A_۱$، $Z_۲$، $A_۲$ اعداد اتمی و جرمی دو پاره هستند. ضریب ۱/۸ (به جای مقدار متعارف ۱/۲ برای $r_۰$) از این حقیقت ناشی می‌شود که پاره‌ها در نقطهٔ برش به‌طور نامتعارفی تغییر شکل-یافته‌اند. دستورالعمل‌های تجربی مفصل‌تری برای TKE وجود دارند، اما به نظر می‌رسد که فرمول

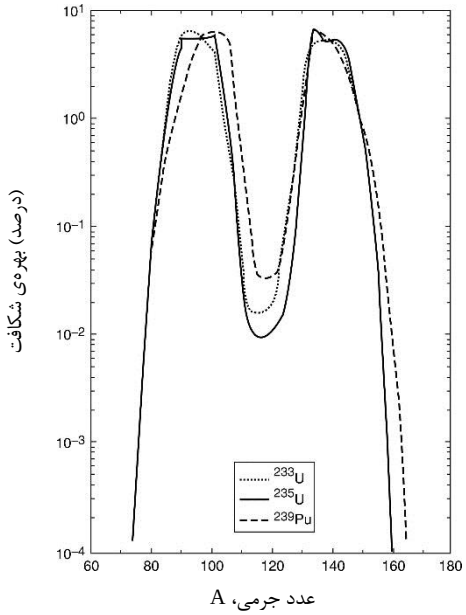
[1] .Vandenbosch
[2] .Huizenga

بالا در گسترهای از انرژی‌های برانگیختگی و هسته‌های شکافا به‌خوبی کار می‌کند. مهم‌ترین انحراف‌ها از این فرمول‌ها در اکتنیدهای خیلی سنگین، مثل $^{۲۵۸،۲۵۹}Fm$ و ^{۲۶۰}Md، دیده می‌شوند که انرژی‌های جنبشیِ مشاهده شده حکایت از یک پیکربندیِ برشِ فشردهٔ نامتعارف دارند (هوفمن و دیگران ۱۹۹۶/۱۳۷۵).

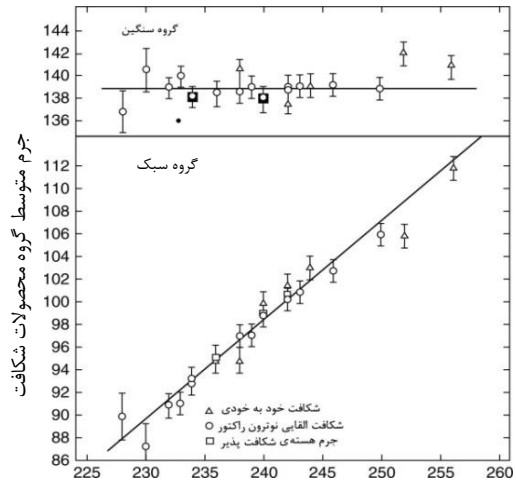
۱۱-۳-۲. توزیع جرم فراوردهٔ شکافت

یکی از شگفتی‌های بزرگ در مطالعات اولیهٔ شکافت توزیع جرم محصول شکافت بود. بررسی‌های شکافت هسته‌های اورانیم و پلوتونیم که توسط نوترون‌های حرارتی القا شده بودند (و سپس شکافت خودبه‌خودی ^{۲۵۲}Cf) نشان دادند که محتمل‌ترین روال تقسیم جرم نامتقارن است $(M_H/M_L = ۱/۳ - ۱/۵)$. مدل قطره‌مایع پیش‌بینی می‌کند که بیشترین رهایی انرژی و بنابراین محتمل‌ترین روال تقسیم جرم متقارن یعنی، $M_H/M_L = ۱/۰$ است. این وضعیت در شکل ۱۱-۱۳ نشان داده شده است که در آن توزیع‌های جرم برای شکافت القا شده توسط نوترون حرارتی در «سه بزرگ‌هستهٔ» ^{۲۳۳}U، ^{۲۳۵}U و ^{۲۳۹}Pu دیده می‌شوند. شکافت متقارن حداقل به اندازهٔ دو مرتبهٔ بزرگی یعنی، $۱۰^۲$ بار در مقایسه با شکافت نامتقارن سرکوب شده است. به نسبت قلّه‌ـ به‌ـ درهٔ توزیع‌ها توجه کنید.

کلید فهم این وضعیت را در شکل‌های ۱۱– ۱۳ و ۱۱– ۱۴ می‌توان دید. در این شکل‌ها، نشان داده‌ایم که وقتی جرم سیستم شکافت‌پذیر افزایش می‌یابد، محل قلهٔ سنگین در توزیع جرم شکافت ثابت باقی می‌ماند در حالی‌که محل قلهٔ سبک با افزایش جرم سیستم شکافا بالاتر می‌رود.



شکل ۱۱–۱۳. توزیع هموار شده‌ی جرم پاره‌ها برای شکافت القا شده توسط نوترون حرارتی در ^{۲۳۳}U، ^{۲۳۵}U و ^{۲۳۹}Pu [اقتباس از: Seaborg and Loveland(1990)]

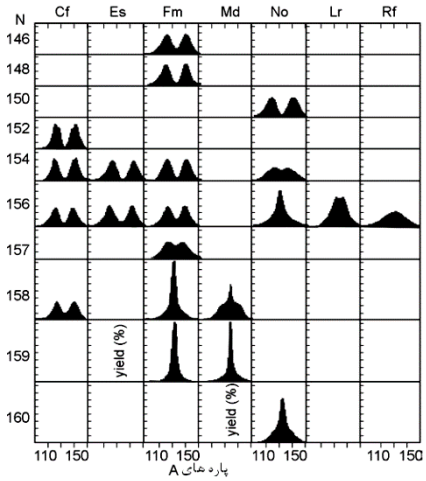


شکل ۱۱– ۱۴. جرم‌های میانگین پاره‌های سبک و سنگین به صورت تابعی از جرم سیستم شکافا

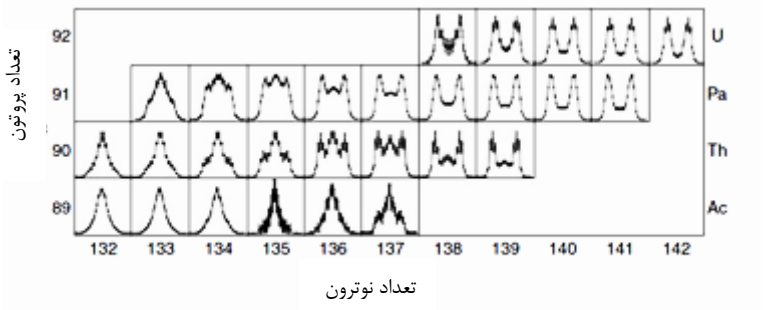
[اقتباس از: R. Vandenbosch and J.R. Huizenga, Nuclear Fission. Copyright © 1973 Academic Press. Reprinted by permission of Elsevier.]

این مشاهده همراه با ملاحظهٔ اینکه لبهٔ پایین قلهٔ مربوط به پارهٔ سنگین در A=۱۳۲ «لنگر انداخته است»، پیشنهاد می‌کند که رجحان برای شکافت نامتقارن، ناشی از پایداری خاصِ داشتنِ یک پارهٔ با Z = ۵۰ و N = ۸۲، یعنی، یک هستهٔ کروی دوبار جادویی است.

شاهد بیشتر برای تاثیر پیکربندی «جادویی» (مدل پوسته‌ای) بر توزیع‌های جرم شکافت، در توزیع‌های جرم پاره‌های شکافت خودبه‌خودی (شکل ۱۱-۱۵) و شکافت القایی انرژی- پایین «پیش اکتنیدها» (شکل ۱۱-۱۶) دیده شده است.



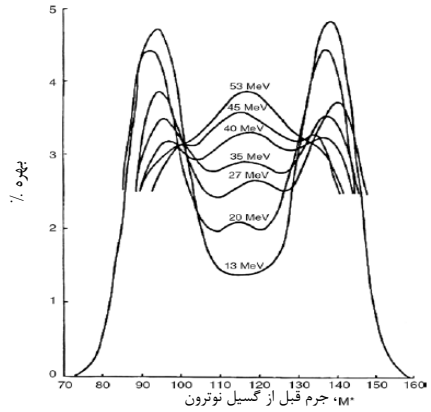
شکل ۱۱-۱۵. نمایش طرحوار توزیع بهرهٔ جرم برای شکافت خودبه‌خودی نوکلیدهای فرا- برکلیم.
[اقتباس از: D. C. Hoffman, et al., "Spontaneous Fission" in Nuclear Decay Modes, D.N. Poenaru, Ed. Copyright © 1966 IOP Press. Reprinted by permission of Elsevier.]



شکل ۱۱-۱۶. توزیع عدد اتمی (Z) برای شکافت انرژی-پایین چند هسته از گروه اکتنیدها در هر ردیف نشان داده شده است. [اقتباس از: K. H. Schmidt et al., in Heavy Ion Physics, Y.T. Oganessiam and R. Kalpakchieva, Eds. Copyright © 1998 World Scientific.]

در مورد شکافت خودبه‌خودی، یک گذار تند بین شکافت نامتقارن و شکافت متقارن وقتی از ^{۲۵۷}Fm به ^{۲۵۸}Fm می‌رویم، مشاهده می‌شود. افزودن یک تک نوترون به هسته، موجب تغییرات زیادی در توزیع جرم فراوردهٔ شکافت می‌شود. همچنین، تفاوت دو پروتون از ^{۲۲۵}Ac به ^{۲۲۷}Pa باعث می‌شود که توزیع جرم از وضعیت کاملاً متقارن به وضعیت عمدتاً نامتقارن تغییر کند. این تغییرات، در اعداد نوترونی و پروتونی اتفاق می‌افتند که اعداد «به اصطلاح» جادوییِ هسته‌های کروی نیستند. نکته این است که سیستم شکافا و پاره‌ها خود در ابتدا کاملاً تغییرشکل یافته‌اند. بنابراین، اعداد جادویی مناسب یعنی، پیکربندی‌های با پایداری خاص آنهایی هستند که برای هسته‌های تغییرشکل یافته انتظارشان می‌رود و همانگونه که در فصل ۶ نشان داده شده است، پیکربندی‌های واقعی با تغییر شکل، تغییر می‌کنند. یک نظریهٔ مفصل پیرامون خواص نقطهٔ برش شکافت براساس این ایده‌ها که توسط ویلکینز[1]، اشتینبرگ[2] و چاسمَن[3] (۱۹۷۶/۱۳۵۵) ابداع شده است، در توصیف روند مشاهدات کاملاً موفق بوده است.

از نظر کیفی اگر این توضیحات پیرامون توزیع‌های جرم برای شکافت القایی انرژی -پایین درست باشند می‌توان انتظار داشت که وقتی انرژی برانگیختگی سیستم شکافا بالا برده می‌شود، تأثیر ساختار پوسته‌ای حالت پایهٔ پاره‌های نوزاد کاهش یابد و توزیع‌های جرم شکافت مقدار بیشتری شکافت متقارن نشان دهند. این دقیقاً همان چیزی است که رخ می‌دهد و در انرژیِ بالا همهٔ هسته‌ها دستخوش شکافت متقارن می‌شوند (شکل ۱۱-۱۷).



شکل ۱۱-۱۷. توزیع‌های جرم شکافت برای $^{۲۳۲}Th(p, f)$.

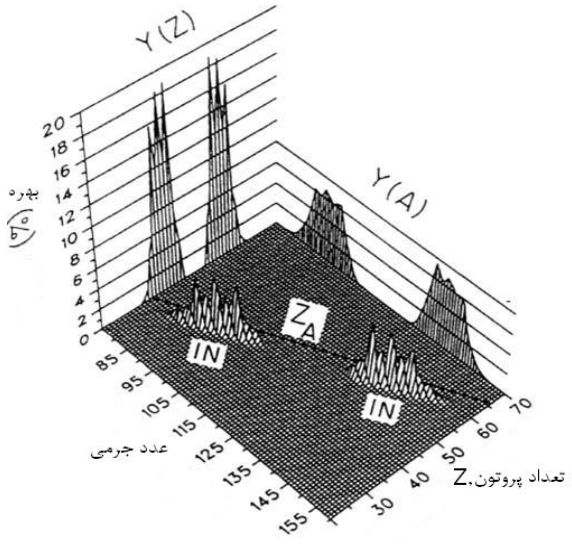
[1] .Wilkins
[2] .Steinberg
[3] .Chasman

۱۱-۳-۳. توزیع بار فراورده‌های شکافت

اگر نمودار بهرهٔ پاره‌های شکافت را به صورت تابعی از اعداد اتمی آنها رسم کنیم (مثل شکل ۱۱-۱۶) نتیجه، بسیار شبیه توزیع جرمی شکافت خواهد بود. تودهٔ هسته خیلی قطبش‌پذیر نیست و در مرتبهٔ نخست پروتون‌ها مثل نوترون‌ها تقسیم خواهند شد. از این رو، نسبت‌های نوترون به پروتونِ پاره‌های اولیه، شبیه آن نسبت در سیستمِ شکافا هستند و لذا در طرفِ غنی از نوترونِ خط پایداری β قرار می‌گیرند. بهره‌های بیشتر برای نوکلیدهای با Z زوج در مقایسه با نوکلیدهای با Z فرد، ناشی از نقش پایدارساز نیروی زوجیت پروتون است (شکل ۱۱-۱۸).

بهرهٔ هر نوکلید مشخص در شکافت را *بهرهٔ مستقل* می‌نامند. می‌توان نشان داد که بهرهٔ مستقل ایزوبارها در شکافت دارای شکل گاؤسی است.

$$P(Z)=\frac{1}{\sqrt{c\pi}}\exp\left[-\frac{\left(Z-Z_p\right)^2}{c}\right] \qquad (۱۱.۲۰)$$



شکل ۱۱-۱۸. بهره‌های فراورده‌های شکافت القایی U^{235} توسط نوترون‌های حرارتی

[اقتباس از A.C. Wahl, "Nuclear Charge distribution in fission," in New Directions in Physics, N. Metropolis, D. M. Kerr, and G.C.Rota, Eds. Copyright © 1987 by Academic Press, Inc. Reprinted of Elsevier.]

که در آن c دارای مقدار میانگین ۰/۱۴ ± ۰/۸ برای شکافتِ انرژی- پایین و Z_P عدد اتمی محتمل‌ترین پاره شکافت اولیه (عدد غیرصحیح) برای آن ایزوبار است. [جدول‌های بزرگی از Z_P برای سیستم‌های شکافای متعارف وجود دارند (وال[1]، ۱۹۹۸/۱۳۷۷)]. یک پیامد این مقدار اندکِ c این است که به ازای یک مقدار مفروض A، فقط تعداد محدودی ایزوبار دارای بهرهٔ قابل ملاحظه‌ای خواهند بود. دو اثر، گرایش به ایجاد توزیع‌های بار باریک دارند: (الف) نیاز به انرژی‌های بالا برای شکستگی‌های نامطلوب بار و (ب) وجود همبستگی‌های حالت پایه بین نوترون‌ها و پروتون‌های پاره‌های شکافت.

در بحث شکافت از الفاظ *بهرهٔ تجمعی* و *بهرهٔ مستقل* زیاد صحبت می‌شود. *بهرهٔ مستقل* یک نوکلید صرفاً همان است که ظاهر می‌شود؛ بهرهٔ آن هسته به صورت یک فراوردهٔ اولیهٔ شکافت. چون فراورده‌های شکافت همه گسیلندهٔ β^- هستند، به طرف پایین درهٔ پایداری β وامی‌پاشند و چندین عضو مختلف یک رشتهٔ ایزوباری را تولید می‌کنند، مثل، به عنوان مثال، پاره‌های A = ۱۴۰:

$$^{140}\mathrm{Xe} \xrightarrow[\beta^-]{} {}^{140}\mathrm{Cs} \xrightarrow[\beta^-]{} {}^{140}\mathrm{Ba} \xrightarrow[\beta^-]{} {}^{140}\mathrm{La} \xrightarrow[\beta^-]{} {}^{140}\mathrm{Ce}$$

بهرهٔ هر عضو رشتهٔ ایزوباری، بر اثر ویژگی واپاشی‌های بتایی پیاپی با بهره‌های پیشینیانش جمع می‌شود. به چنین بهره‌هایی، *بهره‌های تجمعی* می‌گویند. مثلاً، بهرهٔ تجمعی زنجیرهٔ با جرم ۱۴۰ در شکافت القایی $^{235}\mathrm{U}$ با نوترون‌های حرارتی ۶/۲۵ درصد است.

مسئلهٔ نمونه: در مثال بالا بهرهٔ مستقل $^{140}\mathrm{Ba}$ برای شکافت القائی $^{235}\mathrm{U}$ با نوترون‌های حرارتی و بهرهٔ تجمعی آن چقدر است؟

حل: بهرهٔ مستقل نسبی به صورت زیر داده می‌شود:

$$P(Z) = \frac{1}{\sqrt{c\pi}} \exp\left[-\frac{\left(Z - Z_p\right)^2}{c} \right]$$

برای زنجیرهٔ با جرم ۱۴۰، Z_P =۵۴/۵۵ (وال، ۱۹۸۸). توجه کنید که مقـــدار مندرج در جدولِ $Z_p/A\left(=54/55/140\right)$ بسیار نزدیک به همین نسبت در سیستم شکافا ۹۲/۲۳۶ است، یعنی،

[1] .Wahl

نسبت N/Z متعلق به پاره‌ها تقریباً برابر همین نسبت در سیستم شکافا است. این ایده، دستورالعمل UCD (Unchanged Charge Distribution = توزیع بار تغییر نایافته) نامیده می‌شود.

$$P(۵۶)=\frac{۱}{\sqrt{۰/۸\pi}}\exp\left[-\frac{(۵۶-۵۴/۵۵)^{۲}}{۰/۸}\right]=۴/۵۶\times۱۰^{-۲}$$

بنابراین:

$$\text{بهرهٔ } {}^{۱۴۰}Ba=۶/۲۵\times۰/۰۴۵۶=\ ٪\ ۰/۲۸$$

(FCY) یا بهرهٔ تجمعی نسبی برای ^{۱۴۰}Ba به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$FCY=\frac{۱}{\sigma\sqrt{۲\pi}}\int_{-\infty}^{Z+۱/۲}\exp\left[-\frac{(n-Z_p)^{۲}}{۲\sigma^{۲}}\right]dn$$

که در آن پارامتر گاؤسی آشنای σ با رابطهٔ شپارد[1]، $c=۲\left(\sigma^{۲}+\frac{۱}{۱۲}\right)$، به c مرتبط است. با محاسبهٔ این انتگرال خواهیم داشت $FCY=۰/۹۹۷۸$.

۴-۱۱. انرژی برانگیختگی پاره‌های شکافت

انرژی برانگیختگی پاره‌های شکافت برابر اختلاف بین انرژی کل آزاد شده، Q و انرژی جنبشی کل پاره‌ها است. انرژی برانگیختگی باید برای هر تقسیم جرمی محاسبه شود. در اینجا به یک محاسبهٔ تقریبی برای ملاحظهٔ اینکه انرژی به کجا می‌رود می‌پردازیم. برای شکافت القایی ^{۲۳۵}U توسط نوترون‌های حرارتی این مقدار برابر $۱۷۲MeV-\sim۲۰۰MeV\sim$ یا تقریباً $\sim۲۸MeV$ (تقریباً ۱۴ درصد انرژی کل آزاد شده) است، که بین همهٔ پاره‌ها تقسیم می‌شود. تعداد میانگین نوترون‌های آنی گسیل شده تقریباً برابر ۲/۴ است و هر نوترون دارای یک انرژی جنبشی ~۲MeV است در حالیکه پاره‌های گسیل شده دارای انرژی‌های بستگی نوترونی متوسط ~۵/۵MeV می‌باشند.

[1] .Sheppard

بنابراین در حدود ۱۸MeV {=۲/۴×(۲+۵/۵)} از انرژی برانگیختگی پارهٔ شکافت توسط نوترون‌های آنی مصرف می‌شود. گسیل فوتون آنی۷/۵MeV~ انرژی حمل می‌کند، که تقریباً ۲/۵ مگا الکترون ولت طبق این حساب و کتاب سر انگشتی باقی می‌ماند که باید به شکل ذرات β، نوترینوها، نوترون‌های تأخیری و غیره گسیل شود.

همانگونه که پیش از این گفته شد، نوترون‌های آنی از پاره‌های کاملاً شتابدار پس از برش گسیل می‌شوند. تعداد این نوترون‌ها، ν_T (برابر ۲/۴ در مورد ^{۲۳۵}U) به صورت تابعی از جرم سیستم شکافا در شکل ۱۱-۱۹ نشان داده شده است. افزایش کلی در ν_T با جرم سیستم شکافا ناشی از افزایش انرژی برانگیختگی پارهٔ شکافت است. برای سیستم‌های خیلی سنگین (Z ~۱۱۴) ν_T در حدود ۷~ پیش‌بینی می‌شود، که اجازه می‌دهد جرم بحرانی برای یک واکنش شکافت خودنگهدار خیلی کوچک باشد.

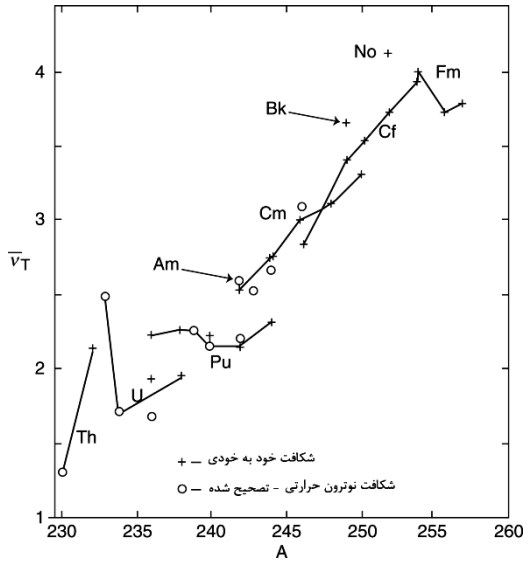
مسئلهٔ نمونه: تخمین ν_T در شکافت $^{۲۹۸}۱۱۴$ چگونه به دست می‌آید؟ فرض کنید این هسته به صورت متقارن شکافته شود.

حل: انرژی کل آزاد شده را می‌توان با استفاده از یک فرمول جدید جرم (لیران[۱] و زلدز[۲]۱۹۷۶/۱۳۵۵) ۳۱۱MeV تخمین زد. انرژی جنبشی کل پاره‌ها به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$TKE = \frac{(۵۷)(۵۷)(۱/۴۴\circ)}{(۱/۸)(۱۴۹^{۱/۳})(۲)} = ۲۴۵\,MeV$$

که انرژی ۶۶MeV=۲۴۵−۳۱۱ را برای کل انرژی برانگیختگی پاره‌ها باقی می‌گذارد. چون پرتوهای γ و β^-، تنها به این علت گسیل می‌شوند که انرژی گسیل نشده به‌صورت نوترون را با خود ببرند، ما فرض خواهیم کرد که این انرژی به همان اندازهٔ $^{۲۳۵}U(n_{th},f)$ یا تقریباً ۱۰MeV است.

[2] .Liran
[3] .Zeldes



شکل ۱۱– ۱۹. تعداد کل میانگین نوترون‌ها ν_T، به صورت تابعی از عدد جرمی سیستم شکافت‌پذیر برای شکافت خودبه‌خودی و القایی نوترون حرارتی، مقادیر برای شکافت القایی نوترون حرارتی تا انرژی برانگیختگی صفر تصحیح شده (شکافت خودبه‌خودی) با فرض $d\nu/dt = ۰/۱۲\,MeV^{-1}$.

این یک «انرژی برانگیختگی نوترون» به اندازهٔ ۵۶MeV=۱۰− ۶۶ باقی می‌گذارد. انرژی بستگی نوترون در یک پارهٔ نوعی ۶MeV~ است (لیران و زلدز، ۱۹۷۶). لذا $\nu_T = ۵۶/(۶+۲) = ۷$ به دست می‌آید.

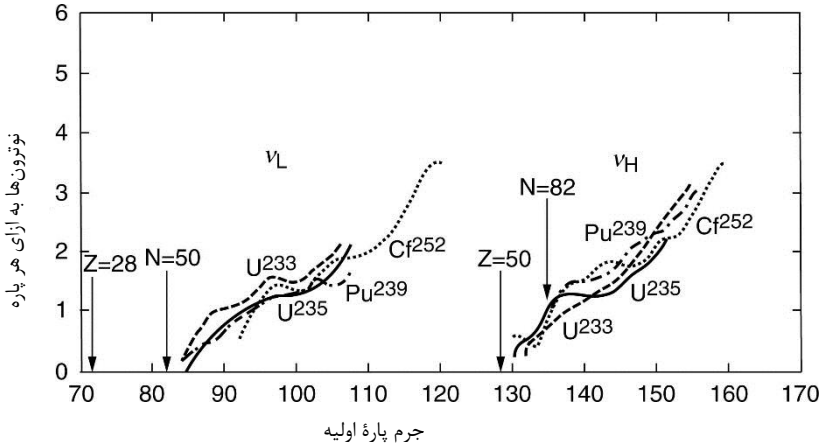
انرژی جنبشی میانگین نوترون ۲MeV~ است. در چارچوب حرکت پارهٔ شکافت توزیع انرژی پاره‌ها ماکسولی $P(E)=E_n\exp(-E_n/T)$، است. با انتقال این طیف به چارچوب آزمایشگاهی طیف موسوم به وات[1] را خواهد داد، یعنی،

$$P(E_n) = e^{-E_n/T}\sinh\left(۴E_nE_f/T^۲\right)^{۱/۲} \qquad (۲۱.۱۱)$$

که در آن E_n و E_f انرژی‌های سیستم آزمایشگاهی نوترون و پارهٔ شکافت (نوکلئون/MeV) و T دمای هسته است.

[1] .Watt

جنبهٔ مهم دیگر گسیل نوترون تغییر تعداد نوترون‌های گسیل شده به صورت تابعی از جرم پاره شکافت $\nu(A)$، است (شکل ۱۱-۲۰). مشخصه‌های برجسته این داده‌ها وابستگی کلی $\nu(A)$ به A، مستقل از سیستم شکافا برای این هسته‌های اکتنیدی (که بار دیگر نقش ساختار پوسته‌ای *پاره‌شکافت* را بر این ویژگی پیشنهاد می‌کند) و وابستگی دندان اره‌ای به $\nu(A)$ است. به همبستگی مقادیر پایین $\nu(A)$ برای پاره‌هایی که ساختار آنها مثل یک هستهٔ جادویی یعنی، یک هستهٔ با پایداری ویژه است توجه کنید. انتظار می‌رود این پاره‌ها به دلیل آثار پوسته‌ای دارای انرژی‌های برانگیختگی پایینی باشند (ویلکینز. دیگران، ۱۹۷۶/۱۳۵۵).



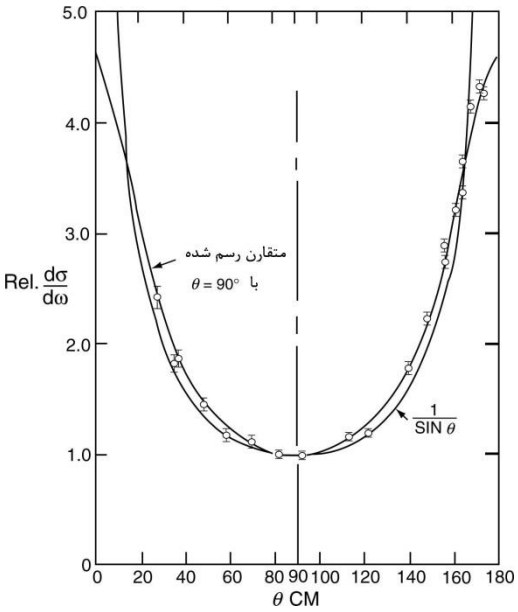
شکل ۱۱-۲۰. وابستگی $\nu(A)$ به عدد جرمی پاره شکافت A برای بعضی هسته‌های اکتنید.

گسیل پرتوهای گامای آنی، با آخرین مراحل گسیل نوترون آنی رقابت یا آن را دنبال می‌کند. این فوتون‌ها در زمآنهایی از $۱۰^{-۱۵}$ تا $۱۰^{-۷}$ ثانیه گسیل می‌شوند. نوعاً، چندتایگی‌های ۱۰-۷ فوتون بر شکافت مشاهده می‌شوند. این فوتون‌ها، همانگونه که پیشتر اشاره کردیم، ~۷/۵MeV انرژی با خود حمل می‌کنند. این بهرهٔ پرتوِ γ به‌طور قابل ملاحظه‌ای بیش از آنی است که درصورت دنبال کردنِ گسیل نوترون گسیل می‌شد تا رقابت با آن. به‌علت تکانه‌های زاویه‌ای بزرگ پاره‌های شکافت (~۷-۱۰ħ) حتی در شکافت خودبه‌خودی، گسیل فوتون می‌تواند با گسیل نوترون رقابت کند. پرتوهای گسیل شدهٔ گاما اکثراً تابش دو قطبی با آمیزهٔ بزرگی از تابش چارقطبی ناشی از گذارهای $E۲$ «کشیده» $\left(J_f = J_i - ۲\right)$هستند. به علت امکان وجود تعداد بالای پاره‌های غنی از نوترونِ

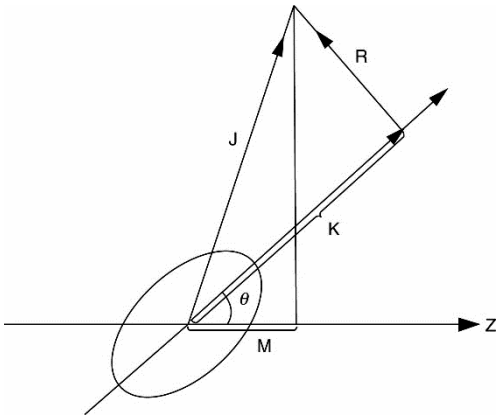
تولید شده در شکافت، مطالعهٔ پرتوهای گامای گسیل شده از سوی پاره‌ها می‌تواند به اطلاعات مفیدی پیرامون ساختار هسته‌ای این هسته‌های غریبِ کوتاه – عمرِ به دور از پایداری منجر شود.
همانگونه که در بحثِ پیرامون گسیل پرتو گامای آنی اشاره شد، پاره‌های شکافت دارای تکانهٔ زاویه‌ای قابل ملاحظه‌ای هستند. دو منشأ برای این تکانه زاویه‌ای وجود دارد: (الف) وجود گشتاورهای نیروی خارج از محور که طی فرایند برش به پاره‌ها داده می‌شود و (ب) برانگیختگی مدهای خمشی و چرخشی در پاره‌های نوزاد درنقطهٔ زین که در مقابل برش ایستادگی می‌کنند و توسط (الف) تقویت می‌شوند.

۱۱-۵. خواص دینامیکی پاره‌های شکافت

یکی از خواص پاره‌های شکافت که اغلب مورد بهره‌برداری قرار می‌گیرد توزیع زاویه‌ای است. شکافت معمولاً یک فرایند «آرام» است که در آن هستهٔ شکافا در تعادل آماری است. از این رو، توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت نسبت به یک صفحهٔ عمود بر راستای حرکت سیستم شکافا متقارن است، یعنی، توزیع‌های زاویه‌ای پاره‌ها نسبت به زاویهٔ ۹۰ درجه در چارچوب سیستم شکافا تقارن دارند.
یک توزیع زاویه‌ای نوعیِ پاره‌های شکافتِ حاصل از یک واکنشِ شکافتِ القاییده با یون سنگین در شکل۱۱-۲۱ نشان داده شده است. همانگونه که مشاهده می‌شود، پاره‌ها ترجیحاً نسبت به جهت حرکت سیستم شکافا، به طرف جلو و عقب گسیل می‌شوند. در این مورد که شامل واکنشی است که در آن سیستم شکافا دارای تکانهٔ زاویه‌ای قابل ملاحظه‌ای $(\sim ۳۶\hbar)$است، توزیع خیلی شبیه تابع $1/\sin(\theta)$ است.



شکل ۱۱-۲۱. توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت برای شکافت القایده توسط یون کربن در طلا.
[اقتباس از G.E. Gordon et al., Phys. Rev. 120, 1341 (1960). Copyright (1960) by the American Physical Society.]



شکل ۱۱-۲۲. سیستم مختصات تکانه زاویه‌ای برای هسته تغییر شکل یافته.

برای درک این توزیع‌ها باید هستهٔ گذارِ شکافت را در نظر گرفت. شکل ۱۱-۲۲ نشان‌دهندهٔ یک سیستم مختصات برای توصیف این هسته بر حسب اعداد کوانتومی آن J، تکانه زاویه‌ای کل؛ M، تصویر J بر روی یک محور ثابت فضایی که معمولاً در راستای حرکت سیستم شکافا ست؛ و بالاخره K، تصویر J بر روی محور متقارن هسته است.

در بیشترین برخوردها، بردارهای تکانه زاویه‌ای J، در صفحه‌ای عمود برجهت باریکه ($M = ۰$) متمرکز خواهند بود. در این صورت، به آسانی می‌توان رابطه‌ای بین J، K و توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت دید. حالتی را در نظر بگیرید که در آن $J = K$ محور تقارن هسته عمود بر باریکه و پاره‌ها از پهلوی باریکه بیرون می‌آیند. به‌طور مشابه، اگر $K = ۰$ باشد، محور تقارن هسته عمود بر J، یعنی، در امتداد جهت باریکه است و پاره‌ها ترجیحاً به سوی جلو و عقب گسیل می‌شوند. این حالتِ مفرط اسـت که منجر به شکل $۱/\sin(\theta)$ می‌شود (اگر J عمود بر باریکه و بردارهای توصیف کنندهٔ جهت‌های ممکنِ محور تقارن هسته به‌طور یکنواخت بر روی سطح یک کره توزیع شده باشند، در آن صورت احتمال داشتن یک محور تقارن در زاویهٔ θ نسبت به باریکه به صورت $۱/\sin(\theta)$خواهد بود).

برای مورد کلی ویلر[1] در سال ۱۹۶۳/۱۳۴۲ نشان داد که احتمال گسیل یک پاره در زاویهٔ θ از هستهٔ گذاری که با J، K و M مشخص می‌شود عبارت است از

$$P^{J}_{M,K}(\theta) = (۲J+۱)\left[\frac{۲\pi R^{۲}\sin\theta\, d\theta}{۴\pi R^{۲}}\right]\left|d^{J}_{M,k}(\theta)\right|^{۲} \qquad (۲۲.۱۱)$$

جملهٔ اول معرف یک ضریب وزن آماری، جملهٔ دوم یک ضریب زاویه فضایی برای احتمال به دست آوردن زاویهٔ θ و عبارت سوم یک تابع موج فرفرهٔ متقارن است.

در شکافت انرژی- پایین یا شکافت فوتونی، می‌توان تک- حالت‌های هستهٔ گذار را ایجاد و توزیع‌های زاویه‌ای پاره‌های شکافت را مشاهده کرد که چگونه به صورت تابعی از J، K، M هستهٔ گذار، از تجمّعِ در جهتِ جلو، به تجمع در جانبِ پهلو تغییر وضعیت داده و بار دیگر به عقب برمی‌گردند (Vandenbosch and Huizenga, 1973). در انرژی‌های بالاتر $(E^{*} > ۱۰ MeV)$، حالت‌های هستهٔ گذار با استفاده از یک مدل آماری توصیف می‌شوند. در این وضعیت، فرض می‌شود توزیعی گاؤسی از مقادیر K برای هستهٔ گذار وجود دارد:

[1] .Wheeler

$$\rho(K) \propto \exp\left(-K^{۲}/K_{۰}^{۲}\right) \qquad K < J$$
$$= ۰ \qquad K > J \qquad (۲۳ .۱۱)$$

سپس $K_{۰}^{۲}$، ریشهٔ میانگین مربعی J روی محور تقارن هسته، را می‌توان به صورت زیر حساب کرد:

$$K_{۰}^{۲} = \frac{\Im_{eff} T}{\hbar^{۲}} \qquad (۲۴ .۱۱)$$

که در آن $\Im_{eff}$ گشتاور لخت مؤثر هستهٔ گذار با دمای T است. توزیع‌های گشتاور زاویه‌ای پاره شکافت $W(\theta)$ را می‌توان به صورت زیر نوشت:

(۲۵ .۱۱)

$$W(\theta) \propto \sum_{J=۰}^{\infty} (۲J+۱) T_J \sum_{K=-J}^{J} \frac{(۲J+۱)\left|d^{J}_{M=۰,k}(\theta)\right|^{۲} \exp\left(-K/۲K_{۰}^{۲}\right)}{\sum_{K=-J}^{J} \exp\left(-K^{۲}/۲K_{۰}^{۲}\right)}$$

که در آن T_J ضریب گذار برای تشکیل هستهٔ شکافا با گشتاور زاویه‌ای کل J است. با این فرض که $M = ۰$، فرمول دمِ دستی زیر حاصل می‌گردد:

(۲۶ .۱۱)

$$W(\theta) \propto \sum_{J=۰}^{\infty} \frac{(۲J+۱)^{۲} T_J \exp\left[-(J+۰/۵)^{۲} \sin^{۲}\theta / ۴K_{۰}^{۲}\right] \times J_{۰}\left[i(J+۰/۵)^{۲} \sin^{۲}\theta / ۴K_{۰}^{۲}\right]}{erf\left[(J+۰/۵)/\left(۲K_{۰}^{۲}\right)^{۱/۲}\right]}$$

که در آن $J_{۰}$ تابع مرتبهٔ صفر بسل با آرگومان موهومی و $erf\left[(J+۰/۵)/\left(۲K_{۰}^{۲}\right)^{۱/۲}\right]$ تابع خطای تعریف شده به وسیله رابطه زیر می‌باشد:

$$erf\left(x\right)=\frac{۲}{\pi^{۱/۲}}\int_{۰}^{x}\exp\left(-t^{۲}\right)dt \qquad (۲۷.۱۱)$$

چنانچه بتوان $K_{۰}^{۲}$ را تخمین زد، در آن صورت توزیع‌های زاویه‌ای شکافت را می‌توان برای اندازه‌گیری J یا برعکس به کار برد.

جنبهٔ دیگری از توزیع فضایی پاره‌های شکافت که ثابت شده است در مطالعهٔ واکنش‌های هسته‌ای ابزار مفیدی است، همبستگی زاویه‌ای بین دو پارهٔ شکافت است. هنگامی که شکافت رخ می‌دهد، دو پاره با زاویهٔ ۱۸۰ درجه نسبت به هم (برای پایستگی تکانه زاویه‌ای) بیرون می‌آیند. اگر هستهٔ شکافا در حال حرکت باشد، در آن صورت تکانه اولیه سیستم شکافا باید بین دو پاره تقسیم شود تا تکانه‌های نهایی پاره‌ها را (در سیستم آزمایشگاهی) بدهد. به این ترتیب، با مشاهدهٔ میانگین زاویهٔ بین شکافت-پاره‌های همفرود، می‌توان رخدادهای همجوشی کامل را از رخدادهای همجوشی ناکامل تمیز داد.

مسئلهٔ نمونه: موردِ برهم‌کنشِ ^{۳۲}Sی ۲۴۰-MeV را با ^{۱۸۱}Ta، که شکافته می‌شود در نظر بگیرید. زاویهٔ همبستگی آزمایشگاهی بین پاره‌ها در صورتی که تمام تکانه خطی پرتابه به سیستم شکافا منتقل شده باشد چه خواهد بود؟

حل:

$$^{۳۲}S+^{۱۸۱}Ta\rightarrow^{۲۱۳}Ac$$

تکانهٔ هستهٔ (مرکّب) باریکه عبارت است از

$$P=\left(۲mT\right)^{۱/۲}=\left(۲\times۳۲\times۲۴۰\right)^{۱/۲}=۱۲۳/۹\left(MeV-amu\right)^{۱/۲}$$

برای شکافت متقارن ^{۲۱۳}Ac، انتظار داریم

$$TKE=\frac{\left(۸۹/۲\right)^{۲}e^{۲}}{\left(۱/۸\right)\left(۲۱۳/۲\right)^{۱/۳}\left(۲\right)}=۱۶۷\,MeV$$

لذا تکانه هر یک از پاره عبارت است از

$$P = (۲mT)^{۱/۲} = \left[۲\left(\frac{۲۱۳}{۲}\right)\left(\frac{۱۶۷}{۲}\right)\right]^{۱/۲} = ۱۳۳/۴(MeV - amu)^{۱/۲}$$

نصف زاویه هم بستگی برابر است با

$$\theta = \tan^{-۱}\left(۱۳۳/۴/۱۲۳/۹/۲\right) = ۶۵^{\circ}$$

زاویهٔ همبستگی $۲\theta = ۱۳۰^{\circ}$ خواهد بود.

یک پدیدهٔ دینامیک نقطهٔ برش پاره شدن قاهرانهٔ گردنِ بین پاره‌های نوزاد است که می‌تواند منجر به گسیل ذرات به داخلِ ناحیهٔ بین پاره‌ها گردد. این پدیده نادر است و با بسامد تقریباً ۱ در ۳۰۰ تا ۱ در ۱۰۰۰ رویداد شکافت برای ذرات آلفا و بسامد کمتری برای سایر ذرات باردار رخ می‌دهد. (با همین سازوکار، نوترون نیز می‌تواند در چند درصد از کل رخدادهای شکافت گسیل شود.) ذرات باردار، که در ناحیهٔ بین پاره‌ها به وجود می‌آیند، توسط میدان کولنی پاره‌ها به شدت متمرکز شده و در ۹۰ درجه نسبت به راستای حرکت پاره‌های جدا شونده، با انرژی‌های خاص میدان‌های کولنی پاره‌های جدا شونده (۱۵MeV~ برای ذرات آلفا) بیرون می‌آیند.

مسائل

۱. چرا ^{۲۴۰}Pu به وسیلهٔ نوترون‌های حرارتی قابل شکافت نیست ولی ^{۲۳۹}Pu قابل شکافت است؟

۲. انرژی جنبشی کل آزاد شدهٔ قابل انتظار در شکافت $^{۲۷۲}۱۱۰$ با فرض بروز شکافت متقارن چقدر است؟

۳. معنای الفاظ *آنی* و *تأخیری* (درنگیده) در نوترون‌های شکافت چیست؟

۴. تابع برانگیختگی شکافت را برای واکنش ^{۲۳۲}Th با نوترون بطور تقریبی رسم کنید. سد شکافت تقریباً ۶/۵MeV و انرژی‌های بستگی آخرین نوترون در ^{۲۳۲}Th و ^{۲۳۳}Th به ترتیب، ۶/۹MeV و ۴/۹۳MeV هستند.

۵. مقادیر پارامتر شکافت‌پذیری x برای ^{۲۰۹}Bi، ^{۲۲۶}Ra، ^{۲۳۲}Th، ^{۲۴۲}Pu و ^{۲۵۲}Cf چقدرند؟

۶. چه کسری از نوترون‌های شکافت دارای انرژی‌های بیش از ۲MeV هستند؟ (در چارچوب آزمایشگاهی)

۷. بهرهٔ مستقل ^{۹۹}Mo در شکافت القایی ^{۲۳۹}Pu توسط نوترون‌های حرارتی چقدر است؟
Z_P برابر ۳۹/۹۲۱ و بهرهٔ زنجیرهٔ A=۹۹ برابر ۶/۱۵ درصد است.

۸. مقدار Γ_n/Γ_f را برای هستهٔ ^{۲۱۰}Po تولید شده در بمباران ^{۲۰۹}Bi با پروتون‌های ۱۰/۵MeV چقدر است؟ B_f =۲۰/۴ MeV.

مراجع

Britt, H. C. In N. M. Edelstein. Ed., *Actinides in Perspective*, Pergamon. Oxford, 1982.p.245.

Flynn, K. F., E. P. Horwitz, C. A. A. Bloomquist, R. F. Barnes, R. K. Sjoblom, P. R. Fields, and L. E. Glendenin. *Phys. Rev*. **C5**. 1725(1927).

Gindler, J. and J. R. Huizenga. Nuclear Fission, In Vol. II, L. Yaffe. Ed., *Nuclear Chemistry*, Academic Press. New York, 1964, p. 1.

Hahn, O. and F. Strassman. *Naturwiss*. **26**, 756(1938); see translation by H. Graetzer *Am. J. Phys*. **32**, 10(1964).

Hoffman, D. C., T. M. Hamilton, and M. R. Lane. Spontaneous Fission. In D. N. Poenaru. Ed., *Nuclear Decay Modes*, IOP, Bristol, 1996. Pp. 393-432.

Liran, S. and N. Zeldes. At. *Data Nucl. Data Tables* **17**,431(1976).

Oganessian. Y. T. and Y. A. Lazarev. Heavy Ions and Nuclear Fission. In D. A. Bromley, Ed., *Treatise on Heavy-Ion Nuclear Science*, Vol. 4, Plenum, New York, 1985.pp. 1-254.

Schmidt, K-H., et al. In Y. T. Oganessian and R. Kalpakchieva. Eds., *Heavy Ion Physics*, World, Singapore, 1998, p.667.

Seaborg, G. T. and W. Loveland. *The Elements Beyond Uranium*, Wiley, New York, 1990.

Strutinsky, V. M. *Nucl. Phys. A* **95**, 420(1967).

Vandenbosch, R. and J. R. Huizenga. *Nuclear Fission*, Academic, New York, 1973.

Viola, V. E., Jr., K. Kwiatkowski, and M. Walker. *Phys. Rev*. **C31**, 1550(1958).

Wagemans, C. The *Nuclear Fission Process*, CRC Press, Boca Raton, FL, 1991.

Wahl, A. C. At. *Data Nuclear Data Tables* **39**, 1(1988).

Wheeler, J. A. In J. B. Marion and J. L. Fowler, Eds., *fast Neutron Physics*, Wiley. New York, 1963.

Wilkins, B. D., E. P. Steinberg, and R. R. Chasman. *Phys. Rev*. **C14**, 1832(1976).

فصل ۱۲

واکنش‌های هسته‌ای در طبیعت: اخترفیزیک هسته‌ای

۱۲- ۱. مقدمه

یکی از مهم‌ترین رازهایی که هنوز ناشناخته مانده است این است که عناصر شیمیایی موجود در زمین چگونه بوجود آمده‌اند؟ می‌دانیم که عناصر شیمیایی با دسترس‌پذیری نسبتاً آسان تعدادشان محدود به کمتر از ۹۰ است و اساساً با واکنش‌های شیمیایی نمی‌توان آنها را تغییر داد. واکنش‌های هسته‌ای بزرگ- مقیاس آنهایی هستند که توسط پرتوهای کیهانی (خارجی) و واپاشی پرتوزا القا می‌شوند؛ واکنش‌های هسته‌ای القاییده‌ای چون شکافت در مقیاس خیلی کوچکی رخ می‌دهند. لذا، تودهٔ عظیم عناصر شیمیایی موجود، آنهایی هستند که در هنگام تشکیل کرهٔ زمین به وجود آمده‌اند. عناصر، دستخوش گسترهٔ بزرگی از فرایندهای ژئوشیمیایی، زمین‌شناختی و بیوشیمیایی شده‌اند، اما تمام این فرایندها هویت اتم را حفظ می‌کنند. لذا، منشأ عناصر قطعاً فرا زمینی است ولی این پرسش‌ها باقی می‌مانند که کجا و چگونه تشکیل شده‌اند؟

این پرسش‌ها در عرصهٔ اخترفیزیک هسته‌ای قرار می‌گیرند؛ عرصه‌ای مرتبط با اطلاعات بنیادین پیرامون خواص هسته‌ها و واکنش‌های آنها به خواص شناخته شدهٔ اجرام نجومی و فرایندهایی که در فضا رخ می‌دهند. جهان متشکل از گونه‌های بیشماری از اجرام بزرگ است که در حجم بسیار بزرگی توزیع شده‌اند. بیشترِ این حجم، خیلی تهی $\left(<۱\times۱۰^{-۱۸}\ kg/m^{۳}\right)$و بسیار سرد $\left(\sim ۳K\right)$

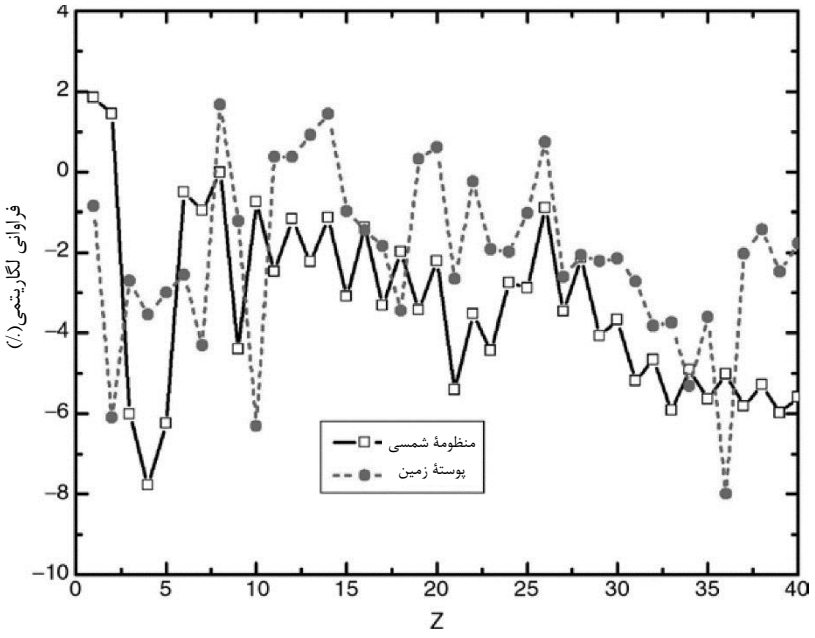
است. از طرف دیگر، اجرام بزرگ، ستارگان و امثال آنها، خیلی چگـــال (مغزی خورشید دارای چگالی $\left(\sim ۲\times ۱۰^{۵}\ kg/m^{۳}\right)$ است) و داغ هستند (مغزی خورشید دارای دمای $\left(\sim ۱۶\times ۱۰^{۶}\ K\right)$است). این دماها و چگالی‌ها آنچنان‌اند که عناصر سبک یونیده بوده و دارای سرعت‌های حرارتی به اندازهٔ کافی بالایی هستند که گاهی واکنش هسته‌ای القا کنند. لذا، درک کلی از تولید عناصر سنگین‌تر این است که این عناصر با فرایندهای گوناگون هسته‌ای در سیستم‌های بزرگ ستاره‌ای به وجود آمده‌اند. این اجسام بزرگ، نیروهای بزرگ گرانشی وارد می‌کنند و لذا می‌توان انتظار داشت که مواد جدید در ستارگان باقی بمانند. سامانه‌های پردازش ستاره‌ای باید در مرحله‌ای منفجر شوند تا عناصر سنگین را پراکنده کنند. هنگامی که به جزئیات توزیع ایزوتوپ‌ها در زمین نگاه می‌کنیم پی می‌بریم که باید تعدادی چرخهٔ انفجاری قبل از پیدایش زمین رخ داده باشد.

در این فصل، ابتدا اطلاعات اصولی پیرامون فراوانی عناصر و بعضی مفاهیم فراوانی‌های ایزوتوپی را بررسی می‌کنیم. سپس، به بررسی فرایندهای هسته‌ای عامل تولید عناصر بدوی و فرایندهایی که عناصر سبک بدوی را به عناصر امروزینِ زمینِ ما تبدیل کردند، خواهیم پرداخت.

۱۲-۲. فراوانی‌های عنصری و ایزوتوپی

بسیاری از دانشجویان شیمی کمتر به فراوانی‌های نسبی عناصر شیمیایی فکر کرده‌اند. همه می‌دانیم که بعضی عناصر و ترکیبات آنها متداول‌تر از عناصر دیگر هستند. به عنوان مثال، در مقایسه با جیوه و طلا، اکسیژنِ موجود در آب باید وفور خیلی بیشتری داشته باشد. اما اگر عناصر نزدیک به هم در جدول تناوبی، مثلاً، مقدار سرب (Z=۸۲) در مقایسه با مقدار جیوه (Z=۸۰) یا مقدار آهن (Z=۲۶) در مقایسه با مقدار مس (Z=۲۷) را در نظر بگیریم، چه؟ با کمال تعجب، جواب بستگی به این دارد که از چه نمونه بگیریم. فراوانی‌های نسبی۴۰ عنصر اول در شکل ۱۲-۱ به صورت درصد پوستهٔ زمین و درصد جرم منظومهٔ شمسی، نشان داده شده‌اند. توجه کنید که مقیاس لگاریتمی است و داده‌ها تقریباً ۱۱ مرتبهٔ بزرگی را می‌پوشانند. زمین عمدتاً متشکل از اکسیژن، سیلیسیم، آلومینیم، آهن و کلسیم است، که بیش از ۹۰ درصد پوستهٔ آن را تشکیل می‌دهند. از سوی دیگر، جرم منظومهٔ شمسی، عمدتاً متشکل از جرم خورشید است به‌طوری‌که منظومهٔ شمسی، بیشتر، هیدروژن است با مقداری هلیم و بقیه همه عناصر کم مقدارند. اختلاف بین فراوانی‌های منظومهٔ شمسی و فراوانی‌های روی زمین ناشی از پردازش‌های ژئوفیزیکی و ژئوشیمیایی تودهٔ خورشیدی بوده است. لذا، در این کتاب سعی خواهیم کرد به درک آن دسته از فراوانی‌های منظومهٔ شمسی بپردازیم که منعکس کنندهٔ فرایندهای هسته‌ای‌اند. فراوانی‌های

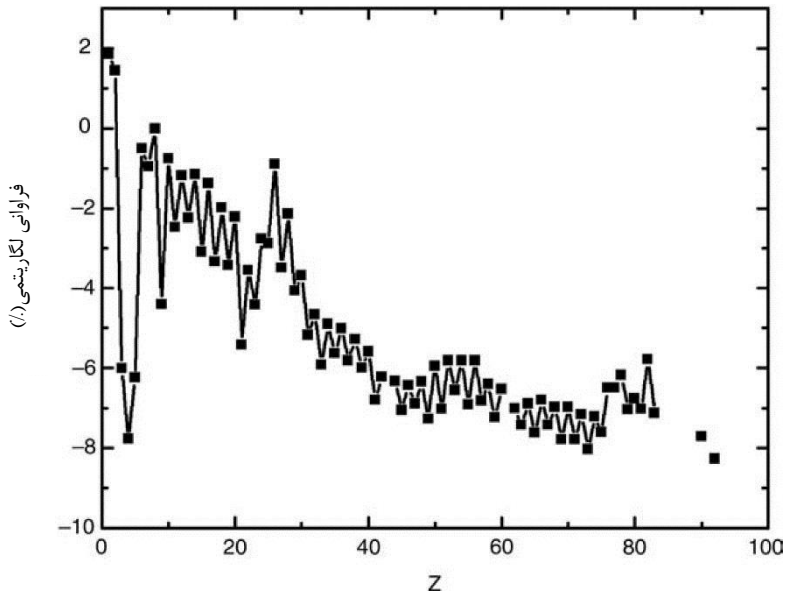
ایزوتوپ‌ها و عناصر، اطلاعات بنیادینِ حقیقت‌یابی هستند برای آزمودن نظریه‌های *هسته‌زایی*[1]. ما داده‌هایی داریم از زمین، ماه و شهاب سنگ‌ها، از اندازه‌گیری‌های طیف‌سنجی خورشید و اخیراً از اندازه‌گیری‌های طیف‌سنجی ستارگان دور دست. بسیاری از مطالعات وجوه تشابه و تمایز آنچه را که در منظومهٔ شمسی مشاهده می‌شوند دسته‌بندی کرده و سپس سعی به توضیح آنها کرده‌اند.



شکل ۱۲-۱. فراوانی‌های ۴۰ عنصر اول به صورت درصد جرم پوستهٔ زمین (دایره‌های تو- پُر) و در منظومهٔ شمسی (مربع‌های تو- خالی).

فراوانی‌های کلیهٔ عناصر شیمیایی موجود در خورشید در شکل ۱۲-۲ نشان داده شده‌اند. این فراوانی‌ها عمدتاً از اطلاعات پیرامون فراوانی‌های عنصری شهاب سنگ‌های کُندریت کربن‌دار CI و طیف‌های ستاره‌ای به دست آمده‌اند. توجه کنید که تقریباً ۹۹ درصد جرم به صورت هیدروژن و هلیم است.

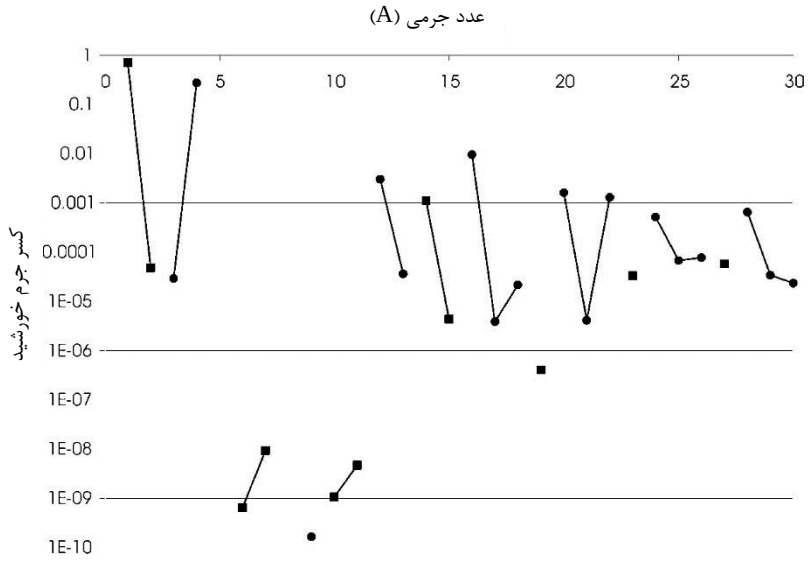
[1]. Nucleosynthesis



شکل ۱۲-۲. فراوانی‌های عناصر به صورت درصد جرم منظومه‌ی شمسی
(مرجع (CRC Handbook of Chemistry and Physics, 75th ed., 1994)).

همچنین به روند کلی کاهش لگاریتمی فراوانی عناصر با عدد اتمی به استثنای تورفتگی بزرگی در بریلیم (Z =۴) و قله‌هایی در ناحیهٔ کربن و اکسیژن (Z = ۶-۸)، آهن (Z~۲۶) و پلاتین (Z=۷۸) تا سرب (Z=۸۲) توجه کنید. به ناوِش (نوسان) قَویِ فرد- زوج و اینکه همهٔ عناصر با Z زوجِ بزرگ‌تر از ۶، فراوان‌تر از همسایگانِ با عدد اتمیِ فرد هستند نیز دقت کنید. پیش از این، توجیه این اثر را دیده‌ایم، به این معنا که براساس بحث‌های پایداری هسته به یاد داریم که هسته‌های پایدار بیشتری برای عناصر با تعداد زوج پروتون وجود دارند تا با تعداد فرد زیرا تعداد هسته‌های فرد- فردِ پایدار خیلی اندک است. لذا، صِرفِ تعداد هسته‌های پایدارِ فراورده صَرفِ نظر از نوع سازوکار تولید تأثیری بر جمعیت‌های مشاهده شده خواهند داشت، زیرا تقریباً همهٔ واپاشی‌های پرتوزا از زمان تولید اخترفیزیکی تا کنون، انجام پذیرفته و فقط هسته‌های «پایدار- مانده» را به جا گذاشته‌اند. البته استثناهایی وجود دارند و تحقیقات معاصر بر مشاهدهٔ هسته‌های پرتوزایی که اخیراً در کیهان تولید شده‌اند تأکید دارند.

براساس آنچه که از ساختار هسته می‌دانیم، منطقی این است که توزیع ایزوتوپی را در نظر بگیریم تا توزیع عنصری را. مثالی از فراوانی ایزوتوپیِ عناصرِ ردیفِ اول در شکل ۱۲-۳ نشان داده شده است. بار دیگر، ناوِشِ خیلی قوی دیده می‌شود و فرود اُفت جرم‌های بین ۵ و ۱۰ بارِزتَر است.

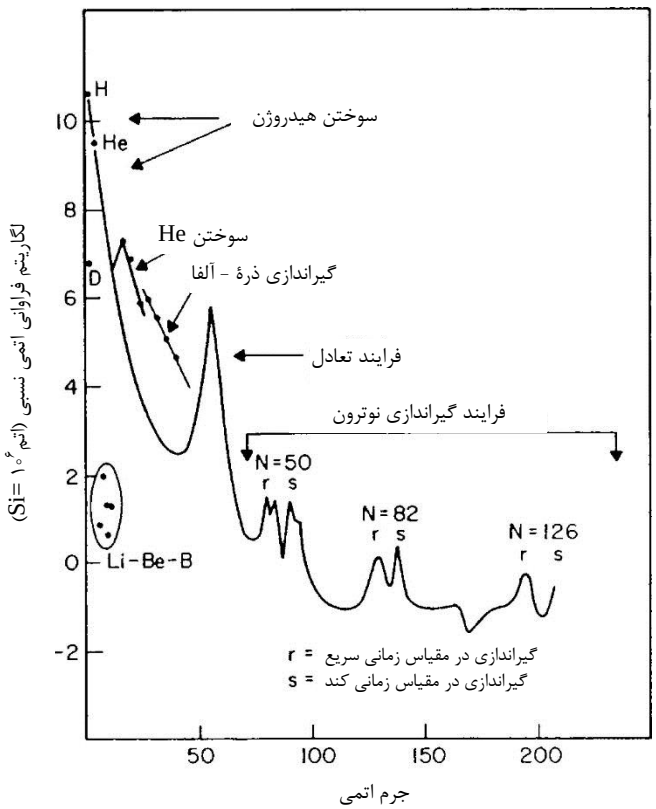


شکل ۱۲-۳. فراوانی‌های نسبی عناصر ردیف اول در خورشید، از Anders و Grevesse (۱۹۸۹). عناصر با عدد اتمی فرد با نماد مربع و زوج با دایره نشان داده شده‌اند. ایزوتوپ‌های هر عنصر شیمیایی با پاره خط‌ها به هم وصل شده‌اند.

این ناحیهٔ جرمی دارای گاف‌هایی است (هیچ هستهٔ پایدار با عدد جرمی ۵ یا ۸ وجود ندارد) و هسته‌های باقی‌مانده کلاً بی‌ثبات و دارای انرژی‌های بستگی کوچکی هستند. برای سبک‌ترین هسته‌ها هسته‌هایی که اعداد جرمی آنها مضربی از ۴ است دارای بالاترین فراوانی هستند. بار دیگر صِرفِ ملاحظات سادهٔ پایداری هسته‌ای بر مقدار بریلیمی که می‌توانیم پیدا کنیم، در مقایسه با مقادیر کربن یا اکسیژن، تأثیر می‌گذارند اما وجودِ چند مرتبهٔ بزرگی اختلاف در فراوانی عناصری همچون بریلیم و کربن باید ناشی از آثاری وابسته به سازوکار تولید باشد.

خورشید یک ستارهٔ نوعی است (پایین را ببینید) و با استفاده از فراوانی‌های خورشیدی می‌توان فراوانی‌های عنصری در جهان (فراوانی‌های «کیهانی») را نمایش داد. برای توصیف جزئیات فراوانی‌های مشاهده شده، به چندین فرایند هسته‌زایی نیاز هست. در شکل ۱۲-۴، پیشدستی کرده و قبل از ورود به بحث یک وابستگی تقریبی بین «فراوانی‌های عنصری» و «فرایندهای هسته زاییِ» منتهی به پیدایش آنها را نشان داده‌ایم. شکل ۱۲-۴، مبتنی بر مطالعه‌ای پیش‌قراولانه توسط Burbidge, Burbidge, Fowler, Hoyle (B^2FH) (۱۹۵۷/۱۳۳۶) و تحلیل مستقل Cameron

(۱۹۵۷/۱۳۳۶) می‌باشد. این کارها به عنوان چارچوبی برای بحث هسته‌زایی از زمان انتشار آنها در دهۀ ۱۹۵۰ به‌کار رفته‌اند و ما در بحث خود همین مسیر را پی خواهیم گرفت.



شکل ۱۲- ۴. فراوانی‌های اتمی عناصر در منظومۀ شمسی و فرایندهای عمدۀ سنتز هسته‌ای مسؤول، برای فراوانی‌های مشاهده شده.

[اقتباس از: E. M. Burbidge, et al., Rev. Mod. Phys. 29, 547 (1957).]

۱۲ ـ ۳. هسته‌زایی بدوی

عمر جهان بین ۱۰ و ۲۰ میلیارد سال با بهترین تخمینِ $۱۴\pm۱\times۱۰^{۹}$ سال است. به نظر می‌رسد جهان با انفجار عظیمی به نام مهبانگ[1] شروع شده باشد. از زمان مهبانگ، جهان با کاهش دما و چگالی در حال انبساط بوده است.

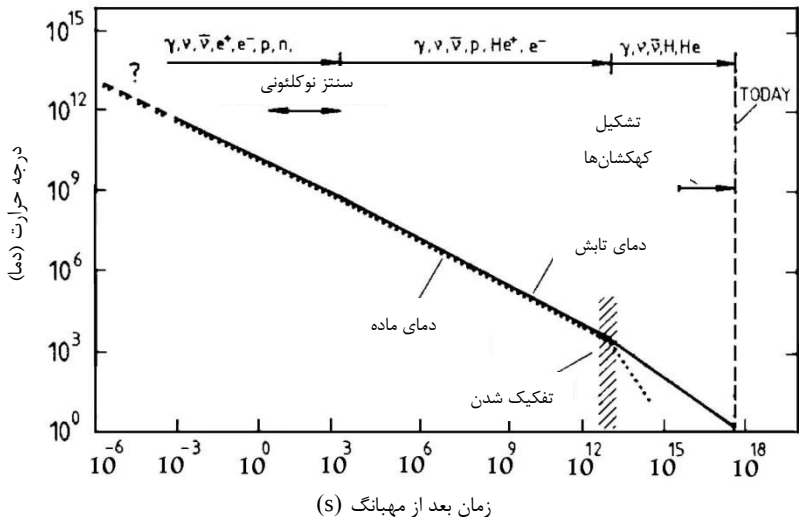
یک شاهد مهم در حمایت از ایدهٔ مهبانگ، تابش زمینهٔ میکروموجی ۲/۷-K در جهان است. این تابشِ جسم سیاه، به‌وسیلهٔ پنزیاس و ویلسون[2] در سال ۱۹۶۵/۱۳۴۴ کشف شد و نشان‌دهندهٔ ته‌ماندهٔ حرارتی تابش الکترومغناطیسی است که اندک زمانی پس از مهبانگ وجود داشته است. واینبرگ[3] (۱۹۷۷/۱۳۵۶) می‌گوید که چگونه پنزیاس و ویلسون یک نوفهٔ میکروموجی ۷/۳۵ سانتی متری مستقل از جهت آنتن رادیویی‌شان در «آزمایشگاه‌های تلفن‌بل» در نیوجرسی پیدا کردند. پس از رَدّ چند منبع برای این نوفه، آنها پی بردند که یک جفت کبوتر در آنتن لانه کرده بودند. کبوترها گرفته شدند، به سایت جدیدی منتقل شدند، بار دیگر پیدایشان شد، مجدداً گرفته شدند و «با ابزار مؤثرتری از بازگشت دوبارهٔ آنها جلوگیری شد.» معلوم شد که کبوترها آنتن را با یک «مادّهٔ دی‌الکتریک سفید» پوشانده بودند. پس از پاک کردن این ماده، میکروموج زمینه هنوز وجود داشت. به زودی مشخص شد که این تابش ۷/۳۵ سانتی‌متری، متناظر است با نوفهٔ حاصل از دمای حدود ۳/۵K، که سرانجام به عنوان ته‌مانده‌های مهبانگ تشخیص داده شد (اندازه‌گیری‌های بعدی، این تابش را دارای دمای ۲/۷K و چگالی فوتونی حدود ۴۰۰ فوتون بر سانتی‌متر مکعب در جهان تعیین کرده‌اند).

یک نمایش تصویری از برخی پدیده‌های مهم در حیات «حرارتی» جهان در شکل ۱۲-۵ نشان داده شده است. توصیف تحول جهان $۱۰^{-۴۳}$ ثانیه پس از مهبانگ، «به اصطلاح» *زمان پلانک* شروع می‌شود. جهان در آن زمان دارای دمایی برابر $۱۰^{۳۲}$K ($k_BT \sim ۱۰^{۱۹}\ GeV$) و حجمی معادل $\sim ۱۰^{-۳۱}$ برابرِ حجم فعلی بوده است.[برای تبدیل دما از واحد K به انرژی (k_BT)برحسب الکترون ولت، توجه داشته باشید که $[k_BT(eV) = ۸/۶\times۱۰^{-۵}T(K)]$. ماده در حالتی بوده است هنوز ناشناخته بر ما موسوم به پلاسمای کوارک- گلوئون. تمام ذرات حضور داشته و در تعادل آماری بوده‌اند، که در آن آهنگ تولید هر ذره مساوی با آهنگ نابودی آن بوده است. با انبساط جهان، دمای آن افت کرده و بعضی از گونه‌ها از تعادل آماری خارج شده‌اند. در زمانی حدود $۱۰^{-۶}$ ثانیه ($T\sim۱۰^{۱۳}$K)، فوتون‌های

---

[1] .Big-Bang
[2] .Penzias and Wilson
[3] .Weinberg

تابش جسم سیاه دیگر نمی‌توانستند تولید ذرات سنگین را نگه بدارند و تودهٔ هادرونی، به گازی از نوکلئون‌ها و مزون‌ها چگالیده شدند. در این مرحله جهان از نوکلئون‌ها، مزون‌ها، نوترینوها (و پاد نوترینوها) فوتون‌ها، الکترون‌ها (و پوزیترون‌ها) تشکیل می‌شده و نسبت باریون‌ها به فوتون‌ها $\sim ۱۰^{-۹}$ می‌بوده است.



شکل ۱۲-۵. خلاصه‌ای از رویدادهای جهان از زمان مهبانگ.

[اقتباس از: C. E. Rolfs and W.S. Rodney, Cauldrons in the Cosmos, Chicago University Press, Chicago, 1988)]

(در لحظهٔ $۱۰^{-۲}$ ثانیه ($T\sim ۱۰^{۱۱}K$)، چگالی جهان باید به $\left(\sim ۴\times ۱۰^{۶}\ kg/m^{۳}\right)$ افت کرده باشد در این دورهٔ حاکمیت فوتون، دما $T(K)$ با رابطهٔ

$$T(K)=\frac{۱/۵\times ۱۰^{۱۰}}{\sqrt{t(s)}}$$

داده می‌شود که t، عمر بر حسب ثانیه است). در این زمان، نوترون‌ها و پروتون‌ها با برهم‌کنش‌های ضعیف به یکدیگر تبدیل می‌شوند:

$$\bar{ve} + p \Leftrightarrow e^{+} + n$$
$$ve + n \Leftrightarrow p + e^{-}$$

(از واپاشی نوترون آزاد به پروتون صرف‌نظر می‌شود زیرا نیمه‌عمر این واپاشی (۱۰/۶ دقیقه) خیلی بلندتر از آن است که «خودی» نشان بدهد). نسبت نوترون به پروتون، n:p به کمک ضریب بولتزمن تعیین می‌شود، یعنی:

$$n : p = \exp\left(-\Delta mc^{2}/kT\right)$$

که در آن Δmc^{2} اختلاف جرم نوترون- پروتون (۱/۲۹ MeV) است. در $T = ۱۰^{۱۲}$ K، $n/p \sim ۱$، در $T = ۱۰^{۱۱}$ K، $n/p \sim ۰/۸۶$ و جز آن است. در $T = ۱۰^{۱۱}$ K، هیچ هستهٔ «بس‌ذره‌ای» تشکیل نمی‌شود زیرا دما خیلی بالاتر از آن است که اجازهٔ تشکیل دوترون را بدهد. هنگامی که دما به $T = ۱۰^{۱۰}$ K $(t = \sim ۱s)$ اُفت می‌کند، آفرینش زوج‌های e^{+}/e^{-} (تولید زوج) متوقف می‌شود زیرا $kT < ۱/۰۲MeV$ و نسبت نوترون به پروتون تقریباً $۱۷/۸۳$ است. در زمان ۲۲۵ ثانیه، این نسبت $۱۳/۸۷$، دما تقریباً $۱۰^{۹}K$، و لذا چگالی تقریباً $۲\times۱۰^{۴} kg/m^{۳}$ است و اولین واکنش‌های هسته‌زایی رخ می‌دهند.

این واکنش‌های بدوی هسته‌زایی، با تولید دوتریم توسط فرایند سادهٔ گیراندازی تابشی شروع می‌شوند:

$$n + p \rightarrow d + \gamma$$

توجه داشته باشیدکه دوترون می‌تواند با جذب یک فوتون انرژی- بالا در فرایند معکوس نابود شود. در این زمان، دوترون به اندازهٔ کافی عمر می‌کند تا واکنش‌های بعدی را امکان‌پذیر بسازد:

$$p + d \rightarrow {}^{۳}He + \gamma$$

و

$$n + d \rightarrow {}^{۳}H + \gamma$$

^{3}H و ^{3}He انرژی بستگیِ کافی دارند تا واکنش‌های بعدیِ مولدِ «ذرهٔ α شدیداً مقید» را امکان‌پذیر بسازند:

$$^{3}H + p \rightarrow {}^{4}He + \gamma$$
$$^{3}He + n \rightarrow {}^{4}He + \gamma$$
$$^{3}H + d \rightarrow {}^{4}He + n$$
$$d + d \rightarrow {}^{4}He + \gamma$$

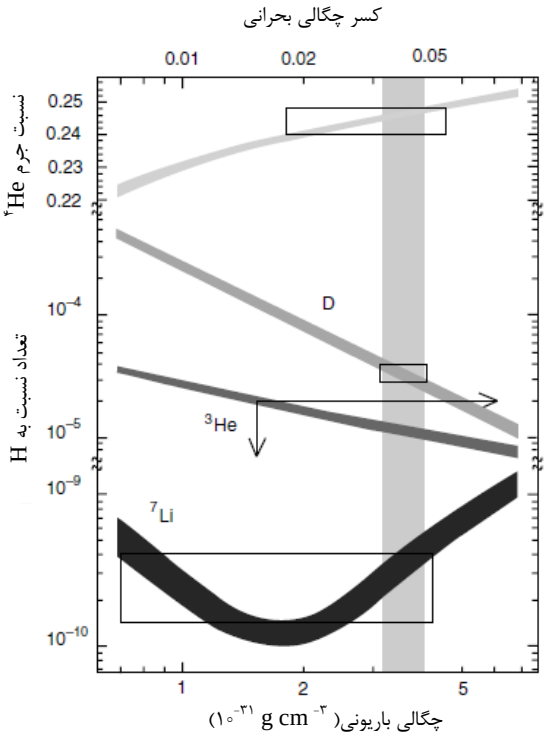
واکنش‌های بیشتر برای تولید هسته‌های $A = ۵$ رخ نمی‌دهند زیرا هسته‌های پایدار با $A = ۵$ (یا $A = ۸$) وجود ندارند. مقدار کمی ^{7}Li در واکنش‌های زیر تولید می‌شود:

$$^{4}He + {}^{3}H \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$$
$$^{4}He + {}^{3}He \rightarrow {}^{7}Be + \gamma \xrightarrow{e^-} {}^{7}Li + \gamma$$

ولی ^{7}Li نیز دارای انرژی بستگی ضعیفی است و سریعاً نابود می‌شود. لذا زایش هسته‌های بزرگ‌تر با مانع مواجه می‌شود. پس از تقریباً ۳۰ دقیقه هسته‌زایی متوقف می‌شود. دما در حدود ۳×۱۰^{۸} K و چگالی در حدود $۳۰kg/m^{3}$ است. (برای مقایسه، لطفاً توجه کنید که بخار آب در یک اتمسفر دارای چگالی تقریباً $۱kg/m^{3}$ و آب مایع دارای چگالی تقریباً برابر با $۱۰^{3}kg/m^{3}$ است). تودهٔ هسته‌ای از نظر جرمی ۷۶ درصد پروتون، ۲۴ درصد آلفا با مقادیر کمی دوتریم، ^{3}He و ^{7}Li بوده است. نسبت γ: n: p به صورتِ ۸۷: ۱۳: ۱۰^{9} بوده است. نسبت $p : {}^{4}He : d : {}^{3}He$ تابعی حساس از چگالی باریونی جهان است (شکل ۱۲-۶)، حقیقتی که برای محدود کردن مدل‌های مهبانگ به‌کار می‌رود (سطوح مقطع واکنش‌هایی که یک فراورده را به فراوردهٔ دیگری تبدیل می‌کنند معمولاً شناخته شده‌اند و محاسبات شبکه‌ای تفصیلی آهنگ‌های واکنش را می‌توان به صورت تابعی از دما و چگالی اجرا کرد. فراوانی‌های حاصل را می‌توان با تخمین‌های حاصل از مشاهدات تودهٔ ستاره‌ای مقایسه کرد). علم شیمی تقریباً $۱۰^{۶}$ سال بعد، هنگامی که دما به ۲۰۰۰K افت کرده و الکترون‌ها و پروتون‌ها می‌توانستند با هم ترکیب شوند و تشکیلِ اتم را بدهند شروع گردید. هسته‌زاییِ بیشتر، در داخل ستارگان ادامه دارد.

۱۲-۴. تحول ستاره‌ای

همانگونه که در بالا ذکر شد، هسته‌زایی در دو مرحله رخ داده است: هسته‌زایی بدوی که در مهبانگ رخ داده و فقط به تشکیل سبک‌ترین هسته‌ها انجامیده و فرایندهای هسته‌زایی بعدی در ستارگان، که تقریباً $۱۰^{۶}$ سال پس از مهبانگ شروع شده و تاکنون ادامه دارد. هسته‌زایی مهبانگ به تولید هیدروژن، هلیم و مقادیر کمی ^{۷}Li انجامیده، در حالی‌که بقیهٔ عناصر نتیجهٔ هسته‌زایی ستاره‌ای بوده‌اند. به عنوان مثال، مشاهدات اخیر خطوط طیفی ستاره‌ای که حضور ^{۹۹}Tc با نیمه‌عمر ۲×۱۰^{۵} سال را نشان می‌دهند، حکایت از تداوم هسته‌زایی ستاره‌ای دارند. برای درک واکنش‌های هسته‌ای که موجب درخشندگی ستارگان شده و تولید تودهٔ عناصر را می‌کنند، لازم است بدانیم در دل ستارگان چه می‌گذرد. این، محورِ بحث این بخش است.



شکل ۱۲-۶. تغییرات فراوانی‌های نسبی هسته‌های مهبانگ و نسبت جرم ^{۴}He برحسب چگالی باریونی. مستطیل‌ها نشان‌دهندهٔ داده‌های اندازه‌گیری شده و تخمینی از خطا هستند. منحنی‌ها، نشـــان‌دهندهٔ وابستـــگی بهره به چگالی باریونی در مهبانگ‌اند و نوار عمودی نشان‌دهندهٔ ناحیه تطابق است.

پس از انفجار مهبانگ مواد جهان پراکنده شدند. ناهمگونی‌هایی رشد کرد که تحت تأثیر گرانش برای تشکیل کهکشان‌ها چگالیده شدند. درون این کهکشان‌ها، ابرهای گاز هیدروژن و هلیم می‌توانند تحت تأثیر گرانش بِرُمبَند. ابتدا، گرمای داخلی این رُمبش، تابش می‌کند و از بین می‌رود. با این‌همه، با چگال‌تر شدن گاز میزان کِدری افزایش می‌یابد و انرژی گرانشیِ همراه با رمبش به جای اینکه به فضای بیرون تابش شود در داخل ذخیره می‌شود. در نهایت، یک تعادل تابشی بروز می‌کند و یک *پیش‌ستاره* شکل می‌گیرد. پیش‌ستاره، تحت تأثیر گرانش به منقبض شدن و بالا بردن دمای درون‌ستاره‌ای ادامه می‌دهد. هنگامی که دمای داخلی به $\sim ۱۰^{۷}K$ می‌رسد واکنش‌های گرما‌ـ هسته‌ای بین هسته‌های هیدروژن می‌توانند شروع شوند زیرا بعضی از پروتون‌ها دارای انرژی‌های جنبشی کافی برای غلبه بر دافعهٔ کولنی بین هسته‌ها هستند.

اولین نسل ستارگانی که به این روش شکل گرفتند (به دلایل تاریخی) *ستارگان جمعیت III* نامیده شدند. این ستاره‌های متشکل از هیدروژن و هلیم، دارای جرم زیاد و عمر نسبتاً کوتاهی بودند و در حال حاضر خاموش‌اند. «آوارِ» این ستاره‌ها، پراکنده شده و در نسل بعدی ستارگان شرکت کرده‌اند. نسل دوم ستارگان به نام *ستارگان جمعیت II*، متشکل از هیدروژن، هلیم و تقریباً ۱٪ از عناصر سنگین‌تری چون کربن و اکسیژن بود. در نهایت، ستارگان نسل سوم هستند، مثل خورشید خودمان، که *ستارگان جمعیت I* نامیده می‌شوند. این ستارگان شامل هیدروژن، هلیم و ۲ تا ۵ درصد عناصر سنگین‌تر می‌باشند.

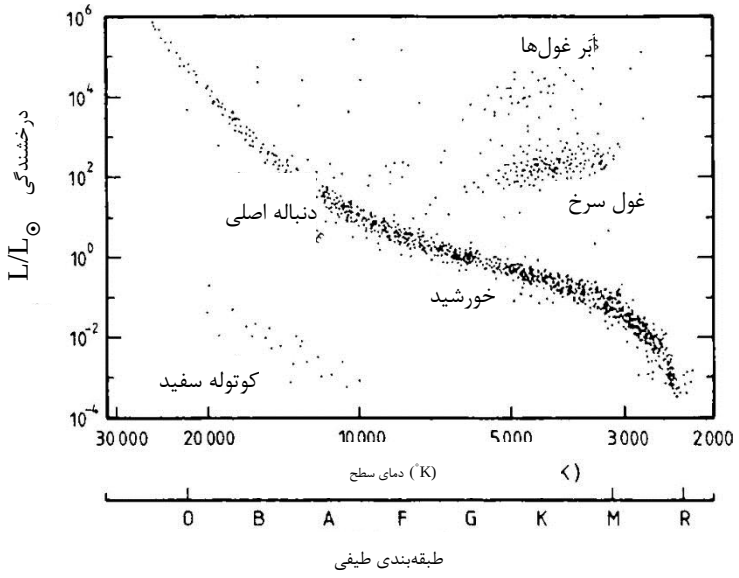
خورشید ما یک ستارهٔ نوعی جمعیت I است. دارای جرم ۲×۱۰^{۳۰} کیلوگرم، شعاع ۷×۱۰^{۶} متر [چگالی میانگین $\left(۱/۴۱\times۱۰^{۳}\ kg/m^{۳}\right)$]، دمای سطح $\sim$۶۰۰۰K ، درخشندگی $۳/۸۳\times۱۰^{۲۶}W$ و عمر $۴/۵\times۱۰^{۹}$ سال.

ستاره‌شناس دانمارکی اِجنار هرتزسپرانگ[1] و ستاره‌شناس امریکایی هنری نوریس راسل[2] به‌طور مستقل همبستگی خوش‌تعریفی بین درخشندگی و دمای سطح ستارگان پیدا کردند. آن همبستگی در شکل ۱۲-۷ نشان داده شده و نمودار هرتزسپرانگ – راسل یا نمودار H-R نامیده می‌شود. بیشترِ ستارگان، مثل خورشید ما، در نوار باریکی در این نمودار به نام *دنبالهٔ اصلی* قرار می‌گیرند. ستاره‌های دنبالهٔ اصلی دارای درخشندگی‌های L هستند که تقریباً متناسب با $T^{۵/۵}$ یا برحسب جرمشان، M، به صورت $L\propto M^{۳/۵}$ است. اینکه یک ستاره چه مدت در دنبالهٔ اصلی می‌ماند بستگی به جرم آن دارد، که، به نوبهٔ، خود مرتبط با آهنگ واکنش‌ها در داخل آن است.

---

[1] .Ejnar Hertzsprung
[2] .Henry Norris Russell

در بخش بالای سمت راست نمودار H-R، گروهی از ستارگان، *غول‌های سرخ* یا *اَبَرغول‌ها*، دیده می‌شوند که دارای شعاع‌های بزرگی بوده و نسبتاً سرد (۳۰۰۰ـ۴۰۰۰K) هستند. وقتی انرژی هسته‌ای آزاد شده در واکنش‌های هسته‌ایِ درون ستارگان برای حفظ مقادیر درخشندگی دنبالهٔ اصلی کافی نباشد، ستارگانِ دنبالهٔ اصلی به این ناحیه منتقل می‌شوند.



شکل ۱۲-۷. نمایش طرح‌وار هرتزسپرانگ ـ راسل (H-R).

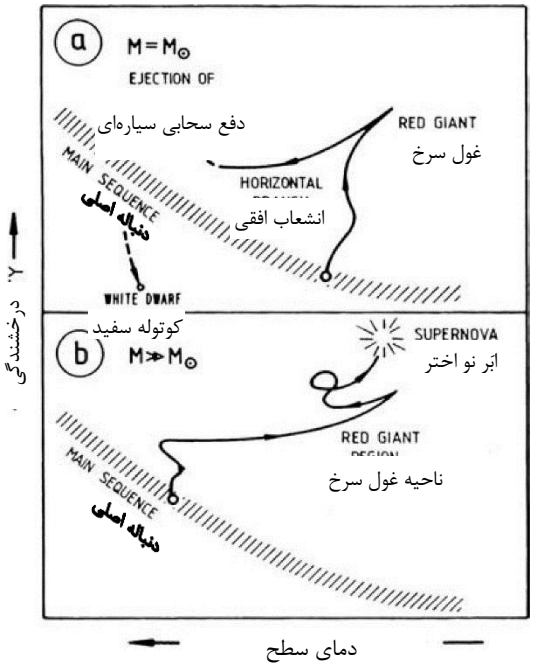
[اقتباس از: C.E. Rofls and W. s. Rodney , Cauldrons in the Cosmos, Chicago University Press, Chicago, (1988)]

انتظار می‌رود خورشید قبل از این‌که یک غول سرخ بشود بیش از ۷×۱۰^۹ سال دیگر را در دنبالهٔ اصلی سپری کند. در مدت زمان کوتاه‌تر $۱/۱-۱/۵\times۱۰^۹$ سال، درخشندگی خورشید به آرامی حدود ۱۰ درصد افزایش یافته و احتمالاً منجر به توقف زندگی در روی زمین خواهد شد (به سخن کوتاه، حیات زمینی تقریباً سه‌چهارم سهم زمانی خود را از $\sim ۳/۵\times۱۰^۹$ سال پیش تاکنون سپری کرده است). در طرف چپ و پایین نمودار H-R، گروهی از ستارگان درخشان $\left(T>۱۰^۴\,K\right)$ با تراکم اندک به نام *کوتوله‌های سفید* دیده می‌شوند. کوتوله‌های سفید معرّف یک پیامد تحولی غول‌های سرخ با جرم‌های بین ۰/۱ و ۱/۴ جرم خورشید می‌باشند. غول‌های سرخ، ستارگان سوزان هلیمی‌اند و با سوختن هلیم ستاره‌ها ناپایدار شده، «پوست می‌اندازند»، تولید یک سحابی سیاره‌ای می‌کنند و

با حرکت در عرض دنبالهٔ اصلی روی نمودار H-R، به صورت کوتوله‌های سفید در می‌آیند. (شکل ۱۲-۷ را برای نمایش طرح‌وار این تحول ببینید.)

غول‌های سرخ سنگین (با جرم‌های بیش از ۸ برابر جرم خورشید) دستخوش چرخهٔ مرگ جالب‌تری می‌شوند، به این ترتیب که با انقباض‌ها، افزایش دماهای منتج به سوخت هلیم، سوخت کربن ـ اکسیژن، سوخت سیلیسیم و نیز با تولید عناصر نزدیک آهن با یک انفجار از بین می‌روند (شکل ۱۲-۸).

پایان انفجاری برای این ستارگان می‌تواند منجر به تشکیل *نو اخترها* و *اَبَر نو اخترها* شود. لفظِ *نو*، اشارهٔ ضمنی به ستاره‌ای دارد که دستخوش افزایش ناگهانی روشنایی شده و با شاخصهٔ محو شدن یک انفجار افول می‌کند. در این فرایند، بخش بیرونی‌تر ستاره که فقط شامل تقریباً یک‌هزارم جرم ستاره است، با آزاد شدن 10^{45} ارگ انرژی دفع می‌گردد. اَبَر نواخترها، انفجارهای ستاره‌ای بسیار دیدنی هستند که در آنها درخشندگی ستاره با ضریب 10^{6}-10^{9} افزایش یافته، در مقیاسی ثانیه‌ای افزایش یافته، 10^{51}~ ارگ آزاد می‌کند.



شکل ۱۲-۸. نمودار طرح‌وار تحولِ الف) یک ستاره با جرمی نزدیک جزم خورشید و ب) یک ستارهٔ سنگین‌تر. [اقتباس از: (C.E.Rolfs and W.S.Rodney, Cauldrons in the cosmos, Chicago University Press,Chicago,1988)].

در هر سال، حدود ۱۰ نواختر مشاهده می‌شود اما تعداد ابر نواخترها فقط ۲ تا ۳ در هر قرن است. ابر نواخترها به صورت نوع I (هیدروژن کم، عناصر «سنگینِ»، چون اکسیژن تا آهن، زیاد) و نوع II (عمدتاً هیدروژن، با مقادیر کمتری از عناصر سنگین) طبقه‌بندی می‌شوند. بعضی از ابر نواخترها منجر به تشکیل ستارگان نوترونی می‌شوند، که هسته‌های غول‌پیکری از تقریباً تودهٔ خالص نوترونی هستند.

۱۲- ۵. آهنگ‌های واکنش گرماهسته‌ای

پیش از اینکه وارد بحث واکنش‌های هسته‌ای هسته‌زایی‌های ستاره‌ای بشویم، نیاز به بررسی آهنگ‌های این واکنش‌ها داریم، که، بر خلاف واکنش‌هایی که در آزمایشگاه صورت می‌گیرند، در یک «سوپ حرارتی» رخ می‌دهند. آهنگ‌های این واکنش‌ها به ما می‌گویند که مهم‌ترین واکنش‌ها کدام‌اند. وقتی از واکنش‌های *گرماهسته‌ای* صحبت می‌کنیم، منظور، آن دسته از واکنش‌های هسته‌ای‌اند که در آنها انرژی هسته‌های برخورد کننده، انرژی حرارتی ذرات در یک گاز داغ است. هر دو هستهٔ واکنشگر در حال حرکت‌اند و لذا سرعت نسبی آنها (انرژی مرکز جرمی) است که دارای اهمیت است. در واکنش‌های هسته‌ای معمولی در آزمایشگاه، آهنگ واکنش R به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$R = N\,\sigma\phi$$

که در آن R آهنگ واکنش به صورت واکنش بر ثانیه، σ سطح مقطع واکنش (برحسب cm^2)، ϕ شار ذرهٔ فرودی برحسب ذره بر ثانیه و N تعداد اتم‌های هدف بر سانتی‌متر مربع است. برای واکنش‌های اخترفیزیکی، می‌توان نوشت:

$$R = N_x N_y \int_0^\infty \sigma(v)\, v\, dv = N_x N_y \langle \sigma v \rangle$$

که در آن v سرعت نسبی بین هسته‌های x و y، هر یک با غلظت N_i ذره بر سانتی‌متر مکعب و کمیت $\langle \sigma v \rangle$میانگین حرارتی آهنگ واکنش به ازای هر جفت- ذره است. برای اطمینان از اینکه شمارش برخوردهای بین ذرات همسان دو بار صورت نمی‌گیرد، رسم بر این است که معادلهٔ بالا را به صورت زیر می‌نویسند:

$$R = \frac{N_x N_y \langle \sigma v \rangle}{1 + \delta_{xy}}$$

که درآن δ_{xy} دلتای کرونکر[1] است (که وقتی $x \neq y$ است برابر صفر و هنگامی که $x = y$ است برابر ۱ است). توجه داشته باشید که طول‌عمر هسته‌های x دراین صـــورت $1/\left(N_x \langle \sigma v \rangle\right)$خواهد بود.

در یک گاز داغ، توزیع سرعت هر جزء با توزیع ماکسول ـ بولتزمن داده می‌شود:

$$P(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)$$

که در آن m جرم ذره، k ثابت بولتزمن و T دمای گاز است. با انتگرال‌گیری روی سرعت‌های ذرات واکنشگر x و y، خواهیم داشت:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE$$

که درآن μ جرم کاهش یافته $\left[m_x m_y/\left(m_x + m_y\right)\right]$ است. آهنگ‌های، R واکنش هسته‌ای ستاره‌ای، مستقیماً متناسب با $\langle \sigma v \rangle$ هستند، که بستگی به دمای T دارد.

برای واکنش‌های القا شده با نوترون‌های کند که شامل تشدید نیستند، می‌دانیم (فصل۱۰) که $\sigma_n(E) \propto 1/v_n$ به‌طوری‌که $\langle \sigma v \rangle$یک ثابت است. برای واکنش‌های ذره‌های باردار، باید بر نیروی دافعهٔ کولنی بین هسته‌های با بار مثبت غلبه کرد. برای ساده‌ترین واکنش، p + p، سد کولنی برابر ۵۵۰keV است. ولی در یک ستارهٔ نوعی همچون خورشید، kT برابر۱/۳keV است، یعنی واکنش‌های هسته‌ای که رخ می‌دهند، «زیرِ- سدی‌اند» و واکنش‌های حاصل، نتیجهٔ نفوذ در سد هستند (در یک انرژی مرکز جرمی پروتون ـ پروتونِ ۱keV، احتمال نفوذ در سد برابر $\sim 2\times10^{-10}$ است). در این انرژی‌های شدیداً زیرِ سدی، ضریب نفوذ در سد را می‌توان به صورت زیر تقریب زد:

[1] .Kronecker

$$P=\exp\left(-\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}\right)=\exp\left[-31/29 Z_1 Z_2\left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2}\right]$$

که در آن E برحسب keV و μ برحسب amu است. این احتمال تونل‌زنی را *ضریب گاموف*[1] می‌نامند. سطح مقطع (فصل ۱۰) نیز متناسب با $\pi\lambda\!\!\!^{-2}\propto 1/E$ می‌باشد. لذا، سطح مقطع برای واکنش‌های غیر تشدیدی القایی توسط ذرات باردار را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\sigma(E)=\frac{1}{E}\exp\left[-31/29 Z_1 Z_2\left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2}\right]S(E)$$

که در آن تابع $S(E)$، «به اصطلاح» *ضریب اختر فیزیکی* S، شامل کلیهٔ ثابت‌ها و جملات مرتبط با هسته‌های ذیربط است. با جایگزینی این عبارت در معادلهٔ مربوط به $\langle\sigma v\rangle$، خواهیم داشت.

$$\langle\sigma v\rangle=\left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2}\frac{1}{(kT)^{3/2}}\int_0^\infty S(E)\exp\left(-\frac{E}{kT}-\frac{b}{E^{1/2}}\right)dE$$

که در آن b عبارت است از $0/989 Z_1 Z_2 \mu^{1/2}(MeV)^{1/2}$. این معادله، نشان‌دهندهٔ هم‌پوشانی بین توزیع ماکسول ـ بولتزمن، که در انرژی‌های پایین به اوج می‌رسد و ضریب گاموف، که با زیاد شدن انرژی افزایش می‌یابد، است. حاصلضرب این دو عبارت قله‌ای در ناحیهٔ هم‌پوشانیِ این دو تابع تولید می‌کند که قلهٔ گاموف (شکل ۱۲-۹) نام دارد. این قله در انرژی $E_0=(bkT/2)^{2/3}$ رخ می‌دهد.

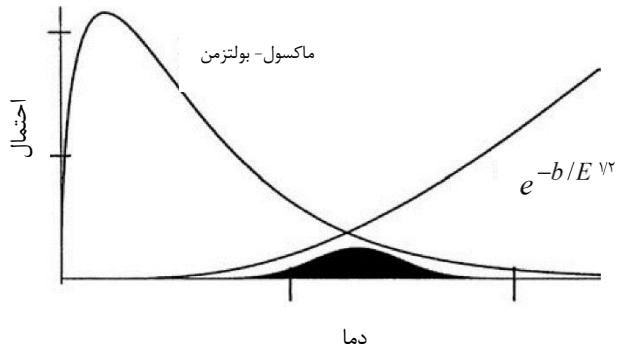
برای واکنش‌های شامل تشدیدهای جدا از هم یا تشدیدهای پهن، می‌توان به فرمول‌های دیگری برای $\sigma(E)$[R+R] در شکل برایت ـ ویگنر[2]، یعنی،

---

[1] .Gamow
[2] .Breit-Wigner

$$\sigma(E)=\pi\lambda^{2}\left[\frac{2J_r+1}{(2J_x+1)(2J_y+1)}\right]\frac{\Gamma_{in}\Gamma_{out}}{(E-E_r)^{2}+\frac{\Gamma_{tot}^{2}}{4}}$$

رسید که در آن J_x، J_y، J_r به ترتیب، اسپین‌های ذرات برهم‌کنش کننده و تشدید و Γ_{in}, Γ_{out}, Γ_{tot}، به ترتیب، پهناهای جزئی کانال‌های ورودی و خروجی و پهنای کل هستند.



شکل ۱۲-۹. آهنگ برهم‌کنش‌های هسته‌ای ستاره‌ای غیرتشدیدی به صورت تابعی از دما. [اقتباس از: (S.S.M.Wong *Introductory Nuclear Physics*, Copyright © 1988 by John Wiley & Sons, Inc. Reprinted by permission of John Wiley & Sons, Inc.)]

۱۲-۶. هسته‌زایی ستاره‌ای

۱۲-۶-۱. مقدمه

پس از هسته‌زایی مهبانگ، جهانی داریم که تقریباً ۷۵٪ آن از هیدروژن و ۲۵٪ آن از هلیم و مقادیری جزئی از ^{7}Li تشکیل شده است. هسته‌زایی ستاره‌ای به زایش عناصر شیمیایی ادامه می‌دهد. تقریباً 10^{6} سال پس از مهبانگ، همانگونه که در بخش ۱۲-۴ توضیح داده شد، رمبش‌های پیاپی گرانشی و افزایش دما موجب شروع واکنش‌های هم‌جوشی هسته‌ای می‌شوند که با آزاد کردن انرژی، رمبش را متوقف می‌کنند. با شروع از هیدروژن و هلیم واکنش‌های هم‌جوشی تولید هسته‌های تا بیشینه انرژی بستگی بر نوکلئون در $A \sim 60$ می‌کنند. حد دمای این واکنش‌ها تقریباً 5×10^{9} K است، که معادل $kT \sim 0/4MeV$ است. خلاصه‌ای کلی از واکنش‌های هسته‌ای ذیربط در جدول ۱۲-۱ داده شده است.

فراورده‌های حاصل از این واکنش‌ها با گسیل آرام از غول‌های سرخ و با انفجارهای فاجعه‌بارِ نُواَخترها و اَبَر نواَخترها در کهکشان‌ها توزیع می‌شوند. این مادهٔ پراکنده، در اثر چگالش به ستارگان جمعیت II و سپس جمعیت I تبدیل می‌شود و در آنجا واکنش‌های هسته‌ای دیگر (زیر را ببینید)، هسته‌های A- فرد و چشمه‌های نوترون‌های آزاد را تولید می‌کنند. این نوترون‌ها راه را برای واکنش‌های گیراندازیِ کُندِ نوترون (فرایندهای s) که موجب سنتز بسیاری از هسته‌های با A>۶۰ می‌شوند، باز می‌کنند. واکنش‌های فوتوهسته‌ای دما- بالا و واکنش‌های سریع گیراندازی نوترون در ابر نواخترها، مجموعهٔ واکنش‌های هسته‌زایی را تکمیل می‌کنند.

جدول ۱۲-۱. واکنش‌های هسته‌ای درگیر در هسته‌زایی ستاره‌ای.

سوخت	T(K)	kT (MeV)	فراورده‌ها
^{1}H	۵×۱۰^{۷}	۰/۰۰۲	^{4}He
^{4}He	۲×۱۰^{۸}	۰/۰۲	$^{12}C, ^{16}O, ^{20}Ne$
^{12}C	۸×۱۰^{۸}	۰/۰۷	$^{16}O, ^{20}Ne, ^{24}Mg$
^{16}O	۲×۱۰^{۹}	۰/۲	$^{20}Ne, ^{28}Si, ^{32}S$
^{20}Ne	$۱/۵ \times ۱۰^{۹}$	۰/۱۳	$^{16}O, ^{24}Mg$
^{28}Si	$۳/۵ \times ۱۰^{۹}$	۰/۳	$A<۶۰$

۱۲-۶-۲. سوختن هیدروژن

نخستین مرحلهٔ هسته‌زایی ستاره‌ای، که هنوز در ستارگانی همچون خورشید ما رخ می‌دهد، *سوختن هیدروژن* است. در سوختن هیدروژن، پروتون‌ها به هسته‌های ^{4}He تبدیل می‌شوند. از آنجا که نوترون آزاد وجود ندارد واکنش‌ها با واکنش‌های هسته‌زایی ستاره‌ای مهبانگی متفاوت‌اند. اولین واکنشی که رخ می‌دهد عبارت است از:

$$\mathrm{p} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{d} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{\mathrm{e}} \qquad Q = ۰/۴۲ MeV$$

که در آن بخش اعظم انرژی رهاشده بین دو لپتون تقسیم می‌شود. در خورشید، $T \sim ۱۵ \times ۱۰^{۶}\, K \left(kT \sim ۱ keV\right)$. واکنش پروتون- پروتون (p-p) یک فرایند برهم‌کنش ضعیف است و لذا، دارای سطح مقطع بسیار کوچک $\sim ۱۰^{-۴۷} cm^{۲}$ در این انرژی‌های پروتونی است. آهنگ واکنش حاصل برابر ۵×۱۰^{-۱۸} واکنش بر ثانیه بر پروتون است.

گونهٔ غیرمحتمل (۰/۴ درصد) دیگری از این واکنش، موسوم به *واکنش pep* وجود دارد که آن نیز منجر به تولید دوترون می‌گردد. این واکنش عبارت است از

$$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e \qquad Q = ۱/۴۲ MeV$$

این واکنش نادر، یک منبع نوترینوی پر انرژی از خورشید است.
واکنش بعدی در دنباله عبارت است از:

$$d + p \rightarrow {}^۳He + \gamma \qquad Q = ۵/۴۹ MeV$$

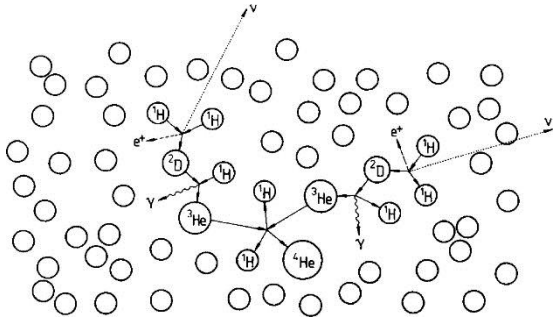
که منجر به سنتز ^۳He می‌گردد. آهنگ این برهم‌کنش قوی $۱۰^{۱۶}$~ بار بزرگ‌تر از واکنش ضعیف p+p است. محصول ^۳He می‌تواند دستخوش دو واکنش محتمل شود. در ۸۶ درصد از موارد واکنش به صورت زیر است:

$${}^۳He + {}^۳He \rightarrow {}^۴He + ۲p \qquad Q = ۱۲/۹۶ MeV$$

این واکنش، در ترکیب با دو واکنش پیش (p+p , d+p)، مترادف است با واکنش کلی زیر:

$$۴p \rightarrow {}^۴He + ۲e^+ + ۲\nu_e \qquad Q = ۲۶/۷ MeV$$

این تسلسل واکنش‌ها، زنجیرهٔ ppI نامیده می‌شود و عامل ۹۱٪ انرژی خورشید است. چشم‌انداز طرح‌وار این واکنش در شکل ۱۲-۱۰ نشان داده شده است.



شکل ۱۲-۱۰. چشم‌انداز طرح‌وار زنجیرهٔ ppI. [اقتباس از: C.E. Rofls and W. s. Rodney , *Cauldrons in the Cosmos*, Chicago University Press, Chicago, (1988)]

تقریباً در ۱۴ درصد از موارد، محصول ^{3}He دستخوش واکنش جانبی با یک ذرهٔ α قرار می‌گیرد:

$$^{3}He + ^{4}He \rightarrow ^{7}Be + \nu_e$$

^{7}Be متعاقباً دستخوش واپاشی گیراندازی الکترون می‌شود:

$$e^{-} + ^{7}Be \rightarrow ^{7}Li + \nu_e \qquad Q = ۰/۸۶MeV$$

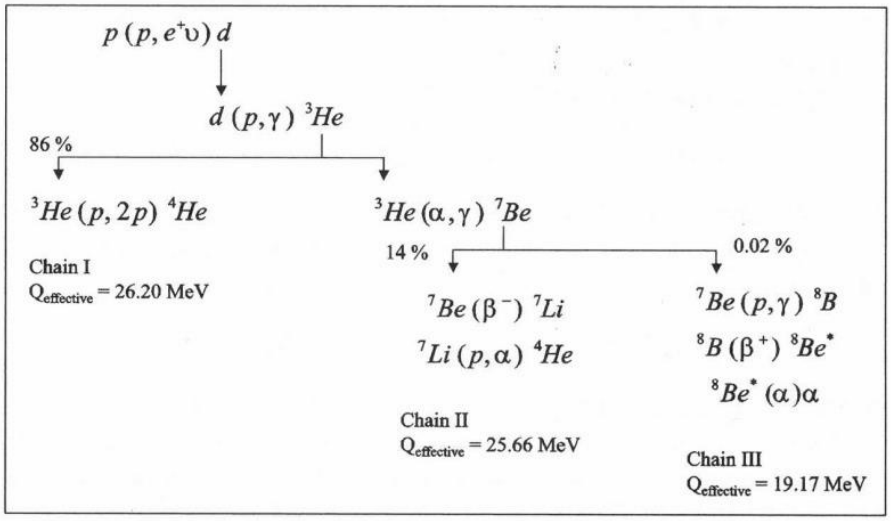
توجه داشته باشید که این فرایند EC شامل گیراندازی الکترون مداری ^{7}Be نیست زیرا این هسته در محیط ستاره‌ای کاملاً یونیده است، بلکه شامل گیراندازی الکترون از «پیوستار آزاد» است. در نتیجه، نیمه‌عمر این واپاشی ۱۲۰~ روز، به جای نیمه‌عمر زمینی ۷۷ روز، می‌باشد. ^{7}Li حاصل، به صورت زیر دستخوش گیراندازی پروتون می‌شود:

$$p + ^{7}Li \rightarrow ۲^{4}He$$

رشته‌واکنش‌های $\left[p+p, p+d, ^{3}He+^{4}He, ^{7}Be\,EC, ^{7}Li(p,\alpha) \right]$، فرایند ppII را تشکیل می‌دهند، که تقریباً ۷ ٪ انرژی خورشید را تأمین می‌کند.
کسر کوچکی از ^{7}Be از واکنش $^{3}He + ^{4}He$ می‌تواند با گیراندازی پروتون منجر به واکنش‌های زیر شود:

$$^{7}Be + p \rightarrow ^{8}B + \gamma$$
$$^{8}B \rightarrow ^{8}Be^{*} + e^{+} + \nu_e$$
$$^{8}Be^{*} \rightarrow ۲^{4}He$$

این تسلسل $\left[p+p, p+d, ^{3}He+^{4}He, ^{7}Be(p,\gamma), ^{8}B \rightarrow ^{8}Be^{*} \rightarrow ۲^{4}He \right]$، زنجیرهٔ ppIII را تشکیل می‌دهد (که تأمین کنندهٔ ۰/۰۱۵درصد از انرژی خورشید است). در هر یک از فرایندهای pp، مقداری انرژی توسط نوترینوهای گسیل یافته حمل می‌شود. از نظر کمّی، در فرایند ppI این اتلاف ۲ درصد، در فرایند ppII ۴ درصد و در فرایند ppIII ۲۸/۳ درصد است. این زنجیره‌های pp با یکدیگر در شکل ۱۲-۱۱ نشان داده شده‌اند.

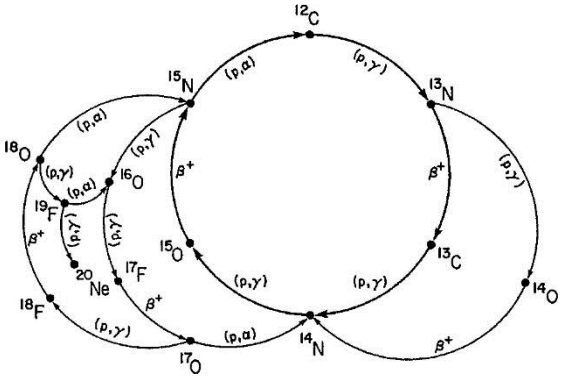


شکل ۱۲-۱۱. سه زنجیره واکنش هسته‌ای که سوختن هیدروژن را تشکیل می‌دهند و پروتون را به He تبدیل می‌کنند. مرحلهٔ محدود کنندهٔ آهنگ در همهٔ واکنش‌ها، اولین واکنش برای تولید دوتریم است.

در ستاره‌های جمعیت II و جمعیت I، عناصر سنگین همچون کربن، نیتروژن و اکسیژن (CNO) حضور دارند و منجر به بروز مجموعهٔ دیگری از واکنش‌های هسته‌ای می‌گردند که اثر خالص آنها تبدیل $۴p \rightarrow {}^{۴}He + ۲e^{+} + ۲\nu_e$ است. هسته‌های «سنگین» به عنوان کاتالیزور برای این واکنش عمل می‌کنند. یک چرخهٔ نوعی عبارت است از

$$
\begin{aligned}
{}^{۱۲}C + p &\rightarrow {}^{۱۳}N + \gamma \\
{}^{۱۳}N &\rightarrow {}^{۱۳}C + e^{+} + \nu_e \\
{}^{۱۳}C + p &\rightarrow {}^{۱۴}N + \gamma \\
{}^{۱۴}N + p &\rightarrow {}^{۱۵}O + \gamma \\
{}^{۱۵}O &\rightarrow {}^{۱۵}N + e^{+} + \nu_e \\
{}^{۱۵}N + p &\rightarrow {}^{۱۲}C + {}^{۴}He
\end{aligned}
$$

این گروه واکنش‌ها را *چرخهٔ CNO* می‌نامند و در دماهای بالاتر، که نفوذ در سد کولنی این واکنش‌ها آسان‌تر است وقوعشان محتمل‌تر است. در خورشید، ۹۸٪ انرژی از زنجیرهٔ pp و فقط ۲٪ از چرخهٔ CNO حاصل می‌شود. چند زنجیرهٔ جانبیِ این چرخهٔ واکنش نیز امکان‌پذیرند که در شکل ۱۲-۱۲ نشان داده شده‌اند:



شکل ۱۲-۱۲. چرخهٔ CNO با زنجیره‌های جانبی.
[اقتباس از: S.S.M. Wong, *Introductory Nuclear Physics*.]

۱۲-۶-۳. سوختن هلیم

سرانجام، سوخت هیدروژن ستاره به پایان خواهد رسید و رمبش گرانشی بیشتری رخ خواهد داد. این موجب افزایش دما تا $\sim$۱-۲×۱۰^{۸} K (با چگالی $\sim$۱۰^{۸} $kg/m^{۳}$) خواهد شد. در این غول سرخ، *سوختن هلیم* آغاز خواهد شد.
ممکن است تصور شود که اولین واکنش می‌تواند به صورت

$$^{۴}He + ^{۴}He \rightarrow ^{۸}Be \qquad\qquad Q = -۰/۰۹۱MeV$$

باشد ولی ^{۸}Be ناپایدار است $\left(t_{۱/۲} = ۶/۷\times۱۰^{-۱۷}\ s\right)$ و لذا آن فرایند، با عمر کوتاه و جمعیت اندک هسته‌های Be گذار، بازداشته می‌شود. در عوض، فرایند «به اصطلاح» ۳-آلفایی را خواهیم داشت:

$$۳^{۴}He \rightarrow ^{۱۲}C \qquad\qquad Q = ۷/۲۷MeV$$

واکنش‌های سه- جسمی کمیاب‌اند ولی واکنش از طریق یک تشدید در ^{۱۲}C در $۷/۶۵MeV$ که متناظر با دومین حالت برانگیختگی ^{۱۲}C ($J\pi=۰^{+}$) است انجام می‌پذیرد. این حالت برانگیخته، دارای پیکربندی مناسب‌تری نسبت به حالت پایهٔ ^{۱۲}C برای امکان بروز برخورد است. (در یک پیروزی برای اخترفیزیک هسته‌ای وجود این حالت پیش از مشاهده در آزمایشگاه، توسط اختر فیزیکدان‌ها برای توضیح آهنگ‌های هسته‌زایی ستاره‌ای پیش‌بینی شده بود.)
پس از تشکیل مقدار قابل ملاحظهٔ ^{۱۲}C واکنش‌های گیراندازی- α رخ می‌دهند:

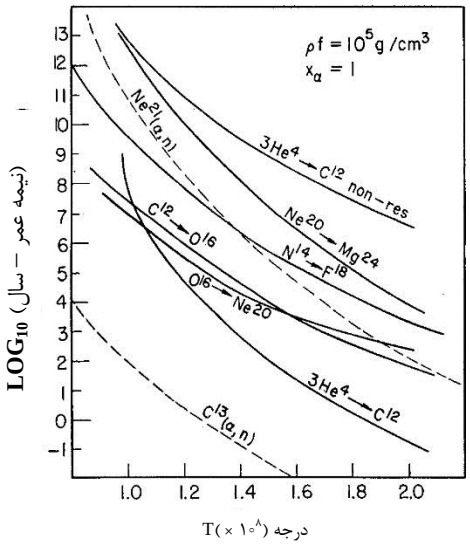
$$^{۴}He + ^{۱۲}C \rightarrow ^{۱۶}O + \gamma \qquad Q = ۷/۱۶MeV$$
$$^{۴}He + ^{۱۶}O \rightarrow ^{۲۰}Ne + \gamma \qquad Q = ۴/۷۳MeV$$

آنگاه، در یک فرصتِ کوتاه، سوختن نئون با واکنش‌هایی مثل

$$^{۲۰}Ne + \gamma \rightarrow ^{۴}He + ^{۱۶}O$$

$$^{۴}He + ^{۲۰}Ne \rightarrow ^{۲۴}Mg + \gamma$$

رخ می‌دهد. آهنگ‌های نسبی این فرایندها و فرایندهای مرتبط در شکل ۱۲-۱۳ نشان داده شده‌اند.



شکل ۱۲-۱۳. عمرهای میانگین واکنش‌های گوناگون هسته‌زایی ستاره‌ای شامل ذرات α به صورت تابعی از دما. عمر میانگین به صورت معکوس با آهنگ واکنش مرتبط است.

[اقتباس از: E.M. Burbidge et al., *Rev. Mod. Phys*., 29, 547(1957) Copyright (1957) by the American Physical Society.]

۱۲-۶-۴. سنتز هسته‌های با A<۶۰

سرانجام، هلیم ستاره به اتمام می‌رسد و رمبش گرانشی بیشتر با افزایش دما تا ۲×۱۰^{۹}K ـ ۶×۱۰^{۸} $(kT \sim ۱۰۰-۲۰۰keV)$ رخ می‌دهد. در این مرحله واکنش‌های هم‌جوشی هسته‌های «خوشه- α» امکان‌پذیرند. مثلاً: سوختن کربن و اکسیژن در واکنش‌های ذره‌بارداری چون:

$$
\begin{aligned}
&{}^{۱۲}C + {}^{۱۲}C \rightarrow {}^{۲۰}Ne + {}^{۴}He\\
&{}^{۱۲}C + {}^{۱۲}C \rightarrow {}^{۲۳}Na + p\\
&{}^{۱۲}C + {}^{۱۲}C \rightarrow {}^{۲۳}Mg + n\\
&{}^{۱۲}C + {}^{۱۲}C \rightarrow {}^{۲۴}Mg + \gamma\\
&{}^{۱۶}O + {}^{۱۶}O \rightarrow {}^{۲۴}Mg + ۲{}^{۴}He\\
&{}^{۱۶}O + {}^{۱۶}O \rightarrow {}^{۲۸}Si + {}^{۴}He\\
&{}^{۱۶}O + {}^{۱۶}O \rightarrow {}^{۳۱}P + p\\
&{}^{۱۶}O + {}^{۱۶}O \rightarrow {}^{۳۱}S + n\\
&{}^{۱۶}O + {}^{۱۶}O \rightarrow {}^{۳۲}S + \gamma
\end{aligned}
$$

با تولید ${}^{۲۸}Si$ و ${}^{۳۲}S$ به عنوان مهمترین شاخه‌های واکنش‌های سوختن اکسیژن، رخ می‌دهند. افزایش بیشتر دما تا ۵×۱۰^{۹} K منجر به یک رشته واکنش‌های سوختن سیلیسیم شامل تعادل بین فرایندهای فوتو-فروپاشی و گیراندازی تابشی مثل:

$$
\begin{aligned}
&{}^{۲۸}Si + \gamma \rightarrow {}^{۲۴}Mg + {}^{۴}He\\
&{}^{۴}He + {}^{۲۸}Si \rightarrow {}^{۳۲}S + \gamma
\end{aligned}
$$

می‌شود. هسته‌های تا $A \sim ۶۰$ در این فرایندهای تعادلی تولید می‌شوند. در اینگونه فرایندهای تعادلی، بهره‌های نهایی هسته‌های گوناگون، مستقیماً با پایداری هسته‌ای آنها مرتبطاند، به این معنی که هسته‌ها هرچه پایدارتر باشند بهره‌شان بیشتر است. لذا، بهره‌های هسته‌های زوج- زوج بیش از هسته‌های A-فرد (به دلیل جملهٔ زوجیت در فرمول نیمه تجربی جرم) و ایزوتوپ‌های با N زوج، فراوان‌تر از ایزوتوپ‌های با A فرد یک عنصر هستند.

مقیاس‌های زمانی نسبی واکنش‌های گوناگونی که منجر به هسته‌های با A<۶۰ می‌شوند در جدول ۱۲-۲ نشان داده شده‌اند. توجه کنید که مقیاس‌های زمانی معکوساً متناسب با آهنگ‌های واکنش هستند.

جدول ۱۲-۲. مقیاس‌های زمانی واکنش‌های هسته‌زایی ستاره‌ای در یک ستاره به جرم خورشید.

واکنش	زمان
سوختن هیدروژن (H)	۶ ×۱۰^{۹} سال
سوختن هلیم (He)	۰/۵ ×۱۰^{۶} سال
سوختن کربن (C)	۲۰۰ سال
سوختن نئون (Ne)	۱ سال
سوختن اکسیژن (O)	چند ماه
سوختن سیلیسیم (Si)	چند روز

۱۲-۶-۵. سنتز هسته‌های با A> ۶۰

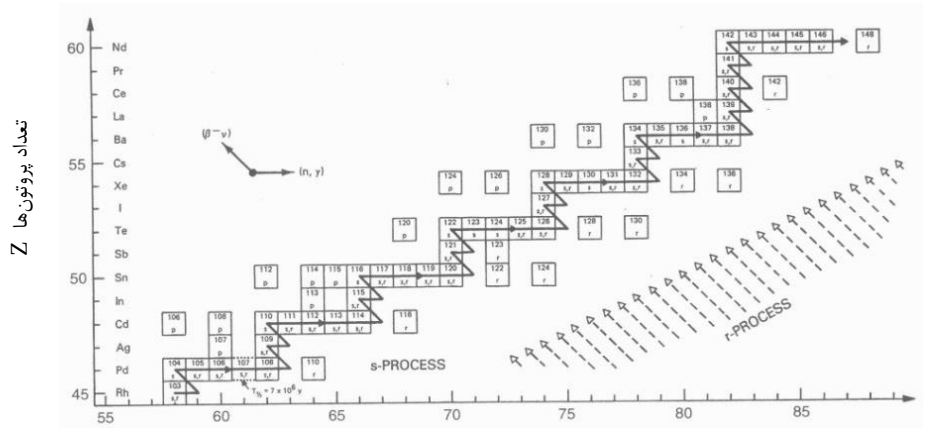
منحنیِ «انرژی بستگی برنوکلئون» در $A\sim ۶۰$ به اوج می‌رسد و پس از آن با فراتر رفتن A از ۶۰ کاهش می‌یابد. این نشان می‌دهد که واکنش‌های هم‌جوشی ذرات باردار، از نقطه نظر انرژی، برای ساختن این هسته‌ها دیگر کارساز نیستند. با وجود این واکنشِ هسته‌ایِ ممکنِ دیگر، گیراندازی نوترون، یعنی، (n, γ) است. این واکنش‌ها سد کولنی ندارند که آنها را باز بدارد و لذا آهنگ‌ها با توزیع ماکسول- بولتزمن سرعت‌ها در یک گاز داغ و دسترس‌پذیری نوترون‌های آزاد کنترل می‌شوند. چنانچه $\sigma(n,\gamma)\sim ۱/v$ باشد، در آن صورت آهنگ واکنش $N_n\langle\sigma v\rangle$ اساساً با N_n، چگالی نوترون، کنترل می‌گردد. می‌توان دو نوع فرایند گیراندازی نوترون برای هسته‌زایی معرفی کرد. نخستینِ آنها واکنش‌های گیراندازیِ کُندِ نوترون، *«به اصطلاح» فرایندِ s*، هستند که در آن، مقیاس زمانی فرایند گیراندازی نوترون خیلی طولانی‌تر از طول عمر واپاشی بتایی است. در این فرایند، گیراندازی هر نوترون در رقابت با واپاشی β^- زا پیش می‌رود. به عنوان مثال، هستهٔ پایدار ^{۵۶}Fe را درنظر بگیرید. اگر این هسته یک نوترون جذب کند، واکنش‌های زیر می‌توانند رخ بدهند:

$$^{۵۶}Fe+n\rightarrow{}^{۵۷}Fe_{\text{پایدار}}+\gamma$$
$$^{۵۷}Fe+n\rightarrow{}^{۵۸}Fe_{\text{پایدار}}+\gamma$$
$$^{۵۸}Fe+n\rightarrow{}^{۵۹}Fe\left(t_{۱/۲}=۴۴/۵\,d\right)+\gamma$$

سپس ^{۵۹}Fe، که نیمه‌عمرش ۴۴/۵ روز است، قبل از گیراندازی یک نوترون دیگر دستخوش واپاشی β^- زا خواهد شد، یعنی،

$$^{۵۹}Fe \rightarrow ^{۵۹}Co_{\text{(پایدار)}} + \beta^- + \overline{\nu}_e$$

و گیراندازی‌های بیشتر با ^{۵۹}Co شروع خواهند شد. زمان‌های میانگین واکنش‌های جذب نوترون $\tau_{\text{(واکنش)}} = \ln ۲/_{\text{آهنگ}} = \ln ۲/N_n \langle \sigma v \rangle$ هستند. اگر $N_n \sim ۱۰^{۱۱}/m^۳$، بارن ۰/۱=σ، $E_n \sim ۵۰\, keV$ باشد، در این صورت، سال $\tau \sim ۱۰^۵$. پس، شاهد گیراندازی نوترون توسط همهٔ هسته‌های پایدار و بسیاری از هسته‌های بلند- عمر خواهیم بود. یک نمونه هسته‌زایی ستاره‌ای از مسیر s برای هسته‌های با Z = ۴۵-۶۰ در شکل ۱۲-۱۴ نشان داده شده است. تولید هسته‌ها یک مسیر زیگ-زاگ در نمودار نوکلیدها دنبال می‌کند، به این ترتیب که با گیراندازی نوترون، جرم و با واپاشی βزای متعاقب آن، عدد اتمی افزایش می‌یابد.



شکل ۱۲-۱۴. بخشی از نمودار نوکلیدها که مسیر فرایند s را نشان می‌دهد.
[اقتباس از: C.E. Rofls and W. s. Rodney , *Cauldrons in the Cosmos*, Chicago University Press, Chicago, (1988)]

فرایند s به علت تسلسل چرخه‌ای، در ^{۲۰۹}Bi ختم می‌شود:

$$^{۲۰۹}Bi(n,\gamma)^{۲۱۰}Bi \xrightarrow{\beta^-} ^{۲۱۰}Po \xrightarrow{\alpha} ^{۲۰۶}Pb \xrightarrow{۳(n,\gamma)} ^{۲۰۹}Pb \xrightarrow{\beta^-} ^{۲۰۹}Bi$$

منشأ نوترون‌ها برای فرایند s واکنش‌های (α, n) بر روی هسته‌های غنی از نوترون مثل ^{۱۳}C یا ^{۲۱}Ne است، که هستهٔ اخیر مهمترین آنهاست. در ستاره‌های جمعیت II و I، می‌توان واکنش‌های جانبی زیر را داشت:

$$^{۲۰}Ne(p,\gamma)^{۲۱}Na$$
$$^{۲۱}Na \rightarrow ^{۲۱}Ne + e^{+} + \nu_e$$

که باعث تولید هسته‌های هدف برای واکنش‌های (α, n) می‌شوند.
برای فرایند گیراندازی کند نوترون، تعادلی بین تولید و فنای هسته‌های مجاور وجود دارد. هسته‌های پایدار فقط با گیراندازی نوترون نابود می‌شوند. برای چنین هسته‌هایی، می‌توان برای آهنگ تغییر یک هسته با عدد جرمی A نوشت:

$$\frac{dN_A}{dt} = \sigma_{A-۱} N_{A-۱} - \sigma_A N_A$$

که در آن σ_I و N_i به ترتیب سطح مقطع‌های گیراندازی و تعداد هسته‌ها (فراوانی) برای هسته i است. در وضعیت تعادل داریم:

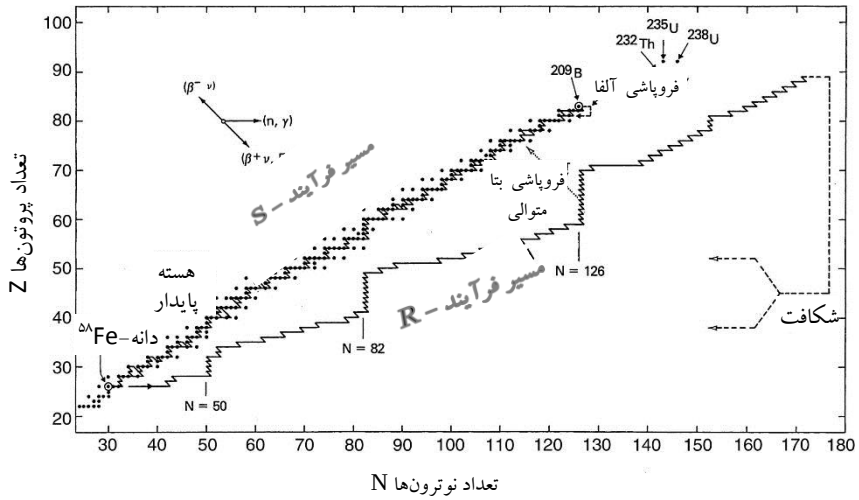
$$\frac{dN_A}{dt} = ۰$$

لذا

$$\sigma_{A-۱} N_{A-۱} = \sigma_A N_A$$

این ارتباط بین فراوانی‌های هسته‌های پایدار مجاور، نشانی است از فرایند s.
چنانچه مقیاس زمانی واکنش‌های گیراندازی نوترون خیلی کوتاه‌تر از طول‌عمرهای واپاشی β^-ـزا باشد، در آن صورت *گیراندازیِ سریعِ نوترون* یا *فرایند r* رخ می دهد. برای هسته‌زایی ستاره‌ایِ فرایند *r*، چگالی‌های نوترونی بزرگی، $۱۰^{۲۸}/\mathrm{m}^{۳}$~، که منجر به گیراندازی‌های سریعی از مرتبهٔ کسری از ثانیه شوند، مورد نیاز اند. محیط اخترفیزیکی مطلوبی که درآن چنین فرایندهایی بتوانند رخ بدهند، اکنون به‌نظر می‌رسد محیط ابر نو اخترها باشد. در فرایند *r*، تعداد زیادی گیراندازی‌های تسلسلی رخ خواهد داد تا اینکه فرایند، با گسیل نوترون یا در مورد عناصر سنگین، شکافت یا شکافتِ درنگیده با β^-، پایان یابد. هسته‌های سبک‌ترِ «بذر»، نوترون جذب می‌کنند تا به نقطه‌ای

برسند که طول‌عمرهای واپاشی β^-زا کاهش یافته‌اند و واپاشی β^-زا با گیراندازی نوترون رقابت می‌کند. فرایند *r*، مسئول سنتز کلیه هسته‌های با A >۲۰۹ و بسیاری هسته‌های با جرم کمتر است. در نمودار فراوانی برحسب عدد جرمی A (شکل ۱۲-۴)، دو قله در نزدیکی هر یک از اعداد جادویی نوترونی (۱۲۶، ۸۲ ، ۵۰ = N) دیده می‌شوند. قلهٔ با A پایین‌تر ناشی از فرایند r است که، در مقایسه با فرایند s، در مقدار Z پایین‌تری به اعداد جادویی نوترونی می‌رسد. بروز قله‌ها به دلیل پایداری نسبی هسته‌های ۱۲۶، ۸۲، ۵۰ = N در قبال گیراندازی نوترون است. نمونه‌ای از مسیر فرایند r در شکل ۱۲-۱۵ نشان داده شده است. توجه کنید که مسیر، در امتداد اعداد جادویی نوترونی، عدد اتمیش صعود می‌کند. هسته‌های هر ناحیهٔ زیگ-زاگی، جایگاه بیشینه- بهره‌های ایزوتوپی پس از واپاشی‌اند.



شکل ۱۲- ۱۵. مسیرهای گیراندازی نوترون برای فرایندهای s و r .

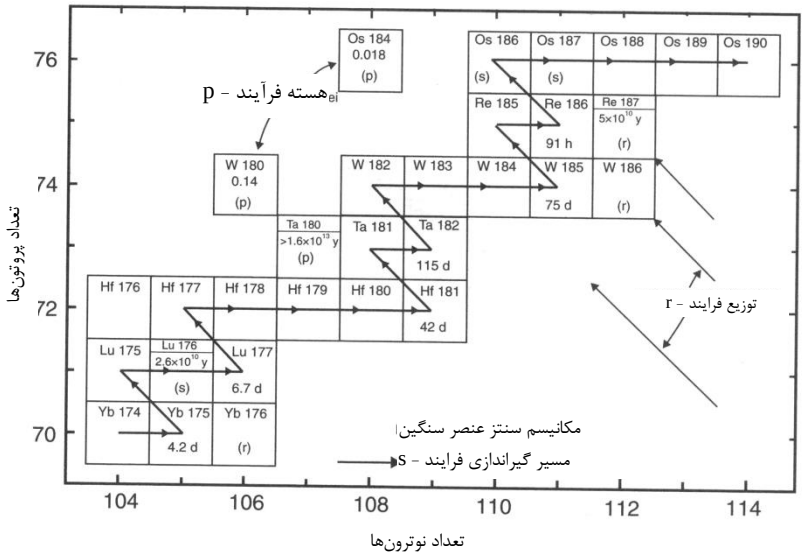
[اقتباس از: (C.E.rolfs and W.S.Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, Chicago University Press, Chicago, 1988.)]

فرایند مهم دیگری که منجر به سنتز بعضی هسته‌های غنی از پروتون با ۷۰<A<۲۰۰ می‌شود، «به اصطلاح»، *فرایند p* است. فرایند p عبارت است از یک رشته واکنش‌های فوتوهسته‌ای (γ,p)، (γ,α) (γ,n) روی هسته‌های «بذر»[1] از فرایندهای s یا r که این هسته‌ها را تولید می‌کنند. (ابتدا عقیده بر این بود که فرایندهای گیراندازی پروتون در خلال ابر نو اخترها عامل این هسته‌ها بوده‌اند، اما

[1]. Seed

معلوم شد که چگالی‌های پروتونی خیلی پایین‌تر از آن هستند که فراوانی‌های مشاهده شده را توضیح بدهند). دما در خلال یک انفجار ابر نواختر حدود ۳×۱۰^{۹}K است، و «تابش جسم سیاه» آن می‌تواند موجب واکنش‌های فوتو هسته‌ای گردد. سهم فرایندِ p در فراوانی‌های بیشتر عناصر، بسیار اندک است ولی هسته‌هایی $\left({}^{۱۹۰}Pt, {}^{۱۶۸}Yb\right)$ وجود دارند که به نظر می‌رسد منحصراً به وسیله این فرایند ایجاد شده‌اند. اهمیت نسبی فرایندهای s، r و p در هسته‌زایی ستاره‌ای در یک ناحیهٔ مفروض در شکل ۱۲-۱۶ نشان داده شده است.

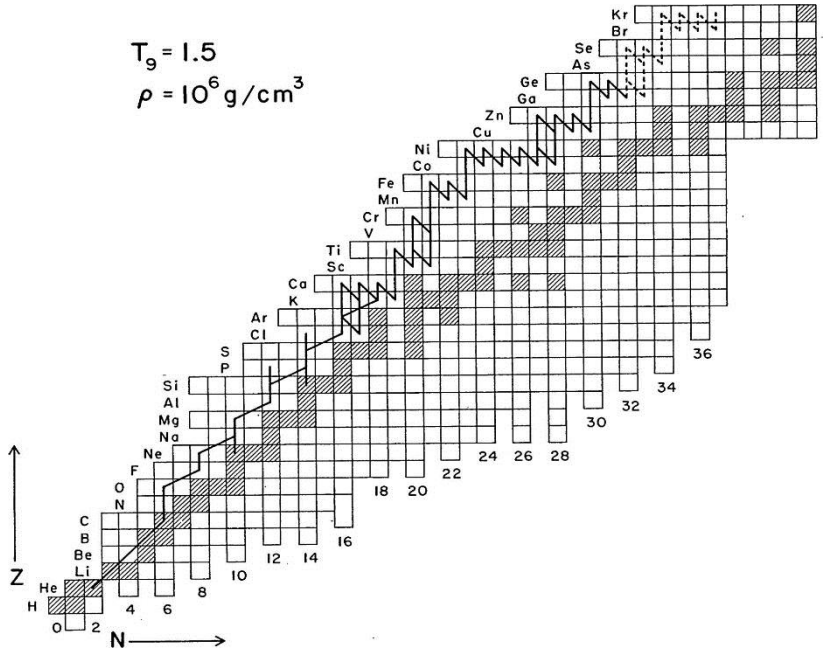
یک فرایند که گاهی مرتبط با فرایند p است *فرایند rp* ، فرایند *گیراندازی سریع پروتون* است. این فرایند، هسته‌های غنی از پروتون با Z =۷-۲۶ را ایجاد می‌کند. این فرایند، شامل یک رشته واپاشی‌های (p,γ) و β^{+}زا ست که هسته‌های غنی از پروتون را تولید می‌کنند. فرایند به صورت یک «انشعاب» از چرخهٔ CNO، یعنی، یک زنجیرهٔ جانبی از چرخه CNO که هسته‌های غنی از پروتون همچون ${}^{۲۱}Na$ و ${}^{۱۹}Ne$ را تولید می‌کند، شروع می‌شود. این هسته‌های «بذر» می‌توانند پایهٔ گیراندازی‌های بیشتر پروتون را فراهم کنند و مسیر هسته‌زایی نشان داده شده در شکل ۱۲-۱۷ را به وجود آورند. فرایند rp تعداد کمی از هسته‌های با A<۱۰۰ را تولید می‌کند.



شکل ۱۲-۱۶. بخش نوعی عناصر سنگین جدول نوکلیدها، که اهمیت نسبی فرایندهای s، r و p را در هسته‌زایی نشان می‌دهد.

[اقتباس از: (J.W. Truran, "Nucleosynthesis" in Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 34, 53(1984)Copyright ©1984 by Annual Reviews, Inc. Reprinted by permission of Annual Reviews, Inc.)]

فرایند، مسیری مشابه فرایند r را طی می‌کند، اما در طرف غنی از پروتونِ خط پایداری. در حال حاضر، منشأ پروتون‌ها برای این فرایند، برخی ستاره‌های دوتایی هستند. توجه کنید که فرایند در حالی‌که نزدیک خط پایداری β است، با سنگین شدن هسته‌ها به خط پروتون‌افشان میل می‌کند.



شکل ۱۲-۱۷. موقعیت فرایند rp نسبت به خط پایداری β.

۱۲-۷. مسئلهٔ نوترینوهای خورشیدی

۱۲-۷-۱. مقدمه

بسیاری از واکنش‌های هسته‌ای که انرژی ستارگان را تأمین می‌کنند، نوترینو هم گسیل می‌دارند. با توجه به سطوح مقطع اندک جذب نوترینو توسط ماده $\left(\sigma_{abs} \sim ۱۰^{-۴۴}\ cm^{۲}\right)$، این نوترینوها معمولاً در خورشید و سایر ستارگان جذب نمی‌شوند. (این اتلاف نوترینوها متناظر است با اتلاف تقریباً ۲ درصد از انرژی خورشید). به همین علت، نوترینوها پنجره‌ای به اندرون دنیای ستارگان‌اند. سطوح مقطع جذب اندک، آشکارسازی نوترینوها را نیز مشکل می‌سازند، به‌طوری‌که تقریباً همهٔ نوترینوها از میان سیارهٔ زمین بدون برهم‌کنش عبور می‌کنند.

اخیراً، توجه زیادی به «مسئلهٔ نوترینوی خورشیدی» و حل آن معطوف شده است. جایزهٔ نوبل ۲۰۰۲ فیزیک به رِی دیویس[1] و ماساتوشی کوشیتا[2] برای پیشگامی آنان در این مسئله تعلق گرفت. نکتهٔ جالب توجه، نقش مهم شیمی‌هسته‌ای و رادیوشیمی در این کار است زیرا دیویس شیمی‌هسته‌ای‌دان است. تعریف و حل این مسئله یکی از عمده‌ترین پیشرفت‌های علمی سال‌های اخیر بوده است.

۱۲-۷-۲. چشمه‌ها، انرژی‌ها و شارهای مورد انتظار نوترینوهای خورشیدی

خورشید، چشمهٔ اصلی نوترینوهایی است که، به دلیل همسایگی نزدیک آن به سطح زمین می‌رسند. خورشید $\sim 1/8\times10^{38}$ نوترینو بر ثانیه گسیل می‌کند، که پس از ۸ دقیقه زمان انتقال، با شار $6/4\times10^{8}$ نوترینو بر ثانیه بر سانتی‌متر مربع به سطح زمین می‌رسند. پیش‌بینی‌های مدل استاندارد خورشید برای شارهای نوترینو در سطح زمین بر اثر واکنش‌های گوناگون هسته‌ای در جدول ۱۲-۳ نشان داده شده‌اند.

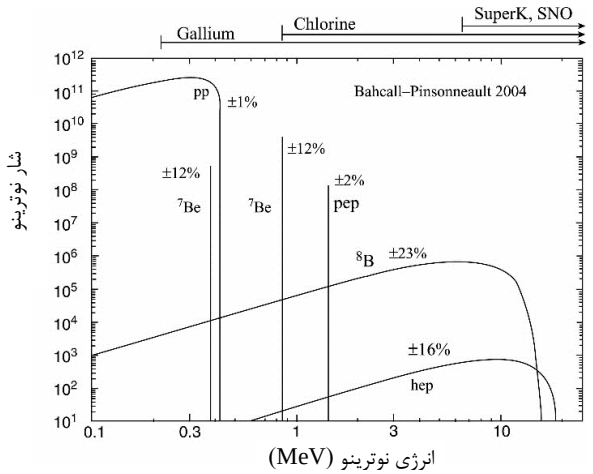
جدول ۱۲-۳. شارهای پیش‌بینی شدهٔ نوترینوهای خورشیدی.

چشمه	شار (ذره بر سانتی‌متر مربع بر ثانیه)
pp	$5/94\times10^{10}$
pep	$1/4\ 0\times10^{8}$
hep	$7/88\times10^{3}$
^{7}Be	$4/86\times10^{7}$
^{8}B	$5/82\times10^{6}$
^{13}N	$5/71\times10^{8}$
^{15}O	$5/03\times10^{8}$
^{17}F	$5/91\times10^{6}$

توزیع انرژی‌های پیش‌بینی شده در شکل ۱۲-۱۸ نشان داده شده‌اند. هر واکنش هسته‌ای، دارای توزیع انرژی نوترینوی خاص خود است.

---

[1] .Ray Davis
[2] .Masatoshi Koshita



شکل ۱۲- ۱۸. نمودار *log-log* شارهای پیش‌بینی شده نوترینو از واکنش‌های هسته‌ای گوناگون خورشیدی. نواحی انرژی، که در آن آشکارسازهای نوترینو حساس هستند در بالا نشان داده شده است.
[اقتباس از: Bahcall website]

چشمهٔ با برچسبِ «pp» در جدول ۱۲-۳ و شکل ۱۲-۱۸، اشاره به واکنش

$$p+p\rightarrow d+e^{+}+\nu_e$$

دارد و مهمترین واکنشی است که به ازای هر هستهٔ $He^{۴}$ایجاد شده، یک نوترینو تولید می‌کند. چشمهٔ «pep» واکنش زیر است

$$p + p + e^{-}\rightarrow d + \nu_e$$

که تولید نوترینوهای تک انرژی می‌کند، در حالی که چشمهٔ «hep» اشاره به واکنش زیر دارد

$$p + {}^{۳}He \rightarrow {}^{۴}He + e^{+} + \nu_e$$

این واکنش اخیر، به‌دلیل ارزش Qی بالای واکنش، پر- انرژی‌ترین نوترینوها را با انرژی ماکزیمم ۱۸/۷۷ MeV تولید می‌کند. شدت این چشمه تقریباً $۱۰^{۷}$ بار کمتر از چشمهٔ pp است. چشمهٔ

«^{۷}Be» اشاره به واکنش واپاشی گیراندازی الکترون زنجیرهٔ pp دارد:

$$e^- + {}^{7}Be \rightarrow {}^{7}Li + \nu_e$$

این واکنش تولید دو گروه نوترینو می‌کند، یکی مربوط به حالت پایهٔ ^{7}Li (با فراوانی ۹۰ درصد) و دیگری مربوط به حالت برانگیخته آن در انرژی ۰/۴۷۷MeV (با فراوانی ۱۰ درصد). چشمهٔ «^{8}B» اشاره به واپاشی پوزیترونی

$$^{8}B \rightarrow {}^{8}Be^* + e^+ + \nu_e$$

دارد که در آن، اولین حالت برانگیختهٔ ^{8}Be (در انرژی ۳/۰۴۰MeV) ایجاد می‌شود. چشمه‌های ضعیف $^{13}N, {}^{15}O, {}^{17}F$ اشاره به واپاشی‌های β^+ زا دارند که در چرخه CNO رخ می‌دهند، یعنی:

$$^{13}N \rightarrow {}^{13}C + \beta^+ + \nu_e$$
$$^{15}O \rightarrow {}^{15}C + \beta^+ + \nu_e$$
$$^{17}F \rightarrow {}^{17}O + \beta^+ + \nu_e$$

۱۲-۷-۳. آشکارسازی نوترینوها

همانگونه که در بالا اشاره شد، آشکارسازی این نوترینوهای «کم‌کنش» به‌خاطر پایین بودن سطوح مقطع جذب آنها، مشکل است. دو نوع آشکارساز برای غلبه بر این مانع وجود دارد، آشکارسازهای رادیوشیمیایی و آشکارسازهای چرنکوف. آشکارسازهای رادیوشیمیایی، متکی بر آشکارسازی فراورده‌های واکنش‌های هسته‌ایِ القا شده با نوترینو هستند، درحالی‌که آشکارسازهای چرنکوف، پراکندگی نوترینوها را مشاهده می‌کنند. مشهورترین آشکارساز رادیوشیمیایی، آشکارسازی است که توسط دیویس و همکارانش در معدن طلای هوم‌استیک[1] در داکوتای جنوبی ساخته شد. در یک حفرهٔ زیرزمینی حدود ۱۵۰۰متر زیر سطح زمین، یک آشکار ساز عظیم، حاوی ۱۰۰۰۰۰ گالن مایع شویندهٔ C_2Cl_4 جای گرفته بود. مایع شوینده ۶۱۰ تن وزن داشت و مترادف با حجم ۱۰ واگن قطار راه‌آهن بود.

واکنش هسته‌ای مورد نظر در آشکار ساز عبارت بود از

$$\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow {}^{37}Ar + e^-$$

[1] . Homestake Gold Mine

هستهٔ فراوردهٔ ^{37}Ar به روش گیراندازی الکترون با نیمه‌عمری معادل ۳۵ روز واپاشی می‌کند. پس از اینکه مایع شوینده برای مدتی در معرض تابش نوترینوهای خورشیدی قرار گرفت، هسته‌های فراوردهٔ منحصر به‌فرد ^{37}Ar، به کمک جریانی از گاز He، از آشکارساز تخلیه شده و در شمارشگر تناسبی قرار می‌گیرند تا الکترون‌های اوژهٔ ۲/۸keV ناشی از واپاشی ECی آنها آشکارسازی شوند. واکنش آشکارسازی دارای آستانهٔ ۰/۸۱۳MeV و به نوترینوهای ^{8}B، hep، pep و ^{7}Be (واپاشی به حالت پایه) حساس است که ^{8}B مهمترین آنهاست. به طور نوعی، تقریباً سه اتم ^{37}Ar در هر هفته تولید می‌شوند و باید از 10^{30} اتم مایع شویندهٔ موجود در تانک جدا شوند؛ یک *نبوغ* رادیوشیمیایی!! آشکارساز به این دلیل در اعماق زمین قرار گرفته بود تا از واکنش‌های زمینهٔ پرتوهای کیهانی محافظت شود.

آشکارساز دیویس یا C1، آشکارسازی بود که برای تعریف «مسئله نوترینوی خورشیدی» به‌کار برده شد و نوع دیگری آشکارساز رادیوشیمیایی، آشکارسازهای سیج/گالکس[1]، برای تعریف بیشتر مسئله به‌کار رفته‌اند. این آشکارسازها، گالکس در ایتالیا و سیج در روسیه براساس واکنش زیر هستند،

$$\nu_e + {}^{71}Ga \rightarrow {}^{71}Ge + e^-$$

این آشکارسازها دارای آستانهٔ ۰/۲۳۲MeV هستند و می‌توانند برای آشکارسازی مستقیم نوترینوهای بَرتَرِ pp از خورشید به‌کار روند. گالیم به صورت محلولی از $GaCl_3$ حضور دارد. ^{71}Ge با روبیدن محلول آشکارساز با N_2 و تبدیل Ge به GeH_4 قبل از شمارش جمع‌آوری می‌شود. در این آشکارسازها ۱۰۰-۳۰ تن گالیم به کار می‌رود که بخش قابل ملاحظه‌ای از تولید سالیانه جهانی گالیم است.

آشکارسازهای چرنکوف شامل پراکندگی نوترینوها توسط ذرات باردار هستند، که باعث می‌شوند ذرات باردار، تابش چرنکوف گسیل کنند که با آشکارسازهای سوسوزن قابل ثبت است. اولین آشکارسازها از این نوع در معدنی در کامیوکا[2]، ژاپن، قرار داده شدند. بزرگ‌ترین این آشکارسازها در کامیوکا، اَبَر کامیوکاند نامیده می‌شود و شامل ۵۰ هزار تن آب با خلوص بالا می‌باشد. واکنش آشکارسازی در این مورد یک واکنش پراکندگی است

---

1. SAGE / GALLEX
2. Kamioka

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$$

و آستانهٔ آشکـــارســـازی تقریباً ۸MeV است، که مشاهدهٔ نوترینوهای B^8 را امکان‌پذیر می‌سازد. آشکارساز رصدخانهٔ نوترینوی سادبوری (SNO)[1] در ساد بوری، اونتاریو، کانادا، شامل ۱۰۰۰ تن آب سنگین (D_2O)در ۲~ کیلومتری زیرِ زمین در معدن نیکل سادبوری است. علاوه بر پراکندگی نوترینو ـ الکترون، این آشکارساز برای واکنش‌های هسته‌ای شامل دوتریم نیز به‌کار می‌رود:

$$\nu_e + d \rightarrow 2p + e^-$$

$$\nu + d \rightarrow n + p + \nu$$

که در واکنش اخیر واکنش برای همهٔ انواع نوتروینوها، ν_e، ν_μ و ν_τ رخ می‌دهد. واکنش اول تنها به نوترینوهای الکترونی حساس است. این واکنش‌های متفاوت را می‌توان برای بررسی نوسان‌های نوترینو (ر. ک. زیر) به کار گرفت. در واکنش دوم، نوترون گسیل شده به کمک یک واکنش (n, γ) آشکارسازی می‌شود که در آن پرتو γ با آشکارسازهای سوسوزن آشکارسازی می‌گردد. (آب سنگینِ آشکارساز، با ۷۰۰۰ تن آب معمولی محاصره شده است تا از نوترون‌های ناشی از پرتوزا شدن دیواره‌های صخره‌ای معدن محافظت شود). این آشکارساز نیز چالش‌های رادیوشیمیایی چندی را در بر دارد زیرا خلوص آب باید چنان باشد که کمتر از ۱۰ اتم U یا Th به ازای هر 10^{15} مولکول آب وجود داشته باشد.

۱۲-۷-۴. مسئلهٔ نوترینوی خورشیدی

«مسئلهٔ» نوترینوی خورشیدی، با نخستین نتایج دیویس و همکاران که آشکارساز Cl را در معدن هوم‌استیک[2] به کار می‌بردند شناسایی شد. دیویس و همکاران پی بردند که فقط حدود یک سوم شار نوترینوی خورشیدی پیش‌بینی شده در مدل‌های استاندارد خورشید، که فرض می‌کنند ۹۸/۵ درصد انرژی از زنجیرهٔ pp و ۱/۵ درصد انرژی از چرخهٔ CNO است، را مشاهده می‌کنند. نتیجهٔ نهایی آزمایش آشکارساز C1 این است که شار نوترینوی خورشیدی مشاهده شده ۲/۱±۰/۳SNU

[1] .Sudbury Neutrino Observatory
[2] .Homestake

است و نه مقدار پیش‌بینی شدهٔ SNU ۲/۴±۷/۹، که واحد نوترینوی خورشیدی (SNU) به صورت $۱۰^{-۳۶}$ گیراندازی نوترینو بر ثانیه بر اتمِ هدف تعریف می‌گردد. آشکارسازهای گالکس و سیج متعاقباً شارهای نوترینوی خورشیدی SNU۱۰±۷۷ و SNU ۱۳±۶۹ را گزارش کردند، که باید آنها را با پیش‌بینی مدل استاندارد خورشید، که SNU ۱۲۷ برای نوترینوهای آشکارشده با این واکنش‌هاست، مقایسه کرد.

چنین مغایرت‌های بزرگی نشان دادند که یا مدل‌های خورشید به وضوح غلط بودند یا نکته‌ای بنیادی در ایده‌های ما در رابطه با فیزیک هسته‌ای اشتباه بود.

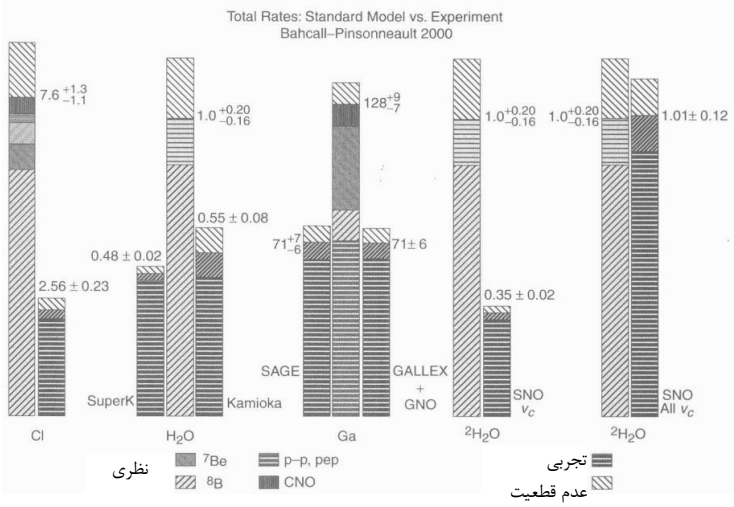
۱۲-۷-۵. جواب مسئله- نوسان‌های نوترینو

جواب مسئلهٔ نوترینوی خورشیدی این است که یک چیز در رابطه با ایده‌های ما پیرامون ساختار بنیادی ماده، یعنی مدل معروفِ استاندارد، غلط است. این مشکل، جواب مسئله را در «نوسان‌های نوترینو» جستجو می‌کند. (مدل استاندارد پیش‌بینی می‌کند که سه نوع نـوترینـو بدون جرم‌اند و اینکه وقتی تولید شدند، هویت خود را برای همیشه حفظ می‌کنند). ایدهٔ اساسی این است که وقتی نوترینوها از خورشید راه افتادند، «نوسان» می‌کنند، یعنی، از نوترینوی الکترونی به نوترینوی موئونی تغیر می‌کنند و دوباره به وضعیت اول بر می‌گردند و الی آخر. این نوسان در صورتی امکان‌پذیر است که نوترینوها دارای جرم باشند و اختلاف جرمی هم بین نوترینوهای الکترونی و موئونی وجود داشته باشد. این نوسان‌های نوترینو توسط برهم‌کنش‌های نوترینوـ الکترون در خورشید تقویت می‌شوند. عقیده بر این است که جرم نوترینوی e < جرم نوترینوی μ < جرم نوترینویτ. حدهای بالای این جرم‌ها در حال حاضر عبارت‌اند از:

$$m(\nu_e) < ۲/۲eV$$

$$m(\nu_\mu) < ۱۷۰keV$$

$$m(\nu_\tau) < ۱۵/۵MeV$$



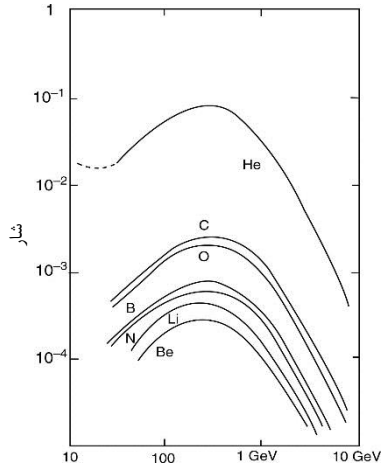
شکل ۱۲-۱۹. وضعیت فعلی مقایسهٔ بین پیش‌بینی‌های مدل استاندارد خورشید و اندازه‌گیری‌های تجربی.
[اقتباس از: Bahcall website http://www.sns.ias.edu/~jnb]

گواه تجربی مستقیم برای وقوع نوسان‌های نوترینو، از مشاهدات با آشکارسازهای چرنکوف حاصل شده‌اند. آشکارساز SNO یک سوم تعداد قابل انتظار نوترینوهای الکترونی وارده از خورشید را در توافق با کار پیشین با آشکارسازهای رادیوشیمیایی پیدا کرد. آشکارساز ابر کامیوکاند، که عمدتاً به نوترینوهای الکترونی حساس است، اما حساسیت کمی به دیگر انواع نوترینوها دارد، تقریباً نصف شار پیش‌بینی شده توسط مدل‌های استاندارد خورشید را پیدا کرده است. اگر همهٔ انواع نوترینو مثل هم رفتار می‌کردند، آشکارسازهای SNO و ابر کامیوکاند باید کسر مشابهی از نوترینوها را آشکار می‌کردند. آزمایش‌های بیشتر با آشکارساز SNO که در مُدی کار می‌کرد تا به‌طور همزمان همه‌ی انواع نوترینوها را آشکار کند، شارهای نوترینو را در توافق با مدل خورشید پیدا کرد. این وضعیت در شکل ۱۲-۱۹ خلاصه شده است.

۱۲ ـ ۸. سنتز Li, Be و B

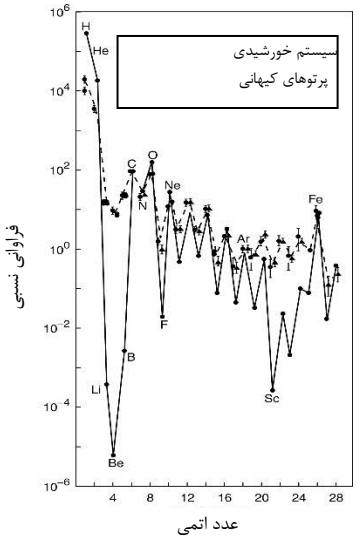
هسته‌زایی مهبانگ، عامل زایش هیدروژن و هلیم و مقداری ^7Li است. (هسته‌زایی ستاره‌ای در ستارگان دنبالهٔ اصلی، تقریباً ۷ درصد از هیدروژن را به ^4He تبدیل می‌کند). با وجود این، نه هسته‌زایی ستاره‌ای و نه هسته‌زایی مهبانگ نمی‌توانند فراوانی‌های مشاهده شدهٔ Li، Be و B را

تولید کنند. در نتیجه، فراوانی‌های Li، Be و B با ضریبی معادل $۱۰^{۶}$ نسبت به فراوانی عناصر مجاور کمترند (شکل ۱۲-۲).



شکل ۱۲-۲۰. طیف انرژی *GCR*.

[اقتباس از: J.Audouze and S. Vauclair, An Introduction to Nuclear Astrophysics, Reidel, Dordrecht, 1980]



شکل ۱۲-۲۱. فراوانی‌های نسبی عناصر در منظومهٔ شمسی و پرتوهای کیهانی.

[اقتباس از: C.E. Rolfs and N.S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, Chicago University Press, Chicago, 1988.]

فراوانیِ خیلی پایین، نتیجهٔ دو عامل است: زودشکنی نسبی هسته‌های Li، Be و B و انرژی بستگی بالای ^{4}He، که هسته‌های Li، Be و B را نسبت به واپاشی یا واکنش‌هایی که به ^{4}He منجر می‌شوند ناپایدار می‌کند. به عنوان مثال، هسته‌های $^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{11}B, ^{10}B$ در اثر تابش پروتون‌های ستاره‌ای به ترتیب در دماهای $5/3\times10^{6}$ K، ۵، ۳/۵، ۲/۵ و ۲ نابود می‌شوند. لذا، این هسته‌ها نمی‌توانند در محیط ستاره‌ای دوام داشته باشند. (فقط خنک شدنِ سریعِ متعاقبِ مهبانگ، دوام فراوانی‌های هسته‌زایی بدوی را ممکن می‌سازد).

عقیده بر این است که Li، Be و B در واکنش‌های تلاشی تولید می‌شوند که در آنها هسته‌های درون‌ستاره‌ایِ ^{12}C و ^{16}O با پروتون‌های پرتوهای کیهان-کهکشان (GCR) برهم‌کنش می‌کنند. این واکنش‌ها واکنش‌های انرژی ـ بالایی با آستانه‌های ۱۰-۲۰MeV هستند. طیف انرژی GCR در شکل ۱۲-۲۰ نشان داده شده است.

سطوح مقطع نوعی برای این واکنش‌های تلاشی حدود ۱-۱۰۰mb برای $E_p >$ ۰/۱GeV هستند.

مقیاس زمانی پرتودهی 10^{10}~ سال است. هسته‌های فراورده، پس از سنتز، تحت تأثیر دماهای بالا نیستند و می‌توانند باقی بمانند. تأیید دیگری بر این سازوکار، فراوانی‌های نسبی عناصر موجود در GCR نسبت به فراوانی‌های خورشیدی است (شکل ۱۲-۲۱)، که نشان‌دهندهٔ بهره‌های برتر Li، Be و B در GCR است. این الگو، مشابه توزیع بهرهٔ پاره‌های حاصل از واکنش‌های پرتابه‌های انرژی بالا می‌باشد.

مسائل

۱. فرض کنید سطح مقطع جذب نوترینوهای خورشیدی در برهم‌کنش با ماده $۱۰^{-۴۴}cm^{۲}$ است. احتمال برهم‌کنش نوترینو را در عبور از زمین حساب کنید؟

۲. محتمل‌ترین انرژی جنبشی پروتون در درون خورشید $\left(T = ۱/۵\times۱۰^{۷}\ K\right)$ چقدر است؟ چه کسری از این پروتون‌ها دارای انرژی بزرگ‌تر از ۰/۵MeV است؟

۳. اگر بخواهیم واکنش ^{۴}He با ^{۱۶}O را تحت شرایط ستاره‌ای مطالعه کنیم، چه انرژی آزمایشگاهی برای ^{۴}He باید به کار ببریم؟

۴. چنانچه زمین یک ستارهٔ نوترونی می‌بود، شعاع و چگالی آن چقدر بود؟

۵. چنانچه دمای داخلی خورشید $۱/۵\times۱۰^{۷}K$ باشد، بیشترین انرژی واکنش $p+^{۱۴}N\rightarrow^{۱۵}O+\gamma$ چقدر خواهد بود؟

۶. فرایندهای هسته‌زاییِ منتهی به هسته‌های زیر کدام اند؟

$$^{۷}Li,^{۱۲}C,^{۲۰}Ne,^{۵۶}Fe,^{۹۶}Zr,^{۸۴}Sr,^{۱۱۴}Sn,^{۱۲۴}Sn,^{۲۰۹}Bi,^{۲۳۸}U$$

۷. مختصراً، چگونگی ساخت یک آشکارساز نوترینوی رادیوشیمیایی را براساس ^{۱۱۵}In بیان کنید.

۸. ارتفاع سد کولنی را برای زوج‌هسته‌های زیر براورد کنید:

الف) p+p ب) $^{۱۶}O+^{۱۶}O$ پ) $^{۲۸}Si+^{۲۸}Si$

۹. آهنگ واکنش‌های گداخت در خورشید را حساب کنید. تصحیح لازم برای اتلاف انرژی ناشی از گسیل نوترینو را از یاد نبرید.

۱۰. با فرض اینکه خورشید با آهنگ فعلی‌اش به نور افشانی ادامه دهد، مدت زمان درخشش آن را حساب کنید.

۱۱. با استفاده از داده‌های مربوط به آشکارساز دیویس و با فرض اینکه آهنگ تولید ^{۳۷}Ar ۰/۵ اتم بر روز باشد، آهنگ گیراندازی نوترینو را بر حسب SNU حساب کنید. سطح مقطع مؤثر نوترینوهای ^{۸}B را $۱۰^{-۴۲}$ سانتی مربع فرض کنید.

۱۲. تحولِ نسبتِ n:p را در جهان بدوی با استفاده از اطلاعات داده شده به صورت وابستگی زمانی دما حساب کنید.

۱۳. نسبت نوترون به پروتون را در مرکز خورشید در صورتی که تنها چشمهٔ نوترون‌ها، تعادل حرارتی برهم‌کنش‌های ضعیف باشد تخمین بزنید.
۱۴. با به کاربردن اطلاعات مسیرهای فرایند r و فرایند s در شکل‌های ۱۲-۱۴ و ۱۲-۱۵، اعداد اتمی میانگین هسته‌ها در قله‌ها را به ازای N=Z در منحنی‌های فراوانی جرم تخمین بزنید. آیا جرم‌های این هسته‌ها متناظر با قله‌های شکل ۱۲-۴ هستند؟

مراجع

Anders E. and N. Grevasse. *Geochim. Cosmochem*. *Acta* **53**, 197(1989).

Burbidge, E. M., G. R. Burbidge, W. A. Fowler, And F. Hoyle. *Rev. Mod. Phys*. **29**, 547(1957).

Cameron, A. G. W. Atomic Energy of Canada. CRL-41.

Rolfs, C. E. and W. S. Rodney. *Cauldrons in the Cosmos*, Chicago University Press, Chicago, 1988.

Truran, J. W. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci*. **34**, 53(1984).

Weinberg, S. *The First Three Minutes*, Basic, New York, 1977.

Wong, S. S. M. *Introductory Nuclear Physics*, 2nd ed., Wiley. New York, 1998.

کتاب شناسی

Audouze, J. and S. Vauclair. *An Introduction to Nuclear Astrophysics*, Reidel, Dordrecht, 1980.

Bahcall J. N. (http://www.sns.ias.edu/~jnb); a comprehensive account of the solar neutrino problem and its solution is found at the website.

Bahcall, J. N. and C. Pena-Garay. *New J.PHYS*. **6**, 63(2004).

Barnes, C. A., D. D. Clayton, and D. N. Schramm, Eds, *Essays in Nuclear Astrophysics*, Cambridge Univesity Press, Cambridge, 1982.

Choppin, G. R., J. O. Liljenzin, and J. Rydberg. *Radiochemistry and Nuclear Chemistry*, Butterworth-Heinemann, Woburn, 2002.

Cottingham, W. N. and D.A. Greenwood. *An Introduction to Nuclear Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1986.

Clayton, D. D. *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Chicago University Press, Chicago, 1983.

Dunlap, R. *An Introduction to the Physics of Nuclei and Particles.* Thomson, Toronto, 2004.

Ehmann, W. D. and D. E. Vance. *Radiochemistry and Nuclear Methods of Analysis*, Wiley, New York, 1991.

Filippone, B. W. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci*. **36**, 717(1986).

Friedlander, G., J.W. Kennedy, E. S. Macias and J. M. Miller. *Nuclear and Radiochemistry*, 3rd ed., Wiley, New York, 1981.

Heyde, K. *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*, IOP, Bristol, 1999.

Hodgson, P. E. E. Gadioli, and E. Gadioli-Erba. *Introductory Nuclear Physics*, Clarendon, Oxford, 1997.

Kappeler, F., F.-K. Thielemann. and M.Wiescher. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **48**.175(1998).

Karne, K. S. *Introductory Nuclear Physics*, Wiley, New York, 1988.

Nuclear Physics: *The Core of Matter, The Fuel of Stars*, NAS, Washington, 1999.

Reeves, H. *Rev, Mod. Phys*. **66**. 193(1994).

Viola, V. E. LiBeB Nucleosynthesis and Clues to the Chemical Evolution of the Universe, in the O. Manual, Ed., *Origin of Elements in the Solar System: Implications of Post-1957 Observations*, Kluwer, New York, 2000.

Williams, W. S. C. *Nuclear and Particle Physics*, Clarendon, Oxford 1991.

فصل۱۳

کاربرد واکنش‌های هسته‌ای در شیمی تجزیه

مقدمه

همانگونه که قبلاً ذکر شد (فصل ۴)، یکی از دلایل عمدهٔ کاربرد روش‌های هسته‌ای در شیمی تجزیه حساسیت بالای آنها است. تابش حاصل از واپاشی یا برانگیختگی یک هستهٔ مجرد به راحتی قابل آشکارسازی است. حتی هنگامی که به مرحلهٔ کمکی یک واکنش هسته‌ای برای تولید یا برانگیزش گونه‌های واپاشان نیاز داریم، باز توانایی آشکارسازی کمیت‌های بسیار اندک ماده را داریم. این فصل با آن دسته از روش‌های تجزیهٔ هسته‌ای [تجزیه به روش فعال‌سازی، گسیل پرتو-X القاییده توسط ذره (PIXE)، پراکندگی به‌عقب رادرفورد (RBS)] سروکار دارد که در همهٔ آنها یک واکنش هسته‌ای، اولین گام لازم در فرایند تجزیه است. تکنیک‌هایی را که مورد بررسی قرار خواهیم داد، شهرت به حساس بودن، توانایی به تجزیه غیر تخریبی تعداد زیادی نمونه، گاهی سریع، و توانایی در تجزیهٔ سطوح مواد دارند. همهٔ این تکنیک‌ها، *تکنیک‌های تجزیهٔ عناصر*ند، و عموماً، اطلاعاتی پیرامون شکل شیمیایی عنصر، گلندهای متصل و جز آنها، نمی‌دهند. این نبودِ اطلاعاتِ *ویژگی‌شناختی* نقطه ضعف این روش‌ها است.

۱۳-۱. تجزیه به روش فعال‌سازی

۱۳-۱-۱. توصیف کلی روش

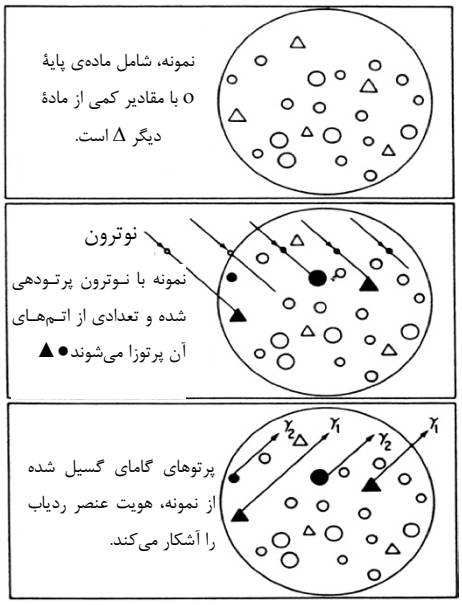
تجزیه به روش فعال‌سازی یک روش تحلیلی است که تعیین مقدار یک عنصر معین X موجود در مقداری مادهٔ Y را امکان‌پذیر می‌سازد. مراحل اساسی در روش فعال‌سازی عبارتند از:

۱. پرتودهی Y با یک منبع تابش یونیزان و تبدیل X به X^*، که یک ایزوتوپ پرتوزای X است.

۲. کار بست تکنیک‌های شیمیایی یا دستگاهی برای «جداسازی» X و X^* از دیگر عناصر موجود در Y (نه لزوماً کمّی) و اندازه‌گیری فعالیت X^*. «جداسازی» شیمیایی *فعالیت* مورد نظر، صرفاً با جداسازی شیمیایی آن از همهٔ فعالیت‌های دیگر انجام می‌پذیرد. «جداسازی» دستگاهی فعالیت مورد نظر، مستلزم آشکارسازی تابشی است که می‌تواند منحصراً نوکلید مورد سؤال را شناسایی کند.

۳. محاسبهٔ مقدار X موجود.

مراحل اساسی به صورت طرح‌وار برای تجزیه به روش فعال‌سازی با نوترون در شکل ۱۳-۱ نشان داده شده‌اند.



شکل ۱۳-۱. نمایش طرح‌وار تجزیه به روش فعال‌سازی.
[اقتباس از:(1963) Corliss]

چگونه می‌توان با داشتن فعالیت تولید شده در X بر اثر پرتودهی، مقدار X موجود را محاسبه کرد؟ می‌توان نشان داد که:

$$A_{X^*} = N_X \sigma\phi(1-e^{-\lambda_{X^*}t_i})e^{-\lambda_{X^*}t_d} \qquad (۱۳.۱)$$

که در آن A_{x*} فعالیت X^* در زمان t_d پس از پایان بمباران، N_x تعداد هسته‌های اولیهٔ X، σ سطح مقطع واکنش هسته‌ای، Φ شار ذرات فعال‌ساز، t_i مدت زمان پرتودهی، و λ_{x*} ثابت واپاشی X^* است. از این معادله می‌توان N_x را از A_x^* با داشتن متغیرهای دیگر محاسبه کرد. (معادلهٔ بالا برای A_x^*، برای «هدف‌های نازک،» یعنی، نمونه‌هایی که کمتر از ۵ درصد شار ذرات فعال‌ساز را جذب می‌کنند، معتبر است.)

این روش تجـــزیه، «*تجزیه به روش فعال‌سازی مطلق*» بوده و به ندرت انجام می‌گیرد. دلایل این امر، نیاز به دانستن جزئیات شار و انرژی ذرات بمباران در نمونه، ترکیب خطاهای سطوح مقطع، درصد شاخه‌های واپاشی، و جز آنها در نتایج نهایی است. یک روش ساده‌تر، پرتودهی و شمارش مقدار معلومی از X خالص تحت شرایط یکسان به‌کار رفته برای مخلوطی از Y، X می‌باشد. در این صورت:

$$\text{جرم X در Y} = (\text{جرم معلوم X}) \left(\frac{\text{فعالیت } X^* \text{ در Y}}{\text{فعالیت } X^* \text{ در X خالص}}\right) \qquad (۱۳-۲)$$

این تکنیک، به *تکنیک مقایسه‌گر* مشهور است و روشی است که بیشـــترین کـاربرد را در تجزیـــه بـــه روش فعال‌سازی دارد. این روش به استانداردهای پرتودهی و شمارش مقادیر معلومی از مادهٔ خالص در همان شرایطی که نمونه‌های مورد بررسی تجزیه و تحلیل می‌شوند، نیاز دارد.

۱۳-۱-۲. مزایا و معایب تجزیه به روش فعال‌سازی

از آنجا که می‌دانیم $A = \varepsilon\lambda N$ که در آن A پرتوزایی اندازه‌گیری شده، λ ثابت واپاشی، N تعداد هسته‌های پرتوزای موجود، و ε یک ثابت معرف بازدهٔ آشکارساز است، تنها به تعداد محدودی هستهٔ پرتوزا برای دستیابی به یک فعالیت قابل اندازه‌گیری نیاز هست. با استفاده از تجزیه به روش فعال‌سازی، می‌توان به اندازه‌گیری فراوانی‌های عنصری در حد $۱۰^{-۶}$ تا $۱۰^{-۱۲}$ گرم دست یافت. حساسیت‌های واقعی تجزیه به روش فعال‌سازی عناصر گوناگون که توسط یک مؤسسهٔ تجاری ارائه

می‌شود در شکل ۱۳-۲ نشان داده شده است. می‌توان مقادیر در سطح میکروگرمِ بیش از دو سوم عناصر را براساس این روش آشکارسازی کرد.

جدول تناوبی عناصر حساسیت‌های آنالیز فعال‌سازی

1 H NA																	2 He NA
3 Li 0.0008 p	4 Be 15. p											5 B 1.1 p	6 C 0.1c	7 N 1.c	8 O 1.c	9 F 0.4	10 Ne 2.
11 Na 0.004	12 Mg 0.5											13 Al 0.004	14 Si 1. FS	15 P 0.2 b	16 S 4. bFS	17 Cl 0.05	18 Ar 0.002
19 K 0.2	20 Ca 4.	21 Sc 0.001	22 Ti 0.1	23 V 0.002	24 Cr 0.3	25 Mn 0.0001	26 Fe 2. FS	27 Co 0.01	28 Ni 0.7	29 Cu 0.002	30 Zn 0.1	31 Ga 0.002	32 Ge 0.1	33 As 0.005	34 Se 0.01	35 Br 0.003	36 Kr 0.01
37 Rb 0.02	38 Sr 0.005	39 Y 0.4	40 Zr 0.8	41 Nb 3.	42 Mo 0.1	43 Tc NA	44 Ru 0.04	45 Rh 0.005	46 Pd 0.03	47 Ag 0.004	48 Cd 0.005	49 In 0.00006	50 Sn 0.03	51 Sb 0.007	52 Te 0.03	53 I 0.002	54 Xe 0.1
55 Cs 0.001	56 Ba 0.02	57 La 0.005	72 Hf 0.0006	73 Ta 0.1	74 W 0.004	75 Re 0.0008	76 Os 1.	77 Ir 0.0003	78 Pt 0.1	79 Au 0.0005	80 Hg 0.08	81 Tl 1.b	82 Pb 0.5 p	83 Bi 1.b	84 Po NA	85 At NA	86 Rn NA
87 Fr NA	88 Ra NA	89 Ac NA															

L	58 Ce 0.2	59 Pr 0.03	60 Nd 0.03	61 Pm NA	62 Sm 0.001	63 Eu 0.0001	64 Gd 0.007	65 Tb 0.03	66 Dy 0.00003	67 Ho 0.003	68 Er 0.002	69 Tm 0.2	70 Yb 0.02	71 Lu 0.0003
A	90 Th 0.2	91 Pa NA	92 U 0.003	93 Np NA	94 Pu NA	95 Am NA	96 Cm NA	97 Bk NA	98 Cf NA	99 Es NA	100 Fm NA	101 Md NA	102 No NA	103(Lw) NA

Key: Atomic number — 33 As — Symbol; 0.005 — Sensitivity in micrograms (interference free)

Sensitivities are expressed as the micrograms of the naturally occurring element that must be present in the entire sample to be detected and determined by the Activation Analysis Service at General Atomic. By special arrangement, the sensitivities of many of the elements can be increased up to 100-fold. Sensitivities are for interference-free conditions.

FS - Fast neutrons. Fission spectrum; b - Beta count. p - Reactor pulse; c - Bremsstrahlung radiation required. NA - Analysis not normally performed at GGA

شکل ۱۳-۲. جدول حساسیت‌های تجزیه به روش فعال‌سازی که توسط شرکت جنرال اتمیک (سَن دیگو، کالیفرنیا) ارائه شده است.

اگرچه حساسیت بالای تجزیه به روش فعال‌سازی شاید برجسته‌ترین مزیت آن باشد، اما مزایای ارزشمند دیگری نیز وجود دارد. تجزیه به روش فعال‌سازی اساساً یک روش چند عنصری است. عناصر متعددی در نمونه در حین پرتودهی فعال می‌شوند، و چنانچه هرکدام از این عناصر، قابل «جداسازی» از نظر شیمیایی یا دستگاهی باشند، فراوانی‌های آنها ممکن است به‌طور همزمان تعیین شوند. تجزیه به روش فعال‌سازی می‌تواند یک روش تجزیهٔ غیرمخرب باشد. آزمایش‌های مختلف نشان داده‌اند که با دستکاری‌های دقیق تجربی، تجزیه به روش فعال‌سازی یک روش صحیح با (صحت ~۱ درصد) و دقیق با (دقت ~۵ درصد) اندازه‌گیری غلظت‌های عنصری است.

با وجود این، تجزیه به روش فعال‌سازی بدون نقطه ضعف هم نیست. از جمله، نیاز به تجهیزات گرانقیمت و تأسیسات پرتودهی، ناتوانی در تعیین حالت شیمیایی عناصر مورد نظر، نیاز به‌کار با سطوح قابل ملاحظهٔ مواد پرتوزا، همراه با مراقبت های ایمنی و مسائل قانونی وابسته به آنها، زمان‌های طولانی لازم برای تکمیل بعضی از آنالیزها، و تجزیه و تحلیل‌های گاه پیچیده برای باز کردن طیف‌های درهم‌تنیدهٔ پرتوهای گاما در یک آزمایش.

واپسین تست به‌کارگیری آنالیز به روش فعال‌سازی به عنوان یک روش تحلیلی این است که آیا روش‌های قابل رقابت دیگری وجود دارند که دارای مزایای آنالیز به روش فعال‌سازی اما با نقاط ضعف کمتر باشند یا خیر. یک نامزد برای این نقش، اسپکترومتری جرم با پلاسمای القایی (ICP-MS) است.

محدودیت‌های آشکارسازی در ICP-MS مسلماً برابر با محدودیت‌های تجزیه به روش فعال‌سازی است. علاوه بر آن، دستگاه‌های ICP-MS اکثراً به دستگاه‌های جداسازی شیمیایی، همچون کروماتوگرافی مایع (LC)، متصل‌اند، و به این ترتیب تعیین دقیق مقدار و گونهٔ شیمیایی موجود برای فلزات و نا فلزات را ممکن می‌سازند.

در سال‌های اخیر، کاربرد فزایندهٔ روش‌های ICP-MS، جایگزین روش‌های تجزیه به روش فعال‌سازی شده است، هرچند که هنوز کاربردهای زیادی از تجزیه به روش فعال‌سازی به ویژه در علوم زمین شناختی جریان دارد.

۱۳-۱-۳. ملاحظات عملی در تجزیه به روش فعال‌سازی

برای فهم بهتر جزئیات عملی چگونگی اعمال تجزیه به روش فعال‌سازی بر یک مسئله مشخص در تجزیهٔ عنصری، جوانب گوناگون یک مسئلهٔ نوعی از تجزیه به روش فعال‌سازی را مورد بررسی قرار می‌دهیم. برای روشن‌تر کردن بحث، مسئلهٔ خاص اندازه‌گیری میزان آلومینیم موجود در صخره‌ها و شهاب سنگ‌ها را بررسی می‌کنیم. گزینش این مسئله به عنوان یک مثال، به خاطر سادگی آموزشی آن و این واقعیت است که روش‌های متداول جداسازی شیمیایی آلومینیم در صخره‌ها به علت غلظت‌های پایین آن از صحت و دقت لازم برخوردار نیستند.

گام اول در تجزیه به روش فعال‌سازی، *تهیهٔ نمونه* است. نمونه‌های مجهول و معلوم (که گاهی مجهول و استاندارد خوانده می‌شوند) باید حتی‌الامکان از نظر اندازه، ترکیب، و یکنواختی مشابه یکدیگر باشند تا مطمئن شویم هرگونه تضعیفی در تابش ورودی، یا تابش نمونه قبل از آغاز شمارش یا هر اثر وابسته به آهنگِ شمارش، دقیقاً یکسان هستند. در عمل، این شرط وقتی تأمین می‌شود که مطمئن شویم نمونهٔ مجهول و نمونهٔ معلوم دارای حجم فیزیکی یکسانی هستند، در شار همگنی پرتو دیده‌اند و دقیقاً تحت شرایط یکسانی (از نظر هندسی، نوع آشکارساز، و ...) شمارش می‌شوند. دستکاری پیش از پرتودهی نمونه باید به حداقل برسد تا امکان آلودگی آن کم شود. استانداردها یا محلول‌های آبگون عناصر مورد نظرند یا مواد مرجع استاندارد چند عنصری هستند که ترکیب آنها توسط یک نهاد ملی یا بین‌المللی (IAEA، انستیتوی ملی استانداردها و فناوری ایالات متحده و غیره) تأیید شده است.

گام دوم در تجزیه به روش فعال‌سازی، *گزینهٔ واکنش هسته‌ای* برای تغییر X به X^*، به اضافهٔ *تأسیسات پرتودهی* است که در آن واکنش انجام خواهد شد. علاوه بر این، طول مدت پرتودهی و واپاشیِ قبل از آغاز شمارش، باید طوری انتخاب شوند که فعالیت X^* تولیدی در مقایسه با کلیه فعالیت‌های تولید شدهٔ دیگر تقویت شود. بیشترِ تجزیه‌های به روش فعال‌سازی، به دلایل زیر، با نوترون‌های حرارتی تولید شده در راکتور هسته‌ای صورت می‌گیرند:

۱. بسیاری از عناصر، دارای سطوح مقطع جذب بالایی برای نوترون‌های حرارتی در واکنش‌های (n, γ) هستند.
۲. شارهای فراوان نوترون‌های حرارتی $\left(\phi \sim ۱۰^{۱۲}\, n/cm^۲/s\right)$ در راکتورهای هسته‌ای قابل دسترسی هستند.
۳. نوترون‌ها به راحتی در ماده نفوذ می‌کنند و لذا مشکلات انگشت‌شماری در رابطه با تضعیف شار نوترونی در نمونه وجود خواهد داشت.
۴. عناصر عمدهٔ کربن، ازت و اکسیژن، به ندرت با نوترون‌های حرارتی فعال می‌شوند و لذا آشکارسازی عناصر دیگر را آسان‌تر می‌کنند.

اگرچه بیشترِ موارد تجزیه به روش فعال‌سازی با نوترون‌های حرارتی راکتورها انجام می‌گیرند، اما واکنش‌های هسته‌ای و تاسیسات پرتودهی دیگری نیز می‌توانند مورد استفاده قرار بگیرند. شکافت خودبه‌خودی ^{۲۵۲}Cf به ازای هر شکافت ۳/۸ نوترون تولید می‌کند و شارهای تا $۱۰^۹\, n/cm^۲/s$ از چشمه‌های نوترونی ایزوتوپ ^{۲۵۲}Cf قابل حصول اند. شتاب‌دهنده‌های کاکرافت - والتن را می‌توان برای شتاب دادن دوترون تا انرژی‌های ۱۵۰keV~ به‌کار برد و با واکنش $^۳H\left(d,n\right)$ وترون‌های با انرژی ۱۴MeV~ (*نوترون‌های سریع*) تولید کرد. مولدهای نوترونی از این نوع، شارهای نوترونی تا $۱۰^۹\, n/cm^۲/s$ ~ با انرژی۱۴MeV به دست می‌دهند. این نوترون‌های سریع برای فعال‌سازی عناصر سبک، همچون سیلیسیم، ازت، فلور، و اکسیژن از طریق واکنش‌های (n, p) یا (n, α) مفیداند، و منجر به حساسیت‌های ۵۰–۲۰۰ppm می‌شوند و لذا مکمل تجزیه به روش فعال‌سازی با نوترون کند هستند.

واکنش‌های القا شده با ذرات باردار یا فوتون نیز می‌توانند برای فعال‌سازی مورد استفاده قرار گیرند. ذرات بارداری که معمولاً به‌کار می‌روند، پروتون، دوترون، ^۳He و آلفا هستند. تجزیه به روش فعال‌سازی با ذرات باردار (CPAA) اکثراً مکمل تجزیه به روش فعال‌سازی با نوترون (NAA) است. حساسیت NAA برای عناصر سبک ضعیف است، در حالی‌که CPAA از حساسیت بالایی برخوردار

است. با توجه به قدرت نفوذ محدود ذرات باردار در ماده، CPAA یا مستلزم یک نمونهٔ نازک است یا باید برای تجزیهٔ سطوح به‌کار رود. این تضعیف تابش اولیه توسط نمونه، شرایط ویژه‌ای را برای تهیهٔ نمونه ایجاب می‌کند.

فعال‌سازی با فوتون (PAA) معمولاً از طریق واکنش(γ, n) انجام می‌پذیرد، اگرچه واکنش‌های دیگری همچون (γ, p) ، (γ, α) و مانند آنها نیز امکان‌پذیر هستند. تعیین سرب به کمک PAA با حد آشکارسازی $\sim ۰/۵\,\mu g$ از اهمیت خاصی برخوردار است. (آشکارسازی سرب با استفاده از NAA بسیار سخت است، (شکل ۱۳-۲).) چشمه‌های فوتونی معمولاً شتاب دهنده‌های الکترون هستند که از طریق فرایند تابش ترمزی در هنگام برخورد الکترون‌ها با یک هدف فلزی سنگین، تولید فوتون‌های با انرژی بالا می‌کنند.

برای مسئلهٔ نمونهٔ تعیین Al در صخره‌ها، واکنش هسته‌ای فعال‌سازی $Al\,(n,\gamma)^{۲۸}Al^{۲۷}$ ، و چشمهٔ تابش، راکتور هسته‌ای انتخاب شد. $Al^{۲۸}$ با نیمه‌عمر ۲/۲ دقیقه وا می‌پاشد و یک ذرهٔ β^- و یک پرتوِ γ انرژی- بالا (۱/۷۸MeV) گسیل می‌کند.

حتی اگر انتخاب این باشد که نمونه‌ای را با نوترون‌های حرارتی یک راکتور هسته‌ای پرتودهی کنیم، احتمالاً متوجه می‌شویم که انرژی‌های نوترونی دیگری نیز ممکن است حضور داشته و واکنش‌های را باعث شوند. در طراحی پرطرفدار راکتور تریگا (TRIGA)، تنها حدود ۲۵ ٪ نوترون‌ها در یک موضع پرتودهی نوعی، نوترون‌های «حرارتی‌اند» ($۰ < E_n < ۰/۰۵eV$). بقیهٔ نوترون‌ها دارای انرژی‌های بالاتری می‌باشند و معمولاً نوترون‌های با $۰/۰۵eV< E_n<۰/۱MeV$ را نوترون‌های *فوق حرارتی* و نوترون‌های با $۰/۱< E_n <۱۵MeV$ را نوترون‌های سریع می‌نامند. سطوح مقطع گیراندازی برای نوترون‌های فوق حرارتی غالباً شامل گیراندازی تشدیدی (فصل‌های ۱۰ و ۱۱) هستند و می‌توانند شامل سطوح مقطع بسیار بزرگی(بیش از $۱۰^۴$ بارن) باشند. اگر بخواهیم از فعالیت‌های هسته‌ای مزاحم ناشی از گیراندازی نوترون‌های حرارتی حذر کنیم، معمولاً باید از نوترون‌های فوق حرارتی به عنوان ذرهٔ فعال کننده استفاده کنیم. به عنوان مثال، فرض کنید یک نمونه دارای مقدار زیادی سدیم است. سدیم به راحتی از طریق واکنش $^{۲۳}Na(n,\gamma)$ فعال شده مقادیر زیادی ^{۲۴}Na با نیمه عمر ۱۵ ساعت در نمونه تولید می‌کند، که ممکن است با آشکارسازی و اندازه‌گیری دیگر فعالیت‌ها تداخل نماید. چگونه می‌توان از دست این سدیم راحت شد؟ می‌توان نمونه را با یک روکش فلزی کادمیم (به ضخامت تقریباً ۰/۱ سانتیمتر) احاطه کرد. کادمیوم دارای سطح مقطع گیراندازی بسیار بالایی برای نوترون‌های ناحیه انرژی زیر۰/۱eV است و به‌طور مؤثری جلوِ این نوترون‌ها را می‌گیرد. شار نوترونی حاصل در نمونه، شامل نوترون‌های با انرژی بالاتر (فوق حرارتی)

است. غالباً، «نسبتCd» برای فعال‌سازی یک عنصر معین اندازه‌گیری می‌شود تا مشخص شود چه میزان از فعالیت تولید شده، ناشی از فعال‌سازی فوق حرارتی است. این نسبت Cd، *R*، به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$R=\frac{\text{بدون روکش Cd (اکتیویته)}}{\text{با روکش Cd (اکتیویته)}} \qquad (۳.۱۳)$$

مقادیر نوعی *R*، بسته به موقعیت پرتودهی در راکتور، در گسترهٔ ۲ تا ۱۰۰۰ تغییر می‌کنند. فعال‌سازی فوق حرارتی برای, As, Au, Ba, Cs, Ga, In, Mo, Pt, Rb, Sb, Se, Sr, Tb, Th, Tm, Ag , Zr ,Zn W,U در میان دیگر عناصر با صرفه است.

