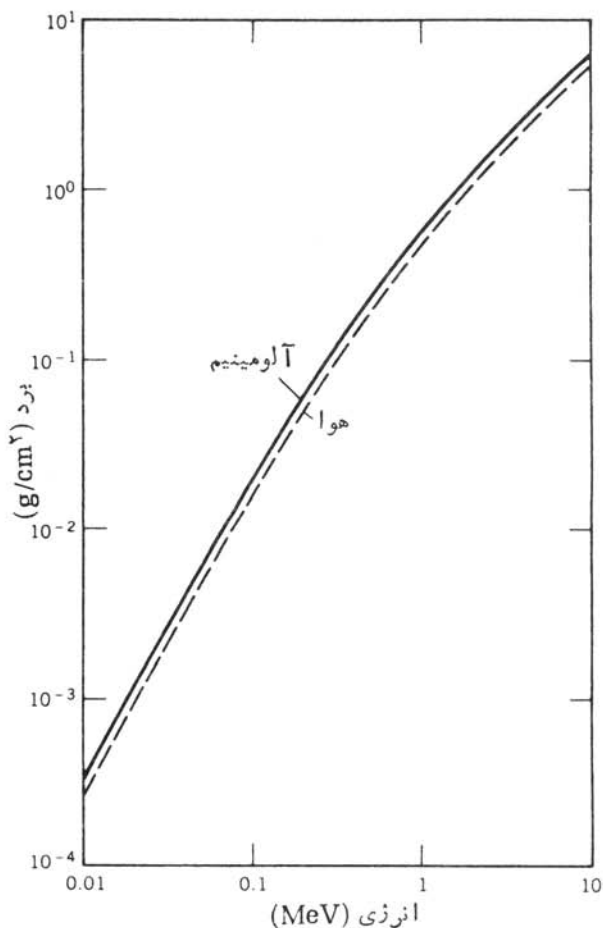


شکل ۳.۷ افت انرژی الکترونها در هوا، Al، و Pb. برای اجتناب از تغییرات زیاد dE/dx ناشی از تعداد الکترونهاي ماده، تغییرات کمیت $\rho^{-1}(dE/dx)$ رسم شده است. خطوط پر برای نمایش افت برخوردی و خط چینتها برای نمایش افت تابشی به کار رفته‌اند.

شکل ۳.۷ سهم نسبی افت انرژی برای هوا، آلومینیم و سرب نشان داده شده است. برای بیشتر موادی که به عنوان آشکارسازهای الکترون به کار می‌روند، سهم تابشی کوچک است. به علاوه، تغییرات افت انرژی ناشی از برخورد بر حسب انرژی الکترون بسیار کم است. محاسبه برد الکترونها را می‌توان با انتگرال‌گیری از معادلات (۷.۷) و (۸.۷) روی مسیر الکترونها انجام داد؛ اما، به علت طبیعت کاتوره‌ای مسیر، انجام آن کار دشواری است. در عوض، از اطلاعات تجربی جذب باریکه‌های الکترون تک انرژی برای بدست آوردن رابطه برد انرژی الکترونها استفاده می‌شود. شکل ۴.۷ مثالی از این رابطه است. با مقایسه این اطلاعات با مقادیر $\rho^{-1}(dE/dx)$ حاصل از شکل ۳.۷، نتیجه می‌گیریم که تغییرات بر حسب نوع جذب کننده کوچک است، و بنابراین می‌توانیم شکل ۴.۷ را برای برآورد برد (بر حسب mg/cm^2 که در حقیقت حاصلضرب بسرد در چگالی است) در سایر مواد نیز به کار بریم.



شکل ۴.۷ ارتباط بین برد و انرژی برای الکترونها در هوا و آلومینیم.

تابش الکترومغناطیسی

برهم‌کنش پرتوهای گاما و ایکس با ماده از طریق سه فرایند صورت می‌گیرد که عبارت‌اند از جذب فوتوالکتریک، پراکندگی کامپتون، و تولید زوج. در اثر فوتوالکتریک، یک فوتون جذب‌اتم می‌شود و یکی از الکترونهاى اتمی، که در این مورد فوتوالکترون خوانده می‌شود، آزاد می‌گردد. (الکترونهاى آزاد نمی‌توانند فوتون را جذب کنند و پس‌زده شوند. انرژی و تکانه توأمأ در چنین فرایندی پایسته نخواهند بود؛ برای جذب تکانه يك اتم سنگین لازم است که در این حال انرژی منتقل شده به اتم نیز اندك خواهد بود.) انرژی جنبشی الکترون برابر انرژی فوتون منهای انرژی بستگی الکترون است:

$$T_e = E_\gamma - B_e \quad (11.7)$$

محاسبه احتمال جذب فوتوالکتریک دشوار است، ولی با توجه به مطالعات تجربی برخی از ویژگیهای آن شناخته شده است: این پدیده برای فوتونهای کم انرژی ($\sim 100 \text{ keV}$) بارزتر است، مقدار آن به سرعت با افزایش عدد اتمی Z اتمهای جذب کننده (تقریباً به صورت Z^4) افزایش و با افزایش انرژی فوتون به سرعت (تقریباً به صورت E_γ^{-3}) کاهش می‌یابد. به علاوه، در احتمال جذب فوتوالکتریک جهشهای ناپیوسته‌ای در انرژیهای متناظر با انرژی بستگی پوسته‌های الکترونی خاص وجود دارد. یعنی، انرژی بستگی یک الکترون از پوسته K در سرب برابر 88 keV است. فوتونهای فرودی با انرژی کمتر از 88 keV نمی‌توانند فوتوالکتریکهای پوسته K را آزاد کنند (اگرچه می‌توانند الکترونهای با انرژی بستگی کمتر مربوط به پوسته‌های بالاتر را آزاد کنند). با افزایش انرژی فوتون به بیش از 88 keV ، آمادگی الکترونهای پوسته K برای شرکت در فرایند جذب فوتوالکتریک سبب افزایش ناگهانی احتمالی جذب می‌شود، که به نام لبه جذب K یا لبه K معروف است. شکل ۵.۷ نمونه‌ای از سطح مقطع جذب فوتوالکتریک را نشان می‌دهد.

پراکندگی کامپتون فرایندی است که در اثر آن فوتون از یک الکترون آزاد پراکنده می‌شود، و سبب تولید یک فوتون کم انرژی تر و پراکندگی الکترون می‌شود که انرژی آن برابر کاهش انرژی فوتون است. شکل ۶.۷ طرح ساده‌ای از این فرایند را نشان می‌دهد. اگر الکترون مورد برخورد را آزاد و ساکن در نظر بگیریم (تقریبی مناسب، زیرا انرژی فوتون معمولاً در مقایسه با انرژی مدار الکترونهای پوسته‌های سست خارجی در اتم زیاد است). اصل پایستگی تکانه خطی و انرژی (با استفاده از دینامیک نسبیتی) روابط زیر را می‌دهد

$$\frac{E_\gamma}{c} = \frac{E'_\gamma}{c} \cos \theta + \frac{mc\beta \cos \phi}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (12.7)$$

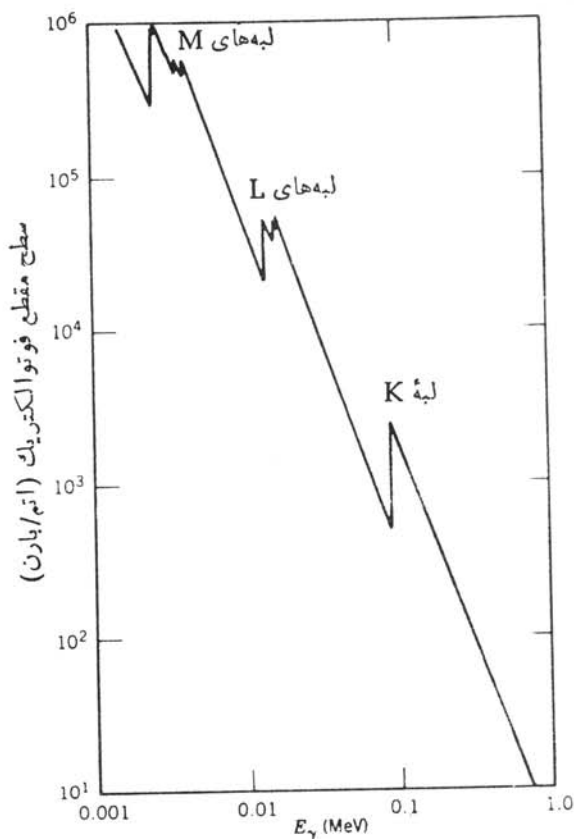
$$0 = \frac{E'_\gamma}{c} \sin \theta - \frac{mc\beta \sin \phi}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (13.7)$$

$$E_\gamma + mc^2 = E'_\gamma + \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (14.7)$$

اگر موضوع تحت بررسی مشاهده فوتون پراکنده باشد، می‌توان با حذف متغیرهای خارج از مشاهده β و ϕ فرمول پراکندگی کامپتون را به دست آورد

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/mc^2)(1 - \cos \theta)} \quad (15.7)$$

گستره انرژی فوتونهای پراکنده از E_γ برای $\theta = 0^\circ$ (پراکندگی به جلو که متناظر با عدم

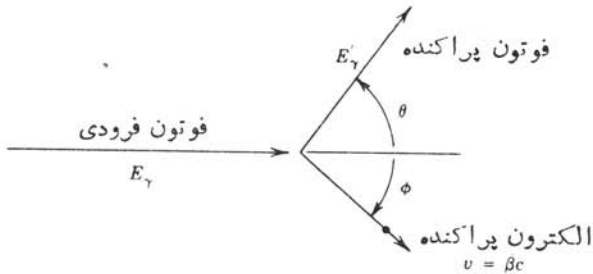


شکل ۵۰۷ سطح مقطع فوتوالکتريک در Pb. جهشهای گسسته متناظر با انرژی بستگی پوسته‌های مختلف الکترونی است. برای مثال، انرژی بستگی الکترون K برابر ۸۸ keV است. برای تبدیل سطح مقطع به ضریب جذب خطی τ بر حسب cm^{-1} ، آن را در 0.۳۳×10^5 ضرب کنید.

برهم‌کنش است) تا کمینه‌ای تقریباً برابر $0.۲۵ \text{ MeV} \approx \frac{1}{2} mc^2$ تحت زاویه $\theta = 180^\circ$ برای فوتون پرا انرژی تغییر می‌کند.

احتمال پراکندگی کامپتون در زاویه θ را می‌توان با محاسبات کوانتوم مکانیکی این پدیده به دست آورد. حاصل این محاسبه فرمول کلاین - نیشینا برای سطح مقطع دیفرانسیلی هر الکترون است

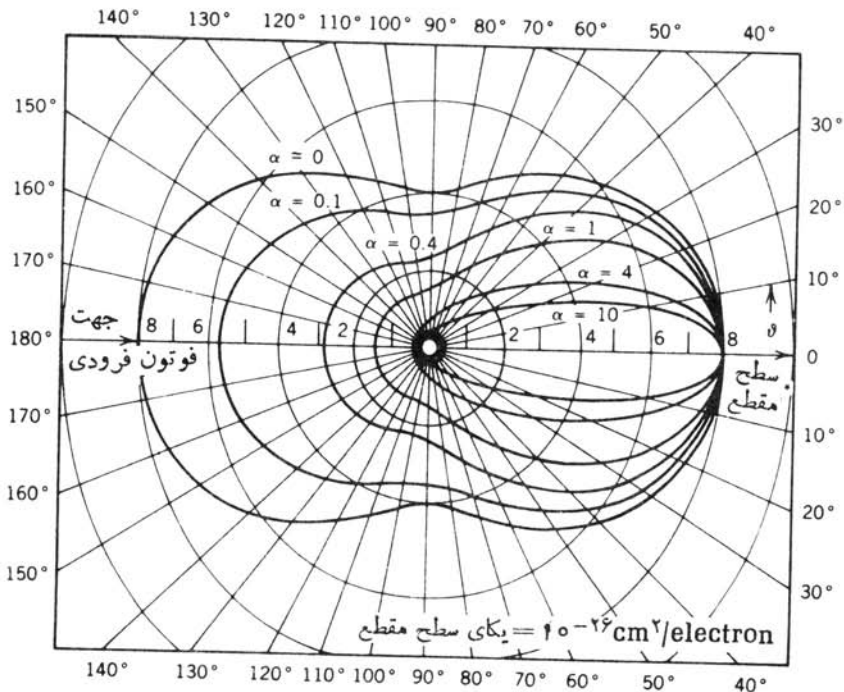
$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = r_0^2 \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]^2 \left[\frac{1 + \cos\theta}{2} \right] \times \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right] \quad (۱۶.۷)$$



شکل ۶۰۷ نمودار هندسی پراکندگی کامپتون.

که در آن α انرژی فوتون بر حسب انرژی سکون الکترون ($\alpha = E_\gamma / mc^2$) و r_0 پارامتری به نام شعاع کلاسیک الکترون است، $r_0 = e^2 / 4\pi\epsilon_0 mc^2 = 2818 \text{ fm}$ (این پارامتر فقط برای سهولت در نظر گرفته می‌شود و ارتباطی با «اندازه» الکترون ندارد.) نمودار قطبی سطح مقطع کامپتون در شکل ۷۰۷ نشان داده شده است.

اگر به جذب فوتونها (یعنی حذف آنها از باریکه فوتونهای فرودی) علاقه مند باشیم، باید از معادله (۱۶۰۷) در تمام زوایا انتگرال بگیریم زیرا در این حالت فوتونهای پراکنده را مشاهده نمی‌کنیم. نتیجه برای هر الکترون موجود در محیط پراکننده به صورت زیر است



شکل ۷۰۷ سطح مقطع پراکندگی کامپتون برای انرژیهای فرودی مختلف. این نمودار قطبی نمایانگر شدت تابش پراکنده بر حسب زاویه پراکندگی θ است.

$$\sigma_c = \frac{\pi r_0^2}{\alpha} \left\{ \left[1 - \frac{2(\alpha+1)}{\alpha^2} \right] \ln(2\alpha+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\alpha} - \frac{1}{2(2\alpha+1)^2} \right\} \quad (17.7)$$

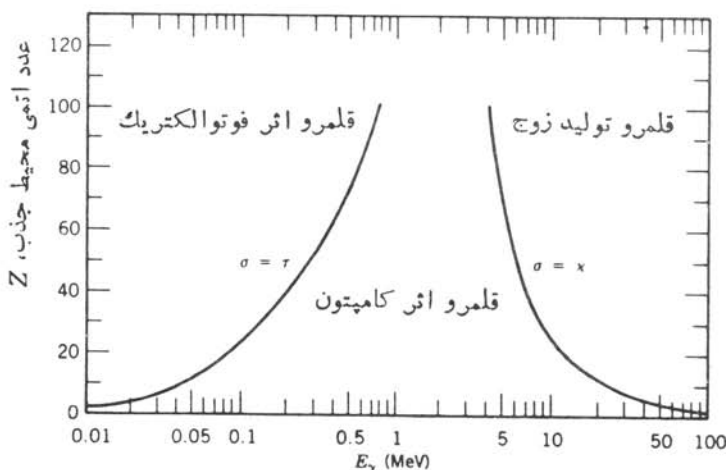
سومین فرایند برهم‌کنش تولید زوج است، که در آن با ناپدیدشدن فوتون، یک زوج الکترون-پوزیترون به‌وجود می‌آید. در این فرایند، بنا بر پایستگی انرژی داریم

$$E_\gamma = T_+ + mc^2 + T_- + mc^2 \quad (18.7)$$

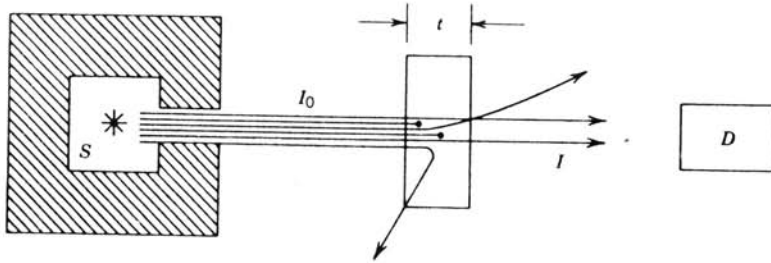
که در آن T_+ و T_- انرژیهای پوزیترون و الکترون است. مانند جذب فوتوالکتریک، این فرایند برای پایستگی تکانه محتاج حضور یک اتم سنگین در نزدیکی محل تحقق آن است، ولی انرژی پس‌زنی اتم در مقایسه با سایر جملات معادله (۱۸.۷) ناچیز است.

بدیهی است که انرژی آستانه $2mc^2$ و یا 1.02 MeV برای این فرایند ضروری است، و به‌طور کلی تولید زوج فقط برای فوتونهای پر انرژی حایز اهمیت است. اهمیت تولید زوج نسبت به دو فرایند دیگر در شکل ۸.۷ نشان‌دهنده شده است؛ تولید زوج فقط در انرژیهای بیش از 5 MeV غالب می‌شود.

باریکه کاملاً هم‌سوسوده‌ای از فوتونهای تک انرژی را در نظر بگیرید که بر تیغه‌ای از ماده به‌ضخامت x فرود می‌آید (شکل ۹.۷). فوتون ممکن است در اثر جذب فوتوالکتریک یا تولید زوج ناپدید شود، و یا در اثر پراکندگی کامپتون منحرف شود و به آشکارساز نرسد. فوتونهایی به آشکارساز می‌رسند که هیچگونه برهم‌کنشی نداشته‌اند؛ البته تعداد اینها از فوتونهای موجود در باریکه فرودی کمتر است. (برخلاف مورد ذرات باردار سنگین، که اگر x کوچکتر از برد باشد، تعداد تغییر نمی‌کند ولی انرژی کم می‌شود.) احتمال کل حذف یک فوتون در واحد طول μ را ضریب تضعیف خطی کل می‌نامند؛ این ضریب مجموع احتمالات نسبی جذب فوتوالکتریک (τ)، پراکندگی کامپتون (σ)، و تولید زوج (κ) است



شکل ۸.۷ سه فرایند برهم‌کنش پرتو گاما و منطقه غلبه آنها.



شکل ۹۰۷ آزمایشی برای اندازه‌گیری جذب تابش در تئیه‌ای از ماده به ضخامت t . باریکه تابشی به‌طور موازی از چشمه S خارج و توسط ماده جذب یا پراکنده می‌شود. شدت باقیمانده I به آشکارساز D می‌رسد.