پس از گزینش واکنش هسته‌ای و تأسیسات پرتودهی، باید مشکل احتمالی *واکنش‌های تداخلی مزاحم* به دقت مدنظر قرار گیرد. این گفته به معنای این است که اگر چه غالباً X در خلال پرتودهی، به X^* تغییر می‌کند اما عنصر دیگری مانند Z نیز ممکن است در طی پرتودهی به X^* تغییر پیدا کند. لذا، فعالیت X^* متناسب با فراوانی‌های Z و X در نمونه است، و نه صرفاً X. این اثر را *واکنش تداخلی* یا *تداخل* می‌نامند، و تصحیحی باید برای آن انجام شود. در مورد جداسازی آلومینیم، تداخل بسیار مهمی وجود دارد و آن بروز واکنش $Si(n,p)^{28}Al$ است که در آن سیلیسم موجود در صخره با واکنش‌های شامل نوترون‌های سریع که در هر راکتوری حضور دارند (به موازات نوترون‌های حرارتی مطلوب) به ^{28}Al تبدیل می‌گردد. لذا، فعالیت اندازه‌گیری شده برای ^{28}Al، ناشی از فعال‌شدگی ^{27}Al و ^{28}Si خواهد بود. با پرتودهی مقدار معینی سیلیسیم و شمارش آن و با توجه به فراوانی‌های کاملاً شناخته شدهٔ Si در صخره‌ها، تصحیحی برای ^{28}Al تولید شده به وسیله واکنش ^{27}Al و ^{28}Si قابل محاسبه خواهد بود. تداخل‌های ممکن دیگر، شکـــافت هرگونه اورانیم در نمونه، یا ظهور دو نوکلید است که پرتوهایγ با انرژی‌های مشابه گسیل می‌کنند که قابل تفکیک از یکدیگر نیستند.

تصمیم نهایی در مورد شرایط پرتودهی، شامل تعیین شار و مدت زمان پرتودهی است. یک قاعدهٔ تقریبی این است که هرچه مدت زمان پرتودهی نمونه بیشتر و فاصلهٔ زمانی بین پایان پرتودهی و آغاز شمارش طولانی‌تر باشد، فعالیت گونه‌های بلند- عمر نسبت به گونه‌های کوتاه-عمر بیشتر خواهد بود. باید توجه داشت که خواص اشباع شوندگی پرتودهی‌ها به گونه‌ای است که پرتودهی برای مدتی بیش از دو نیمه عمر فعالیت مورد نظر، به ندرت مقرون به صرفه است. (در جداسازی آلومینیم، زمان پرتودهی نمونه ۱/۰ دقیقه و شار $۵\times۱۰^{۱۰}\ n/cm^2/s$ بوده است).

غالباً، یک نمونه را چند نوبت پرتودهی می‌کنند. پرتودهی اول، کوتاه (چند دقیقه) و برای تعیین رادیو-ایزوتوپ‌های کوتاه-عمرِ

Ag, Al, Ba, Br, Ca, Cl, Co, Cu, Dy, F, I, In, K, Mg, Mn, Na, Se, Sb, Si, Sr, Ti, U, V

و پرتودهی‌های بعدی (چندساعت) برای تعیین رادیوایزوتوپ‌های با عمر متوسطِ

As, Au, Br, Cd, Ga, Ge, Hg, Ho, K, La, Mo, Na, Pd, Sb, Sm, U, W, Zn

یا رادیوایزوتوپ‌هایی بلند-عمرِ

Ag, Ce, Cr, Cs, Co, Eu, Fe, Hf, Hg, Lu, Nd, Ni, Rb, Sb, Sc, Se, Sn, Sr, Ta, Tb, Th, Tm, Yb, Zn, Zr

است. در پرتودهی‌های بلند مدت، معمولاً می‌گذارند نمونه برای چند روز «وا بپاشد» تا از وجود ^{24}Na با نیمه‌عمر ۱۵ ساعت پاک گردد.

قدم مهم بعدی در هر فرایند تجزیه به روش فعال‌سازی، انتخاب یک روش منزوی ساختن فعالیت مورد نظر، X^*، برای اندازه‌گیری آن است. معمولاً دو روش منزوی سازی X^* به‌کار می‌رود:

تجزیه به روش فعال‌سازی دستگاهی (IAA) و *تجزیه به روش فعال‌سازی رادیوشیمیایی* (RAA).

در تجزیه به روش فعال‌سازی دستگاهی، از انرژی‌های مشخصهٔ پرتوهایγ گسیل شده توسط رادیونوکلیدهای موجود در نمونهٔ فعال شده برای شناسایی آنها استفاده می‌شود و مساحت‌های زیر قله‌های فوتو الکتریک نظیر، میزانی از فعالیت را به دست می‌دهند. تجزیه به روش فعال‌سازی دستگاهی غیرتخریبی است و نمونه را می‌توان باز هم به کار برد. علاوه براین، کار برد فعالیت‌های کوتاه-عمر را برای شناسایی عناصر گوناگون ممکن می‌سازد که در صورت طولانی بودن جداسازی شیمیایی پیش از آغاز شمارش، چنین کاری ممکن نیست. همچنین، با استفاده از تجزیه به روش فعال‌سازی دستگاهی (IAA) ، کارها را می‌توان به صورت خودکار درآورد و زمان صرف شده برای هر نمونه را در تجزیه کاهش داد. کاربرد آشکارسازهای نیمرسانای Ge با قدرت تفکیک انرژی عالی، IAA را به روش برتر تجزیه به روش فعال‌سازی تبدیل کرده است.

اگر چه بیشترِ پژوهشگران کاربرد IAA را ترجیح می‌دهند، اما در برخی وضعیت‌ها برای منزوی سازی فعالیت مورد نظر باید پیش از شمارش نمونه از رادیوشیمی بهره برد. مثالی از نیاز به رادیوشیمی، تعیین عناصر کم‌مقدار در مواد زیست‌شناختی، همچون خون، است که دارای مقدار

زیادی سدیم می‌باشند. مقادیر سرشاری ^{24}Na از طریق واکنش $^{23}Na(n,\gamma)^{24}Na$ تولید شده و با ایجاد یک پس‌زمینهٔ بزرگ کامپتونی در ناحیه‌ای که فوتوپیک‌های فعالیت‌های سایر عناصر کم‌مقدار حضور دارند، موجب «پوشاندن» فعالیت‌های عناصر کم‌مقدار در خون می‌شوند (ر. ک. بحث مربوط به آشکارسازهای پرتو γ در فصل ۱۸). یک راه‌حل این مسئله جداسازی شیمیایی سدیم از خون پرتو دیده (با استفاده از تبادل یون با پنتوکسید آنتیموان هیدراد) و سپس تجزیهٔ دستگاهی خون خالص است. این مثال، یک ویژگی تجزیه به روش فعالسازی رادیوشیمیایی نوین را نشان می‌دهد شاخصه‌ای که عنصر مورد نظر را کاملاً جدا نمی‌کند بلکه «جداییِ گروهی» تعداد نسبتاً کمی فعالیت را امکان‌پذیر ساخته و سپس این فعالیت‌ها را با اسپکتروسکوپی پرتوهای γ تفکیک می‌کند. همهٔ بحث ما تاکنون بر آشکارسازی پرتوهای γ ناشی از واپاشی فراورده‌های فعال‌سازی متمرکز بوده است. رهیافت دیگری نیز وجود دارد که در بعضی موارد به‌کار رفته است. این رهیافت، تجزیه به روش فعال‌سازی به کمک γهای آنی (PGAA) نام دارد که در آن γی آنی گسیل شده طی واکنش فعال‌سازی آشکارسازی می‌شود. در فعال‌سازی با نوترون از طریق واکنش (n, γ)، پرتوهای-γ گسیل شده در خلال گیراندازی نوترون آشکارسازی می‌شوند. اینگونه تجزیه‌ها باید با باریکه‌های ذرات فعال‌ساز (مثل نوترون) انجام شوند و معمولاً شامل آشکارسازی گاماهای انرژی- بالا (بیش از ۵ MeV) است. با توجه به این قیدها، این روش تجزیهٔ سریع معمولاً منحصر به تعیین مؤلفه‌های عنصری عمدهٔ نمونه است.

۱۳-۱-۴. کاربردهای تجزیه به روش فعال‌سازی

کاربردهای تجزیه به روش فعال‌سازی تقریباً بی‌شمارند. در علوم فیزیکی، تجزیه به روش فعال‌سازی در تجزیهٔ عناصر کم‌مقدار مواد نیمرسانا، فلزات، شهاب‌سنگ‌ها، نمونه‌های برداشته شده از کرهٔ ماه، و صخره‌های زمینی به کار می‌رود. در بیشترِ موارد، جنبهٔ «چندعنصریِ» تجزیه به روش فعال‌سازی برای اندازه‌گیری همزمان غلظت‌های چندین عنصر کم‌مقدار مورد استفاده قرار می‌گیرد. از این مطالعات تفصیلیِ الگوهای فراوانیِ عناصر کم‌مقدار، می‌توان به اطلاعاتی پیرامون تاریخچهٔ گرمایی و شیمیایی زمین، ماه، مریخ و شهاب‌سنگ‌ها و نیز منشأ یا سن یک جسم دست یافت.

کاربرد تجزیه به روش فعال‌سازی در تحقیقات جنایی (*جُرم‌شناسی به کمک تجزیه به روش فعال‌سازی*) نیز خیلی «جا افتاده» است. ایدهٔ اصلی در اینجا مقایسهٔ توزیع عناصر کم‌مقدار پیدا شده در گلوله‌ها، رنگ، روغن، و جز آنها، در صحنهٔ وقوع یک جنایت، با توزیع عناصر کم‌مقدار موجود در اشیاء پیدا شده در نزد مظنون‌های جنایی است. این گونه شناسایی، سریع و غیرتخریبی است (امکان ارائهٔ مدرک واقعی در دادگاه). علاوه بر این، احتمال صحت آن می‌تواند به‌طور کمّی به

اثبات برسد. مثال‌های بارز دیگر کاربرد تجزیه به روش فعال‌سازی در جرم‌شناسی، شامل تأیید نظریهٔ مسمومیت ناپلئون (با پیداکردن مقادیر قابل ملاحظه آرسنیک در موی سر او) و تجزیهٔ نمونه‌هایی است که با مالش یک پارچه از دست مظنون گرفته می‌شوند و می‌توانند نه تنها مشخص کنند که آیا وی اخیراً گلوله ای شلیک کرده یا نه بلکه می‌توانند نوع اسلحه و گلولهٔ به کار برده شده را نیز تعیین کنند.

کاربردهای تجزیه به روش فعال‌سازی در علوم زیست‌محیطی نیز خیلی رایج‌اند. تعیین عناصر کم‌مقدار در هوای شهرها، دریاچه‌ها، نهرها و نواحی مشابه برای ردیابی انتشار آلاینده‌ها در اکوسیستم‌های گوناگون مورد استفاده قرار گرفته‌اند. علاوه‌بر این، عناصر کم‌مقدارِ چندی که فراوانی‌های شان به کمک تجزیه به روش فعال‌سازی اندازه‌گیری شده‌اند از نظر بیولوژیکی معلوم شده است که خود بالذاته مهم هستند. مثال کلاسیک، جیوه و غلظت قابل ملاحظهٔ آن در ماهی و دیگر مواد غذایی است که با تجزیه به روش فعال‌سازی به اثبات رسیده است. ترکیب ویژه‌ای از تجزیه به روش فعال‌سازی و روش‌های رادیو ردیابی، کاربردهای مهمی در علوم زیست‌محیطی پیدا کرده است. این ترکیب شامل به‌کارگیری ایزوتوپ‌های پایدار به جای ایزوتوپ‌های پرتوزا به عنوان ردیاب در سیستم‌های گوناگون، به‌همراه استفاده از تجزیه به روش فعال‌سازی روی نمونه‌های جمع‌آوری شده پس از پراکندگی ردیاب برای اندازه‌گیری غلظت‌های ردیاب می‌باشد. این روش، نیاز به وارد کردن مواد پرتوزا به یک سیستم (مثل محیط زیست با مشکلات بهداشتی و قانونی متعاقب آن) را بر طرف می‌سازد و در عین حال، گُزینندگی و حساسیت اندازه‌گیری‌های تابشی را حفظ می‌کند. ایزوتوپ‌های پایدار، *ردیاب‌های فعالیت‌پذیر پایدار* نامیده می‌شوند. کروگر (۱۹۷۱/۱۳۵۰) کاربرد آنها را توضیح داده است.

به‌طور خلاصه، تجزیه (آنالیز) به روش فعال‌سازی، روشی است چند عنصری، غیرتخریبی و بسیار دقیق. بهترین موارد حساسیت، پیکوگرم بر گرم با تغییرات نامنظم از عنصری به عنصر دیگر هستند. این روش برای آنالیز نمونه‌های جامد مناسب است و می‌توان آن را با استفاده از تغییراتی در شرایط پرتودهی، ذرات و جز آنها و کاربست پساپرتودهی نمونه، «تنظیم» کرد. نقاط ضعف این روش، زمان‌های طولانی تجزیه، نیاز به دسترسی به تاسیسات پرتودهی (معمولاً یک راکتور)، نیاز به سروکار با پرتوزایی، طبیعت «کار» بَرِ شمارش نمونه، و ناتوانی در کسب اطلاعات تحولی است.

۱۳-۲. گسیل پرتوِ X القاییده با ذره (PIXE)

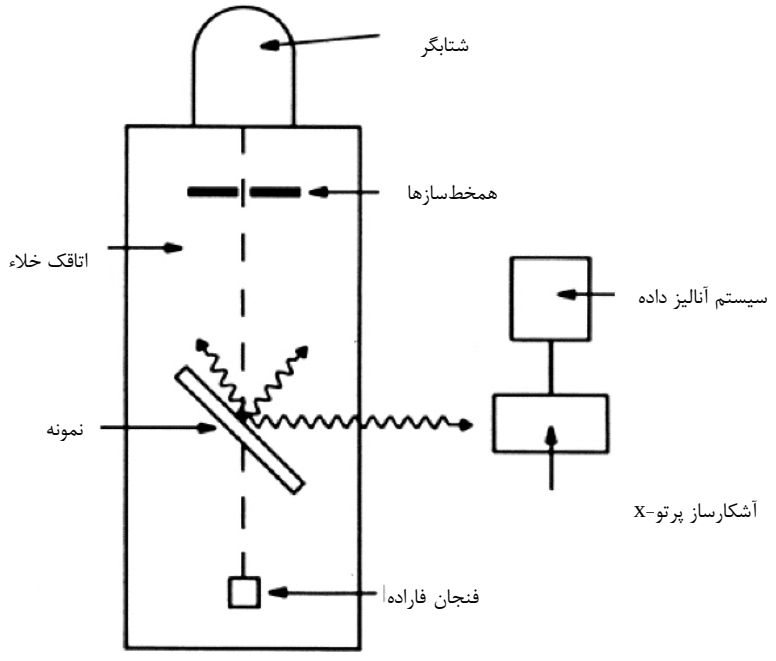
گسیل پرتوِ x القاییده با ذره (PIXE) یک روش تجزیه براساس مشاهدهٔ پرتوهای x فلوئورسان می‌باشد. در واقع، این نه یک روش هسته‌ای، که یک فرایند اتمی است زیرا در بر دارندهٔ گسیل

پرتوx است. اما جایگاه‌های تهی پوسته‌های الکترونی اتم که به هنگام گسیل پرتو x پر می‌شوند با استفاده از باریکه‌های شتابگرهای ذرات به‌وجود می‌آیند و با استفاده از آشکارسازهای نیمرسانای متداول، آشکارسازهای Si(Li)، می‌توان پرتوهای x را آشکارسازی کرد.

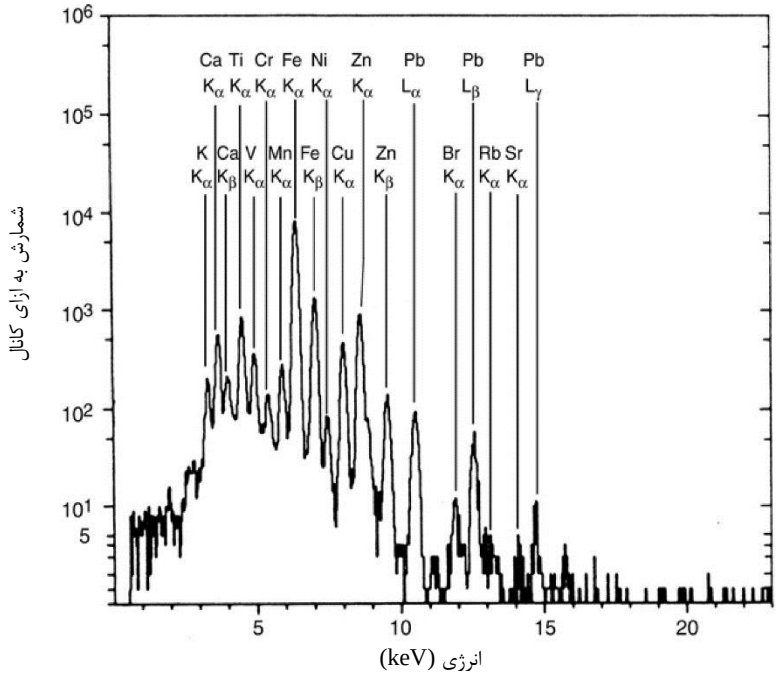
شاکلهٔ اساسی یک دستگاه PIXE به صورت طرحوار در شکل ۱۳-۳ نشان داده شده است.

باریکه‌ای از ذرات باردار یک شتابگر، نوعاً پروتون‌های ۲ تا ۴ مگا الکترون ولتی، بر نمونهٔ نازکی واقع در یک اتاقک خلاء فرود می‌آید. پروتون‌ها با الکترون‌های ماده برخورد نموده و برخی از الکترون‌های پوسته‌های داخلی اتم‌های نمونه را بیرون می‌اندازند. یک فنجان فاراده برای جمع‌آوری بار الکتریکی ذخیره شده توسط پروتون‌های فرودی به‌کار می‌رود و با انتگرال‌گیری الکترونیکی از این بار، جریان باریکه به دست می‌آید. نمونه، نوعاً لایهٔ نازک یکنواختی است از مادهٔ مورد بررسی که بر یک بستر مادی نازک قرار گرفته است. پرتوهای x مشخصهٔ نمونه با یک آشکارساز Si(Li) آشکارسازی می‌شوند.

یک طیف نوعی در شکل ۱۳-۴ نشان داده شده است. طیف، شامل قله‌های گسستهٔ پرتوِ x سوار بر یک زمینهٔ پیوستهٔ تابش ترمزی است. می‌توان خطوط K_α و K_β ی عناصر سبک‌تر (ناشی از پرشدن جایگاه‌های تهی پوسته‌ای K) و خطوط L سنگین‌ترین عناصر را دید.



شکل ۱۳-۳. نمودار طرحوار یک دستگاه PIXE.

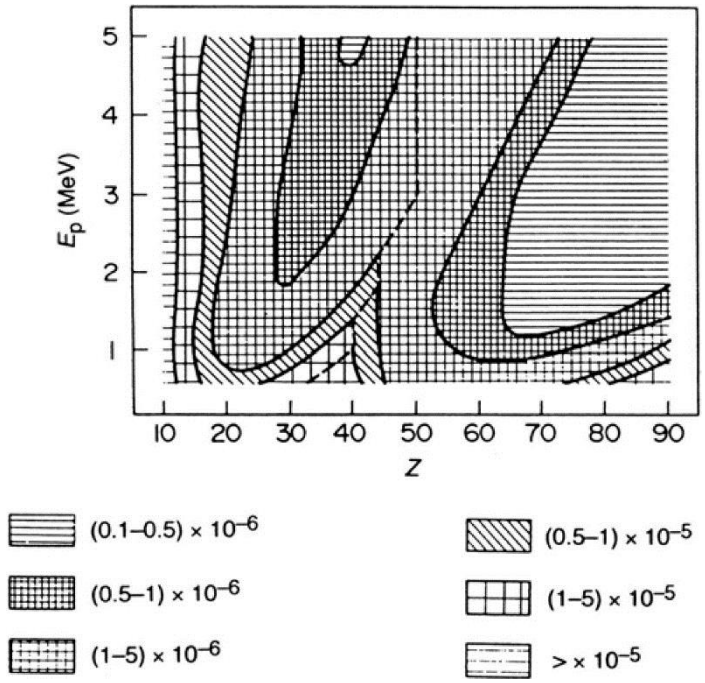


شکل ۱۳-۴. طیف PIXE یک نمونه آب باران.
[اقتباس از: Johansson and Johansson (1976)]

قله‌های متناظر با یک عنصر معین انتگرال گرفته شده و مساحت‌های زیر هر قله به دست می‌آیند و مقادیر آن عنصر یا با دانستن سطوح مقطع یونش مطلق (10^{-4}b-۱~)، بهره‌های فلوئورسانی (۰/۹–۰/۱)، جریان باریکه، و هندسه یا با مقایسه با نتایج حاصل از یک عنصر استاندارد نازک به‌دست می‌آیند. لفظ *بهرهٔ فلوئورسانی* اشاره به کسر جایگاه‌های تهی الکترونی پرشده توسط گسیل پرتوِ x در مقایسه با خروج الکترون‌های اوژه دارد.

حدود نوعی آشکارسازی برای عناصر گوناگون در یک نمونهٔ زیست‌شناختی در شکل ۱۳–۵ نشان داده شده‌اند. حساسیت PIXE نوعاً در حد ppm برای بسیاری از عناصر است. تقریباً ۲۵ درصد کاربردهای PIXE در زیست‌شناسی و پزشکی است. ماتریس‌های عناصر سبک منجر به زمینه‌های پیوستهٔ کوچک‌تر شده، و بسیاری از عناصر کم‌مقدار و عناصر سمی را می‌توان به راحتی توسط PIXE آشکارسازی کرد. (علیرغم وجود حدودی در آشکارسازی آنالیز به روش فعال‌سازی، در مورد

PIXE هیچ محدودیتی وجود ندارد زیرا همهٔ عناصر مقداری پرتوِ x گسیل می‌کنند). توجه خاصی باید به تهیهٔ نمونه‌های نازک و اصیل مبذول شود. توجه داشته باشید که PIXE تنها به ترکیب *عنصری* نمونه حساس است و نه به ترکیب *ایزوتوپی* آن.



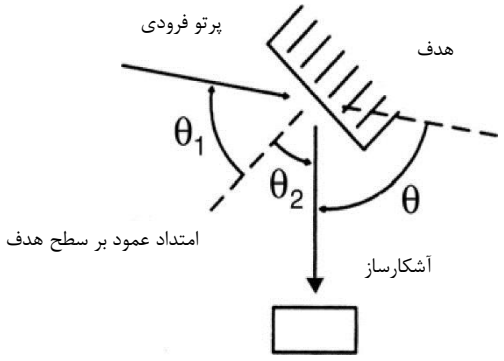
شکل ۱۳– ۵. حدود آشکارسازی در یک آنالیز PIXE در یک نمونهٔ زیست‌شناختی.
[اقتباس از:(1990)Ishii and Morita]

یکی از موفق‌ترین کاربردهای PIXE در آنالیز آلودگی هوا از نظر وجود ذرات بسیار کوچک و خطرناک (*هواویزها*) در آن بوده است. هواویزها معمولاً با برخورد دادن جریان سریعی از هوا با یک فیلتر کاغذی، از هوا بر گرفته می‌شوند، که نمونهٔ ایده‌آل نازکی را برای آنالیز PIXE فراهم می‌کند. جنبهٔ دیگر PIXE که برای آنالیز نمونه‌های هواویزها بسیار مهم است توانایی تجزیهٔ تعداد زیادی نمونه در زمانی کوتاه است. آنالیزهای PIXE معمولاً کمتر از یک دقیقه طول می‌کشند و کل عملیات پرتودهی، شمارش، تغییر نمونه و فرایند تجزیه می‌تواند خودکار باشد.

گونهٔ مهم دیگر PIXE، *میکرو*-PIXE است. با استفاده از یک باریکهٔ پروتونی به ابعاد فضایی حدود ۰/۵ μm (به جای مقدار متداول ۱۰ mm)، می‌توان محتوای عناصر کم‌مقدار بخش کوچکی از نمونه را تعیین و به این ترتیب یک «میکروسکوپ عناصر کم‌مقدار» درست کرد. این کاربرد، برای کاویدن نمونه‌هایی که از نظر پزشکی حائز اهمیت اند کارساز است. یک تکنیک مرتبط، در *ریزکاوش الکترونی* به‌کار می‌رود که درآن فرایند یونش با برخورد الکترون صورت می‌گیرد.

۱۳-۳. پس‌پراکندگی رادرفورد (RBS)

یکی از نخستین آزمایش‌ها در فیزیک هسته‌ای، آزمایش رادرفورد بود که پراکندگی ذراتِ α توسط هسته‌های طلا را در زوایای بزرگ نشان داد. این آزمایش، وجود یک هستهٔ کوچک را در اندرون اتم به اثبات رساند (فصل۱۰). نیروی عامل در این فرایند که پراکندگی رادرفورد نامیده می‌شود، نیروی دافعهٔ کولنی بین هسته‌های با بار مثبت است. نمودار طرح‌وار این پدیده در شکل ۱۳-۶ نشان داده شده است.



شکل ۱۳-۶. نمودار طرح‌وار پس‌پراکندگی رادرفورد.
[اقتباس از: Rauhala(1994)]

پراکندگی رادرفورد یک رویداد کشسان است، یعنی، هیچ برانگیختگی در پرتابه یا هسته‌های هدف رخ نمی‌دهد. با وجود این، به دلیل پایستگی انرژی و تکانه در برهم‌کنش، انرژی جنبشی یون پس‌پراکنده کمتر از انرژی یون فرودی است. رابطهٔ بین این انرژی‌ها، *ضریب سینماتیک* K است که با عبارت زیر داده می‌شود:

$$K = \frac{E_1}{E_0} = \left[\frac{\left(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta \right)^{1/2} + M_1 \cos\theta}{M_1 + M_2} \right]^2 \qquad (۴.۱۳)$$

که در آن M_1 و M_2، به ترتیب، جرم‌های اتم‌های فرودی و هدف هستند، و θ زاویهٔ بین مسیر یون‌های فرودی و پراکنده است. توجه کنید که تغییر نسبی در انرژی در اثر برخورد تنها به جرم یون‌ها و زاویهٔ آشکارساز بستگی دارد. اگر زاویهٔ پراکندگی و تغییر انرژی اندازه‌گیری شوند می‌توان جرم (هویت) اتم پراکنده را محاسبه نمود. بزرگترین تغییر انرژی در θ=۱۸۰ رخ می‌دهد که در آن

$$K = \left(\frac{M_2 - M_1}{M_1 + M_2} \right)^2 \qquad (۵.۱۳)$$

معمولاً هندسه‌ای انتخاب می‌شود که آشکارسازی ذرات پراکنده شدهٔ α را در زاویه‌های بسیار بزرگ امکان‌پذیر سازد.

احتمال یا سطح مقطع برای پراکندگی رادرفورد (فصل ۱۰) به صورت زیر است (سِگرِه، ۱۹۷۷/۱۳۵۶):

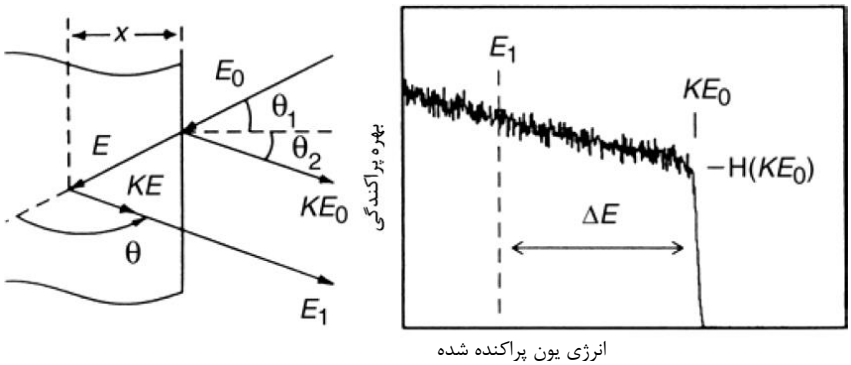
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{4}{\sin^4 \theta} \frac{\left[\cos\theta + \left(1 - x^2 \sin^2 \theta \right)^{1/2} \right]^2}{\left(1 - x^2 \sin^2 \theta \right)^{1/2}} \qquad (۶.۱۳)$$

که در آن $x = M_1/M_2$، e^2 مربع بار الکتریکی و E انرژی یون فرودی است. توجه داشته باشید که احتمال پراکندگی با $\left(Z_1 Z_2\right)^2$ و $1/E^2$ متناسب است. اگر همه چیز در پس‌پراکندگی رادرفورد به آنچه که بحث آن گذشت خلاصه می‌شد، باید انتظار طیفی از ذرات پس‌پراکنده را می‌داشتیم که برای هر عنصرِ موجود در نمونه، قله‌ای با ارتفاع نسبی (مساحت) متناسب با $\propto Z^2$ را در برمی‌داشت. فراوانی‌های عنصری را می‌شد با استفاده از رابطهٔ زیر حساب کرد:

$$N = \frac{D}{F \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega} \qquad (۷.۱۳)$$

که در آن N تعداد اتم‌های هدف، D تعداد رویدادهای آشکار شده، و F شار یون فرودی است. این وضعیتی است که مادهٔ هدف فیلم نازکی باشد، یا ذرات از سطح یک نمونهٔ نازک پراکنده شوند.
در واقع وضعیت معمولاً پیچیده‌تر از این است زیرا یون‌های فرودی در حین نفوذ در نمونه انرژی از دست می‌دهند و لذا احتمال پراکندگی و انرژی‌های ذرات پراکنده را به طور پیوسته تغییر می‌دهند. طیف حاصل برای پراکندگی از یک تک عنصر در عمق‌های متغیر در شکل ۱۳-۷ نشان داده شده است، که در آن انرژی یون فرودی عبارت از E_0، انرژی یون‌های پراکنده از سطح عبارت از KE_0، و انرژی یون‌های پراکنده از عمق x عبارت از E_1 است. در این وضعیت، اتلاف انرژی در پیمایش (ورود به، و خروج از) فیلمی به ضخامت N_x به صورت زیر است:

$$\Delta E = KE_0 - E = [\varepsilon]_{BS} N_x \qquad (۸ .۱۳)$$



شکل ۱۳–۷. مقیاس انرژی در عمق در پس‌پراکندگی رادرفورد.
[اقتباس از:(Rauhala(1994)]

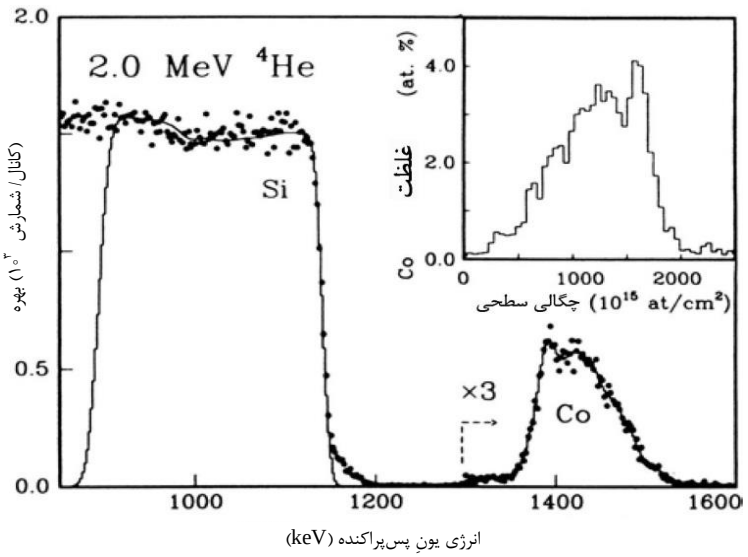
$$[\varepsilon]_{BS} = \frac{K}{\cos\theta_1}\varepsilon_{in} + \frac{1}{\cos\theta_2}\varepsilon_{out} \qquad (۹ .۱۳)$$

که در آن ε_{in} و ε_{out} سطوح مقطع توقف وابسته به انرژی (زیگلر[1]) در مسیرهای ورودی و خروجی یون هستند.

[1]. Ziegler

پس‌پراکندگی رادرفورد روش مهمی برای تعیین ترکیب و ساختار سطوح و فیلم‌های نازک است. در شکل ۱۳-۸، نتایج اندازه‌گیری RBS با ذرات آلفای ۲MeV که بر یک سطح Si با ناخالصی Co، که به کُپه‌ای از آن تزریق شده است، فرود می‌آیند نشان داده شده است. می‌توان Co و نمایهٔ عمق آن را به روشنی مشخص کرد.

کاربرد مهم دیگر این تکنیک، تعیین ترکیب عناصر سطوح ماه و مریخ بوده است. تورکویچ[1] و همکاران (۱۹۶۹/۱۳۴۸) یک دستگاه نیرومند برای اندازه‌گیری پس‌پراکندگی ذرات α از سطح کرهٔ ماه ساختند که در سه ماموریت سورویر[2] در ۶۸– ۱۹۶۷ به فضا رفت و نخستین آنالیز کامل و دقیق سطح ماه را به دست داد. ذرات α از یک چشمهٔ پرتوزا (^{۲۴۲}Cm) می‌آمدند که بخشی از دستگاه بود. نتایج این آزمایش‌ها که فراوانی نسبتاً بالا و غیرمنتظره‌ای از Ti را نشان می‌دادند، با آنالیز آزمایشگاهی نمونه‌هایی که در ماموریت‌های آپولو از سطح ماه جمع‌آوری شده بودند، تأیید شدند. از آن هنگام، این تکنیک برای مطالعهٔ صخره‌ها و خاک مریخ نیز به‌کار رفته است.



شکل ۱۳-۸. پس‌پراکندگی رادرفورد برای یون‌های فرودی He^+ با انرژی ۲ MeV روی یک نمونه Si(Co). نقطه‌ها، نشان‌دهندهٔ داده‌های تجربی‌اند و خط پر یک طیف شبیه‌سازی شده است. زاویه پراکندگی $\Theta = ۱۷۰^\circ$ با $\theta_۱ = \theta_۲ = ۵^\circ$ است. [اقتباس از: Saarilahti and Rauhala (1992)]

[1]. Turkevich
[2]. Surveyor

مسائل

۱. برای هر یک از آنالیزهای زیر، نقش محتمل تجزیه به روش فعال‌سازی را بیان کنید. دلایل گزینش خود را به روشنی ارائه دهید.

الف) تعیین مقدار اکسیژن موجود در فولاد، (ب) تأیید اصالت نقاشی‌های باستانی، (پ) تعیین رادیونوکلیدهای موجود در فروریزه‌های آزمایش سلاح‌های هسته‌ای، (ت) تعیین میزان رادیونوکلوئیدهای نشت کرده از انبارهای زباله‌های هسته‌ای به آب نهرهای مجاور و (ث) تعیین ناخالصی لیتیم در فیلم‌های نازک GaAs.

۲. (الف) فعالیت (برحسب میکروکوری) ^{49}Ca تولید شده را هنگامی که ۲/۷ گرم CaO در شاری برابر $3\times10^{12}\ n/cm^2s$ به مدت ۱۰ دقیقه پرتودهی می‌شود حساب کنید. (ب) این محاسبه را برای حالتی که ذرات پرتابه دوترون‌های ۲۱MeV و جریان باریکهٔ دوترونی ۱۰ μA باشد تکرار کنید. سطح مقطع (d ,p) را ۵۰ mb فرض کنید.

۳. با استفاده از جدول نوکلیدها، حساسیت (کمترین مقدار قابل آشکارسازی) تجزیه به روش فعالسازی را برای یوروپیم وقتی شار نوترون حرارتی $3\times10^{12}\ n/cm^2-s$ است تخمین بزنید. فرض کنید هیچ پرتودهی بیش از ۱ ساعت طول نمی‌کشد و کمینه فعالیت آشکارپذیر ۱۰ dpm است.

۴. برای آنالیزهای زیر نشان دهید که آیا آنالیز به روش فعال‌سازی نوترونی رادیوشیمیایی بر روش فعال‌سازی نوترونی دستگاهی ارجحیت دارد یا خیر؟ چنانچه جواب، روش رادیوشیمیایی است، روش‌های جداسازی مورد نیاز را به اختصار نمایش دهید: (الف) تعیین سطوح ppm مولیبدن در ماهی‌های کپور سَرپَهن، (ب) تعیین محتوای عناصر کم‌مقدار در ذرات مادی حاصل از آتش زدن مزارع کشاورزی، (پ) کاربرد ردیاب‌های پایدار فعالیت‌پذیر برای تعیین الگوهای شارش در دهانهٔ ورودی اقیانوس‌ها و (ت) تعیین Dy در برگ‌های سوزنی درخت‌های کاج.

۵. فرض کنید بخواهیم رسوب ذرات مادی را با استفاده از ردیاب فعالیت‌پذیر In ردیابی کنیم. ضریب رقیق‌سازی بین نقطهٔ رها کردن و نقطهٔ نمونه‌برداری 10^6 است. فرض کنید نمونه‌های جمع‌آوری شده در یک شار نوترون حرارتی 3×10^{12} نوترون بر سانتی‌مترمربع بر ثانیه به مدت ۱۰ دقیقه فعال می‌شوند. همچنین یک بازده ۱ درصدی برای آشکارسازی فوتون‌های گسیل شده در نظر بگیرید. حداقل مقدار In رها شده برای اطمینان از خطای ۵ درصدی در تخمین غلظت نمونه‌های اندازه‌گیری را تعیین کنید.

۶. نتایج زیر را که از آنالیز به روش فعال‌سازی نمونه‌های آب یک دریاچه برای میزان حضور Mn در آن به دست آمده‌اند در نظر بگیرید. فرض کنید «نمونه‌حجم‌ها» ۱ لیتراند.

نمونه	فعالیت در پایان بمباران (cp۵m)
۱	۱۲۰۴
۲	۱۲۷۵
۳	۹۴۰
۴	۱۳۵۰
۱۰میلی‌گرم Mn استاندارد	۵۰۰۰

میزان Mn موجود در آب دریاچه و خطای تخمین آن چقدر است؟

۷. دو نمونهٔ نازک ۱ میلی‌گرمی از دیسپروسیم را با یک روش پرتودهی و شمارش می‌کنیم، با این تفاوت که یک نمونه با برگه‌ای از Cd پوشیده شده است. نسبت Cd اندازه گرفته شده ۷ و فعالیت اشباع نمونهٔ عریان ۱×۱۰^{۴} dpm است. شار نوترون حرارتی را در محل پرتودهی در راکتور حساب کنید.

۸. طرح‌وار تجزیه به روش فعال‌سازی را برای تعیین غلظت ازت در یک نمونهٔ گیاهی ارائه کنید. فرض کنید تجزیه باید غیرتخریبی و سریع باشد. نوع واکنش، پرتودهی و شرایط شمارش مناسب را پیشنهاد و تداخل‌های ممکن در تجزیه را مشخص کنید.

۹. «ضریب مزیت» کاربرد یک تَپِ راکتور برای تولید Sc^{m}[۴۶] با نیمه‌عمر۲۰ ثانیه را در مقایسه با فعالیت تولید شده توسط باریکهٔ پیوسته‌ای از راکتور محاسبه کنید. فرض کنید راکتور از نوع تریگا است و پالس‌های ۳۰۰۰MW پانزده میلی‌ثانیه‌ای با حد اکثر شار لحظه‌ای $۲۱\times۱۰^{۱۵}\ n/cm^{۲}-s$ تولید می‌کند. توان راکتور را در وضعیت «پیوسته»، 1MW فرض کنید.

۱۰. فرض کنید بخواهیم سطوح ppm آلومینیم را در یک ماتریس حاوی آهن، کلسیم و سیلیسیم آشکارسازی کنیم. با فرض دسترسی به یک راکتور هسته‌ای مدرن، یک روش تجزیه به روش فعال‌سازی برای این منظور توصیف کنید. شرایط پرتودهی، هر تمهید شیمیایی پیشا یا پساپرتودهی و راهبرد شمارش را توضیح دهید. با تداخل‌های مزاحم در روند تجزیه چطور مقابله خواهید کرد؟

مراجع

Corliss, W. R. *Neutron Activation Analysis*. USAEC, 1963.
Ehmann, W. D. and D. E. Vance. *Radiochemistry and Nuclear Methods of Analysis*. Wiley, New York, 1991.
Ishii, K. and S. Morita. *Int. J.PIXE* **1**, 1(1990).
Johansson, S. A. E. and T. B. Johansson. *Nucl. Instr. Meth*. **137**, 473(1976).
Kruger, P. *Principles of Activation Analysis*, Wiley, New York, 1971.
Loveland, W., R. A. Schmitt, and D. E. Fisher. *Geochim. Cosmochim. Acta* **33**, 375(1969).
Rauhala, E. In Z. B. Alfassi, Ed., Chemical Analaysis by Nuclear Methods, Wiley, Chichester, 1994.
Saarilahti, J. and E. Rauhala. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **B64**, 734(1992).
Segre, E. *Nuclei and Particles*, 2nd ed., Benjamin, Reading, 1977.
Turkevich, A., E. F. Franzgrote, and J. H. Patterson. *Science* **165**, 277(1969).

کتاب شناسی

Alfassi, Z. B., Ed. *Chemical Analysis by Nuclear Methods*, Wiley, Chichester, 1994. A series of essays on various aspects of nuclear analytical chemistry. Most of them are quite good.
Brune, D., B. Forkman, and B. Persson. *Nuclear Analytical Chemistry*, Chartwell-Bratt, London, 1984.
de Soete, D., R. Gijbels, and J. Hoste. *Neutron Activation Analysis*, Wiley, New York, 1974. An encyclopedic work.
Hughes, D. J. *Pile Neutron Research*, Addison-Wesley, Cambridge, 1953. The bible (old testament) of reactor neutron physics.
Johansson, S. A. E. and J. L. Campbell. *PIXE: A Novel Technique for Elemental Analysis*, Wiley, Chicester, 1988.
Johansson, S. A. E,. J. L. Campbell, and K-G. Malmqvist, *PIXE*, Wiley, New York, 1995.
Ziegler, J. F., P. J. Scanlon, W. A. Lanford, and J. L. Duggan, Eds. *Ion Beam Analysis*, North-Holland, Amsterdam, 1990.

فصل ۱۴

راکتورها و شتابگرها

واپاشی پرتوزا، تنها واکنش هسته‌ای طبیعی است که معمولاً در زمین رخ می‌دهد. دلایلی که واکنش‌های هسته‌ای دیگر معمولاً در زمین رخ نمی‌دهند ساده‌اند. واکنش‌های هسته‌ای که با پروتون یا ذرات باردار سنگین‌تر القا می‌شوند همه مواجه با سدهای پتانسیل بزرگ و مستلزم این هستند که ذرات باردار انرژی‌بالایی داشته باشند که فقط در فضا و بالاترین نواحی اتمسفر وجود دارند. هرچند واکنش‌های هسته‌ای القایی توسط نوترون دارای سد پتانسیل نیستند، اما نوترون ناپایدار است و با نیمه‌عمر تقریباً ۱۰ دقیقه با گسیل β^- به پروتون تبدیل می‌شود. لذا، نوترون‌ها را نمی‌توان برای مدت طولانـــی انبار کرد و باید قبل از انجام هر واکنش هسته‌ای با آنها، در واکنش‌های هسته‌ای دیگری آنها را تولید نمود.

پروتون و همهٔ هسته‌ها دارای بار مثبت بوده و با نیروی کولنی یکدیگر را به شدت می‌رانند. هسته‌های برخورد کننده باید دارای انرژی جنبشی بسیار فراتر از انرژی‌های حرارتی عادی باشند تا به فواصل کاملاً کوتاهی $(\sim ۱\ fm)$ از یکدیگر برسند تا نیروی هسته‌ای وارد عمل شود. برای انجام واکنش، باید لا اقل یکی از ذرات را شتاب بدهیم تا انرژی جنبشی کافی برای غلبه بر سدکولنی به‌دست آید.

این واقعیت که نوترون‌ها می‌توانند بدون غلبه بر هرگونه آستانه‌ای ($l=۰$ یا واکنش‌های موج s) جذب هسته‌ها بشوند، آنها را به «واکُناهای» هسته‌ای خیلی مؤثری تبدیل می‌سازد. واکنش‌های القاییده با نوترون، منبع انرژی نیروگاه‌های هسته‌ای (راکتورهای شکافت) تجارتی امروز اند، در حالیکه واکنش‌های القاییده با ذرات باردار به عنوان منبع قدرت (راکتورهای گداخت یا همجوشی) هنوز تحت مطالعه‌اند. در این فصل، جوانب کلی راکتورهای شکافت هسته‌ای را بررسی خواهیم کرد و سپس به بررسی جوانب کلی شتابگرهای ذرات باردار، اسپکترومترهای مغناطیسی و تولید باریکه‌های پرتوزا خواهیم پرداخت.

مسئلهٔ نمونه: یک واکنش بسیار ساده و بالقوه مفید همجوشی دو هستهٔ دوتریم را با هم ترکیب می‌کند و ^{۳}He و یک نوترون می‌دهد.

$$^{۲}H + {}^{۲}H \rightarrow {}^{۳}He + {}^{۱}n + Q$$

سد کولنی این واکنش و دمای گاز دوتریم را برای رسیدن به این انرژی متوسط تخمین بزنید.

حل: سدکولنی (ر. ک. فصل ۱۰) عبارت است از:

$$V_{\text{کولنی}} = \frac{z_۱ z_۲ e^۲}{r} = \frac{(۱)(۱)۱/۴۳۹\,MeV - fm}{۱/۹۳ + ۱/۹۳\ fm} = ۰/۳۷۳\,MeV$$

با مساوی قراردادن انرژی جنبشی با سد کولنی وقتی همهٔ ذرات (در یک گاز) حرکت می‌کنند و با کاربرد انرژی حرارتی یک گاز ایده‌آل داریم:

$$V_{\text{کولنی}} = KE = \frac{۱}{۲}mv^۲ = \frac{۳}{۲}kT$$

$$T = \frac{۲V_{\text{کولنی}}}{۳k} = \frac{۲(۰/۳۷۳\,MeV)۱/۶۰۲\times۱۰^{-۱۳}\ J/MeV}{۳(۱/۳۸\times۱۰^{-۲۳}\ J/K)}$$

$$T = ۳\times۱۰^{۹}\,K$$

این دمای غیر متعارف خاص درون ستاره‌هاست و نه اجسام زمینی.

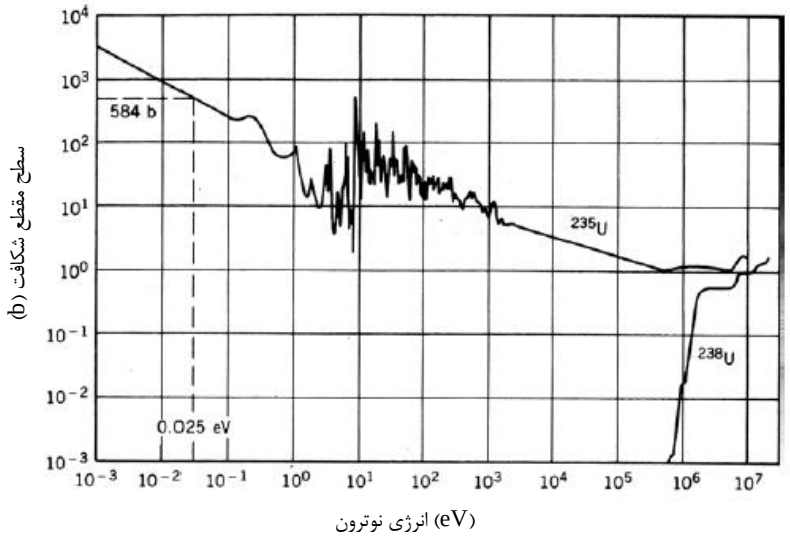
۱۴-۱. راکتورهای هسته‌ای

۱۴-۱-۱. واکنش‌های القاییده با نوترون

راکتورهای شکافت هسته‌ای («نیروگاه‌های هسته‌ای») دستگاه‌هایی هستند که با استفاده از شکافت کنترل شدهٔ القاییده با نوترون، انرژی تولید می‌کنند. در حالی‌که توصیف کامل ساختار این ابزار خارج از چارچوب این کتاب است، برخی اصول بنیادین مرتبط با راکتورهای هسته‌ای وجود دارند که مطالعه‌شان مفیـــد است و با جدال اندکی می‌توان آنها را توصیف و درک کرد.

بگذارید از وابستگی سطح مقطع واکنش‌های القاییده با نوترون به انرژی شروع کنیم. در شکل ۱۴-۱، سطح مقطع (n, f) برای ^{۲۳۵}U و ^{۲۳۸}U به صورت تابعی از انرژی نوترون نشان داده شده است. در بررسی شکل ۱۴ -۱ ملاحظه می‌کنیم که بالاترین سطح مقطع برای شکافت ^{۲۳۵}U در انرژی‌های بسیار پایین، موسوم به انرژی‌های حرارتی، که $E_n <$ ۱eV است، رخ می‌دهد. همانگونه که در فصل ۱۰ بحث شد، سطح مقطع تقریباً با $1/v$ برای این انرژی‌های نوترونی تغییر می‌کند. نوترون‌های حرارتی نوترون‌هایی هستند که با محیط به تعادل حرارتی رسیده‌اند.

مسئلهٔ نمونه: سرعت و طول موج دوبروی نوترون حرارتی چقدر است؟



شکل ۱۴-۱. سطح مقطع شکافت القاییده با نوترون برای ^{۲۳۵}U و ^{۲۳۸}U به صورت تابعی از انرژی نوترون، E_n.
[اقتباس از: D.T. Hughes and R.B. Schwartz, Neutron Cross Sections, 2nd ed., Brookhaven National Laboratory Report 325, 1958]

حل: توزیع سرعت ماکسول- بولتزمن برای حرکت کاتوره‌ای یک گاز نوترونی که به تعادل حرارتی رسیده است عبارت است از:

$$n(v) = ۴\pi v^{۲}\left[\frac{m}{۲\pi kT}\right]^{۳/۲} e^{-mv^{۲}/۲kT}$$

که در آن تابع را بهنجار کرده ایم به گونه‌ای که

$$\int_{۰}^{\infty} n(v)\,dv = ۱$$

محتمل‌ترین سرعت عبارت است از:

$$v_{mp} = (۲kT/m)^{۱/۲}$$

اگر $T = ۲۰^{\circ}C$ باشد، درآن صورت

$$v_{mp} = \left(\frac{۲(۱/۳۸\times ۱۰^{-۲۳}\ J/K)۲۹۳K}{۱/۶۷۵\times ۱۰^{-۲۷}\ kg}\right)^{۱/۲}$$
$$v_{mp} = ۲۲۰۰\,m/s$$

این سرعت $۲۲۰۰\,m/s$، به عنوان سرعت مشخصهٔ نوترون‌های حرارتی در نظر گرفته می‌شود و سطح مقطع‌های نوترون‌های با سرعت $۲۲۰۰\,m/s$ $(E_n = \frac{۱}{۲}mv^{۲} = ۰/۰۲۵۳eV)$ را سطح مقطع‌های «حرارتی» می‌نامند. طول موج عبارت است از

$$\lambda_{\text{دوبروی}} = \frac{h}{p} = \frac{۶/۶۲۶\times ۱۰^{-۳۴}\ J/s}{(۱/۶۷۵\times ۱۰^{-۲۷}\ kg)(۲۲۰۰\,m/s)}$$
$$\lambda_{\text{دوبروی}} = ۱/۸۰\times ۱۰^{-۱۰}\ \text{متر}$$

توجه داشته باشید که طول موج نوترون‌های حرارتی بسیار بزرگ‌تر از اندازهٔ یک هستهٔ نوعی $(r \sim ۱-۱۰\times۱۰^{-۱۵}\ m)$ و نزدیک به اندازهٔ یک اتم نوعی است. سطح مقطع‌های واکنش برای نوترون‌های حرارتی از مساحت هندسی هسته تجاوز می‌کنند.

باید به دو مشخصهٔ مهم دیگر شکل ۱۴-۱ نیز اشارهٔ بیشتری کرد. مشخصهٔ اول، اختلاف زیاد بین توابع برانگیختگیِ واکنش‌های (n ,f) با ^{۲۳۵}U و ^{۲۳۸}U است. علت این اختلاف را می‌توان با توجه به مقادیر Q برای گیراندازی نوترون توسط این نوکلیدها دریافت:

$$^{۲۳۵}U + n \rightarrow ^{۲۳۵}U + ۶/۵۴\ MeV$$
$$^{۲۳۸}U + n \rightarrow ^{۲۳۹}U + ۴/۸۰\ MeV$$

توجه کنید که مقدار Q برای واکنش $n + ^{۲۳۵}U$ به اندازهٔ ۱/۷MeV بزرگ‌تر است. واکنش با ایزوتوپِ سبک‌تر، یک هستهٔ زوج- فرد را به یک هستهٔ زوج- زوج تبدیل می‌کند، در حالیکه واکنش دیگر، یک فراوردهٔ زوج- فرد تولید می‌کند. به این ترتیب، به تقریب، انتظار داریم مقادیر Q برای این واکنش‌ها به اندازهٔ دو برابر انرژی زوجیت نوترون متفاوت باشند. از آنجا که سدهای شکافت برای ^{۲۳۵}U و ^{۲۳۸}U تقریباً یکی هستند $(B_f \sim ۶/۲MeV)$، گیراندازی نوترون‌های با هر انرژی باعث شکافت ^{۲۳۵}U می‌شوند ولی شکافت ^{۲۳۸}U نیاز به نوترون‌های ۱/۴MeV دارد. لذا هسته‌های «شکافت‌پذیر حرارتی» همه هسته‌های زوج- فرد هستند زیرا انرژی رها شده در اثر گیراندازی نوترون بیش از سد شکافت است. مهمترینِ این نوع هسته‌ها از نقطه نظر عملی «سه بزرگِ» ^{۲۳۳}U، ^{۲۳۵}U و ^{۲۳۹}Pu هستند.

مشخصهٔ دیگر شکل ۱۴-۱ که باید به آن اشاره کرد، نواحی مختلف انرژی‌های نوترونی و سطح مقطع‌های وابسته به آنهاست. نوترون‌های با انرژی‌های کمتر از ۱eV، رفتار سطح مقطعیِ $1/v$ از خود نشان می‌دهند و این ناحیه، ناحیهٔ «حرارتی» خوانده می‌شود. نوترون‌های فوق حرارتی دارای انرژی‌های از ۱ تا ۱۰۰ الکترون‌ولت هستند و واکنش‌های آنها با تشدیدهای بزرگی در سطح مقطع مشخص می‌شوند. در ناحیه‌انرژیِ نوترونی از ۱۰۰eV تا ۱MeV، ترازهای انرژی حالت‌های برانگیخته در هسته‌ها روی هم می‌افتند و تشدیدهای گسسته وجود ندارد. نوترون‌های با انرژی‌های بزرگ‌تر از ۱ MeV به نوترون‌های سریع مشهور بوده و موجب شکافت ^{۲۳۸}U می‌شوند.

همانگونه که در فصل ۱۰ بحث شد وقتی نوترون با هسته‌های سنگین برهم‌کنش می‌کند، علاوه بر شکافت، سازوکارهای واکنشی دیگری هم وجود دارند. از جمله: (الف) *پراکندگی کشسان* که در آن Q =۰ و انرژی جنبشی پایسته است. با وجود این، هستهٔ هدف در هر حال پس می‌زند و نوترونی که

به صورت کشسان پراکنده شده است مقداری انرژی از دست می‌دهد. (برای برخورد یک نوترون با انرژی E با یک هستهٔ حاوی A نوکلئون، انرژی آن پس از برخورد برابر $(A^2+1)/(A+1)^2 E$ خواهد بود). توجه کنید که بیشینه اتلاف انرژی نوترون هنگامی رخ می‌دهد که $A = 1$ باشد و در اینصورت انرژی نوترون در هر برخورد نصف خواهد شد. (ب) *پراکندگی ناکشسان* که در آن نوترون مقداری از انرژی خود را از دست می‌دهد و هستهٔ هدف را در یک حالت برانگیخته باقی می‌گذارد. انرژی آستانه برای این فرایند در سیستم مرکز جرم، انرژیِ نخستین حالت برانگیختهٔ هستهٔ هدف خواهد بود. برای ^{235}U و ^{238}U، این انرژی‌ها، به ترتیب، ۱۴ و ۴۴ کیلو الکترون‌ولت هستند (پ) *گیراندازی تابشی*، یعنی واکنش (n, γ) که در آن بخشی از انرژی رها شده در اثر گیراندازی نوترون، توسط فوتونِ گسیل شده حمل می‌گردد. سطح مقطع کل، $\sigma_{کل}$ ، حاصل‌جمع سطح مقطع‌های این فرایندهاست، یعنی،

$$\sigma_{کل} = \sigma_{کشسان} + \sigma_{ناکشسان} + \sigma_{n,\gamma} + \sigma_f$$

مسافتی که نوترون‌ها بین برهم‌کنش‌ها طی می‌کنند، مسیر آزاد میانگین λ، به صورت زیر داده می‌شود:

$$\lambda = 1/\sigma_{کل}\ \rho$$

که در آن ρ چگالی تعداد هسته‌ها است. برای فلز اورانیم، $\rho = 4/8\times10^{28}/m^3$ و چنانچه $\sigma_{کل}$ را مساوی ۷ بارن فرض کنیم، $\lambda = 0/03$ m. چنانچه انرژی میانگین نوترون 2MeV باشد، فاصله زمانی بین برهم‌کنش‌ها حدود 10^{-8}s خواهد بود. این مسیر آزاد میانگین، اندازهٔ یک اجتماع «خودنگه‌دار» مادهٔ شکافت‌پذیر را محدود می‌کند.

۱۴-۱-۲. شکافت القاییده با نوترون

بگذارید برخی از مفاهیم شکافت مطروحه در فصل ۱۱ را مرور کنیم. موردِ شکافت القاییده با نوترون حرارتیِ ^{235}U، یعنی،

$$^1_0n + ^{235}_{92}U \rightarrow ^{236}_{92}U \rightarrow ^A_ZX + ^{236-A}_{92-Z}Y$$

را در نظر بگیرید. دو پاره‌شکافت X و Y در اثر نیروی دافعهٔ کولنی بین آنها در نقطهٔ بُرش دارای انرژی جنبشی کل ۱۶۸MeV~ می‌باشند که پارهٔ سبک‌تر، به دلیل پایستگی تکانه، انرژی بیشتری با خود حمل می‌کند. محتمل‌ترین شکافت جرمی، نامتقارن و به صورتِ ۱/۴ − ۱/۳~ $A_{\text{سبک}}/A_{\text{سنگین}}$ است. پس از برش، پاره‌های تغییر شکل یافته به وضعیت کروی‌تری در آمده و در اثر تراکم، داغ می‌شوند و برای خلاص شدن از این اضافه انرژی، نوترون گسیل می‌کنند- تقریباً ۲/۵ نوترون به ازای هر شکافت. این نوترون‌ها دارای طیف وات[1] هستند، یعنی، یک قلهٔ پهن به مرکزیت ۱MeV و با توزیع انرژی به شکل زیر:

$$N(E) = ۰/۴۵۳e^{-۱/۰۳۶E}\sinh[(۲/۲۹E)^{۰/۵}]$$

انرژی کل حمل شده توسط این نوترون‌ها تقریباً ۵ MeV است. در رقابت با مراحل نهایی گسیل نوترون و هنگامی که انرژی‌های برانگیختگی پاره‌های شکافت کمتر از انرژی بستگی نوترون هستند، پاره‌ها با گسیل پرتوِ γ وا انگیخته خواهند شد (پرتوهای γ «آنی») و انرژی حمل شده توسط این پرتوهای γ حدود ۸MeV است. به دنبال گسیل پرتو γ آنی، پاره‌های شکافت غنی از نوترون هستند و با گسیل β^- و پرتو گاما آنقدر وا می‌پاشند تا به پایداری برسند. تقریباً، به ترتیب، ۸ و ۷ میلیون الکترون‌ولت انرژی به شکل ذرات β^- و پرتوهای گاما گسیل می‌شوند. حدود ۱۲ میلیون الکترون‌ولت در شکل پادنوترینوهای الکترونی در واپاشی β^-زا ظاهر می‌شود؛ اما این نوترینوها از هر مجموعه ابزار تجربی که برای ثبت آنها برپا شود فرار خواهند کرد. در خلال این واپاشی β^-زا و γزا، در شمار اندکی از واپاشی‌ها، هستهٔ باقی‌ماندهٔ پس از واپاشی β^-زا، به ترازی با انرژی بیش از انرژی بستگی نوترون برانگیخته می‌شود. اینگونه هسته‌ها، با گسیل نوترون (موسوم به نوترون‌های تأخیری)، در مقیاس زمانی ثانیه/ دقیقه به جای مقیاس زمانی گسیل نوترون‌های آنی ($\sim ۱۰^{-۱۵}$ s) وامی‌پاشند. با اینکه انرژی حمل شده توسط این نوترون‌های تاخیری در مقایسه با انرژی شکافت زیاد نیست، اما وجودشان در کنترل واکنش‌های زنجیره‌ای راکتورها فوق‌العاده حایز اهمیت است.

برای شکافت القاییده با نوترون حرارتیِ ^{۲۳۵}U، کل انرژی آزاد شدهٔ قابل بازیابی حدود ۱۹۵MeV به ازای هر شکافت است و حال آنکه برای شکافت ^{۲۳۹}Pu این مقدار ۲۰۲MeV می‌باشد. این انرژی‌های آزاد شده را می‌توان به واحدهای عملیاتی تبدیل کرد؛ به این ترتیب که:

$$۲۰۰\text{MeV} \cong ۳/۲\times ۱۰^{-۱۱}\ \text{ژول}$$

[1]. Watt

یک گرم ^{۲۳۵}U ~ ۳×۱۰^{۲۱} اتم

که تقریباً متناظر خواهد بود با انرژی آزاد شدهٔ

$$\sim ۳/۲\times۱۰^{-۱۱}\times۳\times۱۰^{۲۱}=۱\,MW/d$$

[سوخت یک تن ($۱۰^{۶}$ گرم) زغال‌سنگ تقریباً ۰/۳۶ MW/d انرژی آزاد می‌کند، لذا محتوای انرژی ۱ گرم ^{۲۳۵}U تقریباً ۳×۱۰^{۶} برابر ۱ گرم زغال‌سنگ است.]

۱۴-۱-۳. حساب-کتابِ موجودی نوترون

طراح هر راکتور باید به میزان موجودی نوترون‌ها در راکتور توجه خاصی داشته باشد. هر رخداد شکافت در شکافت القاییده با نوترون حرارتیِ ^{۲۳۵}U تقریباً ۲/۵ نوترون سریع تولید می‌کند. با بررسی داده‌های شکل ۱۴-۱، نتیجه می‌گیریم که انرژی این نوترون‌ها باید به انرژی‌های حرارتی کاهش یابد تا بتوانند شکافت‌های بیشتری القا کنند. لذا، میله‌های سوخت اورانیم را باید در *کُندکُننده‌ای* قرار داد تا نوترون‌های حاصل از شکافت را به انرژی‌های حرارتی تبدیل کند. پیش از این، نشان داده‌ایم که نوترون‌ها بر اثر برخوردهای کشسان با هسته‌های سبک سریعاً کند می‌شوند. بنا براین، کندکنندهٔ ایده‌آل، حاوی هسته‌های سبکی خواهد بود که سطوح مقطع جذب نوترون آنها پایین باشند. گرافیت مادهٔ مناسبی است، همانگونه که $H_۲O$ یا Be چنین اند. هیدروژن معمولی دارای سطح مقطع (n, γ) ی ۰/۳۳ بارن برای نوترون‌های حرارتی است، که آن را به عنوان یک کندکننده، نامناسب می‌سازد مگر اینکه سوخت نسبت به ^{۲۳۵}U غنی شده باشد. تعداد برخوردهای لازم برای حرارتی کردن نوترون‌های سریع حاصل از شکافت، ۱۴/۵ برای ^{۱}H، ۹۲ برای ^{۱۲}C و ۱۷۳۰ برای ^{۲۳۵}U است.

از میان نوترون‌های سریع تولید شده در شکافت، بعضی تا انرژی‌های حرارتی «کند» خواهند شد و شکافت‌های دیگری القا خواهند کرد، در حالی‌که دیگر نوترون‌ها «تلف» خواهند شد. نسبت تعداد نوترون‌های نسل بعد به نسل قبل، *ضریب تکثیر* k نامیده می‌شود. اگر مقدار k کمتر از ۱ باشد، راکتور *زیربحرانی* است و فرایندِ شکافت «خودنگهدار» نیست. چنانچه مقدار k بزرگ‌تر از ۱ باشد، تعداد شکافت‌ها با زمان شتاب خواهد گرفت و راکتور فوق بحرانی خواهد بود. هدف از کار راکتور، نگهداری سیستم در یک حالت بحرانی با k دقیقاً برابر ۱ است. حد غایی بالا برای ضریب تکثیر، مترادف با تعداد میانگین نوترون‌ها بر شکافت (تقریباً ۲/۵ برای $^{۲۳۵}U(n, f)$) خواهد بود، به شرطی که

هر نوترون یک شکافت ثانوی تولید کند. دست یافتن به این سناریو غیر ممکن است و در واقع، حساب-کتاب تعداد نوترون‌ها باید به دقت پایش شود تا راکتور در حالت بحرانی باقی بماند.
با فرض اینکه تعداد نوترون‌های گسیل شده بر هر شکافت برای شکـــافت ^{۲۳۵}U، ν =۲/۵ است، تصور می‌شود که طراحی یک سیستم با k=۱ کار آسانی است؛ با وجود این، راه‌های زیادی برای از دست دادن نوترون‌ها وجود دارند. قبل از هر چیز، قلب راکتور که حاوی سوخت است باید از نظر اندازه محدود باشد. لذا، حد یا کناره‌ای از قلب وجود خواهد داشت که بعضی از نوترون‌ها می‌توانند از آن فرار کنند. نوترون‌ها را می‌توان به کمک یک لایه از ماده‌ای چون گرافیت (با سطح مقطع جذب پایین و جرم بالاتر) که قلب را احاطه می‌کند به داخل قلب «منعکس» کرد، اما انعکاس کامل نخواهد بود.
چشمهٔ اجتناب‌ناپذیرِ دیگرِ اتلافِ نوترون‌ها در خودِ سوخت است. ابتدا، یک قلب راکتور فرضی را در نظر بگیرید که از فلز اورانیم ساخته شده است. دو واکنش جذب نوترون با هسته‌های اورانیم وجود دارند، $^{۲۳۶}U(n,\gamma)$ ^{۲۳۵}U با σ_{th}=۹۸/۳b و $^{۲۳۸}U(n,\gamma)$ ^{۲۳۹}U با σ_{th}= ۲/۷b که با واکنش $^{۲۳۵}U(n,f)$ با σ_{th}= ۵۸۳b رقابت می‌کنند. به عنوان یک جملهٔ معترضه، باید به خاطر داشت که این سطح مقطع‌های گیراندازی تابشی و شکافت، مثل همهٔ واکنش‌های هسته‌ای وابسته به انرژی‌اند. برای بحث حاضر، ما بر سطوح مقطع با انرژی حرارتی (E_n = ۰/۰۲۵۳eV) تمرکز خواهیم داشت. پارامتر η را به صورت تعداد میانگین نوترون‌های شکافت بر نوترون حرارتی *جذب شده* در سوخت تعریف می‌کنیم. برای یک نمونهٔ خالصِ ^{۲۳۵}U،

$$\frac{\eta}{\nu}=\frac{\sigma_f}{\sigma_a}=\frac{۱}{۱+\alpha}$$

که در آن $\alpha=\sigma_\gamma/\sigma_f$ و $\sigma_a=\sigma_\gamma+\sigma_f$. برای ماده‌ای همچون فلز اورانیم که حاوی هر دو ایزوتوپ ^{۲۳۵}U و ^{۲۳۸}U است داریم:

$$\frac{\eta}{\nu}=\frac{x\sigma_f(۲۳۵)}{x\sigma_a(۲۳۵)+(۱-x)\sigma_a(۲۳۸)}$$

که در آن، x کسر اتمی (کسر مولی) ^{۲۳۵}U است. برای ^{۲۳۵}U موجود در اورانیم طبیعی، η = ۱/۳. چنانچه محتوای ^{۲۳۵}U سوخت بیش از فراوانی طبیعی باشد، η بزرگ‌تر خواهد بود.
ضریب تکثیر برای یک قلب راکتور نامتناهی با فرمول *چار- ضریبی* داده می‌شود:

$$K=\eta\, fp\varepsilon$$

که در آن p کسری از نوترون‌های شکافت است که حرارتی می‌شوند (بدون گیرافتادن)، f کسری از نوترون‌های حرارتی است که در سوخت جذب می‌شوند و ε ضریب، به اصطلاح، افزایش شکافت سریع است که بیان کننده این حقیقت است که برخی از رویدادهای شکافت، ناشی از نوترون‌های سریع هستند. (برای یک راکتور حرارتی نوعی، η=۱/۶۵، p=۰/۸۷، f =۰/۷۱ و ε =۱/۰۲. به علت نشت ۴ درصدی نوترون‌ها در یک راکتور متناهی، k =۱/۰۰ است).

برای کار ایمن راکتور، k باید دقیقاً مساوی ۱ باشد. رسیدن به این عدد در عمل مشکل است. در حقیقت، چنانچه زمان متوسط بین نسل‌های نوترون‌ها τ و ضریب تکثیر k و N تعداد نوترون‌ها در زمان t باشد، آنگاه kN نوترون در زمان $t+\tau$، k^2N نوترون در $t+2\tau$ و جز آن وجود خواهند داشت. این را می‌توان به صورت زیر بیان کرد

$$dN = (kN - N)\frac{dt}{\tau}$$

یا

$$N(t) = N_0 e^{(k-1)t/\tau}$$

فرض کنید k =۱/۰۱ و $\tau = 10^{-3}$ s، در این صورت $N(1\ \text{s}) = 22{,}000 \times N_0$، که افزایش خطرناکی است. موجودی نوترون با وارد کردن میله‌های کنترل یک مادهٔ جاذب نوترون مثل Cd در سامانهٔ شکافت تنظیم می‌گردد. اما این تنظیم نمی‌تواند در یک مقیاس زمانی ۱- ثانیه‌ای انجام بگیرد.

خوشبختانه، تقریباً ۰/۶۵ درصد نوترون‌های شکافت، «نوترون‌های تاخیری‌اند» که در مقیاس‌های زمانی ثانیه/ دقیقه‌ای گسیل می‌شوند. ثابت زمانی میانگین حاصل برای نوترون‌های «آنی+تاخیری» τ، به جای 10^{-3} ثانیه، تقریباً ۰/۱ ثانیه است که کنترل راکتور را امکان‌پذیر می‌سازد.

همانگونه که در بالا ذکر شد، کنترل راکتور با کاربرد میله‌های کنترل حاوی ^{113}Cd (بارن $\sigma_{n,\gamma}$=۲۰۰۰۰) یا ^{10}B (بارن $\sigma_{n,\gamma}$=۳۸۰۰) صورت می‌گیرد. جنبهٔ مهم دیگر کنترل راکتور این حقیقت است که برخی از فراورده‌های شکافت، سطوح مقطع گیراندازی نوترون بسیار بالایی دارند و لذا تعداد نوترون‌های موجود را کاهش می‌دهند. در میان این هسته‌ها، که سمّ نامیده می‌شوند، از همه مهم‌تر ^{135}Xe($\sigma_{n,\gamma}$= ۲/۶۵×۱۰^6 b) و ^{149}Sm($\sigma_{n,\gamma}$= ۴/۱×۱۰^4 b) هستند. این هسته‌ها، هر دو ضریبِ f و k را کاهش می‌دهند. در یک راکتور معمولی، مقدار این هسته‌ها با واپاشی آنها و با

نابودی آنها به کمک گیراندازی نوترون تنظیم می‌شود، هرچند که حضور آنها بر موجودی نوترون‌ها اثر می‌گذارد.

۱۴-۱-۴. راکتورهای آب سبک

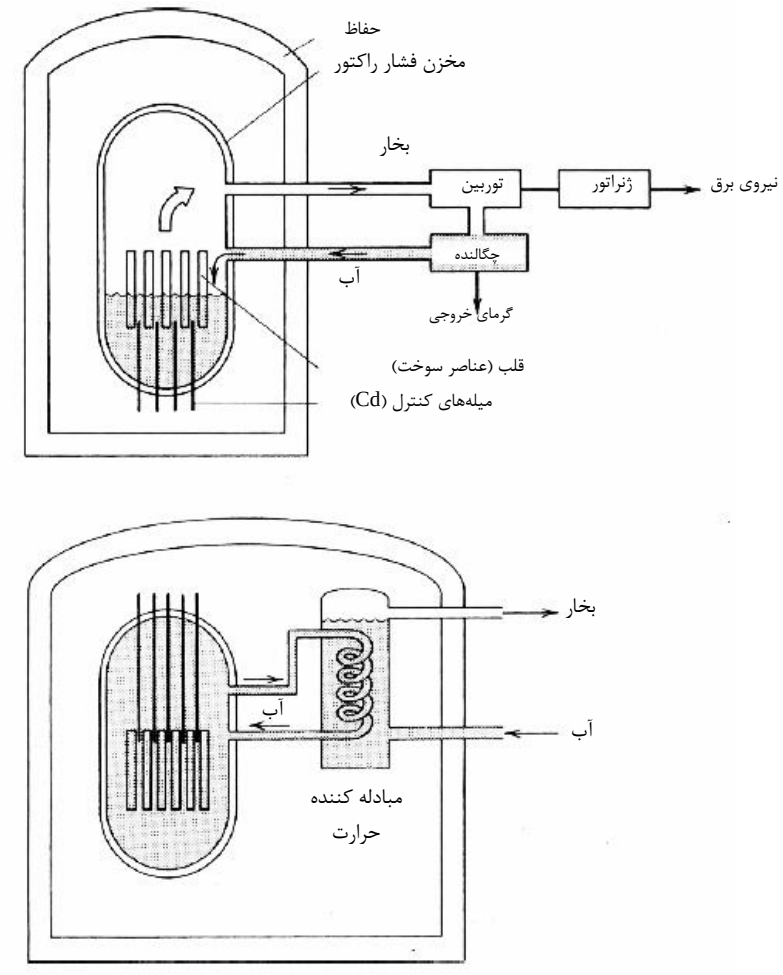
تعداد زیادی راکتور هسته‌ای خنک شونده با آب سبک در نقاط مختلف جهان ساخته شده‌اند. همهٔ این راکتورها بر شکافت حرارتی اورانیم غنی شده، به عنوان منبع انرژی و بر آب معمولی یا «سبک»، به عنوان کندکنندهٔ نوترون و ناقل حرارت، متکی‌اند. این ماشین‌ها در دو ردهٔ عمدهٔ راکتورهای تحقیقاتی و قدرت (برق) قرار می‌گیرند. اصول زیربنایی ساخت و عملکرد این ماشین‌ها را توصیف کرده‌ایم اما کاربرد آنها متفاوت است. همهٔ راکتورهای هسته‌ای را می‌توان بر پایهٔ توان حرارتی تولید شده در قلب، معمولاً بر حسب مگا وات، رده‌بندی کرد. راکتورهای قدرت بر اساس قدرت تولید برق در نیروگاه، بر حسب گیگا یا مگا وات، نیز رده‌بندی می‌شوند. دقت کنید که نسبت قدرت تولید برق به قدرت حرارتی هر نیروگاه هسته‌ای، بازده فرایند تبدیل است (عددی که همیشه کمتر از ۱ است). به طور کلی، راکتورهای تحقیقاتی کوچک‌اند، در حدود ۱MW قدرت حرارتی و برای تأمین شارهای نوترونی بالا برای پرتودهی نمونه‌ها بهینه می‌شوند. سوخت این راکتورها چند کیلوگرم اورانیم غنی شده (۲۰ تا ۹۰ درصد ^{235}U) به صورت میله‌های سوخت با غلاف‌هایی از آلیاژ زیرکونیم یا آلومینیم است. کل مجموعهٔ قلب یک راکتور تحقیقاتی ۱MW از مرتبهٔ $1m^3$ است و می‌تواند شار نوترونی داخلی از مرتبهٔ $10^{13}/cm^2-s$ تولید کند. دو تا از بزرگ‌ترین راکتورهای تحقیقاتی به شارهای $1\times10^{15}/cm^2-s$ (ILL، گرونوبل[1]، فرانسه) و $3\times10^{15}/cm^2-s$ (HFIR، اوکریج، تِنِسی[2]) می‌رسند. راکتورهای کوچک معمولاً در استخری از آب غوطه‌ورند و با همرفت خنک می‌شوند. لایهٔ آب به گونه‌ای طراحی می‌شود که عمق آن سپر حفاظتی کافی در قبال تابش تأمین کند و کاربَر بتواند با نگاه کردن از طریق آب، کار راکتور را مشاهده کند. حرارت تولید شده توسط قلب راکتور تحقیقاتی، در استخر بزرگ آب تلف می‌شود.

راکتورهای هسته‌ای قدرت معمولاً خیلی بزرگ‌تر، از مرتبهٔ ۲GW توان حرارتی، هستند و برای تولید برق از طریق انبساط بی‌دررو بخار در یک توربین طراحی شده‌اند. دو طرح رقیب در کشورهای غربی برای راکتورهای هسته‌ای قدرت وجود دارند که تفاوت آنها در مدار اولیهٔ خنک کننده است. در یک مورد، آب به جوش می‌آید (BWR، راکتور آب جوشان) و در طراحی دیگر، آبِ

---

[1]. Grenoble
[2]. Oak Ridge, Tennessee

فوق‌گرم، تحت فشار، در فاز مایع نگه داشته می‌شود (PWR، راکتور با آب تحت فشار) (شکل ۱۴-۲). این دو نوع راکتور قدرت را به اختصار بررسی خواهیم کرد.



شکل ۱۴-۲. نمودار طرح‌وار راکتور آب جوشان (بالا) و راکتور آب تحت فشار (پایین).[اقتباس از:Krane,1988]

راکتورهای آب جوشان دارای تنها دو مدار خنک کننده‌اند. آب در مدار خنک کنندهٔ اول با عبور چرخه‌ای از قلب راکتور در فشار تقریباً ۱ اتمسفر به جوش می‌آید و تا ۳۰۰ درجهٔ سانتی‌گراد داغ می‌شود. بخار از یک سامانهٔ توربین عبور داده می‌شود تا برق تولید کند، متراکم می‌شود و مجدداً به

قلب باز گردانده می‌شود. مدار خنک کنندهٔ دوم برای حفظ یک دمای ثابت در خروجی توربین‌هاست؛ این مدار، گرمای «به اصطلاح» پسماند را در پایان چرخهٔ تومودینامیکی خارج می‌کند. اینگونه مدارهای خنک کننده معمولاً در ماشین‌هایی وجود دارند که برای انجام کار دستخوش انبساط بی‌دررو می‌شوند؛ به عنوان مثال، در اتومبیل‌ها، رادیاتور به موتورِ بنزین‌سوز متصل است. مدارِ گرمای- پسماند در یک راکتور هسته‌ای قدرت معمولاً یک مدار خارجیِ باز است. گرمای پسماند در هوا و در برج‌های خنـــک کنندهٔ تبخیری بزرگ و یا به داخل رودخانه‌ها، دریاچه‌ها، یا اقیانوس رها می‌شود. خنک کنندهٔ اولیه، کندکنندهٔ نوترون نیز هست و در معرض تابش شدید در قلب است. این خنک کننده، حاوی پرتوزایی‌های ناشی از ناخالصی‌های گرفته شده از دیواره‌ها و جز آنها است و در نتیجه توربین‌ها آلوده می‌شوند. لذا ویژگی مهم طراحی BWR که خنک کنندهٔ اولیهٔ آن به طور چرخه‌ای از توربین عبور می‌کند، مستلزم قراردادن آن در داخل یک سپر محصور کننده است.

در طراحی دیگر، PWRها دارای دو مدار بستهٔ آب در حال گردش درتجهیزات، به اضافهٔ یک مدار خارجی سوم برای حذف گرمای پسماند هستند. آبِ مدارِ اولیهٔ خنک کننده از قلب راکتور عبور داده می‌شود و، مثل BWR، هم نوترون‌ها را کند می‌کند و هم گرما را با خود می‌برد. با این‌همه، محفظهٔ راکتور تحت فشار قرار دارد تا آب بجوش نیاید. بخار برای راندن توربین لازم است، لذا مدار اولیه گرما را به یک مدار دوم منتقل می‌کند. آب در مدار دوم به جوش می‌آید و تولید بخاری می‌کند که به قلب و محیط خارج راه ندارد. آبِ مدار اولیه معمولاً حاوی بور (به صورت تقریباً ۰/۰۲۵ مول اسید بوریک H_3BO_3) برای کنترل پرتوزایی راکتور است. بخار در مدار دوم با عبور از یک مجموعه توربین، مثل آنچه در BWR رخ می‌دهد، منبسط و خنک می‌شود؛ بخارِ خنک، تقطیر می‌شود و به مبادله‌گر حرارتی اولیه بازگردانده می‌شود. کاربرد مدار سومِ آب، برای حفظ دمای پایین مرحلهٔ آخر انبساط در نزدیکی دمای اتاق و انتقال گرمای پسماند است.

PWRها به این علت که محفظهٔ راکتور باید قوی‌تر باشد تا فشار بالاترِ آب را تحمل نماید و همچنین نیاز به مدار دوم خنک کننده و پمپ‌ها و غیره، گران‌تر هستند. BWR ها، علیرغم ارزان‌تر بودن، سرویس و نگهداری‌شان پیچیده‌تر است زیرا توربین‌ها بخشی از مدار اولیهٔ خنک کننده هستند. جزئیات طراحی قلب نیز متفاوت‌اند. تعداد PWR های ساخته شده تقریباً دو برابر BWRها است.

در استحصال انرژی الکتریکی، حدی در بازدهٔ را می‌توان با اعمال قانون دوم ترمودینامیک بر مدار دوم به دست آورد. بیشینه بازدهٔ حرارتی ε_{th}، برحسب گرماهای ورودی و خروجی داده می‌شود:

$$\varepsilon_{\text{th}} = (q_{in} - q_{out})/q_{in}$$

توجه کنید که گرمای خروجی، گرمای وازده است. حد اکثر بازدهٔ یک ماشین حرارتی وقتی حاصل می‌شود که ماشین در یک چرخهٔ کارنو[1] کار کند و بیشینه بازدهٔ آن بر حسب دماهای ثابت ورودی و خروجی نوشته شود:

$$\varepsilon_{\text{کارنو}} = (T_{in} - T_{out})/T_{in}$$

دمای خروجی، همان دمای محیط مدار خروج گرما است که برای یک محاسبهٔ تقریبی می‌توان آن را $۳۰^{o}C$ در نظر گرفت. دمای ورودی بخار به علت محدویت‌های فیزیکی حاکم بر مدار خنک کنندهٔ اولیهٔ راکتور، حدود $۳۰۰\ ^{o}C$ است. بنابراین، بیشینه بازدهٔ کارنو تقریباً $\varepsilon_{\text{کارنو}} = (۵۷۳K - ۳۰۳K)/۵۷۳K = ۰/۴۷$ است، درحالی‌که بازده واقعی وقتی به صورت توان الکتریکی در بیرون از نیروگاه به توان حرارتی کل در داخل قلب اندازه‌گیری می‌شود نوعاً $\varepsilon_{\text{الکتریکی}} = ۰/۳۵$ است. برای مقایسه، یک نیروگاه ذغال‌سنگی ممکن است، به علت دماهای بالاتر بخار، دارای مقادیر $\varepsilon_{\text{کارنو}} = ۰/۶۵$، و $\varepsilon_{\text{الکتریکی}} = ۰/۵$ باشد.

واکنش‌های جانبی نوترون در آب یکی از واکنش‌های جانبی جالب که در راکتورهای هسته‌ای با کند کنندهٔ آب رخ می‌دهد واکنش (n, p) روی ^{۱۶}O است، که با سطح مقطع ۰/۰۱۷ میلی‌بارن انجام می‌گیرد. فراوردهٔ ^{۱۶}N سریعاً با نیمه‌عمر ۷/۱۳ ثانیه دوباره به ^{۱۶}O وا می‌پاشد؛ بنابراین واکنش خالص را می‌توان کاتالیزور واپاشی βزای نوترون نامید.

$$^{۱۶}O + {}^{۱}n \rightarrow {}^{۱۶}N + {}^{۱}H + Q^{\mu}_{rxn}$$
$$^{۱۶}N \rightarrow {}^{۱۶}O + \beta^{-} + \overline{\nu} + Q_{\beta}$$
$$\text{خالص} \quad {}^{۱}n \rightarrow {}^{۱}H + \beta^{-} + \overline{\nu} + Q$$

[1]. Carnot

فعالیت تعادلی ناشی از ^{16}N هر لیتر آب خنک کننده را در راکتوری که دارای شار داخلی 10^{13} نوترون بر سانتی‌مترمربع بر ثانیه است، تخمین بزنید.

یادآور می‌شویم که فعالیت تعادلی، یا فعالیت اشباع، هنگامی رخ می‌دهد که آهنگ تولید برابر با آهنگ واپاشی بوده و مستلزم این است که نمونه برای بیش از سه نیمه‌عمر، یا تقریباً ۲۲ ثانیه برای ^{16}N، پرتودهی شود. همچنین $1\,mbarn = 10^{-27}\,cm^2$ و در نتیجه،

$$\text{فعالیت} = \text{آهنگ تولید} = \text{آهنگ واپاشی} = N_0\sigma\phi$$

$$A = N_0(10^{13}\,\frac{1}{cm^2 s})(0/017\times10^{-27}\,cm^2)$$

$$A = \left(\frac{1\,kg}{L}\,\frac{N_A\times 0/9976\ \text{اتم}\,{}^{16}O/\text{مول}\ H_2O}{0/0180\,kg/\text{مول}\,H_2O}\right)0/017\times10^{-14}/s$$

$$A = 3/34\times10^{25}/L\times0/017\times10^{-14}/s = 5/68\times10^{9}\,Bq/L$$

در اینجا بد نیست به دو حادثهٔ مهم که در نیروگاه‌های هسته‌ای رخ داده است اشاره کنیم. در هر دو مورد، خطای انسانی بر خطیر بودن حادثه‌ها شدیداً تأثیرگذار بوده و مشکلات، بیشتر ناشی از واکنش‌های شیمیایی بوده‌اند و نه شکافت هسته‌ای.

یک حادثه در راکتور PWR تری مایل آیلند[1] (TMI) پنسیلوانیا در سال ۱۹۷۹/۱۳۵۸رخ داد که در آن جریان آب در مدار خنک کنندهٔ اولیه به دلیل یک اشکال مکانیکی متوقف شد. عکس‌العمل بعدی اپراتورها باعث پایین آمدن سطح آب در قلب راکتور و بیرون ماندن بخش بالایی میله‌های سوخت از آب شد. فرایند شکافت هسته‌ای سریعاً به دلیل قطع آب کننده متوقف گردید، اما تولید گرما به‌دلیل واپاشی فراورده‌های شکافت‌های پیشین ادامه یافت. این ته‌ماندهٔ گرمای واپاشی شاخصهٔ کلی راکتورهای هسته‌ای است. بخش‌هایی از میله‌های سوخت ذوب شدند، که نشان‌دهندهٔ این است که دمای موضعی به 3000^oC رسیده بود. بخشی از حادثه، سرایت آب آلوده از مدار خنک کنندهٔ اولیه به داخل سازهٔ حفاظ و نفوذ به داخل بتن بود. فراورده‌های گازهای نادر شکافت و کسری از یُدِ شکافت، به محیط‌زیست رها شدند. به علت عدم تحمل سوخت ذوب شده، گرمای بسیار بالای آلیاژ زیرکونیم (غلاف سوخت)، راه را برای انجام یک واکنش شیمیایی گرمازا با بخار، یعنی،

[1] .Three-Mile Island

$$Zr(s) + ۲H_۲O \rightarrow ۴ZrO_۲(s) + ۲H_۲(g)$$

باز کرد، که نتیجهٔ آن تولید گاز هیدروژن بود. نگرانی عمده در طی حادثه، انفجار شیمیایی بالقوهٔ این گاز هیدروژن با اکسیژن داخل سازهٔ حفاظ راکتور بود. فرایند پاکسازی لازم در داخل ساختمان چند سال طول کشید و احساس اینکه نیروگاه هسته‌ای به هر حال خیلی خطرناک است هنوز پس از ۲۵ سال فروکش نکرده است. یک حادثهٔ خیلی جدی‌تر در نیروگاه هسته‌ای چرنوبیل[1] نزدیک کییف[2] درسال ۱۹۸۶/۱۳۶۵ رخ داد، که کلاً نتیجهٔ خطای انسانی بود. این راکتور بر پایهٔ مقدار زیادی گرافیت برای کند کردن نوترون‌ها و لوله‌هایی پر از آب برای انتقال گرما و تولید بخار طراحی شده بود. این طرح کلی راکتور، که به مقدار زیادی اورانیم نیز نیاز دارد، در ایالات متحده برای تولید پلوتونیم در طی دوران جنگ سرد به کار می‌رفت اما برای تولید برق مورد استفاده قرار نگرفت. حادثه در چرنوبیل هنگامی رخ داد که اپراتورها هنگام یک آزمایش، میله‌های کنترل را از راکتور با دست بیرون آوردند. واکنش زنجیره‌ای، به دلیل طراحی قلب، شتاب گرفت و سیستم بسیار داغ شد. آب خنک کننده بلافاصله تبخیر و موجب انفجار قلب شد. شکافت هسته‌ای به دلیل از دست رفتن کندکننده متوقف شد، اما گرافیت آتش گرفت و برای مدتی سوخت و مواد رادیواکتیو را در هوا پراکنده ساخت. تقریباً ۱۰٪ گرافیت و بخش‌های بزرگی از فراورده‌های پرتوزای شکافت فرار کردند و بسته به طبیعت شیمیایی‌شان، توسط باد در سرتاسر اروپای غربی پراکنده شدند. نزدیک شدن به تاسیسات در حال سوختن بسیار خطرناک بود و آتش با ریختنِ شن، خاک، سرب و بور از طریق هلی‌کوپتر خاموش شد. آنچه که از راکتور باقی مانده بود زیر بتن دفن شد و پاکسازی عظیمی صورت گرفت. مشکلات ذاتی در طراحی این راکتور هنوز در راکتورهای دیگر شوروی سابق وجود دارند.

۱۴-۱-۵. پدیدهٔ اُکلو[3]

بحث پیرامون راکتورهای هسته‌ای را نمی‌توان بدون ذکری از «پدیدهٔ اکلو» پایان داد. در سال ۱۹۷۲/۱۳۵۱، دانشمندان فرانسوی در هنگام آنالیز سنگ معدن اورانیم از معدن اورانیم اکلو درگابون، سنگ معدنی یافتند که فراوانی ^{۲۳۵}U در آن کمتر از حد معمول بود. بررسی‌های بیشتر حضور فراوانی‌های بالای برخی ایزوتوپ‌های Nd را که فراورده‌های شکافت هستند نشان می‌دادند.

---

[1] .Chernobyl
[2] .Kiev
[3] .Oklo

فراوانی‌های ایزوتوپی نسبی این ایزوتوپ‌ها خیلی با الگوهای فراوانی طبیعی متفاوت بود. نتیجه‌گیری این بود که یک واکنش زنجیره‌ای اورانیم طبیعی در تقریباً ۱/۸ میلیارد سال پیش رخ داده بوده است. در آن زمان، فراوانی ایزوتوپی ^{۲۳۵}U به‌دلیل تفاوت نیمه‌عمرهای ^{۲۳۵}U و ^{۲۳۸}U با امروز متفاوت بوده است. در ۱/۹ میلیارد سال پیش، فراوانی ایزوتوپی ^{۲۳۵}U تقریباً ۳٪ بوده است، که عددی است در خورِ سوخت‌های راکتورهای هسته‌ای. ظاهراً آب به ذخایر سنگ معدن نفوذ کرده به عنوان یک کندکننده عمل نموده و موجب شروع واکنش‌های زنجیره‌ای شده است. به نظر می‌رسد این واکنش‌های زنجیره‌ای تقریباً به مدت $۱۰^{۶}$ سال ادامه داشته و با جوش و تبخیر و برگشت آب، اُفت و خیز داشته‌اند. توان این پدیده حدود ۱۰kW بوده است توجه به این حقیقت که این ذخایر شکافت‌پذیر برای مدت بیش از $۱۰^{۹}$ سال پایدار باقی‌مانده‌اند ممکن است به حمایت از اندیشهٔ دفن زباله‌های هسته‌ای در زیر زمین بینجامد.

۱۴-۲. چشمه‌های نوترون

هر از گاهی، ممکن است مجبور به کاربرد یک چشمه‌نوترون رادیونوکلیدی باشیم. به عنوان مثال، در کاربردهای زمین شناختی، ممکن است به یک چشمه‌نوترون قابل حمل نیاز داشته باشیم. چشمه-نوترون‌های رادیونوکلیدی معمولاً مبتنی بر واکنش (α, n) یا شکافت خودبه‌خودی هستند. در چشمه‌های قدیمی‌تر (α, n)، ذرات آلفای 5/3MeV ی ^{۲۱۰}Po با نیمه‌عمر ۱۳۸ روز به‌کار می‌رفتند، اما در چشمه‌های جدید، ^{۲۳۸}Pu، ^{۲۴۱}Am، یا ^{۲۴۲}Cm به‌کار می‌روند. ذرات آلفای گسیل شده از این هسته‌ها می‌توانند با Be برهم‌کنش و از طریق واکنش (α, n)، تولید نوترون کنند. طیف انرژی نوترون‌های حاصل، گسترده است زیرا ذرات آلفا در هر نقطه‌ای در فرایندِ توقف می‌توانند با بور برهمکنش داشته باشند؛ این طیف معمولاً از چند MeV تا فراتر از ۱۰MeV گسترده است. بهرهٔ این چشمه‌ها و تابش γ همراه با آنها در جدول ۱۴-۱ نشان داده شده است.

جدول ۱۴-۱. ویژگی‌های چشمه‌های نوترون رادیونوکلیدی.

رادیونوکلید	نیمه‌عمر	بهره نوترون (n/Ci)	تابش گاما (mr/h در ۱m/Ci)
^{۲۱۰}Po	۱۳۸روز	$۲/۵\times۱۰^{۶}$	-
^{۲۳۸}Pu	۸۷/۸ روز	$۲/۲\times۱۰^{۶}$	<۱
^{۲۴۱}Am	۴۳۳ سال	$۲/۲\times۱۰^{۶}$	<۲/۵
^{۲۴۲}Cm	۱۶۳ روز	$۲/۵\times۱۰^{۶}$	۲/۵
^{۲۵۲}Cf	۲/۶۵ سال	$۴/۳\times۱۰^{۹}$	۳۰۰

^{۲۵۲}Cf اساساً یک چشمه نوترون رادیونوکلیدی است زیرا ۳/۲ درصد از واپاشی‌های آن از طریق شکافت خودبه‌خودی هستند و منجر به بهرهٔ ۳/۷۶ نوترون بر هر شکافت می‌شوند. آهنگ گسیل نوترون بر کوری (Ci) این ماده کاملاً بالا است و این چشمه‌ها کاربرد گسترده‌ای پیدا کرده‌اند.

۱۴-۳. مولدهای نوترون

مولدهای تجارتی نوترون، شتابگرهای جمع‌وجور ذرات بارداری هستند که برای تولید باریکه‌های نوترون با یک واکنش هسته‌ای مناسب طراحی شده اند. متداول‌ترین واکنش‌های هسته‌ای به‌کار رفته عبارتند از:

$^{۲}H(d, n)$	$Q = ۳/۲۵ MeV$
$^{۳}H(d, n)$	$Q = ۱۷/۶ MeV$
$^{۷}Li(p, n)$	$Q = -۱/۶۴۶ MeV$
$^{۹}Be\ (d, n)$	$Q = ۳/۷۹ MeV$

متداول‌ترین چشمه‌ها براساس واکنش $^{۳}H(d, n)$ هستند. دوترون را با جریانی حدود ۲/۵mA تا تقریباً ۱۵۰keV شتاب می‌دهند و با یک هدف تریتیم به برخورد وا می‌دارند. تحت این شرایط، تقریباً در هر ثانیه ۲×۱۰^{۱۱} نوترونِ با حداکثر انرژی ۱۴MeV تولید می‌شود. نوترون‌های تولید شده، کاربرد وسیعی در آنالیز به روش فعال‌سازی با نوترون سریع برای تعیین عناصر سبک دارند. هدف‌های تریتیم نوعاً فلزاتی مثل Ti هستند، که با تریتید تیتانیم بار شده‌اند. شتابگرها معمولاً ماشین‌های کاکرافت- والتن[1] یا ابزار لوله‌ای کوچک سَر-به-مُهری هستند که در آنها چشمهٔ یون و شتابـــگر برای ایجاد یک دستگاه ارزانتر با بهره‌های نوترونی $\sim ۱۰^{۸}/s$ با هم ترکیب شده‌اند.

واکنش $^{۷}Li(p, n)$ معمولاً برای تولید نوترون‌های سریعِ تقریباً تک انرژی به‌کار می‌رود. پروتون‌ها تا انرژی چند MeV با یک شتابگر کوچک وان دوگراف[2] شتاب داده شده و به یک هدف چرخان Li که خنک نگه داشته می‌شود برخورد می‌کنند. بهره‌های نوترونی برای هدف‌های ضخیم، $> ۱۰^{۹}\ n/s-\mu A$ هستند. انرژی نوترون‌ها را می‌توان از معادلهٔ مقدار Q (فصل ۱۰) به دست آورد، که برای زاویهٔ صفر عبارتند از:

$$۸T_n - ۶T_p - ۲(T_n T_p)^{۱/۲} = -۱۱/۵۲۲$$

---

1. Cockraft – walton
2. Vande Graaff

که در آن T_n و T_p انرژی‌های جنبشی نوترون و پروتون برحسب MeV هستند.
حد اعلای چشمه‌های نوترونیِ مبتنی بر شتابگر، چشمه‌های نوترونی تلاشی هستند. نوترون‌ها با واکنش تلاشی تولید می‌شوند؛ به این ترتیب که پروتون‌های انرژی بالا ($\sim$۱GeV) با هسته‌های سنگین، مثل جیوه، برهم‌کنش نموده و ۲۰ تا ۳۰ نوترون، به ازای هر پروتونِ واکنا، آزاد می‌کنند. باریکه‌های پروتون (و نوترون‌های حاصل) پالسی (تپی) هستند که در نتیجه، با استفاده از تکنیک زمانِ پرواز می‌توان انرژی نوترون‌ها را اندازه گرفت. از نظر شار نوترون حرارتی، بهره‌های تا $۱۰^{۱۷}$ نوترون بر سانتی‌مترمربع بر ثانیه از این نوع چشمه‌ها قابل حصول اند که چند مرتبهٔ بزرگی فراتر از بهره‌های نوترونی راکتورها هستند. این شارهای نوترونی بالا را می‌توان برای آزمایش‌های پراکندگی نوترون در علم مواد و زیست‌شناسی به‌کار برد.

۱۴ – ۴. شتابگرها

همانگونه که پیش از این اشاره کرده‌ایم، ذرات باردار را باید برای غلبه بر نیروی دافعهٔ کولنی یک هستهٔ دیگر و القای واکنش هسته‌ای، تا انرژی‌های جنبشی از مرتبهٔ چند میلیون الکترون ولت (MeV) شتاب داد. پتانسیل کولنی با عکس فاصله جدایی بین دو یون متناسب است:

$$V_{\text{کولنی}} = q_۱ q_۲ e^۲ / r$$

سد کولنی به صورت مقدار این انرژی پتانسیل برای دو هستهٔ عریان که به اندازهٔ حاصل‌جمع شعاع‌ها یشان از هم فاصله دارند، تعریف می‌شود؛ یعنی

$$V_B = z_۱ z_۲ e^۲ / (r_۱ + r_۲)$$

انرژی جنبشی لازم برای واکنش یک پرتابهٔ متحرک با عدد جرمی $A_۱$ با یک هدف ساکن با عدد جرمی $A_۲$ عبارت است از $\text{KE}_{\text{آستانه}} = V_B (A_۱ + A_۲)/A_۲$ که به دلیل پایستگی تکانه، بزرگ‌تر از سد کولنی است.
برای دستیابی به انرژی‌های جنبشی بالا، کافی است یونی با بار q را در میدان عمل یک اختلاف پتانسیل ایستا و بالای E نگه داشت و صرفاً اجازه داد که یون به طرف پتانسیل زمین حرکت کند (فرو بیفتد). افزایش انرژی جنبشی معادل کاهش انرژی پتانسیل خواهد بود، پس، $\text{KE} = qE$.

شتابگرهای اولیه دقیقاً از این نوع بودند ولی عدم تحمل فیزیکی عایق کننده‌ها، بیشینه پتانسیل الکتروستاتیکی را محدود می‌کند. در شتابگرهای نوین، الکترودهایی با میدان‌های الکتریکی متناوب وجود دارند که به یون‌های باردار شتاب می‌دهند. ما شاخصه‌های کلی شتابگرهای ذرات باردار سنگین را بررسی خواهیم کرد. (شتاب الکترون‌ها به علت آسانیِ تولید ، نسبتِ بالای بار به جرم (q/m) و این حقیقت که الکترون‌های انرژی- بالا نسبیتی بوده و اساساً همه با یک سرعت یکسان، $v \approx c$، حرکت می‌کنند، مورد خاصی است). با بررسی چشمه‌های یونی شروع کرده و سپس شتابگرهای گوناگونِ ذرات باردار را، تقریباً به ترتیبِ افزایش انرژی نهایی، مورد مطالعه قرار خواهیم داد.

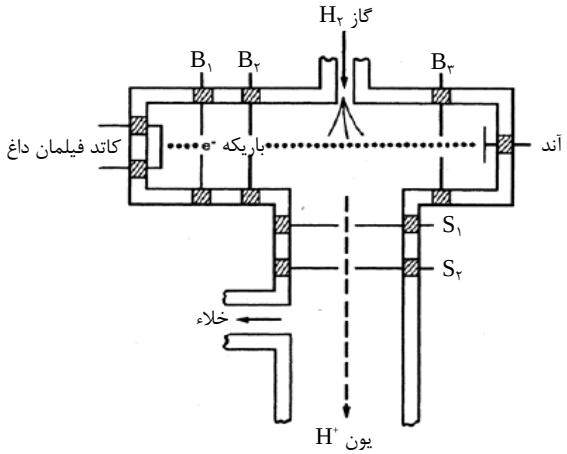
۱۴-۴-۱. چشمه‌یون‌ها

همهٔ شتابگرها بر مبنای کاربرد یون‌های باردار در خلاء کار می‌کنند. اینگونه ذرات به‌طور طبیعی وجود ندارند و باید آنها را در چشمه‌یون‌ها تولید کرد. یون‌های مثبتِ همهٔ عناصر شیمیایی را اساساً می‌توان با یونش اتم‌هایی که در فاز بخارند تولید کرد. مشکلِ تولیدِ یون، بستگی زیادی به گونه‌های شیمیایی دارد. عناصر معدودی هستند که یک میل ترکیبی «گرمازا» نسبت به الکترون دارند و می‌توان یون‌های منفیِ تک- بار از آنها تولید کرد. در نتیجه، فقط در انواع معدودی از شتابگرهای از یون منفی استفاده می‌شود. در اینجا ما سه رده از چشمه‌یون‌هایی را که می‌توانند یون‌های مثبت تولید کنند مورد بررسی قرار می‌دهیم.

ساده‌ترین چشمه‌یون‌ها، در اثر بمباران گاز باقی‌مانده در داخل یک لوله توسط الکترون‌های گسیل شده از یک رشته‌سیم داغ، یون مثبت تولید می‌کنند (شکل ۱۴-۳). الکترون‌ها را می‌توان تا چند صد ولت شتاب داد و برخورد آن‌ها با اتم‌ها و مولکول‌های کوچک به آسانی می‌تواند یون‌های مثبت تک-بار تولید کند. چشمه‌یون‌هایی که با رشته‌سیم کار می‌کنند برای تولید باریکهٔ یون‌های هیدروژن و هلیم و دیگر عناصر گازی که بتوان آنها را به داخل ناحیه یونش تزریق کرد، خیلی خوب کار می‌کنند. این چشمه‌ها می‌توانند طول عمرهای زیادی داشته باشند زیرا الکترودها مستقیماً با فرایند یونش تخریب نمی‌شوند و یون‌ها از «مادهٔ خوراک» تأمین می‌شوند.

انرژی باریکه الکترون را می‌توان در چشمه‌هایی که مبتنی بر یون‌سنج پنینگ[1] (PIG) هستند افزایش داد؛ این ابزار برای اندازه‌گیری فشارهای پایین ابداع شده است.

[1].Penning



شکل ۱۴-۳. نمودار طرح‌وار یک چشمه‌یون با رشتهٔ داغ.
[اقتباس از: Choppin, Rydberg, and Lilijenzin,(2002)]

یک قوس الکترونِ ولتاژ- بالا دو الکترود ایجاد و به وسیلهٔ یک میدان مغناطیسی خارجی محصور می‌گردد. قوس، مادهٔ الکترود را تبخیر و هر گاز باقی‌مانده در مسیر خود را یونیده می‌کند. چشمهٔ PIG می‌تواند الکترون‌های تا مرتبهٔ چند هزار ولت تولید و تعداد قابل ملاحظه‌ای الکترون از عناصر ردیف بالای جدول تناوبی جدا کند. این چشمه‌ها دارای نیمه‌عمرهای پیش‌بینی نشده و نسبتاً کوتاهی (۱۰ ساعت یا کمتر) هستند. الکترودها در اثر تبخیر توسط قوس فرسوده می‌شوند و قوس با ایجاد پوشش فلزی بر روی عایق‌ها ممکن است مشکلات «اتصال کوتاه» پیش بیاورد.

یون‌های با بارِ زیاد توسط چشمه‌یون‌های نوین مبتنی بر پلاسماهای با حصر مغناطیسی تولید می‌شوند، که از جمله می‌توان از چشمه‌یون تشدید سیکلوترون الکترونی (ECR یا ECRIS) و چشمه یون باریکهٔ الکترون (EBIS) نام برد. ECRIS، با استفاده از برهم‌نهش «میدان‌های مغناطیسی دارای تقارن محوری» و میدان الکتریکی ناشی از الکترودهای دریچهٔ تحتانی یک بطری مغناطیسی، الکترون‌ها را در بطری حبس می‌کند. الکترون‌ها با تابش فرکانس رادیویی (RF) همساز با نوسان میدان مغناطیسی (بحث زیر دربارهٔ سیکلوترون‌ها را ببینید) به نوسان واداشته می‌شوند. الکترون‌ها به مدت طولانی در پلاسما حرکت کرده و با گاز باقی‌مانده برخورد می‌کنند و در نتیجه، یون‌های مثبت و الکترون‌های بیشتر تولید می‌نمایند. یون‌های مثبت به طرف الکترودِ استخراج رانده شده و توان RF تنظیم یافته با نسبت m/q الکترون را جذب نمی‌کنند. پلاسما می‌تواند حتی داخلی‌ترین الکترون‌های عناصر ردیف دوم جدول تناوبی را بِکَنَد.

همهٔ این چشمه‌یون‌ها ، باریکهٔ یون‌های مثبتِ نسبتاً کم‌سرعت گسیل می‌کنند، که با اعمال پتانسیل‌های الکتروستاتیکی نسبتاً کوچک (حدود ۲۰ کیلو ولت) می‌توان آنها را از ناحیهٔ یونش راند یا خارج ساخت. این باریکه‌ذرات باردار را می‌توان کانونی کرد و با انتقال در خلاء به ماشین‌های شتابگر اصلی منتقل نمود.

۱۴-۴-۲. ماشین‌های الکتروستاتیکی

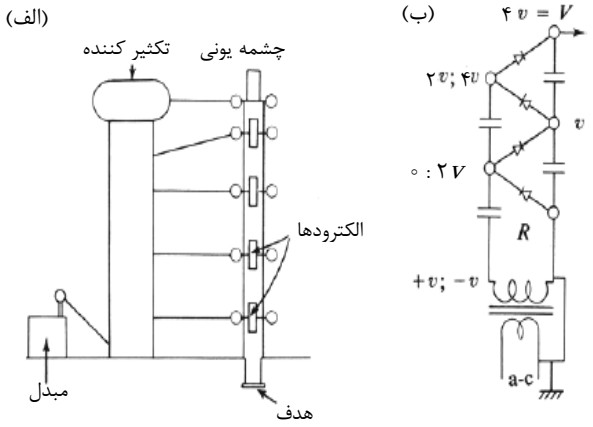
یک چشمه‌یون واقع در پتانسیل الکتروستاتیکی مثبت بزرگ و پایدار V، یون‌های مثبت را به انرژی جنبشی $\mathrm{KE} = qV$ شتاب خواهد داد. بیشینه پتانسیل، محدود به توانایی حفظ ولتاژ بالا بدون فروریزش ماده دی‌الکتریکِ فیمابین (جرقه زدن) است. با در نظر گرفتن فرمول میدان الکتریکی E در سطح یک کره به شعاع r و حامل بار کل Q که توسط محیطی با ثابت دی‌الکتریک ε احاطه شده است، یعنی، $E = Q/\varepsilon r^2$، به چند شاخصهٔ مشترک شتابگرهای الکتروستاتیکی می‌رسیم. پایانهٔ ولتاژِ بالا باید تا آنجایی که ممکن است یک کرهٔ بزرگ بدون نقاط تیز باشد (انتهای نقاط تیز دارای شعاع‌های کوچکی هستند) و ثابت دی‌الکتریک ماده‌ای که آنرا احاطه می‌کند نیز بزرگ باشد. پایانهٔ بزرگی که با دقت تهیه شده باشد می‌تواند در هوای خشک، در بیشینه ولتاژ $\approx +۷۵۰\,\mathrm{kV}$ نگه داشته شود. انرژی‌های جنبشی یون‌های حاصل از چنین سیستم‌هایی (فقط) برای القای واکنش‌های هسته‌ای در سبک‌ترین عناصر کفایت می‌کنند و غالباً برای تولید نوترون از طریق واکنش $\mathrm{d} + \mathrm{t} \rightarrow \alpha + \mathrm{n}$ مورد استفاده قرار می‌گیرند.

در قرن نوزدهم، پاشن[1] ولتاژهای فروریزش گازهای مختلف را به صورت تابعی از فشار مطالعه کرده و طبق انتظار نشان داده است که گـازهای خالص دارای پتانسیل‌های شکست بالاتر از هوا هستند. لذا، با عایق‌بندی سکّو توسط یک گاز بی‌اثر همچون N_2 یا SF_6 و با افزایش فشار گاز، می‌توان به پتانسیل‌های الکتروستاتیکی بالاتری دست یافت. یـــک شاخصهٔ متمایز و مهم شتابگرهای الکتروستاتیکی این است که باریکه به‌طور «پیوسته» از چشمه‌یون گسیل می‌شود و در واقع یک باریکهٔ جریان مستقیم (DC) از ذرات است. بسته به اینکه کاربرد چه باشد این شاخصه می‌تواند خوب یا بد باشد ولی یک باریکهٔ DC را می‌توان برید قطع و وصل کرد یا به صورت تپ در آورد و یک جریان متناوب (AC) تولید کرد.

اصل زیربنا برای تولید ولتاژهای بالا این است که جریان نشت باید تا حد امکان، میکرو آمپر یا کمتر، کوچک باشد، و لذا توان اتلافی پایین بماند. توجه داشته باشید که یک جریان ۱ میکروآمپری از یک سکوی ۱MW دارای توان «دررفت» ۱ وات خواهد بود. تکنیک‌های ابداع شده

[1] .Paschen

برای تولید ولتاژهای خیلی بالای لازم برای شتابگرهای الکتروستاتیکی در دو گروه قرار می‌گیرند: *تولید مستقیم* و *مکانیکی*. تولید مستقیم، متکی بر مدارهای الکترونیکی است، در حالی که تولید مکانیکی براساس ترابرد مکانیکی بار به روی سکو است. یک مدار تکثیر ولتاژ برای تولید مستقیم ولتاژهای بسیار بالا به وسیلهٔ کاکرافت و والتن ابداع شد. نمودار طرحوار این مدار در شکل ۱۴-۴ نشان داده شده است.

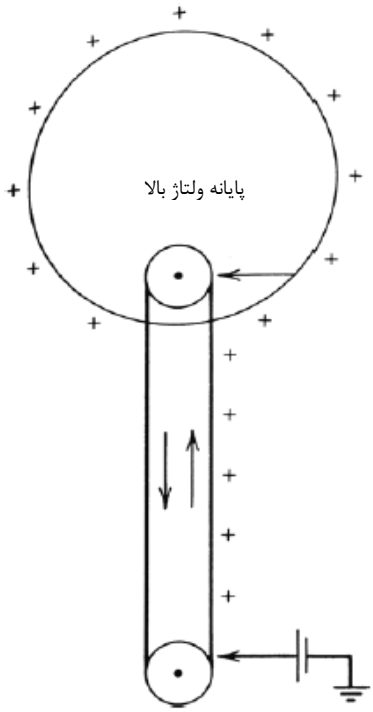


شکل ۱۴-۴. نمودار طرحوار یک سیستم شتابگر کاکرافت – والتن در چپ و مدار الکترونیکی به‌کار رفته برای تأمین ولتاژ بالا.[اقتباس از: (1977) ,Segre]

یک جریان متناوب به مبدلِ انتهای مدار اعمال می‌شود، که یکسو شده و با پُشتهٔ سرِ راه تکثیر می‌گردد تا ولتاژ بالا را تولید کند. ولتاژ حاصل به تعداد عناصر پشته و ولتاژ ورودی بستگی دارد. ولتاژ بالا دقیقاً ثابت نیست زیرا دارای تغییرات اندک یا امواجی متناسب با بسامد ورودی است. طرح کاکرافت- والتن هنوز در ماشین‌های کوچک برای تولید نوترون از طریق واکنش d+t و تأمین پیش- ولتاژهای چشمه‌های یون در شتابگرهای بزرگ به‌کار می‌رود.

یک شاخصهٔ مهم تمام ماشین‌های الکتروستاتیکی این است که باریکه، به طور پله‌ای، با یک رشته الکترود دارای پتانسیل‌های میانی به پتانسیل زمین شتاب داده می‌شود. الکترودها یک نقش کانونیگر ضعیف ایفا می‌کنند که باعث می‌شود ذرات باریکه به‌طرف مرکز لوله حرکت کنند. این گرایش به دلیل تقارن استوانه‌ای میدان الکتریکی و در ترکیب با این حقیقت است که ذره، در اثر شتاب، زمان بیشتری را در ناحیهٔ همگرا (نیمهٔ اول گاف که در آن خطوط میدان به طرف مرکز حرکت می‌کنند) سپری می‌کند تا در ناحیهٔ واگرا (نیمهٔ دوم گاف). توجه داشته باشید که مدار کاکرافت – والتن می‌تواند پتانسیل‌های مراحل میانی مدار پشته را نیز تأمین کند.

تولید مکانیکی ولتاژهای بالا برای شتاب یون، اساس ماشین‌های شتابگر موسوم به وان‌دوگراف است. این ماشین‌ها مبتنی بر این اصل الکتروستاتیکی هستند که اگر باری را در داخل یک کرهٔ رسانای توخالی قرار بدهیم، صرف نظر از اینکه چقدر بار از قبل روی کره قرار داشته باشد، آن بار به سطح خارجی کره می‌رود. لذا وان‌دوگراف از ترابری مکانیکی بارهای مثبت بر روی یک تسمهٔ عایق، از پتانسیل زمین تا یک نقطهٔ تماس در داخل یک الکترود توخالی بزرگ، آن‌طور که در شکل ۱۴-۵ نشان داده شده است، سود می‌برد.



شکل ۱۴-۵ یک نمودار خیلی طرح‌وار از مؤلفه‌های مهم شتابگر وان‌دوگراف. یون‌های مثبت تولید شده توسط تخلیهٔ هاله‌ایِ نزدیک پتانسیل زمین، بوسیلهٔ یک تسمهٔ متحرک به یک اتصال هاله‌ای مشابه در داخل پایانهٔ ولتاژ بالا جاروب می‌شوند. سپس یون‌های مثبت خود را بر روی سطح پایانه به‌طور یکنواخت توزیع می‌کنند.[اقتباس از:(1988),Krane]

تولید مکانیکی چند هزار ولت نسبتاً آسان است و تغییراتِ خیلی خیلی زیادی نیز ابداع شده اند. ممکن است با این نمایش در کلاس درس آشنا باشید که با استفاده از یک ماشین وان دوگراف کوچک، کره‌ای فلزی (به شعاع ۱۰cm) را باردار، و موهای فردی را بر سرش راست می‌کنند. مولدهای بزرگ‌تری که می‌توانند پتانسیل‌های نسبتاً بالایی چند MV، تولید کنند در مقیاسی انبوه

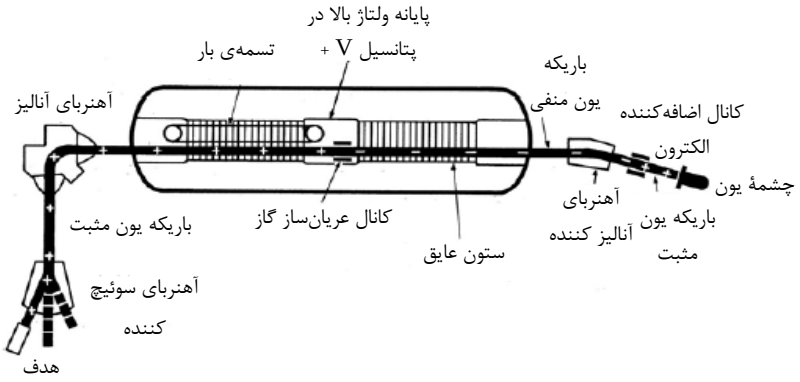
ساخته شده و در نمایش‌های خیره کنندهٔ رعد و برق مصنوعی بکار رفته‌اند. پتانسیل الکتروستاتیکی را می‌توان برحسب ظرفیتِ خازنیِ پایانه نسبت به زمین، یعنی $V = Q/C$، نوشت که مقدار آن با ولتاژ شکست ساختار طرح در نقاط میانی ستون عایق پشتیبان که پتانسیل‌های ثابت کانونیگر باریکهٔ یون را تأمین می‌کند، یا با نشت جریان در گاز احاطه کننده، محدود می‌شود. در عمل سیستم وان دوگراف به تعادلی می‌رسد که در آن بارِ اضافه شده فقط نشتِ بار از پایانه را جبران می‌کند. باید از بروز تخلیه‌های سریع یا جرقه جلوگیری کرد زیرا می‌توانند به اجزای سیستم آسیب برسانند. یک ویژگی مهم مولدهای ولتاژ-بالای وان دوگراف این است که ولتاژ پایانه می‌تواند خیلی پایدار و عاری از حتی موج‌های خفیف باشد.

برای استفاده به عنوان شتابگر باید یک چشمه‌یون مثبت در *داخل* پایانهٔ ولتاژ- بالا تعبیه کرد و یک لولهٔ خلاء عایقکاری شده نیز مورد نیاز است تا به یون‌ها اجازه دهد به سوی پتانسیل زمین شتاب بگیرند. یون‌های مثبت، مانند ماشین‌های کاکرافت- والتن، به سوی پتانسیل زمین شتاب خواهند گرفت. پایانه، ستون شتابگر و سامانهٔ تأمین بار معمولاً در داخل محفظهٔ تحت فشاری که با یک گاز عایق مثل N_2 یا SF_6 خالص با فشار چند اتمسفر پر شده است قرار دارند. محدودیت‌های ناشی از قرار دادن چشمه‌یون در داخل پایانه معمولاً بار یون‌ها را به ۱ یا ۲ واحدِ بار مثبت محدود می‌سازد، که این خود مستقیماً انرژی باریکه را محدود می‌کند. هرچند از نظر فنی چالش‌برانگیز، اما در سرتاسر دههٔ ۱۹۶۰/۱۳۴۰ و اوایل دههٔ ۱۹۷۰/۱۳۵۰، چندین ماشین وان‌دوگرافِ «به اصطلاح» یک سر ساخته و در مطالعات مفصل واکنش‌های هسته‌ایِ انرژی- پایین به‌کار برده شدند.

توجه داشته باشید که باریکه، خود، عاملی در جهت کاهش ولتاژ پایانه است و لذا شدت آن در حدِ میکروآمپر و کمتر است. پیشرفت‌هایی در فناوری ساخت سامانهٔ تسمه و لولهٔ خلاء و ساختار الکترود صورت گرفته است به‌طوری‌که در یک شتابگر مدرن، پایانه می‌تواند، به راحتی تا ۲۵MV را نگه بدارد. به عنوان مثال، مولد ولتاژ-بالای شتابگر آزمایشگاه ملی اوک ریج در داخل محفظهٔ تحت فشاری به ارتفاع ۱۰۰ فوت و قطر ۳۳ فوت قرار دارد که از SF_6 با فشار تقریباً ۷۵psig (اتمسفر ۶ ~ $P_{کل}$) پرشده است.

با جایگزین کردن چشمه‌یون مثبتِ داخل پایانهٔ ولتاژ- بالا با یک چشمه‌یون منفی خارجی (شکل ۱۴-۶)، بهبود مهمی نسبت به شتابگر «یک سر» حاصل شد.

یون‌های منفی در یک لولهٔ خلأ به طرف پتانسیل بالا شتاب می‌گیرند و به یک ورقهٔ بسیار نازک یا لایه‌ای از گاز که در مرکز پایانه قرار داده شده است برخورد می‌کنند. الکترون‌ها به راحتی از یون‌های منفی پرانرژی کَندِه شده و از آن پس یون‌های مثبت از پایانهٔ ولتاژ بالا رانده شده در یک لولهٔ خلأ ثانوی شتاب می‌گیرند.



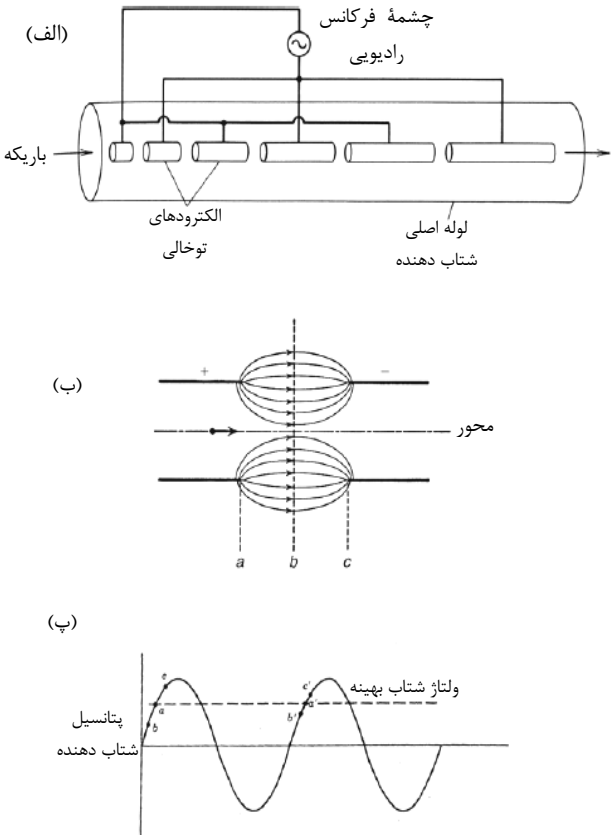
شکل ۱۴-۶. شتابگر وان دوگراف دو مرحله‌ای (تَندِم).
[اقتباس از:R.J. Van de Graaff, Nucl. Instr. Meth. 8, 195(1960)]

انرژی جنبشی نهایی یون‌ها، ناشی از حاصل‌جمع شتاب اولیهٔ یون منفی و شتاب نهایی یون مثبت (که ممکن است دارای چند بار الکتریکی باشد) خواهد بود. تعداد بارهای یون مثبت معمولاً بسیار بزرگ‌تر از ۱ است، لذا انرژی نهایی باریکه بیش از دو برابر ولتاژ پایانه است. این ابزار، شتابگر وان دوگراف تَندِم (دو پشته) یا صرفاً تندم نامیده می‌شود. اگرچه محدودیت‌هایی جدی در تعداد عناصر شیمیایی که می‌توان برای تولید یون‌های منفی به‌کار برد وجود دارند، اما مزیت‌های انرژیِ خیلی بالاترِ باریکه‌های حاصل از تندم‌ها و انتقال چشمه‌یون به بیرون پایانه، بر این محدودیت‌ها می‌چربند. شتابگرهای تندم به‌طور گسترده‌ای در مطالعهٔ واکنش‌های هسته‌ایِ انرژی- پایین، به‌ویژه واکنش‌های مستقیم القا شده با سبک‌ترین یون‌ها و واکنش‌های همجوشی القا شده با عناصر ردیف بالای جدول تناوبی مورد استفاده قرار گرفته‌اند. انرژی جنبشی باریکه می‌تواند به دقت کنترل شود و بسیار پایدار است؛ با وجود این، انرژی کل هنوز محدود به ولتاژ پایانه است. دستیابی به انرژی‌های جنبشی خیلی بالاتر، مستلزم یک شتابگر بالابرندهٔ مبتنی بر میدان‌های الکتریکیِ چشمه‌های با جریان متناوب است.

۱۴-۴-۳. شتابگرهای خطی

تولید باریکه‌های با انرژی بسیار بالا، که برای تولید و مطالعهٔ ذراتِ زیرنوکلئونیِ جدید و مرموز لازم هستند، مستلزم شتاب از یک سکّوی ولتاژ بالا در پتانسیل‌هایی است که در یک وضعیت پایا

نمی‌توان به آنها دست یافت. با این‌همه، می‌توان تصور کرد که گروهی ذره را بتوان در گام‌هایی کوچک در راستای یک رشته الکترود که پتانسیل روی آنها با حرکت ذرات همزمان‌سازی شده است شتاب داد (شکل ۱۴-۷).



شکل ۱۴– ۷. الف) اساس طرح یک شتابگر خطی. ب) میدان الکتریکی درگاف بین دو بِسترِ رانش. پ) پایداری فاز در یک شتابگر خطی. [اقتباس از:(Krane,(1988]

به‌عنوان مثال، ذرات با بار مثبت توسط الکترودهای مثبت دفع و توسط الکترودهای منفی جذب می‌شوند و در نتیجه، با پیمودنِ گاف، انرژی جنبشی به‌دست می‌آورند. (با یک نگاه ساده، هر زوج الکترود در هر لحظه مثل یک پایانه و زمینِ الکتروستاتیکی عمل می‌کند). ذرات وقتی به‌طور زمان-سازی شده گاف‌های پیاپی را می‌پیمایند، به آرامی انرژی کسب می‌کنند.

همزمانیِ ورود ذرات به گاف‌های الکترودها و یک میدان الکتریکی شتاب دهنده را می‌توان با یک میدان الکتریکی متناوب تأمین کرد، به این ترتیب که یک الکترود معین باید دارای قطبشی باشد که ابتدا یک مجموعه ذره را به طرف خود جذب کند و سپس همان ذرات را پس از عبور از الکترود دفع کند. اختلاف پتانسیل یک تابع سینوسی است: $V = V_{\circ}\sin(\omega t)$، که در آن $V_{\circ}$ ولتاژ قله و ω بسامد است. عامل کلیدی در چنین شتابگر خطی ساده این است که الکترودها لوله‌هایی توخالی باشند و ذرات باریکه از مرکز هر لوله بگذرند. باریکه، در حدّ فاصلِ گاف بین الکترودها توسط میدان الکتریکی شتاب خواهد گرفت، اما در ناحیهٔ عاری از میدان داخل الکترودهای لوله‌ای صرفاً سوق خواهد یافت (از همین روست که الکترودها را لوله‌های سوق می‌نامند). منبع تغذیهٔ متناوب، مادامی‌که تپِ باریکه در داخل لولهٔ سوق است، می‌تواند تغییر قطبش بدهد. توجه داشته باشید که مدت زمانی که تپ باریکه‌ذرات در داخل لوله‌های سوق سپری می‌کنـد بایـد ثابت نگه داشته شود تا شتـاب یکنـواختی به دست آید. ذرات بایـد در زمـان $T = ۲\pi/\omega$ به گاف بعدی برسند. لذا، طول هر لوله سوق درراستای مسیر باریکه باید متناسب با سرعت افزایش پیدا کند، یعنی $L = v_i T/۲$، که در آن v_i سرعت در داخل لوله سوق iام است. ابعاد فیزیکی لوله‌های سوق، گستره پذیرش محدودی از نظر سرعت دارند و لذا شتابگرهای خطی (لینَک‌ها) باید برای گستره‌های خاصی از سرعت طراحی شوند. در عمل، لینَک‌ها شتابشگرهای انرژی‌ای هستند که باریکه‌هایی را، معمولاً از یک تزریق کنندهٔ الکتروستاتیکی، می‌پذیرند که دارای سرعت‌های اولیهٔ قابل ملاحظه‌ای می‌باشند.

فازبندی ورود ذرات نسبت به RF دو اثر دارد، یکی خوب و دیگری بد. در نگاه اول، ممکن است تصور شود که ورود ذرات باید همفرود با بیشینه ولتاژ شتابنده باشد. اما، این نقطه در زمان همفرود است با قلهٔ موج سینوسی و ذراتی که اندکی زودتر (ذرات سریع‌تر)، یا اندکی دیرتر (ذرات کندتر) وارد می‌شوند شتاب‌های کمتری دریافت خواهند کرد و گروه ذرات سرعت‌های‌شان دستخوش پراکندگی شده، در زمان‌های متفاوتی به الکترود بعدی می‌رسند. چنانچه مرکز تپ هنگامی به گاف الکترود وارد شود که ولتاژ تقریباً به صورت خطی در حال افزایش است، در این صورت ذرات سریع‌تر شتاب پایین‌تری نسبت به میانگینِ ذرات دریافت می‌کنند و ذرات کندتر شتابی بالاتر. این تفاوت‌های اندک در شتاب‌ها، توزیع سرعت تپ باریکه را به حداقل می‌رسانند. این پایداری فاز، مشخصهٔ خوبی است برای لینک‌هایی که با ذرات غیرنسبیتی کار می‌کنند. تنظیم ورود تپِ باریکه برای همفرود شدن با بخش فزایندهٔ میدان شتابنده دارای این پیامد بد است که میدانی که در ناحیهٔ گاف بر حرکت ذرهٔ باریکه وارد می‌شود نامتقارن است. پیش از این دیدیم که میدان متقارن نقش متمرکز کنندهٔ ضعیفی در ستون‌های شتابدهندهٔ ماشین‌های الکتروستاتیکی دارد. وقتی میدان

نامتقارن باشد، در آن صورت ذره به سوی مرکز لوله متمرکز نخواهد شد. پایداری فاز مهم‌تر از ضعف اثر تمرکز است و لینَک‌ها مؤلفه‌های دیکری در داخل لوله‌های سوق برای تمرکز باریکه دارند. یک لینَک کلاسیک (طرح ویدرو[1]) با لوله‌های سوق ثابت متصل به یک نوسانگر خارجی، پذیرش سرعت نسبتاً محدودی دارد و لذا در کاربردهای خاصی مورد استفاده قرار می‌گیرد. یک طرح خیلی انعطاف‌پذیرتر (طرح آلوارز[2]) مبتنی است بر ایجاد یک موج الکترومغناطیسی ساکن در یک تابشگر کاواکی، یا یک موجِ رونده در یک موجبر. در بیشترِ شتابگرهای شتابشگری که برای شتاب دادن یون‌های سنگین (نوکلیدهای سنگین‌تر از هلیم) به کار می‌روند، از تابشگرهای کاواکی برای تأمین ولتاژهای شتابنده استفاده می‌شود. گزینه‌های مختلفی برای ایجاد گاف‌های شتابنده و لوله‌های سوق به کار رفته‌اند. در طرح‌های نخستین، سطوح مسی برای بازتابش توان به‌کار می‌رفتند ولی باز هم توان زیادی در دیواره‌ها تلف می‌شد. در طرح‌های جدید، از سطوح نیوبیُم یا سرب ابررسانا استفاده شده است که دارای اتلاف بسیار پایین‌تری هستند. دقت کنید که سرعت همهٔ ذرات نسبیتی اساساً ثابت است. لذا، ساختار شتابگرهای ذرات خیلی پر انرژی معمولاً مبتنی بر کاواک‌های موج ساکن با لوله‌های سوق دارای طول ثابت، $L = c\,T/2$، است. الکترون در انرژی‌های نسبتاً پایینی نسبیتی می‌شود (به یاد آورید که $m_e = 0/511\text{MeV}$) و لذا شتابگرهای الکترون، طرح‌های ساده‌تری از شتابگرهای یون سنگین دارند.

تعداد لوله‌های سوق در یک لینَک مجبور است نسبتاً زیاد باشد زیرا شتاب به ازای هر گاف نسبتاً کم است. مقدار نوعی میدان الکتریکی شتابندهٔ مؤثر در یک کاواک ابررسانا ۱ تا ۲ MV/q به ازای هر متر کاواک است. شتابگرهای شتابشگر برای باریکه‌های یون سنگین می‌توانند ۵۰ متر طول داشته باشند و لینَکِ الکترون در استنفورد (SLAC) طولش ۲ مایل است. لینَک‌ها دارای این مشکل آشکار هستند که طول لوله‌های سوق با رشد سرعت ذره باید افزایش داده شود. بعنوان مثال، طول لولهٔ سوق برای یک ذرهٔ نسبیتی به‌طور معکوس متناسب با بسامدِ AC است؛ یعنی $L = c(2\pi/2\omega) = c\pi/\omega$. یک مقدار نوعی بسامد در چنین شتابدهنده‌هایی ۳۰۰MHZ است، لذا $L \sim 3$ متر است. شتابگر باید در یک خط مستقیم قرار بگیرد و لذا هزینه‌های فضا، ترازمندی و ساختمان، نکات مهمی هستند که باید در نظر گرفت. توجه داشته باشید که یک تپ ذرات مورد نظر، فقط یک بار از اجزای شتابنده عبور می‌کند. باریکه‌های حاصل از لینَک به صورت تپ‌هایی وارد خواهند شد که ساختار زمانی آنها نوسآنهای اعمال شده بر گاف‌های شتاب‌دهنده را دنبال خواهد کرد. بسامد معمولاً در ناحیهٔ مگا هرتز (ناحیهٔ موج رادیوییِ طیف) است لذا تپ‌ها معمولاً

[1] .Widero
[2]. Alvarez

چند ده نانوثانیه از هم فاصله دارند. ساختار زمانی در این مقیاس معمولاً میکروساختار نامیده می‌شود. از نقطه نظر عملی، باریکه‌ای با این فاصلهٔ زمانی کوتاه بین تپ‌ها، «پیوسته» به نظر می‌رسد. باریکهٔ لینَکی که دارای کاواک‌های موج ساکن است غالباً در مقیاس زمانی میلی‌ثانیه «تپیده» می‌شود تا فرصت تلف شدن گرما در دیواره‌ها داده شود؛ این چیزی است که ماکروساختار باریکه را تشکیل می‌دهد و تأثیر شگرفی بر اندازه‌گیری‌های تجربی دارد. کسری از زمان که ماکروساختار یک لینَک «روشن» است، ضریب فعالیت[1] نامیده می‌شود. مبانی کار شتابگرهای خطی تا سال ۱۹۳۰/۱۳۰۹ شناخته شده بودند ولی طرح جمع و جور سیکلوترون‌ها، که یک میدان مغناطیسی برای «کاربرد مکرر» الکترودهای شتابنده مورد استفاده قرار می‌گیرد، از توسعهٔ لینَک پیشی گرفت.

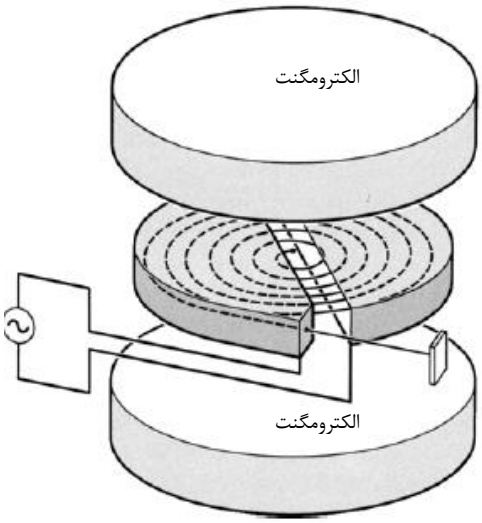
۱۴-۴-۴. سیکلوترون‌ها، سنکروترون‌ها و حلقه‌ها

به خوبی می‌دانیم که وقتی یک ذرهٔ باردار از یک میدان مغناطیسی عبور می‌کند، نیرویی عمود بر جهت حرکت بر آن وارد خواهد شد. لذا، با وارد کردن یک ذرهٔ باردار متحرک به یک میدان مغناطیسی بزرگ و یکنواختِ مناسب، می‌توان آن را به حرکت در یک مدار دایره‌ای وا داشت. علی‌الاصول، تمام شتابگرهایی که برای تولید باریکه‌های خیلی پرانرژی ساخته شده‌اند، با استفاده از یک میدان مغناطیسی ذرات را به دور زدن در ساختارهای شتابنده وا می‌دارند. نخستین ابزار مبتنی بر یک میدان مغناطیسی، سیکلوترون بود که در سال ۱۳۲۹/۱۳۰۸ توسط ای. او. لاورنس[2] اختراع شد.

سیکلوترونِ اولیه دارای یک اتاقک خلاء به شکل پَن-کیک (کیک ماهی تابه‌ای) بود که بین قطب‌های شمال و جنوب یک الکترومگنت قرار گرفته بود (شکل ۱۴– ۸). دو الکترود بزرگ در داخل اتاقک خلاء قرار داشتند تا یک گاف شتابنده و دو ناحیهٔ سوق ایجاد کنند. هر الکترود، یک کاواک تو خالی به شکل حرف "D" بود و پشت- به- پشت در داخل اتاقک خلاء جاسازی شده بود به‌طوری‌که ضلع‌های مستقیمِ دو D، گاف شتابنده را تشکیل می‌دادند.

---

1. Duty factor
2. E.O.Lawrence



شکل ۱۴-۸. نمای طرح‌وار اجزای یک سیکلوترون. یک تپِ باریکه ذرات در مرکز ماشین شروع می‌شود و در عرض گاف شتاب می‌گیرد، در فضای سوقِ داخل الکترودِ D دور می‌زند و دوباره وقتی به گاف باز می‌گردد شتاب پیدا می‌کند. در نهایت، باریکه به کنارهٔ ماشین می‌رسد و می‌توان آن را مماسی استخراج کرد. [اقتباس از: Krane,(1988)]

یون‌هایی که باید شتاب داده می‌شدند، در مورد اول H_2^+، در مرکز دایره تولید می‌گشتند، در عرض گاف شتاب می‌گرفتند و به فضای سوق وارد می‌شدند. به این ترتیب به علت حرکت نیروی لورنتس بر ذرات وارد می‌شود، در یک مسیر دایره‌ای حرکت می‌کنند و به گاف شتاب باز می‌گردند! در خلال سوق دایره‌ای ذرات فاز ولتاژ شتابنده مثل لینَک به قطبش مخالف سوئیچ می‌شود. وقتی ذرات به گاف می‌رسند، دوباره شتاب می‌گیرند، انرژی کسب می‌کنند و به ناحیهٔ سوق می‌روند.

برای سال‌های بسیار، چشمه‌یون‌های PIG و رشته‌ای در مرکز سیلکوترون‌ها قرار می‌گرفتند. با این همه، ابداع چشمه‌یون‌های پیچیده‌تر و قوی‌تر همچون چشمه‌های ECR به فضایی بیش از آنچه که در مرکز این ماشین‌ها قابل دسترس بود نیاز داشتند. سیکلوترون‌های امروزی دارای چشمه‌یون‌های خارجی هستند و یک باریکهٔ انرژی- پایین از یک تزریق کنندهٔ الکتروستاتیکی از طریق یک کانال محوری و خم‌کننده یا از طریق یک کانال شعاعی در ماشین‌های با قطاع مجزا (توصیف شده در زیر) به مرکز متصل می‌شود.

دست‌اندرکاران پیشبرد سیکلوترون متوجه شدند که بسامد حرکت دایره‌ای ذره ثابت است. نیروی لورنتس وارده بر یک ذرهٔ باردار متحرک را در نظر بگیرید، $F_{\text{لورنس}} = B \times qv$، که در آن B میدان مغناطیسی (بردار)، q بار و v سرعت (بردار) است. ضرب برداری از «قانون دست راست» پیروی

می‌کند، لذا نیرو عمود بر جهت حرکت است. شعاع حرکت، r، را می‌توان با مساوی قراردادن نیروی لورنتس با حاصلضرب جرم در شتاب‌گریز از مرکز پیدا کرد:

$$F_{\text{لورنتس}} = Bqv = mv^2/r$$

با حل معادلهٔ بالا برای شعاع داریم:

$$r = \frac{mv}{Bq}$$

مدت زمانی که طول می‌کشد تا ذره یک دور کامل بزند، $t_{\text{چرخش}}$، عبارت است از محیط دایره تقسیم بر سرعت:

$$t_{\text{چرخش}} = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi mv}{Bqv} = \frac{2\pi m}{Bq}$$

و مستقل از سرعت یون برای مقدار مشخصی از میدان مغناطیسی است. این زمان ثابت برای تکمیل یک دور توسط ذرهٔ باردار در یک میدان مغناطیسی را معمولاً به صورت یک بسامد موسوم به بسامد تشدید سیکلوترونی آن ذره توصیف می‌کنند. به عنوان یک جملهٔ معترضه، اشاره می‌کنیم که حرکت دایره‌ای یا سیکلوترونی، اساس اندازه‌گیری‌های جرم را در تشدید سیکلوترونی یون (ICR)[1] در اسپکترومترهای جرم تشکیل می‌دهد. مادامی‌که ذرات غیرنسبیتی هستند، همهٔ ذرات باریکهٔ سیکلوترون به مدت زمانی مساوی در فضای D ها سوق می‌یابند و به طور همفاز وارد گاف شتابنده می‌شوند، یعنی، مدارها همگام‌اند. همچنین توجه داشته باشید که مفهوم پایداری فاز را از شتابگرهای خطی، برای حفظ ساختار «گروه ذرات» تپ باریکهٔ اولیه، نیز می‌توان به‌کار برد. با افزایش سرعت ذره در هر گاف شعاع مدار آن نیز افزایش خواهد یافت به‌گونه‌ای که ذرات به‌صورت مارپیچ از مرکز سیکلوترون دور خواهند شد. حداکثر سرعت هنگامی رخ خواهد داد که ذرات به حداکثر شعاع فیزیکی، $\rho_{\max}$، اتاقک خلاء و Dها برسند. بیشینه انرژی جنبشی، $T_{\max}$، با فرض غیرنسبیتی بودن باریکه عبارت است از:

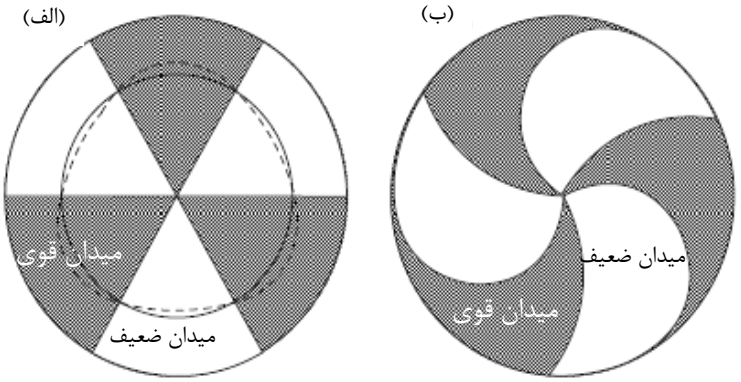
[1]. Ion-Cyclotron-Resonance

$$T_{\max} = \frac{1}{2} m v_{\max}^{2} = \frac{(Bq\rho_{\max})^{2}}{2m} = \frac{(B\rho_{\max})^{2}}{2}\left(\frac{q^{2}}{m}\right)$$

توجه کنید که بیشینه انرژی جنبشی به دو پارامتر B و $\rho_{\max}$ ماشین، ضربدر خارج‌قسمت مربع بار الکتریکی به جرم ذرات باریکه بستگی دارد. جملهٔ اول در فرمول بیشینه انرژی باریکه، $(Bq\rho_{\max})^{2}/2$، غالباً ارزش K ی سیکلوترون نامیده می‌شود و برحسب یکاهای MeV بیان می‌گردد. بسامد نوسان Dها را می‌توان در گسترهٔ محدودی (مثلاً، ۳۰-۱۵ MHZ) در سیکلوترون‌های امروزی برای تأمین باریکه‌هایی با مقادیر مختلف (q/m) در انرژی‌های گوناگون تنظیم کرد. سیکلوترون‌های کوچکی که برای تولید ایزوتوپ‌های خاص رادیوداروها به کار می‌روند، دارای K~۳۰MeV هستند و می‌توانند پروتون‌های ۳۰ MeV با $(q^{2}/m) = ۱$ تولید کنند. پُر انرژی‌ترین سیلکوترونِ جهان دارای K = ۱۲۰۰ MeV است و یون‌های سنگین تا $(q^{2}/m \sim m/۴)$ E/A=۲۰۰MeV تولید می‌کند و محدودیت آن در تمرکز عمودی و افزایش نسبیتی جرم باریکه است.

ذره برای شتاب گرفتن و رسیدن به بیشینه انرژی، لازم است در سیکلوترون تعداد زیادی دور بزند. به‌عنوان مثال، یک گاف شتابندهٔ نوعی ممکن است دارای اختلاف پتانسیل ۱۰۰ kV باشد به‌گونه‌ای که یک باریکه پروتونِ با انرژی کل ۳۰ MeV که گاف انرژی را دوبار در هر دور طی می‌کند نیاز به $E_{\text{کل}}/(qV\ ۲) = ۳۰/(۱\times۰/۱۰۰\times۲) = ۱۵۰$ چرخش $\sim n$ دور دارد. تمرکز عمودی باریکه از آن‌رو حایز اهمیت است که باریکه، حداقل به‌طور متوسط، در صفحهٔ مرکزی سیکلوترون باقی بماند. دو روش عمده برای تمرکز عمودی در سیکلوترون‌ها وجود دارد. تمرکز ضعیف در وضعیت ساده‌ای رخ می‌دهد که میدانِ مغناطیسیِ سیکلوترون تا سطوح تخت، یکنواخت و متناهی الکترومگنت (سطوح قطب‌ها) ادامه دارد. میدان مغناطیسی بین سطوح تخت قطب‌ها، فقط در مرکز دقیقاً عمود خواهد بود و با حرکت به سوی کناره‌ها به صورت فزاینده‌ای به طرف بیرون خم خواهد شد. شکل خمیدهٔ میدان مغناطیسی، نیروی بازگردانِ ضعیفی برای ذراتی که صفحهٔ میانه را ترک می‌کنند، فراهم می‌آورد. تمرکزِ قوی‌تر را می‌توان با تقسیم سطح تخت قطب به قِطاع‌هایی بالا (پُشته) و پایین (شیار) تأمین کرد. همانگونه که در شکل ۱۴– ۹ نشان داده شده است، میدان مغناطیسی میانگین باید با آنچه که توسط سطح تخت قطب حاصل می‌شود همسان باقی بماند، اما میدان مغناطیسی موضعی بین پشته‌ها، قوی‌تر و بین شیارها ضعیف‌تر است. میدان مغناطیسی از ناحیهٔ پشته به سوی

ناحیهٔ شیار و در راستای باریکه‌ذرات خم خواهد شد و هر گاه ذره‌ای از مسیر خود خارج شود، یک نیروی بازگردان به سوی صفحهٔ میانه تأمین خواهد کرد.



شکل ۱۴-۹. نمای بالای قطاع‌ها یا پشته و شیارها، در سیکلوترون‌های قطاعی. در (الف)، تمرکز شدید عمودی در نواحی گذار ذرات، یعنی کناره‌ها، برای قطاع‌های مستقیم نشان داده شده است. تمرکز شدیدتر با قطاع‌های حلزونی، در (ب) نشان داده شده است. توجه داشته باشید که در این تصویر حرکت ذرات پادساعتگرد است.

تمرکز عمودی را می‌توان با قطاع حلزونی به جای مستقیم افزایش داد. این‌گونه سیکلوترون‌ها معمولاً سیکلوترون‌های قطاعی نامیده می‌شوند و به‌طور گسترده‌ای برای تولید باریکه‌های انرژی-متوسط و انرژی-بالای یون‌های سنگین به کار می‌روند. روش دیگر برای ایجاد تمرکز قوی این است که پشته- نواحی را از الکترومگنت‌های گُوِه‌ای شکلِ مجزا می‌سازند و نواحی شیار را «باز» باقی می‌گذارند. وجود یک اتاقک خلاء مشترک برای گردش ذرات و جای دادن Dها ضروری است. مشکلات فنی راه‌اندازی چهار آهنربای بزرگ منفرد، با تغییرات بسیار زیاد میدان مغناطیسی بین پشته‌ها و شیارها (اُفتاخیز)، که منجر به تمرکز عمودی شدیدی می‌شود، جبران می‌گردد و نصب و نگهداری کلیهٔ تجهیزات جانبی مورد نیاز برای تزریق، شتاب و استخراج باریکـــه آسان‌تر است. اینگونه ماشین‌ها را«سیکلوترون‌های با قطاع مجزا» می‌نامند.

محدودیت مهم در بیشینه‌انرژی باریکهٔ قابل حصول از سیکلوترون‌ها ناشی از افزایش نسبیتی جرم ذره با سرعت است. پیش از این دیده‌ایم که:

$$m = m_{\circ} / [1 - (v/c)^2]^{1/2}$$

لذا به ازای $v=$ ۰/۲c، $m=$۱/۰۲m_0. توجه داشته باشید که نسبت B/m در همهٔ معادلات سیکلوترون داده شده در بالا، حضور دارد. لذا، دو رده «سیکلوترون همگام» وجود دارند؛ یکی ماشین‌های انرژی- پایین که در آنها افزایش جرم آنقدر ناچیز است که قابل چشم‌پوشی است، مثلاً $v/c <$ ۰/۲ و دیگری ماشین‌های انرژی- متوسط که در آنها افزایش جرم را می‌توان با افزایش شدت میدان مغناطیسی با شعاع جبران کرد. میدان را معمولاً با افزودن پیچه‌های هم‌مرکز اضافی به قطعات قطب آهنربا، موسوم به پیچه‌های ترمیمی، افزایش می‌دهند. میدان را می‌توان با کاهش گاف بین سطوح قطب نیز افزایش داد. خطوط میدان در سیکلوترونی که میدان مغناطیسی آن با شعاع افزایش داده می‌شود، به‌سوی وسط خم خواهند شد (مخالف با آنچه که در بالا توصیف شد)؛ شاخصه‌ای که تمرکز عمودی ضعیفی تولید خواهد کرد! به این ترتیب، سیلکوترون‌های دارای بسامد ثابت نمی‌توانند باریکه‌های خیلی پر انرژی تولید کنند.

تعداد زیادی سیکلوترون طی سال‌ها ساخته شده‌اند. بیشترِ آنها ماشین‌های با تمرکز قطاعی حلزونی و پیچه‌های ترمیمی بوده اند. مقادیر K برای الکترومگنت‌های با پیچه‌های دارای رسانایی عادی (یا مقاومتی) از ۳۰ تا ۱۵۰ MeV هستند. تعدادی سیکلوترون با تمرکز قطاعی با پیچه‌های ابررسانا براساس طرح‌های ابداع شده در دانشگاه ایالتی میشیگان ساخته شده‌اند که دارای مقادیر Kی ۵۰۰ هستند و بزرگ‌ترین ماشین دارای K = ۱۲۰۰ است. چندین سیکلوترون با قطاع مجزای بزرگ با رسانایی عادی در اواخر قرن بیستم در گانیل[1] فرانسه (K =۴۴۰) و ریکن[2] در ژاپن (K = ۵۴۰) ساخته شده‌اند. پروژه‌ای در ریکن برای طراحی و ساخت یک ماشین با قطاع مجزا با استفاده از پیچه‌های ابررسانا در دست اجرا است. باریکه‌های سیکلوترون‌ها، شبیه باریکهٔ لینَک، میکروساختاری خواهند بود و در بیشتر کاربردها «پیوسته» به نظر می‌رسند. باریکهٔ سیکلوترون ماکروساختاری نخواهد بود مگر اینکه با شروع از چشمه‌یون و به دلایل خاص تجربی، به این کار پرداخته شود. شتاب باریکهٔ سیکلوترونی را می‌توان سریعاً و با صِرفِ جابه‌جایی فازهای نسبی Dها سریعاً متوقف کرد.

تلاش‌هایی برای ساخت سیکلوترون‌هایی که بتوانند پروتون‌ها را تا انرژی‌هایی از مرتبهٔ GeV (جرم سکون پروتون) شتاب بدهند صورت گرفته است. به عنوان مثال، بسامد تشدید سیکلوترون را می‌توان متناسب با افزایش جرم کاهش داد. این سیکلوترونِ فرکانس-مدوله (FM) (*سنکروسیکلوترون*) می‌تواند یک تپ ذرات را تا انرژی بالایی شتاب بدهد ولی برای پالس بعدی

---

[1]. Ganil
[2]. Riken

باید دوباره از اول شروع کرد و لذا دارای ضریب فعالیت پایینی خواهد بود. علاوه‌بر این، اندازهٔ آهنربا خیلی بزرگ و هزینهٔ آن زیاد خواهد شد. بزرگ‌ترین آهنربایی که تاکنون برای سیکلوترون ساخته شده، ماشینی به قطر ۱۸۴ اینچ در LBL برکلی بوده است، که ابتدا برای تولید پروتون‌های ۱۰۰ MeV طراحی شده بود، اما در سال ۱۹۴۶/۱۳۲۵ به عنوان یک سنکروسیکلوترون تکمیل شد.

موفقیت در شتاب دادن پروتون‌ها و هسته‌های سنگین‌تر تا انرژی‌های نسبیتی، از طریق جبران افزایش جرم ذره با افزایش میدان مغناطیسی محقق شد. ماشین‌های اولیه، سیکلوترون‌های با بسامد – ثابتی بودند که در آنها فرایند شتاب با میدان مغناطیسی متغیری که توسط یک الکترومگنت بسیار بزرگ تولید می‌گشت، همزمان‌سازی می‌شد. بعدها، طرح مکانیکی صرفاً به یک حلقه آهنربای منفرد تغییر داده شد. یک نگاه هندسی ساده نشان می‌دهد که یک مجموعه آهنرباهای منفرد برای ساخت یک حلقه مستلزم آهن خیلی کمتری است تا یک آهنربای بزرگ سیکلوترون. طرح *سنکروترون* ثابت شده است که بی‌نهایت شگرف است و درتمام ماشین‌های ساخته شده برای تولید باریکه‌های هسته‌ای با بالاترین انرژی به‌کار رفته است.

سنکروترون‌ها از این ایده استفاده می‌کنند که ذرات، صرف‌نظر از انرژی شان، باید محصور به حرکت در یک مدار دایره‌ای با شعاع ذاتاً ثابت، یعنی، یک حلقه باشند. لذا، سنکروترون‌ها ماشین‌های تپنده‌ای هستند که در چرخه‌ای کار می‌کنند که در آن یک باریکهٔ نسبتاً کم‌انرژی به حلقه تزریق می‌شود شتاب می‌گیرد و با انرژیِ بالا بیرون می‌آید و حلقه به حالت تزریق باز گردانده می‌شود. میدان مغناطیسی ضعیفی برای محصور داشتن ذرات انرژی- پایین در محل تزریق مورد نیاز است. پس از تزریق تعداد به اندازهٔ کافی زیاد ذره به داخل حلقه یک یا چند عامل شتاب‌دهنده (سابقاً لوله‌های سوق و اکنون کاواک‌های تابشگر) روشن می‌شوند و باریکه شروع به گرفتن انرژی می‌کند. انرژی جذب شده در هر دور معمولاً پایین (۱۰۰ keV) است و طی فرایند شتاب، میدان مغناطیسی به طرف بیشینه مقداری که آهنرباها می‌توانند تأمین کنند، اوج می‌گیرد. اگر قرار است سنکروترون ذرات غیرنسبیتی را بپذیرد، در این صورت بسامد دور زدن ذرات با افزایش سرعت افزایش خواهد یافت (زیرا شعاع مدار ثابت است) و در این صورت بسامد عامل شتاب دهنده نیز لازم است افزایش پیدا کند. لذا، هم میدان مغناطیسی و هم شتابگر باید با انرژی ذرات همزمان‌سازی شده باشند. ذرات می‌توانند از حلقه استخراج شوند و یک باریکه‌تپِ منفردِ ماکروچرخه‌ای بدهند. در این هنگام، میدان مغناطیسی به مقدار پایین اولیه بازگردانده می‌شود. سنکروترون‌های با بالاترین انرژی، ذراتی را می‌پذیرند که از پیش نسبیتی‌اند (از شتاب پیشین در شتابشگر سنکروترون‌ها) و بسامد گردش ثابت می‌ماند. زمان لازم برای یک ماکروچرخه از مرتبهٔ چند ثانیه است و با بیشینه آهنگ تغییر میدان مغناطیسی تعیین می‌شود. سنکروترون‌های

«چرخه‌سریع» نوین در ۱ یا ۲ هرتز کار می‌کنند، در حالی که ماشین‌های اولیهٔ سال‌های ۱۹۶۰ معمـــولاً در HZ ۵-۱ کار می‌کردند.

با استفاده از اصل پایداری فاز، در خلال شتاب می‌توان توزیع انرژی «بسته‌ذرات» باریکه در سنکروترون‌ها را باریک نگه داشت. مسائل مربوط به تمرکز عمودی در سیکلوترون‌ها، در سنکروترون‌ها نیز حضور خواهند داشت. در ماشین‌های اولیه، تمرکز ضعیف با آهنرباهای با قطب‌های مسطح صورت می‌گرفت. مانند سیکلوترون‌ها، به کمک قطاع‌های پشته‌ای و شیاری می‌توان در سنکروترون‌ها نیز به تمرکز قوی دست یافت. اما به جای پشته و شیار، حلقه را به قطاع‌هایی تقسیم می‌کنند که گاف‌های بین قطب‌های آهنرباها به شکل گُوِه هستند. طرف نازکتر گوه متناوباً به طرف داخل یا خارج حلقه است. مانند سیکلوترون، میدان متوسط برای یک مدار همزمان‌ساز تنظیم می‌شود. وقتی باریکه در حلقه دور می‌زند، مرتباً با یک ناحیهٔ همگرای عمودی (لبهٔ نازک به طرف داخل) و یک ناحیهٔ واگرای عمودی (لبهٔ نازک به طرف بیرون) روبه‌رو می‌شود، که برایند آن یک نیروی بازگردان عمودی است. آهنرباهای دو قطبی که برای تأمین همگرایی دارای قطب‌های مورب هستند، آهنرباهای با نقش تمرکزی مرکب نامیده می‌شوند، زیرا دو کار می‌کنند و سنکروترون‌های با این نوع تمرکز قوی را ماشین‌ها با گرادیان متناوب می‌نامند. در سنکروترون‌های نوین، آهنرباهای مرکب به‌کار نمی‌روند بلکه از آهنرباهای دوقطبی برای خم کردن باریکه و آهنرباهای دوتایهٔ چارقطبی (که ذیلاً بررسی خواهند شد) برای کانونی کردن باریکه در بخش‌های مستقیم بین دوقطبی‌ها مورد استفاده قرار می‌گیرند. ساخت این آهنرباهای مستقل آسان‌تر است و تنظیم را انعطاف‌پذیرتر می‌کند.

سنکروترون‌ها برای شتاب دادن پروتون‌ها و هسته‌های سنگین تا بالاترین انرژی‌ها مورد استفاده قرار می‌گیرند. در حال حاضر، پروتون‌های ۰/۹۵ TeV در تِواترون[1] آزمایشگاه فرمی و یون‌های سنگین نوکلئون / ۱۰۰GeV (شامل هسته‌های ^{197}Au در تقریباً ۲۰ TeV) در RHIC واقع در آزمایشگاه ملی بروکهاون[2] (BNL) شتاب داده می‌شوند. «برخورد دهندهٔ بزرگ هادرون‌ها» (LHC[3]) که در سِرن تحت ساخت است پروتون‌های ۷ TeV و یون‌های سنگین با انرژی برخورد فراتر از ۱۲۵۰ TeV را برخورد خواهد داد. بیشینه انرژی باریکه، مثل سیکلوترون، متناسب با $B\rho_{max}$ است و مقدار آن برای حلقه معمولاً برحسب تسلا– متر یا T-m داده می‌شود. حتی پس از پیشرفت‌های گسترده، بیشترین شدت میدان در آهنرباهای الکتریکی بزرگ از مرتبهٔ چند تسلاست،

---

[1] . Tevatron
[2] . Brookhaven National Lab
[3] . Large Hadron collider

اما، بزرگی شعاع حلقهٔ آهنرباها فقط در گِرُوِ پول است. مثلاً، شتابشگر یا سنکروترون انرژی- متوسط برای سامانهٔ RHIC تقریباً دارای شعاع ۲۰ متر است و پروتون‌های 1GeV تولید می‌کند. حلقهٔ اصلی AGS (سنکروترون با گرادیان متناوب)[1] در BNL، یک سیستم ۱۰۰T-m حاوی ۲۴۰ آهنربای مرکب در شعاعی به وسعت تقریباً ۸۵ متر است. حلقه‌های اصلی سامانهٔ RHIC دارای ویژگی T-m ۸۳۹/۵ و ۱۷۴۰ آهنربای ابررسانای جدا از هم در یک مسیر بستهٔ ۳/۸۳۴ کیلومتری است.

ترکیب مشابه ولی بزرگ‌تر و بسیار متنوع‌تری از شتابگرها در CERN اروپا ساخته شده است. این مجموعه شامل چندین تزریق کنندهٔ انرژی -بالا برای پروتون‌ها، الکترون‌ها و یون‌های سنگین، یک سنکروترون شتابشگر، PS، که می‌تواند تپ‌های این یون‌ها (مثل پروتون‌های GeV ۲۶) را شتاب بدهد، یک سنکروتون انرژی- بالا، SPS، که می‌تواند یون‌ها را نیز شتاب بدهد (مثل پروتون‌های GeV ۴۰۰ و یون‌های سنگین با انرژیِ *نوکلئون/ GeV ۱۷۰* در یک حلقهٔ با شعاع ۱/۱ کیلومتر) و بزرگ‌ترین سامانهٔ حلقوی، LEP، برای الکترون‌ها و پوزیترون‌ها (الکترون‌های GeV ۹۰ در شعاع ۴/۳ کیلومتری) است. ماشین LEP در حال تبدیل شدن به *برخورددهندهٔ بزرگ هادرون‌ها*، LHC، است، که قادر خواهد بود تمام این ذرات (مثل پروتون‌های TeV ۷ در تونل LEP) را شتاب بدهد و به برخورد با هم وا دارد.

دو شاخصهٔ مهم برخوردهای هسته‌ای وجود دارند که در بحث شتابگرهای ذرات مطرح نکرده‌ایم. نخست، پایستگی تکانه در برخورد است که بیان می‌دارد کسر بزرگی از انرژی مصرف شده در برخورد آزمایشگاهی بین ذرهٔ متحرک و هستهٔ هدفِ ساکن، صرف حرکت جنبشی فراورده‌ها خواهد شد و برای برانگیزش فراورده‌ها یا تولید ذرهٔ جدید قابل دسترس نخواهد بود. شاید شگفت‌آورتر، شاخصهٔ دوم باشد که پس از همهٔ تلاش‌ها برای تولید باریکه ذرات انرژی- بالا، بخش زیادی از ذرات باریکه از مادهٔ هدف عبور کرده، با الکترون‌ها برهم‌کنش نموده، کند شده و با هستهٔ دیگری برخورد نمی‌کنند. این دو مشکل را می‌توان با تولید باریکه‌هایی که در خلاف جهت یکدیگر در مدارهای ثابتی در حلقه‌های سنکروترونیِ غرق در بیشینه‌میدان‌های مغناطیسی‌شان می‌چرخند، رفع کرد. باریکه‌ها را می‌توان در نقاط یا نواحی برهم‌کنش خاصی به برخورد با هم واداشت. سامانه‌های حلقوی شامل آهنرباهایی، موسوم به حلقه‌های انبارش، نیز ابداع شده‌اند که بدون عوامل شتابنده هستند. تکانهٔ خالص ذراتی که برخورد سر به سر می‌کنند در چارچوب آزمایشگاهی صفر است و، علی‌الاصول، تمام انرژی برای برانگیزش فراورده‌ها قابل دسترسی است. خیلی با صرفه‌تر

[1] . Alternating gradient synchrotron

است که برای یک سامانهٔ سنکروترون، یک حلقهٔ انبارش بسازیم و یک ضریب ۲ در انرژی به دست آوریم تا اینکه شعاع سنکروترون را دو برابر کنیم. اگر ذراتی که در خلاف جهت هم می‌چرخند در یک دور با هم برخورد نکنند، که محتمل‌ترین رویداد است، صرفاً با ادامهٔ راه خود، به زبان ساده، برای تلاش مجدد دوباره بر می‌گردند. این ویژگی‌ها، به‌خصوص انرژی قابل دسترس بالاتر، بخشی جدا نشدنی از تمام شتابگرهای انرژی- بالای نوین است. تمام سنکروترون‌های نوینی که در بالا ذکر کردیم، شامل حلقه‌های انبارش و باریکه‌های گردشی مختلف‌الجهت هستند؛ به عنوان مثال، تواترون[1] به برخورد پروتون و پادپروتون، LEP به برخورد الکترون و پوزیترون و RHIC به برخورد باریکه‌های یون سنگین از حلقه‌های مجزا اختصاص دارد.

۱۴-۵. ترابرد و آنالیزِ باریکه ذرات باردار

هدف از شتاب دادن به ذرات، القای واکنش با هسته‌های هدف است. بیشترِ هدف‌های هسته‌ای پولک‌هایی از عناصر خالص هستند و نخستین آزمایش‌ها با قرار دادن یک پولک فلزی در مسیر باریکه در انتهای فرایند شتاب انجام می‌شدند. به عنوان مثال، پولک را می‌توان در بزرگ‌ترین شعاع یک سیکلوترون یا در انتهای یک شتابگر خطی قرار داد. همانگونه که در بخش پیش متذکر شدیم، این واکنش‌ها می‌توانند بین باریکه‌های گردشی مختلف‌الجهت در حلقه‌های انبارش نیز صورت پذیرند. به دلایلی چند از جمله تابش بالای ناشی از اتلاف باریکه در خلال شتاب و محدودیت‌های فضای قابل دسترس، انجام مستقیم آزمایش‌ها در شتابگرها خیلی مشکل است. لذا، تکنیک‌های ترابرد باریکه برای انتقال باریکه‌های کاملاً شتاب گرفته به اتاق‌های دور و حفاظت شده تدوین شده اند . این تکنیک‌های دستکاری باریکه تشابه مستقیمی با تکنیک‌های اپتیکی رایج دارندکه با کاربرد منشورها و عدسی‌های شیشه‌ای برای ترابرد فوتون‌ها صورت می‌گیرند.

در سامانه‌های اپتیکی وقتی پرتوهای نور از دو محیط با ضریب شکست‌های مختلف عبور کنند، متفرق می‌شوند. منشورها با استفاده از سطوح تختی که به هم نزدیک می‌شوند نور را تجزیه می‌کنند، عدسی‌ها با استفاده از سطوح خمیده (عدسی‌های کروی از همه متداول‌تراند) برای همگرا یا واگرا ساختن پرتوهای نور به‌کار می‌روند. باریکه‌ذرات باردار به‌طور مشابه توسط میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی تحت تأثیر قرار می‌گیرند. باریکه‌ذرات باردار با عبور از میدان یکنواخت بین دو سطح منحرف می‌شود و با عبور از یک میدان فزایندهٔ شعاعی که توسط دو، چهار، شش سطح، یا بیشتر، به وجود آمده است، می‌تواند همگرا یا واگرا شود. میدان‌ها معمولاً به صورت دوقطبی، چارقطبی، شش‌قطبی و جز آن برچسب می‌خورند. میدان‌های چند قطبی را می‌توان با بشقاب‌های

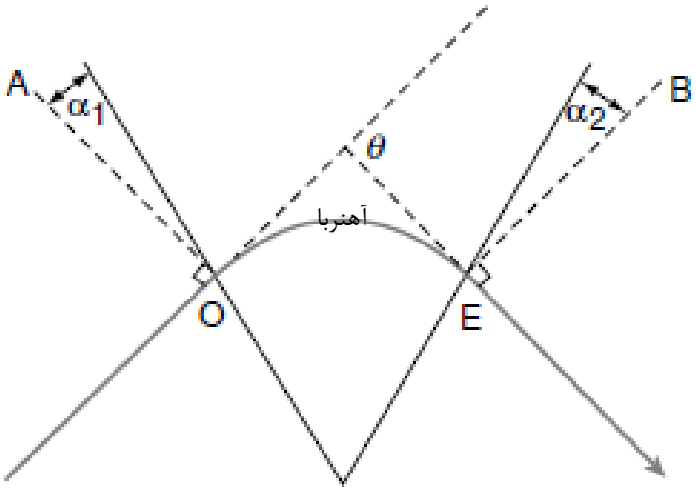
[1]. Tevatron

الکتروستاتیکی یا قطب‌های الکترومگنتی به‌وجود آورد. نیروهایی که بر ذرات متحرک وارد می‌شوند در سیستم‌های الکتروستاتیکی و مغناطیسی متفاوت‌اند. سیستم‌های مغناطیسی، عمدتاً به دلایل فنی بیشترین کاربردها را دارند زیرا فناوری سیم اَبررسانا ابزاری را برای تأمین میدان‌های مغناطیسی بسیار بزرگ در تجهیزات یکپارچه فراهم می‌آورد؛ در حالی‌که در مقایسه با آن بیشینه میدان‌های الکتریکی قابل حصول بسیار کوچک‌اند.

می‌دانیم که یک ذرهٔ باردار وقتی در یک میدان مغناطیسی حرکت می‌کند با نیرویی عمود بر جهت حرکتش روبه‌رو می‌شود. این نیروی لورنتس باعث می‌شود که ذره با شعاعی برابر $\rho = Bq/mv$، که بستگی به نسبت بار به جرم (q/m)یون دارد، خم گردد. لذا، با استفاده از یک دو قطبی مغناطیسی ساده می‌توان به یک باریکه‌ذرات تغییر جهت داد. به عنوان مثال مطابق شکل ۱۴-۱۰، مسیر باریکه‌ای را در نظر بگیرید که وارد میدان مغناطیسی ناحیهٔ بین قطب‌های یک آهنربای گوه‌ای شکل می‌شود. اینگونه آهنرباها را معمولاً قطاع‌های مغناطیسی یا مغناطیس‌های قطاعی می‌نامند و با میدان مغناطیسیB، شعاع خمشِ ρ و زاویهٔ خمشِ θ مشخص می‌کنند. باریکه، مسیر از O به E را در امتداد یک قوس با شعاع ρ دنبال می‌کند و به اندازهٔ زاویهٔ θ می‌چرخد. نیازی نیست که مسیر باریکه عمود بر اضلاع مستقیم قطاع باشد. این زاویه‌ها را در شکل ۱۴-۱۰ با α_1 و α_2 نشان داده ایم. اگر همهٔ ذرات وقتی وارد میدان مغناطیسی می‌شوند دقیقاً در مسیرهایی متوازی باشند، همه به اندازهٔ زاویهٔ θ خواهند چرخید و در یک دستهٔ موازی بیرون خواهند آمد. اگر، از سوی دیگر، ذرات در یک دستهٔ نامنظم وارد میدان مغناطیسی شوند، در آن‌صورت، قطاع یاد شده باریکه را در جهات افقی و عمودی با فاصله‌های کانونی زیر کانونی خواهد نمود:

$$f_{\text{افقی}} = \frac{\rho}{\sin(\theta)[1-\tan(\alpha_1)\tan(\alpha_2)] - \cos(\theta)[\tan(\alpha_1)+\tan(\alpha_2)]}$$

$$f_{\text{عمودی}} = \frac{\rho}{[\tan(\alpha_1)+\tan(\alpha_2)] - \theta[\tan(\alpha_1)\tan(\alpha_2)]}$$

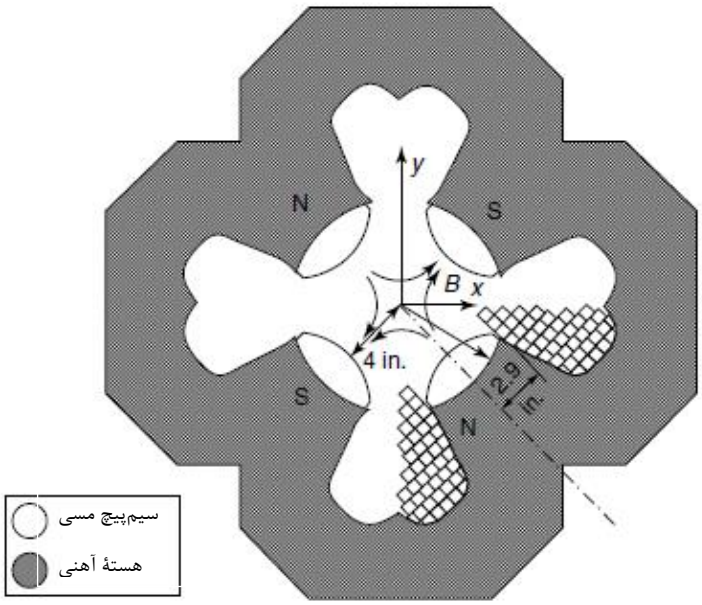


شکل ۱۴-۱۰. نمای طرح‌وار خم شدن یک باریکه‌ذرات باردار در یک آهنربای دو قطبی گوه‌ای شکل با ساق‌های مستقیم. باریکه به اندازهٔ زاویه θ خمیده خواهد شد؛ زاویه‌های α_1 و α_2 برای توصیف زوایای فرود نسبت به ساق‌های مستقیم به‌کار می‌روند و در تعیین تمرکز ضعیف ناشی از میدان فریزی اهمیت دارند. [اقتباس از:(Harvey,(1964]

توجه داشته باشید که فاصله‌های کانونی متفاوت‌اند. چنانچه باریکهٔ ذرات در امتداد عمود بر هر سطح وارد و خارج شوند، $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ و فاصله‌کانونی افقی به صورتِ $f_{\text{افقی}} = \rho/\sin(\theta)$ در خواهد آمد در حالی‌که تمرکز عمودی به تمامی از بین می‌رود $f_{\text{عمودی}} = \infty$. بنابراین، اگر یک باریکهٔ کاملاً گِرد توسط یک آهنربای دوقطبی منحرف شود، غالباً تقارن خود را در اثر فاصله‌های کانونی متفاوتِ آهنربای دو قطبی از دست خواهد داد. ابزار «همگرای» اپتیکِ- یونی دیگری باید به مجموعه افزود تا جبران این اختلاف را بکند و باریکهٔ گردی در محل هدف ایجاد نماید. لازم به یاد آوری است که شعاع خمش ρ، متناسب با خارج قسمتِ بار به تکانهٔ باریکه (q/mv)است به‌گونه‌ای که شدت میدان همهٔ آهنرباها را باید برای هر باریکه تنظیم کرد.

تمرکز مغناطیسی باریکهٔ ذرهٔ باردار را می‌توان با میدان همخط یک سیملوله یا با یک جفت چارقطبی مغناطیسی ایجاد کرد. در هر دو مورد آهنرباها میدان یا میدان‌هایی فریزی می‌آفرینند که ذرات واگرا را به محور اپتیکی بر میگردانند. اگر محور z را در امتداد مسیر باریکه تعریف کنیم، یک سیم‌لولهٔ تک، کار تمرکز در هر دو جهت x و y را انجام خواهد داد. چارقطبی مغناطیسی را می‌توان با آرایش چهار قطبِ دارای شدت‌های مساوی در فواصل ۹۰ درجه‌ای از یکدیگر بر روی یک دایره و

تناوب قطب‌های شمال و جنوب تولید کرد. مثالی از یک آهنربای چارقطبی در شکل ۱۴-۱۱ نشان داده شده است.

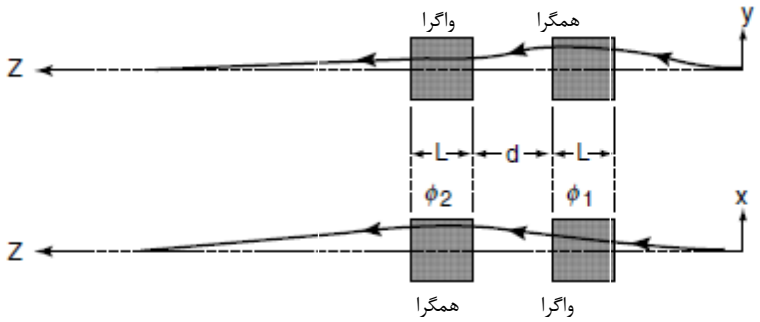


شکل ۱۴-۱۱ طرح‌وار یک آهنربای چارقطبی. آرایش قطب‌ها، تمرکز در امتداد x را در سیستم مختصات متعارف راستگردی که محور z آن رو به سوی بیرون صفحه است تأمین می‌کند.
[اقتباس از: O. Chumberlin, *Ann. Rev. Nucl. Sci*. 10,161,(1988)]

چنانچه به بررسی میدان مغناطیسی این قطعهٔ چارقطبی بپردازیم ملاحظه خواهیم کرد که میدان در امتداد محور مرکزی دقیقاً صفر است و به صورت خطی به یک مقدار بیشینه در هر قطب افزایش می‌یابد. (نوک قطب‌ها برای همدیسی با شکل میدان مغناطیسی باید سطوح هذلولی باشند، اگرچه، برای سهولت ساخت، غالباً نوک‌های استوانه‌ای به‌کار می‌روند.) لذا آهنرباهای چار قطبی با گرادیان میدان مغناطیسی، dB/dr، مشخص می‌شوند، که در آن r مختصهٔ شعاعی است و طول آنها، l، در امتداد جهت باریکه است. ذره‌ای که در امتداد محور مرکزی حرکت می‌کند در ناحیه‌ای عاری از میدان مغناطیسی باقی می‌ماند، در حالی‌که ذراتی که خارج از محور هستند با یک میدان

مغناطیسی فزاینده روبه‌رو می‌شوند که مانند یک میدان فریزی کنارهٔ یک آهنربای دو قطبی عمل می‌کند. با وجود این، توجه داشته باشید که میدان‌های فریزی، ذرات خارج از محور را در یک جهت (x در شکل ۱۴-۱۱) همگرا و در جهت قائم (y در شکل ۱۴-۱۱) واگرا می‌کنند. اگر ثابت $k^2 = (q/mv)\,dB/dr$ را تعریف کنیم، در این صورت فاصلهٔ کانونی یک چارقطبی به طول l (به نام یکتایه) عبارتند از:

$$f_{\text{چارقطبی}} = \frac{1}{k \sin(kl)}$$



شکل ۱۴-۱۲. اثر خالص کانونی کننده برروی یک باریکهٔ ذرات باردار واگرا که از ترکیب یک جفت عدسی چارقطبی مغناطیسی همگرا و واگرا به دست می‌آید. نقش کلیدیِ دوتایه این است که در بخش واگرای جفت، ذرات در امتداد مسیرهایی حرکت می‌کنند که به محور نوری نزدیک‌ترند.[اقتباس از:(1964),Harvey]

در نگاه اول، این حقیقت که یک یکتایه، به طور همزمان، هم همگرا است و هم واگرا، ممکن است تمرکز یکنواخت باریکه را غیر ممکن جلوه بدهد.با وجود این، از اپتیک نور مشخص است که ترکیب یک عدسی همگرا با یک عدسی واگرا یک اثر خالص کانونی کننده به صورتی که در شکل ۱۴-۱۲ نشان داده شده است، دارد. لذا، بسته‌های کانونی‌کنندهٔ مغناطیسی غالباً با ترکیب یک چارقطبی کانونی‌کنندهٔ $-x$ و یک چارقطبی کانونی‌کنندهٔ $-y$ که دارای طول‌های یکسانی هستند و تشکیل یک «دوتایه»، شکل می‌گیرند. سه چارقطبی $(y,\ x\ ,\ y)$ با طول‌های $(l, 2l, l)$ را گاهی در یک «سه‌تایه» ترکیب می‌کنند که انعطاف بیشتری در دستکاری شکل باریکه تأمین می‌کند.

مراکز نوین شتابگرها، برترکیب بزرگی از دوقطبی‌ها و چارقطبی‌های مغناطیسی برای ترابرد کامل و بدون اتلاف چشمگیر باریکه‌های شتاب گرفته به فواصل زیاد، تکیه دارند. آهنرباهای سیم‌لوله‌ای،

فقط هر از چندگاهی که به کانون‌های نقطه- به- نقطه نیاز هست مورد استفاده قرار می‌گیرند زیرا چارقطبی‌ها کاراتراند و تنظیم مستقل دو مختصه را امکان‌پذیر می‌سازند. چندقطبی‌های مغناطیسی بالا- مرتبه‌تر، مثل شش‌قطبی‌ها و هشت‌قطبی‌ها، برای تصحیح اَبیراهی‌ها در کاربردهای با قدرت تفکیک بالا مثل طیف‌سنج‌ها و جدا کننده‌های پاره‌های شکافت به‌کار می‌روند.

مسئلهٔ نمونه: یک آهنربای دوقطبی، باریکه ذرات باردار را به اندازهٔ ۲۲/۵° با شعاع ۲/۰ متر منحرف می‌کند. برای سهولت ساخت، قطب‌های آهنربا به شکل مستطیل و ابعاد ۱/۵×۰/۵ متر هستند. باریکه، به‌طور عمودی وارد مرکز یکی از وجوه ۰/۵ متری شده و با زاویه‌ای از کنارهٔ ۰/۵ متری روبه‌رو خارج می‌شود. فاصله‌های کانونی این آهنربا چه هستند؟

حل: برای حل این مسئله باید زاویه‌های α_1 و α_2 را حساب کنیم. از صورت مسئله می‌دانیم که $\alpha_1=0$. هندسهٔ مقدماتی نشان خواهد داد که در این مورد زاویهٔ خروج برابر زاویهٔ خمش است:

$$f_{\text{افقی}} = \frac{\rho}{\sin(\theta)[1-\tan(\alpha_1)\tan(\alpha_2)]-\cos(\theta)[\tan(\alpha_1)+\tan(\alpha_2)]}$$

$$= \frac{2/0\ \text{m}}{\sin(22/5^\circ)[1-\tan(0)\tan(22/5^\circ)]-\cos(22/5^\circ)[\tan(0)+\tan(22/5^\circ)]}$$

$$= \frac{2/0\ \text{m}}{0/383+0/924(0/414)}$$

$$= 2/613\text{m}$$

برای فاصلهٔ‌کانونی عمودی داریم

$$f_{\text{عمودی}} = \frac{\mathrm{h}}{[\tan(\alpha_۱) + \tan(\alpha_۲)] - \theta[\tan(\alpha_۱)\tan(\alpha_۲)]}$$
$$= \frac{۲/۰\,\mathrm{m}}{[\tan(۰) + \tan(۲۲/۵^\circ)] - ۲۲/۵^\circ\,(۲\pi/۱۸۰^\circ)\,\theta[\tan(۰)\tan(۲۲/۵^\circ)]}$$
$$= \frac{۲/۰\,\mathrm{m}}{\tan(۲۲/۵^\circ) - ۰}$$
$$= \frac{۲/۰\,\mathrm{m}}{۰/۴۱۴} = ۴/۸۲۸\,\mathrm{m}$$

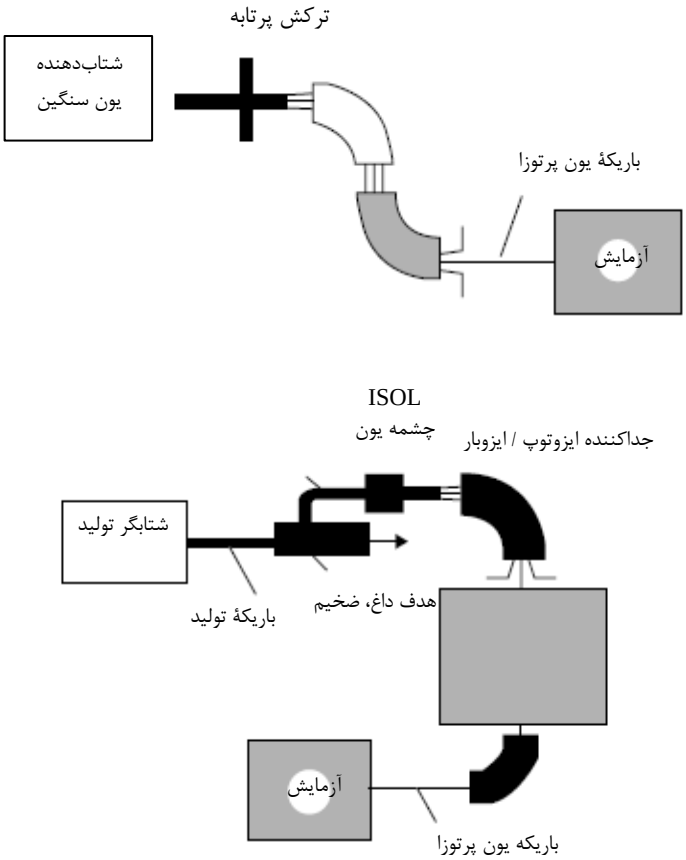
این‌گونه فاصله‌های کانونی متفاوت تمرکز عمودی ضعیف‌تر در مقایسه با تمرکز افقی مانند همین وضعیت در سامانه‌های ترابرد باریکه امری متداول است.

ترابرد و کنترل باریکه‌ذرات باردار با ابزار الکتروستاتیکی دارای این ویژگی جالب است که معادلات حرکت بستگی به جرم ذره ندارند. نیروی وارده بر یک ذرهٔ باردار در یک میدان الکتریکی صرفاً F_e = qE است که در آن q بار الکتریکی و E شدت میدان الکتریکی است. هنگامی که ذره‌ای با بار مثبت به ناحیهٔ بین دو صفحهٔ موازی به فاصلهٔ d و اختلاف ولتاژ V وارد می‌شود، نیروی الکتریکیِ $F_e = qV/d$، آن را به طرف الکترود با پتانسیل پایین‌تر رانده و در مداری دایره‌ای به شعاع $\rho = mv^۲(d/qV)$ به حرکت وامی‌دارد. لذا چنین اسبابی می‌تواند راستای باریکهٔ فرودی را تغییر دهد (همانگونه که در بالا بحث شد، باریکه در اثر ساختار فریزیِ میدان در ورودی و خروجی دستگاه دستخوش همگرایی ضعیفی خواهد شد). همگرایی قوی باریکه‌ذرات باردار را می‌توان با یک عدسی آینزِل[1] (همگرایی استوانه‌ای از یک مجموعه از سه الکترود حلقوی) و آرایش چارقطبیِ الکترودها تولید کرد. با الکترودی واقع در یک انرژی پتانسیلِ بزرگ‌تر از انرژی جنبشی تقسیم بر بار ذره می‌توان یک آینهٔ الکتروستاتیکی تولید کرد. قدرت خمش و همگرایی سیستم‌های الکتروستاتیکی، با بیشینه میدان‌های الکتریکی قابل اعمال بر الکترودها محدود می‌شود. این‌گونه سیستم‌ها به‌طور گسترده‌ای برای ترابرد باریکه‌های انرژی پایین، $\mathrm{KE} \le ۵۰\,\mathrm{keV}$، ساخته شده‌اند. برای مثال، باریکه‌های استخراج شده از چشمه‌یون‌ها معمولاً با ابزار الکتروستاتیکی ترابرد می‌شوند.

[1]. Einzel

۱۴-۶. باریکهٔ یون‌های پرتوزا

هسته‌های ناپایدار با نیمه‌عمرهای نسبتاً کوتاه، مدت‌هاست تولید شده و به صورت باریکه‌های انرژی- پایین جداسازی شده‌اند. اخیراً، تکنیک‌هایی برای تأمین باریکه‌های پرانرژی‌تری از هسته‌های با نیمه‌عمرهای کوتاه، در حد میلی‌ثانیه و با انرژی کافی برای القای واکنش‌های هسته‌ای ثانوی ابداع شده‌اند. تکنیک‌های تولید، معمولاً بر اساس آفرینش هسته‌های مرموز در واکنش‌های انرژی- بالا و به دنبال آن، جمع‌آوری و جداسازی یک هستهٔ مرموز خاص هستند. بسته به اینکه فراورده‌ها، باقی‌مانده‌های هدف (تقریباً در حال سکون در آزمایشگاه) باشند یا باقی‌مانده‌های هسته‌های پرتابه (در حال حرکت با سرعتی نزدیک به سرعت باریکه)، تکنیک‌های فیزیکی تفاوت می‌کنند ولی در هر دو واکنش یک هستهٔ بزرگ به چند پاره تقسیم می‌شود. تفاوت در سرعت اولیهٔ فراورده، پیامدهای بزرگی برای تکنیک‌های جداسازی فیزیکی و بازشِتابِش دارد ولی تأثیری بر سازوکار واکنش ندارد. به این ترتیب، باقی‌مانده‌های یکسانی برای مطالعه در هر چارچوب سکونی می‌توانند تولید شوند؛ و این محقق نیز شده است. باریکه‌های خیلی پر- انرژی پروتون ($E_{آزمایشگاه} \sim mc^2$) از سنکروترون‌ها به‌طور گسترده‌ای در سال‌های ۱۹۶۰/۱۳۴۰ به‌کار رفتند و فرایند ترکش هدف سریعاً برای تولید هسته‌های مرموز به خدمت گرفته شد. هسته‌های باقی‌مانده‌ای که پس از تاباندن یک باریکه‌تپ در هدف به وجود می‌آمدند، حرارتی و سپس، برای جداسازی، یونیده می‌شدند. این تکنیک، معمولاً تکنیک ISOL (شکل ۱۴-۱۳) نامیده می‌شود که نامی اختصاری است برای Isotope Separation On-Line، یا جداسازی آنی ایزوتوپ‌ها. امروزه، ممکن است دقیق‌تر باشد که ISOL را با چشمه‌یون درون‌خطی مترادف بگیریم تا تمایز این ابزار با ابزاری که کارشان جداسازی ترکش‌های «حین پروازِ» پرتابه است، روشن‌تر شود. باریکه با یک هدف معمولاً یک فلز مقاوم، که تا چند هزار درجه گرم شده است، برهم‌کنش می‌کند. هدف، خود می‌تواند کاملاً ضخیم باشد، حتی آنقدر ضخیم که باریکه را متوقف کند، اما برای گسیل سریع فراورده‌های واکنش باید نازک باشد. این پارادوکس ظاهری را می‌توان با روی‌هم چینی ورقه‌های نازک فلزی حل کرد. فراورده‌های واکنش در ماتریس هدف به تعادل حرارتی می‌رسند و بسته به طبیعت شیمیایی‌شان، می‌توانند به بیرونِ ماتریس پخش می‌شوند.



شکل ۱۴-۱۳. نمای طرحوار تکنیک‌های PF و ISOL برای تولید باریکه‌های پرتوزا.

تکنیک‌های بسیاری برای یونیدن اتم‌های داغ از جمله یونش سطحی، یونش باریکه‌الکترونی یا پلاسمایی و یونش تشدید لیزری، به‌کار رفته‌اند. توجه داشته باشید که سازوکار واکنش، گسترهٔ وسیعی از فراورده‌ها را به وجود می‌آورد، که اکثر آنها با آهنگ خاص خود به بیرون هدف پخش می‌شوند. فرایند یونش، یک فرایند شیمیایی دوم است که یون‌های کم‌باری تولید می‌کند. پس از یونیده شدن، فراورده‌های واکنش را می‌توان به‌آسانی از سامانهٔ هدف استخراج کرد و شتاب داد. گزینندگی شیمیایی وسیله‌ای فراهم می‌کند که مرموزترین هسته‌هایی را که در واکنش اولیه به صورت ضعیفی تولید می‌شوند، برگزینیم. ترکیبِ هدف- چشمه‌یون بر روی یک سکوی الکتروستاتیکی قرار می‌گیرد تا یون‌های خیلی کم- انرژی (کل، keV ۵۰≤) برای مطالعات واپاشی فراهم کند. تسهیلات

زیادی طی سال‌های متمادی وارد عمل شده‌اند، که موفق‌ترینِ آنها ISOLDE در سِرن است که تپ‌های پروتونی GeV ۱ از سنکروترون PS سرن را بر هدف‌هایی چون Nb، Ta وU می‌تاباند. تسهیلات ISOLDE دارای سامانهٔ الکتروستاتیکی بزرگی برای جابه‌جایی باریکه با تعداد زیادی ایستگاه‌های تجربی است.

پروژه‌های چندی در اطراف و اکناف جهان برای شتاب دادنِ باریکه ذرات مرموز به انرژی‌های کافی برای القای واکنش‌های هسته‌ای در دست اجرا هستند. این تسهیلات نسل اول همه متکی بر شتابگرهای موجود و در بعضی موارد، تجهیزات آزمایشگاهی موجود، می‌باشند. تسهیلاتی در لُوَن- لا- نُوو[1] در بلژیک، باریکه‌های پرتوزایی از هسته‌های سبک تولید می‌کند که در واکنش‌های مستقیم القاییده با یک باریکه پروتون MeV ۳۰ از سیکلوترونی که برای تولید رادیوایزوتوپ‌های پزشکی ساخته شده است، به وجود می‌آیند. فراورده‌های خنثای گازی، اتم‌ها و مولکول‌های کوچک از هدف به یک چشمه‌یون ECR پمپ می‌شوند و در آنجا یونیده شده و سپس به یک سیکلوترون K۱۱۰ انتقال می‌یابند. پروژهٔ HRIBF در اوک ریج، متکی بر کاربرد یکی از نخستین سیکلوترون‌های با تمرکز قطاعی (K=۱۰۰) برای تأمین یون‌های پرتوزا توسط یک باریکهٔ شدید پروتونی است. در این مورد، سیکلوترون K۱۰۰ از طریق واکنش‌های ساده‌ای مثل ^{۶۹}As $^{۷۰}Ge(p,۲n)$ در چشمه یونی که یون‌های $^{+}۱$ تولید می‌کند، هسته‌ها را به وجود می‌آورد. یون‌های مثبت، پیش از تزریق به یک تندم MV-۲۵ باید به یون‌های منفی تبدیل شوند. به این ترتیب، تندم محدودیت‌هایی بر عناصر شیمیایی که می‌توان به‌کار برد اعمال می‌کند. در تسهیلات ISAC در وَن‌کو وِرِ کانادا، یک باریکه پروتون MeV۵۰۰ از سیکلوترون با قطاع مجزای TRIUMF برای بمباران هدف‌های داغ به کار می‌رود. سپس یون‌های گسیل شده در یک شتابگر خطی ابررسانا شتاب داده می‌شوند. ویژگی همهٔ این تسهیلات این است که دارای شتابگری با باریکه‌های شدید برای تولید فعالیت‌ها (محرک) و شتابگر دیگری برای باریکهٔ ثانوی هستند.جدول ۱۴-۲ لیست تسهیلات ISOL را برای انواع رهیافت‌هایی که مورد استفاده‌اند نشان می‌دهد.

[1]. Louvian–la-Neuve

جدول ۱۴-۲. مثال‌هایی از تسهیلات ISOL ترکشی.

دستگاه	سامانهٔ شتابگر	واکنش۱	کشور
ARENAS	سیکلوترون/ ECR/ سیکلوترون	$(p,n),(p,2n),...$	بلژیک
HRIBF	سیکلوترون/+۱//-۱/تندم	(p,xn)	ایالات متحده
ISAC	سینکروترون/ECR/لینَک	TF	کانادا
REX-ISOLDE	سینکروترون بزرگ /+۱//EBIS/لینک	TF	اروپا(CERN)
SPIRAL	سیکلوترون‌های HI / ECR/ سیکلوترون	PF	فرانسه

۱) ردهٔ واکنش‌ها: هم‌جوشی انرژی -پایین و واکنش‌های مستقیم (p,xn)؛ ترکش هدف(TF)، ترکش پرتابه (PF).

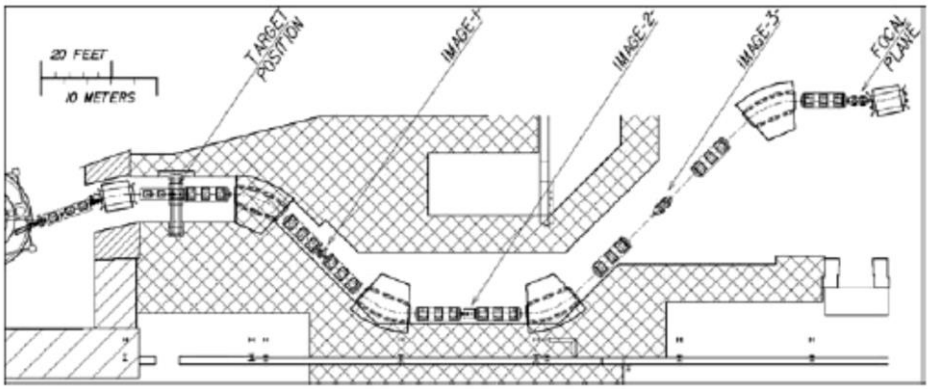
ظهور سنکروترون‌هایی در سال‌های ۱۹۷۰/۱۳۵۰ که می‌توانستند باریکه‌های کلیهٔ عناصر را با انرژی‌های بسیار بالا تأمین کنند، امکان تولید همان هسته‌های مرموز را به صورت باقی‌مانده‌های هدف با انرژی‌های جنبشی کافی که بتوان آنها را سریعاً به طور فیزیکی جداسازی و شناسایی کرد، فراهم آورد. این تکنیک معمولاً «تکنیک ترکش پرتابه» نامیده می‌شود اما ممکن است دقیق‌تر باشد که به آن «جداسازی حین پرواز» اطلاق کنیم زیرا سازوکارهای واکنشی دیگری علاوه بر ترکش پرتابه نیز وجود دارند که می‌توانند برای تولید این هسته‌ها به‌کار روند (شکل ۱۴– ۱۳). در این تکنیک، باریکه‌های هسته‌های مرموز متوقف نمی‌شوند و حتی هسته‌های بسیار کوتاه-عمر نیز می‌توانند مورد مطالعه قرار گیرند و برای القای واکنش‌های ثانوی به‌کار روند. در اواسط دههٔ ۱۹۷۰ /۱۳۵۰ نشان داده شد که تا ۱٪ باریکه اولیهٔ ^{12}C را می‌توان به یون‌های ^{11}C تبدیل و برای کاشت در نمونه‌های زیست‌پزشکی جداسازی کرد. آزمایش‌های فیزیک هسته‌ای برای تولید هسته‌های مرموز و مدرج کردن ابزار مأموریت‌های فضایی با استفاده از تکنیک‌های مشابه مبتنی بر صلابت مغناطیسی نیز با استفاده از خط – باریکه‌های LBL (برکلی، کالیفرنیا) برای نخستین بار صورت گرفتند و سپس به صورت مهیجی با استفاده از کاهنده‌های انرژی (طیف‌سنج LISE در GANIL (Caen، فرانسه) گسترش یافتند. این تکنیک، در چهار دستگاه *نسل‌دومی* که در اکناف جهان توزیع شده اند و دستگاه‌های *نسل‌سومی* در NSCL (ایالت میشیگان) و RIKEN (ژاپن) نیز به کار رفته است.

باریکهٔ یون‌های سریع هسته‌های مرموز را می‌توان از باریکهٔ اولیه و دیگر فراورده‌های واکنش، به کمک ترکیبی از نقش‌های متفاوت دوقطبی‌های مغناطیسی خَمِشگر و دوتایه‌های چارقطبی متمرکزکننده که بر توزیع یون‌های پر سرعتِ ($\beta\sim0/5c$) برآمده از هدف تأثیر می‌گذارند، جدا کرد. سامانه‌های مغناطیسی نافام نیز به کار می‌روند، که نافامی به معنای این است که مکان و زاویهٔ یون‌ها در انتهای دستگاه (موسوم به صفحهٔ کانونی) بستگی به تکانهٔ یون ندارد. این‌گونه سامانه‌های

مغناطیسی نافام معمولاً برای جداسازی مؤثر در انرژی‌های خیلی بالا از همه مفیدتراند زیرا می‌توانند بخش بزرگی از تمام پاره‌های تولید شده را جمع‌آوری و در نقطهٔ کوچکی کانونی کنند. سامانه‌های نافام دارای مزیت دیگری هم هستند که اندازهٔ نقطهٔ نهایی حتی هنگامی که پذیرش تکانه بزرگ است کوچک نگه داشته می‌شود. عناصر کلیدی در این آلات و ادوات عبارتند از: یک خمش اولیه برای گزینش نسبت تکانه- به- بار، یک کاهشگر انرژی، که گُوِه هم نامیده می‌شود، برای جداسازی عدد اتمی و یک خمش ثانویه برای گزینش نسبت تکانه -به - بار یک یون خاص.

یک گشودگی یا شکاف در میانهٔ راه برای محدود کردن پذیرش تکانهٔ دستگاه به‌کار می‌رود. از آنجا که سازوکار ترکش، همهٔ هسته‌ها را با سرعت تقریباً یکسانی تولید می‌کند، صلابت مغناطیسی اولیه $(B\rho = mv/q)$و بنابراین، گزینشِ نسبت تکانه- به- بار، معادل با جداسازی بر اساس نسبت جرم- به- بار فراورده‌هاست. با این‌همه، واکنش‌های ترکش پرتابه، یون‌های متفاوت بسیاری تولید می‌کنند که نسبت بار- به -جرم آنها یکی است، مثلاً، ترکش یک باریکهٔ ^{18}O علی‌الاصول می‌تواند تولید پنج یون با $m/q = 3$ بکند: ^{3}H، ^{6}He، ^{9}Li، ^{12}Be و ^{15}B. وارد کردن کاهشگر انرژی در میانهٔ راه باریکه، که تصویر ازهم‌پاشیده است، به منظور حذف یون‌هایی است که نسبت جرم- به- بار اولیه شان با پارهٔ مورد نظر یکی است، اما اعداد اتمی متفاوت‌اند. به یاد داشته باشید که همهٔ یون‌ها مقداری از انرژی جنبشی خود را در کاهشگر از دست خواهند داد و مقدار نسبی به عدد اتمی آنها بستگی دارد. لذا یون‌ها، با صلابت‌های مغناطیسی مختلفی از پولک خارج خواهند شد. به این ترتیب، آلودگی‌ها می‌توانند، با یک خمیدگی اضافی، از نظر فضایی در صفحهٔ کانونی از هم‌پاشیده باشند. این جداسازیِ وابسته- به- Z، متناسب با ضخامت کاهشگر و نسبتِ صلابت مغناطیسیِ نیمهٔ دوم سامانه به نیمهٔ اول می‌باشد. نمودار طرح‌وار جداکنندهٔ A۱۹۰۰ که در NSCL در حال فعالیت است در شکل ۱۴-۱۴ نشان داده شده است.

در حال حاضر، جداکننده‌های ترکش پرتابهٔ فعالی در فرانسه، آلمان، ژاپن، روسیه و ایالات متحده وجود دارند. دستگاه‌های مشابه دیگری در چند آزمایشگاه در مراحل طراحی یا در حال ساخت هستند. مقایسه‌ای پارامترهای گوناگونی که این جداکننده‌های ترکش‌ها را توصیف می‌کنند در جدول ۱۴–۳ داده شده است. جداکنندهٔ LISE بیش از ۱۵ سال است که در حال کار بوده و برای آزمایش‌های گوناگون، باریکه تأمین نموده است.



شکل ۱۴-۱۴. نمودار طرح‌وار ۱۹۰۰ A، یک جداکنندهٔ جدید ترکش‌های پرتابه که اخیراً در دانشگاه ایالتی میشیگان ساخته شده است.

جدول ۱۴-۳. مقایسهٔ جداکننده‌های ترکش‌ها.

دستگاه	Ω(msr)	Δp/p (٪)	B_P (T-m)	قدرت تفکیک (۱)	طول (متر)	تسهیلات
A۱۲۰۰	۰/۸-۴/۳	۳/۰	۵/۴	۷۰۰-۱۵۰۰	۲۲	NSCL (ایالات متحده)
A۱۹۰۰	۸/۰	۴/۵	۶/۰	~۲۹۰۰	۳۵	NSCL (ایالات متحده)
COMBAS	۶/۴	۲۰	۴/۵	۴۳۶۰	۱۴/۵	JINR (روسیه)
LISE3	۱/۰	۵/۰	۳/۲	۸۰۰	۱۸	GANIL (فرانسه)
FRS	۰/۷-۲/۵	۲/۰	۹-۱۸	۲۴۰-۱۵۰۰	۷۳	CSI (آلمان)
RIPS	۵/۰	۶/۰	۵/۷۶	۱۵۰۰	۲۱	RIKEN (ژاپن)
RCNP	۱/۱	۸/۰	۳/۲	۲۰۰۰	۱۴	RCNP (ژاپن)

۱) قدرت تفکیک جرم – به – بار، ر.ک متن.

دستگاه RIPS در میان دستگاه‌های نسل دومی، بزرگ‌ترین زاویه فضایی و پذیرش تکانه را دارد. دستگاه جدیدترِ COMBAS که اخیراً در JINR در دوبنا[1] ی روسیه ساخته شده است، دارای پذیرش خیلی بزرگ‌تری است و مبتنی بر کاربرد آهنرباهای با کار مرکب است. جداکننده‌های

[1] . Dubna

A۱۲۰۰ (که اکنون بازنشسته است) و A۱۹۰۰ (در دانشگاه ایالتی میشیگان) (که به‌طور طرح‌وار در شکل ۱۴-۱۴ نشان داده شده است)، RCNP (اوزاکا) و FRS (GSI) در ابتدای سیستم توزیع باریکه قرار دارند تا تحویل باریکه‌های پرتوزا به هر قسمت تحقیقاتی امکانپذیر باشد. علاوه بر وابستگی آشکار شدت RNB به شدت باریکه اولیه، آهنگ باریکهٔ دوم نیز مستقیماً به پذیرش نسبی جداکننده مرتبط است. دستگاه GSI برای انرژی‌های جنبشی بسیار بالا طراحی شده است، که مخروط زاویه‌ای ترکش‌ها و پاشیدگی نسبی انرژی نسبتاً کوچک‌اند. این امر اجازه می‌دهد که پذیرش فیزیکی دستگاه کوچکتر باشد اما «پذیرش کامل» تک-تک فراورده‌ها هنوز وجود دارد. زاویه‌فضایی بزرگ و پذیرش تکانهٔ وسیع بویژه هنگامی مهم‌اند که بخواهیم دستگاه را برای جدا کردن یون‌های سبک در انرژی‌های ۲۰۰- ۵۰ میلیون الکترون‌ولت بر نوکلئون، ناحیه انرژی‌ای که در آن اکثر جداکننده‌ها کار می‌کنند، به کار ببریم. توجه داشته باشید که هر قدر پذیرش فیزیکی جداکننده بزرگ‌تر باشد، انرژی اولیهٔ لازم برای داشتن ۱۰۰٪ بازدهی در جمع‌آوری پایین‌تر خواهد بود.

۱۴-۷. سلاح‌های هسته‌ای

درحالیکه بحث کامل پیرامون سلاح‌های هسته‌ای فراتر از اهداف این کتاب است، ذکر نکاتی دربـــارهٔ اصول کار چنین ابزاری و ارتباطشان با راکتورها و شتابگرها مطلوب به نظر می‌رسد. تکنیک‌های به‌کار رفته برای تولید یک «انفجار هسته‌ای» (یعنی، یک واکنش اساساً زنجیره‌ای، خودبه‌خود و دایمی هسته‌ای) بسیار پیچیده اند. انفجار هسته‌ای، نیاز به یک طیف نوترون انرژی-بالا (نوترون‌های سریع، یعنی، نوترون‌های با انرژی‌های بیش از ۱MeV) دارد. این، اساساً از این حقیقت ناشی می‌شود که، برای بروز یک انفجار واکنش زنجیره‌ای هسته‌ای باید خیلی سریع — از مرتبهٔ میکرو ثانیه- باشد. هر نسل در واکنش زنجیره‌ای باید طی تقریباً ۰/۰۱ میکرو ثانیه (یک «لرزه») یا کمتر رخ بدهد. آزاد شدن انرژی در خلال چند نسل رخ می‌دهد، هر چند که ۹۹/۹ درصد انرژی در هفت نسل آخر یعنی در مدت زمانی از مرتبهٔ ۰/۱ میکـــرو ثـــانیه آزاد می‌شود. مقیاس زمانی سریع این واکنش مستلزم به‌کارگیری نوترون‌های سریع است. فرایند کاهش انرژی نوترون زمان‌بَر است و عمدتاً امکان انفجار را از بین می‌برد. این موضوع، مبین این نکته نیز هست که چرا در آن دسته از نیروگاه‌های هسته‌ای که با طیف نوترون‌های کند یا حرارتی کار می‌کنند، حتی در بدترین حوادث قابل تصور، انفجار هسته‌ای رخ نخواهد داد. در مورد راکتورهایی که با نوترون‌های انرژی بالاتر کار می‌کنند نیز امکان انفجار هسته‌ای به دلیل آرایش هندسی مادهٔ شکافت‌پذیر و «بازآرایشِ» این ماده در صورت بروز حادثه وجود ندارد.

مواد منفجرهٔ اولیهٔ سلاح‌های هسته‌ای، در عمل، محدود به ^{۲۳۹}Pu و ^{۲۳۵}U هستند زیرا این نوکلیدها تنها نوکلیدهایی هستند که طول عمرشان قابل ملاحظه است، می‌توان آنها را در مقادیر زیادی تولید کرد و نیز می‌توانند با نـــوترون‌های از هر ردهٔ انرژی، از صفر (حرارتی) تا انرژی‌های بالاترِ نوترون‌های نسل دومی گسیل شده در شکافت، دستخوش شکافت بشوند. نوکلیدهای دیگر، مثلاً، ^{۲۳۸}U یا ^{۲۳۲}Th، می‌توانند با برخی از این نوترون‌های پُرانرژی تر دستخوش شکافت شوند، اما نه با آنهایی که انرژی‌شان پایین‌تر است. امکان تولید یک واکنش زنجیره‌ای خود نگهدار با این نوکلیدها وجود ندارد زیرا بخشی ناکافی از نوترون‌های تولید شده در واکنش شکافت دارای انرژی مناسب برای القا و لذا تداوم واکنش شکافت هستند.

در سلاح‌های مبتنی بر شکافت فعلی، ^{۲۳۹}Pu یا ^{۲۳۵}U خیلی غنی شده (معمولاً بالاتر از ۹۰ درصد) به‌کار می‌روند، اگرچه اساساً غنی‌سازی‌های تا ۱۰ درصد هم قابل استفاده اند. سلاح‌های شکافت مبتنی بر ^{۲۳۹}Pu، دارای نسبت‌های بهره- به- وزن بالاتری هستند و می‌توان آنها را در اندازه‌ها و وزن‌های کوچک‌تری ساخت. یک مسئله در سلاح‌های مبتنی بر پلوتونیم، حضور ^{۲۴۰}Pu است، که آهنگ شکافت خودبخود بالای آن می‌تواند مسائلی را در رابطه با «عمل کردن زودهنگام» سلاح ایجاد کند. «عمل کردن زودهنگام» سلاح، به صورت آغاز واکنش زنجیره‌ای هسته‌ای قبل از حصول درجهٔ فوق بحرانی مطلوب (رک به بحث زیر) تعریف می‌شود. نوترون‌های گسیل شده در خلال شکافت خودبه‌خودی ^{۲۴۰}Pu می‌توانند باعث بروز این شروع زودهنگام شوند، که بهرهٔ سلاح را کاهش و عدم قطعیت در بهره را افزایش خواهد داد. برای جلوگیری از شروع زودهنگام، پلوتونیم با درجهٔ تسلیحاتی، شامل کمتر از ۷ درصد ^{۲۴۰}Pu است درحالی‌که پلوتونیم معمولی با درجهٔ راکتوری ممکن است شامل بیش از ۱۹ درصد ^{۲۴۰}Pu باشد. میزان حضور ^{۲۴۰}Pu در پلوتونیم را می‌توان با تنظیم مدت زمانی که ^{۲۳۸}U برای تولید ^{۲۳۹}Pu در راکتور می‌ماند کنترل کرد. بسیاری از سلاح‌های شکافتی امریکا، شامل ^{۲۳۹}Pu و ^{۲۳۵}U، هر دو هستند؛ گزینه، با سبک‌وسنگین کردن بین بازدهٔ بالاتر ^{۲۳۹}Pu و دسترس‌پذیری بیشتر ^{۲۳۵}U صورت می‌گیرد. (تقریباً ۴۳ تن Pu در سلاح‌های هسته‌ای آمریکا وجود دارد). چنانچه شرایط به‌گونه‌ای باشند که آهنگ اتلاف نوترون‌ها سریع‌تر از آهنگ تولید آنها در شکافت باشد واکنش زنجیره‌ای خودنگه‌دار نخواهد بود. فرار نوترون‌ها در خارج از جرمی از ^{۲۳۹}Pu (یا ^{۲۳۵}U) صورت می‌گیرد که دستخوش شکافت می‌شود و لذا «آهنگ اتلاف از طریق فرار»، با مساحت سطح تعیین می‌گردد. از سویی دیگر، فرایند شکافت، که به تولید نوترون بیشتری می‌انجامد، در کل ماده رخ می‌دهد؛ لذا آهنگ رشد جمعیت نوترون بستگی به جرم دارد. چنانچه مقدار ^{۲۳۹}Pu (یا ^{۲۳۵}U) کم باشد، یعنی نسبت مساحت سطح به حجم بزرگ باشد، نسبت

نوترون‌های تلف شده در اثر فرار به آنهایی که ایجاد شکافت می‌کنند بقدری بزرگ خواهد بود که انتشار یک واکنش زنجیره‌ای هسته‌ای و لذا ایجاد انفجار، امکان‌پذیر نخواهد بود. اما وقتی اندازهٔ قطعهٔ ^{۲۳۹}Pu (یا ^{۲۳۵}U) افزایش داده شود و در اثر آن اتلاف نسبی نوترون‌ها کاهش یابد، به نقطه‌ای می‌رسیم که در آن واکنش زنجیره‌ای خودنگه‌دار می‌شود. این را «جرم بحرانی» مادهٔ شکافت‌پذیر می‌نامند.

جرم بحرانی یک کرهٔ عریان فلز ^{۲۳۵}U با چگالی معمولی، ۵۲ کیلوگرم گزارش شده است درحالیکه همین عدد برای برخی فازهای فلز پلوتونیم ۱۰ کیلوگرم است. با وجود این، جرم بحرانی را می‌توان از چند راه کاهش داد. کاربرد یک بازتابنده می‌تواند جرم بحرانی را با ضریبی معادل ۳-۲ کاهش دهد. تراکم ماده برای افزایش چگالی آن نیز مقدار جرم بحرانی را پایین‌تر خواهد برد، به‌طوری‌که جرم بحرانی تقریباً متناسب با وارونِ مربع چگالی است. در بسیاری از سلاح‌های هسته‌ای، تنها بخشی از جرم بحرانی (با چگالی معمولی) به‌کار می‌رود. با توجه به حضور نوترون‌های سرگردان در جَوّ یا امکان تولید آنها به طرق مختلف، آن مقدار از ^{۲۳۹}Pu (یا ^{۲۳۵}U) که فراتر از جرم بحرانی است احتمالاً ذوب یا منفجر می‌گردد. لذا، لازم است که سلاح هسته‌ای پیش از انفجار شامل هیچ تک-قطعه‌ای از مادهٔ شکافت‌پذیر به بزرگی جرم بحرانی برای شرایط داده شده نباشد. لذا برای تولید انفجار، ماده باید فوق بحرانی، یعنی دارای جرمی بالاتر از جرم بحرانی شود و این کار باید در زمانی چنان کوتاه صورت بگیرد که کاملاً مانع یک تغییر *زیر- انفجاری* در پیکربندی، مانند ذوب، بشود.

دو روش کلی برای رسیدن به انفجار هسته‌ای، یعنی، تبدیل سریع یک سیستم زیر بحرانی به فوق بحرانی وجود دارد. در روش اول، دو یا سه قطعه از مادهٔ شکافت‌پذیر، هر کدام کمتر از جرم بحرانی، را خیلی سریع در حضور نوترون‌ها برای تشکیل قطعه‌ای که جرم آن فراتر از جرم بحرانی است، به یکدیگر نزدیک می‌کنند. به‌این منظور، می‌توان در یک نوع توپ تسلیحاتی و با استفاده از یک مادهٔ با قدرت انفجاری بالا (خرج)، یک قطعهٔ زیربحرانی از مادهٔ شکافت‌پذیر را از تَهِ توپ به سوی قطعهٔ زیربحرانی دیگری که خیلی محکم در دماغهٔ توپ نگه داشته شده است، شلیک کرد. نخستین سلاح‌های هسته‌ای دارای جرمی از ^{۲۳۵}U به شکل کره بودند که دوشاخه‌ای از مرکز آن برداشته شده بود. سپس، دوشاخه به سوی مرکز کره شلیک می‌شد و یک مجموعهٔ فوق بحرانی تشکیل می‌داد. این تکنیک بیشتر از نظر تاریخی جالب توجه است.

در روش دوم از این واقعیت استفاده می‌شود که وقتی مقداری زیر بحرانی از یک ایزوتوپ مناسب، یعنی، ^{۲۳۹}Pu یا (^{۲۳۵}U)، شدیداً متراکم شده باشد، می‌تواند بحرانی یا فوق بحرانی بشود. دلیل این امر آن است که متراکم کردن مادهٔ شکافت‌پذیر یعنی افزایش چگالی آن آهنگ تولید نوترون‌های ناشی از شکافت را در مقایسه با آهنگ اتلاف آن‌ها در اثر فرار افزایش می‌دهد. مساحتِ سطح (یا

مساحت فرار نوترون) کاهش داده می‌شود، درحالی‌که جرم (که آهنگ انتشار شکافت به آن بستگی دارد) ثابت باقی می‌ماند. لذا ممکن است با همان جرمی که در وضعیت غیرمتراکم زیربحرانی بود یک واکنش زنجیره‌ای خود نگهدار به وجود آید.

در یک سلاح مبتنی بر شکافت، تراکمِ مطلوب ممکن است با احاطهٔ ماده زیربحرانی توسط پوسته‌ای از مواد منفجرهٔ شیمیایی که با چند چاشنی خارجی می‌ترکد تا یک موج رو- به -داخل «انفجار داخلی» تولید کند، حاصل می‌شود. انفجار داخلی، فشارهای بسیار بالای میلیون‌ها پوند بر اینچ مربع در مرکز سلاح ایجاد می‌کند و به این ترتیب، چگالی را با ضریبی حدود ۲ افزایش می‌دهد. با یک تخمین ساده می‌توان نشان داد که مجموعهٔ حاصل باید دارای اندازه‌ای حدود۱۰ سانتی‌متر، مسیر آزاد میانگین نوترون سریع در ^{۲۳۵}U یا ^{۲۳۹}Pu، باشد. در سلاح‌های هسته‌ای نوین از تکنیک انفجار داخلی استفاده می‌شود.

در هر دو روش، از فلزاتِ سنگینِ چگالی- بالا برای احاطهٔ مادهٔ شکافت‌پذیر استفاده می‌شود تا، به‌این‌وسیله، فرار نوترون‌ها از مجموعهٔ واکُنا کاهش یابد یا از آن جلوگیری شود. برای حصر مادهٔ شکافت‌پذیر و اطمینان از این که بخش به اندازهٔ کافی بزرگی از هسته‌ها، پیش از اینکه انبساط مادهٔ منفجره موجب زیربحرانی شدن گردد، دستخوش شکافت می‌شوند، آن را با یک غلاف از جنس فلز سنگین به‌عنوان مانع (و بازتابندهٔ نوترون) می‌پوشانند.

در بمب گرما هسته‌ای[1] یا هیدروژنی، بخش بزرگی از رهایی انرژی به جای شکافت هسته‌ای، در اثر هم‌جوشی هسته‌ای رخ می‌دهد. ایزوتوپ‌های‌هیدروژن، ^{۲}H (دوتریم، D) و ^{۳}H (تریتیم، T)، را می‌توان به صورت زیر به همجوشی وا داشت:

$$^{۲}H + ^{۳}H \rightarrow ^{۴}He + n + ۱۷MeV$$

راه‌اندازی این واکنش هم‌جوشی D-T، مستلزم دماهای ۱۰۰-۱۰ میلیون درجه است. مقادیر نسبتاً بالایی از دوترویم / تریتیم و/ یا لیتیم دوتراید را می‌توان با یک انفجار مبتنی بر شکافت که دما ممکن است حدود $۱۰^{۸}K$ باشد داغ کرد. (تریتیم، دَر جا، با بمباران نوترونی ^{۶}Li در خلال واکنش همجوشی، از طریق واکنش $^{۶}Li + n \rightarrow ^{۳}H + ^{۴}He + n + ۱۷MeV$، تولید می‌گردد و لذا واکنش کلی همجوشی به صورت $^{۶}Li + ^{۲}H \rightarrow ۲^{۴}He + ۲۱/۷۸MeV$ است).

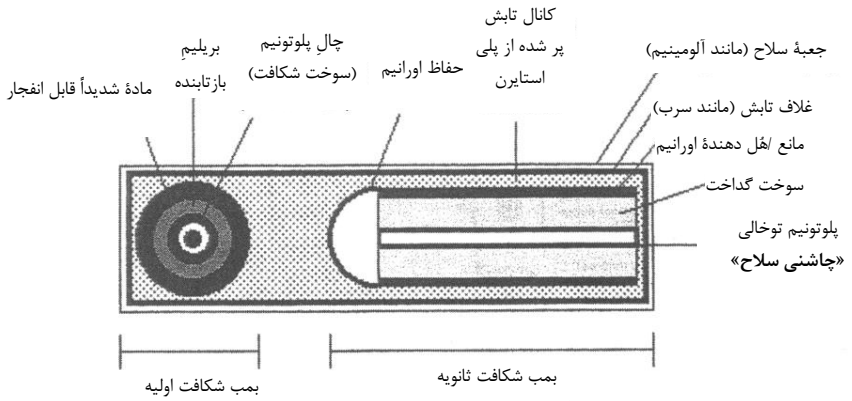
[1]. Thermonuclear

انرژی آزاد شده را می‌توان با کاربرد نوترون‌های انرژی- بالای آزاد شده در واکنش‌های همجوشی برای القای شکافت در ایزوتوپ فراوان‌ترِ ^{۲۳۸}U افزایش داد. لذا، سلاح‌های شکافت– گداخت و شکافت – گداخت – شکافتی وجود دارند، که می‌توانند باعث انفجارهایی با انرژی‌های بسیار بالاتر از سلاح‌های مبتنی بر شکافت هسته‌ایِ صِرف بشوند.

در یک سلاح نوعیِ گرما- هسته‌ای چند مرحله‌ای نوین، تابش حاصل از یک انفجار شکافتی را برای انتقال انرژی و متراکم کردن بخش دیگری از سلاح که به‌طور فیزیکی جدا قرار گرفته و حاوی مادهٔ هم‌جوشی است، مورد استفاده قرار می‌دهند. منظور از مادهٔ شکافت‌پذیر، مرحلهٔ اولیه است درحالی‌که مادهٔ هم‌جوشی را مرحلهٔ ثانویه می‌نامند.

مـــرحلهٔ سومی هم می‌تواند افزوده شود که در آن نوترون‌های سریع از واکنش هم‌جوشی برای شروع شکافت ^{۲۳۸}U وارد عمل می‌شوند.

در سلاح‌های گرما هسته‌ای چند مرحله‌ای نوین، گفته می‌شود که میزان انرژی آزاد شده از واکنش‌های شکافت و همجوشی تقریباً به یک اندازه است.



شکل ۱۴–۱۵. نمودار طرح‌وار یک بمب هیدروژنی.
[اقتباس از:Carey Sublette, Nuclear Weapon Archive]

یک نمودار طرح‌وار منتشر شده از نحوهٔ کار یک سلاح گرما هسته‌ای چند مرحله‌ای نوین در شکل ۱۴-۱۵ نشان داده شده است. مرحلهٔ شکافت مشابه سلاحی است که روی ناکازاکی انداخته شد اما قطر آن فقط ۱۲ اینچ است. آرایش مواد انفجاری شیمیایی مثل پیکربندی یک توپ فوتبال با ۲۰ شش‌ضلعی و ۱۲ پنج‌ضلعی است که یک کره تشکیل می‌دهند. سیم‌های چاشنی به هر وجه متصل‌اند.

در این مثال واکنش هم‌جوشی باید قبل از آنکه انبساط گوی آتشزنهٔ ماشهٔ شکافت، مواد هم‌جوشی را نابود کند (یعنی در مدت زمان کمتر از ۱۰۰ لرزه) رخ بدهد. این امر با استفاده از تابش x و γ برای انتقال انرژی واکنش شکافت تحقق می‌یابد. تابش x و γ تقریباً ۱۰۰ بار سریع‌تر از آوارهای واکنش شکافت به مجموعهٔ همجوشی می‌رسد. همانگونه که در شکل ۱۴-۱۵ نشان داده شده است، سلاح گرما هسته‌ای در این مثال استوانهٔ است به طول ۳ تا ۴ فوت و قطر ۱۸ اینچ که مرحلهٔ شکافت نزدیک یک سر و مرحلهٔ همجوشی نزدیک سر دیگر قرار گرفته است. تابش x یا γ به فوم پلی‌استایرین که مجموعهٔ همجوشی را احاطه کرده است، هدایت می‌شود. انرژی تابشی به وسیلهٔ فوم پلی‌استایرین جذب می‌گردد و سپس به یک پلاسمای برانگیخته منتقل می‌شود، که مجموعهٔ سوخت همجوشی را متراکم می‌کند.

«بمب نوترونی» یا «تابش تقویت شده» یک سلاح گرما هسته‌ای است که در آن آزاد شدن انرژی به شکل گرما و انفجار به حداقل می‌رسد و آثار کُشندهٔ نوترون‌های انرژی- بالای تولید شده در هم‌جوشی، به حداکثر. گزارش شده است که این کار با حذف مؤلفه‌های ^{238}U سلاح‌ها انجام می‌پذیرد. ماحَصَلِ پیشنهاد این ایده این است که شعاع انهدام آنی (دُز ۸۰۰۰ راد) یک بمب نوترونی، تقریباً معادل یک سلاح مبتنی بر شکافتِ با بهرهٔ ۱۰ بار بیشتر است. به این ترتیب، شعاع انهدام آنی برای یک بمب نوترونی یک کیلوتنی (kT) تقریباً ۶۹۰ متر است.

بهره‌های سلاح هسته‌ای بر حسب کیلوتن TNT اندازه گرفته می‌شوند (1kT تی. ان. تی برابر 10^{12} کالری، یعنی، مساوی انرژی انفجار ۶۰ گرم مادهٔ شکافت‌پذیر است). انرژی آزاد شده عمدتاً به‌صورت فشار و گرما با مقادیر کم‌تری (حدود ۱۵ در صد) تابش است. نخستین بمب هسته‌ای، که در آلاموگوردو[1]، نیومکزیکو، آزمایش شد، بهره‌ای برابر ۲۰ kT داشت، که مثل بمب «مرد چاق»[2] بود که بر شهر ناکازاکی، ژاپن، فرو انداخته شد (سوخت هر دو ^{239}Puبود). بمب «پسرک کوچک»[3] که

---

1. Alamogordo
2. Fat Man
3. Little Boy

بر شهر هیروشیمای ژاپن فرو ریخته شد دارای بهره‌ای برابر kT ۱۵-۱۲ (با سوخت $U^{۲۳۵}$) بود. بازده بمب‌های پلوتونیمی تقریباً ۱۷ درصد بود، در حالی‌که بمب اورانیمی دارای بازدهٔ ۱/۳ درصد بود. برای یک سلاح ۲۰kT، دز تابشی در فاصلهٔ ۵۰۰ متری از مرکز انفجار تقریباً ۷۰Gy تخمین زده می‌شود که در ۱/۱ کیلومتری به Gy ۴~ کاهش می‌یابد. گزارش شده است که کوچکترین سلاح‌های هسته‌ای دارای وزنی تقریباً ۰/۵ درصد بمب مرد چاق (۱۰۸۰۰ پوند)، طولی حدود ۲۵ تا ۳۰ اینچ، قطری حدود ۱۰ تا ۱۲ اینچ، و بهره‌های انفجاری حدود kT ۰/۲۶ هستند. بمب‌های گرماهسته‌ای نوین با بهره‌های kT ۱۰۰ دارای نسبت‌های وزن/بهره kT/kg ۳-۱ هستند، که خیلی دور از بیشینه مقدار نظری kT/kg ۸۰ است.

مسائل

۱. یک شتابگر کارکرافت – والتن تولید پروتون‌های keV ۴۰۰ می‌کند. بیشینه انرژی نوترون‌هایی که با این شتابگر با استفاده از واکنش $d+T$ می‌توان تولید کرد چقدر است؟

۲. چنانچه راکتوری دارای ۱۱ کیلوگرم ^{235}U باشد و با توانی معادل MW ۱ کار کند، شار پادنوترینوها در ۱۵ متری قلب چقدر است؟

۳. آیا این گزاره که سم راکتور ^{135}Xe، ۱۰ ساعت پس از خاموشی یک راکتور شار بالا ($>10^{14}\ n/cm^2s$) به بیشینه می‌رسد، درست است؟

۴. در راکتور مسئله ۲، چه مدت طول می‌کشد تا ۱۰ درصد سوخت مصرف شود؟

۵. چنانچه اورانیم طبیعی با غلظتی معادل ۰/۴ گرم در هر گرمِ D_2O حل شود، k_∞ و شعاع یک جرم بحرانی را حساب کنید؟

۶. چنانچه در راکتوری زمان بین تولید و جذب نوترون‌ها ۱ ms و توان آن ۱MW باشد، تعداد نوترون‌های آزاد را هنگام کار راکتور محاسبه کنید؟

۷. تعداد برخوردهای مورد نیاز برای کاهش انرژی نوترون از ۱MeV به ۰/۰۲۵ eV را در H_2O، D_2O و C حساب کنید. مسیر آزاد میانگین را در هر حالت حساب کنید؟

۸. یک چشمهٔ ۱ گرمی ^{252}Cf داریم. شار نوترون را در ۱ متری از چشمه و گرمای تولید شده در چشمه را حساب کنید.

۹. برای یک راکتور MW ۱۰۰۰ که با سوخت شامل ۵ درصد ^{235}U کار می‌کند، مصرف سالیانه اورانیم را در کار تمام وقت حساب کنید.

۱۰. سرد شدن الکترونی و سرد شدن کاتوره‌ای را توصیف و با هم مقایسه کنید.

۱۱. با استفاده از اینترنت به عنوان یک منبع اطلاعات، سیکلوترون‌های ابررسانای فعلی دانشگاه ایالتی میشیگان (K۵۰۰، K۱۲۰۰) و سنکروسیکلوترون GWI ی دانشگاه اوپسالا را با یک سیکلوترون «کلاسیک» مقایسه کنید.

۱۲. چرخهٔ فعالیت یک شتابگر نوعی وان‌دوگراف، یک لینَک و یک سنکروترون را توصیف کنید.

۱۳. برای یک شتابگر با شعاعی برابر شعاع زمین و یک میدان مغناطیسی kG ۴۰، بیشینه انرژی پروتون‌هایی را که می‌توان شتاب داد حساب کنید.

۱۴. یک سیکلوترون، ذرات آلفا را تا انرژی MeV ۴۲ شتاب می‌دهد. K سیکلوترون چقدر است؟ بیشینه انرژی باریکه‌دوترونی که این سیکلوترون می‌تواند تولید کند چقدر است؟

۱۵. یک سیکلوترون دارای قطری معادل ۶۰ اینچ، با بسامدی برابر ۱۰/۷۵ MHz است. بیشینه انرژی باریکهٔ پروتون و بیشینهٔ شدت میدان مورد نیاز را حساب کنید.
۱۶. معنای لفظ «پایداری فاز» را در ارتباط با یک لینَک و آن‌طور که در یک سنکروسیکلوترون به کار می‌رود توضیح دهید.
۱۷. برای مطالعهٔ ساختار پروتون، «چه انرژی ذراتی» نیاز دارید؟
۱۸. وضعیت‌های زیر را در نظر بگیرید: (الف) یک پروتون ۲۰ GeV با یک الکترون ساکن برخورد می‌کند، (ب) یک الکترون ۲۰ GeV با یک پروتون ساکن برخورد می‌کند، (پ) یک پروتون ۱۰ GeV با یک الکترون ۱۰GeV برخورد می‌کند. در هر مورد، انرژی مرکز جرمی قابل دسترس برای تولید ذرات جدید چقدر است؟

مراجع

Burcham, W. E. and M. Jobes. *Nuclear and Particle*, Longman, Burnt MILL, 1995.
Harvey, B. G. *Introduction to Nuclear Physics and Chemistry*, 2nd ed., Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1964.
Krane, K. S. *Introductory Nuclear Physics*, Wiley, New York, 1998.
Segre, E. *Nuclei and Particles*, 2nd ed., Benjamin, Reading, MA. 1977.

کتاب شناسی

Burne, D., B. Forkman, and B. Persson. *Nuclear Analytical Chemistry*. Chartwell-Bratt, Sweden, 1984.
Choppin, G., J. O. Liljenzin, and J Rydberg. *Radiochemistry and Nuclear Chemistry*, 3rd ed., Butterworth-Heinemann, Oxford, UK, 2001.
Cochran. T. B., W. M. Arkin, and M. M. Hoenig. *Nuclear Weapons Databook*. Vol I, Ballinger, Cambridge, 1984.
Das, A. and T. Ferbel. *Introduction to Nuclear and Particle Physics*, Wiley, New York, 1994.
Draganic, I. G., Z. D. Draganic, and J. P. Adloff. *Radiation and Radioactivity on Earth and Bevond*, CRC Press. Boca Raton, FL, 1993.
Enge, H. A. *Introduction to Nuclear physics*, Addison-Wesley. Reading, 1966.
Frauenfelder, H,. and E. M. Henley. *Subatomic Physics*, 2nd ed,. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1991.
Friedlander, G., J. W. Kennedy, E. S. Macias, and J. M. Miller. *Nuclear and Radiochemistry*, 3rd ed, Wiley, New York, 1981.
Kruger, P. *Principles of Activation Analysis*, Wiley, New York, 1971.
LeFort, M. *Nuclear Chemistry*, van Nostrand, Princeton, NJ, 1968.
Perkins, D. H. *Introduction to High Energy Physics*, 4th ed., Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
Seaborg, G. T. and W. Loveland. *The Elements Beyond Uranium*, Wiley, New York, 1990.

فصل۱۵

عناصر فرا اورانیم

۱۵-۱. مقدمه

عناصر شیمیایی، بن‌سازه‌های طبیعت‌اند. کلیهٔ مواد، ترکیبی از این عناصر هستند. تا سال ۱۳۸۴/ ۲۰۰۵، تعداد ۱۱۳ عنصر شیمیایی شناخته شده است که سنگین‌ترین عنصر طبیعی، اورانیم (Z=۹۲) می‌باشد. ۲۲ عنصر شیمیایی سنگین، عناصر فرا اورانیم، ساختهٔ دست بشراند. داستان سنتز این عناصر، خواص، تأثیر آنها بر شیمی و فیزیک و اهمیت آنها در جامعه اعجاب‌آور است. این داستان از آن نظر در شیمی هسته‌ای دارای اهمیت است که بخش اعظم دانش ما پیرامون این عناصر و خواص آنها کار شیمیدان‌های هسته‌ای بوده و این کار زمینهٔ اصلی تحقیقات شیمی هسته‌ای را تشکیل می‌دهد. یکی از ما (گلن تی. سیبورگ) در کشف و شناسایی این عناصر فرا اورانیم عمیقاً درگیر بوده است.

در این فصل چگونگی ساخت این عناصر خواص شیمیایی آنها و حضور آنها در محیط زیست را مورد بحث قرار خواهیم داد. لیست فعلی عناصر فرا اورانیم در جدول ۱۵-۱ و نگاه نوین به جایگاه آنها در جدول تناوبی، در شکل ۱۵-۱ نشان داده شده است.

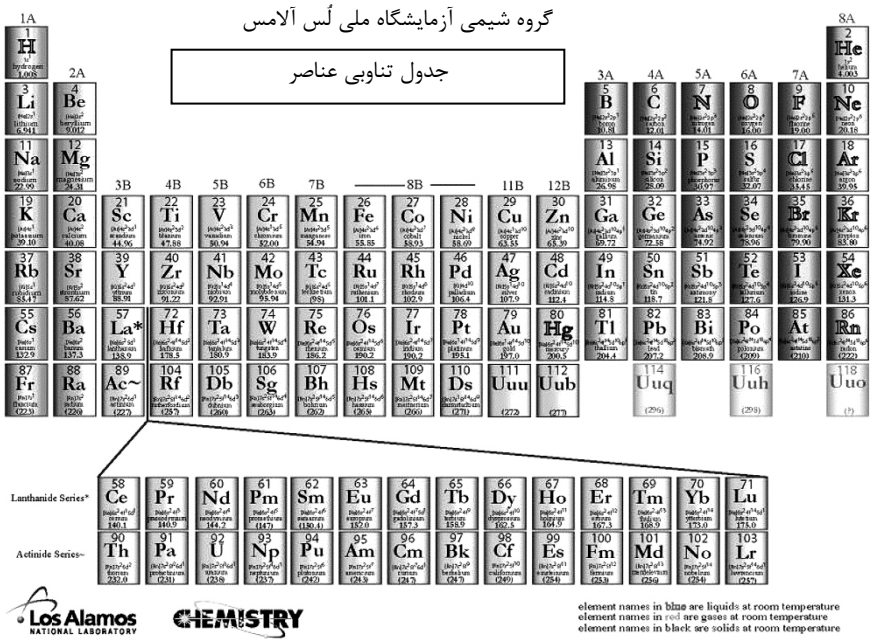
جدول ۱۵-۱. عناصر ترانس اورانیم [الف].

عدد اتمی	عنصر	نشانه
۹۳	نپتونیم	Np
۹۴	پلوتونیم	Pu
۹۵	آمرسیم	Am
۹۶	کوریم	Cm
۹۷	برکلیم	Bk
۹۸	کالیفرنیم	Cf
۹۹	اینتشتاینیم	Es
۱۰۰	فرمیم	Fm
۱۰۱	مندلیم	Md
۱۰۲	نوبلیم	No
۱۰۳	لاورنسیم	Lr
۱۰۴	رادرفوردیم	Rf
۱۰۵	دبنیم	Db
۱۰۶	سیبورگیم	Sg
۱۰۷	بوریم	Bh
۱۰۸	هاسیم	Hs
۱۰۹	میتنریم	Mt
۱۱۰	دارمشتادیم	Ds
۱۱۱	رونتگنیم	Rg
۱۱۲		
۱۱۳		
۱۱۴		
۱۱۵		
۱۱۷		
۱۱۸		

(الف) عناصر ۱۱۲ تا ۱۱۸ نامگذاری نشده‌اند (تا ۲۰۰۵/۱۳۸۴).

۱۵-۲. حدود پایداری

تا سال ۲۰۰۵/۱۳۸۴، تعداد ۲۶۰ هستهٔ فرا اورانیمِ شناخته شده وجود داشته است. همهٔ این هسته‌ها ناپایدارند، با نیمه‌عمرهای از 10^{-9} تا 10^{17} ثانیه (شکل ۱۵-۲ الف).



شکل ۱۵-۱. جدول تناوبی نوین؛ نشان‌دهندهٔ عناصر فرا اورانیم.

بلند-عمرترینِ این هسته‌ها آنهایی هستند که Z کمتری دارند. با افزایش Z، نیمه‌عمرها کوتاه‌تر می‌شوند، به‌طوری که نیمه‌عمرهای سنگین‌ترین عناصر کسرهای بسیار کوچکی از ثانیه‌اند. برای عناصر با $Z \geq 107$، اگر هسته‌هایی وجود داشته باشند، تعداد آنها محدود خواهد بود و نیمه‌عمرهای آنها زمینه‌ای است برای مطالعات شیمیایی بیشتر.

کلیهٔ هسته‌های فرا اورانیم نسبت به فروپاشی α ناپایدارند، یعنی Q_α برای همهٔ این هسته‌ها مثبت است. علاوه بر این، هسته‌های با نسبت‌های نوترون به پروتونِ متفاوت با نسبتِ هسته‌های مسیر درهٔ پایداری β، نیز با واشی‌های نوع β^+/EC یا $\bar{\beta}$ وامی‌پاشند. برای بیشترِ هسته‌های سنگین واپاشی EC بر واپاشیِ نوع β^+ غلبه دارد و درنتیجه، هسته‌های سنگینِ کم- نوترون به روش EC واپاشی

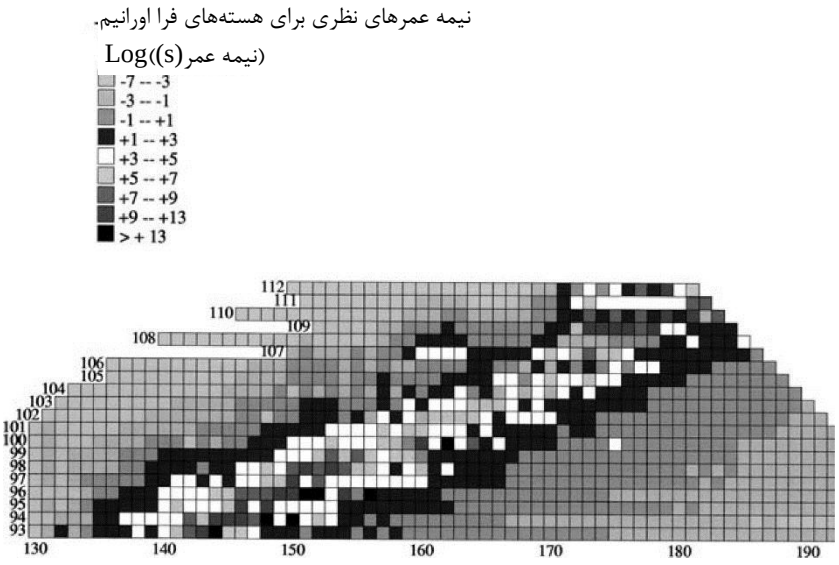
می‌کنند. با افزایش عدد اتمی این هسته‌ها، اهمیت واپاشی از طریق شکافت خودبه‌خودی[1] (SF) افزایش پیدا می‌کند. در شکل ۱۵– ۲ب، مُد غالب واپاشی برای هر یک از هسته‌های فرا اورانیم نشان داده شده است. (گریز جانبدارانه‌ای در شکل ۱۵- ۲ب زده شده است، از این نظر که در شکافت خودبه‌خودی عموماً راه قابل‌قبولی برای توصیف سرشتی‌های هسته وجود ندارد، زیرا روش معین و مشهودی برای دست گذاشتن بر رابطهٔ بین A و Z سیستمی که دستخوش شکافت می‌شود سراغ نداریم. لذا سنگین‌ترین هسته‌های *شناخته شده*، گسیلندهٔ آلفا هستند.) همانگونه که در فصل ۱۱ بحث شد، کران بالای جدول تناوبی با شکافت خودبه‌خودی داده می‌شود. در برخی مقادیر (A,Z)، نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی به قدری کوتاه می‌شود (ثانیه $۱۰^{-۶}$-$۱۰^{-۹}$ > $t_{۱/۲}$) که مانعِ مشاهدهٔ تجربی می‌گردد. بسیاری از هسته‌های فرا اورانیم با ترکیبی از EC واپاشی آلفایی و SF، که نسبت‌های انشعاب برای هر مد بستگی به (A,Z) هسته دارد واپاشی می‌کنند.

اما در مورد پهنهٔ توزیع هسته‌های سنگین چه می‌توان گفت؟ حدود N/Z چیست؟ مثل هسته‌های سبک‌تر، حدود با خط پروتون‌افشان (S_p=۰) و خط نوترون‌افشان (S_n=۰) تعیین می‌گردند. برای یک هستهٔ سنگین نوعی، نوبلیم، خط پروتون‌افشان در N~۱۳۲ است، در حالی که خط نوترون‌افشان در N~۲۳۶ (مولر و دیگران، ۱۹۹۷/۱۳۷۶). گسترهٔ ایزوتوپ‌های شناخته شدهٔ نوبلیم از N =۱۴۷ تا N = ۱۶۰ است. بنابراین بعید است که خط نوترون‌افشان بتواند حدی برای هسته‌های سنگین تعیین بکند، در حالی که خط پروتون‌افشان ممکن است با کمی تلاش قابل حصول باشد. در شکل ۱۵-۳، تغییرات محاسبه شده (مولر و دیگران، ۱۹۹۷/۱۳۷۶) در نیمه‌عمرهای هسته‌های سنگین وقتی غنای نوترونی‌شان بیشتر می‌شود را نشان داده‌ایم. مقایسهٔ شکل‌های ۱۵-۲ الف و ۱۵-۳ نشان می‌دهد که وقتی عدد نوترونی از آنچه که در حال حاضر مشاهده شده است اندکی فراتر می‌رود، نیمه‌عمرهای پیش‌بینی شده چند مرتبهٔ بزرگی افزایش می‌یابند. این اثر، انگیزه‌ای بوده است برای یک پژوهش جدید به منظور تولید هسته‌های سنگینِ پُر-نوترونِ بیشتر برای مطالعهٔ خواص شیمیایی و فیزیک اتمی آنها. پشتوانهٔ علمی این الگوی رفتاری این است که که افزایش N/Z، مقدار $Z^۲/A$ را کاهش می‌دهد (یعنی کاهش SF)، Q_α را کاهش می‌دهد (یعنی، کاهشِ واپاشی آلفایی) و در نهـــایت منجر به هسته‌هایی می‌گردد که β^-- زایی می‌کنند، که فرایندی کندتر است.

[1]. Spontaneous Fission



شکل ۱۵-۲. (الف) نیمه‌عمرهای هسته‌های شناخته شدهٔ فرا اورانیم به صورت تابعی از Z و N.
(ب) مُدهای غالب واپاشی هسته‌های نشان داده شده در (الف).



شکل ۱۵-۳. نیمه‌عمرهای پیش‌بینی شدهٔ هسته‌های فرا اورانیم با ۱۱۲ ≤Z.

۱۵-۳. سنتز عناصر

سنتز یک عنصر جدید مستلزم چیزی است بیش از صرفاً زدن دو هسته به یکدیگر که اعداد اتمی آنها به‌گونه‌ای است که حاصل‌جمع‌شان عدد اتمی هسته‌ای است که پیشتر مشاهده نشده است. به‌طورکلی، هسته‌های سنگین تا حد زیادی شکافت‌پذیرند. چنانچه وقتی آنها را می‌سازیم در حالت با برانگیختگی بالایی باشند، با شکافت وا می‌پاشند و باقی‌ماندهٔ سنگینی از پیدایش خود به‌جا نمی‌گذارند که به راحتی قابل شناسایی باشد. لذا باید عوامل حاکم بر «تولید» یک هستهٔ جدید را با عوامل حاکم بر «بقای» آن به دقت موازنه کرد. «عوامل تولید»، بهرهٔ فراورده‌های اولیهٔ واکنش را تعیین می‌کنند در حالی که «عوامل بقا» تعیین می‌کنند که چگونه هسته‌های فراوردهٔ اولیه با گسیل ذره وا می‌انگیزند و فرصت بقا می‌یابند و یا اینکه با شکافت نابود می‌شوند. در میان عوامل تولید می‌توان از «مادهٔ اولیه» و هسته‌های هدف، که باید به اندازهٔ کافی و شکل مناسب در دسترس باشند نام برد. هسته‌های پرتابهٔ قادر به ایجاد تَراجَهِش هسته‌ای نیز باید به اندازهٔ کافی در احتیار باشند. توجه داشته باشید که نسبت N/Z هسته‌های پرتابهٔ سبک نوعاً کوچکتر از این نسبت در هسته‌های سنگین است و این فرایند همجوشی را محدود می‌کند. واکنش تراجهش باید با احتمال «درخوری» رخ بدهد تا دستیابی به یک بهرهٔ مطلوب از هستهٔ فراورده در شکلی مناسب برای مطالعهٔ

بیشتر را تضمین کند. با همان اهمیت، هسته‌های فراورده باید با انرژی‌های برانگیختگی و تکانه‌های زاویه‌ای متعددی تولید شوند تا با گسیل ذره یا فوتون هم واانگیخته شوند و نه صرفاً با یک شکافت فجیع! رقابت بین گسیل ذره و شکافت به عنوان مسیرهای واانگیزش، بستگی به انرژی برانگیختگی، تکانه زاویه‌ای و پایداری ذاتی هستهٔ فراورده دارد، که به اعداد اتمی و جرم فراورده مرتبط است.

سنتز هسته‌ای از بعضی جهات مشابه سنتزهای شیمی معدنی یا شیمی آلی است که شیمیدان‌ها یا فیزیکدان‌های متخصص در زمینهٔ سنتز باید واکنش‌های مربوط و ساختار و پایداری گونه‌های میانی را خوب بشناسند. در حالی‌که اساساً نتیجهٔ هر واکنش سنتز قابل محاسبه است، عملاً چنین محاسباتی، در بیشتر موارد، بسیار مشکل‌اند. در عوض، هوشمندی پژوهشگران ذیربط فوت‌وفن‌های ماهرانه و ابزارگزینی‌های قابل دسترس برای کاربرد آنها، غالباً تعیین کنندهٔ موفقیت بسیاری از تلاش‌های سنتزی هستند.

واکنش‌های سنتزی به‌کار رفته جهت «کشف» عناصر فرا اورانیم در جدول ۱۵-۲ داده شده اند. همهٔ این واکنش‌ها واکنش‌های همجوشی کامل‌اند که در آنها هسته‌های واکنا همجوشی نموده به تعادل می‌رسند و به نحوی مستقل از مد شکلگیری‌شان وا انگیخته می‌شوند. واکنش‌های تولیدی دیگر که شامل گیراندازیِ جزئی هستهٔ پرتابه اند نیز امکان‌پذیر می‌باشند.

جدول ۱۵-۲. خلاصهٔ سنتز عناصر فرا اورانیم.

عدد اتمی	نام و نماد	واکنش سنتز	نیمه‌عمر
۹۳	نپتونیم (Np)	$^{۲۳۸}\mathrm{U} + \mathrm{n} \rightarrow {}^{۲۳۹}\mathrm{U} + \gamma$ $^{۲۳۹}\mathrm{U} + \xrightarrow{\beta^-} {}^{۲۳۹}\mathrm{Np}$ $^{۲۳۸}\mathrm{U} + {}^{۲}\mathrm{H} \rightarrow {}^{۲۳۸}\mathrm{Np} + ۲\mathrm{n}$	۲/۳۵ d
۹۴	پلوتونیم (Pu)	$^{۲۳۸}\mathrm{Np} \xrightarrow{\beta^-} {}^{۲۳۸}\mathrm{Pu}$	۸۶/۴y
		$^{۲۳۹}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \rightarrow {}^{۲۴۰}\mathrm{Pu} + \gamma$ $^{۲۴۰}\mathrm{Pu} + \mathrm{n} \rightarrow {}^{۲۴۰}\mathrm{Pu} + \gamma$	
۹۵	آمرسیم (Am)	$^{۲۴۱}\mathrm{Pu} \xrightarrow{\beta^-} {}^{۲۴۱}\mathrm{Am}$	۴۳۳y
۹۶	کوریم (Cm)	$^{۲۳۹}\mathrm{Pu} + {}^{۴}\mathrm{He} \rightarrow {}^{۲۴۲}\mathrm{Cm} + \mathrm{n}$	۱۶۲/۵d
۹۷	برکلیم (Bk)	$^{۲۴۱}\mathrm{Am} + {}^{۴}\mathrm{He} \rightarrow {}^{۲۴۳}\mathrm{Bk} + ۲\mathrm{n}$	۴/۵ h

عدد اتمی	نام و نماد	واکنش سنتز	نیمه‌عمر
۹۸	کالیفرنیم (Cf)	$^{۲۴۲}Cm + {}^{۴}He \rightarrow {}^{۲۴۵}Cf + n$	۴۴min
۹۹	اینتشاینیم (Es)	تحقیقات ترموهسته‌ای "Mike" (منجر به ^{۲۵۳}Es)	۲۰d
۱۰۰	فرمیم (Fm)	تحقیقات ترموهسته‌ای "Mike" (منجربه ^{۲۵۵}Fm)	۲۰h
۱۰۱	مندلیم(Md)	$^{۲۵۳}Es + {}^{۴}He \rightarrow {}^{۲۵۶}Md + n$	۷۶min
۱۰۲	نوبلیم (No)	$^{۲۴۴}Cm + {}^{۱۲}C \rightarrow {}^{۲۵۲}No + ۴n$	۲/۳ s
۱۰۳	لاورنیسیم (Lr)	$^{۲۵۰,۲۵۱,۲۵۲}Cf + {}^{۱۱}B \rightarrow {}^{۲۵۸}Lr + ۳ - ۵n$ $^{۲۵۰,۲۵۱,۲۵۲}Cf + {}^{۱۰}B \rightarrow {}^{۲۵۸}Lr + ۲ - ۴n$	۴/۳ s
۱۰۴	رادرفوردیم (Rf)	$^{۲۴۹}Cf + {}^{۱۲}C \rightarrow {}^{۲۵۷}Rf + ۴n$ $+ {}^{۱۳}C \rightarrow {}^{۲۵۹}Rf + ۳n$	۳/۴ s ۳/۸ s
۱۰۵	دوبنیم (Db)	$^{۲۴۹}Cf + {}^{۱۵}N \rightarrow {}^{۲۶۰}Db + ۴n$	۱/۵s
۱۰۶	سیبورگیم (Sg)	$^{۲۴۹}Cf + {}^{۱۸}O \rightarrow {}^{۲۶۳}Sg + ۴n$	۰/۹ s
۱۰۷	بوریم (Bh)	$^{۲۰۹}Bi + {}^{۵۴}Cr \rightarrow {}^{۲۶۲}Bh + n$	۱۰۲ ms
۱۰۸	هاسیم (Hs)	$^{۲۰۸}Pb + {}^{۵۸}Fe \rightarrow {}^{۲۶۵}Hs + n$	۱/۸ ms
۱۰۹	میتنریم (Mt)	$^{۲۰۹}Bi + {}^{۵۸}Fe \rightarrow {}^{۲۶۶}Mt + n$	۳/۴ ms
۱۱۰	دارمشتادیم (Ds)	$^{۲۰۹}Bi + {}^{۵۹}Co \rightarrow {}^{۲۶۷}Ds + n$ $^{۲۰۸}Pb + {}^{۶۲}Ni \rightarrow {}^{۲۶۹}Ds + n$ $^{۲۰۸}Pb + {}^{۶۴}Ni \rightarrow {}^{۲۷۱}Ds + n$ $^{۲۴۴}Pu + {}^{۳۴}S \rightarrow {}^{۲۷۳}Ds + ۵n$	۴μs ۱۷۰μs ۵۶ms ۱۱۸ ms
۱۱۱	رونتگنیم (Rg)	$^{۲۰۹}Bi + {}^{۶۴}Ni \rightarrow {}^{۲۷۲}Rg + n$	۱/۵ ms
۱۱۲	-	$^{۲۰۸}Pb + {}^{۷۰}Zn \rightarrow {}^{۲۷۷}۱۱۲ + n$	۲۴۰μs
۱۱۳	-	$^{۲۰۹}Bi + {}^{۷۰}Zn \rightarrow {}^{۲۷۸}۱۱۳ + n$	۳۴۰μs

سطح مقطع تولید یک باقی‌ماندهٔ تبخیر سنگین، σ_{EVR}، توسط یک واکنش همجوشی کامل را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\sigma_{EVR} = \text{(احتمال همجوشی)}\ \text{(احتمال بقا)}$$

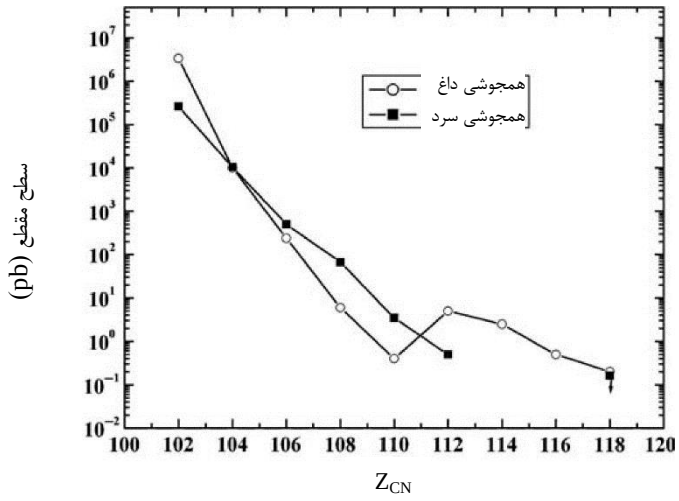
که در آن مقصود از احتمال همجوشی، احتمال تشکیل یک سامانهٔ کاملاً همجوشیده در واکنش و احتمال بقا، احتمال این است که فراوردهٔ بر انگیختهٔ همجوشیِ کامل با گسیل ذره، به جای شکافت (که هسته را نابود می‌کند) واانگیخته شود. واکنش‌های سنتزی اخیر برای هسته‌های سنگین را به همجوشی «سرد» یا «داغ» تقسیم می‌کنند. واکنش‌های همجوشی سرد، شامل پرتابهٔ سنگین‌تری (Ar-Kr) هستند که با هستهٔ Pb یا Bi برهم‌کنش می‌کند و در آن انرژی برانگیختگی سامانهٔ کاملاً درهم‌جوشیده، پایین (MeV ۱۳~) و درنتیجه احتمالات بقا بالا هستند. متاسفانه، احتمال همجوشی در چنین سامانه‌هایی پایین است. واکنش‌های همجوشی داغ، شامل کاربرد پرتابه‌های سبک‌تر (^{48}Ca-^{11}B) اند که با هسته‌های آکتنید برهم‌کنش نموده و با احتمال بالایی به همجوشی می‌انجامند، اما انرژی برانگیختگی بالا($E^*\sim ۳۰-۵۰ MeV$) و در نتیجه، احتمال بقا پایین است.

واکنش‌های جدول ۱۵-۲ را می‌توان به چهار رده تقسیم کرد: واکنش‌های القاییده با نوترون (۱۰۰و ۹۹ و ۹۵ و ۹۳ = Z) واکنش‌های القاییده با ذرات باردار سبک (۱۰۱و ۹۸-۹۶و ۹۴ = Z) واکنش‌های همجوشی داغ (۱۰۶ – ۱۰۲ = Z) و واکنش‌های همجوشی سرد (۱۱۳ – ۱۰۷ = Z). در واکنش‌های القاییده با نوترون که برای تولید هسته‌های فرا اورانیم صورت می‌گیرند، گیراندازی نوترون عنصر جدیدی نمی‌آفریند، اما واپاشی‌های β^-زای متعاقب آن مثل فرایند اخترفیزیکیِ s ، چنین می‌کنند. به کمک واکنش‌های ذرات باردار سبک با هسته‌های هدف اکتنیدی مرموز، می‌توان عدد اتمی فراورده را به اندازهٔ ۱ یا ۲ واحد از هستهٔ هدف بالاتر برد. برای تولید سنگین‌ترین عناصر، باید از طریق واکنش‌های با یون‌های سنگین، چند پروتون به هستهٔ هدف افزود. اینگونه واکنش‌های همجوشی داغ با هسته‌های هدف اکتنیدی، منجر به هسته‌های بینابینی شدیداً برانگیخته‌ای می‌شوند که اکثراً با شکافت اما گاهی با گسیل نوترون وا می‌پاشند و، به این ترتیب، تولید هسته-های سنگین جدید می‌کنند. با وجود این، با افزایش عدد اتمی هستهٔ فراورده، احتمال شکافت هم زیاد می‌شود که نتیجهٔ آن احتمال بقای بسیار ضعیف برای گونه‌های جدید فرضی است. فیزیکدان هسته‌ای، یوری اوگانسیان[1]، پیشنهاد کرده است که یک راه برای دور زدن این مسئله واداشتن

[1]. Yuri Oganessian

پرتابه‌های سنگین‌تر به همجوشی با هسته‌های ناحیهٔ سرب - بیسموت است. با توجه به پایداری ویژهٔ هسته‌های سرب ـ بیسموت، گونه‌های همجوشیدهٔ حاصل، «سرد» خواهند بود و با یک احتمال منطقی، می‌توانند تنها با گسیل یک نوترون وابپاشند.

در شکل ۱۵-۴، اندازه‌گیری‌های جاری سطوح مقطع (مربع‌های پر) را برای واکنش‌های همجوشی سرد، به‌صورت تابعی از عدد اتمی Z سامانهٔ کاملاً همجوشیده، نشان داده‌ایم. (نقطهٔ همجوشی سرد در $Z = ۱۱۸$ یک حد بالا است.) سطوح مقطع واکنش‌های همجوشی داغ (به صورت دایره‌های توخالی) نیز نشان داده شده اند. مسلماً، تلاش‌های آینده باید بر آزمایش‌هایی در سطوح مقطع ۰/۱ تا ۱/۰ پیکو بارن متمرکز باشند. فناوری جاری برای مطالعات واکنش همجوشی سرد، مستلزم صرف حدود ۱۲ روز برای مشاهدهٔ یک رویداد در سطح مقطعی از مرتبهٔ ۱pb است. همچنین، سطح مقطع ۱pb در یک واکنش همجوشی داغ، نیاز به تقریباً ۶ تا ۱۹روز برای مشاهدهٔ یک رویداد دارد. از ارزیابی داده‌های شکل ۱۵-۴، همچنین به نظر می‌رسد که واکنش های همجوشی داغ، ممکن است واکنش‌های مطلوب برای ادامهٔ تحقیقات آینده در این زمینه باشند.



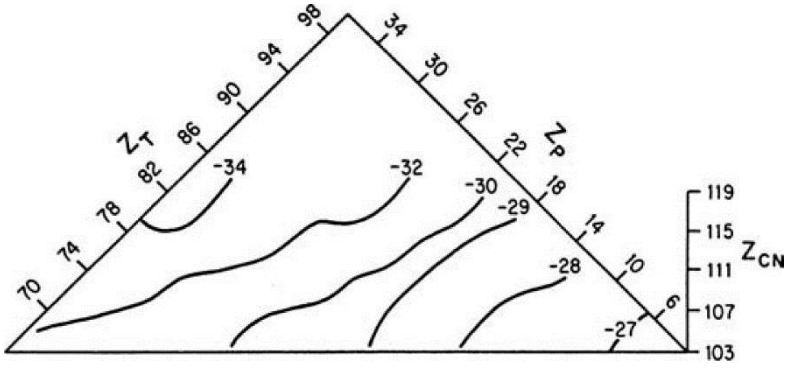
شکل ۱۵-۴. نمودار سطوح مقطع مشاهده شده برای تولید عناصر سنگین توسط واکنش‌های همجوشی سرد و داغ.

گریزی به محاسبات سنتز عناصر واکنش‌های بکار رفته در سنتز هسته‌های سنگین، غالباً واکنش‌هایی غیرمحتمل‌اند، که معرف شاخه‌هایی فرعی در کنار واکنش اصلی‌اند. احتمال بروز آنها

در مقایسه با واکنش سنتز اصلی اکثراً کمتر از $۱۰^{-۶}$ است. در واقع، توصیف دقیق این واکنش‌ها از دیدگاه نظری ذاتاً مشکل است. به جای آن دست‌اندرکاران این عرصه اکثراً برای ادامهٔ تلاش‌های‌شان به نسخه‌های نیمه تجربی متوسل می‌شوند.

برای اینکه احساسی از اندازهٔ کمیت‌های درگیر پیدا کنیم، ذیلاً روش طرح‌وار بسیار ساده‌ای را برای تخمین سطوح مقطع تولید عناصر سنگین ارائه می‌دهیم. مراد، نشان دادن عوامل مهم است و نباید به جز مرتبهٔ بزرگی سطح مقطع یک رویداد خاص آن را خیلی جدی گرفت.

پیتر آمبراستر[1] فیزیکدان، یک توصیف سیستماتیک تجربی از احتمال همجوشی دو هستهٔ سنگین در انرژی‌های نزدیک به سد واکنش ابداع کرده که در شکل ۱۵-۵ نشان داده شده است. برای استفاده از این نمودار، مقادیر عدد اتمی پرتابه و هسته‌های هدف انتخاب و مقدار انتظاریِ سطح مقطع برای تولید یک گونهٔ کاملاً همجوشیده قرائت می‌شود. سپس انرژی برانگیختگی گونه‌های کاملاً همجوشیده از شکل ۱۵-۶ -که مبتنی بر جرم‌های هسته‌ای پیتر مولر، جی. ریفورد نیکس و کارل – لودویگ کراتز است – خوانده می‌شود. با یک تخمین، به ازای هر MeV ۱۰ از

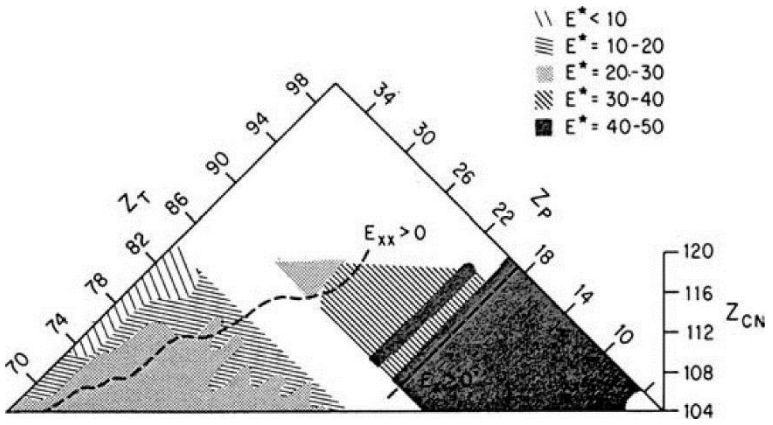


شکل ۱۵-۵. نمودار پَرَبَندهای $\log_{۱۰}\sigma_{fus}$ (که σ_{fus}، سطح مقطع همجوشی موج – s در سدّ برهمکنش است).

انرژی برانگیختگی، احتمال بقای سیستم همجوشیده با ضریب $۱۰^{۲}$ اُفت می‌کند و لذا سطح مقطع را می‌توان برای تولید یک گونهٔ مفروض حساب کرد.

---

[1]. Peter Armbruster



شکل ۱۵-۶. نمودار انرژی برانگیختگی گونه‌های کاملاً همجوشیدهٔ حاصل از یک ترکیب معینِ هدف – پرتابه. فرض بر این است که واکنش‌ها در سد برهم‌کنش رخ می‌دهند.

به‌عنوان مثال، سنتز موفق $^{۲۶۵}Hs(^{۲۶۵}۱۰۸)$ براساس واکنش زیر بوده است:

$$^{۲۰۸}Pb + ^{۵۸}Fe \rightarrow ^{۲۶۵}Hs + n$$

از شکل ۱۵-۵ می‌توان پیش‌بینی نمود که سطح مقطع همجوشی برابر $۱۰^{-۳۲}cm^{۲}$ است، در حالی‌که شکل ۱۵-۶ انرژی برانگیختگی را تقریباً ۲۰ MeV پیش‌بینی می‌کند. لذا، تخمین تقریبی از سطح مقطع برای تولید ^{۲۶۵}Hs برابر است با:

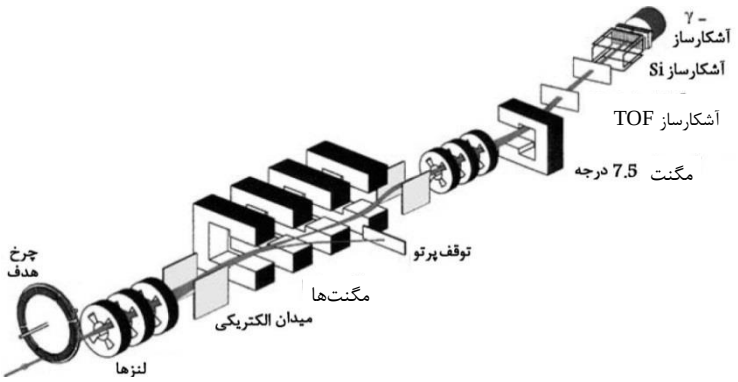
$$(۱۰^{-۲۳})(۱۰^{-۲})^{۲} \approx ۱۰^{-۳۶}\ cm^{۲}$$

(سطح مقطع اندازه‌گیری شده $۲\times۱۰^{-۳۵}\ cm^{۲}$ بوده است.)

گریزی بر آشکارسازی اتم‌های سنگین آشکارسازی اتم‌های یک عنصر جدید همیشه بر اندازه‌گیری عدد اتمی گونهٔ جدید و نشان دادن اینکه این عدد با کلیهٔ مقادیر شناخته شدهٔ Z متفاوت است، مبتنی بوده است. روش‌های بدون ابهام تعیین عدد اتمی، شامل جداسازی‌های شیمیایی، اندازه‌گیری طیف پرتو–X همراه با یک فرایند واپاشی هسته‌ای، یا برقراری یک رابطهٔ ژنتیکی بین هستهٔ ناشناختهٔ جدید و یک نوکلید معلوم، می‌باشد. چون جستجو برای عناصر جدید

بر گونه‌های هنوز هم سنگین‌تر متمرکز است، احتمال تولید عناصر جدید کاهش یافته و پژوهشگر مجبور است توجه زیادی به مسئلهٔ آشکارسازی تعداد اندکی اتمِ از یک گونهٔ جدید، در میان زمینه‌ای که چند مرتبهٔ بزرگی بیش از سایر اتم‌هاست معطوف بدارد. لذا، تلاش‌های نوین برای تولید اتم‌های عناصر سنگینِ جدید معمولاً شامل نوعی«جداکننده» است.

مثالی از یک جداکنندهٔ نوین، فیلتر سرعت SHIP (شکل ۱۵-۷) در GSI در دارمشتات آلمان است. در این جداکننده، فراورده‌های واکنش هسته‌ای (از چرخ هدف)، بر اساس صلابت الکتریکی و مغناطیسی‌شان که وابسته به این است که آنها پاره‌های شکافت باشند یا ذرات پراکنده شدهٔ باریکه، یا اتم‌های عنصر سنگینی که دنبال آنها می‌گردیم، دستخوش انحراف‌مسیرهای متفاوتی (در میدآنهای الکتریکی و مغناطیسی عمود برهم) می‌شوند. بازدهٔ جداکننده برای عناصر سنگین تقریباً ۵۰ ٪ است، در حالی‌که فراورده‌های انتقال و هسته‌های پراکنده شدهٔ باریکه، به ترتیب، با ضرایب 10^{-14} و 10^{-11} دفع می‌شوند. اتم‌های سنگینِ پس‌زده در آشکارسازهای سیلیکونی کاشته می‌شوند. انرژی و محل کاشت آنها با هر واپاشی بعدی هسته‌ها همبسته است که منجر به برقراری روابط ژنتیکی با هسته‌های شناخته شده می‌گردد.



شکل ۱۵-۷. فیلتر سرعت SHIP.

۱۵-۴. تاریخچهٔ کشف عناصر فرا اورانیم

نخستین تلاش‌های علمی برای تهیهٔ عناصر بعد از اورانیم توسط انریکو فرمی، امیلیو سگره و همکاران در رم در سال ۱۳۱۳/ ۱۹۳۴، کمی پس از کشف وجود نوترون، صورت گرفتند. این گروه پژوهشگر، اورانیم را با نوترون‌های کند بمباران و چند فراوردهٔ پرتوزا پیدا کرد، که تصور می‌شد ناشی از عناصر جدید باشند. با این‌همه، مطالعات مفصل شیمیایی توسط اوتو هان و فریتس

اشتراسمن در برلین نشان داد که این «گونه‌ها» ایزوتوپ‌های عناصر شناخته شده‌ای بودند که بر اثر شکافت اورانیم به دو بخش تقریباً مساوی آفریده شده بودند (ر. ک فصل ۱۱). این کشف شکافت هسته در آذر ۱۳۱۷/ دسامبر ۱۹۳۸ یک دستاورد جانبی از تلاش انسان برای تولید عناصر فرا اورانیم بود.

درست‌تر بگوییم، کشف واقعی نخستین عنصر فرا اورانیم، بخشی از یک آزمایش پژوهشی برای مطالعهٔ فرایند شکافت هسته بود . ادوین مک‌میلان، که در بهار ۱۹۳۹/۱۳۱۸در دانشگاه کالیفرنیا در برکلی کار می‌کرد، سعی داشت انرژی‌های دو پارهٔ پس‌زده از شکافت القاییده با نوترونِ اورانیم را اندازه‌گیری کند. وی لایه‌ای نازک از اکسید اورانیم را روی قطعه‌ای کاغذ قرار دارد. در مجاورت آن، او چیدمانی از ورقه‌های بسیار نازک کاغذ سیگار را برای متوقف کردن و جمع‌آوری پاره‌های شکافت قرار داد. طی این مطالعات وی در یافت که فراوردهٔ پرتوزای دیگری نیز از واکنش وجود دارد— فراورده‌ای که، بر خلاف فراورده‌های شکافت آنقدر پس نزده بود که از لایهٔ اورانیم فرار کند. وی تصور کرد که این فراورده در اثر گیراندازی نوترون توسط ایزوتوپ فراوان‌تر ${}^{۲۳۸}_{۹۲}\mathrm{U}$ تشکیل شده است. مک‌میلان و فیلیپ اَبِلسون، که در این پژوهش به وی ملحق شده بود، در ۱۹۴۰/۱۳۱۹ با ابزار شیمیایی، نشان دادند که این فراورده ایزوتوپی است از عنصر ۹۳، ${}^{۲۳۹}_{۹۳}\mathrm{Np}$، که در واکنش زیر تشکیل شده است:

$$
\begin{aligned}
&{}^{۲۳۸}_{۹۲}\mathrm{U} + {}^{۱}_{۰}\mathrm{n} \rightarrow {}^{۲۳۹}_{۹۲}\mathrm{U} + \gamma \\
&{}^{۲۳۹}_{۹۲}\mathrm{U}(\mathrm{t}_{۱/۲} = ۲۳/۵\,\mathrm{min}) \xrightarrow{\beta^-} {}^{۲۳۹}_{۹۳}\mathrm{Np}(\mathrm{t}_{۱/۲} = ۲/۳۶\mathrm{d})
\end{aligned}
$$

عنوانِ نپتونیم، عنصر پس از اورانیم، برگرفته از نام سیارهٔ نپتون است که پس از سیارهٔ اورانوس که نام اورانیم از آن گرفته شده، می‌آید.

پلوتونیم (که نام آن بر گرفته از سیارهٔ پلوتون است) دومین عنصر فرا اورانیم بود که کشف شد. با بمباران اورانیم توسط ذرات باردار، به ویژه، دوترون (${}^{۲}\mathrm{H}$)، با استفاده از سیکلوترون ۶۰ اینچی دانشگاه کالیفرنیا در برکلی، گلن تی. سیبورگ، ادوین مک‌میلان، جوزف دبلیو. کِنِدی و آرتور سی. وال موفق به تهیهٔ ایزوتوپ جدیدی از نپتونیم، ${}^{۲۳۸}\mathrm{Np}$، شدند که با گسیل β^- به ${}^{۲۳۸}\mathrm{Pu}$ تبدیل می‌شد، یعنی،

$$
{}^{۲۳۸}_{۹۲}\mathrm{U} + {}^{۲}_{۱}\mathrm{H} \rightarrow {}^{۲۳۸}_{۹۳}\mathrm{Np} + ۲\mathrm{n}
$$

$$^{۲۳۸}_{۹۳}\mathrm{Np}(t_{۱/۲}=۲/۱۲\mathrm{d})\xrightarrow{\beta^-}{}^{۲۳۸}_{۹۴}\mathrm{Pu}(t_{۱/۲}=۸۷/۷\mathrm{y})$$

در اواخر سال ۱۳۱۹/ اوایل سال ۱۹۴۱، $^{۲۳۹}\mathrm{Pu}$، مهم‌ترین ایزوتوپ پلوتونیم توسط کندی، سگره وال و سیبورگ کشف شد. $^{۲۳۹}\mathrm{Pu}$ بر اثر واپاشی $^{۲۳۹}\mathrm{Np}$ تولید می‌شد، که این نیز به نوبهٔ خود با بمباران نوترونی $^{۲۳۸}\mathrm{U}$ با استفاده از واکنش کشف شده توسط مک‌میلان، تولید می‌گردید:

$$^{۲۳۸}_{۹۲}\mathrm{U}+^{۱}_{۰}\mathrm{n}\rightarrow{}^{۲۳۹}_{۹۲}\mathrm{U}+\gamma$$

$$^{۲۳۹}_{۹۲}\mathrm{U}(t_{۱/۲}=۲۳/۵\,\mathrm{min})\xrightarrow{\beta^-}{}^{۲۳۹}_{۹۳}\mathrm{Np}(t_{۱/۲}=۲/۳۵\mathrm{d})\xrightarrow{\beta^-}{}^{۲۳۹}_{۹۴}\mathrm{Pu}(t_{۱/۲}=۲۴{,}۱۱۰\,\mathrm{y})$$

نشان داده شد که سطح مقطع شکافت این ایزوتوپ، $^{۲۳۹}\mathrm{Pu}$، با نوترون‌های حرارتی، بیش از سطح مقطع $^{۲۳۵}\mathrm{U}$ است، شاخصه‌ای که آن را برای سلاح‌های هسته‌ای با اهمیت‌تر می‌کند، زیرا این ایزوتوپ را می‌توان با روش‌های شیمیایی جدا کرد و حال آنکه جداسازی $^{۲۳۵}\mathrm{U}$ مستلزم جداسازی ایزوتوپی است.

کشف عناصر فرا اورانیم بعدیِ آمرسیم و کوریم (Am و Cm؛ به ترتیب، Z = ۹۵ و Z =۹۶)، به نقطهٔ عطف مهمی در شیمی تبدیل شد، زیرا پیامد آن، شناسایی گروه جدیدی از عناصر در جدول تناوبی، یعنی آکتنیدها بود. مطابق جدول تناوبی اوایل قرن بیستم، انتظار می‌رفت آمرسیم و کوریم، اِکا- ایریدیم و اِکا-پلاتین باشند، یعنی، دارای خواص شیمیایی مشابه ایریدیم و پلاتین. در سال۱۳۲۳/ ۱۹۴۴، سیبورگ این نظر را مطرح کرد که کلیهٔ عناصر شناخته شدهٔ سنگین‌تر از اکتنیم (Z = ۸۹) در جدول تناوبی در جای نامناسبی قرار گرفته بودند. وی فرض کرد که عناصر سنگین‌تر از اکتنیم ممکن است سری دومی شبیه لانتانیدها تشکیل دهند (شکل ۱۵-۱)، که سری اکتنیدها نامیده می‌شود. این سری باید در عنصر ۱۰۳ (Lr) ختم می‌شد و در تشابه با لانتانیدها، حالت اکسایش مشترک ۳+ را می‌داشت.

هنگامی که این خاصیت اُکسایش و اِحیا مشخص گردید، کاربرد یک روش شیمیایی مناسب سریعاً منجر به شناسایی یک ایزوتوپ از عنصری جدید شد. لذا، یک نوکلید جدید گسیلندهٔ آلفا که حالا می‌دانیم $^{۲۴۲}_{۹۶}\mathrm{Cm}$ (با نیمه‌عمر ۱۶۲/۹ روز) است، توسط سیبورگ[1]، آلبرت گیورسو[2] و رالف جیمز[3] در تابستان ۱۳۲۳/ ۱۹۴۴ در بمباران $^{۲۳۹}_{۹۴}\mathrm{Pu}$ با یون‌های هلیم ۳۲ MeV شناسایی شد:

---

1. Seaborg
2. Albert Ghiorso
3. Ralph James

$$^{۲۳۹}_{۹۴}\mathrm{Pu} + ^{۴}_{۲}\mathrm{He} \rightarrow ^{۲۴۲}_{۹۶}\mathrm{Cm} + ^{۱}_{۰}\mathrm{n}$$

این بمباران در سیکلوترون۶۰ اینچی برکلی انجام گرفت و پس از آن مادهٔ هدف برای جداسازی شیمیایی و شناسایی به آزمایشگاه متالورژی در شیکاگو فرستاده شد. یک مرحلهٔ تعیین کننده در شناسایی نوکلید گسیلندهٔ آلفا به عنوان ایزوتوپی از عنصر ۹۶، $^{۲۴۲}_{۹۶}\mathrm{Cm}$، شناساییِ عنصرِ شناخته شدهٔ $^{۲۳۸}_{۹۴}\mathrm{Pu}$ به‌عنوان دخترِ نوکلید جدید پس از گسیل α بود.

شناسایی یک ایزوتوپ عنصر ۹۵، توسط سیبورگ، گیورسو، جیمز ولئون مورگان در اواخر ۱۳۲۳/ ۱۹۴۴ و اوایل۱۳۲۴/ ۱۹۴۵، به دنبال شناسایی این ایزوتوپ عنصـــر ۹۶ ($^{۲۴۲}\mathrm{Cm}$) در اثر بمباران $^{۲۳۹}_{۹۴}\mathrm{Pu}$ با نوترون در یک راکتور هسته‌ای صورت گرفت. واکنش‌های تولید کننده، شامل گیراندازی چندگانهٔ نوترون توسط پلوتونیم، عبارتند از:

$$^{۲۳۹}_{۹۴}\mathrm{Pu} + ^{۱}_{۰}\mathrm{n} \rightarrow ^{۲۴۰}_{۹۴}\mathrm{Pu} + \gamma$$
$$^{۲۴۰}_{۹۴}\mathrm{Pu} + ^{۱}_{۰}\mathrm{n} \rightarrow ^{۲۴۱}_{۹۴}\mathrm{Pu} + \gamma$$
$$^{۲۴۱}_{۹۴}\mathrm{Pu}(t_{1/2} = ۱۴/۴\mathrm{y}) \xrightarrow{\beta^-} ^{۲۴۱}_{۹۵}\mathrm{Am}(t_{1/2} = ۴۳۲/۷\mathrm{y})$$
$$^{۲۴۱}_{۹۵}\mathrm{Am} + ^{۱}_{۰}\mathrm{n} \rightarrow ^{۲۴۲}_{۹۵}\mathrm{Am} + \gamma$$
$$^{۲۴۲}_{۹۵}\mathrm{Am}(t_{1/2} = ۱۶/۰\mathrm{h}) \xrightarrow{\beta^-} ^{۲۴۲}_{۹۶}\mathrm{Cm}$$

سال‌های پس از جنگ دوم جهانی منجر به کشف عناصر ۹۷ تا ۱۰۳ و تکمیل سری اکتنیدها شد. در حالی‌که داستان کشف هر یک از این عناصر شگفت‌انگیز است، برای رعایت اختصار، خواننده را برای مطالعهٔ جزئیات بیشتر این اکتشافات به مراجع آخر فصل ارجاع می‌دهیم. به عنوان مثالی از تکنیک‌های به کار رفته، کشف عنصر ۱۰۱ (مندلیُم) را مورد بحث قرار می‌دهیم.

کشف عنصر مندلیم یکی از مهیج‌ترین موارد در تسلسل سنتز عناصر فرا اورانیم بود. برای اولین بار بود که در آن، یک عنصر جدید، اتم-به-اتم، تولید و شناسایی می‌شد. تا سال۱۳۳۴/ ۱۹۵۵، دانشمندان در برکلی مقداری معادل تقریباً $۱۰^{۹}$ اتمِ $^{۲۵۳}_{۹۹}\mathrm{Es}$، با بمباران نوترونی پلوتونیم در راکتور آزمایشگاه موادِ ایالت آیداهو[1] تهیه کرده بودند. بر اساس محاسبات «پشت پاکتی» گیورسو طی یک مسافرت هوایی آنها فکر کردند شاید بتوان عنصر ۱۰۱ را با واکنش زیر تولید کرد

$$^{۲۵۳}_{۹۹}\mathrm{Es} + ^{۴}_{۲}\mathrm{He} \rightarrow ^{۲۵۶}_{۱۰۱}\mathrm{Md} + ^{۱}_{۰}\mathrm{n}$$

[1]. Idaho

مقدار عنصر ۱۰۱ که انتظار می‌رود در یک آزمایش تولید شود را می‌توان با استفاده از فرمول زیر محاسبه کرد:

$$N_{۱۰۱} = \frac{N_{\mathrm{Es}}\sigma\phi(۱-e^{-\lambda t})}{\lambda}$$

که در آن $N_{۱۰۱}$ و N_{Es}، به ترتیب، تعداد اتم‌های تولید شدهٔ عنصر ۱۰۱ و اتم‌های هدف $^{۲۵۳}_{۹۹}\mathrm{Es}$، σ سطح مقطع واکنش (تخمین زده می‌شود $۱۰^{-۲۷}$ سانتی‌متر مربع باشد)، ϕ شار یون هلیم ($۱۰^{۱۴} \simeq$ ذره بر ثانیه)، λ ثابت واپاشی $^{۲۵۶}_{۱۰۱}\mathrm{Md}$ (تخمین‌زده می‌شود $۱۰^{-۴}\mathrm{s}^{-۱} \approx$ باشد) و t مدت زمان هر بمباران (ثانیه $۱۰^{۴} \approx$) است.

$$N_{۱۰۱} = \frac{(۱۰^{۹})(۱۰^{-۲۷})(۱۰^{۱۴})(۱-e^{-(۱۰^{-۴})(۱۰^{۴})})}{۱۰^{-۴}} \approx ۱ \quad \text{اتم}$$

بنابراین، تولید تنها ۱ اتم از عنصر ۱۰۱ به ازای هر آزمایش می‌تواند قابل انتظار باشد!

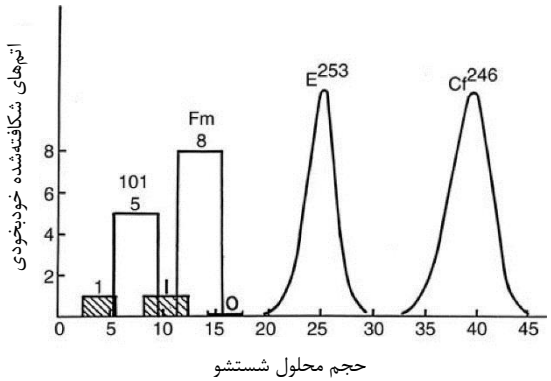
لزوم مطلقِ جداسازی شیمیایی ۱ اتم عنصر ۱۰۱ از $۱۰^{۹}$ اتم اینشتانیم در هدف و شناسایی شیمیایی کامل و غایی آن با جداسازی به روش تبادل یون، بر پیچیدگی آزمایش شدیداً می‌افزود. این جداسازی و شناسایی، احتمالاً باید در یک دورهٔ زمانی چند ساعت، یا شاید حتی یک ساعت یا کمتر، انجام می‌شد، زیرا نیمه‌عمر نوکلید جدید نامشخص بود. علاوه‌بر این، مادهٔ هدف، نیمه‌عمری معادل ۲۰ روز داشت و به تکنیکی غیرتخریبی نیاز بود تا کابرد مکرر مادهٔ هدف را امکان‌پذیر سازد.

آزمایش‌های تعیین کننده، در یک شب به یاد ماندنی در۲۹ بهمن ۱۳۳۴/ ۱۸ فوریه ۱۹۵۵ انجام شدند. برای افزایشِ تعدادِ رویدادهایی که ممکن بود در یک نوبت مشاهده شوند، سه بمبارانِ ۳ ساعتهٔ پی‌درپی صورت گرفت و در هر نوبت، فراورده‌های تراجهش آنها سریعاً و به‌طور کامل به روش تبادل یون جدا شد. در هر مورد، تعدادی نوکلید $^{۲۵۳}_{۹۹}\mathrm{Es}$ حضور داشت لذا، همراه با $^{۲۴۶}_{۹۸}\mathrm{Cf}$ تولید شده از $^{۲۴۶}_{۹۶}\mathrm{Cm}$ که، نیز در هدف موجود بود [از طریق واکنش $^{۲۴۴}\mathrm{Cm}(^{۴}\mathrm{He}/۲\mathrm{n})$]، امکانِ مشخص کردن نقاطی که اتم‌های عناصر از ستونِ حاویِ رزین تبادل یون بیرون می‌آمدند وجود داشت. پنج شمارندهٔ شکافت خودبه‌خودی، برای شمارش هم‌زمان قطراتِ محلول سه آزمایش به کار برده شدند.

در مجموع ۵ شمارش شکافت خودبه‌خودی در محل عنصر ۱۰۱ مشاهده شد در حالی‌که تعداد شمارش شکافت خودبه‌خودی در محل عنصر۱۰۰ نیز، در مجموع، ۸ بود. چنین شمارش‌هایی در هیچکدام از جاهای دیگر مشاهده نشدند. داده‌های اصلی در شکل ۱۵-۸ ارائه شده اند.

سنتز فرا اکتنیدها از نقطه نظر شیمیایی و هسته‌ای حایز اهمیت است. از دیدگاه شیمیایی رادرفوردیم (Z = ۱۰۴) به‌عنوان مثالی از نخستین عنصر فرا اکتینیدی دارای اهمیت است. از شکـــل ۱۵-۱ انتظار می‌رود که رادرفوردیم به‌عنوان یک عنصر گروه ۴ (IV B)، مثل هافنیم یا زیرکونیم رفتار کند و نه مثل اکتینیدهای سنگین. رفتار شیمیاییِ محلولِ آن، همانگونه که از آزمایش‌های کروماتوگرافی معلوم می‌شود، متفاوت با شیمیِ آکتنیدهاست و به زیرکونیم و هافنیم بیشتر شباهت دارد. اخیراً، کروماتوگرافی گازی دقیق، انحراف‌های مهمی از الگوی رفتاری قابل انتظار جدول تناوبی و محاسبات شیمیایی کوانتوم نسبیتی نشان داده است.

کار در زمینهٔ کشف و شناسایی عناصر ۱۰۴– ۱۰۶، بعضاً به دلیل مشکلات آزمایشی، بحث‌انگیز و پُرمجادله بوده است. با نگاهی به گذشته، اکنون می‌بینیم که رشته‌آزمایش‌های زیر، به وضوح این عناصر را مشخص کرده‌اند



شکل ۱۵-۸. داده‌های اصلی شستشوی مربوط به کشف مندلیم، ۱۸ فوریه ۱۹۵۵. منحنی‌های مربوط به اینشتانیم – ۲۵۳ (با نماد قدیمی $E^{۲۵۳}$) و کالیفرنیم – ۲۴۶ ، برای گسیل ذرات – آلفا هستند (رزین تبادل یون، Dowox –۵۰ و عامل شستشو، آمونیم هیدروسی ایزوبوتیرات- α بود).

گیورسو و همکاران (۱۹۶۹/۱۳۴۸)، ایزوتوپ‌های عنصر ۱۰۴ را در آزمایش‌هایی که در برکلی صورت گرفت تولید کردند. واکنش‌های هسته‌ای ذیربط عبارت بودند از:

$$^{۲۴۹}_{۹۸}Cf + ^{۱۲}_{۶}C \rightarrow ^{۲۵۷}_{۱۰۴}Rf\,(t_{۱/۲} \approx ۳/۸s) + ۴^{۱}_{۰}n$$
$$^{۲۴۹}_{۹۸}Cf + ^{۱۳}_{۶}C \rightarrow ^{۲۵۹}_{۱۰۴}Rf\,(t_{۱/۲} \approx ۳/۴s) + ۳^{۱}_{۰}n$$

اعــداد اتمی این ایزوتوپ‌ها با آشکارسازی دختران شناخته شدهٔ $N_{۰}$ این هسته‌ها مشخص می‌شدند. گروه مزبور، اسمِ رادرفوردیم (با نماد شیمیایی Rf) را برای عنصر ۱۰۴ به افتخار لُرد ارنست رادرفورد پیشنهاد کرد.

همزمان با آزمایش‌های برکلی، زوارا[1] و دیگران (۱۹۶۹/۱۳۴۸،۱۳۴۹، ۱۹۷۰)، که در دوبنا[2] کار می‌کردند، عنصر ^{۲۵۹}۱۰۴ را با نیمه‌عمر ۳/۲±۰/۸ ثانیه از طریق واکنش $^{۲۴۲}_{۹۴}Pu(^{۲۲}_{۱۰}Ne, ۵n)$ تولید کردند. با استفاده از کروموتوگرافی گازی نشان داده شد که کلرید این گونهٔ فعالِ خودشکاف، به فرّاری Hf نیست ولی فرّارتر از اکتنیدها است. یک گروه داور بین‌المللی (باربر[3] و دیگران، ۱۳۷۱ /۱۹۹۲) تأیید کرد که اعتبار کشف عنصر ۱۰۴ باید به هر دو گروه برکلی و دوبنا داده شود، اما نام رادرفوردیم را برای عنصر ۱۰۴ پذیرفت.

در ۱۳۴۹/ ۱۹۷۰، گیورسو و دیگران مشاهدهٔ یک ایزوتوپ عنصر ۱۰۵ را که در واکنش

$$^{۲۴۹}_{۹۸}Cf + ^{۱۵}_{۷}N \rightarrow ^{۲۶۰}_{۱۰۵}Db(t_{۱/۲} \approx ۱/۵s) + ۴^{۱}_{۰}n$$

تولید شده بود، گزارش نمودند. Z و A این ایزوتوپ بر اساس همبستگی بین مادر- هستهٔ ^{۲۶۰}Db و دخترِ آن ^{۲۵۶}Lr تعیین شده بودند. آنها نام هانیم (با نماد شیمیایی Ha) را به افتخار رادیوشیمیست آلمانی اوتو هان، یکی از کاشفان شکافت، برای این عنصر پیشنهاد کردند.

در یک رشته آزمایش همزمان، دروو-آن[4] و دیگران (۱۹۷۱/۱۳۵۰) یک جفت مادر – دختر را از واپاشی $^{۲۶۱،۲۶۰}$Db که در واکنش $^{۲۴۳}Am(^{۲۲}Ne, ۴-۵n)$ تشکیل شده بود، شناسایی کردند. نام نیلزبوریم (با نماد شیمیایی Ns) به افتخار فیزیکدان دانمارکی، نیلز بور، به وسیله گروه روسی برای این عنصر پیشنهاد گردید. یک گروه بین‌المللی (باربر[5] و دیگران، ۱۳۷۱/ ۱۹۹۲) پیشنهاد کرد که

---

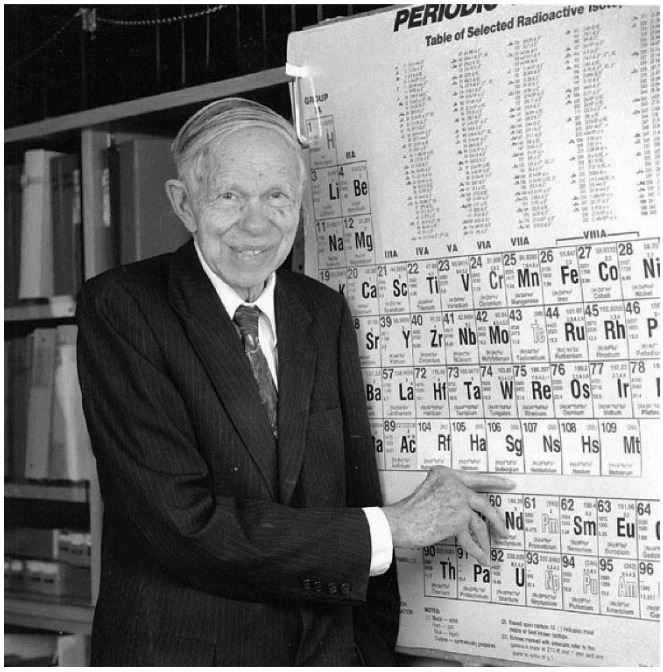
1. Zvara
2. Dubna
3. Barber
4. Druin
5. Barber

اعتبار این کشف نیز باید تقسیم شود و متعاقباً، نام دوبنیم (با نماد شیمیایی Db) برای این عنصر در نظرگرفته شد.

عنصر ۱۰۶ ابتدا توسط گیورسو و دیگران در سال ۱۳۵۳/ ۱۹۷۴ در برکلی و با به‌کار بردن واکنش زیر سنتز شد:

$$^{۲۴۹}_{۹۸}\mathrm{Cf} + ^{۱۸}_{۸}\mathrm{O} \rightarrow ^{۲۶۳}۱۰۶(t_{۱/۲} = ۰/۸\mathrm{s}) + ۴^{۱}_{۰}\mathrm{n}$$

این نوکلید از طریق دنبال کردن مسیر واپاشی و رسیدن به دختران آن، $^{۲۵۹}\mathrm{Rf}$ و $^{۲۵۵}\mathrm{No}$، شناسایی شد. این سنتز مجدداً در سال ۱۳۷۲/ ۱۹۹۳ به وسیلهٔ گرِگوریچ و دیگران (۱۹۹۴/۱۳۷۳) تأیید شد. عنصر ۱۰۶ به نام یکی از مؤلفان این کتاب، سیبورگیم (با نماد Sg) نامگذاری شده است. گلن، که در کشف پلوتونیم و ۹ عنصر فرا اورانیم دیگر شرکت داشته است، در این ارتباط می‌گوید (شکل ۱۵– ۹): «این بزرگ‌ترین افتخاری است که تا کنون به من داده شده است- حتی فکر می‌کنم بهتر از بردن جایزهٔ نوبل».



شکل ۱۵–۹. گلن سیبورگ، سیبورگیم را در جدول تناوبی نشان می‌دهد.

در سال۱۳۶۰/ ۱۹۸۱، جی. مونزنبرگ و دیگران (۱۹۸۱/۱۳۶۰)، که در دارمشتات[1] با فیلتر سرعت SHIP کار می‌کردند، ایزوتوپ ^{۲۶۲}Bh تولید شده در واکنش «گداخت سرد» را شناسایی کردند:

$$^{۲۰۹}_{۸۳}Bi + ^{۵۴}_{۲۴}Cr \rightarrow ^{۲۶۲}_{۱۰۷}Bh(t_{۱/۲} = ۱۰۲ms) + ^{۱}_{۰}n$$

این نوکلید با دنبال کردن مسیر واپاشی و رسیدن به دختران آن ^{۲۵۸}Db، ^{۲۵۴}Lr، ^{۲۵۰}Md، ^{۲۵۰}Fm، ^{۲۴۶}Cf شناسایی شد. سطح مقطع گزارش شده برای این واکنش برابر ۲۰۰pb~ (تقریباً ۱/۵,۰۰۰,۰۰۰ سطح مقطع تولیدِ فرض شده در کشف Md) بود. این عنصر به افتخار نیلز بور، بوریم (با نماد شیمیایی Bh) نام‌گذاری شد.

در سال۱۳۶۳/ ۱۹۸۴، جی. موزنبرگ و دیگران (۱۹۸۷/۱۳۶۶)، که در دارمشتات کار می‌کردند، تعداد ۳ اتمِ ^{۲۶۵}Hs را با به‌کار بردن واکنش گداخت سرد $^{۲۰۸}Pb(^{۵۸}Fe,۱n)$ تولید کردند. ^{۲۶۵}Hs با دنبال کردن زنجیرهٔ واپاشی تا دخترانِ آن ^{۲۶۱}Sg و ^{۲۵۷}Rf شناسایی شد. نیمه‌عمر این هسته برابر ۱/۸~ میلی‌ثانیه بود و با گسیل آلفا وا می‌پاشید. سطح مقطع تولید ۲۰pb~ بود. در همان زمان، اگانسیان[2] و دیگران (۱۹۸۴/۱۳۶۳) تولید $^{۲۶۵-۲۶۳}Hs$ را در واکنش‌های $^{۲۰۹}Bi(^{۵۵}Mn,n)$، $^{۲۰۶}Pb(^{۵۸}Fe,n)$، $^{۲۰۷}Pb(^{۵۸}Fe,n)$ و $^{۲۰۸}Pb(^{۵۸}Fe,n)$ گزارش کردند. این گروه، مشاهدات خود از شکافت خودبه‌خودی و واپاشی آلفازای نوه و دختران سه نسل پس از آن را گزارش نمودند. با توجه به این شناسایی ضعیف‌تر، اعتبار این کشف (باربر و دیگران، ۱۳۷۱/ ۱۹۹۲) به گروه دارمشتات داده شد و نام هاسیم (با نماد شیمیایی Hs) به افتخار ناحیه‌ای در آلمان، هِسه[3] ، که در آن این کار مهم انجام شده بود، انتخاب گردید.

در سال۱۳۶۱/ ۱۹۸۲، موزنبرگ و دیگران (۱۹۸۲/۱۳۶۱، ۱۳۶۳/ ۱۹۸۴) مشاهدهٔ یک اتمِ عنصر ۱۰۹ را که در واکنش $^{۲۰۹}Bi(^{۵۸}Fe,n)$ تولید شده بود گزارش کردند. واپاشی این اتم بطور ضعیفی همبسته با دختران آن ^{۲۶۲}Bh، ^{۲۵۸}Db، و ^{۲۵۸}Rf و سطح مقطع تولید ۱۰ pb بود. این کشف، بعدها با مشاهدهٔ تعدادی اتم بیشتر در دارمشتات و مشاهدهٔ تولید هستهٔ چند نسل بعدی ^{۲۴۶}Cf در دو بنا به اثبات رسید. کاشفان، نام میتنِریم (با نماد شیمیایی Mt) را به افتخار لیز میتنر[4] پیشنهاد نمودند.

---

1. Darmstadt
2. Oganessian
3. Hesse
4. Lise Mitner

در سال۱۳۷۰/ ۱۹۹۱، گیورسو و دیگران (۱۳۷۳و ۱۹۹۵/۱۳۷۴) واکنش ^{۲۰۹}Bi با ^{۵۹}Co را مطالعه کردند. آنها رویدادی را پیدا کردند که می‌شد آن را به تولید $^{۲۶۷}۱۱۰(^{۲۶۷}Ds)$ نسبت داد. هستهٔ مانده از تبخیر، با گسیل یک آلفای ۱۱/۶MeV و ۴ میکروثانیه پس از کشت واپاشی نمود. گواه آنها بر تشکیل $^{۲۶۷}۱۱۰$، به علت ناتوانـــیِ (ناشی از نقص اَدَوات الکترونیکی) در آشکارسازی واپاشیِ دختر- هستهٔ ^{۲۶۳}Hs ضعیف بود، اگرچه واپاشی اعضای دیگر زنجیرهٔ واپاشی مشاهده گردید. به دلیل تعطیل شدنِ شتابگر به کار رفته، کار بیشتر در این زمینه ادامه نیافت. این مشاهده احتمالاً درست بوده است، اگرچه گواه ارائه شده برای توجیه ادعای کشف عنصر، قوی نیست.

شک نیست که هافمن و دیگران (نیمهٔ اول ۱۹۹۵)، که در سال ۱۹۹۴ در دارمشتات کار می‌کردند، تولید تعداد چند اتم (ظاهراً چهار- رک بحث زیر) از ^{۲۶۹}Ds را در واکنش $^{۲۰۸}Pb(^{۶۴}Ni, n)$ مشاهده نمودند. این نوکلید با ارتباط ژنتیکی با دخترانش ^{۲۶۵}Hs، ^{۲۶۱}Sg، ^{۲۵۷}Rf، ^{۲۵۳}No شناسایی شد. ایزوتوپ غنی از نوترون عنصـــر ۱۱۰، ^{۲۷۱}Ds، با به‌کار بردن واکنش $^{۲۰۸}Pb(^{۶۴}Ni, n)$ بعداً (هافمن،۱۳۷۷/ ۱۹۹۸) تولید گردید. تعداد ۹ اتم مشاهده و شناسایی گردید. واکنش اخیر، توسط آزمایشکارانِ *برکلی* (گینتر،۱۳۸۲/ ۲۰۰۳) و *رایکن* (کی. موریتا و دیگران، ۲۰۰۴/۱۳۸۳) برای تایید کشف عنصر ۱۱۰ به کار برده شد. ایزوتوپ بسیار غنی از نوترون عنصر ۱۱۰، ^{۲۷۳}Ds، با استفاده از واکنش $^{۲۴۴}Pu(^{۳۴}S, ۵n)$ توسط لازارو[1] و دیگران (۱۹۹۶/۱۳۸۵) مشاهده گردید. نامِ دارمشتاتیم (با نماد شیمیایی Ds) به این عنصر داده شده است.

یک اشارهٔ تأسف‌بار در این فصلِ مربوط به تاریخچهٔ کشف عناصر خیلی سنگین، افشای (هافمن و دیگران،۱۳۸۲/ ۲۰۰۳) این نکته است که یکی از زنجیره‌های واپاشی گزارش شده توسط هافمن و دیگران (۱۳۷۴/ ۱۹۹۵) برای ^{۲۶۹}Ds، در نتیجهٔ خطای انسانی یا سوء رفتار علمی، «درست ایجاد نشده بود». علیرغم وجود نگرانی از این بابت، سایر زنجیره‌هایی که به درستی شناسایی شده بودند جایگاه بایستهٔ خود را دارند.

اولین تولید یک ایزوتوپ عنصر ۱۱۱، $^{۲۷۲}۱۱۱$ (با نیمه‌عمر ۱/۵ میلی‌ثانیه) توسط هافمن و دیگران (۱۳۷۴/ ۱۹۹۵) در سال۱۳۷۳/ ۱۹۹۴ با بکار بردن واکنش $^{۲۰۹}Bi(^{۶۴}Ni, n)$ صورت گرفت. سه زنجیرهٔ واپاشی در سال۱۳۷۳/ ۱۹۹۴ مشاهده گردید. متعاقباً، سه زنجیرهٔ واپاشی دیگر مربوط به واپاشی $^{۲۷۲}۱۱۱$ گزارش شدند (هافمن و دیگران،۱۳۸۱/ ۲۰۰۲). واپاشی $^{۲۷۲}۱۱۱$ به صورت متقاعد کننده‌ای با دخترانش ^{۲۶۸}Mt، ^{۲۶۴}Bh، ^{۲۶۰}Db و ^{۲۵۶}Lr مرتبط است. این کشف، با آزمایش‌های

---

[1]. Lazarev

برکلی (فولدن و دیگران، ۲۰۰۴/۱۳۸۳) و *رایکن* (موریتا، ۲۰۰۴/۱۳۸۳) تأیید شد. نام رونتگنیم (Rg) برای این عنصر پیشنهاد شده است.

در سال۱۳۷۴/ ۱۹۹۵، هافمن و دیگران تشکیل $^{۲۷۷}۱۱۲$ را در واکنش $^{۲۰۸}Pb(^{۷۰}Zn,n)$ گزارش دادند. دو زنجیرهٔ واپاشی گزارش شدند که $^{۲۷۷}۱۱۲$ را به دخترانش ^{۲۷۳}Ds، ^{۲۰۹}Hs، ^{۲۶۵}Sg، ^{۲۶۱}Rf و ^{۲۵۷}No مرتبط می‌ساختند. متاسفانه، یکی از این زنجیره‌های واپاشی، «مشاهدهٔ اول»، اکنون معلوم شده است (هافمن و دیگران،۱۳۸۱/ ۲۰۰۲) که بر اثر خطای انسانی یا سوء رفتار علمی «درست» نبوده است. یک آزمایش بعدی (هافمن و دیگران، ۲۰۰۲/۱۳۸۱) که در سال ۲۰۰۰ انجام شد، به مشاهدهٔ زنجیرهٔ واپاشی دیگری برای $^{۲۷۷}۱۱۲$ انجامید. این نتایج، با آزمایش‌های انجام شده در رایکن، تأیید شده‌اند. اکنون به‌طور وسیعی عقیده بر این است (اس. هافمن، مکاتبات خصوصی) که یک شخص معین، مسئول هر دو گزارش خلاف، یعنی، یکی از زنجیره‌های واپاشی ^{۲۶۹}Ds و یکی از زنجیره‌های واپاشی $^{۲۷۷}۱۱۲$ و همچنین گزارش‌های نادرست (رک زیر) در مورد سنتز $^{۲۹۳}۱۱۸$ و فراورده‌های واپاشی آن بوده است.

در سال۱۳۸۳/ ۲۰۰۴، موریتا[1] و دیگران، سنتزِ ۱ اتم عنصرِ ۱۱۳ را در واکنش $^{۲۰۹}Bi + ^{۷۰}Zn$ گزارش کردند. سطح مقطع تولید ۵۵ fb (فمتو بارن) بود، که مقدار فوق‌العاده کوچکی است و نیاز به چند ماه بمباران دارد.

در سال۱۳۷۸/ ۱۹۹۹، اوگانسیان و دیگران (۱۹۹۹/۱۳۷۸الف، ۱۹۹۹/۱۳۷۸ب، ۲۰۰۰/۱۳۷۸) سنتز موفقیت آمیز ۵ اتمِ عنصر ۱۱۴ را با بکار بردن واکنش $^{۲۴۴.۲۴۲}Pu + ^{۴۸}Ca$ گزارش کردند. نیمه‌عمرهای بلند وابسته به این اتم‌ها (در حدّ ثانیه - دقیقه)، مبیِّن رهیافتِ ممکن به «جزیرهٔ پایداری» هسته‌های فوق سنگین نزدیک Z=۱۱۴ و N = ۱۸۴ است که مدت‌هاست در جستجوی آن بوده‌ایم. (کلیهٔ هسته‌های سنگین قبلی با Z ≥۱۱۰ با نیمه‌عمرهای میلی ثانیه‌ای واپاشی کرده اند.) گروه آزمایشکار، شامل دانشمندانی از دوبنا و آزمایشگاه ملی لاورنس لیورمور ایالات متحده، مشاهدات زیر را گزارش کردند:

$$^{۴۸}_{۲۰}Ca + ^{۲۴۴}_{۹۴}Pu \rightarrow ^{۲۸۹}۱۱۴(t_{۱/۲} \approx ۲۱\,s) + ۳^{۱}_{۰}n$$

$$^{۴۸}_{۲۰}Ca + ^{۲۴۴}_{۹۴}Pu \rightarrow ^{۲۸۸}۱۱۴(t_{۱/۲} \approx ۱/۹\,s) + ۴^{۱}_{۰}n$$

[1]. Morita

$$^{48}_{20}\mathrm{Ca} + ^{242}_{94}\mathrm{Pu} \rightarrow ^{287}114(t_{1/2} \approx 5/4\ \mathrm{s}) + 3^{1}_{0}\mathrm{n}$$

مشاهده شده است که این هسته‌ها با گسیل دنباله‌ای از ذرات α در زنجیره‌هایی منتهی به شکافت خودبه‌خودی وامی‌پاشند. چون این هسته‌ها بسیار غنی از نوترون هستند، اعقابِ آنها پیش از این دیده نشده‌اند. اثبات آزمایشگاه‌های دیگر، این نتایج مهیج را تأیید نکرده‌اند.

در تداوم این‌کار، اوگانسیان و دیگران (۲۰۰۱/۱۳۸۰) سنتزِ موفقِ ۳ اتم از عنصر ۱۱۶ را با به‌کار بردن واکنش زیر گزارش کردند:

$$^{48}_{20}\mathrm{Ca} + ^{248}_{96}\mathrm{Cm} \rightarrow ^{292}116(t_{1/2} \approx 0/05\ \mathrm{s}) + 4^{1}_{0}\mathrm{n}$$

هر دنبالهٔ واپاشی مشاهده شده شامل مشاهدهٔ سه واپاشی آلفایی پر انرژی و در پیِ آن یک شکافت خودبه‌خودی است.

در یک گزارش منتشر نشده در ۲۰۰۲/۱۳۸۱، اوگانسیان و دیگران (http://159.93.28.88/flnr/index.html) سنتز ۲ اتم از عنصر ۱۱۸ را با بکاربردن واکنش $^{294}118$ $^{249}\mathrm{Cf}(^{48}\mathrm{Ca}, 3\mathrm{n})$ گزارش کردند. در ۱۳۸۳/ ۲۰۰۴، اوگانسیان و دیگران سنتز موفق عنصر ۱۱۵ (و با واپاشی آلفایی، دخترِ آن، عنصر ۱۱۳) را در واکنش $^{291-x}115$ $^{245}\mathrm{Am}(^{48}\mathrm{Ca}, \mathrm{xn})$ گزارش کردند. این رویدادها هنوز منتظر تأیید هستند.

در میان همهٔ پیشرفت‌های شگفت‌آورِ علمِ عناصر سنگین در بازهٔ زمانی ۱۳۷۳/ ۱۹۹۴ تا ۱۳۸۱/ ۲۰۰۲، فصل تاریکی وجود داشته است و آن بروز ناکامی در شناسایی عنصر ۱۱۸ در برکلی بوده است. در ۱۳۷۸/ ۱۹۹۹، نینُف[1] و دیگران (همان سال) سنتز موفق ۳ اتم از عنصر ۱۱۸ را با به‌کار بردن واکنش $^{293}118$ $^{208}\mathrm{Pb}(^{86}\mathrm{Kr}, \mathrm{n})$ گزارش کردند. گواه، بُهت‌آور بود: شامل سه زنجیرهٔ همبستهٔ واپاشی‌های آلفایی انرژی- بالا، پس از آفرینشِ عنصرِ مفروض $^{293}118$. سطح مقطع گزارش شده pb ۲ بود؛ عددی که بعداً به pb ۷ تغییر داده شد. نتیجه خیلی غیرمنتظره بود زیرا سیستماتیک تجربی سطوح مقطع‌گداخت سرد (شکل ۱۵-۴)، سطح مقطع‌هایی از مرتبهٔ فمتو بارن را برای این واکنش پیش‌بینی می‌کرد.

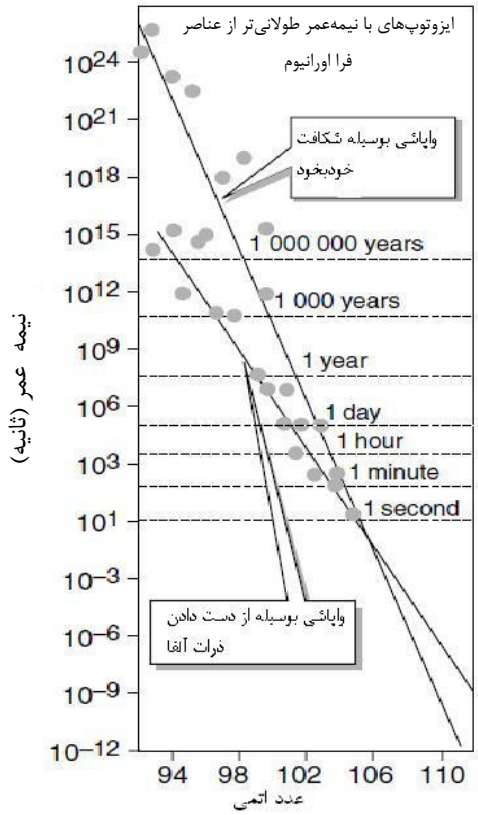
---

[1]. Ninov

آزمایشگاه‌های دیگر نتوانستند این نتیجه را باز- تولید کنند (هافمن و مونزنبرگ، ۲۰۰۰/۱۳۷۹؛ استودِل و دیگران، ۲۰۰۱/۱۳۸۰؛ موریموتو، ۲۰۰۱/۱۳۸۰) و سرانجام، گروه برکلی ناتوانی خود را در باز تولید مشاهدهٔ مزبور گزارش کرد (گرِگوریچ و دیگران، مجلهٔ Eur. J. Phys. A18, 633 (2003)). یک بررسی بعدی (گیلچریز و دیگران، ۲۰۰۳/۱۳۸۲) فاش کرد که مشاهدهٔ ادعا شده، در واقع، «ساخته»ی یک نفر، که بعداً مرتبط با موارد مشابه تقلب در دارمشتات در کار با عناصر ۱۱۰ و ۱۱۲ (اشاره شده در بالا) شناخته شد، بوده است. از این صحنه‌پردازی‌ها، می‌توان آموخت که تقلب در «کارهای علمی» هم وجود دارد و روش سُنَّتیِ تأیید مستقلانهٔ یافته‌های مهم، یک ضرورت است.

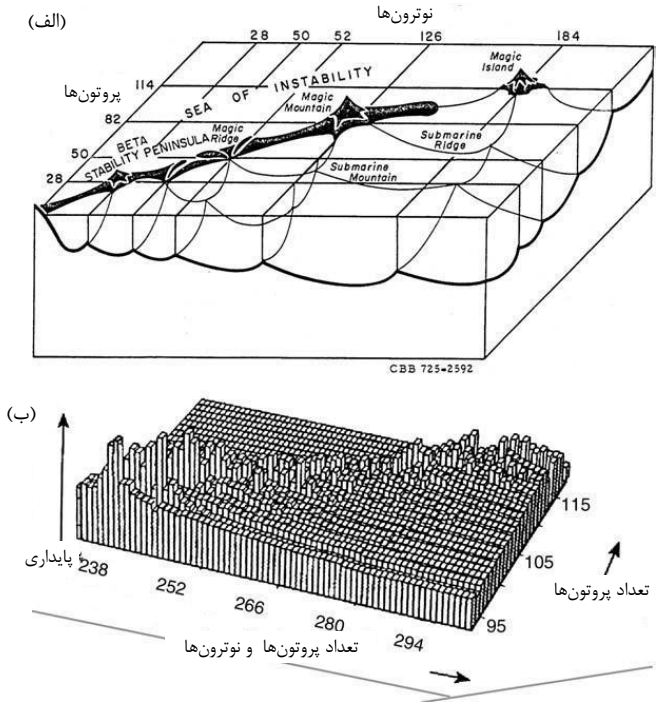
۱۵-۵. عناصر فوق سنگین

تا ۱۳۴۹/ ۱۹۷۰، تصور می‌شد که حد عملی جدول تناوبی، عنصر ۱۰۸ است. با برون یابی اطلاعات تجربی روی نیمه‌عمرهای عناصرسنگین، نتیجه‌گرفته شد که نیمه‌عمرهای بلند ـ عمرترین ایزوتوپ‌های عناصر سنگینِ فراتر از عنصر ۱۰۸، به دلیل واپاشی شکافت خودبه‌خودی، به‌قدری کوتاه ($<۱۰^{-۶}$ s) است که نمی‌توان آنها را تولید و مطالعه کرد (شکل ۱۵-۱۰). با این‌همه، در اواخر دههٔ ۱۹۶۰/۱۳۴۰ و اوایل دههٔ ۱۳۵۰/ ۱۹۷۰، نظریه‌پردازان هسته‌ای با استفاده از تکنیک‌های تدوین شده به وسیلهٔ ویلِن استروتینسکی و ولادیسلاو سویاتکی پیش‌بینی کردند که پایداری خاصی در قبال شکافت به ازای عدد پروتونی Z = ۱۱۴ و عدد نوترونی N = ۱۸۴ وجود خواهد داشت.



شکل ۱۵-۱۰. نیمه‌عمرهای بلند-عمرترین ایزوتوپ هر عنصر برحسب عدد اتمی Z ؛ حوالی ۱۹۷۰/۱۳۵۰

پیش‌بینی می‌شد که این *عناصر فوق سنگین* دارای نیمه‌عمرهایی از مرتبهٔ سنّ جهان باشند. همچنین پیش‌بینی می‌شد که این هسته‌ها یک «جزیرهٔ» پایداری جدا از «شبه‌جزیرهٔ» هسته‌های شناخته شده تشکیل دهند (شکل ۱۵-۱۱ الف).



شکل ۱۵-۱۱. (الف) نمایش مجازی پایداری نوکلید سنگین، حوالی ۱۳۵۵/ ۱۹۷۵، نشان‌دهندهٔ جزیرهٔ فوق سنگین. (ب) نمودار نوین نیمه‌عمرهای پیش‌بینی شدهٔ سنگین‌ترین هسته‌ها. توجه کنید که شبه‌جزیره‌ای وجود دارد که هسته‌های شناخته شده را به هسته‌های فوق سنگین متصل می‌کند.

اکنون می‌دانیم که این پیش‌بینی‌ها بعضاً غلط بوده‌اند. در حالی‌که باور داریم گروهٔ از هسته‌های «فوق سنگین» وجود دارند که نیمه‌عمرهای آنها در مقایسه با عناصرِ دارای Z کمتر نسبتاً طولانی است، اما باور نداریم که آنها یک جزیرهٔ پایداری تشکیل می‌دهند. بلکه، آنها را ادامهٔ شبه جزیرهٔ هسته‌های شناخته شده می‌شماریم (شکل ۱۵-۱۱ ب). همچنین باور داریم که نیمه‌عمرهای آنها در مقایسه با مقیاس‌های زمانی زمین‌شناختی کوتاه است. لذا، آنها در طبیعت وجود ندارند. پیش‌بینی شده است که پایدارترین هسته‌های فوق سنگین، یعنی آنهایی که دارای $Z=۱۱۲$ و $N\sim۱۸۴$ هستند، با گسیل ذرهٔ آلفا با نیمه‌عمرهای تقریباً ۲۰ روز وا می‌پاشند.

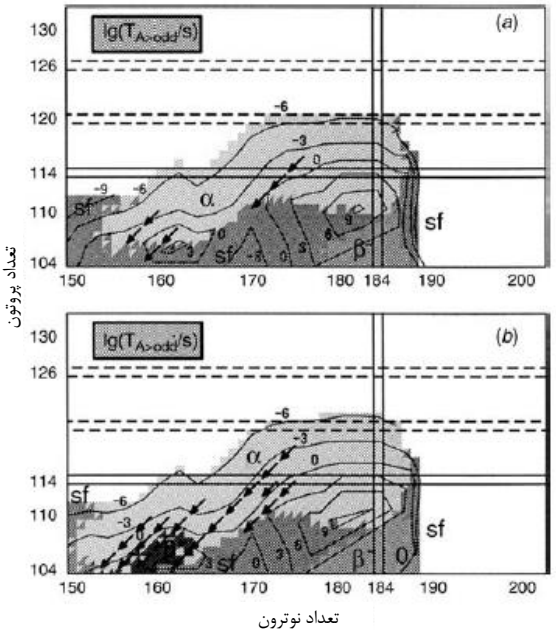
مسئلهٔ اصلی همراه با هسته‌های فوق سنگین، امکان وجود آنها نیست (که نسبتاً قطعی به‌نظر می‌رسد) بلکه چگونگی تولید آنهاست. در واقع، صدها واکنش سنتزی پیشنهاد شده و شماری از آنها آزموده شده‌اند. تا همین سال‌های اخیر، همهٔ آنها بی‌نتیجه مانده‌اند زیرا یا تشکیل سیستم

درهم‌جوشیده غیر محتمل است و یا انرژی برانگیختگی خیلی بالاست، که احتمال تشکیل هسته‌های فراورده را خیلی کم می‌کند. به‌عنوان مثال واکنشی که بیش از همه مورد مطالعه قرار گرفته است واکنش $^{48}Ca + ^{248}Cm$ است. با استفاده از شکل‌های ۱۵-۵ و ۱۵-۶ به عنوان راهنما، تخمیناً، سطح مقطع همجوشی، $۳\times۱۰^{-۳۲} cm^۲$؛ انرژی برانگیختگی ~ ۳۰ MeV (احتمال بقای $۱۰^{-۶}$) و سطح مقطعِ تشکیل، $۱۰^{-۳۸} cm^۲$ پیش بینی می‌شود. با فناوری نوین، این مترادف خواهد بود با ۱ اتم به ازای هر ماه. این آهنگ تولید، در مرز فناوری تجربی نوین است.

با وجود این، همانگونه که در بخش ۱۵-۴ اشاره شد، سنتز عناصر ۱۱۴ و ۱۱۶ (و احتمالاً ۱۱۸) با سطح مقطع‌های پایین (~pb) مشاهده و گزارش شده‌اند. علاوه بر این، به جای دنبال کردن روند نشان داده شده در شکل ۱۵-۱۰، گزارش شده است که نیمه‌عمرهای ایــزوتوپ‌های شناخته شده و بلندعمر عناصر ۱۰۶ تا ۱۱۲ تقریباً چند میلی‌ثانیه تا چند ثانیه اند؛ افزایشی معادل چند مرتبهٔ بزرگی در طول عمر. در حال حاضر، هیچ‌یک از این مشاهدات با اندازه‌گیری‌های مستقل تأیید نشده است.

برخی بر این باورند که بدون پایداری خاص همراه با ساختار پوسته‌ای هسته عناصری به سبکی $Z = ۱۰۶ - ۱۰۸$ باید دارای نیمه‌عمرهای بسیار ناچیزی می‌بودند. بر اساس این دیدگاه گفته می‌شود که صِرفِ وجود این هسته‌های با نیمه‌عمر میلی‌ثانیه‌ای نمودی است از اینکه که ما هسته‌های فوق سنگین داریم. پایدارشدگی پوسته‌ای این هسته‌ها، که تغییر شکل یافته‌اند، ناشی از پایداری ویژهٔ پیکربندی $N = ۱۶۲$ در هسته‌های تغییر شکل یافته است (بر اساس محاسبات، هسته‌های فوق سنگین «سنتی» با $Z \sim ۱۱۴$ و $N=۱۸۴$، دارای شکل‌های کروی می‌باشند).

بهترین پیش‌بینی‌های نظری ما از نیمه‌عمرهای انتظاری عناصر ۱۱۰ تا ۱۲۰ در شکل ۱۵-۱۲ نشان داده شده‌اند. به روشنی، انتظار ناحیه‌هایی جدید از هسته‌های خیلی سنگین با نیمه‌عمرهایی بسیار بلندتر از آنچه که تا کنون مشاهده شده‌اند، می‌رود اما اینکه چطور آنها را بسازیم، باید منتظر آینده ماند.



شکل ۱۵– ۱۲. نیمه‌عمرهای پیش‌بینی شدهٔ هسته‌های فرا میتریم. [اقتباس از: Möller et al.,1997]

۱۵-۶. شیمی عناصر فرا اورانیوم

رفتار شیمیایی عناصر فرا اورانیم، به‌دلیل پیچیدگی آن و بصیرتی که در شیمی عناصر سبک‌تر به بار می‌آورد، جالب توجه است. قرار دادن این عناصر مصنوعی در جدول تناوبی (شکل ۱۵-۱)، نشان‌دهندهٔ یکی از تغییرات مهم در جدول تناوبی اصلی مندلیف است. از آنجا که اطلاعات کمی دربارهٔ شیمی عناصر فرا اکتنید در دست است، فرصت بی‌نظیری داریم برای آزمودن پیش‌بینی‌های جدول تناوبیِ رفتار شیمیایی پیش از آنکه آزمایش‌های مربوطه انجام شوند.

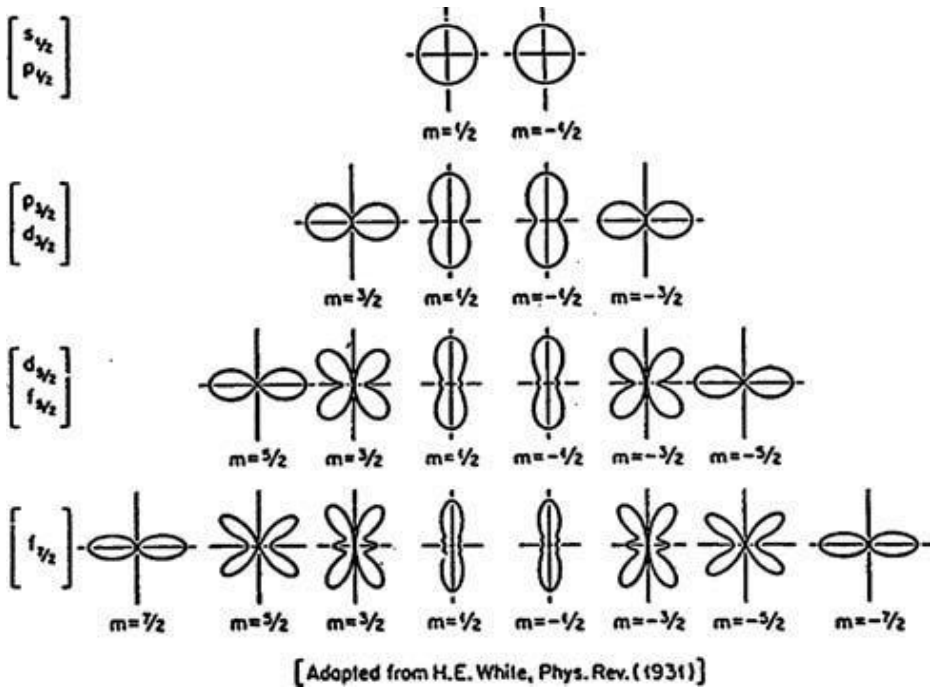
اکتنیدها و فرا اکتنیدهای شناخته شده عناصر واسط هستند یعنی اوربیتال‌های الکترونی f یا d آنها نیمه‌پُرند. در واقع، این عناصر فلزاند. مثل سایر فلزات واسط، بیشترِ آنها آنقدر الکترومثبت هستند که در اسیدهای معدنی حل شوند. با وجود این، تمایز مهمی وجود دارد که عناصر اکتنید را از سایر عناصر واسط، از جمله عناصر فرا اکتنید، جدا می‌کند. اوربیتال‌های نیمه‌پرِ d ی عناصر واسط تا مرز اتم‌ها می‌رسند و به مقدار زیادی تحت تأثیر محیط شیمیایی اتم یا یون قرار می‌گیرند (یا بر آن تأثیر می‌گذارند). لذا، خواص شیمیایی عناصر با اوربیتال‌های d ی نیمه‌پر خیلی پیچیده

است و به نظر می‌رسد که وقتی از عنصری به عنصر دیگری می‌رویم شاهد تغییرات نا منظمی باشیم. اما اوربیتال‌های 5f اکتنیدها توسط الکترون‌های پوسته‌های بالاترِ s و p ی محیط شیمیایی اتم یا یون، بهتر استتار می‌شوند و لذا تشابه بیشتری در خواص شیمیایی اکتنیدها در مقایسه با سایر عناصر واسط وجود دارد. (اوربیتال‌های 4f لانتانیدها حتی بهتر از اوربیتال‌های 5f اکتنیدها استتار می‌شوند و رفتار شیمیایی لانتانیدها حتی همگن‌تر است). گسترش فراترِ اوربیتال‌های 5f (در مقایسه با اوربیتال‌های7s و 7p) نسبت به اوربیتال‌های 4f لانتانیدها، مقداری کووالانسی در پیوند اکتنیدها ایجاد می‌کند که در لانتانیدها دیده نمی‌شود.

با افزایش عدد اتمی Z هسته، الکترون‌ها مقیدتر می‌شوند. با افزایش انرژی بستگی آنها، سرعت آنها نیز افزایش پیدا می‌کند. برای الکترون‌های پوستهٔ 1s، سرعت میانگین تقریباً Z واحد اتمی است. (سرعت نور، c، مساوی ۱۳۷/۰۳۵ au است). لذا برای Z = ۹۰، سرعت تقریباً ۱۳۷/ ۹۰$_C$ یا ۰/۶۶$_C$ است. معادلهٔ شرودینگر دیگر در این مورد کارساز نیست و باید راهکار کاملاً نسبیتی دیراک را به کار برد.

حل معادلهٔ دیراک برای اتم‌های شبه‌هیدروژن منجر به توابع موجی می‌شود که حاصلضرب بخش‌های شعاعی و زاویه‌ای بوده و مشابه جواب‌های معادلهٔ شرودینگر، اوربیتال‌های آشنای اتمی را به دست می‌دهند. بخش‌های زاویه‌ای در شکل ۱۵-۱۳نشان داده شده‌اند. هر حالت با چهار عدد کوانتومی مشخص می‌شود که معانی آنها کمی متفاوت با آنهایی است که از معادلهٔ شرودینگر به دست می‌آیند. این اعداد عبارتند از عدد کوانتومی اصلی n با مقادیر ۱، ۲، ۳،...، l ؛ عدد کوانتومی سمتی با مقادیر ۰ ،۱،۲،...، n-۱ ، که با s، p، d، f، g، j نشان داده می‌شوند؛ عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای با مقادیر $l \pm ۱/۲$ (معمولاً به صورت شاخص پایینی برای l نشان داده می‌شود)؛ و m، عدد کوانتومی مغناطیسی، که مقادیر نیمه صحیحی از j- تا j+ را می‌پذیرد. لذا، سه اوربیتالِ p، پنج اوربیتالِ d و هفت اوربیتالِ f دیگر تبهگن نیستند و به یک تراز $p_{۱/۲}$ و دو تراز $p_{۳/۲}$، دو تراز $d_{۳/۲}$ و سه تراز $d_{۵/۲}$، سه تراز $f_{۵/۲}$ و چهار تراز $f_{۷/۲}$، هر یک با عدد اشغال ۲ j+۱ شکافته می‌شوند. این را شکافتگی «اسپین – مدار» می‌نامند. شکل‌های اوربیتالی با j و m داده می‌شوند و اوربیتال‌های با j و m همسان، همه یک شکل‌اند. آنچه در شکل ۱۵-۱۳ ممکن است از دیدگاه یک شیمیدان سنتی شگفت‌انگیز باشد این است که اوربیتال‌های p شبیه یک کره ($p_{۱/۲}$)، یک چنبره یا دونات ($p_{۳/۲}, m = \frac{۳}{۲}$) و یک استخوان سگ ($m = \frac{۱}{۲}, p_{۳/۲}$)هستند. باید توجه کرد که حالت با بالاترین مقدار

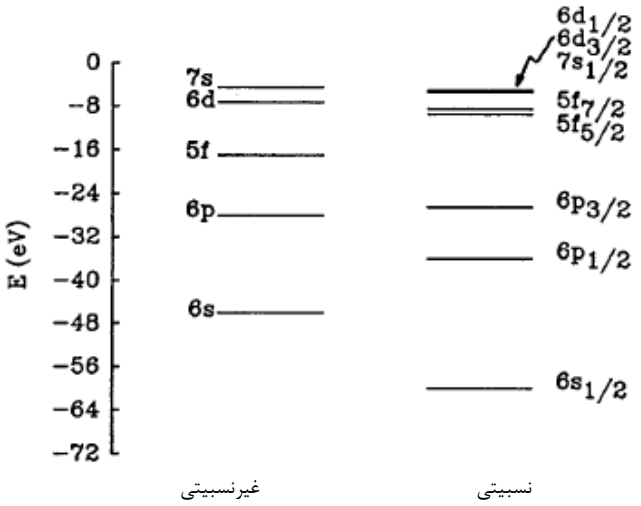
توابع توزیع بار زاویه‌ای $(\psi^*\psi)$ برای اوربیتال‌های دیراک



شکل ۱۵-۱۳. نمایش تصویری شکل‌های **اوربیتال**‌های نسبیتی.

m برای یک j معین همیشه دارای یک توزیع دونات- شکل است، در حالی‌که پایین‌ترین مقدار m متناظر با یک توزیع کشیده درامتداد محورz بدون هیچ گره می‌باشد. حالت‌های با m میانی، چنبره‌های با چند برآمدگی هستند.

تأثیر کاربرد مکانیک کوانتومی نسبیتی، به‌جای غیرنسبیتی، در پیش‌بینی اوربیتال‌های اتمی، سه‌جانبه است: (الف) انقباض و پایدارشدگی پوسته‌های $s_{1/2}$ و $p_{1/2}$، (ب) شکافتگی ترازهای انرژی بر اثر جفت‌شدگی اسپین– مدار و (پ) انبساط (و ناپایداری) اوربیتال‌های بیرونی‌تر d و همهٔ اوربیتال‌های f. این آثار تقریباً از نظر بزرگی متساوی‌اند و همه با Z^2 افزایش می‌یابند. در شکل ۱۵-۱۴ بزرگی این آثار را برای اورانیم نشان داده‌ایم.



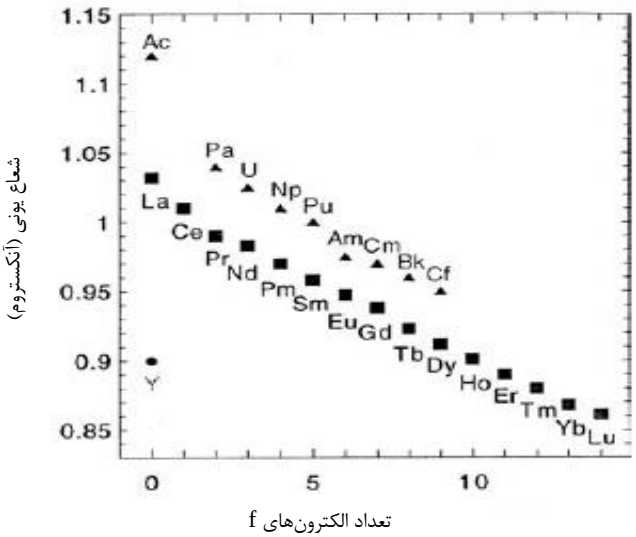
شکل ۱۵-۱۴. مقایسه انرژهای پیش‌بینی شده (غیرنسبیتی و نسبیتی) ترازهای الکترونی ظرفیت برای اتم اورانیم.

پیامدهای شیمیایی این آثار برای عناصری چون طلا به خوبی اثبات شده‌اند؛ مثلاً، رنگ زرد، ناشی از آثار نسبیتی است. (مکانیک کوانتومی غیرنسبتی پیش‌بینی می‌کند طلا و نقره یک رنگ داشته باشند).

شعاع‌های یونی یون‌های M^{3+} و M^{4+} اکتنیدها با افزایش بار مثبت هسته کاهش می‌یابند (*انقباض اکتنید*) (شکل ۱۵– ۱۵). این انقباض ناشی از افزایش پی‌درپی الکترون‌ها در یک پوستهٔ f داخلی است که استتار ناکامل بار هسته توسط الکترون‌های افزوده شدهٔ f منجر به انقباض اوربیتال ظرفیت خارجی می‌گردد. چون شعاع‌های یونی یون‌های با حالت‌های اکسایش همسان معمولاً مشابه هستند (شکل ۱۵-۱۵)، ترکیبات یونی اکتنیدها هم‌ساختارند.

هم ردیف بودن انرژی‌های اوربیتال‌های 5f، 6d، 7s و 7p و هم‌پوشانی فضایی آنها منجر به پیوندی خواهد شد شامل هر یک، یا همهٔ آنها. لذا «*تشکیل کمپلکس*»، بخش مهمی از شیمی اکتنیدها است. پایدارترین حالت‌های اکسایش اکتنیدها و شیمی محلول آنها، به علت اختلاف‌های اندک بین ترازهای الکترونی نسبت به انرژی‌های پیوند شیمیایی، به لیگاندهای حاضر نیز بستگی خواهند داشت.

حالت‌های اکسایش شناخته شدهٔ عناصر اکتنیدی در جدول ۱۵-۳ نشان داده شده‌اند.



شکل ۱۵– ۱۵. تغییر شعاع‌های یونی یون‌های سه‌ظرفیتی لانتانیدها و اکتنیدها با افزایش Z.

جدول ۱۵–۳. حالت‌های اکسایش اکتنیدها (الف).

عدد اتمی:	۸۹	۹۰	۹۱	۹۲	۹۳	۹۴	۹۵	۹۶	۹۷	۹۸	۹۹	۱۰۰	۱۰۱	۱۰۲	۱۰۳
عنصر:	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr
حالتهای اکسایش													۱?		
							(۲)	(۲)		(۲)	(۲)	۲	۲	۲	
	۳	(۳)	(۳)	۳	۳	۳	۳	۳	۳	۳	۳	۳	۳	۳	۳
		۴	۴	۴	۴	۴	۴	۴	۴	۴	(۴)	۴?			
			۵	۵	۵	۵	۵	۵?							
				۶	۶	۶	۶	۶?							
					۷	(۷)	۷?								

(الف) رایج‌ترین حالت‌های اکسایش با خط زیرین مشخص شده‌اند؛ حالت‌های اکسایشِ ناپایدار، بین پرانتزها نشان داده شده‌اند. علامت‌های سؤال، نشان‌دهندهٔ گونه‌هایی هستند که ادعا شده‌اند ولی اثبات نشده‌اند.

منبع: Kats و دیگران (۱۹۸۰/۱۳۵۹)

حالت‌های اکسایشِ پایین‌تر، با اسید پایدار می‌شوند در حالی‌که حالت‌های اکسایش بالاتر در محلول‌های بازی پایدارتر هستند. در محلول، گونه‌های +۲، +۳ و +۴ به صورت کاتیون‌های فلزی حضور دارند، درحالی‌که حالت‌های اکسایش بالاتر به‌صورت اکسو-کاتیون‌های MO_2^+ و MO_2^{2+} ظاهر می‌شوند رایج‌ترین حالت اکسایش، ۳+ و متعلق به عناصر فرا پلوتونیم، مثل لانتانیدهاست. مکانیک کوانتومی نسبیتی، حالت پایهٔ لاورنسیم (Lr) را بصورت $5f^{14}7s^2 7p_{1/2}$ پیش‌بینی می‌کند و نه $5f^{14}7s^2 6d^1$. این می‌تواند منجر به حالت اکسایش پایدار ۱+ برای لاورنسیم بشود ولی آزمایش‌هایی که در جستجوی این حالت بوده‌اند آن را مشاهده نکرده‌اند. حد بالای پتانسیل احیای Lr^{3+}/Lr^{1+} برای نیمه‌واکنشِ $E^\circ < -0/44V$ تعیین شده است.

شیمی اکسایش و احیای اکتنیدها، به‌ویژه پلوتونیم، پیچیده است (کَتز و دیگران، ۱۹۸۰/۱۳۵۹). واکنش‌های تفکیکیِ همزمانِ اکسایش و احیای برخی گونه‌ها، به ویژه برای حالت‌های اکسایش۴+ و۵+ حایز اهمیت‌اند. بعضی از تعادل‌ها، کند و برگشت‌ناپذیرند. کلیهٔ عناصر فرا اورانیم با کاتیون‌های ۴+ وسیعاً دستخوش هیدرولیز می‌شوند که به دلیل نسبتِ- بار- به شعاعِ بالایشان به راحتی واکنش می‌کنند. Pu (IV) به‌طور گسترده‌ای در محلول اسیدی هیدرولیز شده و پلیمر تشکیل می‌دهد. پلیمرها دارای ابعاد کلوییدی بوده و در فراوری سوخت هسته‌ای یک مسألهٔ جدی‌اند.

در واقع، هیدرولیز، نوع خاصی از تشکیل یون کمپلکس است. بار الکتریکی مثبت و بزرگِ همراه با کاتیون‌های فرا اورانیم که منجر به هیدرولیز می‌شود، نیروی رانشِ برهم‌کنش نوکلئوفیل‌ها با کاتیون‌های فرا اورانیم نیز هست. آب فقط یک مثال از لیگاند نوکلئوفیل است. سایر لیگاندهای نوکلئوفیل حاضر در محلول ممکن است جایگزین مولکول‌های آبی که مستقیماً در قید کاتیون‌های فلزی هستند شده و تشکیل کمپلکس‌های کره- درونی بدهند و یا اینکه ممکن است فقط مولکول‌های آب را از پوستهٔ هیدراتهٔ خارجی جابه‌جا کرده، کمپلکس‌های کُره- بیرونی تشکیل بدهند.

با توجه به رقابت بین آب و لیگاندهای دیگر «بَر سَرِ جا» در حوزهٔ کره- درونیِ اتم فرا اورانیم مرکزی، تعجب آور نیست که پایداری کمپلکس‌های تشکیل شده با یک لیگاند معین، با ترتیبِ $M^{4+} > MO_2^{2+} > M^{3+} > MO_2^+$ کاهش می‌یابد. (توجه داشته باشید که قدرت تشکیل کمپلکس صرفاً بستگی به بار خالص کاتیون ندارد، بلکه به چگالی باری بستگی دارد که آنیون یا لیگاند هنگام نزدیک شدن به فلز با آن مواجه می‌شود. در مورد MO_2^{2+}، بار مؤثر تقریباً ۳/۳ است و نه ۲). اگرچه تغییراتی در ترتیب انواع کاتیون‌های داده شده وجود دارد، اما ترتیب کلی قدرت تشکیل کمپلکس توسط آنیون‌های مختلف برای آنیون‌های تک- بار، $F^- > NO_3^- > Cl^- > ClO_4^-$ و برای آنیون‌های دارای ۲ بار، $SO_4^{2-} > C_2O_4^{2-} > CO_3^{2-}$ است.

کاتیون‌های اکتنیدی، «اسیدهای سخت» هستند، یعنی، پیوند آنها به لیگاندها برحسب برهم‌کنش‌های الکتروستاتیکی توصیف می‌شود و آنها ترجیح می‌دهند با بازهای سخت مثل اکسیژن یا فلور برهم‌کنش کنند تا با بازهای نرم‌تر مثل ازت یا گوگرد. کاتیون‌های اکتینیدی، تشکیل کمپلکس با بازهای نرم می‌دهند اما تنها در حلال‌های غیر آبگون.

مثل اسیدهای نوعیِ سخت، پایداری‌های کمپلکس‌های اکتنیدی، ناشی از آثار مطلوب آنتروپی است. جملات انتالپی، یا گرماگیراند یا بطور خیلی ضعیفی گرمازا و اهمیت‌شان در تعیین جای کلی تعادل در تشکیل کمپلکس، اندک است.

تشکیل کمپلکس‌ها را می‌توان یک فرایند سه مرحله‌ای تصور کرد:

$$M(aq) + X(aq) \leftrightarrow [M(H_2O)_n X](aq) \leftrightarrow [M(H_2O)X](aq) \leftrightarrow MX(aq)$$

مـــرحلهٔ اول با همجوشی کنترل می‌شود در حالی‌که در مرحلهٔ دوم، یک کمپلکس «کره- بیرونی» با وساطت حداقل یک مولکول آب بین لیگاند و اتم فلز تشکیل می‌شود. در مرحلهٔ سوم یا مرحلهٔ تعیین‌کنندهٔ آهنگ، یک ارتباط مستقیم بین فلز و لیگاند با تشکیل یک کمپلکس «کره –درونی» پا می‌گیرد. اگر لیگاند نتواند آب را جابه‌جا کند، فرایند ممکن است پس از مرحلهٔ دوم ختم شود. اکتنیدها، کمپلکس‌های کره‌درونی و کره‌بیرونی تشکیل می‌دهند، اگر چه در بیشترِ موارد، کمپلکس‌های قوی‌ترِ کره‌درونی تشکیل می‌شوند. لیگاندهای هالید، نیترات، سولفونات و تری کلرواَسِتات، کمپلکس‌های کره‌بیرونیِ آکتنیدهای سه ظرفیتی را تشکیل می‌دهند در حالی که فلوریدها، یدات‌ها، سولفات‌ها و استات‌ها، کمپلکس‌های کره‌درونی تشکیل می‌دهند.

باید توجه کرد که مطالعهٔ شیمیِ عناصر با $Z>۱۰۰$ بسیار مشکل است. این عناصر دارای نیمه‌عمرهای کوتاهی بوده و آهنگ تولید آنها نوعاً ۱ اتم بر آزمایش است. آزمایش‌ها باید صدها بار تکرار و نتایج با هم جمع شوند تا نتایج معنا دار آماری تولید گردند.

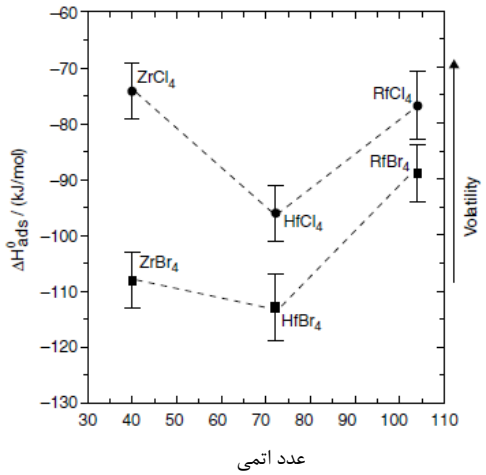
انتظار می‌رود (به‌طور غیرنسبیتی) عناصر Lr تا ۱۱۲، عناصر بلوک– d باشند زیرا احتمالاً شامل پرشدگی اوربیتال ۶d هستند. با وجود این، محاسبات نسبیتی نشان داده‌اند که رادرفوردیم پیکربندی الکترونی ۶d ۷p را بر $۶d^۲$، که پیکربندی انتظاری برای رفتار غیرنسبیتی و برون‌یابی سادهٔ الگوهای جدول تناوبی است، ترجیح می‌دهد. این پیش‌بینی، همچنین تلویحاً بیان

می‌دارد که $RfCl_۴$ بیشتر دارای پیوند کووالانی است تا مانسته‌های آن $HfCl_۴$ و $ZrCl_۴$. به‌ویژه، محاسبات نشان می‌دهند که $RfCl_۴$ فرّارتر از $HfCl_۴$ است، که خود فرّارتر از $ZrCl_۴$، با ترتیب

انرژی پیوندی $RfCl_4 > ZrCl_4 > HfCl_4$، است (برون‌یابی‌های جدول تناوبی، ترتیب فرّار بودن را به‌صورت $ZrCl_4 > HfCl_4 > RfCl_4$ پیش‌بینی می‌کند).

اولین مطالعهٔ شیمیایی محلول آبگون رادرفوردیم نشان داد که این عنصر از ستون‌های کروماتوگرافی مایع به صورت یون +۴ شسته می‌شود، که سازگار با موقعیت آن در جدول تناوبی به صورت یک عنصر بلوک– d است، تا یک اکتنید سه‌ظرفیتی. کروماتوگرافی گازی هالیدهای رادرفوردیم، ترتیبِ فرّاریت $ZrCl_4 > RfCl_4 > HfCl_4$ را با دنباله‌ای مشابه برای تترابروماید نشان داده است (شکل ۱۵-۱۶). لذا رادرفوردیم نه الگوی قابل انتظار جدول تناوبی را دنبال می‌کند و نه رفتار آن منطبق بر محاسبات نسبیتی است.

شیمی دوبنیم[1] آبگون نیز روندی غیرمنتظره نشان داده است. رفتار دوبنیم در محلول‌های آبگون، مثل عنصر مشابهش تانتالُم نیست بلکه شبیهِ نیوبیم یا عنصر شبه‌گروه ۵، پروتاکتنیم، تحت شرایطی معین است. به‌عنوان مثال، دوبنیم از متیل-ایزوبوتیل-کِتون تحت همان شرایطی که تانتالم استخراج می‌شود ولی نیوبیم استخراج نمی‌شود، به دست نیامد. استخراج دوبنیم، نیوبیم، تانتالم و پروتاکتنیم از محلول‌های۶-مولی HCl توسط آمین‌ها، با محاسبات نسبیتی مطابقت دارد.



شکل ۱۵– ۱۶. انتالپی‌های جذب سطحی، ΔH_α روی SiO_2 برای تتراکلریدها و تترا برومیدهای گروه۴

[اقتباس از: K. E. Gregorich, In Radiochemistry of Rutherfordium and Hahnium, Proc. "The Robert A. Welch Foundation.41st Conference on chemical Research –The transactinide Elements,"Houston, Texas, Oct. 27-28 (1997),p.95]

[1]. Dubnium

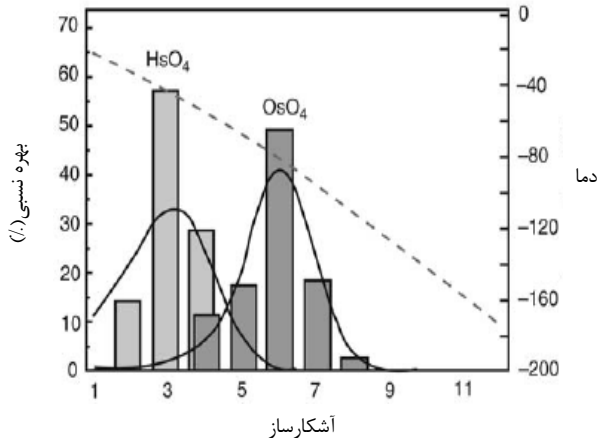
ترموکروماتوگرافی فاز گازیِ $NbBr_5$، $TaBr_5$ و $DbBr_5$ نشان می‌دهد که $NbBr_5$ و $TaBr_5$ مثل هم رفتار می‌کنند، در حالی‌که $DbBr_5$ دارای فراریت کمتری است. رفتاری درست برخلاف این، توسط محاسبات نسبیتی پیش‌بینی شده بود. لذا، شیمی دوبنیم و رادرفوردیم به‌طور قابل ملاحظه‌ای از الگوی جدول تناوبی سر باز می‌زند؛ واقعیتی که بخشی از آن با محاسبات نسبیتی توضیح داده می‌شود.

مطالعهٔ شیمی سیبورگیم به خاطر مشکلات فنی و نیز بصیرتی که پیش می‌آورد قابل ملاحظه است. در آزمایشی که ۲ سال طول کشید، ۱۵ اتم سیبورگیم شناسایی شد. از این آزمایش نتیجه‌گیری شد که ترتیب فراریتِ $SgO_2Cl_2 \approx WO_2Cl_2 > MoO_2Cl_2$ دنبال شده است. این مشاهده هم با برون‌یابی‌های الگوهای جدول تناوبی موافقت داشت و هم با محاسبات نسبیتی. در یک آزمایش شیمی آبگون، ۳ اتم سیبورگیم آشکارسازی شد و نشان داد که سیبورگیم رفتاری شش ظرفیتی دارد که شاخصهٔ عناصر گروه ۶ است. پایدارترین حالت اکسایش سیبورگیم، ۶+ است و مثل عناصر مشابهش مولیبدن و تنگستن، سیبورگیم ترکیبات خنثی یا آنیونی اکسو یا اکسوهالید تشکیل می‌دهد.

برای مطالعهٔ شیمی عناصر ۱۰۷ (Bh) و ۱۰۸ (Hs)، باید بتوان ایزوتوپ‌هایی از این عناصر را تولید کرد که نیمه‌عمرهای آنها برای مطالعات شیمیایی به اندازهٔ کافی طولانی هستند. گزارش شده است (شَدِل، ۲۰۰۲/۱۳۸۱) که ^{269}Hs دارای نیمه‌عمر تقریباً ۱۴ ثانیه، ^{270}Hs دارای نیمه‌عمر۲ تا ۷ ثانیه و ^{267}Bh دارای نیمه‌عمر تقریباً ۱۷ ثانیه است. با توجه به احتمال پایین تولید این هسته‌ها، روش‌های مطالعهٔ شیمیایی باید بسیار حساس باشند. در میان روش‌های پیش‌بینی شده، استخراج مایع– مایع و ترموشیمی فاز–گازی تصور می‌شود که شدنی‌ترین روش‌ها باشند.

اندزه‌گیری‌های تروموکروماتوگرافی نشان داده‌اند که فرّاریت Bh کمتر از Re است، که خود، در توافق با الگوهای جدول تناوبی، فرّارتر از Tc است.

شیمیِ هاسیُم اخیراً با استفاده از تشکیل با ثبات شیمیایی، اما فرّارِ HsO_4، رفتاری خاص عناصر گروه ۱۰ (VIII)، مطالعه شده است. ترموکروماتوگرافی نشان داده است که HsO_4 دارای فراریّت کمتری از OsO_4 است؛ نتیجه‌ای که با برخی پیش‌بینی‌های نسبیتی در توافق است اما نه با همهٔ آنها (شکل ۱۵-۱۷).



شکل ۱۵-۱۷. ترموکروماتوگرافیِ HsO_4 و OsO_4.
[اقتباس از: GSI Nachrichten 1/02]

۱۵-۷. شیمی محیط زیست عناصر فرا اورانیوم

با تولید بالای سالیانهٔ نپتونیم، پلوتونیم و اکتینیدهای بالاتر در صنعت نیروگاه‌های هسته‌ای، نگرانی فزاینده‌ای در رابطه با راهیابی این عناصر به محیط‌زیست وجود داشته است. این نگرانی با حوادث راکتورهای هسته‌ای در تری مایل آیلند و چرنوبیل تشدید شده است. به موازات چشم‌انداز پاکسازی فرو ریزه‌های برنامه‌های سلاح‌های هسته‌ای کشورهای بـــزرگ و نبودِ کلی یک روش بلند- مدت و مردم‌پذیر دفع زباله‌های هسته‌ای، علاقهٔ زیادی به شیمی محیط زیست عناصر فرا اورانیم وجود دارد.

پلوتونیم مسلماً مهمترین عنصر فرا اورانیم در محیط زیست است. پلوتونیم موجود در محیط زیست اولاً ناشی از آزمایش‌های سلاح‌های هسته‌ای در جو، ثانیاً بدلیل از هم پاشیدن ماهواره‌های مجهز به باطری‌های ^{۲۳۸}Pu به هنگام بازگشت به زمین و عبور از جو و در نهایت، فراوری سوخت پرتودیده و تولید سوخت در صنعت نیروگاه‌های هسته‌ای و برنامهٔ تولید پلوتونیم است. برخی راهیابی‌های عمدهٔ رادیونوکلیدی در جدول ۱۵-۴ خلاصه شده‌اند. طی بازهٔ زمانی ۱۳۲۹/ ۱۹۵۰ تا ۱۳۴۲/ ۱۹۶۳ تقریباً ۴/۲ تن پلوتونیم (بیشتر، مخلوطی از ^{۲۳۹}Pu و ^{۲۴۰}Pu) بر اثر آزمایش‌های سلاح‌های هسته‌ای به اتمسفر تزریق شده است. به علت دماهای بالا، به نظر می‌رسد بخش اعظم این پلوتونیم به شکل یک اکسید مقاوم و دیرگداز بوده باشد. بیشترِ این پلوتونیم در زمین باز- سپاری شده و بالاترین غلظت آن در عرض‌های جغرافیایی میانی است. از ۳۵۰۰۰۰ Ci

پلوتونیم ۲۳۸ و پلوتونیم ۲۳۹ تزریق شدهٔ اولیه به اتمسفر، تقریباً ۱۰۰۰Ci- در سال ۱۳۶۸/ ۱۹۸۹ باقی‌مانده بوده است. تقریباً $۹/۷\times۱۰^{۶}$Ci نیز از ^{۲۴۱}Pu طی آزمایش‌های تسلیحاتی به اتمسفر تزریق شده بوده است. وقتی این کاملاً وا بپاشد (نیمه عمر ^{۲۴۱}Pu، ۱۴/۴ سال است)، کلاً حدود $۳/۴\times۱۰^{۵}$ کوری ^{۲۴۱}Am تشکیل خواهد شد. افزون بر این، تقریباً ۱/۴ تن پلوتونیم (سال۱۳۶۸/ ۱۹۸۹) نیز به دلیل آزمایش‌های تسلیحاتی هسته‌ایِ صورت گرفته بر رو و زیرِ زمین ذخیره شده است. تقریباً ۱۶۰۰۰ Ci از ^{۲۳۸}Pu نیز در سال ۱۳۴۳/ ۱۹۶۴ هنگامی که یک ماهوارهٔ مجهز به باطری ایزوتوپی بر فراز اقیانوس هند متلاشی شد به داخل جو تزریق گردید. حادثهٔ چرنوبیل موجب رهایی تقریباً ۸۰۰Ci از ^{۲۳۸}Pu ، ۷۰۰Ci از ^{۲۳۹}Pu و ۱۰۰۰Ci از ^{۲۴۰}Pu، معادل تقریباً ۳ درصد از موجودی کل قلب راکتور شد. این میزان فعالیت در منطقهٔ وسیعی از شوروی سابق و اروپا پراکنده گردید. مقدار پلوتونیم موجود در محیط زیست بر اثر بازفراوری سوخت اندک است.

جدول ۱۵-۴. حوادث منجر به تزریق مقادیر بالای رادیونوکلیدها به اتمسفر.

منبع	کشور	زمان	فعالیت (بکرل)	نوکلیدهای مهم
هیروشیما و ناکازاکی	ژاپن	۱۹۴۵	۴×۱۰^{۱۶}	فراورده‌های شکافت، اکتنیدها
آزمایش‌های سلاح‌های هسته‌ای در جوّ	ایالات متحده شوروی	۱۹۶۳	۲×۱۰^{۲۰}	فراورده‌های شکافت، اکتنیدها
ویندسکیل	انگلستان	۱۹۵۷	۱×۱۰^{۱۵}	ید ۱۳۱
چلیابینسک (کیستیم)	شوروی	۱۹۵۷	۸×۱۰^{۱۶}	فراورده‌های شکافت، ^{۱۳۷}Cs ،^{۹۰}Sr
تری مایل آیلند	ایالات متحده	۱۹۷۹	۱×۱۰^{۱۲}	گازهای بی اثر، ید ۱۳۱
چرنوبیل	شووری	۱۹۸۶	۲×۱۰^{۱۸}	^{۱۳۷}Cs

(الف) بکرل برابر ۱تجزیه بر ثانیه.

بیش از ۹۹ درصد از پلوتونیم رها شده در محیط، سر از خاک و رسوب‌های دریایی در می‌آورد. غلظت میانگین جهانی پلوتونیم در خاک از ۵×۱۰^{-۴} تا ۲×۱۰^{-۲} پیکوکوری بر گرمِ وزن خشک است، که بیشترِ پلوتونیم در نزدیک سطح خاک جمع می‌شود. غلظت پلوتونیم در آب‌های طبیعی خیلی ناچیز با غلظت میانگین تقریباً $۱۰^{-۴}$ پیکوکوری بر لیتر، یعنی، تقریباً $۱۰^{-۱۸}$ M است.

(بیش از ۹۶ درصد پلوتونیم راه‌یافته به یک اکوسیستم آبی به رسوب‌های آبی می‌انجامد. در این رسوب‌ها، قدری جابه‌جاشدگی پلوتونیم به سطح رسوب در اثر فعالیت‌های زیستی گیاهان و جانورانِ بسترِ دریاها، دیده می‌شود.) کمتر از ۱٪ (و شاید نزدیک‌تر به ۰/۱ ٪) کل پلوتونیم درمحیط زیست سر از گیاهان و جانوران در می‌آورد. غلظت پلوتونیم در نباتات از $۱۰^{-۵}$ تا ۲ درصد و در زباله‌ها و حیوانات به ترتیب، از $۱۰^{-۴}$ تا ۳ درصد و $۱۰^{-۸}$ تا ۱ درصد است. *ملاحظه نشده است که هیچکدام از این غلظت‌ها اثر قابل رؤیتی داشته باشند.*

علیرغم غلظت‌های بسیار پایین عناصر فرا اورانیم در آب بخش اعظم شیمی زیست‌محیطی این عناصر بر رفتار آنها در محیط‌های آبگون متمرکز بوده است. باید توجه داشت که خنثی بودن آب طبیعی (pH=۵-۹) منجر به هیدرولیز گستردهٔ یون‌های با بار بالا به استثنای Pu (V) و قابلیت انحلال بسیار پایین می‌گردد. علاوه بر این، آب‌های طبیعی، حاوی مواد آلی و همچنین غلظت‌های خُرد و کلان گونه‌های مختلف معدنی همچون فلزات و آنیون‌ها هستند که می‌توانند با کمپلکس رقابت کنند یا با گونه‌های فرا اورانیم وارد واکنش شوند. بنابراین، غلظت‌های نهایی اکتنیدها در محیط زیست زاییدهٔ یک رشته واکنش شیمیایی رقابتی پیچیده همچون هیدرولیز، تشکیل کمپلکس واکنش‌های اکسایش و احیا و تشکیل کلویید است. در نتیجه شیمی زیست‌محیطی آبی عناصر فرا اورانیم به‌طور قابل ملاحظه‌ای متفاوت با شیمی محلول عادی آنها در آزمایشگاه است.

در آب‌های طبیعی هیدرولیز فاکتور اصلی اثرگذار بر غلظت است. تمایل به هیدرولیز شدن زاییدهٔ بار نسبی مؤثر یون‌ها ست. این را به‌صورت زیر می‌شناسیم:

$$An^{۴+} > AnO_۲^{۲+} > An^{۳+} > AnO_۲^{+}$$

(که در آن «An» معرف یک عنصر اکتنید است).

واکنش هیدرولیز را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

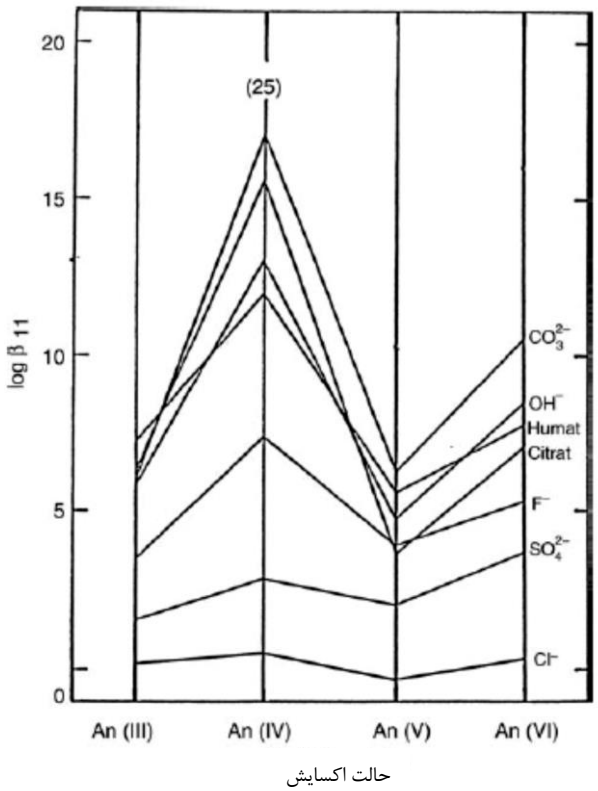
$$x\,An^{m+} + y\,OH^{-} \rightarrow An_x(OH)_y$$

فراورده‌های هیدرولیز می‌توانند مونومر، پلی‌هسته‌ای، یا کلوییدی باشند.

تعدادی آنیون معدنی کمپلکس‌دهندهٔ قوی همچون $HCO_۳^{-}/CO_۳^{۲-}, Cl^{-}, SO_۴^{۲-}, PO_۴^{۳-}$ در آب‌های طبیعی وجود دارند. مرتبهٔ کمپلکس شدن این آنیون‌ها عبارت است از

$$CO_3^{2-} > SO_4^{2-} > PO_4^{3-} > Cl > ...$$

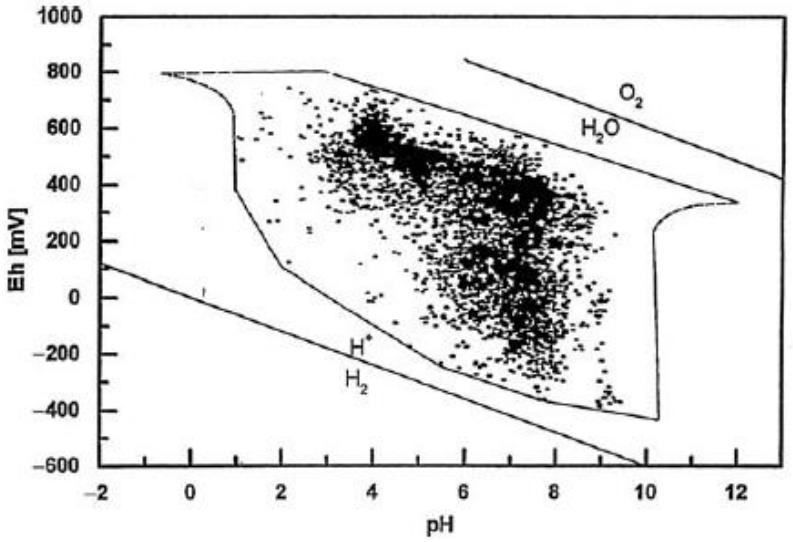
همچنین در بسیاری از آب‌های طبیعی، اسید هیومیک/فولویک (گیاخاک/گندمگون)، اسیدسیتریک و نظایر آن، حضور دارند. این اسیدهای آلی نیز می‌توانند اکتنیدها را کمپلکس کنند. در شکل ۱۵-۱۸، ثابت‌های پایداری نسبی برای نخستین واکنش تشکیل کمپلکس لیگاندهای گوناگون را با اکتنیدهای دارای حالت‌های اکسایش مختلف نشان داده‌ایم.



شکل ۱۵- ۱۸. مقایسهٔ ثابت‌های پایداری تشکیل کمپلکس برای واکنش لیگاندهای گوناگون با اکتنیدهای دارای حالت‌های اکسایش مختلف. [اقتباس از: Kim,1986]

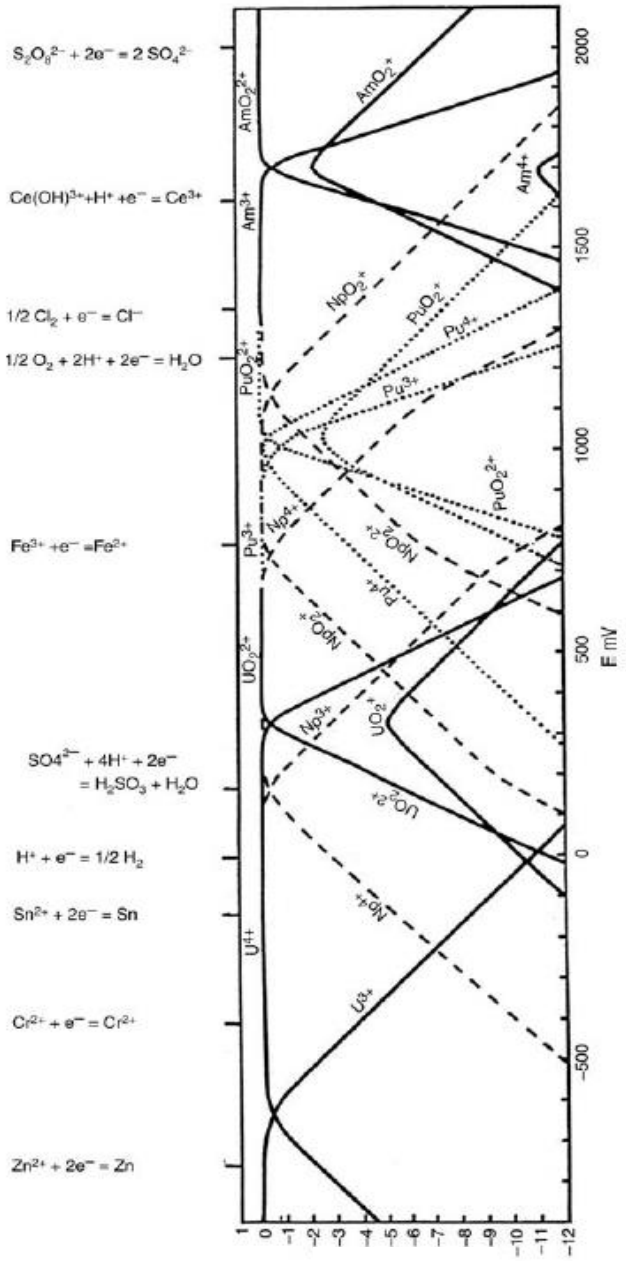
به روشنی دیده می‌شود که یون‌های کربنات و هیومات به همراه هیدرولیز، نقش‌های برتر را در شیمی دارند. یون‌های اکتنید چهارظرفیتی بیشتر متمایل به واکنش‌های هیدرولیز یا تشکیل کمپلکس کربنات هستند تا تشکیل فلوات / هیومات.

شیمی محلول آبی اکتنیدها نیز تحت تأثیر pH و پتانسیل اکسایش و احیا (E_h) است. گستره‌های تقریبی pH و E_h برای آب‌های طبیعی در شکل ۱۵-۱۹ نشان داده شده‌اند. pH از ۴ تا ۹/۵ و E_h از ۳۰۰- تا ۵۰۰+ میلی‌ولت تغییر می‌کند. در این محدوده‌های pH و E_h، نپتونیم و پلوتونیم می‌توانند در چند حالت مختلف اکسایش باشند در حالی‌که آمرسیم و کوریم سه‌ظرفیتی خواهند بود.



شکل ۱۵-۱۹. یک نمودار پوربه (Pourbaix) نشان‌دهندهٔ محدوده‌های مقادیر E_h و pH در آب‌های طبیعی.

در محیط اکسید کنندهٔ آب‌های سطحی، Np(V)، Pu(IV)، Pu(V) و Am(III) گونه‌های غالب خواهند بود در حالی‌که در محیط احیا کنندهٔ آب‌های زیرزمینی عمیق، گونه‌های دیگر نیز ممکن است حضور داشته باشند (شکل ۱۵-۲۰).



شکل ۱۵–۲۰. نمودار احیا و اکسایش برای Am، Pu، Np، U در $HClO_4$ یک مولی در ۲۵ °C.

[Choppin, Liljenzin, and Ridberg, 2002].

کلوییدها همیشه در آب‌های طبیعی حاوی عناصر فرا اورانیم حضور دارند. (کلوییدها به صورت ذرات با اندازه‌های از ۱ تا ۴۵۰ نانومتر تعریف می‌شوند. این ذرات سوسپانسیون‌های پایدار را در آب‌های طبیعی تشکیل می‌دهند). کلوییدهای عناصر فرا اورانیم می‌توانند بر اثر هیدورلیز یون‌های فرا اورانیم، یا بر اثر جذب عناصر فرا اورانیم بر روی«کلوییدهای طبیعی» تشکیل شوند. کلوییدهای طبیعی، شامل گونه‌هایی مثل هیدروکسیدهای فلزی، پلیمرهای سیلیکات، مواد آلی (مانند هیومات‌ها) و جز آنها هستند. تحرک عناصر فرا اورانیم در یک آبخیز، عمدتاً با تحرک شبه-کلوییدهای آن، یعنی، آن گونه‌های کلوییدی که در اثر جذب سطحی یون‌های فرا اورانیم بر روی کلوییدهای طبیعی شکل می‌گیرند، تعیین می‌شود، .

لذا گونه‌شناسی عناصر فرا اورانیم در آب‌ها تابع پیچیده‌ای از هیدرولیز، تشکیل کلویید واکنش‌های احیا و اکسایش و تشکیل کمپلکس با لیگاندهای موجود است. لذا انحلال‌پذیری (تحرک) وابستگی شدیدی به محیط آبیِ خاص و ویژگی‌های آن دارد.