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (19.7)$$

ارتباط بین ضریب جذب خطی کامپتون σ و سطح مقطع محاسبه شده هر الکترون σ_e ، در معادله (۱۷.۷)، به‌صورت زیر است

$$\sigma = \sigma_e N Z \quad (20.7)$$

که در آن Z و N مجدداً نماینده عدد اتمی ماده پراکنده و تعداد اتمها در واحد حجم است. کلیه کمیت‌های معادله (۱۹.۷) دارای بعد $(\text{طول})^{-1}$ هستند. کاهش نسبی شدت در عبور از ضخامت dx ماده برابر است با

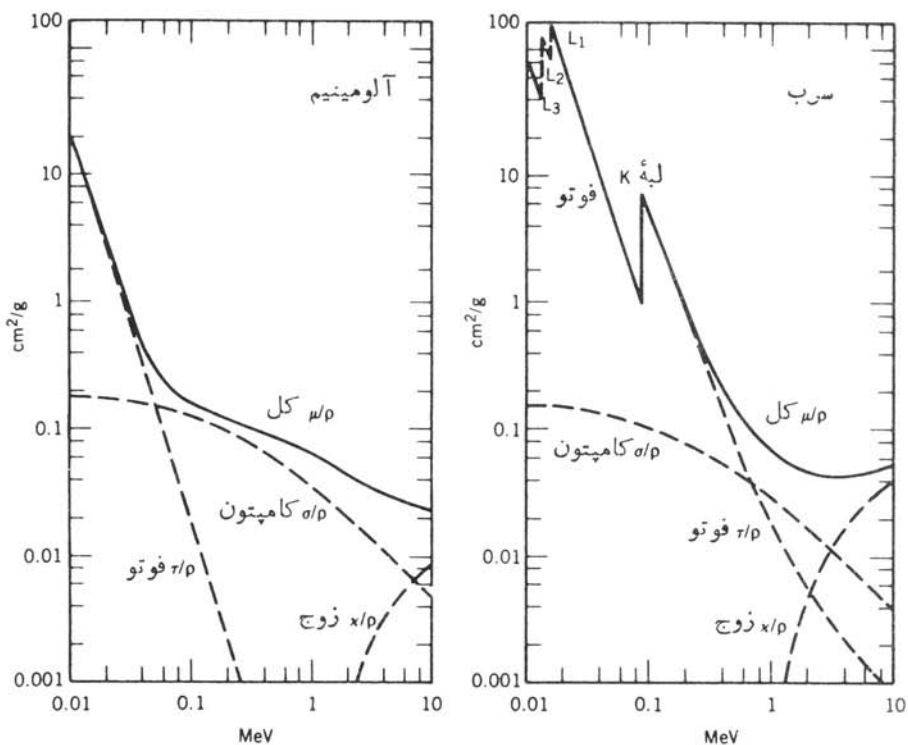
$$\frac{dI}{I} = -\mu dx \quad (21.7)$$

و بنابراین، شدت خروجی از ضخامت t عبارت است از

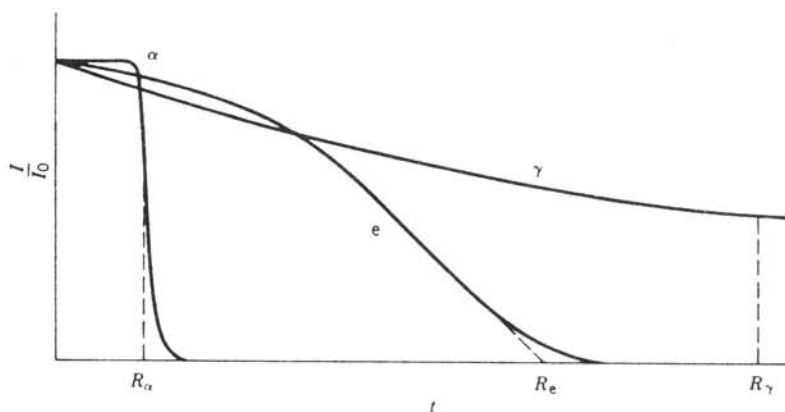
$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (22.7)$$

شکل ۱۰۷ نمونه‌هایی از مقادیر ضرایب تضعیف و بستگی آنها را به انرژی نشان می‌دهد.

اگر افت شدت باریکه‌های تک انرژی ذرات آلفا با انرژی ۱ MeV، الکترونها، و تابش گاما با همان انرژی و با آرایش هندسی شکل ۹۰۷ را بررسی کنیم، نتایج ممکن است مانند شکل ۱۱۰۷ به نظر برسند. شدت α تا ضخامت نزدیک به برد میانگین بدون تغییر است و سپس به سرعت به صفر می‌رسد؛ برد α با انرژی ۱ MeV در آلومینیم در حدود 0.053 cm و 0.05 cm است. شدت الکترونها حتی در ضخامتهای خیلی کمتر از برد هم به‌کندی شروع به کاهش می‌کند، زیرا الکترونها در اثر پراکندگی از باریکه خارج می‌شوند. برد برون‌یابی شده الکترونها در حدود 0.18 cm است. شدت گاما به‌طور نمایی کاهش می‌یابد؛ برد میانگین (یعنی ضخامتی که در آن $I = 0.5 I_0$ می‌شود) برای گامای با انرژی ۱ MeV در آلومینیم در حدود 4.3 cm است.



شکل ۱۰۰۷ ضرایب تضعیف جرمی فوتون در طی فرایندهای سه گانه در Pb و Al . این مقادیر از تقسیم ضرایب تضعیف خطی بر چگالی به دست می آیند (تا اثرات ناشی از تعداد الکترونها در ماده خنثی شود).



شکل ۱۱۰۷ شدت تابش عبوری در آزمایشی مشابه شکل ۹۰۷. برای ذرات آلفا ضخامت از ماده را که به ازای آن $I/I_0 = 0.5$ شود، برد میانگین می گویند. برای فوتونها، با توجه به بستگی نمایی ساده، می توان برد میانگین را به طریق مشابه تعریف کرد. برای الکترونها، معمولاً برد بدون یابی شده را با امتداد قسمت خطی منحنی جذب مطابق شکل تعریف می کنند. مقیاس افقی هرگز خطی نیست، مقدار برد γ ممکن است 10^4 برابر α باشد.

به کار بردهای تاحدودی مختلف مفهوم برد در این موارد توجه کنید، ونسبت به‌دردک این‌مطلب که انرژی هر یک از ذرات مشاهده شده α و β ونه پرتوهای γ در آرایش هندسی شکل ۹.۷ در طی عبور باریکه از ماده کاهش می‌یابد نیز توجه داشته باشید.

۲.۷ شمارگرهای گازی

کارکرد بسیاری از آشکارسازهای تابش هسته‌ای مبتنی بر استفاده از یک میدان الکتریکی برای جداسازی و شمارش یونهای (یا الکترونهای) تشکیل شده در اثر عبور تابش از آشکارساز است. ساده‌ترین آشکارسازی که این عمل را انجام می‌دهد اتاقک یونش است، که می‌توانیم آن را خازنی باصفحات موازی تلقی کنیم که ناحیه بین صفحات آن از گازی، که معمولاً هواست، پر شده است. میدان الکتریکی در این ناحیه مانع از ترکیب مجدد یونها والکترونها می‌شود، و برای درک بهتر وضعیت درون اتاقک باید گفت درحالی که ابری از الکترونها به سوی صفحه متصل به پتانسیل مثبت رانده می‌شود یونهای مثبت به طرف صفحه دیگر خازن سوق داده می‌شوند. انرژی متوسط لازم برای تولید یک یون در هوا برابر 34 eV است؛ بنابراین تابش با انرژی 1 MeV حداکثر تعداد 3×10^4 زوج یون-الکترون تولید می‌کند. برای این اتاقک متوسط، در حدود $10 \times 10 \text{ cm}$ که فاصله بین صفحات آن برابر 1 cm باشد، ظرفیت برابر $8.9 \times 10^{-12} \text{ F}$ و پتانژ حاصل در حدود

$$\frac{(3 \times 10^4 \text{ ions})(1.6 \times 10^{-19} \text{ C/ion})}{8.9 \times 10^{-12} \text{ F}} \cong 0.5 \text{ mV}$$

می‌شود، که علامتی نسبتاً کوچک است و قبل از اینکه بتوانیم آن را با استفاده از دستگاههای الکترونیکی استاندارد تجزیه و تحلیل کنیم باید به طور قابل ملاحظه‌ای تقویت شود (با ضریب تقریباً 10^4).

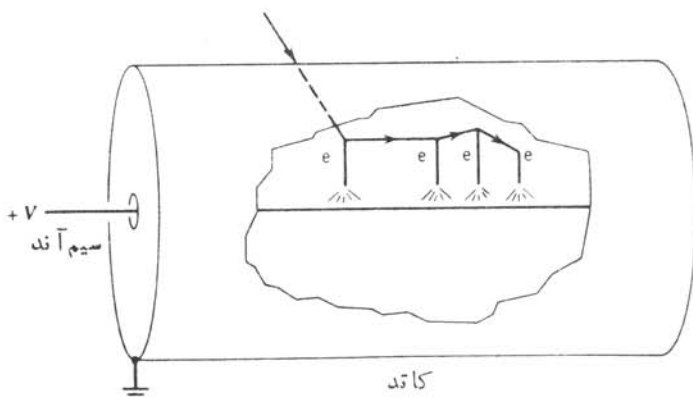
دامنه این علامت متناسب با تعداد یونهای تولیدی (و در نتیجه انرژی به‌جا مانده در آشکارساز) و مستقل از ولتاژ بین صفحات است. ولتاژ مورد استفاده سرعت سوق ابرهای الکترونی و یونی را به سوی الکترونها تعیین می‌کند. برای ولتاژ تقریباً 100 V ، سرعت یونها در حدود 1 m/s است و زمان عبور از اتاقک 1 سانتی‌متری تقریباً برابر 0.01 s می‌شود. (الکترونها تحرك بیشتری دارند و در حدود 1000 بار سریعتر حرکت می‌کنند.) این زمان در مقیاس شمارش هسته‌ای بسیار طولانی است (در یک چشمه ضعیف رادیواکتیو به فعالیت $1 \mu\text{Ci}$ به طور متوسط در هر $30 \mu\text{s}$ یک واپاشی صورت می‌گیرد)، در نتیجه اتاقک یونش کاربردی در شمارش تپهای مستقل ندارد. ولی کاربرد زیادی در دیدبانی تابش دارد، و بسیاری از دیدبانهای تجارتي تابش در حقیقت به صورت اتاقک یونش هستند. شدت تابش به صورت جریانی ثبت می‌شود که صرف برهم‌کنش تعداد زیادی از تابشها در خلال زمان پاسخ اتاقک است. جریان خروجی، هم با اکتیویته چشمه وهم با انرژی تابش

متناسب است - تابشهای با انرژی بالاتر یونش بیشتر و در نتیجه پاسخ بزرگتری تولید می‌کنند.

برای استفاده از يك شمارگر گازی جهت مشاهده تپهای منفرد، تقویت قابل ملاحظه‌ای لازم است. يك راه رسیدن به این هدف، افزایش ولتاژ به مقادیر معمولاً بیش از ۱۰۰۰V است. میدان الکتریکی بزرگتر می‌تواند الکترونهای حاصل از یونش را، به‌جای آنکه به‌کندی به‌سوی آند سوق داده شوند و برخوردی‌های الاستیک اتفاقی با اتمهای گاز داشته باشند، شتاب دهد. الکترونهای شتاب گرفته می‌توانند انرژی لازم را جهت برخوردهای ناالاستیک به دست آورند و حتی اتمهای جدیدی را یونیده‌کنند (و الکترونهای بیشتری تولید کنند که می‌توانند به‌نوبه خود شتاب بگیرند). این تقویت سریع از طریق یونشهای ثانویه را به‌همین قاونزند می‌نامند. اگرچه تعداد وقایع ثانویه به‌ازای هر یون اولیه زیاد است (شاید ۱۰۲ تا ۱۰۵)، کار اتاقک به‌گونه‌ای است که همواره تعداد وقایع ثانویه با تعداد وقایع اولیه متناسب است، و در این صورت این وسیله را يك شمارگر تناسبی می‌گویند. شکل هندسی شمارگر تناسبی معمولاً مطابق شکل ۱۲.۷ به صورت استوانه است. میدان الکتریکی در این آرایش هندسی درفاصله r برابر است با

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (۲۳.۷)$$

که در آن b شعاع داخلی کاتد و a شعاع خارجی سیم آند است. بدیهی است که به‌همین در ناحیه میدان شدید نزدیک سیم آند ایجاد می‌شود. اما، این ناحیه کسر بسیار کوچکی از حجم اتاقک را تشکیل می‌دهد. اکثریت بزرگی از یونهای اولیه دور از این ناحیه مرکزی تولید می‌شوند، و سوق الکترونها قبل از شروع فرایند به‌کندی صورت می‌گیرد.



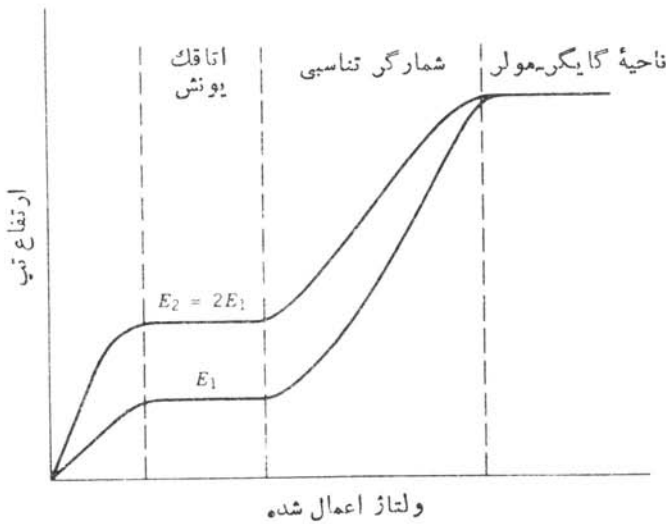
شکل ۱۲.۷ شکل هندسی يك شمارگر تناسبی استوانه‌ای. تابش ورودی تعداد زیادی زوج الکترون- یون تولید می‌کند. سرعت سوق الکترونها، قبل از رسیدن به‌حوالی سیم آند که در آنجا شتاب می‌گیرند و یونهای ثانویه بسیاری تولید می‌کنند، نسبتاً کم است.

(واقعه اولیه‌ای که در ناحیه میدان شدید ایجاد شده باشد ضریب تقویت کسوجکتوری دارد زیرا فرصت کافی برای برخورد زیاد را نخواهد داشت.)
از آنجا که علامت خروجی شمارگر تناسبی عمدتاً ناشی از فرایند بهمن است، که به سرعت تحقق می‌یابد، تعیین زمان با استفاده از زمان سوق الکترونهاى اولیه از نقطه تولید یون اولیه تا حوالی سیم آند یعنی محل ایجاد بهمن انجام می‌شود. این زمان در حدود میکروثانیه است، و در نتیجه این شمارگر می‌تواند تا آهنگ شمارش $10^6/s$ به صورت تب‌شمار مورد استفاده قرار گیرد.

اگر میدان الکتریکی بازهم افزایش یابد، بهمنهای ثانویه ایجاد می‌شوند. نقطه شروع این بهمنها ممکن است گسیل فوتونهاى ناشی از اتمهای بسرانگیخته در بهمن اولیه (یا بهمنهای بعدی) باشد. این فوتونها می‌توانند به نواحی نسبتاً دور از بهمن اولیه برسند، و بنابراین تمام حجم لوله در فرایند شرکت می‌کند. ضریب تقویت می‌تواند تا 10^{10} برسد. به علت شرکت تمام حجم لوله در هر واقعه اتفاقی، هیچ اطلاعی از انرژی تابش اولیه حاصل نمی‌شود - کلیه تابشهای فرودی تپهای خروجی یکسانی ایجاد می‌کنند. این ناحیه کار شمارگرگازی را ناحیه گایگر-مولر و شمارگرهایی را که بر این اساس کار می‌کنند معمولاً شمارگرهای گایگر می‌نامند. شمارگرهای گایگر در دستگاههای دیدبانی قابل حمل تابش نیز کاربرد دارند.

علامت خروجی شمارگر گایگر از الکترونهاى گردآوری شده از بهمنهای بسیار زیادی تشکیل می‌شود، که بزرگی آن در حدود 10^7 است، و بنابراین معمولاً احتیاج به تقویت بیشتر ندارد. زمان گردآوری در حدود $10^{-6}s$ است که طی آن یونهای مثبت از ناحیه بهمن چندان دور نمی‌شدند. بنابراین، در حوالی سیم آند ابری از یونهای مثبت به وجود می‌آید که با کاستن از شدت میدان الکتریکی سبب پایان یافتن فرایند بهمن می‌شود.

این چرخه با رسیدن یونهای مثبت به کاتد و خنثی شدن آنها (در طی 10^{-4} تا 10^{-3} ثانیه) کامل می‌شود، اما این یونها در طول مسیر خود می‌توانند شتاب بگیرند و با انرژی کافی برای آزاد کردن الکترون (از کاتد) با آن برخورد کنند که در این صورت فرایند مجدداً آغاز می‌شود (و به علت ماهیت فرایند بهمن چندگانه در شمارگر گایگر، برای آفرینش يك تپ خروجی فقط يك الکترون کافی است). برای جلوگیری از تحقق این واقعه، گاز دومی به نام گاز فرونشانی به شمارگر افزوده می‌شود. گاز فرونشانی معمولاً گازی با مولکولهای آلی پیچیده مانند اتانول است. گاز اصلی معمولاً از مولکولهای ساده تشکیل شده است و مخلوط می‌تواند نوعاً 90% آرگون و 10% اتانول باشد. وقتی که فضای بار که عمدتاً از یونهای آرگون تشکیل شده است به سوی کاتد به حرکت درمی‌آید، برخوردی با گاز با گاز فرونشانی صورت می‌گیرد که طی آن به احتمال زیاد يك الکترون از مولکول اتانول به یون آرگون منتقل و آرگون خنثی می‌شود، و در این حال اتانول یونیده به سوی کاتد به حرکت درمی‌آید. با رسیدن آن به کاتد و خنثی شدنش، انرژی که قبلاً صرف آزاد شدن الکترون شده بود، می‌تواند جذب و سبب تجزیه مولکول شود (فرایندی که برای اتم ساده آرگون امکان پذیر نیست). به این ترتیب، گاز فرونشانی به تدریج مصرف می‌شود و شمارگر گایگر



شکل ۱۳.۷ ارتفاع تپهای ایجادشده توسط شمارگرهای گازی مختلف برحسب ولتاژ مورد استفاده، برای دو دسته ذرات تابشی که انرژی آنها با ضریب ۲ باهم متفاوت است. در ناحیه گایگر-مولر، برای کلیه تابشها تپ خروجی با ارتفاع یکسان تولید می‌شود؛ در سایر نواحی، ارتفاع تپ خروجی با انرژی که تابش از طریق یونش اولیه از دست می‌دهد متناسب است.

باید به‌طور دوره‌ای تعویض شود. در طرحهای دیگر شمارگر گایگر از هالوژنها به‌عنوان گاز فرونشانی استفاده شده است. در این نوع شمارگر، ترکیب مجدد مولکول تجزیه‌شده، ضرورت تعویض شمارگر را از میان می‌برد.