با وجود این، با در نظر داشتن این توضیحات، می‌توان کلیاتی را دربارهٔ رفتار عناصر اکتنید در آبهای طبیعی عنوان کرد. آمرسیم و کوریم، در شرایط محیطی متعارف و طبیعی در حالت اکسایش ۳ + باقی می‌مانند. در مورد پلوتونیم، Pu (III) به اکسایش در اسیدیته‌های محیطی ناپایدار است، و لذا سه حالت دیگر مشاهده می‌شوند و حالت اکسایش غالب در آبهای طبیعی، Pu(V) است. (مواد هیومیک موجب احیای آرام Pu(V) به Pu(IV) می‌شوند بطوریکه Pu(V) در آب‌های حاوی مقادیر قابل توجه مواد آلی، جایگاه مهمی دارد). تحت شرایط احیا، نپتونیم باید به صورت Np(IV) حضور داشته باشد و مثل Pu(IV) رفتار کند؛ تحت شرایط اکسایش، NpO_2^+ گونهٔ پایدار خواهد بود. در آب دریاها، Pu(IV) و عناصر فرا پلوتونیم تمایل به هیدرولیز شدن و تشکیل هیدروکسیدها و اکسیدهای نامحلول دارند. با وجود این، این عناصر همچنین می‌توانند با آنیون‌های معدنی (OH^-، CO_3^{2-}، HPO_4^{2-}، F^- و SO_4^{2-}) و عوامل کمپلکس‌دهندهٔ آلی موجود، کمپلکس‌های قوی تشکیل دهند. گونه‌شناسی و انحلال‌پذیری این عناصر عمدتاً به وسیلهٔ هیدرولیز و تشکیل کربنات، فلورید و کمپلکس‌های فسفات تعیین می‌گردد. گونه‌های محلول پایدار، شامل Pu(V,VI) و Np(V) هستند، هرچند که تحت بیشترِ شرایط اکتنیدها گونه‌های نامحلولی را تشکیل می‌دهند که در رسوب‌های زیر آبی متمرکز می‌شوند.

Pu(IV) که پلیمرهای با بار زیاد را تشکیل می‌دهد، به شدت در خاک‌ها و رسوب‌های زیر آبی جذب می‌شود. حالت‌های اکسایش III و IV اکتنیدی دیگر نیز با تبادل یون با خاک‌های‌رسی پیوند می‌دهند. جذب این گونه‌ها به وسیله جامدات با همان توالی و ترتیب هیدرولیز صورت می‌گیرد:

$Pu > Am(III) > U(VI) > Np(V)$. به نظر می‌رسد جذب این اکتنیدها به وسیله گیاهان برعکس هیدرولیز باشد: $Np(V) > U(VI) > Am(III) > Pu(IV)$، که نشان می‌دهد نباتات توانایی اندکی برای جذب گونه‌های هیدرولیز شدهٔ غیرمتحرک دارند. تمرکز بیشتر این گونه‌ها در زنجیرهٔ غذایی و انتقال بعدی آن به انسان‌به‌نظر می‌رسد ناچیز باشد. از تقریباً ۴ تن پلوتونیم رها شده به محیط زیست در آزمایش‌ها سلاح‌های هسته‌ای در اتمسفر، مقدار کل تثبیت شده در جمعیت جهان کمتر از ۱ گرم است (از این مقدار، بیشترِ آن (۹۹/۹ درصد) استنشاقی بوده است تا از راه بلع).

مسائل

۱. شیمی محلول آبی عنصر ۱۱۴ را پیش‌بینی کنید. حالت اکسایش مورد انتظار چیست؟ با برون‌یابی الگوی جدول تناوبی، اولین پتانسیل یونش عنصر ۱۱۴ را تخمین بزنید؟

۲. فرض کنید می‌خواهید هستهٔ ^{۲۷۱}Mt را با به کاربردن واکنش $^{۲۳۸}U + ^{۳۷}Cl$ سنتز کنید. سطح مقطع تولید را برای این واکنش تخمین بزنید. نیمه‌عمر مورد انتظار این هسته چقدر است؟ روش واپاشی مورد انتظار چیست؟

۳. فراوانی نسبی مورد انتظار حالت‌های اکسایش ۴+، ۵+ و ۶+ برای Pu در آب دریا چیست $(E_h = -۹۰\,mV)$؟

۴. کشف‌های گزارش شدهٔ عناصر ۱۱۴ و ۱۱۶، با واپاشی‌های مشاهده شده به ناحیهٔ هسته‌های شناخته شده، مرتبط نیستند. آزمایشی طراحی کنید که این ارتباط را برقرار یا Z هسته‌های ۱۱۴ و ۱۱۶ را تأیید کنید.

۵. برای درک بهترِ پیکربندیِ الکترونیِ Lr ، انجام آزمایش اشترن – گرلاخ با اتم‌های Lr پیشنهاد شده است. (الف) آزمایش اصلی اشترن– گرلاخ و آنچه را که در مورد کوانتش اسپین الکترون به نمایش گذاشت، توصیف کنید. چرا به جای میدان مغناطیسی یکنواخت، از میدان مغناطیسی نا همگن استفاده شد؟ (ب) با کار بـــرد مکانیک کوانتومی غیرنسبیتی، پیکربندی الکترونی Lr به‌صورت $[Rn]۵f^{۱۴}۶d^{۱}۷s^{۲}$ پیش‌بینی می‌شود. با به‌کار بـرد مکانیـک کـوانتـــومی نسبیتی، پیکربندی الکتـــرونی پیش‌بینی شـدهٔ حالت پایه به صـورت $[Rn]۵f^{۱۴}۷p_{۱/۲}۷s^{۲}$ است. نقوش انتظاری نقاطی که در هنگام عبور یک باریکه از اتم‌های خنثای Lr از میان یک میدان مغناطیسی ناهمگن مشاهده می‌شوند را با فرض (الف) صحیح بودن پیش بینی غیرنسبیتی و (ب) صحیح بودن پیش‌بینی نسبیتی، پیش‌بینی کنید. (پ) محاسبات پیچیده‌تر نسبیتی، اختلافی معادل~ ۱eV بین پیکربندی الکترونی حالت پایهٔ $[Rn]۵f^{۱۴}۷p_{۱/۲}۷s^{۲}$ و حالت برانگیختهٔ الکترونی با پیکربندی $[Rn]۵f^{۱۴}۶d^{۱}۷s^{۲}$ پیش‌بینی می‌کنند. اگر دمای یک مجموعه اتمِ Lr، ۳۰۰ K باشد، جمعیت نسبی دو پیکربندی را پیش‌بینی کنید.

۶. در بحث مرتبط با شکل‌های ۱۵-۵ و ۱۵-۶، یک قاعدهٔ تقریبی تخمین احتمال بقا به صورت $(E^*/۱۰)\times۱۰^{-۲}$ داده شد. با به‌کار بردن معادلات ارائه شده در فصل ۱۱، نسبت Γ_n/Γ_f (احتمال بقای) ^{۲۴۵}No را با $B_f = ۷/۱MeV$ و انرژی برانگیختگی ۵۰ MeV حساب کنید. این تخمین را با قاعدهٔ تقریبی مقایسه کنید.

۷. واکنش $^{۴۸}Ca + ^{۲۰۶}Pb \rightarrow ^{۲۵۲}No + ۲n$ را در نظر بگیرید. فرض کنید انرژی پرتابهٔ ^{۴۸}Ca در سیستم آزمایشگاهٔ ۲۱۷ MeV است. با استفاده از معادلات فصل‌های ۱۰ و ۱۱، سطح مقطع بروز این واکنش را حساب کنید. محاسبهٔ خود را با تخمین تقریبی مبتنی بر شکل‌های ۱۵-۵ و ۵-۶ مقایسه کنید.

۸. توان کل واپاشی (W) تولید شده در یک نمونهٔ ۱۰ گرمی از ^{۲۳۸}Pu را حساب کنید.

مراجع

Barber, R. C., N. N. Greenwood, A. Z. Hrynkiewics, Y. P. Jeanin, M. Lefort, M. Sakai. I. I. Uleuhla, A. H. Wapstra, And D. H. Wilkinson. *Prog. Part. Nucl. Phys*. **29**, 453(1992).

Druin, V. A., A. G. Demin, Yu. P. Kharitonov, G. N. Akap' ev, V. I. Rud, G. Y. Sung-Chin-Yang, L. P. Chelnokov, and K. A. Gavrilov. *Yad. Fiz*. **13**, 251(1971).

Folden, C. M. et al. *Phys. Rev. Lett*. **93**, 212702(2004).

Ghiorso, A., M. Nurmia, J. Harris, K. Eskola, and P. Eskola *Phys. Rev. Lett*. **22**, 1317(1969).

Ghiorso, A., M. Nurmia, K. Eskola, J. Harris, and P. Eskola *Phys. Rev. Lett*. **24**, 1498(1970).

Ghiorso, A., J. M. Nitschke, J. R. Alonso, C. T. Alonso, M. Nurmia, G. T. Seaborg, E. K. Hulet, and R. W. Lougheed. *Phys. Rev. Lett*. **33**, 1490(1974).

Ghiorso, A., et a. *Nucl. Phys*. **A583**, 861(1995a).

Ghiorso, A., et al. *Phys. Rev* **C51**, R2293(1995b).

Gilchriese, M., A. Sessler, G. Trilling, and R. Vogt. Lawrence Berkeley National Laboratory Report, LBNL-51773(2003).

Ginter, T. N., et al. *Phys. Rev*. **C 67**, 064609(2003).

Gregorich, K. E., M. R. Lane, M. F. Mohar, D. M. Lee, C. D. Kacher, E. R. Sylwester, and D. C. Hoffman. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1423(1994).

Gregorich, K. E., et al. *Eur. Phys. J*. A **18**, 633(2003).

Hofmann, S. *Rep. Prog. Phys*. **61**, 639(1998).

Hofmann, S., and G. Munzenberg. *Rev. Mod. Phys*. **72**, 733(2000).

Hofmann, S., et al. *Z. Phys*. A **350**, 277(1995a).

Hofmann, S., et al. *Z. Phys*. A **350**, 281(1995b).

Hofmann, S., et al. *Z. Phys*. A **354**, 299(1996).

Hofmann, S., et al. Eur. *Phys. J*. A **14**, 147(2002).

Katz, J. I., G. T. Seaborg, and L. Morss. *Chemistry of the Actinide Elements*, 2nd ed., Chapman and Hall, London, 1980.

Kim, J. I. Chemical Behaviour of Transuranic Elements in Natural Aquatic Systems, in *Handbook on the Physics and Chemistry of the Actinides*, Vol. 4, A, J. Freeman and C. Keller, Eds., Nourth-Holland, Amsterdam, 1986, pp. 413-456.

Lazarev, Y. A., et al. *Phys. Rev*. C **54**, 620(1996).

Moller, P., J. R. Nix and K. L. Kratz. At. Data Nucl. *Data Tables* **66**, 131(1997).

Morimoto, K. *AIP. Conf. Series*, **561**,351 (2001).

M*ü*nzenberg G., et al. *Z. Phys*. **A 300**, 107(1981).

M*ü*nzenberg G., et al. *Z. Phys*. **A 309**, 89(1982).

Münzenberg G., et al. *Z. Phys*. A **315**, 145(1984).
Münzenberg G., et al. *Z. Phys*. A **317**, 235(1984): G. Münzenberg G., et al. *Z. Phys*. A **328**, 49(1987).
Nash. C. S. and B. e. Bursten. *J. phys*. Chem. A **103**, 402(1999).
Ninov, V., et al. *Phys. Rev. Lett*. **83**, 1101(1999).
Oganessian. Y. T., et al. *Z. Phys*. A **319**, 215(1984).
Oganessian. Y. T., et al. *Phys. Rev*. Lett. **83**, 3154(1999a).
Oganessian. Y. T., et al. *Nature* **400**, 242-245(1999b).
Oganessian. Y. T., et al. *Phys. Rev*. C **62**. 041604(2000).
Oganessian. Y. T., et al. *Phys. Rev*. C **63**. 011301(2001).
Schadel, M. J. *Nucl. Radiochem. Sci*. **3**, 113(2002).
Stodel, C., et al. *AIP Conf. Series* **561**, 311(2001).
Zvara, I., Yu. T. Chuburicov, R. Tsaletka, and M. R. Shalaevskii. *Radiokhimiya* **11**. 163(1969).
Zvara, I., Yu. T. Chuburicov, V.Z. Belov. G. V. Buklanov, B. B. Zakhvataev, T. S. Zvarova, O. D. Maslov, R. Caletka, and M. R. Shalaevsky. *J. Inorg. Nucl. Chem*. *32*, 1885(1970).

کتاب شناسی

Seaborg. G. T., and W. Loveland. *The Elements Beyond Uranium*, Wiley, New York, 1990, and the many references contained therein. The material in this chapter represents a condensation on this book.
Seaborg, G. T., and E. G. Valens. *Elements of the Universe*, Dutton, New York, 1958.
Schädel, M., ed. *The Chemistry of Superheavy Elements*, Kluwer, Dordrecht, 2003.
The Transactinide Elements. Proceedings of the 41 St Robert Welch Conference on the chemical Research, Welch, Houston, 1998. The best modern summary of many aspects of the study of the heaviest chemical elements.

فصل۱۶

شیمی راکتورهای هسته‌ای

یکی از مهم‌ترین کاربردهای شیمی هسته‌ای و رادیوشیمی در زمینهٔ نیروگاه‌های هسته‌ای است. شیمی و فرایندهای شیمیایی کاملاً در بهره‌برداری از راکتور، تهیه و فراوری سوخت راکتور، و انبار کردن و در نهایت دفع پسماند پرتوزا درگیر هستند. در این فصل بخشی از مهمترین مباحث شیمیایی وابسته به نیروگاه‌های هسته‌ای را بررسی خواهیم کرد.

۱۶- ۱. مقدمه

مبانی اصلی راکتورهای هسته‌ای و طراحی فعلی راکتورهای آب سبک در فصل ۱۴ مورد بحث قرار گرفته‌اند. دو نوع از راکتورهای آب سبک، راکتور آب تحت فشار (PWR) و راکتور آب جوشان (BWR) به‌صورت طرح‌وار در شکل ۱۴-۲ نشان داده شده‌اند. در این راکتورهای آب سبک، سوخت راکتور تا ~ ۳ درصد ^{235}U غنی می‌شود، و آب معمولی به‌عنوان خنک کننده و کند کننده مورد استفاده قرار می‌گیرد. در راکتورهای PWR، قلب راکتور در یک محفظهٔ فولادی پر از آب، تحت فشار تقریباً ۱۵۰ «*بار*» یا بالاتر قرار می‌گیرد. آب، به علت این فشار بالا حتی تا دماهای حدود ۳۵۰ درجهٔ سانتی‌گراد به جوش نمی‌آید. این آب از مبادله‌کنندهٔ گرما عبور کرده و گرمای آن صرف

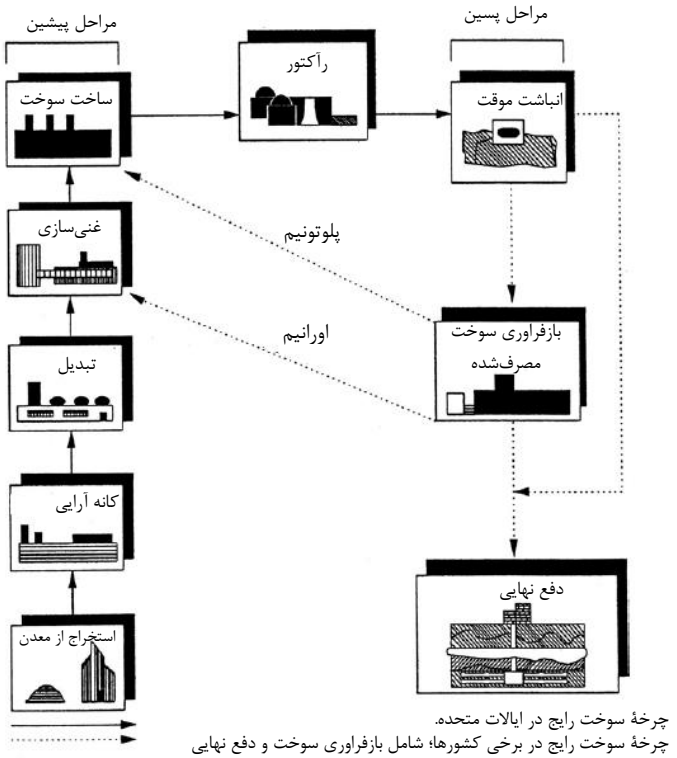
جوش آوردن آب در مدار خنک کنندهٔ ثانویه می‌شود. بخار را خشک و برای راندن توربین از آن استفاده می‌کنند که، پس از تقطیر، به بویلر بر می‌گردد. آب در مدار اولیه معمولاً دارای بور (به صورت اسید بوریک، H_3BO_3، با غلظت ۰/۰۲۵ M) است تا راکتیویتهٔ راکتور را کنترل کند.

در BWRها، شرایط برای به جوش آمدن آبی که از قلب راکتور می‌گذرد مهیاست، زیرا فشار در آنجا پایین‌تر و تقریباً ۷۵ «بار» است. بخار آب تولید شده، از یک توربین عبور داده می‌شود، تقطیر می‌گردد، و به راکتور باز گردانده می‌شود.

در راکتورهای PWR، سوخت عبارت از UO_2 است و معمولاً تا ۳/۳ درصد از ^{235}U غنی‌شده است؛ در حالی‌که در راکتورهای BWR، سوخت UO_2، و غنی شدگی تا ۲/۶ درصد است. (اورانیم طبیعی فقط ۰/۷۲ درصد ^{235}U دارد). میله‌های سوخت دارای غلاف زیرکالوی هستند، که یک آلیاژِ زیرکونیمِ شامل قلع، آهن، کروم، و نیکل است تا از نشت فراورده‌های شکافت جلوگیری و آنها را از خوردگی توسط خنک کننده محافظت کند. جنس میله‌های کنترل در BWRها B_4C است، در حالی که راکتورهای PWR میله‌های کنترل از جنس Ag-In-Cd یا Hf هستند.

چـــرخهٔ سوخت هسته‌ای عبارت است از یک رشته مراحل در فراوری مواد شکافت‌پذیر راکتور، که با استخراج اورانیم شروع می‌شود و تا دفع نهایی پسماند راکتور ادامـــه می‌یابد. از آنرو این مراحل را چرخه می‌نامند که امکان بازیافت مواد پس از استفاده از آنها در راکتور وجود دارد. یک نمودار طرح‌وار چرخهٔ سوخت هسته‌ای در شکل ۱۶-۱ نشان داده شده است.

نمودار شکل ۱۶-۱ دو مسیر ممکن برای این چرخه نشان می‌دهد، یعنی، با و بدون بازفراوری. بیشتر راکتورهای جهان و کلیهٔ راکتورهای ایالات متحده بدون بازفراوری و با سوخت «یک‌بار مصرف» کار می‌کنند. برخی کشورها، به‌ویژه فرانسه، بازفراوری سوخت انجام می‌دهند و پلوتونیم حاصل از سوخت مصرف شده را دوباره مورد استفاده قرار می‌دهند. بخش‌هایی از چرخه را که پیش از ورود مادهٔ شکافت‌پذیر به راکتور صورت می‌گیرند *مراحل پیشین* چرخه، و مراحل پس از خارج ساختن سوخت از راکتور را *مراحل پسین* می‌نامند. جزئیات این چرخه و مسائل شیمیایی ذیربط به دنبال می‌آیند.



شکل ۱۶-۱. نمودار طرح‌وار چرخهٔ سوخت هسته‌ای.

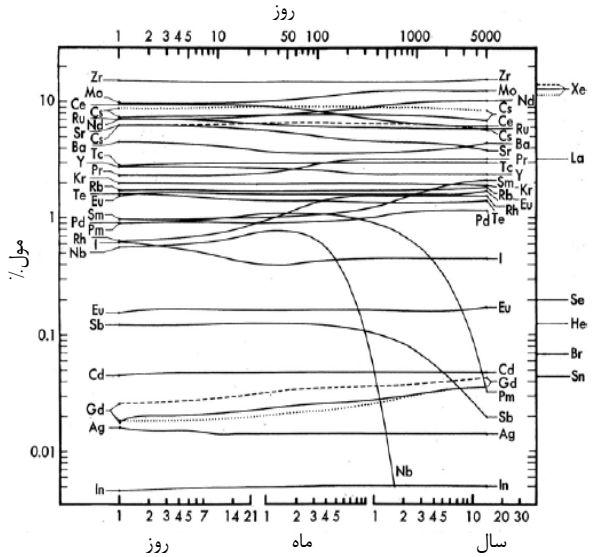
۲-۱۶. شیمی فراورده‌های شکافت

در شیمی چرخهٔ سوخت و بهره‌برداری از راکتور، با خواص شیمیایی عناصر آکتنید، به ویژه اورانیم و پلوتونیم و فراورده‌های شکافت سروکار داریم. در این بخش، به فراورده‌های شکافت و شیمی آنها می‌پردازیم. در شکل‌های ۱۶-۲ و ۱۶-۳، ترکیب شیمیایی و فعالیت‌های ذیربط محصول شکافت را در سوختِ پرتودیده نشان داده‌ایم. فراورده‌های شکافت شامل عناصرِ روی تا دیسپروسیم هستند، و کلیهٔ گروه‌های جدول تناوبی مشخص شده‌اند.

گازهای بی‌اثر (گروه ۱۸) با ایزوتوپ‌های Kr و Xe مشخص شده‌اند. این ایزوتوپ‌ها معمولاً کوتاه‌عمراند و پیش از بازفراوریِ سوخت وامی‌پاشند. به علت بی‌اثری، این گازها «نا واکُنا» بوده و با استفاده از تکنیک‌های زَمزاییک می‌توان آنها را جدا کرد.

فلزات قلیایی (گروه ۱) با Rb و Cs مشخص شده‌اند که ^{۱۳۷}Cs بلند-عمر (سال ۳۰ = $t_{۱/۲}$) مهمترین هسته است. شیمی محلولِ آنها، همان شیمیِ کاتیونِ ۱+ معمولاً محلول است. عناصر قلیایی خاکی (گروه ۲) با نوکلیدهای فراوانِ $^{۱۴۰}Ba, ^{۹۰}Sr, ^{۹۱}Sr$ نشان داده شده‌اند. این نوکلیدها را می‌توان با استفاده از روش‌های تبادل یون یا استخراجِ با حلال یا گرانی‌سنجی جدا کرد. ^{۹۰}Sr با نیمه‌عمر ۲۸ سال خطر تابشی مهمی در سوخت‌های مصرف شدهٔ قدیمی است، در حالی‌که، در خلال تعویض سوخت، غالباً این ^{۱۴۰}Ba با نیمه‌عمر ۱۲/۸ روز است که برای دورهٔ ۱۰ تا ۱۰۰ روزهٔ سرد شدن آن، ضرورت‌های حفاظتی را تعیین می‌کند.

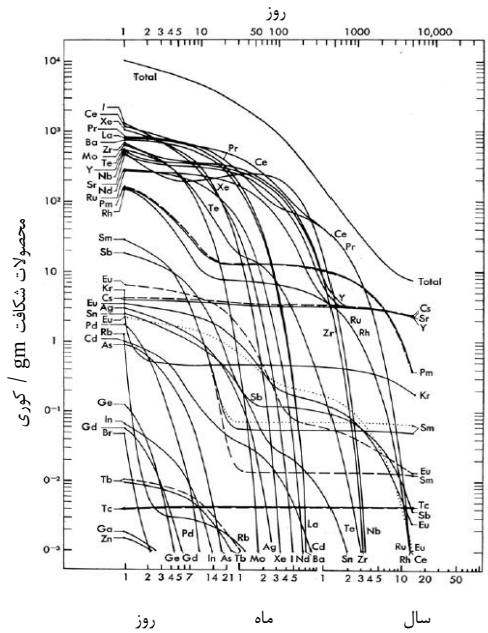
گروه ۳، شامل Y و لانتانیدها است. این عناصر از نظر شیمیایی شبیه یکدیگرند. آنها را می‌توان به روش تبادل یون از هم جدا کرد، در حالی‌که جدا کردن آنها از U و Pu با استفاده از استخراج با حلال «تری- بوتیل‌فسفات» (TBP) انجام می‌گیرد. نیترات‌ها، کلریدها، و سولفات‌های این عناصر محلول‌اند در حالی‌که فلوریدها و هیدروکسیدهای آنها نامحلول هستند. $LaF_۳$ اکثراً به‌عنوان حامل برای این گروه به‌کار می‌رود. این عناصر با عوامل **قوی شلاته‌کنندهٔ** DTPA، EDTA، و مانند آنها، کمپلکس‌های پایدار تشکیل می‌دهند.



شکل ۱۶-۲. ترکیب شیمیایی فراورده‌های شکافت در سوخت پرتودیده به صورت تابعی از زمان واپاشی پس از یک پرتودهی ۲- ماهه.[اقتباس از: J.Prawitz and J.Rydberg, *Acta. Chem. Scand.* 12, 393 (1958)]

عنصرِ گروه ۴ در مخلوط‌های فراوردهٔ نوکلید اصلی موردنظر، ^{95}Zr با نیمه‌عمر ۶۳ روز و دخترِ آن ^{95}Nb با نیمه‌عمر ۳۵ روز می‌باشد. رفتار شیمیایی Zr می‌تواند چالش برانگیز باشد زیرا به‌آسانی تشکیل کمپلکس و کلویید می‌دهد که ممکن است جداسازی آن را مشکل بسازد.

عنصر گروه ۵، ^{95}Nb، فراوردهٔ واپاشیِ ^{95}Zr است. مانند مادرش زیرکونیم، ^{95}Nb تشکیل کلویید می‌دهد و به راحتی هیدرولیز می‌شود. فراوردهٔ شکافت اصلی گروه ۶، ویژه‌هستهٔ ^{99}Mo (با نیمه‌عمر ۶۷ ساعت) است، که با توجه به بهرهٔ خیلی بالای آن، در سرد شدن‌های کوتاه مدت حایز اهمیت، ولی در سوخت‌های «پیر» بی‌تأثیر است. مهمترین فراوردهٔ شکافت گروه ۷، هستهٔ بلند-عمرِ ^{99}Tc (با نیمه‌عمر $۲/۱\times۱۰^{۵}$ سال) است. رفتار شیمـــیایی آن، شبیه رفتار یونِ پرتِکنات TcO_4^- است. عناصر گروه‌های ۸، ۹، و ۱۰ به علت فعالیت‌شان حایز اهمیت‌اند، و در مورد روتنیم و حالت‌های اکسایش چندگانه و سینتیکِ کُندِ ترکیبِ متقابل در آن، رفتار شیمیایی می‌تواند مشکل باشد. در فرایندهای رادیوشیمیایی، RuO_4 می‌تواند به صورت فرّار درآید و منجر به اتلاف Ru شود.



شکل ۱۶-۳. فعالیت‌های فراورده‌ها شکافت اصلی در سوخت پرتودیده به‌صورت تابعی از زمان واپاشی پس از یک پرتودهی ۲- ماهه. [اقتباس از: J.Prawitz and J.Rydberg, *Acta. Chem. Scand.* 12, 385 (1958)]

رفتار شیمیایی عنصر گروه ۱۱، Ag، سرراست است. (کاتیون ۱+، که تولید ترکیبات نامحلول می‌کند) و عناصر گروه‌های ۱۲ و ۱۳، Zn، Ga، Cd، و In دارای بهره‌ها و فعالیت‌های پایین هستند. عناصر گروه‌های ۱۴ و ۱۵، Ge، As، Sn، و Sb نیز، در سوخت‌های «پیر»، بهره و فعالیت‌شان اندک است. عنصر گروه ۱۶، Te، به صورت فعالیت‌های ۳۰ تا ۱۰۰ روزه حضور دارد، ولی بیشترین توجه معطوف به ^{۱۳۲}Te با نیمه‌عمر ۷۸ ساعت است، که به یُد۱۳۲ی کوتاه-عمر وامی‌پاشد، که فرار است و می‌تواند در فراوری سریع سوخت رها گردد. هـــالوژن‌ها، Br و I، به‌دلیل نیمه‌عمرهای کوتاه‌شان خود در بازفراوری سوخت اهمیتی ندارند، اما می‌توانند در دورهٔ بهره‌برداری از راکتور و بروز حوادث، به دلیل فراریت شان حایز اهمیت باشند.

۱۶-۳. رادیوشیمی اورانیم

۱۶-۳-۱. ایزوتوپ‌های اورانیم

۹۹/۲۷۴ درصدِ اورانیم طبیعی، اتم ^{۲۳۸}U؛ ۰/۷۲۰۵ درصد آن، اتم ^{۲۳۵}U؛ و ۰/۰۰۵۶ درصد آن، اتم ^{۲۳۴}U است. نسبت ۲۳۴/۲۳۸ دقیقـــاً برابر نسبت نیمه‌عمرهای آنها است که برای هسته‌هایی که در تعادل دیرپا هستند انتظار آن می‌رود. ایزوتوپ ^{۲۳۳}U با گیراندازی نوترون توسط ^{۲۳۲}Th و واپاشی βزای متعاقب آن حاصل می‌گردد. ^{۲۳۲}U یک نوکلید کوتاه- عمر (با نیمه‌عمر ۷۲ سال) است که آلایشِ نمونه‌های ^{۲۳۳}U (حاصل از واکنش‌های نوترون سریع) می‌باشد. دخترانِ ^{۲۳۲}U گسیلنده‌های پرتوهای سختِ γ هستند که کار با نمونه‌های حاوی ^{۲۳۲}U را مشکل می‌سازند. $^{۲۳۹,۲۳۷,۲۳۶}U$ با گیراندازی نوترون توسط ^{۲۳۵}U و ^{۲۳۸}U تولید می‌شوند. نیمه‌عمر ^{۲۳۶}U دراز است ولی $^{۲۳۹,۲۳۷}U$ کوتاه عمراند و به ترتیب، به ^{۲۳۷}Np و ^{۲۳۹}Pu وامی‌پاشند.

۱۶-۳-۲. اورانیم فلزی

اورانیم فلزی می‌تواند، بسته به دما، در سه فاز گوناگون با چگالی‌های مختلف وجود داشته باشد. در دمای اتاق، فاز آلفا (α) با چگالی $۱۹/۰۷g/cm^۳$ و نقطه ذوب $۱۱۳۲C^\circ$ مشاهده می‌شود. اورانیم فلزی، یک فلز بسیار واکُنا به رنگ نقره‌ای است. (غالباً، یک لایهٔ اکسید، ظاهر اورانیم فلزی را سیاه می‌کند). پودر اورانیم آتش‌زا است. هنگامی که فلز اورانیم را در آزمایشگاه می‌بُرند یا خراش می‌دهند، گاهی اوقات بارشی از جرقّه مشاهده می‌شود که به دلیل تولید ذرات کوچکی است که آتش می‌گیرند. فلز اورانیم با یک پوشش اکسید، در ۷۰۰ درجه سانتی‌گراد خواهد سوخت و به $U_۳O_۸$تبدیل خواهد شد. اورانیم با آب داغ واکنش نموده، تولید $UO_۲$ و $UH_۳$ می‌کند. در راکتورها،

اورانیم را با زیرکونیم به صورت آلیاژ در می‌آورند تا در مقابل خوردگی و آسیب ناشی از تابش مقاوم گردد. اورانیم فلزی را می‌توان با احیای UF_4 توسط، مثلاً، منیزیم تولید کرد:

$$UF_4 + 2Mg \rightarrow 2MgF_2 + U$$

۱۶-۳-۳. ترکیبات اورانیم

اورانیم در حالت‌های اکسایش ۳+ ، ۴+ ، ۵+ ، و ۶+ وجود دارد. حالت ۵+ ، در مقایسه با حالت‌های ۴+ و ۶+ ، نامتناسب و دارای اهمیت کمتری است. اورانیم سه ظرفیتی آب را احیا می‌کند و لذا شیمی آبی پایداری از U^{3+} وجود ندارد، اگر چه ترکیبات آن وجود دارند.

مهم‌ترین ترکیبات اورانیم، اکسیدهای آن هستند. UO_2 ترکیبی است که در سوخت راکتور مورد استفاده قرار می‌گیرد. این یک ترکیب پایدار دیرگداز به رنگ قهوه‌ای تیره است و با H_2O ترکیبی نمی‌دهد. چگالی آن $10/97\ g/cm^3$ است و با احیای UO_3 توسط هیدروژن می‌توان آن را تولید کرد. $U_3O_8\ (UO_2 \cdot 2UO_3)$ یک جامد به رنگ سبز تیره است که در نوعی اورانیت معدنی پیدا می‌شود. این ترکیب دارای چگالی $8/38\ g/cm^3$ است، در HNO_3 حل می‌شود و با اکسید کردن UO_2 یا احیای UO_3 تهیه می‌شود. UO_3 یک جامد زرد-نارنجی («اکسید نارنجی») است و به عنوان یک مادهٔ واسط در تولید UO_2 یا UF_6 دارای اهمیت است.

هیدرید اورانیم، UH_3، یک پودر واکنای سیاهرنگ است. این ماده یک عامل احیای بسیار قوی و آتش‌زا است. مخلوطی از هیدریدهای اورانیم و زیرکونیم به‌عنوان سوختِ راکتورهای تحقیقاتی تریگا[1] مورد استفاده قرار می‌گیرد. ثابت واکنایی منفی بسیار بالای این ماده نسبت به دما ، حاشیه ایمنی بالایی برای کار راکتورها تأمین می‌کند.

هالیدهای اورانیم در حالت اکسایش ۳+ $(UF_3, UCl_3, UBR_3, UI_3)$، حالت اکسایش ۴+ $(UF_4, UCl_4, UBr_4, UI_4)$، حالت اکسایش ۵+ (UF_5, UCl_5) ، و حالت اکسایش ۶+ (UF_6, UCl_6) وجود دارند.

UF_4 («نمک سبز») یک واسطه در تولید U و UF_6 است. این ترکیب را می‌توان با واکنش دادن UO_2 با مقدار زیادی HF به صورت

$$UO_2 + 4HF \Leftrightarrow UF_4 + 2H_2O$$

---

[1]. TRIGA

یا، برای مصارف آزمایشگاهی، با واکنش

$$U^{4+} + 4F^- \rightarrow UF_4 \downarrow$$

تولید کرد. (تترافلورید اورانیمِ ته‌نشین شده از محلول آبی، به صورت $UF_4 \cdot 5H_2O$ وجود دارد و حذف آب‌های هیدراسیون مشکل است و لذا واکنش خشک بالا مرجّح است). UF_4 اکثراً برای ساخت هدف‌های اورانیم مورد نیاز در شتابگرها از طریق فرّاریّت در خلاء به‌کار می‌رود.

UF_6 («هگز») تنها ترکیب اورانیـــم با دسترس‌پذیری آسان است که در دمای اتاق فرّار می‌باشد. این ترکیب یک جامد بی‌رنگ است و در فرایند غنی‌سازی اورانیم مورد استفاده قرار می‌گیرد. در دمای اتاق، بدون ذوب شدن، تصعید می‌شود. UF_6 سریعاً با آب هیدرولیز شده و یک عامل فلوریناسیون می‌باشد. ویژگی اخیر به معنای این است که در انتخاب جنس ظرف UF_6 باید دقت نمود.

۱۶-۳-۴. شیمی محلول اورانیم

شیمی محلول اورانیم مانند شیمی حالت‌های اکسایش ۴+ و ۶+ یعنی U^{4+} و UO_2^{2+} است. پتانسیل احیای فرمال اورانیم در محلول آبی (یعنی $HClO_4$ یک مولار) به صورت زیر است:

$$UO_2^{2+} \xrightarrow{+0/063} UO_2^{+} \xrightarrow{+0/58} U^{4+} \xrightarrow{-0/031} U^{3+} \xrightarrow{-1/70} U$$

$$UO_2^{2+} \xrightarrow{+0/32} U^{4+}$$

شیمی U(IV) مشابه Th^{4+}، به استثنای اختلاف در نسبت بار به شعاع یون‌ها، است. محلول‌های U^{4+} سبزرنگ و پایدار هستند و با هوا به آرامی اکسید و به UO_2^{2+} تبدیل می‌شوند. محلول‌های U^{4+} معمولاً با احیای محلول‌های یون اورانیل $\left(UO_2^{2+}\right)$ تهیه می‌شوند. U(IV) با بسیاری از آنیون‌ها ($C_2O_4^{2-}, C_2H_2O_2^-, CO_3^{2-}, Cl^-, NO_3^-$) تشکیل کمپلکس می‌دهد. کلریدها و برومیدهای U(IV) محلول‌اند، درحالی‌که فلوریدها و هیدروکسیدهای آن نامحلول هستند. در محلول آبی، U(IV) از طریق واکنش زیر هیدرولیز می‌شود:

$$U^{4+} + H_2O \rightarrow U\left(OH\right)^{3+} + H^+ \quad K = 0/027$$

U(VI) را می‌توان با حل کردن UO_3 در اسید یا فلز U در HNO_3 تهیه کرد. محلول‌های یون اورانیل، زرد مایل به سبز و بسیار پایدار هستند. U(VI) تعادل‌های محلول کمپلکس ناشی از بروز هیدرولیز را، که منجر به مخلوط‌های $[(UO_2)_2OH]^{3+}$، $[(UO_2)_2(OH)_2]^{2+}$ و $[(UO_2)_3(OH)_4]^{2+}$ می‌گردد، نشان می‌دهد. به علت واکنش‌های هیدرولیزی، محلول‌های آبی نمک‌های اورانیل، اندکی اسیدی هستند. افزودن باز به محلول‌های اورانیل منجر به ته نشست در pH بین ۴ تا ۷ می‌گردد.

یون‌های اورانیل در محلول‌ها با بسیاری از آنیون‌ها کمپلکس تشکیل می‌دهند. به‌ویژه، کمپلکس‌های سولفات و کربنات اورانیل قوی هستند و برای استخراج اورانیم از سنگ‌معدن‌های آن به‌کار می‌روند. کمپلکس‌های یون‌های اورانیل با نیترات که در مایعات آلی مثل الکل‌ها، اترها، کتون‌ها، و اِستِرها محلول‌اند، از اهمیت کاربردی زیادی برخوردارند. یکی از مهمترین این واکنش‌ها، واکنشی است شامل کِشاندنِ (استخراجِ) نیتراتِ اورانیل به داخل TBP (فرایند Purex):

$$UO_2^{2+}\,(\text{آبی}) + 2NO_3^-\,(\text{آبی}) + 2TBP\,(\text{آلی}) \Leftrightarrow UO_2(NO_3)_2 \bullet 2TBP\,(\text{آلی})$$

با چشم‌پوشی از ضرایب فعالیت، ضریب توزیع اورانیم بین فازهای آلی و آبی به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$D = \frac{[UO_2(NO_3)_2 \bullet 2TBP]_{(\text{آلی})}}{[UO_2^{2+}]_{(\text{آبی})}} = K(NO_3)^2_{(\text{آبی})}\,(TBP)^2_{(\text{آلی})}$$

که در آن K ثابت تعادل $(K \sim ۱۵-۶۰)$است. می‌توان غلظت یک عامل نمکی همچون NO_3^- را برای کنترل فرایند استخراج به‌کار برد. (در فرایند پورکس، این عوامل نمکی نهایتاً چرخه را همراه با فراورده‌های شکافت ترک می‌کنند و بر مشکلات برخورد با این پسماندها می‌افزایند.)

۱۶-۴. چرخهٔ سوخت هسته‌ای- مرحلهٔ پیشین

چرخهٔ سوخت هسته‌ای (شکل ۱۶-۱) با استخراج سنگ‌معدن اورانیم آغاز می‌شود. اورانیم، به‌هیچ وجه کمیاب نیست. فراوانی کلی آن در پوستهٔ زمین حدود ۴ ppm (که فراوان‌تر از Cd, Bi, Hg, Ag) است. تقریباً $۱۰^۴$ تن اورانیم در پوستهٔ زمین وجود دارد. مشکل، مشکلِ غلظت است زیرا بیشترِ ذخایر اورانیم کمتر از ۰/۰۰۱ درصد اورانیم دارند.

۱۶-۴-۱. استخراج و کانه‌آرایی

سنگ معدن اورانیم می‌تواند با خلوص بالا (۱تا ۴ درصد اورانیم)، خلوص متوسط (۰/۱ تا ۰/۵ درصد اورانیم)، و خلوص پایین (کمتر از ۰/۱ درصد اورانیم) باشد. در ذخایر با خلوص بالا، واقع در زئیر (جمهوری دموکراتیک کنگو) و کانادا، اورانیم به صورت نوعی اورانیت، موادی با ترکیب کلی $xUO_2 \bullet yUO_3$ است که در آن $0 < y/x < 2$ می‌باشد. سنگ‌معدن‌های با خلوص متوسط در جاهایی چون فلات کلورادو در ایالات متحده پیدا می‌شوند که در آن اورانیم همراه با کارنوتیت $(K_2O \bullet 2UO_3 \bullet V_2O_5 \bullet xH_2O)$ یا آتونیت $(CaO \bullet 2UO_3 \bullet P_2O_5 \bullet xH_2O)$ است. منابع با خلوص پایین شامل معادن طلای آفریقای جنوبی، آب دریاها که غلظت اسمی ppb ۳ اورانیم در آن متناظر است با منبعی معادل تقریباً 10^{10} تن اورانیم، یا فراورده‌های جانبی کود منابع فسفات فلوریدا و آیداهو، سنگ‌رست‌های تِنِسی، یا زغال‌سنگ‌های وایومینگ و داکوتاهای شمالی و جنوبی هستند. محتوای میانگین اورانیم سنگ‌معدن‌های به‌کار رفته در چرخه سوخت هسته‌ای در ایالات متحده در سال‌های اخیر حدود ۰/۲۴ درصد بوده است.

پس از استخراج و پیش از انجام هرگونه عملیات دیگر اورانیم باید تغلیظ شود. این کار در مراکز کانه‌آرایی انجام می‌گیرد که نزدیک معادن بنا شده‌اند. در اینجا محتوای اورانیم سنگ‌معدن از چند دهم درصد به ۸۵ تا ۹۵ درصد (در یک تغلیظ نیمه تصفیه شده به نام «کیک زرد») افزایش می‌یابد، و سایر عناصر موجود («دنباله‌ها») حذف می‌شوند.

درحالی‌که ذخایر اورانیت با درجه خلوص خیلی بالا را می‌توان به روش‌های فیزیکی شامل گرانش ویژه‌شان تغلیظ کرد، بیشترِ غلیظ‌سازی اورانیم شامل شستشوی شیمیایی آن از سنگ معدن است. پیش از شستشو سنگ‌معدن را باید خُرد کرد و تَف داد (برای از بین بردن مواد آلی). پس از شستشوی شیمیایی بخش‌های مایع و جامد را از هم جدا کرده و با تغلیظ/تصفیه، محصول نهایی را به دست می‌آورند.

گزینهٔ متعارف (تقریباً ۸۰ درصد تمام سنگ‌معدن‌های ایالات متحده) برای شستشوی شیمیایی شستشوی اسیدی با اسید سولفوریک (به‌دلیل قیمت پایین و دسترس‌پذیری بالای آن) است. برای سنگ‌معدن‌هایی که دارای کربنات بالا هستند، شستشوی قلیایی با Na_2CO_3 صورت می‌گیرد تا از غلظت زیاد اسید جلوگیری کند. مشکل در شستشوی اسیدی این است که تنها U(VI) در اسید سولفوریک حل می‌شود. پیش از شستشو، تمام U(IV) ی موجود باید اکسیده شود. مراحل شیمیایی را می‌توان به‌صورت زیر خلاصه کرد:

$$FeS_2, Fe + H_2SO_4 \rightarrow Fe^{2+} + H_2 + SO_4^{2-}$$
$$2Fe^{2+} + MnO_2 + 4H^+ \rightarrow 2Fe^{3+} + Mn^{2+} + 2H_2O$$

یا

$$6Fe^{2+} + NaClO_3 + 6Fe^{3+} + NaCl + 3H_2O$$

که منجر می‌شود به

$$UO_2 + 2Fe^{3+} \rightarrow UO_2^{2+} + 2Fe^{2+}$$
$$UO_3 + H_2SO_4 \rightarrow UO_2^{2+} + SO_4^{2-} + H_2O$$
$$UO_2^{2+} + 2SO_4^{2-} \Leftrightarrow \left[UO_2\left(SO_4\right)_2\right]^{2-} \Leftrightarrow \left[UO_2\left(SO_4\right)_3\right]^{4-}$$

به این ترتیب، محصول نهایی در سه شکل شیمیایی UO_2^{2+} و $\left[UO_2\left(SO_4\right)_2\right]^{2-}$ و $\left[UO_2\left(SO_4\right)_3\right]^{4-}$ ظاهر می‌شود.

در شستشوی قلیایی مواد با کربنات بالا، می‌توان از مزیت منحصر به‌فرد انحلال‌پذیری $[UO_2(CO_3)_3]^{4-}$ سود جست. باید با مادهٔ کاملاً آسیاب شده شروع کرد و همهٔ U(IV) موجود را اکسید نمود. واکنش اساسی (تجانس، منظور نظر است) عبارت است:

$$UO_2 + (\text{اکسید}, Ox) + 3CO_3^{2-} \rightarrow [UO_2(CO_3)_3]^{4-} + Ox^{2-}$$

پس از شستشو، یک تغلیظ/تصفیه صورت می‌گیرد تا مواد دیگری که از سنگ معدن شسته شده‌اند حذف گردند. این کار با تبادل یون یا استخراج با حلال صورت می‌گیرد. در روش تبادل یون، سه مرحله وجود دارد: (الف) جذب اورانیم از محلول شستشو بر روی رزین (ب) برگرفتن گزینشی اورانیم از رزین و (پ) بازیابی رزین. *تبادل آنیون*، روش برترِ تبادل یون است و واکنش‌های شیمیایی مربوطه برای شستشوی اسیدی عبارت اند از

$$\left[UO_2\left(SO_4\right)_3\right]^{4-} + 4RX \Leftrightarrow R_4\left[UO_2\left(SO_4\right)_3\right] + 4X^-$$

و برای شستشوی قلیایی

$$[UO_2(CO_3)_3]^{4-} + 4RX \Leftrightarrow R_4[UO_2(CO_3)_3] + 4X^-$$

محلول شستشو معمولاً NO_3^-ی یک مولار به شکل NH_4NO_3 است. روش فیزیکی برای عمل استخراج می‌تواند شامل این چیزها باشد: (الف) یک بستر رزین ساکن، (ب) یک روش «رزین- در – تفاله» که در آن، رزین موجود در سبدها از میان جریانی از تفاله یا مادهٔ آبکی از فرایند شستشو عبور داده می‌شود، یا (پ) یک بستر رزین متحرک.

تغلیظ/ تصفیه به روش استخراج با حلال معمولاً شامل چهار مرحله است: (الف) *استخراج* اورانیم از محلول شستشو در یک حلال، (ب) *زُدایش*، برای حذف ناخالصی‌ها از حلال (پ) *کَندَن*، برای گرفتن اورانیم از حلال، و (ت) بازیابی حلال. فاز حلال در استخراج با حلال، در بردارندهٔ *مادهٔ حلال* برای کمپلکس کردن اورانیم و محلول ساختن آن در فاز آلی، یک *رقیق‌کننده*، ماده‌ای ارزان برای رقیق کردن مادهٔ حلال و یک *تعدیل‌کننده*[1] برای بهبود قابلیت انحلال مادهٔ حلال در رقیق‌کننده می‌باشد. ماده‌های حلالِ نوعی، آمین‌های با ایزودی-کانول هستند که بعنوان یک تعدیل‌کننده، انحلال‌پذیری آمین را در رقیق‌کننده‌ای چون نفت چراغ، بهبود می‌بخشد. شیمی نوعی استخراج می‌تواند شامل این واکنش‌ها باشد

$$2R_3N\ (\text{آلی}) + H_2SO_4 \rightarrow (R_3NH)_2SO_4\ (\text{آلی})$$

$$2(R_3NH)_2SO_4\ (\text{آلی}) + [UO_2(SO_4)_3]^{4-}\ (\text{آبی})$$
$$\rightarrow (R_3NH)_4[UO_2(SO_4)_3]\ (\text{آلی}) + 2SO_4^{2-}\ (\text{آبی})$$

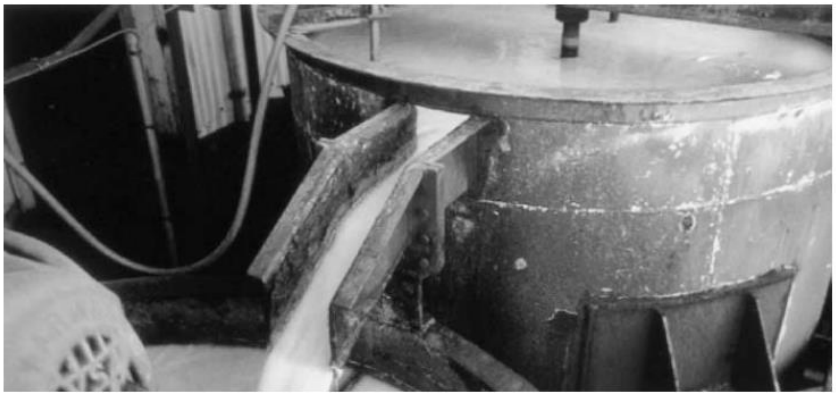
که واکنش «کندن» عبارت است از

$$(R_3NH)_4[UO_2(SO_4)_3]\ (\text{آلی}) + 4NH_4OH \rightarrow 4R_3N\ (\text{آلی})$$
$$+4H_2O + [UO_2(SO_4)_2]^{2-} + 4NH_4^+ + SO_4^{2-}$$

پس از استخـــراج با حلال، با افزودن آمونیاک گازی به محلول، اورانیم رسوب می‌کند و محصول کیک زرد (شکل ۱۶-۴) جمع‌آوری، و در بشکه‌های ۵۵ گالنی بسته‌بندی و برای تصفیهٔ بیشتر و تبدیل به UF_6 و غنی‌سازی به یک پالایشگاه حمل می‌شود.

---

[1]. Modifier



شکل ۱۶-۴. آمونیم دی‌اورانات (کیک زرد) پس از استخراج با حلال. (عکس از UIC)

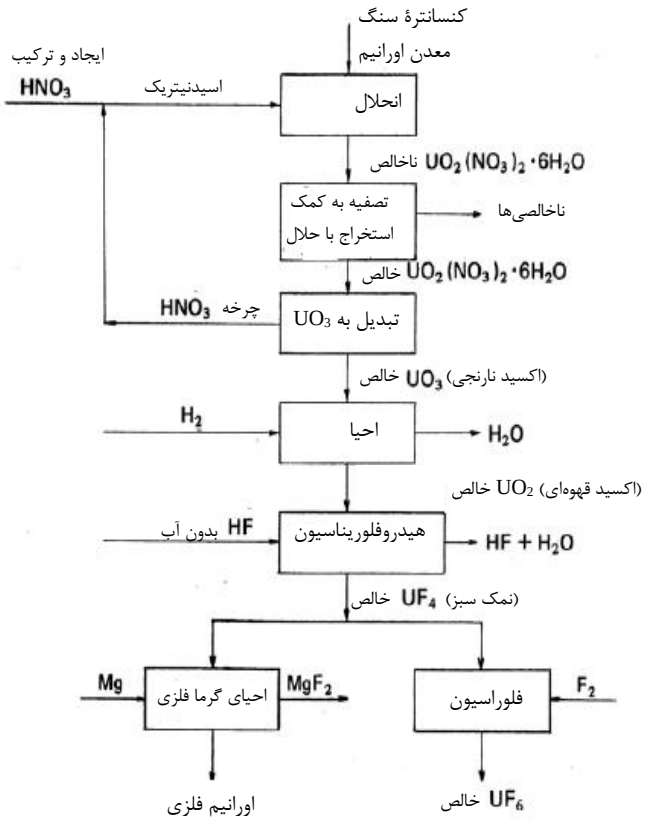
کارخانجات شستشوی قلیایی، برای بازیابی محصول نهایی (بشکل سدیم اورانات، $Na_2U_2O_7$) از NaOH استفاده می‌کنند. این کنسانتره‌های سنگ‌معدن اورانیم (کیک زرد) را غالباً در ۲۰۰ درجهٔ سانتی‌گراد حرارت می‌دهند تا هم آب آن بیرون رَوَد و خشک شود و هم تجزیه و آهکی شود و به صورت U_3O_8 در آید.

۱۶-۴-۲. تصفیه و تبدیل شیمیایی

پس از تهیهٔ کیک زرد، آن را برای *تصفیه* و *تبدیل* به مراکز ذیربط حمل می‌کنند. در بیشترِ پالایشگاه‌ها، کنسانتره‌های سنگ معدن اورانیم را به‌روشِ «استخراج با حلال» خالص می‌کنند و سپس، برای غنی‌سازی، به صورت UF_6 در می‌آورند (یک نمودار طرح‌وار برای این فرایند در شکل ۱۶-۵ نشان داده شده است).

کیک زرد را در اسید نیتریک حل می‌کنند. نیترات اورانیل از ناخالصی‌های فلزی در حلال به‌روش «استخراج با حلال» با TBP در بعضی از هیدروکربن‌های آلی همچون هگزان استخراج می‌گردد. در مرحلهٔ زُدایش، عصارهٔ آلی را با اسیدنیتریک M ۱ شستشو داده و اورانیم را به کمک «استخراج مجدد» با اسیدنیتریک M ۰/۰۱، از فاز آلی می‌کَنَند. نیترات اورانیلِ ۶-آبه $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ یا UNH در دو مرحله به UO_3 (اکسید نارنجی) تبدیل می‌شود: تغلیظ به کمک تبخیر و نیترات‌زدایی با گرما. UO_3 را با هیدروژن و از طریق واکنش کلی

$$UO_3 + H_2 \rightarrow UO_2 + H_2O$$



شکل ۱۶-۵. نمودار طرح‌وار تصفیه و تبدیل کنسانترهٔ سنگ معدن اورانیم.[اقتباس از: Benedict et al.,(1981)]

احیا، و به UO_2 (اکسید قهوه‌ای) تبدیل می‌کنند. UO_2 از طریق واکنش

$$UO_2 + 4HF \rightarrow UF_4 + 2H_2O$$

به کمک گاز بدون آب HF، هیدروفلورینه شده و به نمک سبز UF_4 تبدیل می‌شود. این نمک سبز را می‌توان در F_2 سوزاند و تولید UF_6 کرد. UF_4 را همچنین می‌توان احیا کرد و اورانیم فلزی به دست آورد.

۱۶-۴-۳. غنی‌سازی

همانگونه که پیشتر بحث شد، ۰/۷۲ درصد اورانیم طبیعی، اتم ^{۲۳۵}U است و سوختی که معمولاً در راکتورهای آب سبک به کار می‌رود نوعاً دارای ۳ درصد ^{۲۳۵}U است. این بدان معنی است که پیش از تهیهٔ سوخت، اورانیم تصفیه شده باید از ایزوتوپ سبک‌تر ^{۲۳۵}U غنی شود. این کار می‌تواند با چند رهیافت فیزیکی که از مزیت اختلاف جرم اندک بین ^{۲۳۵}U و ^{۲۳۸}U بهره می‌گیرند، انجام شود.
ما در اینجا چهار روش از این رهیافت‌ها، یعنی دیفوزیون گازی، سانتریفوژ گازی، جداسازی الکترومغناطیسی و غنی‌سازی با لیزر را مورد بحث قرار می‌دهیم.
در *دیفوزیون گازی*، از این واقعیت استفاده می‌شود که در یک گاز، مولکول‌های سبک‌تر دارای سرعت بالاتری هستند. اگر فرض کنیم انرژی جنبشی میانگین همهٔ مولکول‌های گاز در یک دمای معین یکی است در این صورت می‌توان نوشت:

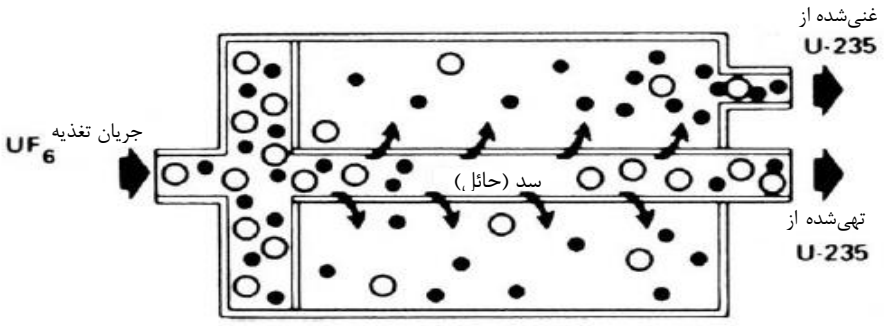
$$\text{انرژی جنبشی میانگین} = mv^{۲}/۲$$

برای $^{۲۳۵}UF_۶$ و $^{۲۳۸}UF_۶$ داریم:

$$m_{۲۳۵}v_{۲۳۵}^{۲} = m_{۲۳۸}v_{۲۳۸}^{۲}$$

$$\frac{v_{۲۳۵}}{v_{۲۳۸}} = \left(\frac{m_{۲۳۸}}{m_{۲۳۵}}\right)^{۱/۲} = \left(\frac{۳۱۴}{۳۱۱}\right)^{۱/۲} = ۱/۰۰۴۳$$

اگر جریانی از گاز $UF_۶$ را به مخزنی با دیواره‌های متخلخل بفرستیم (شکل ۱۶-۶)، مولکول‌های ۲۳۵ سبک‌تر، با تواترِ اندک بیشتری (به‌دلیل تعداد بیشتر برخورد با دیواره‌ها بر دقیقه) از خُلل و فُرَجِ دیواره عبور می‌کنند. بیشینه‌ضریب جداسازی ۱/۰۰۴۳ است، ولی عملاً این حد حاصل نمی‌شود و بخش کمتر غنی‌شده‌ای از جریان گاز وارد چرخهٔ غنی‌سازی می‌گردد. نوعاً، اگر با اورانیم طبیعی (۰/۷۲ درصد ^{۲۳۵}U) شروع کنیم و دنباله‌ها تا ۰/۳ درصد کاهش داده شده باشند، برای رسیدن به ۴ ٪ غنی‌سازی، به ۱۲۰۰ مرحلهٔ غنی‌سازی نیاز داریم.



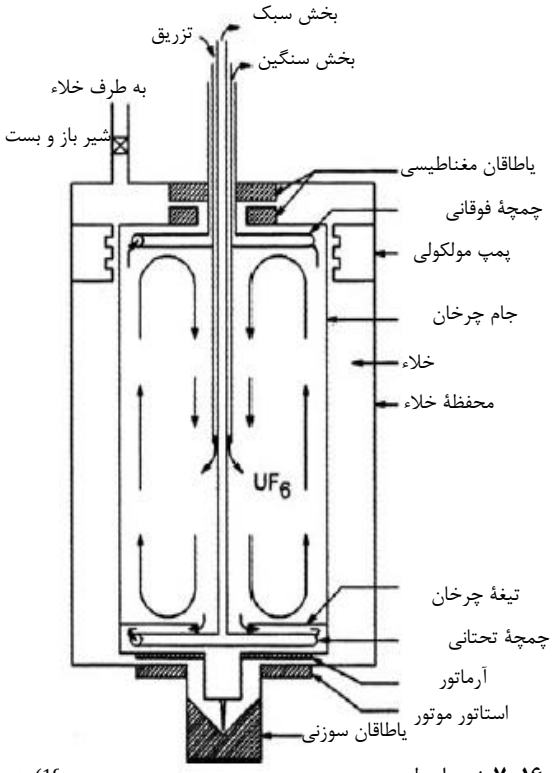
شکل ۱۶-۶. نمودار طرح‌وار کار یک سلول دیفوزیون گازی.[اقتباس از: Leuze, (1981)]

در عمل غشاهایی با چندین میلیون سوراخِ ۱۰ تا ۱۰۰ نانومتر بر سانتی‌مترمربع به‌کار می‌روند و فرایند باید در دماهای بالا انجام بگیرد، زیرا با UF_6 سروکار داریم که یک عامل فلوریناسیون قوی است که در اثر برخورد با آب تجزیه می‌شود. بیشترِ غنی‌سازی‌ها با استفاده از این روش انجـــام می‌گیرند.

در *سانتریفوژهای گازی* (شکل ۱۶-۷)، از این واقعیت استفاده می‌شود که نیروی مرکزگریز، مولکول‌های $^{238}UF_6$ سنگین‌تر را به‌طرف دیوارهٔ سانتریفوژ هُل می‌دهد و گاز نزدیکِ مرکز از $^{235}UF_6$ غنی می‌گردد. الگوی شارش گاز اجازه می‌دهد که گاز سنگین‌تر در نزدیکی بخش فوقانی و گاز سبک‌تر در نزدیکی بخش تحتانی جمع‌آوری گردد. جداسازی، کاراتر از روش دیفوزیون گازی است و مستلزم فقط حدود ۱۰ مرحله برای رساندن غنای ^{235}U از ۰/۷۲ به ۳ درصد با یک دنبالهٔ ۰/۲ درصدی است.

در *جداسازی الکترومغناطیسی*، از این واقعیت استفاده می‌شود که وقتی یون‌هایی با جرم متفاوت اما بار یکسان در حوزهٔ یک اختلاف پتانسیل الکتریکی شتاب داده می‌شوند، انرژی جنبشی آنها یکسان ولی شعاع انحنای مسیر آنها در یک میدان مغناطیسی، متناسب با $\sqrt{\text{جرم}}$ خواهد بود. لذا، ماده‌ای را که می‌خواهند جدا کنند به صورت یون در می‌آورند، شتاب می‌دهند و از میان یک آهنربای تجزیه‌گر که ایزوتوپ‌ها را به باریکه‌های جدا از همی خَم می‌کند عبور می‌دهند؛ نتیجهٔ این رویداد، گرد آمدن هر ایزوتوپ در جمع‌کنندهٔ خاص آن است. فناوری سرراست است، ولی هزینه برای یونش مقادیر کلان ماده بالا است و لذا این فناوری اساساً کنار گذاشته شده است اگرچه در

کوششی برای دستیابی به اورانیم غنی شده برای سلاح‌های هسته‌ای در عراق[۱] مورد استفاده قرا گرفته بود. در *غنی‌سازی لیزری*، از این واقعیت استفاده می‌شود که ترازهای انرژی اتمی ایزوتوپ‌های گوناگون یک عنصر، مختصر تفاوتی (جابه‌جایی ایزوتوپی) با هم دارند.



شکل ۱۶–۷. نمودار طرحوار یک سانتریفوژ گازی. [اقتباس از: Leuze, (1981)]

این اثر ناشی از جرم‌های کاهش یافتهٔ الکترون در ایزوتوپ‌های مختلف و تغییر در همپوشانی بین توابع موج الکترون‌های درونی و هسته به‌دلیل اختلاف‌های ایزوتوپی در شعاع‌های هسته، است. لیزرها را می‌توان طوری تنظیم کرد که اتم‌های ^{235}U را به ترازهای بالاتر بر انگیزند، اما اتم‌های ^{238}U را نه! سپس، اتم‌های برانگیخته را با باریکه لیزر دیگری یونیده می‌کنند. اتم‌های یونیدهٔ ^{235}U حاصل را می‌توان به‌طور مغناطیسی جدا کرد. عملی بودن این روش ثابت شده، اما تا امروز هیچ کاربرد تجاری وجود نداشته است.

---

[۱]. در دورهٔ رژیم بعثی.- م.

۱۶-۴-۴. تولید سوخت

UF_6 غنی شده را در کارخانه‌های تولید سوخت به UO_2 تبدیل می‌کنند. UF_6 را به واکنش با آب وا می‌دارند تا محلولی از HF و UO_2F_2 تولید شود:

$$UF_6(g) + 2H_2O \rightarrow UO_2F_2 + 4HF$$

با افزودن هیدروکسید آمونیم به محلول اورانیل فلوراید، آمونیم دی‌اورانات را کمی رسوب می‌دهند:

$$2UO_2F_2 + 6NH_4OH \rightarrow (NH_4)_2U_2O_7 + NH_4F + 3H_2O$$

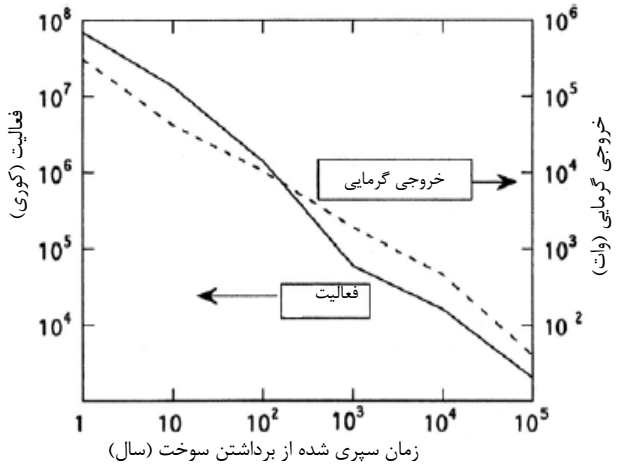
این محصول را جمع‌آوری و در هوا خشک می‌کنند تا U_3O_8 تولید شود و سپس با هیدروژن حرارت می‌دهند تا پودر UO_2تولید گردد. پودر UO_2 را متراکم نموده به صورت ساچمه‌هایی در می‌آورند که با حرارت دادن تا زیر نقطهٔ ذوب و دیفوزیون اتمی به صورت کلوخه‌هایی آمادهٔ آسیاب شدن در اندازه‌های مطلوب درمی‌آید. نهایتاً UO_2ی فراوری شده را وارد لوله‌های زیرکالوی پر شده از هلیم می‌کنند؛ لوله‌ها را سَربه‌مُهر می‌نمایند، و به‌صورت مجموعه‌های میله‌سوخت در می‌آورند.

۱۶-۵. چرخه سوخت هسته‌ای – مرحلهٔ پسین

در مرحله‌ای از تاریخچهٔ بهره‌گیری از انرژی هسته‌ای موضوع بازفراوری سوخت مصرف شدهٔ راکتور برای بازیافت پلوتونیم موجود در آن به منظور تغذیهٔ راکتورهای دیگر مرکز توجه توسعهٔ فناوری راکتورها بوده است. ایدهٔ منبعی از انرژی که می‌توانست سوخت خود را تأمین کند خیلی جذاب می‌نمود. ولی همانگونه که پیش از این به اختصار بیان شد، بیشترِ سوختِ مصرف شده، بازفراوری/ بازچرخانی نمی‌شود، بلکه به شیوه‌ای «یکبارمصرف» مورد استفاده قرار می‌گیرد. دلایل این کار زیاد و متعدد است، از جمله: عدم کمبود منابع اورانیم در کوتاه مدت، قیمت پایین اورانیم، وجود برخی مسائل فنی در بازفراوری، و نگرانی از اینکه پلوتونیم حاصل از بازفراوری می‌تواند به سهولت در ساخت سلاح مورد استفاده قرار گیرد. با این‌همه، تأسیسات در حال کاری برای بازفراوری سوخت راکتور وجود دارند و نگرانی و علاقهٔ به سرنوشت کلی سوخت مصرف شده ادامه دارد.

۱۶-۵-۱. خواص سوخت مصرف شده

به‌صورت دوره‌ای بخشی از سوخت یک راکتور هسته‌ای برداشته و با سوخت جدید جایگزین می‌شود. در گذشته، عمر میانگین سوخت در راکتور ۳ سال بود و یک سوم سوخت در هر سال جایگزین می‌شد. اخیراً تلاش بر این است که عمر سوخت را افزایش دهند.



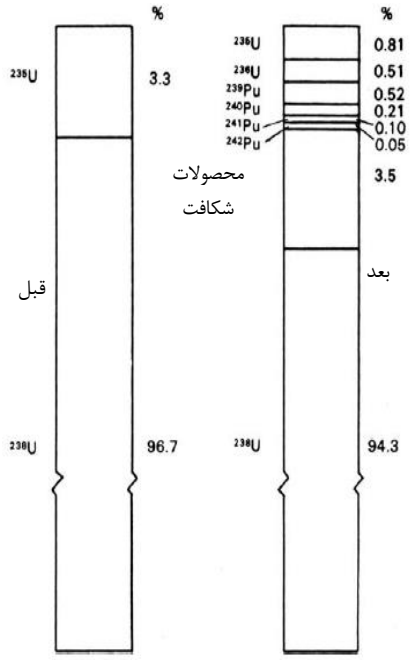
شکل ۱۶-۸. فعالیت پرتوزا و خروجی گرمایی سوخت مصرف شده به‌صورت تابعی از زمان.
[اقتباس از: Bodansky (1981)]

در ابتدا میزان فعالیت سوخت تابش‌دیده بسیار بالا است (شکل ۱۶-۸). از نظر شیمیایی، میزان ^{235}U از ۳ درصد اولیه به ۱ درصد کاهش یافته است درحالی‌که محتوای ^{238}U از ۹۷ به ۹۴ درصد اُفت نموده است (شکل ۱۶-۹). ^{239}Pu و ایزوتوپ‌های دیگر Pu به‌همراه فراورده‌های شکافت تولید می‌شوند.

برنامهٔ اولیه برای این سوخت مصرف شده، انبار کردن آن به مدت ۱۵۰ روز و سپس انتقال به تأسیسات دیگر برای دفع یا بازفراوری بود. در ایالات متحده این انتقال تحقق نیافت و بخش اعظم سوخت در استخرهای خنک کننده در سایت راکتور برای مدتی بیش از ۲۰ سال باقی ماند. در این مورد نگاهی دقیق‌تر به خواص سوخت مصرف شده منطقی به نظر می‌رسد.

در شکل ۱۶-۸، فعالیت و خروجی گرمایی سوخت مصرف شده یکسال پس از خارج کردن آن از راکتور نشان داده شده است (طی نخستین سال، فعالیت به یک درصد مقدار اولیه‌اش و در ۱۰ سال اول، ۵ بارِ دیگر کاهش پیدا می‌کند). «مسئلهٔ دفع زباله»، پس از ۱۰ سال شروع می‌شود. از این

منظر، فعالیت‌های غالب، در بلندمدت، در پسماند جداسازی نشده ناشی از ^{90}Sr، ^{137}Cs، ^{241}Pu، ^{241}Am (ناشی از واپاشی ^{241}Pu)، $^{239,240}Pu$، ^{99}Tc، ^{237}Np می‌باشند.



شکل ۱۶-۹. تغییرات در ترکیب شیمیایی سوخت مصرف شده. [اقتباس از: Murray, (2003)]

میزان فعالیتِ پسماند سریع‌تر از خروجی گرمایی کاهش پیدا می‌کند که این ناشی از نیمه‌عمرهای کوتاه گسیلنده‌های بتاست که به اندازهٔ گسیلنده‌های آلفا در خروجی گرمایی سهم ندارند. خروجی گرمایی پسماند آنقدر بالا هست که مستلزم مراقبت کافی در انبارشِ آن باشد.

۱۶-۵-۲. بازفراوری سوخت

سه هدف در بازفراوری سوخت دنبال می‌شود: (الف) بازیابی U یا Pu از سوخت مصرف شده برای استفادهٔ مجدد در سوخت راکتور هسته‌ای یا کم‌خطر کردن پسماند، (ب) حذف فراورده‌های شکافت از اکتنیدها برای کاهش مسائل پرتوزایی کوتاه مدت و در مورد بازچرخش اکتنیدها، حذف سموم راکتور و (پ) تبدیل پسماند پرتوزا به نوع ایمن برای انبار کردن آن. بازفراوری سوخت در تولید پلوتونیم برای کاربرد تسلیحاتی حایز اهمیت بوده و هست.

در حال حاضر برای تقریباً کلیهٔ بازفراوری‌های سوخت از فرایند پورکس[1] استفاده می‌شود. سوخت پرتودیدهٔ UO_2 را در اسیدنیتریک (HNO_3)حل می‌کنند و اورانیم را به صورت $UO_2(NO_3)_2$ و پلوتونیم را به صورت $Pu(NO_3)_4$ در می‌آورند. محلولی از TBP را در یک هیدروکربن جوشان، مثل دودکانِ نُرمال[2]، برای استخراج گزینشیِ $UO_2(NO_3)_2$ شش ظرفیتی و $Pu(NO_3)_4$ چهارظرفیتی از دیگر اکتنیدها و فراورده‌های شکافت موجود در فاز آبی به کار می‌برند. واکنش‌های کلی به‌صورت زیر هستند:

$$UO_2^{2+}\ (\text{آبی}) + 2NO_3^-\ (\text{آبی}) + 2TBP\ (\text{آلی}) \rightarrow UO_2(NO_3)_2 \cdot 2TBP\ (\text{آلی})$$

یا

$$Pu^{4+}\ (\text{آبی}) + 4NO_3^-\ (\text{آبی}) + 2TBP\ (\text{آلی}) \rightarrow Pu(NO_3)_4(TBP)_2\ (\text{آلی})$$

(این تعادل‌ها را می‌توان با افزایش غلظت TBP در فاز آلی یا افزایش $[NO_3^-](aq)$، به‌طرف راست «یعنی بهبود استخراج» سوق داد). در مرحلهٔ دوم، محلولِ TBP را با محلول رقیقی از اسیدنیتریک و یک احیا کننده مانند سولفاماتِ آهن یا U(IV) مخلوط می‌کنند؛ این کار باعث می‌شود که پلوتونیم به یک حالت سه ظرفیتی تبدیل شود ولی اورانیم در حالت شش ظرفیتی بماند. در این صورت، پلوتونیم به فاز آبی می‌رود، و اورانیم را در فاز آلی باقی می‌گذارد. در این وضعیت، اورانیم را از فاز آلی جدا می‌کنند.

تنها پاره‌های شکافتی که در فرایند پورکس استخراج می‌شوند عبارتند از: Tc، Nb، Ru، و Zr که در این میان، Zr و Ru مشکل‌سازترین هستند. Zr چند گونهٔ کمپلکس تشکیل می‌دهد که مهمترین آنها $[Zr(NO_3)_4 \cdot 2TBP]$است. با افزودن F^-، به طریق زیر می‌توان از تشکیل این کمپلکس جلوگیری کرد.

$$Zr(NO_3)_4 \cdot 2TBP + 6F^- \Leftrightarrow ZrF_6^{2-} + 4NO_3^- + 2TBP$$

---

1. Purex
2. N-dodecane

نمای کلی و طرح‌وار فرایند پورکس در شکل ۱۶-۱۰ نشان داده شده است. جزئیات فرایند را می‌توان در مراجع بندیکت[1] و همکاران (۱۹۸۱/۱۳۶۰) و ویمر[2] و واندرا[3] (۱۹۸۱/۱۳۶۰) پیدا کرد. مراحل مهم از این قرارند: مرحلهٔ اول، خُرد کردن مکانیکیِ سوختِ مصرف شده به قطعات کوچک (~۱-۵ cm) به منظور حل کردنِ آن که به ناچار باید آن‌را از غلاف در آورد. باز کردن غلاف موجب آزاد شدن تقریباً ۱۰ درصد از Kr و Xe حاصل از شکافت و مقداری ^{3}H و فراورده‌های فرّار شکافت می‌گردد. این «برون ریز»ها با متعلقات مرحلهٔ انحلال ترکیب می‌شوند.

در مرحلهٔ انحلال تکّه‌های سوخت را در HNO_3ی ۱۰ مولِ تقریباً جوشان حل می‌کنند. این مرحله که چند ساعت طول می‌کشد، اورانیم، پلوتونیم، و فراورده‌های شکافت را حل می‌کند و غلاف را باقی می‌گذارد تا بیرون آورده شود. Kr و Xe از «برون ریز» بخارِ آب، هوا و NO_x بازیابی می‌شوند. واکنش‌های شیمیایی برای انحلال اورانیم شامل فرایندهایی مانند زیر هستند:

$$3UO_2 + 8HNO_3 \rightarrow 3UO_2\left(NO_3\right)_2 + 2NO + 4H_2O$$

و

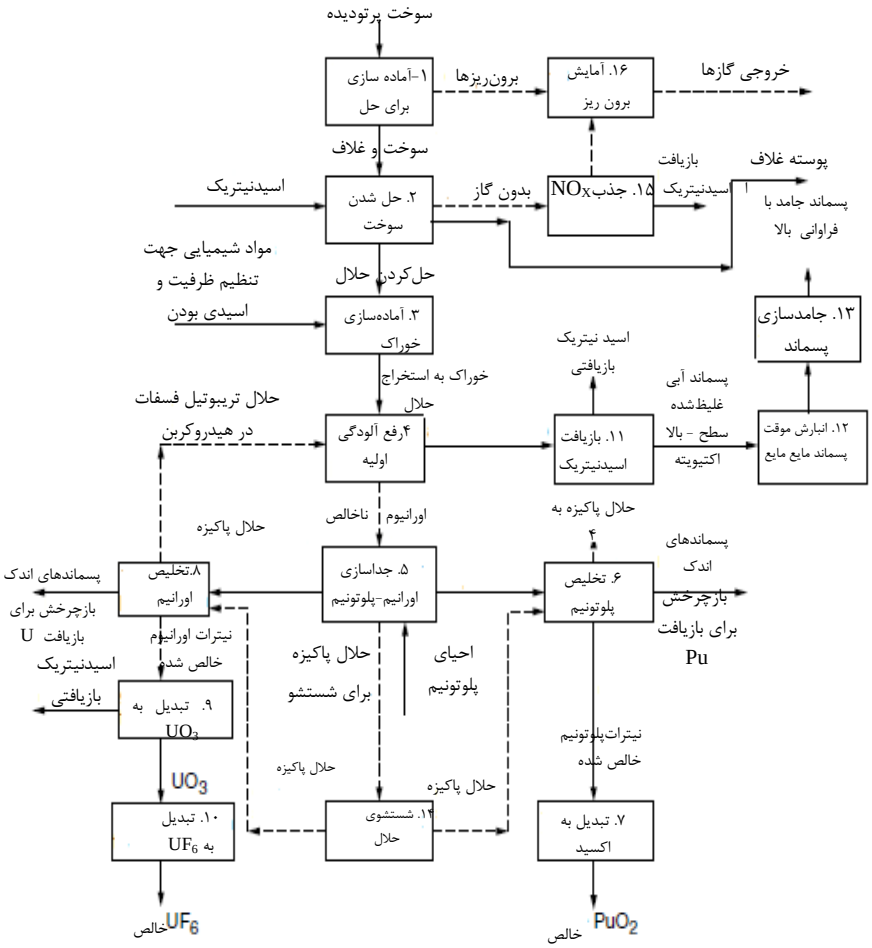
$$UO_2 + 4HNO_3 \rightarrow UO_2\left(NO_3\right)_2 + 2NO_2 + 4H_2O$$

پلوتونیم به ظرفیت‌های Pu(IV) و Pu(VI) اکسید می‌شود، در حالی‌که نپتونیم به حالت‌های پنج و شش ظرفیتی در می‌آید. مقادیر کمی از پلوتونیم و فراورده‌های شکافت ممکن است حل نشوند که می‌توان آنها را با محلول‌های اسیدی حاویِ اُکسیدان Ce^{4+} شُست.

آمایشِ «برون ریز»، عمدتاً شامل ید، کریپتون و زنون است. فرایندهای گوناگونی برای گیراندازی ید و حذف آن وجود دارند. Kr و Xe با روش‌های زمزاییک و یا جذب گزینشی همچون جذب در کلروفلورمتان گیر می‌افتند. بخش اعظم حجم «برون ریز» ناشی از Xe (تقریباً ۸۰۰ لیتر در هر ۱ میلیون گرمِ سوخت) و فعالیتِ پرتوزا (تقریباً معادل ۱۰۰۰ کوری به ازای هر ۱ میلیون گرمِ سوخت است)، بیشتر ناشی از ^{85}Kr با نیمه‌عمر ۱۰/۷ سال می‌باشد.

---

1. Benedict
2. Wymer
3. Vondra



شکل ۱۶-۱۰. نمودار طرح‌واری فرایند پورکس. [اقتباس از:(1981) ,.Benedict et al]

برای تنظیم اسیدایی، ظرفیت، و غلظت‌های گونه‌های ذیربط، آمایش مایع محلول به کمک مواد شیمیایی صورت می‌گیرد. غلظت‌های HNO_3 تقریباً ۲ تا ۳ مول، و غلظت‌های $UO_2(NO_3)_2$ تقریباً ۱ تا ۲ مول است و پلوتونیم با استفاده از N_2O_4 یا هیدروکسیلامین به صورت P(IV) تثبیت می‌شود. در این دستکاری‌ها و دستکاری‌های بعدی این محلول‌ها به کنترل «بحرانی‌شدن» باید توجه شود. این کار با تنظیم شاکلهٔ هندسی محلول، غلظت‌های مواد شکافت‌پذیر و با افزودن جاذب‌های نوترونی همچون Gd انجام می‌گیرد.

جداسازی اولیهٔ پلوتونیم و اورانیم از فراورده‌های شکافت، شامل استخراج با حلال با ۳۰ درصد حجمی TBP در دمای اتاق است. میزان پرتوزایی در این جداسازی کاملاً بالا (تقریباً ۱۷۰۰ کوری بر لیتر برای فراورده‌های شکافت) است و پسماند آبگون که شامل $^{+}$۹۹ درصدِ فراورده‌های شکافت است، یک پسماند با فعالیت بالا است. Am و Cm اصلاً استخراج نمی‌شوند و Np جزءً استخراج می‌شود. به علت پرتوزایی بالا، مشکلات رادیولیز شدن TBP وجود دارد، که منجر به اُفت کارایی حلال می‌گردد. فراورده‌های اولیهٔ رادیولیز TBP، اسیدهای دیبوتیل- و مونوبوتیل فسفریک به همراه اسیدفسفریک هستند. این فراورده‌های مزاحم، در مراحل تصفیهٔ حلال حذف می‌شوند.

به‌دنبالِ گرفتنِ اورانیم/ پلوتونیم از فراورده‌های شکافت، پلوتونیم را از اورانیم جدا می‌کنند. اینکار با احیای Pu(IV) به Pu(III) استخراج‌ناپذیر انجام می‌گیرد، و اورانیم در حالت شش ظرفیتی باقی می‌ماند. در کارخانجات قدیمی پورکس، این کار با استفاده از Fe^{2+} انجام می‌گرفت در حالی‌که کارخانجات جدید، U^{4+} اضافه می‌کنند. به این ترتیب، پلوتونیم در یک فاز آبی سر در می‌آورد و حال آنکه اورانیم در فاز آلی باقی می‌ماند.

اورانیم را با اسید نیتریکِ یکصدمِ مول دوباره استخراج می‌کنند (و لذا از فاز آلی حذف می‌شود)، و با یک رشته چرخه‌های استخراج با حلال تصفیه می‌نمایند تا نسبت Pu/U به کمتر از 10^{-8} برسد و فعالیت کل $\beta\gamma$ کمتر از دو برابر فعالیت اورانیم طبیعیِ «پیر» گردد.

۱۶-۶. دفع پسماند پرتوزا

مدیریت پسماندای پرتوزا با ظهور و پیدایش انرژی هسته‌ای شروع گردیده و تاکنون با صرف میلیاردها دلار هزینه، تحت مطالعه و بررسی بوده است. علیرغم این تلاش «هِرکولی!»، هنوز تردیدهای زیادی پیرامون زمان و چگونگی پی بردن به بسیاری از جنبه‌های دفع پسماند، به‌ویژه پسماند با فعالیت بالا و نحوهٔ برخورد مؤثر با آن باقی است.

۱۶-۶-۱. رده‌بندی پسماند پرتوزا

ساده‌ترین راه رده‌بندی پسماند پرتوزا براساس حالت فیزیکی آن است یعنی اینکه آیا پسماند گاز است، مایع است، یا جامد. پسماند گازی از واکنش‌هایی که در خلال بازفراوری سوخت هسته‌ای منجر به تولید گاز می‌شوند و یا با فعال شدن هوا در خلالِ کارِ راکتور حاصل می‌شود. فراوردهٔ گازی فعال عمده، ^{41}Ar با نیمه‌عمر ۱/۸ ساعت است، که معمولاً از دودکشی که ارتفاع آن میزان ایمن گاز رها شده در سطح زمین را تضمین می‌کند، متصاعد می‌گردد.

برون‌ریزهای بازفراوری سوخت، بیشترین سهم را در پسماند گازی دارند. زنون و کریپتون حاصل از شکافت هنگامی که عناصر سوخت حل می‌شوند فرار می‌کنند. تترا اُکسیدِ یُد وَ روتنیم مولکولی نیز می‌توانند رها شوند. ید و روتنیم را با تله‌گذاری از جریان پسماند حذف می‌کنند. زنونِ پرتوزا پس از یک دورهٔ خنک شدنِ یک‌ساله عمدتاً وامی‌پاشد، در حالی‌که ^{85}Kr را باید به روش زمزاییک به دام انداخت. با آنکه مقادیر کمی ^{14}C در راکتورها تولید می‌شود، راهیابی ^{14}C به صورت CO_2، مولفهٔ مهمی (۱/۲~) از دز رسیده به عامهٔ مردم بر اثر چرخهٔ سوخت است.

مهمترین پسماندهای مایع، فاضلاب‌های با اکتیویتهٔ بالا، شامل فراورده‌های شکافت در دورهٔ بازفراوری سوخت هستند. این‌ها شامل بیش از ۹۹ درصد فراورده‌های شکافت در سوخت، و مقادیر کمی U و Pu می‌باشند. پسماند مایع با اکتیویتهٔ متوسط دارای اکتیویته‌ای حدود GBq ۴ بر لیتر است و از مراحل گوناگونِ بازفراوری سوخت حاصل می‌گردد. پسماند با اکتیویتهٔ پایین $\left(<۰/۱\ GBq/m^3\right)$را تحت عملیات آمایش یا تغلیظ قرار می‌دهند. پسماند مایع آلی را معمولاً یا می‌سوزانند یا به‌صورت شیمیایی نابود می‌کنند.

پسماند جامد ناشی از استخراج و کانه‌آرایی سنگ معدن اورانیم و لجنِ حاصل از انبارکردن سوخت مصرف شده است. این پسماند شامل آلودگی تجهیزات و سازه‌های آلوده نیز هست. پسماند جامد با اکتیویتهٔ بالا، شامل «آت و آشغال» به جا مانده از انحلال سوخت مصرف شده، رزین تبادل یون و جز آنها است.

پسماند پرتوزا را می‌توان بر اساس مبداء آن (پسماند دفاعی یا تجاری)، مادهٔ موجود (پسماند فرا اورانیم، سوخت مصرف شده)، یا سطح پرتوزایی موجود (بالا، متوسط، پایین) نیز رده‌بندی کرد. معیارهای اصلی پسماند بر اساس این روش رده‌بندی عبارت اند از: *پسماند با فعالیت بالا* (HLW)، حاصل از بازفراوری سوخت مصرف شده و شامل عمدتاً فراورده‌های شکافت و بخش کوچکی (کم‌تر از ۰/۵ درصد) U و Pu اولیه؛ *سوخت هسته‌ای مصرف شده* (SNF)، که سوخت پرتودیده‌ای است که بازفراوری نشده است؛ *پسماند فرا اورانیم* (TRU)، که پسماند آلفازایی است با بیش از ۱۰۰ نانو کوری بر گرم از هسته‌های فرا اورانیم؛ *پسماند با فعالیت پایین* (LLW)، که پسماندی است با مقادیر کمی پرتوزایی (غیرِ TRU) حاصل از منابع گوناگون؛ و *دنباله‌های کانه‌آرایی*، که نوع ویژه‌ای از LLW شامل رادیونوکلیدهای آلفازای کانه‌آرایی‌های اورانیم هستند. این مادهٔ ماسه‌ای شکل، شامل دختران اورانیم است. پسماند ممکن است شامل پسماند خطرناک (یعنی، سرطان‌زا، آتش‌زا، و غیره) و نیز پسماند پرتوزا باشد. چنین پسماندی را پسماند آمیخته می‌نامند.

۱۶-۶-۲. فراوانی و خطرات همراه

حجم و فعالیت این پسماند، از۱۳۷۵/ ۱۹۹۶، در جدول ۱۶-۱ خلاصه شده است.

بالاترین حجم، اما پایین‌ترین فعالیت، مربوط به دنباله‌های کانه‌آرایی است، که دارای فعالیت ویژهٔ $\sim ۱/۸ nCi/g$، عمدتاً ناشی از دختران سری واپاشیِ ^{۲۳۸}U (^{۲۲۶}Ra، ^{۲۳۰}Th، ^{۲۱۰}Po، ^{۲۱۰}Bi، ^{۲۱۰}Pb، ^{۲۱۰}Rn و غیره) است. از همه نگران کننده‌تر ^{۲۲۲}Rn گازی است.

جدول ۱۶-۱. موجودی پسماند پرتوزای ایالات متحده در سالِ ۱۳۷۵/ ۱۹۹۶.

نوع / مبداء	حجم($۱۰^{۳}m^{۳}$)	فعالیت (MCi)
نظامی		
HLW	۳۴۷	۸۵۳
LLW	۳۴۷۴	۱۶
SNF (MTHM)[الف]	۲۴۸۳	۹۹۸۰
TRU	۲۳۸	۱/۳
پسماند کانه‌آرایی	۲۸۰۰۰	۰/۰۸
تجارتی		
HLW	۲	۲۶
LLW	۱۷۸۲	۸
(MTIHM)[الف]	۳۴۲۵۲	۱۲۵۳۷
پسماند کانه‌آرایی	۱۱۸۷۰	۰/۰۳

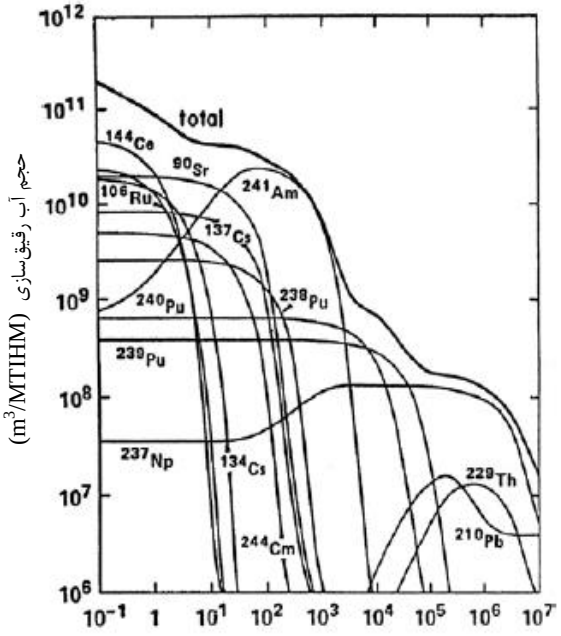
(الف) براساس قرارداد، کمیت سوخت مصرف شده برحسب واحدهای جرمی گزارش می‌شود (MTHM، یا MTIHM، متریک تُنِ فلز سنگین یا متریک تن فلز سنگین اولیه).

مرجع: Integrated Data Base Report-1996, DOE/RW-0006,Rev. 13, U.S. Dept. of Energy, Washington, DC, 1997

بیشترِ اکتیویتهٔ همراه با پسماند پرتوزا در سوخت مصرفیِ فراوری نشده است. حجم پسماند با اکتیویتهٔ بالای نظامی، بیش از HLW تجاری است زیرا پسماند اخیر متراکم شده است. بیشترِ سوخت مصرف شدهٔ تجاری در سایت راکتورها انبار می‌شود در حالی‌که پسماند نظامی/ وزارت انرژی ایالات متحده در چند مرکز تولید عمده انبار می‌شود.

یک معیار از میزان خطر همراه با این پسماند، حجم *آب رقیق‌سازی* (m^3) است. حجم آب رقیق‌سازی، عبارت از حجم آب مورد نیاز برای رقیق‌سازی یک رادیونوکلید به حداکثر غلظت مجاز آن در آب است. نموداری از حجم آب رقیق‌سازی (WDV) برای سوختِ مصرف شده در شکل ۱۶-۱۱ نشان داده شده است.

اگرچه اکتیویتهٔ سوخت مصرف شده در هزار سال اول، بیش از ۱۰۰۰ بار اُفت می‌کند (شکل ۱۶-۳)، اما اُفت WDV کُندتر است. این، ناشی از نقش خطیر گسیلنده‌های- آلفای بلند-عمر در سوخت مصرف شده است. برای زمان‌های بالاتر از ۵۰۰ سال، پرتوزایی اکتیندی برتری پیدا می‌کند. در مقیاس زمانی 10^4 تا 10^6 سال، مقادیر WDV به مقادیر سنگ معدن اولیه‌ای که در تولید سوخت راکتور به کار رفته است نزدیک می‌شوند (بسته به چگونگی ورود و غلظت رادیونوکلیدها در بیوسفر، محدودیت‌هایی در برآورد این خطرات وجود دارند).



شکل ۱۶-۱۱.حجم آب رقیق‌سازی برای رادیونوکلیدها در سوخت مصرف شدهٔ راکتور PWR.

[اقتباس از: National Research Council, *A Study of the Isolation System for Geologic Disposal of Radioactive Waste*, NAS , Washington, 1983]

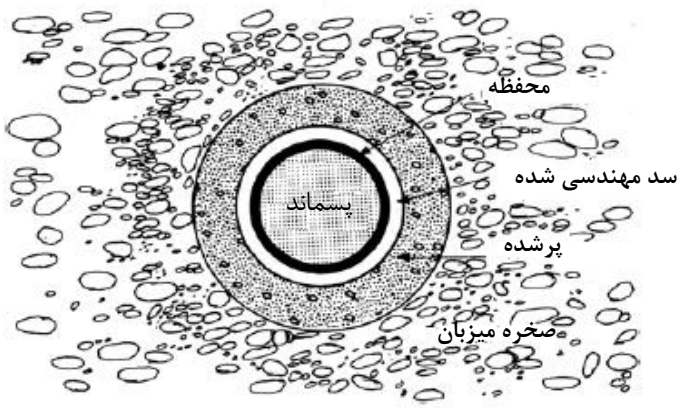
۱۶-۶-۳. انبارِش و دفع پسماند هسته‌ای

با پسماند پرتوزای مذکور در بخش پیش چه باید کرد؟ مسلماً، مهمترین مؤلفهٔ پسماند، سوخت مصرف شده است. در حال حاضر، اکثر انباشت‌های سوخت مصرف شده در استخرهای خنک کننده در سایت‌های راکتورها نگهداری می‌شوند، اگرچه نمی‌توان اینکار را برای برای همیشه ادامه داد. در برخی از سایت‌های راکتوری، سوخت مصرف شده به صورت خشک انبار می‌شود. هنگامی که خروجی گرما و اکتیویته به گونه‌ای باشند که خنک‌سازی با هوا کفایت کند میله‌های سوخت به بشکه‌های خاص منتقل می‌شوند.

از آنجا که استراتژی دفع دائمی، بنا به ملاحظات فنی و سیاسی، غیر واقع‌بینانه به نظر می‌رسد، برنامه‌هایی برای تأسیس تسهیلات انبارش موقت تنظیم شده‌اند که در آنها سوخت در یک حالت قابل بازیابی نگهداری می‌شود تا یک مرکز انبارش دائمی ساخته شود.

روش مطلوب برای نگهداری دائم پسماند پرتوزا، انبارِشِ آنها در مخازنِ عمیق زیرزمینی است. این گزینه، تنها روش برای مجموعه‌سوخت‌های مصرف شدهٔ بازفراوری نشده و برای بیشترِ HLWها است (روش دیگر، استراتژی تکمیلی مشروحه در زیر برای حذف بعضی از اکتنیدها در HLW توسط جداسازی‌های شیمیایی پیش از انبارش در مخازن زیرزمینی است).

به‌طور کلی، هدف از انبارش بلند-مدت پسماند منزوی ساختن پسماند پرتوزا از انسان و محیط زیست است. استراتژی برتر برای مخازن پسماند طرحِ با چند مانع (شکل ۱۶-۱۲) است.



شکل ۱۶-۱۲. نمایش طرح‌وار استراتژی د فع پسماند با چند سد. [اقتباس از: Murray, (2003)]

مانع اول، شکل پسماند است که مواد پرتوزا را بی‌حرکت خواهد کرد. شکل پسماند نباید بر اثر گرما یا تابش تخریب شود و یا مورد هجوم آبهای زیرزمینی قرار بگیرد. پسماند را در یک محفظهٔ

فولادی قرار می‌دهند که به شسته شدن مقاوم است. محفظه را با مصالح لازم احاطه می‌کنند تا از فرار پرتوزایی جلوگیری شود و اطراف آن را با ماده‌ای پر می‌کنند تا هرگونه تعدی شیمیایی را جذب یا در مقابل آن مقاومت کند. مانع نهایی، مادهٔ میزبان است که مخزن را از محیط اطراف جدا می‌کند.

محیط میزبان می‌تواند بستر نمکی محصور شده، گنبدهای سنگ‌نمکی، گرانیت، بازالت، یا سنگ‌های آتشفشانی باشد. هر محیط بنوبهٔ خود دارای محاسن و معایبی از نظر مقاوم بودن در مقابل نفوذ آب، دسترس‌پذیری سایت و ملاحظات سیاسی است. هر محیط می‌تواند، به سهم خود، کارساز باشد و مهمترین عامل اینست که سایت محلی چگونه طراحی شده باشد. فاکتور دیگر، موقعیت مخزن نسبت به سفره‌آب‌های زیرزمینی است و بیشتر مخازن، زیرِ سفرهٔ آب هستند. ایالات متحده ناحیهٔ کوه یوکا در نوادا نزدیک سایت آزمایش سلاح‌های هسته‌ای نوادا، را به‌عنوان محل انبارش زیرزمینی دایمی برگزیده است. منطقهٔ کوه یوکا، ویژگی سنگ‌های جوش‌خوردهٔ آتشفشانی را به‌عنوان محیط میزبان دارد سنگ‌های جوش‌خوردهٔ آتشفشانی، نفوذپذیری پایینی دارند و از این‌رو سایت کوه یوکا بالای سفرهٔ آب ساخته شده است.

بزرگ‌ترین نگرانی در رابطه با رادیونوکلیدهای درون مخازن زیرزمینی حرکت آنها در آب زیرزمینی است. توجه، معطوف به حرکت افقی آب زیرزمینی است و نه حرکت به بالا زیرا مخازن چند صد متر زیر سطح زمین هستند. مخازن و حدود و ثغور و موقعیت آنها بگونه‌ای هستند که بیوسفر، ۱۰ تا ۱۰۰ کیلومتر دورتر از مرکز آنها است. سرعت آب زیرزمینی در محیط‌های نوعی زمین‌شناختی که برای ساخت مخازن پیشنهاد می‌شوند از ۰/۰۱ تا ۱۰ متر در سال است. سرعت رادیونوکلیدها در آب زیرزمینی به علت پدیدهٔ جذب کم‌تر از سرعت آب زیرزمینی است. این جذب را می‌توان با یک فاکتور تأخیر R بیان کرد که در آن R نسبت سرعت آب زیرزمینی به سرعت میانگین رادیونوکلید است. R را می‌توان با یک تقریب به‌صورت زیر بیان کرد

$$R \approx ۱ + ۱۰ K_d$$

که در آن K_d نسبت غلظت رادیونوکلید در صخرهٔ مخزن به غلظت در آب زیرزمینی است. فاکتورهای تأخیر برای رادیونوکلیدها در محیط‌های زمین‌شناختی مطلوبِ سایت‌های دفن زباله، از ۱ تا ۳۰۰۰ و به‌شدت وابسته به یون جذب شده هستند (Saling و Fentimann، سال ۲۰۰۱/۱۳۸۰). برای ^{۲۳۹}Pu، در سنگ‌های آتشفشانی، R = ۲۰۰ است. سرعت‌های آب زیرزمینی کوه یوکا تقریباً ۰/۰۲۵m/y هستند، یعنی ^{۲۳۹}Pu پیش از اینکه ۶ km حرکت کند واخواهد پاشید. برای هسته‌های

فرا پلوتونیم و ^{۹۰}Sr نیز می‌توان به نتیجهٔ مشابهٔ رسید. از این نظر، توجه ویژه باید به ^{۹۹}Tc و ^{۲۳۷}Np معطوف شود که نیمه‌عمرهای طولانی آنها نقل و انتقال زمین‌شناختی را امکان‌پذیر می‌سازد.

سوخت مصرف شده: مشکلی که خود به تنهایی بزرگترین مسئلهٔ دفع پسماند پرتوزا است، سوخت مصرف شده در فعالیت‌های نظامی و راکتورهای تجاری است. همانگونه که پیشتر بحث شد، سوخت مصرف شده در راکتورهای تجاری را در استخرهایی در سایت‌های راکتوری انبار می‌کنند. مرکز انبارشِ سوخت مصرف شده، شامل یک سامانهٔ خنک‌سازی و پاکسازی برای آب، به‌همراه تجهیزات انتقال ایمن میله‌های سوخت از راکتور به محل انبار است. یک استخر نوعی، تقریباً ۴۰۰۰۰۰ گالن حجم خواهد داشت. آب، دارای تقریباً ۲۰۰۰ppm بور خواهد بود که به عنوان جاذب نوترون عمل می‌کند و در دمای زیر ۷۰ درجهٔ سانتی‌گراد نگه داشته می‌شود.

سرنوشت سوخت مصرف شده در بلند-مدت، دفن در اعماق زمین است. توده‌های سوخت مصرف شده را وارد محفظه‌هایی می‌کنند و با ریختن مصالح تثبیت‌کننده‌ای، مثل پودر یا شن، از حرکت سوخت در داخل محفظه جلوگیری نموده و درِ محفظه را می‌بندند. سپس محفظه‌های سوخت را در سایت انبارش زیر زمینی قرار داده و برای بازداشتن اثر حرکت آب بر آنها، روی آنها را با مصالح مناسب پر می‌کنند.

پسماند با فعالیت بالا (HLW): پسماند با فعالیت بالا عمدتاً شامل پسماند مایع حاصل از بازفراوری سوخت است. HLW حاوی کلیهٔ فراورده‌های شکافتِ سوخت مصرف شده به‌علاوهٔ همهٔ هسته‌های نپتونیم و فرا پلوتونیم و کمتر از ۱٪ اورانیم و پلوتونیم می‌باشد. HLW بشدت رادیواکتیو بوده دارای گرمای خروجی بالایی است (شکل ۱۶-۸). خطرِ بالقوهٔ این پسماند برای مدتی بسیار فراتر از مقیاس‌های زمانی مصرف انرژی هسته‌ای باقی می‌ماند. علاوه بر خطر رادیولوژیکیِ آن بسیار خورنده بوده در حد اسیدنیتریک ۷M و حاوی ۲۵۰g/L~ نمک است. این پسماند را درنهایت باید پس از جامدسازی در مخازن زیرزمینی دفن کرد. حجم پسماند جامد نسبتاً کم است. مثلاً، یک نیروگاه هسته‌ای تجاری که برای مدت ۱ سال با توان ۱ گیگا وات کار می‌کند، پس از بازفراوری سوخت مصرف شده، تقریباً $۲m^{۳}$ پسماند جامد تولید می‌نماید.

پسماند مایع را قبل از جامدسازی به مدت حداقل ۶ سال انبار می‌کنند (شکل۱۶-۸) تا گرمای واپاشی آن تقریباً ۱۰ مرتبه کاهش یابد. پسماندهای نخستینِ بازفراوری سوخت نظامی ایالات متحده را به عنوان پسماند خنثی‌شده در مخازن با لفاف فولاد در منطقهٔ حفاظت شدهٔ هانفورد در شرق ایالت واشنگتن انبار می‌کردند. این مخازنِ بتون-آرمهٔ پوشیده از فولاد، ظرفیتی حدود ۵۰۰۰۰۰ تا ۱۰۰۰۰۰۰ گالن داشتند و امکان زدودنِ گرما و فراورده‌های رادیولیز از آنها پیش‌بینی شده بود. با

این‌همه، تاکنون چندین مورد خوردگی و رهایی پسماند در این مخازن رخ داده است. خوشبختانه، خاک اطراف این مخازن انتقال مواد رادیو اکتیو را کند ساخته است. یک طرح بهتر (و پرهزینه‌تر) برای مخازنِ انبارش، در سایت رودخانهٔ ساوانا[1] در کارولینای جنوبی به مرحلهٔ اجرا در آمده است که در آن، مخازنِ نوع – هانفورد، در داخل یک مخزن فولادی ثانوی قرار می‌گیرند. نگهداری پسماندهای اسیدی در این مخازن، با مسائل خوردگیِ مشاهده شده در مخزن‌های هانفورد مواجه نشده است.

جامدسازی پسماند در دو مرحله انجام می‌پذیرد؛ مرحلهٔ خشک (کلسینه) کردن و ورود مواد کلسینه به شیشهٔ بوروسیلیکات. خشک کردن می‌تواند به روش‌های گوناگون انجام شود ولی عمدتاً شامل حذف فراورده‌های فرّار مثل آب یا NO_3^- و تبدیل کلیهٔ گونه‌های موجود در HLW، به اکسیدهای پایدار جامد می‌باشد. سپس اکسیدها را با SiO_2, B_2O_3 و مانند آن مخلوط می‌کنند تا شیشهٔ بوروسیلیکات ایجاد شود و برای انبارش زیرزمینی آماده گردد (شکل ۱۶-۱۳).



شکل ۱۶-۱۳. نمودار طرح‌وار مراحل نهایی وارد ساختن پسماند شیشه‌ای به مخزن زیر زمینی.

[1]. Savannah

پسماند فرا اورانیم:

پسماند فرا اورانیم (TRU) از بازفراوری سوخت مصرف شده و مراکز تولید سوخت، تولید سلاح‌های هسته‌ای و «بازنشسته» کردن راکتورهای هسته‌ای یا مراکز چرخهٔ سوخت حاصل می‌گردد. TRU شامل لباس، آلات و ابزار و نظایر آنها از مراکز بازفراوری، به همراه پلوتونیم و سایر عناصر فرا پلوتونیم برگرفته در بازفراوری سوخت می‌باشد. به علت پایین بودن نسبی اکتیویتهٔ این پسماند، مراحل عمدهٔ فراوری قبل از انبارش، شامل کاهش حجم است. در ایالات متحده، این پسماند در یک مرکز نگهداری موقت، WIPP[1]، تأسیساتی زیرزمینی با بستر نمک نزدیک کارلسبد[2]، نیومکزیکو انبار می‌شود.

پسماند با فعالیت پایین:

پسماند با فعالیت پایین (LLW) شامل زبالهٔ خشک، کاغذ، پلاستیک، لباس‌های حفاظتی، مایعات آلی همچون نمونه‌های سوسوزن مایع، و غیره می‌باشد. LLW توسط هر مرکزی که با مواد رادیواکتیو سروکار دارد همچون نیروگاه‌های هسته‌ای، مراکز پزشکی، دانشکده‌ها، و همانند آنها تولید می‌گردد. در ایالات متحده، LLW تجارتی به یکی از سه سایت (بارنوِل، کارولینای جنوبی؛ ریچلند، ایالت واشنگتن؛ و کلایو، یوتا) ارسال می‌گردد. به علت وسعت محدود این سایت‌ها (و سایت‌های مشابه در سراسر جهان) و افزایش سریع هزینه‌های دفع پسماند، هدف اولیهٔ آمایش LLW قبل از دفع، کاهش حجم، با سوزاندن یا تراکم و بدنبال آن، بی‌حرکت ساختن پسماند است. برای جامدات نسوز، کاهش حجم می‌تواند با اوراق کردن مکانیکی، خرد کردن، ذوب کردن، یا حل کردن صورت بگیرد. برای مایعات نسوز می‌توان از تبخیر، کلسینه کردن، از صافی گذراندن، یا تغلیظ روی رزین‌های مبادله کنندهٔ یون، برای کاهش حجم استفاده کرد. مادهٔ قابل سوختن را تا حد خاکستر شدن اکسید می‌کنند. روش‌های مکانیکی کاهش حجم، حجم را ۵ تا ۱۰ بار کاهش می‌دهند در حالی‌که سوزاندن، حجم را می‌تواند ۵۰ تا ۱۰۰بار کاهش دهد. فراورده‌های کاهش حجم را با به‌کار بردن مصالح جاذب (ورمیکولیت، خاک رس، و غیـــره)، سیمـــان یا ماتریس‌های نمکی تثبیت می‌کنند.

---

1. Waste Isolation Pilot Plant
2. Carl sbad

دنباله‌های کانه‌آرایی:

دنباله‌های حاصل از استخراج و کانه‌آرایی اورانیم، حاوی کلیهٔ دختران اورانیم حاضر در سنگ معدن اولیه هستند. لذا دنباله‌های کانه‌آرایی دارای تقریباً ۷۰ درصد فعالیت اولیهٔ سنگ معـــدن هستند. ایـــن فعالیت، با نیمه‌عمر ^{۲۳۰}Th که تقریباً ۸×۱۰^{۴} سال است واپاشی می‌کند. خطر رادیولوژیکی، بیشتر در ^{۲۲۶}Ra و دختر آن ^{۲۲۲}Rn است. گاز خنثای ^{۲۲۲}Rn می‌تواند از دنباله‌ها فرار کند و ریسک رادیولوژیکی تنفسی ایجاد نماید. رادیونوکلیدهای دیگر، همچون ^{۲۳۰}Th یا ^{۲۲۶}Ra، می‌توانند بوسیلهٔ آب از دنباله‌ها شسته شوند و به بیوسفر انتقال یابند. خود دنباله‌ها، ذرات ریز ماسه‌شکلی هستند که می‌توانند بوسیلهٔ باد پراکنده می‌شوند. ترمیم سایت‌های حاوی دنباله‌های کانه‌آرایی، با ریختن ۳ تا ۸ متر خاک یا خاک‌رس اضافی بر روی آنها صورت می‌گیرد. این بار اضافی آزاد شدن Rn را کاهش می‌دهد شسته شدن را به حداقل می‌رساند و از پراکندگی توسط باد جلوگیری می‌کند.

اِفراز پسماند:

همانگونه که پیشتر گفتیم، به‌دلایل گوناگون، چرخهٔ سوخت هسته‌ای در ایالات متحده و اکثر راکتورهای جهان به روش «یک‌بار مصرف» مورد بهره‌برداری قرار می‌گیرد. لذا، نوکلیدهای بلند-عمر فرا اورانیم با فراورده‌های کوتاه-عمر شکافت در HLW و SNF مخلوط هستند. چون نگرانی از نبود برنامه‌های بلندمدت و کاملاً پذیرفته شده برای برخورد با این پسماند در حال افزایش است، توجه به *اِفراز* (جدا سازی شیمیایی) هسته‌های فرا اوانیم از پسماند و *تراریخت* آنها به نوکلیدهای کوتاه‌عمر با پرتودهی در شارهای نوترونی بالا، معطوف شده است. این مراحل انهدام پسماند را می‌توان در طراحی پیشرفتهٔ سیستم‌های راکتور یا طراحی‌های پیشرفته چرخهٔ سوخت نیز گنجاند. هدف‌های دیگرِ افراز، فراورده‌های مشکل‌ساز شکافت مثل $^{۹۹}Tc, ^{۱۲۹}I, ^{۹۰}Sr, ^{۱۳۴,۱۳۷}Cs$ هستند.

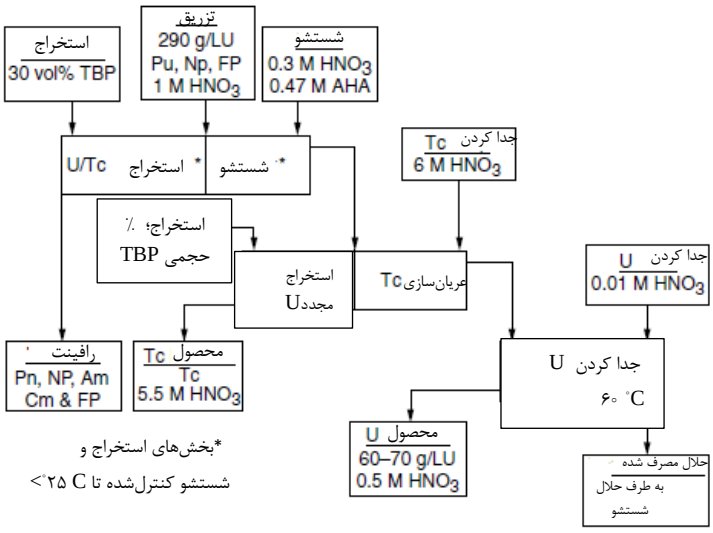
ابتدا باید گفت که در میان پژوهشگران، گروهی (بندیکت و همکاران۱۹۸۱/۱۳۶۰؛ بودانسکی، ۱۹۹۶/۱۳۷۵) این بحث را مطرح کرده است که آیا دستاوردهای کاهش سمیت رادیولوژیکی پسماند به مخارج و ریسک‌های اضافیِ ناشی از آمایش و سروکار بیشتر با پسماند می‌ارزند یا نه. خارج کردن اکتنیدها از یک مخزن پسماند، کاهش اندکی در ریسک بوجود می‌آورد زیرا اکتنیدها بِکُندی از مخزن به بیرون نفوذ می‌کنند. با افراز و تراریخت، چند مسئلهٔ دیگر بروز می‌کنند؛ از جمله: حجمِ بیشترِ پسماند، نیاز به تأسیسات بزرگ و پرهزینهٔ فراوری، افزایش شار نوترونی از پسماند، لزوم افزایش سپر حفاظتی، و امکان راهیابی پرتوزایی بیشتر به محیط‌زیست. یک مطالعه

در ایالات متحده پیشنهاد نموده است که از بین بردن ۹۹/۹ درصد اکتنیدها و ۹۵ درصد I و Tc، حداقلِ نیاز برای توجیه این تلاش است.

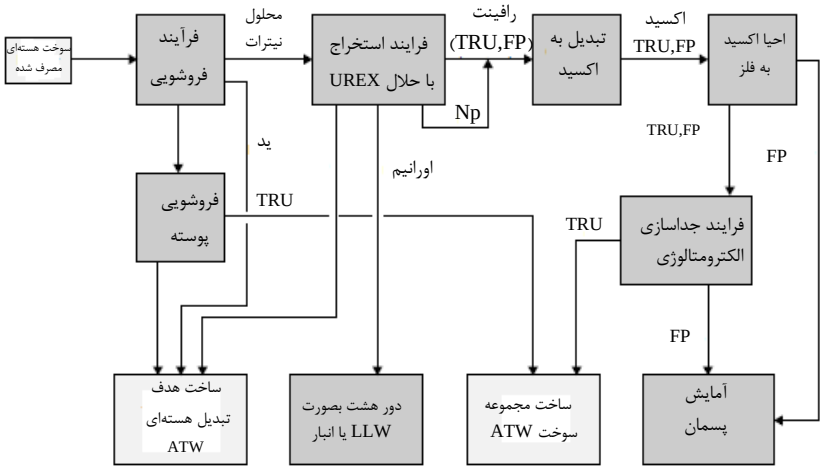
با این‌همه، ایالات متحده و دیگر کشورها، در حال توسعهٔ فرایندهای جداسازی شیمیایی دیگر برای رسیدن به این اهداف بوده اند. استرانسیم و سزیم را می‌توان با استخراج به کمک اترهای تاجدار، همچون دیتِرشِری بوتیل- دیسیکـــلوهگزانون – ۱۸– تاج– ۶ که می‌تواند ^{99}Tc را نیز استخراج کند، از HLW حذف کرد. در ایالات متحده، روش تحول یافته‌ای از فرایند پورکس برای بازفراوری سوخت مصرف شده تدوین شده است. این تغییر در فرایند پورکس به‌صورتی است که فقط U و Tc از فراورده‌های شکافت و هسته‌هایTRU - یعنی، Cm, Am, Pu Np, استخراج می‌شوند. این روش را روش اورکس[1] (استخراج اورانیم) می‌نامند. تلاش بر این است که بیش از ۹۹/۹ درصدِ U، و بیش از ۹۵ درصدِ Tc بازیابی شود و بیش از ۹۹/۹ درصدِ هسته‌های TRU در پسماند اسیدی رها شوند. تمام مواد شیمیایی بکار رفته در فرایند، متعاقباً در فرایند دیگری به گاز تبدیل می‌شوند تا پسماند به حد اقل برسد. یک جداسازی پورکس با به‌کاربردن ۳۰ درصد TBP در نفت چراغ و کار بر روی محلولی از سوخت مصرفی در اسید نیتریکِ ۱M و سپس اسید استوهیدروکزامیک (AHA)، مانستهٔ هیدروکسیل آمین، برای احیای NP(VI) به NP(V)ی استخراج‌ناپذیر و کمپلکس کردن Pu(IV) و Np(IV) برای جلوگیری از استخراج آنها به‌کار می‌رود. شکل‌های ۱۶-۱۴و ۱۶-۱۵ نمودار مراحل فرایند اورکس و موقعیت آن در کل آمایش پیشنهادیِ جدید سوخت مصرفی را نشان می‌دهند. کار دیگر در فرایندهای پیروشیمیایی شامل مراحل احیای الکتروشیمیایی در حمام‌های نمک مذاب، هم اکنون در جریان است.

---

[1]. Urex



شکل ۱۶-۱۴. نمودار مراحل فرایند اورکس.



شکل ۱۶-۱۵. نمایش طرحوار روش‌های جدید برای بازفراوری SNF.

تراریخت:

تراریخت، لفظی است مرتبط با مدیریت پسماندار‌ی برای توصیف یک فرایند هسته‌ای که در آن نوکلیدهای بلند-عمـــر بلند به‌وسیله واکنش‌های هسته‌ای به نوکلیدهای کوتاه- عمرتر تغییر می‌یابند. منابع ممکنِ ذرات بمبارانی، نوترون‌های حاصل از راکتورها یا شتابدهنده‌های خاصی هستند که برای تولید شارهای نوترونی بالا به‌وسیله واکنش‌هایی چون تلاشی ساخته شده‌اند. نوترون‌های سریع بعنوان پرتابه، مرجح‌اند زیرا بعضی از ایزوتوپ‌های مرتبط با اکتنیدهای Np، Cm، و Am با نوترون‌های حرارتی دستخوش شکافت نمی‌شوند. از طرف دیگر، ^{99}Tc و ^{129}I براحتی در شارهای حرارتی نابود می‌شوند. از تراریخت می‌توان برای نابودی پلوتونیمِ سلاح‌های هسته‌ای اوراق شده نیز استفاده کرد. البته، فراورده‌های شکافت یا واکنش حاصل از تراریخت رادیواکتیو بوده و تولید پسماند رادیواکتیو می‌کنند، اما نیمه‌عمرها کوتاه‌تراند.

توجه فعلی بر روش‌های استفاده از شتابگرهای ذرات باردار برای تراریخت متمرکز است. نوعاً، یک شتابگر برای تولید باریکه‌پروتون‌های ۱-GeV با شدت‌های ۱۰ تا ۲۰۰ میلی‌آمپر بکار می‌رود. باریکهٔ پروتون به یک هدفِ سربِ مایع یا هدف زود گدازِ سرب – بیسموت برخورد نموده از طریق تلاشی تولید ۳۰ تا ۴۰ نوترون سریع به‌ازای هر پروتون می‌کند. این نوترون‌های سریع (عمدتاً با انرژی ۱ تا ۱۰ MeV) در یک کند کنندهٔ گرافیتی که هدفِ Pb را احاطه کرده است کند می‌شوند. بعضی طرح‌ها، نوترون‌های‌شان در کندکننده باز هم سریع (۲۲۵ keV – ۷۵) است اما طرح‌های دیگر، نوترون‌ها را حرارتی می‌سازند. اکتنیدها و فراورده‌های شکـــافت که باید تراریخته شوند را در نمک‌های مذاب یا محیط‌های دیگر حل می‌کنند و انتقال وسیع حرارت را در کانال‌هایی که از میان کندکننده می‌گذرند، امکان‌پذیر می‌سازند. شارنوترون در کانال‌ها تقریباً $۱۰^{۱۵}$ تا $۱۰^{۱۶}$ نوترون بر سانتی‌مترمربع بر ثانیه می‌باشد.

تولید حرارت در کندکنندهٔ اطراف سوخت، نوعاً، ۷۵۰ تا ۱۵۰۰MW است. حرارت اضافی برای تولید برق بکار می‌رود که بخشی از هزینهٔ راندن تأسیسات را تأمین می‌کند. مادهٔ تراریخته تقریباً ۲۰ درصد پلوتونیم اولیه و اکتنیدهای فرعیِ مادهٔ ورودی را خواهد داشت و شامل اکتیویتهٔ قابل ملاحظه‌ای از فراورده‌های شکافت نیز خواهد بود. مادهٔ تراریخته را می‌توان در مخازن زیرزمینی دفن کرد، و خطر بلند- مدت مادهٔ داخل مخزن را کاهش داد. امکان‌سنجی کلی این تراریخت مبتنی بر شتابگرِ پسماند (ATW)، هنوز به اثبات نرسیده است.

۱۶ – ۷. شیمی راکتورهای در حال کار

مجموعهٔ پیچیده‌ای از فرایندهای شیمیایی در خلال بهره‌برداری از راکتورهای هسته‌ای رخ می‌دهد. تاکنون، توجه ما معطوف به فرایندهای شیمیایی، فیزیکی، و هسته‌ای رایج در سوخت و پیامدهای آنها بوده است. اکنون، توجه خود را به خنک کننده، کند کننده، و مواد راکتور و تغییرات آنها در اثر محیط شیمیایی نامساعد معطوف می‌کنیم. محیط راکتور دارای دماهای خنک کنندهٔ تا ۳۵۰ درجه سانتی‌گراد، فشار ۷۵ تا ۱۵۰ اتمسفر، و تابش شدید نوترون و γ است. پیچیدگی‌های بیشتر، ناشی از وجود دو فاز در BWR ها و استفاده از ترکیبات شیمیایی، نظیر B ، برای کنترل راکتیویتهٔ PWR ها هستند. در هر دو نوع راکتور، مشکل بالقوهٔ احتمال بروز خوردگی شدید وجود دارد (یک راکتور PWR در اوهایو برای تعمیر تانک فشار فولادی آن که توسط اسید بوریک خورده شده بود، سال‌ها تعطیل گردید).

۱۶-۷-۱. شیمیِ تابش خنک کننده‌ها

تقریباً ۲ درصد کل انرژی نوترون و پرتوِ γ رها شده در یک راکتور هسته‌ای در آب خنک کننده جذب می‌گردد که منجر به تجزیهٔ خود آب می‌شود. وضعیت در BWRها که در آنها شار پرتوِ γ نزدیک قلب راکتور تقریباً 10^8 R/h فوتون و شار نوترون حدود 10^9 R/h است، نگران کننده‌تر است (حضور یک گاز هیدروژن پرفشار در PWR ها برای تأخیر نسبی تجزیهٔ آب یا تولید گاز اکسیژن پیش‌بینی شده است). به‌دلیل رادیولیز آب خنک کننده، این انرژیِ ذخیره شده، تولید محیطی اکسیدکننده با ۱۰۰ تا ۳۰۰ ppb اکسیژن و پِر اُکسیدِ هیدروژن، و با غلظت‌های کمتری در فاز بخار، می‌نماید. فرایند عمده عبارت است از:

$$H_2O \rightarrow H^{\cdot} + OH^{\cdot}$$

این رادیکال‌ها برای تشکیل H_2 یا H_2O_2 وارد واکنش‌های زیر می‌شوند

$$H^{\cdot} + H^{\cdot} \rightarrow H_2$$
$$H^{\cdot} + OH^{\cdot} \rightarrow H_2O$$
$$OH^{\cdot} + OH^{\cdot} \rightarrow H_2O_2$$

O_2ی مولکولی با واکنش‌های زیر تولید می‌شود

$$H_2O_2 + OH^{\cdot} \rightarrow HO_2^{\cdot}$$
$$HO_2^{\cdot} + OH^{\cdot} \rightarrow H_2O + O_2$$
$$HO_2^{\cdot} + HO_2^{\cdot} \rightarrow H_2O_2 + O_2$$
$$H_2O_2 + HO_2^{\cdot} \rightarrow H_2O + {}^{\cdot}OH + O_2$$

و با واکنش زیر نابود می‌شود

$$O_2 + H^{\cdot} \rightarrow HO_2^{\cdot}$$

۱۶– ۷– ۲. خوردگی

اکسیژن و فراورده‌های رادیولیز، به لایه‌های بیرونی فولاد زنگ نزن یا آلیاژهای نیکلی بکار رفته در ساختار راکتور حمله کرده، تشکیل لایهٔ نازکی از اکسید بر سطح این اجزا می‌دهند. فراورده‌های خوردگی توسط آب خنک‌کننده از این لایهٔ نازکِ اکسید رها شده و با عبور از نزدیک قلب راکتور فعال می‌شوند. این فراورده‌ها می‌توانند بر روی سطوح سوخت در کانال‌های خـــنک‌کننده، و بر روی مواد راکتور رسوب کنند. این رسوب‌ها *کراد*[1] (رسوب‌های ناشناختهٔ رودخانهٔ چاک) نامیده می‌شوند. در PWRها ترکیب شیمیایی کراد $Ni_xFe_yO_4$است که در آن x/y = ۰/۲۵ و $x+y$ = ۳ است. در PWRها، کرادی که دارای ترکیبات بور هم باشد موجب پدیده‌ای بنام *بی‌هنجاری خارج از محور* (AOA) می‌گردد که انحراف غیرمنتظره‌ای از پیش‌بینی‌های توزیع توان در محور قلب راکتور در خلال کار است. چون این پدیده بخوبی شناخته نشده است، AOA توان عملیاتی چندین راکتور PWR را محدود می‌کند که نتیجهٔ آن بالا رفتن صورتحساب آب و برق و سایر خدمات مصرف کنندگان است.

تلاش‌هایی برای به حداقل رساندن خوردگی با کنترل شیمی آب خنک کننده انجام پذیرفته است. افزودنِ $LiOH$[2]، فاکتور pH را تا ۸ بالا می‌برد. «اکسیژن‌خور»هایی مثل هیدرازین نیز غلظت اکسیژن را کاهش می‌دهند.

---

[1]. Crud (Chalk River unidentified deposits)

۱۶-۷-۳. اکتیویتهٔ خنک کننده

وقتی فراورده‌های خوردگی بر سطوح سوخت می‌نشینند، با گیراندازی نوترون فعال می‌شوند. بعضی از مهمترینِ این اکتیویته‌ها $^{55}Fe, ^{63}Ni, ^{60}Co, ^{54}Mn, ^{58}Co, ^{59}Fe$ هستند. پس این رادیونوکلیدها در خنک‌کنندهٔ راکتور دیده خواهند شد.

فراورده‌های شکافت می‌توانند از نقاط معیوب میله‌های سوخت یا از اورانیم سرگردان در سامانهٔ غلاف سوخت رها شوند. شکافت-پاره‌های فرّار یُدِ ۱۳۱ تا ۱۳۵ (و در مورد بخار آب BWR، ^{89}Kr، $^{137,138}Xe$) از اهمیت خاصی برخوردارند. کاتیون‌ها شامل ایزوتوپ‌های Sr و Cs هستند، که به همراه ^{129}I و ^{99}Tc حضور دارند. با استفاده از نسبت ایزوتوپ‌های کوتاه-عمر به ایزوتوپ‌های بلند-عمر همچون نسبت $^{131}I/^{133}I$ می‌توان سرمنشأ رها شدن فراوردهٔ شکافت را، با این فرض که گونه‌های با عمر کوتاه فقط می‌توانند زاییدهٔ سوخت سرگردان یا درزهای بزرگ در مجموعهٔ سوخت باشند، تعیین کرد.

ناخالصی‌های موجود در آب و فراورده‌های فعال‌شدهٔ آب نیز در رادیواکتیویتهٔ آب خنک‌کننده سهیم‌اند. تریتیم با بهرهٔ پایین (تقریباً ۰/۰۱ درصد)، یک محصول شکـــافت است که می‌تواند با فعال ساختن ناخالصی‌های بور یا ^{6}Li موجود در PWR ها به بیرون سوخت نشت کند.

^{24}Na و ^{38}Cl به‌وسیله فعال‌سازی نوترونی ناخالصی‌های آب تولید می‌شوند. در BWRها، منبع اصلی میدان‌های تابشی در سامانه‌های خنک کننده و بخار آب در خلال کار عادی راکتور، ^{16}N با نیمه‌عمر ۷/۱ ثانیه است. این نوکلید توسط واکنش $^{16}O(n,p)^{16}N$ از نوترون‌های سریعی که با آب خنک کننده واکنش می‌کنند، تولید می‌گردد. این اکتیویتهٔ ^{16}N می‌تواند به‌صورت NO_2^-, NO_3^- در خنک کننده و NH_4^+ در بخار آب باشد.

مسائل

۱. الفاظ یا مفاهیم زیر را تعریف یا توصیف کنید: (الف) کراد، (ب) بی‌هنجاری خارج از محور، (پ) تراریخت پسماند با شتابگر، (ت) فرایند اورکس، (ث) LLW، (ج) TRU، (چ) HLW، (ح) SNF، (خ) فرایند پورکس (د) مرحلهٔ واپسین چرخهٔ سوخت و (ذ) فرایند گرمایشی.

۲. الفاظ یا مفاهیم زیر را تعریف یا توصیف کنید: (الف) کیک زرد (ب) اکسید نارنجی (پ) نمک سبز.

۳. از آنجا که UO_2 می‌تواند مستقیماً به UF_6 تبدیل گردد، چرا اول به UF_4 تبدیل می‌شود و سپس UF_6 ؟

۴. معادلات متوازن شیمیایی را برای سه روش مختلف تولید اورانیم فلزی بنویسید؟

۵. UO_2 به‌راحتی در اسید نیتریک حل می‌شود. چرا این اتفاق در اسید هیدروکلریک نمی‌افتد؟

۶. با فرض G = ۱/۵۹ برای تولید گاز هیدروژن از طریق پرتودهی TBP با الکترون‌های ۱MeV، آهنگ تحول گاز هیدروژن را در یک لیتر TBP که به مدت ۱ ساعت با آهنگ دز ۲۰۰W/L پرتودهی می‌شود، در شرایط متعارفی حساب کنید.

۷. نمودار مراحل فرایند پورکس را مانند شکل ۱۶-۱۰ رسم کنید. حجم‌های نسبی همهٔ جریان‌ها را طی فرایند با استفاده از داده‌های مراجع مندرج در کتاب تخمین بزنید.

۸. مثال‌های پسماندهای پرتوزای زیر را در نظر گرفته، چگونگی دفع آنها را مورد بحث قرار دهید:

الف. محلول‌های آبی حاوی ۱ mCi از ^3H از یک آزمایشگاه تحقیقاتی
ب. گازی که از حل ۱ کیلوگرم سوخت پرتو دیدهٔ راکتور بیرون می‌آید
پ. رزین مبادله کنندهٔ یون به‌کار رفته برای تصفیهٔ آب خنک‌کنندهٔ یک راکتور تحقیقاتی با قدرت ۱ MW.

۹. ۵۰۰ گرم اورانیم طبیعی در یک شارنوترونی $۱۰^{۱۳}$ نوترون بر سانتی‌مترمربع بر ثانیه پرتودهی می‌شود. گرمای خروجی از این ماده را پس از خنک شدن به مدت ۱ هفته، ۱ ماه و ۱ سال حساب کنید.

۱۰. بیشینه ضریب نظری جداسازی $He^{۴}$ و $He^{۳}$ با دیفوزیون گازی چیست؟

۱۱. اگر یک مرکز دیفوزیون گازی با نسبتِ ۵، اورانیم ۲۳۵/۲۳۸ تولید کند، نسبت انتظاریِ ۲۳۴/۲۳۵ در مادهٔ حاصل چه خواهد بود؟

۱۲. برتری نسبی کاربرد LiOH، NaOH ، یا KOH را برای کنترل pH در آب خنک‌کنندهٔ راکتور، به‌صورت کمّی مورد بحث قرار دهید.

۱۳. در راکتورهای مبتنی بر چرخهٔ سوخت Th، عنصر $Pa^{۲۳۳}$ تولید می‌شود. شاکلهٔ رادیوشیمی این رادیونوکلید را مورد بحث قرار دهید.

مراجع

Benedict, M., T. H. Pigford, and H. W. Levy. *Nuclear Chemical Engineering*. 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 1981.

Bodansky, D. *Nuclear Energy-Principles, Practices and Prospects*, AIP. Woodbury, NY, 1996.

Murray, R. L. *Understanding Radioactive Waste*, 5th ed., BMI, Columbus, 2003.

Saling, J. H. and A. W. Fentimann, Eds. *Radioactive Waste Management*, 2nd ed. Taylor & Francis New York, 2001.

Wymer R. G. and B. L. Vondra. *Light Water Reactor Nuclear Fuel Cycle.* CRC, Boca Raton. FL, 1981.

کتاب شناسی

Bowman, C. D. Accelerator-Driven Systems for Nuclear Waste Transmutation, *Ann.* Rev. *Nucl. Part. Sci*. **48**. 505(1998).

Choppin, G., J. O. Lilijenzin, and J. Rydberg. *Radiochemistry and Nuclear Chemistry*, 3rd ed., Butterworth-Heinemann. Woburn, 2002.

Eisenbud, M. *Environmental Radioactivity*, 3rd ed., Academic, Orlando, 1987.

Glasstone, S. *Sourcebook on Atomic Energy*, 3rd ed., Van Nostrand, New York, 1967.

Line, C. C. *Radiochemistry in Nuclear Power Reactors*, NAS-NS-3119, National Academy Press Washington, 1996.

National Research Council, *A Study of the Isolation System for Geologic Disposal of Radioactive Waste*, National Academy Press, Washington, 1938.

Peterson. S. and R. G. Wymer. *Chemistry in Nuclear Technology*. Addison-Wesley, Reading, MA, 1963.

Roberts, L. E. J. Radioactive Waste Management, Ann. *Rev. Nuvl. Part. Sci.* **40**, 79(1990).

فصل ۱۷

برهم‌کنش تابش با ماده

۱۷-۱. مقدمه

تا اینجا، گذارها و واکنش‌های هسته‌ایِ تولید کنندهٔ انواع تابش‌های هسته‌ای را توصیف کرده‌ایم. تابش از هستهٔ مبدأ به خارج منتشر می‌شود و با مواد دیگر سرِ راهِ خود برهم‌کنش می‌کند. این برهمکنش‌های با مادهٔ خارجی به ما اجازه می‌دهند که تابش و آثار آن را مشاهده و طبیعتِ گذار داخل هسته را تعیین کنیم. برهم‌کنش تابش با ماده همچنین موجب تغییرات شیمیایی فیزیکی و می‌گردد که مورد توجه عامه است. اصول کارِ آشکارسازهای تابش‌های هسته‌ای را مشخصاً در فصل بعد ارائه خواهیم کرد، ولی ابتـدا برهمکنش‌های بنیـــادین تابش هسته‌ای با ماده را بررسی می‌کنیم.

بدیهی است که ذرات تابشی (سوای نوترون) عمدتاً با الکترون‌های مقید برهمکنش می‌کنند. به عنوان مثال، اتـــم سیلیکون شامل ۱۴ الکترون در کره‌ای به شعـــاع ۰/۱۲ nm است که معرف یک سطـــح مقطع هندسی $۴/۵\times۱۰^{-۲۰}\,m^۲$ می‌باشد. هستـــه در مرکز کرهٔ یاد شده، شعاعی معادل ۳/۶ fm دارد و سطح مقطع هندسیِ آن $۴/۱\times۱۰^{-۲۹}\,m^۲$ است. احتمال هندسی برخورد با الکترون‌ها در یک اتم چیزی در حدود ۹ مرتبهٔ بزرگی بیش از برخورد با هسته است. الکترون پراکنده، اتم اولیه را

ترک و یک زوج یون تولید می‌کند. برهم‌کنشِ یک تک-ذرهٔ تابش هسته‌ای می‌تواند منجر به ده‌ها یا صدها هزار زوج یون شود، و لذا تابش هسته‌ای را معمولاً تابش یونیزان می‌نامند.

از ابتدای بررسی برهم‌کنش تابش با الکترون‌ها، می‌توانیم تابش هسته‌ای را مطابق جدول ۱۷-۱ به چهار رده تقسیم‌بندی کنیم. پراکندگی کلی ذره توسط الکترون، عمدتاً با جرم و بار ذره تعیین می‌شود. لذا، ذرات باردار سنگین سعی خواهند کرد بدون از دست دادن انرژی زیاد، الکترون‌های سبک را بشدت پراکنده سازند، درحالی که برخورد الکترون با یک الکترون دیگر منجر به تقسیم انرژی خواهد شد، و فوتون می‌تواند توسط یک تک-الکترون مقید پراکنده یا حتی جذب گردد. نوترون‌ها فقط بگونهٔ خیلی ضعیفی از طریق گشتاور مغناطیسی کوچکشان با الکترون‌ها برهم‌کنش می‌کنند و عمدهٔ برهم‌کنش‌شان با هسته هاست. (همانگونه که بعداً خواهیم دید، نوترون‌ها قدرت نفوذ بسیار بالایی دارند و آشکارسازی آن‌ها به دلیل احتمال پایین برخوردشان با هسته مشکل است). به عنوان یک قاعدهٔ کلی، سرانجامِ همهٔ برهم‌کنش‌ها، آزاد کردن الکترون‌های پر انرژی است. ذرات باردار سنگین و اتم‌های پس‌زده، الکترون‌ها را پراکنده می‌کنند. الکترون‌ها با ماده برهم‌کنش می‌کنند تا ذرات باردار متحرک بیافرینند، در حالی که نوترون‌ها هسته‌ها را پس می‌زنند و فوتون‌ها، الکترون‌ها را به حرکت در می‌آورند.

برهم‌کنش هر ردهٔ تابشی را با شروع از ساده‌ترین آن‌ها، یعنی ذرات بارداری که سنگین‌تر از الکترون هستند بررسی می‌کنیم. خواهیم دید که وقتی این تابش‌ها از میان مواد گوناگون می‌گذرند، چه اتفاقی می‌افتد. تابش معمولاً از لایه‌های اتمی بسیاری عبور می‌کند، لذا معمولاً می‌توان فرض کرد که اتم‌ها به صورت کاتوره‌ای در فضا توزیع شده‌اند. این فرض قطعاً برای مایعات و گازها درست است، اما جامدات معمولاً دارای یک ساختار منظم کریستالی یا شبکه‌ای هستند. مادهٔ جامدی که در زندگی روزمره با آن روبرو هستیم در مقیاس میکروسکوپیکی قطعاً دارای یک ساختار شبکه‌ای است، اما تقریباً همهٔ مواد در یک مقیاس بزرگ‌تر، پلی‌کریستالی هستند. لذا، تابش‌هایی را که ما معمولاً بررسی می‌کنیم از مرزهای کریستالی زیادی در مواد عادی عبور می‌کنند. استثناها، تک-کریستال‌های سیلیکون، ژرمانیم، یا مواد خاص دیگری هستند که در آشکارسازهای نیمرسانا به کار می‌روند که متکی بر ویژگی‌های الکترونیکی آنها می‌باشند. باید از سمتگیری محورهای کریستالی در این ابزار نسبت به راستای انتشار تابش آگاه بود.

جدول ۱۷-۱. رده‌های ذرات برای برهمکنش با ماده.

ذرات باردار	ذرات بدون بار
پروتو ن، یون‌های سنگین	نوترون
الکترون	پرتوهای- γ

همچنین پیش از شروع بحث، باید کمیتی به نام چگالی سطحی تعریف کنیم. گفتیم که تابش یونیزان از مقدار زیادی ماده می‌گذرد و گاهی حتی به‌طور کامل از یک جسم عبور می‌کند. تا آنجا که به تابش مربوط است، می‌توان تصور کرد که یک قطعهٔ جامد را آن‌قدر متراکم کنیم که به صورت یک ورقهٔ نازک دو بعدی در آید. منشأ این مفهوم در آزمایش‌های اولیهٔ با پرتوهای α نهفته است که در آن‌ها به پولک‌های بسیار نازک فلزی نیاز بود. طولِ x و عرضِ y ی چنین پولک‌های نازکی را به راحتی می‌توان اندازه گرفت، اما اندازه‌گیری ضخامت z بدون تخریب پولک بسیار مشکل است. از طرف دیگر، جرم m پولک را می‌توان نسبتاً به‌آسانی تعیین کرد و سپس ضخامت را با به‌کار بردن چگالی ماده محاسبه نمود. به عنوان مثال، اگر پولک از یک عنصر خالص شیمیایی ساخته شده باشد، و در نتیجه، چگالی آن معلوم باشد، خواهیم داشت:

$$\text{ضخامت خطی} = z = \frac{\left(\frac{m}{x \times y}\right)}{\rho} = \frac{\text{چگالی سطحی}}{\text{چگالی}}$$

که در آن ρ چگالی (و البته، دارای دیمانسیون جرم بر حجم) است. کمیت اندازه‌گیری شدهٔ جرم بر واحد مساحت غالباً برای معرفی پولک‌های نازک مواد خالص به‌کار می‌رود. این کمیت را چگالی سطحی می‌نامند. دیمانسیون نوعی برای موادی که ممکن است در آزمایش‌ها به‌کار ببریم mg/cm^2 است. بنابراین، اگر چگالی یک فلز نوعی در گسترهٔ $5-10\, g/cm^3$ باشد، ضخامت یک پولک نوعی از مرتبهٔ کسرهایی از میلی‌متر است.

مسئلهٔ نمونه: یک بسته کاغذِ نامه با اندازهٔ استاندارد (در ایالات متحده) ۲/۲۶ کیلوگرم وزن دارد. چگالی سطحی یک برگ این کاغذ چقدر است؟

حل: به یاد داشته باشید که یک بسته کاغذ دارای ۵۰۰ برگ است، لذا چگالی سطحی یک برگ صرفاً عبارت است از:

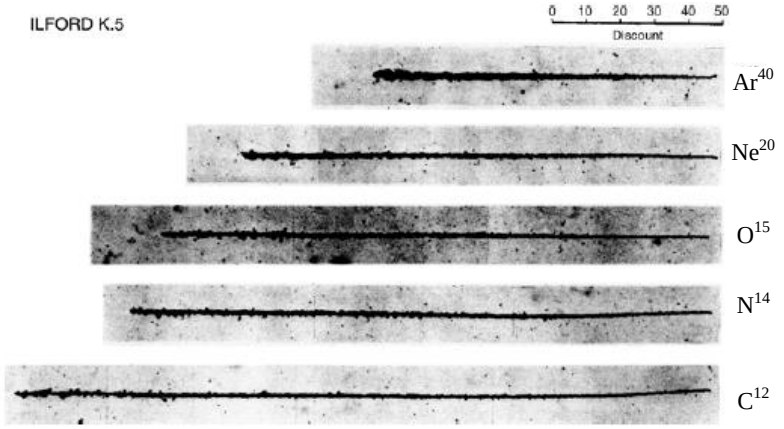
$$A = \text{مساحت سطح /جرم کل}$$

$$A = ۲۲۶\circ g \Big/ \left[\left(۵\circ\circ \times ۸/۵\, in. \times ۱۱\, in. \right) \times \left(۲/۵۴\, cm/in. \right)^{۲} \right] \times ۱\circ\circ\circ\, mg/g = ۷/۵\, mg/cm^{۲}$$

۱۷-۲. ذرات باردار سنگین $(A \geq ۱)$

پیشروی هر نوع تابش یونیزانی را در ماده می‌توان به‌صورت یک رشته پاره-خط‌های مستقیم بین رخدادهای پراکندگی تصور کرد. رخدادهای پراکندگی عمدتاً شامل الکترون‌ها هستند. لذا کل مسیر از این پاره-خط‌ها تشکیل می‌شود، و مسیر طی شدهٔ ذره در ماده بستگی به سینماتیک این رخدادهای پراکندگی دارد. پراکندگی کشسان البته، تابع پایستگی تکانه و انرژی است، لذا باید انتظار داشت که جرم ذره نقش بسیار بزرگی در تعیین ویژگی‌های کلی مسیر ذره ایفا کند.

ردّ پاهای چند ذرهٔ باردار سنگین که در یک فیلم عکاسی متوقف شده‌اند در شکل ۱۷-۱ نشان داده شده‌اند. فیلم عکاسی، موسوم به امولسیون هسته‌ای، به یونشِ ناشی از حرکت ذرات باردار حساس است.



شکل ۱۷-۱. مسیرهای یونش به‌جا مانده از ذرات باردار سنگین (با انرژی اولیهٔ نوکلئون/۱۰MeV) وقتی در فیلم عکاسی نفوذ می‌کنند. یون‌ها با الکترون‌های اتمی امولسیون برهم‌کنش کرده تولید زوج یون در امولسیون و «تأثیر» بر آن می‌کنند و مسیرها پس از ظهور فیلم نمایان می‌شوند. [برگرفته از: Knoll, 2000]

معمولاً، «تأثیر» فوتون‌های مرئی بر فیلم عکاسی تولید فوتوالکترون است، و یونش از طریق فرایندِ ظهور به «عکس» تبدیل می‌شود. همهٔ یون‌های باردار سنگینی که ما باید بررسی کنیم، دارای بارهای مثبت هستند. همانگونه که از شکل ۱۷-۱ ملاحظه می‌شود، یون‌های باردار پر انرژی در عبور از ماده اساساً مسیرهای مستقیمی را می‌پیمایند و انرژی جنبشی خود را در برخورد با الکترون‌های اتمی از دست می‌دهند. در مقایسه، خیلی به ندرت یک یون توسط پتانسیل کولنی هسته‌ها پراکنده می‌شود، و واکنش هسته‌ای حتی با احتمال کم‌تری رخ می‌دهد. وقتی انرژی جنبشی اولیهٔ ذرهٔ باردار سنگین کمتر از سد کولنی است، واکنش‌های هسته‌ای را باید مستثنی کرد (ر. ک فصل ۱۰). لذا، یون‌ها با تعداد بسیار زیادی الکترون برهم‌کنش می‌کنند و ما می‌توانیم رفتار میانگین یون‌ها را هنگام عبور از ماده بررسی کنیم.

آهنگ از دست دادن انرژی ذرات بار در عبور از یک مادهٔ معلوم را *توان ایستانندگی*[1] آن ماده می‌نامند. توان ایستانندگی از دو بخش تشکیل می‌شود، توان ایستانندگی الکترونیکی ناشی از برهم‌کنش با الکترون‌های اتمی ماده، و توان ایستانندگی هسته‌ای. بنابراین

$$-\frac{dE}{dX} = S_{\text{الکترونی}} + S_{\text{هسته‌ای}} \approx S_{\text{الکترونی}} \qquad (۱۷.۱)$$

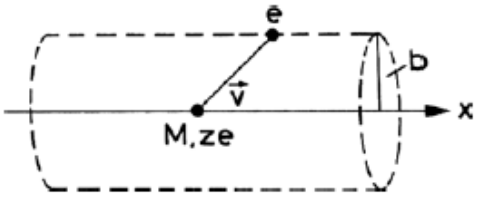
زیرا توان ایستانندگی الکترونیکی همیشه بسیار بزرگ‌تر از توان ایستانندگی هسته‌ای است. (باید متذکر شد که بعضی مؤلفان لفظ «ایستانندگی هسته‌ای» را نه برای فرایندهای هسته‌ای که برای فرایندهای پراکندگی اتمی مغزی‌های خنثا شده در منتها الیهِ بردشان به‌کار می‌برند). توجه داشته باشید که علامت منها در جلوِ آهنگ اتلاف انرژی برای نشان دادن این است که یون‌ها در حال از دست دادن انرژی جنبشی هستند. البته توان ایستانندگی هسته‌ای صفر نیست، زیرا می‌دانیم که واکنش‌های هسته‌ای در عین کمیاب بودن، رخ می‌دهند. توان‌های ایستانندگی توابعی از جرم، بار و سرعت یون، عدد اتمی و چگالی محیط هستند.

نیلز بور پیشنهاد کرد که آهنگ اتلاف انرژی را می‌توان در تصویر خیلی ساده‌ای به صورت رشته‌تکان‌هایی که توسط یون به تک-تک الکترون‌ها داده می‌شود، تخمین زد. فرض کنید یک یون در مسیری مستقیم از کنار یک الکترون عبور می‌کند (شکل ۱۷-۲). تکان خالص، در راستای

---

[1]. Stopping Power

عمود بر مسیر یون بر الکترون وارد خواهد شد، زیرا هر تکانِ ناشی از نزدیک شدن یون، با تکانِ ناشی از دور شدن آن خنثا خواهد شد.



شکل ۱۷-۲. مسیر یک یون که از جلو یک الکترون می‌گذرد. [اقتباس از: Leo,1987]

می‌توان نشان داد که انرژی جذب شده توسط یک تک- الکترون و در نتیجه، از دست رفته توسط یک یون در خلال یک برخورد، بستگی به پارامتر برخورد b به صورت زیر دارد:

$$\Delta E(b) = \frac{2q^2e^4}{m_e v^2 b^2} \qquad (۲.۱۷)$$

که در آن q بار یون (گاهی برابر با عدد اتمی)، v سرعت یون، و m_e جرم الکترون است. این عبارت را می‌توان با ضرب چگالی عددی الکترون، N_e، در عنصر حجم، یعنی؛

$$-dE(b) = \Delta E(b)\, N_e dV = \Delta E(b)\, N_e 2\pi db\, dx \qquad (۳.۱۷)$$

با به کار بردن مختصات استوانه‌ای پارامتر برخورد و انتخاب x در امتداد مسیر یون، به یک عبارت دیفرانسیلی تبدیل کرد. این عبارت را نباید از $b = 0$ تا $b = \infty$ بلکه فقط در گسترهٔ از b_{min} تا b_{max}، که مناسبِ با فرض‌های اولیهٔ مرتبط با یون و الکترون هستند، انتگرال گرفت، به‌گونه‌ای که:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi q^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \qquad (۴.۱۷)$$

کمینه پارامتر برخورد، متناظر با برخوردهایی است که در آنها بیشینه مقدار انرژی جنبشی به الکترون منتقل می‌گردد. بر اساس پایستگی تکانه، بیشینه انرژی الکترون $W_{\max} = \left(\frac{۱}{۲}\right) m_e (۲\gamma v)^۲$ است که به علت جرم پایین الکترون، ضریب نسبیتی γ را وارد کرده‌ایم. به یاد داشته باشید که:

$$\gamma = \sqrt{\frac{۱}{۱-\beta^۲}} \quad \text{و} \quad \beta = \frac{v}{c}$$

لذا، با جایگزینی در عبارت اتلاف انرژی در یک پارامتر برخورد معین:

$$\Delta E\left(b_{\min}\right) = \frac{۲q^۲e^۴}{m_e v^۲ b_{\min}^۲} = ۲\gamma^۲ m_e v^۲ \qquad (۵.۱۷)$$

خواهیم داشت

$$b_{\min} = \frac{qe^{\,۲}}{m_e v^۲ \gamma} \qquad (۶.۱۷)$$

بیشینه پارامتر برخورد را باید از ملاحظات دیگری تخمین زد. اساس این فرایند این است که یون با سرعت از کنار الکترون عبور و یک تکان شدید به آن وارد می‌کند. الکترون‌ها در قید اتم‌ها هستند و لذا با بسامدها یا مقیاس‌های زمانی خاص خود در حال گردش اند. به این ترتیب، مدت زمانی که طول می‌کشد تا یون از اتم عبور کند باید کمتر از زمان میانگین یک گردش الکترون باشد؛ در غیر این صورت، برخورد بی‌دررو یا «سریع» نخواهد بود. مدت زمان عبور یون را می‌توان با نسبتِ پارامتر برخورد به سرعت یون تقریب زد. مدت زمان میانگین یک گردش الکترون به وضوح بستگی به عنصر شیمیایی خواهد داشت، همچنانکه شعاع و سرعت میانگین وجود خواهند داشت، لذا

$$\frac{b_{\max}}{\gamma v} \le \frac{R_{\mathrm{e}}}{v_{\mathrm{e}}} = f(Z) \qquad (۷.۱۷)$$

که در آن $f(Z)$ تابعی از عدد اتمی مادهٔ ایستاننده است. به این ترتیب، می‌توان این حدود را با هم ترکیب کرد و عبارت مربوط به توان ایستانندگی یا آهنگ اتلاف انرژی را برای به دست آوردن فرمول کلاسیک بور پیدا کرد:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{بور}} = \frac{۴\pi q^۲ e^۴}{m_e v^۲} N_e \ln \frac{\gamma^۲ m_e v^۲ f(Z)}{qe^۲} \qquad (۸.۱۷)$$

این عبارت با عبارتی که براساس انتقال تکانه در یک فرمول‌بندی صحیح مکانیک کوانتومی توسط بته[1] و بلاخ[2] به دست آمده، جایگزین شده است. عبارت آن‌ها با شکل بسط یافتهٔ چگالی عددی الکترون به صورت زیر است:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{بته - بلاخ}} = ۴\pi N_A r_e^۲ m_e c^۲ \rho \frac{Zq^۲}{A\beta^۲}\left[\ln\left(\frac{W_{\max}}{I}\right) - \beta^۲\right] \qquad (۹.۱۷)$$

که در آن N_A عدد آووگادو، r_e شعاع کلاسیک الکترون، ρ چگالی مادهٔ ایستاننده با عدد اتمی Z، عدد جرمی A و پتانسیل یونش I است. W_{max} نیز بیشینه انتقال انرژی است که در بالا به آن اشاره شد. همانگونه که انتظار می‌رود، ساختار این عبارت خیلی شبیه فرمول کلاسیک است اما دارای یک جملهٔ اضافی در لگاریتم می‌باشد. فرمول‌های گوناگونی برای بیان تغییر میانگین پتانسیل یونش عناصر شیمیایی وجود دارند. به‌عنوان مثال، عبارت‌های

$$\begin{aligned} I/Z &= \left(۱۲ + ۷Z^{-۱}\right) eV \qquad Z < ۱۳ \\ &= \left(۹/۷۶ + ۵۸/۸ Z^{-۱/۱۹}\right) eV \qquad Z \geq ۱۳ \end{aligned} \qquad (۱۰.۱۷)$$

نتایجی هستند که با برازش تجربی داده‌ها به دست آمده‌اند، اما باید توجه داشت که تغییر می‌تواند بسته به چگونگی پر شدن پوسته‌ها خیلی پیچیده باشد.

---

1. Bethe
2. Bloch

مسئلهٔ نمونه: توان ایستانندگی فلز بریلیم را برای یون‌های O^{8+}_{18} با انرژی جنبشی $540\,MeV\,(E/A=30\,MeV)$ با استفاده از فرمول بته – بلاخ محاسبه کنید.

حل: با پیدا کردن برخی ثابت‌های لازم، چگالی فلز بریلیم $1/85\,g/cm^3$ و Z = ۴ است و لذا پتانسیل یونش را می‌توان به صورت زیر تخمین زد:

$$I/Z=\left(12+7Z^{-1}\right)eV=13/75\,eV$$
$$I=55eV$$

مقادیر بتا و گاما برای یون را می‌توان از عبارت‌های نسبیتی (که در جای دیگری به دست آمده‌اند) پیدا کرد:

$$\beta=\left[1-\left(m_0^2/\left(m_0c^2+(E/A)\right)\right)\right]^{1/2}$$
$$\beta=\left[1-\left(931/5/\left(931/5+(30)\right)\right)\right]^{1/2}=0/1766$$
$$\gamma=\left[1/\left(1-\beta^2\right)^{1/2}\right]=1/01598$$

مقدار W_{max} به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$W_{max}=2m_ec^2\left(\gamma\beta\right)^2$$
$$=2\times0/511MeV\left(1/01598\times0/1766\right)^2=0/03291MeV$$

و در نهایت، عبارتِ با ثابت‌های محاسبه شده چنین است:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{بته-بلاخ}}=0/3071\frac{MeV\cdot cm^2}{g}\rho\frac{Zq^2}{A\beta^2}\left[\ln\left(\frac{W_{max}}{I}\right)-\beta^2\right]$$
$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{بته-بلاخ}}=0/3071\frac{MeV\cdot cm^2}{g}\qquad\left(1/85\,g/cm^3\right)$$
$$\times\frac{8^2}{9\left(0/1766\right)^2}\left[\ln\left(\frac{0/03291MeV}{55\times10^{-6}\,MeV}\right)-0/1766^2\right]$$
$$=518/0MeV\times\left[\ln\left(598/4\right)-0/03119\right]=3/3GeV/cm$$

توجه کنید که این جواب نشان می‌دهد که یک یون فقط با انرژی جنبشی ۵۴۰ MeV همهٔ انرژی خود را از دست خواهد داد و پیش از اینکه حتی کسری از مسافت ۱ سانتی‌متری را بپیماید متوقف خواهد شد. همانگونه که بعداً خواهیم دید، برای تعیین برد پیش‌بینی شده باید از این‌عبارت انتگرال گرفت.

شکل نوینِ توان ایستانندگی شامل دو تصحیح است. تصحیح اول مربوط به انرژی‌های بالاست که قطبش الکترون‌ها توسط میدان الکتریکی یون متحرک سعی به استتار الکترون‌های دور دارد؛ این تصحیح بستگی به چگالی الکترون دارد؛ کاهنده است و با نماد δ نشان داده می‌شود. تصحیح دوم مربوط به انرژی‌های پایین است که برخوردها، در شباهت با حد بکار رفته توسط بور، دیگر بی دررو[1] نیستند. این تصحیح را تصحیح پوسته‌ای می‌نامند زیرا به سرعت‌های مداری الکترون‌ها بستگی دارد. این تصحیح نیز کاهنده است و با نماد C نشان داده می‌شود. اگر همهٔ ثابت‌ها را حساب کنیم، در آن صورت شکل نوین به صورت زیر خواهد بود،

(۱۱ .۱۷)

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{بته - بلاخ}} = ۰/۳۰۷۱ \frac{MeV \cdot cm^۲}{g} \rho \frac{Zq^۲}{A\beta^۲}\left[\ln\left(\frac{W_{\max}}{I}\right) - \beta^۲ - \frac{\delta}{۲} - \frac{C}{Z}\right]$$

که اگر چگالی برحسب $g/cm^۳$ باشد، دارای دیمانسیون MeV/cm است. محاسبهٔ دقیق این تابع به‌دلیل تغییر پُرجزئیات پتانسیل یونش و دو عبارت تصحیحی، پیچیده است. خواننده را برای بحث بیشتر پیرامون فرمول‌های دقیق ضرایب تصحیحی به کتاب لئو[2]، ۱۳۶۶/ ۱۹۸۷ ارجاع می‌دهیم. در عمل، چند کد کامپیوتری و جداول تفصیلی برای توان‌های ایستانندگی وجود دارند. علاوه بر این، بعضی مؤلفان با تقسیم بر چگالی، ρ توان ایستانندگی جرمی را به کار می‌برند:

$$\frac{-۱}{\rho}\frac{dE}{dx}$$

[1]. Adiabatic
[2]. Leo

که دارای دیمانسیون $MeV-cm^2/g$ بوده، و برای مواد ترکیبی مفید است.
اگر به شکل این معادلات برای توان ایستانندگی دقت کنیم، ملاحظه می‌کنیم که همهٔ آن‌ها دارای بخشی هستند وابسته به یون متحرک و بخش دیگری وابسته به مادهٔ ایستاننده. چنانچه توجه خود را بر قسمت وابسته به یون متمرکز کنیم، ملاحظه خواهیم کرد که:

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{q^2}{v^2} \ln\left(\gamma^2 v^2\right) g\left(Z\right) \qquad (۱۲.۱۷)$$

که می‌توانیم ضرایب v^2 را، با اعمال مناسب فاکتورهای $\frac{1}{2} m_{\text{یون}}$، به انرژی جنبشی، E، تبدیل کنیم. تابع $g(Z)$ همهٔ تغییرات در مادهٔ جاذب را در خود جمع می‌کند. عبارت تجدید نظر شده نشان می‌دهد که نرخ اتلاف انرژی با جرم یون، تناسب مستقیم:

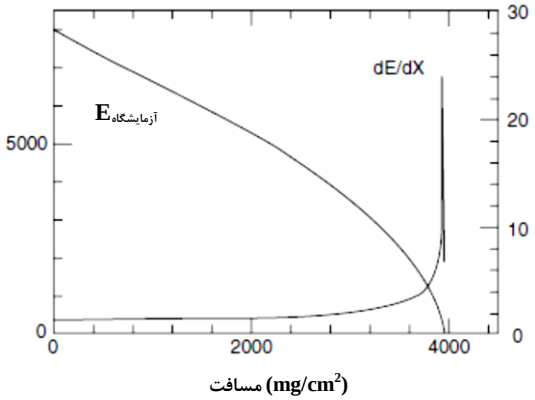
$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{Aq^2}{2E} \ln\left(\frac{\gamma^2 2E}{A}\right) g\left(Z\right) \qquad (۱۳.۱۷)$$

و با انرژی، تناسب معکوس خواهد داشت. در سرعت‌های پایین یون $\left(E/A < 10\, MeV/A\right)$، جملهٔ $\ln(\gamma^2 2E/A)$ تقریباً ثابت است و

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{Aq^2}{E} \qquad (۱۴.۱۷)$$

لذا، آهنگ اتلاف انرژی یونِ با انرژی بالاتر، کمتر از آهنگ اتلاف انرژی یون با انرژی پایین‌تر است. توجه داشته باشید که از عبارت‌های نسبیتی، γ^2, β^2 در پرانتز که تولید یک کمینه در تابع کامل نزدیک $\beta \sim 0/96$ و یک خیزش اندک در سرعت‌های بالاتر می‌کنند چشم‌پوشی کرده‌ایم. (ذرات با $\beta \sim 0/96$، *ذرات با کمترین یونش* نامیده می‌شوند). تناسب توان ایستانندگی با جرم و توان دوم بار یون به ازای یک انرژی جنبشی معین، اساس یک روش بسیار مؤثر برای شناسایی ذرات با استفاده از آشکارسازهای نیمرسانای سیلیکون است که در فصل ۱۸ بررسی خواهند شد.
حالا در موقعیتی هستیم که کند شدن یک ذرهٔ باردار را وقتی در ماده نفوذ می‌کند بررسی کنیم. انرژی جنبشی از طریق پراکندن الکترون‌ها از مسیر، اساساً مستقیم، یون تلف می‌شود. چنانچه

انرژی جنبشی اولیهٔ یون چند MeV/A یا بالاتر باشد، آهنگ اتلاف انرژی جنبشی با نفوذ یون به درون ماده به آرامی افزایش می‌یابد. به‌عنوان مثال، توان ایستانندگی فلز بریلیم برای یون بسیار پر انرژی ^{۴۰}Ar در شکل ۱۷-۳ به همراه انرژی باقی‌ماندهٔ یون نشان داده شده است.



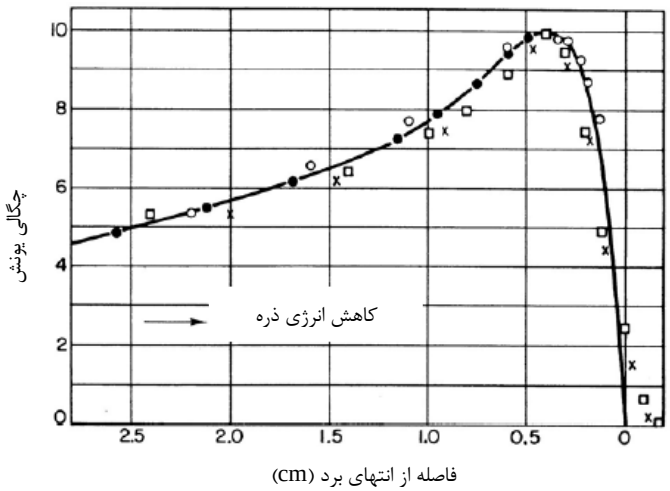
شکل ۱۷-۳. آهنگ اتلاف انرژی به صورت تـابعی از ضخامت برای یک پرتابهٔ ^{۴۰}Ar در فلز بریلیم (مقیاس طرف راست) برای یونی که با انرژی بسیار بالای GeV ۸ به پولک وارد می‌شود. انرژی جنبشی باقیمانده یون در مقیاس طرف چپ نشان داده شده است. دقت کنید که یون تقریباً ۲۱ میلی‌متر در فلز نفوذ می‌کند.

(مقیاس ضخامت را می‌توان با تقسیم چگالی در واحدهای مناسب به یک مسافت خطی تبدیل کرد.) توجه کنید که توان ایستانندگی در بخش بزرگی از مسیر یون نسبتاً ثابت است. انرژی جنبشی یون با حرکت ذره در ماده به‌طور یکنواخت کاهش می‌یابد. با وجود این، با نزدیک شدن سرعت یون به سرعت بور الکترون‌های اتمی، یعنی،

$$v_{\text{بور}} = \frac{Z\hbar}{m_e n a_\circ} = ۵/۵۱\times ۱۰^{-۳}\,\frac{Zc}{n}$$

دو تغییر رخ می‌دهد. با $\beta \to \circ$، آهنگ اتلاف انرژی به‌طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد، اما، مهم‌تر از آن، وضعیت بار الکتریکی بر روی یون و کاهش آن بر اثر جذب الکترون‌های مداری توسط یون است که باعث افت این آهنگ می‌گردد. همانگونه که در شکل۱۷-۳ نشان داده شده است، یون

در انتهای بُردش انرژی خود را بسرعت از دست می‌دهد و نسبتاً بسرعت متوقف می‌شود. اتلاف انرژی برای یک ذرهٔ آلفا در نزدیکی انتهای برد آن در شکل ۱۷-۴ نشان داده شده است.



شکل ۱۷-۴. چگالی یونش در امتداد مسیر یک ذرهٔ آلفا که در هوا باز می‌ایستد. قلهٔ بِرَگ در چگالی یونش مشهود است. [اقتباس از: M.G. Hollaway and M.S. Livingston, *phys. Rev.* 54, 18 (1938)]

قلهٔ حاصل در تابع اتلاف انرژی بلافاصله قبل از انتهای برد ذرهٔ باردار را *قلهٔ بِرَگ* می‌نامند. این واقعیت که ذرات باردار بخش اعظم انرژی جنبشی خود را در انتهای بردشان از دست می‌دهند، آنها را برای پرتودرمانی مفید می‌سازد.

تمام این عبارت‌ها برای توان ایستانندگی، تنها برای عناصر شیمیایی خالص معتبراند. توان ایستانندگی یک ترکیب یا هر مخلوط پیچیده‌ای، بستگی به چگالی کل و تعداد نسبی الکترون‌های هر عنصر شیمیایی خواهد داشت. با توجه به اینکه تــابش یونیزان معمولاً به مسافت‌های ماکروسکوپیکی خواهد رفت، می‌توانیم به یک روش متوسط‌گیری موسوم به *قاعدهٔ بِرَگ* متوسل شویم. توان ایستانندگی جرمی میانگین به صورت زیر است:

$$\left(\frac{۱}{\rho}\frac{dE}{dx}\right)_{\text{کل}} = \frac{w_۱}{\rho_۱}\left(\frac{dE}{dx}\right)_۱ + \frac{w_۲}{\rho_۲}\left(\frac{dE}{dx}\right)_۲ + \frac{w_۳}{\rho_۳}\left(\frac{dE}{dx}\right)_۳ + \cdots \qquad (۱۵ .۱۷)$$

که در آن $w_۱$، $\rho_۱$، و جز آن‌ها مربوط به کسر جرمی عنصر ۱ در کل مخلوط و چگالی عنصری آن است. عمل جمع بر روی همهٔ عناصر موجود در مخلوط صورت می‌گیرد. لذا، چنانچه مخلوط یک ترکیب خالص باشد، در این صورت تعداد هر عنصر در فرمول مولکولی را با هم ترکیب خواهیم کرد. اگر مخلوط چند مؤلفه داشته باشد، در این صورت جرم‌های هر عنصر از همهٔ مؤلفه‌ها و جز آن را برای به دست آوردن توان ایستانندگی جرمی کل با هم ترکیب خواهیم کرد.

مسئلهٔ نمونه: آهنگ اتلاف انرژی یک ذرهٔ آلفای ۸ MeV در هوا چقدر است؟ فرض کنید ۲۱ درصد هوا، اکسیژن و ۷۹ درصد آن، نیتروژن است.

حل:

$$\left(\frac{۱}{\rho}\frac{dE}{dx}\right)_{\text{کل}} = \sum_i w_i \frac{۱}{\rho_i}\left(\frac{dE}{dx}\right)_i$$

که در آن ρ چگالی کل و ρ_i چگالی عنصر i ام است، برای اکسیژن:

$$\left(\frac{۱}{\rho}\frac{-dE}{dx}\right)_{\text{اکسیژن}} = ۰/۳۰۷۰\frac{MeV \bullet cm^۲}{g}\rho\frac{Zq^۲}{A\beta^۲}\left[\ln\left(\frac{w_{\max}}{I}\right)-\beta^۲\right]$$

با چشم‌پوشی از هرگونه جمله تصحیحی

$$I/Z = \left(۱۲+۷Z^{-۱}\right)eV = ۱۲/۸۷۵eV$$
$$I = ۱۰۳eV$$
$$\beta = \left[۱-\frac{m_۰c^۲}{m_۰c^۲+E/A}\right] = ۰/۰۴۶۲۹$$
$$\gamma = \left[۱\Big/\left(۱-\beta^۲\right)^{۱/۲}\right] = ۱/۰۰۱۱$$
$$w_{\max} = ۲\times۰/۵۱۱\left(\gamma\beta\right)^۲ = ۰/۰۰۲۱۹۴MeV$$

$$\left(\frac{1}{\rho}\frac{-dE}{dx}\right)_{\text{اکسیژن}} = ۰/۳۰۷۰\frac{۲^۲}{۱۶\left(۰/۰۴۶۲۹\right)^۲}\left[\ln\left(\frac{۰/۰۰۲۱۹۴}{۱۰۳\times۱۰^{-۶}}\right)-\left(۰/۰۴۶۲۹\right)^۲\right]$$

$$\left(\frac{-1}{\rho}\frac{dE}{dx}\right)_{\text{اکسیژن}} = ۱۰۹/۴\,MeV/g/cm^۲$$

برای نیتروژن

$$I/Z = \left(۱۲+۷Z^{-۱}\right)eV = ۱۳$$

$$I = ۹۱eV$$

$$\left(\frac{-1}{\rho}\frac{dE}{dx}\right)_{\text{نیتروژن}} = ۰/۳۰۷۰\frac{۲^۲}{۱۴\left(۰/۰۴۶۲۹\right)^۲}\left[\ln\left(\frac{۰/۰۰۲۱۹۴}{۹۱\times۱۰^{-۶}}\right)-\left(۰/۰۴۶۲۹\right)^۲\right]$$

$$= ۱۳۰/۲\,MeV/g/cm^۲$$

برای هوا

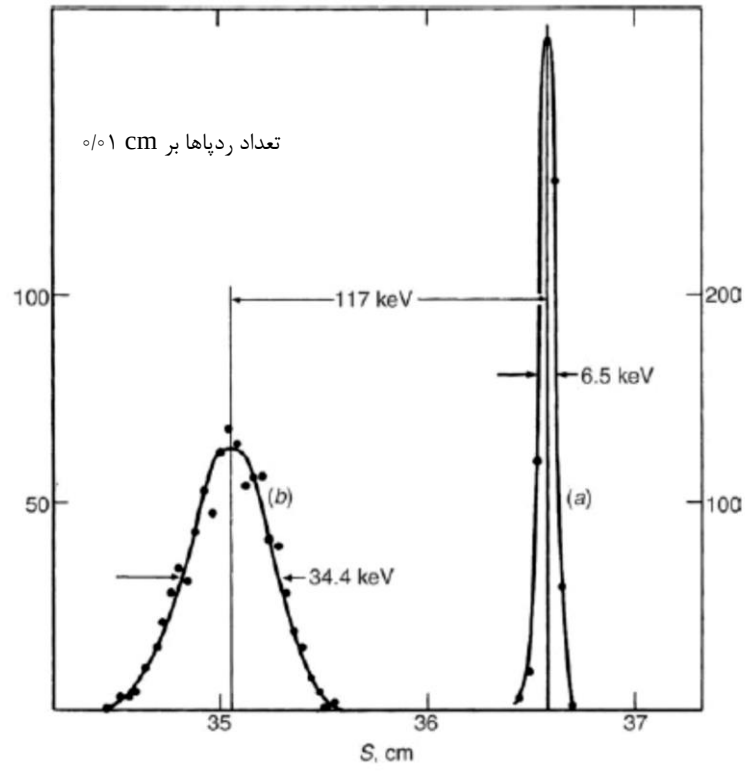
$$\left(\frac{-1}{\rho}\frac{dE}{dx}\right)_{\text{هوا}} = ۰/۲۱\left(\frac{-1}{\rho}\frac{dE}{dx}\right)_{\text{اکسیژن}} + ۰/۷۹\left(\frac{-1}{\rho}\frac{dE}{dx}\right)_{\text{نیتروژن}}$$

$$= ۰/۲۱\left(۱۰۹/۴\right)+۰/۷۹\left(۱۳۰/۲\right) = ۱۲۵/۸\,MeV/g/cm^۲$$

یکی از مفاهیم فرمول‌های توان ایستانندگی برای ذرات باردار سنگین این است که کلیهٔ ذرات از یک نوع معین، روند اتلاف انرژی همسانی را در یک مادهٔ معلوم دنبال خواهند نمود. مشخصاً، مثال نشان داده شده در شکل‌های ۱۷-۳ با یون‌های ۸ی GeV ^{۴۰}Ar در Be شروع شده است. با این‌همه، این منحنی‌ها نتیجهٔ مورد انتظار برای همهٔ یون‌های ^{۴۰}Ar با انرژی‌های جنبشی کمتر از ۸ GeV را به نمایش می‌گذارند. آهنگ اتلاف انرژی برای یک یون ۴GeV یا حتی ۴ MeV را می‌توان از روی نموار با پیدا کردن محلی که در آن باقی‌ماندهٔ انرژی یون معادلِ با انرژی مورد نظر است، قرائت کرد. این ممکن است نکته‌ای بدیهی به نظر برسد، اما دارای این معنای ظریف‌تر است که، در محدوده‌های آماری اگر از پراکندگی کولنی هسته صرف نظر کنیم، تمام یون‌ها *دقیقاً* الگوی اتلاف انرژی یکسانی را دنبال *خواهند* کرد. علی الاصول، می‌توانیم بنویسیم که مقدار *اتلاف انرژی* جنبشی، ΔE، در یک ضخامت متناهی (نا صفر)، Δx از ماده عبارت است از

$$\Delta E(\Delta x) = \left(\frac{dE}{dx}\right)\Delta x$$

و وَردِش (تغییر) آمـــاری در اتلاف انرژی، یعنی $\delta\ \Delta E$، می‌تواند شاهدی باشد از یک پهنا (خطا) در مقدار اندازه‌گرفته شده که *تفرق انرژی* نامیده می‌شود. در محاوره گفته می‌شود که یون‌ها در ماده *متفرق می‌شوند*، و پهنای توزیع انرژی، ناشی از این تفرق است. لذا، وقتی یون‌ها از ماده عبور می‌کنند، پاشیدگی در انرژی آن‌ها افزایش پیدا می‌کند (شکل ۱۷-۵). از نظر ریاضی می‌توان این را به صورت یک توزیع گاؤسی نمایش داد:



شکل ۱۷-۵. طیف انرژی پروتون‌های MeV ۳ (الف) پیش و (ب) پس از عبور از میان یک پولک طلای mg/cm^2 ۳/۳. [اقتباس از: L.P. Nielson, *Dan. Mat. Fys. Medd*. 33(6),1961]

$$\frac{N(E)dE}{N} = \frac{۱}{\alpha\pi^{۱/۲}} \exp\left[-\frac{\left(E-\bar{E}\right)^{۲}}{\alpha^{۲}}\right] \qquad (۱۷.۱۷)$$

که در آن، پارامتر تفرق α، که نیم- پهنا در $(۱/e)$ اُمِ ارتفاع است، با عبارت زیر داده می‌شود

$$\alpha^{۲} = ۴\pi q^{۲} e^{۴} N_e x_{\circ} \left[۱ + \frac{kI}{m_e v^{۲}} \ln\left(\frac{۲m_e v^{۲}}{I}\right)\right] \qquad (۱۸.۱۷)$$

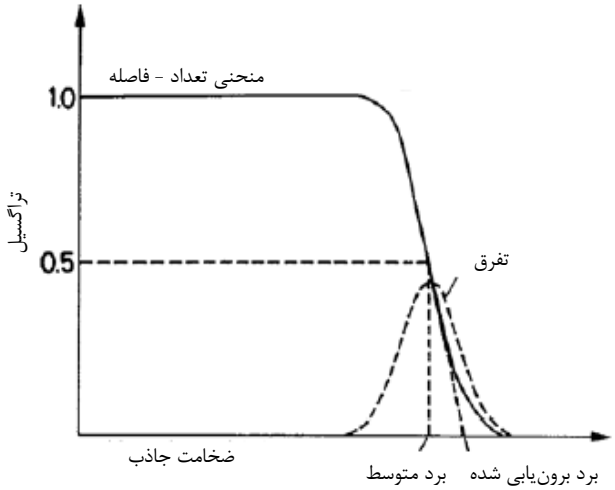
که در آن k یک ثابت (تقریباً $\frac{۴}{۳}$) و ضخامت جاذب که یون در آن نفوذ کرده $\rho x_{\circ}$ است.

بُرد یا مسافتی که یک ذرهٔ باردار سنگین در یک ماده طی می‌کند را می‌توان با انتگرال‌گیری آهنگ اتلاف انرژی *در امتداد* مسیر یون به‌دست آورد. با این تقریب که یون یک مسیر خط راست را دنبال می‌کند، برد به ازای یک انرژی جنبشی معین، $R(T)$، با انتگرال

$$R(T) = \int_{\circ}^{T} -\left(\frac{dE}{dx}\right)^{-۱} dE \qquad (۱۹.۱۷)$$

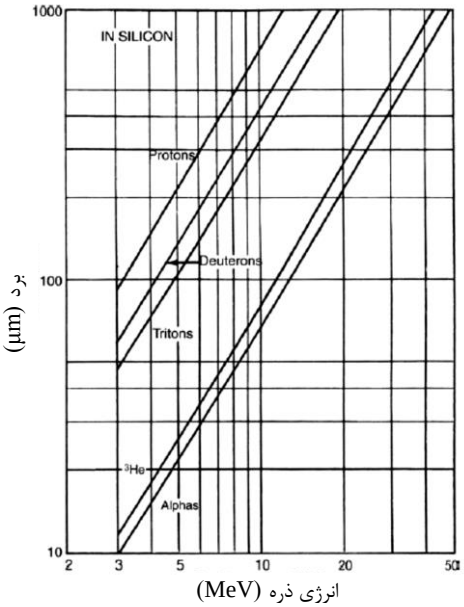
داده می‌شود که در آن تابع dE/dx تابع مناسب برای یون در ماده است. در اعمال این انتگرال ساده دو مشکل وجود دارد؛ یکی اینکه یون‌ها دستخوش تعداد متفاوتی برخورد با الکترون‌های اتمی می‌شوند، و مهم‌تر از آن، یون‌ها توسط میدان‌های کولنی هستهٔ اتم‌ها نیز پراکنده می‌شوند. *پراکندگی کولنی چندگانه* منجر به این می‌شود که مسیر یون دیگر مستقیم نیست بلکه خط شکسته‌ای است متشکل از یک رشته پاره‌خط‌های مستقیم. لذا، بُردِ ظاهری یا تصویر برد بر راستای بردار سرعت اولیهٔ یون، نه یک مقدار منحصر به فرد، که توزیعی آماری از مقادیرِ مختلف خواهد بود. لذا، توزیع بردها ناشی از *تفرق برد* است. ذکر این نکته نیز مهم است که میزان تفرق برد با نفوذ یون در ماده رشد می‌کند، زیرا برخلافِ تفرقِ انرژی که در بالا به آن اشاره شد، مقادیر این کمیت، رفته رفته، با هم جمع خواهند شد. برد یک یون و اُفت‌وخیزهای آن، کمیت‌هایی انتگرالی هستند، در حالی‌که آهنگ اتلاف انرژی و افت‌وخیزهای آن، کمیت‌های دیفرانسیلی می‌باشند. نادر بودنِ پراکندگی کولنی و هسته‌ای هنوز به قوت خود باقی است، به‌طوری‌که تفرق برد برای انرژی‌های

نوعی یون در فلزات، حدود چند درصدِ برد است. جِلوِه‌های کیفی توزیع برد و منحنی تضعیف برای یک ذرهٔ باردار سنگین نوعی در شکل ۱۷-۶ نشان داده شده اند. ذرات باردار سنگین در داخل ماده اساساً بدون هیچ تضعیف شدتی تا نزدیکی سکون، به‌صورت یکنواخت نفوذ می‌کنند؛ در این نقطه، شدت یون‌های متحرک سریعاً به صفر اُفت می‌کند.



شکل ۱۷-۶. توزیع شدت یا منحنی تضعیف به صورت تابعی از ضخامت جاذب برای یک یونِ سنگینِ پر انرژیِ نوعی که در یک فلز نفوذ می‌کند. اثر تفرقِ برد با توزیع گاؤسیِ بردها نشان داده شده است. [اقتباس از: Leo,1987]

منحنی‌های محاسبه شدهٔ برد– انرژی برای برخی ذرات باردار سبک در سیلیکون در شکل ۱۷-۷ نشان داده شده اند. از شکل انتگرالی برد به صورت تابعی از انرژی جنبشی اولیه، داده شده در بالا، می‌توان ملاحظه کرد که $R \propto aE^b$. در انرژی‌های پایین که جملهٔ $1/\beta^2$ یا $1/E$ بر آهنگ اتلاف انرژی چیره می‌شود، «نما» باید از مرتبهٔ ۲ باشد. روابط برد – انرژی در تعیین انرژی‌های جنبشی ذرات از طریق اندازه‌گیری منحنی‌های جذب بسیار مفید اند. در سال‌های اخیر،



شکل ۱۷-۷. منحنی‌های برد – انرژی برای برخی ذرات باردار در سیلیکون. توجه کنید که داده‌های دارای شکل $R = aE^{۲}$ با نمای مشابهٔ برای کلیه یون‌ها است. [اقتباس از: Knoll,2000]

از روابط برد– انرژی برای شناسایی ذرات بارداری که هنگام خروج از واکنش‌های هسته‌ای در تلسکوپ‌های نیمرسانای سیلیکونی آشکارسازی می‌شوند، استفاده می‌شود. قواعد مقیاس‌بندی که بر توان ایستانندگی برای یون‌های مختلف در یک محیط معین اعمال می‌شوند، می‌توانند به رابطهٔ برد – انرژی تعمیم داده شوند. به عنوان مثال، اگر برد یون ۱ در انرژی جنبشی اولیهٔ $T_{۱}$ را داشته باشیم، برد یون ۲ با جرم، بار و انرژی جنبشی متفاوت، عبارت است از

$$R_{۲}\left(T_{۲}\right) = \frac{M_{۲}}{M_{۱}} \frac{q_{۱}^{۲}}{q_{۲}^{۲}} R_{۱}\left(T_{۲}\frac{M_{۱}}{M_{۲}}\right) \qquad (۲۰ .۱۷)$$

توجه داشته باشید که برد ذرهٔ معلوم، یعنی ذرهٔ اول، را باید در انرژی مناسبِ ذرهٔ نامعلوم، یعنی ذرهٔ دوم، مقیاس‌بندی کنیم.

به‌عنوان یک نکتهٔ نهایی کاربردی‌تر پیرامون توان ایستانندگی و بردهای ذرات باردار، باید بهترین روش محاسبهٔ مقدار انرژی سپرده شده در یک پولک نازک را در نظر بگیریم. بدیهی است، یون با

عبور از ماده کند خواهد شد به‌طوری که آهنگ اتلاف انرژی وقتی ذره از پولک می‌گذرد تغییر خواهد کرد. لذا باید از آهنگ اتلاف انرژی میانگین استفاده کنیم ولی توجه داشته باشید که تابع خطی نیست، و لذا به روشی برای تعیین میانگین نیاز خواهیم داشت. دو مورد می‌تواند تعریف شود: پولک‌های نازک که در آن‌ها آهنگ‌های اتلاف انرژی اولیه، میانگین، و نهایی تقریباً همه یکی هستند و پولک‌های ضخیم که در آن‌ها ذره دستخوش اتلاف انرژی زیادی می‌شود. در مثال قبلی پولک نازک، می‌توانیم عبارتی را که در بالا دیدیم به کار ببریم:

$$\Delta E(\Delta x) = \left(\frac{dE}{dx}\right)\Delta x$$

و باید بررسی کنیم که آیا آهنگ نهایی تقریباً برابر آهنگ اولیه هست یا نه:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{اولیه}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{نهایی}}$$

چنانچه آهنگ‌های اتلاف انرژی خیلی با هم اختلاف نداشته باشند، در این صورت می‌توان از آهنگ اولیه برای به دست آوردن میانگین در یک روش تقریب پیاپی استفاده کرد. برای مورد کند شدن خیلی زیاد، به یاد داریم که رابطه های برد از انتگرال‌گیری dE/dx به دست می‌آیند و لذا آهنگ انرژی میانگینی را تأمین می‌کنند که ما باید بکار ببریم. تکنیک مورد نظر بر اساس تعیین برد یون‌ها در نمودارها یا جدول‌های بردها به صورت زیر است: فرض کنید که یک ذرهٔ فرودی با انرژی E_0 از ماده‌ای به ضخامت t عبور می‌کند. اینها «مقادیر معلوم» اند. این ذره با انرژی E_1، که می‌خواهیم آن را تعیین کنیم، از پولک بیرون خواهد آمد. بُردِ کُلِ یون در ماده، R_0، را می‌توان از جداول پیدا کرد. ذراتی که از پولک خارج می‌شوند برد باقی‌ماندهٔ $R_0 - t$ را دارند. آن‌وقت می‌توان با استفاده از جدول یا نمودارِ برد، انرژی E_1 ی متناظر با بردِ $R_1 = R_0 - t$ را تعیین کرد. کند شدن ذره و میل آهنگ اتلاف انرژی به مقدار متوسط، در تابعِ برد مستتر خواهند بود و لازم نیست به صراحت آنها را حساب کنیم.

مسئلهٔ نمونه: فرض کنید که باریکه‌ای از یون‌های ^{۴۰}Ar با انرژی ۴۰۰MeV $(۱۰ MeV/A)$ بر یک پولک بریلیم به ضخامت $۱۸/۵ - mg/cm^۲$ (یا ۰/۱ mm) فرود می‌آید. آیا یون‌ها از پولک عبور می‌کنند و اگر چنین است انرژی جنبشی باقی‌ماندهٔ آنها چقدر است؟

حل: با استفاده از یک مرجع استاندارد برای توان ایستانندگی، جداول نورث کلیف[1] و شیلینگ[2] (۱۹۷۰/۱۳۴۹)، ملاحظه می‌کنیم که برای این یون‌ها $dE/dx = ۹/۵۹۷ MeV - cm^۲/mg$ در بریلیم است. لذا برای نخستین تخمین اتلاف انرژی داریم:

$$\Delta E \sim (dE/dx)_{\text{اولیه}} \Delta x = ۹/۵۶۷ \times ۱۸/۵ = ۱۷۷/۵ MeV$$

که به انرژی باقی‌ماندهٔ ۲۲۲ MeV = ۱۷۷/۵ − ۴۰۰ می‌انجامد، که تقریباً نصف انرژی جنبشی اولیه است. یون‌ها از پولک عبور می‌کنند، ولی این تخمین اتلاف انرژی احتمالاً بسیار دست پایین است. به یاد داشته باشید که یون‌ها در اثر کند شدن انرژی بیشتری بر واحد مسافتِ طی شده از دست می‌دهند. با نگاهی دقیق‌تر، ملاحظه می‌کنیم که آهنگ اتلاف انرژی برای این یون‌ها در ۱۷۸ MeV خیلی بزرگ‌تر، یعنی، $dE/dx = ۱۵/۳ - MeV - cm^۲/mg$ است. لذا این پولک برای این یون‌ها «نازک» نیست.

با استفاده از تکنیک برد و با اطلاعات موجود در همان جدول، برای یون‌های ^{۴۰}Ar با E=۴۰۰MeV خواهیم داشت:

$$R(۴۰۰ MeV) = ۲۸/۲۷۸ mg/cm^۲$$
$$R(E_۱) = ۲۸/۲۷۸ - ۱۸/۵ = ۹/۸ mg/cm^۲$$

این برد، بینِ مقادیر جدول‌بندی شده قرار می‌گیرد، و ، با درون‌یابی خطی بین مقادیر برد به ازای $E = ۱۶۰$ و $E = ۲۰۰$، ملاحظه می‌کنیم که $E_۱ \sim ۱۸۵ MeV$. لذا، کار بردِ صِرفِ آهنگ اتلاف انرژی اولیه منجر به خطای قابل ملاحظه‌ای می‌شود.

برای شیمیدان هسته‌ای مبتدی، جداول یا روابط برد– انرژی متداول‌ترین ابزار هستند. بزرگ‌ترین

---

[1]. Northcliffe
[2]. Schilling

مجموعهٔ داده‌ها در توان ایستانندگی و بردِ یون‌ها در ماده، متعلق به زیگلر و بایرساک[1] در قالب برنامه‌های کامپیوتری SRIM/TRIM[2] است. زیر- مجموعه‌های این جداول برای برهم‌کنش یون‌های سنگینِ انرژی- پایین با ماده (نورث کلیف و شیلینگ، ۱۹۷۰/۱۳۴۹)، ذرات αی برهم‌کنش کننده با ماده (ویلیامسون و همکاران،۱۳۴۵/ ۱۹۶۶)[3] و برای یون‌های سنگین انرژی-بالا (هابرت و همکاران،۱۳۶۹/ ۱۹۹۰)[4] نیز وجود دارند.

برای متداول‌ترین ذرات باردار سنگین، یعنی، ذرات α حاصل از واپاشی پرتوزا، برخی قواعد نیمه تجربی برد – انرژی مورد استفاده قرار می‌گیرند. برای برد ذرات α در هوا $R_{\text{هوا}}$ ، داریم:

$$R_{\text{هوا}}\left(cm\right)=\left[۰/۰۰۵E_{\alpha}\left(MeV\right)+۰/۲۸۵\right]E_{\alpha}^{۳/۲}\left(MeV\right) \qquad (۲۱ .۱۷)$$

یا

$$R_{\text{هوا}}\left(mg/cm^{۲}\right)=\ ۰/۴۰E_{\alpha}^{۳/۲}\left(MeV\right) \qquad (۲۲ .۱۷)$$

به‌طوری‌که برد یک ذرهٔ آلفای ۷MeV در هوا تقریباً ۵/۹ cm است. برای یک عنصر خالص با ۱۰<Z<۱۵، داریم:

$$\frac{R_{Z}}{R_{\text{هوا}}}=۰/۹۰+۰/۰۲۷۵Z+\left(۰/۰۶-۰/۰۰۸۶Z\right)\log_{۱۰}\left(\frac{E_{\alpha}}{۴}\right) \qquad (۲۳ .۱۷)$$

که در آن R_Z برد در یک عنصر خالص با عدد اتمی Z برحسب $mg/cm^{۲}$، $R_{\text{هوا}}$ برد در هوا برحسب $mg/cm^{۲}$ و E_{α} انرژی ذرهٔ آلفا برحسب MeV است. [برای Z<۱۰، عبارت z(۰/۰۲۷۵ + ۰/۰۹) را

---

[1]. Ziegler, Biersack

[۲]. سایت www.srim.org را ملاحظه کنید. این وب‌سایت و مراجع مندرج در آن، معرف بزرگترین و پُرکاربردترین گردآوری‌ها در خصوص ایستانیدن یون‌های متحرک در ماده‌اند. برنامه‌های کامپیوتری SRIM و TRIM به‌طور گسترده‌ای برای تخمین توان توقف، برد و تفرق مورد استفاده قرار می‌گیرند.

[3]. Williamson

[4]. Hubert

مساوی ۱ فرض کنید). برای ۱۵< Z، بردِ R_Z را با $\left(R_Z - ۰/۰۰۵Z\right)$ جایگزین کنید.] برای ترکیبات یا مخلوط‌ها، برد در ترکیب یا مخلوط، برحسب $mg/cm^۲$ به صورت زیر داده می‌شود:

$$\frac{۱}{R_C} = \sum_i \frac{p_i}{R_i} \qquad (۲۴ .۱۷)$$

که p_i کسر وزنی عنصر iام در مخلوط یا ترکیب، و R_i برد ذرهٔ α با این انرژی در عنصر iام است.

مسئلهٔ نمونه: برد یک ذره آلفای با انرژی ۸ MeV در هوا چقدر است؟

حل:

$$R_{\text{هوا}}(cm) = \left(۰/۰۰۵E_\alpha\,(MeV) + ۰/۲۸۵\right)E_\alpha^{۳/۲}\,(MeV)$$
$$= \left(۰/۰۰۵\times ۸ + ۰/۲۸۵\right)۸^{۳/۲} = ۷/۴cm$$

برد همین آلفا در Al چقدر است ؟

$$\frac{R_Z}{R} = ۰/۹۰ + ۰/۰۲۷۵Z + \left(۰/۰۶ - ۰/۰۰۸۶Z\right)\log_{۱۰}\left(\frac{E_\alpha}{۴}\right)$$
$$R_{\text{هوا}}\left(mg/cm^۲\right) = ۰/۴۰\,E_\alpha^{۳/۲} = ۰/۰۵۱۰\,mg/cm^۲$$

$$R_{Al} = ۰/۰۵۱۰\left[۰/۹۰ + ۰/۰۲۷۵\times ۱۳ + \left(۰/۰۶ - ۰/۰۰۸۶\times ۱۳\right)\log_{۱۰}\frac{E_\alpha}{۴}\right]$$
$$= ۰/۰۶۵\,mg/cm^۲$$

کاربرد این فرمول‌ها نشان می‌دهد که بردهای ذرات α حاصل از واپاشی‌های پرتوزا در جامدات بسیار کوتاه هستند. یک برگ کاغذ، ذراتα بسیاری از چشمه‌های رادیواکتیو را متوقف می‌کند.

هسته‌های گسیلندهٔ α، مادامی‌که بیرون از بدن هستند، خطری ندارند، ولی، باتوجه به LET بالای شان، خطرات تنفسی یا بلعی بالقوه‌ای هستند.

۱۷-۳. الکترون

عبور الکترون متحرک از ماده، از این نظر که برهم‌کنش کولنی نقش غالب را دارد، مشابه ذرات باردار سنگین است. با این‌همه، سه اختلاف بارز دیده می‌شود: الکترون‌های فرودی معمولاً ذراتی نسبیتی هستند (توجه داشته باشید که انرژی جنبشی ۱MeV تقریباً متناظر با دو برابر جرم سکون الکترون، ۰/۵۱۱MeV، است)؛ پـــراکندگی، عمدتاً بین ذرات همسان و ار نوع دافعه است؛ و برهم‌کنش‌های با هسته‌ها از نوع جاذبه‌اند و در برخورد با یک هستهٔ سنگین، راستای حرکت الکترون می‌تواند به‌طور قابل ملاحظه‌ای تغییر کند، و حتی معکوس شود. اختلاف چهارم که چندان مشهود نیست این است که بخشی از انرژی جنبشی از طریق فرایند *تابش ترمزی* از دست می‌رود. تابش ترمزی (واژهٔ آلمانی bremsstrahlung - بِرمز اِشتِرالونگ – معنای تحت‌الّفظی تابش ترمزی[1] را دارد)، فرایندی کلی است که وقتی یک ذرهٔ باردار دستخوش شتاب قابل ملاحظه‌ای می‌شود، تابش الکترومغناطیسی گسیل می‌کند. پراکندگی الکترون، به ویژه به زاویه‌های بزرگ، متناظر با یک شتاب کلاسیک است که تابش ترمزی ایجاد می‌کند / مستلزم گسیل تابش ترمزی است. در مقایسه با الکترون، ذرات باردار سنگینِ خیلی معدودی در اثر کند شدن در ماده دستخوش شتاب‌های بالا می‌شوند.

با خلاصه کردن این مرور کلی سازوکارهای برهم‌کنش‌های ممکن برای الکترون‌های سریع در ماده، ملاحظه می‌کنیم که آهنگ اتلاف انرژی در یک ماده عبارت است از

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{الکترون}} = S_{\text{الکترونیکی}} + S_{\text{تابشی}} \qquad (۲۵ .۱۷)$$

که در آن توان ایستانندگی الکترونیکی، مشابه برهمکنش الکترونیکی بین ذرات باردار و الکترون‌هاست که در بالا بحث شد، در حالی‌که توان ایستانندگی تابشی، مخصوص الکترون‌ها است.

[1]. Barking radiation

توان ایستانندگی الکترونیکی برای الکترون‌ها را با کار برد همان تعاریف توان ایستانندگی ذرات باردار سنگین می‌توان به صورت زیر نوشت:

(۲۶ .۱۷)

$$S_{\text{الکترونیک}} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{الکترونیک}} = \frac{۲\pi\rho_N Ze^۴}{m_e v^۲}\left[\ln\left(\frac{m_e v^۲ E}{۲I^۲\left(۱-\beta^۲\right)}\right)\right.$$
$$\left. -\ln ۲\left(۲\sqrt{۱-\beta^۲}-۱+\beta^۲\right)+\left(۱-\beta^۲\right)+\frac{۱}{۸}\left(۱-\sqrt{۱-\beta^۲}\right)^۲\right]$$

از طرف دیگر، عبارت توان ایستانندگی تابشی به‌صورت زیر است

$$S_{\text{تابشی}} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{تابشی}} = \frac{(Z+۱)E\rho_N Ze^۴}{۱۳۷m_e^۲c^۴}\left[۴\ln\left(\frac{۲E}{m_e c^۲}\right)-\frac{۴}{۳}\right] \qquad (۲۷ .۱۷)$$

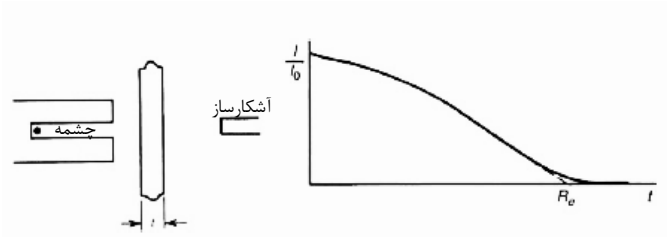
و با علم به اینکه $\beta \approx ۱$، دارای یک فاکتور اضافی Z^*E در جلو پرانتز است. با کمی عملیات جبری و برای یک انرژی الکترون نوعی، می‌توان نشان داد که نسبت دو سهم در توان ایستانندگی بستگی به عدد اتمی ماده، Z و انرژی جنبشی الکترون E دارد:

$$\frac{S_{\text{تابشی}}}{S_{\text{الکترونیکی}}} \approx \frac{ZE}{۸۰۰MeV} \qquad (۲۸ .۱۷)$$

که نشان می‌دهد سهم تابشی فقط برای اعداد اتمی بالا (Z = ۸۰-۹۰) و انرژی‌های بالای الکترون $\left(E \sim ۱۰-۱۰۰MeV\right)$ مهم است. ذرات β نوعی حاصل از چشمه‌های رادیواکتیو فقط با انرژی جنبشی MeV ۱۰- ۱ و غالباً بسیار کمتر، گسیل می‌شوند و سهم تابش در توان ایستانندگی بسیار کوچک است. طیف تابش ترمزی هموار و پیوسته است و به دلیل توزیع کاتوره‌ای زوایای پراکندگی الکترون، از انرژی صفر تا انرژی الکترون گسترده است.

این ویژگی مهم که الکترون‌ها در خلال نفوذ در ماده گاهی به زاویه‌های بزرگ پراکنده می‌شوند موجب می‌گردد که هر الکترون مسیر پر پیچ و خمی را دنبال کند. باریکه‌های الکترونی، برخلاف

باریکه‌های ذرات باردار سنگین، دارای برد ثابتی نخواهند بود. در واقع، با توجه به طبیعت همسان ذرات درگیر در فرایند پراکندگی، به دست آوردن توزیع برد مشکل است. افزون بر این، الکترون اولیه یا یک الکترون ثانوی می‌تواند به طرف عقب پراکنده و از ماده گسیل شود. نموداری طرح‌وار از توزیع برد برای یک چشمهٔ تک انرژی الکترون در شکل ۱۷-۸ نشان داده شده است. افت شدت با عمق نفوذ بلافاصله با ورود الکترون به ماده شروع و سپس به آرامی به صفر میل می‌کند. این شکل بر این حقیقت تأکید می‌کند که مفهوم برد را نمی‌توان بسادگی بر الکترون‌های تک انرژی اعمال کرد. با یک تقریب، برد الکترون به صورت برونیاییِ بخشِ خطیِ منحنیِ تضعیف تا صفر در نظر گرفته می‌شود. همانگونه که در شکل ۱۷-۹ نشان داده شده است، حاصل‌ضرب این تعریفِ برد در چگالی یک ماده، تابعی هموار از انرژی الکترون فرودی برای گسترهٔ وسیعی از مواد است. این رفتار از این واقعیت سرچشمه می‌گیرد که برد از طریق ایستانندگی الکترونیکی وابستگی شدیدی به چگالی الکترون و از طریق پتانسیل یونش و ایستانندگی تابشی وابستگی ضعیفی به عدد اتمی ماده دارد.



شکل ۱۷-۸. منحنی تضعیف طرح‌وار برای الکترون پرانرژی در یک جسم جامد.[اقتباس از: Knoll,2000]

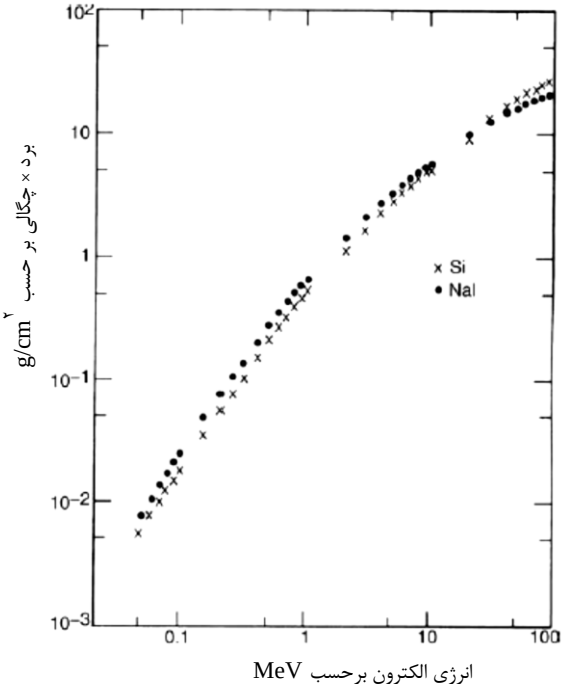
اندازه‌گیری‌های زیادی در ارتباط با توزیع برد الکترون‌های گسیل شده در واپاشی β^- انجام گرفته است. این مطالعات، به‌ویژه، پیش از دسترسی به آشکارسازهای حالت جامد حایز اهمیت بودند. اندازه‌گیری‌ها نشان داده‌اند که ترکیبِ توزیع انرژیِ فرمیِ الکترون‌های حاصل از واپاشی با توزیع شیبدار برد، منجر به یک تضعیف نمـــایی تقریبـــی الکترون‌های واپاشیِ β زا می‌شود. یعنی،

$$N_t = N_\circ e^{-\mu t} \qquad (۲۹ .۱۷)$$

که در آن N_t تعداد ذرات β عبور کرده از ضخامت t است. ضریب جذب μ می‌تواند به صورت زیر با انرژی نقطه پایانیِ E_{max} مرتبط باشد:

$$\mu\left(m^{۲}/kg\right)=۱/۷E_{\max}^{-۱/۱۴} \qquad (۳۰ .۱۷)$$

که در آن $E_{\max}$ برحسب MeV است.



شکل ۱۷- ۹. حاصلضرب برد الکترون پرانرژی در یک جسم جامد با چگالی به صورت تابعی از انرژی جنبشی فرودی نشان داده شده است. [اقتباس از: Knoll,2000]

مسئلهٔ نمونه: چه کسری از ذرات βی گسیل شده توسط $^{۳۲}\mathrm{P}$ $(E_{\beta}^{\max}=۱/۷۱MeV)$ به وسیلهٔ پولکی از Al با ضخامت۱ میلی‌متر متوقف خواهد شد؟

حل: ضریب جذب جرمی عبارت است از $۱/۷\left(۱/۷۱\right)^{-۱/۱۴}=۰/۹۲۲m^{۲}/kg$. کسری از این ذرات β که عبور می‌کند برابرِ

$$N_t/N_{۰}=e^{-\mu t}=\exp\left[-۰/۹۲۲m^{۲}/kg\times\left(۱\times۱۰^{-۳}\ m\right)\times\left(۲/۷\times۱۰^{۳}\ kg/m^{۳}\right)\right]=\exp\left[-۲/۴۸۹\right]=۰/۰۸۳$$

و کسر جذب شده $۰/۹۱۷=۰/۰۸۳-۱/۰$است.

در گذشته‌های دور، اندازه‌گیری‌های مربوط به تضعیف طیف β از یک ایزوتوپ تازه‌کشف شده، برای شناسایی انرژی واپاشی به‌کار می‌رفت. در سال‌های اخیر، از پدیدهٔ تضعیف چشمه‌های قوی، برای پایش ضخامت مواد در خلال فرایندهای ساخت محصولات استفاده شده است. توجه داشته باشید که پایش می‌تواند مُدام و غیرتخریبی باشد، و نیازی نیست که «پروب» یا ابزار فیزیکی اندازه‌گیری، مادهٔ مورد مطالعه را «لمس» کند.

پس‌پراکنش الکترون‌های پرانرژی از مواد، جلوه‌ای است که برای ذرات باردار سنگین خیلی به‌ندرت رخ می‌دهد. پس‌پراکنش، عمدتاً ناشی از برهمکنش‌های چندگانه با هسته‌های (سنگینی) است که به‌طور قابل ملاحظه‌ای جهتِ حرکت الکترون فرودی را تغییر می‌دهند و این پدیده تشدید هم می‌شود زیرا وقتی الکترون فرودی توسط الکترون‌های اتم پراکنده می‌شود، ممکن است دو الکترون پر انرژی به‌وجود آیند. ضریب پس‌پراکنش، برای بیان کمّی احتمال پس‌تابش الکترون از سطحی به‌کار می‌رود که با الکترون‌های پُر انرژی بمباران می‌شود. این ضریب، تابعی از انرژی الکترون فرودی و عدد اتمی جاذب است. علی‌الاصول، ضریب پس‌پراکنش، کسری از تعداد دفعاتی است که یک الکترون از سطح ماده‌ای که قبلاً یک الکترون پر انرژی وارد آن شده است، خارج می‌شود. این ضریب برای الکترون‌های $E < ۱MeV$ در طلا، مس، آلومینم و کربن، به ترتیب ۰/۵، ۰/۳، ۰/۰۴ و ۰/۱ است. برای الکترون‌های $E = ۱۰MeV$ این ضریب در طلا به کمتر از ۰/۱ ، در مس به کمتر از ۰/۰۵ و در آلومینیم و کربن تقریباً به صفر افت می‌کند.

تابش ترمزیِ باریکه‌های الکترونی دارای کاربردهای عملی مهمی است هرچند که سهم کمی در توان ایستانندگی دارد. تابش ترمزی، اساس کار لامپ‌های پرتو ایکس و سایر چشمه‌های تابشیِ «قابل کنترل» با شاریدگیِ‌بالا است. در اینگونه دستگاه‌ها، یک باریکه الکترون با انرژی از مرتبهٔ ۱۰ تا ۵۰ keV با یک الکترود بزرگ، معمولاً از جنس یک عنصر سنگین مثل تنگستن یا تانتالُم، برخورد می‌کند. الکترون‌ها به الکترود نفوذ کرده و همهٔ انرژی جنبشی آن‌ها از طریق پراکندگی الکترون از دست رفته و در نهایت تولید گرما می‌کند. با وجود این، کسر کوچکی از انرژی فرودی به انرژیِ الکترومغناطیسی در ناحیهٔ پرتوِ ایکس تبدیل می‌شود. این را تابش ترمزی «هدف ضخیم» می‌نامند زیرا الکترون‌های فرودی کاملاً در داخل ماده متوقف می‌شوند. اگر فرض کنیم تابش ترمزی مستقل از انرژی الکترون است، در این صورت، بر اساس عبارت بالا، کسر تابشی انرژی الکترون خواهد شد $f_{\text{تابش}} = ۰/۰۰۱۴ZE$ کسرِ مشاهده شده تقریباً با ضریب ۲ کمتر است، که به سادگی با این فرض که انرژی میانگینِ الکترون در ماده، نصف انرژی اولیه باشد سازگار است. باید توجه کرد که برخی از الکترون‌های پرانرژی می‌توانند تُهی‌جاهایی در پوسته‌های داخلی اتم‌هایی که

شبکه را تشکیل می‌دهند ایجاد نمایند. این تهی‌جاها با گذارهای گسستهٔ پرتوهای ایکسِ K و L پر می‌شوند. این خطوط تیز بر طیف پیوستهٔ تابش ترمزی سوار خواهند بود و البته، به عدد اتمی ماده بستگی خواهند داشت.

سازوکار دیگر اتلاف انرژی الکترون در ماده، گسیل تابش چرنکوف[1] است. هنگامی که باریکه‌ای از ذرات باردار سریع با سرعت بالای v، نزدیک به سرعت نور c، وارد مادهٔ دیگری با ضریب شکست n می‌شود، سرعت ذره در مادهٔ جدید از سرعت نور در آن ماده (که برابر c/n است) تجاوز می‌کند. الکترون، انرژی «اضافی» را به شکل نور سفید– آبی به نام تابش چرنکوف تابش می‌کند. این نور در مخروطی با نیم- زاویهٔ رأس θ حول راستای حرکت الکترون جایگزیده خواهد بود به‌طوری که $\cos\theta = c/nv$.

۱۷-۴. تابش الکترومغناطیس

وقتی فوتون‌ها از میان یک ماده عبور می‌کنند، فقط به‌صورت جایگزیده (***بُردِ صفر***) دستخوش برهم‌کنش یا «پراکندگی» می‌شوند، و در فواصل جز آن ایجاد هیچ برهم‌کنشی نمی‌کنند، یعنی، نیروهای کولنی یا هسته‌ای بر آن‌ها تأثیری ندارند. این رفتار به وضوح مغایر با برهم‌کنش‌های بلند-برد ذرات باردار است. لذا، وقتی یک باریکهٔ فوتونی از میان یک ماده عبور می‌کند، *شدت* باریکه در اثر حذف فوتون‌هایی که دستخوش برهم‌کنش شده‌اند کاهش می‌یابد، اما *انرژی* همهٔ فوتونهایی که برهمکنش نکرده اند، ثابت می‌ماند. فوتون‌ها به گونه‌ای برهم‌کنش می‌کنند که عمدتاً به رها شدن الکترون‌های سریع می‌انجامد؛ فوتون‌های کم انرژی، تنها یک بار برهم‌کنش می‌کنند و تولید یک تک الکترون اولیه می‌نمایند. فوتون‌های پر انرژی می‌توانند چند بار برهم‌کنش کنند و چند الکترون اولیه تولید نمایند. فوتون‌های خیلی پرانرژی می‌توانند تولید زوج «ماده – پادمادهٔ» الکترونی کنند که به رگباری از الکترون‌های ثانویه می‌انجامند.

انرژی فوتون‌هایی که برهم‌کنش نکرده اند ثابت باقی می‌ماند و لذا احتمال برهم‌کنش فوتون در یک ضخامت معینِ ماده نیز بدون توجه به انرژی فوتون ثابت می‌ماند. این بلا فاصله منجر به تضعیف نمایی تابش الکترومغناطیس می‌گردد که به قانون بیر– لامبرت[2] معروف است. این قانون بر جذب نور مرئی اعمال شده است اما برای همهٔ تابش‌های الکترومغناطیسی معتبر است. نحوهٔ به دست آوردن قانون تضعیف نمایی، مشابه قانون واپاشی هسته‌های پرتوزاست و نیازی به تکرار آن نیست. (مانستگی در آن است که احتمال واپاشی پرتوزا در یک بازهٔ زمانی مفروض، ثابت است.)

---

1. Cerenkov
2. Beer- Lambert

عبارت کلی برای تضعیف فوتون‌ها به صورت زیر است:

$$I = I_{\circ} e^{-\mu x} \qquad (۳۱ .۱۷)$$

که در آن I و $I_{\circ}$، به ترتیب، شدت‌های تراگسیلیده و فرودی، x ضخامت و μ *ضریب جذب خطی کل* است که وابسته به انرژی است و به طبیعت ماده بستگی دارد. مسیر آزاد میانگین فوتون‌ها در ماده به سادگی برابر $\lambda = ۱/\mu$ است و می‌توان نیم - ضخامت را، در شباهت با پرتوزایی، به صورت $x_{۱/۲} = \ln(۲)/\mu$ تعریف کرد. طبیعت نمایی تضعیف به این معنی است که شدت تابش تراگسیلیده به صفر نمی‌رسد، اگرچه می‌توان آن را به دلخواه کوچک کرد. ضریب تضعیف جرمی با تقسیم ضریب تضعیف خطی بر چگالی ماده، μ/ρ، به دست می‌آید. ضریب تضعیف جرمی مستقل از حالت فیزیکی جاذب است و نشان‌دهندهٔ این واقعیت است که برهم‌کنش‌های بنیادی را می‌توان بر حسب سطوح مقطع بر اتم تعریف کرد. جدول‌بندی‌ها و شکل‌های بسیاری، همچون شکل ۱۷-۱۰، برای ضرایب تضعیف جرمی فوتون‌های با انرژی‌های ۰/۰۱ تا ۱۰ مگا الکترون ولت در دسترس هستند.

مسئلهٔ نمونه: کسری از فوتون‌های $۱\,MeV$ که از یک جاذب سربی به ضخامت ۵ سانتی‌متر (ضخامت «آجرهای سربی»که معمولاً در سپرهای تابشی به‌کار می‌روند) عبور می‌کند را تخمین بزنید.

حل: کسر تراگسیل یافته صرفاً عبارت است از

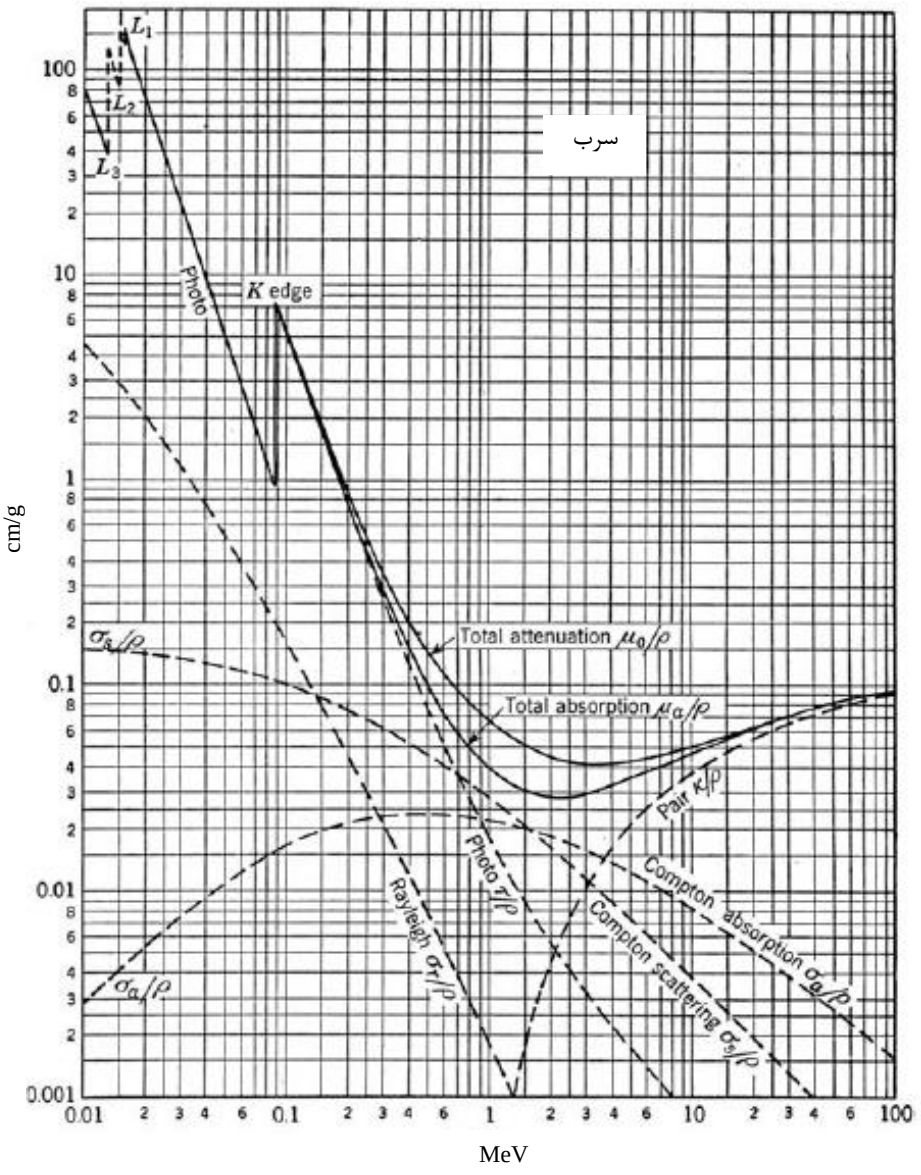
$$f = \frac{I}{I_{\circ}} = e^{-\mu x}$$

که در آن x برابر ۵ سانتی‌متر است و μ را می‌توان از ضریب جذب جرمی از شکل ۱۷-۱۰ به دست آورد. با خواندن مقدار از شکل ۱۷-۸، برای *تضعیف* کل داریم $\mu_{\circ}/\rho = ۰/۰۷\,cm^{۲}/g$. البته $\mu_{\circ}$ برابر با $\mu_{\circ}/\rho^{*}\rho$ است. لذا،

$$f = \frac{I}{I_{\circ}} = e^{-(\mu_{\circ}/\rho)\rho x}$$

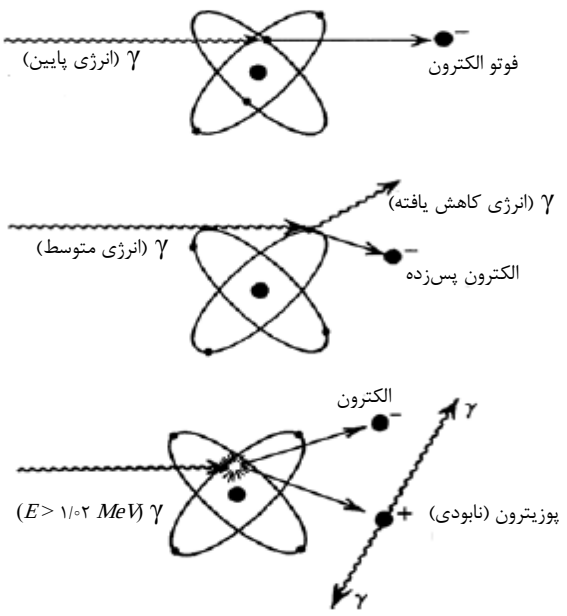
$$= e^{-\left(۰/۰۷cm^{۲}/g\right)*۱۱/۳۵g/cm^{۳}*۵cm} = e^{-۰/۷۹۵*۵} = ۰/۰۱۹$$

یعنی تقریباً ۲ درصد عبور خواهد کرد. توجه داشته باشید که نیم- ضخامت برای این فوتون‌ها در سرب، عبارت است از $x_{1/2} = \ln(2)/\mu$ یا ۰/۸۷cm.



شکل ۱۷-۱۰. ضریب جذب جرمی برای فوتون‌های پرانرژی در سرب.[اقتباس از:Evans, 1955]

با تمرکز بر انرژی فوتون‌هایی که متناظر با اختلاف بین ترازهای انرژی هسته‌ای‌اند، یعنی فوتون‌های از ۱۰ keV تا ۱۰ MeV، ملاحظه می‌کنیم که تنها سه نوع برهم‌کنش در تضعیف باریکه فوتونی ایفای نقش می‌کنند. این سازوکارها به صورت طرح‌وار در شکل ۱۷-۱۱ نشان داده شده‌اند. هر فوتون که با یک اتم از طریق یکی از این سازوکارها برهم‌کنش کند از باریکه حذف خواهد شد. نوع برهم‌کنش کاتوره‌ای است، ولی احتمال‌های نسبی آن‌ها بستگی به انرژی فوتون دارد. در انرژی‌های پایین، $E_\gamma < ۰/۱ MeV$ و در عناصر سنگین، جذب فوتوالکتریک غالب است، درحالی‌که *پراکندگی کامپتون* مهم‌ترین فرایند در انرژی‌های متوسط است، و *تولید زوج* دارای آستانهٔ مطلقی در ۱/۰۲۲MeV بوده و تنها برای فوتون‌های خیلی پر انرژی دارای اهمیت است. هر یک از این فرایندها را به نوبت بررسی خواهیم کرد.



شکل ۱۷-۱۱. نمودارهای طرح‌وار (از بالا به پایین) اثر فوتوالکتریک، اثر کامپتون، و تولید زوج.

۱۷-۴-۱. اثر فوتوالکتریک

اثر فوتوالکتریک ابتدا توسط آلبرت اینشتین توصیف شد و به‌جا انداختن طبیعت کوانتیدهٔ نور کمک کرد. اثر فوتوالکتریک کاربردهای بسیار مهم زیادی دارد، مثل، آشکارسازی نور مرئی توسط

فوتوسل‌ها و تبدیل فوتوولتایی نور خورشید. اثر فوتوالکتریک، یک تک- فوتون را به یک تک- الکترون آزاد تبدیل می‌کند. وقتی فوتون با یک الکترون مقید برهم‌کنش می‌کند، فوتون به‌طور کامل جذب، و الکترون با انرژی جنبشی KE که متناظربا انرژی فوتون، $h\nu$، منهای انرژی بستگی الکترون (BE) است، $KE_{e^-} = h\nu - BE$، بیرون می‌آید (ر.ک. شکل ۱۷-۱۱). در فوتوسل‌ها، یک نیمرسانا همچون سیلیکون به‌عنوان مادهٔ جاذب به کار می‌رود، و الکترون‌هایی که توسط نور مرئی آزاد می‌شوند دارای انرژی‌های جنبشی نسبتاً پایینی بوده و به صورت یک فوتوجریان جمع‌آوری می‌شوند. در کاربرد حاضرِ جذب فوتون هسته‌ای، یک الکترون سریع معمولاً در تودهٔ یک محیط جامد تولید می‌گردد زیرا انرژی پیوندی غالباً در مقایسه با انرژی فوتون پایین است. الکترون سریع، انرژی خود را در اثر پراکندگی در درون ماده از دست می‌دهد (همانگونه که در بالا بحث شد). پایستگی تکانه ایجاب می‌کند که الکترون در قید یک اتم (که می‌تواند متعلق به یک شبکه باشد) باشد که پس می‌زند.

سطح مقطع یا احتمال اثر فوتوالکتریک از مرتبهٔ مربع اندازهٔ اتم‌ها برای فوتون‌های ناحیهٔ keV است و سریعاً با افزایش انرژی فوتون کاهش می‌یابد. سطح مقطع همچنین دارای وابستگی شدیدی به عدد اتمی مادهٔ جاذب است، به‌طوری که افزایش شدیدی در سطح مقطع در هر آستانه برای گسیل الکترون‌های مقید وجود دارد. به‌عنوان مثال، در عنصر سنگین سرب (Z = ۸۲) انرژی‌های پیوندیِ K، L و M (اعداد کوانتومی اصلی n، مساوی ۱، ۲، و ۳)، به ترتیب تقریباً ۸۸، ۱۵، و ۳ کیلو الکترون ولت هستند که جذب فوتوالکتریک شدیدی را برای فوتون‌های این ناحیهٔ انرژی میسر می‌سازند. افزایش شدید سطح مقطع فوتو الکتریک به صورت قله‌های تند در طرف چپ شکل ۱۷-۱۰ دیده می‌شوند. احتمال کلی برای جذب فوتوالکتریک، رابطهٔ بسیار تقریبی زیر را دنبال می‌کند:

$$\sigma_{\text{فوتوالکتریک}} \propto Z^n / E_\gamma^{۷/۲} \qquad (۳۲ .۱۷)$$

که در آن توان n بین ۴ و ۵ است. این رابطه تنها شامل آثار فاحش انرژی‌های بستگی الکترون در یک دید کلی است و به معنای این نیست که جایگزین مقادیر تجربی گردد.

باید توجه کرد که اثر فوتوالکتریک غالباً یک تهی‌جا در پوستهٔ داخلی اتم که قبلاً شامل الکترون «دفع شده» بوده است باقی می‌گذارد. این جای خالی، با یک گذار اتمی، موسوم به فلوئورسانی، پر و معمولاً یک فوتون پرتو X تولید می‌کند. در نمودی جالب، انرژی فوتونِ پرتو X درست زیر خیزشِ تیز در ضریب تضعیف ناشی از پایستگی تکانه است و غالباً می‌تواند از جاذب فرار کند. توجه

کنید که راستای فوتون فلوئورسانی، ربطی به راستای فوتون فرودی نخواهد داشت و بخشی از آن از مادهٔ جاذب «به عقب» گسیل خواهد شد. به‌این ترتیب، وقتی جاذب با فوتون‌های انرژی بالا بمباران می‌شود، پرتوهای ایکس مشخصهٔ خود را گسیل خواهد کرد.

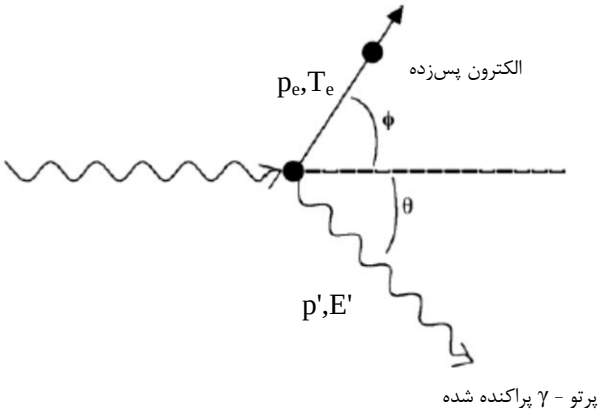
در طیف سنجی پرتوِ γ معمولاً حفاظ‌های سربی به‌کار می‌روند. این می‌تواند منجر به تولید پرتوهای ایکس Pb شود که با اندازه‌گیری فوتون‌های کم انرژی تداخل می‌کنند. با پوشاندن Pb توسط لایه‌های Al و Cu، که پرتوهای ایکس Pb و دیگر تابش‌های متعاقب را جذب می‌کنند، این مشکلات رفع می‌شوند.

۱۷-۴- ۲. پراکندگی کامپتون

اگر انرژی فوتون فرودی از انرژی‌های بستگیِ نوعیِ داخلی‌ترین الکترون‌های اتم تجاوز کند، احتمال جذب فوتوالکتریک کم‌تر از احتمال پراکندگی فوتون از یک الکترون، و ایجاد یک الکترونِ پراکنده و یک فوتون کم انرژی‌تر خواهد بود. این فرایند، *پراکندگی کامپتون* خوانده می‌شود. نمودار طرح‌وار این فرایند در شکل ۱۷-۱۲ نشان داده شده است.

از پایستگی تکانه در راستای محور x داریم

$$p = p' \cos\theta + p_e \cos\theta \qquad (۳۳ .۱۷)$$



شکل ۱۷-۱۲. نمودار طرح‌وار پراکندگی کامپتون.

از پایستگی تکانه در راستای y داریم

$$\circ = -p' \sin\theta + p_e \sin\theta \qquad (۳۴ .۱۷)$$

با فرض اینکه برخورد کشسان باشد، پایستگی انرژی ایجاب می‌کند که

$$E = E' + Te \qquad (۳۵ .۱۷)$$

با ترکیب این معادلات (مسائل را ملاحظه کنید) و استفاده از روابط نسبیتی صحیح انرژی و تکانه برای الکترون

$$p_e^{۲} = \frac{۱}{c^{۲}}\left[T_e\left(T_e + ۲m_e c^{۲}\right)\right] \qquad (۳۶ .۱۷)$$

خواهیم داشت:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c}\left(۱ - \cos\theta\right) \qquad (۳۷ .۱۷)$$

که در آن λ' و λ طول موج‌های پرتوهای γی پراکنده و فرودی هستند. کمیت $h/m_e c$ به‌نام طول موج کامپتون الکترون بوده و برابر ۲۴۲۶ fm است. توجه کنید که انتقال در انرژی پرتوِ γ مستقل از انرژی فرودی است. عبارت‌های مربوط به انرژی‌های فوتون و الکترونِ پراکنده در جدول ۱۷-۲ داده شده‌اند.

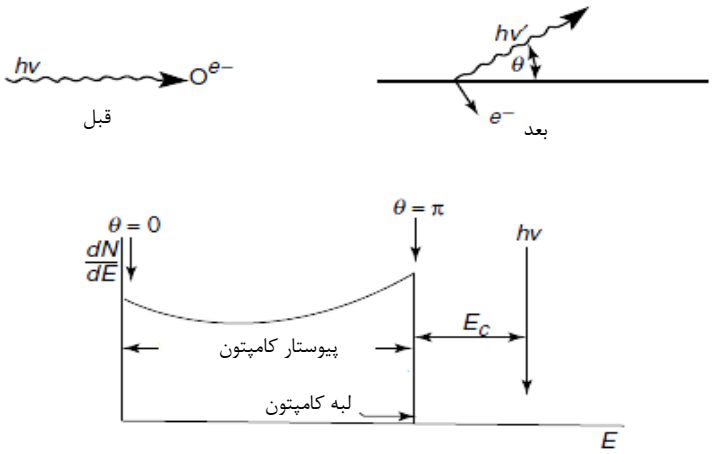
جدول ۱۷-۲. پراکندگی کامپتون در زوایای ثابت.

θ_γ (درجه)	انرژی فوتون گسیل شده $(h\nu')$	انرژی جنبشی الکترون
۰	$h\nu$	$\sim \circ$
۹۰	$h\nu\left(\frac{mc^{۲}}{mc^{۲} + h\nu}\right)$	$\sim h\nu - mc^{۲}$
۱۸۰	$h\nu\left(\frac{mc^{۲}}{mc^{۲} + ۲h\nu}\right)$	$\sim h\nu - mc^{۲}/۲$

بدیهی است که کمینه انرژی γ پراکنده هنگامی رخ می‌دهد که $\theta = ۱۸۰^\circ$ $(\cos\theta = -۱)$. در این مورد، خواهیم داشت:

$$E_{\gamma'}^{\min} = \frac{m_e c^۲}{۲}\left(\frac{۱}{۱+\frac{m_e c^۲}{۲E_\gamma}}\right) \approx ۲۵۵keV \qquad (۳۸ .۱۷)$$

در این وضعیت، انرژی الکترون، T_e، بیشینه بوده و $T_e = E_\gamma - ۰/۲۵۵MeV$. اگر همهٔ زوایای پراکندگی θ را در نظر بگیریم، در آن صورت توزیع انرژی جنبشی الکترون پراکنده به صورت شکل ۱۷-۱۳ خواهد بود. قلّهٔ تیز در $E_\gamma - ۰/۲۵۵MeV$ *لبهٔ کامپتون* نامیده می‌شود. کمینه انرژی



شکل ۱۷-۱۳. بالا: نسخهٔ طرحوار پراکندگی کامپتون. پایین: نسخهٔ طرحوار توزیع انرژی‌های جنبشی الکترون تولید شده در پراکندگی کامپتون. [اقتباس از: Knoll,2000]

فوتون $E \approx ۲۲۵keV$، مولفهٔ بارزی در طیف‌های پرتوِ γ حاصل از برهم‌کنش فوتون یک چشمهٔ پرتوزا با سپر سربی اطراف آشکارساز بوده و منجر به یک فوتون پس-پراکنده $(E \approx ۲۲۵keV)$ می‌شود که به آشکارساز می‌خورد («قلهٔ پس-پراکندگی»).

سطح مقطع پراکندگی کامپتون به ازای هر الکترون مادهٔ ایستاننده، مستقل از Z است، و لذا سطح مقطع برای هر اتم متناسب با Z خواهد بود. برای انرژی‌های حدود ۰/۵ MeV، سطح مقطع تقریباً به صورت $1/E_\gamma$ تغییر می‌کند.

۱۷-۴-۳. تولید زوج

وقتی انـــرژی فوتون اولیه فراتر از جرم سکون دو الکترون، ۱/۰۲۲MeV، باشد، فرایند تولید زوج امکان‌پذیر می‌شود. در طی فرایند تولید زوج، فوتون اولیه با میدان کولنی هسته برهم‌کنش نموده و به یک الکترون و یک پوزیترون، یعنی یک *زوج* ماده – پادماده، تبدیل می‌شود که از انرژی اولیهٔ فوتون سهم می‌برد (شکل ۱۷-۱۱). پایستگی انرژی و تکانه در میدان کولنی موجب می‌شوند که زوج الکترون‌ها در راستای اولیهٔ فوتون و با یک گشودگی زاویه‌ای کوچک به طرف جلو حرکت کنند. زوج ذرات یاد شده با الکترون‌ها و هسته‌های مادهٔ باقیمانده همانگونه که در بالا توضیح داده شد برهم‌کنش می‌کنند.

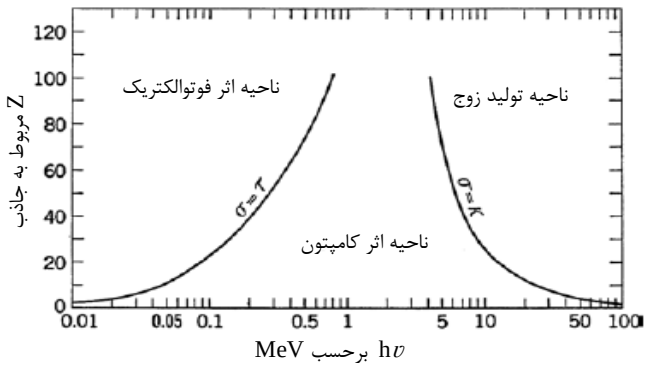
فرایند تابش ترمزی مشاهده شده در ایستانندگی الکترون با فرایند تولید زوج رابطهٔ نزدیکی دارد. به‌طور طرح‌وار، در مورد اول، الکترون متحرک با میدان کولنی اتم برهم‌کنش نموده، بین دو حالت انرژی ایجاد یک گذار می‌کند و یک فوتون (تابش ترمزی) گسیل می‌شود. در مورد دوم، فوتون در اثر برهم‌کنش با میدان کولنی اتم نابود شده و یک زوج الکترون تولید می‌شود. احتمال تولید زوج دارای آستانهٔ مطلق ۱/۰۲۲ MeV است، یعنی، اگر انرژی فوتون پایین‌تر از این باشد، این فرایند رخ نمی‌دهد. سطح مقطع نسبتاً بسرعت افزایش می‌یابد و همانگونه که در شکل ۱۷-۱۰ نشان داده شده است، در انرژی‌های فراتر از ۱۰MeV اشباع می‌شود. تغییر سطح مقطع تولید زوج با انرژی فوتون پیچیده است، ولی سطح مقطع بستگی به مربع عدد اتمی جاذب دارد. برای انرژی‌های بزرگ فوتون، $\sigma_{\text{جفت}} \propto Z^2 \ln\left(E_\gamma / mc^2\right)$. تولید زوج، فرایند غالب در تضعیف فوتون‌های انرژی - بالا است.

تولید زوج دارای انرژی آستانه ۱/۰۲۲ MeV است زیرا دو ذره تولید می‌شوند، یکی الکترون و دیگری پوزیترون. لذا، مقداری انرژی «ذخیرهٔ داخلی» یا «صرف آفرینش» جرمِ زوج می‌شود. توجه داشته باشید که بار الکتریکی کل پایسته می‌ماند زیرا بار الکترون ۱e- و بار پوزیترون ۱e+ است. یکی از مشخصات انحصاری این فرایند این است که انرژی صرف شده برای آفرینش دو ذره وقتی پوزیترون به سکون در آید و با یک الکترون نابود گردد، «آزاد می‌شود». فرایند نابودی به صورت زیر است:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$$

که در آن دو پرتو γ دقیقاً دارای انرژی یکسانی، $mc^2 = ۰/۵۱۱ MeV$، هستند و در ۱۸۰°، یا پشت به پشت، گسیل می‌شوند. محوری که پرتوهای γ در امتداد آن گسیل می‌شوند نسبت به جهت اولیهٔ فوتون فرودی کاتوره‌ای خواهد بود زیرا پوزیترون دستخوش فرایندهای کند کننده‌ای شامل پراکندگی چندگانه با اتم‌ها و الکترون‌های اتمی می‌شود. در آخرین فازِ فرایند، پوزیترون یک الکترون جذب کرده و گونه‌ای خنثی به‌نام پوزیترونیم تشکیل می‌دهد. لذا، هرگاه تولید زوج رخ بدهد، تابش مشخصهٔ نابودی (فوتون‌های با انرژی $۰/۵۱۱ MeV$) می‌تواند از جاذب فرار کند.

به‌طور خلاصه، فوتون‌ها از ماده عبور می‌کنند تا اینکه انفراداً با اتم‌ها یا هسته‌های ماده برهم‌کنش کنند. بسته به انرژی فوتون‌ها، برهم‌کنش عمدتاً تولید زوج (انرژی بالا)، پراکندگی کامپتون، یا جذب فوتوالکتریک (انرژی پایین) خواهد بود. اهمیت نسبی این فرایندها در شکل ۱۷-۱۴ به صورت تابعی از عدد اتمی و انرژی فوتون خلاصه شده است. در هر برهم‌کنش، فوتون ماده را یونیده می‌کند، یعنی یک یا دو الکترون با سرعت بالا تولید نموده و یک یون مثبت باقی می‌گذارد.



شکل ۱۷– ۱۴. خلاصه وضعیت اهمیت نسبی سه سازوکاری که از طریق آن‌ها فوتون‌ها با ماده برهم‌کنش می‌کنند. منحنی‌ها نشاندهندهٔ موقعیت‌هایی در صفحهٔ عدد اتمی – انرژی فوتون هستند که در آن‌ها سطح مقطع برای پراکندگی کامپتون مساوی با سطح مقطع جذب فوتوالکتریک، طرف چپ، یا مساوی با سطح مقطع تولید زوج؛ در طرف راست، است.

تولید زوج، دو الکترون سریع- یکی مثبت و دیگری منفی- می‌دهد، پراکندگی کامپتون یک الکترون سریع و یک فوتون با انرژی پایین‌تر می‌دهد، و اثر فوتوالکتریک یک الکترون با سرعت بالا می‌دهد. الکترون‌های سریع، آهنگ یونش خیلی بالاتری نسبت به فوتون‌ها دارند، و جلوه‌های کلی

برهم‌کنش‌های این الکترون‌ها با ماده در بالا توضیح داده شده‌اند. «مسیر» فوتون پراکنده هنگامی که پراکندگی کامپتون، فرایندِ غالب است بی‌نظم می‌باشد. پرتوهای γ حاصل از فرایندهای واپاشی هسته‌ای نوعاً دارای انرژی‌هایی از مرتبهٔ MeV ۱ هستند. از شکل ۱۷-۱۴ انتظار می‌رود که این فوتون‌ها در تمام مواد از طریق پراکندگی کامپتون برهم‌کنش کنند. برهم‌کنش اول، یک الکترون و یک فوتون با انرژی پایین‌تر خواهد داد. احتمال برهمکنش فوتون ثانویه معمولاً بالاتر از احتمال برهم‌کنش فوتون اولیه است و غالباً به جذب فوتوالکتریک می‌انجامد. همچنین به یاد داشته باشید که، بسته به انرژی فوتون اولیه، جاذب به صورت ضعیفی فوتون‌های کم انرژی همچون تابش نابودی، تابش پس‌پراکندگی، یا پرتوهای- X فلوئورسانی گسیل خواهد کرد.

۱۷-۵. نوترون

اکنون، به اختصار، انتشار نوترون را در ماده بررسی خواهیم کرد. نوترون نافذترین تابش است زیرا، به این دلیل ساده، که تنها برهم‌کنشِ بارزِ آن‌ها با هسته‌ها و از طریق نیروی قوی است. (نوترون فقط دارای برهم‌کنش بسیار اندکی با الکترون‌ها از طریق گشتاور مغناطیسی دو قطبی‌شان است که می‌تواند نادیده گرفته شود.) همانگونه که در ابتدای این فصل بحث کردیم، هسته‌ها خیلی کوچک‌تر از اتم‌ها هستند، و لذا احتمال اینکه یک نوترون سریع با هسته‌ها برهم‌کنش کند (برخورد نماید) بسیار بسیار کم است. از طرف دیگر، نوترون‌ها آسیب تابشی قابل ملاحظه‌ای ایجاد می‌کنند زیرا همهٔ برهم‌کنش‌هایشان موجب پس‌زنی هسته شده و بسیاری از آن‌ها منجر به تراریخت‌های هسته‌ای می‌شوند.

نوترون در امتداد یک خط مستقیم و با انرژی ثابت در ماده حرکت می‌کند تا اینکه با یک هسته مواجه شود و موجب یک واکنش هسته‌ای گردد. لذا، تضعیف نوترون یک قانون‌نمایی مشابه فوتون‌ها را دنبال خواهد کرد. برحسب یک طولِ تضعیفِ وابسته به انرژی، μ_E ، خواهیم داشت:

$$I = I_{\circ} e^{-\mu_E x} \qquad (۱۷.۳۹)$$

که در آن x یک بعد خطی و $I_{\circ}$ شدت فرودی است. طول تضعیف، وارونِ مسیر آزاد میانگین، λ ، و متناسب با سطح مقطع کل واکنش هسته‌ای است:

$$\mu_E = \frac{۱}{\lambda_E} = N_{\circ} \sigma_{\text{کل}}(E) \qquad (۱۷.۴۰)$$

که در آن $N_{\circ}$ ثابتی است که تعداد کل هسته‌ها بر واحد حجم ماده را می‌دهد. سطح مقطع کل واکنش هسته‌ای، شاخصه‌ای است از هر ایزوتوپ موجود در مادهٔ جاذب و دارای دیمانسیون مساحت است. اگر یک عنصر تک ایزوتوپی همچون طلا یا بیسموت داشته باشیم، در این صورت فقط باید وابستگی به انرژی نوترون را در نظر بگیریم. چنانچه ماده دارای چندین ایزوتوپ مثلاً نقره $\left({}^{۱۰۷}Ag, {}^{۱۰۹}Ag\right)$، نیکل (پنج ایزوتوپ)، یا یک ترکیب همچون NaF (یک ایزوتوپ از هر عنصر)، و غیره، باشد، در این صورت سطح مقطع مؤثر، سطحِ مقطعِ *عددی- وزنی* خواهد بود:

$$\sigma_{\text{متوسط}} = f_۱\sigma_{\text{کل}}(E)_۱ + f_۲\sigma_{\text{کل}}(E)_۲ + f_۳\sigma_{\text{کل}}(E)_۳ + \cdots \qquad (۴۱ .۱۷)$$

که در آن ثابت‌های f_i کسرهای عددی هر ایزوتوپ موجود در نمونه اند.

مسئلهٔ نمونه: سطح مقطع میانگین جذب و مسیر آزاد میانگین نوترون‌های حرارتی را برای LiF، مادهٔ بلوری جامدی که در دمای اتاق چگالی آن ۲/۶۳۵ $g/cm^۳$ و جرم مولی آن .۲۵/۹۴ g/mol است، حساب کنید. لیتیم دارای دو ایزوتوپ پایدار ^۶Li (۷/۵درصد) و ^۷Li (۹۲/۵ درصد) با سطح مقطع‌های نوترون حرارتی به ترتیب ۳۹ mb= $\sigma_{\text{حرارتی}}$ و ۴۵ mb=$\sigma_{\text{حرارتی}}$ می‌باشد. فلور تک ایزوتوپی، ^{۱۹}F، و دارای σ_{th} = ۹/۶ mb است.

حل:

$$\sigma_{\text{میانگین}} = f_۱\sigma_{\text{کل}}(E)_۱ + f_۲\sigma_{\text{کل}}(E)_۲ + f_۳\sigma_{\text{کل}}(E)_۳$$

توجه داشته باشید که نصف اتم‌ها فلور و نصف دیگر لیتیم هستند، اما اتم‌های لیتیم به‌طور نامساوی بین A =۶ و A = ۷ تقسیم شده‌اند. کسرهای ایزوتوپی باید این توزیع را منعکس کنند.

$$\sigma_{\text{میانگین}} = ۰/۰۷۵ \times ۰/۵ \times ۳۹\,mb + ۰/۹۲۵ \times ۰/۵ \times ۴۵\,mb + ۱/۰ \times ۰/۵ \times ۹/۶\,mb$$
$$\sigma_{\text{میانگین}} = ۲۷/۱\,mb$$

با مرتب کردن معادلهٔ بالا بر حسب مسیرآزاد میانگین و سطح مقطع کل واکنش خواهیم داشت

$$\lambda_{\text{حرارتی}} = \frac{۱}{N_{\circ}\sigma_{\text{حرارتی}}}$$

$$N_{\circ} = \frac{N_A \rho}{\text{جرم مولی}} = \frac{۶/۰۲۲ \times ۱۰^{۲۳} / mol \times ۲/۶۳۴\, g/cm^{۳}}{۲۵/۹۴\, g/mol}$$
$$N_{\circ} = ۶/۱۱ \times ۱۰^{۲۲}\, cm^{-۳}$$

و در نهایت برای مسیر آزاد میانگین

$$\lambda_{\text{حرارتی}} = \frac{۱}{۶/۱۱ \times ۱۰^{۲۲}\, cm^{-۳} \times ۲۷/۱ mb \times ۱ \times ۱۰^{-۲۷}\, cm^{۲}/mb}$$
$$\lambda_{\text{حرارتی}} = ۶۰۴ cm$$

لذا، نوترونِ حرارتی متوسط، پیش از اینکه دستخوش واکنش هسته‌ای گیر اندازی بشود، بیش از ۶ متر در LiF جامد طی مسیر خواهد کرد! توجه داشته باشید که سطح مقطع کل واکنش بزرگ‌تر خواهد بود و نوترون‌ها با احتمال زیاد پیش از جذب، پراکنده خواهند شد.

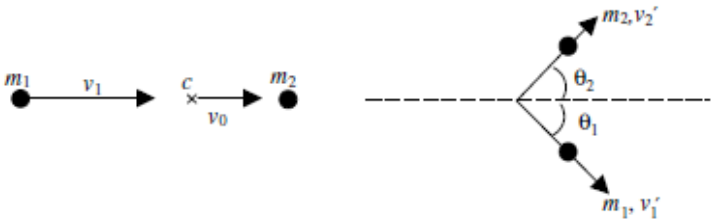
نوترون‌ها، بسته به انرژی‌شان، از طریق واکنش‌های مختلفی با ماده برهم‌کنش می‌کنند. روش‌های زیر از مهم‌ترین این واکنش‌ها هستند:

۱. پراکندگی کشسان $A(n, n)A$، که سازوکار اصلی برهم‌کنش برای نوترون‌ها است.
۲. پراکندگی ناکشسان $A(n, n')A^{*}$، که در آن هستهٔ فراوردهٔ A^{*} در یک حالت برانگیخته خواهد بود. برای حصول پراکندگی ناکشسان، نوترون فرودی باید دارای انرژی کافی برای برانگیختن هستهٔ فراورده باشد، که معمولاً MeV ۱یا بیشتر است.
۳. گیراندازی تابشی، $A(n, \gamma)A+۱$. همانگونه که پیشتر بحث شد، وابستگی این سطح مقطع به انرژی، به صورت $۱/v$ است، و این فرایند برای نوترون‌های با انرژی پایین دارای اهمیت است.
۴. شکافت $A(n, f)$، که محتمل‌ترین فرایند در انرژی‌های حرارتی است ولی در تمام انرژی‌هایی که انرژی بستگی نوترون از ارتفاع سد شکافت فراتر رود برای هسته‌های شکافت‌پذیر رخ می‌دهد.
۵. واکنش‌های برکنی، همچون (n, p)، (n, α)، (n, t)، و غیره، که برای نوترون‌های با انرژی eV-keV بیشینه است اما در انرژی‌های بالاتر هم رخ می‌دهد.

سطح مقطع کل برهم‌کنش نوترون، $\sigma_{کل}(E)$، عبارت از حاصل‌جمع سطوح مقطع واکنش‌های گوناگون است:

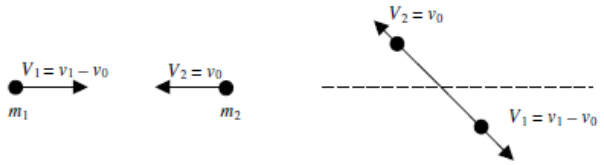
$$\sigma_{کل} = \sigma_{کشسان} + \sigma_{ناکشسان} + \sigma_{جذبی} + \cdots \qquad (۴۲.۱۷)$$

یکی از مهم‌ترین برهم‌کنش‌های نوترون‌ها با ماده از نظر فناوری، اتلاف انرژی آنها (کند شدن) بـا یک رشته برخوردهای کشسان است. موردی را در نظر بگیریم که در آن ذرهٔ ۱ با جرم m_1، سرعت v_1، با ذرهٔ ساکن ۲ با جرم m_2 برخورد می‌کند. پس از برخورد، ذرات دارای سرعت‌های v_1' و v_2' در سیستم آزمایشگاهی هستند.



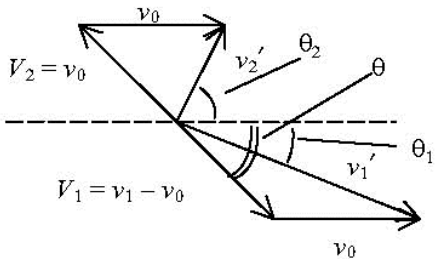
پیش از برخورد پس از برخورد

در سیستم مرکز جرم (cm)، داریم:



پیش از برخورد پس از برخورد

پس از برخورد، رابطهٔ بین سیستم‌های cm و آزمایشگاهی عبارت است از:



$$v_\circ = \frac{M_1}{M_1 + M_2} v_1 \equiv \text{سرعت مرکز جرم} \qquad (۴۳ .۱۷)$$

اگر انرژی جنبشی ذرهٔ ۱ را پس از برخورد با T'_1 نشان بدهیم، داریم

$$T_1' = \frac{1}{2} m_1 \left(v_1'\right)^2 \qquad (۴۴ .۱۷)$$

$$T_1' = \frac{1}{2} m_1 \left(V_1 + v_\circ\right)^2 = \frac{1}{2} m_1 \left(V_1^2 + v_\circ^2 + 2V_1 v_\circ \cos\theta\right) \qquad (۴۵ .۱۷)$$

لذا، T'_1 به ازای $\theta = 0^\circ$ بیشینه، و به ازای $\theta = 180^\circ$ ، کمینه خواهد بود. یعنی،

$$\begin{aligned} T_1'(\max) &= \frac{1}{2} m_1 \left(V_1^2 + v_\circ^2 + 2V_1 v_\circ\right) = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 = T_1 \\ T_1'(\min) &= \frac{1}{2} m_1 \left(V_1^2 + v_\circ^2 - 2V_1 v_\circ\right) = \frac{1}{2} m_1 \left(V_1 - v_\circ\right)^2 \\ &= \frac{1}{2} m_1 \left(v_1 - 2v_\circ\right)^2 \\ &= T_1 \left(\frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2}\right)^2 \end{aligned} \qquad (۴۶ .۱۷)$$

برای مورد خاصی که در آن ذرهٔ ۱، نوترون، و ذرهٔ ۲، پروتون است، $m_1 \approx m_2$:

$$T_1'(\min) = 0$$
$$T_1'(\max) = T_1$$

و به دنبال آن:

$$T_1' = \frac{T_1(1+\cos\theta)}{2}$$
$$\theta_1 + \theta_2 = 90^\circ \qquad (17.47)$$
$$v_1 = v_2 = v_0$$

چنانچه فرض کنیم توزیع زاویه‌ای نوترون‌های پراکنده در سیستم مرکز جرم همسانگرد است، در این صورت احتمال پراکندگی یک نوترون به داخل زاویه فضایی $d\Omega$، $P(d\Omega)$، ثابتی است که با رابطهٔ زیر داده می‌شود:

$$P(d\Omega) = \frac{d\Omega}{4\pi} \qquad (17.48)$$

که در آن زاویهٔ فضایی $d\Omega$ برحسب استرادیان است. با جایگزینی مقدار برای $d\Omega$، با فرض تقارن کروی، داریم:

$$P(d\Omega) = \frac{2\pi \sin\theta d\theta}{4\pi}$$
$$= \frac{1}{2}\sin\theta d\theta \qquad (17.49)$$

هنگامی که یک نوترون به داخل بازهٔ زاویه‌ایِ (θ تا $\theta + d\theta$) پراکنده می‌شود، انرژی آن از T_1 به بازهٔ (T_1' تا $T_1' + dT_1'$) تغییر می‌کند. در اینجا

$$dT_1' = -m_1 V_1 v_0 \sin\theta d\theta \qquad (17.50)$$

لذا، برای احتمال پراکندگی به یک بازه انرژی dT_1' خواهیم داشت:

$$P\left(dT_1'\right) = P\left(d\Omega\right)$$
$$= \frac{1}{2}\sin\theta d\theta \qquad (۵۱ .۱۷)$$
$$= \frac{dT_1'}{2m_1V_1v_0}$$

احتمال پراکندگی به داخل هر بازهٔ انرژی یکی است. برای نوترون‌های پراکنده شده از هیدروژن:

$$T_1'\left(\min\right) = 0$$
$$T_1'\left(\text{میانگین}\right) = \frac{T_1}{2}$$

پس از n برخورد:

$$T_1'\left(\text{میانگین}\right) \approx \left(\frac{1}{2}\right)^n T_1 \qquad (۵۲ .۱۷)$$

لذا، فروکاستن یک نوترون MeV -۱ به انرژی‌های حرارتی $\left(\sim \frac{1}{40} eV\right)$، مستلزم ۲۵ برخورد است.

۱۷-۶. پرتودهی و دزیمتری

تا اینجا، نگاهی میکروسکوپیکی بر انتشار باریکه ذرات در ماده داشته‌ایم. اُفتِ شدت و انرژی‌های باریکه‌ها را برحسب تک-تک برهم‌کنش‌ها توصیف کرده‌ایم. حالا از منظرِ جسم جاذب، نگاهی ماکروسکوپیکی‌تر به آن می‌افکنیم.

همانگونه که دیده‌ایم، عبور پرتو از ماده موجب یونش اتم‌ها و مولکول‌ها می‌شود. آفرینش الکترون‌هـــای آزاد، یون‌های مثبت پس‌زن، و در بعضی موارد هسته‌های تراریخته می‌توانند ساختار شیمیایی ماده را برهم بزنند. شایان ذکر است که تأثیر کلی عبـــور یک تک-ذره از یک شیء ماکروسکوپیکی به‌دلیل حضور تعداد بسیار زیاد اتم‌ها در آن شیء، خیلی ناچیز خواهد بود. همانگونه که در فصل بعد پیرامون آشکارسازهای تابش‌ها خواهیم دید، ابزار خاصی برای مشاهدهٔ یونش حاصل از هر کدام از ذرات مورد نیاز است. تغییرات فیزیکی در یک جسم معمولی هنگامی

مشهود خواهد بود که آن جسم در معرض تابش مقدار زیادی پرتو قرار بگیرد. همچنین، باید توجه داشت که برخی مواد در مقابل یونش حاصل از فوتون‌ها و الکترون‌های سریع نسبتاً ایمن هستند، در حالی‌که تابش نوترون بر همان مواد معمولاً تأثیر قابل ملاحظه‌ای خواهد داشت. به‌عنوان مثال، یک شبکهٔ فلزی با الکترون‌های واجایگزیده مشخص می‌شود، و یونش موضعی ایجاد شده توسط پراکندگی کامپتون یا جذب فوتوالکتریک، سریعاً خنثی (یا ترمیم) می‌شود. جذب نوترون توسط یک فلز منجر به واپاشی بتایی و تراریختن یک اتم به عنصر مجاور می‌گردد. از طرف دیگر، یونش موضعی به وجودآمده توسط فوتون‌ها و الکترون‌ها در مواد عایق، همچون شیشه، مدت‌ها باقی می‌ماند. به‌طور مشابه، نقص‌های شبکه‌ای حاصل از پس‌زنی هسته را باید با آبکاری حذف کرد، اما پس‌زنی هسته در مایعات اثر کمتری دارد (و درگازها اصلاً اثری ندارد). لذا، ملاحظه می‌کنیم که آثار تابش بر یک ماده تا حد زیادی به نوع و مقدار تابش و به طبیعت فیزیکی و شیمیایی ماده‌ای که در معرض تابش است بستگی دارد.

دیدیم که انواع خنثای تابش، یعنی فوتون‌ها و نوترون‌ها، بسیار نافذند و می‌توانند بدون هیچ برهم‌کنشی از لایه‌های ماده عبور کنند. در این موارد، باید بین *مقدار پرتودهٔ* و مقدار *انرژی جذب شده* تمیز قایل شد. فوتون‌ها همچون پرتوهای ایکس، تابش ترمزی و پرتوهای γ نقش مهمی در پزشکی هسته‌ای بازی می کنند، اما چندان جذب بافت نمی‌شوند. پرتوگیری با این فوتون‌ها مساوی با دز نیست. درمورد تابش شدیداً یونیزان همچون ذرات باردار، پرتوگیری، متناظر با انرژی جذب شده است، به جز برای مواد بسیار نازک که به ذره اجازهٔ فرار می‌دهند. برای مشخص کردن آثار تابش، باید مقدار انرژی جذب شده توسط ماده را که *دز جذب شده* نامیده می‌شود، بدانیم.

واحد پرتوگیری، رونتگن (R) است. این یک واحد پرتوگیری تاریخی است و تابش فرودی بر یک مادهٔ جاذب را بدون در نظر گرفتن خواص جاذب مشخص می‌کند. این واحد در سال ۱۹۲۸/۱۳۰۷ به صورت «مقدار تابشی که در ۱ سانتی‌متر مکعب هوا در شرایط متعارفی تولید یک واحد الکتروستاتیکی (esu) یون، مثبت یا منفی می‌کند»، تعریف شده است. بر حسب واحدهای نوین:

در فشار و دمای استاندارد ^{3}cm / nC۰/۳۳۳۶= کیلوگرم هوا/ کولن$\times 10^{-4}$ ۲/۵۸×۱۰= رونتگن۱

این مقدار، با فرض انرژی مؤثر ۳۴ eV برای ایجاد یک زوج یون در هوا، متناظر است با تقریباً ۸/۸ mJ/kg انرژی جذب شده. رونتگن بیشتر برای توصیف شدت چشمه‌های فوتونی همچون دستگاه‌های پرتو ایکس پزشکی یا سایر پرتو دهنده‌ها به‌کار می‌رود. پرتوگیری باید در فاصلهٔ نسبتاً

دوری از چشمه اندازه‌گیری شود تا میدان تابش در مقایسه با ابعاد آشکارساز یکنواخت باشد. آشکارساز معمولاً یک اتاقک یونش پر شده از هوای خشک است که به بار پیکو کولن حساس است.
با پیشرفت مطالعات آثار پرتوگیری ناشی از انواع تابش‌ها، معلوم شده است که این آثار همبستهٔ با مقدار انرژی جذب شده هستند، که معمولاً کمتر از پرتوگیری است. در سال۱۳۴۱/ ۱۹۶۲ «راد» رسماً به‌عنوان یک واحد ویژهٔ انرژی به نام «دز جذب شدهٔ تابش» با مقدار ۱۰۰ ارگ برگرمِ مادهٔ جاذب تعریف شد. راد یک استاندارد فیزیکی مناسب است که با آثار شیمیایی و زیست‌شناختی تابش همبستگی دارد، در حالی‌که رونتگن که برحسب میزانی از یونش هوا تعریف شده است برای پرتوگیری کنار گذاشته شد. پس از آن، گری (Gy) به‌عنوان واحد SI برای دز جذب شده معرفی گردید:

$$1Gy = 1J/kg = 100rad = 6/24\times10^{12}\ MeV/kg$$

لذا یک سانتی‌گری دقیقاً برابر یک راد است. یک گری، متناظر با مقدار نسبتاً بالایی انرژی است که باید از یک چشمهٔ تابشی در واحد جرم جذب شود. مثلاً،Gy ۱ در آب برابر .mJ/mol ۱۸ است. دزیمترهای نوین معمولاً دزها را در سطح چند میلی‌راد (mr) یا چند ده μGy اندازه می‌گیرند.
نام اختصاری «کِرما:***kerma***» برای «انرژی جنبشی رها شده در مادهٔ جاذب: ***k***inetic ***e***nergy ***r***eleased in absorbing ***m***aterial» به کار می‌رود و به‌صورت مفهومی، انرژی سپرده شده توسط تابش یونیزان را با میدان تابشی مرتبط می‌سازد. این واحد برای لحاظ کردن انرژی جنبشیِ جذب شدهٔ موضعی از فراورده‌های برهم‌کنشِ تابش با یک محیط خاص همچون الکترون‌های کامپتون، فوتو الکترون‌ها، و تولید زوج و لحاظ نکردن انرژی تابش‌هایی همچون فوتون‌های پراکندهٔ کامپتون، فلوئورسانی مشخصه، و فوتون‌های نابودی، که به‌طور موضعی جذب نمی‌شوند، تعریف می‌شود. کرما به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$K = \phi E\,\mu_x/\rho$$

که در آن ϕ شاریدگی ذرات$\left(m^{-2}\right)$، E انرژی تابش، μ_x ضریب جذب انرژی خطی (m/انرژی)، و ρ چگالی (kg/m^3) است. لذا دیمانسیون کرما عبارت است از J/kg یا گری. مفهوم کرما در هوا بسیار نزدیک تعریف عملی رونتگن به‌عنوان واحدی برای پرتوگیری، ضربدر فاکتوری برای مقدار انرژی لازم جهت تولید یک زوج یون است. با وجود این، فوتون های تابش ترمزی در شرط تعادل ذره

ثانوی که در تعریف رونتگن فرض می‌شدند از دست می‌روند، اما در بیشتر شرایط اثر چندانی ندارند.

درست همان‌گونه که، بر خلاف پرتوگیری، اثر تابش بر یک مادهٔ خاص بستگی به دُز یا مقدار انرژی جذب شده دارد، تأثیر تابش بر سیستم‌های زیست‌شناختی بستگی به چگالی انرژی دارد و نه صرفاً انرژی. می‌توان تصور کرد که یک سیستم زیست‌شناختی بتواند در مقابل تشکیل یک زوج یون و تبدیلات شیمیایی متعاقب آن از یک رویداد فوتوالکتریک جانِ سالم به در ببرد. با وجود این، چنانچه بر اثر عبور یک ذرهٔ باردار سنگین از یک مادهٔ زیست‌شناختی تعداد زیادی رویداد یونشی مستقیم در حجم کوچکی رخ بدهد، تغییرات شیمیایی حاصل می‌توانند بزرگ باشند. پارامتر مهم «انتقال انرژی خطی» یا LET، نامیده می‌شود، که بسیار نزدیک به اتلاف انرژی ویژه، $-dE/dx$، است که پیشتر در همین فصل مورد بحث قرارگرفت. مقدار LET برای یک ذرهٔ معین کوچک‌تر از مقدار $-dE/dx$ است و LET شامل بخش تلف شدهٔ انرژی به صورت تابش نیست، زیرا تابش ترمزی به‌طور «موضعی» جذب نمی‌شود. یاد آور می‌شویم که بخش اتلاف انرژی به‌صورت تابش تنها برای الکترون‌های انرژی‌بالا قابل ملاحظه است. مقدار نوعی LET برای فوتون‌ها و الکترون‌های سریع چند MeV/mm است ولی برای ذرات باردار سنگین چند مرتبهٔ بزرگی بیشتر است.

جدول ۱۷-۳. ضرایب وزن تابش برای تابش‌های گوناگون.

	γ	بتا	پروتون $(>۲MeV)$	آلفا	نوترون سریع $(۲-۲۰MeV)$	n حرارتی
ضریب وزن تابش	۱	۱	۵	۲۰	۱۰	۵

مفهوم «دُزِ معادل» به مرور زمان برای کمّی ساختن آثار مُخَرّب‌ترِ تابشِ با LET بالا توسعه یافته است. تعریف اولیهٔ دز جذب شده برحسب راد، در یک ضریب کیفی، Q>۱، ضرب شد. ضریب کیفی با افزایش LET افزایش پیدا می‌کند. واحد تاریخی دُزِ معادل، رِم است که مشتق از «*r*oentgen *e*quivalent *m*an» به معنای تحت‌اللفظی «رونتگن معادل انسان» است و اندازه‌گیری‌های دزهای معادلِ رسیده به سیستم‌های زیست‌شناختی، بویژه مردم، بیشتر، برحسب میلی‌رم (mrem) گزارش می‌شوند. با واحد دز جدیدترِ SI، گری، واحد جدیدی در SI برای دز معادل به نام سیورت (Sv) معرفی گردیده است. سیورت و رم، مثل راد و گری، با ضریب ۱۰۰ با هم متفاوت‌اند:

$$۱\,Sv = ۱۰۰\,rem \quad \text{یا} \quad ۱۰\,\mu Sv = ۱\,mrem$$

دز معادل برحسب Sv برابر است با حاصلضرب دز جذب شده در w_R (ضریب وزن تابش، که قبلاً ضریب کیفی نامیده می‌شد). برای محاسبهٔ دز جذب شده در اثر تابش‌های با LET پایین، مثل پرتوهای بتا و گاما، ضریب وزن w_R را مساوی ۱ فرض می‌کنند. ضریب وزن تابش طوری تعریف می‌شود که متناسب با لگاریتم LET افزایش یابد. لذا، ضریب وزن تابش برای ذرات آلفا در بافت بدن تقریباً ۲۰ است. ضریب وزنِ نوترون‌ها را مقداری متوسط می‌گیرند زیرا احتمال پراکندن پروتون‌ها در بافت زیاد است. سیاههٔ ضرایب وزن تابش‌های گوناگون در شکل ۱۷-۳ نشان داده شده است.

توجه داشته باشید که دز، تعریف دقیقِ انرژی بر واحدِ جرمِ جاذب را دارد و علی‌الاصول، می‌تواند برای یک تابش معین در یک انرژی مشخص در یک مادهٔ خاص اندازه‌گیری شود. دز معادل واحدی نسبی است که در آن ضریب وزن تابش در قیاس با یک کمیت اندازه‌گیری شده بکار می‌رود. دز را می‌توان از یونش ایجاد شده در یک آشکارساز الکترونیکی اندازه‌گیری کرد؛ در احتساب دز معادل باید نوع تابشی که ایجاد یونش می‌کند لحاظ شود.

مسائل

۱. dE/dx را برای یک ذرهٔ آلفای ۱۰ MeV در برهم‌کنش با آلومینیم حساب کنید.

۲. در چه انرژی جنبشی یک الکترون اتلاف انرژیش در برهم‌کنش با آلومینیم، هم اندازهٔ با اتلاف انرژی یک آلفای ۶ MeV است؟

۳. dE/dx یک ذرهٔ αی ۸ MeV در برهم‌کنش با مایلر [یک فیلم پلی‌استر ساخته شده از پلی‌اتیلن] را حساب کنید.

۴. به‌طور خیلی تقریبی گفته شده است که ذرهٔ α و پروتون هم‌سرعت، بردشان در ماده تقریباً یکی است. چرا این فرض غلط است؟ کدام یک دارای برد بلندتری است و چرا؟

۵. ثابت کنید که کمینه یونش برای ذرات باردار سنگین در $\beta \cong ۰/۹۶$ رخ می‌دهد.

۶. پولک نیکل برای کند ساختن پروتون‌های تک انرژی ۱۰ MeV به‌کار می رود. حداکثرضخامت مجاز برای اینکه تفرق، کمتر از ۱٪ متوسطِ انرژی تراگسیل یافته باشد، چقدر است؟ در این مورد، متوسط انرژی تراگسیل یافته چقدر است؟

۷. ضخامت پولک آلومینیم مورد نیاز برای فروکاستن یک باریکهٔ یون ^{۱۲}C از ۱۰ MeV بر نوکلئون به ۳ MeV بر نوکلئون را حساب کنید.

۸. اتلاف انرژی یک ذرهٔ آلفای ۶ MeV را در عبور از $۵۰\mu g/cm^{۲}$ نیکل طبیعی حساب کنید.

۹. با فرض اینکه هیچگونه اتلاف انرژی رخ ندهد، گرمایش یک پولک $۵۰۰-\mu g/cm^{۲}$ از ^{۲۰۸}Pb را وقتی با ۱ میکروآمپر ذره از یون‌های $^{۸۶}Kr^{۱۹+}$ بمباران می‌شود حساب کنید.

۱۰. با به‌کار بردن اندازه‌گیری‌های dE/dx و E، برای ساخت یک سامانهٔ شناسایی ذرات روشی ابداع کنید.

۱۱. برد در آلومینیم را برای : (الف) یون ^{۸۰}Br ۸۰ MeV، (ب) ذره آلفای ۱۲ MeV، و (پ) الکترون ۱ MeV حساب کنید.

۱۲. پنجرهٔ یک شمارشگر GM از جنس میکا، $NaAl_۳Si_۳O_۱(OH)_۲$، و به ضخامت $۲mg/cm^{۲}$ است. (الف) کمینه انرژی ذرهٔ β^{-} که بتواند از این پنجره عبور کند چقدر است؟ (ب) کمینه انرژی ذرهٔ α که بتواند از این پنجره عبور کند چقدر است؟

۱۳. محاسبات مسئلهٔ ۱۲ را برای پوست به ضخامت ۱mm و چگالی متوسط $۱\ g/cm^{۳}$ تکرارکنید. فرض کنید پوست ۶۵ ٪ اکسیژن، ۱۸٪ کربن، ۱۰٪ هیدروژن و ۷ ٪ نیتروژن است.

۱۴. ذرات با انرژی جنبشی ۴۰۰ MeV بر ماده‌ای با ضریب شکست ۱/۸۸۸ فـــرود می‌آیند. تابش چرنکوف با نیم‌زاویهٔ رأس $\theta = \cos^{-1}(0/55)$ مشاهده می‌شود. هویت این ذرات چیست؟

۱۵. یک ذره β^- گسیل شده از ^{32}P $(E_{max} = 1/7 MeV)$ در شمارشگر گازی P-۱۰ چه اندازه نفوذ می‌کند؟

۱۶. فرض کنید نمونه ای دارید که شامل رادیونوکلیدهایی است که ذرات بتای ۱MeV و پرتوهای گامای ۱ MeV گسیل می‌کنند. یک روش جذبی طراحی کنید که بتواند پرتوهای گاما را بدون تداخل ذرات بتا بشمارد.

۱۷. چه کسری از باریکه فوتون‌های ۱ MeV در ۲/۵ سانتی‌متر Pb جذب می‌شود؟

۱۸. ثابت کنید فوتون با $E_\gamma > 1/022 MeV$ نمی‌تواند در فضای آزاد تولید زوج کند.

۱۹. به‌نظر می‌رسد سرب بهتر از آلومینیم، فوتون را جذب کند. در چه انرژی‌هایی از پرتوγ، ضریب جذب جرمی سرب بزرگ‌تر از آلومینیم است. چرا؟

۲۰. یک فوتون ۱ MeV دستخوش پراکندگی کامپتون در زوایای صفر و ۹۰ و ۱۸۰ درجه می‌شود. انرژی فوتون پراکنده در هر مورد چقدر است؟

۲۱. مسیر آزاد میانگین فوتون های ۰/۱ ، ۱، و ۳ MeV در NaI چقدر است؟

۲۲. مسیر آزاد میانگین فوتون ۲۰۰keV در آب چقدر است؟

۲۳. چه میزان حفاظ سربی برای کاهش سطح پرتوگیری به کمتر از ۱۰ میلی‌رم بر ساعت در فاصلهٔ ۱ پایی از یک چشمهٔ ^{60}Co با فعالیت ۵mCi، مورد نیاز است؟

۲۴. ثابت کنید زاویهٔ پراکندگی برای پراکندگی کشسان $A + A$ برابر ۹۰° است؟

۲۵. ذره‌ای با جرم m_1 به صورت کشسان از ذرهٔ (ساکن) با جرم m_2 پراکنده می‌شود. چنانچه $m_1 > m_2$، نشان دهید که زاویه پراکندگی نمی‌تواند از $\sin^{-1}(m_2/m_1)$ تجاوز نماید؟

۲۶. در گرافیت، برای کاهش انرژی جنبشی یک نوترون ۱MeV به انرژی‌های حرارتی، چه تعداد برخورد لازم است؟ مقیاس زمانی تقریبی برای این فرایند چقدر است؟

مراجع

Evans, R. D. *The Atomic Nucleus,* McGraw-Hill, New York, 1955.
Hubert, F., R. Bimbot, and H. Gauvin. At. *Data and Nucl. Data Tables*, **46**, 1(1990).
Knoll. G. F. *Radiation Detection and Measurement*. 3rd ed., Wiley, New York, 2000.
Leo. W. R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, Berlin, 1987.
Northcliffe. L. C. and R. P. Schilling. At. *Data and Nucl. Data Tables*. **A7**. 233(1970).
Williamson. G. F., J, P, Boujot, and J. Picard, CEA-R03A2, 1966.

کتاب شناسی

Harvey, B. G. *Introduction to Nuclear Physics and Chemistry*, 2nd ed., Prentice-Hall. Englewood Cliffs, NJ, 1969. The same information as Meyerhof from a chemist's perspective.
Lieser, K. H. *Nuclear and Radiochemistry: Fundamentals and application*, VCH, New York, 1997. Covers a number of the practical aspects of the subject that are important to radiochemists.
Marmier, P. and E. Sheldon. *Physics of Nuclei and Particles*. Vol. 1. Academic, New York, 1969. Detailed treatment of many of the important concepts. Still a useful reference.
Meyerhof, W. E. *Elements of Nuclear Physics*. McGraw-Hill, New York, 1967. A simplified treatment that captures the essential details.
Tsoulfanidis, N. *Measurement and Detection of Nuclear Radiation*, 2nd ed., Taylor and Farncis. Washington, DC, 1983. Many detailed numerical examples.

فصل ۱۸

آشکارسازهای تابش‌های هسته‌ای

مشخصهٔ بنیادی فرایندهای هسته‌ای این است که انرژی رها شده معمولاً بیش از انرژی‌های بستگی الکترون‌های اتمی است. هر ذرهٔ گسیل شده، انرژی کافی برای یونیدن اتم‌ها خواهد داشت. بنابراین، تابش هسته‌ای را *تابش یونیزان* می‌نامند، و آشکارسازی این یونش به ما امکان می‌دهد که فرایندهای هسته‌ای را «مشاهده» کنیم. تابش‌هایی که از طریق نیروی الکترومغناطیسی با ماده برهم‌کنش می‌کنند، یعنی، الکترون‌ها، ذرات باردار و فوتون‌ها، می‌توانند اتم‌ها را مستقیماً یونیده یا برانگیخته کنند. این تابش‌ها براحتی آشکارسازی می‌شوند. نوترون‌ها تنها از طریق نیروی هسته‌ای با هسته‌ها برهم‌کنش می‌کنند و از طریق فرایندهای غیرمستقیم یا ثانوی آشکارسازی می‌شوند.

باید توجه کرد که هرچند انرژی رها شده در فرایندهای هسته‌ای چند (حتی چندین) مرتبهٔ بزرگی بیشتر از انرژی بستگی اتمی است، اما تعداد کل زوج یون‌هایی که در هنگام برهم‌کنش تابش با ماده آفریده می‌شوند در مقیاس ماکروسکوپیکی کوچک است. به‌عنوان مثال، انرژی‌های بستگیِ نوعیِ الکترون تقریباً ۱۰ eV هستند. چنانچه انرژی کل حاصل از یک واپاشیِ هسته‌ایِ ۱ MeV به‌طور کامل به زوجِ الکترون/یون تبدیل شود، تعداد کل زوج‌ها تقریباً $۱۰^{۵}$ خواهد بود که متناظر با حدود $۱۰^{-۱۴}$ کولن بار است. حتی این تخمین از بارِ تولید شده خوش‌بینانه است زیرا احتمال اینکه همهٔ انرژی تبدیل به زوج یون شود، ناممکن است. (انرژی یونش «مؤثر» بسیاری از گازها تقریباً ۳۵ eV بر زوج‌یون است زیرا بعضی از زوج‌یون‌ها، بازترکیب می‌شوند.)

برای اندازه‌گیری تابش، یونش اولیه باید حفظ شود و صَرفِ بازترکیب یا «لاشخوری» اتم‌های الکترونگاتیو نگردد. لذا برای ساخت آشکارسازهای تابش‌های هسته‌ای، فلزات مفید نیستند. از سوی دیگر، یون‌های تولید شده باید متحرک باشند تا بتوان آنها را جمع‌آوری کرد. این، خود، مواد عایق را در بسیاری موارد مستثنا می‌کند. سیگنال‌های الکتریکی کوچک را باید تقویت کرد تا مشاهده شوند و لذا دستگاه‌های الکترونیکی نقش مهمی در شیمی هسته‌ای ایفا می‌کنند.

اگرچه انواع مختلف آشکارسازهای تابش‌های هسته‌ای از خیلی جهات با هم فرق دارند، اما معیارهای مشترکی برای ارزیابی کارایی همهٔ آنها وجود دارد. این معیارها عبارتند از:

۱. *حساسیت آشکارساز* چه نوع تابشی باید توسط آشکارساز ثبت شود؟ به‌عنوان مثال، سوسوزن‌های جامد معمولاً برای آشکارسازی ذرات α حاصل از واپاشی پرتوزا به‌کار نمی‌روند، زیرا ذرات α قابلیت نفوذ در روکش آشکارساز را ندارند.
۲. *قدرت تفکیک انرژی آشکارساز* آیا آشکارساز انرژی تابش برخورد کننده به آنرا اندازه خواهد گرفت و اگر چنین است، با چه دقتی؟ اگر دو پرتوِ γ ۱/۱۰ و ۱/۱۵ مگا الکترون ولتی به آشکارساز بخورند، آیا آشکارساز می‌تواند آنها را از هم تمیز بدهد؟
۳. *قدرت تفکیک زمانی آشکارساز یا تفکیک زمانی پالس‌ها* بالاترین آهنگ شمارشی که آشکارساز می‌تواند، بدون خطا، پالس‌های رسیده را ثبت کند چه اندازه است؟ با چه دقت و صحتی می‌توان لحظهٔ رسیدن یک ذره به آشکارساز را تعیین کرد؟
۴. *بازده آشکارساز* اگر ۱۰۰ پرتوِ γ به آشکارساز بخورد، دقیقاً چندتای آن آشکار خواهد شد؟ همهٔ آشکارسازهایی که بررسی می‌کنیم، با این معیارها ارزیابی خواهند شد.

در این فصل، روش‌هایی را که برای آشکارسازی و اندازه‌گیری کمّی یونش و/ یا برانگیزش حاصل از تابش‌های هسته‌ای گوناگون ابداع شده‌اند بررسی خواهیم کرد. با توجه به اینکه همهٔ تابش‌ها یونش و/یا برانگیزش ایجاد می‌کنند، بحث روش‌های آشکارسازی را بر اساس روش‌های کلی به‌کار رفته برای جمع‌آوری و تقویت نتایج برهم‌کنش تابش اولیه با ماده رده‌بندی می‌کنیم، نه بر اساس نوع تابش. این روش‌های آشکارسازی را می‌توان به صورت زیر رده‌بندی کرد:

(الف) جمع‌آوری یونش تولید شده در یک گاز یا جامد، (ب) آشکارسازی برانگیزش الکترونی ثانوی یک سوسوزن جامد یا مایع، یا (پ) آشکارسازی تغییرات شیمیایی خاص القا شده در امولسیون‌های حساس.

خلاصهٔ انواع این آشکارسازها به صورت زیر است:

یونش گازی: چند نوع از آشکارسازها برپایهٔ اثر یونندهٔ تابش بر گازها ساخته شده‌اند. زوج یون‌هایی که به این ترتیب تولید می‌شوند را می‌توان به‌طور جداگانه جمع‌آوری کرد. هنگامی که یک اختلاف پتانسیل بین دو الکترود یک اتاقک یونش پر شده از گاز اعمال شود، مولکول‌های با بار مثبت به سوی کاتد و یون‌های منفی (الکترون‌ها) به سرعت به سوی آند حرکت می‌کنند و به این ترتیب، یک پالس قابل اندازه‌گیری تولید می‌کنند. این پالس‌ها را می‌توان براحتی با ابزار مناسب به صورت رویدادهای منفرد یا جریان انتگرال گرفته شده‌اندازه گرفت.

یونش در محیط جامد (آشکارسازهای نیم‌رسانا): در آشکارسازهای نیم‌رسانا، تابش فرودی با مادهٔ آشکارساز، که نیم‌رسانایی چون Si یا Ge است، برهم‌کنش نموده و تولید زوج‌های الکترون- حفره می‌کند. این زوج‌های الکترون- حفره توسط الکترودهای باردار جمع‌آوری شده، الکترون‌ها به طرف الکترود مثبت و حفره‌ها به طرف الکترود منفی مهاجرت می‌کنند و به این صورت یک پالس الکتریکی حاصل می‌شود. این پالس‌ها اطلاعات پیرامون نوع، انرژی، لحظهٔ رسیدن، و تعداد ذرات رسیده در واحد زمان را در بر دارند. از جمله مشخصات مهم آشکارسازهای نیم‌رسانا، قدرت تفکیک انرژی عالی آنها به دلیل پتانسیل یونش پایین و اندازهٔ جمع‌وجور آنها است.

سوسوزن‌های جامد: مقداری از انرژی تابش یونیزان می‌تواند به مولکول‌های فلورین[1] (یعنی ترکیباتی که می‌توانند فلوئورسانی تولیدکنند) در یک کریستال جامد منتقل شود. انرژی جذب شده باعث بر انگیزش الکترون‌های مداری در فلورین می‌شود. واانگیختگی، موجب گسیل انرژی جذب شده به صورت تابش الکترومغناطیسی در ناحیهٔ مرئی یا نزدیک فرابنفش (*سوسوزنی*) می‌گردد. مشاهدهٔ بصری این سوسوهای ضعیف تحت بعضی شرایط امکان‌پذیر است (*نگاه عمیق‌تر*، در زیر)، ولی مشاهدهٔ بصری، معمولاً، یک روش آشکارسازیِ عملی نیست. در عوض، یک لامپ تکثیرکنندهٔ فوتونی چسبیده به فلورین جامد به‌کار می‌رود. در این لامپ، فوتون‌ها به فوتو الکترون تبدیل می‌شوند، که با گسیل الکترون‌های ثانوی توسط یک رشته الکترود (موسوم به داینود) شدیداً تقویت گشته، ایجاد یک پالس الکتریکی نسبتاً بزرگ می‌کنند. به این ترتیب، انرژی برانگیختگی اولیه به یک پالس قابل اندازه‌گیری تغییر می‌کند.

سوسوزن‌های مایع: این سازوکار آشکارسازی اصولاً خیلی شبیه بحث پیش است. اما در اینجا، نمونهٔ پرتوزا و مادهٔ فلورین اجزایی هستند که وقتی در یک محیط آبگون، معمولاً غیرقطبی، حل

---

[1]. Fluor

می‌شوند یک محلول می‌آفرینند. انرژی تابش هسته‌ای ابتدا مولکول‌های حلال را بر می‌انگیزد. این انرژی برانگیختگی سر انجام، به دنبال یک مرحلهٔ انتقال میانی، به صورت فوتون‌های گسیل شده از مادهٔ فلورین در می‌آید. فوتون‌ها توسط آرایه‌ای از لامپ تکثیرکننده فوتونی آشکارسازی می‌شوند.

امولسیون‌های هسته‌ای: فرایندی که در اینجا نقش دارد، یک فرایند شیمیایی است. تابش یونیزان حاصل از یک نمونه با دانه‌های هالید نقره در یک امولسیون عکاسی برهم‌کنش نموده، یک واکنش شیمیایی ایجاد می‌کنند. به دنبال ظاهر کردن فیلم، از روی عکسی که به دست می‌آید تخمینی نیمه- کمّی از تابشی که از نمونه می‌آید امکان‌پذیر خواهد شد.

نگاه عمیق‌تر- آشکارسازی بصری تابش موارد بسیار معدودی وجود دارند که «انسان» بتواند در آنها تابش هسته‌ای را مستقیماً مشاهده کند. چشم انسان به فوتون‌های ناحیه‌های پرتوهای X و γ حساس نیست. انرژی یک واپاشیِ تنها، اندک است و لذا فقط چشمه‌های بزرگ تولید انرژی کافی می‌کنند که رفته- رفته «تابان» می‌شوند. یک استثنا، تابش چرنکوف است که توسط الکترون‌های بسیار انرژی‌بالای حاصل از واپاشی βزای فراورده‌های شکافت و الکترون‌های پراکندگی کامپتونی حاصل از واپاشی گامایی این پاره‌ها در راکتورهای هسته‌ای، گسیل می‌شود. در هنگام کار رآکتور، فراورده‌های شکافت از نظر تعداد نوترون خیلی غنی هستند که بسرعت ذرات β و الکترون‌های کامپتونی خیلی نافذ گسیل می‌کنند. این ذرات می‌توانند میله‌های سوخت را ترک کنند و به خنک کنندهٔ رآکتور وارد شوند. الکترون‌های پرانرژی، نسبیتی هستند و با سرعت‌های نزدیک سرعت نور حرکت می‌کنند. با وجود این، به علت اینکه سرعت نور در آب مایع کمتر از خلاء است، الکترون‌ها در اثر کند شدن، فوتون‌های آبی مشخصه‌ای– به‌نام تابش چرنکوف - گسیل می‌کنند. رآکتورهای نیروگاه‌های هسته‌ای بزرگ معمولاً دارای «سکّوهای دیدبانی» برای مشاهدهٔ بصری این نور نیستند، ولی در قلب راکتورهای تحقیقاتی معمولاً می‌توان این نور را دید. وقتی رآکتور در حال کار است، اطراف قلب با یک نور آبی «وَهم آور» احاطه شده است.

۱۸-۱. آشکارسازهای مبتنی بر یونش

بسیاری از آشکارسازها طوری طراحی شده‌اند که یونش اولیهٔ تولید شده توسط ذرات هسته‌ای را جمع‌آوری و تقویت کنند. اساساً، اندازه‌گیری دقیق این یونش بیشترین اطلاعات را دربارهٔ ذره و انرژی آن به دست می‌دهد. قطعات با بالاترین قدرت تفکیک، همین آشکارسازهای مبتنی بر یونش هستند. به بیان وسیع‌تر، آشکارسازهای مبتنی بر یونش دارای این ویژگی عام هستند که تابش

فرودی، زوج یون‌هایی را در یک حجم فعال قطعه تولید می‌کند. یک میدان الکتریکی بر حجم فعال اعمال می‌شود تا زوج‌بارها را از هم جدا و یون‌ها را به طرف الکترودها جاروب کند.

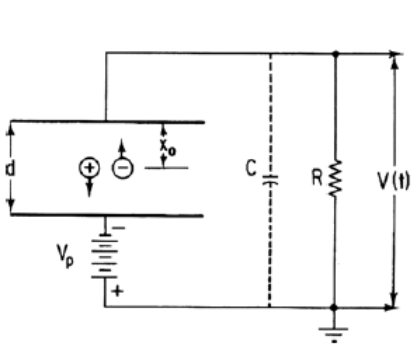
در آشکارسازهای مبتنی بر یونش، اکثراً از گازها به‌عنوان محیط فعال استفاده می‌شود. در تعداد بسیارکمی از قطعات، مایع به‌کار می‌رود زیرا به مواد بسیار خالصی برای حفظ یونش اولیه نیاز هست. ساخت و کاربرد آشکارسازهای گازی آسان است، ولی چگالی مادهٔ ایستاننده پایین است. پتانسیل مؤثر یونش، بزرگ و معمولاً ۲۰ eV~ است. نیم‌رساناها تقریباً $۱۰^{۳}$ بار چگال‌تر از گازها بوده و دارای پتانسیل یونش پائین‌تر، ۲eV~ هستند، اما تولید در حجم‌های بالا و مناسب مادهٔ خالص گران است. مایعات نیز دارای چگالی‌های بالایی هستند، با وجود این، قطعات موفق فقط با گازهای نادر تقطیر شده، آرگون مایع و زنون، ساخته شده‌اند. میزان ناخالصی، این قطعات را محدود می‌سازد.

۱۸-۱-۱. آشکارسازهای یونشی گازی

وقتی یک ذرهٔ باردار پرانرژی از درون یک گاز می‌گذرد، میدان الکتروستاتیکی آن، الکترون‌های مداری را از اتم‌هایی که خیلی نزدیک به مسیر آن هستند بیرون می‌اندازد. در هر مورد، الکترونِ با بارِ منفیِ از جا کنده شده و یونِ مثبتِ سنگین‌ترِ به‌جا مانده از اتم، یک *زوج‌یون* تشکیل می‌دهند. کمینه انرژی (برحسب الکترون ولت) لازم برای تشکیل چنین زوج‌یونی در یک گاز مفروض، *پتانسیل یونش* نامیده می‌شود. این مقدار به‌طور قابل ملاحظه‌ای برای گازهای مختلف متفاوت است و به نوع و انرژی ذرهٔ باردار بستگی دارد. مقدار معنادارتر، اتلاف انرژی متوسط ذره در تولید یک زوج‌یون است، که تقریباً مستقل از انرژی و نوع ذره می‌باشد (و تقریباً ۳۵ eV است).

آهنگ اتلاف انرژی، همانگونه که در فصل ۱۷ بررسی شده است، به انرژی و نوع ذرهٔ باردار بستگی خواهد داشت. ذرات α یونش گسترده‌ای ($۱۰^{۴}$ تا $۱۰^{۵}$ زوج‌یون بر سانتی‌متر طول مسیر) ایجاد می‌کنند، در حالی که ذرات β^{-} تولید $۱۰^{۲}$ تا $۱۰^{۳}$ زوج‌یون بر سانتی‌متر و پرتوهای γ، ۱ تا ۱۰ زوج یون بر سانتی‌متر تولید می‌کنند.

اتاقک‌های یونش: چگونه می‌توان از این یونش اولیه برای تولید یک سیگنال آشکارپذیر استفاده کرد؟ نخستین ردهٔ قطعاتی را که بررسی خواهیم کرد، *اتاقک‌های یونش نوع پالسی* هستند. نقشهٔ سادهٔ چنین قطعه‌ای (یک اتاقک یونش با صفحات موازی) در شکل ۱۸-۱ نشان داده شده است. توجه داشته باشید که یک الکترود، کاتد، به پایانهٔ منفی منبع ولتاژ متصل است، در حالیکه الکترود دیگر نقش آند را دارد.



شکل ۱۸–۱. نمایش طرح‌وار یک اتاقک یونش با صفحات موازی که در آن یک زوج‌یون تشکیل شده است. V منبع ولتاژ، R مقاومت و C خازن است [اقتباس از: Kelley, (1962)].

اگر یک ذره αی ۳/۵ MeV از یک اتاقک عبور کند، یونش گسترده‌ای در امتداد مسیر کوتاه آن ایجاد خواهد شد. چون در هوا، به‌طور متوسط، تقریباً ۳۵ eV برای تشکیل هر زوج‌یون صرف می‌شود، ذرهٔ αی ۳/۵MeV پیش از اینکه تمام انرژیَش را از دست بدهد تقریباً ۱×۱۰^{۵} زوج‌یون تشکیل خواهد داد. به علت وجود اختلاف پتانسیل بین الکترودهای اتاقک، این یون‌ها سریعاً به الکترودهای ذیربط مهاجرت می‌کنند. الکترون‌های سبک‌تر بسرعت به سوی آند رفته، یک انباشت سریع بار در آنجا تولید می‌کنند. (چون یون‌های مثبت تقریباً ۱۰۰۰ بار کندتر از الکترون‌ها حرکت می‌کنند، اثر آنها را فعلاً نادیده می‌گیریم.) مدت زمان لازم برای جمع‌آوری بار الکترون، بسته به حجم اتاقک و اختلاف پتانسیل، تقریباً ۰/۱ تا ۱μs خواهد بود. بزرگی این بار حاصل از الکترون‌ها را می‌توان به صورت زیر محاسبه کرد:

$$\bar{e} \text{ یک بار} = ۱/۶\times۱۰^{-۱۹}\ \mathrm{C} \qquad (۱\ .۱۸)$$

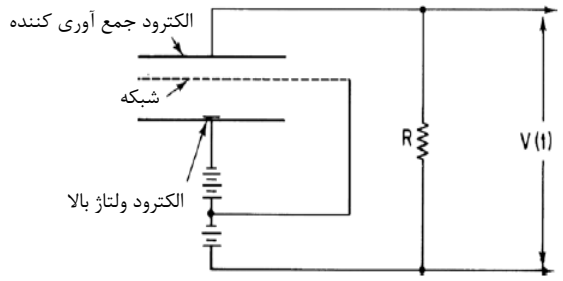
$$۱۰^{۵}\, e^{-} \times ۱/۶\times۱۰^{-۱۹}\,\frac{C}{e^{-}} = ۱/۶\times۱۰^{-۱۴}\, C$$

بارِ جمع‌آوری شده در مدار خارجی به صورت یک خیزش یا پالس جاری می‌شود. اگر یک خازن pF ۲۰ به‌کار ببریم پتانسیل پالس $V(t)$، به صورت زیر خواهد بود:

$$V = Q/C \qquad (۲\ .۱۸)$$

که در آن Q بار (کولن) و C ظرفیت خازن (فاراد) است. برای این مورد، $V = ۰/۰۰۰۸\text{V}$ می‌باشد. اندازه‌گیری دقیق چنین پالس‌های کوچکی مشکل است و به ابزار الکترونیکی نوفه‌پایینی برای اندازه‌گیری دقیق آن‌ها نیاز خواهد بود. توجه داشته باشید که در این اتاقک‌های یونش *تقویت یونش اولیه وجود ندارد.*

بحث‌ها ما تا کنون خیلی دقیق نبوده است زیرا از تأثیر یون‌های مثبت بر جمع‌آوری بار کاملاً صرفنظر کرده‌ایم. در عمل، یون‌های مثبت مزاحم اند. اگرچه این بارها خیلی بکندی به طرف کاتد حرکت می‌کنند، اما، به هر حال، با حرکت خود باری را بر روی الکترود منفی القا می‌کنند. اگر تصحیحی برای این بار القاییده انجام نگیرد، اندازهٔ پالس خروجی به موقعیت مسیر ذره در حجم اتاقک بستگی خواهد داشت. یک روش ساده برای حذف این القای یون مثبت، افزودن یک شبکه به اتاقک یونش است که در شکل ۱۸-۲ نشان داده شده است.

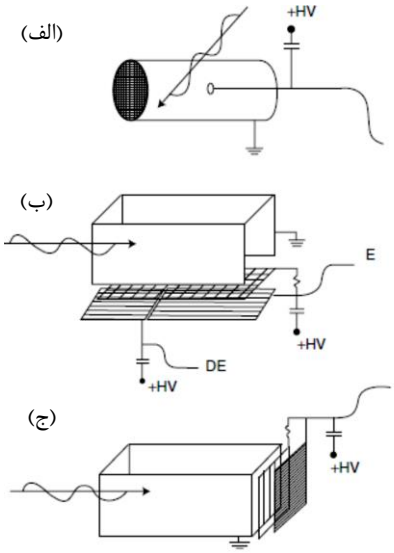


شکل ۱۸-۲. نمودار طرحوار یک اتاقک یونش دارای شبکه [اقتباس از: O'Kelley,(1962)].

شبکه نسبت به کاتد مثبت ولی نسبت به آند یا الکترود جمع کننده منفی است. شبکه به صورت یک حفاظِ الکترودِ جمع‌کننده از آثار یون‌های مثبت عمل می‌کند و الکترون‌ها را به طرف آند شتاب می‌دهد. یک «نمونهٔ داخلی» می‌تواند روی کاتد یا الکترود ولتاژبالا قرار داده شود.

در بسیاری کاربردها به جای ثبت پالس‌های هر ذره‌ای که به اتاقک یونش بر می‌خورد، بار حاصل از چند رویداد را انتگرال‌گیری یا با هم جمع می‌کنند. سپس جریان کل اتاقک را به صورت تابعی از زمان اندازه می‌گیرند. این قطعات معمولاً برای اندازه‌گیری میدان‌های تابشی شدید مفید هستند. به‌عنوان مثال، چنانچه یک ذرهٔ α MeV ۳/۵ تولید $۱۰^{۵}$ زوج‌یون کند، و $۱۰^{۷}$ ذره بر ثانیه به اتاقک وارد شود، $۱۰^{۱۲}$ زوج‌یون بر ثانیه تولید خواهد شد، که تولید جریانی برابر $۱۰^{-۷}$ آمپر می‌کند که به راحتی قابل آشکارسازی است.

سیگنال‌های الکترونیکی حاصل از عبور هر ذره از میان یک اتاقک یونش را، همراه با انرژی ذخیره شده در گاز، می‌توان بدقت به صورت تابعی از موقعیت ذره در داخل حجم آن اندازه‌گیری کرد. *آهنگ یونش*، همانگونه که در فصل ۱۷ بررسی شده است، شاخصه‌ای از طبیعت تابش است. به عنوان مثال، قطعاتی دارای چند آند، یا آندهای قطعه-قطعه شده، برای نمونه‌برداری از آهنگ یونش ساخته شده‌اند (شکل ۱۸-۳). شمارنده‌های منحنی بِرَگ، یونش نسبی را در امتداد مسیر ذره، با اندازه‌گیری توزیع زمان رسیدن یون‌ها به آند تعیین می‌کنند. این آشکارسازها مستلزم بازخوانی الکترونیکی پیچیده‌ای برای اندازه‌گیری یونش جمع‌آوری شده به صورت تابعی از زمان هستند که موقعیت ذرهٔ عبوری از میان حجم گاز را کُدبندی می‌کند. بنابراین، آشکارسازهای منحنی برگ و اتاقک‌های یونش با آند قطعه- قطعه شده معمولاً تنها برای آشکارسازی ذرات باردار حاصل از واکنش‌های هسته‌ای به‌کار می‌روند.

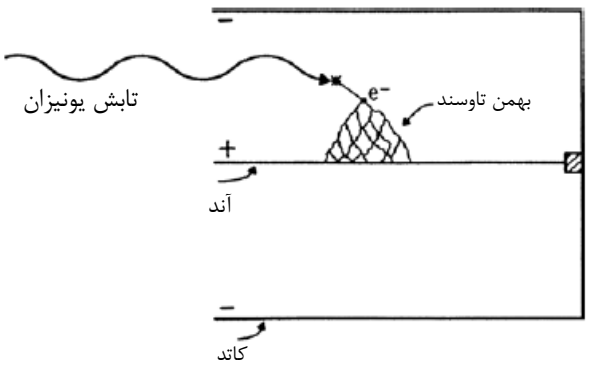


شکل ۱۸-۳. (الف) نمودار طرحوار یک اتاقک یونشی که یونش را عمود بر مسیر ذره سوق می‌دهد. (ب) در این مورد، آند قطعه-قطعه شده است و آهنگ نسبی یونش در امتداد مسیر را می‌توان تعیین کرد. قطعه، شامل یک شبکهٔ فریش[1] بین آند و اتاقک نیز هست که می‌تواند شکل – پالس مربوط به پاسخ قطعه را بهبود ببخشد. (پ) نسخهٔ طرحوار آشکارسازِ موسوم به شمارندهٔ بِرَگ که یونش را در امتداد مسیر ذره سوق می‌دهد. توزیع زمانی سیگنال خروجی، اطلاعات پیرامون آهنگ نسبی تمام یونش در امتداد مسیر ذره را در بر دارد.

[1]. Frisch

پیچیده‌ترین آشکارساز یونش گازی، اتاقک تصویر زمانی (TPC) است. این آشکارساز، استوانهٔ بزرگ پرشده از گازی است که یک الکترود منفی ولتاژ-بالا در محور خود دارد و یک میدان مغناطیسی خارجی بر آن اعمال می‌گردد. الکترون‌های تولید شده در اثر عبور تابش یونیزان از اتاقک، تحت تأثیر میدآنهای مغناطیسی و الکتریکی محوری، به سوی انتهای استوانه سوق می‌یابند. محل برخورد الکترون‌ها به انتهای اتاقک را با یک رشته- سیم‌های آنُد اندازه می‌گیرند. زمان رسیدن الکترون‌ها و بارکل ذخیره شده نیز ثبت می‌شوند. از این اطلاعات می‌توان مسیر اصلی ذره را در سراسر اتاقک بازسازی کرد.

شمارنده‌های یونش گازی که الکترون‌های اولیه را بر روی یک سیم، و نه بر روی یک صفحه، جمع‌آوری می‌کنند، می‌توانند در داخلِ خود، یونش اولیه را تقویت کنند. میدان الکتریکی استوانه‌ای نزدیک آندهای سیمی نازک $(\sim ۵۰\ \mu m)$ می‌تواند خیلی بزرگ باشد، و الکترون‌های اولیه را آنقدر شتاب بدهد که بتوانند یک آبشار یونش ثانویه ایجاد کنند (شکل ۱۸-۴). یون‌های ثانوی که به این ترتیب شکل می‌گیرند تحت تأثیر اختلاف پتانسیل موجود شتاب می‌گیرند و تولید یونش بیشتر می‌کنند. بنابراین، از چند زوج‌یون اولیه، به حقیقت، سیلی از یون‌های منفی خواهیم داشت که تعداد آنها به صورت تصاعد هندسی افزایش یافته و به طرف الکترودهای اتاقک حرکت می‌کنند.



شکل ۱۸-۴. نمایش طرحوار بهمن تاونسِند در یک قطعهٔ یونش گازی. در واقع، بهمن خیلی نزدیک به سیم رخ می‌دهد.[اقتباس از:Knoll, (2000)]

فرایند توصیف شده به *تقویت گازی* معروف است؛ سیل یون‌های تولید شده را به افتخار کاشف آن، *بهمن تاونسِند*[1] می‌نامد. به علت تقویت گازی، بیشترِ الکترون‌ها ظرفِ یک میکروثانیه، یا کمتر، از

[1].Townsand

لحظهٔ ورود یک تک-ذرهٔ باردار به اتاقک در آند جمع‌آوری می‌شوند. به این ترتیب یک پالس قوی تشکیل می‌شود، به مدار خارجی وارد می‌گردد، و مستقیماً پس از یک تقویت جزئی اندازه‌گیری می‌شود.

با افزایش بیشتر اختلاف پتانسیل بین الکترودهای اتاقک یونش، تعداد الکترون‌های عمدتاً ثانوی، که به ازای یک رویداد یونشی اولیهٔ مفروض ناشی از یک ذرهٔ باردار به آنُد می‌رسند، به شدت افزایش می‌یابد. در نهایت، به پتانسیلی خواهیم رسید که در آن اتاقک دستخوش تخلیهٔ مُدام گشته و دیگر نمی‌توان آن را به عنوان آشکارساز به کار برد. دو ناحیه پتانسیل متمایز بین ناحیهٔ اتاقک یونش (بدون تقویت) و تخلیهٔ مدام وجود دارند که برای قطعات یونش گازی مفیدند. این نواحی را، ناحیهٔ تناسبی و ناحیه-ی گایگر– مولر می‌نامند.

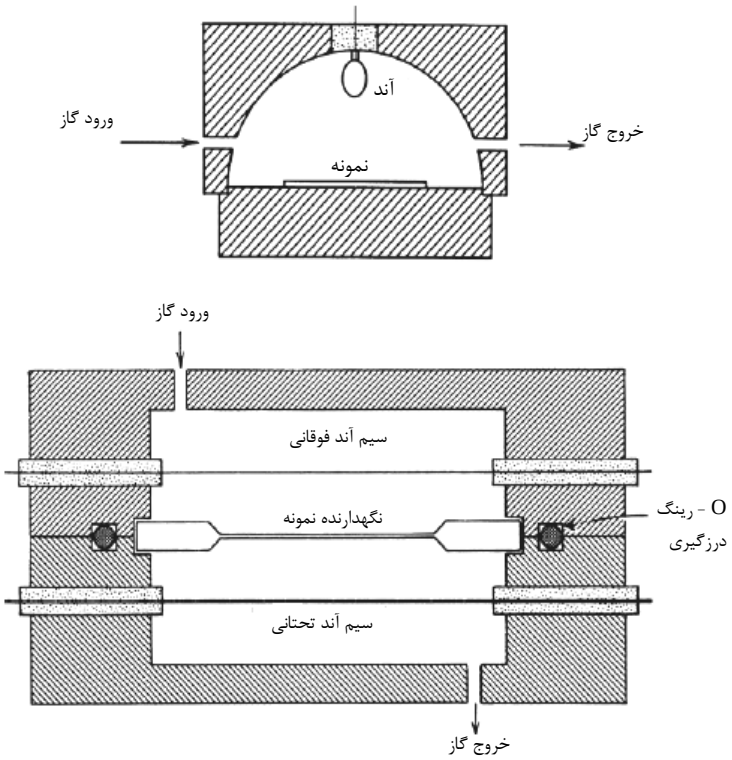
شمارنده‌های تناسبی: در آشکارسازهایی که در *ناحیهٔ تناسبی* کار می‌کنند، تعداد یون‌های تشکیل دهندهٔ پالس خروجی بسیار بزرگ‌تر از، اما هنوز متناسب با تعداد یون‌های حاصل از یونش اولیه است. ضرایب تقویت گازی معمولاً از مرتبهٔ 10^3 تا 10^4 به دست می‌آیند. ضریب تقویت عمدتاً به ترکیب گاز موجود در اتاقک و اختلاف پتانسیل بستگی دارد. در یک پتانسیل معین، ضریب تقویت برای کلیه رویدادهای یونیزان یکسان است. در نتیجه، اگر یک ذرهٔ آلفای عبوری از اتاقک یونش سبب ایجاد 10^5 زوج‌یون اولیه گردد، با ضریب تقویت 10^3، باری معادل 10^8 الکترون در آند جمع‌آوری می‌شود. از سوی دیگر، یک ذرهٔ بتای فرودی، با تولید فقط 10^3 زوج‌یون، پس از تقویت با ضریب گفته شدهٔ 10^3، باری معادلِ 10^6 الکترون تولید خواهد نمود.

پس، مثل اتاقک‌های یونش ساده، در ناحیهٔ تناسبی می‌توان براساس اندازهٔ پالس بین ذرات آلفا و بتا تمیز قایل شد. این یک مزیتِ کاربرد یک آشکارساز در این ناحیه است. چون ضریب تقویت در ناحیهٔ تناسبی به شدت وابسته به پتانسیل اعمال شده است، منابع تغذیهٔ ولتاژ- بالا باید خروجی‌شان خیلی پایدار باشد.

بهمن الکترون‌ها در آشکارسازهای تناسبی تنها در بخشی از سیم آند جمع می‌شود. علاوه بر این، تنها کسر کوچکی از حجم گاز اتاقک یونش در تشکیل یون‌ها نقش دارد. این عوامل منجر به *زمان مردهٔ* بسیار کوتاهی می‌شوند؛ زمان مرده، بازهٔ زمانی‌ای است که در خلال آن زوج‌یون‌های حاصل از رویداد یونش قبلی در حال جمع‌آوری شدن هستند و اتاقک به ذرهٔ یونیزان جدید پاسخگو نیست. لذا اتاقک‌های یونش در ناحیه تناسبی به‌دنبال هر رویداد یونش، فقط ۱-۲ μs غیرفعال‌اند. به زمان‌های مرده‌ای به کوتاهی ۰/۲ تا ۰/۵ میکروثانیه می‌توان دست یافت، اما اگر شمارندهٔ تناسبی

برای مقاصد طیف سنجی به‌کار رود، زمان میانگین بین پالس‌ها به دلیل کارِ کُندتَرِ تقویت کننده‌ها و ابزار الکترونیکیِ خارجیِ دیگر، باید ۱۰۰ μs~ یا بزرگ‌تر باشد.

بعضی طرح‌های عملی برای شمارنده‌های تناسبی در شکل ۱۸-۵ نشان داده شده‌اند. در آشکارساز استوانه‌ای، یک پنجرهٔ بسیار نازک از جنس پوستهٔ میکا یا پلاستیک مایلار، یک سرِ لوله را می‌پوشاند. این پنجره می‌تواند آنقدر نازک (تا ۱۵۰ $\mu g/cm^2$) باشد که جذب ذرات α در ان چندان نباشد. با آشکارساز نیم‌کروی می‌توان به آرایش کاراتری دست یافت، که در آن نمونهٔ پرتوزا را می‌توان مستقیماً وارد اتاقک آشکارساز کرد.



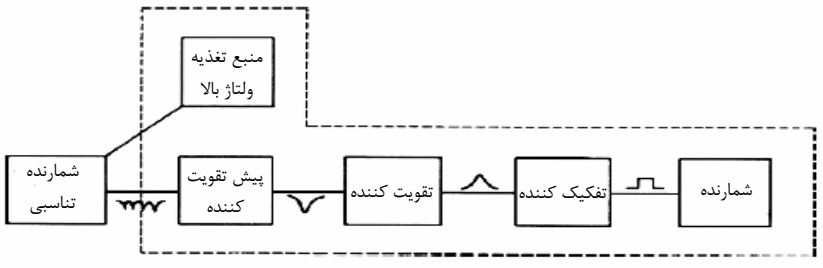
شکل ۱۸-۵. (الف) نمودار یک شمارندهٔ تناسبی 2π با گاز جاری. نمونه را می‌توان با سُراندَنِ کفِ اتاقک وارد کرد. (ب) یک شمارندهٔ تناسبی 4π با گاز جاری برای شمارش مطلق.[اقتباس از: Wang et al.,(1975)]

در آشکارساز نیم‌کروی، می‌توان ۵۰ ٪ تمام ذرات گسیل شده توسط چشمه را آشکار کرد. این آشکارسازهای بدون پنجره به‌طور گسترده‌ای برای شمارش ذرهٔ α و ذرهٔ ضعیف β به‌کار می‌روند.

درآشکارسازهای دارای پنجره‌های خیلی نازک یا بدون پنجره، مقداری هوا به اتاقک شمارنده نشت می‌کند. اکسیژن و بخار آب موجود در هوا، هر دو، بازدهٔ آشکارسازی را کاهش می‌دهند زیرا الکترون‌ها را شکار کرده و تولید یون‌های منفیِ کُند می‌کنند. لذا این نوع آشکارسازها را باید پیش از آغاز شمارش، با یک گاز شمارشی مناسب پاکسازی کرد و در خلال شمارش نیز پیوسته آنها را با سرعت کمتری «فلاش» نمود. در نتیجه، اینگونه اتاقک‌ها را غالباً *آشکارسازهای با گاز جاری* می‌نامند. ولتاژ کار اتاقک، عمدتاً، با گازهایی که به این منظور به‌کار می‌روند تعیین می‌گردد. مخلوطی از ۹۰٪ آرگون و ۱۰٪ متان، به نام گاز P−۱۰، یا مخلوطی از ۴ ٪ ایزوبوتان و ۹۶٪ هلیم، به نام گاز Q، گازهایی هستند که معمولاً به عنوان گازهای شمارشی مورد استفاده قرار می‌گیرند.

گـــازها و مخلوط‌هایی از گازهای خالـــص دیگر برای پرکردن آشکارسازها به‌کار می‌روند. غالباً آرگون به خاطر چگالی نسبتاً بالای آن مورد استفاده قرار می‌گیرد، ولی فلوئورهای کربنی همچون CF_4 و C_2F_6 و هیدروکربن‌هایی مثل ایزوکتان و ایزوبوتان نیز در قطعاتی که برای آشکارسازی ذرات باردار طراحی شده‌اند به‌کار می‌روند.

تجهیزات الکترونیکی لازم برای کار با شمارندهٔ تناسبی در شکل ۱۸-۶ نشان داده شده است.

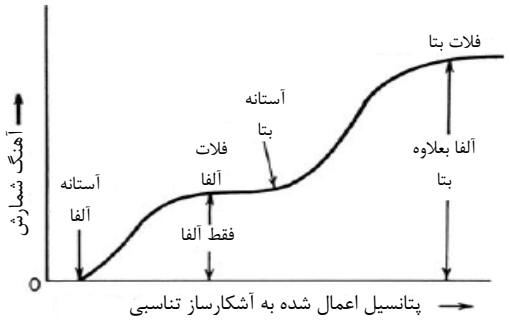


شکل ۱۸-۶. نمودار طرح‌وار اجزای یک شمارندهٔ تناسبی.

پالس‌های تولید شده در آشکارساز از پیش تقویت کننده[1] و تقویت کننده[2] عبور کرده، شکل گرفته و تقویت می‌شوند. با خروج از تقویت کننده پالس‌ها وارد یک تفکیک کننده[3] می‌شوند، تفکیک کننده طوری تنظیم می‌شود که جلوِ پالس‌های نوفه را بگیرد ولی به پالس‌های تابشی بزرگ‌تر اجازهٔ عبور بدهد. شمارنده[4]، پالس‌هایی که در تفکیک کننده تولید شده‌اند را ثبت می‌کند.

---

1. Pre Amplifier
2. Amplifier
3. Discriminator



شکل ۱۸-۷. منحنی مشخصهٔ یک شمارندهٔ تناسبی [اقتباس از: Wang et al., (1975)]

وقتی آهنگ شمارش یک نمونهٔ گسیلندهٔ α و β را برحسب گستره ولتاژ آشکارساز تناسبی تعیین، و داده‌ها را رسم کنیم، نتایج مطابق شکل ۱۸-۷ خواهند بود. *منحنی مشخصهٔ* آشکارساز تناسبی، دارای دو فلات است. فلات واقع در ولتاژ پایین‌تر نشاندهندهٔ فقط تابش α است زیرا در این گستره-ولتاژ، فقط ذرات α، با یونش ویژهٔ خیلی بالاترشان، تولید پالس‌های به اندازهٔ کافی بزرگ برای جهاندن تفکیک کننده می‌نمایند. پس در این پتانسیل نه تنها می‌توان ذرات α را جدای از تابش β همراهشان شمرد، بلکه آهنگ شمارش تابش زمینه (عمدتاً پرتوهای کیهانی و γ) نیز خیلی پایین، حدود چند شماره در ساعت، است.

با افزایش شیب پتانسیل در اتاقک، ضریب تقویت نیز متناظراً بزرگ‌تر می‌شود. سرانجام، یون‌های اولیه‌ای که توسط پرانرژی‌ترین ذرات β تولید شده‌اند به اندازهٔ کافی تقویت می‌شوند تا تولید پالس‌های بزرگ قابل ثبت بکنند. این نقطه، نشان‌دهندهٔ *آستانهٔ* β است. افزایش بیشترِ شیب پتانسیل، ثبت پالس‌های ناشی از ذرات β ضعیف‌تر را نیز امکان‌پذیر می‌سازد. اینجا، *فلات* β در ناحیهٔ ولتاژِ کارِ است. آهنگ شمارش در اینجا در حقیقت نشان دهندهٔ تابش α به اضافهٔ β است. یک شمارندهٔ تناسبی خوب دارای شیب فلات β کمتر از ۰/۲ درصد به ازای ۱۰۰V است. بازدهٔ آشکارسازهای تناسبی برای تابش γ به اندازه‌ای کوچک است که به ندرت برای شمارش γ مورد استفاده قرار می‌گیرند. غالباً در بحث‌های مربوط به شمارنده تناسبی، ذکر این نکته فراموش می‌شود که شمارندهٔ تناسبی یک طیف سنج عالی (مثلاً، یک ابزار اندازه‌گیری انرژی) برای تابش‌های انرژی‌پایین، همچون پرتوهای ایکس، است.

در اختلاف پتانسیل‌های باز هم بالاتر، ضریب تکثیر گاز ممکن است به $۱۰^{۸}$ برسد. حالا حتی یک ذرهٔ β یا پرتوِ گامای ضعیف هم می‌تواند زوج‌یون‌های کافی برای اشباع کامل «فضای یون» موجود در اتاقک تولید کند. در نتیجه، اندازهٔ بار جمع‌آوری شده روی آند، دیگر به تعداد یون‌های اولیهٔ تولید شده بستگی ندارد و لذا تشخیص بین انواع گوناگون تابش امکان‌پذیر نیست. این مقدارِ پتانسیل را، به افتخار فیزیکدان‌های آلمانی که برای نخستین بار آن را مورد بررسی قرار دادند، *ناحیهٔ گایگر– مولر* می‌نامند. اتاقک‌های یونشی که در این ناحیه پتانسیل کار می‌کنند را معمولاً آشکارسازهای گایگر- مولر(G-M) میخوانند. چون بیشینالِ تکثیر گازی در این ناحیه صورت می‌گیرد، اندازهٔ پالس خروجی از آشکارساز در یک گستره‌ولتاژ بزرگ یکسان باقی خواهد ماند تا اینکه تخلیهٔ پیوسته رخ بدهد. این واقعیت، کاربرد منابع تغذیهٔ ولتاژبالای ارزان‌تری را در مقایسه با آشکارسازهای تناسبی امکان‌پذیر می‌سازد.

کاربرد ضریب تکثیر خیلی بالا در ناحیهٔ گایگر – مولر بدون مشکل نیست. یکی از مشکلات، زمان مردهٔ اتاقک است. به دنبال عبور یک ذرهٔ یـــونیزان از آشکارساز، یک بهمن الکترون در سرتاسر سیم آند رخ می‌دهد، که منجر به یک غلاف استوانه‌ای از یون‌های مثبت در اطراف آند می‌گردد. تعداد این زوج‌یون‌های مثبت به ازای هر پالس یک یا چند مرتبهٔ بزرگی از آنچه که در اتاقک‌هایی که در ناحیهٔ تناسبی کار می‌کنند بیشتر است. برای خنثی شدن یون‌های مثبت باید به سوی دیوارهٔ کاتد بروند. چون یون‌ها خیلی سنگین‌تر از الکترون‌ها هستند در میـــدان الکتریکی خیلی کندتر حرکت می‌کنند. طی این «مهاجرت»، اتاقک نسبت به عبور هر ذرهٔ یونیزان دیگری «بی‌تفاوت» است. لذا، زمان مردهٔ آشکارساز ی که در ناحیهٔ گایگرـ مولر کار می‌کند از ۱۰۰ تا ۳۰۰ میکروثانیه یا بیشتر است.

با استفاده از مقدار τ می‌توان برای لحاظ کردن آن دسته از ذراتی که به علت زمان مرده شمرده نشده‌اند تصحیحی انجام داد. اگر آهنگ شمارش واقعی $(\tau = ۰)$ مساوی n و آهنگ شمارشِ اندازه گرفته شده m باشد خواهیم داشت:

$$n = \frac{m}{۱ - m\tau} \qquad (۳.۱۸)$$

لذا، چنانچه یک آهنگ شمارش ۱۰۰۰ cps را با زمان مردهٔ ۲۵۰ µs اندازه بگیریم آهنگ شمارش واقعی عبارت است از:

$$N=\frac{۱۰۰۰}{۱-\left(۱۰۰۰\times ۲۵۰\times ۱۰^{-۶}\right)}=۱۳۳۳cps$$

که آهنگ شمارش اندازه‌گیری شده ۳۳ ٪ کمتر است.

مسئله مهم دیگر، یونش دائم اتاقک در اثر پیچیدگی‌های همراه با تخلیهٔ یون‌های مثبت در دیوارهٔ کاتد آشکارساز است. در نتیجه به ابزاری برای پایان دادن یا *فرونشانی* یونش دائم در آشکارساز نیاز داریم. این کار با وارد کردن ترکیبات آلی چند اتمی یا گازهای هالوژنه به گاز شمارنده انجام می‌گیرد. این مولکول‌ها در اثر برخورد انرژی جذب می‌کنند و به گونه‌های خنثی تجزیه می‌شوند که تخلیه را متوقف می‌کنند. از آنجا که این مولکول‌ها در خلال فرونشانی نابود می‌شوند، طول عمر شمارنده‌های G-M معمولاً محدود به $۱۰^{۸}$ تا $۱۰^{۹}$ پالس است.

یکی از ما (سیبورگ[1])، به‌عنوان دانشجوی تحصیلات تکمیلی در سال۱۳۱۵/ ۱۹۳۶، در کشف پدیدهٔ فرونشانی در شمارنده‌های گایگر- مولر سهیم بوده است. او و دانشجوی همکارش، دیوید سی گراهام[2]، از رفتار دمدمی‌مزاج شمارندهٔ GM به ستوه آمده بودند تا اینکه تأثیر سودمند بخار آب را، که بر حسب اتفاق وارد گاز آرگون شمارنده‌شان شده بود، کشف کردند. همچنین آنها دریافتند که رفتار قابل اطمینانی با افزودن مقادیر اندکی از گازهای دیگر همچون آمونیاک و گاز طبیعی حاصل می‌شد. آنان هیچ توصیفی از این کشف منتشر نکردند و خیلی علاقمند به خواندن مقالهٔ سال ۱۹۳۷/۱۳۱۶ تراست[3] $\left[Z.Phys.۱۰۵,۳۹۹(۱۹۳۷)\right]$ از مشاهدات وی شدندکه الکل اتیلیک دارای اثر فرونشانی مشابهی بود که منجر به رفتار اطمینان‌بخش این شمارنده‌ها می‌شد.

۱۸-۱-۲. آشکارسازهای نیم‌رسانا (اتاقک‌های یونش حالت جامدی)

همانگونه که در ابتدای این بخش ذکر شد، برای اندازه‌گیری مستقیم انرژی تابش هسته‌ای باید یونش اولیه را جمع‌آوری کرد. فازهای چگال دارای چگالی‌های بالاتر از گازها هستند و لذا ایستانندگی کاراتری برای تابش بر واحد طول ایجاد می‌کنند. با وجود این، فلزات «بازترکیبِ» سریعِ زوج‌های الکترون/ یونِ‌مثبت را ممکن می‌سازند و عایق‌ها از جمع‌آوری بار جلوگیری می‌کنند. لذا فقط نیم‌رساناها به‌طور گسترده‌ای برای ساخت آشکارسازهای تابش‌ها به‌کار رفته‌اند. فلزات و

---

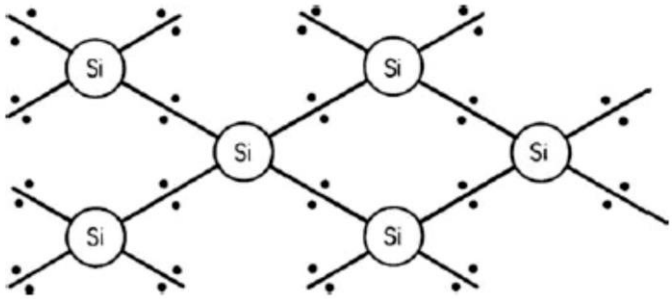
1. Seaborg
2. David C.Grahame
3. Trost

عایق‌ها (همچون بتن) به‌طور گسترده‌ای در ساخت حفاظ تابش‌ها به‌کار می‌روند و بعضی کریستال‌های معدنی شفاف حساسیت ویژه‌ای به تابش دارند، که در زیر به بررسی آن می‌پردازیم.

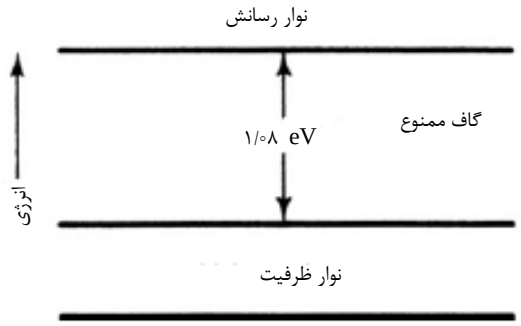
سیلیسیم و ژرمانیم رایج‌ترین نیم‌رساناهایی هستند که برای ساخت «اتاقک‌های یونش حالت جامدی» به کار می‌روند. این مواد برای مشاهدهٔ یونش اولیه (تقریباً $۱۰^{۵}$ الکترون) باید بسیار خالص باشند و همانگونه که در زیر خواهیم دید، قطعات ساخته شده از ژرمانیم برای کاهش نوفهٔ حرارتی باید خنک شوند تا بتوانند سیگنال‌ها را مشاهده کنند. ویژگی‌های قطعات ریز- مقیاس مبتنی بر مواد گروه ۳ / گروه ۵ به‌عنوان مثال GaAS مورد مطالعه قرار گرفته‌اند اما کاربردهای بزرگ- مقیاس وجود نداشته‌اند. اندازه و شکل نیم‌رساناهای موجود رفته رفته با گذشت زمان رشد کرده‌اند اما هنوز از نظر تکنیک‌های تولید و دسترس‌پذیری مادهٔ با خلوص بالا به شدت محدود هستند.

قطعات حالت جامدی اولیه مبتنی بر مشاهدهٔ یونش در نیم‌رساناهای ذاتی بودند. قطعات قدیمی به‌دلیل نیاز به مادهٔ خیلی خالص غیرعملی بودند. قطعات مدرن براساس دیودهای پیوندیِ نیم‌رسانا هستند. این دیودها دارای یک پیوندگاه یکسوکننده هستند که به جریان اجازه می‌دهد فقط در یک جهت شارش پیدا کند. تابش فرودی یونش را در داخل حجم دیود به‌وجود می‌آورد و یک پالس جریان در جهت مخالف جریان نرمال درون دیود ایجاد می‌کند که آشکارسازی آن خیلی سرراست است.

برای پی بردن به چگونگی کار آشکارسازهای نیم‌رسانا مرور مختصر بنیاد شیمیایی نیم‌رساناها ضروری است. یک عنصر نوعی از گروه ۴ همچون Si یا Ge را در نظر بگیرید. این عنصر در ساختار شبکه‌ای الماس به صورتی که در شکل ۱۸-۸ نشان داده شده است متبلور می‌شود. هر اتم سیلیسیم در قید چهار زوج الکترون از اتم‌های سیلیسیم همجوار خود است. الکترون‌ها برای مهاجرت از میان کریستال آزاد نیستند و لذا سیلیسیم خالص یک رسانای ضعیف الکتریسته است. ترازهای انرژی الکترونی سیلیسیم در شکل ۱۸-۹ نشان داده شده‌اند. ترازهای انرژی الکترون‌های ظرفیت به اندازه‌ای به‌هم نزدیک هستند که «نوار» تقریباً پیوسته‌ای از انرژی‌ها را به‌نام *نوار ظرفیت* تشکیل می‌دهند.

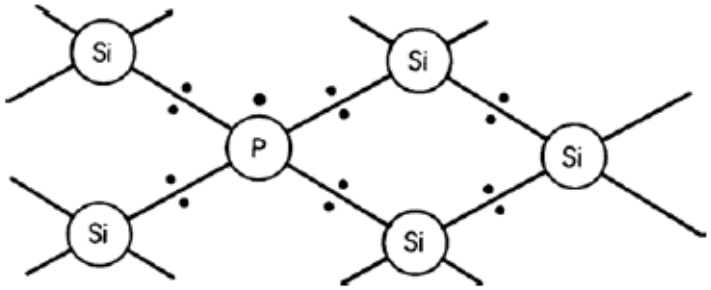


شکل ۱۸-۸. چشم‌انداز طرح‌وار شبکهٔ کریستالی Si. نقطه‌ها نشاندهندهٔ پیوندهای زوج الکترون بین اتم‌های Si هستند[اقتباس از: Wang et al., (1975)].



شکل ۱۸-۹. نمودار طرح‌وار ترازهای انرژی سیلیسیم بلوری [اقتباس از: Wang et al., (1975)].

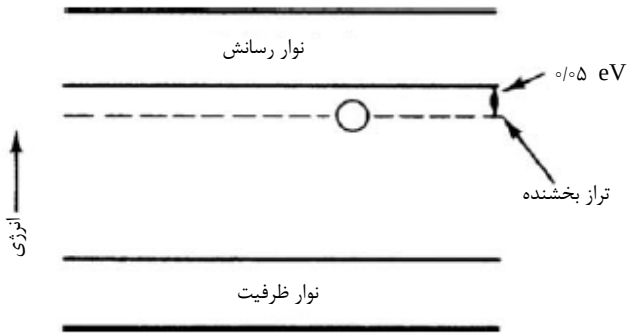
در سیلیسیم خالص، ناحیه‌ای از انرژی‌ها در بالای نوار ظرفیت وجود دارد که در آن هیچ تراز انرژی مُجازی وجود ندارد. این ناحیه انرژی را *گاف ممنوع* می‌نامند و برای سیلیسیم حدود ۱/۰۸ eV است. درست بالای گاف ممنوع *نوار رسانش* است، که نوار انرژی دیگری است که به الکترون‌های آزاد اجازهٔ عبور از میان بلور را می‌دهد یعنی هادی الکتریسته است. فرض کنید یک اتم سیلیسیم را در شبکه سیلیسیم با یک اتم گروه-۵ همچون فسفر جایگزین کنیم. در این صورت حالتی را خواهیم داشت که در شکل ۱۸-۱۰ به تصویر کشیده شده است. فسفر دارای پنج الکترون ظرفیت است و پس از تشکیل چهار پیوند زوج الکترون با اتم‌های سیلیسیم مجاور یک الکترون باقی می‌ماند. این الکترون باقی‌مانده دارای پیوند بسیار ضعیفی با اتم فسفر است و برای هدایت الکتریسته از میان کریستال به راحتی جابجا می‌شود.



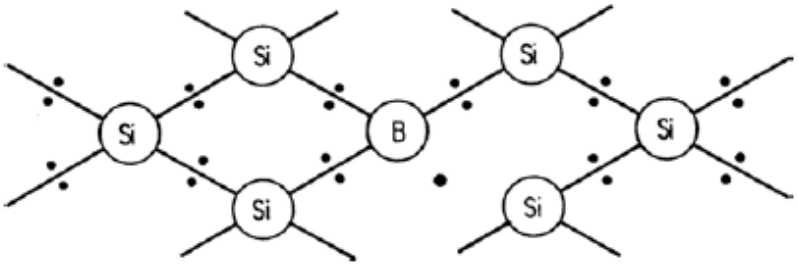
شکل ۱۸-۱۰. نمودار طرح‌وار یک ناخالصی نوعی n در شبکهٔ بلوری سیلیسیم [اقتباس از: Wang et al., (1975)].

از منظر نمودارهای ما از ترازهای انرژی الکترونی بلور ما با وضعیتی روبه‌رو هستیم که در شکل ۱۸-۱۱ نشان داده شده است. الکترون «اضافی» فسفر یک «تراز بخشنده» را خیلی نزدیک به نوار رسانش اشغال می‌کند و به آسانی به داخل نوار رسانش ارتقا می‌یابد. سیلیسیم حاوی ناخالصی‌های گروه-۵ همچون فسفر سیلیسیم نوع– n خوانده می‌شود زیرا گونه‌ای که بار را در بلور حمل می‌کند منفی است.

هنگامی که یک اتم گروه ۳ مثل بور جانشین یک اتم در شبکهٔ سیلیسیم می‌شود چه اتفاقی می‌افتد؟ وضعیت در شکل ۱۸-۱۲ نشان داده شده است.

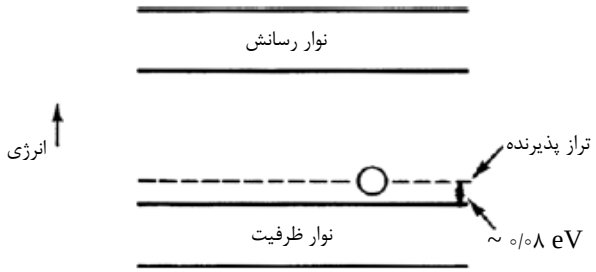


شکل ۱۸-۱۱. نمودار طرح‌وار ترازهای انرژی سیلیسیم بلوری با یک ناخالصی بخشنده [اقتباس از: Wang et al., (1975)].



شکل ۱۸-۱۲. نمودار طرح‌وار یک شبکهٔ بلور سیلیسیم با یک ناخالصی نوع– p در آن
[اقتباس از:(Wang et al., (1975].

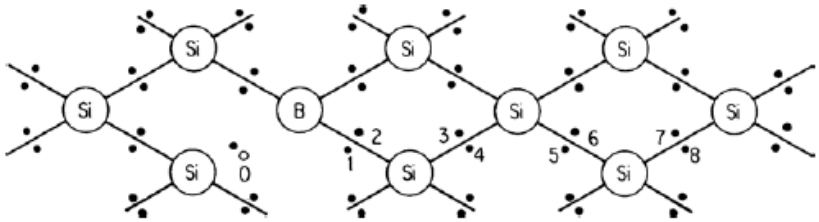
بور دارای سه الکترون ظرفیت و می‌تواند با سه همسایهٔ خود پیوندهای زوج-الکترونی تشکیل دهد. این عنصر دارای هیچ الکترون دیگری برای جفت شدن با الکترون اتم چهارم سیلیسیم نیست. اصطلاحاً می‌گوییم در شبکهٔ سیلیسیم یک *حفرهٔ* الکترون داریم.



شکل ۱۸-۱۳. نمودار طرح‌وار ترازهای انرژی سیلیسیم با یک ناخالصی نوع– p [اقتباس از:(Wang et al., (1975].

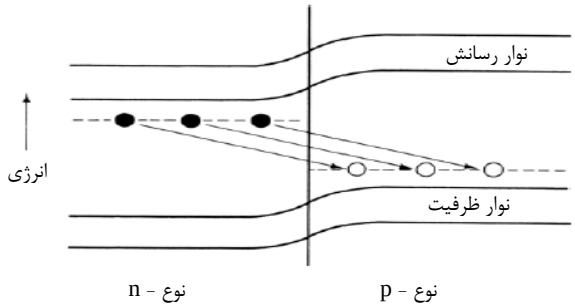
از منظر نمودارهای ما از ترازهای انرژی الکترونی بلور ما با وضعیتی روبه‌رو هستیم که در شکل ۱۸-۱۳ نشان داده شده است. حفره یک تراز انرژی خیلی نزدیک به نوار ظرفیت (یک *تراز پذیرنده*) را اشغال می‌کند و می‌تواند به‌آسانی به نوار ظرفیت ارتقا یابد (ارتقای یک حفره به داخل نوار ظرفیت صرفاً به این معنی است که یک الکترون در نوار ظرفیت و یک حفره در تراز پذیرنده جای خود را با هم عوض می‌کنند به گونه‌ای که یک حفره در نوار ظرفیت به وجود می‌آید).

باید توجه داشت (هرچند که غیرفیزیکی به نظر می‌رسد) که یک حفره در نوار ظرفیت مثل یک الکترون در نوار رسانش می‌تواند الکتریسته را هدایت کند. چگونه این کار انجام می‌شود؟ شکل ۱۸-۱۴ را در نظر بگیرید. فرض کنید که الکترون ۱ برای پر کردن حفرهٔ ۰ حرکت کند.



شکل ۱۸-۱۴. نمودار طرح‌وار یک شبکهٔ بلوری سیلیسیم با ناخالصی نوع- pی بور، در یک نقطه از شبکه. حفره با ◦ و الکترون‌ها با ۱، ۲ و ... مشخص شده‌اند [اقتباس از:(1975) ,.Wang et al].

این گام یک حفره در محل ۱ ایجاد می‌کند. الکترون ۲ برای پرکردن این حفره حرکت کرده و یک حفره در محل ۲ به‌وجود می‌آورد. الکترون ۳، حفرهٔ محل ۲ را پرکرده و حفره‌ای در محل ۳ ایجاد می‌کند، و الی آخر. لذا، با حرکت حفره به سمت راست در شکل ۱۸-۱۴، بار منفی در حال حرکت به سمت چپ است. از آنجا که الکتریسته حرکت بار است، حرکت حفره متناظر با شارش الکتریسته است. سیلیسیم حاوی ناخالصی‌های گروه ۳ را به علت حامل‌های بار مثبت (حفره‌ها) اصطلاحاً *سیلیسیم نوع- p* می‌نامند.



شکل ۱۸-۱۵ نمودار طرح‌وار پیوندگاه p-n [اقتباس از:(1975) ,.Wang et al]

یک آشکارساز نیم‌رسانای سیلیسیمی متشکل از یک لایه سیلیسیم نوع- p در اتصال با یک لایه سیلیسیم نوع-n درشکل ۱۸-۱۵ نشان داده شده است. وقتی این *پیوندگاه p-n* به وجود می‌آید چه اتفاقی می‌افتد؟ الکترون‌ها از سیلیسیم نوع-n حرکت کرده و با پیمودن منطقهٔ پیوندگاه حفره‌های موجود در سیلیسیم نوع- p را پر می‌کنند و ناحیه‌ای را در اطراف پیوندگاه p-n ایجاد می‌کنندکه در آن حفره‌ها یا الکترون‌های اضافی وجود ندارند (اصطلاحاً می‌گوییم که یک *ناحیهٔ تهی* در اطراف پیوندگاه تشکیل شده است). فرض کنید یک ولتاژ مثبت بر مادهٔ نوع n و یک ولتاژ منفی بر مادهٔ نوع p اعمال کنیم (اصطلاحاً گفته می‌شود که پیوندگاه دارای *پیش‌ولت مخالف*

است). در اثر اعمال ولتاژ مثبت بر مادهٔ نوع - n، الکترون‌ها از پیوندگاه فاصلهٔ بیشتری می‌گیرند و به این ترتیب ناحیهٔ تهی خیلی ضخیم‌تری در اطراف پیوندگاه p-n ایجاد می‌کنند. ضخامت دقیق ناحیه تهی، d با رابطهٔ زیر داده می‌شود:

$$d \propto (\rho V)^{1/2} \qquad (۴.۱۸)$$

که در آن ρ مقاومت ویژهٔ سیلیسیم و V اندازهٔ پیش‌ولت مخالف است. توجه کنید که میزان تهی‌شدگی ناحیهٔ تهی را می‌توان به‌دلخواه با تغییر ولتاژ اعمال شده بر آشکارساز تغییر داد.

ناحیهٔ تهی به صورت حجم حساس آشکارساز عمل می‌کند. عبور تابش یونیزان از این ناحیه حفره‌هایی را در نوار ظرفیت و الکترون‌هایی را در نوار رسانش ایجاد می‌کند. الکترون‌ها به سوی ولتاژ مثبت در طرف n می‌روند، در حالی که حفره‌ها به سوی ولتاژ منفی در طرف p حرکت می‌کنند، و به این ترتیب تولید یک پالس الکتریکی در خروجی دستگاه می‌نمایند.

انرژی *میانگین* لازم برای تولید یک زوج الکترون- حفره در سیلیسیم تقریباً ۳/۶ eV است. (این انرژی میانگین تقریباً سه برابر انرژی گاف ممنوع (~۱/۱ eV) است زیرا بیشتر الکترون‌ها را باید از عمق نوار ظرفیت به بالای نوار رسانش رساند). انرژی لازم برای ایجاد یک زوج الکترون – حفره مستقل از بار و جرم ذره است، که باعث می‌شود پاسخ آشکارساز نیم‌رسانا مستقل از نوع ذره باشد. با یادآوری این که انرژی میانگین برای تولید یک زوج یون- الکترون در یک قطعهٔ یونش گازی حدود ۳۵ eV است، ملاحظه می‌شود که با سپارش این مقدار انرژی به آشکارساز، $۱۰ \approx ۳۵/۳/۶ \sim$ مرتبه بیشتر زوج بار خواهیم داشت. اگر توجه کنیم که قدرت تفـــکیک انرژی یک آشکارساز، $\Delta E/E$، متناسب با $N^{-1/2}$ است که N تعداد زوج بارهای تشکیل شده است، می‌توان دید که قدرت تفکیک انرژی یک نیم‌رسانا تقریباً $۱۰^{1/2} = ۳/۲$ بار بهتر از قدرت تفکیک انرژی یک آشکارساز یونش گازی است. (علاوه براین، همانگونه که بعداً خواهیم دید، انرژی میانگین پرتوِ γ لازم برای آزادسازی یک فوتوالکترون در کاتد یک لامپ تکثیر کننده فوتونی تقریباً ۱۰۰۰ eV است، لذا می‌توان گفت که قدرت تفکیک یک آشکارساز نیم‌رسانا $\left(۱۰۰۰/۳/۶\right)^2 \approx ۱۷$ بار بهتر از یک آشکارساز سوسوزن است). ملاحظات دقیق‌تر نشان می‌دهند که قدرت تفکیک مشاهده شده می‌تواند کوچک‌تر از تخمین مبتنی بر آمار تشکیل زوج یون‌های ناشی از همبستگی بین فرایندهایی که منجر به تشکیل زوج یون می‌شوند باشد.

برای بعضی از آشکارسازهای نیم‌رسانا، بجای سیلیسیم از ژرمانیم برای مادهٔ آشکارساز استفاده می‌شود. دلایل این جایگزینی عبارتند از:

الف) انرژی میانگین مورد نیاز برای تولید یک زوج الکترون- حفره در ژرمانیم ۲/۹ eV در مقایسه با ۳/۶ eV لازم برای Si است. لذا، قدرت تفکیک برای ژرمانیم باید $(۳/۶/۲/۹)^۲ = ۱/۱$بار بهتر از سیلیسیم باشد.

ب) عدد اتمی ژرمانیم (۳۲) بسیار بالاتر از سیلیسیم (۱۴) است و لذا منجر به افزایش احتمال برهمکنش پرتوِ γ با مادهٔ آشکارساز می‌شود.

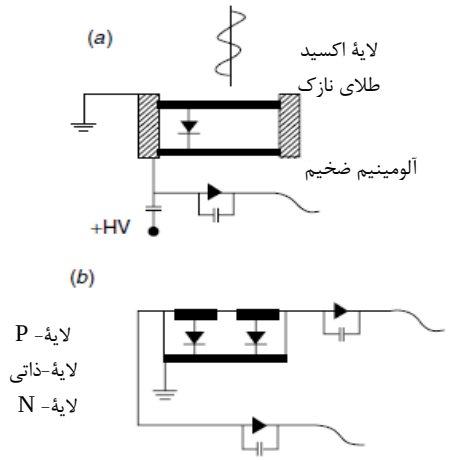
در نتیجه، برای آشکارسازی پرتوِ γ، ژرمانیم بر سیلیسیم برتری دارد. با وجود این، گاف ممنوع برای ژرمانیم (۰/۶۶ eV) به اندازه‌ای کوچک است که برانگیختگی حرارتی دمای اتاق منجر به تشکیل یک زوج الکترون- حفره در جامد می‌گردد. لذا، برای جلوگیری از اضمحلال سیگنال‌های کوچک یونش اولیه توسط این نوفهٔ حرارتی، آشکارسازهای ژرمانیمی را هنگام کار باید در دمای نیتروژن مایع (۷۷K) نگهداری کرد.

آشکارسازهای حالت جامدیِ مبتنی بر سیلیسیم به سه دسته تقسیم می‌شوند: قطعات سد سطحی دیودهای PIN و Si(Li) (بخوانید سیلی[1]). این آشکارسازها برای اندازه‌گیری تابش با برد کوتاه، ذرات باردار در دو مورد اول و پرتوهای گامای انرژی - پایین و پرتوهای ایکس در مورد سوم به‌کار می‌روند. آشکارساز متشکل است از یک لایهٔ نازک (غالباً به ضخامت تقریباً ۲۰۰ میکرومتر، اما ضخامت‌های ۵ میکرومتری تا ۵ میلی‌متری هم در دسترس‌اند) از جنس سیلیسیم. یک میدان الکتریکی (نوعاً از مرتبهٔ V/μm) درجهت خلاف جریان «نرمال» دیود اعمال می‌شود. تابش، موجب به‌وجود آمدن زوج‌های الکترون- حفره می‌شود که توسط میدان الکتریکی به سوی الکترودها جاروب می‌شوند و یک سیگنال جریان القا می‌کنند. این سیگنال‌ها در یک مدار خارجی تقویت می‌شوند.

آشکارسازهای سدّ سطحی سیلیسیم (SSB) شامل یک قطعهٔ استوانه‌ای نازک با مقاومت ویژهٔ بالای ($۱۰^۳ \Omega$ cm) سیلیسیم خالص نوع- n با اتصال نازکی از طلا در یک طرف و اتصال آلومینیمی در طرف دیگر هستند (شکل ۱۸-۱۶). اتصال طلا، لایهٔ نازکی است که از طریق آن تابش به سیلیسیم وارد می‌شود. بلافاصله زیر طلا، لایهٔ اکسیدی است که پیوندگاه نیم‌رسانا (یا سد) را تشکیل می‌دهد، لایهٔ طلا به فرسایش فیزیکی حساس است و لایهٔ اکسید می‌تواند در اثر قرار گرفتن در خلاءِ مدام تهی شود. لایهٔ اکسید به مولکول‌های آلی نیز بسیار حساس است ولی می‌تواند با تعمیرات مناسب

[1].Silly

بازسازی شود. در خلال کار، این آشکارسازها را باید از نور مرئی محافظت کرد زیرا فوتون‌هایی که از طریق اتصال نازک طلا وارد سیلیسیم می‌شوند می‌توانند تولید زوج‌های الکترون- حفره کنند.



شکل ۱۸-۱۶. نمایش دیودهای سیلیسیم، SSB ساده و تقسیم‌بندی شده.

نازک بودن لایه‌های طلا و اکسید همچنین به این علت است که اتلاف انرژی جنبشی ذره قبل از ورود به ناحیهٔ فعال سیلیسیم کاهش یابد. این لایه‌ها لایهٔ مرده‌ای را ایجاد می‌کنند که می‌تواند در طیف‌سنجی آلفا حایز اهمیت باشد. اخیراً، به کمک پیوندگاه‌های «کاشت یون»، SSBهایی با لایه‌های مردهٔ نازک و یکنواخت ساخته شده‌اند. لایهٔ نازکی از یون‌های بور در نزدیکی سطح سیلیسیم نوع– n کشت می‌شود تا پیوندگاه شکل بگیرد.

آشکارسازهای «محکمی» نیز وجود دارند که در آنها تابش از طریق اتصال ضخیم‌تر و نور- بندی شدهٔ آلومینیمی وارد سیلیسیم می‌شود. تودهٔ ماده، سیلیسیم نوع-p است و یک پیش‌ولت منفی به اتصال طلا اعمال می‌شود تا پنجرهٔ ورودی بتواند در پتانسیل زمین باقی بماند. در طرح دیگری از آشکارساز سد سطحی «محکم»، اتصال طلا با یک اتصال ضخیم‌تر نیکل جایگزین می‌شود. نیکل به اندازهٔ کافی انعطاف‌پذیر هست که بتوان با مالش آنرا تمیز کرد.

آشکارسازهای سد سطحی سیلیسیم در طیف سنجی آلفا و در مطالعات واکنش هسته‌ای کاربرد گسترده‌ای یافته اند. این آشکارسازها را می‌توان با «چیدمان» خاصی برای شناسایی منحصر بفرد ذرات مورد استفاده قرار داد. وضعیتی را در نظر بگیرید که در آن یونِ نافذی با انرژی جنبشی کل (KE) از یک آشکارساز نازک SSB عبور می‌کند و در یک آشکارساز ضخیم‌تر SSB ی دیگر متوقف

می‌شود. چنین چیدمانی از آشکارسازها را *تلسکوپ آشکارساز سیلیسیم* می‌نامند. این سامانه دو سیگنال ایجاد می‌کند: یکی مربوط به انرژی از دست رفته در آشکارساز نازک‌تر ΔE، و دیگری مربوط به باقی‌ماندهٔ $KE - \Delta E$. آهنگ اتلاف انرژی برای یک ذرهٔ باردار و در یک انرژی معین تقریباً با عبارت سادهٔ زیر داده می‌شود:

$$\frac{dE}{dX} \sim \frac{mZ^2}{KE} \qquad (۵.۱۸)$$

که در آن m جرم یون و Z بار هستهٔ آن است. چون آشکارساز اول نازک است dE/dX تقریباً ثابت است و $\Delta E \cong (dE/dX)\Delta X$. لذا، ΔE تابعی هذلولی از KE برای هر یون با یک مقدار متفاوت mZ^2 خواهد بود. به این ترتیب، اگر مخلوطی از ذرات باردار نافذ مطرح باشند، می‌توان با مقادیر نسبی یونش‌شان آنها را از هم بازشناخت. وقتی شناسایی بدون ابهام ذره از طریق اندازه‌گیری‌های طولانی لازم باشد، چیدمان‌هایی از SSBهای شامل چندین آشکارساز نازک به‌کار می‌روند. تغییرات ضخامت سیلیسیم در فرایند ساخت، محدودیتی عملی در شناسایی ذره به‌وجود می‌آورد. تغییرات ضخامت به کوچکی ۱ μm در حال حاضر دست‌یافتنی اند.

قدرت تفکیک نوعی یک آشکارساز منفرد حدود ۲۰ keV است اما بستگی به هندسهٔ آشکارساز به‌ویژه، ظرفیت آن دارد. توجه داشته باشید که آشکارسازهای SSB دارای الکترودهای متوازی هستند که با یک دی‌الکتریک نازک از هم جدا می‌شوند؛ ظرفیت چنین خازنی با افزایش مساحت و کاهش ضخامت افزایش می‌یابد. لذا، قطعات نازک با مساحت‌های بزرگ دارای بزرگ‌ترین ظرفیت و ضعیف‌ترین قدرت تفکیک خواهند بود.

دیودهای PIN سیلیسیم، ردهٔ جدیدتر آشکـــارسازهایی هستند که عمدتاً، به‌دلیل رشد صنعت نیم‌رسانا به بازار آمده‌اند. این قطعات از یک لایهٔ نوع- p در یک سوی یک نانَک ذاتی سیلیسیم و یک لایهٔ نوع− n در سوی دیگر ساخته شده‌اند و لذا یک ساندویچ p-I-n هستند. تنوع این آشکارسازها از نظر اندازه و شکل خیلی بیش از آشکارسازهای سد سطحی است. به‌عنوان مثال، قطعات $۲۵\ cm^2$ با یک یا چند اتصال با شکل‌های خاص خیلی رایج‌اند. اتصالات جلو و عقب دیودهای PIN می‌توانند دارای شکل‌ها و اندازه‌های مختلفی باشند. یک نانک مستطیلی $5cm \times 5cm$ که دارای دو اتصال الکتریکی افقی در جلو و دو اتصال عمودی در عقب است را در نظر بگیرید. اتصالاتِ تقسیم شده چهار ربع سیلیسیم را که از نظر الکتریکی جدا از یکدیگر هستند تعریف می‌کنند. ذره‌ای که وارد آشکارساز می‌شود دو سیگنال تولید خواهد کرد، یکی در جلو و

دیگری در عقب که انحصاراً ربع سیلیسیم را مشخص می‌کند. قطعات مستطیل شکل غالباً با ۱۶ نوار در جلو و ۱۶ نوار در عقب به‌کار می‌روند و امکان اندازه‌گیری‌های مکانی بسیار دقیقی را در مطالعات واکنش‌های هسته‌ای فراهم می‌کنند.

همهٔ آشکـــارسازهای حالت جامد وقتی زیاد در معرض تابش ذرات باردار قرار بگیرند تخریب می‌شوند. دُزِ آستانه برای تخریب مشهود (برحسب تعداد ذره بر سانتی‌مترمربع) تقریباً 10^{8} برای پاره‌های شکافت، 10^{9} برای ذرات آلفا، 10^{12} برای نوترون‌های سریع، و 10^{13} برای الکترون است. توجه داشته باشید که ذرات معمولاً در سیلیسیم باز می‌ایستند و در آن باقی می‌مانند. شبکه در اثر حضور تعداد زیادی ذرهٔ متوقف شده در هم خواهد ریخت. چنانچه ذرات همه دارای یک انرژی (برد یکسان) باشند، در این صورت همهٔ ذرات در نوار خیلی باریکی از سیلیسیم متوقف خواهند شد و می‌توانند یک لایهٔ مرده در داخل سیلیسیم به‌وجود آورند.

آشکارسازهای سیلیسیم با لیتیم سوق‌یافته برای اندازه‌گیری ذرات بتا ساخته شده‌اند. الکترون نافذتر از ذرات باردار سنگین‌تر است و لذا این قطعات که معمولاً آشکارسازهای Si(Li) خوانده می‌شوند، باید خیلی ضخیم‌تر از آشکارسازهای یون سنگین باشند. آشکارسازهای Si(Li) معمولاً دارای ضخامت ۵ mm هستند. چنین حجم‌های بزرگی از سیلیسیم بسیار خالص، به آسانی قابل دسترس نیستند؛ لذا، تکنیک سوق دادن یون‌های لیتیم به درون تودهٔ ماده برای جبران نقص‌های شبکهٔ داخلی در سیلیسیم نوع- p ابداع شده است. لایه‌ای از فلز لیتیم بر سطح اعمال می‌شود، و تعدادی اتم در داخل حجم سیلیسیم پخش می‌شوند. اتم‌های لیتیم به آسانی یک الکترون به داخل نوار رسانش می‌فرستند و بصورت یون در می‌آیند. با اعمال یک پیش‌ولت بر سیلیسیم می‌توان یون های لیتیم را به مهاجرت از سطح- به- شبکه واداشت. یون‌های مهاجر توسط ناخالصی‌های منفی شبکه به دام خواهند افتاد و به این ترتیب تأثیر ناخالصی را «جبران» خواهند کرد. یون‌های لیتیم تحرک بالای خود را در شبکه حفظ می‌کنند و اگر بخواهیم آشکارساز را به‌مدت طولانی در دمای اتاق کنار بگذاریم باید یک پیش‌ولت کوچک نگهداری بر آن اعمال کنیم.

آشکارسازهای Si(Li) برای آشکارسازی بتا بر آشکارسازهای Ge(Li) برتری دارند زیرا حساسیت آن‌ها به γ پایین و پس‌پراکندگی[1] آنها (به اندازهٔ $\frac{1}{3}\sim$ تا $\frac{1}{2}\sim$) کم‌تر است. قدرت تفکیک انرژی آشکارسازهای Si(Li) برای الکترون‌های تا انرژی ۱۰۰۰keV حدود ۱ تا ۲ keV است. بازده آشکارسازی آشکارسازهای Si(Li) برای ذرات بتا، از نصف بازده یک شمارندهٔ گازی برای بتادهنده‌های انرژی-پایینی چون ^{14}C، تا بیش از بازده یک شمارنده گازی برای بتادهنده‌های

[1]. Backscattering

انرژی-بالایی همچون ^{32}P تغییر می‌کند. زمینهٔ این آشکارسازها به علت ابعاد کوچک‌شان برای یک قدرت ایستانندگی معین، به گونه‌ای استثنایی پایین است و نیازی به تأمین گاز جنبی و جز آن نیست. دستیابی به قدرت تفکیک بسیار خوب برای آشکارسازی پرتو X امکان‌پذیر است. با استفاده از آشکارسازهای Si(Li)، قدرت تفکیکی معادل ۱۸۰ eV برای پرتوِ ایکسِ K_α منگنز با انرژی ۵/۹-keV به‌دست آمده است، در حالی که بهترین قدرت تفکیک انرژی آشکارسازهای سوسوزن تقریباً ۱۰۰۰eV است.

همهٔ آشکارسازهای سیلیسیم را می‌توان برای کاهش نوفهٔ حرارتی که تولید زمینه در تمام سیگنال‌های القایی می‌کند سرد کرد. نوفهٔ حرارتی ناشی از افت و خیزهای کاتوره‌ای است که یک الکترون از گاف ممنوع به نوار رسانش می‌فرستند و در نتیجه یک زوج الکترون – حفره تولید می‌کنند. تعداد الکترون‌های ارتقا یافته متناسب با یک تابع بولتزمن شامل گاف ممنوع Δ و دمای T است:

$$N_{\text{حرارتی}} \propto e^{\Delta/kT} \qquad (۶.۱۸)$$

بـه دلایل عملی، آشکارسازهای سیلیسیم را معمولاً از دمای اتاق به دمای تقریباً ۲۰ °C– می‌برند؛ سرد کردن به دمای زیر ۶۰ °C– مفید نیست زیرا نوفهٔ سیستم تحت تأثیر مدار الکترونیکی خارجی قرار می‌گیرد. از دماهای زیر ۲۰ °C- نیز استفاده نمی‌شود زیرا تنش‌های فیزیکی داخلی ناشی از اختلاف ضرایب انبساط حرارتی مواد به کار رفته در ساخت آشکارساز اهمیت پیدا می‌کنند. برای رفتن به دماهای پایین‌تر توصیه می‌شود که آشکارسازها براساس سفارش کاربر تهیه شوند.

می‌توان ضریب کاهش نوفهٔ حرارتی را با عبارت بولتزمن تخمین زد:

$$\frac{N_{\text{حرارتی}}\left(T=-۲۰^{\circ}\right)}{N_{\text{حرارتی}}\left(T=+۲۵^{\circ}\right)} \sim e^{۲۵۳/۲۹۸} = ۲/۳ \qquad (۷.۱۸)$$

سرد کردن آشکارسازهای سیلیسیم مخصوصاً در آزمایش‌هایی که انتظار می‌رود ذرات اندازه‌گیری شده موجب تخریب قابل ملاحظهٔ شبکهٔ بلوری در خلال آزمـــایش گردند مفید است. چنانچه آشکارساز سرد نشود، نوفهٔ حرارتی به‌طور قابل ملاحظه‌ای در خلال اندازه‌گیری تغییر خواهد کرد و قدرت تفکیک آشکارساز با زمان کاهش خواهد یافت.

آشکارسازهای ژرمانیم بالاترین قدرت تفکیک را در بین تمام قطعات یونش مستقیم دارند. این، ناشی از گاف ممنوع کوچک ۰/۷۳ eV ژرمانیم (در ۸۰K) و پتانسیل مؤثر یونش ۲/۹۵ eV است که تولید تعداد زیادی زوج یون را به ازای مقدار معینی تابش امکان‌پذیر می‌سازد. نوار گاف نیز به اندازهٔ کافی کوچک هست که تعداد زوج‌های الکترون– حفرهٔ تولید شده بر اثر افت و خیزهای حرارتی، موجب نوفهٔ الکترونیکی قابل ملاحظه‌ای گردد. نوفه را با احاطهٔ ژرمانیم و قسمت اول مدار تقویت کننده در یک زَمپا[1] و سرد کردن هر دو تا دمای نیتروژن مایع کاهش می‌دهند.

در شرایط مساوی اندازهٔ سیگنال‌های تولید شده در یک دیود ژرمانیم در مقایسه با دیود سیلیسیم باید بزرگ‌تر از وارونِ نسبت پتـــانسیل‌های یونیش مؤثر، ۱/۲۷ ~ ۳/۷۶/۲/۹۵ (در ۸۰ K) باشد. با این‌همه، نوفهٔ حرارتی در تناسب با یک توزیع نمایی بولتزمن با نوارهای گاف، بزرگ‌تر خواهد بود. لذا در یک دمای معین، نوفه در ژرمانیم با ضریبِ

$$\frac{e^{-\Delta_{Ge}/kT}}{e^{-\Delta_{Si}/kT}} = e^{۱/۱۶/۰/۷۳} = ۴/۹ \qquad (۱۸.۱۸)$$

بزرگ‌تر خواهد بود. با توجه به این واقعیت‌ها به نظر می‌رسد که کاربرد آشکارسازهای سیلیسیم خیلی مناسب‌تر باشد. با این‌همه، «توان ایستانندگی» ماده برای فوتون‌ها بسیار پایین‌تر از ذرات باردار است و این باعث می‌شود که عمق نفوذ فوتون‌ها در همهٔ مواد طولانی باشد. علاوه براین، احتمال بر هم‌کنش فوتوالکتریک با اتم که عمدتاً به جذب انرژی کل فوتون‌ها می‌انجامد متناسب با Z^5 افزایش می‌یابد. این باعث می‌شود که مواد با Z بالا جاذب‌های موثرتری برای فوتون‌ها باشند. همچنین از دیدگاه عملی تکنیک‌هایی ابداع شده‌اند که می‌توان بلورهای ژرمانیم بسیار خالصی تولید کرد که خیلی بزرگ‌تر از بلورهای سیلیسیم هستند.

آشکارسازهای ژرمانیم تقریباً به‌طور انحصاری جهت آشکارسازی تابش γ به‌کار می‌روند. فوتون‌های پر انرژی به‌راحتی می‌توانند به زمپا نفوذ کنند و قدرت تفکیک بالای آشکارسازهای ژرمانیم برای انرژی‌های خیلی دقیق پرتوهای γ گسیل شده از واانگیختگی ترازهای هسته‌ای بسیار مناسب‌اند. دو ردهٔ عمده از آشکارسازهای ژرمانیم وجود دارند؛ آنهایی که مادهٔ جبران شدهٔ لیتیم در آنها به‌کار می‌رود موسوم به Ge (Li) (بخوانید ژلی) و آشکارسازهای ساخته شده از فقط ژرمانیم، که ژرمانیم با خلوص-بالا نیز نامیده می‌شوند و، در واقع، جایگزین ردهٔ اول شده‌اند.

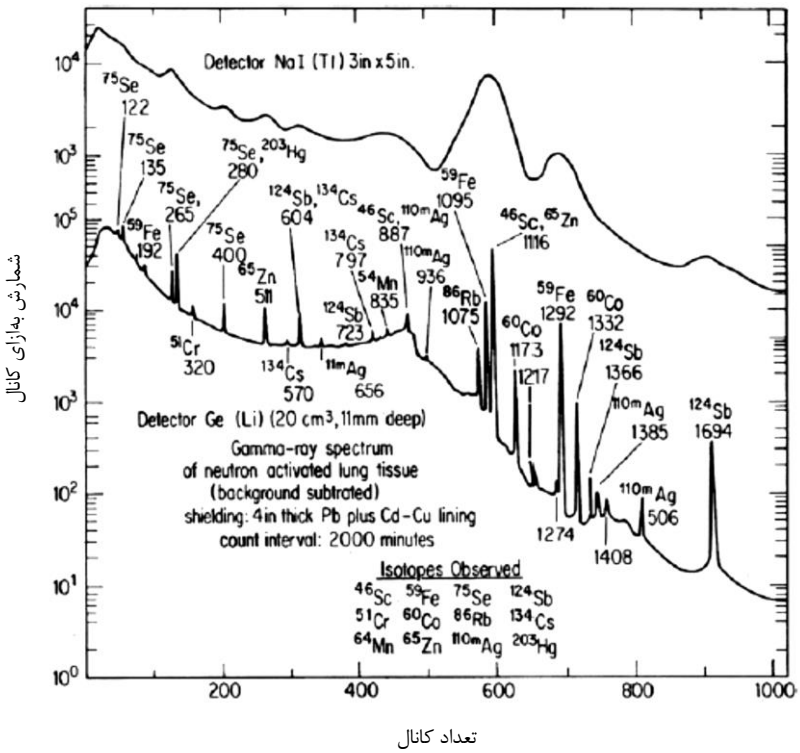
---

[1]. Cryostat

آشکارسازهای Ge(Li)، در اساس مشابه آشکارسازهای Si(Li) هستند که پیش از این توصیف کردیم. شِمش‌های بزرگ (تقریباً به اندازهٔ یک لیتر) از ژرمانیم نوع - p در وضعیت نسبتاً خالص تهیه می‌گردند. فلز لیتیم بر سطح آنها اعمال می‌شود تعدادی اتم در شبکه پخش می‌شود، الکتـــرون‌های آنها واگذار می‌شود و متعاقباً یون‌ها در ماده سوق می‌یابند. تحرک یون‌های لیتیم در ژرمانیم بسیار بالاتر از سیلیسیم است. این امر امکان جبران مؤثر ناخالصی‌ها را در حجم‌های بزرگی از ژرمانیم فراهم می‌کند اما اتلاف سریع این جبران توسط شبکه در دمای اتاق را نیز باعث می‌شود. نقصِ آشکارسازهای Ge(Li) این است که بلورهای ژرمانیم را باید در سرتاسر عمر مفیدشان در دمای نیتروژن مایع نگه داشت. چنانچه آشکارسازها گرم بشوند حتی برای مدتی کوتاه جبران لیتیم تا حدی از دست می‌رود و قدرت تفکیک بالای آنها خراب می‌شود. بلورها را می‌توان دوباره سوق داد اما «سازنده» باید این کار را انجام بدهد.

شکل بلورهای ژرمانیم عموماً استوانه‌ای است که لیتیمِ بر سطح خارجی آنها اعمال و به سوی مرکز سوق یافته است. اتصال لیتیم یک ناحیهٔ نوع- n بر روی سطح بلور ایجاد می‌کند؛ توده از طریق جبران‌سازی به وضعیت ذاتی در می‌آید و یک ناحیهٔ کوچک نوع— p تعمداً سوق‌نایافته باقی گذاشته می‌شود تا یک ساختار دیود P-I-N ایجاد شود. به این ترتیب آشکارساز دارای «الکترودهای» هم محور نوع- p و n است و گاهی آشکارساز هم‌محور خوانده می‌شود. مثل آشکارسازهای سیلیسیم یک پیش‌ولت مخالف به دیود ژرمانیم اعمال می‌شود و پالس‌های کوچک جریان ناشی از رویدادهای یونش اولیه جمع‌آوری و تقویت می‌گردند. لزوم سرد نگه داشتن آشکارسازهای Ge(Li) در سرتاسر عمر آنها توسعهٔ تکنیک‌های خالص‌سازی ژرمانیم را موجب شده است. اکنون می‌توان حجم‌های بزرگی از ژرمانیم خالص را در مقادیر کافی برای ساخت آشکارسازهای دیود PIN بدون سوق لیتیم تولید کرد. این قطعات را می‌توان در دمای اتاق نگه داشت و فقط هنگام کار آنها را سرد کرد. ناحیهٔ نوع- n از طریق پخش لیتیم بدون سوق و یک ناحیهٔ بسیار نازک نوع- p با کاشت یون‌های بور تهیه می‌گردد. بلورها عموماً استوانه‌ای با الکترودهای هم محور هستند. شکل‌های دیگر همچون آشکارسازهای مسطح نازک برای پرتوهای گاما و ایکس انرژی‌ـ پایین و بلورهایی با دیواره‌های توخالی و بازدهٔ هندسی بالا در دسترس‌اند.

برای آشکارسازی پرتو γ، آشکارسازِ گزیده آشکارساز Ge است زیرا Z آن بالا ست. بارزترین مشخصهٔ آشکارساز Ge، قدرت تفکیک انرژی برترِ آن است. قدرت تفکیک انرژی ۱/۷۵ keV برای پرتوِ گامای ۱۳۳۲ keV ی ^{60}Co، امری رایج است(در مقایسه با نوعاً ۱۰۰- ۹۰ keV برای یک آشکارساز۳ × ۳ اینچ ((NaI(TI)). به زبان نمودار، شکل ۱۸-۱۷ معنای توانایی تفکیک طیف‌های پرتوِ γ را نشان می‌دهد.



شکل ۱۸-۱۷. طیف پرتو γ بافت شُش که با نوترون فعال شده است. اندازه‌گیری‌ها با یک آشکارساز ۳ × ۳ اینچ NaI(TI) و یک آشکارساز Ge صورت گرفته‌اند.[اقتباس از:(1971) ,Cooper]

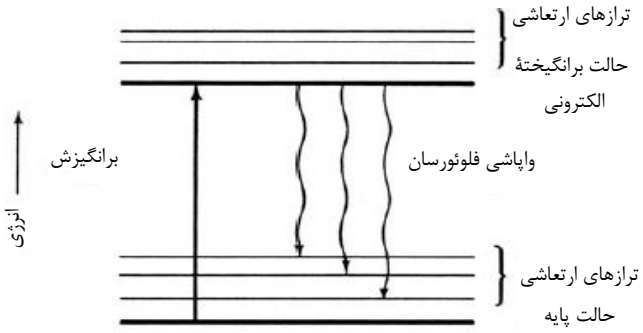
۱۸-۲. آشکارسازهای سوسوزن

در یک آشکارساز سوسوزن، کسری از انرژی سپرده شده توسط تابش اولیه در آشکارساز به نور تبدیل می‌شود که به نوبهٔ خود به یک سیگنال الکتریکی تبدیل می‌گردد. فرایند را می‌توان از منظر تصوّری به خودِ فرایند سوسوزنی (تبدیل انرژی به نور)، جمع‌آوری و تبدیل نور به الکترون و تکثیر الکترون‌ها برای تولید یک سیگنال ماکروسکوپیکی تقسیم کرد. ما بحث خود را نیز به همین ترتیب تنظیم می‌کنیم.

همانگونه که در فصل ۱۷ بحث شد، هنگامی که تابش با ماده برهم‌کنش می‌کند انرژی خود را از طریق یونش یا برانگیزش ماده از دست خواهد داد. همانگونه که دیده‌ایم، فقط تعداد اندکی ماده ویژگی‌های مناسب برای جمع‌آوری یونش اولیهٔ ناشی از تابش هسته‌ای را دارند. چنانچه یونش

حفظ و جمع‌آوری نشود، انتظار می‌رود که زوج‌های الکترون / یون مثبت نهایتاً بازترکیب شوند. در طی این بازترکیب انرژی به‌کار رفته برای جداسازی بارها مجدداً به اطراف گسیل می‌شود که غالباً به صورت ارتعاشات شبکه و گرما خواهد بود. هر آز گاهی، یک حالت برانگیختگی الکترونی سه‌تایی شکل می‌گیرد و انرژی از چنین حالت‌هایی به صورت فوتون‌های مرئی رها می‌شود. این فرایند گسیل به فلوئورسانی اتمی یا مولکولی مشهور است و هنگامی که توسط تابشِ برانگیزنده ایجاد گردد، *سوسوزنی* خوانده می‌شود (ما لفظ «نور مرئی» را در بحث‌مان با نوعی «بی‌پروایی» به‌کار می‌بریم. طول موج‌های فوتون‌های فلوئورسان از حالت‌های برانگیختهٔ الکترونی، مشخصهٔ ماده هستند و از فرابنفش تا سرخ گسترده‌اند). این فوتون‌های مرئی ثانوی را می‌توان به آسانی آشکارسازی و با لامپ‌های تکثیرکنندهٔ فوتونی تقویت کرد.

جزئیات فرایند سوسوزنی پیچیده است و خیلی به ساختار مولکولی سوسوزن بستگی دارد. در بلورهای آلی مولکول‌های جامد آلی از حالت‌های پایه‌شان به حالت‌های برانگیختهٔ الکترونی برانگیخته می‌شوند (شکل ۱۸-۱۸ را ببینید). واپاشی این حالت‌ها با گسیل فوتون در تقریباً $۱۰^{-۸}$ ثانیه رخ می‌دهد (فلوئورسانی). بخشی از انرژی اولیهٔ جذب شده توسط مولکول به صورت ارتعاشات شبکه، پیش یا پس از واپاشی، با گسیل فوتون تلف می‌شود. در نتیجه، کریستال معمولاً فلوئورسانی خود را بدون جذب عبور می‌دهد.

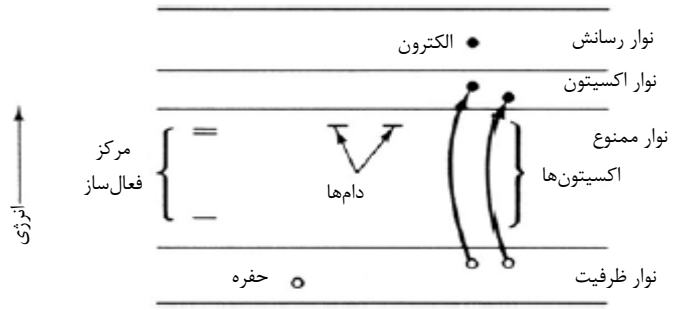


شکل ۱۸-۱۸. نمای طرح‌وار سازوکار سوسوزنی در بلورهای آلی [اقتباس از:(1975),.Wang et al]

سه نوع سوسوزن آلی متداول‌اند. نوع اول یک مادهٔ بلوری خالص مثل آنتراسن است. نوع دوم *سوسوزن مایع* محلولِ یک سوسوزن آلی در یک مایع آلی، مثل محلول ترافنیل-p در تولوئن (تقریباً ۳ گرم مادهٔ انحلال‌پذیر در ۱ لیتر مایع محلول) است. نوع سوم محلول یک سوسوزن آلی مثل ترافنیل-p ، در یک پلاستیک جامد مثل پُلی استایرن است.

همهٔ این سوسوزن‌های آلی با عمرهای کوتاه فلوئورسانی، یعنی ۲ تا ۳ نانو ثانیه مشخص می‌شوند. این مشخصه کاربرد آنها را در وضعیت‌های با آهنگ شمارش بالا یا اندازه‌گیری‌های سریع زمانی امکان‌پذیر می‌سازد. نور خروجی نسبتاً کم، تقریباً ۱۰ تا ۵۰ درصد نور خروجی NaI(TI) است (ذیلاً خواهیم دید). با توجه به Z پایین سوسوزن‌های آلی آنها را عمدتاً در آشکارسازی ذرات باردار سنگین یا الکترون‌ها به‌کار می‌برند. سوسوزن‌های پلاستیکی را می‌توان به راحتی در شکل‌های گوناگون ماشین کرد یا به صورت فیلم‌های نازک در آورد. قدرت تفکیک‌های انرژی حدود ۱۰ تا ۱۴ درصد امکان‌پذیراند. سوسوزن‌های مایع برای بررسی گسیلنده‌های β ی انرژی‌ـ پایین، مثل ^{14}C یا ^{3}H به کار می‌روند. مادهٔ پرتوزا را در محلول سوسوزن حل می‌کنند یا به صورت سوسپانسیون در می‌آورند. کاربرد دیگر، شامل استفاده از سوسوزن‌های مایع در ساخت آشکارسازهای حجیم (چندین متر مکعب) است که در آنها سوسوزن مایع با یک مادهٔ جاذب نوترون، همچون گادولینیم، «بار می‌شود». گادولینیم نوترون‌ها را جذب و تولید الکترون و پرتوهای γ می‌کند که توسط سوسوزن آشکار می‌شوند.

فرایند سوسوزنی در سوسوزن‌های معدنی با سوسوزن‌های آلی متفاوت است. ساختار یک کریستال یونی را آن‌طور که در شکل ۱۸-۱۹ نشان داده شده است، در نظر بگیرید. وقتی الکترون پر انرژی از بلور عبور می‌کند، ممکن است الکترون‌های ظرفیت را از نوار ظرفیت به نوار رسانش بالا ببرد. جای خالی الکترون در نوار ظرفیت که حاصل این یونش است، *حفره* نامیده می‌شود. الکترون حاضر در نوار رسانش و حفرهٔ موجود در نوار ظرفیت می‌توانند به‌طور مستقل در داخل بلور حرکت کنند.



شکل ۱۸– ۱۹. ترازهای انرژی الکترونی در یک بلور یونی [اقتباس از:(1975),.Wang et al]

فرایندی واضح به نام *برانگیزش* نیز می‌تواند رخ بدهد که در اثر آن یک الکترون نوار ظرفیت به یک تراز انرژی پایین‌تر از نوار رسانش برانگیخته می‌شود. الکترون در نوار ظرفیت مقید به حفره باقی

می‌ماند. این زوج الکترون- حفرهٔ خنثی، *اکسیتون*[1] نامیده می‌شود و می‌تواند در بلور نیز حرکت کند. همخوان با اکسیتون‌ها نواری از ترازهای انرژی وجود دارد که نوار اکسیتون نامیده می‌شود (شکل ۱۸-۱۹ را ببینید).

حضور نقص‌های شبکه‌ای و/ یا ناخالصی‌هایی که عمداً در بلور هالید قلیایی قرار داده شده‌اند باعث تشکیل ترازهای انرژی موضعی در باند ممنوع، به نام دام یا «*مرکز فعال‌سازی*»، می‌شوند. شکل ۱۸-۱۹ ترازهای انرژی یک بلور هالید قلیایی، شامل مراکز فعال‌سازی و دام‌ها، را نشان می‌دهد (تالیم اتمی، یک فعال‌ساز رایج برای بلورهای هالید قلیایی است).