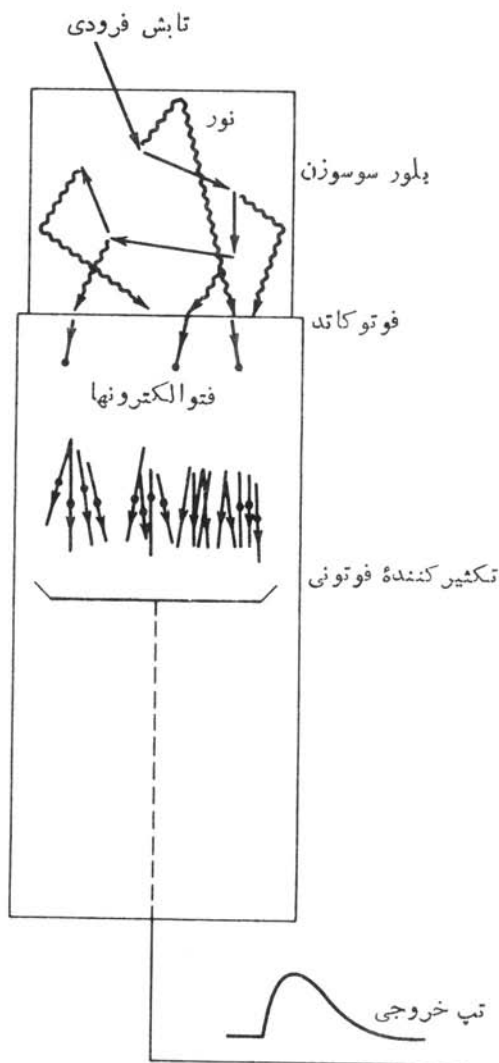
نواحی مختلف کار شمارگرهای گازی در شکل ۱۳.۷ نشان داده شده‌اند. در ولتاژهای کم، ترکیب مجدد الکترونها و یونهاى اولیه صورت می‌گیرد. با افزایش V به ناحیه اتاقک یونش می‌رسیم که در آن تپ خروجی با یونش اولیه تولید شده در اثر تابش و در نتیجه با انرژی آن متناسب، ولی از ولتاژ دوسر شمارگر مستقل است. در ناحیه تناسبی، دامنه تپ با افزایش V زیاد می‌شود که این امر کار تجزیه و تحلیل را آسانتر می‌کند، ولی تپ خروجی هنوز هم از طریق یونش ایجاد شده با انرژی تابش متناسب است. بالاخره، به ناحیه پلاتوی گایگر می‌رسیم که در آن کلیه تابشها، بدون توجه به مقدار یونش اولیه و یا انرژی تابش، خروجی یکسانی تولید می‌کنند.

۳.۷ آشکارسازهای سوسوزن (سنتیلاسیون)

نقطه ضعف شمارگرهای گازی بازده کم آنها برای بسیاری از تابشهای مورد توجه در فیزیک هسته‌ای است. دلیل اصلی آن‌هم برای این است که برد یک فوتون گامای 1 MeV

در هوا در حدود 100 m می‌شود. آشکارسازهای حالت جامد با چگالیهای بیشتر از گاز، احتمال جذب در آشکارسازی با اندازه معقول را افزایش می‌دهند. اما برای ساختن آشکارساز جامدی که عملاً قابل استفاده باشد، تحقق دو شرط متضاد ضروری است: (۱) ماده آشکارساز باید بتواند میدان الکتریکی قوی را تحمل کند تا الکترونها و یونها قابل گردآوری و تبدیل به تپ الکترونیکی باشند، و در غیاب تابش جریان الکتریکی در آن باید بسیار کوچک یا صفر باشد تا نوفه زمینه قابل توجه نباشد. (۲) الکترونها و یونها باید در اثر تابش به آسانی از آنها قابل جدا شدن باشند، و الکترونها و اتمهای یونیده باید بتوانند به سهولت در ماده حرکت کنند. (در حقیقت، خود یونها در جسم جامد حرکت نمی‌کنند، بلکه جای خالی الکترون یا «حفره» در اثر انتقالهای متوالی الکترون از یک اتم به اتم بعدی پر می‌شود، به طوری که به نظر می‌رسد که «حفره» حرکت می‌کند.) با توجه به شرط اول باید از یک جسم نارسانا به این منظور استفاده کرد، در حالی که برای تحقق شرط دوم به یک جسم رسانا نیاز داریم. بدیهی است که برای مصالحه باید از جسم نیم رسانا استفاده کنیم، که در بخش بعدی آن را بررسی خواهیم کرد. مواد نیم رسانای کپهای در اندازه‌های مناسب برای آشکارسازی تابش (چندده سانتی متر مکعب) تا اواخر دهه ۱۹۶۰ در دسترس نبودند، و برای پاسخگویی به نیاز وسایل طیف‌سنجی هسته‌ای با بازده زیاد و توان تفکیک قابل قبول بود که شمارگرهای سوسوزن در سالهای دهه ۱۹۵۰ ساخته شدند و مورد استفاده قرار گرفتند. شمارگرهای سوسوزن مشکل ما را در انتخاب مواد مورد نیاز به صورت زیر کانه‌ای حل می‌کنند: الکترونها تولید شده در فرایند یونش همان الکترونهاهایی نیستند که تپ الکترونیکی را به وجود می‌آورند. رابط میان الکترونها یونش و الکترونها مولد تپ، نور معمولی است. کل فرایند را می‌توان با توجه به شکل ۱۴.۷ به طریق زیر درک کرد: (۱) تابش فرودی وارد آشکارساز می‌شود و طی برهم‌کنشهای بسیار متعدد سبب برانگیزش آنها به حالات برانگیخته می‌شود. (۲) حالات برانگیخته به سرعت نور مرئی (یا نزدیک مرئی) گسیل می‌کنند؛ چنین ماده‌ای را فلوئورسان می‌نامند. (۳) نور به سطحی که نسبت به فوتونها حساسیت دارد می‌تابد و حسداً کثرت فوتو الکترون به ازای هر فوتون تولید می‌شود. (۴) این الکترونها ثانویه تکثیر می‌شوند، شتاب می‌گیرند، و در لوله تکثیرکننده فوتونی (PM) به صورت تپ خروجی درمی‌آیند.

تعداد زیادی از انواع مختلف سوسوزنها و لوله‌های PM برای کاربردهای گوناگون ساخته شده‌اند. خواصی که معمولاً در انتخاب ساده آشکارساز مورد نظر قرار می‌گیرند عبارت‌اند از: نور خروجی (کسری از انرژی فرودی که به صورت نور ظاهر می‌شود)، بازده (احتمال جذب تابش)، مسئله زمان، و تفکیک انرژی. ضوابط دیگر به سهولت کار با مواد مربوط می‌شود. خواص نوری یک نوع سوسوزن متداول، NaI بلورین، در اثر رطوبت تغییر می‌کند؛ بخار آب بلور شفاف را به گردکدر تبدیل می‌کند و از این رو NaI باید همیشه سر بسته باقی بماند. از طرف دیگر، بسیاری از سوسوزنها پلاستیکی را می‌توان با ادهای معمولی برید و به شکل و اندازه دلخواه درآورد.

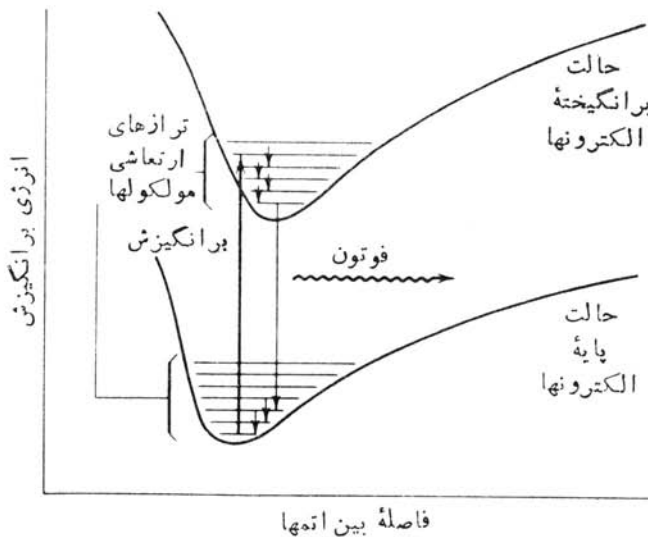


شکل ۱۴۰۷ فرایندهای اساسی در یک آشکارسازی سوسوزن.

برای درک طرز کار یک سوسوزن، باید مکانیسم جذب انرژی و برانگیزش الکترونها را به حالات برانگیخته بررسی کنیم. آشکارسازهای موجود اساساً بر دو نوع اند، یک دسته از آنها از مواد آلی و دسته دیگر از مواد معدنی ساخته می شوند.

در سوسوزنهای آلی (که ممکن است به صورت مایع یا جامد باشند)، برهم کنش بین مولکولها نسبتاً ضعیف است، و می توانیم خصوصیات آنها را بر حسب حالات برانگیخته گسسته مولکولها بررسی کنیم. یک مولکول می تواند به دو طریق انرژی جذب کند: الکترونها

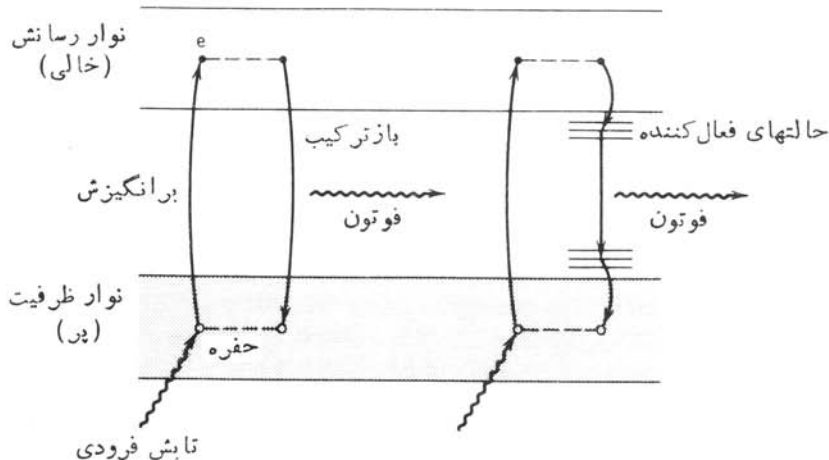
می‌توانند به حالات برانگیخته بالاتر بروند، و اتمهای هر مولکول می‌تواند نسبت به یکدیگر ارتعاش کنند. فاصله نوعی انرژیهای ارتعاشی در حدود 10eV است، در حالی که انرژی برانگیزش الکترونها در حدود چند eV است. ساختار حاصل می‌تواند به صورت شکل ۱۵.۷ باشد. الکترونها برانگیخته معمولاً الکترونهايي هستند که در پیوند ماده شرکت فعال ندارند. در هیدروکربنها معطر، مانند مولکولهایی که با ساختار حلقوی بنزن مشخص می‌شوند، سه الکترون از چهار الکترون ظرفیت کربن در مدارها (اوربیتالها)ی مختلطی هستند که مدار σ خوانده می‌شوند؛ این الکترونها قویاً در فاصله بین کربن و دو کربن طرفین آن و یک هیدروژن جایگزین شده‌اند. چهارمین الکترون که در مدارها به اصطلاح π قرار دارد، به این شدت جایگزین نشده است و به اندازه الکترونها σ در فرایند پیوند سهیم نیست. همین الکترون π است که در فرایند سوسوزنی نقش اصلی را بازی می‌کند. تابش فرودی با تعداد زیادی از مولکولها برهم‌کنش می‌کند، و در هر برهم‌کنش با برانگیزش مولکول چند الکترون ولت از دست می‌دهد. حالات ارتعاشی بسیاری ممکن است برانگیخته شوند (همین‌طور تعداد حالات برانگیخته الکترونی نیز بسیار زیاد است که برای سهولت فقط پایین‌ترین حالتها الکترونی نشان داده شده‌اند). این حالات به سرعت ($\sim 1\text{ps}$) به پایین‌ترین حالت ارتعاشی حالت برانگیخته الکترون واپاشیده می‌شوند که



شکل ۱۵.۷ ساختار الکترونی یک سوسوزن آلی. حالات الکترونی به صورت کمینته پتانسیل حاصل از ترکیب اثرات جاذبه مولکولی که مانع جداسازی اتمها می‌شود و دفعه‌ای که مانع نزدیکی اتمها می‌شود (زیرا اصل یا اولی مانع از همپوشی تابع موجهاست) نشان داده شده‌اند. در داخل کمینته پتانسیل الکترون، تعدادی تراز ناشی از ارتعاش اتمهای مولکول در کنار هم قرار گرفته‌اند.

آنگاه این حالت (در زمانی حدود ۱۰ ns) به یکی از حالات ارتعاشی حالت پایه الکترون واپاشیده می‌شود. اینها هم به نوبه خود به حالت پایه ارتعاشی واپاشیده خواهند شد. در شرایط متعارفی، در دمای اتاق تمام مولکولهای يك سوسوزن در پایین‌ترین حالت ارتعاشی حالت پایه الکترونی هستند. انرژی گرمایی kT در دمای اتاق برابر 0.025 eV است، و در نتیجه طبق توزیع جمعیت بولتزمن $e^{-E/kT}$ ، وجود هر گونه جمعیت حالات ارتعاشی در ورای حالت پایه الکترون غیرمحمول است. بنابراین، فقط برای یکی از فوتونهای گسیل شده در اثر گذار احتمال جذب وجود دارد. این نکته یکی از خصوصیات مهم سوسوزن را نشان می‌دهد: سوسوزن باید برای تابش خودش شفاف باشد. متداولترین نوع سوسوزنهای معدنی تک بلورهای هالوژن قلیایی هستند که در میان آنها NaI بیشترین مصرف را دارد. برای حصول به شفافیت باید با تک بلور سروکار داشته باشیم، زیرا وجود بازتاب و جذب در سطوح بلور، سوسوزن چند بسوری را بی مصرف می‌کند. برهم کنشهای دسته جمعی آنها در يك بلور سبب می‌شوند که ترازهای انرژی به صورت یک رشته نوارهای انرژی در آیند. بالاترین نوارها نوار ظرفیت و نوار رسانش هستند (شکل ۱۶.۷). در يك ماده عایق مانند NaI، حالت‌های نوار ظرفیت معمولاً پر و حالت‌های نوار رسانش خالی هستند. تابش ورودی می‌تواند سبب عبور الکترون از گاف انرژی (بیش از ۴ eV) و ورود به نوار رسانش شود. بالاخره، الکترون انرژی خود را با گسیل يك فوتون از دست می‌دهد و به نوار ظرفیت برمی‌گردد.

برای افزایش احتمال گسیل فوتون و کاهش خودجذبی نور، مقادیر اندك ناخالصی به نام فعال کننده به بلور افزوده می‌شود. از عنصر تسالیم به عنوان يك فعال کننده متداول



شکل ۱۶.۷ نوارهای انرژی در يك بلور. فرایندهای مشخصه يك بلور خالص مانند NaI در طرف چپ نشان داده شده است. در سمت راست فرایندها در حضور يك فعال کننده مانند Tl (NaI(Tl)) نشان داده شده است.

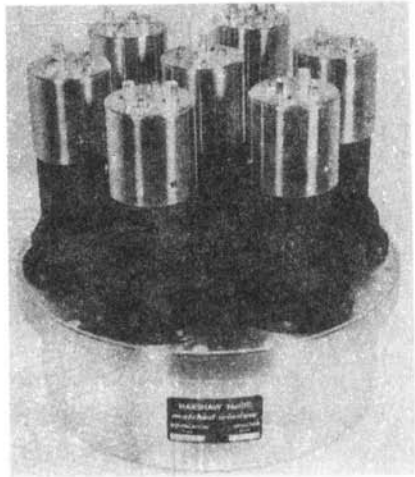
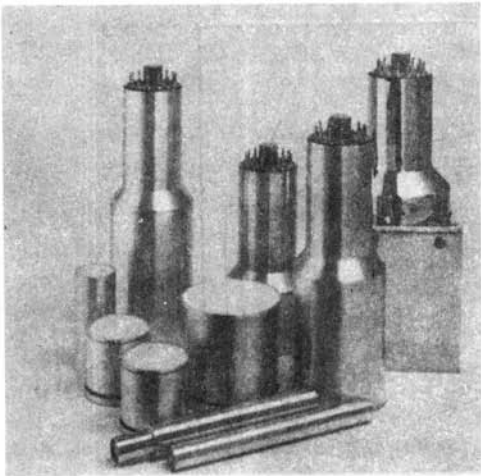
استفاده می‌شود، و در این صورت آشکارساز را مثلاً به صورت NaI(Tl) نشان می‌دهند. فعال‌کننده سبب ایجاد حالت‌های جدیدی در گراف انرژی می‌شود و گسیل نور بین این حالات فعال‌کننده صورت می‌گیرد. در مورد NaI ، طول موج بیشینه گسیل از 303 nm در NaI(Tl) خالص به 410 nm در NaI(Tl) منتقل می‌شود. این انرژی نمی‌تواند در NaI(Tl) جذب شود، زیرا حالات پایه فعال‌کننده الکترون ندارند، و تغییر طول موج از فرابنفش به مرئی سبب بهتر شدن همپوشی با بیشترین حساسیت در اغلب لوله‌های تکثیرکننده فوتونی می‌شود.

جدول ۱۰۷ برخی خصوصیات آشکارسازهای سوسوزن متداول را نشان می‌دهد. انتخاب سوسوزن در عمل به نوع آزمایش مورد نظر بستگی دارد. برای مثال، در آنجا که بازده بالای پرتوهای γ مورد نظر باشد معمولاً NaI(Tl) انتخاب می‌شود، مقدار بزرگ Z در $I(53)$ احتمال جذب فوتون را زیاد می‌کند. اما از نظر زمانی، NaI(Tl) خیلی مناسب نیست و سوسوزن پلاستیک با بازده کمتر می‌تواند انتخاب مناسبتری باشد. اتصال سوسوزن به لوله تکثیرکننده فوتونی به راه‌های مختلف انجام می‌گیرد. در بعضی از موارد، ترکیب آشکارساز - لوله به عنوان یک واحد سر بسته خریداری می‌شود. آشکارسازهای NaI(Tl) را می‌توان با استفاده از یک «روغن اپتیکی» شفاف مستقیماً

جدول ۱۰۷ خصوصیات برخی از سوسوزنهای متداول.