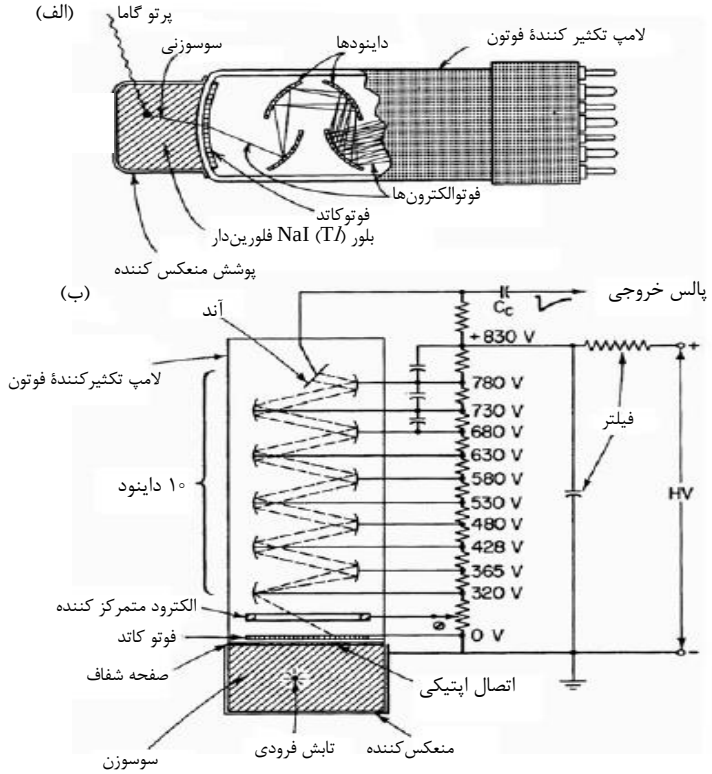
اکسیتون‌ها، حفره‌ها و الکترون‌های تولید شده بر اثر برهم‌کنش تابش با بلور، در داخل بلور سرگردان می‌مانند تا اینکه در یک مرکز فعال‌سازی یا دام‌گیر بیفتند. حرکت اکسیتون در یک بلور را می‌توان بصورت یک یون یُدِ برانگیختهٔ I^{-*} با انرژی ۶ تا ۸ الکترون ولت در نظر گرفت که انرژی خود را به یک I^- ی پایدار مجاور منتقل می‌کند که به نوبهٔ خود برانگیخته می‌شود. لذا، انرژی ممکن است از I^- به I^- در شبکهٔ بلور منتقل شود تا اینکه نهایتاً توسط یک مرکز فعال‌سازی یا ناخالصی بلور جذب گردد. با گیراندازی اکسیتون یا گیراندازی الکترون- حفره، مراکز فعال‌سازی از حالت پایهٔ خود به یک حالت برانگیخته ارتقا می‌یابند. واانگیزش این مرکز فعال‌ساز با گسیل نور در زمانی حدود ۰/۳ μs رخ می‌دهد. لذا انرژی سپرده شده توسط تابش در سوسوزن، به صورت نور توسط مرکز فعال‌ساز (TI) گسیل می‌شود. مقدار نور گسیل شده توسط کل بلور مستقیماً متناسب با مقدار انرژی سپرده شده در بلور توسط تابش فرودی است. کسری از انرژی سپرده شده که به فوتون‌های فلوئورسان تبدیل می‌شود اندک حدود ۱۰ درصد است.

یدید (یدور) سدیم فعال شده با تالیم [NaI(TI)]، یک سوسوزن معدنی است که بیشترین کاربرد را دارد. این ماده را به‌طور گسترده‌ای برای آشکارسازی پرتوهای γ نیز به‌کار می‌برند زیرا نسبتاً ارزان است، دارای قدرت ایستانندگی بالایی برای فوتون‌هاست و «سخت‌جان» است و کاربردش آسان است. خروجی نور فلوئورسان دارای زمان واهلش نسبتاً کند حدود ۲۳۰ نانوثانیه است، که باعث محدود شدن آهنگ شمارش اینگونه آشکارسازها می‌گردد. قدرت تفکیک انرژی آشکارسازهای NaI(TI) به ندرت بهتر از ۶ ٪ برای پرتوِ γ ۱۳۳۲keV ی Co^{60} (در مقایسه با ۰/۱۳٪ کــه نوعاً در آشکــارسازهای Ge دیده می‌شود) است. آشکارســازهای $[NaI(Tl)]$ برای آشکارسازی تابشγ بسیار کارآمد هستند (با بازدهٔ نوعیِ ۱ تا ۱۰ درصد). بازده یک بلور استوانه‌ای به ارتفاع ۳ اینچ و قطر ۳ اینچ مرجع استانداردی برای آشکارسازهای γ است. سایر سوسوزن‌های معدنی قابل ذکر

[1]. Exciton

ژرمنات بیسموت ($BGO\ ,\ Bi_4Ge_3O_{12}$) است که ماده‌ای با Z و چگالی بالا است. خروجی پایین نور [NaI(TI)] کاربرد آن را به وضعیت‌هایی که بازدهٔ بالا (با قدرت تفکیک پایین‌تری) مورد نظر است، محدود می کند. فلورید باریم (BaF_2) یک مادهٔ با Z بالا و خروجی نور سریع ($\tau < 1ns$) اما کمتر است. این آشکارساز در وضعیت‌هایی به کار می‌رود که چگالی بالا، Z بالا و زمان سریع آن حایز اهمیت باشند.

نور گسیل شده توسط سوسوزن چطور تبدیل به سیگنال الکتریکی می‌شود؟ برای پاسخ به این پرسش، نمودار طرح‌وار یک آشکـــارساز سوسوزن نوعی را بررسی می‌کنیم (شکـــل۱۸-۲۰).



شکل ۱۸-۲۰. الف) نمودار بُرِش یک آشکارساز سوسوزن جامد نوعی. ب) نمودار یک آشکارساز سوسوزن که به‌طور طرح‌وار نشان می‌دهد چگونه نور از سوسوزن به یک لامپ تکثیر کنندهٔ فوتون منتقل می‌شود. نمودار نوعی سیم‌کشی برای یک تکثیرکنندهٔ فوتون ۱۰-مرحله‌ای که بایک منبع ولتاژ بالای مثبت کار می‌کند، نشان داده شده است. (بر گرفته از O'Kelley, 1962.)

فوتون‌های نور مرئی گسیل شده از مراکز فعال‌سازی، مثل یون‌های Tl^+ در بلور NaI(Tl)، از میان یک مادهٔ فلورین‌دار شفاف گذشته و پس از عبور از یک پنجرهٔ شفاف به یک فوتوکاتد مجاور برخورد می‌کنند. فوتوکاتد، نوعاً شامل یک لایهٔ نازکِ حساسِ به نور (معمولاً آلیاژ سزیم- آنتیموان) در سطح داخلی انتهای لامپ تکثیر کنندهٔ فوتون است. در اینجا، فوتون‌های برخورد کننده، به‌ویژه آنهایی که دارای طول موج‌های بین ۳۰۰۰ و ۶۰۰۰ آنگسترم هستند، جذب شده، فوتوالکترون‌گسیل می‌کنند. تعداد فوتوالکترون‌های بیرون آمده اندکی کمتر اما مستقیماً متناسب با تعداد فوتون‌های فرودی است. چنین قطاری از فوتوالکترون‌های حاصل از برهم‌کنش پرتوِ γ در بلور هنوز برای ثبت مستقیم بسیار ضعیف است.

تکثیر توسط یک رشته الکترودهای موسوم به *دینود* که در امتداد طول لامپ تکثیر کنندهٔ فوتون قرار گرفته‌اند، رخ می‌دهد (شکل ۱۸-۲۰ را ببینید). هر دینود در پتانسیل بالاتری (معمولاً تقریباً ۵۰ ولت بالاتر) از دینود قبلی نگهداری می‌شود. فوتو الکترون‌های گسیل شده از فوتوکاتد توسط یک میدان الکتریکی کانونی می‌شوند تا به دینود اول بخورند. با برخورد به سطح دینود، این الکترون‌ها باعث گسیل تعداد بیشتری الکترون می‌شوند. این قطارِ جدیدِ الکترون‌ها، توسط اختلاف پتانسیل موجود به دینود دوم هدایت می‌شود که در آنجا تعداد الکترون باز هم بیشتری بیرون می‌آیند. این فرایند تکثیر در هر دینود ادامه پیدا می‌کند تا اینکه در آنّدِ جمع‌کنندهٔ آخر به ازای هر فوتو الکترون برآمده از فوتوکاتد، 10^5 تا 10^6 الکترون به آن اصابت می‌کنند. به این ترتیب اندازهٔ پالس خروجی از لامپ تکثیر کنندهٔ فوتون مستقیماً متناسب با مقدار انرژی تلف شده از فوتون پرتوِ γ فرودی در بلور فلورین‌دار است.

برای ارائهٔ یک مثال کمّی از تبدیلات انرژی بروز کرده در آشکارسازی مبتنی بر سوسوزنی نتایج برهم‌کنش یک تک-پرتوِ γ ۱/۱۷ MeV ی ^{60}Co را با بلور یدید سدیم فعال شده با تالیم $[NaI(Tl)]$ دنبال می‌کنیم:

۱. اگر ۲۰٪ از انرژی پرتو γ منجر به تولید اکسیتون در یک بلور فلورین‌دار شود و اگر فرض کنیم که ۷ eV برای تولید یک اکسیتون لازم است در این صورت تقریباً ۳۳۰۰۰ اکسیتون از این فوتون- γ حاصل می‌گردد.

۲. با فرض اینکه تنها ۱۰درصد از پدیده‌های برانگیزشی به تولید فوتون‌های نور مرئی «دیده» شده توسط فوتوکاتد مجاور بینجامند، حدود ۳۳۰۰ فوتون به فوتو کاتد خواهد رسید.

۳. این تعداد فوتون برخورد کننده به یک فوتو کاتدِ دارای ضریب تبدیل ۱۰٪، تقریباً ۳۳۰ فوتوالکترون بیرون خواهند انداخت.

۴. داینودهای متوالی یک لامپ تکثیر کنندهٔ فوتون که با بهره تقویت[1] کلی $۱۰^{۶}$ کار می‌کنند، این تعداد فوتو الکترون را تکثیر می‌نمایند به‌طوری‌که حدود $۳/۳\times۱۰^{۸}$ الکترون، یا باری معادل ۵×۱۰^{-۱۱} C، در آند لامپ تکثیر کنندهٔ فوتون جمع‌آوری خواهد شد.

۵. سپس این بار می‌تواند توسط یک مـــدار پیش‌تقویت کنندهٔ با ظرفیت الکتریکی ۳۰ pF به یک پالس خروجی ۱/۸ V تبدیل شود. پالسی با این اندازه قادر است مستقیماً یک شمارنده را به کار بیندازد.

^{۶۰}Co در هر واپاشی، دو پرتوِ γ گسیل می‌کند. پرتوِ γ دیگر دارای انرژی ۱/۳۳ MeV است. با دنبال کردن محاسبات پیشین این پرتوγ ۱/۳۳ MeV، منجر به یک پالس خروجی حدود ۲/۰۵ ولتی از آشکارساز خواهد شد. عدم قطعیت آماری در ارتفاع پالس‌ها توسط مرحله‌ای در زنجیرهٔ پیش‌گفته تعیین می‌شود که دارای بالاترین عدم قطعیت (مرحلهٔ ۳) است. در این مورد ما انتظار قدرت تفکیک حدود ۶ درصد را داریم به‌طوری‌که دو ارتفاع پالس تقریباً جدا از هم خواهند بود.

۱۸-۳. آشکارسازهای ردّ هسته‌ای

عبور تابش شدیداً یونیزان از یک جامد عایق، ردپایی از تخریب در ماده به‌جا می‌گذارد. در مواد با پیوند کووالان، ساختار شیمیایی ماده در امتداد ردّ پای یک یون انرژی‌بالا می‌تواند به‌طور قابل ملاحظه‌ای برای همیشه تغییر کند. برخی مواد پلیمری (پلاستیک) و میکای معدنی (شکلی از دی‌اکسیدسیلیسیم) به‌ویژه به چنین تخریب‌های تابشی حساس هستند. تخریب تابش اولیه در مقیاس مولکولی، «جایگزیده» باقی می‌ماند اما بدون تقویت قابل مشاهده نیست. با وجود این ردّ ذره را می‌توان با سونِش شیمیایی از مقیاس مولکولی (نانومتر) به مقیاس میکروسکوپیکی (میکرومتر) گسترش داد.

آشکارسازهای ردّ هسته‌ای برای رویدادهای نادری که تابش شدیداً یونیزان تولید می‌کند بسیار ساده و کارآمد هستند. آشکـــارسازهای ردّ «*با دقت تهیه و اسکن شده*» برای شناسایی رویدادهای نادر منحصر به‌فرد به‌کار رفته اند. این آشکارسازها، یافته‌ها را در خود جمع می‌کنند از این نظر که تخریب ناشی از یک ردّ خودبه‌خود ترمیم نمی‌شود. مشکل آشکارسازهای رد در این است که رد ها

---

[1]. Gain

کوچک‌اند و تنها با یک میکروسکوپ می‌توان آنها را مشاهده کرد. در گذشته، اسکنِ با چشم خیلی پر زحمت و همراه با خطا بوده است. اسکن مدرن که با کامپیوتر کنترل می‌شود، سرعت و اعتبار تجزیه و تحلیل را بالا برده است. آشکارسازهای ردّ پلاستیکی که به ذرات α حساس هستند به‌طور گسترده‌ای در آشکارسازهای تجارتی رادون به‌کار می‌روند.

سونش شیمیایی ماده در همهٔ سطوحی که در معرض محلول سونش قرار می‌گیرند انجام می‌شود. سطوح پرتودیدهٔ ماده در امتداد ردّ خورده می‌شوند. لذا، آهنگ سونش را باید به دقت کنترل کرد تا حداکثر مقدار اطلاعات از رد به دست آید. توجه داشته باشید که سونشِ یک رد یکنواخت معمولاً یک مخروط دایره‌ای تشکیل می‌دهد زیرا ماده از سطح آسان‌تر برداشته می‌شود تا از عمق. ردهای میکا به دلیل ساختار شبکه، الماس- شکل‌اند، تا دایره‌ای.

امولسیون‌های هسته‌ای، «ردیاب‌های» خیلی مرتبط به همی هستند که تاریخچهٔ آن‌ها به کشف اولیهٔ تابش توسط بکرل بر می‌گردد. امـــولسیون‌های هسته‌ای، فیلم عکاسی با دانه‌های خیلی ریزی هستند. فیلم در اثر عبور تابش از آن، «پرتو می‌بیند» و دانه‌های AgCl بر اثر یونش فعال می‌شوند. فیلم را ظاهر می‌کنند و با بررسی و مشاهدهٔ میکروسکوپیکی دقیق ردّ یا مسیر تک تکِ ذرات را جستجو می‌کنند. هر از گاهی ذره با یک هستهٔ موجود در امولسیون برهم‌کنش می‌کند و پاره‌ها یا ذرات متعددی تولید می‌نماید که ردّ فراورده‌های واکنش را می‌توان پیگیری کرد. امولسیون همچنین به آهنگ یونش در هر ردّ حساس است و طبیعت ذره را در هر ردّ غالباً می‌توان تعیین کرد. از سوی دیگر، بیشترِ مردم با تصاویر سایه و اسکلت‌واری که با پرتوهای ایکس گرفته می‌شوند، آشنا هستند. پرتوهای ایکس توسط عناصر سنگین موجود در استخوان‌ها (عمدتاً کلسیم) بیشتر جذب و پراکنده می‌شوند تا توسط عناصر سبک موجود در بافت نرم (کربن، اکسیژن، هیدروژن)، و سایه‌ای به‌وجود می‌آورند. پس دانه‌های موجود در امولسیون در معرض تابش پرتوهای X قرار می‌گیرند و پس از فرایند «ظهور» عکاسی، تصویر نگاتیو ظاهر می‌شود.

۱۸-۴. الکترونیک هسته‌ای و جمع‌آوری داده

همانگونه که ملاحظه نموده‌ایم، اساساً کلیه آشکارسازهای تابش‌های هسته‌ای در پاسخ به برهم‌کنش یک تابش یونیزان، پالس‌های الکتریکی تولید می‌کنند. این سیگنال‌ها توسط *ماجول‌های سنج‌افزارگزینی هسته‌ای* (NIM) (*nuclear instrumentation modules*) استاندارد برای شمارش تعداد پالس‌ها، یا آنالیزِ کامل‌ترِ اندازه یا حتی شکل سیگنال، پردازش می‌شوند. علاوه بر این، سامانه‌های الکترونیکی مبتنی بر کامپیوترِ موسوم به CAMAC (کنترل و اندازه‌گیری خودکار

کامپیوتری)[1] برای اندازه‌گیری روابط زمانی پالس‌ها، ارتفاع پالس‌ها، و شکل سیگنال مورد استفاده قرار می‌گیرند. سیگنال‌ها ثبت و در کامپیوتر برای آنالیز بعدی ذخیره می‌شوند. یک مشخصهٔ مهم مطالعات علمی با پرتوزاها و با باریکه‌های هسته‌ای این است که داده‌ها باید هرچه سریع‌تر و معمولاً طی یک زمان بسیار محدود جمع‌آوری شوند. یک چشمهٔ پرتوزا پس از تولید، واپاشی خواهد کرد و نمی‌توان آن را به دلیل اینکه محقق آمادهٔ کاربرد آن نیست «متوقف» کرد. همچنین، واکنش‌های هسته‌ای القا شده توسط باریکهٔ ذرات در زمان بسیار کوتاهی انجام می‌گیرند و باید وقتی رخ می‌دهند ثبت شوند.

به این ترتیب پس از جمع‌آوریِ «on-line» یک رشته رویدادها، داده‌ها به صورت «off-line» آنالیز می‌شوند.

مرور کوتاهی از انواع ماجول‌های به‌کار رفته را در اینجا ارائه می‌دهیم. ادوات CAMAC و NIM در سه ردهٔ گسترده قرار می‌گیرند:ابزار *الکترونیکی خطی* که رابطه‌ای خطی با اندازهٔ سیگنال اولیه را نگه می‌دارند؛ *مدارهای منطقی*[2]، که فقط هنگامی یک پالس استاندارد (یا تک-اندازه) تولید می‌کنند که «منطق» از پیش تعیین شدهٔ دستگاه براورده شود؛ و *ماجول‌های جمع‌آوری داده*، برای اندازه‌گیری سیگنال‌ها و ثبت داده‌ها. باید دانست که با الکترونیک نوین، مطالبی را که ما توصیف خواهیم کرد ممکن است مربوط یک ماجول الکترونیکی ساده باشند یا مربوط به سامانهٔ یکپارچه‌ای که از چند ماجول تشکیل شده است. لذا، ما فقط *عملکرد* ماجول‌های الکترونیکی را توصیف خواهیم کرد و نه اسباب خاصی را.

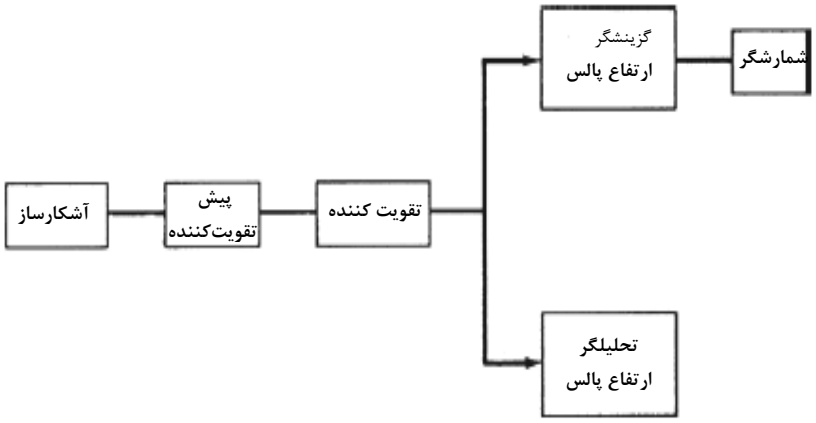
خروجی بسیاری از آشکارسازها یک پالس الکتریکی است که اطلاعاتی را دربارهٔ انرژی سپرده شده در آشکارساز، زمان برهم‌کنش، و جز آنها در بر دارد. الکترونیک خطی، ماجول‌هایی را در بر دارد که اطلاعاتِ پیرامونِ سپارشِ انرژی در آشکارساز را از سیگنال آشکارساز گرفته و حفظ می‌کنند. مروری بر این ماجول‌ها و عملکرد آنها در جدول ۱۸-۱ آمده است. یک سیستم آنالیز ارتفاع پالس نوعی در شکل ۱۸-۲۱ نشان داده شده است. سیگنالِ آشکارساز را با یک *پیش‌تقویت کننده* اندکی شکل می‌دهند و تقویت می‌کنند و سپس با یک کابل هم محور (کو آکسیال) به یک *تقویت کنندهٔ خطی* می‌فرستند. این کار برای جلوگیری از تخریب سیگنال ظریف آشکارساز توسط نوفهٔ کابل انجام می‌شود. در تقویت کننده پیش از اینکه سیگنال را آنالیز کنند آن را بیشتر تقویت کرده و شکل می‌دهند. ارتفاع پالس، مرتبط با انرژی سپرده شده در آشکارساز است. مبدل آنالوگ به دیجیتال (ADC) سیگنال خروجی تقویت کننده را به داده‌های دیجیتالی (تعدادی پالس‌استاندارد)

---

[1]. Computer automated measurement and control (CAMAC)
[2]. Logic

تبدیل می‌کند و به این ترتیب اندازهٔ آن را تعیین می‌کند. ADC می‌تواند شامل یک «کارت» قابل نصب بر روی یک کامپیوتر شخصی (برای اندازه‌گیری توزیع پالس‌های آشکارسازی که یک چشمهٔ پرتوزا را می‌پاید) یا یکی از چندین واحد همسان در یک ماجول CAMAC (که برای ثبت همزمان سیگنال‌های تعداد زیادی آشکارساز که برخوردهای هسته‌ای را می‌پایند به کار می‌رود) باشد.

ماجول‌های منطقی برای پایش آهنگ شمارش هر یک از آشکارسازها و زمان‌های نسبی ثبت تابش به‌کار می‌روند. یک سیگنال سریع حاصل از خودِ آشکارساز، پیش‌تقویت کننده یا یک تقویت‌کنندهٔ فیلتر زمانی به یک *تبعیض‌گر* فرستاده می‌شود. تبعیض‌گر، هنگامی که سیگنال ورودی از یک مرجع می‌گذرد، یک پالس خروجی با شکل و اندازهٔ ثابت (معمولاً مربعی) تولید می‌کند. تبعیض‌گرها معمولاً دارای چند سیگنال خروجی همسان هستند. پالس‌های منطقی را می‌توان به شمارشگری فرستاد که صرفاً تعداد پالس‌ها را می‌شمارد یا به یک ثبّاتِ آهنگ شمارش به منظور پایش آهنگ‌های تابش یا دز و یا به یک «مبدل زمان به دامنه» (TAC)، برای اندازه‌گیری زمان‌های نسبی رسیدن دو یا تعداد بیشتری سیگنال.



شکل ۱۸-۲۱. نمودار طرح‌وار یک سیستم آنالیز (تحلیل) ارتفاع پالس ساده برای طیف‌نمایی هسته‌ای.

جدول ۱۸-۱. خلاصه‌ای از ماجول‌های متداول پردازش پالس.

	ورودی	خـــروجی
ورودی خطی–خروجی خطی		
پیش تقویت کننده	پالس خطی بار از آشکارساز	پالس با دنباله خطی

	ورودی	خـــروجی
تقویت کنندهٔ خطی	پالس با دنباله خطی	پالس خطی تقویت شده و شکل‌دهی شده
تقویت کنندهٔ با پیش‌ولت	پالس خطی شکل‌دهی شده	پالس خطی متناسب با دامنه‌ای از پالس ورودی که بالاتر از سطح پیش‌ولت ورودی قرار می‌گیرد.
کِش‌دهندهٔ پالس	پالس خطی سریع	پالس خطی شکل‌دهی شدهٔ معمولی با دامنه مساوی پالس ورودی
تقویت‌کنندهٔ حاصل‌جمع	دو یا تعداد بیشتری پالس خطی شکل‌دهی شده	پالس خطی شکل‌دهی شده با دامنه مساوی با مجموع پالس‌های ورودی همفرود
درَنگ	پالس خطی سریع یا خطی شکل‌دهی شده	همان پالس با یک درنگ زمانی ثابت
دریچهٔ خطی	پالس خطی شکل‌دهی شده و پالس دریچه	پالس خطی مساوی با ورودی خطی در صورتی‌که پالس بازکننده ورودی در هم‌پوشانی زمانی وارد گردد.
ورودی خطی– خروجی منطقی		
تبعیض‌گر انتگرالی	پالس خطی شکل‌دهی شده	پالس منطقی در صورتیکه دامنه ورودی از سطح بعیض‌گر تجاوز کند.
تحلیل‌گر تک کاناله	پالس خطی شکل‌دهی شده	پالس منطقی درصورتی‌که دامنه ورودی بین پنجره پذیرش قرار گیرد.
برگیرِ زمان	پالس خطی سریع یا خطی شکل‌دهی شده	پالس منطقی همزمان شده با برخی جلوه‌های پالس ورودی
ورودی منطقی- خروجی خطی		
مبدل زمان به دامنه	پالس‌های شروع و توقف منطقی با فاصله زمانی Δt	پالس خطی شکل‌دهی شده با دامنه متناسب با Δt
ورودی منطقی – خروجی خطی		
همفرودی	پالس‌های منطقی در دو یا چند ورودی	پالس منطقی فقط در صورتی‌که پالس‌ها در کلیه ورودی‌ها در فاصله زمانی Δt ظاهر شوند ظاهر شوند.

	ورودی	خـــروجی
پادهم‌فرودی	پالس‌های منطقی در دو ورودی	پالس منطقی، فقط در صورتی‌که با ظاهر شدن پالس در یک ورودی، هیچ پالسی در فاصله زمانی Δt در ورودی دیگر ظاهر نشود.
شمارشگر	پالس‌های منطقی	یک‌پالس منطقی برایN پالس ورودی

۱۸-۵. آمار هسته‌ای

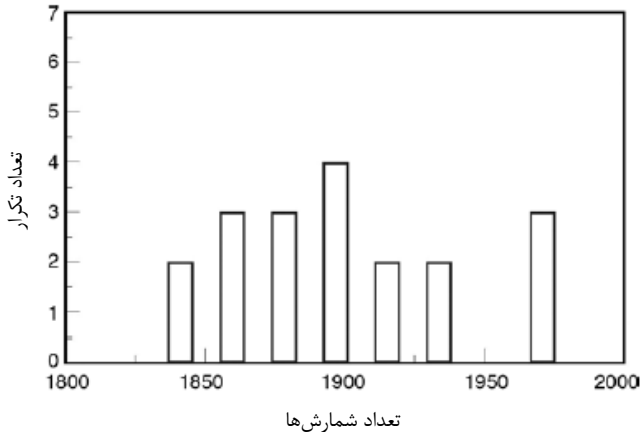
واپاشی پرتوزا یک فرایند کاتوره‌ای است. تعداد هسته‌های یک نمونه از مادهٔ پرتوزا که در هر دورهٔ زمانی وامی‌پاشند یک عدد ثابت نیست بلکه، معمولاً، برای دوره‌های زمانی متفاوت تغییر خواهد کرد. این نکته را می‌توان به آسانی با انجام اندازه‌گیری‌های تکراری فعالیت یک رادیونوکلید بلند-عمر، برای مدت زمان‌های یکسان، نشان داد. نتایج چنین آزمایشی می‌توانند چیزی شبیه جدول ۱۸-۲ باشند. توجه داشته باشید که در این اندازه‌گیری‌ها گسترهٔ وسیعی از مقادیر اکتیویته

جدول ۱۸-۲. دنباله‌ای نوعی از شمارش‌های یک نمونه با نیمه‌عمر بلند. الف $^{a}(^{۱۷۰}\mathrm{Tm})$.

شمارهٔ اندازه‌گیری	شمارش بر ۰/۱ دقیقه	$(x_i - x_m)$	$(x_i - x_m)^۲$
۱	۱۸۸۰	-۱۸	۳۲۴
۲	۱۸۸۷	-۱۱	۱۲۱
۳	۱۹۱۵	۱۷	۲۸۹
۴	۱۸۵۱	-۴۷	۲۲۰۹
۵	۱۸۷۴	-۲۴	۵۷۶
۶	۱۸۵۳	-۴۵	۲۰۲۵
۷	۱۹۳۱	۳۳	۱۰۸۹۹
۸	۱۸۸۶	-۳۲	۱۰۲۴
۹	۱۹۸۰	۸۲	۶۷۲۴
۱۰	۱۸۹۳	-۵	۲۵
۱۱	۱۹۷۶	۷۸	۶۰۸۴
۱۲	۱۸۷۶	-۲۲	۴۸۴
۱۳	۱۹۰۱	۳	۹

شمارهٔ اندازه‌گیری	شمارش بر ۰/۱ دقیقه	$(x_i - x_m)$	$(x_i - x_m)^2$
۱۴	۱۹۷۹	۸۱	۶۵۶۱
۱۵	۱۸۳۶	-۶۲	۳۸۴۴
۱۶	۱۸۳۲	-۶۶	۴۵۳۶
۱۷	۱۹۳۰	۳۲	۱۰۲۴
۱۸	۱۹۱۷	۱۹	۳۶۱
۱۹	۱۸۹۹	۱	۱
۲۰	۱۸۹۰	-۸	۶۴

الف) ما از پروفسور آر. ای. اشمیت که این داده‌ها را در اختیار ما گذاشته‌اند، متشکر هستیم.



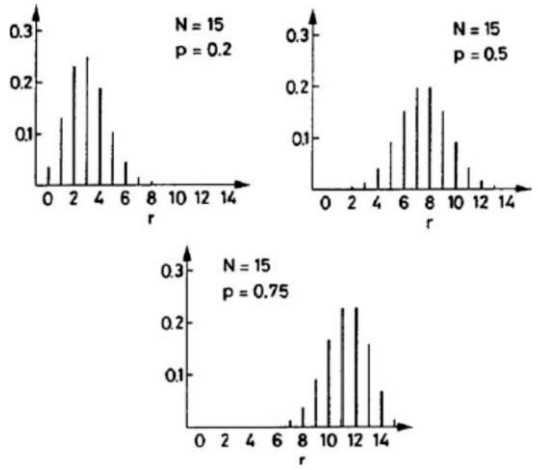
شکل ۱۸– ۲۲. توزیع شمارش‌های یک نمونهٔ بلند-عمر.

با تجمع در حول و حوش مرکز گستره وجود دارد. می‌توانیم این داده‌ها (جدول ۱۸–۲) را با «دسته‌بندی» آنها به صورت یک تابع توزیع رسم کنیم (شکل ۱۸-۲۲) و از خود بپرسیم که آیا این تابع توزیع را می‌شناسیم؟ متخصصان آمار و ریاضیات، مدل‌هایی را برای توصیف این توابع توزیع و موارد مشابه معرفی کرده‌اند. به‌عنوان پیش‌زمینه‌ای برای این بحث که چگونه بیشترین مقدار اطلاعات را از این داده‌ها به دست آوریم بعضی از این مدل‌ها را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

متداول‌ترین مدل برای توصیف واپاشی پرتوزا *توزیع دوجمله‌ای* است. برای فرایندی که دارای دو پیامد است (موفقیت یا عدم موفقیت، واپاشی یا عدم واپاشی) برای تابع توزیعی $P(x)$ می‌توان نوشت

$$P(x)=\frac{n!}{(n-x)!x!}p^{x}(1-p)^{n-x} \qquad (۹.۱۸)$$

که در آن n تعداد آزمون‌های با احتمال موفقیت p است و $P(x)$ احتمال پیش‌بینی شدهٔ به دست آوردن x موفقیت است. با اعمال این توزیع بر پرتوزایی، $P(x)$ را می‌توان به‌عنوان احتمال به‌دست آوردنِ x شمارش در بازهٔ زمانی معین و $p=\lambda\Delta t$ که در آن Δt مدت زمانی است که در مقایسه با زمان اندازه‌گیری و نیمه‌عمر کوتاه است، تلقی کرد. توجه داشته باشید که x و n هر دو اعداد صحیحی هستند. توابع توزیع نوعی دوجمله‌ای در شکل ۱۸-۲۳ نشان داده شده‌اند.



شکل ۱۸-۲۳. توزیع‌های دوجمله‌ای برای مقادیر مختلف N و p (لئو[1]، ۱۹۸۷)

[1]. Leo

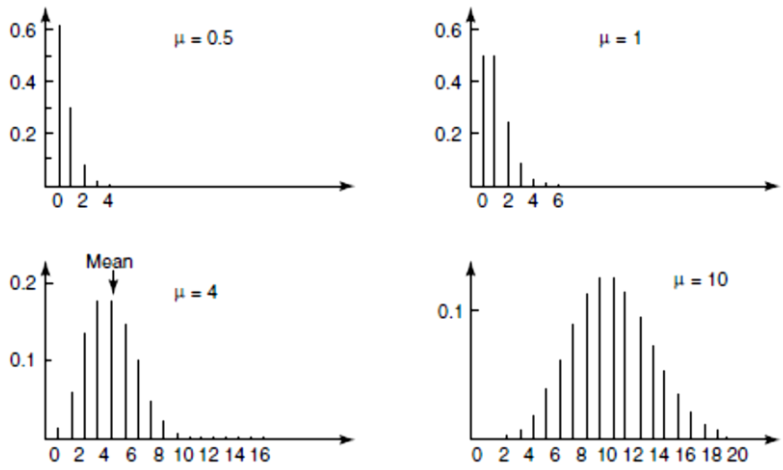
کار با تابع توزیع دو جمله‌ای دشوار است و یک ساده‌سازی باید انجام داد. اگر احتمال موفقیت p کوچک باشد $(p \ll ۱)$ (یعنی زمان اندازه‌گیری در مقایسه با نیمه‌عمر خیلی کوتاه باشد)، می‌توانیم توزیع دوجمله‌ای را با توزیع پواسون تقریب بزنیم. توزیع پواسون به صورت زیر نوشته می‌شود

$$P(x) = (x_m)^x \exp(-x_m)/x! \qquad (۱۰ .۱۸)$$

که در آن

$$x_m = pn \qquad (۱۱ .۱۸)$$

به این ترتیب، توزیع ساده‌شده‌ای داریم که فقط با یک پارامترِ x_m مشخص می‌شود، و حال آنکه در توزیع دوجمله‌ای، دو پارامتر دخیل‌اند. توزیع پواسون همانطور که در شکل ۱۸-۲۴ نشان داده شده است یک توزیع نا متقارن است. علاوه بر ساده‌تر بودن کاربردِ آن توزیع پواسون دارای برخی ویژگی‌های مهم است که ما را وامی‌دارد در تحلیل داده‌های پرتوزایی از آن استفاده کنیم.



شکل ۱۸-۲۴. توزیع پواسون برای مقادیر گوناگون x_m (لئو، ۱۹۸۷).

واریانس σ^2، است که اطلاعاتی پیرامون پهنای توزیع مقادیر حول مقدار متوسط x_m بیان می‌کند. برای یک مجموعه اندازه‌گیری‌های N، می‌توان σ^2 را به صورت زیر محاسبه نمود:

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N}\left(x_i - x_m\right)^2}{N-1} \qquad (۱۲ .۱۸)$$

(برای داده‌های جدول ۱۸-۲، x_m =۱۸۹۸ ، σ = ۴۴/۲). برای یک توزیع دو جمله‌ای

$$\sigma^2 = np\left(1-p\right) \qquad (۱۳ .۱۸)$$

که کاربرد آن مشکل است. اما، برای توزیع پواسون می‌توان نشان داد که

$$\sigma^2 = x_m \qquad (۱۴ .۱۸)$$

$$\sigma = \left(x_m\right)^{1/2} \qquad (۱۵ .۱۸)$$

با اعمال این معادلات بر داده‌های جدول ۱۸-۲، خواهیم داشت $\sigma_{\text{پواسون}} = ۴۳/۶$. این نتیجه، مُبَیّن این نکته مهم است که توابع توزیع، مدل هستند، نه قوانین فیزیکی، و هنگامی که بر مجموعه داده‌های متناهی اعمال می‌شوند، پیش‌بینی‌های شان ممکن است با «مشاهده» تفاوت کنند.

توزیع پواسون را می‌توان برای توصیف رفتار آشکارسازها نیز به‌کار رود. به عنوان مثال، فرض کنید برهم‌کنش یک فوتون پرتو γ با یک سوسوزن ناکارآمد به‌طور متوسط ۳/۳ فوتو الکترون از فوتوکاتد تولید کند. احتمال تولید نشدن هیچ فوتو الکترون (ندیدنِ رویداد)، بر پایهٔ توزیع پواسون به صورت زیر داده می‌شود:

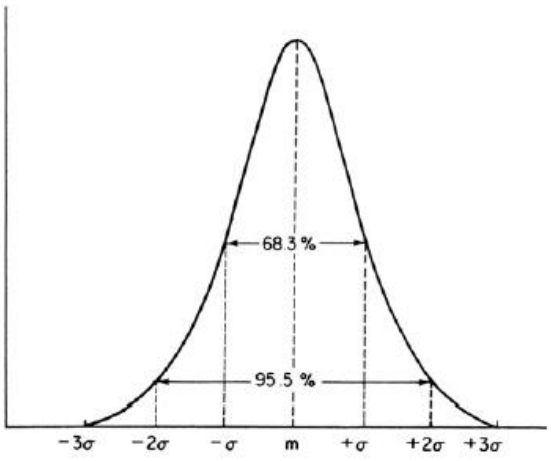
$$P(0) = \exp\left(-۳/۳\right) = ۳/۷\,\% \qquad (۱۶ .۱۸)$$

لذا، ۳/۷ درصد از رویدادها به دلیل «افت و خیزهای آماری» از دست خواهند رفت.

ساده کردنِ بیشترِ توزیع دوجمله‌ای مادر هنگامی رخ می‌دهد که تعداد موفقیت‌ها نسبتاً بزرگ باشد، یعنی، بیشتر از ۳۰ شمارش در هر اندازه‌گیری داشته باشیم. در این صورت، توزیع دو جمله‌ای را می‌توان به صورت یک *توزیع نرمال* یا *گاؤسی* نشان داد. در اینجا می نویسیم

$$P(x)=\frac{1}{\sqrt{2\pi x_m}}\exp\left(-\frac{(x-x_m)^2}{2x_m}\right) \qquad (۱۸.۱۷)$$

این تقریبِ تحلیلی، متقارن است (شکل ۱۸-۲۵). همانگونه که در شکل ۱۸-۲۵ نشان داده شده است، ۶۸/۳ درصدِ مقادیر اندازه‌گیری شده در گسترهٔ $\pm 1\sigma$ از میانگین x_m، قرار می‌گیرند.



شکل **۱۸-۲۵.** نمودار تابع توزیع نرمال؛ نشان‌دهندهٔ نقاط میانگین، x_m، و 1σ و 2σ.

علاوه بر این ۹۵/۵ درصدِ تمام اندازه‌گیری‌ها در بازهٔ $2\sigma \pm$ از میانگین، و ۹۹/۷ درصد در بازهٔ $3\sigma \pm$ از میانگین قرار می‌گیرند. نیم-پهنا (FWHM) برابر $2/35\sigma$ است.

به این ترتیب برای یک تکـ اندازه‌گیری آهنگ شمارش۱۰۰، حدس ما این است که σ = ۱۰ است. می‌توان گفت که با شانس صحت ۶۸/۳ درصد، آهنگ شمارش واقعی بین ۹۰ = ۱۰− ۱۰۰ و ۱۱۰=۱۰+ ۱۰۰ خواهد بود. با قطعیت ۹۵/۵ درصد، می‌توان گفت که آهنگ شمارش واقعی بین ۸۰ و ۱۲۰ است. با تعمیم این روند، می‌توان نتایج یک اندازه‌گیری را به صورت

$x \pm n\sigma$ بیان کرد که در آن n مرتبط با احتمالی است که تعداد بی‌نهایت اندازه‌گیری، منجر به مقداری واقع در گسترهٔ بیان شده خواهد شد. برای مقادیر n مساوی ۰/۶۷۴۵، ۱، ۱/۶۴۴۹، ۱/۹۶، ۲، ۲/۵۷۵۸ و ۳، «حدود اطمینان» به‌ترتیب، عبارت‌اند از ۵۰، ۶۸/۳، ۹۰، ۹۵، ۹۵/۵، ۹۹ و ۹۹/۷ درصد. معمولاً نتایج یک اندازه‌گیری را به صورت $x \pm \sigma$ بیان می‌کنند. باید به خاطر داشت که با این کار ۳۱/۷ درصد اوقات در خطا خواهیم بود یعنی، آهنگ شمارش متوسط خارج از $x \pm \sigma$ است. چنانچه این ریسک قابل قبول نباشد، باید سطح اطمینان بزرگ‌تری، مثل $3\sigma, 2\sigma$ و جز آن انتخاب کرد.

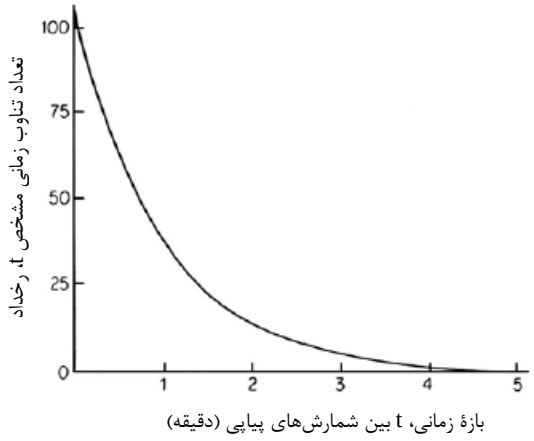
تابع توزیع جالب دیگر، مربوط به بازهٔ زمانی بین شمارش‌های پیاپی است. می‌دانیم که فاصله زمانی متوسط بین شمارش‌ها (آهنگ شمارش/ ۱) است. توزیع بازه‌های زمانی با *توزیع بازه* داده می‌شود. این توزیع (که حاکم بر همهٔ رویدادهای کاتوره‌ای است) بیان می‌کند که برای یک فرایند با فواصل زمانی میانگین t_m بین رویدادها، احتمال به‌دست آوردن یک زمان t بین رویدادهای پیاپِی عبارت است از

$$I(t) = \frac{1}{t_m} \exp\left(\frac{-t}{t_m}\right) dt \qquad (18.18)$$

برای واپاشی پرتورا

$$t_m = \frac{1}{\lambda} \qquad (19.18)$$

این تابع توزیع در شکل ۱۸-۲۶ نشان داده شده است. توجه داشته باشید که محتمل‌ترین زمان بین رویدادها، صفر است. رویدادهای کاتوره‌ای (شمارش‌ها، بلایای طبیعی، و...) به صورت «گروهی» رخ می‌دهند.



شکل ۱۸-۲۶. نمودار بسامد وقوع یک بازهٔ زمانی t بین شمارش‌های پیاپی، وقتی آهنگ شمارش متوسط، ۱ شمارش در دقیقه است.

حـــالا، چگـــونگی توصیف عدم قطعیت آماری را در اندازه‌گیری‌های پرتوزایی خلاصه می‌کنیم. اگر فعالیت یک نمونه (به اضافهٔ زمینه) ۶۴ شمارش بر دقیقه اندازه‌گرفته شود، در این صورت تخمین ما

$$S+B=۶۴\,cpm$$

با عدم قطعیت σ_{S+B}

$$\sigma_{S+B}=۸\,cpm$$

خواهد بود. اگر یک اندازه‌گیری دیگر بدون حضور نمونه به زمینهٔ ۱۰ شمارش بر دقیقه بینجامد، چه؟ در این صورت تخمین ما این خواهد بود:

$$B=۱۰\,cpm$$
$$\sigma_B=(۱۰)^{۱/۲}=۳/۲cpm$$

آهنگ خالص نمونه و عدم قطعیت آن چقدر است؟ این امر، پرسش کلی محاسبهٔ عدم قطعیت در ماحَصَلِ برخی عملیات ریاضی بر روی یک عدد نامشخص را پیش می‌آورد. چنانچه دو عدد را که

مستقلاً انتخاب شده‌اند و عدم قطعیت آنها (انحراف استانداردها) را در نظر بگیریم، $A\pm\sigma_a$ و $B\pm\sigma_b$ می‌توانیم آنگونه که در جدول ۱۸-۳ نشان داده شده است بعضی قواعد را برای عدم قطعیت در نتیجهٔ بعضی عملیات ریاضی رایج بنویسیم.

جدول ۱۸-۳. عدم قطعیت برای بعضی عملیات ریاضی رایج.

عمل	جواب	عدم قطعیت
جمع	A+B	$\left(\sigma_A^2+\sigma_B^2\right)^{1/2}$
تفریق	A-B	$\left(\sigma_A^2+\sigma_B^2\right)^{1/2}$
ضرب	$A\times B$	$A\times B\left[\left(\sigma_A/A\right)^2+\left(\sigma_B/B\right)^2\right]^{1/2}$
تقسیم	A/B	$A/B\left[\left(\sigma_A/A\right)^2+\left(\sigma_B/B\right)^2\right]^{1/2}$

به عنوان مثالی از کاربرد روابط مندرج در جدول ۱۸-۳، این عدم قطعیت را برای مورد نمونه و شمارش زمینه محاسبه می‌کنیم،

(زمینه)- (زمینه + نمونه) = آهنگ خالص

= ۶۴ -۱۰ = ۵۴ cpm

عدم قطعیت در آهنگ شمارش خالص = (۸^۲ + ۳/۲ ^۲) ^۱/۲ = ۸/۶ cpm

تاکنون، ما بحث خود در آمار هسته‌ای را به دقت به موارد شمارش‌های ۱ دقیقه‌ای محدود کرده‌ایم. چنانچه تعداد شمارش‌های ثبت شده در ۱ دقیقه x باشد، در این صورت *آهنگ* شمارش به صورت $x\pm(x)^{1/2}$ شمارش بر دقیقه عنوان می‌شود. با وجود این، فرض کنید که ۱۶۰ شمارش در ۵ دقیقه ثبت کرده باشیم. انحراف معیار آهنگ شمارش میانگین (برحسب cpm) چه اندازه خواهد بود؟ بهترین تخمین تعداد متوسط شمارش‌ها در دورهٔ زمانی ۵ دقیقه، $(۱۶۰)^{1/2}$±۱۶۰ یعنی، ۱۶۰±۱۳ شمارش، و آهنگ شمارش متوسط، ۳۲±۳ cpm = $۱۶۰/۵ \pm ۱۳/۵$ خواهد بود. لذا به‌طور کلی، آهنگ R به صورت زیر داده می‌شود:

$$R=\frac{\text{تعداد شمارش‌های ثبت شده}}{\text{زمان شمارش}}=\frac{x}{t}$$

انحراف معیار آهنگ، σ_R، عبارتند از

$$\sigma_R = \frac{(x)^{1/2}}{t} = \frac{(R^* t)^{1/2}}{t} = \left(\frac{R}{t}\right)^{1/2} \qquad (۲۰-۱۸)$$

لذا، برای مثال پیش می‌توانستیم مستقیماً محاسبه کنیم که

$$\sigma_R = \left(\frac{R}{t}\right)^{1/2} = \left(\frac{۳۲}{۵}\right)^{1/2} = ۳$$

غالباً می‌خواهیم میانگین دو عدد x_1, x_2 را حساب کنیم که هر دو عدم قطعیت‌هایشان با انحراف معیارهای به ترتیب σ_1, σ_2 مشخص شده‌اند. بهترین میانگین این دو عدد، میانگین سادهٔ آنها نیست بلکه میانگین توزین شدهٔ x_m است که به صورت زیر داده می‌شود:

$$x_m = \left(\frac{x_1}{\sigma_1^2} + \frac{x_2}{\sigma_2^2}\right) \Big/ \left(\frac{1}{\sigma_1^2} + \frac{1}{\sigma_2^2}\right)$$

$$x_m = \frac{x_1 + w x_2}{1 + w}$$

که در آن

$$w = \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^2$$

به‌طور خلاصه، هر عدد با وارون مربع انحراف استاندارد آن توزین می‌شود. برای میانگین توزین شدهٔ تعداد N مقدار x_i، با انحراف معیار σ_i داریم.

$$x_m = \frac{\sum_{i=1}^{N} \left(x_i / \sigma_i^2\right)}{\sum_{i=1}^{N} \left(1/\sigma_i^2\right)}$$

عدم قطعیت یا انحراف معیار x به صورت زیر داده می‌شود:

$$\sigma_{x_m} = \left(\frac{۱}{\sum_{i=۱}^{N} \left(۱/\sigma_i^۲ \right)} \right)^{۱/۲}$$

به عنوان مثال، فرض کنید که از دو اندازه‌گیری مستقل یک اکتیویته، نتایج ۱۰ ± ۳۵ cpm و ۲ ± ۴۶ cpm به دست آمده‌اند. میانگین توزین شدهٔ دو اندازه‌گیری عبارت است از

$$w = \left(۱۰/۲ \right)^۲ = ۲۵$$

$$x_m = \frac{\left[\left(۳۵ \right) \left(۱ + \left(۲۵ \right) \left(۴۶ \right) \right) \right]}{۱ + ۲۵} \cong ۴۶ cpm$$

انحراف معیار میانگین توزین شده عبارت است از

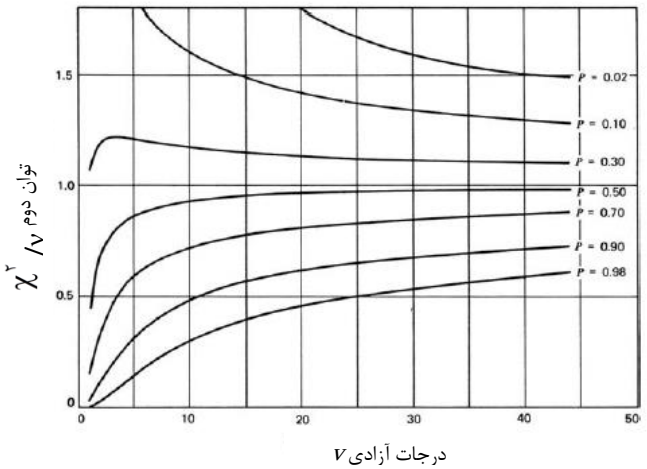
$$\sigma_x = \left\{ \frac{۱۰۰ + \left(۲۵ \right)^۲ \left(۴ \right)}{۲۶^۲} \right\}^{۱/۲} \cong ۲/۰$$

پس، می‌گوییم که آهنگ میانگین ۲± ۴۶ cpm بوده است.

۱۸-۵-۱. حذف داده‌های غیرعادی

در بحث خود تا کنون ما فقط عدم‌قطعیت ناشی از کاتوره‌ای بودن واپاشی پرتوزا را لحاظ کرده‌ایم. اما ممکن است خطای سیستماتیکی نیز وجود داشته باشد که بر عدم قطعیت کلی داده‌ها تأثیر می‌گذارد. در نتیجه، هنگامی که اندازه‌گیری‌هایی تکراری از یک اکتیویتهٔ نمونه را تحت شرایط ظاهراً یکسانی انجام می‌دهیم، هر از چندگاهی یک اندازه‌گیری را می‌بینیم که با اندازه‌گیری‌های دیگر خیلی تفاوت دارد. چنانچه در محاسبهٔ میانگین لحاظ شود، این مشاهدهٔ غیرعادی ممکن است خطای قابل ملاحظه‌ای را موجب گردد. چه وقتی حذف اینگونه داده‌ها قابل توجیه است؟ یک معیار برای حذف چنین داده‌هایی دور انداختن مقادیر مشکوکی است که به اندازهٔ ۲σ یا ۳σ از مقدار میانگین انحراف دارند. احتمال های بروز چنین انحراف‌هایی به ترتیب، ۴/۵ و ۰/۲۷ درصد است.

چگونه بفهمیم که آیا یک آشکارساز درست کار می‌کند یا نه؟ به عنوان مثال، داده‌های جدول ۱۸-۲، دقیقاً با توزیع پواسون یا نرمال نمی‌خوانند. آیا سیستم شمارش بد کار می‌کرده است؟



شکل ۱۸–۲۷. نمودار توزیع χ^2.

پارامتری که محاسبهٔ آن می‌تواند به این پرسش، پاسخ دهد χ^2 (کای اسکوئِرد[1]) است که به صورتِ زیر تعریف می‌شود

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N}(x_i - x_m)^2}{x_m}$$

برای داده‌های جدول ۱۸-۲ :

$$\chi^2 = ۳۷۱۹۴/۱۸۹۸ = ۱۹/۶۰$$

شکل ۱۸-۲۷ ویژگی‌های توزیع χ^2 را بر حسب p نشان می‌دهد، که p احتمال یک نمونهٔ کاتوره‌ای از تعداد N مقدار از یک توزیع پواسون است. برای داده‌های جدول ۱۸-۲، $\chi^2/\nu = ۱/۰۳$ است که قابل قبول است. برای مشکوک بودن داده‌ها، χ^2/ν باید بزرگ‌تر از ۱/۷یا کوچک‌تر از ۰/۶ می‌بود.

[1]. Chi squared

۱۸-۵-۲. گُمارش حد بالا، وقتی هیچ شمارشی مشاهده نمی‌شود

فرض کنید آزمایش شما موفق به آشکارسازی نوع واپاشی که به‌دنبال آن هستید نشده باشد: دربارهٔ وقوع آن چه می‌توانیم بگوییم؟ ساده‌ترین جواب چیزی است که اصطلاحاً به آن حد *بالای* **۱**. *رویداد* می‌گویند. فرض کنید که شما ۱ رویداد آشکارسازی کرده اید، و، بر این پایه آهنگ واپاشی، سطح مقطع و جز آن را با در نظرگرفتن بازدهی‌های آشکارسازی، زاویه‌های فضایی و غیره، محاسبه کنید.

یک پاسخ پیچیده‌تر را می‌توان با کاربرد ویژگی‌های یک توزیع پواسون به‌دست آورد. احتمال مشاهدهٔ n رویداد اگر مقدار میانگین μ باشد به‌صورت زیر داده می‌شود:

$$\rho\left(\frac{n}{\mu}\right)=\frac{\mu^n}{n!}=e^{-\mu}$$

احتمال مشاهدهٔ ۰ رویداد در یک دورهٔ زمانی T برای فرایندی با آهنگ میانگین λ عبارت است از:

$$\rho\left(0/\lambda T\right)=e^{-\lambda T}$$

می‌توان نشان داد که حد بالای آهنگ (هنگامی که هیچ شمارشی مشاهده نشود) λ_0، با رابطهٔ زیر داده می‌شود:

$$\lambda_0=-\frac{1}{T}\ln\left(1-CL\right)$$

که در آن CL حد اطمینانی است که شما می‌خواهید به حد بالا نسبت بدهید. (چنانچه بخواهید حد بالا را با ۹۵ ٪ اطمینان بیان کنید، در آن صورت CL = ۰/۹۵).

مثال: فرض کنید تلاش شما این است که فرایندی را مشاهده کنید که در مدت یک هفته باید ۱ واپاشی تولید کند و شما هیچ شمارشی را (با یک آشکارساز با بازدهٔ ۱۰۰٪) طی ۴ هفته مشاهده نکرده‌اید. با اطمینان ۹۵ ٪، حد بالای آهنگ واپاشی عبارت است از

$$\lambda_0=-\frac{1}{4}\ln\left(1-0/95\right)=0/75/\text{هفته}$$

مسائل

۱. چه آشکارسازی را برای آشکارسازی نمونه‌های زیر انتخاب می‌کنید؟ لطفاً دلایل خود را بیان کنید. (الف) چشمهٔ ^{32}P با شدت ۰/۱ μCi (ب) مخلوطی از ^{3}H با شدت ۰/۱ μCi و ^{14}C با شدت ۰/۵ μCi (پ) مخلوطی از ۱۰ nCi از هر یک از رادیونوکلیدهای ^{235}U و ^{238}U (ت) ^{60}Co با شدت ۵۰ بکرل.

۲. یک تبلیغ تجارتی برای یک آشکارساز Ge ی با خلوص بالا ادعا می‌کند که بازدهٔ نسبی آن ۲۰۰ درصد است. آیا این امکان‌پذیر است؟ توضیح دهید.

۳. نوترون‌های ۱۰MeV را چگونه می‌توان آشکارسازی کرد؟

۴. برای داشتن حد اطمینان ۹۰٪ در آهنگ شمارش، چند شمارش باید جمع‌آوری کرد؟

۵. برای ثبت هر یک از ذرات بتا، پرتوهای گاما، و نوترون‌های تأخیری مخلوطی از محصولات شکافت چه باید کرد؟

۶. حداکثر آهنگ شمارش مجاز با یک آشکارساز سوسوزنِ دارای زمان مردهٔ ۰/۲۵μs و اتلاف مجاز فقط ۳٪ در شمارش، چقدر است؟

۷. آهنگ شمارش یک نمونهٔ با عمر بلند را پنج بار اندازه گرفته و به نتایج ۲۷۵۳،۲۷۱۲، ۲۷۰۸، ۲۷۳۹ و ۲۷۲۶ رسیده‌ایم. تست χ^2 را برای پی بردن به این که آیا این داده‌ها با توزیع پواسون همخوانی دارند یا نه انجام دهید.

۸. برای داشتن یک عدم قطعیت ۲ درصدی در نتایج خود، نیاز به جمع‌آوری چه تعداد شمارش دارید؟

۹. نمودار ساده‌ای متشکل از ابزار هسته‌ای لازم برای ساخت مدارهای منطقی AND، OR،NAND و NOR رسم کنید.

۱۰. اگر نمونه‌ای دارای آهنگ شمارش میانگین ۱۶ شمارش بر ساعت باشد و شما هر ساعت داده‌ها را بخوانید و این کار را ۱۰۰۰ بار تکرار کنید، چند بار به شمارش‌های ۲، ۸، ۱۶ و ۳۲ خواهید رسید؟

مراجع

Cooper, J. A. APPLIED Ge(Li) Gamma Ray Spectroscopy. BNWL-SA-3603. 1971.

Knoll. G.F. *Radiation Detection and Measurement*. 3rd ed., Willey, New York, 2000.

Leo, W. R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer. Berlin. 1987.

O'Kelly. G. D. *Detection and Measurements of Nuclear Radiation*. NAS-NS-3105. 1962.

کتاب شناسی

Briks, J. B. *Scintillation Counters*, McGraw-Hill, New York, 1953. The classic word on scin-tillators.

Evans, R. D. *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill, New York, 1955. Noted for its discussion of statistics.

Kleinknecht, K. *Detectors for particle Radiation*, 2nd ed., Cambridge. 1998. An excellent discussion from a high-energy physics perspective.

Tsoulfanidis, N. *Measurement and Detection of Radiation*, 2nd ed., Taylor and Francis. Washington, DC, 1995.

Wang, C. H., D. L. Willis, and W. D. Loveland. *Radiotracer Methodology in the Biological*, Environmental and Physical Sciences, Prentice-Hall. Englewood Cliffs. NJ, 1975. Noted for its discussion of liquid scintillation counting, this book served as a model for much of the discussion of this chapter.

Wilkinson, D. H. *Ionization Chambers and counters*. Cambridge University Press. Cambridge, UK, 1950. The classic discussion of ionization chambers, proportional counters, and Geiger-Muller counters.

فصل ۱۹

روش‌های رادیوشیمیایی

بنا به تعریف، رادیوشیمی عبارت است از «مطالعهٔ شیمیایی عناصر پرتوزا، هم طبیعی و هم مصنوعی و کاربرد آنها در مطـــالعهٔ فرایندهای شیمیایی» (مرجع: *Random House Dictionary*, 1984). از دیدگاه عملی، رادیوشیمی، مجموعه فعالیت‌های رادیوشیمیدان‌هاست، یعنی (الف) روش‌های تجزیهٔ هسته‌ای، (ب) کاربرد رادیونوکلیدها در زمینه‌هایی خارج از شیمی، همچون پزشکی، (پ) فیزیک و شیمی عناصر پرتوزا، (ت) فیزیک و شیمی مادهٔ با اکتیویتهٔ بالا و (ث) مطالعات رادیو-ردیاب‌ها. پیش از این با چند موردِ این مباحث در فصل‌های ۴، ۱۳، ۱۵ و ۱۶ برخورد داشته‌ایم. در این فصل مبانی اصلی روش‌های رادیوشیمیایی و بعضی از جزئیات کاربرد آنها را مورد بحث قرار خواهیم داد.

به علت کاربرد مقادیر اندکِ مواد، حضور مواد پرتوزا که لاجرم رعایت برخی مقررات و ملاحظات ایمنی را ایجاب می‌کند، و نیاز مکرر به سروکار با هسته‌های کوتاه-عمر، این روش‌ها با روش‌های رایج شیمیایی یکی نیستند. از اوایل قرن بیستم، یعنی هنگامی که علم شیمی راهکار اصلیِ شناساییِ طبیعت واپاشی پرتوزا از طریق کاربرد گستردهٔ شیمی در طرح معروف مَن‌هَتَن در جنگ جهانی دوم بود، روش‌های تخصصی به وضعیت کنونیِ «فناوری‌بالای» کار با مواد رادیوشیمیایی متحول شده‌اند. این روش‌ها خیلی مهم‌اند زیرا غالباً کلیدِ یک آزمایش موفق می‌باشند، گویا اینکه

ممکن است در توصیف جزئیات آزمایش ذکر چندانی از آنها به میان نیاید. کاربرد موفق این روش‌ها غالباً مستلزم دقت، و توجه پرزحمت به جزئیات و تمرین مداوم برای بهبود مهارت در کار و دانش عمیق پیرامون مبانی علمی است.

علاوه بر مطرح شدن این مباحث در کتاب‌های درسی مثل این کتاب، کتاب‌های بسیار خوب دیگری نیز که عمدتاً به رادیوشیمی می‌پردازند، وجود دارند:

Adloff and Guillamont, 1984; Lieser, 1997; Ehmann and Vance, 1991

۱۹-۱. جنبه‌های منحصر بفرد رادیوشیمی

رادیوشیمی شامل کاربرد ایده‌های اصلی شیمیِ معدنی شیمیِ آلی، شیمی- فیزیک و شیمی تجزیه برای کار با مواد پرتوزا است. با وجود این، نیاز به دستکاری مواد پرتوزا، محدودیت‌ها (و خصیصه‌های) ویژه‌ای را بر این تلاش‌ها اعمال می‌کند. اولین ویژگی در میان این خصیصه‌ها، تعداد اتم‌های و غلظت محلول هاست. گسترهٔ سطوح اکتیویته در فرایش‌های رادیوشیمیایی از pCi تا MCi است. صرفاً برای بحث بیایید فرض کنیم سطح فعالیت D یک هستهٔ با عدد جرمی $A \sim ۱۰۰$ در یک آزمایش رادیو- ردیابی معادل ۱ μCi $\left(=۳/۷\times۱۰^{۴}\ dis/s = ۳/۷\times۱۰^{۴}\ Bq\right)$ است. اگر نیمه‌عمر این رادیونوکلید را ۳ روز فرض کنیم، تعداد هسته‌های حاضر را می‌توان از معادلهٔ زیر محاسبه کرد

$$N = \frac{D}{\lambda} = \frac{\left(۱\,\mu C_i\right)\left(۳/۷\times۱۰^{۴}\ dps/\mu C_i\right)\left(۳d\right)\left(۲۴h/d\right)\left(۳۶۰۰s/h\right)}{\ln ۲}$$

که در آن λ ثابت واپاشی نوکلید $\left(=\ln ۲/t_{۱/۲}\right)$است. در این‌صورت:

$N \sim ۱/۴\times۱۰^{۱۰}$ اتم

جرم نمونه =$۲/۳\times۱۰^{-۱۲}$ گرم

این مقدار اندکِ ماده اگر در یک محلول آبگون با حجم ۱ لیتر تهیه شده باشد، دارای غلظت $۱۰^{-۱۴}\ mol/L$خواهد بود. این محاسبهٔ ساده، چند خصیصهٔ مهم رادیوشیمی را نشان می‌دهد، مانند، (الف) کار با نمونه‌هایی شامل مقادیر بسیار کم ماده (ب) قدرت روش‌های تجزیهٔ هسته‌ای (زیرا ۱ μCi کمیت قابل ملاحظه‌ای از پرتوزایی است که به‌راحتی قابل آشکارسازی است)،

(پ) توانایی انجام عملیات شیمیایی در سطح اتم به اتم به‌موازات انجام محاسبات، زیرا واپاشی یک اتم ممکن است با گسیل ذرهٔ آلفا رخ بدهد (با ۱۰۰درصد بازدهٔ آشکارسازی.)

تعداد کم اتم‌ها در بعضی فرایش‌های رادیوشیمیایی می‌تواند رفتار مورد انتظار را تغییر دهد. هرچند فرایندهای وابسته به زمانی که از سینتیک مرتبهٔ اول پیروی می‌کنند در اثر تغییرات غلظت تغییر نمی‌کنند، اما این امر در سینتیک مرتبهٔ دوم صحیح نیست. به عنوان مثال، در غلظت 10^{-2} مول، تبادل ایزوتوپی بین U(IV) و U(VI) دارای طول عمر تقریباً ۲ ساعت است، در حالی‌که در غلظت 10^{-10} مول، همان طول عمر تقریباً ۴۰۰ روز می‌باشد. مثال دیگر، Np(V) است، که نسبت به اکسایش و احیا ناپایدار است ولی با این حال محلول‌های μCi/L از NpO_2^+ پایدار هستند. رقت بسیار بالا در بعضی از محلول‌ها می‌تواند به‌این معنی باشد که به‌دلیل محدودیت‌های سینتیکی تعادل حاصل نمی‌شود. پلوتونیم ریزشی موجود در محیط آبگون در غلظت‌های 10^{-18} تا 10^{-17} M طی۴۰ سال به تعادل نرسیده است.

علاوه بر محدودیت‌های ناشی از سینتیک یا ترمودینامیک، مشکلات عملی خاصی در غلظت‌های بسیار پایین محلول بروز می‌کنند. یک مسئلهٔ مهم، جذب سطحی مقادیری از ردیاب پرتوزا بر روی سطوح شیشه‌ای آزمایشگاهی است. شیشه دارای ظرفیت تبادل یونی 10^{-10} مول بر سانتی‌مترمربع، به همراه تعداد مشابهی از کانون‌های جذب شیمیایی است. لذا یک بِشِر ۱۰۰ میلی‌لیتری می‌تواند تقریباً 10^{-8} مول را جذب کند که اگر غلظت ردیاب کمتر از 10^{-6} M باشد قابل ملاحظه است. با گزینش $[H^+]$ بالا (و لذا سدّ کردن مواضع جذب)، پوشش سطوح شیشه‌ای با لایه‌هایی از سیلیکون غیر جاذب، یا کار برد حامل‌های بازدارنده (ر. ک بحث زیر) می‌توان جذب را کاهش داد.

روش‌های سنتی تجزیه معمولاً در سطح ppm یا بالاتر صورت می‌گیرند. برخی روش‌ها همچون طیف سنجی لیزری فوتوصوتی می‌توانند پدیده‌هایی در حد 10^{-8} تا 10^{-6} مول بر لیتر را اندازه بگیرند. حساس‌ترین روش‌های سنتی تجزیه، یعنی، فلوئورسانی القاییده با لیزر با تفکیک زمانی و ICP-MS، قادر به اندازه‌گیری غلظت‌های در حد ppt (یعنی یک بر 10^{12}) هستند، اما به ندرت می‌توان حساسیت‌های آشکارسازی در حد یک اتم که در برخی روش‌های رادیوشیمیایی امری رایج هستند، را مشاهده کرد. در حالی‌که روش‌هایی همچون ICP-MS در حال جایگزین شدن کاربرد روش فعال‌سازی با نوترون در اندازه‌گیری‌های رایج ppb (در ۱ بر 10^9) هستند، شکی دربارهٔ حساسیت بی‌نظیر روش‌های تجزیه و تحلیل با استفاده پرتوزایی وجود ندارد.

به موازات حساسیت بی‌نظیر و کفایت مقادیر اندکِ ماده در رادیوشیمی، تبعیت از مقررات ایمنی و کار با مواد پرتوزا الزامی است. این تلاش، کانون توجه در طراحی و اجرای آزمایش‌های رادیوشیمیایی است و غالباً بخش مهمی از هزینهٔ آزمایش را در بر می‌گیرد. چون بسیاری از این مقررات به محل آزمایش بستگی دارند، در این فصل مورد بحث قرار نمی‌گیرند.

با فعالیت‌های بالای خاص رادیوشیمی، برخی آثار شیمیایی همراه هستند که توجه به آنها حایز اهمیت است. مهم‌ترینِ آنها، تغییرات شیمیایی در اثر واپاشی پرتوزا است. برهم‌کنش تابش یونیزانِ چشمهٔ پرتوزا با هوا می‌تواند منجر به تولید اُزُن و اکسیدهای ازت گردد که به نوبهٔ‌خود، می‌توانند منجر به مسائل خوردگی شوند. چشمه‌های شامل Ra یا Rn تولید شده از واپاشی عناصر سنگین تر، همچون U، موجب نَشت گاز Rn حاصل از واپاشی Ra خواهند شد. فراورده‌های واپاشی گاز Rn حاوی ریزگَردهایی هستند که به سطوح اطراف، از جمله دیواره‌های شش‌ها می‌چسبند و به مشکلات آلودگی می‌انجامند. در محلول‌های آبگون با اکتیویتهٔ بالا می‌توان گونه‌های مختلفی همچون الکترونِ چسبیده به محلول e^-_{aq}، رادیکال‌های هیدروکسیل، $OH^{\bullet}$، و نیز پروتون چسبیده به محلول، H_3O^+، ایجاد کرد. رادیکال هیدروکسیل، $OH^{\bullet}$، یک عامل قوی اکسایش به صورت

$$OH^{\bullet} + e^- \rightarrow OH^- \qquad E_\circ = ۲/۸\,V$$

است، در حالی‌که الکترون چسبیده به محلول، e^-_{aq}، یک عامل قدرتمند احیا است:

$$e^-_{aq} + H^+ \rightarrow \frac{۱}{۲} H_۲ \qquad E_\circ = ۲/۷۷\,V$$

محلول‌های شامل مقادیر بالای اکتیویته با گذشت زمان ویژگی‌های اکسایش و احیای خود را تغییر می دهند. به‌عنوان مثال، تمام اتم‌های موجود در یک محلول ۱۰۰-Bq/mL (یا $۱۰^{-۷}$ mol/L) از ^{۲۳۹}Pu در یک دورهٔ یکساله دستخوش تغییر اکسایش و احیا خواهند شد. به‌طور کلی پایدار نگه‌داشتن محلول‌های با اکتیویتهٔ ویژهٔ بالا مشکل است. واکنشگرها مواد ستون و همانند آنها نیز می‌توانند دستخوش آسیب ناشی از تابش شوند. در مطالعات ردیابی به کمک مواد پرتوزا، تجزیهٔ خودبه‌خود (رادیولیز) ترکیبات نشاندار شده با ^{۳}H یا ^{۱۴}C می‌تواند منجر به غلظت‌های متغیر و تعداد متغیری فراورده شود.

بسیاری از این آثار واپاشی پرتوزا را می‌توان با کاربرد «ارزش G» به‌طور کمّی مورد ارزیابی قرار داد. از نظر تاریخی، ارزش G به صورت تعداد مولکول‌های گونه‌های تجزیه شده یا تشکیل شده به ازای

هر ۱۰۰ eV انرژی جذب شده تعریف شده است. تعریفی جـــدیدتر (SI) از ارزش G عبارت از تعداد مول‌هـــای مولکول‌ها یا گونه‌های تشکیل شده یا تجـــزیه شده به ازای ۱ ژول انرژی جذب شده است. (توجه داشته باشید که $1\,mol/J$ برابر $9/76\times10^{6}$ مولکول بر ۱۰۰ الکترون ولت است). ارزش G بستگی به تابش و محیط تابش دیده و حالت فیزیکی آن دارد. جدول ۱۹-۱ بعضی مقادیر نوعیِ G برای پرتودهی آب مایع خنثی را نشان می‌دهد.

جدول ۱۹-۱. بهره‌های فراورده (μmol/J) در آب خنثای پرتودیده.

تابش	$G(-H_2O)$	$G(H_2)$	$G(H_2O_2)$	$G(e_{aq})$	$G(H^{\cdot})$	$G(^{\cdot}OH)$
گاما و الکترون‌های سریع	۰/۴۳	۰/۰۴۷	۰/۰۷۳	۰/۰۶۲	۰/۲۸	۰/۰۰۲۷
ذرات آلفا با انرژی $12-MeV$	۰/۲۹	۰/۱۲	۰/۱۱	۰/۰۲۸	۰/۰۵۶	۰/۰۰۷

فراورده‌های نهایی واقعی رادیولیز، نتیجهٔ یک رشته واکنش‌های شیمیایی پیچیده هستند. بنابراین، تخمین‌های کمّی دقیق بهره‌های فراورده، پیچیده‌تر و خارج از سطح این کتاب هستند. خواننده را به کتاب‌های دیگری که چگونگی این تخمین‌ها را مورد بحث قرار داده‌اند ارجاع می‌دهیم[1].

واپاشی پرتوزا همچنین موجب تراریخت‌های شیمیایی می‌گردد. هستهٔ دختر در واپاشی آلفایی یا بتایی، عنصری است متفاوت با هستهٔ مادر، ولی در همان محیط شیمیایی هستهٔ مادر. تغییر حالت اکسایش یا پیوند نیز امکان‌پذیر است.

در واپاشی آلفایی، انتظار می‌رود کلیهٔ پیوندهای شیمیایی اتم واپاشان شکسته شوند زیرا انرژی پس‌زنی هستهٔ دختر فراتر از انرژی‌های پیوند شیمیایی است. با کمال تعجب حالت اکسایش هستهٔ دختر غالباً همان حالت هستهٔ مادر پس از همهٔ باز آرایش‌های الکترونی و اتمی است. (یک استثنای مشهود هنگامی است که دختر نتواند حالت اکسایش مادر را نشان دهد؛ مثل واپاشی آلفایی U(VI) به‌صورت UO_2^{2+} که توریمِ دختر حالت اکسایش ۶+ را نشان نمی‌دهد).

در واپاشی β^-زا، به‌ویژه برای گسیلنده‌های β^- انرژی پایین مثل ^{3}H یا ^{14}C، تأثیرات بر پیوند شیمیایی زیاد نیستند. لذا چنانچه داشته باشیم

$$^{14}CH_4 \rightarrow {}^{14}NH_4^+$$

[1]. Woods et al, 1999; mozumder 1999.

واپاشی β^-زا را می‌توان یک فرایند اکسایش در نظر گرفت. در واقع، واپاشی β^-زا ی ($^{۸۳}SeO_۴^{۲-}$,$^{۲۴۲}AmO_۲^+$) به‌طور موفقیت‌آمیزی برای تهیهٔ حالت‌های اکسایش جدید بالاتر ($^{۸۳}BrO_۴^-$,$^{۲۴۲}CmO_۲^{۲+}$) بعضی عناصر به‌کار رفته است. در واپاشی گیراندازی الکترون یا تبدیل داخلی، بازآرایش‌های گسترده‌ای از الکترون‌ها اتمی وجود دارند که این ملاحظات را پیچیده‌تر می‌کنند. بعضی ردیاب‌ها (معمولاً کاتیون‌ها) در محلول به صورت کلوئید رفتار می‌کنند تا محلول واقعی. چنین گونه‌هایی را اصطلاحاً رادیوکلوئید می‌نامند که به صورت مجموعه‌های $۱۰^۳$ تا $۱۰^۷$ اتمی، به اندازهٔ ۰/۱ تا ۵۰۰ نانومتر، هستند. اینها غالباً در خلال هیدرولیز، به‌ویژه هیدرولیز اکتنیدها در حالت‌های اکسایش بالا، تشکیل می‌شوند. می‌توان رادیوکلوئیدهای واقعی را از شبه‌کلوئیدها، که در آنها یک رادیوکلوئید روی یک کلوئید موجود، همچون هیومیک اسید یا $Fe(OH)_۳$ می‌نشیند، باز شناخت. می‌توان با کار برد محلول‌های با pH پایین یا با افزودن عوامل کمپلکس دهنده از تشکیل کلوئیدهای واقعی جلوگیری نمود. پیش‌بینی رفتار شیمیایی این رادیوکلوئیدها مشکل است، زیرا سیستم‌ها در تعادل نیستند.

برخی جنبه‌های منحصر بفرد در جداسازی‌های شیمیایی متداول در رادیوشیمی، در مقایسه با شیمی‌تجزیهٔ عادی، وجود دارند که توجه به آنها مفید است. نخست اینکه، اگر بتوان بهره‌های جداسازی‌ها را اندازه‌گیری کرد، به بهره‌های بالا لزوماً نیازی نیست. تأکید بر خلوص پرتوزایی است که به جای خلوص شیمیایی، فاکتور آلودگی‌زدایی خوانده می‌شود. خلوص شیمیایی معمولاً برحسب نسبت تعداد مول‌ها (مولکول‌ها) ی مورد نظر در نمونه پس از جداسازی به تعداد *کل* مول‌ها (مولکول‌ها) در نمونه تعریف می‌شود. فاکتور آلودگی‌زدایی برحسب نسبت خلوص پرتوزایی پس از جداسازی به قبل از جداسازی تعریف می‌گردد. فاکتورهای آلودگی‌زدایی معمولاً $۱۰^۵$ تا $۱۰^۷$ هستند و مقادیر بالاتر هم قابل حصول اند. اگر رادیونوکلیدهای موردنظر دارای عمر کوتاهی باشند، در این صورت زمان لازم برای جداسازی دارای اهمیت بسیاری است، زیرا داشتنِ نمونهٔ خیلی خالصی که بیشترِ فعالیت آن در طی جداسازی وا پاشیده باشد، مطلوب نیست.

همانگونه که در بالا اشاره شد، مقدار ماده‌ای که در یک فرایش رادیوشیمیایی به کار می‌رود غالباً اندک است. برای برطرف کردن بعضی از مشکلات ناشی از این موضوع، مقدار قابل توزینی (در حد میلی‌گرم) از مادهٔ غیر فعال *حامل* را در مراحل اولیه به آن می‌افزایند. لازم است که این حامل و رادیونوکلید (ردیاب) در وضعیت شیمیایی مشابهی باشند. این امر معمولاً با عرضهٔ سامانهٔ حامل + ردیاب به یک یا چند چرخهٔ اکسایش و احیا پیش از شروع هرگونه جداسازی شیمیایی، برای حصول اطمینان از یکی بودن حالت اکسایش حامل و ردیاب‌ها صورت می‌گیرد.

حامل‌ها غالباً ایزوتوپ‌های پایدار رادیونوکلید موردنظر اند، اما الزامی هم در این نیست. حامل‌های غیر ایزوتوپی در وضعیت‌های گوناگونی به کار می‌روند. *حذف‌کننده‌ها*، حامل‌های غیر ایزوتوپئی هستند که در فرایندهای رسوبی به کار می‌روند و رادیونوکلیدهای دیگر را در ته‌نشست‌های خود بدون تمایز همراه می‌برند. به‌عنوان مثال، رسوبِ $Fe(OH)_3$ غالباً، به‌طور کمّی، بسیاری از کاتیون‌های دیگر را که روی سطح رسوب ژلاتینی می‌نشینند، با خود می‌برد. اینگونه حذف‌کننده‌ها را غالباً در جداسازی‌های شیمیایی به روش رسوبی که در آنها یک رادیونوکلید در حالت محلول اکسایش قرار می‌گیرد، به کار می‌برند. رسوب حذفی برای حذف ناخالصی‌های پرتوزا به‌کار می‌رود؛ پس از اکسایش یا احیای نوکلید و بردن آن به یک حالت اکسایش، می‌توان آن را به رسوب واداشت. در اینگونه رسوب‌های حذفی، *حامل‌های بازدارنده* را برای رقیق‌سازی اتم‌های رادیونوکلید توسط اتم‌های غیر فعال و جلوگیری از حذف آنها به کار می‌برند.

انجام رادیوشیمی *بدون حامل*، که در آن از رادیونوکلیدهای با غلظت‌های پایین استفاده می‌شود، مسلماً ممکن اما مشکل‌تر است. از رادیوشیمی بدون حامل هنگامی استفاده می‌شود که حضور جرم اضافی اتم‌های‌حامل منجر به مشکلات ناشی از ضخامت نمونه (گسیلنده‌های آلفا)، و آثار جانبی زیست‌شناختی (رادیوداروها) گردد، یا در جایی که به اکتیویته‌های ویژهٔ بالا نیاز باشد (سنتز ترکیبات نشاندار). (اصولاً، اکتیویتهٔ ویژه عبارت است از اکتیویته بر واحد جرم، همچون mCi/mg، μCi/μmol و غیره).

۱۹-۲. دسترس‌پذیری مواد پرتوزا

برای انجام عملیات رادیوشیمیایی، به مواد پرتوزا نیاز داریم. همانگونه که در فصل ۳ اشاره شد، رادیونوکلیدها را می‌توان به گروه‌های پیشینی (باقی‌مانده‌های سنتز نوکلئونی)، کیهان‌زاد (که دائماً در اثر برهم‌کنش پرتوهای کیهانی با اتمسفر بالا تولید می‌شوند) یا مصنوعی (ساخته شده به‌دست انسان) تقسیم‌بندی کرد. بسیاری از رادیونوکلیدهایی که در رادیوشیمی به کار می‌روند از نوع اخیر، یعنی، آنهایی هستند که براساس نیاز به طور مصنوعی ساخته می‌شوند. در جدول ۴-۱، رادیونوکلیدهای رایج و روش تهیهٔ آنها را خلاصه کرده‌ایم. همانگونه که در این جدول اشاره شده است، تعداد زیادی از این نوکلیدها را می‌توان با پرتودهی نوترونی در یک راکتورهسته‌ای و با استفاده از واکنش‌های (n, γ) تولید کرد. اینگونه هسته‌ها البته بدون حامل نیستند، عمدتاً گسیلندهٔ β^- هستند و اکتیویتهٔ ویژه شان پایین است. واکنش‌های القاییده توسط ذرات باردار، با استفاده از سیکلوترون‌ها، برای سنتز هسته‌های با کمبود نوترون به‌کار می‌روند و از طریق EC یا گسیل β^+ واپاشی می‌کنند. هسته‌های کوتاه-عمری که در PET یا فرایش‌های پزشکی هسته‌ای دیگر به کار می‌روند، در این گروه قرار می‌گیرند.

هسته‌های فرا اورانیم، ردهٔ خاصی از رادیونوکلیدها هستند که با هر دو روش پرتودهی در راکتور و تولید در شتابگرهای ذرات باردار ساخته می‌شوند. در جدول ۱۹-۲، خواص و مقادیر دسترس‌پذیر برای تحقیقات در ایالات متحده توسط اشخاص واجد صلاحیت، نشان داده شده است. همچنین باید توجه کرد که مقادیر زیادی ^{۲۳۹}Pu نیز قابل دسترس است. این هسته به خاطر کاربرد آن در ساخت سلاح‌های هسته‌ای به عنوان یک مادهٔ هسته‌ای خاص طبقه‌بندی می‌شود و مقررات خیلی سختی بر فرایش و کاربرد آن (به همراه ^{۲۳۳}U,^{۲۳۵}U) حاکم است.

جدول ۱۹-۲. دسترس‌پذیری عناصر فرا اورانیم.

نوکلید	نیمه‌عمر	روش واپاشی	مقادیر قابل دسترس	اکتیویته ویژه $(dpm/\mu g)$
^{۲۳۷}Np	$۲/۱۴\times۱۰^{۶}\ y$	$\alpha, SF\ (۱۰^{-۱۰}\%)$	کیلوگرم	۱۵۶۵/۰
^{۲۳۸}Pu	$۸۷/۷y$	$\alpha, SF\ (۱۰^{-۷}\%)$	کیلوگرم	$۳/۸\times۱۰^{۷}$
^{۲۳۹}Pu	$۲/۴۱\times۱۰^{۴}\ y$	$\alpha, SF\ (۱۰^{-۴}\%)$	کیلوگرم	$۱/۳۸\times۱۰^{۵}$
^{۲۴۰}Pu	$۶/۵۶\times۱۰^{۳}\ y$	$\alpha, SF\ (۱۰^{-۶}\%)$	۱۰-۵۰گرم	$۵/۰۴\times۱۰^{۶}$
^{۲۴۱}Pu	$۱۴/۴y$	$\beta, \alpha\ (۱۰^{-۳}\%)$	۱-۱۰ گرم	$۲/۲۹\times۱۰^{۸}$
^{۲۴۲}Pu	$۳/۷۶\times۱۰^{۵}\ y$	$\alpha, SF\ (۱۰^{-۳}\%)$	۱۰۰گرم	$۸/۷۳\times۱۰^{۳}$
^{۲۴۴}Pu	$۸/۰۰\times۱۰^{۷}\ y$	$\alpha, SF\ (۰/۱\%)$	۱۰-۱۰۰میلی‌گرم	۳۹/۱
^{۲۴۱}Am	$۴۳۳y$	$\alpha, SF\ (۱۰^{-۱۰}\%)$	کیلوگرم	$۷/۶\times۱۰^{۶}$
^{۲۴۳}Am	$۷/۳۸\times۱۰^{۳}\ y$	$\alpha, SF\ (۱۰^{-۸}\%)$	۱۰-۱۰۰گرم	$۴/۴\times۱۰^{۵}$
^{۲۴۲}Cm	$۱۶۲/۹y$	$\alpha, SF\ (۱۰^{-۵}\%)$	۱۰۰گرم	$۷/۴\times۱۰^{۹}$
^{۲۴۳}Cm	$۲۸/۵y$	$\alpha, (۰/۲\%)$	۱۰-۱۰۰ میلی‌گرم	$۱/۱۵\times۱۰^{۸}$
^{۲۴۴}Cm	$۱۸/۱y$	$\alpha, SF\ (۱۰^{-۴}\%)$	۱۰-۱۰۰گرم	$۱/۸۰\times۱۰^{۸}$
^{۲۴۸}Cm	$۳/۴۰\times۱۰^{۵}\ y$	$\alpha, SF\ (۸/۳\%)$	۱۰-۱۰۰میلی‌گرم	$۹/۴\times۱۰^{۳}$
^{۲۴۹}Bk	$۳۲۰d$	$\beta, \alpha\ (۱۰^{-۳}\%)$	۱۰-۵۰میلی‌گرم	$۳/۶\times۱۰^{۹}$
		$SF\ (۱۰^{-۸}\%)$		
^{۲۴۹}Cf	$۳۵۰/۶y$	$\alpha, SF\ (۱۰^{-۷}\%)$	۱-۱۰ میلی‌گرم	$۹/۱\times۱۰^{۶}$

نوکلید	نیمه‌عمر	روش واپاشی	مقادیر قابل دسترس	اکتیویته ویژه $(dpm/\mu g)$
^{۲۵۰}Cf	$۱۳/۱y$	$\alpha, SF\ (۰/۰۸٪)$	۱۰میلی‌گرم	$۲/۴ \times ۱۰^{۸}$
^{۲۵۲}Cf	$۲/۶y$	$\alpha, SF\ (۳/۱٪)$	۱۰-۱۰۰۰میلی‌گرم	$۱/۲ \times ۱۰^{۹}$
^{۲۵۴}Cf	$۶۰/۵d$	$SF, \alpha\ (۰/۳٪)$	میکرو گرم	$۱/۹ \times ۱۰^{۱۰}$
^{۲۵۳}Es	$۲۰/۴d$	$\alpha, SF\ (۱۰^{-۵}\ ٪)$	۱-۱۰ میلی‌گرم	$۵/۶ \times ۱۰^{۱۰}$
^{۲۵۴}Es	$۲۷۶d$	α	۱-۵ میکرو گرم	$۴/۱ \times ۱۰^{۹}$
^{۲۵۷}Fm	$۱۰۰/۵d$	$\alpha, SF\ (۰/۲٪)$	۱pg	$۱/۱ \times ۱۰^{۱۰}$

۱۹-۳. تهیهٔ هدف

همانگونه که در بالا اشاره شد، برای تهیهٔ بیشترِ رادیونوکلیدها ترکیبی از پرتودهی‌های با راکتور و سیکلوترون به‌کار می‌رود. در حالی‌که بسیاری از این رادیونوکلیدها به‌طور تجاری قابل دسترسی هستند، ممکن است به برخی از آنها دسترسی نباشد. علاوه بر این، تحقیقات پیرامون ساختار هسته، واکنش‌های هسته‌ای و عناصر سنگین، مستلزم پرتودهی‌هایی در شتابگرها یا راکتورها برای تهیهٔ هسته‌های با عمر کوتاه یا مطالعهٔ دینامیک برخوردهای هسته‌ای و غیره است. یکی از تلاش‌های مکرر رادیوشیمیدان‌ها تهیهٔ هدف برای شتابگرها و تهیهٔ نمونه برای پرتودهی در راکتورها است. در این بخش به بررسی این تلاش‌ها می‌پردازیم.

نخستین پرسشی که در زمینهٔ تهیهٔ هدف‌های مورد نیاز در شتابگرها یا نمونه‌های مورد نیاز برای پرتودهی باید پاسخ داد، ناخالصی‌ها و/ یا سایر اجزای شیمیایی نمونه است. برای پرتودهی نوترون، فلزات یا نمک‌های معدنی غیرقابل اکتیو شدن ترجیح داده می‌شوند. نمک‌ها معمولاً شامل نیترات، سولفات و جز آنها هستند ولی شامل هالیدها (بویژه کلریدها به علت اکتیوشدن کلر) یا نمک‌های سدیم و پتاسیم نیستند. به‌طورکلی، باید از موادی که دستخوش رادیولیز می‌شوند پرهیز کرد گو اینکه ممکن است با احتیاط‌های لازم موادی مانند بنزین نفت و سایر مواد آتش‌گیر را در راکتورها پرتودهی کرد. نمونه‌های آبگون را می‌توان به‌راحتی در راکتورها پرتودهی کرد، اما باید مراقب بالا رفتن فشار ظرف تحت پرتودهی، به‌دلیل تجزیهٔ رادیولیزی آب، بود. آب شامل مقداری آرگون محلول در آن است که در اثر اکتیو شدن به ^{۴۱}Ar تبدیل شده و هنگام باز کردن ظرف پرتودهی شده، اتم‌های پرتوزا از آن بیرون می‌آیند؛ برای جلوگیری از این امر باید به کمک گاز ازت آب را

پاکسازی کرد. برای پرتودهی‌های چند ساعته در راکتورهای دارای شار متوسط ($\sim 10^{12}$ n/cm^{2}s)، نمونه‌ها را می‌توان با کپسول‌هایی دو جداره از جنس پلی‌اتیلن، عایق‌بندی حرارتی کرد. برای پرتودهی‌های طولانی‌مدت یا شارهای بالاتر ($\sim 10^{15}$ n/cm^{2}s)، کپسول باید از جنس کوارتز باشد. هیچوقت نباید از پیرکس یا سایر شیشه‌هایی که حاوی بور هستند، به‌دلیل سطح مقطع بالای آنها در جذب نوترون استفاده کرد. هنگام پرتودهی نمونه‌های بزرگ‌تر باید به مشکل خود استتاری در نمونه‌ها توجه داشت. به‌عنوان مثال، کاهش شار در یک پولک ۰/۵ میلی‌متری طلا در اثر خودجذبی تقریباً ۲۷٪ است. با این‌همه، در پرتودهی بسیاری از نمونه‌های آبگون یا نمونه‌های زمین شناختی می‌توان از این تصحیحات خود جذبی چشم‌پوشی کرد. با توزین نمونه‌های خیلی نازک و تعیین مساحت آنها، چگالی سطحی آنها به دست می‌آید.

تهیهٔ هدف برای پرتودهی با ذرات باردار، به‌دلیل آهنگ بالای اتلاف انرژی ذرات باردار در ماده به تلاش بیشتری نیاز دارد. به‌طور کلی، ماده‌ای که قرار است پرتودهی شود باید در خلاء باشد، لذا پرتودهی مایعات و گازها مشکل‌تر است. جامدات باید به شکل پولک‌هایی نازک یا رسوب‌هایی نشسته بر یک بستر نازک مادی باشند. بسترها نوعاً از جنس کربن، آلومینیم، بریلیم، و تیتانیم هستند. ضخامت هدف‌های شتابگرها را معمولاً برحسب یکای چگالی بر مساحت (جرم بر واحد مساحت، مانند mg/cm^2) بیان می‌کنند. برای به دست آوردن ضخامت خطی واقعی، باید واحد پیش‌گفته را در چگالی (mg/cm^3) ضرب کرد. با توزین نمونه‌های خیلی نازک و تعیین مساحت آنها، می‌توان چگالی سطحی آنها را تعیین کرد. ضخامت‌های نوعی هدف‌های شتابگرها $\sim 0/1-5$ mg/cm^2 است اما البته بستگی به آهنگ اتلاف انرژی یون تابشی در عبور از مادهٔ هدف دارد. بستر هدف‌ها غالباً $10-100\,\mu$g/cm^{2}هستند. این ضخامت‌ها در ردهٔ «نازک»اند، یعنی، به‌راحتی می‌شکنند و تهیهٔ آنها مستلزم تمهیدات خاصی است.

به علت بالا بودن آهنگ اتلاف انرژی ذرات باردار در ماده توجه به خنک کردن هدف‌ها یا به‌طریقی پراکندن انرژی سپرده شده در مادهٔ هدف به هنگام عبور هسته‌های باریکه از آن ضروری است. به عنوان مثال، بمباران یک هدف ^{208}Pb به ضخامت $0/5-$ mg/cm^2 را با یون‌های ^{86}Kr، ۴۵۰MeV در نظر بگیرید. هر یون Kr که از هدف عبور می‌کند حدود ۸/۱MeV انرژی به هدف منتقل می‌کند. چنانچه شدت باریکهٔ Kr، ۱ ذره‌ـ میکرو آمپر ($6/24\times10^{12}$ یون بر ثانیه) باشد، در این‌صورت آهنگ سپارش انرژی در هدف حدود 5×10^{13} MeV/s یا ۸/۱J/s خواهد بود. اگر مساحت پولک ۲ cm^2 باشد، جرم آن ۱ گرم خواهد بود. گرمای ویژهٔ سرب $0/130$J/g/°C است. در این صورت، در غیاب هرگونه خنک کردن دمای هدف با آهنگ ۸/۱°/s بالا می‌رود، و لذا پولک به‌زودی ذوب می‌شود. چون پولک معمولاً در محیط خلاء خواهد بود، بدون عامل خارجی دیگر، تنها می‌تواند از

طریق تـــابش خنک شود که کفایت نمی‌کند. انتقال حرارت از چنین پولکی می‌تواند با وصل کردن آن به جلوِ قطعه‌ای که در حال خنک شدن است رخ بدهد (با یادآوری اینکه اکنون کل انرژی باریکه به داخل قطعهٔ خنک شونده سرازیر می‌شود). راه دیگر این است که از یک جریانِ گاز سبک همچون هلیم برای خنک کردن پشت پولک استفاده کنیم یا باریکه ذرات را بر روی پولک با مساحت بیشتری پخش کنیم و لذا افزایش دما را کاهش دهیم.

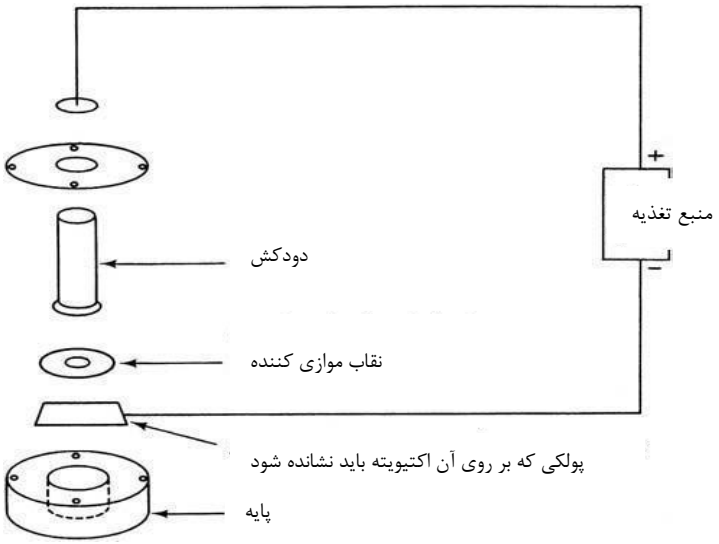
به مرور زمان، چند تکنیک تخصصی برای تهیهٔ هدف‌های مورد نیاز در شتابگرها ابداع شده‌اند. از این تکنیک‌ها برای تهیهٔ چشمه‌های نازک برای شمارش مثل آنهایی که در طیف‌سنجی آلفا یا بتا به‌کار می‌روند، نیز استفاده می‌شود. نخستین و ساده‌ترین روش برای نشاندن یک مادهٔ هدف بر روی یک پولک پشتیبان *تبخیر* محلولی از مادهٔ موردنظر بر روی پولک است. معمولاً، این گزینهٔ ضعیفی است زیرا مادهٔ حل شده تمایل به نشستن در کناره‌های قطرات خشک شده دارد، که منجر به تغییراتی تا ۱۰۰ برابر در ضخامت بر روی مساحت رسوب داده شده می‌گردد. یکنواختی را می‌توان با به‌کار بردن یک عامل پخش کننده، همچون انسولین، برای آغشتن سطح مادهٔ پشتیبان پیش از تبخیر، بهبود داد.

روشی که در گذشته خیلی به‌کار می‌رفت، *افشانشِ الکتریکی* است. یک محلول از نوکلیدی که قرار است رسوب داده شود در یک آبگون فرّار نارسانا، همچون اَستِون، الکل و مانند آن‌ها، تهیه می‌گردد. با کِشِش یک لولهٔ مویین، روزنهٔ آنرا به نقطهٔ ظریفی می‌رسانیم که وقتی لوله از محلول پُر شد، تحت شرایط عادی، هیچ مایعی نتواند از آن فرارکند. سیم نازکی را وارد لولهٔ مویین کرده تا چند میلی‌متری نوک آن ادامه می‌دهیم. یک ولتاژ بالا $(۳-۱۰\,kV)$ بین سیم داخل لوله و مادهٔ پشتیبانی که می‌خواهیم رسوب را بر آن بنشانیم اعمال می‌کنیم. افشانه‌ای از قطرات باردار بر روی مادهٔ پشتیبان، که تقریباً در ۱ سانتی‌متری لولهٔ مویین قرار دارد، می‌نشیند. حلّالِ فرّارِ تبخیر شده، فیلمی یکنواخت برجای می‌گذارد. رسوب را می‌توان کلسینه کرد.

روش دیگری که به‌طور گسترده در تهیهٔ رسوب‌های نازک بر بسترهای پشتیبان به‌کار می‌رود، *نشانش الکتریکی*[1] است. دو نوع نشانش الکتریکی معمولاً مورد استفاده قرار می‌گیرد: (الف) نِشانشِ مستقیم یک فلز بر یک سطح کاتدی از طریق احیا یا (ب) نشانش یک گونهٔ کاتیونی در یک شکل نامحلول بر روی یک الکترود. این روش اخیر به‌طور گسترده‌ای برای نشانش اکتنیدها و لانتانیدها به‌کار می‌رود. یک محلول آبگون به حجم ۱۰ تا ۱۰۰ میکرولیتر از اکتنیدها یا لانتانیدها را با تقریباً ۱۵ میلی‌لیتر الکلِ ایزوپروپیل مخلوط کرده در یک محفظهٔ آب ـکاری قرار می‌دهند (شکل ۱۹-۱). مادهٔ معدنی، یک کمپلکس با بار مثبت تشکیل می‌دهد که در آن، مولکول معدنی توسط خوشه‌ای

[1]. Electrodeposit

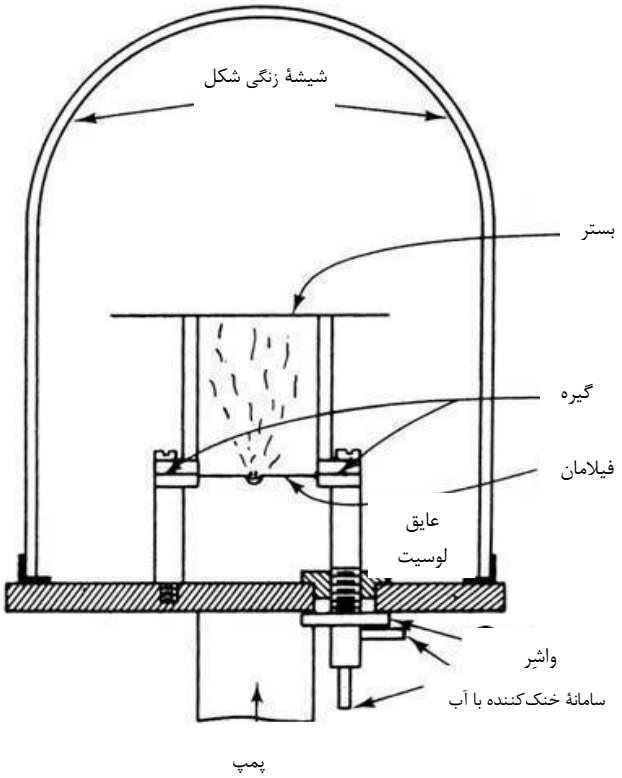
از مولکول‌های حلّال احاطه می‌شود. یک ولتاژ بالا (V ۶۰۰ ~)بین آندِ چرخان و مادهٔ پشتیبان کاتدی اعمال می‌گردد. کمپلکس که دارای بار مثبت است به کاتد محفظه جذب می‌شود. لانتانیدها/ آکتنیدها به‌صورت اکسیدهای آبدار در نزدیکی کاتد، که ناحیه‌ای با pH بالا است رسوب می‌کنند. الکل را از محفظه بیرون می‌کشند و رسوب را خشک و کلسینه می‌کنند.



شکل ۱۹-۱. نمودار طرحوار محفظهٔ آبه‌کاری مولکولی. [اقتباس از: Wang et al.,1975]

این تکنیک را آبکاری مولکولی می‌خوانند زیرا فیلم از جنس فلز نیست بلکه شکلی مولکولی از آن است. ضخامت‌های رسوب، به کمتر از $۰/۵\,mg/cm^۲$ محدودند ولی فرایندِ نشانش، سریع و کمُی است و با استفاده از آن، کاربُردِ فلزات فعالی همچون Al به‌عنوان پولک‌های پشتیبان امکان‌پذیر است (Parker and Slatis, 1966).

نشانش در خلاء تکنیک جا افتاده‌ای برای نشاندن رسوب‌های یکنواخت از مواد غیرمقاوم بر روی یک بستر پشتیبان است. در شکل ۱۹-۲، یک دستگاه تبخیر سادهٔ نوعی نشان داده شده است.



شکل ۱۹-۲. نمودار طرح‌وار دستگاه نشانش در خلاء. [اقتباس از: Wang et al.,1975]

ماده‌ای را که باید تبخیر شود در نگهدارندهٔ نمونه قرار می‌دهند. این نگهدارنده‌ها غالباً نوارهای شیاردار W، Ta، یا Mo یا سبدهای سیمی همین فلزات، یا بوته‌های کربنی هستند. این نگه‌دارنده‌ها را می‌توان با استفاده از مقاومت الکتریکی‌شان با عبور جریان بالایی از آنها داغ و به این ترتیب ماده را ذوب و تبخیر نمود. راه دیگرِ داغ کردن نمونه‌ها بمباران نگه‌دارندهٔ نمونه با الکترون‌های انرژی پایین است. تمامیِ فرایند در خلاء انجام می‌گیرد. در فشار پایین، بیشترِ مواد براحتی ذوب و سپس تبخیر می‌شوند. مادهٔ زیرلایه‌ای که بخارهای نمونهٔ داغ شده روی آن تقطیر می‌شوند در فاصله‌ای از چشمهٔ مادهٔ تبخیر شونده قرار می‌گیرد. مساحت رسوب را می‌توان با موازی‌ساز تعریف کرد. رسوب‌های تولید شده با تکنیک تبخیر در خلاء بسیار یکنواخت هستند، ولی این تکنیک فرایند کارآمدی نیست؛ نوعاً، کمتر از ۱٪ از مادهٔ نمونه رسوب می‌کند. با اندودنِ پیش از تبخیر بستری که

قرار است بخارها روی آن تقطیر شوند با یک عامل رهایی، می‌توان رسوب‌های خود- نگهدار تهیه کرد.

برای اندازه‌گیری ضخامت‌های این هدف‌های نازک می‌توان از روش‌های گوناگونی استفاده کرد. ساده‌ترین و مطمئن‌ترین روش توزین است. مساحت معلومی از مادهٔ هدف را توزین و چگالی سطحی آن را محاسبه می‌کنیم. این روش، ضخامت میانگین رسوب را مشخص می‌کند ولی هیچ اطلاعـــاتی پیرامون یکنواختی یا ترکیب آن به دست نمی‌دهد. یکنواختی هدف‌ها یا پولک‌های نازک را می‌توان با استفاده از ضخامت‌سنج‌های- ذره آلفایی، اندازه گرفت.

در این‌گونه ابزار، باریکه‌ای همسو از ذرات α انرژی پایین از پولکی که ضخامت آن باید اندازه‌گیری شود عبور می‌کند. تغییرات آهنگ شمارش وقتی سطح هدف یا پولک را با باریکه جاروب می‌کنیم نشانه‌ای از ضخامت است.

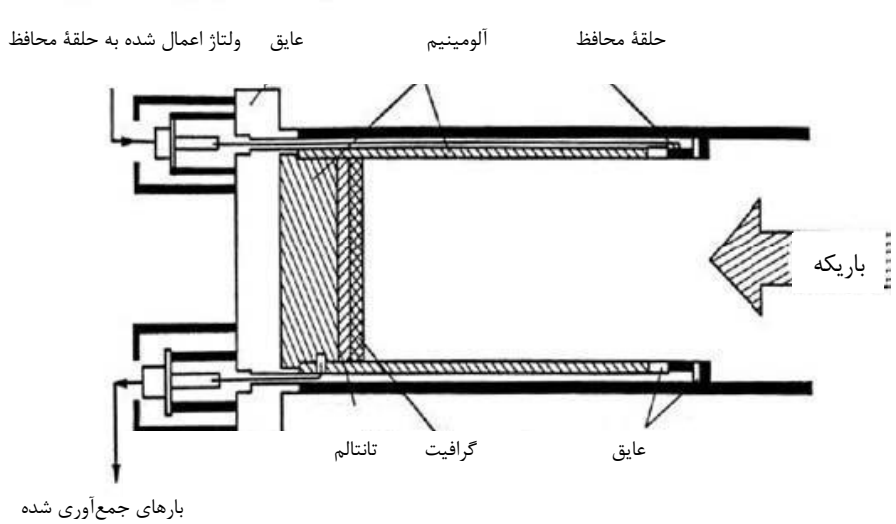
برای به‌دست آوردن ضخامت‌های مطلق با استفاده از این ابزار، باید قبلاً آن را با استفاده از پولک‌هایی که ضخامت آنها معلوم است، مدرج کرد. این روش هنگامی بهتر کار می‌کند که انرژی ذرهٔ آلفا آنقدر پایین باشد که به سختی از پولک عبور کند. در این وضعیت، تغییرات اندک در ضخامت تغییرات بزرگی در آهنگ شمارش ایجاد می‌کنند.

با استفاده از فلوئورسانی پرتو ایکس یا تجزیه و تحلیل به روش فعال‌سازی با نوترون می‌توان ترکیب عنصری هدف یا مادهٔ چشمه را تعیین کرد. مقـــادیر تقریبی ضخامت‌های هدف را می‌توان با عبور دادن یون‌های تک انرژی از یک پولک و توجه به اتلاف انرژی آنها نیز به‌دست آورد. ضخامت‌ها از dE/dx مشاهده شده و رابطه‌های تجربی توان ایستانندگی محاسبه می‌شوند.

۱۹-۴. اندازه‌گیری شدت و شار باریکه

اندازه‌گیری شدت باریکه ذرات باردار اکثراً با کاربرد روش‌های فیزیکی انجام می‌گیرد، گو اینکه بعضی روش‌های قدیمی‌تر رادیوشیمیایی نیز گاهی مورد استفاده قرار می‌گیرند.

رایج‌ترین روش‌ها برای اندازه‌گیری شدت باریکه ذرات باردار، استفاده از *فنجان فاراده* است. باریکه در بخشی از لولهٔ باریکه که از نظر الکتریکی منزوی است و به آن فنجان فاراده می‌گویند متوقف می‌شود (شکل ۱۹-۳).



شکل ۱۹-۳. نمودار طرح‌وار فنجان فاراده. [اقتباس از: Lefort, 1968]

بـــارِ جمع‌آوری شده با یک الکترومتر که به‌صورت یک انتگرال‌گیرِ جریان عمل می‌کند اندازه‌گیری می‌شود. شدت باریکه صرفاً عبارت است از جریان، تقسیم بر بارِ هر یون. لازم است دقت کافی در رابطه با اتلاف الکترون‌های ثانوی به‌کار رود. (وقتی باریکه در ماده متوقف می‌شود، الکترون‌های ثانوی در آن آزاد می‌کند). اگر این الکترون‌ها فرار کنند، یون‌های مثبت همزاد آنها به بارهای مثبت یون‌های متوقف شده اضافه می‌شوند و به این ترتیب موجب برآورد بیش از حد جریان باریکه خواهند شد. لذا، برای جلوگیری از فرار هندسی الکترون، فنجان فاراده را معمولاً به‌صورت یک استوانهٔ بلند می‌سازند و یک میدان مغناطیسی همراه با یک ولتاژ بازدارنده نیز برای جلوگیری از اتلاف بیشتر اعمال می‌کنند.

وقتی انرژی باریکه ذرات باردار خیلی زیاد باشد به‌طوری‌که نتوان ذرات را به آسانی در فنجان فاراده به توقف درآورد شدت باریکه را غالباً با یک *اتاقک یونش ثانوی* کنترل می‌کنند. این اتاقک‌های یونش دارای پنجره‌های ورود و خروج نازکی هستند و وقتی باریکه از آنها عبور می‌کند اتلاف انرژی دیفرانسیلی را اندازه می‌گیرند. برای یافتن شدت باریکهٔ مطلق باید این اتاقک‌ها را مدرج کرد. اگر شدت باریکه ذرات باردار خیلی پایین باشد (کمتر از $۱۰^{۶}$ ذره بر ثانیه)، در آن صورت تک-تک ذرات را می‌توان در یک آشکارساز سوسوزن پلاستیکی که بر لامپ تکثیرکنندهٔ فوتونی سوار می‌شود، شمرد.

هنگام پرتودهی با نوترون یا پروتونِ انرژی بالا شدت باریکه را معمولاً با استفاده از یک *واکنش پایش* اندازه می‌گیرند. پولک نازکی از یک عنصر خالص را در داخل شار ذرات فرودی و در نزدیکی

هدف قرار می‌دهند و همزمان با هدف پرتودهی می‌کنند. سپس، فراورده‌های واکنش حاصل از پولک هدف و پولک پایش جمع‌آوری و شمارش می‌شوند. با استفاده از یک سطح مقطع معلوم برای واکنش پایش، شار محاسبه می‌شود.

با این فرض که پولک‌های پایش و هدف در معرض یک شار پرتودهی باشند، برای به ترتیب فعالیت پولک‌های هدف و پایش هدف A و پایش A در پایانِ پرتودهی داریم:

$$A_{\text{هدف}} = N_r \sigma_r \phi \left(۱ - e^{-\lambda_r t}\right)$$
$$A_{\text{پایش}} = N_m \sigma_m \phi \left(۱ - e^{-\lambda_m t}\right)$$

که در آن λ_i, σ_i, N_i به ترتیب تعداد اتم‌های هدف، سطح مقطع و ثابت واپاشی فراورده برای واکنش iام هستند. سطح مقطع برای واکنش موردنظر، σ_r، عبارت است از:

$$\sigma_r = \frac{A_{\text{هدف}}}{N_r \phi (۱ - e^{-\lambda_r t})}$$

با جایگزینی ϕ برحسب جملات واکنش پایش خواهیم داشت:

$$\sigma_r = \frac{A_{\text{هدف}}}{A_{\text{پایش}}} \bullet \frac{N_r}{N_{\text{پایش}}} \bullet \frac{(۱ - e^{-\lambda_m t})}{(۱ - e^{-\lambda_r t})} \bullet \sigma_{\text{پایش}}$$

چنانچه پرتودهی به اندازهٔ کافی طولانی باشد که در هر دو پولک هدف و پایش فعالیت‌های اشباع تولید شوند، خواهیم داشت:

$$\sigma_r = \frac{A_{\text{هدف}}}{A_{\text{پایش}}} \bullet \frac{N_r}{N_{\text{پایش}}} \bullet \sigma_{\text{پایش}}$$

برای پروتون‌های انرژی بالا واکنش‌های پایش نوعی عبارتند از:

$$^{۲۷}Al \rightarrow ^{۲۴}Na, ^{۲۷}Al \rightarrow ^{۲۲}Na, ^{۱۲}C \rightarrow ^{۷}Be, ^{۲۷}Al \rightarrow ^{۱۸}F, ^{۱۹۷}Au \rightarrow ^{۱۴۹}Tb$$

و $^{۱۲}C(p, pn)^{۱۱}C$ که پیکان‌ها نشاندهندهٔ یک مجموعهٔ مرکب از مسیرهای واکنش حاصل از هستهٔ اولیه به هستهٔ فراورده می‌باشند. در مورد واکنش‌های منتهی به ^{۲۴}Na یا ^{۱۱}C، باید مراقب اعمال

تصحیح واکنش‌های ثانوی القاییده با نوترون که این نوکلیدها را تولید می‌کنند بود. در واکنش‌های انرژی بالا، اتلاف ناشی از پس‌زنی‌های از پولک‌های پایش یا هدف را می‌توان با پرتودهی به چیدِمانی از سه پولک همسان و شمارش فقط پولک مرکزی، تصحیح کرد. پس‌زنی‌های رو- به- جلو از اولین پولک وارد پولک دوم شده و اتلاف پس‌زنی رو- به- جلوِ آن را جبران می‌کنند. پس‌زنی‌های رو به عقب از سومین پولک وارد پولک دوم شده و اتلاف پس‌زنی رو-به- عقب آن را جبران می‌کنند. اندازه‌گیری شارهای نوترونی به کمک فعال‌سازی پولک پیچیده‌تر است زیرا نوترون‌ها تک انرژی نیستند و سطوح مقطع پایش وابسته به انرژی‌اند. ساده‌ترین مورد پایش شارهای نوترون‌های کُند است. واکنش‌های گیراندازی تابشی (n , γ)، دارای بزرگ‌ترین سطوح مقطع در انرژی‌های حرارتی‌اند و لذا در پایش نوترون‌های کند به‌کار می‌روند. آشکارسازهای نوعی فعال‌سازی با نوترون‌های کند عبارتند از Au, Dy, In, Ag, Cu,Co, Mn. هر یک از این عناصر دارای یک یا چند ایزوتوپ A فرد با یک سطح مقطع بالای (n , γ)، تقریباً ۱ تا ۲۰۰۰ بارن، هستند. فراورده‌های واکنش (n,γ) دارای نیمه‌عمرهایی از چند دقیقه تا چند ساعت‌اند. سطوح مقطع فعال‌سازی معمولاً به صورت $1/v$ تغییر می‌کنند، اگر چه بعضی نوکلیدها دارای تشدیدهایی در سطوح مقطع جذبی برای نوترون‌های با انرژی‌های بین ۱ و ۱۰۰۰ الکترون ولت می‌باشند. یک تصحیح برای چنین گیراندازی‌های تشدیدی می‌تواند بکمک پرتودهی پولک‌های پایش با و بدون یک پوشش Cd انجام گیرد. سطح مقطع (n , γ) برای Cd زیر ۰/۴ eV بسیار بزرگ و برای انرژی‌های بالاتر از آن کوچک است، و لذا تعداد بسیار کمی نوترون انرژی‌پایین از پوشش Cd نفوذ می‌کنند. پرتودهی یک پولک بدون پوشش Cd موجب واکنش‌های القاییده با نوترون‌های حرارتی و تشدیدی می‌شود، در حالی‌که پولک پوشیده شده با Cd صرفاً به نوترون‌های تشدیدی واکنش نشان می‌دهد. از «به اصطلاح» آشکارسازی‌های پایش آستانه‌ای، که در آنها واکنش فعال کننده دارای یک آستانهٔ انرژی است- مثل واکنش‌های $(n,\alpha),(n, p),(n,2n)$- نیز می‌توان استفاده کرد. با بمباران مجموعه‌ای از آشکارسازهای آستانه‌ای (شامل واکنش‌های مختلف با آستانه‌های مختلف) توسط یک شار نوترونی، می‌توان مقادیر نسبی گروه- انرژی‌های مختلف را در طیف نوترون تعیین کرد. اطلاعات بیشتر پیرامون کاربرد آشکارسازهای فعال‌سازی برای اندازه‌گیری شار نوترون را می‌توان در کتاب‌های نول[1] (۲۰۰۰) و سولفانیدیس[2] (۱۹۹۵) جستجو کرد.

---

1. Knoll
2. Tsaulfanidis

۱۹-۵. پس‌زنی، باقی‌مانده‌های تبخیر (EVRs) و باقی‌مانده‌های سنگین

در یک واکنش هسته‌ای، انتقال تکانه به هسته‌هایی که دستخوش برخورد شده‌اند قابل چشم‌پوشی نیست. چنانچه یک هستهٔ A =۱۰۰۰ به‌طور کامل با یک پرتابهٔ آلفای ۱۰۰ MeV جوش بخورد، انرژی جنبشی سامانهٔ کاملاً جوش‌خورده تقریباً ۴ MeV است. همجوشی مشابهی از یک هستهٔ A = ۱۰۰ با پرتابهٔ ^{16}O ی ۱۰۰ MeV، به سامانهٔ کاملاً جوش‌خورده، انرژیِ ۱۳/۸ MeVرا خواهد داد. این انرژی‌ها در مقایسه با انرژی‌های پیوند شیمیایی بی‌نهایت بزرگ هستند. بسته به محلی که واکنش هسته‌ای بر روی پولک هدف رخ می‌دهد، همه یا بخشی از این هسته‌های پس‌زن ممکن است از پولک هدف فرار کنند. این هسته‌های پس‌زن، که معمولاً پرتوزا هستند، را می‌توان با استفاده از تکنیک‌های فیزیکی یا رادیوشیمیایی جمع‌آوری کرد یا مورد مطالعه قرار داد. در پرتودهی‌های راکتوری، این پس‌زن‌ها تولید «آلودگی» بر روی سطح ظروف پرتودهی می‌کنند.

هنگامی که این هسته‌های سنگین پس‌زن نتیجهٔ یک همجوشی کامل هسته‌های پرتابه و هدف باشند، آنها را معمولاً *باقی‌مانده‌های تبخیر* می‌نامند، زیرا ناشی از یک وا انگیختگی فراوردهٔ گداخت کامل اولیه از طریق تبخیر (گسیل) ذره هستند. در برخوردهای هسته‌ای با انرژی جنبشی متوسط یا نسبیتی، انتقال تکانه به هستهٔ هدف خیلی کمتر، و انرژی هستهٔ پس‌زن حدودِ ۵ تا ۱۰۰ کیلو الکترون‌ولت بر نوکلئون است. این‌گونه پس‌زن‌ها را معمولاً *باقی‌مانده‌های سنگین* می‌نامند[۱].

روش‌های گوناگونی برای جمع‌آوری فراورده‌های سنگین پس‌زنِ یک واکنش هسته‌ای وجود دارند. یک روش رادیوشیمیایی، روش «به اصطلاح» هدف ضخیم- گیرنده ضخیم است. در این روش، یک پولک هدف که ضخامت آن از برد میانگین پس‌زن‌ها تجاوز می‌کند در محاصرهٔ پولک‌های گیرندهٔ C یا Al یا سایر موادی است که ضخامت آنها از برد هستهٔ فراوردهٔ پس‌زن تجاوز می‌کند، که منجر به تولید نوکلید موردنظر نخواهد شد. برد میانگین فراوردهٔ پس‌زن، $\langle R \rangle$، (که می‌تواند مرتبط با انرژی جنبشی کل آن باشد) با رابطهٔ زیر داده می‌شود:

---

[۱]. باید توجه داشت که در این بحث ما تلویحاً فرض می‌کنیم که سینماتیک واکنش، «نرمال» است، یعنی، هسته‌ی سبک‌تر، پرتابه (در حال حرکت) و شریک برخوردِ سنگین‌تر در سیستم آزمایشگاهی، در حال سکون است. در واکنش‌هایی که از *سینماتیک* معکوس استفاده می‌شود و پرتابه‌ی سنگین‌تر به یک هسته‌ی هدف سبک‌تر برخورد می‌کند، اندازه حرکت هسته‌ی سنگینِ پس‌زده تقریباً با اندازه حرکت هسته‌ی پرتابه یکی است. در واکنش‌های سینماتیک معکوس، انرژی‌های EVR ها یا باقی‌مانده‌های سنگین زیاد بوده و توزیع فضایی و انرژی آنها نیز متناظراً محدود است. جمع‌آوری این پس‌زن‌ها نسبتاً آسان است ولی به‌دلیل تراکم توزیع فضایی و انرژی به قدرت تفکیک بالایی نیاز است.

$$\langle R \rangle = \frac{N_c W}{N_c + N_w}$$

که در آن N_c تعداد پس‌زن‌هایی است که از هدف فرار می‌کنند، N_w تعدادی است که در هدف باقی می‌مانند، و W ضخامت هدف است. با استفاده از کسری از هسته‌های فراورده که به داخل پولک گیرندهٔ جلو پس می‌زنند F و کسری که به داخل پولک گیرندهٔ عقب پس می‌زنند، B، می‌توان اطلاعاتی پیرامون سرعت نسبی انتقال یافته به هستهٔ پس‌زن توسط برهم‌کنش اولیهٔ پرتابه- هدف v و سرعت لگد همسانگرد V، که توسط لگدهای مداوم تکانه‌ای ناشی از گسیل پی‌درپی ذره به آن داده می‌شود، به دست آورد. به‌طور صوری، کمیتِ η را تعریف می‌کنیم که در آن $\eta = v/V$.
همچنین η می‌تواند مرتبط با F و B باشد:

$$\eta = \frac{(F/B)^{1/2} - 1}{(F/B)^{1/2} + 1}$$

لذا روش هدف ضخیم- گیرنده ضخیم می‌تواند منجر به اطلاعات خامی دربارهٔ سینماتیک واکنش هسته‌ای مورد مطالعه گردد[1]. این روش را می‌توان در مطالعهٔ برخوردهای هسته‌ای انرژی متوسط و نسبیتی که انرژی باقی‌مانده‌های سنگین پایین است (نوکلئون $/\sim 10-100\,\mathrm{keV}$) به کار برد. در این وضعیت، اکثر باقی‌مانده‌ها درپولک هدف متوقف شده و هیچ راه دیگری برای مطالعهٔ آنها وجود ندارد[1].

برای مطالعهٔ پس‌زن‌ها در واکنش‌های انرژی پایین و بعضاً انرژی متوسط، می‌توان از هدف‌های نازک $(<0/5-\mathrm{mg/cm^2})$ استفاده کرد. اتلاف انرژی پس‌زن‌ها وقتی از این هدف‌ها بیرون می‌آیند ناچیز یا قابل محاسبه و قابل تحمل است. در پرتودهی هدف‌های نازک، هسته‌های پس‌زده را می‌توان در یک پولک گیرانداز متوقف کرد و آنها را، شاید پس از جداسازی شیمیایی برای گزینش فراورده‌های موردنظر، شمارش کرد. «پولک گیرانداز» می‌تواند به شکل یک نوار یا چرخ دوّار باشد که می‌تواند سریعاً اکتیویته را به محلی دور با پیش‌زمینهٔ پایین برای شمارش منتقل کند. یا اینکه، پولک گیرانداز می‌تواند به صورت چیدمانی از پولک‌های نازک باشد که فراورده‌ها را متوقف می‌کند. از این پولک‌ها، پس از جدا کردن آنها از هم و انجام شمارش‌های واپاشی می‌توان برای پی بردن به توزیع برد دیفرانسیلی فراورده‌های مورد نظر استفاده کرد. پولک‌های گیرانداز، یا

[1]. Harvey, 1960.

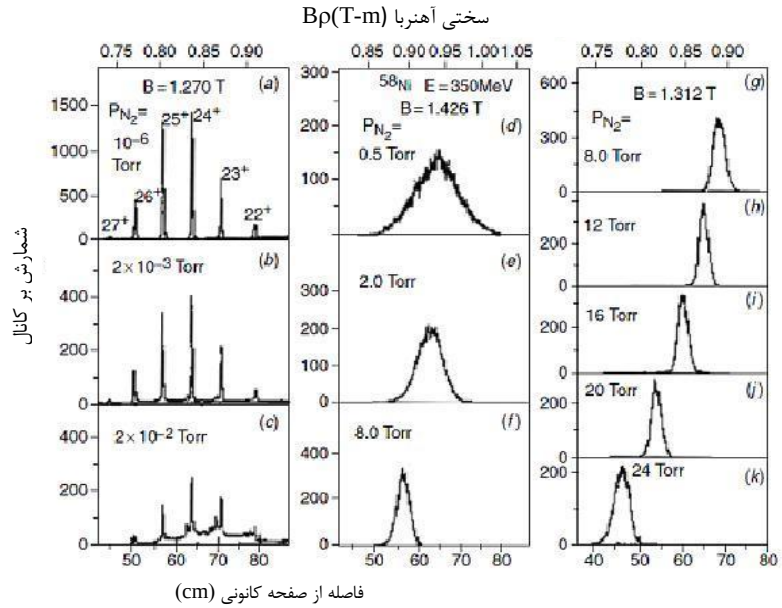
چیدمان‌هایی از آنها را می‌توان در زوایای مختلفی نسبت به باریکهٔ فرودی قرار داد و توزیع‌های زاویه‌ای یا انرژی فراورده‌ها را اندازه گرفت. تکنیک‌های استفاده از پولک‌های گیرانداز اکنون فقط برای مطالعهٔ واکنش‌های با سطوح مقطع خیلی پایین مورد استفاده قرار می‌گیرند زیرا حساسیت آشکارسازی آنها بالاست.

پولک گیرانداز می‌تواند به شکل یک جریان سریعِ گاز، جِتِ هلیم باشد. اتم‌های تولید شده در یک واکنش هسته‌ای، از یک هدف نازک پس می‌زنند و در گاز هلیمِ ۱atm- در اتاقک هدف متوقف می‌شوند. گاز دارای یک آئروسل، معمولاً یک هالید قلیائی، یا اخیراً خوشه‌های کربن، است، که پس‌زن‌های باردارِ فراوردهٔ واکنش، خودشان را از طریق نیروهای واندروالس به آن می‌چسبانند. گاز هلیم (و ذرات آئروسل) از روزنهٔ کوچکی عبور کرده وارد یک اتاقک خلاء می‌شوند و به سرعتِ صوت می‌رسند. گاز هلیم و آئروسل را می‌توان به کمک لوله‌های مویین نازک تا مسافت‌های زیادی منتقل کرد. ذرات آئروسل (و اتم‌های متصل به آن) با برخورد جریان گاز به سطح یک جمع‌کننده، جمع‌آوری می‌شوند. رسوب حاصل را می‌توان مستقیماً شمرد یا برای فراوری شیمیایی بیشتر به صورت محلول درآورد. با استفاده از جریان گازِ حامل آئروسل (جت)، می‌توان اتم‌ها را نیز از طریق یک لولهٔ مویین نازک، طی چند ثانیه، چندین متر انتقال داد. چنانچه ذرات آئروسل خوشه‌های کربنی باشند، می‌توانند در اکسیژن بسوزند و اکتیویتهٔ در حال حرکت را آزاد کنند اگر گاز حامل، گاز بی‌نهایت خالص هلیم باشد، در این صورت، باقی‌مانده‌ها یونیده باقی می‌مانند و با استفاده از قطعات الکتروستاتیکی می‌توان آنها را جمع‌آوری کرد. سامانه‌هایی برای جمع‌آوری یون‌های فراوردهٔ واکنش بدون وجود آئروسل در گاز حامل ابداع و به کار برده شده‌اند.

محدودیت عمدهٔ قطعات جداکنندهٔ مورد بحث در بالا (نوارها، جت‌ها، و غیره) این است که فراوردهٔ واکنش را پیش از اینکه هویتش معلوم شود، باید متوقف کرد و به‌طور مکانیکی به آشکارسازهای تابشی منتقل نمود. این امر، کاربرد این قطعات را به مطالعهٔ هسته‌هایی که نیمه‌عمر آنها بیش از ۱ میلی‌ثانیه است محدود می‌سازد. برای آشکارسازی و شناسایی گونه‌هایی که نیمه‌عمر آنها کوتاه‌تر از ۱ میلی‌ثانیه است، باید از ابزار مبتنی بر آشکارسازی مستقیم مغناطیسی و/یا الکتروستاتیکی هسته‌هایی که از هدف پس زده‌اند استفاده کرد. موفق‌ترینِ این نوع تجهیزات صافیِ سرعت SHIP (شکل ۱۵–۷) است. هسته‌های تبخیری تولید شده در واکنش‌های هسته‌ای مرکب، از هدف بیرون آمده و از یک پولک کربن، که نقش متعادل‌کنندهٔ توزیع بار یونی هسته‌های باقی‌مانده را دارد عبور می‌کنند. سپس یون‌ها از دو مرحلهٔ صاف‌کننده شامل منحرف‌کننده‌های الکتریکی، یعنی دوقطبی‌های مغناطیسی، و یک سه‌تایهٔ چارقطبی برای کانونی کردن، عبور می‌کنند. زاویهٔ فضایی پذیرش جداکننده ۲/۷ msr است و زمان جداسازی تقریباً ۲ میکروثانیه برای فراورده‌های واکنش، با

بازده کل تقریبی ۲۰٪ برای جمع‌آوری باقی‌مانده‌های تبخیری برای $A_{\text{پرتابه}} > ۴۰$ ، است. چون باقی‌مانده‌های تبخیری گداختِ کامل، توزیعات زاویه‌ای و سرعت خیلی متفاوتی با توزیعات فراورده‌های هدف‌گونهٔ واکنش‌های انتقال و واکنش‌های شدیداً ناکشسان و هسته‌های باریکه دارند (اختلافی با ضریب تقریباً ۲ در سرعت بین محصولات انتقال و باقی‌مانده‌های تبخیری)، جدا کننده، با گستره‌پذیرشِ ۵± درصدیِ سرعت و پذیرش زاویه‌ای باریک خود، به‌طور کاملاً مؤثری باقی‌مانده‌های تبخیری را از فراورده‌های دیگر واکنش و باریکه جدا می‌کند. به‌دنبال جداسازی، باقی‌مانده‌ها از یک منطقهٔ بزرگ آشکارسازی به روش زمان پرواز عبور کرده و در آرایه‌هایی از آشکارسازهای حساس به مکان متوقف می‌شوند. با استفاده از زمان پرواز و سپارش انرژی آنها در اثر توقف در آشکارسازی‌های حساس به مکان می‌توان تخمینی خام از جرم به‌دست آورد $(dA/A \sim ۰/۰۱)$. شناسایی نهایی ژنتیکی باقی‌مانده‌ها، با ثبت همبستگی‌های زمانی بین سیگنال‌های مکان اولیه از آشکارسازها و سیگنال‌های واپاشی‌های بعدی از همان مکان (ناشی از واپاشی آلفایی یا شکافت خودبه‌خود) و/ یا سیگنال‌های آشکارسازهای گاما یا ایکسی که در کنار آشکارساز حساس به مکان قرار دارند، انجام می‌گیرد. این ابزارِ مطالعهٔ باقی‌مانده‌های تبخیری عناصر سنگین در کشف عناصر ۱۰۷ تا ۱۱۲ (فصل ۱۵) به‌کار رفته است.

روش دیگری برای جمع‌آوری و جداسازی هسته‌های پس‌زن از دیگر محصولات واکنش، جداکنندهٔ گازی است. برخلاف جداکننده‌های تحت خلاء SHIP در GSI یا آنالیزور جرمی پاره‌ها در ANL که می‌توانند فقط گسترهٔ محدودی از نسبت‌های بار به جرم را بپذیرند، جداکنندهٔ گازی یک جداکنندهٔ مغناطیسی است که از یک گاز کم‌فشار (تقریباً ۱ تور) پر شده است. باقی‌مانده‌های تبخیری که از هدف بیرون می‌آیند، دستخوش برخوردهای تغییر بار در گاز شده و سریعاً به یک وضعیت متوسط و مشترک تعادل بار می‌رسند. تغییر حالت‌های باری هسته‌های پس‌زن با فشار گاز در یک آهنربای پر شده از گاز در شکل ۱۹-۴ نشان داده شده است.



شکل ۱۹-۴. تغییرات در توزیعات صفحهٔ کانونی یک آهنربای پر شده از گاز برای واکنش شامل یون‌های ۳۵۰MeV ^{58}Ni[اقتباس از: Paul,1989]

در فشار حدود ۱ تور، همهٔ هسته‌های پس‌زده دارای حالت بار میانگین مشترکی هستند. این حالتِ بار، متفاوت با بار هسته‌های پرتابه یا دیگر محصولات واکنش خواهد بود. این میل به تعادل‌رسیدن بار، جمع‌آوری خیلی مؤثر هسته‌های پس‌زن را امکان‌پذیر می‌سازد اما جزئیات گزینهٔ جرمِ به دست آمده در جداکننده‌های تحت خلاء مانند SHIP که برای جداسازی از هر دو میدان الکتریکی و مغناطیسی بهره می‌برند، از دست می‌رود. سختی مغناطیسی مناسب برای جمع‌آوری یک نوکلید فراوردهٔ مشخص با یک جداکنندهٔ گازی را می‌توان به‌طور تقریبی با فرمول سادهٔ زیر بیان کرد

$$B\rho = \frac{mv}{q}_{\text{میانگین}} = \frac{mv}{(v/v_\circ)eZ^{1/3}} = \frac{\circ/\circ ۲۲۷A}{Z^{1/3}} Tm$$

که در آن v, Z, m، به ترتیب، عبارتند از جرم، عدد اتمی و سرعتِ یون پس‌زننده، و $v_\circ$ سرعت بور، $۲/۱۸\times۱\circ^{۶}$ متر بر ثانیه است. (در واقع $q_{\text{میانگین}}$، تابع حساسی از ساختار اتمی یون پس‌زننده و گاز است (ر. ک. Ghioroso و دیگران، ۱۹۸۸/۱۳۶۷؛ Oganessian و دیگران، ۲۰۰۱/۱۳۸۰)) سختیِ مغناطیسی متناسب با سرعت پس‌زنی است و لذا پس‌زننده‌های دارای بار و سرعت یکسان کانونی

می‌شوند. باریکهٔ اولیه بلافاصله پس از هدف توسط یک آهنربای خم‌کنندهٔ دوقطبی از هسته‌های پس‌زننده جدا و متعاقباً توسط دوآهنربای چارقطبی در صفحهٔ کانونی متمرکز می‌شود. برای مطالعهٔ واکنش‌های تولید عناصر سنگین جمع‌آوری‌های با بازدهٔ ۲۵ تا ۵۰ درصد قابل حصول‌اند.

۱۹-۶. روش‌های رادیوشیمیایی جداسازی

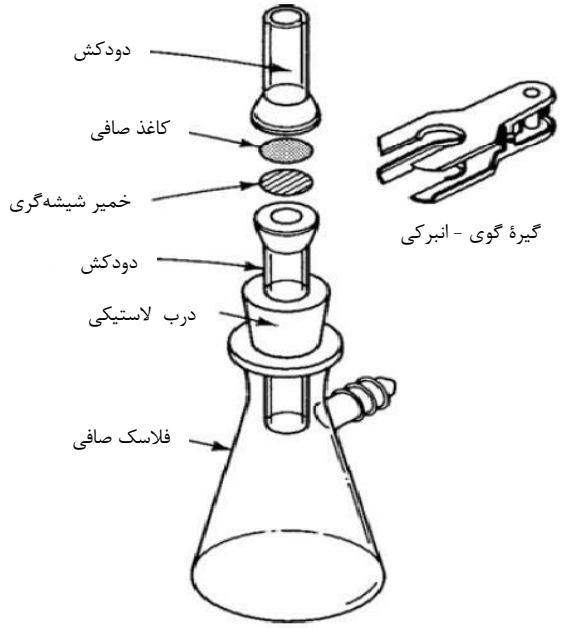
در مطالعهٔ واکنش‌های هسته‌ای، ساختار هسته و عناصر سنگین، غالباً نیاز به جداسازی نوکلید یا نوکلیدهای موردنظر از سایر گونه‌های پرتوزا به روش‌های *رادیوشیمیایی* است. این کار با انجام جداسازی‌های رادیوشیمیایی انجام می‌گیرد که شامل آن دسته از روش‌های جداسازی متداول در شیمی تجزیه است که با نیازهای خاص رادیوشیمی سازگار شده‌اند. به‌عنوان مثال، خلوص رادیوشیمیایی معمولاً مهم‌تر از خلوص شیمیایی است. وقتی با نوکلیدهای کوتاه-عمر سروکار داریم، ممکن است سرعت مهم‌تر از بهره یا میزان خلوص باشد. هزینهٔ بالای پسمانداری مواد پرتوزا ممکن است ایجاب کند که طی مراحلی پسماند را به حداقل برسانیم. همانگونه که قبلاً متذکر شدیم، جداسازی‌های رادیوشیمیایی لزومی ندارد که کمّی باشند؛ فقط باید بهره را دقیقاً بدانیم. با توجه به در دسترس بودن تجهیزات نوین شمارش با قدرت تفکیک بالا، همچون طیف‌سنج‌های Ge پرتو گاما، تجهیزات نوین رادیوشیمیایی را غالباً طوری طراحی می‌کنند که به جای تولید یک نمونهٔ خالص، میزان ناخالصی‌های پرتوزا در نمونه پایین باشد (افزارسنجی شمارش برای «منزوی» ساختن نوکلید یا نوکلیدهای موردنظر از دیگر نوکلیدها به‌کار می‌رود). لذا، روش‌های نوین گاهی شبیه روش‌های آنالیز کیفی، یعنی شکستن فراورده‌ها به گروه‌های شیمیایی مشابه و کار برد دوبارهٔ افزارسنجی برای جداسازی بیشتر اعضای گروه است. یک مطالعهٔ مروری اخیراً بعضی پیشرفت‌های جدید مرتبط با رادیوشیمی را خلاصه کرده است (بوند[1] و همکاران،۱۳۷۸/ ۱۹۹۹).

۱۹-۶-۱. رسوب‌دهی

قدیمی‌ترین و جاافتاده‌ترین روش جداسازی شیمیایی *رسوب‌دهی* است. چون مقدار رادیونوکلید موجود ممکن است بسیار کم باشد، غالباً از *حامل* استفاده می‌شود. حامل در مقادیر ماکروسکوپیکی افزوده می‌شود و حضورِ گونهٔ پرتوزا را به عنوان بخشی از یک سیستمِ دارای تعادل جنبشی و ترمودینامیکی تضمین می‌کند. بازیابی حامل، سنجشی از میزان بهرهٔ جداسازی نیز هست. مهم است که یک تبادل ایزوتوپی بین حامل و رادیونوکلید وجود داشته باشد. پدیدهٔ مرتبط هم*رسوبی*

[1]. Bond

نیز وجود دارد که در آن رادیونوکلید در درون یا سطح رسوبی می‌نشیند که شامل هیچ ایزوتوپی از رادیونوکلید مورد نظر نیست یا به‌صورت یکریخت جایگزین یکی از عناصر رسوب می‌شود. مثال‌هایی از این رفتار، جذب رادیونوکلیدها توسط $Fe(OH)_3$ یا همرسوبی اکتینیدها با LaF_3 است. جداسازی به کمک رسوب‌دهی، بیشتر محدود به روش‌های آزمـــایشگاهی است و به‌جز فرایند فسفات بیسموت که در جنگ دوم جهانی برای خالص‌سازی Pu به‌کار رفت، کاربرد تجاری چندانی ندارد. به‌عنوان یک موضوع عملی، رسوب‌دهی معمولاً در محلول‌های داغ و رقیق آبگون انجام می‌گیرد تا تشکیل تدریجی و آرام کریستال‌های بزرگ را امکان‌پذیر سازد. pH محلول را بگونه‌ای انتخاب می‌کنند که تشکیل کلوئید را به حداقل برساند. پس از رسوب‌دهی، رسوب را به دقت شستشو می‌دهند تا ناخالصی‌های آن جدا شوند، آن را حل می‌کنند و دوباره برای دستیابی به خلوص بیشتر، رسوب می‌دهند. در نهایت، رسوب را با صاف کردن جمع‌آوری می‌کنند (شکل ۱۹-۵).



شکل ۱۹-۵. نمودار طرح‌وار یک دستگاه صافی که در رادیوشیمی به کار می‌رود.

کاغذ صافی توسط یک خمیر شیشه‌گری که با گیره بین دو لولهٔ شیشه‌ای قرار گرفته است نگه‌داشته می‌شود. در نهایت، رسوب را با استون یا الکل شسته و خشک می‌کنند. رسوب به‌گونه‌ای انتخاب می‌شود که استوکیومتری معینی داشته باشد تا بتوان بهرهٔ جداسازی را محاسبه کرد و

جاذب آب یا CO_2 هم نباید باشد تا وزن دقیق به دست آید. (کاغذ صافی که در فرایند صاف‌کردن به کار می‌رود باید قبلاً در معرض همهٔ معرف‌ها قرار گرفته، خشک، و توزین، شود تا اتلاف مواد در خلال صاف کردن به حد اقل برسد.)

۱۹-۶-۲. استخراج به کمک حلال

جداسازی از طریق استخراج مایع- مایع (استخراج به کمک حلال) نقش مهمی در جداسازی‌های رادیوشیمیایی ایفا نموده است. استخراج اورانیم به کمک اِتِر در مراحل اولیهٔ ساخت سلاح‌های هسته‌ای صورت گرفت و کاربرد تری‌بوتیل‌فسفات (TBP) به‌عنوان یک استخراج کنندهٔ Pu و U در سال ۱۹۴۶/۱۳۲۵ به رسمیت شناخته شد و منجر به فرایند تجاری پورکس[1] برای بازفراوری سوخت مصرف شدهٔ راکتورها گردید (ر. ک. فصل ۱۶). در سال‌های اخیر، پیشرفت‌های خوبی در فرایندهای استخراج به کمک حلال برای جداسازی عناصر فرا اورانیم، یا ^{137}Cs و ^{90}Sr از پسماند اسیـــدی با اکتیویتهٔ بالا وجود داشته است. نمایش‌های آزمـــایشگاهی فرایند TRUEX که مادهٔ حلال خنثای COMPO[2] یا را برای جدا کردن عناصر فرا اورانیم از پسماند اسیدی با اکتیویتهٔ بالا به‌کار می‌بَرَد، موفق بوده‌اند.

در گذشته‌ای نزدیک‌تر، اتـــرهای تاج‌دار به‌عنوان ماده‌های حلال خاص برای Sr و Cs به کار رفته‌اند. در استخراج به کمک حلال، گونه‌ای که قرار است جدا بشود را بین دو فاز اختلاط‌ناپذیر یا جزء اختلاط‌پذیر، مانند آب و یک فاز آلی ناقطبی، می‌بَرَند. برای دستیابی به حلالیت کافی در فاز آلی، گونه باید خنثی و بدون آب باشد. انتقال بین فازها با کمپلکس کردن گزینشی گونهٔ موردنظر و کاستن حلالیت آن در آب و افزایش همزمان حلالیت آن در فاز آلی صورت می‌گیرد.

یک یون فلزی آبدار (M^{Z+}) همیشه فاز آبگون را بر فاز آلی ترجیح می‌دهد. برای استخراج یون فلز، باید تمام یا بخشی از کرهٔ هیدراسیون داخلی را از میان برداشت. کمپلکس حاصل باید از نظر الکتریکی خنثی و ارگانوفیل باشد، یعنی، دارای یک «سطح» آلی باشد که با حلال آلی برهم‌کنش نماید. این می‌تواند به‌صورت زیر انجام پذیرد:

۱. تشکیل یک کمپلکس خنثای MA_z در هماهنگی با آنیون‌های آلی A^-.

---

[1]. Purex

[2]. [octyl(phenyl)-*N*,*N*-diisobutylcarbamoyl-methylphosphine ocide]

۲. جایگزین کردن آب در کرهٔ هماهنگی داخلی با مولکول‌های آلی بزرگ B تا یکی از آنها تشکیل MB_N^{Z+} بدهد، که به‌صورت یک کمپلکس یونی $\left(MB_N\right)^{Z+}L_X^{Z-}$ به فاز آلی کشیده می‌شود.

۳. تشکیل کمپلکس‌های فلزی به شکل ML_N^{Z-N} با لیگاندهای (L) به‌طوری‌که آنها با کاتیون‌های آلی بزرگ RB^+ برای تشکیل کمپلکس‌های زوج یون $\left(RB^+\right)_{N-Z}\left(ML_N\right)^{N-Z}$ ترکیب گردند.

به این ترتیب، عوامل استخراج به سه گروه تقسیم می‌شوند: آنیون‌های آلی پلی‌دنتات A^-، مولکول‌های *آلی خنثای B، یا کاتیون‌های آلی بزرگ.* RB^+.

آنیون‌های آلی پلی‌دنتات، که تشکیل *شلاته*‌ها (ساختارهایی حلقوی از چهار تا هفت اتم) را می‌دهند عوامل استخراج‌کنندهٔ مهمی هستند. از جمله می‌توان از دیکِتونات‌هایβ، همچون اَسِتیل اَستونات، پیرازولون‌ها، بنزویل استونات و تِنویل تری فلورو اَسِتون (TTA)، با همین ترتیب افزایش قدرت استخراج نام برد. با نمایش عامل شلاته‌کنندهٔ آلی به صورتHA، واکنش کلی درگیر در استخراج شلاته یک یون فلزی عبارت است از:

$$M^{n+}\left(\text{آبی}\right)+nHA\left(\text{آلی}\right)\leftrightarrow MA_n\left(\text{آلی}\right)+nH^+\left(\text{آبی}\right)$$

وقتی یک محلول آبگون حاوی یون‌های فلزی استخراج‌پذیر، به تماس با یک فاز آلی شامل عامل شلاته کننده درآورده شود، عامل شلاته کننده در فاز آلی حل می‌شود، یونیده می‌شود، یون فلز را کمپلکس می‌کند و شلاته فلزی در فاز آلی حل می‌گردد. حلالیت پایین کمپلکس‌های فلزی و آهنگ‌های پایین تشکیل آنها، استفادهٔ صنعتی از این نوع استخراج آنیونی را محدود می‌کند.

با این‌همه، تعدادی از ترکیبات آلیِ فسفر، استخراج‌گرهای مؤثری هستند زیرا خود و کمپلکس‌های آنها در حلال‌های آلی بسیار محلول‌اند. مهم‌ترینِ اینها عبارت‌اند از ترکیبات تک پایهٔ اسید فسفریک دی‌اتیل هگزیل (HDEHP) و اسیدفسفریک دی بوتیل (HDBP). یون‌های اکتنید MO_2^{2+} و همچنین یون‌های اکتنید (IV) ، به نحو مؤثری توسط این معرف‌ها استخراج می‌شوند.

در میان *استخراج کننده‌های خنثی*، الکل‌ها، اترها و کتون‌ها به‌طور گسترده‌ای مورد استفاده قرار گرفته‌اند. مشهورترین مثال در این زمینه، کشاندن نیترات اورانیل به داخل دی‌اتیل اتر است؛ فرایندی که در پروژهٔ مَن‌هَتَن برای خالص کردن اورانیمِ راکتورهای اولیه به کار رفت. در یکی از فرایندهای بزرگ-مقیاس اولیه (فرایند رداکس[1]) برای بازیابی اورانیم و پلوتونیم از سوخت مصرف شده، متیل ایزوبوتیل کتون برای استخراج اکتنیدها به‌صورت نیترات به‌کار رفت.

---

[1]. Redox

سبا این‌همه، پرمصرف‌ترین استخراج کننده‌های خنثی، ترکیبات ارگانوفسفر هستند، که در بین آنها اِستِر، TBP، مهم‌ترین است. TBP از طریق پیوند با اتم فلز مرکزی از طریق فسفریل اکسیژن در ساختارِ

$$(C_4H_9O)_3P^+O^-$$

کمپلکس‌هایی با عناصر اکتنیدی توریم، اورانیم، نپتونیم و پلوتونیم تشکیل می‌دهد. واکنش‌های کلی عبارت اند از

$$MO_2^{2+}\,(\text{آبی}) + 2NO_3^-\,(\text{آبی}) + 2TBP\,(\text{آلی}) \leftrightarrow MO_2\left(NO_3\right)_2 \cdot 2TBP\,(\text{آلی})$$

یا

$$M^{4+}\,(\text{آبی}) + 4NO_3^-\,(\text{آبی}) + 2TBP\,(\text{آلی}) \leftrightarrow M\left(NO_3\right)_4(TBP)_2\,(\text{آلی})$$

این تعادل‌ها می‌توانند با افزایش درجهٔ استخراج در اثر افزایش غلظت TBP ترکیب نشده در فاز آلی یا در اثر افزایش غلظت [(آبی) NO_3^-] ، به طرف راست انتقال یابند. افزایش اخیر با افزودن یک عامل نمکی همچون HNO_3 یا $Al(NO_3)_3$ حاصل می‌گردد. این تعادل‌های استخراجی، اساس فرایند پورکس هستند، که کم و بیش انحصاراً در کلیه باز فراوری‌های نوین سوخت هسته‌ای مصرف شده به کار می‌روند.

گـــروه سوم استخراج‌گرها (*استخراج‌گرهای کاتیونی*) آمین‌ها، به‌ویژه آمین‌های سه‌گانه یا چهارگانه هستند. این بازهای قوی، کمپلکس‌هایی با کاتیون‌های فلزی اکتنیدی تشکیل می‌دهند. بازدهٔ استخراج هنگامی بهبود می‌یابد که گروه‌های الکیل دارای زنجیره‌های طولانی کربن، مانند تری‌اکتیل‌آمین یا تری‌ایزواکتیل آمین باشند. این استخراج، سنّتاً، به‌صورت یک «تبادل آنیون مایع» تلقی می‌شود که در آن واکنش مربوط به استخراج فلز را می‌توان به‌صورت یک تبادل آنیونی نوشت، یعنی،

$$xRB^+L^-(\text{آلی}) + ML_n^{-x} \leftrightarrow \left(RB^+\right)_x ML_n^x\,(\text{آلی}) + xL^-$$

که در آن ML_n^{-x} کمپلکس آنیون فلزی استخراجی و RB^+ نمک آمونیم آمین است. اکتنیدهای شش و چهار ظرفیتی به‌طور مؤثری با کاربرد این روش استخراج می‌شوند در حالی‌که اکتنیدهای سه ظرفیتی تحت شرایط عادی به‌خوبی استخراج نمی‌شوند.

به‌عنوان یک موضوع عملی، نسبتِ توزیع D به‌صورت زیر تعریف می‌شود

$$D = [M]_{\text{آلی}} \;/\; [M]_{\text{آبی}}$$

که در آن $[M]_i$ غلظت یون فلزی در فاز iاُم است. تعادل‌های ذیربط، به‌عنوان مثال برای توصیف استخراج در سامانه‌های عوامل شلاته‌کنندهٔ اسیدی لیپوفیلیک عبارتند از

$$HL_{\text{آلی}} \rightleftarrows HL_{\text{آبی}}$$

$$HL_{\text{آبی}} \rightleftarrows H^{+}_{\text{آبی}} + H^{-}_{\text{آبی}}$$

$$M^{3+}_{\text{آبی}} + 3HL_{\text{آلی}} \rightleftarrows (ML_3)_{\text{آلی}} + 3H^{+}_{\text{آبی}}$$

که در آن K_e ثابت تعادل برای آخرین واکنش است. ضریب توزیع D به‌صورت زیر داده می‌شود:

$$D = [ML_3]_{\text{آلی}} \Big/ [M^{3+}]_{\text{آبی}} = K_e [HL]^3_{\text{آلی}} \Big/ [H^{+}]^3_{\text{آبی}}$$

چنانچه یک عامل کمپلکس دهندهٔ محلول در آب به سیستم اضافه شود، $[M^{3+}]_{aq}$ تبدیل به $[M^{3+}] + [MX^{2+}] + [MX_2^{+}] + \cdots$ می‌شود و نسبت توزیع اندازه‌گرفته شده شامل این گونه‌ها نیز خواهد بود. فاکتور جداسازی بین دو یون، S با نسبت ضرایب توزیع آنها داده می‌شود:

$$S = D_A / D_B$$

بنابراین، مــؤثرترین جداسازی‌ها شامل مواردی است که در آنها یــون هدف به‌شدت با استخراج‌گر برهم‌کنش می‌کند ولی کمپلکس کمتری با لیگاندِ آبگونِ X می‌دهد. درصدِ استخراج به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\text{درصد استخراج} = \frac{100D}{D + \left(\frac{V_{\text{آبی}}}{V_{\text{آلی}}}\right)}$$

که در آن V_i حجم فاز iام است.

۱۹-۶-۳. جداسازی به روش تبادل یون

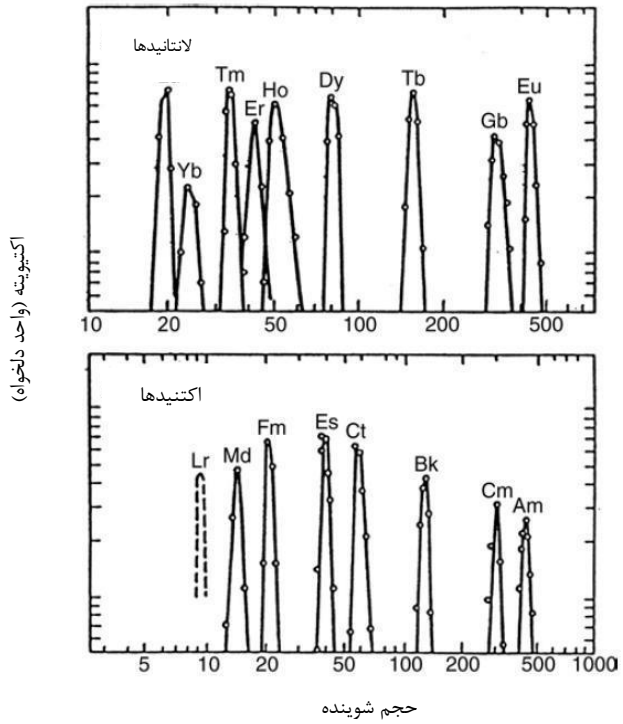
تبادل یون، به‌دلیل گزینندگی بالا و سرعت جداسازی، یکی از پرطرف‌دارترین روش‌های جداسازی رادیوشیمیایی است. در روش تبادل یون، محلولی را که حاوی یون‌های مورد نظر برای جداسازی است با یک رزین آلی سنتزی که حاوی گروه-عامل‌های خاصی است که به‌طور گزینشی یون‌های مورد نظر را پیوند می‌دهند، به تماس در می‌آورند. در یک مرحلهٔ بعد، یون‌های موردنظر را می‌توان با شستشوی با محلول مناسب دیگری که متفاوت با محلول اولیه است، جدا کرد. معمولاً، محلول حاوی یون‌ها را از ستونی که پُر از دانه‌های رزین است عبور می‌دهند. رزین‌ها معمولاً پلی‌استایرین‌های با اتصال‌های عرضی[1] با گروه‌های عامل هستند. بسیاری از مبادله‌گرهای کاتیون (همچون داوکس۵۰[2]) دارای گروه‌های اسید سولفونیک آزاد، SO_3H، هستند، که کاتیون، یون هیدروژن را جابه‌جا می‌کند. مبادله‌گرهای آنیون (همچون داوکس ۱) شامل گروه‌های آمین چهارگانه، همچون $CH_3N(CH_3)_3Cl$ هستند که در آنها آنیون جایگزین یون کلرید می‌گردد. ذرات رزین دارای قطرهای ۰/۰۸ تا ۰/۱۶ میلی‌متر و ظرفیت‌های تبادل ۳ تا ۵ meq بر گرم رزین خشک هستند.

معمول این است که یک گروه یون را بر یک ستون ماده می‌نشانند و سپس به‌طور گزینشی آنها را می‌شویند. عواملی کمپلکس دهنده، که کمپلکس‌هایی با حلالیت گوناگون با یون‌های جذب شده تشکیل می‌دهند، به‌عنوان شوینده به‌کار می‌روند. رقابتی بین عامل کمپلکس دهنده و رزین برای هر یون بروز می‌کند و هر یون، در خلال پایین آمدن از ستون چندین بار بین رزین و عامل کمپلکس دهنده ردّ و بَدَل می‌شود. این، مشابه یک فرایند عُصاره‌گیری است. آهنگ پایین آمدن یون‌های مختلف در ستون یاد شده متفاوت است و این باعث یک جدایی فضایی بین «گروه» یون‌های گوناگون می‌شود. یون‌ها را می‌توان جداگانه در شستشوهای پیاپی جمع‌آوری کرد (شکل ۱۹-۶).

متداول‌ترین کاربرد در میان تکنیک‌های جداسازی به کمک تبادل یون، جداسازی عناصر نادر خاکی یا اکتنیدها از یکدیگر است. این کار با تبادل کاتیون و استفاده از یک عامل کمپلکس دهندهٔ اسیدِ α -هیدروکسی ایزوبوتیریک («α - بوت») انجام می‌گیرد. مرتبهٔ شستشوی یون‌ها از یک ستون تبادل کاتیون معمولاً بر اساس شعاع‌های یون‌های هیدراته است به این ترتیب که نخست یون‌های هیدراتهٔ بزرگ‌تر شسته می‌شوند؛ به این ترتیب، در میان یون‌های اکتنید سه بار –مثبتِ، لاورنسیم در ابتدا و آمرسیم در آخر شسته می‌شود (ر. ک. شکل ۱۹-۶). در مورد داده‌های

---

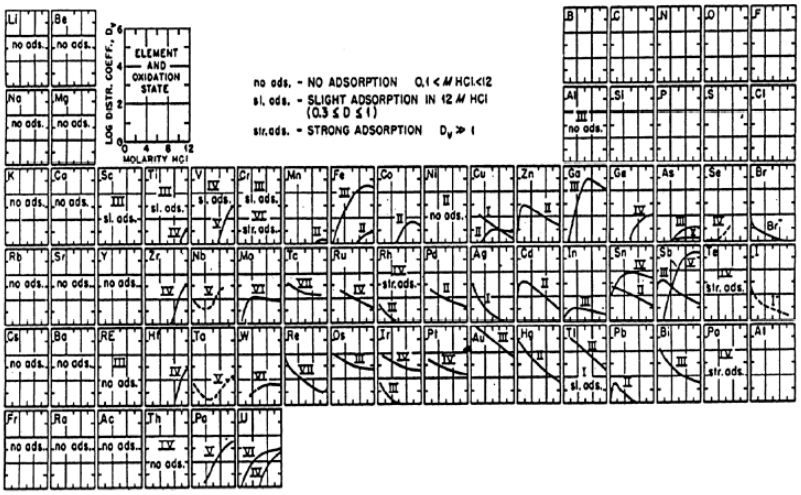
[1]. Crosslinked
[2]. Dowex 50.



شکل ۱۹-۶. شستشوی یون‌های لانتانید و آکتینید سه بار-مثبت در داوکس- ۵۰.

شکل ۱۹-۶، جدایی بین کاتیون‌های مجاور و مرتبهٔ شستشو، از پایداری نِسبی کمپلکس‌های آبگون اکتنید یا لانتانید با α -هیدروکسی ایزوبوتیرات به دست می‌آید. همانگونه که در شکل ۱۹-۶ نشان داده شده است، تشابه زیادی در رفتار شستشوی اکتنیدها و لانتانیدها وجود دارد به‌طوریکه شیمیدان‌ها توانستند هویت عناصر جدید را در کشف عناصر ۹۷ تا ۱۰۲ (Bk - No) مشخص‌کنند. برای تبادل کاتیون، قدرت جذب به‌صورت $M^{4+} > M^{3+} > MO_2^{2+} > M^{2+} > MO_2^{+}$ می‌باشد.

رفتار تبادل آنیونِ عناصر گوناگون به‌طور گسترده‌ای مطالعه شده است. به‌عنوان مثال، سیستم رزین داوکس۱ و شویندهٔ HCl را در نظر بگیرید. نسبت‌های توزیع نوعی برای عناصر گوناگون به‌صورت تابعی از $[Cl^-]$ در شکل ۱۹-۷ نشان داده شده‌اند.



شکل ۱۹- ۷. شستشوی عناصر از رزین تبادل آنیون.[اقتباس از: Kraus an Nelson, 1956]

توجه کنید که گروه‌های ۱، ۲، و ۳ روی ستون جذب نمی‌شوند. ملاحظه می‌شود که معمولاً ضریب توزیع D افزایش می‌یابد تا اینکه به بیشینه‌ای می‌رسد و سپس با افزایش بیشترِ $[C\ell^-]$، بتدریج کاهش می‌یابد. بیشینه هنگامی رخ می‌دهد که تعداد پیوندهای لیگاندها به اتم فلز مساوی بار اولیهٔ روی یون باشد. کاهش در D در اثر افزایش بیشتر در غلظت شوینده، ناشی از آنیون‌های آزاد حاصل از مایع شوینده است که بر سرِ مواضع تبادل یونِ رزین با کمپلکس‌های فلزی رقابت می‌کنند. با استفاده از شکل ۱۹-۷ یا داده‌های مشابه می‌توان برای جداسازی‌ها برنامه‌ریزی کرد. به‌عنوان مثال، برای جداسازی Ni(II) و Co(II) ، صرفاً باید یک محلول HCl با غلظت ۱۲ M از عناصر را از یک ستون داوکس۱ عبور داد. Co(II) به ستون می‌چسبد در حالی‌که Ni(II) جذب نمی‌شود. مخلوطی از Zn(II)، Co(II) ، Fe(II)، Cu(II) ، و Mn(II) را می‌توان با قرار دادن بر یک ستون داوکس ۱ و کار برد HCl دوازده مولار و به‌دنبال آن شستشو با HCl (Mn) شش مولار، HCl (Co) چهار مولار، HCl (Cu) دو و نیم مولار، HCl (Fe) نیم مولار و HCl (Zn) پنج هزارم مولار جداسازی کرد.

علاوه بر رزین‌های آلی تبادل یون، برخی تبادل‌های یون معدنی همچون زئولیت‌ها نیز به‌کار رفته‌اند. مبادله‌گرهای یون معدنی در وضعیت‌هایی به‌کار می‌روند که در آنها گرما و تابش ممکن است مانع استفاده از رزین‌های آلی گردند، گو اینکه برقراری تعادل‌ها ممکن است کند باشد.

پیشرفت‌های جدیدتر تأکید بر تهیهٔ رزین‌های گزیننده‌تری دارند. در میان اینها، رزین‌های شلاته‌کننده (مانند Chelex-۱۰۰) هستند که حاوی گروه‌ـعامل‌هایی هستند که یون‌های فلزی را شلاته می‌کنند. گروه‌های نوعی عامل، شامل اسیدهای ایمینودی‌اَسِتیک، ۸- هیدروکسی کوینولین،

یا واحدهای بزرگ-حلقه‌ای مانند اترهای تاج‌دار، کالیکسارن، یا کریپتاندها هستند. مادهٔ تبادل یون شلاته‌کننده مضاعف، رزین دی‌فونیکس- یک رزین جایگزین شده دی‌فسفونیک اسید، نویدی را در برخورد با پسماندهای پرتوزا نشان می‌دهد. رزین‌های جدیدتر مهم، شامل رزین‌هایی هستند با لیگاندهای با فسفر ثابت.

۱۹-۶-۴. کروماتوگرافی استخراج

کروماتوگرافی استخراج یک روش جداسازی تجزیه‌ای است که ارتباط نزدیکی با استخراج به کمک حلال دارد. کروماتوگرافی استخراج نوعی از استخراج با حلال است که در آن یکی از فازهای مایع با جذب سطحی بر روی یک بستر جامد به سکون در می‌آید. فاز مایع دیگر متحرک است. یکی از فازهای آبگون یا آلی را می‌توان به سکون در آورد. کروماتوگرافی استخراج دارای گزینندگی استخراج با حلال و رفتار چند مرحله‌ای یک فرایند کروماتوگرافیک است. این روش معمولاً در آزمایش‌های در مقیاس آزمایشگاهی به کار می‌رود، اگرچه تلاش‌هایی برای کار بردن آن در ابعاد بزرگ نیز به‌کار رفته است. کاربردهای معمولی شامل جذب سطحی یک استخراج‌گر آلی بر روی بسترهای معدنی گوناگون همچون سیلیکا یا آلومین یا بسترهایی آلی همچون سلولز یا استایرین دی‌ونیل بنزن کوپلیمرها است. هنگامی که فازِ ساکن آلی است، روش را کروماتوگرافی مایعِ فاز-معکوسِ با عملکرد بالا می‌خوانند. فاز ساکن، درست مثل کروماتوگرافی تبادل یون، در یک ستون به‌کار می‌رود. برای راندن فاز مایع در این ستون‌ها، درست مثل کروماتوگرافی مایعِ با عملکرد بالای عادی، معمولاً از پمپ‌های با فشار بالا استفاده می‌کنند.

از همان استخراج‌گرهایی که در استخراج به کمک حلال به‌کار می‌روند، می‌توان در کروماتوگرافی استخراج نیز استفاده کرد. در کاربردهای اولیهٔ کروماتوگرافی استخراج، از استخراج‌گرهای سنتی مختلفی همچون ترکیبات ارگانوفسفر اسیدی[دی– (۲ اتیل هگزیل) فسفریک اسید،HDEHP] یا TBP به‌عنوان استخراج‌گر برای عناصر اکتنید استفاده می‌شد. پیشرفت‌های اخیر منجر به استخراج‌گرهای تبادل حلال جدیدی همچون اترهای تاج‌دار، کریپتاندها، یا ترکیبات ارگانوفسفر دو-کاره شده‌اند. یک کاربرد خیلی موفق، جذب گزینشی اکتنیدها بر روی رزین‌های TRU است، که شامل محلول‌هایی از ترکیبات کربوملی متیل- فسفریل(CMPO) در TBP است که بر روی آمبرلیت XAD-7 جذب شده است. این رزین کاربردهایی در جداسازی و تعیین بعدی اکتنیدها در ماتریس‌های کمپلکس پیدا کرده است.

۱۹-۶-۵. جداسازی‌های رادیوشیمیایی سریع

اجرای بسیاری از روش‌های جداسازی که توصیف کرده‌ایم ساعت‌ها طول می‌کشد. بسیاری از هسته‌های جالب، همچون اکتنیدهای سنگین‌تر، فرا اکتنیدها، یا هسته‌های سبک به‌کار رفته در مطالعات PET، دارای نیمه‌عمرهای بسیار کوتاه‌تری هستند. لذا، به‌اختصار مبانی جداسازی‌های رادیوشیمیایی سریع (روش‌هایی که از چند ثانیه تا چند دقیقه طول می‌کشند) را مرور می‌کنیم و خواننده را برای جزئیات به Herrmam و Trautman (۱۹۸۲)، Mayer و Herry (۱۹۷۹)، Schadel و همکاران (۱۹۸۸) و Trautman (۱۹۹۵) ارجاع می‌دهیم.

در بیشترِ روش های جداسازی شیمیایی هدف، انتقال گزینشیِ گونه‌های موردنظر از فازی به فاز دیگر و باقی گذاشتن گونه‌های ناخواسته است. انتقالِ فاز- به- فاز سریع است، اما روش‌های قرار دادن گونه‌ها در شکل مناسب برای بُروز انتقال کُند هستند. هدفِ جداسازی‌های رادیوشیمیایی سریع، سرعت بخشیدن به روش‌های شیمیایی موجود یا کاربرد انتقال‌های جدید و بسیار سریع شیمیایی است.

معمولاً دو روش برای جداسازی‌های رادیوشیمیایی سریع به کار می‌روند، روش دسته‌بندی[1] و روش پیوسته. در روش دسته‌بندی، اکتیویته‌های مطلوب را در پرتودهی‌های کوتاه تولید می‌کنند و پس از جداسازی می شمارند و روش را چندین بار تکرار می‌کنند تا عدم قطعیت آماری در داده‌ها را کاهش دهند. در روش پیوسته، تولیدِ گونهٔ اکتیو به‌طور پیوسته انجام می‌گیرد و گونه را جداسازی و ضمن اینکه تولید می‌شود شمارش می‌کنند.

یکی از متداول‌ترین روش‌ها برای جداسازی شیمیایی سریع، کروماتوگرافی گازی است، که برای کاربرد عناصر فرا اورانیم توسط زوارا[2] و همکارانش در سال ۱۹۷۲ ابداع شده است. در کروماتوگرافی گازی، عناصر یا ترکیبات فرّار را با استفاده از اختلاف‌هایشان در توزیع بین یک فاز گازی متحرک و یک فاز جامد ساکن، از یکدیگر جدا می‌کنند. کروماتوگرافی حرارتی شامل عبور دادن گاز از ستونی است که دمای آن به‌طور پیوسته با فاصله گرفتن از نقطهٔ ورود کاهش پیدا می‌کند. لذا، گونه‌های با فرّاریّتِ کم‌تر، اول روی دیواره‌های ستون می‌نشینند و گونه‌های فرّارتر در مراحل آخر. با اندازه‌گیری زمان‌های رخدادهای یاد شده، دمای رسوب، گرادیان دما در ستون و غیره می‌توان به انتالپی مولار جذب ترکیب روی مادهٔ ستون دست یافت. این کمیت فیزیکی را می‌توان با محاسبات شیمی کوانتومی این کمیت مقایسه کرد و اطلاعاتی پیرامون خواص پیوندی عنصر موردنظر پیدا کرد. این

---

1. Batch
2. Zvara

روش برای نشان دادن خواص شیمیایی فرا اکتنیدهای Rf -Hs و رفتار آنها نسبت به هم نوع‌های شیمیای‌شان مورد استفاده قرار گرفت (Schadel, 1997; Eichler, 2000; Dulmann et al.' 2000).
روش دیگر جداسازی شیمیایی سریع، جداسازی با فرّار کردن است. انواع مختلفی از ترکیبات فرّار وجود دارند که می‌توان آنها را از یک مادهٔ پرتودیده پس از انحلال رها ساخت که می‌توانند با شرایط مناسب در خدمت جداسازی شیمیایی سریع عناصر ذیربط در آیند. مثال‌هایی از این گونه‌های فرّار عبارتند از $I_2, At, GeCl_4, AsCl_3, SeCl_4, OsO_4, RuO_4, Tc_2O_7$ جداسازی با فرّار کردن، در ابعاد وسیعی برای عناصری که هیدریدهای فرار را تشکیل می‌دهند، یعنی، Sb ,Sn ,Se As, و Te به‌کار رفته است.

۱۹-۷. روش‌های اندازه‌گیریِ مقادیر و شمارش‌های سطحِ پایین

۱۹-۷-۱. مقدمه

یکی از زمینه‌هایی که در آن مهارت‌های رادیوشیمیدان‌ها مورد استفاده قرار می‌گیرد، زمینهٔ شیمیِ با مقادیر کم و شمارشِ کم است. زمینه‌های شامل تکنیک‌های سطح-پایین گسترده‌اند: از آشکارسازی نوترینوهای خورشیدی گرفته تا مطالعهٔ پرتوزایی در محیط زیست. به‌عنوان مثال، با وجود غلظت ردیاب‌های پرتوزای موردنظر در طی روش‌های نمونه‌برداری در مطالعات زیست محیطی، خیلی اوقات اتفاق می‌افتد که سروکار با نمونه‌ای داریم که حاوی مقدار کمی، کمتر از ppm ۱۰، از پرتوزایی است که باید بررسی شود. چنین بررسی‌هایی را *روش‌های سطح-پایین* می‌خوانند. بگذارید بحث خود پیرامون روش‌های سطح-پایین را با در نظر گرفتن کارهای شیمیایی که باید قبل از شمارش بر روی نمونه صورت بگیرد شروع کنیم. بدیهی است که واقعیتِ داشتنِ سطوح اکتیویتهٔ کمتر از dpm ۱۰، محدودیت‌های شدیدی را بر طبیعت *شیمی سطح-پایین* اعمال می‌کند. در میان الزام‌هایِ شیمی سطح-پایین می‌توان از داشتن یک شاهد ثابت کوچک، بهره‌های شیمیایی بالا برای همهٔ روش‌ها، خلوص بالای رادیوشیمیایی برای کلیهٔ معرف‌های به‌کار رفته و توانایی بردن نمونه به شکل شیمیایی مناسب برای شمارش، نام برد.

۱۹-۷-۲. شاهدها

در شیمی سطح- پایین، «شاهد» به صورت سهم معرف‌ها و سایر «نمونه-اجزا» ای تعریف می‌شود که به اکتیویتهٔ تحت اندازه‌گیری افزوده می‌شوند. شاهد، با انجام روش‌های شیمیایی بدون نمونهٔ پرتوزای مورد نظر، تعیین می‌گردد. باید دقت کافی به عمل آید تا از اندازه‌گیری درست شاهد و شمول همهٔ اکتیویته‌ای که در سیستم واقعی با آن روبرو خواهیم بود اطمینان حاصل شود. به‌عنوان

مثال، در تعیین شکافت-پارهٔ ^{144}Ce در آب دریا به علت تغییرپذیری بالای محتوای ^{144}Ce در معرف‌های شیمیایی شاهد باید برای هر بطری جدید از معرف‌های به‌کار رفته تعیین گردد.

بدیهی است، یکی از مؤثرترین راه‌های برخورد با یک تصحیح شاهد، کاهش آن به پایین‌ترین سطح است. در میان عوامل شرکت کننده در تصحیح شاهد که می‌توان با دقت آن را کاهش داد، *آلودگی رادیوشیمیایی معرف‌های تجزیه‌ای به‌کار رفته در روش‌های شیمیایی* است. De Voe، و Sugihara، هردو در سال ۱۹۶۱/۱۳۴۰، مقالات مروری جامعی در این موضوع نوشته اند، و کار آنها برای اطلاعات دقیق باید مورد مطالعه قرار گیرد. آلودگیِ نوعیِ بیشترِ معرف‌ها در گسترهٔ ۱۰ تا ppm ۱۰۰ به ازای هر گرم از معرف است، هر چند که برخی معرف‌ها ممکن است حاوی سطوح اکتیویتهٔ بیش از ppm ۱۰۰۰ بر گرم باشند. بعضی از معرف‌های مخصوصاً مشکل‌ساز، عناصر خاکی کمیاب (به‌ویژه نمک‌های Ce)، معرف‌های شامل کلر یا گوگرد که ممکن است شامل آلودگی ^{32}P باشند، نمک‌های سزیم (که ممکن است حاوی ^{40}K یا ^{87}Rb باشند)، و نمک‌های پتاسیم و مهاجم‌های آشکار دیگر هستند. معرف‌های ته‌نشین شونده، همچون ترافنیل بورات‌ها و کلروپلاتین‌ها نیز مخصوصاً در مسائل آلودگی زیانبار هستند.

آلودگی ناشی از هواویزها نیز ممکن است سهمی در تصحیح شاهد داشته باشد. در اینجا، نگرانی اصلی متوجه آلودگی نمونه توسط دختران ^{222}Rn است، که دارای نیمه‌عمرهایی در گسترهٔ ۳۰ تا ۴۰ دقیقه هستند. گام‌هایی که می‌توان برای دور زدن این مسئله برداشت، شامل پرهیز از صاف کردن به طریق مَکِش در فرایندهای شیمیایی، پیش- صاف کردن هوای اتاق و کاربرد تله‌های رادون است.

کاهش بیشتر تصحیح شاهد هنگامی رخ می‌دهد که *حامل‌های غیرایزوتوپی* در روش‌های شیمیایی برای جایگزینی حامل‌های غیرِفعال عنصر موردنظر، به هنگامی که به‌دست آوردن حامل غیرفعال در شرایط عاری از آلودگی مشکل است، به‌کار روند. بدیهی است، فقط وسایل شیشه‌ای تمیز باید به‌کار برده شوند، معرف‌ها را نباید بیش از یک بار به‌کار برد و آزمایشگاه باید در شرایط پاک و تمیز نگهداری شود. جداسازی‌هایی که دارای بهره‌های شیمیایی بالا و خلوص رادیوشیمیایی بالایی هستند شاهدها را کاهش می‌دهند.

۱۹-۷-۳. شمارش‌های سطوح پایین- اصول کلی

وقتی نمونهٔ پرتوزای سطح-پایین جمع‌آوری و همهٔ عملیات شیمیایی روی آن پیش از شمارش انجام شد نمونه برای شمارش آماده است. به علت مواجه بودن با آهنگ‌های واپاشی خیلی پایین،

باید از روش‌های خاصی بنام شمارش سطح- پایین، برای بررسی نمونه استفاده کرد. برخی از نکات عمدهٔ این زمینه را که موضوع بسیاری از مقالات و تک-نوشته‌ها بوده‌اند (Knoll, 2002) مرور می‌کنیم.

مهمترین شاخصه‌هایی که آشکارسازهای مورد نیاز در شمارش سطح-پایین باید داشته باشند، کدام‌اند؟ نخستین ویژگی کلی، پایداری است. شمارش سطح- پایین اکثراً مستلزم دوره‌های شمارش طولانی است؛ لذا پایداری شمارنده خیلی مهم است. اگر آهنگ شمارش نمونه S (چشمه + زمینه) تنها کمی بزرگ‌تر از آهنگ زمینهٔ B باشد، آشکارسازی باید انتخاب شود که نسبت S^2/B را حداکثر کند، یعنی، زمینه پایین و بازدهٔ بالا باشد. چنانچه آهنگ شمارش نمونه نسبت به زمینه بالا باشد، فقط S باید بیشینه شود- یعنی، باید یک آشکارساز با بازدهٔ بالا انتخاب کرد.

۱۹-۷-۴. شمارش‌های سطوح پایین - جزئیات

برای *شمارش سطح پایین ذرهٔ آلفا*، گزینه معمولاً بین اتاقک یونش گازی و یک سامانهٔ آشکارساز نیم‌رسانا است. اتاقک‌های یونش دارای بازدهٔ شمارش تقریباً ۵۰٪ و زمینه‌ای در حدود ۳ تا ۴ شمارش در دقیقه هستند؛ آشکارسازهای نیم‌رسانا دارای آهنگ زمینهٔ تقریباً ۰/۵ شمارش بر ساعت و بازدهٔ آشکارسازی تقریباً ۵۰ درصد هستند. آشکارساز نیم‌رسانا معمولاً گزینهٔ مطلوب است، هرچند که نمونه‌های بزرگ را ممکن است بهتر باشد با اتاقک‌های یونش گازی بررسی کنیم. تابش زمینه عمدتاً ناشی از ناخالصی‌های آلفا-گسیلِ موجود در شمارشگر، پایه‌ای که شمارشگر بر آن سوار است و غیره، به اضافهٔ بروز واکنش‌های (n,α) باشد که توسط پرتوهای کیهانی القا می‌شوند. با توجه به حضور Ra در آلومینیم، در ساخت طیف‌سنج‌های آلفا از این عنصر استفاده نمی‌شود.

شمارش تابش «نرم» سطح- پایین، روش‌های خاص خود را دارد. لفظِ *شمارش تابش نرم* اشاره به آشکارسازی گسیلنده‌های EC و β^- انرژی- پایین دارد که خودجذبی تابش در نمونه دارای اهمیت است. برای حل این مسئله، معمولاً سعی می‌شود که رادیونوکلیدی را که قرار است شمارش گردد در خود آشکارساز جا بدهند. یک روش نوعی بررسی، شمارش با سوسوزن مایع است، که برای بررسی نمونه‌هایی که اکتیویتهٔ آنها بیش از ۱۰ pCi است به‌کار می‌رود. زمینه‌های نوعی شمارنده‌های سوسوزن مایع می‌توانند تقریباً به بزرگی ۱۰۰ شمارش بر دقیقه باشند، در حالی‌که شمارنده‌های خاصی با آهنگ زمینهٔ تقریباً ۱۰ شمارش بر دقیقه یا کمتر نیز ساخته شده‌اند. شمارش با سوسوزن مایع، روشی سریع و ساده برای شمارش‌های سطح-پایین است. روش دیگری که برای شمارش نمونه‌های تابش نرم سطح- پایین به‌کار رفته است، شامل کاربرد شمارندهٔ تناسبی

گازی است. نمونه‌ای که باید شمارش شود را به شکل گاز درآورده و در غلظت تقریبی ۰/۰۵ مول درصد یا کمتر به گاز شمارشگر می‌افزایند. این روش شمارش سطح- پایین، اگرچه خسته کننده و وقت‌گیر است، بررسی نمونه‌هایی که اکتیویتهٔ آنها کمتر از ۰/۵ pCi را امکان‌پذیر می‌سازد. زمینه‌های نوعیِ شمارشگر تقریباً ۱ تا ۲ شمارش در دقیقه با ۱۰۰ درصد بازدهٔ شمارش برای انرژی‌های کمتر از ۱۰ الکترون‌ولت است.

شمارش تریتیم موجود در آب مسئلهٔ خاصی است که در مورد آن زیاد نوشته شده است. روش‌های جاری برای بررسی تریتیم موجود در آب دارای گستره‌ای از ۰/۱ تا ۵۰۰۰ TU هستند، که ۱ یکای تریتیم (TU) دارای مقدار $7/2\,dpm/L$است. مطلوب‌ترین جنبهٔ یک سیستم اندازه‌گیری تریتیم این است که بتواند تعداد زیادی نمونه را هرچه سریع‌تر، ساده‌تر، و ارزان‌تر با یک عدم قطعیت ۱۰± درصدی یا بهتر اندازه بگیرد. به‌طور کلی بررسی ۱۰۰ نمونه با عدم قطعیت ۱۰± درصد مهم‌تر از بررسی۱۰ نمونه با عدم قطعیت ۳ ± درصد است.

مشخصهٔ اصلی شمارش β^-ی سطح- پایین که آن‌را از شمارش β^-ی معمولی متمایز می‌کند، کاربرد یک سِپَرِ پادهمفرودی در اطراف شمارشگرهای اصلی β^- است. سپر پادهمفرودی، یک تک‌آشکارساز، یا آرایه‌ای از آشکارسازها، است که آشکارساز اصلی را احاطه می‌کند. خروجی آشکارساز پادهمفرودی، به همراه خروجی آشکارساز اصلی، به یک مدار پادهمفرودی داده می‌شود. هنگامی که تابش هسته‌ای به‌طور همزمان از دو آشکارساز عبور می‌کند، مثل مورد برخورد شدیداً نافذ یک پرتو کیهانی به هر دو آشکارساز، هیچ خروجی از مدار پادهمفرود به دست نمی‌آید. هنگامی که مدار پادهمفرود یک سیگنال *فقط* از آشکارساز اصلی دریافت می‌کند، یک سیگنال خروجی حاصل می‌شود. اثر خالص این است که آشکارساز پادهمفرودی سپر، آشکارساز اصلی را در مقابل ورود تابش خارجی زمینه به آن حفاظت می‌کند. مجموعه‌های حلقوی خاص آهنگ زمینه را در شمارشگر اصلی با یک ضریب ۵۰ کاهش می‌دهند. یک محافظ حلقوی خوب طراحی شده اجازه می‌دهد چندین نوع مختلف از شمارشگر مرکزی وارد آن شوند. شمارشگرهای زمینه -پایین β^- که از مواد خالص خاصی با سپرهای پادهم‌فرود ساخته شده‌اند، آهنگ‌های زمینهٔ تقریباً ۱cph با بازدهٔ ۵۰ درصد را نشان داده‌اند.

شمارش سطح -پایین گسیلنده‌های پرتو γ با کاربرد شمارشگرهای سوسوزن جامد، روشی است که به‌طور گسترده به‌کار می‌رود. مهمترین ویژگی شمارش سطح- پایین با سوسوزن جامد، کاهش زمینهٔ شمارشگر است. سهم‌های نوعی چشمه‌های مختلف در آهنگ زمینهٔ شمارشگر سوسوزن جامد در جدول ۱۹-۳ نشان داده شده‌اند.

جدول ۱۹-۳. مؤلفه‌های زمینهٔ یک شمارشگر سوسوزن NaI(TI).

سپر بیرونی	۲۹/۲۰۰cpm
سپر داخلی	
مزون‌های پرتوکیهانی	۱۱۶/۴cpm
نوترون‌های پرتوکیهانی	۱۹/۴cpm
دختران ^{۲۲۲}Rn	۲۵/۹cpm
^{۴۰}K	۸/۶cpm
زمینه باقی‌مانده	۳۳/۱cpm
کل	۲۰۳/۴cpm

در اینجا چهار فاکتور به‌عنوان شرکت کننده‌های اصلی در آهنگ زمینهٔ آشکارساز ملاحظه می‌شوند. این فاکتورها عبارتند از (الف) سپر پرتو کیهانی، (ب) اتمسفر در برگیرندهٔ آشکارساز، (پ) خود آشکارساز و (ت) پرتوهای کیهانی. برای سپر پرتو کیهانی اطراف آشکارساز، کار برد سرب کهنه یا ناب یعنی، سربی که بیش از ۱۰۰ سال پیش خالص‌سازی شده و ^{۲۱۰}Pb موجود در آن واپاشی نموده است، توصیه شده است. انتظارِ زمینهٔ ۱ شمارش بر دقیقه-گرم از مادهٔ سپر وجود دارد. آهن نیز می‌تواند در ساخت سپر آشکارساز به‌کار رود، اما باید دقت کرد که آهن یا فولاد منشأ پیش از ۱۳۲۴/ ۱۹۴۵ داشته باشد (آهن فراوری شده در سال‌های پس از۱۳۲۴/ ۱۹۴۵، به علت کاربرد ^{۶۰}Co در کار کورهٔ ذوب آهن، دارای ناخالصی ^{۶۰}Co است). جیوه، که به آسانی خالص می‌شود برای سپر بسیار خوب است اما بسیار گران است. سپرهای «درجه‌بندی شده» متشکل از یک لایهٔ ضخیم بیرونی از جنس Pb با لفاف Cd، که به‌نوبهٔ خود با Cu پوشیده شده است، برای کاهش تولید پرتوهای ایکس در مادهٔ سرب به‌کار می‌روند. بخش عمدهٔ سهم اتمسفر در زمینهٔ آشکارساز، ناشی از رادون و دختران آن است. عامل مشکل‌ساز در این مورد، این واقعیت است که غلظت‌های رادون در اتمسفر می‌توانند با فاکتور ۴۰ طی یک روز افت و خیز کنند. بار دیگر، بهترین راه برخورد با این مسئله صاف کردن هوای اتاق، برگشت سریع هوا و به‌کارگیری اتمسفرهای غیر فعال ($N_۲$ از تبخیر ازت مایع) در داخل مجموعه‌های شمارش است. آشکارسازهای NaI شامل مقداری ناخالصی ^{۴۰}K هستند که در زمینه شرکت خواهد کرد. ظرف دربر دارندهٔ آشکارساز نیز یک عامل بالقوه در ایجاد زمینه است. به‌نظر می‌رسد که مس بهترین ماده و آلومینیم بدترین ماده برای در برگرفتن آشکارساز باشند، زیرا انتظار می‌رود آلومینیم شامل تقریباً $۱۰^{-۳}$ کوری Ra در هر گرم باشد. در کاستن مولفهٔ پرتو کیهانی زمینه تلاش بر توقف پرتوهای کیهانی «نرم» (الکترون، پرتوهای ایکس،

و گاما) در سپرآشکارساز و کاربرد یک سیستم پادهمفرود برای توقف مؤلفهٔ «سخت» تابش کیهانی (مزون‌ها و غیره) است.

در بادی امر ممکن است تصور شود که آشکارسازهای ژرمانیم با بازدهٔ‌های پایین آشکارسازی شان کاربرد اندکی در شمارش‌های سطح- پایین داشته باشند. با این‌همه، چنین نیست زیرا پیچیدگی مشاهده شده در نمونه‌های مخلوط رادیونوکلیدهای محیط‌زیست، هرگونه استنتاج قابل ملاحظه را از طیف‌های آشکارساز NaI به‌دلیل قدرت تفکیک انرژی پایین آن منتفی می‌سازد.

بروشنی، موارد بسیاری وجود دارند که در آنها به قدرت تفکیک انرژی بسیار بالای آشکارساز ژرمانیم نیاز هست. علاوه‌بر این، پیشرفت‌های اخیر در تکنیک‌های ساخت آشکارسازها تولید آشکارسازهای ژرمانیم با بازدهٔ آشکارسازیِ مساوی با بازدهٔ آشکارسازهای NaI استاندارد (۳ اینچ × ۳ اینچ) را امکان‌پذیر ساخته است.

تعدادی تکنیک خاص برای افزایش حساسیت آشکارسازی در شمارش پرتو گاما ابداع شده است. یکی از مهم‌ترین این تکنیک‌ها، سرکوبِ آثار پراکندگی کامپتون در طیف پرتو گاما با کاربرد طوق پادهمفرودی در اطراف آشکارساز مرکزی پرتو گاما است. ایدهٔ پشت یک طیف‌سنج سرکوب کامپتون این است که اغلب رویدادهایی که در آن‌ها فوتون فرودی دستخوش یک یا تعداد بیشتری پراکندگی کامپتون در آشکارساز مرکزی می‌شود بخشی از انرژی خود را به آشکارساز خواهد سپرد و در قالب یک فوتون کم انرژی از آشکارساز فرار می‌کند.

سرکوب، با برقراری یک پادهمفرودی بین سیگنال آشکارساز مرکزی و هر سیگنالی که از طوق می‌آید تأمین می‌شود. فوتونی که دستخوش پراکندگی کامپتون در آشکارساز مرکزی می‌شود احتمالاً به سیگنالی از طوق می‌انجامد. به این ترتیب، چنین رویدادهایی پذیرفته نخواهند شد. رویدادهای دیگر، مانند رویدادهای فوتوالکتریک در آشکارساز مرکزی، تولید هیچ سیگنالی در طوق نکرده و شمرده خواهند شد. این کاهش در تعداد رویدادهای پراکندگی کامپتون در طیف پرتو گاما منجر به طیفی خواهد شد که تفسیر آن آسان‌تر است زیرا نسبت‌های قله-به- کامپتون خیلی بالاتر اند. نوعاً، کاربرد این آشکارسازهای طوقی تعداد رویدادهای کامپتون را ۱۰ بار کاهش می‌دهد. طرح‌های پیچیده‌تری برای بهبودِ بیشتر وا زدنِ رویدادهای پراکندگی کامپتون به‌کار رفته‌اند.

۱۹-۷-۵. محدودیت‌های آشکارسازی

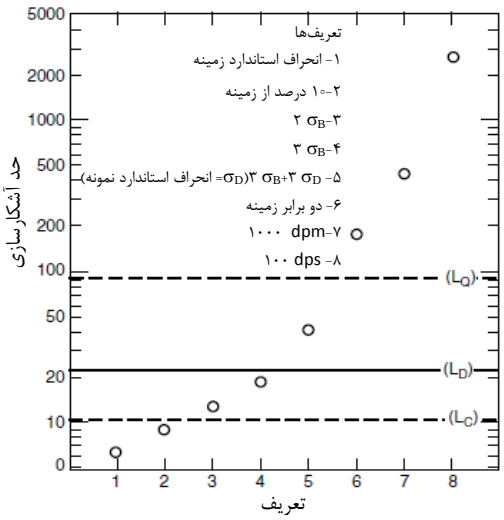
فرض کنید یک آزمایش سطح- پایین انجام داده و می‌خواهید نتایج خود را در یک سبک آماری معنی‌دار بیان کنید. می‌خواهید به پرسش‌هایی مانند آنچه در پی می‌آید پاسخ دهید: «آیا نتیجه/ سیگنال/ رویدادی وجود دارد ؟ شانس اینکه با دستگاه من آشکارسازی شود چقدر است؟ اندازهٔ آن

چقدر است؟» کوری (۱۳۴۷/ ۱۹۶۸) پاسخ‌هایی به این پرسش‌ها با تعریف سه حد مختلف برای آشکارسازی به دست داده است:

- سطح بحرانی L_C، سطح سیگنالی که بالاتر از آن یک پاسخ مشاهده شدهٔ دستگاه را ممکن است با اطمینان به‌عنوان «تَپِ آشکارشده» باز شناخت.
- حد آشکارسازی L_D، سیگنال خالص درست که می‌توان از پیش انتظار داشت منجر به آشکارسازی شود.
- حد تصمیم L_Q، سطح سیگنالی که بالاتر از آن با یک عدم قطعیت نسبی مشخص می‌توان یک اندازه‌گیری کمّی انجام داد.

از نظر عملیاتی، دستورالعمل محاسبه این حدود به‌صورت زیر است:

	L_C	L_D	L_Q
مشاهدات دوتایی	۲/ ۳۳σ_B	۴/۶۵ σ_B	۱۴/۱ σ_B
شاهد «کاملاً شناخته شده»	۱/۶۴ σ_B	۳/۲۹ σ_B	۱۰σ_B



شکل ۱۹-۸. اندازه‌های مختلف حدود آشکارسازی برای شمارش سطح -پایین.[اقتباس از: Currie,1968]

به‌عنوان مثال، اگر زمینه در زیر یک قلهٔ فوتوالکتریکِ موردنظر در یک طیف پرتو گاما ۱۰۰ cpm بوده باشد، در این صورت، $\sigma_B = \sqrt{100} = 10$ cpm. مطابق دستورالعمل داده شده در بالا، نیاز به این داریم که یک مساحت فوتو پیک ۲۳ cpm آشکارسازی کنیم تا بگوییم که یک نوکلید حضور داشته است و نیاز به این داریم که حداقل ۱۴۱cpm آشکارسازی کنیم تا مقدار تعداد نوکلید حاضر را اندازه بگیریم. به یک آهنگ شمارش ۴۷cpm نیاز است تا پیش از انجام اندازه‌گیری، با اطمینان بگوییم نوکلئید مورد نظر می‌تواند آشکارسازی شود. ارتباط این حدود با سایر اندازه‌های به‌کار رفته برای توصیف شمارش سطح- پایین در شکل ۱۹-۸ نشان داده شده است.

مسائل

۱. باریکه‌ای از یون‌های $Ca^{+۱۰}_{۴۸}$ با شدت ۱ میکروآمپر- ذره بر یک پولک Al که دارای ضخامت $۵\,mg/cm^۲$ است فرود می‌آید. (الف) سپارش انرژی بر ثانیه را در پولک تخمین بزنید. (ب) اگر مساحت پولک $۴cm^۲$ و در خلعی بدون هیچ عامل خنک کننده قرار داشته باشد، چه مدت طول خواهدکشید تا پولک به نقطهٔ ذوب Al (۶۶۰ درجهٔ سانتیگراد) برسد؟ فرض کنید گرمای ویژهٔ Al مستقل از دما و مساوی $۰/۲۵\,cal/\deg/g$ است.

۲. قرار است از پولک‌های Au به عنوان پایشگرهای شار در یک راکتور هسته‌ای استفاده شود. اگر تصحیحات خود- استتاری کمتر از ۱۰ ٪ باشند، بیشینه ضخامتی که می‌توان به کاربرد چقدر است؟

۳. می‌خواهیم از واکنش $Al(p,۳pn)^{۲۴}_{۱۱}Na^{۲۷}_{۱۳}$ برای اندازه‌گیری شار پروتون در یک پرتودهی با پروتون‌های ۳۰۰ GeV استفاده کنیم. سطح مقطع برای این واکنش ۱۰/۱mb فرض می‌شود. پایشگر شار $۵\ mg/cm^۲$ است. آهنگ شمارش ^{۲۴}Na (در یک آشکارساز با بازدهٔ ۲ ٪، و پس از تصحیح زمینه)، ۲۴ ساعت پس از یک پرتودهی ۰/۵ ساعته معادل ۱۰۰۰۰ شمارش بر دقیقه اندازه‌گیری شده است. شار میانگین پروتون در طی پرتودهی چقدر است؟

۴. فرض کنید یک راکتور هسته‌ای با شار $۱۰^{۱۳}\ n/cm^۲/s$، و یک سیکلوترون با باریکه‌هایی از پروتون‌های $۱۰/۵-MeV$، دوترون‌های $۲۱-MeV$، و آلفاهای $۴۲-MeV$ در اختیار دارید. بهترین راه تهیهٔ: (الف) ^{۱۴۰}Ba، (ب) ^{۹۹m}Tc بدون حامل، (پ) ^{۱۴۴}Ce بدون حامل، (ت) ^{۲۳۷}Np، (ث) ^{۲۵۴}Es و (ج) ^{۱۸}F بدون حامل برای الصاق به گلوکز کدام‌اند؟ هدف و واکنشی که باید به کار ببرید، چگونگی تهیه هدف و هرگونه جداسازی شیمیایی لازم پس از پرتودهی را بیان کنید.

۵. اگر بخواهیم ^{۲۵۴}No تولید شده در واکنش ^{۴۸}Ca با انرژی $۲۱۵\,MeV$ با ^{۲۰۸}Pb را جدا کنیم، چه مقداری از $B\rho$ را در یک جدا کنندهٔ گازی به‌کار خواهد برد؟ $q_{\text{میانگین}}$ بـــرای ^{۲۵۴}No برابر ۱ تور و برای گاز He برابر ۱۷+ است.

۶. به‌عنوان یک رادیوشیمیدان، از شما خواسته شده است تا هدف‌های زیر را برای گروه تحقیقاتی‌تان در یک شتابگر آماده کنید. هدف‌ها عبارتند از: (الف) ^{۲۲۶}Ra، (ب) ^{۲۰۸}Pb، (پ) ^{۲۳۸}U، (ت) ^{۲۴۴}Pu، (ث) ^{۹۰}Zr و (ج) ^{۱۲۴}Sn. فرض کنید همهٔ هدف‌ها باید $۰/۵\,mg/cm^۲$ باشند. برای هر هدف، بهترین روش تهیه، پولک پشتیبان به‌کار رفته، اگر نیازی هست و دلایل انتخاب خود را بیان کنید. چه مسائلی را در هر روش پیش‌بینی می‌کنید؟

مراجع

Adloff, J. P. and R. Guillamont. *Fundamentals of Radiochemistry*, CRC Press, Boca Raton, FL, 1984.

Bond, A. H., L. Dietz, and R. D., Rogers, Eds. *Metal Ion Separations and Preconcentration*, ACS Symposium Series 716, ACS, Washington, DC, 1999.

Currie, L. A. *Anal. Chem*. **40**, 586 (1968).

DeVoe, J. R. Radioactive Contamination of Materials Used in Scientific Research, *NASNRC* 895 (1961).

Dullmann, Ch. E. et al. *GSI Scientific Report 2001*; GSI, Darmstadt, 2002; p. 179.

Eichler, R. et al. *Nature* **407**, 63 (1988).

Ghiorso, A. et al. *Nucl. Instru. Meth*. **A269**. 192 (1988).

Harvey, B. G. Recoil Techniques in Nuclear Reactions and Fission Studies, *Ann. Rev. Nucl. Sci*. **10**, 235 (1960).

Herman, G. and N. Trautman. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci*. **32**, 117 (1982).

Knoll, G. F. *Radiation Detection and Measurment*, 3rd ed., Wiley, New York, 2000.

Kraus, K. and D. Nelson. Paper 837, Geneva Conference, Vol. 7, 1956.

Lefort, M. *Nuclear Chemistry*, Van Nostrand, Princeton, 1968.

Lieser, K. *Nuclear and Radiochemistry*: *Fundamentals and Applications*, VCH, New York, 1997.

Meyer, R. A. and E. A. Henry. *Proc. Workshop Nucl. Spectrosc. Fission Products*, Grenoble 1979, Bristol, London, 1979, pp. 59-103.

Mozumder, A. *Fundamentals of Radiation Chemistry*, Academic, New York, 1999.

Organessian, Y. T. et al. *Phys. Rev. C* **64**, 064309 (2001).

Parker, W. C. and H. Slatis. Sample and Window Techniques, in K. Siegbahn, Ed., *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, Vol. 1, North Holland, Amsterdam, 1966, pp. 379-408.

Paul, M. Nucl. *Instru. Meth*. **A277**, 418 (1989).

Random House College Dictionary, Revised Edition, Random House, New York, 1

Schadel, et al. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res*. **A 264**, 308 (1998).

Schadel, et al. *Nature* **388**, 55 (1997).

Stenberg, A. and I. U. Olsson. *Nucl. Instr. Meth*. **61**, 125 (1968).

Sugihara, T. T. Low Level Radiochemical Separations, *NAS-NRC* 3103.

Trautmann, N. *Radiochimical Acta* **70/71**, 237 (1995).

Tsoulfanidis, N. *Measurement and Detection of Radiation*, 2nd ed., Taylor and Francis, Washington, DC, 1955.

Wang, C. H., D .L. Willis, and W. Loveland. *Radiotracer Methods in the Biological, Physical and Environmental Science*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1975.

Woods, R. J., J. W.T. Spinks, and B. Spinks. *An Introduction to Radiation Chemistry*, Wiley, New York, 1990.

Zvara, I. et al. *Sov. Radiochemistry* **14**, 115 (1972).

کتاب شناسی

Brune, D., B. Forkman, and G. Persson. *Nuclear Analytical Chemistry*, Chartwell-Brandt, Lund, 1984.

Choppin, G. R. *Experimental Nuclear Chemistry*, Prentice- Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1961.

Choppin, G., J. –O. Liljenzin, and J. Rydberg. *Radiochemistry and Nuclear Chemistry*, 3rd ed., Butterworth-Heinemann, Woburn, 2002.

Ehmann, W. D., and D. E. Vance. *Radiochemistry and Nuclear Methods of Analysis*, Wiley, New York, 1991.

Friedlaner, G., J. W. Kennedy, J. M. Miller, and E. S. Macias. *Nuclear and Radiochemistry*, wiley, New York, 1981.

Lieser, K. Nuclear and *Radiochemistry: Fundamentals and Applications*, VCH, New York, 1997.

Seaborg, G. T, and W. Loveland. *The Elements Beyond Uranium*, Wiley, 1990.

پیوست A

ثابت‌های بنیادی و ضرایب تبدیل

TABLE A.1 Fundamental Constants

Quantity	Symbol (Expression)	Value	SI Units	cgs Units
Speed of light in vacuum	c	2.99792458	10^{8} m s^{-1}	10^{10} cm s^{-1}
Elementary charge	e	4.8032068		10^{-10} esu
		1.60217733	10^{-19} C	10^{-20} emu
Planck constant	h	6.6260755	10^{-34} J s	10^{-27} ergs
constant (reduced)	h	1.05457266	10^{-34} J s	10^{-27} ergs
Boltzmann constant	k	1.380658	10^{-23} J K^{-1}	10^{-16} erg K^{-1}
Avogadro's number	N_A	6.0221367	10^{23} mol^{-1}	10^{23} mol^{-1}
Molar gas constant	R	8.314510	J mol^{-1} K^{-1}	10^{7} erg $mol^{-1}K^{-1}$
Rydberg constant	$R_\infty = m_e c\ \alpha^2/2h$	1.0973731534	10^{7} m^{-1}	10^{5} cm^{-1}

(*continued*)

Modern Nuclear Chemistry, by W.D. Loveland, D.J. Morrissey, and G.T. Seaborg
Copyright © 2006 John Wiley & Sons, Inc.

TABLE A.1 *Continued*

Quantity	Symbol (Expression)	Value	SI Units	cgs Units
Bohr magneton	$\mu_B = eh[c]/2m_e c$	9.2740154	10^{-24} J T^{-1}	10^{-21} erg G^{-1}
Nuclear magneton	$\mu_N = eh[c]/2m_p c$	5.0507866	10^{-27} J T^{-1}	10^{-24} erg G^{-1}
Fine structure constant	$\alpha = [4\pi\varepsilon_0]^{-1}$ e^2/hc	7.29735308		
	α^{-1}	137.0359895		
Permittivity, free space	ε_0	8.854187817	10^{-12} C^2 N^{-1} m^{-2}	
Atomic mass unit	u	1.6605402	10^{-27} kg	10^{-24} g
Electron rest mass	m_e	9.10938974	10^{-31} kg	10^{-28} g
Proton rest mass	m_p	1.6726231	10^{-27} kg	10^{-24} g
Neutron rest mass	m_n	1.674929	10^{-27} kg	10^{-24} g
Muon rest mass	m_μ	1.8835327	10^{-28} kg	10^{-25} g
Pion rest mass	$m_\pi^\pm$	2.4880187	10^{-28} kg	10^{-25} g
	m_π^0	2.406120	10^{-28} kg	10^{-25} g
Bohr radius	$a_0 = r_e/\alpha^2$	5.29177249	10^{-11} m	10^{-9} cm
Compton wavelength				
Electron	$\lambda_{c,e} = h/m_e c$	2.42031058	10^{-12} m	10^{-10} cm
Proton	$\lambda_{c,p} = h/m_p c$	1.32141002	10^{-15} m	10^{-13} cm
Neutron	$\lambda_{c,n} = h/m_n c$	1.31959110	10^{-15} m	10^{-13} cm
Classical electron radius	$r_e = \alpha h/m_e c$	2.81794092	10^{-15} m	10^{-13} cm
Magnetic dipole moment				
Electron	μ_e	1.001159652193	μ_B	
Proton	μ_p	2.792847386	μ_N	
Neutron	μ_n	−1.91304275	μ_N	
Proton gyromagnetic ratio	γ_p	2.67522128	10^8 s^{-1} T^{-1}	10^4 s^{-1} G^{-1}

TABLE A.2 Conversion Factors and Handy Units

Quantity	Symbol	Value
Atomic mass unit	u	931.494 MeV
Electron mass	m_e	0.510999 MeV
Proton mass	m_p	938.272 MeV
Neutron mass	m_n	939.566 MeV
Electron volt	1 eV	1.602177×10^{-19} J
Electron volt/particle	1 eV/k	11604.45 K
Planck constant	h	6.582122×10^{-22} MeV · s
	hc	197.327053 MeV · fm
	$(hc)^2$	0.389380 GeV^2 · mb
Rydberg constant	$R_\infty hc$	13.605698 eV
Gas constant	R	1.987216 cal/mol
1 degree	$^\circ$	1.7453×10^{-2} rad
1 calorie	cal	4.184 J
1 British thermal unit	Btu	1054.4 J
1 erg		10^{-7} J
1 ton (equivalent of TNT)		4.184×10^9 J
1 electron radius	r_e	2.8179×10^{-15} m
1 fermi		10^{-15} m
1 light year	ly	9.4605×10^{15} m
1 parsec	pc	3.0857×10^{16} m
1 atmosphere	atm	101325 Pa
1 torr (mm Hg, 0°C)		133.32 Pa
1 day	d	86400 s
1 year (365.25636 d)	y	3.1558150×10^7 s
1 Curie (Ci)		3.700×10^{10} Bq
1 rad		1.000×10^{-2} Gy
1 rem		1.000×10^{-2} Sv
1 Roentgen (R)		2.580×10^{-4} C/kg

پیوست B

کارت‌های جیبی هسته‌ای

What follows is the 2005 version of the Nuclear Wallet Cards

Modern Nuclear Chemistry, by W.D. Loveland, D.J. Morrissey, and G.T. Seaborg
Copyright © 2006 John Wiley & Sons, Inc.

INTRODUCTION

This is an updated edition of the 2000 booklet of the same name†. The 2000 edition is being archived for the US, DOE nuclear material inventory control (see p. vii).

This booklet presents selected properties of all known nuclides and their known isomeric states. Properties of ionized atoms are not included.

The data given here are taken mostly from the adopted properties of the various nuclides as given in the *Evaluated Nuclear Structure Data File* (ENSDF)[1]. The data in ENSDF are based on experimental results and are published in *Nuclear Data Sheets*[2] for A>20 and in *Nuclear Physics*[3] for A≤20. For nuclides for which either there are no data in ENSDF or those data that have since been superseded, the half–life and the decay modes are taken either from recent literature[4] or from other sources, *e.g.*, [5].

For other references, experimental data, and information on the data measurements, please refer to the original evaluations [1–3]. The data were updated to **January 15, 2005**.

†The first *Nuclear Wallet Cards* was produced by F. Ajzenberg–Selove and C. L. Busch in 1971. The Isotopes Project, Lawrence Berkeley National Laboratory, produced the next edition in 1979 based upon the *Table of Isotopes*, 7th edition (1978)[9]. The subsequent editions, the third in 1985, the fourth in 1990, the fifth in 1995, and the sixth in 2000 were produced by J.K. Tuli, NNDC. In 2004, **Nuclear Wallet Cards for Radioactive Nuclides** aimed at Homeland Security personnel was produced by J.K. Tuli, NNDC (see p. vii).

Explanation of Table

Column 1, Nuclide (Z, El, A):

Nuclides are listed in order of increasing atomic number (Z), and are subordered by increasing mass number (A). All isotopic species, as well as all isomers with half–life ≥0.1 s, and some with half–life≥1 ms which decay by SF, α or p emissions, are included. A nuclide is given even if only its mass estimate or its production cross section is available. For the latter nuclides half–life limit or an approximate value is given as estimated from systematics [5].

Isomeric states are denoted by the symbol "m" after the mass number and are given in the order of increasing excitation energy.

The ^{235}U thermal fission products with fractional cumulative yields≥10^{-6}, are *italicized* in the table. The information on fission products is taken from the ENDF/B–VI fission products file [8].

The names and symbols for elements are those adopted by the International Union of Pure and Applied Chemistry (2004). No names and symbols have as yet been adopted for Z>111.

Column 2, Jπ:

Spin and parity assignments, without and with parentheses, are based upon strong and weak arguments, respectively. See the introductory pages of any issue of *Nuclear Data Sheets*[2] for description of strong and weak arguments for Jπ assignments.

Explanation of Table (cont.)

Column 3, Mass Excess, Δ:

Mass excesses, M–A, are given in MeV (from [6]) with Δ(^{12}C)=0, by definition. For isomers the values are obtained by adding the excitation energy to the Δ(g.s.) values. Wherever the excitation energy is not known, the mass excess for the next lower isomer (or the g.s.) is given. The values are given to the accuracy determined by uncertainty in Δ(g.s.) (maximum of three figures after the decimal). The uncertainty is ≤9 in the last significant figure. An appended "s" denotes that the value is obtained from systematics [6].

Column 4, $T_{½}$,Γ or Abundance:

The half–life and the abundance (in **bold face** from [7]) are shown followed by their units ("%" symbol in the case of abundance) which are followed by the uncertainty, in *italics*,in the last significant figures. For example, 8.1 s *10* means 8.1±1.0 s. For some very short–lived nuclei, level widths rather than half–lives are given. There also, the width is followed by units (*e.g.*, eV, keV, or MeV) which are followed by the uncertainty in *italics*, if known. As stated above when a limit or an approximate value is given it is based on systematics (*sy*), mostly from [5]. A '?' in this field indicates that $T_{½}$ is not known.

For 2β$^-$ and 2ε decay only the lowest value of their several limits (*e.g.*, for 0ν or 2ν, etc.) is given.

If a new measurement of half–life, has since become available it is presented in place of the evaluated value in ENSDF.

Explanation of Table (cont.)

Column 5, Decay Mode:

Decay modes are given in decreasing strength from left to right, followed by the percentage branching, if known ("w" indicates a weak branch). The percentage branching is omitted where there is no competing mode of decay or no other mode has been observed. A "?" indicates an expected but not observed mode of decay[5]. The various modes of decay are given below:

β–	β^- decay
ε	ε (electron capture), or ε+β^+, or β^+ decay
IT	isomeric transition (through γ or conversion–electron decay)
n, p, α, ...	neutron, proton, alpha, ... decay
SF	spontaneous fission
2β–, 3α, ...	double β^- decay ($\beta^-\beta^-$), decay through emission of 3 α's, ...
β–n, β–p, β–α, ...	delayed n, p, α, ... (emission following β^- decay)
εp, εα, εSF, ...	delayed p, α, SF, ... (emission following ε or β^+ decay)

NNDC Web Services

The centerfold presents the NNDC home page on the web (*www.nndc.bnl.gov*). The greatly expanded NNDC web service offers a wealth of Nuclear Physics information which includes analysis programs, reference data, and custom–tailored retrievals from its many databases.

DOE Standard for Nuclear Material Inventory

The 2000 edition was adopted as the standard by the the Department of Energy for the purposes of their nuclear material inventory. The 2000 edition, as well as, the current version are available through the NNDC web site, *www.nndc.bnl.gov/wallet/*.

Homeland Security

Nuclear Wallet Cards for Radioactive Nuclides, a reference for homeland security personnel based on this booklet was published in March 2004. The booklet, although limited to radioactive nuclides, contains additional radiation information. It is available on the web as well as in printed form from NNDC.

Acknowledgements

The appendix on Λ hypernuclides has been prepared by R. Chrien, BNL. The author is thankful to T. Burrows, M. Herman, B. Pritychenko, D. Rochman, A. Sonzogni, and D. Winchell for many useful suggestions. The help in library matters from J. Totans, proof–reading from M. Blennau, and in all computer matters from R. Arcilla is acknowledged. The author is grateful for encouragement and support from P. Oblozinsky and C. Dunford.

This research was supported by the Office of Nuclear Physics, Office of Science, US Department of Energy.

References

1. *Evaluated Nuclear Structure Data File*– a computer file of evaluated experimental nuclear structure data maintained by the National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory (file as of January, 2005).

2. *Nuclear Data Sheets* – Elsevier B.V., Amsterdam. Evaluations published by mass number for A = 21 to 294. See page ii of any issue for the index to A–chains. See also Energy Levels of A = 21–44 Nuclei (VII), P. M. Endt, *Nuclear Physics* A521, 1 (1990). Supplement, *Nuclear Physics* A633, 1 (1998).

3. *Nuclear Physics* – North Holland Publishing Co., Amsterdam – Evaluations for A = 3 to 20.

4. *Nuclear Science Reference File*– a bibliographic computer file of nuclear science references continually updated and maintained by the National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. Recent literature is scanned by D. Winchell.

5. NUBASE Evaluation of Nuclear and Decay Properties, G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, and A.H. Wapstra, *Nuclear Physics* A729, 3 (2003).

6. The AME2003 Atomic Mass Evaluation, A. H. Wapstra, G. Audi, and C. Thibault, *Nuclear Physics* A729, 129 (2003).

References (cont.)

7. Table of Isotopes, N. Holden, *The CRC Handook of Physics and Chemistry* (2004).

8. Evaluation and Compilation of Fission Product Yields 1993, T.R. England and B.F. Rider; Rept. LA–UR–94–3106 (1994). ENDF/B–VI evaluation; MAT #9228, Revision 1.

9. *Table of Isotopes* (1978), 7th edition, Editors: C.M. Lederer, V.S. Shirley, Authors: E. Browne, J.M. Dairiki, R.E. Doebler, A.A. Shihab–Eldin, J. Jardine, J.K. Tuli, and A.B. Buyrn, John Wiley, New York.

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
0	n	1	1/2+	8.071	10.24 m *2*	β–
1	H	1	1/2+	7.289	**99.985%** ***1***	
		2	1+	13.136	**0.015%** ***1***	
		3	1/2+	14.950	12.32 y *2*	β–
		4	2–	25.9	4.6 MeV *9*	n
		5		32.9	5.7 MeV *21*	n
		6	(2–)	41.9	1.6 MeV *4*	n
		7		49s	29×10^{-23} y *7*	
2	He	3	1/2+	14.931	**0.000137%** ***3***	
		4	0+	2.425	**99.999863%** ***3***	
		5	3/2–	11.39	0.60 MeV *2*	α, n
		6	0+	17.595	806.7 ms *15*	β–
		7	(3/2)–	26.10	150 keV *20*	n
		8	0+	31.598	119.0 ms *15*	β–, β–n 16%
		9	(1/2–)	40.94	65 keV *37*	n
		10	0+	48.81	0.17 MeV *11*	2n?
3	Li	3		29s	unstable	p?
		4	2–	25.3	6.03 MeV	p
		5	3/2–	11.68	≈1.5 MeV	α, p
		6	1+	14.087	**7.59%** ***4***	
		7	3/2–	14.908	**92.41%** ***4***	
		8	2+	20.947	838 ms *6*	β–, β–α
		9	3/2–	24.954	178.3 ms *4*	β–, β–n 50.8%
		10	(1–,2–)	33.05	1.2 MeV *3*	n
		11	3/2–	40.80	8.59 ms *14*	β–, β–nα 0.027%, β–n
		12		50.1s	<10 ns	n?
4	Be	5	(1/2+)	38s	?	p
		6	0+	18.375	92 keV *6*	p, α
		7	3/2–	15.770	53.22 d *6*	ε
		8	0+	4.942	6.8 eV *17*	α
		9	3/2–	11.348	**100%**	
		10	0+	12.607	1.51×10^{6} y *6*	β–
		11	1/2+	20.174	13.81 s *8*	β–, β–α 3.1%
		12	0+	25.08	21.49 ms *3*	β–, β–n≤1%
		13	(1/2–)	33.25	2.7×10^{-21} s *18*	n
		14	0+	40.0	4.84 ms *10*	β–, β–n 94%, β–2n 6%
		15		49.8s	<200 ns	n?
		16	0+	57.7s	<200 ns	2n?
5	B	6		43.6s	unstable	2p?
		7	(3/2–)	27.87	1.4 MeV *2*	p, α
		8	2+	22.921	770 ms *3*	ε, εα
		9	3/2–	12.416	0.54 keV *21*	p,
		10	3+	12.051	**19.8%** ***3***	
		11	3/2–	8.668	**80.2%** ***3***	
		12	1+	13.369	20.20 ms *2*	β–, β–3α 1.58%
		13	3/2–	16.562	17.33 ms *17*	β–
		14	2–	23.66	12.5 ms *5*	β–, β–n 6.04%
		15		28.97	9.93 ms *7*	β–, β–n 93.6%, β–2n 0.4%

1

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
5	B	16	0–	37.08	<190 ps	n
		17	(3/2–)	43.8	5.08 ms *5*	β–, β–n 63%, β–2n 1.1%, β–3n 3.5%, β–4n 0.4%
		18	(4–)	52.3s	<26 ns	n?
		19	(3/2–)	59.4s	2.92 ms *13*	β–, β–n 72%, β–2n 16%
6	C	8	0+	35.09	230 keV *50*	p, α
		9	(3/2–)	28.910	126.5 ms *9*	ε, εp 83%, εα 17%
		10	0+	15.699	19.26 s *5*	ε
		11	3/2–	10.650	20.334 m *24*	ε
		12	0+	0.000	**98.89%** ***1***	
		13	1/2–	3.125	**1.11%** ***1***	
		14	0+	3.020	5700 y *30*	β–
		15	1/2+	9.873	2.449 s *5*	β–
		16	0+	13.694	0.747 s *8*	β–, β–n 99%
		17		21.04	193 ms *13*	β–, β–n 32%
		18	0+	24.93	92 ms *2*	β–, β–n 31.5%
		19		32.42	49 ms *4*	β–n 61%, β–
		20	0+	37.6	14 ms *+6–5*	β–, β–n 72%
		21	(1/2+)	46.0s	<30 ns	n?
		22	0+	53.3s	6.1 ms *+14–12*	β–, β–n 61%, β–2n>0%
7	N	10	(1–)	38.8	20×10^{-23} y *14*	p?
		11m	1/2+	24.62	1.58 MeV *+75–52*	p
		12	1+	17.338	11.000 ms *16*	ε
		13	1/2–	5.345	9.965 m *4*	ε
		14	1+	2.863	**99.634%** ***20***	
		15	1/2–	0.101	**0.366%** ***20***	
		16	2–	5.684	7.13 s *2*	β–, β–α 1.2×10^{-3}%
		17	1/2–	7.87	4.173 s *4*	β–, β–n 95.1%
		18	1–	13.11	624 ms *12*	β–, β–n 14.3%, β–α 12.2%
		19		15.86	271 ms *8*	β–, β–n 54.6%
		20		21.77	130 ms *7*	β–, β–n 57%
		21	(1/2–)	25.25	85 ms *7*	β–, β–n 81%
		22		32.0	18 ms *4*	β–, β–n 36%, β–2n<13%
		23		38.4s	14.1 ms *+12–15*	β–, β–n 42%, β–2n 8%
		24		47.5s	<52 ns	n?
		25		56.5s	<260 ns	n?
8	O	12	0+	32.05	0.40 MeV *25*	p
		13	(3/2–)	23.112	8.58 ms *5*	ε, εp≈100%
		14	0+	8.007	70.641 s *20*	ε
		15	1/2–	2.856	122.24 s *16*	ε
		16	0+	–4.737	**99.762%** ***16***	
		17	5/2+	–0.809	**0.038%** ***1***	
		18	0+	–0.781	**0.200%** ***14***	
		19	5/2+	3.335	26.88 s *5*	β–
		20	0+	3.797	13.51 s *5*	β–

2

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
8	O	21	(5/2+)	8.06	3.42 s *10*	β–
		22	0+	9.28	2.25 s *15*	β–, β–n<22%
		23		14.6	82 ms *37*	β–, β–n 31%
		24	0+	19.1	65 ms *5*	β–, β–n 18%
		25	(3/2+)	27.4s	<50 ns	n
		26	0+	35.7s	<40 ns	n
		27		45.0s	<260 ns	n?
		28	0+	53.8s	<100 ns	n?
9	F	14	(2–)	32.7s	?	p
		15	(1/2+)	16.8	1.0 MeV *2*	p
		16	0–	10.680	40 keV *20*	p
		17	5/2+	1.952	64.49 s *16*	ε
		18	1+	0.874	1.8291 h *4*	ε
		19	1/2+	–1.487	**100%**	
		20	2+	–0.017	11.07 s *6*	β–
		21	5/2+	–0.048	4.158 s *20*	β–
		22	(4+)	2.79	4.23 s *4*	β–, β–n<11%
		23	(3/2,5/2)+	3.33	2.23 s *14*	β–
		24	(1,2,3)+	7.56	400 ms *50*	β–, β–n<5.9%
		25	(5/2+)	11.27	50 ms *6*	β–, β–n 14%
		26	1+	18.3	9.6 ms *8*	β–, β–n 11%
		27	(5/2+)	24.9	5.0 ms *2*	β–, β–n 77%
		28		33.2s	<40 ns	n
		29	(5/2+)	40.3s	2.5 ms *4*	β–, β–n, β–
		30		48.9s	<260 ns	n?
		31		56.3s	>260 ns	β–?, β–n?
10	Ne	16	0+	24.00	122 keV *37*	p
		17	1/2–	16.46	109.2 ms *6*	ε, εp=100%, εα
		18	0+	5.317	1672 ms *8*	ε
		19	1/2+	1.751	17.22 s *2*	ε
		20	0+	–7.042	**90.48%** ***3***	
		21	3/2+	–5.732	**0.27%** ***1***	
		22	0+	–8.025	**9.25%** ***3***	
		23	5/2+	–5.154	37.24 s *12*	β–
		24	0+	–5.951	3.38 m *2*	β–
		25	(3/2)+	–2.11	602 ms *8*	β–
		26	0+	0.43	192 ms *6*	β–, β–n<0.2%
		27	(3/2+)	7.1	32 ms *2*	β–, β–n 2%
		28	0+	11.2	19 ms *3*	β–, β–n 16%
		29	(3/2+)	18.1	15.6 ms *5*	β–, β–n 17%, β–2n<2.9%
		30	0+	23.1	5.8 ms *2*	β–, β–n<26%
		31		30.8s	3.4 ms *8*	β–
		32	0+	37.3s	3.5 ms *9*	β–
		33		46.0s	<260 ns	n?
		34	0+	53.1s	>1.5 μs	β–?, β–n?
11	Na	18	(1–)	24.19	1.3×10^{-21} s *4*	p?, ε?
		19	(5/2+)	12.93	<40 ns	p
		20	2+	6.848	447.9 ms *23*	ε, εα 20.05%
		21	3/2+	–2.184	22.49 s *4*	ε
		22	3+	–5.182	2.6027 y *10*	ε

3

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
11	Na	23	3/2+	–9.530	**100%**	
		24	4+	–8.418	14.951 h *3*	β–
		25	5/2+	–9.358	59.1 s *6*	β–
		26	3+	–6.862	1.077 s *5*	β–
		27	5/2+	–5.517	301 ms *6*	β–, β–n 0.13%
		28	1+	–0.99	30.5 ms *4*	β–, β–n 0.58%
		29	3/2+	2.66	44.9 ms *12*	β–, β–n 21.5%
		30	2+	8.36	48 ms *2*	β–, β–n 30%, β– 1.17%, β–α 5.5×10^{-5}%
		31	3/2+	12.7	17.0 ms *4*	β–, β–n 37%, β– 0.9%
		32		19.1	13.2 ms *4*	β–, β–n 24%, β– 8%
		33		24.9	8.1 ms *4*	β–, β–n 47%, β–2n 13%
		34		32.8s	5.5 ms *10*	β–, β–n≤100%, β–
		35		39.6s	1.5 ms *5*	β–, β–n
		36		48.0s	<260 ns	n?
		37		55.3s	>1.5 μs	β–?, β–n?
12	Mg	19		33.0	?	2p?
		20	0+	17.57	90.8 ms *24*	ε, εp=27%
		21	5/2+	10.91	122 ms *3*	ε, εp 32.6%, εα<0.5%
		22	0+	–0.397	3.8755 s *12*	ε
		23	3/2+	–5.474	11.317 s *11*	ε
		24	0+	–13.934	**78.99%** ***4***	
		25	5/2+	–13.193	**10.00%** ***1***	
		26	0+	–16.215	**11.01%** ***3***	
		27	1/2+	–14.587	9.458 m *12*	β–
		28	0+	–15.019	20.915 h *9*	β–
		29	3/2+	–10.62	1.30 s *12*	β–
		30	0+	–8.911	335 ms *17*	β–
		31		–3.22	230 ms *20*	β–, β–n 1.7%
		32	0+	–0.95	86 ms *5*	β–, β–n 5.5%
		33		4.89	90.5 ms *16*	β–, β–n 17%
		34	0+	8.8	20 ms *10*	β–, β–n
		35	(7/2–)	16.2s	70 ms *40*	β–, β–n 52%
		36	0+	21.4s	3.9 ms *13*	β–
		37	(7/2–)	29.2s	>260 ns	β–, β–n
		38	0+	35.0s	>260 ns	β–?
		39		43.6s	>260 ns	n?
		40	0+	50.2s	1 ms *sy*	β–?, β–n?
13	Al	21	(5/2+)	26.1s	<35 ns	p
		22	(3)+	18.18s	59 ms *3*	ε, εp=60%, ε 0.9%, εα 0.3%
		23	3/2+	6.77	0.47 s *3*	ε, εp=1.1%
		24	4+	–0.057	2.053 s *4*	ε, εα 0.04%, εp 1.6×10^{-3}%
		24m	1+	0.369	131.3 ms *25*	IT 82%, ε 18%, εα 0.03%
		25	5/2+	–8.916	7.183 s *12*	ε
		26	5+	–12.210	7.17×10^{5} y *24*	ε

4

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
13	Al	26m	0+	−11.982	6.3452 s *19*	ε
		27	5/2+	−17.197	**100%**	
		28	3+	−16.850	2.2414 m *12*	β−
		29	5/2+	−18.215	6.56 m *6*	β−
		30	3+	−15.87	3.60 s *6*	β−
		31	(3/2,5/2)+	−14.95	644 ms *25*	β−
		32	1+	−11.06	33 ms *4*	β−
		33	(5/2+)	−8.53	41.7 ms *2*	β−, β−n 8.5%
		34		−2.9	42 ms *6*	β−, β−n 27%
		35		−0.1	38.6 ms *4*	β−, β−n 41%
		36		5.8	90 ms *40*	β−, β−n<31%
		37		9.9	10.7 ms *13*	β−
		38		16.1	7.6 ms *6*	β−
		39	(3/2+)	21	7.6 ms *16*	β−
		40		29.3s	>260 ns	β−, β−n
		41		35.7s	>260 ns	β−
		42		43.7s	1 ms *sy*	β−?, β−n?
14	Si	22	0+	32.2s	29 ms *2*	ε , εp 32%
		23		23.8s	42.3 ms *4*	ε , εp=73%, ε2p<4%
		24	0+	10.75	140 ms *8*	ε , εp 38%
		25	5/2+	3.82	220 ms *3*	ε , εp
		26	0+	−7.145	2.234 s *13*	ε
		27	5/2+	−12.384	4.16 s *2*	ε
		28	0+	−21.493	**92.230%** ***19***	
		29	1/2+	−21.895	**4.683%** ***8***	
		30	0+	−24.433	**3.087%** ***5***	
		31	3/2+	−22.949	157.3 m *3*	β−
		32	0+	−24.081	132 y *13*	β−
		33	(3/2+)	−20.49	6.18 s *18*	β−
		34	0+	−19.96	2.77 s *20*	β−
		35		−14.36	0.78 s *12*	β−
		36	0+	−12.5	0.45 s *6*	β−, β−n<10%
		37	(7/2−)	−6.6	90 ms *60*	β−, β−n 17%
		38	0+	−4.1	>1 μs	β−, β−n
		39	(7/2−)	1.9	47.5 ms *20*	β−
		40	0+	5.5	33.0 ms *10*	β−, β−n
		41		14	20.0 ms *25*	
		42	0+	18.4s	13 ms *4*	β−
		43		26.7s	>260 ns	β−?, β−n?
		44	0+	32.8s	10 ms *sy*	β−?, β−n?
15	P	24	(1+)	32.0s	?	p?, ε ?
		25	(1/2+)	18.9s	<30 ns	p
		26	(3+)	11.0s	43.7 ms *6*	ε , εp
		27	1/2+	−0.72	260 ms *80*	ε , εp 0.07%
		28	3+	−7.159	270.3 ms *5*	ε , εp 1.3×10^{-3}%, εα 8.6×10^{-4}%
		29	1/2+	−16.953	4.142 s *15*	ε
		30	1+	−20.201	2.498 m *4*	ε
		31	1/2+	−24.441	**100%**	
		32	1+	−24.305	14.262 d *14*	β−
		33	1/2+	−26.337	25.34 d *12*	β−
		34	1+	−24.558	12.43 s *8*	β−

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
15	P	35	1/2+	−24.858	47.3 s *7*	β−
		36	4−	−20.25	5.6 s *3*	β−
		37		−18.99	2.31 s *13*	β−
		38		−14.8	0.64 s *14*	β−, β−n<10%
		39		−12.9	0.25 s *8*	β−, β−n 26%
		40	(2−,3−)	−8.1	125 ms *25*	β−, β−n 15.6%
		41		−5.3	100 ms *5*	β−, β−n 30%
		42		0.9	48.5 ms *15*	β−, β−n 50%
		43		5.8	36.5 ms *15*	β−, β−n
		44		12.1s	18.5 ms *25*	β−
		45		17.9s	>200 ns	β−?
		46		25.5s	>200 ns	β−
16	S	26	0+	26.0s	≈10 ms	2p?
		27	(5/2+)	17.5s	15.5 ms *15*	ε , εp 2.3%, ε2p 1.1%
		28	0+	4.1	125 ms *10*	ε , εp 21%
		29	5/2+	−3.16	187 ms *4*	ε , εp 47%
		30	0+	−14.063	1.178 s *5*	ε
		31	1/2+	−19.045	2.572 s *13*	ε
		32	0+	−26.016	**95.02%** ***9***	
		33	3/2+	−26.586	**0.75%** ***1***	
		34	0+	−29.932	**4.21%** ***8***	
		35	3/2+	−28.846	87.51 d *12*	β−
		36	0+	−30.664	**0.02%** ***1***	
		37	7/2−	−26.896	5.05 m 2	β−
		38	0+	−26.861	170.3 m *7*	β−
		39	(3/2,5/2,7/2)−	−23.16	11.5 s *5*	β−
		40	0+	−22.9	8.8 s *22*	β−
		41	(7/2−)	−19.0	1.99 s *5*	β−, β−n
		42	0+	−17.7	1.013 s *15*	β−
		43		−12.0	0.28 s *3*	β−, β−n 40%
		44	0+	−9.1	100 ms *1*	β−, β−n 19%
		45		−3	68 ms *2*	β−, β−n 54%
		46	0+	0.7s	50 ms *8*	β−
		47		8.0s	>200 ns	β−?
		48	0+	13.2s	≥200 ns	β−
		49		22.0s	<200 ns	n
17	Cl	28	(1+)	26.6s	?	p?
		29	(3/2+)	13.1s	<20 ns	p
		30	(3+)	4.4s	<30 ns	p
		31		−7.07	150 ms *25*	ε , εp 0.7%
		32	1+	−13.330	298 ms *1*	ε , εα 0.05%, εp 0.03%
		33	3/2+	−21.003	2.511 s *3*	ε
		34	0+	−24.440	1.5264 s *14*	ε
		34m	3+	−24.293	32.00 m *4*	ε 55.4%, IT 44.6%
		35	3/2+	−29.014	**75.77%** ***4***	
		36	2+	−29.522	3.01×10^{5} y *2*	β− 98.1%, ε 1.9%
		37	3/2+	−31.761	**24.23%** ***4***	
		38	2−	−29.798	37.24 m *5*	β−
		38m	5−	−29.127	715 ms *3*	IT
		39	3/2+	−29.800	55.6 m *2*	β−

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
17	Cl	40	2−	−27.56	1.35 m *2*	β−
		41	(1/2+,3/2+)	−27.31	38.4 s *8*	β−
		42		−24.9	6.8 s *3*	β−
		43		−24.2	3.07 s *7*	β−
		44		−20.2	0.56 s *11*	β−, β−n<8%
		45		−18.4	400 ms *43*	β−, β−n 24%
		46		−14.7	232 ms *2*	β−, β−n 60%
		47		−10.5s	101 ms *6*	β−, β−n>0%
		48		−4.7s	≥200 ns	β−
		49		0.3s	≥170 ns	
		50		7.3s	20 ms *sy*	β−?
		51	(3/2+)	13.5s	>200 ns	β−
18	Ar	30	0+	20.1s	<20 ns	p?
		31	5/2+	11.3s	15.1 ms *13*	ε , εp 69%, ε 7.6%
		32	0+	−2.200	98 ms *2*	ε , εp 43%
		33	1/2+	−9.384	173.0 ms *20*	ε , εp 38.7%
		34	0+	−18.377	844.5 ms *34*	ε
		35	3/2+	−23.047	1.775 s *4*	ε
		36	0+	−30.232	**0.3365%** ***30***	
		37	3/2+	−30.948	34.95 d *4*	ε
		38	0+	−34.715	**0.0632%** ***5***	
		39	7/2−	−33.242	269 y *3*	β−
		40	0+	−35.040	**99.6003%** ***30***	
		41	7/2−	−33.068	109.61 m *4*	β−
		42	0+	−34.423	32.9 y *11*	β−
		43	(5/2−)	−32.010	5.37 m *6*	β−
		44	0+	−32.673	11.87 m *5*	β−
		45		−29.771	21.48 s *15*	β−
		46	0+	−29.72	8.4 s *6*	β−
		47	(3/2−)	−25.9	1.23 s *3*	β−, β−n<0.002%
		48	0+	−23.7s	0.48 s *40*	β−
		49		−18.1s	≥170 ns	
		50	0+	−14.5s	≥170 ns	
		51		−7.8s	>200 ns	β−?
		52	0+	−3.0s	10 ms	β−
		53	(5/2−)	4.6s	3 ms *sy*	β−, β−n
19	K	32		20.4s	?	p?
		33	(3/2+)	6.8s	<25 ns	p
		34	(1+)	−1.5s	<25 ns	p
		35	3/2+	−11.17	178 ms *8*	ε , εp 0.37%
		36	2+	−17.426	342 ms *2*	ε , εp 0.05%, εα 3.4×10^{-3}%
		37	3/2+	−24.800	1.226 s *7*	ε
		38	3+	−28.801	7.636 m *18*	ε
		38m	0+	−28.670	924.2 ms *3*	ε
		39	3/2+	−33.807	**93.2581%** ***44***	
		40	4−	−33.535	1.248×10^{9} y *3*	β− 89.28%,
					0.0117% ***1***	ε 10.72%
		41	3/2+	−35.559	**6.7302%** ***44***	
		42	2−	−35.022	12.321 h *25*	β−
		43	3/2+	−36.593	22.3 h *1*	β−
		44	2−	−35.81	22.13 m *19*	β−

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
19	K	45	3/2+	−36.61	17.3 m *6*	β−
		46	(2−)	−35.42	105 s *10*	β−
		47	1/2+	−35.696	17.50 s *24*	β−
		48	(2−)	−32.12	6.8 s *2*	β−, β−n 1.14%
		49	(3/2+)	−30.32	1.26 s *5*	β−, β−n 80%
		50	(0−,1,2−)	−25.4	472 ms *4*	β−, β−n 29%
		51	(1/2+,3/2+)	−22.0s	365 ms *5*	β−, β−n 47%
		52	(2−)	−16.2s	105 ms *5*	β−, β−n=64%, β−
		53	(3/2+)	−12.0s	30 ms *5*	β−, β−n=67%, β−2n=17%
		54		−5.4s	10 ms *5*	β−, β−n>0%
		55		−0.3s	3 ms *sy*	β−?, β−n?
20	Ca	34	0+	13.2s	<35 ns	p
		35		4.6s	25.7 ms *2*	ε , εp 95.7%, ε2p 4.2%
		36	0+	−6.44	102 ms *2*	ε , εp 57%
		37	3/2+	−13.16	181.1 ms *10*	ε , εp 82.1%
		38	0+	−22.059	440 ms *8*	ε
		39	3/2+	−27.274	859.6 ms *14*	ε
		40	0+	−34.846	>3.0×10^{21} y	2ε
					96.94% ***16***	
		41	7/2−	−35.138	1.02×10^{5} y *7*	ε
		42	0+	−38.547	**0.647%** ***23***	
		43	7/2−	−38.409	**0.135%** ***10***	
		44	0+	−41.468	**2.09%** ***11***	
		45	7/2−	−40.812	162.61 d *9*	β−
		46	0+	−43.135	>0.28×10^{16} y	2β−
					0.004% ***3***	
		47	7/2−	−42.340	4.536 d *3*	β−
		48	0+	−44.2142.3×10^{19} y *+12−6*		2β− 84%,
					0.187% ***21***	β− <25%
		49	3/2−	−41.289	8.718 m *6*	β−
		50	0+	−39.571	13.9 s *6*	β−
		51	(3/2−)	−35.86	10.0 s *8*	β−, β−n
		52	0+	−32.5	4.6 s *3*	β−, β−n≤2%
		53	(3/2−,5/2−)	−27.9s	90 ms *15*	β−, β−n>30%
		54	0+	−23.9s	>300 ns	β−
		55		−18.1s	>300 ns	β−?
		56	0+	−13.4s	10 ms *sy*	β−?
		57		−7s	5 ms *sy*	β−?, β−n?
21	Sc	36		13.9s	?	p?
		37		2.8s	?	p?
		38	(2−)	−4.9s	<300 ns	p
		39	(7/2−)	−14.17	<300 ns	p
		40	4−	−20.523	182.3 ms *7*	ε , εp 0.44%, εα 0.02%
		41	7/2−	−28.642	596.3 ms *17*	ε
		42	0+	−32.121	681.3 ms *7*	ε
		42m	(7)+	−31.505	61.7 s *4*	ε
		43	7/2−	−36.188	3.891 h *12*	ε
		44	2+	−37.816	3.97 h *4*	ε
		44m	6+	−37.545	58.61 h *10*	IT 98.8%, ε 1.2%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
21	Sc	45	7/2−	−41.068	**100%**	
		45m	3/2+	−41.056	318 ms *7*	IT
		46	4+	−41.757	83.79 d *4*	β−
		46m	1−	−41.615	18.75 s *4*	IT
		47	7/2−	−44.332	3.3492 d *6*	β−
		48	6+	−44.496	43.67 h *9*	β−
		49	7/2−	−46.552	57.2 m *2*	β−
		50	5+	−44.54	102.5 s *5*	β−
		50m	(2,3)+	−44.28	0.35 s *4*	IT>97.5%, β−<2.5%
		51	(7/2)−	−43.22	12.4 s *1*	β−
		52	3(+)	−40.4	8.2 s *2*	β−
		53	(7/2−)	−37.6s	>3 s	β−, β−n
		54	(3,4+)	−34.2	0.36 s *6*	β−
		55	(7/2−)	−29.6	0.115 s *15*	β−, β−n
		56	(1+)	−25.3s	35 ms *5*	β−, β−n
		56	(6+,7+)	−25.3s	60 ms *7*	β−, β−n
		57		−20.7s	13 ms *4*	β−
		57	(7/2−)	−20.7s	13 ms *4*	β−n
		58	(3+)	−15.2s	12 ms *5*	β−
		59		−10.0s	10 ms *sy*	β−?, β−n?
		60		−4.0s	3 ms *sy*	β−
22	Ti	38	0+	9.1s	<120 ns	2p?
		39	(3/2+)	1.5s	31 ms *+6−4*	ε, εp 14%
		40	0+	−8.9	53.3 ms *15*	ε, εp
		41	3/2+	−15.7s	80.4 ms *9*	ε, εp=100%
		42	0+	−25.122	199 ms *6*	ε
		43	7/2−	−29.321	509 ms *5*	ε
		44	0+	−37.549	60.0 y *11*	ε
		45	7/2−	−39.006	184.8 m *5*	ε
		46	0+	−44.123	**8.25% *3***	
		47	5/2−	−44.932	**7.44% *2***	
		48	0+	−48.488	**73.72% *3***	
		49	7/2−	−48.559	**5.41% *2***	
		50	0+	−51.427	**5.18% *2***	
		51	3/2−	−49.728	5.76 m *1*	β−
		52	0+	−49.465	1.7 m *1*	β−
		53	(3/2)−	−46.8	32.7 s *9*	β−
		54	0+	−45.6	1.5 s *4*	β−
		55	(3/2−)	−41.7	1.3 s *1*	β−
		56	0+	−38.9	200 ms *5*	β−, β−n
		57		−33.5	60 ms *16*	β−, β−n
		58	0+	−30.8s	59 ms *9*	β−
		59	(5/2−)	−25.2s	30 ms *3*	β−
		60	0+	−21.6s	22 ms *2*	β−
		61		−15.6s	>300 ns	β−?
		62	0+	−11.7s	10 ms *sy*	β−?
		63		−5.2s	3 ms *sy*	β−?, β−n?
23	V	40		10.3s	?	p?
		41		−0.2s	?	p?
		42		−8.2s	<55 ns	p
		43		−18.0s	>800 ms	ε
		44	(2+)	−24.1	111 ms *7*	ε, εα

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
25	Mn	44	(2−)	6.4s	<105 ns	ε, p
		45	(7/2−)	−5.1s	<70 ns	p
		46	[4+]	−12.4s	34 ms *+5−4*	ε, εp 22%
		47		−22.3s	100 ms *50*	ε, εp>3.4%
		48	4+	−29.3	158.1 ms *22*	ε, εp 0.28%, εα<6.0×10⁻⁴%
		49	5/2−	−37.62	382 ms *7*	ε
		50	0+	−42.627	283.29 ms *8*	ε
		50m	5+	−42.398	1.75 m *3*	ε
		51	5/2−	−48.241	46.2 m *1*	ε
		52	6+	−50.705	5.591 d *3*	ε
		52m	2+	−50.328	21.1 m *2*	ε 98.25%, IT 1.75%
		53	7/2−	−54.688	3.74×10^{6} y *4*	ε
		54	3+	−55.555	312.12 d *6*	ε, β−<2.9×10⁻⁴%
		55	5/2−	−57.711	**100%**	
		56	3+	−56.910	2.5789 h *1*	β−
		57	5/2−	−57.487	85.4 s *18*	β−
		58	1+	−55.91	3.0 s *1*	β−
		58m	(4)+	−55.83	65.2 s *5*	β−≈80%, IT≈20%
		59	(5/2)−	−55.48	4.59 s *5*	β−
		60	0+	−53.18	51 s *6*	β−
		60m	3+	−52.91	1.77 s *2*	β− 88.5%, IT 11.5%
		61	(5/2)−	−51.6	0.67 s *4*	β−
		62	1+	−48.0	92 ms *13*	β−
		62	(3+,4+)	−48.0	671 ms *5*	β−, β−n
		63	(5/2−)	−46.4	0.29 s *2*	β−
		64		−42.6	89 ms *4*	β−, β−n 1.42%
		65		−40.7	92 ms *1*	β−, β−n 6.92%
		66		−36.3s	64 ms *2*	β−, β−n 10.88%
		67	(5/2−)	−33.4s	47 ms *4*	β−, β−n
		69	5/2−	−25.3s	14 ms *4*	β−
26	Fe	45	(3/2+)	13.6s	3.8 ms *+20−8*	2p
		46	0+	0.8s	12 ms *+4−3*	
		47		−6.6s	21.8 ms *7*	ε, εp
		48	0+	−18.16s	44 ms *7*	ε, εp>3.6%
		49	(7/2−)	−24.6s	70 ms *3*	ε, εp≥52%
		50	0+	−34.48	155 ms *11*	ε, εp=0%
		51	5/2−	−40.22	305 ms *5*	ε
		52	0+	−48.332	8.275 h *8*	ε
		52m	(12+)	−41.512	45.9 s *6*	ε
		53	7/2−	−50.945	8.51 m *2*	ε
		53m	19/2−	−47.905	2.526 m *24*	IT
		54	0+	−56.252	**5.845% *35***	
		55	3/2−	−57.479	2.737 y *11*	ε
		56	0+	−60.605	**91.754% *36***	
		57	1/2−	−60.180	**2.119% *10***	
		58	0+	−62.153	**0.282% *4***	
		59	3/2−	−60.663	44.495 d *9*	β−
		60	0+	−61.412	1.5×10^{6} y *3*	β−
		61	3/2−,5/2−	−58.92	5.98 m *6*	β−
		62	0+	−58.90	68 s *2*	β−
		63	(5/2)−	−55.5	6.1 s *6*	β−

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
23	V	44m	(6+)	−24.1	150 ms *3*	ε
		45	7/2−	−31.88	547 ms *6*	ε
		46	0+	−37.073	422.50 ms *11*	ε
		47	3/2−	−42.002	32.6 m *3*	ε
		48	4+	−44.475	15.9735 d *25*	ε
		49	7/2−	−47.957	329 d *3*	ε
		50	6+	−49.222	1.4×10^{17} y *4*	ε 83%,
					0.250% *2*	β− 17%
		51	7/2−	−52.201	**99.750% *2***	
		52	3+	−51.441	3.743 m *5*	β−
		53	7/2−	−51.849	1.60 m *4*	β−
		54	3+	−49.89	49.8 s *5*	β−
		55	(7/2−)	−49.2	6.54 s *15*	β−
		56	(1+)	−46.1	216 ms *4*	β−
		56	1+	−46.1	216 ms *4*	β−n 0.06%
		57	(3/2−)	−44.2	0.35 s *1*	β−, β−n 0.04%
		58	(1+)	−40.2	185 ms *10*	β−
		59	(5/2−,3/2−)	−37.1	75 ms *7*	β−
		60		−32.6	68 ms *5*	β−
		60m		−32.6	122 ms *18*	β−, β−n
		61	(3/2−)	−29.4s	47 ms *1*	β−
		62		−24.4s	33.5 ms *2*	β−
		63	(7/2−)	−20.9s	17 ms *3*	β−
		64		−15.4s	>150 ns	β−
		65		−11.3s	10 ms *sy*	β−?, β−n?
24	Cr	42	0+	6.0s	13 ms *+4−2*	ε
		43	(3/2+)	−2.1s	21.6 ms *7*	ε, εp 23%, ε 6%
		44	0+	−13.46s	53 ms *+4−3*	ε, εp>7%
		45		−19.0	50 ms *6*	ε, εp>27%
		46	0+	−29.47	0.26 s *6*	ε
		47	3/2−	−34.56	500 ms *15*	ε
		48	0+	−42.819	21.56 h *3*	ε
		49	5/2−	−45.331	42.3 m *1*	ε
		50	0+	−50.259	$>1.3\times10^{18}$ y	2ε
					4.345% *13*	
		51	7/2−	−51.449	27.7025 d *24*	ε
		52	0+	−55.417	**83.789% *18***	
		53	3/2−	−55.285	**9.501% *17***	
		54	0+	−56.932	**2.365% *7***	
		55	3/2−	−55.107	3.497 m *3*	β−
		56	0+	−55.281	5.94 m *10*	β−
		57	3/2−,5/2−,7/2−	−52.524	21.1 s *10*	β−
		58	0+	−51.8	7.0 s *3*	β−
		59	(1/2−)	−47.9	0.46 s *5*	β−
		60	0+	−46.5	0.57 s *6*	β−
		61		−42.2	0.27 s *2*	β−
		62	0+	−40.4	209 ms *12*	β−, β−n
		63	(1/2−)	−35.5s	129 ms *2*	β−, β−n
		64	0+	−33.2s	43 ms *1*	β−
		65	(1/2−)	−27.8s	27 ms *3*	β−, β−n?
		66	0+	−24.8s	10 ms *6*	β−
		67		−19.0s	≈50 ms	β−?

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
26	Fe	64	0+	−54.8	2.0 s *2*	β−
		65		−50.9	1.3 s *3*	β−
		66	0+	−49.6	0.44 s *6*	β−
		67		−45.7	0.47 s *5*	β−, β−n 1.13%
		68	0+	−43.1	187 ms *6*	β−
		69	1/2−	−38.4s	109 ms *9*	β−
		70	0+	−35.9s	94 ms *17*	β−
		71	(7/2+)	−31.0s	>150 ns	β−
		72	0+	−28.3s	>150 ns	β−
27	Co	47		10.7s	?	p?
		49		−9.6s	<35 ns	ε, p
		50	(6+)	−17.2s	44 ms *4*	ε, εp>54%
		51	(7/2−)	−27.3s	>200 ns	ε
		52	(6+)	−33.92s	115 ms *23*	ε
		53	(7/2−)	−42.64	240 ms *9*	ε
		53m	(19/2−)	−39.45	247 ms *12*	ε=98.5%, p=1.5%
		54	0+	−48.009	193.28 ms *7*	ε
		54m	(7)+	−47.812	1.48 m 2	ε
		55	7/2−	−54.028	17.53 h *3*	ε
		56	4+	−56.039	77.233 d *27*	ε
		57	7/2−	−59.344	271.74 d *6*	ε
		58	2+	−59.846	70.86 d *6*	ε
		58m	5+	−59.821	9.04 h *11*	IT
		59	7/2−	−62.228	**100%**	
		60	5+	−61.649	1925.28 d *14*	β−
		60m	2+	−61.590	10.467 m *6*	IT 99.76%, β− 0.24%
		61	7/2−	−62.898	1.650 h *5*	β−
		62	2+	−61.43	1.50 m *4*	β−
		62m	5+	−61.41	13.91 m *5*	β−>99%, IT<1%
		63	7/2−	−61.84	27.4 s *5*	β−
		64	1+	−59.79	0.30 s *3*	β−
		65	(7/2)−	−59.17	1.20 s *6*	β−
		66	(3+)	−56.1	0.18 s *1*	β−
		67	(7/2−)	−55.1	0.425 s *20*	β−
		68	(7−)	−51.4	0.199 s *21*	β−
		68m	(3+)	−51.4	1.6 s *3*	β−
		69	7/2−	−50.0	0.22 s *2*	β−
		70	(6−)	−45.6	119 ms *6*	β−
		70m	(3+)	−45.6	0.50 s *18*	β−
		71		−43.9	79 ms *5*	β−, β−n 2.61%
		72	(6−,7−)	−39.3s	62 ms *3*	β−, β−n 4.8%
		73		−37.0s	41 ms *4*	β−
		74	0+	−32.2s	>150 ns	β−
		75	(7/2−)	−29.5s	>150 ns	β−
28	Ni	48	0+	18.4s	>0.5 μs	ε
		49		9.0s	12 ms *+5−3*	ε, εp?
		50	0+	−3.8s	12 ms *3*	εp 70%, ε
		51	(7/2−)	−11.4s	>200 ns	ε
		52	0+	−22.65s	38 ms *5*	ε, εp 17%
		53	(7/2−)	−29.4s	45 ms *15*	ε, εp=45%
		54	0+	−39.21	104 ms *7*	ε
		55	7/2−	−45.34	202 ms *3*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
28	**Ni**	56	0+	−53.90	6.075 d *10*	ε
		57	3/2−	−56.082	35.60 h *6*	ε
		58	0+	−60.228	**68.077% *9***	
		59	3/2−	−61.156	7.6×10^{4} y *5*	ε
		60	0+	−64.472	**26.223% *8***	
		61	3/2−	−64.221	**1.140% *1***	
		62	0+	−66.746	**3.634% *2***	
		63	1/2−	−65.513	100.1 y *20*	β−
		64	0+	−67.099	**0.926% *1***	
		65	5/2−	−65.126	2.5172 h *3*	β−
		66	0+	−66.006	54.6 h *3*	β−
		67	(1/2)−	−63.743	21 s *1*	β−
		68	0+	−63.464	29 s *2*	β−
		69	9/2+	−59.979	11.4 s *3*	β−
		69m	1/2−	−59.658	3.5 s *5*	β−
		70	0+	−59.1	6.0 s *3*	β−
		71		−55.2	2.56 s *3*	β−
		72	0+	−53.9	1.57 s *5*	β−, β−n
		73	(9/2+)	−49.9s	0.84 s *3*	β−
		74	0+	−48.4s	0.68 s *18*	β−, β−n
		75	(7/2+)	−43.9s	0.6 s *2*	β−, β−n 8.43%
		76	0+	−41.6s	0.24 s *+55−24*	β−, β−n
		77		−36.7s	>150 ns	β−?
		78	0+	−34s	>150 ns	β−
29	**Cu**	52	(3+)	−2.6s	?	p
		53	(3/2−)	−13.5s	<300 ns	ε , p
		54	(3+)	−21.7s	<75 ns	p
		55	3/2−	−31.6s	>200 ns	ε
		56	4+	−38.6s	94 ms *3*	ε
		57	3/2−	−47.31	196.3 ms 7	ε
		58	1+	−51.662	3.204 s 7	ε
		59	3/2−	−56.357	81.5 s *5*	ε
		60	2+	−58.344	23.7 m *4*	ε
		61	3/2−	−61.984	3.333 h *5*	ε
		62	1+	−62.798	9.67 m *3*	ε
		63	3/2−	−65.579	**69.17% *3***	
		64	1+	−65.424	12.700 h *2*	ε 61%, β− 39%
		65	3/2−	−67.264	**30.83% *3***	
		66	1+	−66.258	5.120 m *14*	β−
		67	3/2−	−67.319	61.83 h *12*	β−
		68	1+	−65.567	31.1 s *15*	β−
		68m	(6−)	−64.845	3.75 m *5*	IT 84%, β− 16%
		69	3/2−	−65.736	2.85 m *15*	β−
		70	(6−)	−62.976	44.5 s *2*	β−
		70m	(3−)	−62.875	33 s *2*	β− 52%, IT 48%
		70m	1+	−62.734	6.6 s *2*	β− 93.2%, IT 6.8%
		71	(3/2−)	−62.711	19.5 s *16*	β−
		72	(1+)	−59.783	6.6 s *1*	β−
		73	(3/2−)	−58.987	4.2 s *3*	β−
		74	(1+,3+)	−56.006	1.594 s *10*	β−
		75	(3/2−)	−54.1	1.224 s *3*	β−, β−n 3.5%
		76m		−50.976	0.641 s *6*	β−, β−n 3%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
31	**Ga**	63	(3/2−)	−56.547	32.4 s *5*	ε
		64	0+	−58.834	2.627 m *12*	ε
		65	3/2−	−62.657	15.2 m *2*	ε
		66	0+	−63.724	9.49 h *7*	ε
		67	3/2−	−66.880	3.2623 d *15*	ε
		68	1+	−67.086	67.71 m *9*	ε
		69	3/2−	−69.328	**60.108% *9***	
		70	1+	−68.910	21.14 m *3*	β− 99.59%, ε 0.41%
		71	3/2−	−70.140	**39.892% *9***	
		72	3−	−68.589	14.095 h *3*	β−
		73	3/2−	−69.699	4.86 h *3*	β−
		74	(3−)	−68.050	8.12 m *12*	β−
		74m	(0)	−67.990	9.5 s *10*	IT 75%, β−<50%
		75	(3/2)−	−68.465	126 s *2*	β−
		76	(2+,3+)	−66.297	32.6 s *6*	β−
		77	(3/2−)	−65.992	13.2 s *2*	β−
		78	(3+)	−63.707	5.09 s *5*	β−
		79	(3/2−)	−62.51	2.847 s *3*	β−, β−n 0.09%
		80	(3)	−59.1	1.676 s *14*	β−, β−n 0.86%
		81	(5/2−)	−58.0	1.217 s *5*	β−, β−n 11.9%
		82	(1,2,3)	−53.1s	0.599 s *2*	β−, β−n 19.8%
		83		−49.4s	0.308 s *1*	β−, β−n 37%
		84		−44.1s	0.085 s *10*	β−, β−n 70%
		85	(3/2−)	−40.1s	>150 ns	β−
		86		−34.4s	>150 ns	β−
32	**Ge**	58	0+	−8.4s	?	2p?
		59		−17.0s	?	2p?
		60	0+	−27.8s	~30 ms	ε ?, 2p ?
		61	(3/2−)	−33.7s	39 ms *12*	ε , εp 80%
		62	0+	−42.2s	129 ns *35*	ε
		63	(3/2−)	−46.9s	142 ms *8*	ε
		64	0+	−54.35	63.7 s *25*	ε
		65	(3/2)−	−56.4	30.9 s *5*	ε
		66	0+	−61.62	2.26 h *5*	ε
		67	1/2−	−62.658	18.9 m *3*	ε
		68	0+	−66.980	270.95 d *16*	ε
		69	5/2−	−67.101	39.05 h *10*	ε
		70	0+	−70.563	**20.37% *18***	
		71	1/2−	−69.908	11.43 d *3*	ε
		72	0+	−72.586	**27.31% *26***	
		73	9/2+	−71.296	**7.76% *8***	
		73m	1/2−	−71.231	0.499 s *11*	IT
		74	0+	−73.422	**36.73% *15***	
		75	1/2−	−71.856	82.78 m *4*	β−
		75m	7/2+	−71.717	47.7 s *5*	IT 99.97%, β− 0.03%
		76	0+	−73.213	1.2×10^{21} y *14*	2β−
		77	7/2+	−71.214	11.30 h *1*	β−
		77m	1/2−	−71.054	52.9 s *6*	β− 81%, IT 19%
		78	0+	−71.862	88.0 m *10*	β−
		79	(1/2)−	−69.49	18.98 s *3*	β−
		*79*m	(7/2+)	−69.30	39.0 s *10*	β− 96%, IT 4%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
29	**Cu**	76m		−50.976	1.27 s *30*	β−
		77		−48.6s	0.469 s *8*	β−
		78		−44.7s	342 ms *11*	β−
		79		−42.3s	188 ms *25*	β−, β−n 55%
		80		−36.4s	>300 ns	β−
30	**Zn**	54	0+	−6.6s	?	2p?
		55		−14.9s	>0.5 μs	ε , p
		56	0+	−25.7s	>0.5 μs	ε , p
		57	(7/2−)	−32.8s	38 ms *4*	ε , εp≥65%
		58	0+	−42.30	84 ms *9*	ε
		59	3/2−	−47.26	182.0 ms *18*	ε , εp 0.1%
		60	0+	−54.19	2.38 m *5*	ε
		61	3/2−	−56.35	89.1 s *2*	ε
		61m	1/2−	−56.26	<430 ms	IT
		61m	3/2−	−55.93	0.14 s 7	IT
		61m	5/2−	−55.59	<0.13 s	IT
		62	0+	−61.17	9.186 h *13*	ε
		63	3/2−	−62.213	38.47 m *5*	ε
		64	0+	−66.004	$>2.8\times10^{16}$ y	2ε
					48.63% *60*	
		65	5/2−	−65.912	243.66 d *9*	ε
		66	0+	−68.899	**27.90% *27***	
		67	5/2−	−67.880	**4.10% *13***	
		68	0+	−70.007	**18.75% *51***	
		69	1/2−	−68.418	56.4 m *9*	β−
		69m	9/2+	−67.979	13.76 h *2*	IT 99.97%, β− 0.03%
		70	0+	−69.565	$>1.3\times10^{16}$ y	2β−
					0.62% *3*	
		71	1/2−	−67.33	2.45 m *10*	β−
		71m	9/2+	−67.17	3.96 h *5*	β−, IT≤0.05%
		72	0+	−68.131	46.5 h *1*	β−
		73	(1/2)−	−65.41	23.5 s *10*	β−
		73m		−65.41	5.8 s *8*	IT, β−
		74	0+	−65.71	95.6 s *12*	β−
		75	(7/2+)	−62.47	10.2 s *2*	β−
		76	0+	−62.14	5.7 s *3*	β−
		77	(7/2+)	−58.7	2.08 s *5*	β−
		77m	(1/2−)	−57.9	1.05 s *10*	IT>50%, β−<50%
		78	0+	−57.34	1.47 s *15*	β−
		79	(9/2+)	−53.4s	0.995 s *19*	β−, β−n 1.3%
		80	0+	−51.8	0.54 s *2*	β−, β−n 8%
		81		−46.1s	0.29 s *5*	β−, β−n 7.5%
		82	0+	−42.5s	>150 ns	β−
		83	(5/2+)	−36.3s	>150 ns	β−
31	**Ga**	56		−4.7s	?	p?
		57		−15.9s	?	p?
		58		−24.0s	?	p?
		59		−34.1s	?	p?
		60	(2+)	−40.0s	70 ms *13*	ε 98.4%, εp 1.6%, εα<0.02%
		61	3/2−	−47.09	168 ms *3*	ε
		62	0+	−52.00	116.18 ms *4*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
32	**Ge**	*80*	0+	−69.52	29.5 s *4*	β−
		81	(9/2+)	−66.3	7.6 s *6*	β−
		81m	(1/2+)	−65.6	7.6 s *6*	β−
		82	0+	−65.6	4.55 s *5*	β−
		83	(5/2+)	−60.9s	1.85 s *6*	β−
		84	0+	−58.2s	0.947 s *11*	β−, β−n 10.8%
		85		−53.1s	535 ms *47*	β−, β−n 14%
		86	0+	−49.8s	>150 ns	β−
		87	(5/2+)	−44.2s	≈0.14 s	β−, β−n
		88	0+	−40.1s	≥300 ns	β−?
		89		−33.7s	>150 ns	β−
33	**As**	60		−6.4s	?	p?
		61		−18.1s	?	p?
		62		−25.0s	?	p
		63	(3/2−)	−33.8s	?	p
		64		−39.5s	18 ms *+43−7*	ε ?
		65		−47.0s	128 ms *16*	ε
		66		−51.5	95.79 ms *22*	ε
		67	(5/2−)	−56.6	42.5 s *12*	ε
		68	3+	−58.90	151.6 s *8*	ε
		69	5/2−	−63.09	15.2 m *2*	ε
		70	4+	−64.34	52.6 m *3*	ε
		71	5/2−	−67.894	65.28 h *15*	ε
		72	2−	−68.230	26.0 h *1*	ε
		73	3/2−	−70.957	80.30 d *6*	ε
		74	2−	−70.860	17.77 d *2*	ε 66%, β− 34%
		75	3/2−	−73.032	**100%**	
		76	2−	−72.289	1.0942 d *7*	β−
		77	3/2−	−73.917	38.83 h *5*	β−
		78	2−	−72.817	90.7 m *2*	β−
		79	3/2−	−73.636	9.01 m *15*	β−
		80	1+	−72.16	15.2 s *2*	β−
		81	3/2−	−72.533	33.3 s *8*	β−
		82	(1+)	−70.3	19.1 s *5*	β−
		82m	(5−)	−70.3	13.6 s *4*	β−
		83	(5/2−,3/2−)	−69.9	13.4 s *3*	β−
		84	(3−)	−66.1s	3.24 s *26*	β−, β−n 0.28%
		85	(3/2−)	−63.3s	2.021 s *10*	β−, β−n 59.4%
		86		−59.2s	0.945 s *8*	β−, β−n 33%
		87	(3/2−)	−56.0s	0.56 s *8*	β−, β−n 15.4%
		88		−51.3s	≥300 ns	β−?, β−n?
		89		−47.1s	≥300 ns	β−?
		90		−41.5s	>150 ns	β−?
		91		−36.9s	>150 ns	β−
		92		−30.9s	>300 ns	β−
34	**Se**	65		−32.9s	<50 ms	ε
		66	0+	−41.7s	33 ms *12*	ε
		67		−46.5s	133 ms *11*	ε , εp 0.5%
		68	0+	−54.21	35.5 s 7	ε
		69	(1/2−,3/2−)	−56.30	27.4 s *2*	ε , εp 0.05%
		70	0+	−62.05	41.1 m *3*	ε
		71	5/2−	−63.12	4.74 m *5*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
34 Se 72	0+	−67.89	8.40 d *8*	ε
73	9/2+	−68.22	7.15 h *8*	ε
73m	3/2−	−68.19	39.8 m *13*	IT 72.6%, ε 27.4%
74	0+	−72.213	**0.89%** ***4***	
75	5/2+	−72.169	119.779 d *4*	ε
76	0+	−75.252	**9.37%** ***29***	
77	1/2−	−74.600	**7.63%** ***16***	
77m	7/2+	−74.438	17.36 s *5*	IT
78	0+	−77.026	**23.77%** ***28***	
79	7/2+	−75.918	2.95×10^{5} y *38*	β−
79m	1/2−	−75.822	3.92 m *1*	IT 99.94%, β− 0.06%
80	0+	−77.760	**49.61%** ***41***	
81	1/2−	−76.390	18.45 m *12*	β−
81m	7/2+	−76.286	57.28 m *2*	IT 99.95%, β− 0.05%
82	0+	−77.594	9.1×10^{19} y *9*	2β−
			8.73% ***22***	
83	9/2+	−75.341	22.3 m *3*	β−
83m	1/2−	−75.112	70.1 s *4*	β−
84	0+	−75.95	3.10 m *10*	β−
85	(5/2+)	−72.43	31.7 s *9*	β−
86	0+	−70.54	15.3 s *9*	β−
87	(5/2+)	−66.58	5.50 s *12*	β−, β−n 0.2%
88	0+	−63.88	1.53 s *6*	β−, β−n 0.99%
89	(5/2+)	−59.2s	0.41 s *4*	β−, β−n 7.8%
90	0+	−55.9s	>150 ns	β−?
91		−50.3s	0.27 s *5*	β−, β−n 21%
92	0+	−46.6s	>300 ns	β−
93	(1/2+)	−40.7s	>150 ns	β−
94	0+	−36.8s	>150 ns	β−
35 Br 67		−32.8s	?	p?
68		−38.6s	<1.2 µs	p?
69		−46.5s	<24 ns	p
70	0+	−51.4s	79.1 ms *8*	ε
70m	9+	−49.1s	2.2 s *2*	ε
71	(5/2)−	−57.1	21.4 s *6*	ε
72	1+	−59.02	78.6 s *24*	ε
72m	1−	−58.91	10.6 s *3*	IT=100%, ε
73	1/2−	−63.63	3.4 m *2*	ε
74	(0−)	−65.31	25.4 m *3*	ε
74m	4(+)	−65.29	46 m *2*	ε
75	3/2−	−69.14	96.7 m *13*	ε
76	1−	−70.289	16.2 h *2*	ε
76m	(4)+	−70.186	1.31 s *2*	IT>99.4%, ε<0.6%
77	3/2−	−73.235	57.036 h *6*	ε
77m	9/2+	−73.129	4.28 m *10*	IT
78	1+	−73.452	6.46 m *4*	ε≥99.99%, β−≤0.01%
79	3/2−	−76.068	**50.69%** ***7***	
79m	9/2+	−75.861	4.86 s *4*	IT
80	1+	−75.890	17.68 m *2*	β−91.7%, ε 8.3%
80m	5−	−75.804	4.4205 h *8*	IT
81	3/2−	−77.975	**49.31%** ***7***	

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
36 Kr *98*	0+	−44.8s	46 ms *8*	β−, β−n 7%
99	(3/2+)	−39.5s	40 ms *11*	β−, β−n 11%
100	0+	−36.2s	>150 ns	β−
37 Rb 71		−32.3s	?	p?
72	(3+)	−38.1s	<1.2 µs	p
73		−46.1s	>30 ns	ε , p>0%
74	(0+)	−51.917	64.9 ms *5*	ε
75	(3/2−)	−57.222	19.0 s *12*	ε
76	1(−)	−60.480	36.5 s *6*	ε , εα 3.8×10^{-7}%
77	3/2−	−64.825	3.77 m *4*	ε
78	0(+)	−66.936	17.66 m *8*	ε
78m	4(−)	−66.833	5.74 m *5*	ε 90%, IT 10%
79	5/2+	−70.803	22.9 m *5*	ε
80	1+	−72.173	33.4 s *7*	ε
81	3/2−	−75.455	4.570 h *4*	ε
81m	9/2+	−75.368	30.5 m *3*	IT 97.6%, ε 2.4%
82	1+	−76.188	1.273 m *2*	ε
82m	5−	−76.119	6.472 h *5*	ε , IT<0.33%
83	5/2−	−79.075	86.2 d *1*	ε
84	2−	−79.750	33.1 d *1*	ε 96.2%, β− 3.8%
84m	6−	−79.286	20.26 m *4*	IT
85	5/2−	−82.167	**72.17%** ***2***	
86	2−	−82.747	18.642 d *18*	β− 99.99%, ε 5.2×10^{-3}%
86m	6−	−82.191	1.017 m *3*	IT, β−<0.3%
87	3/2−	−84.598	4.97×10^{10} y *3*	β−
			27.83% ***2***	
88	2−	−82.609	17.773 m *11*	β−
89	3/2−	−81.713	15.15 m *12*	β−
90	0−	−79.362	158 s *5*	β−
90m	3−	−79.255	258 s *4*	β− 97.4%, IT 2.6%
91	3/2(−)	−77.745	58.4 s *4*	β−
92	0−	−74.772	4.492 s *20*	β−, β−n 0.01%
93	5/2−	−72.618	5.84 s *2*	β−, β−n 1.39%
94	3(−)	−68.553	2.702 s *5*	β−, β−n 10.01%
95	5/2−	−65.85	377.5 ms *8*	β−, β−n 8.73%
96	2+	−61.22	202.8 ms *33*	β−, β−n 14%
97	3/2+	−58.36	169.9 ms *7*	β−, β−n 25.1%
98	(0,1)	−54.22	114 ms *5*	β−, β−n 13.8%, β−0.05%
99	(5/2+)	−50.9	50.3 ms *7*	β−, β−n 15.9%
100		−46.7s	51 ms *8*	β−, β−n 6%, β−2n 0.16%
101	(3/2+)	−43.6	32 ms *5*	β−, β−n 28%
38 Sr 73		−31.7s	>25 ms	ε , εp>0%
74	0+	−40.7s	>1.2 µs	ε
75	(3/2−)	−46.6	88 ms *3*	ε , εp 5.2%
76	0+	−54.24	7.89 s *7*	ε , εp 0.34%
77	5/2+	−57.804	9.0 s *2*	ε , εp<0.25%
78	0+	−63.174	2.5 m *3*	ε
79	3/2(−)	−65.477	2.25 m *10*	ε
80	0+	−70.308	106.3 m *15*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
35 Br 82	5−	−77.496	35.282 h *7*	β−
82m	2−	−77.451	6.13 m *5*	IT 97.6%, β− 2.4%
83	3/2−	−79.009	2.40 h *2*	β−
84	2−	−77.80	31.80 m *8*	β−
84m	6−	−77.48	6.0 m *2*	β−
85	3/2−	−78.61	2.90 m *6*	β−
86	(2−)	−75.64	55.1 s *4*	β−
87	3/2−	−73.86	55.65 s *13*	β−, β−n 2.6%
88	(2−)	−70.73	16.29 s *6*	β−, β−n 6.58%
89	(3/2−,5/2−)	−68.57	4.40 s *3*	β−, β−n 13.8%
90		−64.62	1.91 s *1*	β−, β−n 25.2%
91		−61.51	0.541 s *5*	β−, β−n 20%
92	(2−)	−56.58	0.343 s *15*	β−, β−n 33.1%
93	(5/2−)	−53.0s	102 ms *10*	β−, β−n 69%
94		−47.8s	70 ms *20*	β−, β−n 70%
95	(3/2−)	−43.9s	>150 ns	β−
96		−38.6s	>150 ns	β−
97	(3/2−)	−34.7s	>150 ns	β−
36 Kr 69		−32.4s	32 ms *10*	ε
70	0+	−41.7s	52 ms *17*	ε , εp≤1.3%
71	(5/2)−	−46.9	100 ms *3*	ε , εp 5.2%
72	0+	−53.941	17.1 s *2*	ε
73	3/2−	−56.552	27.3 s *10*	ε , εp 0.25%
74	0+	−62.332	11.50 m *11*	ε
75	5/2+	−64.324	4.29 m *17*	ε
76	0+	−69.014	14.8 h *1*	ε
77	5/2+	−70.169	74.4 m *6*	ε
78	0+	−74.180	≥2.3×10^{22} y	2ε
			0.35% ***1***	
79	1/2−	−74.443	35.04 h *10*	ε
79m	7/2+	−74.313	50 s *3*	IT
80	0+	−77.893	**2.28%** ***6***	
81	7/2+	−77.694	2.29×10^{5} y *11*	ε
81m	1/2−	−77.503	13.10 s *3*	IT, ε 2.5×10^{-3}%
82	0+	−80.590	**11.58%** ***14***	
83	9/2+	−79.982	**11.49%** ***6***	
83m	1/2−	−79.940	1.83 h *2*	IT
84	0+	−82.431	**57.00%** ***4***	
85	9/2+	−81.480	3916.8 d *25*	β−
85m	1/2−	−81.175	4.480 h *8*	β− 78.6%, IT 21.4%
86	0+	−83.266	**17.30%** ***22***	
87	5/2+	−80.709	76.3 m *5*	β−
88	0+	−79.69	2.84 h *3*	β−
89	3/2(+)	−76.73	3.15 m *4*	β−
90	0+	−74.97	32.32 s *9*	β−
91	5/2(+)	−71.31	8.57 s *4*	β−
92	0+	−68.79	1.840 s *8*	β−, β−n 0.03%
93	1/2+	−64.0	1.286 s *10*	β−, β−n 1.95%
94	0+	−61.1s	212 ms *5*	β−, β−n 1.26%
95	1/2	−56.0s	114 ms *3*	β−, β−n 2.87%
96	0+	−53.0s	80 ms *8*	β−, β−n 3.8%
97		−47.9s	63 ms *4*	β−, β−n 8.2%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
38 Sr 81	1/2−	−71.528	22.3 m *4*	ε
82	0+	−76.008	25.55 d *15*	ε
83	7/2+	−76.80	32.41 h *3*	ε
83m	1/2−	−76.54	4.95 s *12*	IT
84	0+	−80.644	**0.56%** ***1***	
85	9/2+	−81.103	64.84 d *2*	ε
85m	1/2−	−80.864	67.63 m *4*	IT 86.6%, ε 13.4%
86	0+	−84.524	**9.86%** ***1***	
87	9/2+	−84.880	**7.00%** ***1***	
87m	1/2−	−84.492	2.815 h *12*	IT 99.7%, ε 0.3%
88	0+	−87.922	**82.58%** ***1***	
89	5/2+	−86.209	50.57 d *3*	β−
90	0+	−85.942	28.90 y *3*	β−
91	5/2+	−83.645	9.63 h *5*	β−
92	0+	−82.868	2.66 h *4*	β−
93	5/2+	−80.085	7.423 m *24*	β−
94	0+	−78.840	75.3 s *2*	β−
95	1/2+	−75.117	23.90 s *14*	β−
96	0+	−72.94	1.07 s *1*	β−
97	1/2+	−68.79	429 ms *5*	β−, β−n≤0.05%
98	0+	−66.65	0.653 s *2*	β−, β−n 0.25%
99	3/2+	−62.19	0.269 s *1*	β−, β−n 0.1%
100	0+	−60.2	202 ms *3*	β−, β−n 0.78%
101	(5/2−)	−55.4	118 ms *3*	β−, β−n 2.37%
102	0+	−53.1	69 ms *6*	β−, β−n 4.8%
103		−47.6s	>150 ns	β−
104	0+	−44.4s	>300 ns	
105		−38.6s	>150 ns	β−
39 Y 76		−38.7s	>200 ns	ε ?, p?
77		−46.90s	=0.06 s	ε , εp
78	(0+)	−52.5s	50 ms *8*	ε
78m	(5+)	−52.5s	5.7 s *7*	ε
79	(5/2+)	−58.4	14.8 s *6*	ε , εp
81m	(4−)	−61.2	30.1 s *5*	ε , εp
80m	(1−)	−61.0	4.8 s *3*	IT 81%, ε 19%
81	(5/2+)	−66.02	70.4 s *10*	ε
82	1+	−68.2	8.30 s *20*	ε
83	9/2+	−72.33	7.08 m *6*	ε
83m	3/2−	−72.26	2.85 m *2*	ε 60%, IT 40%
84	1+	−74.16	4.6 s *2*	ε
84m	(5−)	−74.16	39.5 m *8*	ε
85	(1/2)−	−77.84	2.68 h *5*	ε
85m	9/2+	−77.82	4.86 h *13*	ε , IT<2.0×10^{-3}%
86	4−	−79.28	14.74 h *2*	ε
86m	(8+)	−79.07	48 m *1*	IT 99.31%, ε 0.69%
87	1/2−	−83.019	79.8 h *3*	ε
87m	9/2+	−82.638	13.37 h *3*	IT 98.43%, ε 1.57%
88	4−	−84.299	106.616 d *13*	ε
89	1/2−	−87.702	**100%**	
89m	9/2+	−86.793	15.28 s *17*	IT
90	2−	−86.488	64.053 h *20*	β−
90m	7+	−85.806	3.19 h *6*	IT, β− 1.8×10^{-3}%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
39 Y *91*	1/2−	−86.345	58.51 d *6*	β−
91m	9/2+	−85.789	49.71 m *4*	IT, β−<1.5%
92	2−	−84.813	3.54 h *1*	β−
93	1/2−	−84.22	10.18 h *8*	β−
93m	7/2+	−83.46	0.82 s *4*	IT
94	2−	−82.349	18.7 m *1*	β−
95	1/2−	−81.207	10.3 m *1*	β−
96	0−	−78.35	5.34 s *5*	β−
96m	(8)+	−78.35	9.6 s *2*	β−
97	(1/2−)	−76.26	3.75 s *3*	β−, β−n 0.058%
97m	(9/2)+	−75.59	1.17 s *3*	β−>99.3%, IT<0.7%, β−n<0.08%
97m	(27/2−)	−72.73	142 ms *8*	IT>80%, β−<20%
98	(0)−	−72.47	0.548 s *2*	β−, β−n 0.33%
98m	(4,5)	−72.06	2.0 s *2*	β−>80%, IT<20%, β−n 3.4%
99	(5/2+)	−70.20	1.470 s *7*	β−, β−n 1.9%
100	1−,2−	−67.29	735 ms *7*	β−, β−n 0.92%
100m	(3,4,5)	−67.29	0.94 s *3*	β−
101	(5/2+)	−64.91	0.45 s *2*	β−, β−n 1.5%
102m		−61.89	0.30 s *1*	β−, β−n 6%
102m		−61.89	0.36 s *4*	β−, β−n 4%
103	(5/2+)	−58.9s	0.23 s *2*	β−, β−n 8%
104		−54.9s	180 ms *60*	β−, β−n ?
105		−51.4s	>300 ns	β−?
106		−46.8s	>150 ns	β−
107	(5/2+)	−42.7s	≈30 ms	β−
108		−37.7s	20 ms *sy*	β−, β−n
40 Zr 78	0+	−41.7s	>200 ns	ε ?, εp?
79		−47.4s	56 ms *30*	ε , εp
80	0+	−56	4.6 s *6*	ε , εp
81	(3/2−)	−58.5	5.5 s *4*	ε , εp 0.12%
82	0+	−64.2s	32 s *5*	ε
83	(1/2−)	−66.46	41.6 s *24*	ε , εp
84	0+	−71.5s	25.9 m *7*	ε
85	7/2+	−73.1	7.86 m *4*	ε
85m	(1/2−)	−72.9	10.9 s *3*	IT≤92%, ε>8%
86	0+	−77.80	16.5 h *1*	ε
87	(9/2)+	−79.348	1.68 h *1*	ε
87m	(1/2)−	−79.012	14.0 s *2*	IT
88	0+	−83.62	83.4 d *3*	ε
89	9/2+	−84.869	78.41 h *12*	ε
89m	1/2−	−84.281	4.161 m *17*	IT 93.77%, ε 6.23%
90	0+	−88.767	**51.45%** ***40***	
90m	5−	−86.448	809.2 ms *20*	IT
91	5/2+	−87.890	**11.22%** ***5***	
92	0+	−88.454	**17.15%** ***8***	
93	5/2+	−87.117	1.53×10^{6} y *10*	β−
94	0+	−87.267	**17.38%** ***28***	
95	5/2+	−85.658	64.032 d *6*	β−
96	0+	−85.443	$>3.9\times10^{20}$ y	2β−
			2.80% ***9***	

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
40 Zr *97*	1/2+	−82.947	16.744 h *11*	β−
98	0+	−81.29	30.7 s *1*	β−
99	(1/2+)	−77.77	2.1 s *1*	β−
100	0+	−76.60	7.1 s *4*	β−
101	(3/2+)	−73.46	2.3 s *1*	β−
102	0+	−71.74	2.9 s *2*	β−
103	(5/2−)	−68.4	1.3 s *1*	β−
104	0+	−66.3s	1.2 s *3*	β−
105		−62.4s	0.6 s *1*	β−
106	0+	−59.7s	>150 ns	β−?
107		−55.2s	≈150 ms	β−
108	0+	−52.2s	80 ms *sy*	β−, β−n
109		−47.3s	>150 ns	β−, β−n
110	0+	−43.9s	>150 ns	β−
41 Nb 81		−47s	≈0.8 s	ε ?, εp ?, p ?
82	0+	−53.0s	50 ms *5*	ε
83	(5/2+)	−59.0	4.1 s *3*	ε
84	3+	−61.9s	9.5 s *10*	ε , εp
85	(9/2+)	−67.1	20.9 s *7*	ε
86?		−69.83	56 s *8*	ε
86m	(6+)	−69.83	88 s *1*	ε
87	(1/2−)	−74.18	3.75 m *9*	ε
87m	(9/2+)	−74.18	2.6 m *1*	ε
88	(8+)	−76.1	14.55 m *6*	ε
88m	(4−)	−76.1	7.78 m *5*	ε
89	(9/2+)	−80.65	2.03 h *7*	ε
89m	(1/2)−	−80.62	66 m *2*	ε
90	8+	−82.656	14.60 h *5*	ε
90m	4−	−82.532	18.81 s *6*	IT
91	9/2+	−86.632	6.8×10^{2} y *13*	ε
91m	1/2−	−86.528	60.86 d *22*	IT 96.6%, ε 3.4%
92	(7)+	−86.448	3.47×10^{7} y *24*	ε , β−<0.05%
92m	(2)+	−86.313	10.15 d *2*	ε
93	9/2+	−87.208	**100%**	
93m	1/2−	−87.177	16.13 y *14*	IT
94	(6)+	−86.365	2.03×10^{4} y *16*	β−
94m	3+	−86.324	6.263 m *4*	IT 99.5%, β− 0.5%
95	9/2+	−86.782	34.991 d *6*	β−
95m	1/2−	−86.546	3.61 d *3*	IT 94.4%, β− 5.6%
96	6+	−85.604	23.35 h *5*	β−
97	9/2+	−85.606	72.1 m *7*	β−
97m	1/2−	−84.863	58.7 s *18*	IT
98	1+	−83.529	2.86 s *6*	β−
98m	(5+)	−83.445	51.3 m *4*	β− 99.9%, IT<0.2%
99	9/2+	−82.33	15.0 s *2*	β−
99m	1/2−	−81.96	2.6 m *2*	β−>96.2%, IT<3.8%
100	1+	−79.94	1.5 s *2*	β−
100m	(4+,5+)	−79.44	2.99 s *11*	β−
101	(5/2+)	−78.94	7.1 s *3*	β−
102m	1+	−76.35	1.3 s *2*	β−
102m		−76.35	4.3 s *4*	β−
103	(5/2+)	−75.32	1.5 s *2*	β−

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
41 Nb *104*	(1+)	−72.2	4.9 s *3*	β−, β−n 0.06%
104m		−72.0	0.94 s *4*	β−, β−n 0.09%
105	(5/2+)	−70.85	2.95 s *6*	β−, β−n 1.7%
106		−67.1s	1.02 s *5*	β−, β−n 4.5%
107		−64.9s	330 ms *50*	β−
108	(2+)	−60.7s	0.193 s *17*	β−, β−n 6.2%
109	(5/2)	−58.1s	0.19 s *3*	β−, β−n 31%
110		−53.6s	0.17 s *2*	β−, β−n 40%
111	(5/2+)	−50.6s	80. ms *sy*	β−
112	(2+)	−45.8s	>150 ns	β−
113		−42.2s	30 ms *sy*	β−
42 Mo 83		−47.7s	6 ms *+30−3*	ε
84	0+	−55.8s	3.7 s *+10−8*	ε
85	(1/2−)	−59.1s	3.2 s *2*	εp 0.14%, ε
86	0+	−64.6	19.6 s *11*	ε
87	7/2+	−67.7	14.02 s *26*	ε , εp 15%
88	0+	−72.70	8.0 m *2*	ε
89	(9/2+)	−75.00	2.11 m *10*	ε
89m	(1/2−)	−74.62	190 ms *15*	IT
90	0+	−80.167	5.56 h *9*	ε
91	9/2+	−82.20	15.49 m *1*	ε
91m	1/2−	−81.55	64.6 s *6*	ε 50%, IT 50%
92	0+	−86.805	**14.84%** ***35***	
93	5/2+	−86.803	4.0×10^{3} y *8*	ε
93m	21/2+	−84.379	6.85 h *7*	IT 99.88%, ε 0.12%
94	0+	−88.410	**9.25%** ***12***	
95	5/2+	−87.707	**15.92%** ***13***	
96	0+	−88.790	**16.68%** ***2***	
97	5/2+	−87.540	**9.55%** ***8***	
98	0+	−88.112	**24.13%** ***31***	
99	1/2+	−85.966	2.7489 d *6*	β−
100	0+	−86.184	0.78×10^{19} y *8*	2β−
			9.63% ***23***	
101	1/2+	−83.511	14.61 m *3*	β−
102	0+	−83.56	11.3 m *2*	β−
103	(3/2+)	−80.85	67.5 s *15*	β−
104	0+	−80.33	60 s *2*	β−
105	(5/2−)	−77.34	35.6 s *16*	β−
106	0+	−76.26	8.4 s *5*	β−
107	(7/2−)	−72.9	3.5 s *5*	β−
108	0+	−71.3s	1.09 s *2*	β−
109	(7/2−)	−67.2s	0.53 s *6*	β−
110	0+	−65.5s	0.27 s *1*	β−
111		−61.1s	200. ms *sy*	β−
112	0+	−58.8s	>150 ns	β−?
113		−54.1s	100 ms *sy*	β−
114	0+	−51.3s	80 ms *sy*	β−
115		−46.3s	60 ms *sy*	β−, β−n
43 Tc 85		−47.7s	≈0.5 s	ε ?
86	(0+)	−53.2s	54 ms *7*	ε
87	(9/2+)	−59.1s	2.2 s *2*	ε
88	(3+)	−62.7s	5.8 s *2*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
43 Tc 88m	(6+)	−62.7s	6.4 s *8*	ε
89	(9/2+)	−67.8s	12.8 s *9*	ε
89m	(1/2−)	−67.8s	12.9 s *8*	ε , IT<0.01%
90m	1+	−71.2	8.7 s *2*	ε
90m	(6+)	−70.7	49.2 s *4*	ε
91	(9/2)+	−76.0	3.14 m *2*	ε
91m	(1/2)−	−75.8	3.3 m *1*	ε , IT<1%
92	(8)+	−78.93	4.25 m *15*	ε
93	9/2+	−83.603	2.75 h *5*	ε
93m	1/2−	−83.211	43.5 m *10*	IT 76.6%, ε 23.4%
94	7+	−84.154	293 m *1*	ε
94m	(2)+	−84.079	52.0 m *10*	ε , IT<0.1%
95	9/2+	−86.017	20.0 h *1*	ε
95m	1/2−	−85.978	61 d *2*	ε 96.12%, IT 3.88%
96	7+	−85.817	4.28 d *7*	ε
96m	4+	−85.783	51.5 m *10*	IT 98%, ε 2%
97	9/2+	−87.220	4.21×10^{6} y *16*	ε
97m	1/2−	−87.123	91.4 d *8*	IT, ε 3.94%
98	(6)+	−86.428	4.2×10^{6} y *3*	β−
99	9/2+	−87.323	2.111×10^{5} y *12*	β−
99m	1/2−	−87.180	6.0058 h *12*	IT, β− 3.7×10⁻³%
100	1+	−86.016	15.8 s *1*	β−, ε 1.8×10⁻³%
101	9/2+	−86.34	14.22 m *1*	β−
102	1+	−84.566	5.28 s *15*	β−
102m	(4,5)	−84.566	4.35 m *7*	β− 98%, IT 2%
103	5/2+	−84.60	54.2 s *8*	β−
104	(3+)	−82.49	18.3 m *3*	β−
105	(3/2−)	−82.29	7.6 m *1*	β−
106	(1,2)	−79.78	35.6 s *6*	β−
107	(3/2−)	−79.1	21.2 s *2*	β−
108	(2)+	−76.0	5.17 s *7*	β−
109	(5/2+)	−74.54	0.86 s *4*	β−, β−n 0.08%
110	(2+)	−70.96	0.92 s *3*	β− 99.96%, β−n 0.04%
111	(7/2+,9/2+)	−69.2	290 ms *20*	β−, β−n 0.85%
112		−66.0	0.29 s *2*	β−, β−n 1.5%
113		−63.7s	170 ms *20*	β−, β−n 2.1%
114		−59.7s	150 ms *30*	β−, β−n
115		−57.1s	100 ms *sy*	β−, β−n
116		−52.8s	90 ms *sy*	β−
117		−49.9s	40 ms *sy*	β−
118		−45.2s	>150 ns	β−
44 Ru 87		−47.3s	>1.5 µs	ε ?
88	0+	−55.6s	1.2 s *+3−2*	ε , εp
89		−59.5s	1.5 s *2*	ε , εp<0.15%
90	0+	−65.3s	11.7 s *9*	ε
91	(9/2+)	−68.7s	7.9 s *4*	ε
91m	(1/2−)	−68.7s	7.6 s *8*	ε>0%, εp>0%, IT
92	0+	−74.4s	3.65 m *5*	ε
93	(9/2)+	−77.27	59.7 s *6*	ε
93m	(1/2)−	−76.53	10.8 s *3*	ε 78%, IT 22%, εp 0.03%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
44	**Ru**	94	0+	−82.57	51.8 m *6*	ε
		95	5/2+	−83.45	1.643 h *14*	ε
		96	0+	−86.072	**5.54%** ***14***	
		97	5/2+	−86.112	2.791 d *4*	ε
		98	0+	−88.225	**1.87%** ***3***	
		99	5/2+	−87.617	**12.76%** ***14***	
		100	0+	−89.219	**12.60%** ***7***	
		101	5/2+	−87.950	**17.06%** ***2***	
		102	0+	−89.098	**31.55%** ***14***	
		103	3/2+	−87.259	39.26 d *2*	β−
		104	0+	−88.089	**18.62%** ***27***	
		105	3/2+	−85.928	4.44 h *2*	β−
		106	0+	−86.322	373.59 d *15*	β−
		107	(5/2)+	−83.9	3.75 m *5*	β−
		108	0+	−83.7	4.55 m *5*	β−
		109	(5/2+)	−80.85	34.5 s *10*	β−
		110	0+	−79.98	11.6 s *6*	β−
		111	(5/2+)	−76.67	2.12 s *7*	β−
		112	0+	−75.48	1.75 s *7*	β−
		113	(5/2+)	−72.20	0.80 s *5*	β−
		113m	(11/2−)	−72.07	510 ms *30*	β− 92%, IT 8%
		114	0+	−70.5s	0.53 s *6*	β−
		115		−66.4	740 ms *80*	β−, β−n
		116	0+	−64.4s	400 ms *sy*	β−?
		117		−60.0s	300 ms *sy*	β−
		118	0+	−57.9s	>150 ns	β−?
		119		−53.2s	>150 ns	β−
		120	0+	−50.9s	>150 ns	β−
45	**Rh**	89		−47.7s	>1.5 µs	ε
		90		−53.2s	12 ms *+9−4*	ε ?
		90m		−53.2s	1.0 s *+3−2*	ε ?
		91	(9/2+)	−59.1s	1.47 s *22*	ε
		91m	(1/2−)	−59.1s	1.46 s *11*	ε
		92	(2+)	−63.4s	0.5 s *4*	ε
		92	(≥ 6+)	−63.4s	4.66 s *25*	ε
		93	(9/2+)	−69.2s	11.9 s *7*	ε
		94m	(8+)	−72.9s	25.8 s *2*	ε
		94m	(3+)	−72.9s	70.6 s *6*	ε
		95	(9/2)+	−78.3	5.02 m *10*	ε
		95m	(1/2)−	−77.8	1.96 m *4*	IT 88%, ε 12%
		96	(6+)	−79.68	9.90 m *10*	ε
		96m	(3+)	−79.63	1.51 m *2*	IT 60%, ε 40%
		97	9/2+	−82.59	30.7 m *6*	ε
		97m	1/2−	−82.33	46.2 m *16*	ε 94.4%, IT 5.6%
		98	(2)+	−83.17	8.72 m *12*	ε
		98m	(5+)	−83.17	3.6 m *2*	IT 89%, ε 11%
		99	1/2−	−85.574	16.1 d *2*	ε
		99m	9/2+	−85.510	4.7 h *1*	ε >99.84%, IT<0.16%
		100	1−	−85.58	20.8 h *1*	ε
		100m	(5+)	−85.58	4.6 m *2*	IT≈98.3%, ε ≈1.7%
		101	1/2−	−87.41	3.3 y *3*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
45	**Rh**	101m	9/2+	−87.25	4.34 d *1*	ε 92.8%, IT 7.2%
		102	(1−,2−)	−86.775	207 d *3*	ε 78%, β− 22%
		102m	6(+)	−86.634	≈2.9 y	ε 99.77%, IT 0.23%
		103	1/2−	−88.022	**100%**	
		103m	7/2+	−87.982	56.114 m *9*	IT
		104	1+	−86.950	42.3 s *4*	β− 99.55%, ε 0.45%
		104m	5+	−86.821	4.34 m *3*	IT 99.87%, β− 0.13%
		105	7/2+	−87.846	35.36 h *6*	β−
		105m	1/2−	−87.716	42.9 s *3*	IT
		106	1+	−86.362	29.80 s *8*	β−
		106m	(6)+	−86.225	131 m *2*	β−
		107	7/2+	−86.86	21.7 m *4*	β−
		108	1+	−85.0	16.8 s *5*	β−
		108m	(5+)	−85.0	6.0 m *3*	β−
		109	7/2+	−85.01	80 s *2*	β−
		110m	1+	−82.78	3.2 s *2*	β−
		110m	(≥4)	−82.78	28.5 s *15*	β−
		111	(7/2+)	−82.36	11 s *1*	β−
		112m	1+	−79.74	3.45 s *37*	β−
		112m	(4,5,6)	−79.74	6.73 s *15*	β−
		113	(7/2+)	−78.68	2.80 s *12*	β−
		114	1+	−75.6	1.85 s *5*	β−
		114m	(4,5)	−75.6	1.85 s *5*	β−
		115	(7/2+)	−74.21	0.99 s *5*	β−
		116	1+	−70.7	0.68 s *6*	β−
		116m	(6−)	−70.6	0.57 s *5*	β−
		117	(7/2+)	−68.9s	0.44 s *4*	β−
		118	0+	−65.1s	0.30 s *6*	β−
		119		−63.2s	>150 ns	β−
		120		−59.2s	>150 ns	β−?
		121		−57.1s	>150 ns	β−?
		122		−52.9s	≈50 ms	β−?
46	**Pd**	91		−47.4s	>1 µs	ε ?
		92	0+	−55.5s	0.7 s *+4−2*	ε
		93	(7/2+,9/2+)	−59.7s	1.3 s *2*	ε , εp 1.5%
		93m		−59.7s	9.3 s *+25−17*	ε , IT
		94	0+	−66.3s	9.0 s *5*	ε
		95		−70.2s	10 s *sy*	ε
		95m	(21/2+)	−68.2s	13.3 s *3*	ε ≥91.3%, IT≤9.7%, εp 0.9%
		96	0+	−76.2	122 s *2*	ε
		97	5/2+	−77.8	3.10 m *9*	ε
		98	0+	−81.30	17.7 m *3*	ε
		99	(5/2)+	−82.19	21.4 m *2*	ε
		100	0+	−85.23	3.63 d *9*	ε
		101	5/2+	−85.43	8.47 h *6*	ε
		102	0+	−87.925	**1.02%** ***1***	
		103	5/2+	−87.479	16.991 d *19*	ε
		104	0+	−89.390	**11.14%** ***8***	
		105	5/2+	−88.413	**22.33%** ***8***	
		106	0+	−89.902	**27.33%** ***3***	
		107	5/2+	−88.368	6.5×10^{6} y *3*	β−

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
46	**Pd**	107m	11/2−	−88.153	21.3 s *5*	IT
		108	0+	−89.524	**26.46%** ***9***	
		109	5/2+	−87.607	13.7012 h *24*	β−
		109m	11/2−	−87.418	4.696 m *3*	IT
		110	0+	−88.35	**11.72%** ***9***	
		111	5/2+	−86.00	23.4 m *2*	β−
		111m	11/2−	−85.83	5.5 h *1*	IT 73%, β− 27%
		112	0+	−86.34	21.03 h *5*	β−
		113	(5/2+)	−83.69	93 s *5*	β−
		113m		−83.69	≥100 s	
		113m	(9/2−)	−83.61	0.3 s *1*	IT
		114	0+	−83.50	2.42 m *6*	β−
		115	(5/2+)	−80.40	25 s *2*	β−
		115m	(11/2−)	−80.31	50 s *3*	β− 92%, IT 8%
		116	0+	−79.96	11.8 s *4*	β−
		117	(5/2+)	−76.53	4.3 s *3*	β−
		118	0+	−75.5	1.9 s *1*	β−
		119		−71.6s	0.92 s *13*	β−
		120	0+	−70.1	0.5 s *1*	β−
		121		−66.3s	>150 ns	β−?
		122	0+	−64.7s	>150 ns	β−, β−n
		123		−60.6s	>150 ns	β−
		124	0+	−58.8s	≈0.2 s	β−?
47	**Ag**	93		−46.8s	>1.5 µs	ε ?, p ?
		94	(0+)	−53.3s	26 ms *+26−9*	ε , εp
		94m	(21+)	−53.3s	0.47 s *8*	ε , εp
		94m	(7+)	−53.3s	0.59 s *2*	ε , εp>0%
		95		−60.1s	2.0 s *1*	ε , εp
		96	(8+)	−64.6s	4.40 s *6*	ε , εp 8.15%
		96	(2+)	−64.6s	6.9 s *6*	ε , εp 18%
		97	9/2+	−70.8	25.9 s *4*	ε
		98	(6+)	−73.06	47.5 s *3*	ε , εp 1.1×10^{-3}%
		99	(9/2)+	−76.8	124 s *3*	ε
		99m	(1/2−)	−76.3	10.5 s *5*	IT
		100	(5)+	−78.15	2.01 m *9*	ε
		100m	(2)+	−78.13	2.24 m *13*	ε , IT
		101	9/2+	−81.2	11.1 m *3*	ε
		101m	(1/2)−	−81.0	3.10 s *10*	IT
		102	5+	−82.26	12.9 m *3*	ε
		102m	2+	−82.26	7.7 m *5*	ε 51%, IT 49%
		103	7/2+	−84.79	65.7 m *7*	ε
		103m	1/2−	−84.66	5.7 s *3*	IT
		104	5+	−85.111	69.2 m *10*	ε
		104m	2+	−85.104	33.5 m *20*	ε 99.93%, IT<0.07%
		105	1/2−	−87.07	41.29 d *7*	ε
		105m	7/2+	−87.04	7.23 m *16*	IT 99.66%
		106	1+	−86.937	23.96 m *4*	ε 99.5%, β−<1%
		106m	6+	−86.847	8.28 d *2*	ε
		107	1/2−	−88.402	**51.839%** ***8***	
		107m	7/2+	−88.309	44.5 s *8*	IT
		108	1+	−87.602	2.37 m *1*	β− 97.15%, ε 2.85%
		108m	6+	−87.492	438 y *9*	ε 91.3%, IT 8.7%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z	El	A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
47	**Ag**	109	1/2−	−88.723	**48.161%** ***8***	
		109m	7/2+	−88.635	38.0 s *12*	IT
		110	1+	−87.461	24.6 s *2*	β− 99.7%, ε 0.3%
		110m	6+	−87.343	249.76 d *4*	β− 98.64%, IT 1.36%
		111	1/2−	−88.221	7.45 d *1*	β−
		111m	7/2+	−88.161	64.8 s *8*	IT 99.3%, β− 0.7%
		112	2(−)	−86.62	3.130 h *9*	β−
		113	1/2−	−87.03	5.37 h *5*	β−
		113m	7/2+	−86.99	68.7 s *16*	IT 64%, β− 36%
		114	1+	−84.95	4.6 s *1*	β−
		115	1/2−	−84.99	20.0 m *5*	β−
		*115*m	7/2+	−84.95	18.0 s *7*	β− 79%, IT 21%
		116	(2)−	−82.57	2.68 m *10*	β−
		*116*m	(5+)	−82.49	8.6 s *3*	β− 94%, IT 6%
		117	(1/2−)	−82.27	72.8 s *+20−7*	β− ≈100%
		*117*m	(7/2+)	−82.24	5.34 s *5*	β− 94%, IT 6%
		118	1(−)	−79.57	3.76 s *15*	β−
		*118*m	4(+)	−79.44	2.0 s *2*	β− 59%, IT 41%
		*119*m	(7/2+)	−78.56	2.1 s *1*	β−
		*119*m	(1/2−)	−78.56	6.0 s *5*	β−
		120	3(+)	−75.65	1.23 s *4*	β−, β−n $<3.0\times10^{-3}$%
		*120*m	6(−)	−75.45	0.40 s *3*	β− 63%, IT 37%
		121	(7/2+)	−74.7	0.79 s *2*	β−, β−n 0.08%
		122	(3+)	−71.2s	0.529 s *13*	β−, β−n 0.19%
		*122*m	(8−)	−71.2s	1.5 s *5*	β−, β−n
		123	(7/2+)	−70.0s	0.300 s *5*	β−, β−n 0.55%
		124		−66.5s	0.172 s *5*	β−, β−n>0.1%
		125	(7/2+)	−64.8s	166 ms *7*	β−, β−n
		126		−61.0s	107 ms *12*	β−, β−n
		127	(1/2−)	−58.9s	79 ms *3*	β−
		128		−54.8s	58 ms *5*	β−, β−n
		129	(9/2+)	−52.5s	46 ms *+5−9*	β−, β−n
		129m	(1/2−)	−52.5s	≈160 ms	β−, β−n
		130		−46.2s	≈50 ms	β−
48	**Cd**	95		−46.7s	5 ms *sy*	ε ?, εp ?
		96	0+	−56.1s	≈1 s	ε ?
		97		−60.6s	2.8 s *6*	ε , εp
		98	0+	−67.63	9.2 s *3*	ε , εp<0.03%
		99	(5/2+)	−69.9s	16 s *3*	ε , εp 0.17%, εα<1.0×10^{-4}%
		100	0+	−74.25	49.1 s *5*	ε
		101	(5/2+)	−75.7	1.36 m *5*	ε
		102	0+	−79.68	5.5 m *5*	ε
		103	5/2+	−80.65	7.3 m *1*	ε
		104	0+	−83.975	57.7 m *10*	ε
		105	5/2+	−84.33	55.5 m *4*	ε
		106	0+	−87.132	$\geq2.6\times10^{17}$ y **1.25%** ***6***	2ε
		107	5/2+	−86.985	6.50 h *2*	ε
		108	0+	−89.252	$>1.0\times10^{18}$ y **0.89%** ***3***	2ε
		109	5/2+	−88.508	461.4 d *12*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
48 Cd 110	0+	−90.353	**12.49%** *18*	
111	1/2+	−89.257	**12.80%** *12*	
111m	11/2−	−88.861	48.50 m *9*	IT
112	0+	−90.580	**24.13%** *21*	
113	1/2+	−89.049	7.7×10^{15} y *3*	β−
			12.22% *12*	
113m	11/2−	−88.786	14.1 y *5*	β− 99.86%, IT 0.14%
114	0+	−90.021	>6.4×10^{18} y	2β−
			28.73% *42*	
115	1/2+	−88.090	53.46 h *5*	β−
115m	(11/2)−	−87.910	44.56 d *24*	β−
116	0+	−88.719	3.1×10^{19} y *4*	2β−
			7.49% *18*	
117	1/2+	−86.425	2.49 h *4*	β−
117m	(11/2)−	−86.289	3.36 h *5*	β−
118	0+	−86.71	50.3 m *2*	β−
119	3/2+	−83.91	2.69 m *2*	β−
119m	(11/2−)	−83.76	2.20 m *2*	β−
120	0+	−83.97	50.80 s *21*	β−
121	(3/2+)	−81.06	13.5 s *3*	β−
121m	(11/2−)	−80.85	8.3 s *8*	β−
122	0+	−80.73	5.24 s *3*	β−
123	(3/2+)	−77.31	2.10 s *2*	β−
123m	(11/2−)	−76.99	1.82 s *3*	β− ≤ 100%, IT
124	0+	−76.71	1.25 s *2*	β−
125	(3/2+)	−73.36	0.65 s *2*	β−
125m	(11/2−)	−73.31	0.48 s *3*	β−
126	0+	−72.33	0.515 s *17*	β−
127	(3/2+)	−68.52	0.37 s *7*	β−
128	0+	−67.3	0.28 s *4*	β−
129	(3/2+)	−63.2s	0.27 s *4*	β−
130	0+	−61.6	162 ms *7*	β−, β−n=3.5%
131		−55.3s	68 ms *3*	β−, β−n 3.5%
132	0+	−50.7s	97 ms *10*	β−, β−n 60%
49 In 97		−47.0s	5 ms *sy*	p?, ε ?
98		−53.9s	32 ms *+32−11*	ε
98m		−53.9s	1.2 s *+12−4*	ε
99	(9/2+)	−61.3s	3.0 s *+8−7*	ε
100	(6,7)+	−64.2	5.9 s *2*	ε , εp 1.6%
101		−68.6s	15.1 s *3*	ε = 100%, εp
102	(6+)	−70.7	23.3 s *1*	ε , εp 9.3×10^{-3}%
103	(9/2+)	−74.60	65 s *7*	ε
103m	(1/2−)	−73.97	34 s *2*	ε 67%, IT 33%
104	5,6(+)	−76.11	1.80 m *3*	ε
104m	(3+)	−76.01	15.7 s *5*	IT 80%, ε 20%
105	9/2+	−79.48	5.07 m *7*	ε
105m	(1/2−)	−78.81	48 s *6*	IT
106	7+	−80.61	6.2 m *1*	ε
106m	(3+)	−80.58	5.2 m *1*	ε
107	9/2+	−83.56	32.4 m *3*	ε
107m	1/2−	−82.88	50.4 s *6*	IT
108	7+	−84.116	58.0 m *12*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
49 In *130m*	(5+)	−69.49	0.54 s *1*	β−, β−n 1.65%
131	(9/2+)	−68.14	0.28 s *3*	β−, β−n ≤ 2%
131m	(1/2−)	−67.77	0.35 s *5*	β− ≥ 99.99%, β−n ≤ 2%, IT ≤ 0.02%
131m		−63.87	0.32 s *6*	β− > 99%, IT < 1%, β−n 0.03%
132	(7−)	−62.42	0.207 s *6*	β−, β−n 6.3%
133	(9/2+)	−57.9s	165 ms *3*	β−, β−n 88%
134	(4− to 7−)	−52.0s	140 ms *4*	β−, β−n 63%
135		−47.2s	92 ms *10*	β−, β−n > 0%
50 Sn 99		−47.2s	5 ms *sy*	ε ?, εp ?
100	0+	−56.8	0.94 s *+54−27*	ε , εp < 17%
101		−59.6s	3 s *1*	ε , εp
102	0+	−64.9	4.5 s *7*	ε
103		−67.0s	7.0 s *6*	ε , εp
104	0+	−71.6	20.8 s *5*	ε
105	(5/2+)	−73.26	34 s *1*	ε , εp
106	0+	−77.43	115 s *5*	ε
107	(5/2+)	−78.58	2.90 m *5*	ε
108	0+	−82.04	10.30 m *8*	ε
109	5/2(+)	−82.64	18.0 m *2*	ε
110	0+	−85.84	4.11 h *10*	ε
111	7/2+	−85.945	35.3 m *6*	ε
112	0+	−88.661	**0.97%** *1*	
113	1/2+	−88.333	115.09 d *3*	ε
113m	7/2+	−88.256	21.4 m *4*	IT 91.1%, ε 8.9%
114	0+	−90.561	**0.66%** *1*	
115	1/2+	−90.036	**0.34%** *1*	
116	0+	−91.528	**14.54%** *9*	
117	1/2+	−90.400	**7.68%** *7*	
117m	11/2−	−90.085	13.76 d *4*	IT
118	0+	−91.656	**24.22%** *9*	
119	1/2+	−90.068	**8.59%** *4*	
119m	11/2−	−89.979	293.1 d *7*	IT
120	0+	−91.105	**32.58%** *9*	
121	3/2+	−89.204	27.03 h *4*	β−
121m	11/2−	−89.198	43.9 y *5*	IT 77.6%, β− 22.4%
122	0+	−89.946	**4.63%** *3*	
123	11/2−	−87.821	129.2 d *4*	β−
123m	3/2+	−87.796	40.06 m *1*	β−
124	0+	−88.237	**5.79%** *5*	
125	11/2−	−85.898	9.64 d *3*	β−
125m	3/2+	−85.871	9.52 m *5*	β−
126	0+	−86.02	2.30×10^{5} y *14*	β−
127	(11/2−)	−83.50	2.10 h *4*	β−
127m	(3/2+)	−83.49	4.13 m *3*	β−
128	0+	−83.33	59.07 m *14*	β−
128m	(7−)	−81.24	6.5 s *5*	IT
129	(3/2+)	−80.59	2.23 m *4*	β−
129m	(11/2−)	−80.56	6.9 m *1*	β−, IT < 2.0×10^{-3}%
130	0+	−80.14	3.72 m *7*	β−
130m	(7−)	−78.19	1.7 m *1*	β−

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
49 In 108m	2+	−84.086	39.6 m *7*	ε
109	9/2+	−86.489	4.2 h *1*	ε
109m	1/2−	−85.839	1.34 m *7*	IT
109m	(19/2+)	−84.387	0.209 s *6*	IT
110	7+	−86.47	4.9 h *1*	ε
110m	2+	−86.41	69.1 m *5*	ε
111	9/2+	−88.396	2.8047 d *5*	ε
111m	1/2−	−87.859	7.7 m *2*	IT
112	1+	−87.996	14.97 m *10*	ε 56%, β− 44%
112m	4+	−87.840	20.56 m *6*	IT
113	9/2+	−89.370	**4.29%** *5*	
113m	1/2−	−88.978	99.476 m *23*	IT
114	1+	−88.572	71.9 s *1*	β− 99.5%, ε 0.5%
114m	5+	−88.382	49.51 d	IT 96.75%, ε 3.25%
115	9/2+	−89.537	4.41×10^{14} y *25*	β−
			95.71% *5*	
115m	1/2−	−89.200	4.486 h *4*	IT 95%, β− 5%
116	1+	−88.250	14.10 s *3*	β− 99.98%, ε 0.02%
116m	5+	−88.123	54.29 m *17*	β−
116m	8−	−87.960	2.18 s *4*	IT
117	9/2+	−88.945	43.2 m *3*	β−
117m	1/2−	−88.630	116.2 m *3*	β− 52.9%, IT 47.1%
118	1+	−87.230	5.0 s *5*	β−
118m	5+	−87.170	4.45 m *5*	β−
118m	8−	−87.030	8.5 s *3*	IT 98.6%, β− 1.4%
119	9/2+	−87.704	2.4 m *1*	β−
119m	1/2−	−87.393	18.0 m *3*	β− 94.4%, IT 5.6%
120	1+	−85.74	3.08 s *8*	β−
120m	(8−)	−85.74	47.3 s *5*	β−
120m	(5)+	−85.67	46.2 s *8*	β−
121	9/2+	−85.84	23.1 s *6*	β−
121m	1/2−	−85.53	3.88 m *10*	β− 98.8%, IT 1.2%
122	1+	−83.58	1.5 s *3*	β−
122m	5+	−83.54	10.3 s *6*	β−
122m	8−	−83.29	10.8 s *4*	β−
123	(9/2)+	−83.43	6.17 s *5*	β−
123m	(1/2)−	−83.10	47.4 s *4*	β−
124	3+	−80.88	3.11 s *10*	β−
124m	(8−)	−80.83	3.7 s *2*	β−
125	9/2+	−80.48	2.36 s *4*	β−
125m	1/2(−)	−80.12	12.2 s *2*	β−
126	3(+)	−77.81	1.53 s *1*	β−
126m	(8−)	−77.71	1.64 s *5*	β−
127	(9/2+)	−76.99	1.09 s *1*	β−, β−n ≤ 0.03%
127m	(1/2−)	−76.52	3.67 s *4*	β−, β−n 0.69%
128	(3)+	−74.36	0.84 s *6*	β−, β−n < 0.05%
128m	(8−)	−74.02	0.72 s *10*	β−, β−n < 0.05%
129	(9/2+)	−72.94	0.61 s *1*	β−, β−n 0.25%
129m	(1/2−)	−72.56	1.23 s *3*	β− > 99.7%, β−n 2.5%, IT < 0.3%
130	1(−)	−69.89	0.29 s *2*	β−, β−n 0.93%
130m	(10−)	−69.84	0.54 s *1*	β−, β−n 1.65%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
50 Sn *131*	(3/2+)	−77.31	56.0 s *5*	β−
131m	(11/2−)	−77.07	58.4 s *5*	β−, IT ≤ 4.0×10^{-4}%
132	0+	−76.55	39.7 s *8*	β−
133	(7/2−)	−70.95	1.45 s *3*	β−, β−n 0.08%
134	0+	−66.80	1.050 s *11*	β−, β−n 17%
135	(7/2−)	−60.8s	530 ms *20*	β−, β−n 21%
136	0+	−56.5s	0.25 s *3*	β−, β−n 30%
137		−50.3s	190 ms *60*	β−, β−n 58%
51 Sb 103		−56.2s	>1.5 µs	ε ?
104		−59.2s	0.44 s *+15−11*	ε , εp < 7%, p < 1%
105	(5/2+)	−63.8	1.12 s *16*	ε 99%, p 1%
106	(4+)	−66.3s	0.6 s *2*	ε
107	(5/2+)	−70.7s	4.0 s *2*	ε
108	(4+)	−72.5s	7.4 s *3*	ε
109	(5/2+)	−76.26	17.3 s *5*	ε
110	(3+,4+)	−77.5s	23.0 s *4*	ε
111	(5/2+)	−80.89	75 s *1*	ε
112	3+	−81.60	51.4 s *10*	ε
113	5/2+	−84.42	6.67 m *7*	ε
114	3+	−84.52	3.49 m *3*	ε
115	5/2+	−87.00	32.1 m *3*	ε
116	3+	−86.821	15.8 m *8*	ε
116m	8−	−86.438	60.3 m *6*	ε
117	5/2+	−88.645	2.80 h *1*	ε , ε 1.7%
118	1+	−87.999	3.6 m *1*	ε
118m	8−	−87.749	5.00 h *2*	ε
119	5/2+	−89.477	38.19 h *22*	ε
119m	(27/2+)	−86.636	0.85 s *9*	IT
120	1+	−88.424	15.89 m *4*	ε
120m	8−	−88.424	5.76 d *2*	ε
121	5/2+	−89.595	**57.21%** *5*	
122	2−	−88.330	2.7238 d *2*	β− 97.59%, ε 2.41%
122m	(8)−	−88.167	4.191 m *3*	IT
123	7/2+	−89.224	**42.79%** *5*	
124	3−	−87.620	60.11 d *7*	β−
124m	5+	−87.609	93 s *5*	IT 75%, β− 25%
124m	(8)−	−87.584	20.2 m *2*	IT
125	7/2+	−88.256	2.7586 y *3*	β−
126	(8−)	−86.40	12.35 d *6*	β−
126m	(5+)	−86.38	19.15 m *8*	β− 86%, IT 14%
126m	(3−)	−86.36	≈11 s	IT
127	7/2+	−86.700	3.85 d *5*	β−
128	8−	−84.61	9.01 h *4*	β−
128m	5+	−84.61	10.4 m *2*	β− 96.4%, IT 3.6%
129	7/2+	−84.63	4.40 h *1*	β−
129m	(19/2−)	−82.78	17.7 m *1*	β− 85%, IT 15%
130	(8−)	−82.29	39.5 m *8*	β−
130m	(4,5)+	−82.29	6.3 m *2*	β−
131	(7/2+)	−81.99	23.03 m *4*	β−
132	(4)+	−79.67	2.79 m *7*	β−
132m	(8−)	−79.67	4.10 m *5*	β−
133	(7/2+)	−78.94	2.5 m *1*	β−

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
51 Sb *134*	(0−)	−74.17	0.78 s *6*	β−
*134*m	(7−)	−74.17	10.07 s *5*	β−, β−n 0.09%
135	(7/2+)	−69.7	1.68 s *2*	β−, β−n 22%
136	1−	−64.9s	0.923 s *14*	β−, β−n 16.3%
137		−60.3s	>150 ns	β−?, β−n?
138		−55.2s	>300 ns	β−?, β−n?
139		−50.3s	>150 ns	β−?
52 Te 105		−52.5s	1 μs sy	α?, ε ?
106	0+	−58.2	70 μs *+20−10*	α
107		−60.5s	3.1 ms *1*	α 70%, ε 30%
108	0+	−65.7	2.1 s *1*	ε 51%, α 49%, εp 2.4%
109	(5/2+)	−67.61	4.6 s *3*	ε 96.1%, εp 9.4%, α 3.9%, εα<5.0×10^{-3}%
110	0+	−72.28	18.6 s *8*	ε=100%, α=3.0×10^{-3}%
111	(5/2)+	−73.48	19.3 s *4*	ε , εp
112	0+	−77.3	2.0 m *2*	ε
113	(7/2+)	−78.35	1.7 m 2	ε
114	0+	−81.89	15.2 m *7*	ε
115	7/2+	−82.06	5.8 m 2	ε
115m	(1/2)+	−82.04	6.7 m *4*	ε ≤100%, IT
116	0+	−85.27	2.49 h *4*	ε
117	1/2+	−85.10	62 m *2*	ε , ε 25%
117m	(11/2−)	−84.80	103 ms *3*	IT
118	0+	−87.72	6.00 d 2	ε
119	1/2+	−87.184	16.05 h *5*	ε , ε 2.06%
119m	11/2−	−86.923	4.70 d *4*	ε , ε 0.4%, IT<8.0×10^{-3}%
120	0+	−89.405	>2.2×10^{16} y **0.09%** *1*	2ε
121	1/2+	−88.55	19.16 d *5*	ε
121m	11/2−	−88.26	154 d *7*	IT 88.6%, ε 11.4%
122	0+	−90.314	**2.55%** *12*	
123	1/2+	−89.172	>9.2×10^{16} y **0.89%** *3*	ε
123m	11/2−	−88.924	119.2 d *1*	IT
124	0+	−90.524	**4.74%** *14*	
125	1/2+	−89.022	**7.07%** *15*	
125m	11/2−	−88.877	57.40 d *15*	IT
126	0+	−90.065	**18.84%** *25*	
127	3/2+	−88.281	9.35 h *7*	β−
127m	11/2−	−88.193	109 d *2*	IT 97.6%, β− 2.4%
128	0+	−88.992	8.8×10^{18} y 4 **31.74%** *8*	2β−
129	3/2+	−87.003	69.6 m *3*	β−
129m	11/2−	−86.898	33.6 d *1*	IT 63%, β− 37%
130	0+	−87.351	>5×10^{23} y **34.08%** *62*	2β−
131	3/2+	−85.210	25.0 m *1*	β−
*131*m	11/2−	−85.027	30 h 2	β− 77.8%, IT 22.2%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
52 Te *132*	0+	−85.182	3.204 d *13*	β−
133	(3/2+)	−82.94	12.5 m *3*	β−
*133*m	(11/2−)	−82.61	55.4 m *4*	β− 82.5%, IT 17.5%
134	0+	−82.56	41.8 m *8*	β−
135	(7/2−)	−77.83	19.0 s *2*	β−
136	0+	−74.43	17.63 s *8*	β−, β−n 1.31%
137	(7/2−)	−69.6	2.49 s *5*	β−, β−n 2.69%
138	0+	−65.9s	1.4 s *4*	β−, β−n 6.3%
139	(7/2−)	−60.8s	>150 ns	β−, β−n
140	0+	−57.0s	>150 ns	β−?, β−n?
141		−51.6s	>150 ns	β−?, β−n?
142	0+	−47.4s	>150 ns	β− ?
53 I 108	(1)	−52.7s	36 ms *6*	α 91%, ε 9%, p<1%
109	1/2+	−57.6	103 μs *5*	p
110		−60.3s	0.65 s *2*	ε 83%, α 17%, εp 11%, εα 1.1%
111	(5/2+)	−64.9s	2.5 s *2*	ε 99.9%, α=0.1%
112		−67.1s	3.42 s *11*	ε , α=1.2×10^{-3}%
113	5/2+	−71.13	6.6 s *2*	ε , α 3.3×10^{-3}%
114	1+	−72.8s	2.1 s *2*	ε , εp
114m	(7)	−72.5s	6.2 s *5*	ε 91%, IT 9%
115	(5/2+)	−76.34	1.3 m *2*	ε
116	1+	−77.49	2.91 s *15*	ε
117	(5/2)+	−80.43	2.22 m *4*	ε
118	2−	−80.97	13.7 m *5*	ε
118m	(7−)	−80.87	8.5 m *5*	ε<100%, IT>0%
119	5/2+	−83.77	19.1 m *4*	ε
120	2−	−83.79	81.6 m *2*	ε
120m	(7−)	−83.47	53 m *4*	ε
121	5/2+	−86.29	2.12 h *1*	ε
122	1+	−86.080	3.63 m *6*	ε
123	5/2+	−87.943	13.232 h *6*	ε
124	2−	−87.365	4.1760 d *3*	ε
125	5/2+	−88.836	59.400 d *10*	ε
126	2−	−87.910	12.93 d *5*	ε 52.7%, β− 47.3%
127	5/2+	−88.983	**100%**	
128	1+	−87.738	24.99 m *2*	β− 93.1%, ε 6.9%
129	7/2+	−88.503	1.57×10^{7} y 4	β−
130	5+	−86.932	12.36 h *1*	β−
130m	2+	−86.892	8.84 m *6*	IT 84%, β− 16%
131	7/2+	−87.444	8.02070 d *11*	β−
132	4+	−85.700	2.295 h *13*	β−
*132*m	(8−)	−85.580	1.387 h *15*	IT 80%, β− 14%
133	7/2+	−85.887	20.8 h *1*	β−
*133*m	(19/2−)	−84.252	9 s *2*	IT
134	(4)+	−84.073	52.5 m *2*	β−
*134*m	(8)−	−83.756	3.52 m *4*	IT 97.7%, β− 2.3%
135	7/2+	−83.790	6.57 h *2*	β−
136	(1−)	−79.50	83.4 s *10*	β−
*136*m	(6−)	−78.86	46.9 s *10*	β−
137	(7/2+)	−76.50	24.5 s *2*	β−, β−n 6.97%
138	(2−)	−72.33	6.23 s *3*	β−, β−n 5.56%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
53 I *139*	(7/2+)	−68.84	2.280 s *11*	β−, β−n 10%
140	(3)	−64.3s	0.86 s *4*	β−, β−n 9.3%
141		−60.5s	0.43 s 2	β−, β−n 21.2%
142		−55.7s	÷0.2 s	β−
143		−51.6s	>150 ns	β−?
144		−46.6s	>300 ns	β−?
54 Xe 110	0+	−51.9	105 ms *+35−25*	α=64%
110	0+	−51.9	÷0.2 s	ε
111		−54.4s	0.74 s *20*	ε 8%, ε
112	0+	−60.0	2.7 s *8*	ε 99.16%, α 0.84%
113	(5/2+)	−62.09	2.74 s *8*	ε=100%, εp 7%, α=0.01%, εα=7.0×10^{-3}%
114	0+	−67.09	10.0 s *4*	ε
115	(5/2+)	−68.66	18 s *4*	ε , εp 0.34%, α 3.0×10^{-4}%
116	0+	−73.05	59 s 2	ε
117	5/2(+)	−74.19	61 s *2*	ε , εp 2.9×10^{-3}%
118	0+	−78.08	3.8 m *9*	ε
119	(5/2+)	−78.79	5.8 m *3*	ε
120	0+	−82.17	40 m *1*	ε
121	(5/2+)	−82.47	40.1 m *20*	ε
122	0+	−85.36	20.1 h *1*	ε
123	(1/2)+	−85.249	2.08 h *2*	ε
124	0+	−87.660	≥1.1×10^{17} y **0.095%** *3*	2ε
125	1/2(+)	−87.192	16.9 h *2*	ε
125m	9/2(−)	−86.939	56.9 s *2*	IT
126	0+	−89.169	**0.089%** *1*	
127	1/2+	−88.321	36.4 d *1*	ε
127m	9/2−	−88.024	69.2 s *9*	IT
128	0+	−89.860	**1.910%** *22*	
129	1/2+	−88.697	**26.40%** *18*	
129m	11/2−	−88.461	8.88 d 2	IT
130	0+	−89.882	**4.071%** *53*	
131	3/2+	−88.415	**21.232%** *62*	
131m	11/2−	−88.251	11.934 d *21*	IT
132	0+	−89.281	**26.909%** *68*	
133	3/2+	−87.644	5.243 d *1*	β−
*133*m	11/2−	−87.410	2.19 d *1*	IT
134	0+	−88.124	>5.8×10^{22} y **10.436%** *29*	2β−≥0%
*134*m	7−	−86.159	290 ns *17*	IT
135	3/2+	−86.417	9.14 h *2*	β−
*135*m	11/2−	−85.890	15.29 m *5*	IT>99.4%, β−<0.6%
136	0+	−86.425	>2.4×10^{21} y **8.857%** *33*	2β−
137	7/2−	−82.379	3.818 m *13*	β−
138	0+	−80.15	14.08 m *8*	β−
139	3/2−	−75.64	39.68 s *14*	β−
140	0+	−72.99	13.60 s *10*	β−
141	5/2(−)	−68.33	1.73 s *1*	β−, β−n 0.04%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
54 Xe *142*	0+	−65.5	1.250 s *25*	β−, β−n 0.21%
143	5/2−	−60.4s	0.511 s *6*	β−, β−n 1%
144	0+	−57.3s	0.388 s *7*	β−, β−n 3%
145	(3/2−)	−52.1s	188 ms *4*	β−
145		−52.1s	188 ms *4*	β−n 5%
146	0+	−48.7s	146 ms *6*	β−, β−n 6.9%
147		−43.3s	0.10 s *+10−5*	β−n<8%
55 Cs 112	(0+,3+)	−46.3s	0.5 ms *1*	p
113	(3/2+)	−51.7	16.7 μs *7*	p , α
114	(1+)	−54.5s	0.57 s *2*	ε =100%, εp 8.7%, εα 0.19%, α 0.02%
115		−59.7s	1.4 s *8*	ε , εp=0.07%
116	(1+)	−62.1s	0.70 s *4*	ε , εp>0%, εα>0%
116m	4+,5,6	−62.0s	3.85 s *13*	ε , εp>0%, εα>0%
117	(9/2+)	−66.44	8.4 s *6*	ε
117m	(3/2+)	−66.29	6.5 s *4*	ε
118	2	−68.41	14 s *2*	ε , εp<0.04%, εα<2.4×10^{-3}%
118m	6,7,8	−68.41	17 s *3*	ε , εp<0.04%, εα<2.4×10^{-3}%
119	9/2+	−72.31	43.0 s *2*	ε
119m	3/2(+)	−72.31	30.4 s *1*	ε
120	2(+)	−73.89	61.3 s *11*	ε , εα 2.0×10^{-5}% , εp 7.0×10^{-6}%
120m	(7−)	−73.89	57 s *6*	ε
121	3/2(+)	−77.10	155 s *4*	ε
121m	9/2(+)	−77.03	122 s *3*	ε 83%, IT 17%
122	1+	−78.14	21.18 s *19*	ε
122m	8−	−78.02	3.70 m *11*	ε
122m	(5)−	−78.01	0.36 s 2	IT
123	1/2+	−81.04	5.88 m *3*	ε
123m	(11/2)−	−80.89	1.64 s *12*	IT
124	1+	−81.731	30.8 s *5*	ε
124m	(7)+	−81.269	6.3 s *2*	IT
125	1/2(+)	−84.088	46.7 m *1*	ε
126	1+	−84.34	1.64 m 2	ε
127	1/2+	−86.240	6.25 h *10*	ε
128	1+	−85.931	3.66 m 2	ε
129	1/2+	−87.500	32.06 h *6*	ε
130	1+	−86.900	29.21 m *4*	ε 98.4%, β− 1.6%
130m	5−	−86.737	3.46 m *6*	IT 99.84%, ε 0.16%
131	5/2+	−88.060	9.689 d *16*	ε
132	2+	−87.156	6.480 d *6*	ε 98.13%, β− 1.87%
133	7/2+	−88.071	**100%**	
134	4+	−86.891	2.0652 y *4*	β−, ε 3.0×10^{-4}%
134m	8−	−86.753	2.912 h *2*	IT
135	7/2+	−87.582	2.3×10^{6} y *3*	β−
*135*m	19/2−	−85.949	53 m *2*	IT
136	5+	−86.339	13.04 d *3*	β−
*136*m	8−	−86.339	19 s *2*	IT>0%, β−
137	7/2+	−86.546	30.03 y *5*	β−
138	3−	−82.887	33.41 m *18*	β−

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
55 Cs *138*m	6−	−82.808	2.91 m *8*	IT 81%, β− 19%
139	7/2+	−80.701	9.27 m *5*	β−
140	1−	−77.051	63.7 s *3*	β−
141	7/2+	−74.48	24.84 s *16*	β−, β−n 0.04%
142	0−	−70.52	1.684 s *14*	β−, β−n 0.09%
143	3/2+	−67.67	1.791 s *7*	β−, β−n 1.64%
144	1	−63.27	0.994 s *4*	β−, β−n 3.2%
144m	(≥4)	−63.27	<1 s	β−
145	3/2+	−60.06	0.594 s *13*	β−, β−n 14.3%
146	1−	−55.62	0.321 s *2*	β−, β−n 14.2%
147	(3/2+)	−52.02	0.235 s *3*	β−, β−n 43%
148		−47.3	146 ms *6*	β−, β−n 25.1%
149		−43.8s	>50 ms	β−, β−n
150		−39.0s	>50 ms	β−, β−n
151		−35.2s	>50 ms	β−?, β−n?
56 Ba 114	0+	−45.9	0.43 s *+30−15*	ε ≈ 100%, εp 20%, α 9.0×10^{-5}%, 12≈3.0×10^{-4}%
115	(5/2+)	−49.0s	0.45 s *5*	ε, εp>15%
116	0+	−54.6s	1.3 s *2*	ε, εp 3%
117	(3/2)	−57.3s	1.75 s *7*	ε, εp>0%, εα>0%
118	0+	−62.4s	5.2 s *2*	ε
119	(5/2+)	−64.6	5.4 s *3*	ε, εp<25%
120	0+	−68.9	24 s *2*	ε
121	5/2(+)	−70.7	29.7 s *15*	ε
122	0+	−74.61	1.95 m *15*	ε
123	5/2(+)	−75.65	2.7 m *4*	ε
124	0+	−79.09	11.0 m *5*	ε
125	1/2(+)	−79.67	3.5 m *4*	ε
126	0+	−82.67	100 m *2*	ε
127	1/2+	−82.82	12.7 m *4*	ε
127m	7/2−	−82.74	1.9 s *2*	IT
128	0+	−85.40	2.43 d *5*	ε
129	1/2+	−85.06	2.23 h *11*	ε
129m	7/2+	−85.06	2.16 h *2*	ε ≤ 100%, IT
130	0+	−87.262	≥3.5×10^{14} y **0.106%** *1*	2ε
131	1/2+	−86.684	11.50 d *6*	ε
131m	9/2−	−86.497	14.6 m *2*	IT
132	0+	−88.435	>3.0×10^{21} y **0.101%** *1*	2ε
133	1/2+	−87.553	3841 d *7*	ε
133m	11/2−	−87.265	38.9 h *1*	IT 99.99%, ε 9.6×10^{-3}%
134	0+	−88.950	**2.417%** *18*	
135	3/2+	−87.851	**6.592%** *12*	
135m	11/2−	−87.582	28.7 h *2*	IT
136	0+	−88.887	**7.854%** *24*	
136m	7−	−86.856	0.3084 s *19*	IT
137	3/2+	−87.721	**11.232%** *24*	
*137*m	11/2−	−87.060	2.552 m *1*	IT
138	0+	−88.262	**71.698%** *42*	

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
57 La *144*	(3−)	−74.89	40.8 s *4*	β−
145	(5/2+)	−72.99	24.8 s *20*	β−
146	2−	−69.12	6.27 s *10*	β−
*146*m	(6−)	−69.12	10.0 s *1*	β−
147	(5/2+)	−66.85	4.015 s *8*	β−, β−n 0.04%
148	(2−)	−63.13	1.26 s *8*	β−, β−n 0.15%
149	(3/2,5/2)	−60.8s	1.05 s *3*	β−, β−n 1.43%
150	(3−)	−57.0s	0.51 s *3*	β−, β−n 2.7%
151		−54.3s	>150 ns	β−?
152		−50.1s	>150 ns	β−?
153		−46.9s	>100 ns	
154		−42.4s	≈0.1 s	β−?
155		−38.8s	≈0.06 s	β−?
58 Ce 119		−44.0s	≈0.2 s	ε ?
120	0+	−49.7s	≈0.25 s	ε ?
121		−52.7s	1.1 s *1*	ε, εp≈1%
122	0+	−57.8s	≈2 s	ε ?, εp ?
123	(5/2)	−60.2s	3.8 s *2*	ε, εp>0%
124	0+	−64.8s	6 s *2*	ε
125	(5/2+)	−66.7s	10.2 s *4*	ε, εp
126	0+	−70.82	51.0 s *3*	ε
127	(5/2+)	−71.98	31 s *2*	ε
128	0+	−75.53	3.93 m *2*	ε
129	5/2+	−76.29	3.5 m *5*	ε>0%
130	0+	−79.42	22.9 m *5*	ε
131	(7/2+)	−79.72	10.2 m *3*	ε
131m	(1/2+)	−79.72	5.0 m *10*	ε
132	0+	−82.47	3.51 h *11*	ε
133	1/2+	−82.42	97 m *4*	ε
133m	9/2−	−82.39	4.9 h *4*	ε
134	0+	−84.84	3.16 d *4*	ε
135	1/2(+)	−84.62	17.7 h *3*	ε
135m	(11/2−)	−84.18	20 s *1*	IT
136	0+	−86.47	>0.7×10^{14} y **0.185%** *2*	2ε
137	3/2+	−85.88	9.0 h *3*	ε
137m	11/2−	−85.62	34.4 h *3*	IT 99.22%, ε 0.78%
138	0+	−87.57	≥0.9×10^{14} y **0.251%** *2*	2ε
139	3/2+	−86.952	137.641 d *20*	ε
139m	11/2−	−86.198	54.8 s *10*	IT
140	0+	−88.083	**88.450%** *18*	
141	7/2−	−85.440	32.508 d *13*	β−
142	0+	−84.538	>2.6×10^{17} y **11.114%** *17*	2β−
143	3/2−	−81.612	33.039 h *6*	β−
144	0+	−80.437	284.91 d *5*	β−
145	(3/2−)	−77.10	3.01 m *6*	β−
146	0+	−75.68	13.52 m *13*	β−
147	(5/2−)	−72.03	56.4 s *10*	β−
148	0+	−70.39	56 s *1*	β−
149	(3/2−)	−66.70	5.3 s *2*	β−

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
56 Ba *139*	7/2−	−84.914	83.06 m *28*	β−
140	0+	−83.271	12.752 d *3*	β−
141	3/2−	−79.726	18.27 m *7*	β−
142	0+	−77.823	10.6 m *2*	β−, β−n 0.09%
143	5/2−	−73.94	14.5 s *3*	β−
144	0+	−71.77	11.5 s *2*	β−, β−n 3.6%
145	5/2−	−67.42	4.31 s *16*	β−
146	0+	−65.00	2.22 s *7*	β−
147	(3/2+)	−60.6s	0.893 s *2*	β−, β−n 0.06%
148	0+	−58.01	0.612 s *17*	β−, β−n 0.4%
149		−53.5s	0.344 s *7*	β−, β−n 0.43%
150	0+	−50.6s	0.3 s	β−
151		−45.8s	>150 ns	β−?
152	0+	−42.6s	≈0.1 s	β−?
153		−37.6s	≈0.08 s	β−?
57 La 117	(3/2+,3/2−)	−46.5s	23.5 ms *26*	p 93.9%, ε 6.1%
117m	(9/2+)	−46.4s	10 ms *5*	p 97.4%, ε 2.6%
118		−49.6s	≈1 s	ε ?
119		−55.0s	≈2 s	ε ?
120m		−57.7s	2.8 s *2*	ε, εp>0%
121		−62.4s	5.3 s *2*	ε
122		−64.5s	8.6 s *5*	ε, εp
123		−68.7s	17 s *3*	ε
124m	low	−70.26	<1 s	ε
124m	(7,8−)	−70.26	29 s *1*	ε
125		−73.76	64.8 s *12*	ε
125m		−73.65	0.4 s *2*	IT
126m	0−,1,2−	−74.97	≈50 s	ε, IT
126m	(5+)	−74.97	54 s *2*	ε>0%
127	(11/2−)	−77.90	5.1 m *1*	ε
127m	(3/2+)	−77.88	3.7 m *4*	ε, IT
128	(5+)	−78.63	5.18 m *14*	ε
128m	(1+,2−)	−78.63	<1.4 m	ε
129	3/2+	−81.33	11.6 m *2*	ε
129m	11/2−	−81.15	0.56 s *5*	IT
130	3(+)	−81.63	8.7 m *1*	ε
131	3/2+	−83.77	59 m *2*	ε
132	2−	−83.74	4.8 h *2*	ε
132m	6−	−83.55	24.3 m *5*	IT 76%, ε 24%
133	5/2+	−85.49	3.912 h *3*	ε
134	1+	−85.22	6.45 m *16*	ε
135	5/2+	−86.65	19.5 h *2*	ε
136	1+	−86.04	9.87 m *3*	ε
136m	(8+)	−85.81	114 ms *3*	IT
137	7/2+	−87.10	6×10^{4} y *2*	ε
138	5+	−86.525	1.02×10^{11} y *1* **0.090%** *1*	ε 65.6%, β− 34.4%
139	7/2+	−87.231	**99.910%** *1*	
140	3−	−84.321	1.6781 d *3*	β−
141	(7/2+)	−82.938	3.92 h *3*	β−
142	2−	−80.035	91.1 m *5*	β−
143	(7/2)+	−78.19	14.2 m *1*	β−

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
58 Ce *150*	0+	−64.82	4.0 s *6*	β−
151		−61.5	1.02 s *6*	β−
152	0+	−59.1s	1.4 s *2*	β−
153		−55.3s	>100 ns	β−?
154	0+	−52.7s	>150 ns	β−?
155		−48.4s	>300 ns	β−?
156	0+	−45.4s	≈0.15 s	β−?
157		−40.7s	≈0.05 s	β−?
59 Pr 121	(3/2−)	−41.6s	1.4 s *8*	p
122		−44.9s	≈0.5 s	ε ?
123		−50.3s	≈0.8 s	ε ?
124		−53.1s	1.2 s *2*	ε, εp
125		−57.9s	3.3 s *7*	ε, εp
126	≥4	−60.3s	3.14 s *22*	ε
126	≥4	−60.3s	3.14 s *22*	εp
127		−64.4s	4.2 s *3*	ε
128	4,5,6	−66.33	2.84 s *9*	ε
129	(11/2−)	−69.77	32 s *3*	ε>0%
130?	(4,5)+	−71.18	40 s *4*	ε
131	(3/2+)	−74.28	94 s *4*	ε
131m	(11/2−)	−74.13	5.7 s *2*	IT 96.4%, ε 3.6%
132	(2)+	−75.21	1.6 m *3*	ε
133	(3/2+)	−77.94	6.5 m *3*	ε
134m	(6−)	−78.51	≈11 m	ε
134m	2−	−78.51	17 m *2*	ε
135	3/2(+)	−80.94	24 m *2*	ε
136	2+	−81.33	13.1 m *1*	ε
137	5/2+	−83.18	1.28 h *3*	ε
138	1+	−83.13	1.45 m *5*	ε
138m	7−	−82.77	2.12 h *4*	ε
139	5/2+	−84.823	4.41 h *4*	ε
140	1+	−84.695	3.39 m *1*	ε
141	5/2+	−86.021	**100%**	
142	2−	−83.793	19.12 h *4*	β− 99.98%, ε 0.02%
142m	5−	−83.789	14.6 m *5*	IT
143	7/2+	−83.074	13.57 d *2*	β−
144	0−	−80.756	17.28 m *5*	β−
144m	3−	−80.697	7.2 m *3*	IT 99.93%, β− 0.07%
145	7/2+	−79.632	5.984 h *10*	β−
146	(2)−	−76.71	24.15 m *18*	β−
147	(3/2+)	−75.45	13.4 m *4*	β−
148	1−	−72.53	2.29 m *2*	β−
*148*m	(4)	−72.44	2.01 m *7*	β−
149	(5/2+)	−71.06	2.26 m *7*	β−
150	(1)−	−68.30	6.19 s *16*	β−
151	(3/2−)	−66.77	18.90 s *7*	β−
152	(4−)	−63.8	3.63 s *12*	β−
153		−61.6	4.28 s *11*	β−
154	(3+,2+)	−58.2	2.3 s *1*	β−
155		−55.8s	>300 ns	β−?
156		−51.9s	>300 ns	β−?
157		−49.0s	≈0.3 s	β−?

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
59 Pr 158		−44.7s	≈0.2 s	β−?
159		−41.5s	≈0.1 s	β−?
60 Nd 124	0+	−44.5s	0.5 s *sy*	ε ?
125	(5/2)	−47.6s	0.60 s *15*	ε , εp>0%
126	0+	−52.9s	>200 ns	ε , εp
127		−55.4s	1.8 s *4*	ε , εp
128	0+	−60.2s	5 s	ε , εp
129	(5/2+)	−62.2s	7 s *1*	ε , εp
130	0+	−66.60	21 s *3*	ε
131	(5/2)	−67.77	33 s *3*	ε , εp
132	0+	−71.43	94 s *8*	ε
133	(7/2+)	−72.33	70 s *10*	ε
133m	(1/2)+	−72.20	≈70 s	ε , IT
134	0+	−75.65	8.5 m *15*	ε
135	9/2(−)	−76.21	12.4 m *6*	ε
135m	(1/2+)	−76.15	5.5 m *5*	ε>99.97%, IT<0.03%
136	0+	−79.20	50.65 m *33*	ε
137	1/2+	−79.58	38.5 m *15*	ε
137m	11/2−	−79.06	1.60 s *15*	IT
138	0+	−82.02	5.04 h *9*	ε
139	3/2+	−81.99	29.7 m *5*	ε
139m	11/2−	−81.76	5.50 h *20*	ε 88.2%, IT 11.8%
140	0+	−84.25	3.37 d *2*	ε
141	3/2+	−84.198	2.49 h *3*	ε
141m	11/2−	−83.441	62.0 s *8*	IT, ε<0.05%
142	0+	−85.955	**27.2%** *5*	
143	7/2−	−84.007	**12.2%** *2*	
144	0+	−83.753	2.29×10^{15} y *16*	α
			23.8% *3*	
145	7/2−	−81.437	**8.3%** *1*	
146	0+	−80.931	**17.2%** *3*	
147	5/2−	−78.152	10.98 d *1*	β−
148	0+	−77.413	**5.7%** *1*	
149	5/2−	−74.381	1.728 h *1*	β−
150	0+	−73.690	0.79×10^{19} y 7	2β−
			5.6% *2*	
151	3/2+	−70.953	12.44 m 7	β−
152	0+	−70.16	11.4 m *2*	β−
153	(3/2)−	−67.35	31.6 s *10*	β−
154	0+	−65.7	25.9 s *2*	β−
155		−62.5s	8.9 s *2*	β−
156	0+	−60.5	5.49 s *7*	β−
157		−56.8s	>100 ns	β−?
158	0+	−54.4s	>50 ns	β−
159		−50.2s	≈0.7 s	β−?
160	0+	−47.4s	≈0.3 s	β−?
161		−43.0s	≈0.2 s	β−?
61 Pm 126		−39.6s	0.5 s *sy*	ε ?
127		−45.1s	1 s *sy*	ε ?, p ?
128		−48.0s	1.0 s *3*	ε , α, εp
129	5/2(−)	−52.9s	2.4 s *9*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
62 Sm 136	0+	−66.81	47 s *2*	ε
137	(9/2−)	−68.03	45 s *1*	ε
138	0+	−71.50	3.1 m *2*	ε
139	1/2+	−72.38	2.57 m *10*	ε
139m	11/2−	−71.92	10.7 s *6*	IT 93.7%, ε 6.3%
140	0+	−75.46	14.82 m *12*	ε
141	1/2+	−75.939	10.2 m *2*	ε
141m	11/2−	−75.763	22.6 m 2	ε 99.69%, IT 0.31%
142	0+	−78.993	72.49 m *5*	ε
143	3/2+	−79.523	8.75 m *8*	ε
143m	11/2−	−78.769	66 s *2*	IT 99.76%, ε 0.24%
144	0+	−81.972	**3.07%** *7*	
145	7/2−	−80.658	340 d *3*	ε
146	0+	−81.002	10.3×10^{7} y *5*	α
147	7/2−	−79.272	1.06×10^{11} y *2*	α
			14.99% *18*	
148	0+	−79.342	7×10^{15} y *3*	α
			11.24% *10*	
149	7/2−	−77.142	**13.82%** *7*	
150	0+	−77.057	**7.38%** *1*	
151	5/2−	−74.582	90 y *8*	β−
152	0+	−74.769	**26.75%** *16*	
153	3/2+	−72.566	46.284 h *4*	β−
154	0+	−72.462	**22.75%** *29*	
155	3/2−	−70.197	22.3 m *2*	β−
156	0+	−69.370	9.4 h *2*	β−
157	(3/2−)	−66.73	8.03 m *7*	β−
158	0+	−65.21	5.30 m *3*	β−
159	5/2−	−62.2	11.37 s *15*	β−
160	0+	−60.4s	9.6 s *3*	β−
161		−57.0s	4.8 s *8*	β−
162	0+	−54.8s	≈2 s	β−?
163		−50.9s	≈1 s	β−?
164	0+	−48.2s	≈0.5 s	β−?
165		−43.8s	≈0.2 s	β−
63 Eu 130	(1+)	−33.9s	0.9 ms +5−3	p
131	3/2+	−39.4s	17.8 ms *19*	p 87.9%, ε 12.1%
132		−42.5s	200 ms *sy*	ε
133		−47.3s	≈1 s	ε ?
134		−49.8s	0.5 s *2*	ε , εp>0%
135		−54.2s	1.5 s *2*	ε , εp
136m	(7+)	−56.3s	3.3 s *3*	ε , εp 0.09%
136m	(3+)	−56.3s	3.8 s *3*	ε , εp 0.09%
137	(11/2−)	−60.0s	11 s *2*	ε
138	(6−)	−61.75	12.1 s *6*	ε
139	(11/2)−	−63.40	17.9 s *6*	ε
140	1+	−66.99	1.51 s *2*	ε
140m	(5−)	−66.80	125 ms *2*	IT, ε<1%
141	5/2+	−69.93	40.7 s *7*	ε
141m	11/2−	−69.83	2.7 s *3*	IT 87%, ε 13%
142	1+	−71.32	2.34 s *12*	ε
142m	8−	−71.32	1.223 m *8*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
61 Pm 130	(4,5,6)	−55.5s	2.6 s *2*	ε , εp
131	(11/2)	−59.7s	6.3 s *8*	ε
132	(3+)	−61.7s	6.2 s *6*	ε , εp=5.0×10^{-5}%
133	(11/2−)	−65.41	15 s *3*	ε
134	(2+)	−66.74	≈5 s	ε
134m	(5+)	−66.74	22 s *1*	ε
135m	(11/2−)	−69.98	45 s *4*	ε
135m	3/2+,5/2+)	−69.98	49 s *3*	ε
136m	(2+)	−71.20	47 s *2*	ε
136m	(5−)	−71.20	107 s *6*	ε
137	11/2−	−74.07	2.4 m *1*	ε
138		−74.94	10 s *2*	ε
138m		−74.92	3.24 m *5*	ε
139	(5/2)+	−77.50	4.15 m *5*	ε
139m	(11/2)−	−77.31	180 ms *20*	IT 99.94%, ε 0.06%
140	1+	−78.21	9.2 s *2*	ε
140m	8−	−78.21	5.95 m *5*	ε
141	5/2+	−80.52	20.90 m *5*	ε
142	1+	−81.16	40.5 s *5*	ε
143	5/2+	−82.966	265 d *7*	ε , ε<5.7×10^{-6}%
144	5−	−81.421	363 d *14*	ε
145	5/2+	−81.274	17.7 y *4*	ε , α 3×10^{-7}%
146	3−	−79.460	5.53 y *5*	ε 66%, β− 34%
147	7/2+	−79.048	2.6234 y *2*	β−
148	1−	−76.872	5.368 d *2*	β−
148m	5−,6−	−76.734	41.29 d *11*	β− 95.8%, IT 4.2%
149	7/2+	−76.071	53.08 h *5*	β−
150	(1−)	−73.60	2.68 h *2*	β−
151	5/2+	−73.395	28.40 h *4*	β−
152	1+	−71.26	4.12 m *8*	β−
*152*m	4−	−71.11	7.52 m *8*	β−
*152*m	(8)	−71.11	13.8 m *2*	β−≤100%, IT≥0%
153	5/2−	−70.68	5.25 m *2*	β−
154	(3,4)	−68.50	2.68 m 7	β−
*154*m	(0,1)	−68.50	1.73 m *10*	β−
155	5/2−	−66.97	41.5 s *2*	β−
156m	4−	−64.22	26.70 s *10*	β−
157	(5/2−)	−62.4	10.56 s *10*	β−
158		−59.1	4.8 s *5*	β−
159		−56.8s	1.47 s *15*	β−
160		−53.1s	≈2 s	β−?
161		−50.4s	≈0.7 s	β−?
162		−46.3s	≈0.5 s	β−?
163		−43.1s	≈0.2 s	β−?
62 Sm 128	0+	−39.0s	0.5 s *sy*	ε ?, p ?
129	(1/2+)	−42.3s	0.55 10	ε , εp
130	0+	−47.6s	1 s *sy*	ε
131		−50.2s	1.2 s *2*	ε , εp>0%
132	0+	−55.2s	4.0 s *3*	ε , εp
133	(5/2+)	−57.1s	3.7 s *7*	ε , εp>0%
134	0+	−61.5s	9.5 s *8*	ε
135	(3/2+,5/2+)	−62.9	10.3 s *5*	ε , εp 0.02%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
63 Eu 143	5/2+	−74.24	2.59 m *2*	ε
144	1+	−75.62	10.2 s *1*	ε
145	5/2+	−77.998	5.93 d *4*	ε
146	4−	−77.122	4.61 d *3*	ε
147	5/2+	−77.550	24.1 d *6*	ε , α 2.2×10^{-3}%
148	5−	−76.30	54.5 d *5*	ε , α 9.4×10^{-5}%
149	5/2+	−76.447	93.1 d *4*	ε
150	5(−)	−74.797	36.9 y *9*	ε
150m	0−	−74.755	12.8 h *1*	β− 89%, ε 11%, IT≤5.0×10^{-6}%
151	5/2+	−74.659	**47.81%** *3*	
152	3−	−72.895	13.506 y *6*	ε 72.1%, β− 27.9%
152m	0−	−72.849	9.3116 h *13*	β− 72%, ε 28%
152m	8−	−72.747	96 m *1*	IT
153	5/2+	−73.373	**52.19%** *3*	
154	3−	−71.744	8.590 y *3*	β− 99.98%, ε 0.02%
154m	(8−)	−71.599	46.3 m *4*	IT
155	5/2+	−71.825	4.753 y *14*	β−
156	0+	−70.093	15.19 d *8*	β−
157	5/2+	−69.467	15.18 h *3*	β−
158	(1−)	−67.21	45.9 m *2*	β−
159	5/2+	−66.053	18.1 m *1*	β−
160	1	−63.4s	38 s *4*	β−
161		−61.8s	26 s *3*	β−
162		−58.6s	10.6 s *10*	β−
163		−56.6s	6 s *sy*	β−?
164		−53.1s	≈2 s	β−?
165		−50.6s	≈1 s	β−?
166		−46.6s	≈0.4 s	β−
167		−43.6s	≈0.2 s	β−?
64 Gd 134	0+	−41.6s	0.4 s *sy*	ε ?
135		−44.2s	1.1 s *2*	ε , εp≈2%
136	0+	−49.1s	≥200 ns	
137	(7/2)	−51.2s	2.2 s *2*	ε , εp
138	0+	−55.8s	4.7 s *9*	ε
139	(9/2−)	−57.5s	5.8 s *9*	ε>0%, εp>0%
139m		−57.5s	4.8 s *9*	ε>0%, εp>0%
140	0+	−61.78	15.8 s *4*	ε
141	1/2+	−63.22	14 s *4*	ε , εp 0.03%
141m	11/2−	−62.85	24.5 s *5*	ε 69%, IT 11%
142	0+	−66.96	70.2 s *6*	ε
143	(1/2)+	−68.2	39 s *2*	ε
143m	(11/2−)	−68.1	110.0 s *14*	ε
144	0+	−71.76	4.47 m *6*	ε
145	1/2+	−72.93	23.0 m *4*	ε
145m	11/2−	−72.18	85 s *3*	IT 94.3%, ε 5.7%
146	0+	−76.093	48.27 d *10*	ε
147	7/2−	−75.363	38.06 h *12*	ε
148	0+	−76.276	70.9 y *10*	α
149	7/2−	−75.133	9.28 d *10*	ε , α 4.3×10^{-4}%
150	0+	−75.769	1.79×10^{6} y *8*	α
151	7/2−	−74.195	124 d *1*	ε , α ≈8.0×10^{-7}%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
64 Gd 152	0+	−74.714	1.08×10^{14} y *8*	α
			0.20% *1*	
153	3/2−	−72.890	240.4 d *10*	ε
154	0+	−73.713	**2.18%** *3*	
155	3/2−	−72.077	**14.80%** *12*	
156	0+	−72.542	**20.47%** *9*	
157	3/2−	−70.831	**15.65%** *2*	
158	0+	−70.697	**24.84%** *7*	
159	3/2−	−68.568	18.479 h *4*	β−
160	0+	−67.949	>3.1×10^{19} y	2β−
			21.86% *19*	
161	5/2−	−65.513	3.66 m *5*	β−
162	0+	−64.287	8.4 m *2*	β−
163	(5/2−,7/2+)	−61.5s	68 s *3*	β−
164	0+	−59.7s	45 s *3*	β−
165		−56.5s	10.3 s *16*	β−
166	0+	−54.4s	≈7 s	β−
167		−50.7s	≈3 s	β−?
168	0+	−48.1s	≈0.3 s	β−?
169		−43.9s	≈1 s	β−?
65 Tb 135	(7/2−)		0.94 ms +*33*−*22*	p
136		−36.0s	0.2 s *sy*	ε ?
137		−41.0s	0.6 s *sy*	p?, ε ?
138?		−43.6s	≥200 ns	ε , p
139		−48.2s	1.6 s *2*	ε , εp?
140	(7+)	−50.5	2.1 s *4*	ε , εp 0.26%
141	(5/2−)	−54.5	3.5 s *2*	ε
141m		−54.5	7.9 s *6*	ε
142	1+	−57.1s	597 ms *17*	ε , εp 2.2×10^{-3}%
142m	(5−)	−56.8s	303 ms *17*	IT
143	(11/2−)	−60.43	12 s *1*	ε
143m		−60.43	<21 s	ε
144	1+	−62.37	≈1 s	ε
144m	(6−)	−61.97	4.25 s *15*	IT 66%, ε 34%
145	(3/2+)	−65.88	≈20 m	ε ?
145m	(11/2−)	−65.88	30.9 s *7*	ε
146	1+	−67.77	8 s *4*	ε
146m	5−	−67.77	23 s *2*	ε
147	(1/2+)	−70.75	1.7 h *1*	ε
147m	(11/2)−	−70.70	1.83 m *6*	ε
148	2−	−70.54	60 m *1*	ε
148m	(9)+	−70.45	2.20 m *5*	ε
149	1/2+	−71.496	4.118 h *25*	ε 83.3%, α 16.7%
149m	11/2−	−71.460	4.16 m *4*	ε 99.98%, α 0.02%
150	(2−)	−71.110	3.48 h *16*	ε , α<0.05%
150m	9+	−70.637	5.8 m *2*	ε
151	1/2(+)	−71.630	17.609 h *1*	ε , α 9.5×10^{-3}%
151m	(11/2−)	−71.530	25 s *3*	IT 93.8%, ε 6.2%
152	2−	−70.72	17.5 h *1*	ε , α<7.0×10^{-5}%
152m	8+	−70.22	4.2 m *1*	IT 78.8%, ε 21.2%
153	5/2+	−71.320	2.34 d *1*	ε
154	0	−70.16	21.5 h *4*	ε , β−<0.1%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
65 Tb 154m	3−	−70.16	9.4 h *4*	ε 78.2%, IT 21.8% β−<0.1%
154m	7−	−70.16	22.7 h *5*	ε 98.2%, IT 1.8%
155	3/2+	−71.25	5.32 d *6*	ε
156	3−	−70.098	5.35 d *10*	ε
156m	(7−)	−70.048	24.4 h *10*	IT
156m	(0+)	−70.009	5.3 h *2*	IT<100%, ε >0%
157	3/2+	−70.771	71 y *7*	ε
158	3−	−69.477	180 y *11*	ε 83.4%, β− 16.6%
158m	0−	−69.367	10.70 s *17*	IT, β−<0.6%, ε<0.01%
159	3/2+	−69.539	**100%**	
160	3−	−67.843	72.3 d *2*	β−
161	3/2+	−67.468	6.906 d *19*	β−
162	1−	−65.68	7.60 m *15*	β−
163	3/2+	−64.601	19.5 m *3*	β−
164	(5+)	−62.1	3.0 m *1*	β−
165	(3/2+)	−60.7s	2.11 m *10*	β−
166		−57.8	21 s *6*	β−
167	(3/2+)	−55.8s	19.4 s *27*	β−
168	(4−)	−52.5s	8.2 s *13*	β−
169		−50.1s	≈2 s	β−?
170		−46.3s	≈3 s	β−?
171		−43.5s	≈0.5 s	β−
66 Dy 138	0+	−34.9s	200 ms *sy*	ε ?
139	(7/2+)	−37.7s	0.6 s *2*	ε , εp
141	(9/2−)	−45.3s	0.9 s *2*	ε , εp
142	0+	−50.0s	2.3 s *3*	ε , εp 0.06%
143	(1/2+)	−52.3s	5.6 s *10*	ε , εp
143m	(11/2−)	−52.3s	3.0 s *3*	ε , εp
144	0+	−56.58	9.1 s *4*	ε , εp
145	(1/2+)	−58.29	10.5 s *15*	ε
145m	(11/2−)	−58.29	13.6 s *10*	ε
146	0+	−62.55	29 s *3*	ε
146m	(10+)	−59.62	150 ms *20*	IT
147	1/2+	−64.19	40 s *10*	ε , εp>0%
147m	11/2−	−63.44	55.7 s *7*	ε 65%, IT 35%
148	0+	−67.86	3.3 m *2*	ε
149	(7/2−)	−67.715	4.20 m *14*	ε
149m	(27/2−)	−65.054	0.490 s *15*	IT 99.3%, ε 0.7%
150	0+	−69.317	7.17 m *5*	ε 64%, α 36%
151	7/2(−)	−68.759	17.9 m *3*	ε 94.4%, α 5.6%
152	0+	−70.124	2.38 h *2*	ε 99.9%, α 0.1%
153	7/2(−)	−69.150	6.4 h *1*	ε 99.99%, α 9.4×10^{-3}%
154	0+	−70.398	3.0×10^{6} y *15*	α
155	3/2−	−69.16	9.9 h *2*	ε
156	0+	−70.530	**0.06%** *1*	
157	3/2−	−69.428	8.14 h *4*	ε
158	0+	−70.412	**0.10%** *1*	
159	3/2−	−69.174	144.4 d *2*	ε
160	0+	−69.678	**2.34%** *8*	

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
66 Dy 161	5/2+	−68.061	**18.91%** *24*	
162	0+	−68.187	**25.51%** *26*	
163	5/2−	−66.386	**24.90%** *16*	
164	0+	−65.973	**28.18%** *37*	
165	7/2+	−63.618	2.334 h *1*	β−
165m	1/2−	−63.510	1.257 m *6*	IT 97.76%, β− 2.24%
166	0+	−62.590	81.6 h *1*	β−
167	(1/2−)	−59.94	6.20 m *8*	β−
168	0+	−58.6	8.7 m *3*	β−
169	(5/2−)	−55.6	39 s *8*	β−
170	0+	−53.7s	≈30 s	β−?
171		−50.1s	≈6 s	β−
172	0+	−47.7s	≈3 s	β−
173		−43.8s	≈2 s	β−?
67 Ho 140	(6−,0−,8+)	−29.3s	6 ms *3*	p
141	7/2−	−34.4s	4.1 ms *3*	p
142		−37.5s	≈0.3 s	ε , εp
143		−42.3s	>200 ns	ε ?, εp ?
144		−45.2s	0.7 s *1*	ε , εp
145		−49.2s	2.4 s *1*	ε
146	(10+)	−51.6s	3.6 s *3*	ε
147	(11/2−)	−55.84	5.8 s *4*	ε
148	(1+)	−58.0	2.2 s *11*	ε
148m	(6)−	−58.0	9.59 s *15*	ε , εp 0.08%
149	(11/2−)	−61.69	21.1 s *2*	ε
149m	(1/2+)	−61.64	56 s *3*	ε
150	2−	−61.95	72 s *4*	ε
150m	(9)+	−61.15	23.3 s *3*	ε
151	(11/2−)	−63.63	35.2 s *1*	ε 78%, α 22%
151m	(1/2+)	−63.59	47.2 s *10*	α 80%, ε 20%
152	2−	−63.61	161.8 s *3*	ε 88%, α 12%
152m	9+	−63.45	50.0 s *4*	ε 89.2%, α 10.8%
153	11/2−	−65.019	2.01 m *3*	ε 99.95%, α 0.05%
153m	1/2+	−64.951	9.3 m *5*	ε 99.82%, α 0.18%
154	2−	−64.644	11.76 m *12*	ε 99.98%, α 0.02%
154m	8+	−64.644	3.10 m *14*	ε , α<1.0×10^{-3}%, IT?
155	5/2+	−66.04	48 m *1*	ε
156	4−	−65.35	56 m *1*	ε
156m	1−	−65.30	9.5 s *15*	IT
156m	9+	−65.30	7.8 m *3*	ε 75%, IT 25%
157	7/2−	−66.83	12.6 m *2*	ε
158	5+	−66.19	11.3 m *4*	ε
158m	2−	−66.12	28 m *2*	IT>81%, ε<19%
158m	(9+)	−66.01	21.3 m *23*	ε ≥93%, IT≤7%
159	7/2−	−67.336	33.05 m *11*	ε
159m	1/2+	−67.130	8.30 s *8*	IT
160	5+	−66.39	25.6 m *3*	ε
160m	2−	−66.33	5.02 h *5*	IT 73%, ε 27%
160m	(9+)	−66.22	3 s	IT
161	7/2−	−67.203	2.48 h *5*	ε
161m	1/2+	−66.992	6.76 s *7*	IT

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
67 Ho 162	1+	−66.047	15.0 m *10*	ε
162m	6−	−65.941	67.0 m *7*	IT 62%, ε 38%
163	7/2−	−66.384	4570 y *25*	ε
163m	1/2+	−66.086	1.09 s *3*	IT
164	1+	−64.987	29 m *1*	ε 60%, β− 40%
164m	6−	−64.847	37.5 m +*15*−*5*	IT
165	7/2−	−64.905	**100%**	
166	0−	−63.077	26.83 h *2*	β−
166m	(7)−	−63.071	1.20×10^{3} y *18*	β−
167	7/2−	−62.287	3.003 h *18*	β−
168	3+	−60.07	2.99 m *7*	β−
168m	(6+)	−60.01	132 s *4*	IT≥99.5%, β−≤0.5%
169	7/2−	−58.80	4.72 m *10*	β−
170	(6+)	−56.24	2.76 m *5*	β−
170m	(1+)	−56.12	43 s *2*	β−
171	(7/2−)	−54.5	53 s *2*	β−
172		−51.4s	25 s *3*	β−
173		−49.1s	≈10 s	β−?
174		−45.5s	≈8 s	β−?
175		−42.8s	≈5 s	β−?
68 Er 143		−31.4s	0.2 s *sy*	ε ?
144	0+	−36.9s	≥200 ns	ε
145	(11/2−)	−39.7s	0.9 s *3*	ε , εp
146	0+	−44.7s	1.7 s *6*	ε , εp
147	(11/2−)	−47.0s	2.5 s *2*	ε , εp>0%
147m	(1/2+)	−47.0s	≈2.5 s	ε , εp>0%
148	0+	−51.7s	4.6 s *2*	ε
149	(1/2+)	−53.74	4 s *2*	ε , εp 7%
149m	(11/2−)	−53.00	8.9 s *2*	ε 96.5%, IT 3.5%, εp 0.18%
150	0+	−57.83	18.5 s *7*	ε
151	(7/2−)	−58.27	23.5 s *13*	ε
151m	(27/2−)	−55.68	0.58 s *2*	IT 95.3%, ε 4.7%
152	0+	−60.50	10.3 s *1*	α 90%, ε 10%
153	(7/2−)	−60.488	37.1 s *2*	α 53%, ε 47%
154	0+	−62.612	3.73 m *9*	ε 99.53%, α 0.47%
155	7/2−	−62.215	5.3 m *3*	ε 99.98%, α 0.02%
156	0+	−64.21	19.5 m *10*	ε ≈100%, α 1.7×10^{-5}%
157	3/2−	−63.42	18.65 m *10*	ε ≈100%
158	0+	−65.30	2.29 h *6*	ε
159	3/2−	−64.567	36 m *1*	ε
160	0+	−66.06	28.58 h *9*	ε
161	3/2−	−65.209	3.21 h *3*	ε
162	0+	−66.343	**0.139%** *5*	
163	5/2−	−65.174	75.0 m *4*	ε
164	0+	−65.950	**1.601%** *3*	
165	5/2−	−64.528	10.36 h *4*	ε
166	0+	−64.932	**33.503%** *36*	
167	7/2+	−63.297	**22.869%** *9*	
167m	1/2−	−63.089	2.269 s *6*	IT
168	0+	−62.997	**26.978%** *18*	