نام	نوع	چگالی (g/cm^3)	ضریب شکست	بیشینه (nm)	طول موج گسیل خروجی نسبی ^۱	ثابت زمانی (ns)
آنتراسن	جامد آلی	۱٫۲۵	۱٫۶۲	۴۴۷	۰٫۴۳	۳۰
پایلوت B	پلاستیک					
	(جامد آلی)	۱٫۰۳	۱٫۵۸	۴۰۸	۰٫۳۰	۱٫۸
NE ۲۱۳	مایع آلی	۰٫۸۷	۱٫۵۰۸	۴۲۵	۰٫۳۴	۳٫۷
NaI(Tl)	بلور معدنی	۳٫۶۷	۱٫۸۵	۴۱۰	۱٫۰۰	۲۳۰
CsF	بلور معدنی	۴٫۱۱	۱٫۴۸	۳۹۰	۰٫۰۵	۵

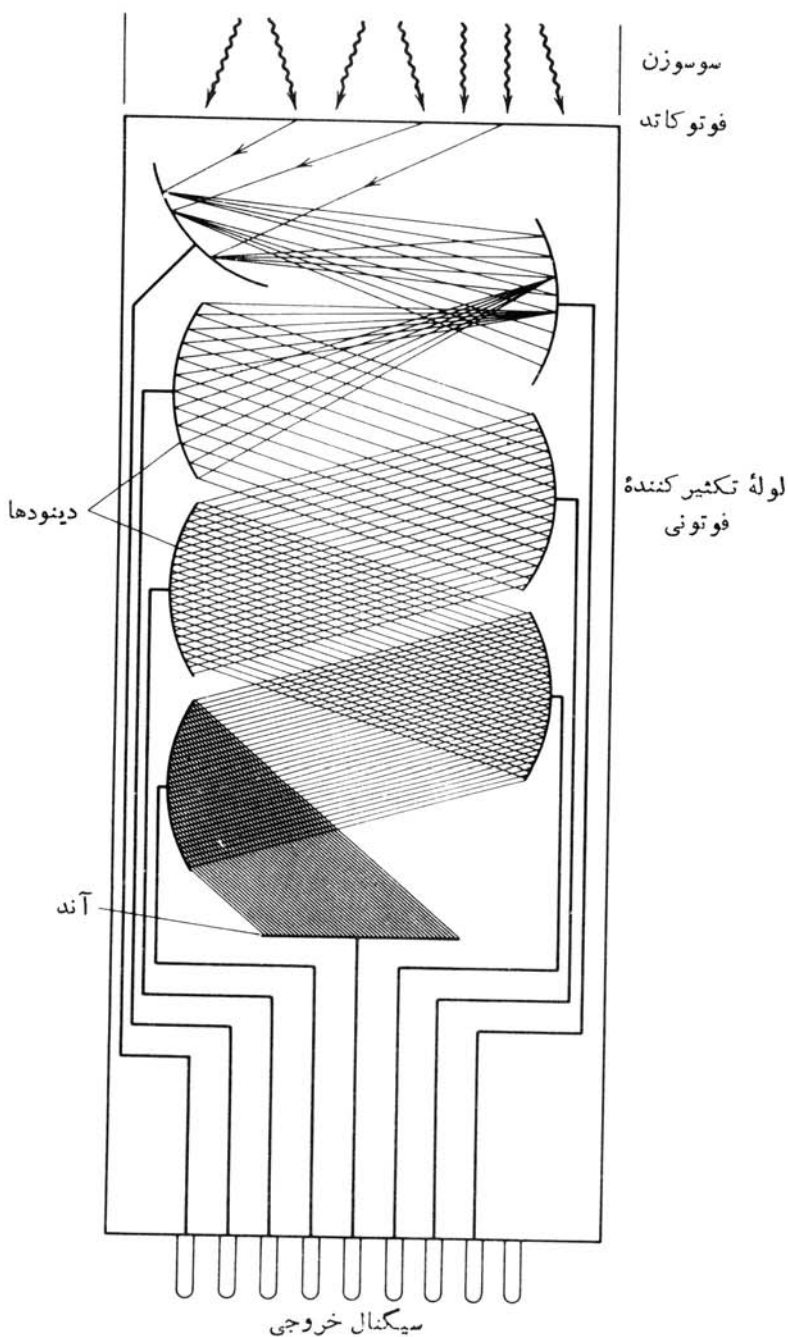
۱. خروجی نسبی شامل بازده نوعی جذب فوتون و نور خروجی حاصل است.



شکل ۱۷.۷ (چپ) تعدادی سوسوزن NaI که در بعضی از آنها تکثیر کننده فوتونی هم نشان داده شده است. (راست) یک آشکارساز بزرگ NaI که به هفت لوله تکثیر کننده فوتونی وصل شده است.

به لوله PM وصل کرد، تا تغییر ضریب شکست تقریباً یکنواخت و بازتاب داخلی به حداقل برسد. در بعضی موارد شکل هندسی تکثیر کننده با شکل هندسی سوسوزن بسیار متفاوت است و یا (مثلاً به منظور حذف اثرات میدانهای مغناطیسی) باید آن را دور از سوسوزن قرار داد. در این گونه موارد، از یک «لوله نوری» استفاده می شود. لوله های نوری را می توان به هر اندازه برید و آن را از هر ماده شفاف معمولی همچون لوسیت ساخت. برای بهبود بازده گردآوری نور، سوسوزن و لوله نوری را باید با مواد بازتابنده پوشانید. مجموعه ای از آشکارسازهای سوسوزن و لوله های نوری و PM را در شکل ۱۷.۷ نشان داده ایم.

نمودار ساده ای از یک لوله PM در شکل ۱۸.۷ نشان داده شده است. تعداد کمی الکترون (کمتر از تعداد فوتونهای فرودی) در فوتوکاتد آزاد می شود، سپس این الکترونها توسط الکترودهایی به نام دینود تکثیر و کانونی می شوند. دینودها به زنجیره و لناژی که توسط یک منبع تغذیه و تعدادی تقسیم کننده و لناژ تأمین می شود متصل اند. اختلاف پتانسیل دو دینود مجاور در حدود ۱۰۰ V است، و از این رو اختلاف انرژی الکترونهایی که به دینودهای متوالی برخورد می کنند در حدود ۱۰۰ eV است. دینودها از موادی ساخته می شوند که احتمال گسیل الکترون ثانویه در آنها زیاد است؛ برای رها شدن یک الکترون ۲ تا ۳ eV انرژی لازم است و بنابراین افزایش تعداد الکترونها با ضریب ۳۰ تا ۵۰ صورت می گیرد. اما، به علت آزاد شدن الکترونها در جهات کاتوره ای، تعداد کمی از آنها واقعاً از سطح دینود رها می شوند و معمولاً بهره ای در حدود ۵ برای هر دینود حاصل می شود. با وجود این، در لوله ای که ۱۰ دینود داشته باشد، بهره کلی برابر ۵^{۱۰} (در حدود ۱۰^۷) خواهد بود. برای طیف سنجهای انرژی، دو مشخصه مهم خطی بودن و پایداری را باید مورد توجه قرار داد.



شکل ۱۸۰۷ نمودار طرز کار تکثیر کننده فوتونی. الکترونهاى رها شده از کاتد در اولین دینود جذب و چند برابر می‌شوند. هر دینود در پتانسیلی بالاتر از دینود قبلی قرار دارد، یک لوله می‌تواند ۱۵ تا ۱۴ دینود داشته باشد. در هر مرحله، تعداد الکترونها با ضریبی از مرتبه ۵ افزایش می‌یابد.

خطی بودن به معنی تناسب مستقیم دامنه تپ نهایی خروجی با تعداد وقایع سوسوزنی، و در نتیجه تناسب بین دامنه تپ و انرژی به جا مانده در آشکارساز در اثر تابش است. چون بهره هر مرحله دینود به اختلاف ولتاژ بستگی دارد، هر تغییری در ولتاژ سبب تغییر تپ خروجی می شود؛ بنابراین پایا ساختن منبع تغذیه ضرورت پیدا می کند. انواع مختلفی از لوله های تکثیر کننده در دسترس اند، و در انتخاب آنها پارامترهایی مانند اندازه فیزیکی، پاسخ فوتوکاتد به طول موجهای فرودی مختلف، حساسیت فوتوکاتد، بهره، میزان نوفه، و خصوصیات زمانی دخالت دارند.

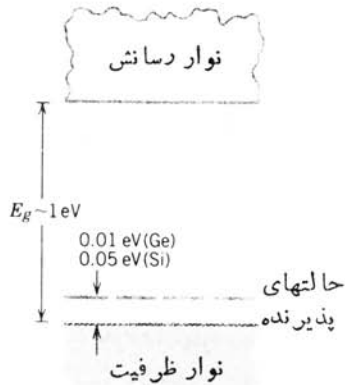
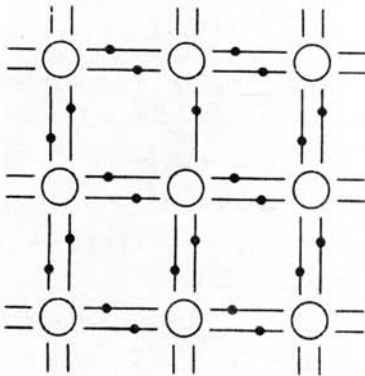
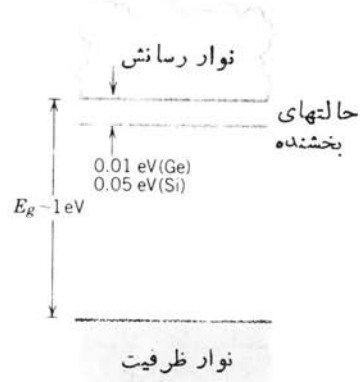
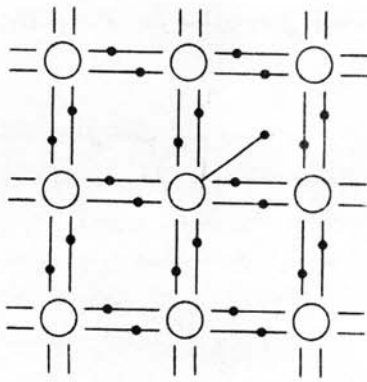
۴.۷ آشکارسازهای نیمرسانا

همان طور که در بخش قبلی بحث شد، مواد نیمرسانای جامد (مانند ژرمانیم و سیلیسیم) را می توان به جای سوسوزنها برای آشکارسازی تابش به کار برد. عناصر Ge و Si هر دو به صورت بلور جامد هستند که در آنها اتمهای چهار ظرفیتی چهار پیوند کووالان با اتمهای مجاور تشکیل می دهند. بنابراین تمام الکترونها ظرفیت در پیوندهای کووالان شرکت دارند و ساختار نواری شامل یک نوار ظرفیت پر و یک نوار رسانش خالی است. تفاوت میان یک جسم عایق و یک نیمرسانا در اندازه گاف انرژی است، که در عایق در حدود ۵ eV و در نیمرسانا در حدود ۱ eV است. در دمای اتاق تعداد اندکی از الکترونها (شاید یکی از هر ۱۰^۹ الکترون) در اثر برانگیختگی از گاف عبور می کنند و به نوار رسانش می روند و از خود جای خالی به نام «حفره» در نوار ظرفیت برجای می گذارند. با پر شدن این جای خالی توسط الکترون اتم مجاور (و تولید یک حفره جدید) به نظر می رسد که حفره در بلور مهاجرت می کند (ولی البته اتمهای با بار مثبت حرکت نمی کنند).

برای کنترل رسانش الکتریکی در نیمرساناها، مقادیر کمی از مواد ناخالصی به نام آلاینده به آنها اضافه می شوند. در فرایند آلاینده، اتمهای ۳ یا ۵ ظرفیتی در شبکه بلور وارد می شوند. در مورد اتمهای ۵ ظرفیتی (P، As، Sb)، چهار الکترون در پیوند کووالانی با Si و Ge شرکت می کنند، پنجمین الکترون به آسانی در شبکه حرکت می کند و درست در زیر نوار رسانش مجموعه ای از حالت های بخشنده گسسته از هم را تشکیل می دهد. به علت وجود حاملین بار منفی (الکترونها)، این نوع ماده را نیمرسانای نوع n می نامند. از سوی دیگر اگر از اتمهای ۳ ظرفیتی استفاده کنیم، تلاش در جهت تشکیل پیوندهای کووالانی با چهار اتم بلور منجر به تولید حفره های اضافی در بلور می شود. این عمل سبب تشکیل حالت های پذیرنده در بالای نوار ظرفیت می شود، و ماده حاصل را نیمرسانای نوع p می نامند زیرا حاملین بار حفره های با بار مثبت اند. شکل ۱۹.۷ ساختار نواری این نیمرساناها را نشان می دهد.

باید به خاطر داشته باشیم که نوع p و نوع n به علامت بار حاملین اولیه جریان الکتریکی مربوط می شوند، و خود مواد از نظر الکتریکی خنثی هستند.

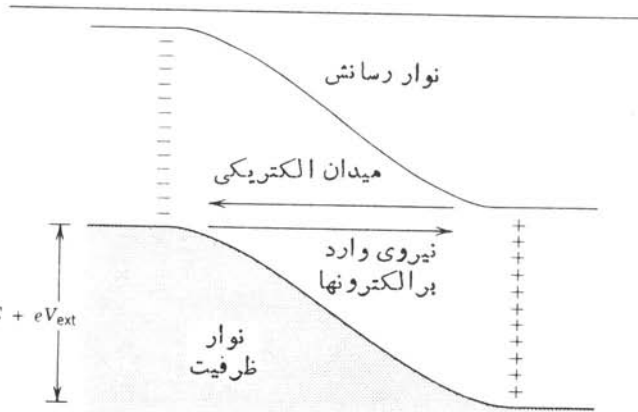
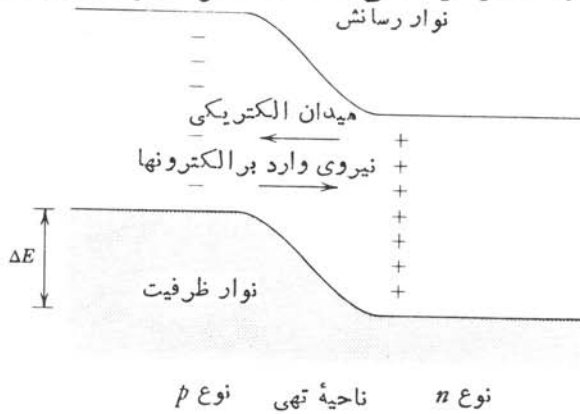
با تماس مواد نوع n و نوع p با یکدیگر، الکترونها از طریق پخش در پیوندگاه از ماده نوع n به ماده نوع p نفوذ می‌کنند و در مجاورت پیوندگاه با حفره‌ها ترکیب می‌شوند. بدین ترتیب حاملین بار خنثی می‌شوند، و ناحیه‌ای به نام ناحیه تپی به وجود می‌آید. پخش الکترونها از ناحیه نوع n جایگاههای پخشنده ثابت و یونیده برجای



شکل ۱۹۰۷ (بالا) با جایگزین شدن یک اتم ۵ ظرفیتی در بلور Ge یا Si، یک الکترون اضافی که در پیوند کووالانسی شرکت ندارد به آسانی به نوار رسانش برانگیخته می‌شود. این اتمها حالت‌های پخشنده را درست در زیر نوار رسانش به وجود می‌آورند. ماده‌ای که با ناخالصی ۵ ظرفیتی آلاینده شده است به صورت نیمرسانای نوع n درمی‌آید. (پایین) با استفاده از یک اتم ۳ ظرفیتی به عنوان آلاینده، یک جای خالی یا حفره تشکیل می‌شود که می‌تواند به آسانی یک الکترون از نوار ظرفیت را بپذیرد. حفره می‌تواند در ماده‌ای که نیمرسانای نوع p است، حرکت کند.

می‌گذارد، درحالی‌که پخش حفره‌ها از ناحیه‌ی نوع p جایگاه‌های پذیرنده‌ی ثابت با بار منفی باقی می‌گذارد. فضای بار ناشی از جایگاه‌های ثابت، میدان الکتریکی به‌وجود می‌آورد که در نهایت از مهاجرتهای بیشتر جلوگیری می‌کند. نتیجه‌ی این ترکیب، تولید یک دیود پیوندی مطابق شکل ۲۰.۷ است.

اگر تابش هسته‌ای وارد ناحیه‌ی تهی شود و زوج الکترون-حفره به وجود آورد، نتیجه بسیار شبیه همان فرایندی است که در یک اتاقک یونش اتفاق می‌افتد (در حقیقت، ناحیه‌ی تهی کاملاً شبیه یک خازن با صفحات موازی عمل می‌کند). الکترون‌ها در یک جهت و حفره‌ها در جهت دیگر حرکت می‌کنند، و تعداد کل الکترون‌های گردآوری شده یک تب نوار رسانش



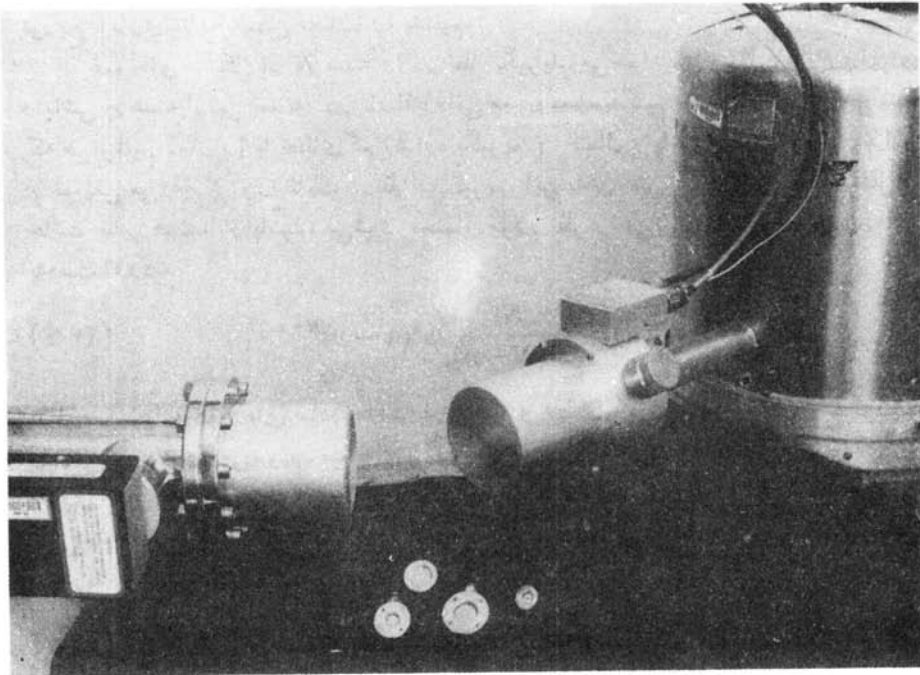
شکل ۲۰.۷ (بالا) با تماس مواد نوع n و نوع p ، الکترون‌ها و حفره‌های نزدیک پیوندگاه می‌توانند باهم ترکیب شوند و یک ناحیه‌ی تهی از حاملین بار را به وجود آورند. (پایین) تحت بایاس معکوس (وقتی قطب منفی یک باتری خارجی به قسمت نوع p متصل شود)، ناحیه‌ی تهی بزرگتر می‌شود و اندازه‌ی میدان الکتریکی افزایش می‌یابد.

الکترونیکی تولید می‌کند که دامنه آن با انرژی تابش متناسب است. در عمل، این آشکارسازها با بایاس معکوس ولتاژهای بسیار زیاد (۱۰۰۰ تا ۳۰۰۰V) کار می‌کنند که دارای دو اثر است: مقدار میدان الکتریکی را در ناحیه تهی افزایش می‌دهد و بازده گردآوری بار را بهبود می‌بخشد؛ و به علاوه باراندن حاملین بار و سوق آنها از یک طرف پیوندگاه به طرف دیگر ابعاد ناحیه تهی را زیاد می‌کند (و در نتیجه حجم حساس آشکارساز را افزایش می‌دهد).