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
68 Er 169	1/2−	−60.929	9.392 d *18*	β−
170	0+	−60.115	**14.910% *36***	
171	5/2−	−57.725	7.516 h *2*	β−
172	0+	−56.489	49.3 h *3*	β−
173	(7/2−)	−53.7s	1.4 m *1*	β−
174	0+	−51.9s	3.2 m *2*	β−
175	(9/2+)	−48.7s	1.2 m *3*	β−
176	0+	−46.5s	≈20 s	β−?
177		−42.8s	≈3 s	β−?
69 Tm 145	(11/2−)	−27.9s	3.1 μs *3*	p
146	(5−)	−31.3s	80 ms *10*	p, ε
146m	(8+)	−31.1s	200 ms *10*	p, ε
147	11/2−	−36.4s	0.58 s *3*	ε 85%, p 15%
148m	(10+)	−39.3s	0.7 s *2*	ε
149	(11/2−)	−44.0s	0.9 s *2*	ε, εp 0.2%
150	(6−)	−46.6s	2.2 s *2*	ε
151	(11/2−)	−50.78	4.17 s *10*	ε
151m	(1/2+)	−50.78	6.6 s *14*	ε
152	(2)−	−51.77	8.0 s *10*	ε
152m	(9)+	−51.77	5.2 s *6*	ε
153	(11/2−)	−54.02	1.48 s *1*	α 91%, ε 9%
153m	(1/2+)	−53.97	2.5 s *2*	α 92%, ε 8%
154	(2−)	−54.43	8.1 s *3*	α 54%, ε 46%
154m	(9+)	−54.43	3.30 s *7*	α 58%, ε 42%, IT
155	11/2−	−56.64	21.6 s *2*	ε 99.11%, α 0.89%
155m	1/2+	−56.59	45 s *3*	ε>98%, α<2%
156	2−	−56.84	83.8 s *18*	ε 99.94%, α 0.06%
157	1/2+	−58.71	3.63 m *9*	ε
158	2−	−58.70	3.98 m *6*	ε
158m	(5+)	−58.70	≈20 s	IT?
159	5/2+	−60.57	9.13 m *16*	ε
160	1−	−60.30	9.4 m *3*	ε
160m	5	−60.23	74.5 s *15*	IT 85%, ε 15%
161	7/2+	−61.90	30.2 m *8*	ε
162	1−	−61.48	21.70 m *19*	ε
162m	5+	−61.48	24.3 s *17*	IT 82%, ε 18%
163	1/2+	−62.735	1.810 h *5*	ε
164	1+	−61.89	2.0 m *1*	ε, ε 39%
164m	6−	−61.89	5.1 m *1*	IT≈80%, ε≈20%
165	1/2+	−62.936	30.06 h *3*	ε
166	2+	−61.89	7.70 h *3*	ε
167	1/2+	−62.548	9.25 d 2	ε
168	3+	−61.318	93.1 d 2	ε 99.99%, β− 0.01%
169	1/2+	−61.280	**100%**	
170	1−	−59.801	128.6 d *3*	β− 99.87%, ε 0.13%
171	1/2+	−59.216	1.92 y *1*	β−
172	2−	−57.380	63.6 h *2*	β−
173	(1/2+)	−56.259	8.24 h *8*	β−
174	(4)−	−53.87	5.4 m *1*	β−
175	(1/2+)	−52.32	15.2 m *5*	β−
176	(4+)	−49.4	1.9 m *1*	β−
177m	(7/2−)	−47.5s	90 s *6*	β−≤100%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
69 Tm 178		−44.1s	≈30 s	β−?
179		−41.6s	≈20 s	β−?
70 Yb 148	0+	−30.3s	≈0.25 s	ε ?
149	(1/2−,3/2+)	−33.5s	0.7 s *2*	ε, εp≈100%
150	0+	−38.7s	>200 ns	ε ?
151	(1/2+)	−41.5	1.6 s *1*	ε, εp
151m	(11/2−)	−41.5	1.6 s *1*	ε≈100%, εp, IT?
152	0+	−46.3	3.04 s *6*	ε, εp
153	7/2−	−47.1s	4.2 s *2*	α 60%, ε 40%
154	0+	−49.93	0.409 s *2*	α 92.6%, ε 7.4%
155	(7/2−)	−50.50	1.793 s *19*	α 89%, ε 11%
156	0+	−53.26	26.1 s 7	ε 90%, α 10%
157	7/2−	−53.44	38.6 s *10*	ε 99.5%, α 0.5%
158	0+	−56.015	1.49 m *13*	ε, α≈2.1×10⁻⁵%
159	5/2(−)	−55.84	1.67 m *9*	ε
160	0+	−58.17	4.8 m *2*	ε
161	3/2−	−57.84	4.2 m *2*	ε
162	0+	−59.83	18.87 m *19*	ε
163	3/2−	−59.30	11.05 m *35*	ε
164	0+	−61.02	75.8 m *17*	ε
165	5/2−	−60.29	9.9 m *3*	ε
166	0+	−61.589	56.7 h *1*	ε
167	5/2−	−60.594	17.5 m 2	ε
168	0+	−61.575	**0.13% *1***	
169	7/2+	−60.370	32.018 d *5*	ε
169m	1/2−	−60.346	46 s 2	IT
170	0+	−60.769	**3.04% *15***	
171	1/2−	−59.312	**14.28% *57***	
172	0+	−59.260	**21.83% *67***	
173	5/2−	−57.556	**16.13% *27***	
174	0+	−56.950	**31.83% *92***	
175	(7/2−)	−54.701	4.185 d *1*	β−
176	0+	−53.494	≥1.6×10¹⁷ y	2β−
			12.76% *41*	
176m	(8)−	−52.444	11.4 s *3*	IT≥90%, β−≤10%
177	(9/2+)	−50.989	1.911 h *3*	β−
177m	(1/2−)	−50.658	6.41 s *2*	IT
178	0+	−49.70	74 m *3*	β−
179	(1/2−)	−46.4s	8.0 m *4*	β−
180	0+	−44.4s	2.4 m *5*	β−
181		−40.8s	1 m *sy*	β−?
71 Lu 150	(2+)	−24.9s	43 ms *5*	p 68%, ε 32%
151	11/2−	−30.2s	80.6 ms *19*	p 63.4%, ε 36.6%
152	(5−,6−)	−33.4s	0.7 s *1*	ε, εp 15%
153	11/2−	−38.4	0.9 s 2	α≈70%, ε≈30%
154	(2−)	−39.6s	~2 s	ε ?
154m	(9+)	−39.6s	1.12 s *8*	ε≈100%
155	11/2−	−42.55	68 ms *1*	α 90%, ε 10%
155m	1/2+	−42.53	138 ms *8*	α 76%, ε 24%
156	(2)−	−43.75	494 ms *12*	α≈95%, ε≈5%
156m	9+	−43.75	198 ms *2*	α
157	(1/2+,3/2+)	−46.48	6.8 s *18*	α>0%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
71 Lu 157m	(11/2−)	−46.46	4.79 s *12*	ε 94%, α 6%
158		−47.21	10.6 s *3*	ε 99.09%, α 0.91%
159		−49.72	12.1 s *10*	ε, α 0.1%
160		−50.27	36.1 s *3*	ε, α≤1.0×10⁻⁴%
160m		−50.27	40 s *1*	ε≤100%, α
161	1/2+	−52.56	77 s *2*	ε
161m	(9/2−)	−52.43	7.3 ms *4*	IT
162	(1−)	−52.84	1.37 m *2*	ε≤100%
162m	(4−)	−52.84	1.5 m	ε≤100%
162m		−52.84	1.9 m	ε≤100%
163	1/2(+)	−54.79	3.97 m *13*	ε
164	1	−54.64	3.14 m *3*	ε
165	1/2+	−56.44	10.74 m *10*	ε
166	(6−)	−56.02	2.65 m *10*	ε
166m	(3−)	−55.99	1.41 m *10*	ε 53%, IT 42%
166m	(0−)	−55.98	2.12 m *10*	ε>80%, IT<20%
167	7/2+	−57.50	51.5 m *10*	ε
167m	1/2+	−57.50	≥1 m	ε, IT
168	(6−)	−57.06	5.5 m *1*	ε
168m	3+	−56.84	6.7 m *4*	ε>95%, IT<5%
169	7/2+	−58.077	34.06 h *5*	ε
169m	1/2−	−58.048	160 s *10*	IT
170	0+	−57.31	2.012 d *20*	ε
170m	(4)−	−57.22	0.67 s *10*	IT
171	7/2+	−57.833	8.24 d *3*	ε
171m	1/2−	−57.762	79 s 2	IT
172	4−	−56.741	6.70 d *3*	ε
172m	1−	−56.699	3.7 m *5*	IT
173	7/2+	−56.886	1.37 y *1*	ε
174	(1)−	−55.575	3.31 y *5*	ε
174m	(6)−	−55.404	142 d 2	IT 99.39%, ε 0.62%
175	7/2+	−55.171	**97.41% *2***	
176	7−	−53.387	3.76×10¹⁰ y 7	β−
			2.59% *2*	
176m	1−	−53.264	3.664 h *19*	β− 99.91%, ε 0.1%
177	7/2+	−52.389	6.6475 d *20*	β−
177m	23/2−	−51.419	160.44 d *6*	β− 78.6%, IT 21.4%
177m	(39/2−)	−49.689	6 m +3−2	β−≤100%, IT
178	1(+)	−50.343	28.4 m 2	β−
178m	(9−)	−50.223	23.1 m *3*	β−
179	7/2(+)	−49.064	4.59 h *6*	β−
180	5+	−46.69	5.7 m *1*	β−
181	(7/2+)	−44.7s	3.5 m *3*	β−
182	(0,1,2)	−41.9s	2.0 m *2*	β−
183	(7/2+)	−39.5s	58 s *4*	β−
184	(3+)	−36.4s	20 s *3*	β−
72 Hf 153		−27.3s	>60 ns	ε ?
154	0+	−32.7s	2 s *1*	ε≈100%, α≈0%
155		−34.1s	0.89 s *12*	ε
156	0+	−37.9	23 ms *1*	α
157	7/2−	−38.8s	110 ms *6*	α 86%, ε 14%
158	0+	−42.10	2.85 s *7*	ε 55.7%, α 44.3%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
72 Hf 159	7/2−	−42.85	5.6 s *4*	ε 65%, α 35%
160	0+	−45.94	13.6 s 2	ε 99.3%, α 0.7%
161		−46.32	18.2 s *5*	ε>99.87%, α<0.13%
162	0+	−49.173	39.4 s *9*	ε 99.99%, α 8.0×10⁻³%
163		−49.29	40.0 s *6*	ε, α<1.0×10⁻⁴%
164	0+	−51.82	111 s *8*	ε
165	(5/2−)	−51.64	76 s *4*	ε
166	0+	−53.86	6.77 m *30*	ε
167	(5/2)−	−53.47	2.05 m *5*	ε
168	0+	−55.36	25.95 m *20*	ε
169	(5/2)−	−54.72	3.24 m *4*	ε
170	0+	−56.25	16.01 h *13*	ε
171	7/2(+)	−55.43	12.1 h *4*	ε
171m	1/2(−)	−55.41	29.5 s *9*	IT≤100%, ε
172	0+	−56.40	1.87 y *3*	ε
173	1/2−	−55.41	23.6 h *1*	ε
174	0+	−55.847	2.0×10¹⁵ y *4*	α
			0.16% *1*	
175	5/2(−)	−54.484	70 d 2	ε
176	0+	−54.577	**5.26% 7**	
177	7/2−	−52.890	**18.60% *9***	
177m	23/2+	−51.574	1.09 s *5*	IT
177m	37/2−	−50.150	51.4 m *5*	IT
178	0+	−52.444	**27.28% 7**	
178m	8−	−51.297	4.0 s 2	IT
178m	16+	−49.998	31 y *1*	IT
179	9/2+	−50.472	**13.62% *2***	
179m	1/2−	−50.097	18.67 s *4*	IT
179m	25/2−	−49.366	25.05 d *25*	IT
180	0+	−49.788	**35.08% *16***	
180m	8−	−48.647	5.47 h *4*	IT 99.7%, β− 0.3%
181	1/2−	−47.412	42.39 d *6*	β−
182	0+	−46.059	8.90×10⁶ y *9*	β−
182m	8−	−44.886	61.5 m *15*	β− 58%, IT 42%
183	(3/2−)	−43.29	1.067 h *17*	β−
184	0+	−41.50	4.12 h *5*	β−
184m	8−	−40.23	48 s *10*	β−
185		−38.4s	3.5 m *6*	β−
186	0+	−36.4s	2.6 m *12*	β−
187		−33.0s	30 s *sy*	β−?
188	0+	−30.9s	20 s *sy*	β−
73 Ta 155m	11/2−	−23.7s	12 μs +4−3	p
156	(2−)	−25.8s	144 ms *24*	p=100%, ε
156m	9+	−25.7s	0.36 s *4*	ε 95.8%, p 4.2%
157	1/2+	−29.6	10.1 ms *4*	α 96.6%, p 3.4%
157m	11/2−	−29.6	4.3 ms *1*	α
157m	(25/2−)	−28.0	1.7 ms *1*	α
158	(2−)	−31.0s	55 ms *15*	α≈91%, ε≈9%
158m	(9+)	−30.9s	36.7 ms *15*	α 99%, ε 5%
159	(1/2−)	−34.45	0.83 s *18*	ε 66%, α 34%
159m	(11/2−)	−34.38	515 ms *20*	α 55%, ε 45%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
73 Ta 160		−35.88	1.55 s *4*	ε 66%, α 34%
160m		−35.88	1.7 s *2*	α?
161		−38.73*s*	2.89 s *12*	ε 95%, α?
162		−39.78	3.57 s *12*	ε 99.93%, α 0.07%
163		−42.54	10.6 s *18*	ε ≈ 99.8%, α ≈ 0.2%
164	(3+)	−43.28	14.2 s *3*	ε
165		−45.86	31.0 s *15*	ε
166	(2)+	−46.10	34.4 s *5*	ε
167	(3/2+)	−48.35	80 s *4*	ε
168	(2−,3+)	−48.39	2.0 m *1*	ε
169	(5/2+)	−50.29	4.9 m *4*	ε
170	(3+)	−50.14	6.76 m *6*	ε
171	(5/2−)	−51.72	23.3 m *3*	ε
172	(3+)	−51.33	36.8 m *3*	ε
173	5/2−	−52.40	3.14 h *13*	ε
174	3+	−51.74	1.14 h *8*	ε
175	7/2+	−52.41	10.5 h *2*	ε
176	(1)−	−51.37	8.09 h *5*	ε
177	7/2+	−51.724	56.56 h *6*	ε
178	1+	−50.51	9.31 m *3*	ε
178	(7)−	−50.51	2.36 h *8*	ε
179	7/2+	−50.366	1.82 y *3*	ε
180	1+	−48.936	8.154 h *6*	ε 86%, β− 14%
180m	9−	−48.859	>1.2×10^{15} y	2ε ?
181	7/2+	−48.442	**99.988%** *2*	
182	3−	−46.433	114.43 d *3*	β−
182m	5+	−46.417	283 ms *3*	IT
182m	10−	−45.913	15.84 m *10*	IT
183	7/2+	−45.296	5.1 d *1*	β−
184	(5−)	−42.84	8.7 h *1*	β−
185	(7/2+)	−41.40	49.4 m *15*	β−
186	(2−,3−)	−38.61	10.5 m *3*	β−
186m		−38.61	1.54 m *5*	β−
187		−36.8*s*	≈2 m	β−?
188		−33.8*s*	≈20 s	β−
189	(7/2+)	−31.8*s*	3 s *sy*	β−?
190		−28.7*s*	0.3 s *sy*	β−?
74 W 158	0+	−23.7*s*	1.25 ms *21*	α
159		−25.2*s*	7.3 ms *27*	α ≈ 99.9%, ε ≈ 0.1%
160	0+	−29.4	91 ms *5*	α 87%
161		−30.4*s*	409 ms *18*	α 73%
162	0+	−34.00	1.36 s *7*	ε 54.8%, α 45.2%
163		−34.91	2.8 s *2*	ε 87%, α 13%
164	0+	−38.23	6.3 s *2*	ε 96.2%, α 3.8%
165	(5/2−)	−38.86	5.1 s *5*	ε , α < 0.2%
166	0+	−41.89	19.2 s *6*	ε 99.97%, α 0.04%
167	(+)	−42.09	19.9 s *5*	ε 99.96%, α 0.04%
168	0+	−44.89	53 s *2*	ε ≈ 100%, α 3.2×10^{-3}%
169	(5/2−)	−44.92	74 s *6*	ε
170	0+	−47.29	2.42 m *4*	ε
171	(5/2−)	−47.09	2.38 m *4*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
75 Re 175	(5/2−)	−45.29	5.89 m *5*	ε
176	3+	−45.06	5.3 m *3*	ε
177	5/2−	−46.27	14 m *1*	ε
178	(3+)	−45.65	13.2 m *2*	ε
179	(5/2)+	−46.59	19.5 m *1*	ε
180	(1)−	−45.84	2.44 m *6*	ε
181	5/2+	−46.51	19.9 h *7*	ε
182	7+	−45.4	64.0 h *5*	ε
182m	2+	−45.4	12.7 h *2*	ε
183	5/2+	−45.811	70.0 d *14*	ε
184	3(−)	−44.227	38.0 d *5*	ε
184m	8(+)	−44.039	169 d *8*	IT 75.4%, ε 24.6%
185	5/2+	−43.822	**37.40%** *2*	
186	1−	−41.930	3.7186 d *5*	β− 92.53%, ε 7.47%
186m	(8+)	−41.781	2.0×10^{5} y	IT
187	5/2+	−41.216	4.12×10^{10} y *11*	β−, **62.60%** *2* α < 1.0×10^{-4}%
188	1−	−39.016	17.003 h *3*	β−
188m	(6)−	−38.844	18.59 m *4*	IT
189	5/2+	−37.978	24.3 h *4*	β−
190	(2)−	−35.6	3.1 m *3*	β−
190m	(6−)	−35.4	3.2 h *2*	β− 54.4%, IT 45.6%
191	(3/2+,1/2+)	−34.35	9.8 m *5*	β−
192		−31.7*s*	16 s *1*	β−
193		−30.3*s*	30 s *sy*	β−?
194		−27.6*s*	>300 ns	β−
76 Os 162	0+	−14.5*s*	1.9 ms *2*	α
163		−16.1*s*	5.5 ms *6*	α ≈ 100%, ε
164	0+	−20.5	21 ms *1*	α 98%, ε 2%
165	(7/2−)	−21.6*s*	71 ms *3*	α > 60%, ε < 40%
166	0+	−25.44	181 ms *38*	α 72%, ε 18%
167		−26.50	0.81 s *6*	α 57%, ε 43%
168	0+	−29.99	2.1 s *1*	α 40%, ε
169		−30.72	3.40 s *9*	ε 88.8%, α 11.2%
170	0+	−33.93	7.46 s *23*	ε 91.4%, α 8.6%
171	(5/2−)	−34.29	8.3 s *2*	ε 98.2%, α 1.8%
172	0+	−37.24	19.2 s *5*	α 1.1%, ε
173	(5/2−)	−37.44	22.4 s *9*	α 0.4%, ε
174	0+	−40.00	44 s *4*	ε 99.98%, α 0.02%
175	(5/2−)	−40.10	1.4 m *1*	ε
176	0+	−42.10	3.6 m *5*	ε
177	1/2−	−41.95	3.0 m *2*	ε
178	0+	−43.55	5.0 m *4*	ε
179	(1/2−)	−43.02	6.5 m *3*	ε
180	0+	−44.36	21.5 m *4*	ε
181	1/2−	−43.55	105 m *3*	ε
181m	7/2−	−43.50	2.7 m *1*	ε ≈ 100%, IT ≤ 3%
182	0+	−44.61	22.10 h *25*	ε
183	9/2+	−43.66	13.0 h *5*	ε
183m	1/2−	−43.49	9.9 h *3*	ε 85%, IT 15%
184	0+	−44.256	>5.6×10^{13} y	α **0.02%** *1*

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
74 W 172	0+	−49.10	6.6 m *9*	ε
173	5/2−	−48.73	7.6 m *2*	ε
174	0+	−50.23	33.2 m *21*	ε
175	(1/2−)	−49.63	35.2 m *6*	ε
176	0+	−50.64	2.5 h *1*	ε
177	1/2−	−49.70	132 m *2*	ε
178	0+	−50.42	21.6 d *3*	ε
179	(7/2)−	−49.30	37.05 m *16*	ε
179m	(1/2)−	−49.08	6.40 m *7*	IT 99.72%, ε 0.28%
180	0+	−49.645	1.8×10^{18} y *2*	α **0.12%** *1*
181	9/2+	−48.254	121.2 d *2*	ε
182	0+	−48.248	>8.3×10^{18} y	α **26.50%** *16*
183	1/2−	−46.367	>1.3×10^{19} y	α **14.31%** *4*
183m	11/2+	−46.057	5.2 s *3*	IT
184	0+	−45.707	>2.9×10^{19} y	α **30.64%** *2*
185	3/2−	−43.390	75.1 d *3*	β−
185m	11/2+	−43.192	1.67 m *3*	IT
186	0+	−42.509	>2.7×10^{19} y	α **28.43%** *19*
187	3/2−	−39.905	23.72 h *6*	β−
188	0+	−38.667	69.78 d *5*	β−
189	(3/2−)	−35.5	10.7 m *5*	β−
190	0+	−34.3	30.0 m *15*	β−
191		−31.1*s*	>300 ns	β−?
192	0+	−29.6*s*	>300 ns	β−?
75 Re 160	(2−)	−16.7*s*	0.82 ms *+15−9*	p 91%, α 9%
161	1/2+	−20.9	0.37 ms *4*	p
161m	11/2−	−20.8	15.6 ms *9*	α 95.2%, p 4.8%
162	(2−)	−22.4*s*	107 ms *13*	α 94%, ε 6%
162m	(9+)	−22.2*s*	77 ms *9*	α 91%, ε 9%
163	(1/2+)	−26.01	390 ms *72*	ε 68%, α 32%
163m	(11/2−)	−25.89	214 ms *5*	α 66%, ε 34%
164		−27.6*s*	0.53 s *23*	α = 58%, ε = 42%
165	(1/2+)	−30.66	≈1 s	ε , α
165m	(11/2−)	−30.61	2.1 s *3*	ε 87%, α 13%
166		−31.85*s*	2.8 s *3*	α ≥ 8%
167	(9/2−)	−34.84*s*	5.9 s *9*	ε ≈ 99%, α ≈ 1%
167m		−34.84*s*	3.4 s *4*	α ≈ 100%
168	(5+,6+,7+)	−35.79	4.4 s *1*	ε ≈ 100%, α ≈ 5.0×10^{-3}%
169	(9/2−)	−38.39	8.1 s *5*	ε , α < 0.01%
169m		−38.39	15.1 s *15*	α ≈ 0.2%
170	(5+)	−38.92	9.2 s *2*	ε
171	(9/2−)	−41.25	15.2 s *4*	ε
172m	(5)	−41.52	15 s *3*	ε
172m	(2)	−41.52	55 s *5*	ε
173	(5/2−)	−43.55	1.98 m *26*	ε
174		−43.67	2.40 m *4*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
76 Os 185	1/2−	−42.809	93.6 d *5*	ε
186	0+	−43.000	2.0×10^{15} y *11*	α **1.59%** *3*
187	1/2−	−41.218	**1.6%** *3*	
188	0+	−41.136	**13.29%** *8*	
189	3/2−	−38.985	**16.21%** *5*	
189m	9/2−	−38.955	5.81 h *6*	IT
190	0+	−38.706	**26.36%** *2*	
190m	(10)−	−37.001	9.9 m *1*	IT
191	9/2−	−36.394	15.4 d *1*	β−
191m	3/2−	−36.320	13.10 h *5*	IT
192	0+	−35.881	**40.93%** *19*	
192m	(10−)	−33.865	5.9 s *1*	IT > 87%, β− < 13%
193	3/2−	−33.393	30.11 h *1*	β−
194	0+	−32.433	6.0 y *2*	β−
195		−29.7	≈9 m	β−?
196	0+	−28.28	34.9 m *2*	β−
197			2.8 m *6*	β−
77 Ir 164	(9+)	−7.3*s*	0.11 ms *+6−3*	p
165	(1/2+)	−11.6*s*	<1 µs	p ?, α ?
166	(2−)	−13.2*s*	10.5 ms *22*	α 93.1%, p 6.9%
166m	(9+)	−13.0*s*	15.1 ms *9*	α 98.2%, p 1.8%
167	1/2+	−17.08	35.2 ms *20*	α 48%, p 32%, ε 20%
167m	11/2−	−16.90	25.7 ms *8*	α 80%, ε 20%, p 0.4%
168		−18.7*s*	0.161 ms *21*	α 82%
169	(1/2+)	−22.08	0.64 s *+46−24*	α 50%, ε , p
169m	(11/2−)	−21.93	0.308 s *22*	α 81%
170		−23.3*s*	0.87 s *+18−12*	ε 94.8%, α 5.2%
170m		−23.3*s*	0.44 s *6*	ε ≤ 64%, IT ≤ 64%, α 36%
171	(1/2+)	−26.43	3.2 s *+13−7*	ε , α > 0%, p
171m	(11/2−)	−26.43	1.40 s *10*	α 58%, ε ≤ 42%, p ≤ 42%
172	(3+)	−27.5*s*	4.4 s *3*	ε 98%, α ≈ 2%
172m	(7+)	−27.4*s*	2.0 s *1*	ε 77%, α 23%
173m	(11/2−)	−30.27	2.4 s *9*	α 7%, ε
173m	3/2+,5/2+)	−30.27	9.0 s *8*	ε > 93%, α < 7%
174	(3+)	−30.87	7.9 s *6*	ε 99.5%, α 0.5%
174m	(7+)	−30.68	4.9 s *3*	ε 97.5%, α 2.5%
175	(5/2−)	−33.43	9 s *2*	ε 99.15%, α 0.85%
176		−33.86	8.3 s *6*	ε 96.9%, α 3.1%
177	5/2−	−36.05	30 s *2*	ε 99.94%, α 0.06%
178		−36.25	12 s *2*	ε
179	(5/2)−	−38.08	79 s *1*	ε
180	(4,5)	−37.98	1.5 m *1*	ε
181	5/2−	−39.47	4.90 m *15*	ε
182	(5+)	−39.05	15 m *1*	ε
183	5/2−	−40.20	57 m *4*	ε
184	5−	−39.61	3.09 h *3*	ε
185	5/2−	−40.34	14.4 h *1*	ε
186	5+	−39.17	16.64 h *3*	ε
186m	2−	−39.17	1.90 h *5*	ε ≈ 75%, IT ≈ 25%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
77 Ir 187	3/2+	−39.716	10.5 h *3*	ε
188	1−	−38.328	41.5 h *5*	ε
189	3/2+	−38.45	13.2 d *1*	ε
190	4−	−36.751	11.78 d *10*	ε , ε<2.0×10^{-3}%
190m	(1−)	−36.725	1.120 h *3*	IT
190m	(11)−	−36.375	3.087 h *12*	ε 91.4%, IT 8.6%
191	3/2+	−36.706	**37.3%** ***2***	
191m	11/2−	−36.535	4.94 s *3*	IT
191m		−34.659	5.5 s *7*	IT
192	4+	−34.833	73.827 d *13*	β− 95.13%, ε 4.87%
192m	1−	−34.777	1.45 m *5*	IT 99.98%, β− 0.02%
192m	(11−)	−34.665	241 y *9*	IT
193	3/2+	−34.534	**62.7%** ***2***	
193m	11/2−	−34.454	10.53 d *4*	IT
194	1−	−32.529	19.28 h *13*	β−
194m	(10,11)	−32.339	171 d *11*	β−
195	3/2+	−31.690	2.5 h *2*	β−
195m	11/2−	−31.590	3.8 h *2*	β− 95%, IT 5%
196	(0−)	−29.44	52 s *1*	β−
196m	(10,11−)	−29.03	1.40 h *2*	β−≈100%, IT<0.3%
197	3/2+	−28.27	5.8 m *5*	β−
197m	11/2−	−28.15	8.9 m *3*	β− 99.75%, IT 0.25%
198		−25.8s	8 s *1*	β−
199		−24.40	20 s sy	β−
78 Pt 166	0+	−4.8s	300 μs *100*	α
167		−6.5s	0.9 ms *3*	α
168	0+	−11.0	2.1 ms *2*	α≤100%
169		−12.4s	7.0 ms *2*	α=100%
170	0+	−16.31	14.0 ms *2*	α
171		−17.47	51 ms *2*	α=98%, ε 2%
172	0+	−21.10	104 ms *7*	α 94%, ε 6%
173		−21.94	370 ms *13*	α 83%, ε
174	0+	−25.32	0.889 s *17*	α 76%, ε 24%
175	(7/2−)	−25.69	2.53 s *6*	α 64%, ε 36%
176	0+	−28.93	6.33 s *15*	ε 62%, α 38%
177	5/2−	−29.37	10.6 s *4*	ε 94.3%, α 5.7%
178	0+	−32.00	21.1 s *6*	ε 92.3%, α 7.7%
179	1/2−	−32.264	21.2 s *4*	ε 99.76%, α 0.24%
180	0+	−34.44	56 s *2*	ε , α=0.3%
181	1/2−	−34.37	52.0 s *22*	ε , α=0.08%
182	0+	−36.17	3.0 m *2*	ε 99.96%, α 0.04%
183	1/2−	−35.77	6.5 m *10*	ε , α=1.3×10^{-3}%
183m	(7/2)−	−35.74	43 s *5*	ε=100%, α<4.0×10^{-4}% , IT
184	0+	−37.33	17.3 m *2*	ε , α=0.001%
185	9/2+	−36.68	70.9 m *24*	ε
185m	1/2−	−36.58	33.0 m *8*	ε 99%, IT<2%
186	0+	−37.86	2.08 h *5*	ε , α=1.4×10^{-4}%
187	3/2−	−36.71	2.35 h *3*	ε
188	0+	−37.823	10.2 d *3*	ε , α 2.6×10^{-5}%
189	3/2−	−36.48	10.87 h *12*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
79 Au 192	1−	−32.78	4.94 h *9*	ε
192m	(11−)	−32.34	160 ms *20*	IT
193	3/2+	−33.39	17.65 h *15*	ε
193m	11/2−	−33.10	3.9 s *3*	IT 99.97%, ε≈0.03%
194	1−	−32.26	38.02 h *10*	ε
194m	(5+)	−32.15	600 ms *8*	IT
194m	(11−)	−31.79	420 ms *10*	IT
195	3/2+	−32.570	186.098 d *47*	ε
195m	11/2−	−32.251	30.5 s *2*	IT
196	2−	−31.140	6.1669 d *6*	ε 92.8%, β− 7.2%
196m	5+	−31.055	8.1 s *2*	IT
196m	12−	−30.544	9.6 h *1*	IT
197	3/2+	−31.141	**100%**	
197m	11/2−	−30.732	7.73 s *6*	IT
198	2−	−29.582	2.6956 d *3*	β−
198m	(12−)	−28.770	2.27 d *2*	IT
199	3/2+	−29.095	3.139 d *7*	β−
200	1(−)	−27.27	48.4 m *3*	β−
200m	12−	−26.31	18.7 h *5*	β− 82%, IT 18%
201	3/2+	−26.401	26 m *1*	β−
202	(1−)	−24.4	28.8 s *19*	β−
203	(3/2+)	−23.143	60 s *6*	β−
204	(2−)	−20.8s	39.8 s *9*	β−
205	(3/2+)	−18.8s	31 s *2*	β−
80 Hg 171		3.5s	59 μs *+36−16*	α≈100%
172	0+	−1.1	0.25 ms *+35−9*	α
173		−2.6s	0.6 ms *+5−2*	α≈100%
174	0+	−6.65	2.1 ms *+18−7*	α 99.6%
175	(7/2−,3/2−)	−8.0	10.8 ms *4*	α
176	0+	−11.78	20 ms *2*	α≈100%
177	(13/2+)	−12.78	127.3 ms *18*	α 85%, ε 15%
178	0+	−16.32	0.269 s *3*	α≈70%, ε≈30%
179		−16.92	1.08 s *9*	α≈53%, ε≈47%, εp≈0.15%
180	0+	−20.24	2.58 s *1*	ε 52%, α 48%
181	1/2−	−20.66	3.6 s *1*	ε 73%, α 27%, εp 0.01%, εα 9.0×10^{-6}%
182	0+	−23.576	10.83 s *6*	ε 84.8%, α 15.2%
183	1/2−	−23.800	9.4 s *7*	ε 88.3%, α 11.7%, εp 2.6×10^{-4}%
184	0+	−26.35	30.9 s *3*	ε 98.89%, α 1.11%
185	1/2−	−26.18	49.1 s *10*	ε 94%, α 6%
185m	13/2+	−26.08	21.6 s *15*	IT 54%, ε 46%, α≈0.03%
186	0+	−28.54	1.38 m *6*	ε 99.99%, α 0.02%
187	13/2+	−28.12	2.4 m *3*	ε , α>1.2×10^{-4}%
187m	3/2−	−28.12	1.9 m *3*	ε , α>2.5×10^{-4}%
188	0+	−30.20	3.25 m *15*	ε , α 3.7×10^{-5}%
189	3/2−	−29.63	7.6 m *1*	ε , α<3.0×10^{-5}%
189m	13/2+	−29.63	8.6 m *1*	ε , α<3.0×10^{-5}%
190	0+	−31.37	20.0 m *5*	ε , α<3.4×10^{-5}%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
78 Pt 190	0+	−37.323	6.5×10^{11} y *3*	α
			0.014% ***1***	
191	3/2−	−35.698	2.862 d *7*	ε
192	0+	−36.293	**0.782%** ***7***	
193	1/2−	−34.477	50 y *6*	ε
193m	13/2+	−34.327	4.33 d *3*	IT
194	0+	−34.763	**32.967%** ***99***	
195	1/2−	−32.797	**33.832%** ***10***	
195m	13/2+	−32.537	4.010 d *5*	IT
196	0+	−32.647	**25.242%** ***41***	
197	1/2−	−30.422	19.8915 h *19*	β−
197m	13/2+	−30.023	95.41 m *18*	IT 96.7%, β− 3.3%
198	0+	−29.908	**7.163%** ***55***	
199	5/2−	−27.392	30.80 m *21*	β−
199m	(13/2)+	−26.968	13.6 s *4*	IT
200	0+	−26.60	12.5 h *3*	β−
201	(5/2−)	−23.74	2.5 m *1*	β−
202	0+	−22.6s	44 h *15*	β−
79 Au 169		−1.8s	150 μs *sy*	α?, p?
170	(2−)	−3.6s	286 μs *+50−40*	p 89%, α 11%
171	(1/2+)	−7.56	22 μs *+3−2*	p=100%
171m	(11/2−)	−7.31	1.09 ms *3*	α 66%, p 36%
172		−9.3s	6.3 ms *15*	α≤100%, p<2%
173	(1/2+)	−12.82	25 ms *1*	α 94%, ε , p
173m	(11/2−)	−12.61	14.0 ms *9*	α 92%, ε , p
174		−14.2s	139 ms *3*	α>0%
175	(1/2+)	−17.44	0.1 s *sy*	α?, ε ?
175m	(11/2−)	−17.44	156 ms *5*	α 94%, ε 6%
176		−18.5s	0.84 s *+17−14*	α , ε
177	(1/2+,3/2+)	−21.55	1462 ms *32*	α≤100%, ε
177m	11/2−	−21.39	1180 ms *12*	α≤100%, ε
178		−22.33	2.6 s *5*	ε≤60%, α≥40%
179		−24.95	3.3 s *13*	ε 78%, α 22%
180		−25.60	8.1 s *3*	ε≤98.2%, α≥1.8%
181	(3/2−)	−27.87	13.7 s *14*	ε 97.3%, α 2.7%
182		−28.30	15.6 s *4*	ε 99.87%, α 0.13%
183	(5/2)−	−30.19	42.8 s *10*	ε 99.45%, α 0.55%
184	5+	−30.32	20.6 s *9*	α≤0.02%, ε
184m	2+	−30.25	47.6 s *14*	ε 70%, IT 30%, α≤0.02%
185	5/2−	−31.87	4.25 m *6*	ε 99.74%, α 0.26%
185m		−31.87	6.8 m *3*	ε<100%, IT
186	3−	−31.71	10.7 m *5*	ε , α 8.0×10^{-4}%
187	1/2+	−33.01	8.4 m *3*	ε , α 3.0×10^{-3}%
187m	9/2−	−32.88	2.3 s *1*	IT
188	1(−)	−32.30	8.84 m *6*	ε
189	1/2+	−33.58	28.7 m *3*	ε , α<3.0×10^{-5}%
189m	11/2−	−33.33	4.59 m *11*	ε
190	1−	−32.88	42.8 m *10*	ε , α<1.0×10^{-6}%
190m	(11−)	−32.88	125 ms *20*	IT=100%
191	3/2+	−33.81	3.18 h *8*	ε
191m	(11/2−)	−33.54	0.92 s *11*	IT

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
80 Hg 191	(3/2−)	−30.59	49 m *10*	ε
191m	13/2+	−30.59	50.8 m *15*	ε
192	0+	−32.01	4.85 h *20*	ε
193	3/2−	−31.05	3.80 h *15*	ε
193m	13/2+	−30.91	11.8 h *2*	ε 92.8%, IT 7.2%
194	0+	−32.19	444 y *77*	ε
195	1/2−	−31.00	10.53 h *3*	ε
195m	13/2+	−30.82	41.6 h *8*	IT 54.2%, ε 45.8%
196	0+	−31.827	**0.15%** ***1***	
197	1/2−	−30.541	64.14 h *5*	ε
197m	13/2+	−30.242	23.8 h *1*	IT 91.4%, ε 8.6%
198	0+	−30.954	**9.97%** ***20***	
199	1/2−	−29.547	**16.87%** ***22***	
199m	13/2+	−29.015	42.67 m *9*	IT
200	0+	−29.504	**23.10%** ***19***	
201	3/2−	−27.663	**13.18%** ***9***	
202	0+	−27.346	**29.86%** ***26***	
203	5/2−	−25.269	46.595 d *6*	β−
204	0+	−24.690	**6.87%** ***15***	
205	1/2−	−22.288	5.14 m *9*	β−
206	0+	−20.95	8.15 m *10*	β−
207	(9/2+)	−16.2	2.9 m *2*	β−
208	0+	−13.1s	41 m *+5−4*	β−
209		−8.3s	37 s *8*	β−
210	0+	−5.1s	>300 ns	β−?
81 Tl 176	(3−,4−,5−)	1.4s	5.2 ms *+30−14*	p=100%
177	(1/2+)	−3.33	18 ms *5*	α 73%, p 27%
178		−4.8s	≈60 ms	α ? , ε ?
179	(1/2+)	−8.30	0.42 s *6*	α<100%, ε
179m	(11/2−)	−8.30	1.7 ms *2*	α≤100%, IT, ε
180		−9.4s	1.5 s *2*	α 7%, εSF≈1.0×10^{-4}% , ε
181	1/2+	−12.801	1.4 ms *5*	ε , α≤10%
181m	9/2−	−11.951	3.2 s *3*	α
182	(7+)	−13.35	3.1 s *10*	ε>96%, α<4%
183	(1/2+)	−16.587	6.9 s *7*	ε>0%, α
183m	(9/2−)	−15.957	53.3 ms *3*	α 2%, ε , IT
184	(2+)	−16.89	11 s *1*	ε 97.9%, α 2.1%
185	(1/2+)	−19.76	19.5 s *5*	ε
185m	(9/2−)	−19.30	1.92 s *8*	IT, α
186m	(7+)	−20.2	27.5 s *10*	ε , α=6.0×10^{-3}%
186m	(10−)	−19.8	2.9 s *2*	IT
187	(1/2+)	−22.444	≈51 s	ε<100%, α>0%
187m	(9/2−)	−22.108	15.60 s *12*	ε<99.9%, IT<99.9%, α 0.1%
188m	(2−)	−22.35	71 s *2*	ε
188m	(7+)	−22.35	71 s *1*	ε
189	(1/2+)	−24.60	2.3 m *2*	ε
189m	(9/2−)	−24.34	1.4 m *1*	ε<100%, IT<4%
190m	2(−)	−24.33	2.6 m *3*	ε
190m	7(+)	−24.33	3.7 m *3*	ε
191	(1/2+)	−26.281	?	ε ?

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
81 Tl 191m	9/2(−)	−25.982	5.22 m *16*	ε
192	(2−)	−25.87	9.6 m *4*	ε
192m	(7+)	−25.72	10.8 m *2*	ε
193	1/2+	−27.3	21.6 m *3*	ε
193m	9/2−	−27.0	2.11 m *15*	IT≤75%, ε≤25%
194	2−	−26.8	33.0 m *5*	ε , α<1.0×10^{-5}%
194m	(7+)	−26.8	32.8 m *2*	ε
195	1/2+	−28.16	1.16 h *5*	ε
195m	9/2−	−27.67	3.6 s *4*	IT
196	2−	−27.50	1.84 h *3*	ε
196m	(7+)	−27.10	1.41 h 2	ε 95.5%, IT 4.5%
197	1/2+	−28.34	2.84 h *4*	ε
197m	9/2−	−27.73	0.54 s *1*	IT
198	2−	−27.49	5.3 h *5*	ε
198m	7+	−26.95	1.87 h *3*	ε 54%, IT 46%
199	1/2+	−28.06	7.42 h *8*	ε
200	2−	−27.048	26.1 h *1*	ε
201	1/2+	−27.18	72.912 h *17*	ε
202	2−	−25.98	12.23 d 2	ε
203	1/2+	−25.761	**29.524%** *14*	
204	2−	−24.346	3.78 y 2	β− 97.1%, ε 2.9%
205	1/2+	−23.821	**70.476%** *14*	
206	0−	−22.253	4.200 m *17*	β−
206m	(12−)	−19.610	3.74 m 3	IT
207	1/2+	−21.034	4.77 m 2	β−
207m	11/2−	−19.686	1.33 s *11*	IT
208	5(+)	−16.750	3.053 m *4*	β−
209	(1/2+)	−13.638	2.161 m *7*	β−
210	(5+)	−9.25	1.30 m *3*	β−, β−n 7.0×10^{-3}%
211		−6.1s	>300 ns	β−?
212		−1.7s	>300 ns	β− ?
82 Pb 178	0+	3.57	0.23 ms *15*	α , ε ?
179		2.0s	3 ms *sy*	α?
180	0+	−1.94	4.5 ms *11*	α≤100%
181m	(13/2+)	−3.14	45 ms *20*	α<100%
182	0+	−6.83	55 ms *+40−35*	α≤100%
183	(3/2−)	−7.57	535 ms *30*	α=90%
183m	(13/2+)	−7.47	415 ms *20*	α=100%
184	0+	−11.05	490 ms *25*	ε 77%, α 23%
185m	13/2+	−11.54	4.24 s *17*	α=50%, ε ?
185m	3/2−	−11.54	6.3 s *4*	α=50%, ε ?
186	0+	−14.68	4.82 s *3*	ε 60%, α 40%
187	(3/2−)	−14.980	15.2 s *3*	ε 90%, α 7%
187m	(13/2+)	−14.899	18.3 s *3*	ε 88%, α 12%
188	0+	−17.82	25.1 s *1*	ε 90.7%, α 9.3%
189	(3/2−)	−17.88	51 s *3*	ε>99%, α=0.4%
190	0+	−20.42	71 s *1*	ε 99.6%, α 0.4%
191	(3/2−)	−20.25	1.33 m *8*	ε 99.99%, α 0.01%
191m	(13/2+)	−20.11	2.18 m *8*	ε , α=0.02%
192	0+	−22.56	3.5 m *1*	ε 99.99%, α 5.9×10^{-3}%
193	(3/2−)	−22.19	5 m *sy*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
82 Pb 193m	(13/2+)	−22.19	5.8 m *2*	ε
194	0+	−24.21	10.7 m *6*	ε , α 7.3×10^{-6}%
195	3/2−	−23.71	≈15 m	ε
195m	13/2+	−23.51	15.0 m *12*	ε
196	0+	−25.36	37 m *3*	ε=100%, α≤3.0×10^{-5}%
197	3/2−	−24.749	8.1 m *17*	ε
197m	13/2+	−24.429	42.9 m *9*	ε 81%, IT 19%
198	0+	−26.05	2.4 h *1*	ε
199	3/2−	−25.23	90 m *10*	ε
199m	(13/2+)	−24.80	12.2 m *3*	IT<100%, ε>0%
200	0+	−26.24	21.5 h *4*	ε
201	5/2−	−25.26	9.33 h *3*	ε
201m	13/2+	−24.63	61 s *2*	IT>99%, ε<1%
202	0+	−25.934	52.5×10^{3} y *28*	ε , α<1%
202m	9−	−23.764	3.53 h *1*	IT 90.5%, ε 9.5%
203	5/2−	−24.787	51.92 h *3*	ε
203m	13/2+	−23.961	6.21 s *8*	IT
203m	29/2−	−21.837	480 ms *7*	IT
204	0+	−25.110	≥1.4×10^{17} y **1.4%** *1*	α?
204m	9−	−22.924	1.14 h *4*	IT
205	5/2−	−23.770	1.73×10^{7} y 7	ε
206	0+	−23.785	**24.1%** *1*	
207	1/2−	−22.452	**22.1%** *1*	
207m	13/2+	−20.819	0.806 s *6*	IT
208	0+	−21.749	**52.4%** *1*	
209	9/2+	−17.614	3.253 h *14*	β−
210	0+	−14.728	22.20 y *22*	β− , α 1.9×10^{-6}%
211	9/2+	−10.491	36.1 m 2	β−
212	0+	−7.547	10.64 h *1*	β−
213	(9/2+)	−3.184	10.2 m 3	β−
214	0+	−0.181	26.8 m *9*	β−
215		4.5s	36 s *1*	β−
83 Bi 184m		1.0s	6.6 ms *15*	α=100%
184m		1.0s	13 ms *2*	α=100%
185	1/2+	−2.21s	63 μs *3*	p 90%, α 10%
186	(3+)	−3.17	15.0 ms *17*	α=100%
186m	(10−)	−3.17	9.8 ms *13*	α=100%
187	(9/2−)	−6.37	32 ms *3*	α
188m	(3+)	−7.20	60 ms *3*	α , ε ?
188m	(10−)	−7.20	265 ms *15*	α , ε ?
189	(9/2−)	−10.06	674 ms *11*	α>50%, ε<50%
189m	(1/2+)	−9.88	5.0 ms *1*	α>50%, ε<50%
190m	(10−)	−10.9	6.2 s *1*	α 70%, ε 30%
190m	(3+)	−10.9	6.3 s *1*	α 90%, ε 10%
191	(9/2−)	−13.240	12.4 s *4*	α 51%, ε 49%
191m	(1/2+)	−13.000	121 ms *8*	α 68%, ε 32%
192	(3+)	−13.55	34.6 s *9*	ε 88%, α 12%
192m	(10−)	−13.55	39.6 s *4*	ε 90%, α 10%
193	(9/2−)	−15.873	63 s 3	ε 96.2%, α 3.9%
193m	(1/2+)	−15.566	3.2 s *6*	α 84%, ε 16%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
83 Bi 194	(3+)	−15.99	95 s *3*	ε 99.54%, α 0.46%
194m	(10−)	−15.99	115 s *4*	ε 99.8%, α 0.2%
194m	(6+,7+)	−15.99	125 s 2	ε
195	(9/2−)	−18.024	183 s *4*	ε 99.97%, α 0.03%
195m	(1/2+)	−17.623	87 s *1*	ε 67%, α 33%
196	(3+)	−18.01	308 s *12*	ε=100%, α 1.2×10^{-3}%
196m	(7+)	−17.84	0.6 s *5*	IT, ε
196m	(10−)	−17.74	240 s *3*	ε 74.2%, IT 25.8%, α 3.8×10^{-4}%
197	(9/2−)	−19.688	9.33 m *50*	ε , α 1.0×10^{-4}%
197m	(1/2+)	−19.188	5.04 m *16*	α 55%, ε 45%, IT<0.3%
198	(2+,3+)	−19.37	10.3 m *3*	ε
198m	(7+)	−19.37	11.6 m *3*	ε
198m	10−	−19.12	7.7 s *5*	IT
199	9/2−	−20.80	27 m *1*	ε
199m	(1/2+)	−20.12	24.70 m *15*	ε≥98%, IT≤2%, α=0.01%
200	7+	−20.37	36.4 m *5*	ε
200m	(2+)	−20.37	31 m 2	ε>90%, IT<10%
200m	(10−)	−19.94	0.40 s *5*	IT
201	9/2−	−21.42	108 m *3*	ε , α<1.0×10^{-4}%
201m	1/2+	−20.57	59.1 m *6*	ε>93%, IT≤6.8%, α=0.3%
202	5+	−20.73	1.72 h *5*	ε , α<1.0×10^{-5}%
203	9/2−	−21.54	11.76 h *5*	ε
203m	1/2+	−20.44	305 ms *5*	IT
204	6+	−20.67	11.22 h *10*	ε
205	9/2−	−21.062	15.31 d *4*	ε
206	6(+)	−20.028	6.243 d *3*	ε
207	9/2−	−20.054	32.9 y *14*	ε
208	(5)+	−18.870	3.68×10^{5} y *4*	ε
209	9/2−	−18.258	1.9×10^{19} y 2 **100%**	α
210	1−	−14.792	5.012 d *5*	β− , α 1.3×10^{-4}%
210m	9−	−14.521	3.04×10^{6} y *6*	α
211	9/2−	−11.858	2.14 m 2	α 99.72%, β− 0.28%
212	1(−)	−8.117	60.55 m *6*	β− 64.06%, α 35.94%
212m	(8−,9−)	−7.867	25.0 m 2	α 67%, β− 33%, β−α 30%
212m	≥16	−6.207	7.0 m *3*	β−=100%
213	9/2−	−5.231	45.59 m *6*	β− 97.91%, α 2.09%
214	1−	−1.20	19.9 m *4*	β− 99.98%, α 0.02%
215	(9/2−)	1.65	7.6 m 2	β−
215m	(25/2−)	3.00	36.4 s	IT, β−
216	(1−)	5.87	2.17 m *5*	β−≤100%
217		8.8s	98.5 s *8*	β−
218		13.3s	33 s *1*	β−
84 Po 188	0+	−0.54	0.40 ms *+20−15*	ε<100%, α>0%
189		−1.42	5 ms *1*	α
190	0+	−4.56	2.46 ms *5*	α

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
84 Po 191	(3/2−)	−5.05	22 ms *1*	α
191m	(13/2+)	−4.92	93 ms *3*	α
192	0+	−8.07	33.2 ms *14*	α=99.5%, ε=0.5%
193m	(13/2+)	−8.36	243 ms *+11−10*	α≤100%
193m	(3/2−)	−8.36	370 ms *+46−40*	α≤100%
194	0+	−11.01	0.392 s *4*	α=100%, ε
195	(3/2−)	−11.07	4.64 s *9*	α 75%, ε 25%
195m	(13/2+)	−10.84	1.92 s 2	α=90%, ε=10%, IT<0.01%
196	0+	−13.47	5.8 s *2*	α=98%, ε=2%
197	(3/2−)	−13.36	84 s *16*	ε 56%, α 44%
197m	(13/2+)	−13.15	32 s 2	α 84%, ε 16%, IT 0.1%
198	0+	−15.47	1.77 m *3*	α 57%, ε 43%
199	(3/2−)	−15.22	4.58 m *52*	ε 92.5%, α 7.5%
199m	13/2+	−14.90	4.13 m *43*	ε 75.7%, α 24%, IT 2.5%
200	0+	−16.95	10.9 m *11*	ε 88.9%, α 11.1%
201	3/2−	−16.525	15.3 m 2	ε 98.4%, α 1.6%
201m	13/2+	−16.101	8.9 m 2	IT 56%, ε 41%, α=2.9%
202	0+	−17.92	44.7 m *5*	ε 98.09%, α 1.92%
203	5/2−	−17.31	36.7 m *5*	ε 99.89%, α 0.11%
203m	13/2+	−16.67	45 s 2	IT
204	0+	−18.33	3.53 h 2	ε 99.34%, α 0.66%
205	5/2−	−17.51	1.74 h *8*	ε 99.96%, α 0.04%
206	0+	−18.182	8.8 d *1*	ε 94.55%, α 5.45%
207	5/2−	−17.146	5.80 h 2	ε 99.98%, α 0.02%
207m	19/2−	−15.763	2.79 s *8*	IT
208	0+	−17.469	2.898 y 2	α , ε
209	1/2−	−16.366	102 y *5*	α 99.52%, ε 0.48%
210	0+	−15.953	138.376 d 2	α
211	9/2+	−12.432	0.516 s *3*	α
211m	(25/2+)	−10.970	25.2 s *6*	α 99.98%, IT 0.02%
212m	(18+)	−7.447	45.1 s *6*	α 99.93%
213	9/2+	−6.653	3.65 μs *4*	α
214	0+	−4.470	164.3 μs *20*	α
215	9/2+	−0.540	1.781 ms *4*	α , β− 2.3×10^{-4}%
216	0+	1.784	0.145 s 2	α
217	(9/2+)	5.901	1.53 s *5*	α
218	0+	8.358	3.10 m 2	α 99.98%, β− 0.02%
219		12.8s	≈2 m	α?, β−?
220	0+	15.5s	>300 ns	β−?
85 At 191	(1/2+)		1.7 ms *+11−5*	α
191m	(7/2−)		2.1 ms *+4−3*	α
193	(1/2+)	−0.15	28 ms *+5−4*	α=100%
193m	(7/2−)	−0.14	21 ms *5*	α=100%
193m	(13/2+)	−0.11	27 ms *+4−5*	α 24%
194m		−1.2	≈40 ms	α , ε
194m		−1.2	≈250 ms	α , ε , IT
195	(1/2+)	−3.476	328 ms *+20*	α
195m	(7/2−)	−3.439	147 ms *+5*	α

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
85 At 196		−3.92	0.39 s *5*	α 94%, ε
197	(9/2−)	−6.34	0.390 s *16*	α 96.1%, ε 3.9%
197m	(1/2+)	−6.29	2.0 s *2*	α≤100%, IT≤4.0×10^{-3}%, ε
198	(3+)	−6.67	4.2 s *3*	α 90%, ε 10%
198m	(10−)	−6.57	1.0 s *2*	α 84%, ε 16%
199	(9/2−)	−8.82	6.92 s *13*	α 90%, ε 10%
200	(3+)	−8.99	43 s *1*	α 57%, ε 43%
200m	(7+)	−8.88	47 s *1*	ε≤57%, α 43%
200m	(10−)	−8.65	3.5 s *2*	IT=84%, α≈10.5%, ε≈4.5%
201	(9/2−)	−10.790	89 s *3*	α 71%, ε 29%
202	(2,3)+	−10.59	184 s *1*	ε 82%, α 18%
202m	(7+)	−10.59	182 s *2*	ε 91.3%, α 8.7%
202m	(10−)	−10.20	0.46 s *5*	IT 99.7%, ε 0.25%, α 0.1%
203	9/2−	−12.16	7.37 m *13*	ε 69%, α 31%
204	7+	−11.88	9.2 m *2*	ε 96.2%, α 3.8%
204m	(10−)	−11.29	108 ms *10*	IT
205	9/2−	−12.97	26.9 m *8*	ε 90%, α 10%
206	(5)+	−12.42	30.6 m *13*	ε 99.11%, α 0.89%
207	9/2−	−13.24	1.80 h *4*	ε 91.4%, α 8.6%
208	6+	−12.49	1.63 h *3*	ε 99.45%, α 0.55%
209	9/2−	−12.880	5.41 h *5*	ε 95.9%, α 4.1%
210	(5)+	−11.972	8.1 h *4*	ε 99.82%, α 0.18%
211	9/2−	−11.647	7.214 h *7*	ε 58.2%, α 41.8%
212	(1−)	−8.621	0.314 s *2*	α, ε<0.03%, β−<2.0×10^{-6}%
212m	(9−)	−8.398	0.119 s *3*	α>99%, IT<1%
213	9/2−	−6.580	125 ns *6*	α
214	1−	−3.380	558 ns *10*	α
215	9/2−	−1.255	0.10 ms *2*	α
216	1−	2.257	0.30 ms *3*	α, β−<6.0×10^{-3}%, ε<3.0×10^{-3}%
217	9/2−	4.396	32.3 ms *4*	α 99.99%, β− 7.0×10^{-3}%
218		8.10	1.5 s *3*	α 99.9%, β− 0.1%
219		10.397	56 s *3*	α=97%, β−=3%
220	3	14.35	3.71 m *4*	β− 92%, α 8%
221		16.8s	2.3 m *2*	β−
222		20.8s	54 s *10*	β−
223		23.5s	50 s *7*	β−
86 Rn 195		5.07	6 ms *+3−2*	α
195m		5.12	5 ms *+3−2*	α
196	0+	1.97	4.4 ms *+13−9*	α
197	(3/2−)	1.48	65 ms *+25−14*	α<100%
197m	(13/2+)	1.48	19 ms *+8−4*	α=100%
198	0+	−1.23	65 ms *3*	α, ε
199	(3/2−)	−1.52	0.62 s *3*	α 94%, ε 6%
199m	(13/2+)	−1.52	0.32 s *2*	α 97%, ε 3%
200	0+	−4.01	0.96 s *3*	α=98%, ε=2%
201	(3/2−)	−4.07	7.1 s *8*	α=80%, ε=20%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
86 Rn 201m	(13/2+)	−3.79	3.8 s *1*	α=90%, ε=10%, IT=0%
202	0+	−6.28	10.0 s *3*	α 86%, ε 14%
203	(3/2−)	−6.16	44.2 s *16*	α 66%, ε 34%
203m	(13/2+)	−5.80	26.9 s *5*	α 75%, ε 25%
204	0+	−7.98	1.17 m *18*	α 73%, ε 27%
205	5/2−	−7.71	170 s *4*	ε 75.4%, α 24.6%
206	0+	−9.12	5.67 m *17*	α 62%, ε 38%
207	5/2−	−8.63	9.25 m *17*	ε 79%, α 21%
208	0+	−9.65	24.35 m *14*	α 62%, ε 38%
209	5/2−	−8.93	28.5 m *10*	ε 83%, α 17%
210	0+	−9.598	2.4 h *1*	α 96%, ε 4%
211	1/2−	−8.756	14.6 h *2*	ε 72.6%, α 27.4%
212	0+	−8.660	23.9 m *12*	α
213	(9/2+)	−5.698	19.4 ms *1*	α
214	0+	−4.320	0.27 μs *2*	α
215	9/2+	−1.169	2.30 μs *10*	α
216	0+	0.256	45 μs *5*	α
217	9/2+	3.659	0.54 ms *5*	α
218	0+	5.218	35 ms *5*	α
219	5/2+	8.831	3.96 s *1*	α
220	0+	10.613	55.6 s *1*	α
221	7/2(+)	14.472	25.7 m *5*	β− 78%, α 22%
222	0+	16.374	3.8235 d *4*	α
223	7/2	20.3s	24.3 m *4*	β−
224	0+	22.4s	107 m *3*	β−
225	7/2−	26.5s	4.66 m *4*	β−
226	0+	28.8s	7.4 m *1*	β−
227		33.0s	20.8 s *7*	β−
228	0+	35.4s	65 s *2*	β−
87 Fr 199		6.76	12 ms *+10−4*	α>0%, ε
200	(3+)	6.12	49 ms *4*	α
200m	(10−)	6.32	0.57 s *+27−14*	α
201	(9/2−)	3.60	67 ms *3*	α, ε<1%
201m		3.60	19 ms *+19−6*	α
202	(3+)	3.14	0.23 s *+8−4*	α=97%, ε=3%
202m	(10−)	3.24	0.23 s *+14−5*	α=97%, ε=3%
203	(9/2−)	0.86	0.55 s *2*	α≤100%
204	(3+)	0.61	1.7 s *3*	α=80%, ε=20%
204m	(7+)	0.65	2.6 s *3*	α≤100%
204m	(10−)	0.92	≈1 s	α≤100%, IT
205	(9/2−)	−1.310	3.80 s *3*	α≤100%
206	(2+,3+)	−1.24	≈16 s	α=84%, ε=16%
206m	(7+)	−1.24	15.9 s *1*	α 84%, ε 16%
206m	(10−)	−0.71	0.7 s *1*	α<12%, IT
207	9/2−	−2.84	14.8 s *1*	α 95%, ε 5%
208	7+	−2.67	59.1 s *3*	α 90%, ε 10%
209	9/2−	−3.77	50.0 s *3*	α 89%, ε 11%
210	6+	−3.35	3.18 m *6*	α 60%, ε 40%
211	9/2−	−4.16	3.10 m *2*	α>80%, ε<20%
212	5+	−3.54	20.0 m *6*	ε 57%, α 43%
213	9/2−	−3.550	34.6 s *3*	α 99.45%, ε 0.55%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
87 Fr 214	(1−)	−0.958	5.0 ms *2*	α
214m	(8−)	−0.836	3.35 ms *5*	α
215	9/2−	0.318	86 ns *5*	α
216	(1−)	2.98	0.70 μs *2*	α, ε<2.0×10^{-7}%
217	9/2−	4.315	19 μs *3*	α
218	1−	7.059	1.0 ms *6*	α
218m		7.145	22.0 ms *5*	α≤100%, IT
219	9/2−	8.618	20 ms *2*	α
220	1+	11.483	27.4 s *3*	α 99.65%, β− 0.35%
221	5/2−	13.278	4.9 m 2	α, β−<0.1%, ^{14}C 9×10^{-13}%
222	2−	16.35	14.2 m *3*	β−
223	3/2(−)	18.384	22.00 m *7*	β− 99.99%, α 6.0×10^{-3}%
224	1−	21.66	3.33 m *10*	β−
225	3/2−	23.81	4.0 m *2*	β−
226	1−	27.4	49 s *1*	β−
227	1/2+	29.7	2.47 m *3*	β−
228	2−	33.3s	38 s *1*	β−≤100%
229	(1/2+)	35.82	50.2 s *4*	β−
230		39.6s	19.1 s *5*	β−
231	(1/2+)	42.3s	17.6 s *6*	β−
232		46.4s	5 s *1*	β−
88 Ra 202	0+	9.21	0.7 ms *+33−3*	α
203	(3/2−)	8.64	1.0 ms *+50−5*	α=100%
203m	(13/2+)	8.64	33 ms *+22−10*	α=100%
204	0+	6.05	59 ms *+12−9*	α
205	(3/2−)	5.84	210 ms *+60−40*	α≤100%, ε
205m	(13/2+)	5.84	170 ms *+60−40*	α≤100%, ε
206	0+	3.57	0.24 s *2*	α
207	(5/2−,3/2−)	3.54	1.3 s *2*	α=90%, ε=10%
207m	(13/2+)	4.01	55 ms *10*	IT 85%, α 15%, ε=0.35%
208	0+	1.71	1.3 s *2*	α 95%, ε 5%
209	5/2−	1.86	4.6 s *2*	α=90%, ε=10%
210	0+	0.46	3.7 s *2*	α=96%, ε=4%
211	5/2(−)	0.84	13 s *2*	α>93%, ε<7%
212	0+	−0.19	13.0 s *2*	α=85%, ε=15%
213	1/2−	0.36	2.74 m *6*	α 80%, ε 20%
213m		2.13	2.1 ms *1*	IT=99%, α=1%
214	0+	0.101	2.46 s *3*	α 99.94%, ε 0.06%
215	(9/2+)	2.533	1.55 ms *7*	α
216	0+	3.291	182 ns *10*	α, ε<1.0×10^{-8}%
217	(9/2+)	5.887	1.6 μs *2*	α=100%
218	0+	6.65	25.2 μs *3*	α
219	(7/2)+	9.394	10 ms *3*	α
220	0+	10.273	18 ms *2*	α
221	5/2+	12.964	28 s *2*	α, ^{14}C 1×10^{-12}%
222	0+	14.321	38.0 s *5*	α, ^{14}C 3.0×10^{-8}%
223	3/2+	17.235	11.43 d *5*	α, ^{14}C 8.9×10^{-8}%
224	0+	18.827	3.6319 d *23*	α, ^{14}C 4.0×10^{-8}%
225	1/2+	21.994	14.9 d *2*	β−

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
88 Ra 226	0+	23.669	1600 y *7*	α, ^{14}C 3.2×10^{-9}%
227	3/2+	27.179	42.2 m *5*	β−
228	0+	28.942	5.75 y *3*	β−
229	5/2(+)	32.56	4.0 m 2	β−
230	0+	34.52	93 m 2	β−
231	(5/2+)	38.4s	103 s *3*	β−
232	0+	40.6s	250 s *50*	β−
233		44.8s	30 s *5*	β−
234	0+	47.2s	30 s *10*	β−
89 Ac 206m		13.51	11 ms *+9−3*	α
206m	(3+)	13.51	22 ms *+9−5*	α
206m	(10−)	13.51	33 ms *+22−9*	α
207	(9/2−)	11.13	27 ms *+11−6*	α
208	(3+)	10.76	95 ms *+24−16*	ε 1%, α
208m	(10−)	11.27	25 ms *+9−5*	IT<10%, ε 1%, α
209	(9/2−)	8.84	0.10 s *5*	α=99%, ε=1%
210		8.79	0.35 s *5*	α 91%, ε=9%
211		7.20	0.21 s *3*	α=100%
212		7.28	0.93 s *5*	α=57%, ε=43%
213		6.16	0.731 s *17*	α≤100%
214		6.43	8.2 s *2*	α≥89%, ε≤11%
215	9/2−	6.01	0.17 s *1*	α 99.91%, ε 0.09%
216	(1−)	8.12	0.440 ms *16*	α
217	9/2−	8.71	69 ns *4*	α=100%, ε≤2%
218	(1−)	10.84	1.08 μs *9*	α
219	9/2−	11.57	11.8 μs *15*	α
220	(3−)	13.75	26.4 ms *2*	α, ε 5.0×10^{-4}%
221		14.52	52 ms *2*	α
222	1−	16.621	5.0 s *5*	α 99%, ε 1%
222m		16.621	63 s *3*	α≥88%, IT≤10%, ε≥0.7%
223	(5/2−)	17.826	2.10 m *5*	α 99%, ε 1%
224	0−	20.235	2.78 h *17*	ε 90.9%, α 9.1%, β−<1.6%
225	(3/2−)	21.638	10.0 d *1*	α, ^{14}C 5×10^{-10}%
226	(1)	24.310	29.37 h *12*	β− 83%, ε 17%, α 6.0×10^{-3}%
227	3/2−	25.851	21.772 y *3*	β− 98.62%, α 1.38%
228	3+	28.896	6.15 h *2*	β−
229	(3/2+)	30.75	62.7 m *5*	β−
230	(1+)	33.8	122 s *3*	β−
231	(1/2+)	35.9	7.5 m *1*	β−
232	(1+)	39.1	119 s *5*	β−
233	(1/2+)	41.5s	145 s *10*	β−
234		45.1s	44 s *7*	β−
235		47.7s	≈40 s	β−?
236		51.5s	≈2 m	β−?
90 Th 209	(5/2−)	16.50	3.8 ms *+69−15*	α
210	0+	14.04	9 ms *+17−4*	α 99%, ε≈1%
211		13.91	0.04 s *+3−1*	α
212	0+	12.09	30 ms *+20−10*	α, ε~0.3%
213		12.12	140 ms *25*	α≤100%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
90 Th 214	0+	10.71	100 ms *25*	α
215	(1/2−)	10.93	1.2 s *2*	α
216	0+	10.30	0.028 s *2*	α, ε≈0.01%
217	(9/2+)	12.22	0.241 ms *5*	α
218	0+	12.37	109 ns *13*	α
219		14.47	1.05 μs *3*	α
220	0+	14.67	9.7 μs *6*	α, ε 2.0×10^{-7}%
221	(7/2+)	16.938	1.73 ms *3*	α
222	0+	17.20	2.237 ms *13*	α
223	(5/2)+	19.386	0.60 s *2*	α
224	0+	20.00	0.81 s *10*	α
225	(3/2)+	22.310	8.72 m *4*	α≈90%, ε≈10%
226	0+	23.197	30.57 m *10*	α
227	1/2+	25.806	18.68 d *9*	α
228	0+	26.772	1.9116 y *16*	α, ^{20}O 1×10^{-11}%
229	5/2+	29.587	7340 y *160*	α
229m		29.590	13.9 h *30*	α
230	0+	30.864	7.538×10^{4} y *30*	α, SF<4.×10^{-11}%
231	5/2+	33.817	25.52 h *1*	β−, α=4×10^{-11}%
232	0+	35.448	1.405×10^{10} y *6*	α, **100%** SF 1.2×10^{-8}%, Ne
233	1/2+	38.733	21.83 m *4*	β−
234	0+	40.614	24.10 d *3*	β−
235	(1/2+)	44.26	7.2 m *1*	β−
236	0+	46.5s	37.5 m *2*	β−
237	(5/2+)	50.2s	4.7 m *6*	β−
238	0+	52.6s	9.4 m *20*	β−
91 Pa 212		21.61	5.1 ms +*61−19*	α≈100%
213	(9/2−)	19.66	5.3 ms +*40−16*	α
214		19.49	17 ms *3*	α
215		17.87	14 ms *2*	α
216		17.80	105 ms *12*	α≈98%, ε≈2%
217		17.07	3.6 ms *8*	α
217m		18.92	1.2 ms *2*	α 73%, IT 27%
218		18.67	0.113 ms *1*	α
219m	9/2−	18.52	53 ns *10*	α
220?		20.38	0.78 μs *16*	α, ε 3.0×10^{-2}%
221	9/2−	20.38	4.9 μs *8*	α
222		22.12s	3.3 ms *3*	α
223		22.32	5.1 ms *6*	α
224		23.87	0.85 s *2*	α
225		24.34	1.7 s *2*	α
226		26.03	1.8 m *2*	α 74%, ε 26%
227	(5/2−)	26.832	38.3 m *3*	α 85%, ε 15%
228	3+	28.924	22 h *1*	ε 98%, α 2%
229	(5/2+)	29.898	1.50 d *5*	ε 99.52%, α 0.48%
230	(2−)	32.174	17.4 d *5*	ε 91.6%, β− 8.4%, α 3.2×10^{-3}%
231	3/2−	33.426	3.276×10^{4} y *11*	α, SF≤3×10^{-10}%
232	(2−)	35.948	1.31 d *2*	β−, ε 3.0×10^{-3}%
233	3/2−	37.490	26.975 d *13*	β−
234	4+	40.341	6.70 h *5*	β−

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
93 Np 233	(5/2+)	37.95	36.2 m *1*	ε, α≤1.0×10^{-3}%
234	(0+)	39.957	4.4 d *1*	ε
235	5/2+	41.045	396.1 d *12*	ε, α 2.6×10^{-3}%
236	(6−)	43.38	154×10^{3} y *6*	ε 87.3%, β− 12.5%, α 0.16%
236m	1	43.44	22.5 h *4*	ε 52%, β− 48%
237	5/2+	44.873	2.144×10^{6} y *7*	α, SF≤2×10^{-10}%
238	2+	47.456	2.117 d *2*	β−
239	5/2+	49.312	2.356 d *3*	β−
240	(5+)	52.31	61.9 m *2*	β−
240m	(1+)	52.31	7.22 m *2*	β− 99.88%, IT 0.12%
241	(5/2+)	54.26	13.9 m *2*	β−
242	(1+)	57.4	2.2 m *2*	β−
242m	(6+)	57.4	5.5 m *1*	β−
243	(5/2−)	59.88s	1.85 m *15*	β−
244	(7−)	63.2s	2.29 m *16*	β−
94 Pu 228	0+	36.09	1.1 s +*20−5*	α
229	(3/2+)	37.40	>2 μs	α
230	0+	36.93	1.70 m *17*	α 84%, ε 16%
231	(3/2+)	38.29	8.6 m *5*	ε≤99.8%, α>0.2%
232	0+	38.37	33.1 m *8*	ε 80%, α 20%
233		40.05	20.9 m *4*	ε 99.88%, α 0.12%
234	0+	40.350	8.8 h *1*	ε≈94%, α≈6%
235	(5/2+)	42.18	25.3 m *5*	ε, α 2.8×10^{-3}%
236	0+	42.903	2.858 y *8*	α, SF 1.9×10^{-7}%
237	7/2−	45.093	45.2 d *1*	ε, α 4.2×10^{-3}%
237m	1/2+	45.239	0.18 s *2*	IT
238	0+	46.165	87.7 y *1*	α, SF 1.9×10^{-7}%
239	1/2+	48.590	24110 y *30*	α, SF 3.×10^{-10}%
240	0+	50.127	6561 y *7*	α, SF 5.7×10^{-6}%
241	5/2+	52.957	14.290 y *6*	β−, α 2.5×10^{-3}%, SF>2.×10^{-14}%
242	0+	54.718	3.75×10^{5} y *2*	α, SF 5.5×10^{-4}%
243	7/2+	57.756	4.956 h *3*	β−
244	0+	59.806	8.00×10^{7} y *9*	α 99.88%, SF 0.12%
245	(9/2−)	63.11	10.5 h *1*	β−
246	0+	65.40	10.84 d *2*	β−
247		69.0s	2.27 d *23*	β−
95 Am 231		42.4s	≈10 s	ε?, α?
232		43.4s	79 s *2*	ε≈98%, α≈2%
233		43.2s	3.2 m *8*	α>9%, ε
234		44.5s	2.32 m *8*	ε>99.96%, α<0.04%
235m		44.7s	10.3 m *6*	ε 99.6%, α 0.4%
236?		46.2s	3.6 m *1*	α 0.004%, ε
236m		46.2s	0.6 y *2*	ε
237	5/2(−)	46.57s	73.0 m *10*	ε 99.98%, α 0.03%
238	1+	48.42	98 m *2*	ε, α 1.0×10^{-4}%
238m		48.42	3.8 y	α
239	(5/2)−	49.392	11.9 h *1*	ε 99.99%, α 0.01%
240	(3−)	51.51	50.8 h *3*	ε, α 1.9×10^{-4}%
241	5/2−	52.936	432.2 y *7*	α, SF 4×10^{-10}%
242	1−	55.470	16.02 h *2*	β− 82.7%, ε 17.3%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
91 Pa 234m	(0−)	40.415	1.17 m *3*	β− 99.84%, IT 0.16%
235	(3/2−)	42.33	24.44 m *11*	β−
236	1(−)	45.3	9.1 m *1*	β−
237	(1/2+)	47.6	8.7 m *2*	β−
238	(3−)	50.77	2.27 m *9*	β−, SF<2.6×10^{-6}%
239	(3/2)	53.3s	1.8 h *5*	β−
240		56.8s	≈2 m	β−?
92 U 217		22.70	16 ms +*21−6*	α≤100%
218	0+	21.92	1.5 ms +*73−7*	α
219		23.21	42 μs +*34−13*	α
220	0+	23.0s	≈60 ns	α?, ε?
221		24.6s	≈0.7 μs	α?, ε?
222	0+	24.3s	1.0 μs +*10−4*	α
223		25.84	18 μs +*10−5*	α, ε 0.2%
224	0+	25.71	0.9 ms *3*	α
225		27.38	84 ms *4*	α
226	0+	27.33	0.26 s *2*	α
227	(3/2+)	29.02	1.1 m *1*	α
228	0+	29.22	9.1 m *2*	α>95%, ε<5%
229	(3/2+)	31.211	58 m *3*	ε≈80%, α≈20%
230	0+	31.615	20.8 d	α, SF<1×10^{-10}%
231	(5/2−)	33.807	4.2 d *1*	ε, α≈4.0×10^{-3}%
232	0+	34.611	68.9 y *4*	α, Ne 9×10^{-10}%, Mg<5×10^{-12}%, SF 3×10^{-12}%
233	5/2+	36.920	1.592×10^{5} y *2*	α, SF<6.0×10^{-9}%
234	0+	38.147	2.455×10^{5} y *6*	α, **0.0054% *5*** SF 1.6×10^{-9}%, Mg 1×10^{-11}%, Ne 9×10^{-12}%
235	7/2−	40.921	7.04×10^{8} y *1*	α, **0.7204% *6*** SF 7.0×10^{-9}%, Ne≈8.×10^{-10}%, 28 8.×10^{-10}%
235m	1/2+	40.921	≈26 m	IT
236	0+	42.446	2.342×10^{7} y *3*	α, SF 9.4×10^{-8}%, ^{30}Mg
237	1/2+	45.392	6.75 d *1*	β−
238	0+	47.309	4.468×10^{9} y *3*	α, **99.2742% *10*** SF 5.5×10^{-5}%
239	5/2+	50.574	23.45 m *2*	β−
240	0+	52.715	14.1 h *1*	β−
241		56.2s	≈5 m	β−?
242	0+	58.6s	16.8 m *5*	β−
93 Np 225	(9/2−)	31.59	>2 μs	α
226		32.74s	35 ms *10*	α
227		32.56	0.51 s *6*	α
228		33.7s	61.4 s *14*	ε 60%, α 40%
229		33.78	4.0 m *4*	α 68%, ε 32%
230		35.24	4.6 m *3*	ε≤97%, α≥3%
231	(5/2)	35.63	48.8 m *2*	ε 98%, α 2%
232	(4+)	37.4s	14.7 m *3*	ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
95 Am 242m	5−	55.518	141 y *2*	IT 99.55%, α 0.45%, SF<4.7×10^{-9}%
242m	(2+,3−)	57.670	14.0 ms *10*	SF=100%, α<5.0×10^{-3}%, IT
243	5/2−	57.176	7370 y *40*	α, SF 3.7×10^{-9}%
244	(6−)	59.881	10.1 h *1*	β−
244m		59.881	0.90 ms *15*	SF≤100%
244m	1+	59.967	26 m *1*	β− 99.96%, ε 0.04%
245	(5/2)+	61.900	2.05 h *1*	β−
246	(7−)	64.99	39 m *3*	β−
246m	2(−)	64.99	25.0 m *2*	β−, IT<0.02%
247	(5/2)	67.2s	23.0 m *13*	β−
248		70.6s	≈10 m	β−
249		73.1s	≈2 m	β−?
96 Cm 232	0+		1 m *?*	SF<30.3%
233		47.29		α, ε
234	0+	46.72	≈2 m	ε?, α?
235		47.9s	5 m *sy*	ε?, α?
236	0+	47.9s	≈10 m	ε, α
237		49.3s	≈20 m	ε?, α?
238	0+	49.40	2.4 h *1*	ε≥90%, α≤10%
239	(7/2−)	51.2s	≈2.9 h	ε, α<0.1%
240	0+	51.725	27 d *1*	α>99.5%, ε<0.5%, SF 3.9×10^{-6}%
241	1/2+	53.703	32.8 d *2*	ε 99%, α 1%
242	0+	54.805	162.8 d *2*	α, SF 6.2×10^{-6}%, 34 1.×10^{-14}%
243	5/2+	57.184	29.1 y *1*	α 99.71%, ε 0.29%, SF 5.3×10^{-9}%
244	0+	58.454	18.1 y *1*	α, SF 1.4×10^{-4}%
245	7/2+	61.005	8500 y *100*	α, SF 6.1×10^{-9}%
246	0+	62.618	4760 y *40*	α 99.97%, SF 0.03%
247	9/2−	65.534	1.56×10^{7} y *5*	α
248	0+	67.392	3.48×10^{5} y *6*	α 91.61%, SF 8.39%
249	1/2(+)	70.750	64.15 m *3*	β−
250	0+	72.99	≈8.3×10^{3} y	SF=74%, α=18%, β−=8%
251	(1/2+)	76.65	16.8 m *2*	β−
252	0+	79.1s	<2 d	β−
97 Bk 235		52.7s	≈20 s	ε?, α?
236		53.4s	≈42 s	α?, ε?
236m		46.2s	≥30 d	ε
237		53.1s	≈1 m	ε?, α?
238		54.3s	144 s *5*	ε, εSF 0.048%
240		55.7s	4.8 m *8*	εSF 2.0×10^{-3}%, ε
241	(7/2+)	56.1s	≈3 m	α?, ε?
242		57.7s	7.0 m *13*	ε≤100%
243	(3/2−)	58.691	4.5 h *2*	ε 99.85%, α=0.15%
244	(4−)	60.72	4.35 h *15*	ε 99.99%, α 6.0×10^{-3}%
245	3/2−	61.815	4.94 d *3*	ε 99.88%, α 0.12%
246m	2(−)	63.97	1.80 d *2*	ε, α<0.2%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
97 Bk 247	(3/2−)	65.491	1380 y *250*	α≤100%
248		68.08s	>9 y	α
248m	1(−)	68.08s	23.7 h *2*	β− 70%, ε 30%
249	7/2+	69.850	330 d *4*	β−, α 1.4×10⁻³%, SF 4.7×10⁻⁸%
250	2−	72.951	3.212 h *5*	β−
251	(3/2−)	75.23	55.6 m *11*	β−
252		78.5s	≈2 m	β−?, α?
253		80.9s	≈10 m	β−?
254		84.4s	≈2 m	β−?
98 Cf 237		57.8s	2.1 s *3*	SF=10%, α?
238	0+	57.2s	21 ms *2*	SF=100%
239		58.1s	39 s +*37*−*12*	ε, α
240	0+	58.0s	0.96 m *15*	α=98%, SF=2%, ε
241		59.4s	3.78 m *70*	ε=75%, α=25%
242	0+	59.34	3.7 m *5*	α 80%, ε 20%, SF≤0.01%
243	(1/2+)	60.9s	10.7 m *5*	ε=86%, α=14%
244	0+	61.479	19.4 m *6*	α≤100%
245	(1/2+,5/2+)	63.387	45.0 m *15*	ε 64%, α 36%
246	0+	64.092	35.7 h *5*	α, ε<4.0×10⁻³%, SF 2.5×10⁻⁴%
247	(7/2+)	66.137	3.11 h *3*	ε 99.97%, α 0.04%
248	0+	67.240	333.5 d *28*	α, SF 2.9×10⁻³%
249	9/2−	69.726	351 y *2*	α, SF 5.0×10⁻⁷%
250	0+	71.172	13.08 y *9*	α 99.92%, SF 0.08%
251	1/2+	74.135	898 y *44*	α, SF
252	0+	76.034	2.645 y *8*	α 96.91%, SF 3.09%
253	(7/2+)	79.301	17.81 d *8*	β− 99.69%, α 0.31%
254	0+	81.34	60.5 d *2*	SF 99.69%, α 0.31%
255	(7/2+)	84.8s	85 m *18*	β−
256	0+	87.0s	12.3 m *12*	SF, β−<1%, α=1.0×10⁻⁴%
99 Es 240		64.2s	1 s *sy*	α?, ε?
241	(3/2−)	63.8s	8 s +*6*−*5*	α
242		65.0s	13.5 s *25*	α>0%, ε>0%
243		64.8s	21 s *2*	ε≤70%, α≥30%
244		66.0s	37 s *4*	ε 96%, α 4%
245	(3/2−)	66.4s	1.1 m *1*	ε 60%, α 40%
246m		67.9s	7.7 m *5*	ε 90.1%, α 9.9%, ε 3.0×10⁻³%
247	(7/2+)	68.61s	4.55 m *26*	ε=93%, α=7%
247m		68.61s	625 d *84*	α
248	(2−,0+)	70.30s	27 m *5*	ε 99.7%, α=0.25%
249	7/2+	71.18s	102.2 m *6*	ε 99.43%, α 0.57%
250	(6+)	73.2s	8.6 h *1*	ε>97%, α<3%
250m	1(−)	73.2s	2.22 h *5*	ε≤100%
251	(3/2−)	74.512	33 h *1*	ε 99.5%, α 0.5%
252	(5−)	77.29	471.7 d *19*	α 78%, ε 22%, β−≈0.01%
253	7/2+	79.014	20.47 d *3*	α, SF 8.7×10⁻⁶%
254	(7+)	81.992	275.7 d *5*	α=100%, β− 1.7×10⁻⁴%, SF<3.0×10⁻⁶%, ε

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
101Md 259		93.6s	96 m *3*	SF=100%, α<1.3%
260		96.6s	31.8 d *5*	SF≥42%, α≤27%, ε≤23%, β−≤10%
261		98.5s	40 m *sy*	α?
262		101.4s	3 m *sy*	SF?, α?
102No 248	0+	80.7s	<2 μs	SF?
249		81.8s	54 μs +*15*−*10*	SF
250	0+	81.5s	6 μs *1*	SF≤100%, α 0.1%, ε 1.0×10⁻³%
251	(7/2+)	82.9s	0.78 s *2*	α≤100%, SF≤8%, ε
251m	(1/2+)	83.0s	0.93 s *6*	α≤100%
252	0+	82.88	2.27 s *14*	α 58%, ε 23%, SF 19%
252m		82.88	26 d *7*	α
253	(9/2−)	84.5s	1.62 m *15*	α≤100%, ε
254	0+	84.72	51 s *10*	α 90%, ε 10%, SF 0.17%
254m	0+	84.72	0.28 s *4*	IT>80%
255	(1/2+)	86.85	3.1 m *2*	α 61%, ε 39%
256	0+	87.824	2.91 s *5*	α 99.47%, SF 0.53%
257	(7/2+)	90.24	25 s *3*	α≤100%, SF≤1.5%
258	0+	91.5s	1.2 ms *2*	SF≤100%
259		94.1s	58 m *5*	α 75%, ε 25%, SF<10%
260	0+	95.6s	106 ms *8*	SF
261		98.5s		β−, α
262	0+	100.0s	≈5 ms	SF
263		103.0s	20 m *sy*	α?, SF?
264	0+	104.6s	1 m *sy*	α?
103 Lr 251		87.9s		ε?, α?
252		88.8s	0.36 s +*11*−*7*	α≈90%, ε≈10%, SF<1%
253		88.7s	0.57 s +*7*−*6*	α, SF<2%
253m		88.7s	1.5 s +*3*−*2*	α 90%, SF<2%
254		89.8s	13 s *3*	α 76%, ε 24%
255		90.1s	22 s *4*	α 85%, ε<30%, SF≤0.1%
256		91.9s	27 s *3*	α 85%, ε 15%, SF<0.03%
257		92.7s	0.646 s *25*	α≤100%, SF≤0.03%
258		94.8s	4.1 s *3*	α>95%, SF<5%
259		95.85s	6.2 s *3*	α 78%, SF 22%
260		98.3s	180 s *30*	α 80%, ε<40%, SF<10%
261		99.6s	39 m *12*	SF
262		102.1s	≈4 h	SF<10%, ε, α
263		103.7s	5 h *sy*	α?
264		106.2s	10 h *sy*	α?, SF?
265		107.9s	10 h *sy*	α?, SF?
266		111.1s	1 h *sy*	α?, SF?
104 Rf 253m		93.8s	48 μs +*17*−*10*	SF≤100%, α
253m		93.8s	≈1.8 s	SF=50%, α=50%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
99 Es 254m	2+	82.072	39.3 h *2*	β− 98%, IT<3%, α 0.32%, ε 0.68%, SF≤0.05%
255	(7/2+)	84.09	39.8 d *12*	β− 92%, α 8%, SF 4.1×10⁻³%
256	(1+,0−)	87.2s	25.4 m *24*	β−
256m	(8+)	87.2s	7.6 h	β−
257		89.4s	7.7 d *2*	β−, SF
258		92.7s	3 m *sy*	ε?, α?
100Fm 242	0+	68.4s	0.8 ms *2*	SF≤100%
243	(7/2+)	69.3s	0.18 s +*8*−*4*	α≤100%
244	0+	69.0s	3.3 ms *5*	SF≤100%
245		70.2s	4.2 s *13*	α≤100%, SF≤0.1%
246	0+	70.14	1.1 s *2*	α 92%, SF 8%, ε≤1%
247	(7/2+)	71.6s	29 s *1*	α≥50%, ε≤50%
247m	(1/2+)	71.6s	4.3 s *4*	α≤100%
248	0+	71.91	36 s *2*	α 93%, ε 7%, SF 0.1%
249	(7/2+)	73.6s	2.6 m *7*	ε 67%, α 33%
250	0+	74.07	30 m *3*	α>90%, ε<10%, SF 6.9×10⁻³%
250m	0+	74.07	1.8 s *1*	IT≥80%, α<20%, SF≤8.2×10⁻⁵%, ε
251	(9/2−)	75.987	5.30 h *8*	ε 98.2%, α 1.8%
252	0+	76.817	25.39 h *4*	α, SF 2.3×10⁻³%
253	(1/2)+	79.350	3.00 d *12*	ε 88%, α 12%
254	0+	80.904	3.240 h *2*	α 99.94%, SF 0.06%
255	7/2+	83.799	20.07 h *7*	α, SF 2.4×10⁻⁵%
256	0+	85.486	157.6 m *13*	SF 91.9%, α 8.1%
257	(9/2+)	88.590	100.5 d *2*	α 99.79%, SF 0.21%
258	0+	90.4s	370 μs *43*	SF≤100%
259		93.7s	1.5 s *3*	SF
260	0+	95.6s	≈4 ms	SF
101Md 245	(1/2−)	75.3s	0.90 ms *25*	α, SF
245m		75.6s	0.35 s +*23*−*16*	α, ε
246m		76.3s	1.0 s *4*	SF, α>0%, ε>0%
247		76.0s	1.12 s *22*	α≤100%
248		77.1s	7 s *3*	ε 80%, α 20%, SF≤0.05%
249		77.3s	24 s *4*	α>60%, ε≤40%
250		78.6s	52 s *6*	ε 93%, α 7%
251		79.0s	4.0 m *5*	ε≥90%, α≤10%
252		80.6s	2.3 m *8*	ε≤100%
253	(1/2−)	81.3s	6 m +*12*−*3*	ε≤100%, α
254m		83.5s	10 m *3*	ε≤100%
254m		83.5s	28 m *8*	ε≤100%
255	(7/2−)	84.843	27 m *2*	ε 92%, α 8%, SF<0.15%
256	(1−)	87.62	77 m *2*	ε 90.8%, α 9.2%, SF<3%
257	(7/2−)	88.996	5.52 h *5*	ε 85%, α 15%, SF<1%
258		91.688	51.5 d *3*	α, SF
258m		91.688	57.0 m *9*	ε≥70%, SF

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
104 Rf 254	0+	93.3s	23 μs *3*	SF≤100%
255	(9/2−)	94.4s	1.64 s *11*	SF 62%, α 48%
255m		94.4s	0.8 s +*5*−*2*	α≤100%
256	0+	94.24	6.4 ms *2*	SF 99.68%, α 0.32%
257	(1/2+)	95.9s	4.7 s *3*	α<100%, SF≤1.4%, ε>0%
257m		95.9s	3.9 s *4*	α<100%, SF≤1.4%, ε>0%
258	0+	96.4s	12 ms *2*	SF 87%, α 13%
259		98.40s	3.2 s *6*	α 92%, SF 8%
260	0+	99.1s	21 ms *1*	SF≤100%, α?
261		101.32	65 s *10*	α>80%, ε<15%, SF<10%
262	0+	102.4s	2.3 s *4*	SF≤100%, α<3%
263		104.8s	10 m *2*	SF=100%, α
264	0+	106.2s	1 h *sy*	α?
265		108.7s	≈13 h	α?
266	0+	109.9s	10 h *sy*	α?, SF?
267?		113.2s	2.3 h +*980*−*17*	SF
268	0+	115.2s	6 h *sy*	α?, SF?
105 Db 255		100.0s	1.6 s +*6*−*4*	α=80%, SF=20%
256		100.7s	1.6 s +*5*−*3*	α=64%, ε=36%, SF=0.02%
257		100.3s	1.50 s +*19*−*15*	α>94%, SF<6%
257m		100.3s	0.76 s +*15*−*11*	α≥87%, SF≤13%
258		101.7s	4.0 s *10*	α 67%, ε 33%, SF<1%
258m		101.7s	20 s *10*	ε=100%
259		102.1s	0.51 s *16*	α
260		103.7s	1.52 s *13*	α≥90.4%, SF≤9.6%, ε<2.5%
261		104.4s	1.8 s *4*	α≥82%, SF≤18%
262		106.3s	35 s *5*	α=67%, SF
263		107.1s	27 s +*10*−*7*	SF 59%, α 41%, ε 3%
264		109.4s	3 m *sy*	α?
265		110.5s	15 m *sy*	α?
266		112.7s	20 m *sy*	α?, SF?
267?		114.0s	73 m +*350*−*33*	SF>0%
268?		116.9s	32 h +*11*−*7*	SF
269		118.7s	3 h *sy*	α?, SF?
106 Sg 258	0+	105.4s	2.9 ms +*13*−*7*	SF≤100%, α?
259	(1/2+)	106.7s	0.48 s +*28*−*13*	α 90%, SF<20%
260	0+	106.58	3.6 ms *9*	α 50%, SF 50%
261		108.2s	0.23 s *6*	α=100%, SF<1%
262	0+	108.4s	6.9 ms +*38*−*18*	SF≥78%, α≤22%
263		110.2s	1.0 s *2*	α>70%, SF<30%
263m		110.2s	0.12 s	α, IT
264	0+	110.8s	0.4 s *sy*	α?
265	(9/2+)	112.82	8 s *3*	SF≤57%, α≥43%
266	0+	113.7s	21 s +*20*−*12*	SF≥50%, α≤50%
268	0+	117.0s	30 s *sy*	α?, SF?
270	0+	121.4s	10 m *sy*	α?, SF?
271?		124.3s	2.4 m +*43*−*10*	α 50%, SF 50%

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
106 Sg 272	0+	125.9s	1 h *sy*	α?, SF?
273		128.8s	1 m *sy*	SF?
107 Bh 260		113.6s	0.3 ms *sy*	α≤100%
261		113.3s	12 ms *+5–3*	α 95%, SF<10%
262m		114.5s	8.0 ms *21*	α≤100%
262m		114.5s	102 ms *26*	α≤100%
263		114.6s	0.2 ms *sy*	α?
264		116.1s	0.44 s *+60–16*	α≤100%
265		116.6s	0.9 s *+7–3*	α
266?		118.2s	1.7 ms *+82–8*	α
267?		118.9s	17 s *+14–6*	α
271?		125.9s	40 s *sy*	α?
272?		128.6s	10 s *+12–4*	α
273		130.1s	90 m *sy*	α?, SF?
274		132.7s	90 m *sy*	α?, SF?
275		134.4s	40 m *sy*	SF?
108 Hs 263		119.8s		α≤100%
264	0+	119.60	~0.8 ms	α~50%, SF~50%
265		121.2s	2.0 ms *+3–2*	α~100%, SF≤1%
266	0+	121.2s	2.3 ms *+13–6*	α~100%, SF<1.4%
267		122.8s	52 ms *+13–8*	α≥80%, SF<20%
267m		122.8s	0.80 s *+380–37*	α>0%
269?		124.9s	9.7 s *+97–33*	α
270?	0+	125.4s	3.6 s *+8–14*	α
271		128.2s	40 s *sy*	α?, SF?
272	0+	129.5s	40 s *sy*	α?, SF?
273	(3/2+)	132.3s	50 s *sy*	α?
274	0+	133.3s	1 m *sy*	α?, SF?
275?		136.0s	0.15 s *+27–6*	α
276	0+	137.1s	1 h *sy*	α?, SF?
109 Mt 265		126.8s	2 m *sy*	α?
266?		127.9s	1.7 ms *+18–16*	α≤100%
267		127.9s	10 ms *sy*	α?
268?		129.2s	21 ms *+8–5*	α
270?		131.0s	4.96 ms	α
271		131.5s	5 s *sy*	α?
272		133.9s	10 s *sy*	α?, SF?
273		135.0s	20 s *sy*	α?, SF?
274		137.4s	20 s *sy*	α?, SF?
275?		138.5s	9.7 ms *+460–44*	α
276?		140.8s	0.72 s *+87–25*	α
279		145.5s	6 m *sy*	α?, SF?
110 Ds 267?		134.5s	3 μs *+6–2*	α
268	0+	133.9s	100 μs *sy*	
269?		135.2s	179 μs *+245–66*	α
270	0+	134.8s	0.10 ms *+14–4*	α, SF<0.2%
270m		135.9s	6.0 ms *+82–22*	α>70%, IT≤30%
271		136.1s	1.63 ms *+44–29*	α
271m		136.1s	69 ms *+56–21*	α>0%, IT?
272	0+	136.3s	1 s *sy*	SF
273		138.7s	0.17 ms *+17–6*	α

Nuclear Wallet Cards

Nuclide Z El A	Jπ	Δ (MeV)	T½, Γ, or Abundance	Decay Mode
110 Ds 274	0+	139.3s	2 s *sy*	α?, SF?
275		141.8s	2 s *sy*	α?
276	0+	142.6s	5 s *sy*	α?, SF?
277		145.0s	5 s *sy*	α?
278	0+	145.8s	10 s *sy*	α?, SF?
279?		148.0s	0.18 s *+5–3*	SF 90%, α 10%
281?		151.0s	11.1 s *+50–27*	SF
111 Rg 272?		143.1s	3.8 ms *+14–8*	α
273		143.2s	5 ms *sy*	α?
274?		145.1s	6.4 ms *+307–29*	α
275		145.4s	10 ms *sy*	α?
276		147.6s	100 ms *sy*	α?, SF?
277		148.6s	1 s *sy*	α?, SF?
278		150.5s	1 s *sy*	α?, SF?
279?		151.3s	0.17 s *+81–8*	α
280?		153.2s	3.6 s *+43–13*	α
281		154.0s	1 m *sy*	α?, SF?
282		156.0s	4 m *sy*	α?, SF?
283		156.9s	10 m *sy*	α?, SF?
112 277		152.7s	0.69 ms *+69–24*	α
278	0+	153.1s	10 ms *sy*	α?, SF?
279		155.1s	0.1 s *sy*	α?, SF?
280	0+	155.6s	1 s *sy*	α?, SF?
282?		158.1s	0.50 ms *+33–14*	SF
283?		160.0s	4.0 s *+13–7*	α≥99%, SF≤1%
284?		160.6s	97 ms *+31–19*	SF
285?		162.2s	29 s *+13–7*	α
113 278?			0.24 ms *+114–11*	α
283?		164.4s	100 ms *+490–45*	α
284?		165.9s	0.48 s *+58–17*	α
285		166.5s	2 m *sy*	α?, SF?
286		168.1s	5 m *sy*	α?, SF?
287		168.6s	20 m *sy*	α?, SF?
114 286?		171.3s	0.16 ms *+7–3*	SF 60%, α 40%
287?		172.9s	0.51 s *+18–10*	α
288?		173.0s	0.8 *s +27–16*	α
289?		174.4s	2.6 s *+12–7*	α
115 287?		178.1s	32 ms *+155–14*	α
288?		179.3s	87 ms *+105–30*	α
289		180s	10 s *sy*	α?, SF?
290		180.8s	10 s *sy*	α?, SF?
291		181.1s	1 m *sy*	α?, SF?
116 290	0+	185.0s	15 ms *+26–6*	α
291		186.3s	6.3 ms *+116–25*	α
292?	0+	186.1s	18.0 ms *+16–6*	α
293?			61 ms *+57–20*	α
117 291		192.4s	10 ms *sy*	α?, SF?
292		193.3s	50 ms *sy*	α?, SF?
118 294?	0+		1.8 ms *+84–8*	α>0%, SF?

پیوست C

جدول تناوبی عناصر

Modern Nuclear Chemistry, by W.D. Loveland, D.J. Morrissey, and G.T. Seaborg
Copyright © 2006 John Wiley & Sons, Inc.

IA	IIA	IIIB	IVB	VB	VIB	VIIB	---	VIII	---	IB	IIB	IIIA	IVA	VA	VIA	VIIA	VIIIA
H																	He
1																	2
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
3	4											5	6	7	8	9	10
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar
11	12											13	14	15	16	17	18
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54
Cs	Ba	*	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
55	56	57–	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86
Fr	Ra	**	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg							
87	88	89–	104	105	106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118

*	La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu	Lanthanides	
	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71		
**	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr	Actinides	
	89	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103		

پیوست D

لیست عناصر

Name	Sym	Z	Name	Sym	Z
Actinium	Ac	89	Chlorine	Cl	17
Aluminum	Al	13	Chromium	Cr	24
Americium	Am	95	Cobalt	Co	27
Antimony	Sb	51	Copper	Cu	29
Argon	Ar	18	Curium	Cm	96
Arsenic	As	33	Darmstadtium	Ds	110
Astatine	At	85	Dubnium	Db	105
Barium	Ba	56	Dysprosium	Dy	66
Berkelium	Bk	97	Einsteinium	Es	99
Beryllium	Be	4	Erbium	Er	68
Bismuth	Bi	83	Europium	Eu	63
Bohrium	Bh	107	Fermium	Fm	100
Boron	B	5	Fluorine	F	9
Bromine	Br	35	Francium	Fr	87
Cadmium	Cd	48	Gadolinium	Gd	64
Cesium	Cs	55	Gallium	Ga	31
Calcium	Ca	20	Germanium	Ge	32
Californium	Cf	98	Gold	Au	79
Carbon	C	6	Hafnium	Hf	72
Cerium	Ce	58	Hassium	Hs	108

Modern Nuclear Chemistry, by W.D. Loveland, D.J. Morrissey, and G.T. Seaborg
Copyright © 2006 John Wiley & Sons, Inc.

Name	Sym	Z	Name	Sym	Z
Helium	He	2	Protactinium	Pa	91
Holmium	Ho	67	Radium	Ra	88
Hydrogen	H	1	Radon	Rn	86
Indium	In	49	Rhenium	Re	75
Iodine	I	53	Rhodium	Rh	45
Iridium	Ir	77	Roentgenium	Rg	111
Iron	Fe	26	Rubidium	Rb	37
Krypton	Kr	36	Ruthenium	Ru	44
Lanthanum	La	57	Rutherfordium	Rf	104
Lawrencium	Lr	103	Samarium	Sm	62
Lead	Pb	82	Scandium	Sc	21
Lithium	Li	3	Seaborgium	Sg	106
Lutetium	Lu	71	Selenium	Se	34
Magnesium	Mg	12	Silicon	Si	14
Manganese	Mn	25	Silver	Ag	47
Meitnerium	Mt	109	Sodium	Na	11
Mendelevium	Md	101	Strontium	Sr	38
Mercury	Hg	80	Sulfur	S	16
Molybdenum	Mo	42	Tantalum	Ta	73
Neodymium	Nd	60	Technetium	Tc	43
Neon	Ne	10	Tellurium	Te	52
Neptunium	Np	93	Terbium	Tb	65
Nickel	Ni	28	Thallium	Tl	81
Niobium	Nb	41	Thorium	Th	90
Nitrogen	N	7	Thulium	Tm	69
Nobelium	No	102	Tin	Sn	50
Osmium	Os	76	Titanium	Ti	22
Oxygen	O	8	Tungsten	W	74
Palladium	Pd	46	Uranium	U	92
Phosphorus	P	15	Vanadium	V	23
Platinum	Pt	78	Xenon	Xe	54
Plutonium	Pu	94	Ytterbium	Yb	70
Polonium	Po	84	Yttrium	Y	39
Potassium	K	19	Zinc	Zn	30
Praseodymium	Pr	59	Zirconium	Zr	40
Promethium	Pm	61			

پیوست E

مبانی مکانیک کوانتومی

مکانیک کوانتومی، توصیف درستی از پدیده‌ها را در مقیاس اتمی یا زیر اتمی به دست می‌دهد که ایده‌های مکانیک کلاسیک در حالت کلی پاسخگوی آن نیستند. وقتی پدیده‌های هسته‌ای را توصیف می‌کنیم، بسیاری از نتایج و مفاهیم مکانیک کوانتومی را به‌کار می‌بریم. اگر چه هدف ما این است که خواننده را نوعاً به انجام محاسبات مفصل مکانیک کوانتومی وادار نکنیم، اما مهم است که خواننده مبانی بسیاری از گزاره‌های توصیفی به‌کار رفته در کتاب را بفهمد. بنابراین، در این پیوست خلاصه‌ای گذرا از جنبه‌های بنیادین مکانیک کوانتومی را که به‌کار خواهیم برد ارائه می‌کنیم. برای جزئیات بیشتر پیرامون این جنبه‌ها، خواننده را به مراجع مندرج در پایان این پیوست ارجاع می‌دهیم.

E.۱ توابع موج

همهٔ اطلاعات قابل دانستن در مورد یک سیستم فیزیکی (مانند انرژی، اندازه حرکت زاویه‌ای و جز آن) در تابع موج سیستم نهفته است. ما بحث خود را موقتاً به سیستم‌های تک -ذره‌ای متمرکز

می‌کنیم. (می‌توان به آسانی، بحث را به سیستم‌های بس‌ـ ذره‌ای تعمیم داد.) تابع موج را می‌توان برحسب مختصات فضایی و زمان یا تکانه و زمان بیان کرد. در نمادگذاریِ نخست می‌نویسیم:

$$\psi \quad \text{یا صرفاً} \quad \psi(x, y, z, t) \tag{E.۱}$$

این توابع موج باید «خوش رفتار» باشند، یعنی خود و مشتقاتشان نسبت به مختصات فضایی باید پیوسته، متناهی و تک مقداری باشند. توابع ψ پاسخ‌های یک معادلهٔ دیفرانسیل مرتبهٔ ـ دوم به نام معادلهٔ شرودینگر هستند (به زیر نگاه کنید).

احتمال یافتن یک ذره در عنصر حجم $dx\,dy\,dz$، یعنی $W\,dx\,dy\,dz$، با رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$W\,dx\,dy\,dz = \psi^*\psi\;dx\,dy\,dz \tag{E.۲}$$

که ψ^* مختلط مزدوج ψ است (برای تشکیل مختلط مزدوج هر عدد مختلط، همهٔ iها (که $i=\sqrt{-۱}$) را با $-i$ جایگزین می‌کنیم. اعداد حقیقی، مختلطِ مزدوج خودشان هستند. $۶-۵i$ مختلط مزدوج $۶+۵i$ است. بنابراین، $(a+ib)^*(a+ib)=(a-ib)(a+ib)=a^۲+b^۲$)

احتمال بر واحد حجم (چگالی احتمال) عبارت است از $W=\psi^*\psi$. اگر به همه جای سیستم نگاه کنیم، باید ذره را بیابیم؛ بنابراین

$$\int \psi^*\psi d\tau = ۱ \tag{E.۳}$$

که $d\tau$ عنصر حجم $dxdydz$است. توابع موجی که دارای این ویژگی عددی هستند، اصطلاحاً گفته می‌شود که بهنجارند. چنانچه مقدار کمیت فیزیکیِ P تابعی از مختصات مکان باشد، مقدار میانگین یا چشم‌داشتی P با رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$\langle P\rangle = \int \psi^* P \psi d\tau \tag{E.۴}$$

این مقدار چشم‌داشتی، معرف میانگینِ برآمد تعداد زیادی اندازه‌گیری است.

E.۲. عملگرها

غالباً باید مقادیر کمیت‌هایی را محاسبه کنیم که توابع ساده‌ای از مختصات فضایی نیستند، از قبیل مولفهٔ y تکانه p_y، که معادلهٔ (E.۴) را نمی‌توان بر آن اعمال کرد. برای دور زدن این مشکل، می‌گوییم که متناظر با هر متغیر کلاسیک، یک عملگر مکانیک کوانتومی وجود دارد. یک عملگر، نمادی است که ما را به انجام برخی عملیات ریاضی راهنمایی می‌کند. برای مثال، عملگرهای تکانه عبارتند از

$$\begin{aligned}\hat{p}_x &= -i\hbar\frac{\partial}{\partial x}\\ \hat{p}_y &= -i\hbar\frac{\partial}{\partial y}\\ \hat{p}_z &= -i\hbar\frac{\partial}{\partial z}\end{aligned} \qquad \text{(E.۵)}$$

در حالی‌که عملگر انرژی کل $\hat{E}$ به‌صورت زیر است

$$\hat{E} = i\hbar\frac{\partial}{\partial t} \qquad \text{(E.۶)}$$

بنابراین، برای محاسبهٔ مقدار چشم‌داشتی مولفهٔ x تکانه، p_x، می‌نویسیم:

$$\begin{aligned}\langle p_x\rangle &= \int \psi^*\left(-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}\right)\psi d\tau\\ &= -i\hbar\int \psi^*\frac{\partial\psi}{\partial x}d\tau\end{aligned} \qquad \text{(E.۷)}$$

همچنین، عبارت کلاسیک برای انرژی جنبشی عبارت است از

$$T = p^2/2m \qquad \text{(E.۸)}$$

که اگر آن را برحسب جملات مکانیک کوانتومی بنویسیم، عملگر انرژی جنبشی $\hat{T}$، در مختصات دکارتی خواهد شد،

$$\hat{T} = \frac{-\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \qquad \text{(E.9)}$$

یا با استفاده از عملگر لاپلاسی، ∇^2

$$\hat{T} = \frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2 \qquad \text{(E.10)}$$

که

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \qquad \text{(E.11)}$$

۳. E. معادلهٔ شرودینگر

در سال ۱۳۰۵/ ۱۹۲۶، شرودینگر دریافت که رفتار در مقیاس اتمی یا زیر اتمی به‌درستی با یک معادلهٔ دیفرانسیل به شکل زیر توصیف می‌شد

$$\frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + V\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \qquad \text{(E.12)}$$

که V انرژی پتانسیل و ψ تابع موج سیستم را نشان می‌دهد. با جایگذاری از معادلهٔ (E.6)، می‌توانیم بنویسیم

$$\frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + V\psi = E\psi \qquad \text{(E .13الف)}$$

این معادله، مثالی از یک گروه کلی معادلات موسوم به معادلات ویژه مقداری به شکل $\Omega\psi = \omega\psi$ است که Ω یک عملگر و ω مقدار مشاهده‌پذیری است متناظر با آن عملگر. (عبارت ریاضیاتی ψ را ویژه‌تابع عملگر Ω می‌نامند).

برای کاربرد معادلهٔ شرودینگر و به‌دست آوردن اطلاعاتی پیرامون یک سیستم فیزیکی، باید مجموعه قدم‌های زیر را بر داریم:

۱. مشخص کردن تابع انرژی پتانسیل سیستم یعنی، تعیین نیروهای مؤثر در سیستم (بخش ۱ـ ۶ ـ ۱).
۲. پیدا کردن یک تابع ریاضیاتی ψ، که یک جواب معادلهٔ دیفرانسیل، یعنی معادله شرودینگر است.
۳. از میان بسیاری توابع که در معادله صدق می‌کنند، آنهایی را که با برخی قیدهای فیزیکی سیستم موسوم به شرایط مرزی همخوانی ندارند طرد کنیم.

پیش از نمایش این دستورالعمل برای چندین مورد جالب توجه شیمیدان‌های هسته‌ای به یک خاصیت مهم دیگر معادلهٔ شرودینگر می‌توانیم اشاره کنیم. اگر انرژی پتانسیل V مستقل از زمان باشد، می‌توانیم متغیرهای زمانی و مکانی در معادله شرودینگر را به شکل زیر جدا کنیم:

$$\psi(x,y,z,t) = \psi(x,y,z)\tau(t) \qquad \text{(E .۱۳ب)}$$

با قرار دادن این عبارت در معادلهٔ (E .۱۳) و اندکی ساده کردن خواهیم داشت

$$\frac{۱}{\psi}\frac{-\hbar^۲}{۲m}\nabla^۲\psi + V = \frac{i\hbar}{\tau}\frac{\partial\tau}{\partial t} \qquad \text{(E .۱۴)}$$

تنها راه برقراری این معادله این است که دو طرف معادله مساوی یک مقدار ثابت باشند. اگر این «ثابت جداسازی» را E بنامیم، می‌توانیم بنویسیم

$$\frac{-\hbar^۲}{۲m}\nabla^۲\psi + V\psi = E\psi \qquad \text{(E .۱۵)}$$

و

$$i\hbar\frac{\delta\tau}{\delta t} = E\tau \qquad \text{(E .۱۶)}$$

معادلهٔ (E .۱۵) معادلهٔ شردینگر مستقل از زمان است. جواب معادلهٔ (E .۱۶) عبارت است از

$$\tau(t) = e^{-i(E/\hbar)t} \qquad \text{(E .۱۷)}$$

با استفاده از رابطهٔ اولر $(e^{i\theta} = \cos\theta + i\sin\theta)$، می‌توانیم بنویسیم

$$\tau(t) = \cos\omega t - i\sin\omega t \qquad \text{(E .۱۸)}$$

که $\tau(t)$ یک تابع متناوب با فرکانس زاویه‌ای $\omega = E/h$ است. می‌توان نشان داد که ثابت جداسازی E انرژی کل یعنی حاصل‌جمع انرژی‌های جنبشی و پتانسیل $T + V$، است.

E .۴. ذرهٔ آزاد

برای اینکه نشان دهیم معادلهٔ شرودینگر چگونه می‌تواند بر یک وضعیت آشنا اعمال شود، مورد یک ذرهٔ «آزاد» - (V =۰) -، یعنی ذره‌ای که با یک سرعت ثابت بدون اعمال هیچ نیرویی بر آن در حال حرکت است (شکل E.۱) را در نظر می‌گیریم. برای سهولت، فرض می‌کنیم حرکت در یک بعد جهتِ x *باشد*. برای معادلهٔ شرودینگر مستقل از زمان داریم

$$\frac{-\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi \qquad \text{(E.۱۹)}$$

یا

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = k^2\psi \qquad \text{(E.۲۰)}$$

که ثابت k با رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \qquad \text{(E.۲۱)}$$

مقادیر مجاز انرژی E عبارتند از (معادلهٔ (E.۲۱))

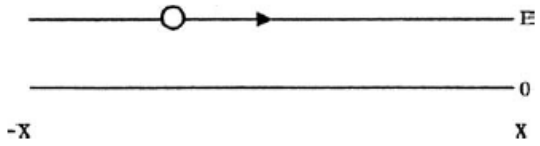
$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \qquad \text{(E.۲۲)}$$

که k هر مقداری را می‌تواند بپذیرد (E کوانتیده نیست) چون V =۰ است، E انرژی جنبشی یک ذرهٔ با تکانهٔ $p = hk$ است. از دوبروی، می‌دانیم که

$$\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{p} \qquad \text{(E.۲۳)}$$

به‌طوری‌که وابستگی زیر به دست می‌آید

$$k = \frac{۱}{\lambda\!\!\!^{-}}$$



شکل E.۱. مسئلهٔ ذرهٔ آزاد.

جواب معادلهٔ شرودینگر، با شمول بخش وابسته به زمان عبارت است از

$$\psi(x,t) = A\exp\left[ikx - i\omega t\right] + B\exp\left[-ikx - i\omega t\right] \qquad \text{(E.۲۴)}$$

که k و ω (E.۲۱) عبارتند از

$$k = \frac{\sqrt{۲mE}}{\hbar} \qquad \text{(E.۲۵)}$$

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \qquad \text{(E.۲۶)}$$

این جواب، معادلهٔ مربوط به موجی است که به طرف راست (جهت $x+$، جملهٔ اول است) و به طرف چپ (جهت $x-$، جملهٔ دوم است) حرکت می‌کند. می‌توانیم یک شرط مرزی اعمال کنیم، یعنی، می‌توانیم مشخص کنیم که ذره در جهت $x+$ حرکت می‌کند. در آن صورت خواهیم داشت

$$\psi(x,t) = A\exp\left[ikx\right]\exp\left[-i\omega t\right] \qquad \text{(E.۲۷)}$$

اکنون می‌توانیم هر مقدار مشاهده‌پذیری را محاسبه کنیم. به‌عنوان مثال، برای محاسبهٔ مقدار تکانهٔ p، می‌نویسیم (معادلهٔ (E.۷) را ببینید)

$$\langle p \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi \, dx = \sqrt{2mE} \qquad \text{(E.۲۸)}$$

که البته با نتیجهٔ کلاسیک توافق دارد.

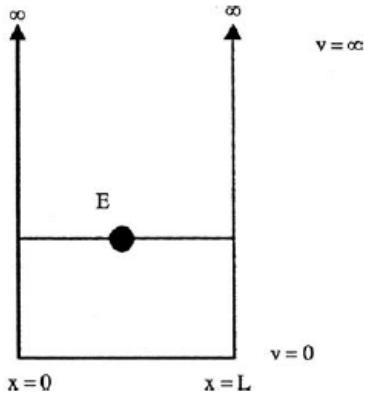
E.۵. ذره در جعبه (یک بعدی)

در ادامهٔ بررسی‌مان در مورد برخی کاربردهای سادهٔ مکانیک موجی در مسائل مورد توجه شیمیدان‌های هسته‌ای، مسئلهٔ یک ذرهٔ محصور در جعبه‌ای یک بعدی را در نظر می‌گیریم (شکل E.۲). این پتانسیل در سرتاسر کفِ جعبه، تخت و یکنواخت است و سپس در دیواره‌ها نامتناهی می‌شود. به زبان ریاضیات:

$$\begin{aligned} V(x) &= 0 \qquad 0 \le x \le L \\ V(x) &= \infty \qquad x < 0, \; x > L \end{aligned} \qquad \text{(E.۲۹)}$$

ذره آزادانه بین ۰ و L حرکت می‌کند اما به مناطق $x < 0$ و $x > L$ راه ندارد. داخل جعبه، معادلهٔ شرودینگر شکل معادلهٔ (E.۱۹) (ذرهٔ آزاد) را دارد. جواب مستقل از زمان را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx \qquad \text{(E.۳۰)}$$



شکل E.۲. نمودار طرح‌وار یک ذره در یک جعبهٔ یک‌بعدی. ذره آزاد است بین $x = 0$ و $x = L$ حرکت کند، اما مجاز نیست دارای $x < 0$ یا $x > L$ باشد.

اما می‌دانیم که در $x=0$ و $x=L$، $\psi(x)=0$ است. پس B باید ۰ باشد و

$$A\sin kL=0 \qquad \text{(E.۳۱)}$$

برای داشتن $\sin kL=0$، باید داشته باشیم

$$kL=n\pi \qquad n=1,2,3 \qquad \text{(E.۳۲)}$$

و با استفاده از نتیجهٔ (E.۲۲)، داریم:

$$E_n=\frac{\hbar^2k^2}{2m}=\frac{\hbar^2\pi^2}{2mL^2}n^2 \qquad \text{(E.۳۳)}$$

در این مورد، انرژی کوانتیده است. فقط مقادیر مشخصی از انرژی مجازند. می‌توان نشان داد که شرط بهنجارش هنگامی برقرار است که

$$\psi_n(x)=\sqrt{\frac{2}{L}}\sin\frac{n\pi x}{L} \qquad \text{(E.۳۴)}$$

سطوح انرژی مجاز، چگالی‌های احتمال و توابع موج برای چند تراز اول این پتانسیل در شکل E.۳ نشان داده شده‌اند.

مسئلهٔ نمونه: فرض کنید یک نوترون در جعبه‌ای یک بعدی به اندازهٔ یک هسته، 10^{-14}m، محبوس است. (الف) انرژی نخستین حالت برانگیخته چقدر است؟ (ب) احتمال یافتن نوترون در ناحیه‌ای متناظر با ۲۰٪ پهنای جعبه یعنی، بین $0/4\times10^{-14}$ m و $0/6\times10^{-14}$ m در چهارمین حالت برانگیخته چیست؟

حل:

۱.

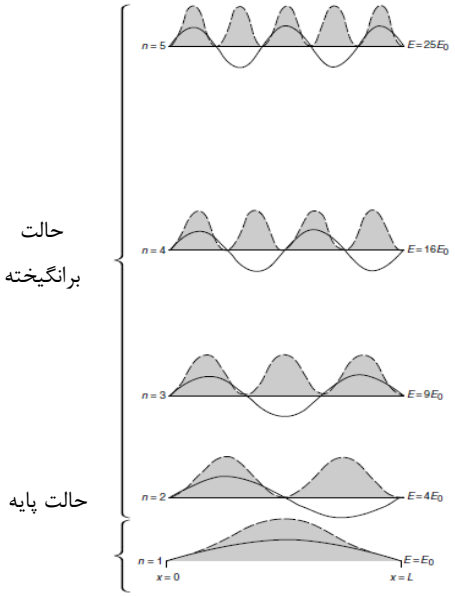
$$E_0\ (\text{انرژی حالت پایه})=\frac{\hbar^2\pi^2(n)^2}{2mL^2}=\frac{(1/05\times10^{-34}\ Js)^2(3/14)^2(1)^2}{2(1/66\times10^{-27}\ kg)(10^{14}\ m^2)}$$
$$=3/3\times10^{-13}\ J=2/0\text{MeV}$$

انرژی اولین حالت برانگیخته n=۲، $۴E_{\circ}$ و تفاوت انرژی بین اولین حالت برانگیخته و حالت پایه $۳E_{\circ}$= ۶ MeV خواهد بود.

۲.

$$\text{احتمال} = \int_{x۱}^{x۲} \psi^{۲}(x)dx = \frac{۲}{L}\int_{x۱}^{x۲} \frac{\sin^{۲} ۵\pi x}{L} dx = \left(\frac{x}{L} - \frac{۱}{۵\pi}\sin\frac{۵\pi x}{L}\right)_{x۱}^{x۲} = ۰/۲۰$$

که نتیجه‌ای است که از وارسی منحنی $\psi^{۲}$ در شکل E.۳ به دست می‌آید.



شکل E.۳. ترازهای مجاز انرژی یک ذره در داخل جعبهٔ یک بعدی. تابع موج به‌صورت خط پُر برای هر تراز نشان داده شده است و ناحیه‌های سایه‌دار، چگالی احتمال را نشان می‌دهند.

E.۶. نوسانگر هماهنگ خطی (یک بعدی)

یکی از مسائل خیلی رایج در مکانیک کوانتومی که برای مطالعهٔ هسته‌ها بسیار مهم است، نوسانگر هماهنگ می‌باشد. برای یک نوسانگر هماهنگ ساده، نیروی بازگردان متناسب با فاصله از مرکز است، یعنی $F = -kx$، به‌گونه‌ای که $V(x) = kx^{۲}/۲$. معادلهٔ شرودینگر عبارت است از:

$$\frac{-\hbar^{۲}}{۲m}\frac{d^{۲}\psi}{dx^{۲}}+\frac{۱}{۲}kx^{۲}\psi=E\psi \qquad \text{(E.۳۵)}$$

راه‌حل این معادله از نظر ریاضی پیچیده است و منجر به توابع موجی به شکل زیر می‌گردد:

$$\psi_n(x)=N_n e^{\beta^{۲}/۲}H_n(\beta) \qquad \text{(E.۳۶)}$$

که در آن

$$\alpha\equiv\frac{۲\pi m}{\hbar}\nu_{۰}$$
$$\beta\equiv\sqrt{\alpha}x$$
$$\nu_{۰}\equiv\frac{۱}{۲\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}\ \text{(فرکانس نوسانگر)} \qquad \text{(E.۳۷)}$$

با یک ثابت بهنجارش

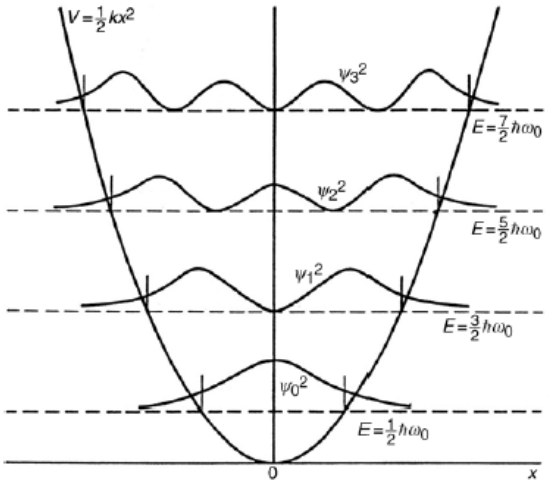
$$N_n=\left(\sqrt{\frac{\alpha}{\pi}}\frac{۱}{۲^n n!}\right)^{۱/۲} \qquad \text{(E.۳۸)}$$

عبارت $H_n(\beta)$، چندجمله‌ای هرمیت مرتبهٔ nام است (که در کتاب‌های دَم‌دستیِ توابع ریاضی یافت می‌شود). می‌توان نشان داد که ویژه مقادیر انرژی به‌صورت زیرند

$$E_n=(n+\frac{۱}{۲})h\nu_{۰} \qquad \text{(E.۳۹)}$$

که $n=۰,۱,۲,۳,\ldots$

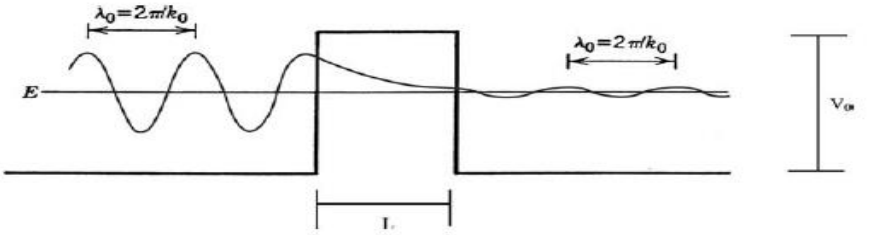
بنابراین، ترازهای انرژی با شروع از انرژیِ نقطهٔ صفر، همه به اندازهٔ $h\nu_{۰}$ از یکدیگر فاصله دارند (شکل E.۴). توجه کنید که جواب‌ها این ویژگی را دارند که احتمال اندکی وجود دارد که ذره را در نواحی ممنوعهٔ کلاسیکی پیدا کنیم یعنی ذره به داخل دیواره‌ها نفوذ می‌کند.



شکل E.۴. سطوح انرژی پایین و چگالی‌های احتمالی مربوطه برای نوسانگر هماهنگ.

E.۷. نفوذ در سد (یک بعدی)

مسئلهٔ مکانیک کوانتومی مهم دیگر برای شیمیدان‌های هسته‌ای، نفوذ در سد پتانسیل یک بعدی توسط باریکه‌ای از ذرات است. نتایج حل این مسئله (و تغییرات پیچیده‌تر مسئله) در مطالعهٔ واپاشی آلفایی هسته و واکنش‌های هسته‌ای به‌کار خواهند رفت. این وضعیت در شکل E.۵ نشان داده شده است. باریکه‌ای از ذرات که در $-\infty$ آغاز شده است بر سدی با ضخامت L و ارتفاع V_0 که از $x = 0$ تا $x = L$ گسترده است، فرود می‌آید. هر ذره دارای انرژی کل E است (از نظر کلاسیکی، انتظار این است که اگر $E < V_0$ باشد، ذرات از سد پس خواهند زد و اگر $E > V_0$ باشد، ذرات بدون هیچ تغییری در خواصشان از سد خواهند گذشت. هر دو برداشت، در مکانیک کوانتومی بشدت تغییر می‌کنند).



شکل E.۵. نمودار طرح‌وار برخوردِ یک ذره با انرژی E با یک سد به ارتفاع V_0 و ضخامت L تابع موج ψ نیز نشان داده شده است.

رسم بر این است که فضا را به سه ناحیهٔ I، II و III که در شکل E.۵ نشان داده شده اند تقسیم می‌کنند. در ناحیه‌های I و III، ما با مسئلهٔ «ذرهٔ آزاد» روبه‌رو هستیم که در بخش E.۴ بررسی شد. در ناحیهٔ I، ذراتی به طرف چپ حرکت می‌کنند (ذرات فرودی) و ذراتی به طرف راست (ذرات منعکس شده). بنابراین، ما انتظار تابع موجی به شکل معادلهٔ (E.۲۴) را داریم که بخش مستقل از زمان آن را می‌توان به صورت

$$\psi_{\mathrm{I}} = a_{\mathrm{I}} e^{ik_{\mathrm{I}}x} + b_{\mathrm{I}} e^{ik_{\mathrm{I}}x} = \psi_{\mathrm{I}\rightarrow} + \psi_{\mathrm{I}\leftarrow} \qquad \text{(E.۴۰)}$$

نوشت که در آن، $k_{\mathrm{I}} = \sqrt{2mE}/\hbar$. در ناحیهٔ III، هیچ ذرهٔ فرودی از $+\infty$ نداریم، بنابراین در بهترین شرایط فقط می‌توانیم ذراتی را که در جهت $x+$ $(b=0)$ حرکت می‌کنند داشته باشیم. بنابراین:

$$\psi_{\mathrm{III}} = a_{\mathrm{III}} e^{-k_{\mathrm{I}}x} = \psi_{\mathrm{III}\rightarrow} \qquad \text{(E.۴۱)}$$

در ناحیهٔ II، معادلهٔ شرودینگر مستقل از زمان عبارت است از

$$\frac{d^2\psi_{\mathrm{II}}}{dx^2} = k_2^2 \psi_{\mathrm{II}} \qquad \text{(E.۴۲)}$$

که در آن با فرض $V_0 > E$، $k_2 = [2m(V_0 - E)]^{1/2}/\hbar$ است. جوابِ این معادله عبارت است از

$$\psi_{\mathrm{II}} = a_{\mathrm{II}} e^{k_2 x} + b_{\mathrm{II}} e^{-k_2 x} \qquad \text{(E.۴۳)}$$

توجه کنید که طول موج λ در دو ناحیهٔ I و III یکی است، اما دامنهٔ موج در پشت سد خیلی کمتر از جلوِ سد است. می‌توان نشان داد که احتمال عبور ذرات از سد عبارت است از

$$T = \frac{|\psi_{\mathrm{III}\rightarrow}|^2 V}{|\psi_{\mathrm{I}\rightarrow}|^2 V} = \frac{|a_{\mathrm{III}}|^2}{|a_{\mathrm{I}}|^2} \qquad \text{(E.۴۴)}$$

که V سرعت ذره است. برای تعیین مقدار $a_{\mathrm{III}}/a_{\mathrm{I}}$، ثابت‌های دیگر b_{I}، a_{II} و b_{II} را با اعمال شرایط مرزی، پیوسته بودن ψ و $d\psi/dx$ در همهٔ فضا، حذف می‌کنیم. بعد از مقدار زیادی عملیات جبری (ر. ک. کتاب Evans) داریم

$$T=\left[1+\frac{V_0^2}{4E(V_0-E)}\sinh^2 K_2L\right]^{-1} \qquad \text{(E.45)}$$

برای کاربردهای هسته‌ای، سدها خیلی ضخیم هستند ($k_2L\gg 1$)،که در این مورد، $\sinh^2 k_2L\approx\frac{1}{4}e^{2k_2L}$ و لذا

$$T\approx 16\frac{E}{V_0}\left(1-\frac{E}{V_0}\right)e^{-2k_2L} \qquad \text{(E.46)}$$

جملهٔ غالب در این عبارت، جملهٔ نمایی است. برای یک ذرهٔ آلفای ۶MeV، $V_0=$ ۲۰MeV و $L=10^{-14}$m ، داریم

$$k_2\approx\frac{\left[2\times 4\times 1/6\times 10^{-27}\times(20-6)\times 1/6\times 10^{-12}\right]^{1/2}}{1/05\times 10^{-34}}$$
$$\approx 5/1\times 10^{15}\ m^{-1}$$

بنابراین

$$e^{-2k_2L}=e^{-10/2}=5/1\times 10^{-45}$$

و

$$T=16\times\frac{8}{20}\times(1-\frac{8}{20})(5/1\times 10^{-45})=1/9\times 10^{-44}$$

بنابراین ما از جملهٔ *پیش‌نمایی* چشم‌پوشی می‌کنیم و می‌نویسیم

$$T\approx e^{-2G} \qquad \text{(E.47)}$$

که در آن $2G=2k_2L=2\left[2m(V_0-E)\right]^{1/2}/\hbar$. برای یک شکل دلخواهِ پتانسیل که برای واپاشی هسته‌ای α مناسب‌تر است، می‌توان نشان داد

$$۲G = \frac{۲}{\hbar}\int_{x_۱}^{x_۲}\left[۲m(V(x)-E)\right]^{۱/۲}\,dx \qquad \text{(E.۴۸)}$$

که $x_۱$ و $x_۲$ نقاطی هستند
که در آنها $E = V(x)$.

اما در مورد وضعیت $E > V_۰$ چه می‌توان گفت؟ در نواحی I و III وضعیت تغییری نمی‌کند. در ناحیهٔ II، توابع موج به‌صورت زیر خواهند بود

$$\psi_{II} = a_{II}e^{ik_۲x} + b_{II}e^{-ik_۲x} \qquad \text{(E.۴۹)}$$

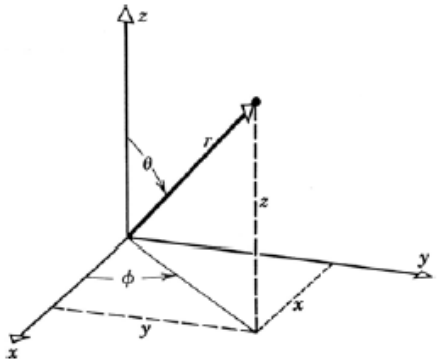
که

$$k_۲ = \frac{\left[۲m(E-V_۰)\right]^{۱/۲}}{\hbar} \qquad \text{(E.۵۰)}$$

از آنجاییکه طول موج $\lambda_۲$ مساوی $۱/k_۲$ است، از مقایسهٔ معادلات می‌توان پی برد که $\lambda_۲ > \lambda_۱$ و تکانه $p(=(۲mk_۲)^{۱/۲})$ کمتر می‌شود، به عبارت دیگر ذره پراکنده می‌شود.

E.۸. معادلهٔ شرودینگر در مختصات کروی

بسیاری از مسائل در فیزیک هسته‌ای و شیمی شامل پتانسیل‌هایی هستند، مثل پتانسیل کولنی، که تقارن کروی دارند. در این موارد، بهتر است معادلهٔ شرودینگر مستقل از زمان را در مختصات کروی بنویسیم (شکل E.۶). تبدیلات آشنای از یک دستگاه دکارتی (x,y,z) به مختصات کروی (r,θ,φ) عبارتند از



شکل E.۶. مختصات قطبی کروی.

$$x = r\sin\theta\cos\phi \qquad y = r\sin\theta\sin\phi \qquad z = r\cos\theta \qquad \text{(E.۵۱)}$$

معادلهٔ شرودینگر مستقل از زمان به شکل زیر در می‌آید

(E.۵۲)

$$\frac{-\hbar^2}{2m}\left[\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\psi}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\phi^2}\right]+v\psi = E\psi$$

وقتی پتانسیل دارای تقارن کروی است، $v=v(r)$، در آن صورت تابع موج را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$\psi(r,\theta,\phi) = R(r)Y_{lm}(\theta,\phi)$$

که Y_{lm} توابع هماهنگ کروی هستند.
اگر این تابع موج را در معادلهٔ (E.۵۲) جایگزین و جمله‌ها را جمع‌آوری کنیم، ملاحظه می‌کنیم که همهٔ توابع r را می‌توان از توابع θ و φ جدا کرد:

(E.۵۳)

$$\frac{1}{R}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR}{dr}\right)+\frac{2mr^2}{\hbar^2}(E-V) = \frac{1}{Y_{lm}}\left[\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial Y}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2 Y}{\partial\phi^2}\right]$$

با مساوی قرار دادن هر دو طرف معادله با یک ثابت جدایی $l(l+1)$، که در آن $l = 0,1,2,\ldots$ است داریم:

$$\frac{1}{R}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR}{dr}\right)+\frac{2mr^2}{\hbar^2}(E-V) = l(l+1) \qquad \text{(E.۵۴)}$$

$$\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial Y}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2 Y}{\partial\phi^2} = l(l+1)Y \qquad \text{(E.۵۵)}$$

با کار بر روی معادلهٔ (E.۵۴)، بهتر است متغیرها را تغییر بدهیم

$$R(r)=\frac{u(r)}{r} \qquad \text{(E.۵۶)}$$

$$\frac{d^{۲}u}{dr^{۲}}+\frac{۲m}{\hbar^{۲}}\left[\left(E-V(r)-\frac{l(l+۱)\hbar^{۲}}{۲mr^{۲}}\right)\right]u=۰ \qquad \text{(E.۵۷)}$$

این معادله را معادلهٔ موج شعاعی می‌نامند. سوای جملهٔ شاملِ l این معادله، شبیه معادلهٔ شرودینگر مستقل از زمان یک بعدی است؛ واقعیتی که در حل کردن آن مفید خواهد بود. جملهٔ آخر را پتانسیل گریز از مرکز می‌خوانند، یعنی پتانسیلی که مشتق اول آن نسبت به r نیروی گریز از مرکز را می‌دهد.

نکتهٔ جالب توجه این است که معادلهٔ (E.۵۵) شامل جملهٔ انرژی پتانسیل نیست و لذا وقتی آن را یک بار حل کردیم، جواب آن جواب همهٔ مواردی که V به θ و φ بستگی ندارد، یعنی پتانسیل‌های مرکزی نیز هست. توابع موج $Y_{lm}(\theta,\varphi)$، توابع هماهنگ کروی نامیده می‌شوند و جدول‌های آنها در بسیاری از مراجع قابل دسترس‌اند. شاخص‌های l و m مربوط به تکانه زاویه‌ای مداری L، ذره نسبت به مبدأ هستند. بزرگی L برابر $h\left[l(l+۱)\right]^{۱/۲}$ و $۲l+۱$ تصویر ممکن آن روی محور z مساوی $mh/۲\pi$ هستند $(m=۰,\pm۱,\pm۲,...,\pm۱)$[۱]. جملهٔ l را عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای مداری و m را عدد کوانتومی مغناطیسی، در اشاره به انرژی‌های متفاوت حالت‌های m در یک میدان مغناطیسی (اثر زیمان) می‌خوانند. بنابراین، نتیجه می‌گیریم که ویژگی‌های یک تابع هماهنگ کروی خاص (به‌عنوان یک جواب معادلهٔ زاویه‌ای)، به طور منحصر بفردی تکانه زاویه‌ای مداری ذره و مولفهٔ z آن را تعیین می‌کند.

E.۹. چاه کروی نامتناهی

به‌عنوان کاربردی از معادلهٔ شرودینگر، در مختصات کروی و در یک مسئلهٔ مورد توجه در شیمی هسته‌ای، مسئلهٔ ذره در یک چاه کروی نامتناهی(شکل E.۷) را در نظر می‌گیریم. این پتانسیل را می‌توان به صورت زیر تعریف کرد

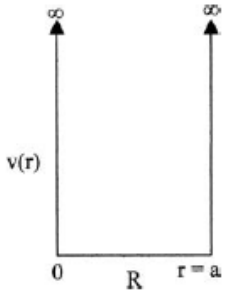
---

[۱]. به زبان ساده‌تر $\left\langle l^{۲}\right\rangle=\hbar^{۲}l(l+۱)$ و $\left\langle l_z\right\rangle=m\hbar$.

$$V(r) = ۰ \qquad r < a$$
$$V(r) = \infty \qquad r > a \tag{E.۵۸}$$

با دنبال کردن بحثمان در بخش E.۸، انتظار داریم جواب معادلهٔ شرودینگر به صورت زیر باشد

$$\psi = R_l(r) Y_{lm}(\theta, \phi) \tag{E.۵۹}$$



شکل E.۷. نمودار طرح‌وار چاه پتانسیل مربعی نامتناهی.

که تابع موج شعاعی $R_l(r)$ یک جواب معادلهٔ

$$\frac{۱}{r^۲}\frac{d}{dr}\left(r^۲ \frac{dR_l}{dr}\right) + \frac{۲m}{\hbar^۲}\left[E - \frac{l(l+۱)\hbar^۲}{۲mr^۲}\right] R_l = ۰ \tag{E.۶۰}$$

در داخل چاه است. جواب‌های این معادله، توابع کروی بسل هستند:

$$R_l(r) = j_l(kr)(-\frac{r}{k})^l (\frac{۱}{r}\frac{d}{dr})^l (\frac{\sin kr}{kr}) \tag{E.۶۱}$$

که $k = \sqrt{۲mE}/\hbar$. شرایط مرزی مستلزم این هستند که در $r = ۰$ و $r = a$، $\psi = ۰$ باشد، که به ازای مقادیری از ka رخ خواهند داد که موجب صفر شدن توابع بسل شوند («صفرهای» این توابع). (هر مقدار l، مجموعه صفرهای خودش را دارد.) با استفاده از این مقادیر k می‌توان ترازهای مجاز انرژی را محاسبه کرد (شکل E.۸) هر تراز را با یک عدد (۱، ۲، ۳...) و یک حرف (s، p، d، e و ...) برچسب می‌زنند. «حرفِ» انتخابی، براساس نمادگذاری اسپکتروسکوپیکی رایج برای l

است ($l=0,s;l=1,p,...$) و حال آنکه «عدد»، مشخص می‌کند آن حرف چند بار تکرار شده است (نخستین تراز d عبارت از ۱d؛ دومین تراز، ۲d و ...).

E.۱۰. تکانهٔ زاویه‌ای

در مکانیک کلاسیک، تکانه زاویه‌ای یک ذره را می‌توان به‌صورت $\mathbf{l}=\mathbf{r}\times\mathrm{p}$ نوشت (بخش ۱.۶.۲). از این عبارت کلاسیک، می‌توانیم مؤلفه‌های کلاسیک بردار l را بنویسیم:

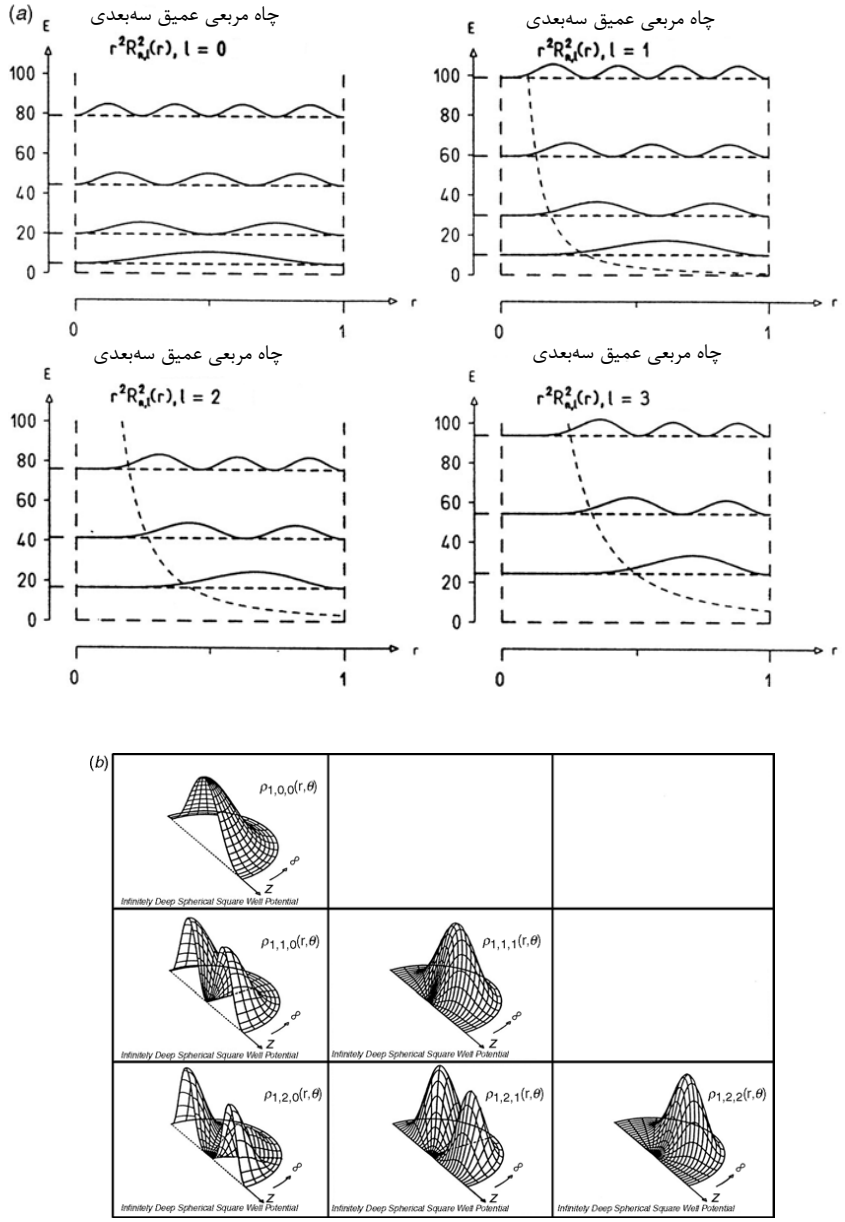
$$\begin{aligned} l_x &= yp_z - zp_x \\ l_y &= zp_x - xp_z \\ l_z &= xp_y - yp_x \end{aligned} \qquad \text{(E.۶۲)}$$

این عبارت‌های کلاسیک را می‌توان با جایگذاری‌هایی مانند $x\to x$، $p_x\to i\hbar\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)$ و غیره، به زبان عملگری مکانیک کوانتومی در آورد:

$$\begin{aligned} l_x &= -i\hbar\left(y\frac{\partial}{\partial_z}-z\frac{\partial}{\partial_y}\right)=-i\hbar\left(-\sin\phi\frac{\partial}{\partial\theta}-\cos\theta\cos\phi\frac{\partial}{\partial\phi}\right) \\ l_y &= -i\hbar\left(z\frac{\partial}{\partial_x}-z\frac{\partial}{\partial_z}\right)=-i\hbar\left(\cos\phi\frac{\partial}{\partial\theta}-\cot\theta\sin\phi\frac{\partial}{\partial\phi}\right) \\ l_z &= -i\hbar\left(x\frac{\partial}{\partial_y}-y\frac{\partial}{\partial_x}\right)=-i\hbar\frac{\partial}{\partial\phi} \end{aligned} \qquad \text{(E.۶۳)}$$

همانگونه که پیشتر اشاره کردیم (بخش E.۹)، مقادیر چشم‌داشتی $\langle l_z\rangle$ و $\langle l^2\rangle$ برای یک پتانسیل مرکزی عبارتند از

$$\langle l_z\rangle = m_l\hbar \qquad m_l=0,\pm1,\pm2,...,\pm l \qquad \text{(E.۶۴)}$$



شکل E.۸. (الف) ترازهای انرژی یک چاه مربعی کروی نامتناهی. توابع چگالی احتمال شعاعی $r^2R^2_{n,l}(r)$ برای مقادیر مختلف l نشان داده شده‌اند. (ب) چگالی‌های احتمال سه بعدی $\int_{n,l,m}(r,\theta)$ برای چاه مربعی سه بعدی نامتناهی.

و

$$\langle l^2 \rangle = l(l+1)\hbar^2 \qquad \text{(E.۶۵)}$$

می‌توانیم به این نتایج تفسیری تصویری بدهیم که توجه به آن ارزشمند است.
حالتی را با تکانه زاویه‌ای دورانی معین l در نظر بگیرید. به این ترتیب

$$l = \sqrt{l(l+1)\hbar}$$

مؤلفهٔ z بردار l ممکن است هر مقداری تا $\pm l\hbar$ داشته باشد. مقادیر ممکن l_z را می‌توان به صورت تصویر یک بردار با طول l روی محور z نمایش داد (شکل E.۹). به این وضعیت، کوانتش فضایی می‌گوییم. فقط مقادیر خاصی از l_z مجازند. به علت اصل عدم قطعیت، مقادیر l_x و l_y کاملاً نامعلوم‌اند. به زبانِ شکل E.۹، بردار نمایشگر l در حال چرخش حول محور z است، به طوری که l و l_z ثابت هستند، اما l_x و l_y پیوسته در حال تغییرند.
در شیمی، ملاحظه کرده‌ایم که برای توصیف حالت کوانتومی کامل یک الکترون در یک اتم، مجبوریم عدد کوانتومی دیگری، تکانهٔ زاویه‌ای ذاتی یا اسپین، نیز معرفی کنیم. این عدد کوانتومی با s نشان داده می‌شود. در تشابه با عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای مداری l، داریم

$$\langle s^2 \rangle = s(s+1)\hbar^2$$
$$\langle s_z \rangle = m_s\hbar \qquad m_s = \pm\frac{1}{2} \qquad \text{(E.۶۶)}$$

نوکلئون‌ها نیز، مانند الکترون‌ها، دارای مقادیر عدد کوانتومی اسپینی $s = \frac{1}{2}$ هستند. تکانه زاویه‌ای کل یک هسته j، را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

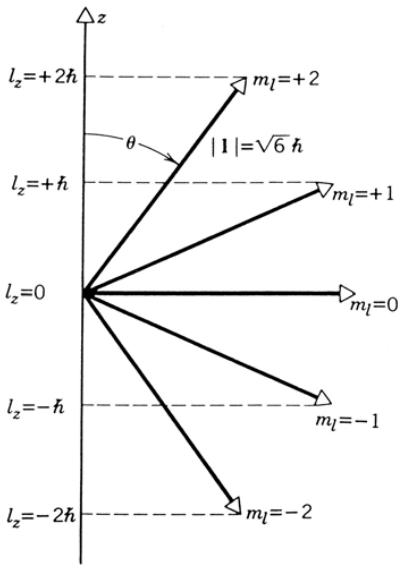
$$\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s} \qquad \text{(E.۶۷)}$$

قواعد رایج مکانیک کوانتومی بر j نیز اعمال می‌شوند، یعنی،

$$\langle j \rangle = j(j+1)\hbar^2$$
$$\langle j_z \rangle = m_j \hbar = \langle l_z + s_z \rangle$$

که در آن $m_j = -j, -j+1, ..., j-1$. بنابراین داریم:

$$m_j = m_l + m_s = m_l \pm \frac{1}{2} \qquad \text{(E.۶۸)}$$



شکل E.۹. جهت‌گیری فضایی و مؤلفه‌های z یک بردار با $l = ۲$.

از آنجایی‌که m_l همیشه یک عدد درست است، m_j باید یک عدد نیمه درست، $j = l - \frac{1}{2}$ یا $j = l + \frac{1}{2}$، باشد. همچنین، به‌ازای یک مقدار معین l، دو مقدار ممکن برای j، $j = l - \frac{1}{2}$ یا $j = l + \frac{1}{2}$، خواهیم داشت. به عنوان مثال، برای $l = ۱$ (حالت p) داریم $j = l - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$ یا $j = l + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$. این حالت‌ها را به ترتیب، $p_{۱/۲}$ و $p_{۳/۲}$ می‌نامیم.

E.۱۱. پاریته

اگر یک تابع موج در اثر انعکاس نسبت به مبدأ مختصات تغییر علامت ندهد، دارای پاریتهٔ مثبت (یا زوج) است

$$\psi(-x,-y,z)=\psi(x,y,z) \text{ پاریتهٔ زوج یا مثبت},\ \pi=+ \qquad \text{(E.۶۹)}$$

از سوی دیگر، اگر انعکاس نسبت به مبدأ، یک تغییر علامت ایجاد کند، پاریتهٔ تابع موج منفی (یا فرد) است.

$$\psi(-x,-y,z)=-\psi(x,y,z) \text{ پاریتهٔ فرد یا منفی},\ \pi=- \qquad \text{(E.۷۰)}$$

وقتی ψ در مختصات کروی به صورت $\psi(r,\theta,\varphi)$ بیان شود، در آنصورت، «انعکاس نسبت به مبدأ» با جایگزینی θ و φ با به ترتیب، $(\pi-\theta)$ و $(\pi+\varphi)$ تأمین می‌شود (r نمی‌تواند تغییر علامت بدهد زیرا صرفاً یک فاصله است. به عبارت دیگر، پاریتهٔ تابع موج فقط با قسمت زاویه‌ای آن تعیین می‌شود. برای پتانسیل‌های با تقارن کروی، پاریته را منحصراً مقدار l به صورت زیر تعیین می‌کند

$$\pi=(-1)^l \qquad \text{(E.۷۱)}$$

پیامد این موضوع آن است که برای یک سیستم ذرات، اگر حاصل‌جمع تک تک اعداد کوانتومی تکانه زاویه‌ای مداری یعنی $\sum l_i$، زوج باشد، پاریته زوج و اگر $\sum l_i$ فرد باشد، پاریته فرد است.

بنابراین، پاریتهٔ هر تراز به تابع موج آن بستگی دارد. یک حالت برانگیخته‌ی هسته لزوماً پاریته‌اش همان پاریتهٔ حالت پایه نیست.

در بحث ما پیرامون هسته‌ها پاریته جایگاه ارزشمندی دارد زیرا در واپاشی βزا پاریته پایسته نیست که به ما خواهد گفت، در مقایسه با واکنش‌های هسته‌ای، نیرویی متفاوت یعنی برهم‌کنش ضعیف، در واپاشی βزا دخیل است. همچنین آهنگ‌های گذارهای پرتو گاما بین حالت‌های برانگیختهٔ هسته‌ای بستگی به تغییرات پاریته دارند و می‌توانند برای تعیین پاریتهٔ حالت‌های هسته‌ای مورد استفاده قرار گیرند.

E.۱۲. آمار کوانتومی

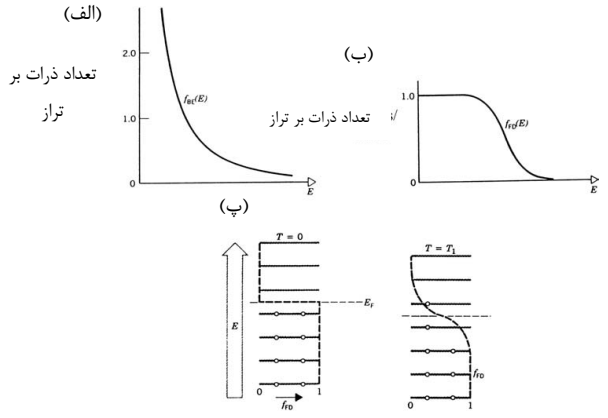
پاریتهٔ یک سیستم با خواص تقارنی بخش فضایی تابع موج مرتبط است. ویژگی مهم مکانیک کوانتومی دیگرِ یک سیستمِ متشکل از دو یا چند ذره‌ی همسان، تأثیرِ تبادل مختصات دو ذره بر

تابع موج است. اگر پس از تبادل مختصات فضا و اسپین، تغییری در تابع موج رخ ندهد، می‌گوییم تابع موج متقارن است و ذرات از آمار بوز اینشتین پیروی می‌کنند. اگر در اثر تبادل مختصات اسپینی و فضایی دو ذره، علامت تابع موج تغییر کند، می‌گوییم تابع موج پادمتقارن است و از آمار فرمی دیراک پیروی می‌کند. «آماری» که این ذرات دنبال می‌کنند، عمیقاً بر ویژگی‌های مجتمع‌های اینگونه ذرات تأثیر می‌گذارد ذراتی که دارای اسپین‌های نیمه درست هستند، مثل نوترون، پروتون و الکترون، فرمیون‌اند، از آمار فرمی‌ـ دیراک پیروی می‌کنند، دارای توابع موج پادمتقارن هستند و در نتیجه، از اصل پاؤلی پیروی می‌نمایند (هیچ دو ذره‌ای نمی‌توانند مقادیر همسانی از اعداد کوانتومی m, l, m_l, s و m_s داشته باشند). فوتون‌ها، یا سایر ذرات با اسپین‌های درست، مثل مزون‌های π، بوزون هستند، از آمار بوزـ اینشتین پیروی می‌کنند، دارای توابع موج متقارن‌اند و از اصل پاؤلی پیروی نمی‌کنند.

این تفاوت بین فرمیون‌ها و بوزون‌ها، در چگونگی اشغال مجموعه حالت‌های سیستم توسط آنها، خصوصاً به‌صورت تابعی از دما بازتاب پیدا می‌کند. سیستمِ نشان داده شده در شکل E.۱۰ را در نظر بگیرید. در دمای صفر (T=۰)، بوزون‌ها سعی خواهند کرد پایین‌ترین حالت را اشغال کنند (چگالش بوزـ اینشتین) در حالی‌که برای فرمیون‌ها، فقط ۱ اشغال به ازای هر حالت کوانتومی وجود خواهد داشت. در دماهای بالا، توزیع‌ها مشابه یکدیگر بوده و به توزیع ماکسولـ بولتزمن میل خواهند کرد.

توزیع فرمی‌ـ دیراک را می‌توان با معادلهٔ زیر توصیف کرد

$$f_{FD}(E) = \frac{1}{e^{-(E-E_F)kT} + 1} \qquad \text{(E.۷۲)}$$



شکل E.۱۰. (الف) تابع توزیع بوزـ اینشتین (ب) تابع توزیع فرمی‌ـ دیراک و (پ) پرشدن ترازها توسط فرمیون‌ها در T=۰ و $T = T_1 > 0$. خط چین، معرف انرژی‌های فرمی E_F است.

که f_{FD} تعداد ذرات به ازای حالت کوانتومی k ثابت بولتزمن و E_F انرژی فرمی است. در $T=0$، همهٔ ترازهای انرژی تا E_F اشغال‌اند ($f_{FD}=1$) و همهٔ ترازهای انرژی بالای E_F خالی‌اند ($f_{FD}=0$). با افزایش T، برخی از ترازهای بالای E_F اشغال و به همان تعداد، از ترازهای زیر E_F خالی می‌شوند.

کتاب‌شناسی

Cohen-Tannoudji, C., B. Diu, and F. Laloe. *Quantum Mechanics*, Wiley, New York, 1977. An encyclopedic treatment.

Eisberg, R. M. *Fundamentals of Modern Physics*, Wiley, New York, 1961. A comprehensive treatment of modern physics.

Krane, K. S. *Modern Physics*, Wiley, New York, 1983. A well-written introductory treatment of quantum physics.

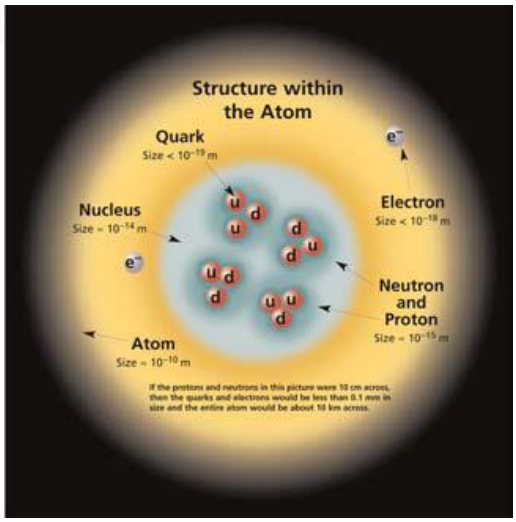
Merzbacher, E. *Quantum Mechanics*, Wiley, London, 1961. Another treatment with several nuclear physics applications.

Scharff, M. *Elementary Quantum Mechanics*, Wiley, London, 1969. A very lucid, elementary treatment of quantum mechanics, emphasizing physical insight rather than formal theory.

Schiff, L. I. *Quantum Mechanics*, McGraw-Hill, New York, 1955. An old classic treatment than contains several applications of interest.

صفحات رنگی

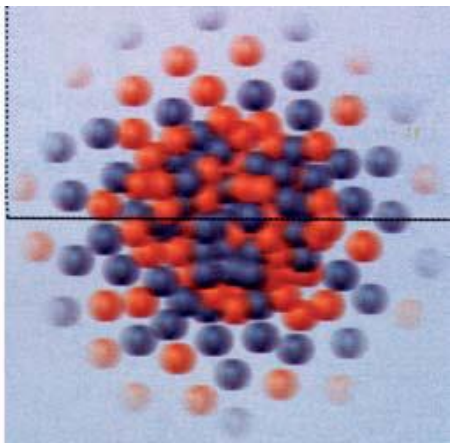
(b)



شکل ۱-۴. دو برداشت هنرمندانه از مدل استاندارد. (الف) از نیویورک تایمز، ۲۲ سپتامبر ۱۹۹۸.

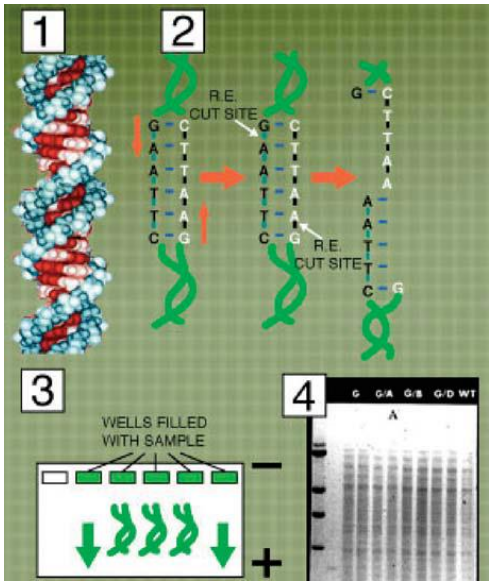
(ب) از «نوکلییر ساینس»، پروژهٔ آموزش فیزیک معاصر (CPEP، BNL) (شکل ۱-۴(ب))

(b)

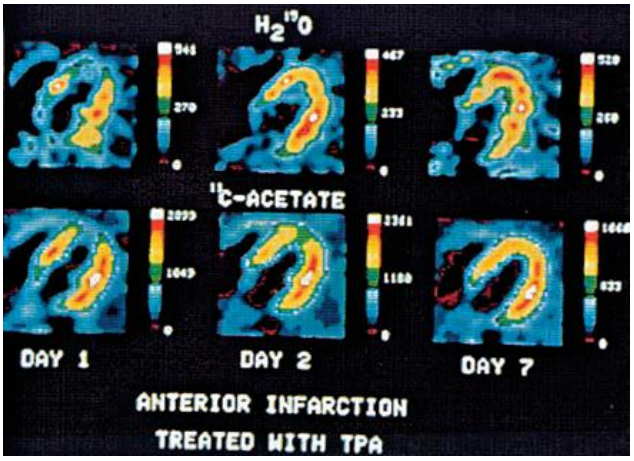


شکل ۲-۱۰. توزیع چگالی هسته: (الف) در یک نگاه طرحوار، (ب) در یک برداشت هنرمندانه. مرجع: **R**.

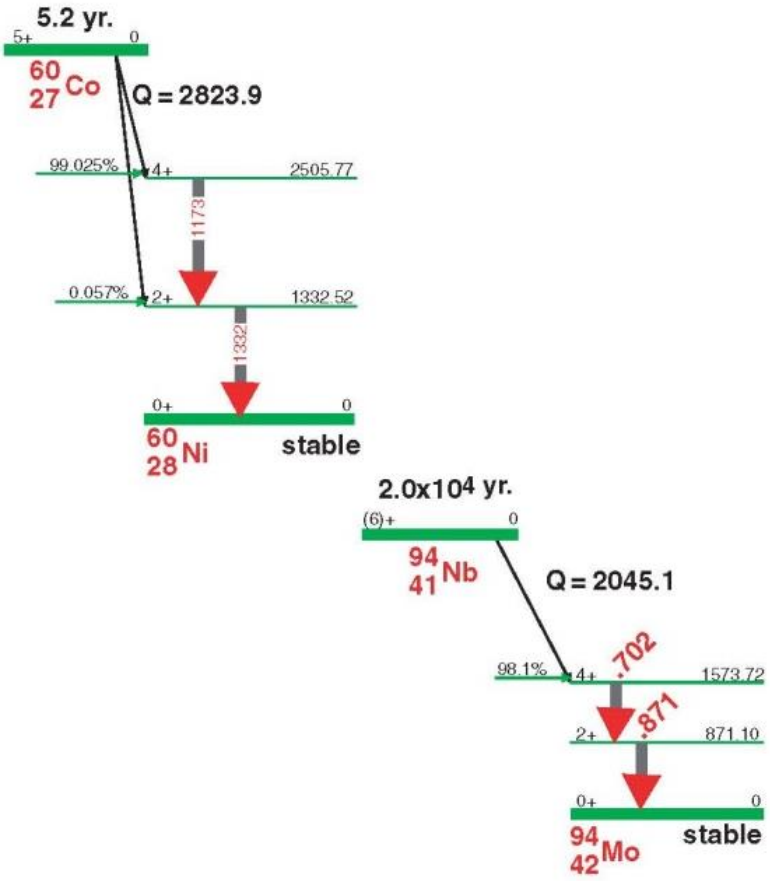
[Copyright © 2001 by The Johns Hopkins University Press, 2001; reprinted by permission of Johns Hopkins.]



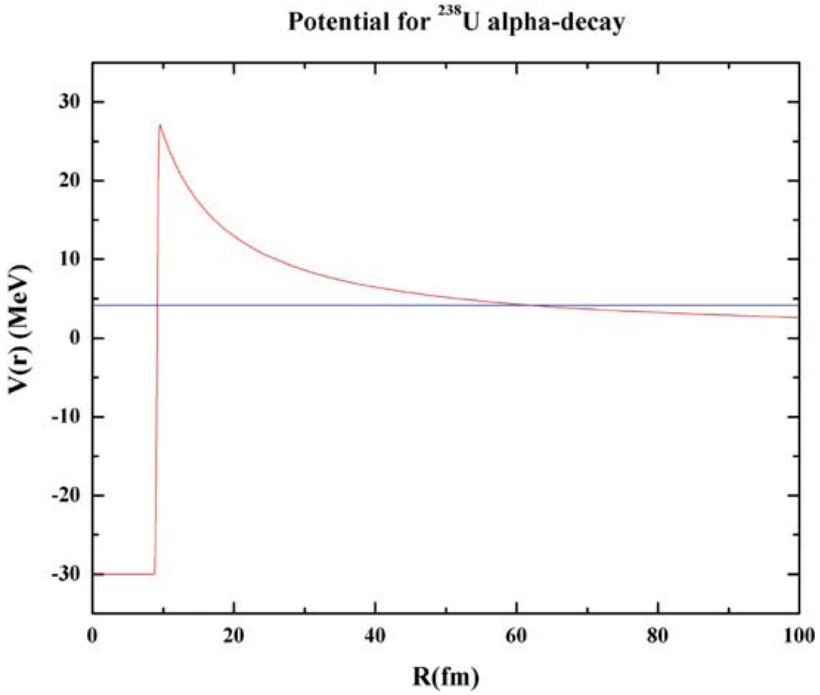
شکل ۴-۲. نمایش شماتیک «انگشت نگاری» مبتنی بر DNA.



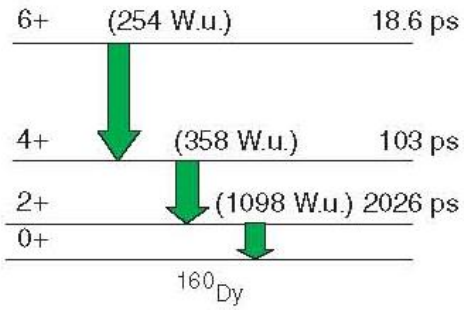
شکل ۴-۶. تصاویر PET از قلب یک بیمار با سکتهٔ قلبی حاد که با یک عامل ترومبولیتیک بررسی شده است. ردیف بالا نشان‌دهنده اسکن‌ها پس از تجویز آب حاوی ^{15}O جهت ردیابی جریان خون است. ردیف پایین نشاندهنده توموگرام‌های به دست آمده پس از تجویز استات حاوی ^{11}C جهت ردیابی متابولیسم قلب، یعنی آهنگ مصرف اکسیژن آن است. کاستی‌ها در روز ۱ به وضوح مشهوداند، هم در جریان معیوب خون (چپ بالا) و هم در مصرف معیوب اکسیژن (چپ پایین). بهبود گردش خون در روز ۲ رخ داده و ثابت مانده است (این عکس در بخش عکس‌های رنگی نیز آمده است).



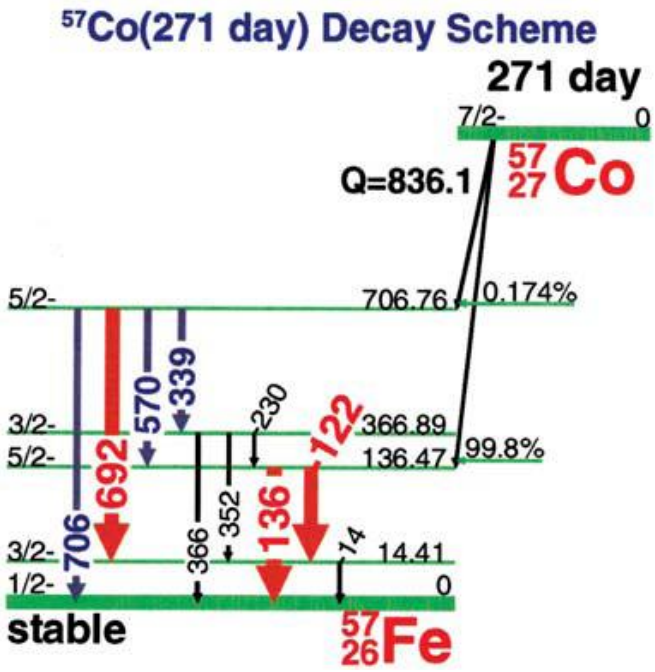
شکل ۶-۸. الف) نمودار تراز انرژی؛ نشان‌دهندهٔ اولین (پایین‌ترین) حالت‌های $^{+}۲$ و $^{+}۴$ در ^{۶۰}Ni. حالت پایهٔ اسپین-بالای، $^{+}۵$ ، ^{۶۰}Co عمدتاً به حالت $^{+}۴$ واپاشی بتایی می‌کند و رگباری شناخته شده از پرتو - γ به حالت $^{+}۲$ و سپس به حالت پایه $^{+}۰$ را شروع می‌سازد. ب) برای مقایسه، نمودار تراز انرژی نشان‌دهندهٔ اولین (پایین‌ترین انرژی) حالت $^{+}۲$ و $^{+}۴$ به مولیبدن ^{۹۹}Mo. حالت پایهٔ اسپین- بالای، $^{+}۶$ ، ^{۹۴}Nb نیز عمدتاً حالت $^{+}۴$ را تغذیه نموده و رگباری از پرتو ـ γ را شروع می‌کند.



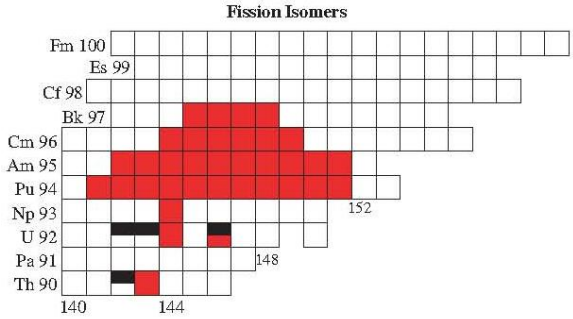
شکل ۷-۵. نمودار انرژی پتانسیل یک بعدی (تقریباً دقیق) برای $U^{۲۳۸}$، نشان‌دهندهٔ انرژی و فواصل محاسبه شده برای واپاشی آلفازا به $Th^{۲۳۴}$. سد کولنی در ۹/۳ fm حدود ۲۸ MeV، مقدار Q_α مساوی ۴/۲ MeV، فاصلهٔ بیشترین نزدیکی ۶۲ fm .



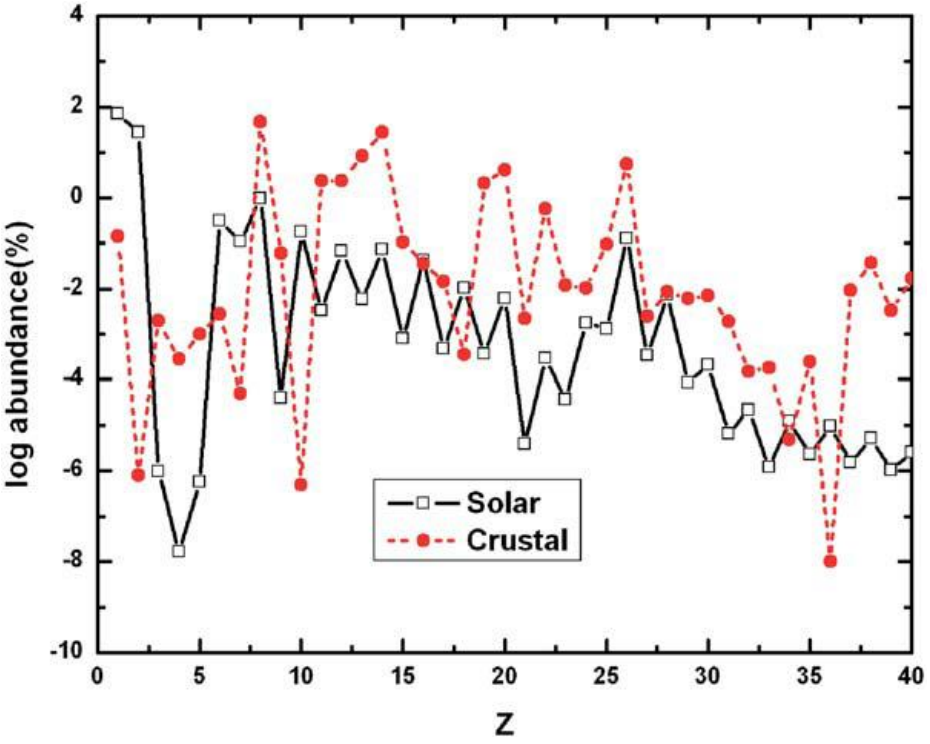
شکل ۹-۴ . نمودار طرحوار گذارهای نوار چرخشی حالت پایه برای $Dy^{۱۶۰}$.



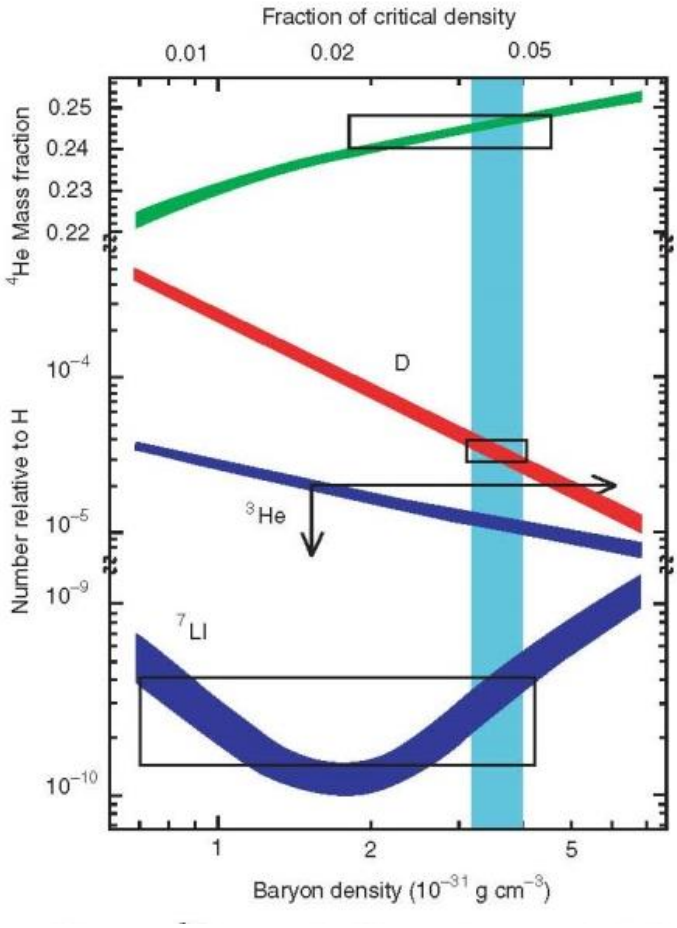
شکل ۹–۱۰. نمودار تراز انرژی دو عضو زنجیر جرمی $A = ۵۷$. ^{۵۷}Co به حالت برانگیختهٔ ^{۵۷}Fe وامی‌پاشد، که منجر می‌شود به گذار M۱ از حالت $\frac{۳}{۲}^-$ در ۱۴/۴۱keV به حالت پایه $\frac{۱}{۲}^-$.



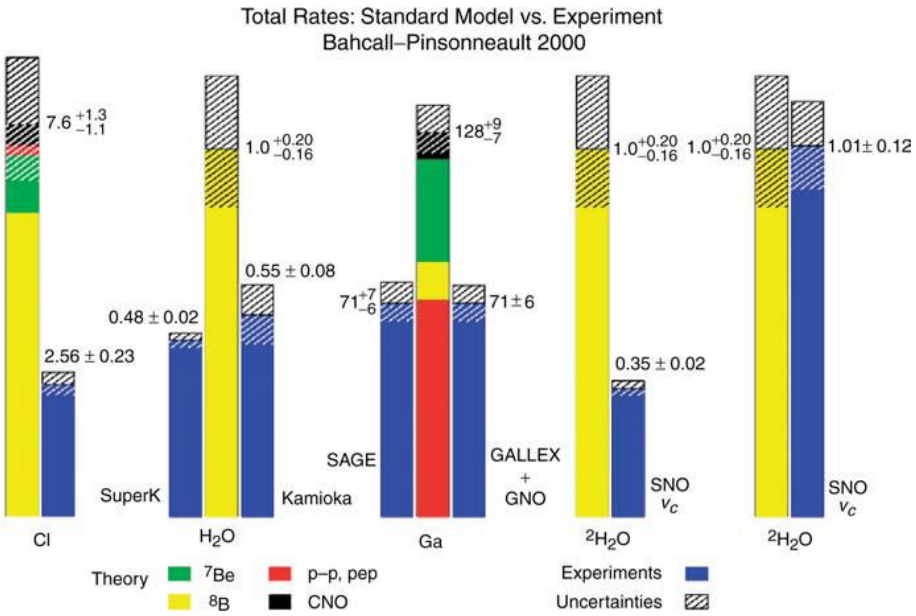
شکل ۱۱–۶. موقعیت ایزومرهای شکافت خودبه‌خودی شناخته شده در جدول نوکلیدها.



شکل ۱۲-۱. فراوانی‌های ۴۰ عنصر اول به صورت درصد جرم پوستهٔ زمین (دایره‌های تو- پُر) و در منظومهٔ شمسی (مربع‌های تو- خالی).

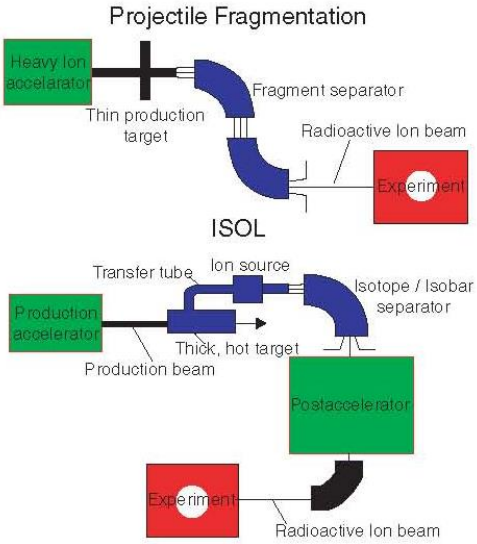


شکل ۱۲-۶. تغییرات فراوانی‌های نسبی هسته‌های مهبانگ و نسبت جرم ^{4}He برحسب چگالی باریونی. مستطیل‌ها نشان‌دهندهٔ داده‌های اندازه‌گیری شده و تخمینی از خطا هستند. منحنی‌ها، نشـــان‌دهندهٔ وابســـتـــگی بهره به چگالی باریونی در مهبانگ‌اند و نوار عمودی نشان‌دهندهٔ ناحیه تطابق است.

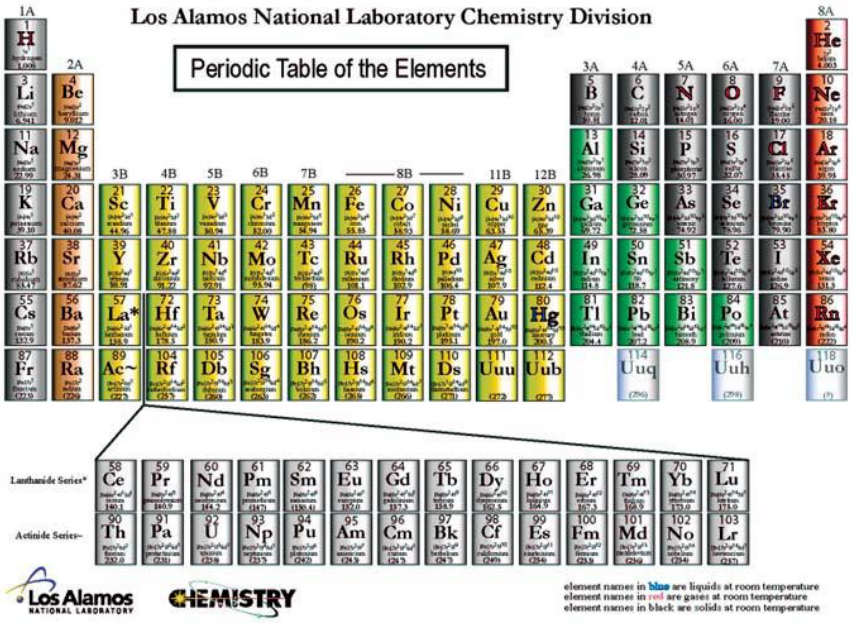


شکل ۱۲-۹. آهنگ برهم‌کنش‌های هسته‌ای ستاره‌ای غیرتشدیدی به صورت تابعی از دما.

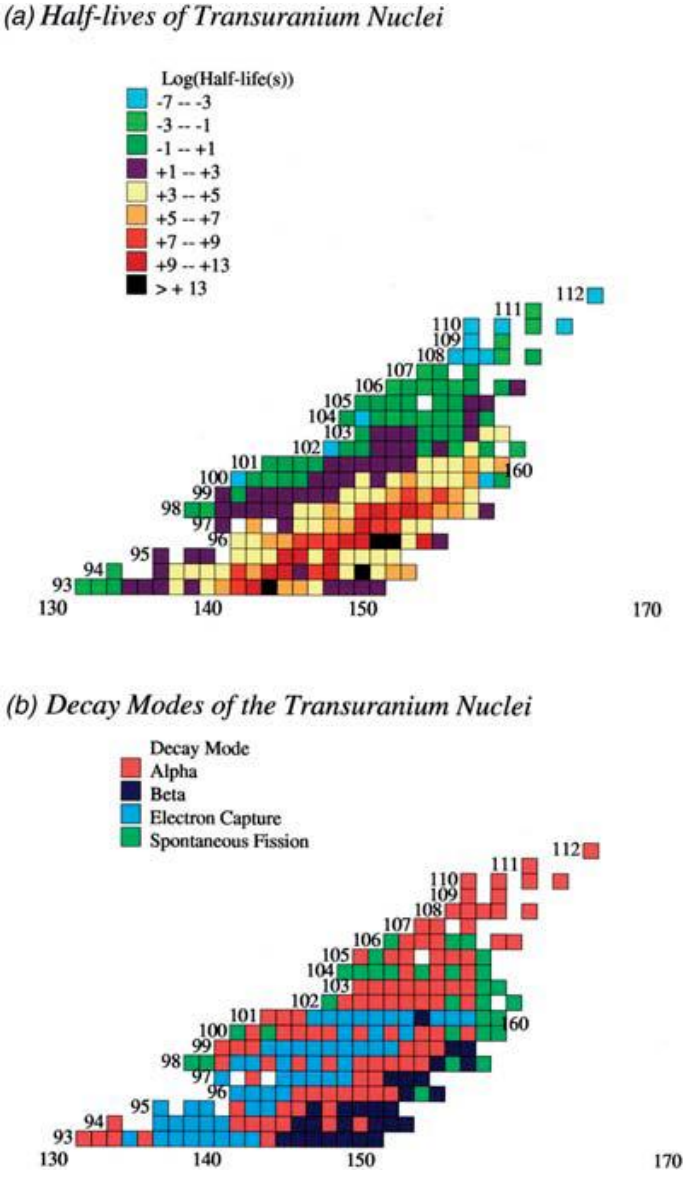
[اقتباس از: (S.S.M.Wong *Introductory Nuclear Physics*, Copyright © 1988 by John Wiley & Sons, Inc. Reprinted by permission of John Wiley & Sons, Inc.)]



شکل ۱۴-۱۳. نمای طرحوار تکنیک‌های PF و ISOL برای تولید باریکه‌های پرتوزا.

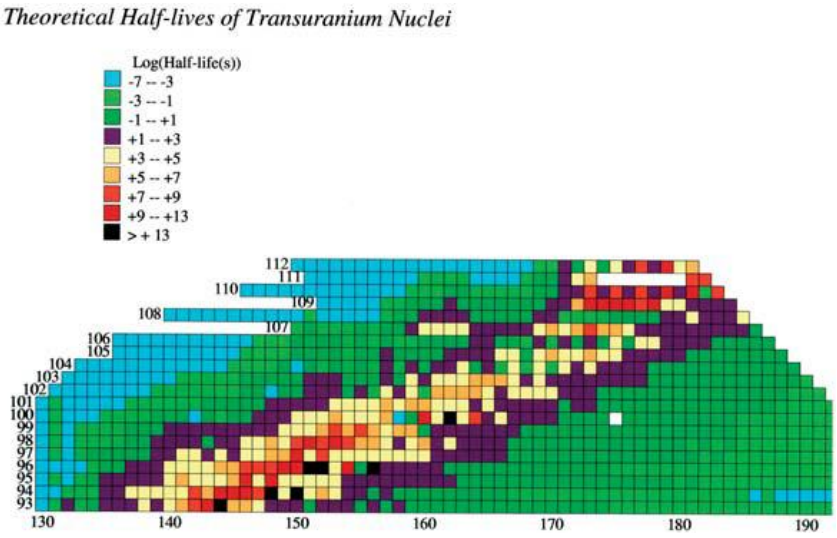


شکل ۱۵-۱. جدول تناوبی نوین؛ نشان‌دهندهٔ عناصر فرا اورانیم.

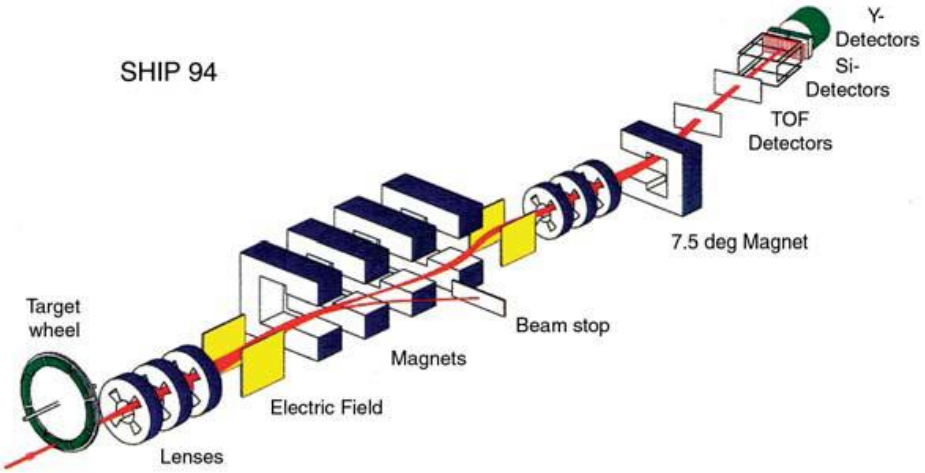


شکل ۱۵-۲. (الف) نیمه‌عمرهای هسته‌های شناخته شدهٔ فرا اورانیم به صورت تابعی از Z و N.

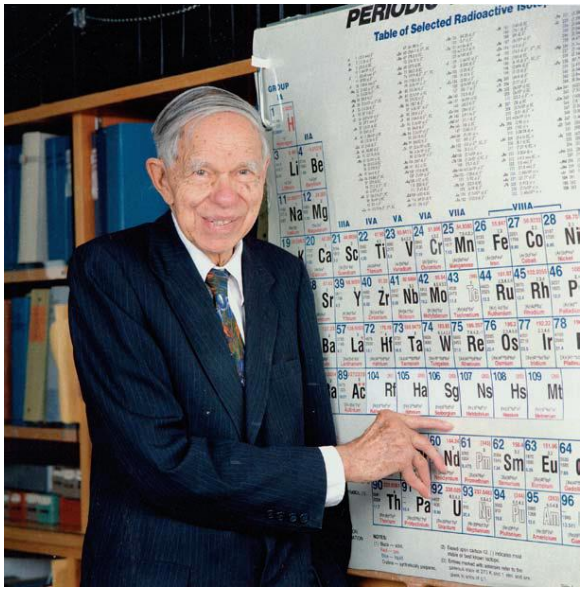
(ب) مُدهای غالب واپاشی هسته‌های نشان داده شده در (الف).



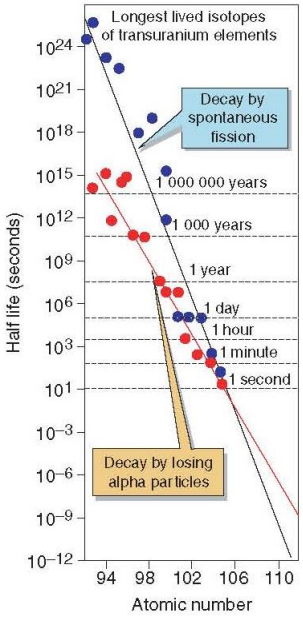
شکل ۱۵-۳. نیمه‌عمرهای پیش‌بینی شدهٔ هسته‌های فرا اورانیم با ۱۱۲ ≤Z.



شکل ۱۵-۷. فیلتر سرعت SHIP.

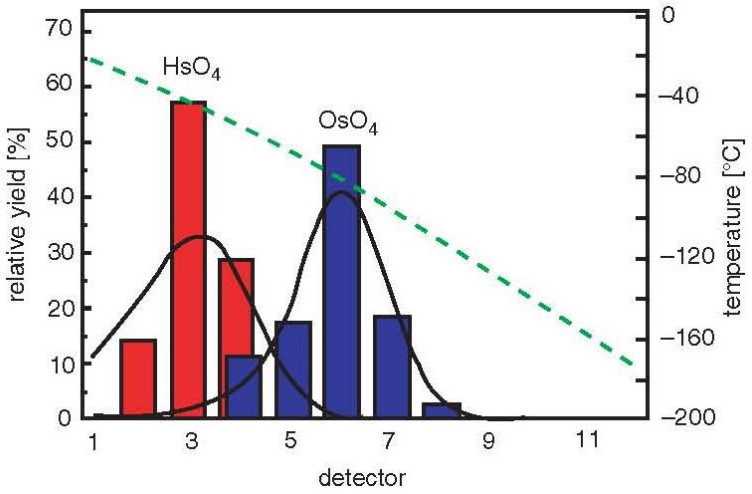


شکل ۱۵–۹. گلن سیبورگ، سیبورگیم را در جدول تناوبی نشان می‌دهد.

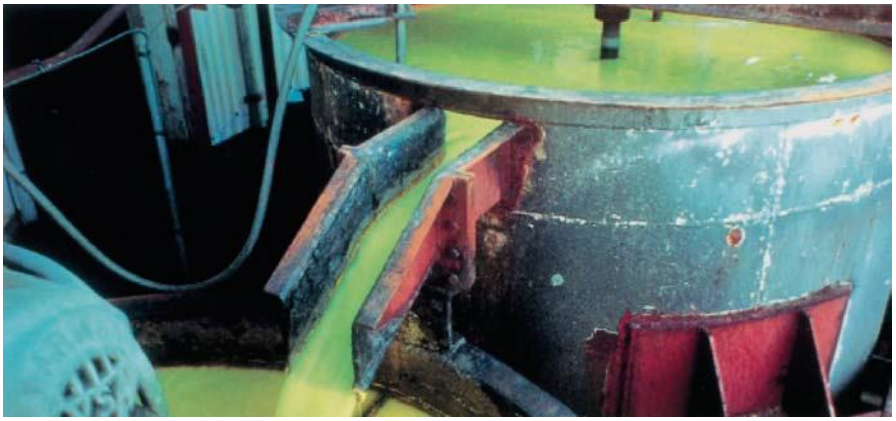


شکل ۱۵–۱۰. نیمه‌عمرهای بلند-عمرترین ایزوتوپ هر عنصر برحسب عدد اتمی Z ؛ حوالی

۱۹۷۰/۱۳۵۰



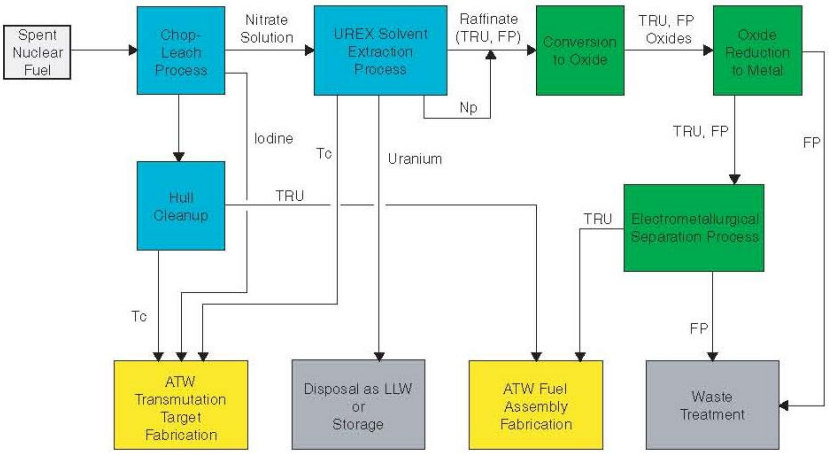
شکل ۱۵-۱۷. ترموکروماتوگرافیِ HsO_4 و OsO_4.
[اقتباس از: GSI Nachrichten 1/02]



شکل ۱۶-۴. آمونیم دی‌اورانات (کیک زرد) پس از استخراج با حلال. (عکس از UIC)

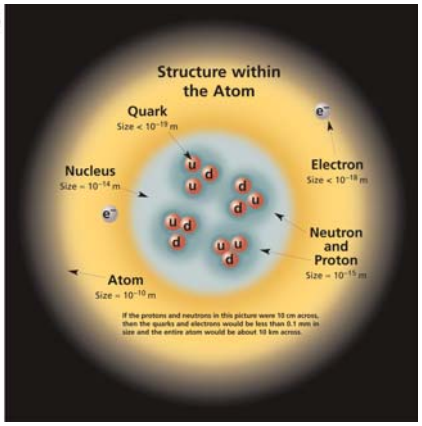


شکل ۱۶-۱۳. نمودار طرحوار مراحل نهایی وارد ساختن پسماند شیشه‌ای به مخزن زیر زمینی.



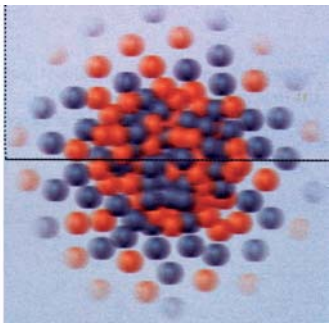
شکل ۱۶-۱۵. نمایش طرحوار روش‌های جدید برای بازفراوری SNF.

(b)



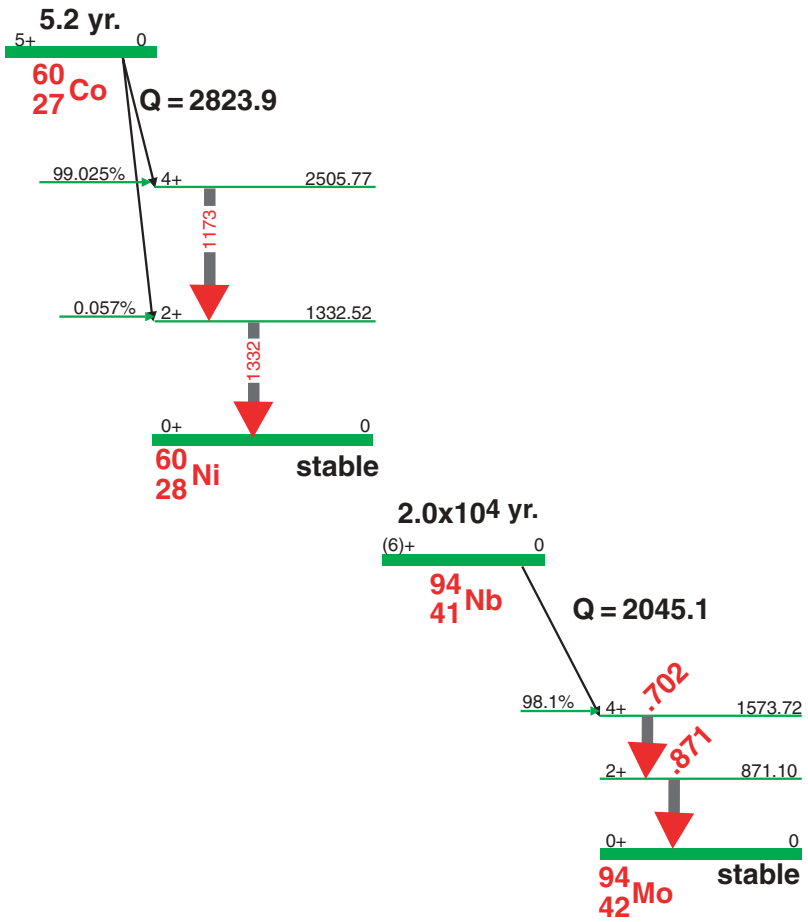
شکل ۱-۴. دو مفهوم نمایشی مدل استاندارد. (الف) از نیویورک تایمز، ۲۲ سپتامبر، ۱۹۹۸ با اجازه نیویورک تایمز چاپ شده است. (ب) از «نوکلئارساینس، پروژه تعلیمی معاصر (CPEP، BNL) (شکل ۱-۴(ب) همچنین در بخش رنگی کتاب آمده است.)

(b)



شکل ۲-۱۰. توزیع چگالی هسته‌ای: (الف) در یک منظره شماتیک، (ب) در یک مفهوم نمایشی از R.

[Copyright © 2001 by The Johns Hopkins University Press, 2001; reprinted by permission of Johns Hopkins.



شکل ۶-۸. (الف) دیاگرام تراز انرژی نشاندهنده اولین (پایین‌ترین) حالات 2^+ و 4^+ در ^{60}Ni . حالت پایه اسپین – بالا، 5^+ ، از فروپاشی‌های β ^{60}Co ابتدا به حالت 4^+ رخ داده و یک آبشار پرتو - γ کاملاً شناخته شده‌ای به حالت 2^+ و سپس حالت پایه O^+ شروع می‌گردد. (ب) برای مقایسه، دیاگرام تراز انرژی نشاندهنده اولین (پایین‌ترین انرژی) حالت 2^+ و 4^+ به مولیبدن ^{94}Mo ارائه می‌گردد. حالت پایه اسپین- بالا، 6^+ از ^{94}Nb نیز ابتدا حالت 4^+ را تغذیه نموده و آبشاری از پرتو - γ را شروع می‌کند.