در یکی از روشهای رایج ساخت آشکارسازهای Ge و Si از یک ماده نوع p شروع می‌کنند و مقداری از اتمهای Li را از طریق پخش در سطح آن وارد می‌کنند، بدین ترتیب با تشکیل حالتیهای بخشنده یک ناحیه نازک نوع n در آن ایجاد می‌شود. با بایاس معکوس و با افزایش اندک دما، اتمهای Li به ناحیه نوع p رانده می‌شوند و ناحیه تهی نسبتاً بزرگی را به وجود می‌آورند. این آشکارسازها را آشکارسازهای Ge و Si با لیتیم نفوذی یا آشکارسازهای Ge(Li) و Si(Li) می‌خوانند (که «جلی» و «سیلی» تلفظ می‌شوند). پس از نفوذ Li، آشکارساز Ge(Li) باید سرد نگه‌داشته شود (معمولاً در دمای نیتروژن مایع، یعنی ۷۷K)؛ در غیر این صورت Li از جایگاه شبکه‌ای خود در ناحیه تهی مهاجرت می‌کند و خاصیت آشکارسازی از بین می‌رود. سرد نگه‌داشتن آشکارساز، برانگیختگی گرمایی الکترونها و عبور آنها را از گاف انرژی کاهش می‌دهد، و در نتیجه از نوفه الکتریکی زمینه آشکارساز کاسته می‌شود. اخیراً، به علت پیشرفت روشهای پالایش بلورهای Ge، آشکارسازهای Ge با حجم بزرگ و خلوص زیاد در دسترس قرار گرفته‌اند که نیازی به نگهداری در دمای ۷۷K ندارند، ولی برای پایین نگه‌داشتن سطح نوفه در این دما کار می‌کنند. چند نمونه از آشکارسازهای حالت جامد در شکل ۲۱.۷ نشان داده شده‌اند.

ضخامت لایه نوع n در آشکارسازهای Ge(Li) و Si(Li) در حدود ۱ mm است، که پرتوهای گاما با انرژی متوسط به سهولت در آن نفوذ می‌کنند (برد یک فوتون ۱۰۰ keV در Ge در حدود ۴ mm و در Si در حدود ۲ cm است). اما، برد ذرات باردار خیلی کمتر است (برد الکترون ۱ MeV در Si و Ge در حدود ۱ mm)، برد ذرات آلفای با انرژی ۵ MeV در Ge و Si در حدود ۰.۲ mm است)، و چنین لایه‌ای مانع از رسیدن ذرات به ناحیه تهی می‌شود. انتخاب مناسب برای ذرات باردار، استفاده از آشکارساز سد سطحی است، که در آن لایه بسیار نازکی از نوع p بر سطح Si نوع n حکاکی یا نشانده می‌شود. سپس یک لایه نازک طلا از طریق تبخیر بر سطح فوقانی آن نشانده می‌شود تا به عنوان یک اتصال الکتریکی عمل کند. در این صورت، کل ضخامت که ذره برای رسیدن به ناحیه تهی باید از آن عبور کند در حدود ۱۸ μm است.

زمان گردآوری بار در یک آشکارساز با حجم بزرگ در گستره ۱۰ ns تا ۱۰۰ ns قرار می‌گیرد، و این تغییرات زمان به شکل هندسی آشکارساز (تخت یا استوانه‌ای) و محل ورود تابش نسبت به الکترونها بستگی دارد.



شکل ۲۱.۷ چهار اندازه مختلف آشکارسازهای سلیسیم سد سطحی در قسمت جلو نشان داده شده‌اند. دو آشکارساز بزرگ گاما از نوع Ge در زمپاهای آلومینیومی به اندازه تقریبی ۸ cm قرار دارند؛ آشکارسازها استوانه‌هایی به طول و قطر ۴ cm هستند. هر آشکارساز روی یک میله مسی نصب می‌شود که این میله با محفظه نیتروژن مایع (در طرف راست شکل) در تماس گرمایی است. جعبه‌های کوچکی که به موازات زمپاها سوار شده‌اند، تقویت‌کننده اولیه‌اند.

۵.۷ آمار شمارش

در کلیه اندازه‌گیریهای آزمایشگاهی منابع عدم قطعیت یا خطا وجود دارد. برخی از این عدم قطعیتها از خصوصیات دستگاه اندازه‌گیری ناشی می‌شود (مانند وقتی که با استفاده از خط کشی که بر حسب میلی‌متر مدرج شده است، می‌خواهیم کسری از میلی‌متر را برآورد کنیم). منشأ دسته دیگر، که عدم قطعیت واپاشی رادیواکتیو نمونه آن است، به تغییرات آماری ذاتی فرایندی مربوط می‌شود که وقوع آن اساساً کاتوره‌ای است. اگر تنها یک اندازه‌گیری از پدیده‌ای که تابع فرایند آماری و کاتوره‌ای است انجام دهیم، نتیجه اندازه‌گیری تنها در صورتی مفید است که بتوانیم به دو سؤال زیر پاسخ دهیم: (۱) این اندازه‌گیری تا چه اندازه نتیجه اندازه‌گیریهای آتی را پیش‌بینی می‌کند؟ (۲) نتیجه یک اندازه‌گیری منفرد تا چه اندازه می‌تواند به مقدار «حقیقی» نزدیک باشد؟ برای پاسخ به این پرسشها، بسا

توزیع آماری نتایج ممکن مختلف را بدانیم. نمونه‌ای متشکل از N هسته را در نظر بگیریم. می‌خواهیم احتمال $P(n)$ را برای واپاشی n هسته از این نمونه، در فاصله زمانی معین، محاسبه کنیم. (در اینجا فرض می‌کنیم که می‌توانیم زمان را با خطای کم اندازه بگیریم.) احتمال واپاشی یک هسته منفرد را با p نمایش می‌دهیم و آن را ثابت در نظر می‌گیریم. این بدان معنی است که هر هسته مستقل از حالت سایر هسته‌ها واپاشیده می‌شود. احتمال مورد نظر را می‌توان از توزیع دوجمله‌ای به‌دست آورد

$$P(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n} \quad (24.7)$$

در آزمایشهای کاتوره‌ای ساده، مانند بازی شیر و خط یا ریختن تاس، اغلب با توزیع دوجمله‌ای روبرو می‌شویم. نمونه‌ای از این توزیع را در شکل ۲۴.۷ که با مقدار میانگین \bar{n} مساوی pN (همان‌طور که انتظار می‌رود، با ضرب کردن احتمال واپاشی هر هسته در تعداد کل هسته‌های موجود، تعداد واپاشیها قابل محاسبه است) و نیز تعداد واریانس σ^2 مشخص می‌شود، نشان داده‌ایم

$$\bar{n} \equiv \sum_{n=0}^N nP(n) = pN \quad (25.7)$$

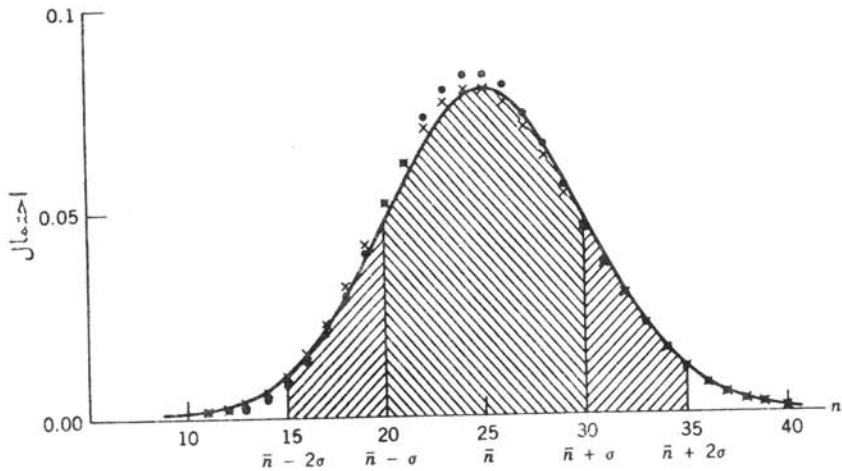
$$\sigma^2 \equiv \sum_{n=0}^N (n - \bar{n})^2 P(n) = \bar{n}(1-p) \quad (26.7)$$

انحراف معیار σ اندازه تقریبی «پهنای» توزیع آماری را به‌دست می‌دهد. وقتی n و N کوچک‌اند، توزیع دوجمله‌ای استفاده چندانی ندارد. ولی هنگامی که n و N خیلی بزرگ باشند (فرایندهای واپاشی را می‌توان نوعاً در این دسته قرار داد)، سودمندی این توزیع کم و انجام محاسبات مشکل می‌شود. تقریب کم در دسترتر برای این توزیع، هنگامی به‌دست می‌آید که $p \ll 1$ باشد (که معمولاً در مورد واپاشی رادیواکتیو صادق است).

$$P(n) = \frac{\bar{n}^n e^{-\bar{n}}}{n!} \quad (27.7)$$

که در آن $\bar{n} = pN$ است. این توزیع را توزیع پواسون می‌گویند. توجه کنید که احتمال مشاهده n واپاشی فقط تابع میانگین \bar{n} است. برای این توزیع $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$ است. یک تقریب مفید دیگر در این مورد وقتی به‌دست می‌آید که p کوچک و \bar{n} بزرگ ($\bar{n} \gg 1$) باشد. در این صورت می‌توان از توزیع بهنجار یا گاوسی استفاده کرد

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} e^{-(n-\bar{n})^2/2\bar{n}} \quad (28.7)$$



شکل ۲۲.۷ مقایسه توزیعهای دوجمله‌ای (●)، بواسون (×)، و گاوسی (-) برای $\bar{n} = 25$. تقریب استفاده از توزیع گاوسی با افزایش \bar{n} بهتر می‌شود. سطح زیر منحنی توزیع گاوسی بین $\bar{n} - \sigma$ و $\bar{n} + \sigma$ برابر ۶۸٪ سطح کل زیر منحنی است؛ بنابراین احتمال قرار گرفتن هر اندازه‌گیری منفرد، در فاصله $\pm \sigma$ از میانگین حقیقی \bar{n} برابر ۶۸٪ است. سطح بین حدود $\bar{n} \pm 2\sigma$ برابر ۹۵٪ سطح کل است.

که در این حالت هم $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$ است.

در اکثر موارد عملی، می‌توانیم برای تحلیل آماری از توزیع گاوسی استفاده کنیم. همان‌طور که در شکل ۲۲.۷ نشان داده شده است، توزیع گاوسی دارای این خصوصیت است که ۶۸٪ احتمال در فاصله $\pm \sigma$ از مقدار میانگین \bar{n} قرار می‌گیرد. متأسفانه مقدار میانگین \bar{n} را نمی‌توان با اندازه‌گیری به‌دست آورد؛ این مقدار فقط با انجام بی‌نهایت آزمون قابل حصول است. بدیهی است که در اینجا مقدار «حقیقی» را که در جستجوی آن هستیم با \bar{n} نشان داده‌ایم، و یک اندازه‌گیری منفرد با احتمال ۶۸٪ شانس قرار گرفتن در فاصله $\pm \sigma$ از \bar{n} را دارد. بنابراین، n را بهترین برآورد \bar{n} در نظر می‌گیریم و حد خطای n را به‌صورت $\pm \sigma$ یا $\pm \sqrt{\bar{n}}$ نشان می‌دهیم.

اگر اندازه‌گیرها را به‌دفعات تکرار کنیم، می‌توانیم یک نمودار ستونی به‌دست آوریم که به‌توزیع گاوسی نزدیک است، و خطای نسبی هر بار کاهش می‌یابد. اگر m اندازه‌گیری مستقل انجام‌دهیم و تعداد کل M شمارش را ثبت کنیم ($M = \sum_{i=1}^m n_i$). در این صورت، داریم

$$\sigma_M = \sqrt{\sum_{i=1}^m \sigma_i^2} = \sqrt{\sum n_i} = \sqrt{M} \quad (29.7)$$

$$\bar{n} = \frac{M}{m}$$

$$\sigma_{\bar{n}} = \frac{\sigma_M}{m} = \frac{\sqrt{M}}{m} = \sqrt{\frac{\bar{n}}{m}} \quad (30.7)$$

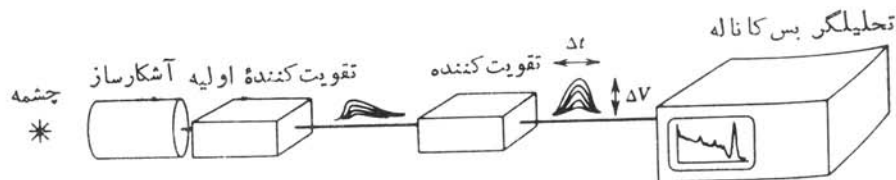
بدین سان، انحراف استاندارد (یا مقدار خطای) بهترین برآورد مقدار حقیقی \bar{n} با ضریب $1/\sqrt{m}$ کاهش یافته است. هر اندازه گیری مستقل دیگری که متعاقباً انجام شود، خطای میانگین را تقلیل می‌دهد.

کمیتی که از یک توزیع آماری کاتوره‌ای از این نوع پیروی کند (احتمال هر واقعه کم و مستقل از سایر وقایع، تعداد وقایع مشاهده شده زیاد)، دارای این خصوصیت بنیادی است که عدم قطعیت انتظاری در نتیجه مشاهدات را می‌توان به صورت جذر تعداد مشاهدات برآورد کرد. این مطلب نه فقط در مورد شمارشهای یک آشکارساز از واپاشی رادیواکتیو، بلکه در مورد تولید یونش در خود آشکارساز نیز صادق است. چنانکه در بخش بعد خواهیم دید، تفکیک انرژی یک آشکارساز با جذر تعداد وقایع یونشی مشخص می‌شود.

بالاخره، باید همواره به این نکته توجه داشت که رابطه جذر فقط برای تعداد وقایع خام به کار می‌رود، و در مورد کمیت‌های محاسبه شده مانند آهنگ شمارش یا اختلاف تعداد شمارشها به کار نمی‌رود. یعنی اگر آشکارساز تعداد N شمارش را در زمان t ثبت کند، آهنگ شمارش برابر N/t و عدم قطعیت آن برابر $N^{1/2}/t$ می‌شود. اگر بخواهیم زمینه B را از شمارش N کم کنیم، با توجه به قوانین عادی جمع خطاها، عدم قطعیت در تفاضل $N - B$ برابر $(N + B)^{1/2}$ است.

۶.۷ اندازه گیری انرژی

نمودار ساده‌ای از دستگاهی را که می‌تواند برای اندازه گیری انرژی تابشهای هسته‌ای مورد استفاده قرار گیرد، در شکل ۲۳.۷ نشان داده ایم. معمولاً سیگنال الکترونیکی حاصل از آشکارساز هسته‌ای مستقیماً به تقویت کننده اولیه می‌رود، و در آن تب بار آشکارساز به تب و ولتاژ تبدیل می‌شود (مثلاً، با پر شدن یک خازن) و سپس این تب به قسمت بعدی مدار فرستاده می‌شود. دستگاه تقویت کننده با تأمین بهره ولتاژ، تب حاصل از تقویت کننده اولیه را به حدود چند ولت می‌رساند و بدین ترتیب پردازش آن را به سهولت امکان پذیر می‌سازد. تقویت کننده باید خطی باشد تا تناسب بین انرژی تابش و ارتفاع تب حفظ شود. تپهای با ارتفاع مختلف را که در فرایند واپاشی پیچیده تولید شده‌اند می‌توان به سهولت توسط یک تحلیلگر بس کانه (MCA) به صورت نمودار ستونی نشان داد که در آن محور افقی نماینده ارتفاع تب و محور عمودی نمودار تعداد تپهاست. تپهای ورودی به صورت رقمی در می‌آیند، ارتفاع رقمی تب در حافظه‌ای به نام کانال ذخیره می‌شود؛



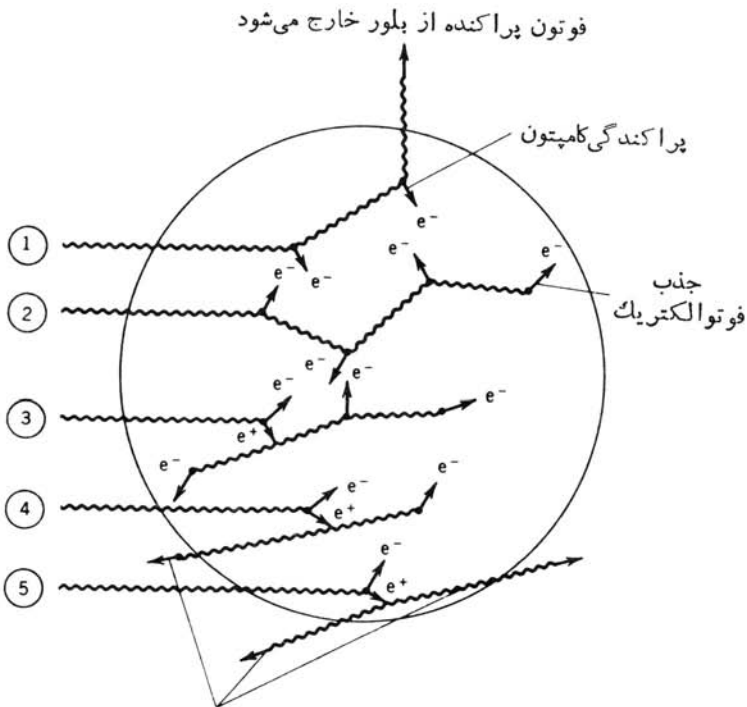
شکل ۲۳.۷ نمودار ساده‌ای از دستگاه الکترونیکی که می‌توان آن را در اندازه‌گیری انرژی تابشهای حاصل از یک چشمه به کار برد. تپهای بین تقویت کننده اولیه و تقویت کننده عموماً دارای زمان صعود کوتاه (ns) و زمان نزول طولانی (ms) و دامنه‌ای در حدود میلی‌ولت هستند. تپهای خارج شده از تقویت کننده مقارن‌ترین و پهنای Δt آنها در حدود μs و ارتفاع تپ ΔV آنها در حدود چند ولت است. در صفحه نمایش تحلیلگر بس کاناله ΔV در امتداد محور افقی قرار می‌گیرد.

واژه‌های روست که محور افقی را غالباً به صورت شمایه کانال مشخص می‌کنند. طیف ارتفاع تپ را می‌توان برای تعیین انرژی تابشهای گسیل شده از چشمه (با توجه به محل آنها در روی محور افقی) و شدت نسبی آنها (از سطح زیر قله‌های مختلف طیف) به کار برد. این عمل غالباً برای تابش γ انجام می‌شود، که اکنون با تفصیل بیشتر درباره آن بحث خواهیم کرد. در شکل ۲۴.۷ فرایندهایی نشان داده شده است که ممکن است در اثر ورود یک فوتون γ به یک آشکارساز جامد رخ دهند. فوتون می‌تواند چند بار در اثر پدیده کامپتون پراکنده شود؛ پس از پراکنندگی، فوتون قسمتی از انرژی خود را از دست می‌دهد و یک الکترون آزاد تولید می‌شود. به تدریج فوتون با یکی از دو سرنوشت زیر روبه‌رو خواهد شد: یا پراکنندگی کامپتون ادامه می‌یابد و در نهایت انرژی فوتون به قدری کم می‌شود که در اثر جذب فوتوالکتریک ناپدید می‌شود، و یا آن قدر به لبه بلور نزدیک می‌شود که در اثر پراکنندگی از آن خارج می‌شود. انرژی فوتون به صورت انرژی الکترونها درمی‌آید (انرژی فوتوالکتریک یا الکترونها پراکنده شده از پدیده کامپتون). این الکترونها بردشان در بلور بسیار کوتاه است و در نتیجه انرژی خود را به سرعت، با خلق فوتونهای نوری در سوسوزن و یا تولید زوج الکترون-حفره در آشکارساز نیم‌رسانا، از دست می‌دهند. بدین ترتیب می‌توان فرض کرد که تمام این انرژی جذب می‌شود، و ما از این کمیت به عنوان انرژی به جا مانده از فوتون اولیه در آشکارساز یاد خواهیم کرد. اگر سرنوشت فوتون اولیه جذب فوتوالکتریک باشد، انرژی به جا مانده با انرژی پرتو اولیه گاما برابر است. اگر فوتون به خارج از بلور پراکنده شود، انرژی به جا مانده از انرژی فوتون اولیه کمتر است.

حال مقدار انرژی الکترون پراکنده را در فرایند کامپتون مورد بررسی قرار می‌دهیم. از معادله (۱۵.۷) انرژی جنبشی الکترون را به دست می‌آوریم

$$T_e = E_\gamma - E'_\gamma = \frac{E_\gamma(1 - \cos\theta)}{mc^2 + E_\gamma(1 - \cos\theta)} \quad (31.7)$$

از آنجا که پراکنندگی در کلیه زوایا امکان پذیر است، انرژی الکترون پراکنده در گستره 0 برای $\theta = 0^\circ$ تا $2E\gamma / (mc^2 + 2E\gamma)$ برای $\theta = 180^\circ$ قرار می گیرد. این الکترونها معمولا به طور کامل جذب آشکارساز می شوند، و (در صورت فرار فوتون پراکنده) سهم آنها در پاسخ انرژی آشکارساز به صورت طیف پیوسته‌ای است که پیوستار کامپتون خوانده می شود و محدوده آن از انرژی صفر تا یک انرژی بیشینه است که آن را به کامپتون می گویند. (این

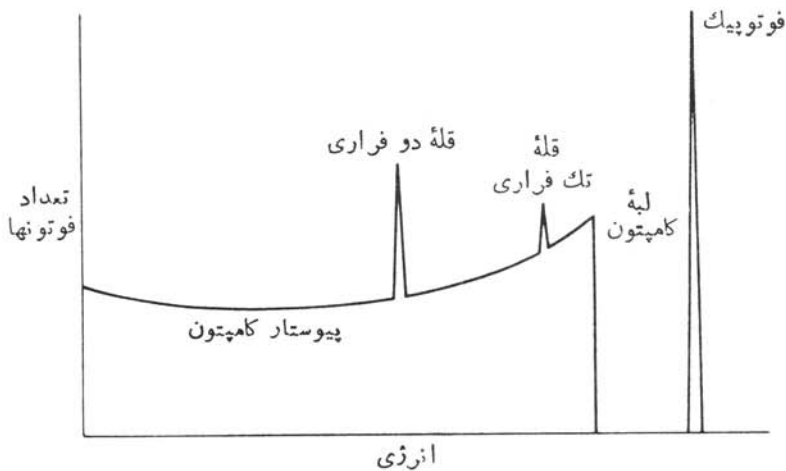


فوتون نابودی 511 keV از بلور خارج می شود

شکل ۲۴.۷ فرایندهایی که در آشکارسازی پرتو گاما رخ می دهند. (۱) فوتون پس از چند پراکنندگی کامپتون آشکارساز را قبل از به جا گذاشتن همه انرژی خود ترك می کند. (۲) پس از چند پراکنندگی کامپتون، جذب فوتو الکترونیک صورت می گیرد و تمام انرژی پرتو گاما در بلور به جا می ماند. (۳) به ترتیب فرایندهای تولید زوج، نابودی پوزیترون، پراکنندگی کامپتون، و جذب فوتو الکترونیک صورت می گیرند، و در نتیجه در این حالت هم تمام انرژی پرتو گاما در بلور به جا می ماند. (۴) یکی از فوتونهای نابودی آشکارساز را ترك می کند، و پرتو گاما انرژی کامل منهای 511 keV را به جا می گذارد. (۵) هر دو فوتون حاصل از نابودی آشکارساز را ترك می کنند، در نتیجه انرژی به جا مانده برابر انرژی کل منهای 1022 keV است. فرایندهای (۴) و (۵) در صورتی رخ می دهند که انرژی پرتو گاما بیش از 1022 keV باشد.

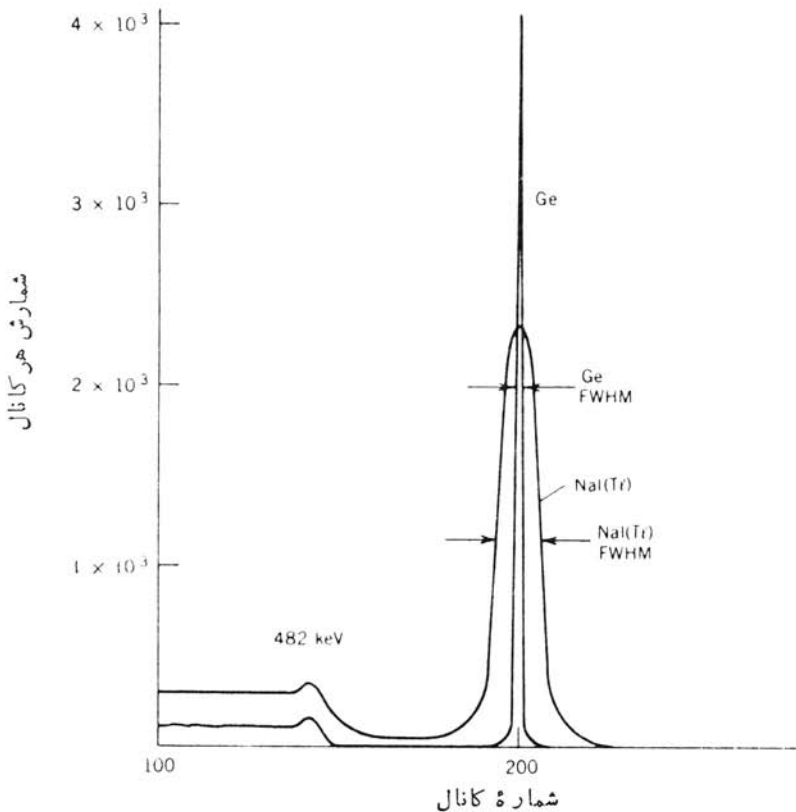
قسمت پیوستار طیف به صورت منحنی تخت نیست؛ فرمول کلاین-نیشینا یا معادله (۱۶.۷) چگس‌ونگی تغییرات احتمال پراکندگی را برحسب زاویه نشان می‌دهد. قله با انرژی $E = E_\gamma$ که با جذب کامل فوتو الکتریک متناظر است (وقله انرژی کامل یا فوتوپیک خوانده می‌شود) و پیوستار کامپتون را از شکل ۲۵.۷ نشان داده‌ایم.

تا کنون سومین فرایند برهم کنش پرتو گاما با آشکارساز یعنی تولید زوج را نادیده می‌گرفتیم. پوزیترون و الکترون، مطابق معادله (۱۸.۷)، با انرژی جنبشی کل $E_\gamma - 2mc^2$ به وجود می‌آیند، و جذب این انرژی در آشکارساز سبب ایجاد قله‌ای با انرژی کامل می‌شود. اما، با کند شدن پوزیترون و رسیدن آن به حدود انرژی‌های الکترون‌های اتمی، نابودی صورت می‌گیرد که طی آن پوزیترون و الکترون اتمی ناپدید می‌شوند و به جای آنها دو فوتون با انرژی mc^2 یا 511 keV به وجود می‌آیند. این دو فوتون می‌توانند بدون برهم کنش از آشکارساز خارج شوند، یا در اثر فرایندهای پراکندگی کامپتون، قسمتی از انرژی یا همه آن را از دست بدهند. بنابراین انتظار داریم که قله‌هایی را در $E_\gamma - 2mc^2$ (وقتی هر دو فوتون فرار کنند)، در $E_\gamma - mc^2$ (وقتی یکی فرار کند و دیگری کاملاً جذب شود)؛ و در E_γ (وقتی هر دو فوتون به طور کامل جذب شوند)، مشاهده کنیم. این قله‌های تک‌فراری و دو فراری در شکل ۲۵.۷ نشان داده شده‌اند.



شکل ۲۵.۷ نمونه پاسخ یک آشکارساز به پرتوهای گامای تک‌انرژی. فوتوپیک ناشی از جذب کامل انرژی پرتو گاما در آشکارساز، متناظر با وقایع ۲ و ۳ در شکل ۲۴.۷ است. پیوستار کامپتون از وقایع نوع ۱ تشکیل شده است، در حالی که قله‌های تک‌فراری و دو فراری از فرایندهای ۴ و ۵ ناشی می‌شوند. تفکیک انرژی آشکارساز می‌تواند قله‌ها را از آنچه در این شکل نشان داده شده است پهن‌تر کند، و پراکندگی چندگانه کامپتون فاصله بین لبه کامپتون و فوتوپیک را پهن می‌کند. قله‌های فرار فقط وقتی که انرژی پرتو گاما بیش از 1.022 MeV باشد، ظاهر می‌شوند.

دامنه‌های نسبی فوتوپیک، پیوستار کامپتون، و قله‌های فرار به اندازه و شکل آشکارساز بستگی دارند. به طور کلی، هرچه آشکارساز بزرگتر باشد، پیوستار کامپتون نسبت به فوتوپیک کوچکتر خواهد بود، زیرا احتمال آنکه فوتون پراکنده بتواند بدون برهم کنش مجدد تا سطح آشکارساز پیش برود کاهش می‌یابد. به همین ترتیب، در یک آشکارساز بزرگ، احتمال گیراندازی یک یا هر دو فوتون ۵۱۱ keV ناشی از نابودی هم بیشتر می‌شود. شکل ۲۶.۷ طیفهای توزیع ارتفاع تپ حاصل از MCA را که برای واپاشی ^{137}Cs و به کمک آشکارسازهای Ge و NaI(Tl) به دست آمده‌اند نشان می‌دهد. فقط یک پرتو منفرد گاما با انرژی ۶۶۲ keV در این واپاشی گسیل می‌شود. پیوستار و لبه کامپتون در این طیفها به سهولت قابل مشاهده‌اند. «دره» موجود بین لبه کامپتون و فوتوپیک کاملاً به‌صفر



شکل ۲۶.۷ مقایسه طیفهای حاصل از چشمه ^{137}Cs در آشکارسازهای Ge(Li) و NaI(Tl). انرژی فوتوپیک برابر ۶۶۲ keV است. توان تفکیک (FWHM) آشکارساز NaI(Tl) در حدود ۴۰ keV است، درحالی‌که برای Ge در حدود ۱ keV است. شدت (یا مساحت زیر قله) در Ge در حدود ۱٪ شدت در NaI(Tl) است.

نمی‌رسد و لبه کامپتون تیز نیست. در بحث قبل فرض کردیم که طیف پیوسته کامپتون ناشی از یک پراکندگی منفرد است، ولی در عمل پراکندگی چندگانه تصویر ساده شکل ۲۵.۷ را تغییر می‌دهد. همان‌طور که در طیف دیده می‌شود، لبه کامپتون در انرژی انتظاری $E = 478 \text{ keV}$ قرار می‌گیرد.

آنچه در مقایسه طیفهای حاصل از Ge و NaI(Tl) چشمگیر است، اختلاف بازده آشکارسازها (مساحت زیر منحنی فوتوپیکها) و اختلاف توان تفکیک (پهنای فوتوپیک) آنهاست. بازده آشکارسازهای NaI از آشکارسازهای Ge بیشتر است، و علاوه بر این نیز ارزاتر است (قیمت NaI در حدود ۱/۱۰ قیمت Ge یا کمتر است) و شرایط کار با آنها هم ساده‌تر است (NaI نیازی به خنک کردن ندارد). به علت تقاضای کنونی طیف‌نمایی هسته‌ای برای مطالعه واپاشیهای هرچه پیچیده‌تر، تفکیک اهمیت خاصی پیدا کرده است. برای مطالعه دقیق این واپاشیها، باید بتوانیم انرژی و شدت کلیه پرتوهای گاما را تعیین کنیم، اما اگر پهنای تمام قلدها به صورت پهنای مشخصه آشکارساز NaI(Tl) باشد رسیدن به این هدف امکان‌پذیر نخواهد بود. در کارهای اولیه آشکارسازهای Ge، برای آنکه به تفکیک خوب دسترسی پیدا کنند، باید به بازده فوق‌العاده ضعیف قناعت می‌کردند، به طوری که بازده این آشکارسازها فقط در حدود چند درصد آشکارسازهای NaI(Tl) می‌شد. پیشرفت‌های پالایش Ge، تولید آشکارسازهای با حجم بزرگ را امکان‌پذیر کرده است و بدین ترتیب، در حال حاضر بازده آنها فقط با ضریب ۲ تا ۳ کمتر از بازده NaI(Tl) است. به علت کوچکتر بودن عدد اتمی Ge از NaI، احتمال برهم‌کنش فوتون با آن همواره کوچکتر خواهد بود و بنابراین بازده نسبی آن نیز کمتر است. ضریب جذب فوتوالکترون تقریباً متناسب با Z^4 تغییر می‌کند.

حال دلایل توان تفکیک تجربی را با توجه به آمار فرایند آشکارسازی بررسی می‌کنیم. قلدهای انرژی کامل در هر دو آشکارساز NaI(Tl) و Ge را می‌توان تقریباً با شکل گاوسی نشان داد، و پهنای قلدها را در شکل کلی توزیع گاوسی با پارامتر σ مشخص کرد

$$f(E) = Ae^{-(E-\bar{E})^2/2\sigma^2} \quad (32.7)$$

که در آن A ثابت بهنجارش است. در اینجا نمی‌توان از رابطه بین میانگین \bar{E} و σ استفاده کرد، زیرا تعداد رویدادهای معرف میانگین \bar{n} را نمی‌دانیم (یادآور می‌شویم که $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$ فقط برای رویدادهای شمارشی به کار می‌رود).

عموماً پهنای ΔE را بر حسب پهنای نیم ارتفاع (FWHM)، یعنی فاصله ΔE بین دو نقطه E_1 و E_2 که در آنها $f(E_1) = f(E_2) = A/2$ مشخص می‌کنند که با دستکاری مختصری به صورت زیر درمی‌آید

$$\Delta E = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \cong 2.35\sigma \quad (33.7)$$

اغلب پهنای نیم ارتفاع FWHM را به صورت $\Delta E/\bar{E}$ نشان می‌دهند.

برای برآورد σ باید σ ، یعنی تعداد رویدادهای آماری مربوط به تولید علامت آشکارساز، را برآورد کنیم. انرژی پرتوگامای فرودی برابر 662 keV است. در NaI(Tl) بازده سوسوزنی (کسری از تابش فرودی که تبدیل به نور می‌شود) در حدود ۱۳٪ است، بنابراین 86 keV از انرژی فوتون در آشکارساز ظاهر می‌شود. انرژی هر فوتون در NaI در حدود 4 eV است، و بنا بر این تعداد فوتونهای نور (به طور متوسط) در حدود 21000 است. سهم این مقدار در توان تفکیک در حدود $21000 / 21000 \sqrt{21000} = 235$ یا حدود ۱٫۶٪ است. این تعداد در فوتوکاتد، کاهش بیشتری می‌یابد. ضریب عبور نور از انتهای شیشه‌ای اولیه تکثیرکننده نوعاً حدود ۸۵٪ است و بازده کوانتومی یک نمونه از فوتوکاتد (یعنی، تعداد فوتوالکتردهای گسیلی به ازای هر فوتون فرودی) در حدود ۲۳٪ است. بنا بر این تعداد فوتوالکتردها فقط در حدود ۲۵٪ تعداد فوتونهای فرودی، یا در حدود 4200 است و سهم آن در تفکیک انرژی در حدود $4200 / 4200 \sqrt{4200} = 235$ یا ۳٫۶٪ است. فرایند تکثیر الکترون در تکثیرکننده فوتونی تعداد رویدادها را افزایش می‌دهد و سهم کوچکتری در FWHM دارد. درکل فرایند آشکارسازی NaI(Tl) ، کمترین تعداد رویدادها مربوط به تولید الکترونها در فوتوکاتد است، و بنا بر این این تعداد اساسی‌ترین سهم را در تفکیک انرژی دارد. در این محاسبه ساده، تعدادی از اثرات داخل بلور، تکثیرکننده فوتونی، و تقویت‌کننده نادیده گرفته شده است، که تمامی آنها می‌توانند سهمهای غیر آماری در تفکیک داشته باشند. رقم ۶٪ (40 keV) در 662 keV نمونه بهتری است. پهنای نیم ارتفاع مطلق FWHM (پهنای قله انرژی) با افزایش انرژی تقریباً به صورت $E^{1/2}$ افزایش می‌یابد، ولی نسبت $\Delta E/E$ به صورت $E^{-1/2}$ تنزل می‌یابد؛ بنابراین توان تفکیک در انرژی 1 MeV در حدود ۵٪ (یا 50 keV) است.

در آشکارساز Ge تنها یک رویداد منفرد در تعیین آمار شمارش دخالت دارد، و آن هم تولید زوجهای الکترون-حفره در اثر برهم‌کنش فوتون است. متوسط انرژی لازم برای خلق زوج الکترون-حفره برابر 3 eV است، و بنا بر این متوسط تعداد رویدادهای آماری وقتی که یک فوتون 662 keV کاملاً جذب می‌شود، در حدود 220000 است. در این صورت، توان تفکیک این فوتون در حدود 33 keV است (طبق قرارداد، تفکیک NaI بر حسب درصد، و تفکیک Ge بر حسب keV بیان می‌شود). به این ترتیب، توان تفکیک Ge نسبت به NaI(Tl) به میزانی بیش از یک مرتبه بزرگی بهتر می‌شود که این تفاوت را می‌توان با توجه به خصوصیات جذب تابش در آشکارسازها به سهولت درک کرد.

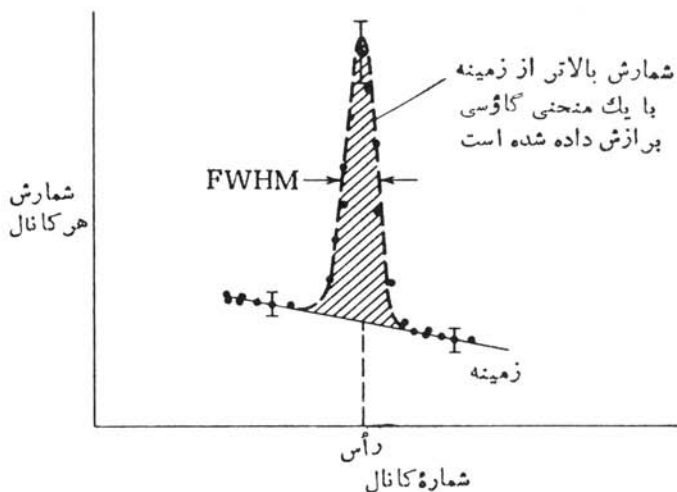
در برآورد توان تفکیک Ge چند عامل را نادیده گرفته‌ایم. در حقیقت جذب را نمی‌توان به خوبی به کمک آمار پواسون توصیف کرد؛ توجه به ماهیت صحیح فرایند آماری (به طریق تجربی) مقدار محاسبه شده را به حدود 10 keV تقلیل می‌دهد. فرایندهای غیر آماری (گردآوری بار توسط میدان الکتریکی، نوفه الکترونیکی در تقویت‌کننده اولیه و تقویت‌کننده) تا حدودی تمایل به افزایش این مقدار دارند. نمونه‌ای از این مقدار برای یک آشکارساز خوب امروزی برابر 17 keV در انرژی 1332 keV (انرژی پرتوگامای

حاصل از ^{60}Co که به‌عنوان استاندارد اندازه‌گیری تفکیک در نظر گرفته می‌شود) است، که در صورت معتبر بودن رابطه $E^{1/2}$ با تفکیک 1.2 keV در انرژی 662 keV متناظر است. در طیف‌نمایی پرتو γ (یا سایر تابشها)، هدف معمولاً تعیین انرژی و شدت تابش است. برای به‌دست آوردن انرژی، باید رأس قله انرژی را تعیین کنیم. برای قله‌های منزوی کاملاً جدا از هم، رأس را می‌توان با استفاده از یک دستورالعمل ساده تجربی تعیین کرد. ابتدا باید زمینه را کم کرد (قله ممکن است روی پیوستار کامپتون قله‌های پراثرتر قرار گرفته باشد) که این عمل معمولاً با رسم یک خط راست بین دو گروه از کانالهای زمینه قبل و بعد از قله انجام می‌شود (شکل ۲۷۰۷). در این حالت زمینه را خطی در نظر می‌گیریم، و شمارشهای زمینه را مستقیماً از شمارش کلی چشمه و زمینه کم می‌کنیم. رأس قله و سطح زیر آن را می‌توان به‌طریق زیر تعیین کرد

$$\text{سطح} = \sum y_i \quad (34.7)$$

$$\text{رأس} = \frac{\sum x_i y_i}{\sum y_i} \quad (35.7)$$

که در آن y_i نماینده تعداد شمارش خالص بیش از زمینه در کانال i است. روش دقیقتر برازش یک تابع گاوسی بدقله است. این عمل را با در نظر گرفتن بستگی تابعی به‌صورت



شکل ۲۷۰۷ مساحت سطح یک قله کاملاً تفکیک‌شده را می‌توان از تفاضل زمینه خطی از شمارش کل، سپس یا با جمع‌زنی شمارشهای بالاتر از زمینه، و یا با برازش یک تابع گاوسی با شمارشهای بالاتر از زمینه به‌دست آورد. چون شمارش هر کانال از یک فرایند شمارش ساده حاصل می‌شود، عدم قطعیت آن برابر جذر شمارش کانال خواهد شد. این حکم فقط برای شمارش کل هر کانال صادق است، و برای شمارش بالاتر از زمینه قابل استفاده نیست.

معادله (۳۲.۷) و لگاریتم‌گیری می‌توان به‌ساده‌ترین شکل انجام داد

$$\ln y_i = \ln A - \frac{(x_i - \bar{x})^2}{2\sigma^2} \quad (36.7)$$

یک برازش کمترین مربعات، پارامترهای \bar{x} ، σ ، و A را به‌دست می‌دهد. با انتگرال‌گیری از شکل گاوسی خواهیم داشت

$$\text{سطح} = \sigma A \sqrt{2\pi} \quad (37.7)$$

در مورد طیفهای پیچیده نمی‌توان از این دستورالعمل ساده استفاده کرد. در این گونه‌موارد، معمولاً زمینه را نمی‌توان با تقریب خطی به‌خوبی نشان داد. قله‌های نزدیک به هم را که ممکن است همپوشی داشته باشند، نمی‌توان به‌این طریق برازش داد. حتی فرض شکل گاوسی هم همیشه معتبر نیست، زیرا ممکن است در قسمت‌های کم‌انرژی و پر انرژی منحنی گاوسی «دنباله‌های» نهایی وجود داشته باشند. در این صورت، بر نامه‌های برازش پیشرفته‌ای وجود دارند که در آنها پارامترهای مختلف از جمله رأسها و سطوح قله‌ها و زمینه‌های غیرخطی قابل برآوردند.

با معلوم بودن رأس و سطح قله، می‌توان انرژی و آهنگ شمارش تابش را به‌دست آورد. برای تعیین انرژی باید دستگاه MCA را مدرج کرد، به‌طوری که بتوان شماره هر کانال را به انرژی تبدیل کرد. این عمل معمولاً با استفاده از دو یا چند تابش با انرژی مشخص E_1 و E_2 که دارای رأسهای \bar{x}_1 و \bar{x}_2 هستند، انجام می‌گیرد. سپس می‌توان یک رابطه خطی بین E و \bar{x} به‌دست آورد. چون دستگاههای MCA (و سایر قسمت‌های دستگاه، از جمله آشکارساز و تقویت‌کننده) ممکن است کمی غیرخطی باشند، توصیه می‌شود که انرژیهای درجه‌بندی E_1 و E_2 حتی‌الامکان نزدیک انرژی نامعلوم E انتخاب شوند. برای مدرج کردن دستگاه بر حسب انرژی باید از دو تابش استفاده کرد، زیرا کانال صفر MCA همیشه متناظر با ارتفاع تپ صفر نیست. برخی از چشمه‌های استاندارد مدرج‌سازی در جدول ۲.۷ نشان داده شده است.

برای تبدیل سطح قله به آهنگ شمارش مطلق، باید اطلاعاتی از بازده آشکارساز داشته باشیم. مانند اینکه زاویه فضایی آشکارساز از محل منبع تابش و احتمال جذب تابش فرودی در فوتوپیک باید معلوم باشند. بازده آشکارساز برای پرتوهای γ به شدت وابسته به انرژی است؛ بازده مطلق آشکارسازهای Ge و NaI(Tl) بر حسب انرژی پرتو γ در شکل ۲۸.۷ نشان داده شده است.

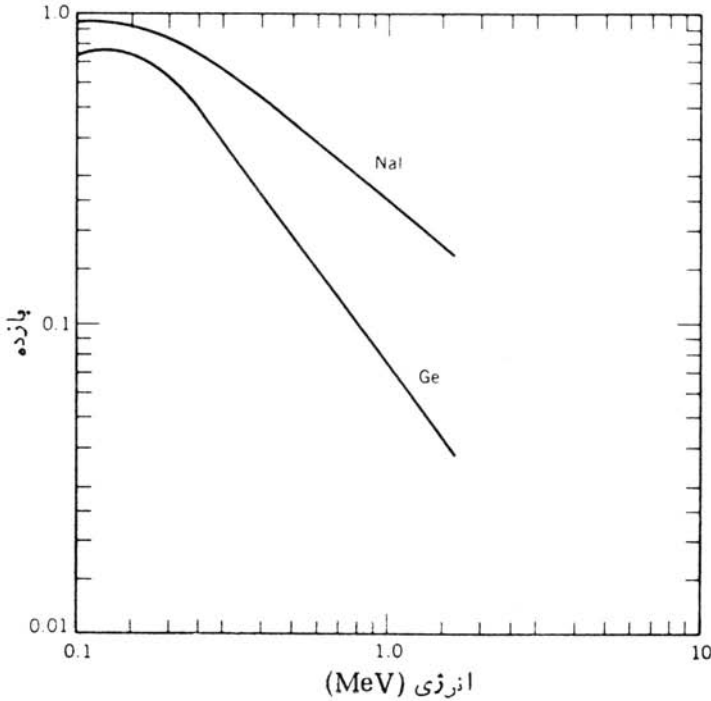
جدول ۲۰۷ استانداردهای متداول مورد استفاده در مدرج کردن آشکارسازها.

نوکلید	$t_{1/2}$	تابش	انرژی (keV)
^{109}Cd	۴۵۳ d	γ	88.037 ± 0.0005
^{57}Co	۲۷۱ d	γ	122.06135 ± 0.000013
			136.47434 ± 0.000030
^{198}Au	۲۷۶۹۶ d	γ	411.80441 ± 0.000015
^{137}Cs	۳۰۱۷ y	γ	661.661 ± 0.0003
^{60}Co	۵۷۲۷۱ y	γ	1173.238 ± 0.0015
			1332.513 ± 0.0018
^{207}Bi	۳۸ y	e^-	481.65 ± 0.001
			975.63 ± 0.001
^{241}Am	۴۳۳ y	α	548.574 ± 0.012
^{226}Ra	۱۶۰۰ y	α	478.475 ± 0.025
			548.976 ± 0.030
			600.285 ± 0.009
			768.709 ± 0.006

۲۰۷ اندازه‌گیریهای همفرودی و تفکیک زمانی

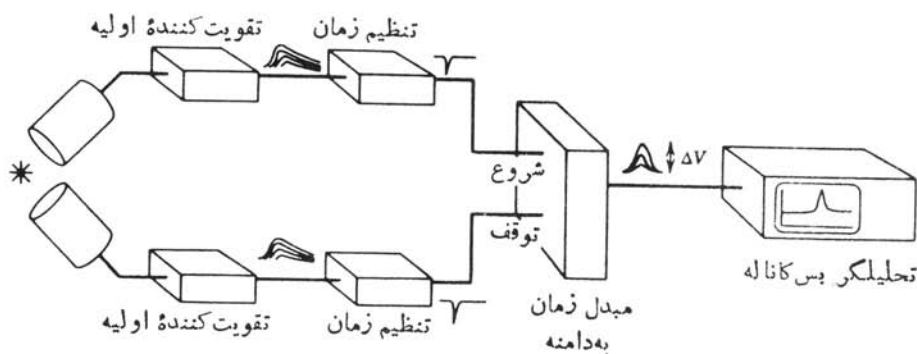
وقتی می‌خواهیم تابشهایی را که به‌طور متوالی یکی پس از دیگری گسیل می‌شوند - برای مثال، پرتوهای گاما را پس از یک واپاشی بتا - بررسی کنیم، معمولاً از دستگاهی مانند شکل ۲۹۰۷ استفاده می‌کنیم. هدف اصلی این دستگاه، تعیین همفرودی زمانی واقعی تابش دوم با تابش اول است. به عبارت دیگر، آیا فاصله زمانی بین دو تابش به اندازه کافی کوتاه است تا سرچشمه گرفتن آنها را از یک هسته در گسیل پیاپی توجیه کند؟ دستگاه مبدل زمان به دامنه (TAC) یک طیف زمانی از تپهای خروجی تولید می‌کند که ارتفاع آنها با تفاوت زمان ورود دو تپ ورودی متناسب است. این تفاوت زمان ورود به نوبه خود، پس از تصحیح تأخیرهای شناخته شده در دستگاههای رابط و کابل‌های علائم، به تفاوت زمان گسیل دو تابش از چشمه مرتبط می‌شود.

همفرودی زمانی دو تابش ناشی از یک هسته را همفرودی حقیقی یا واقعی می‌نامند. راه‌اندازی مدارهای تنظیم زمان در اثر تابشهای ناشی از هسته‌های مختلف نیز امکان‌پذیر است - که تحقق آن همفرودی شانسی یا تصادفی ناخواسته را به وجود می‌آورد. اصولاً، تمیز بین همفرودیهای واقعی و شانسی نسبتاً آسان است. پس از پذیرش اولین تابش در



شکل ۲۸.۷ بازده نسبی آشکارسازهای NaI و Ge. در اینجا «بازده» به معنی احتمال پدیدار شدن فوتون برخوردکننده با آشکارساز در فوتوپیک است. اندازه‌های مختلف آشکارساز در نظر گرفته نشده‌اند. منحنیها برای یک آشکارساز NaI(Tl) به قطر ۷٫۵ cm و ارتفاع ۷٫۵ cm و یک آشکارساز Ge به قطر ۴٫۲ cm و ارتفاع ۴٫۲ cm رسم شده‌اند. فاصله چشمه از آشکارساز برابر ۱۰ cm است. برای به دست آوردن بازده نسبی، احتمال نسبی ظهور فوتون ^{60}Co (گسیل شده از Ge) در فوتوپیک را، با در نظر گرفتن عامل زاویه فضایی، برابر ۸٪ این مقدار در NaI(Tl) در نظر می‌گیرند.

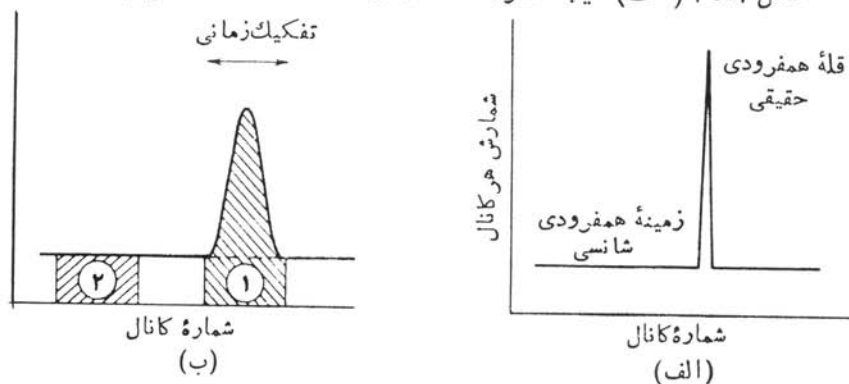
کانال شروع TAC، فقط زمان کوتاهی (در حدود نانوثانیه) برای ورود دومین تابش و راه اندازی کانال توقف صبر می‌کنیم. هرچه این زمان طولانیتر باشد، احتمال تولید یک همفرودی شانسی در اثر تابش هسته دیگر بیشتر می‌شود. (در این بحث فرض می‌کنیم که فاصله زمانی بین گسیل دو تابش از هسته ناچیز است. موردی را که این نکته در آن صادق نیست در قسمت بعد بررسی می‌کنیم.) طیف ارتفاع تپ، به تشخیص همفرودیهای حقیقی و شانسی فقط تاحدی کمک می‌کند. ارتفاعهای تپ، و در نتیجه تفاوت‌های زمانی، متناظر با علائم شروع و توقف همفرودیهای حقیقی دارای ارتباط زمانی ثابت و مشخصی هستند. همفرودیهای شانسی که نماینده گسیل از چشمه‌های مختلف اند ارتباط زمانی معینی ندارند. اگر آهنگ و پاشی چشمه تغییر نکند، احتمال گسیل دومین تابش (از یک هسته دیگر) به دنبال اولین تابش در تمام لحظات یکسان خواهد بود. همفرودیهای شانسی گستره یکنواختی از



شکل ۲۹۰۷ نمودار ساده دستگاہی که برای تمییز همفرودی زمانی دو تابش حاصل از چشمه (یعنی، اینکه آیا فاصله زمانی آنها به اندازه کافی کوتاه است تا سرچشمه گرفتن آنها را از یک هسته در گسیل پیاپی توجیه کند) به کار می‌رود. زمان خیز کوتاه علامت ناشی از هر تقویت کننده اولیه سبب راه اندازی یک مدار تنظیم زمان می‌شود. علائم سریع تنظیم زمان سبب شروع و توقف کار یک مبدل زمان به دامنه (TAC) می‌شود که ارتفاع تپ خروجی ΔV آن با اختلاف زمان بین شروع و توقف تپها متناسب است. طیف ارتفاع تپها (و در نتیجه زمانها) را می‌توان روی MCA نمایش داد.

ارتفاع تپ را تولید می‌کنند، در حالی که همفرودیهای حقیقی ارتفاع تپ منحصر به فردی را به وجود می‌آورند. نمونه‌ای از طیف مبدل زمان به دامنه قابل مشاهده روی صفحه نمایش تحلیلگر بس کاناله را در شکل ۳۰۰۷ نشان داده‌ایم.

شکل ۳۰۰۷ (الف) نتیجه مورد انتظار از آشکارسازها و الکترونیک ایده‌آل را



شکل ۳۰۰۷ طیف مبدل زمان به دامنه برای همفرودیهای حاصل از (الف) آشکارساز ایده‌آل و (ب) آشکارساز واقعی. ارتفاع تپ (که مشابه تمام طیفهای MCA در امتداد محور افقی، قرار می‌گیرد) تفاوت زمانی دو تپ را به دست می‌دهد. بی‌دقتی زمان در آشکارسازهای واقعی قله همفرودی را پهن می‌کند. مساحت زیر منحنی در ناحیه ۱ مجموع همفرودیهای حقیقی و شانسی را به دست می‌دهد. اگر زمینه تخت باشد، ناحیه ۲ همفرودیهای شانسی را نشان می‌دهد و تفاضل دو ناحیه نمایانگر همفرودیهای حقیقی است.

نشان می‌دهد که در آن علامت زمانی بی‌هیچ ابهام و عدم قطعیتی از تابش فرودی گرفته می‌شود. آشکارسازهای واقعی و الکترونیکی وابسته به آنها نتیجه پیچیده‌تری را نشان می‌دهند (مثلاً در اثر نوفه الکترونیکی، و یا در اثر مشکلات ناشی از راه‌اندازی مدار تنظیم زمان با استفاده از تپ تقویت‌کننده اولیه). طیف زمانی حاصل از آشکارساز واقعی در شکل ۳۰.۷ (ب) نشان داده شده است. در این مورد قله تیز همفرودیهای حقیقی پهن شده است، و پهنای آن مشخصه تفکیک زمانی آشکارساز و دستگاه الکترونیکی است. برای تعیین آهنگ گسیلهای همفرود، می‌توانیم نواحی ۱ و ۲ را در شکل ۳۰.۷ (ب) به‌طور الکترونیکی تعیین کنیم و با استفاده از تفاوت سطح آنها (در صورت اطمینان از تخت بودن همفرودیهای شانس) قله همفرودی حقیقی را به‌دست آوریم.

با استفاده از این روش، همواره می‌توانیم همفرودیهای شانس را تصحیح کنیم. ولی اگر آهنگ همفرودیهای شانس بسیار بالا باشد، خطاهای آماری تولید شده در اثر تفریق دو کمیت بزرگ و تقریباً مساوی می‌تواند منجر به یک آهنگ همفرودی حقیقی با خطای نسبتاً بزرگ شود. بنابراین، معمولاً توصیه می‌شود که آهنگ همفرودیهای شانس به کمترین سطح ممکن تقلیل یابد. این کار به دو طریق امکان‌پذیر است: (۱) چون آهنگ همفرودی شانس به انطباق کاتوره‌ای دو تپ بستگی دارد، مقدار آن متناسب با مجذور اکتیویته چشمه افزایش می‌یابد. برای مثال، دو برابر کردن اکتیویته، آهنگ همفرودی حقیقی را دو برابر و آهنگ همفرودی شانس را چهار برابر می‌کند. بنا بر این کاهش اکتیویته، آهنگ همفرودیهای شانس را کم می‌کند. از طرف دیگر، کاهش بیش از اندازه آن می‌تواند آهنگ همفرودیهای حقیقی را به اندازه‌ای کم کند که سبب نقصان دقت آماری شود. بنا بر این در تنظیم اکتیویته چشمه باید جانب اعتدال را رعایت کرد. (۲) بهینه‌سازی آشکارساز و دستگاه الکترونیکی می‌تواند تفکیک زمانی قله همفرودی حقیقی را در شکل ۳۰.۷ (ب) کاهش دهد، که این امر به معنای کاهش مشابه در همفرودیهای شانس زمینه است که باید شمرده شود. تفکیک زمانی در نهایت به تأثیر نوفه کاتوره‌ای در آشکارساز و دستگاه الکترونیکی و یا به تأثیر این نوفه در تغییرات زمان لازم برای گردآوری بار الکترونی آشکارساز، که مولد تپ تقویت‌کننده اولیه است، بستگی دارد. در آشکارسازهای ژرمانیم، مخصوصاً بلورهای با حجم بزرگی که در حال حاضر برای آشکارسازی پرتو گاما به‌کار می‌روند، زمان گردآوری بار در حجم آشکارساز می‌تواند تفکیک را به حدود ۱۰ ns تقلیل دهد. برای آشکارسازهای کوچک NaI با تکثیرکننده‌های فوتونی سریع، مقادیر تفکیک در گستره ۱ ns است، و در سوسوزنهای پلاستیکی مقادیر کوچکتر حدود ۱۰۰ ps هم امکان‌پذیر است.

۸.۷ اندازه‌گیری طول عمرهای هسته‌ای

روشهای اندازه‌گیری طول عمرهای هسته‌ای به اندازه خود این طول عمرها، که در گستره‌ای از ۱۰^{۱۵} سال برای بعضی ایزوتوپهای پرتوزای طبیعی تا کمتر از ۱۰^{-۱۵}s برای حالت‌های برانگیخته کم عمر قرار می‌گیرند، متنوع‌اند. جستجو برای واپاشی بن‌بازی دوگانه (فصل ۹

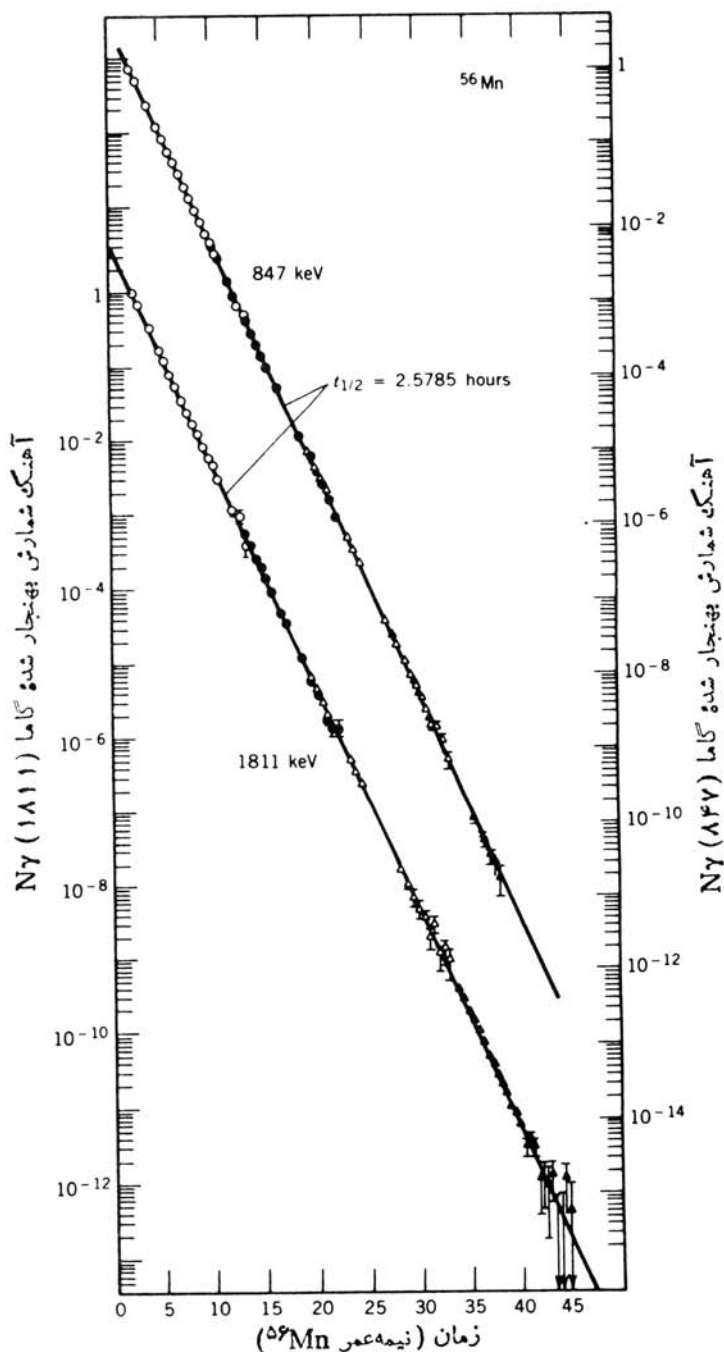
را ببینید) در گستره طول عمرهای حدود 10^{20} سال ادامه دارد، و فروپاشی هسته‌های بسیار ناپایداری مانند ${}^8\text{Be}$ یا ${}^5\text{He}$ در گستره طول عمرهای 10^{-16} تا 10^{-20} ثانیه اتفاق می‌افتد. در اینجا روشهای غیر متداول را برای این حالت‌های خاص بررسی نخواهیم کرد، بلکه فقط چند نمونه از روشهایی را بررسی خواهیم کرد که برای اندازه‌گیری طول عمرهای عادی در مطالعه واپاشیهای هسته‌ای به کار می‌روند.

مسلماً سراسر تست‌ترین روش، مشاهده کاهش نمایی اکتیویته بر حسب زمان است که در شکل ۱۰۶ نشان داده شده است. رسم اکتیویته A بر حسب t در مقیاس نیمه‌لگاریتمی مستقیماً ثابت واپاشی λ و در نتیجه نیمه عمر را به دست می‌دهد. برای نیمه‌عمرهای در گستره دقیقه تا ساعت، این روش آزمایشگاهی بسیار ساده است. می‌توانیم از تابش خاصی استفاده کنیم و شمارش در زمان معین را به کمک شمارنده تعیین کنیم. این روش را می‌توان برای نیمه‌عمرهای در گستره سال نیز به کار برد، اگرچه دنبال کردن واپاشی برای چند نیمه‌عمر کار چندان ساده‌ای نیست. با رسیدن به نیمه‌عمرهای بسیار طولانیتر، این روش غیر عملی می‌شود. مثالی از این روش مستقیم در شکل ۳۱۰۷ نشان داده شده است.

برای نیمه‌عمرهای بسیار طولانی، استفاده از روش اکتیویته ویژه مناسبتر است. (اکتیویته ویژه، مقدار اکتیویته ناشی از هر واحد ماده است که با یکایی مانند کوری بر گرم بیان می‌شود.) در اینجا می‌توان مستقیماً از رابطه $A = \lambda N$ استفاده کرد. مقدار A را با شمارش واپاشیهای گسیل شده در زمان معین N (تعداد هسته‌های رادیواکتیو) را با روش تحلیل شیمیایی یا طیف‌سنجی جرم می‌توان تعیین کرد.

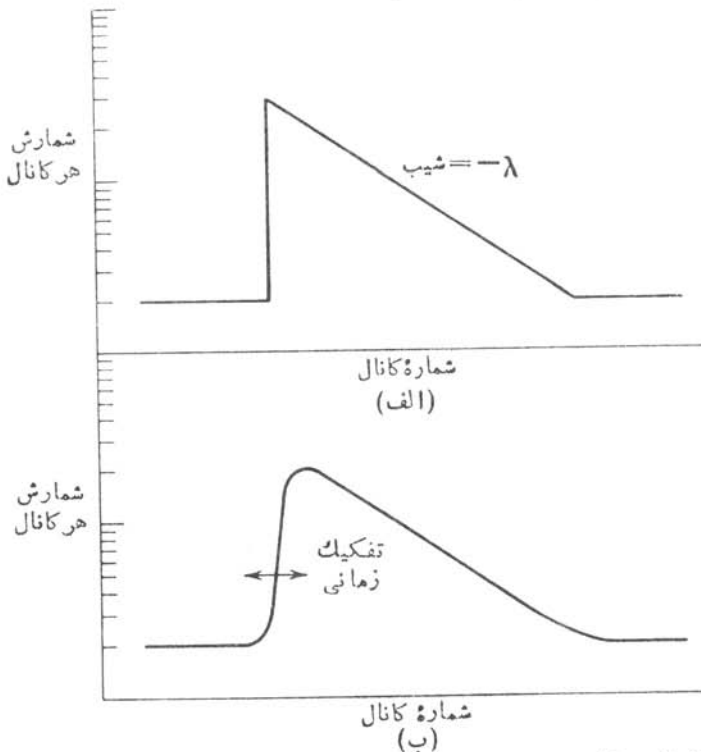
برای نیمه‌عمرهای کوتاهتر از دقیقه، دیگر نمی‌توان A را بر حسب t اندازه گرفت. یعنی اگر واپاشی مثلاً با نیمه عمر ۱۰ ثانیه انجام شود، فرصت آن را نخواهیم داشت که اطلاعات مربوط به یک نقطه را گردآوری و قبل از نابودی کامل نمونه شمارنده را برای شمارش بعدی آماده کنیم. در این گستره، می‌توان از یکی از امکانات موجود در تحلیلگرهای بس‌کاناله که شمارش چندگانه نامیده می‌شود استفاده کرد. در این روش، MCA به جای یک تب خطی یک تب منطقی را می‌پذیرد. یک زمان درنگ قابل تنظیم توسط آزمایش‌کننده تعیین می‌شود. دستگاه MCA از کانال ۱ شروع می‌کند و تعداد تپهای منطقی را در زمان درنگ می‌شمارد، سپس به کانال ۲ می‌رود و این چرخه را تکرار می‌کند. بنابراین، دستگاه MCA کار شمارش و خواندن تمام شمارنده‌ها را انجام می‌دهد، و بدین سان می‌توانیم منحنیهای واپاشی را مشابه شکل ۱۰۶ روی صفحه نمایش مشاهده کنیم.

اساساً می‌توانیم این روش را به نیمه‌عمرهای کوتاه و کوتاهتر نیز گسترش دهیم، ولی در زمانهای حدود 10^{-3} S به بن بست می‌رسیم. بیشتر آشکارسازهای تابش نمی‌توانند آهنگ شمارش بیش از $10^5/S$ را تحمل کنند. اگر زمان درنگ برابر 10^{-3} S باشد، بیشترین شمارش ممکن در هر کانال در حدود ۱۰۰ خواهد بود؛ و چون خطای هر کانال از مرتبه $\sqrt{100}$ یا ۱۰٪ است، خطای نیمه‌عمر در این روش خیلی زیاد خواهد شد. اگر برای تعیین فاصله زمانی بین تشکیل یک حالت هسته‌ای و واپاشی آن روش



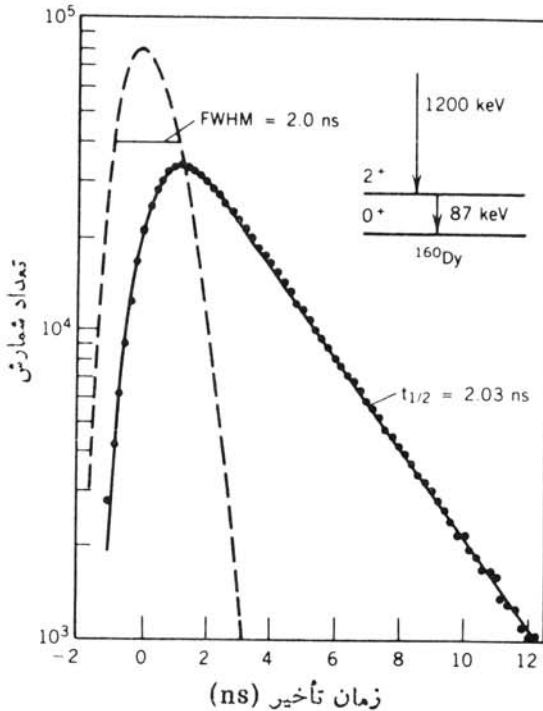
شکل ۳۱۰۷ اندازه گیری مستقیم نیمه عمر با استفاده از کاهش اکتیویته بر حسب زمان. اطلاعات حاصل از دو پرتوگامای مختلف ناشی از واپاشی ^{56}Mn بر حسب زمان، طی ۴۵ نیمه عمر، روی کاغذ نیمه لگاریتمی رسم شده است. طی این دوره آهنک شمارش در حدود ۱۳ مرتبه بزرگی تغییر می کند.

دقیقی در اختیار داشته باشیم، می‌توانیم نیمه‌عمرهای کوتاه‌تر از $3s-10$ را هم تعیین کنیم. تشکیل يك حالت را با مشاهده تابشی که به آن حالت منجر می‌شود می‌توان فهمید. بنا بر این می‌توانیم بین تابشی که تشکیل يك حالت را نشان می‌دهد و تابش ناشی از واپاشی آن يك آزمایش هم‌فرودی ترتیب دهیم. ساده‌ترین راه حصول این هدف، استفاده از مبدل زمان به‌دامنه (TAC) است که در شکل ۳۰.۷ برای مواردی که نیمه‌عمر در مقایسه با تفکیک زمانی کوتاه است، نشان داده شده است. اگر نیمه‌عمر قابل مقایسه با تفکیک زمانی یا طولانی‌تر از آن باشد، طیف TAC شواهدی دال بر کاهش نمایی عادی را که در تمام سیستم‌های رادیواکتیو دیده می‌شود نشان خواهد داد. یعنی احتمال بقای حالت در طول زمان پس از تشکیل آن با افزایش زمان به‌طور نمایی کاهش می‌یابد. بنا بر این، بیشترین احتمال این است که تابش دوم را در زمان کوتاهی پس از تشکیل آن حالت مشاهده کنیم؛ هر چه بیشتر صبر کنیم، احتمال بقای آن حالت کمتر می‌شود و تابش‌های دوم کمتری را می‌شماریم. طیف TAC حاصل در شکل ۳۲.۷ نشان داده شده است.



شکل ۳۲.۷ اگر حالت هسته‌ای بین اولین و دومین تابش در مقایسه با تفکیک زمانی دارای نیمه‌عمر خیلی کوتاه نباشد، کاهش نمایی آن قابل مشاهده می‌شود. این طیف‌های TAC را برای مشاهده اثر واپاشی حالت (الف) آشکارساز ایده‌آل، (ب) آشکارساز حقیقی، باید با شکل ۳۰.۷ مقایسه کرد.

این آزمایش، چگونگی کاربرد همفرودی تأخیری را نشان می‌دهد. نمونه‌ای از نتایج تجربی حاصل از این روش همفرودی تأخیری در شکل ۳۳.۷ نشان داده شده است. محدودیت استفاده از روش همفرودی تأخیری در قابلیت تشخیص منحنیهای آنی و تأخیری مطابق شکل ۳۳.۷ است. یعنی، تفکیک زمانی باید کوچکتر از نیمه عمر باشد. تفکیک زمانی Ge در حدود ۱۰ ns و NaI(Tl) در حدود ۱ ns، و سوسوزنهای پلاستیکی در حدود ۱ ns است. با اندازه گیری دقیق می‌توان روش همفرودی تأخیری را برای نیمه عمرهای کمتر از ۱۰ ps گسترش داد، ولی گستره اصلی کاربرد آن از 10^{-3} تا 10^{-11} s است. برای نیمه عمرهای کوتاهتر، فنون همفرودی قابل استفاده نیستند و باید از روشهای دیگر استفاده کرد. بعضی از این روشها شامل اندازه گیری احتمال برانگیزش يك حالت هسته‌ای از حالت پایه از طریق جذب تابش الکترومغناطیسی است. نمونه‌هایی از این



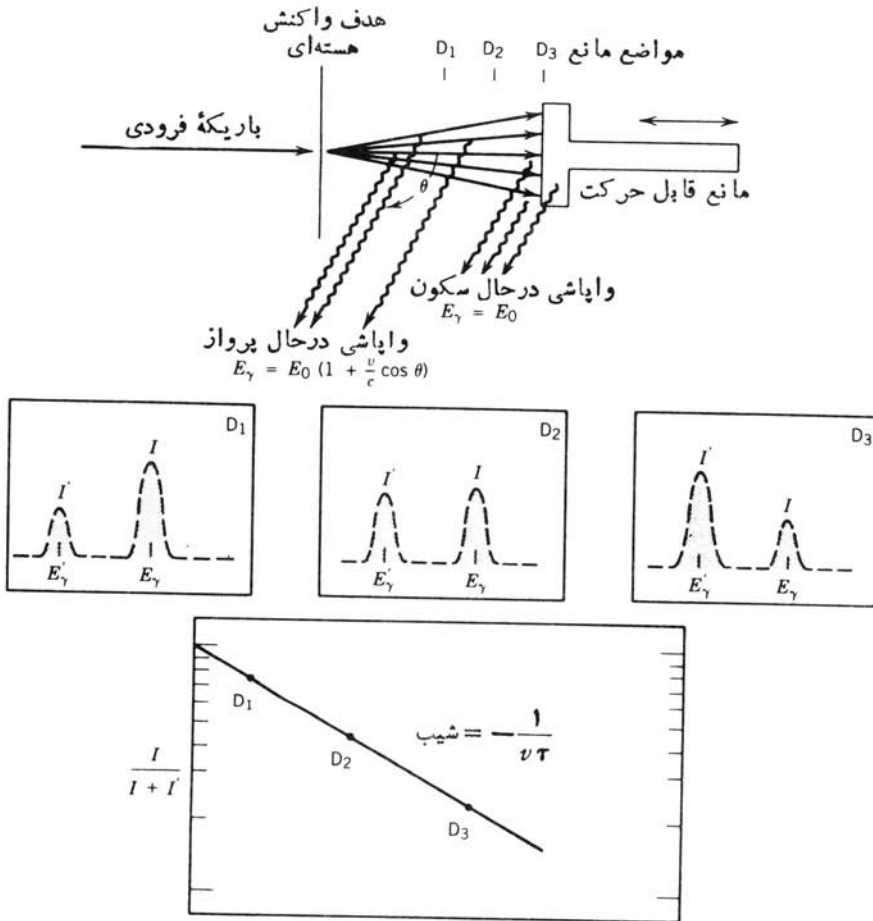
شکل ۳۳.۷ نمونه‌ای از اندازه‌گیری نیمه عمر با روش همفرودی تأخیری. منحنی خط چین پاسخ انتظاری را برای دو تابشی که به‌طور لحظه‌ای گسیل می‌شوند، یعنی در يك فاصله زمانی که در مقایسه با تفکیک زمانی دستگاه (۲ ns) کوتاه است، نشان می‌دهند. این همان منحنی به اصطلاح «آنی» است. منحنی تأخیری، گرد شدن ناشی از تفکیک زمانی محدود را مشابه شکل ۳۲.۷ نشان می‌دهد. قسمت خطی نمودار نیمه‌لگاریتمی، برای اولین حالت برانگیخته ^{160}Dy با انرژی ۸۷ keV، نیمه عمری برابر 2.03 ± 0.02 ns به دست می‌دهد.

آزمایشها را در بخشهای ۱۰-۱۱ و ۶ (جلد دوم، ترجمه فارسی) مورد بررسی قرار خواهیم داد. سایر فنون، اغلب در مورد هسته‌هایی که در واکنشهای هسته‌ای تولید می‌شوند به کار می‌روند. هسته‌های حاصل از واکنش، از محیط هدف به خارج منتقل می‌شوند. اگر این هسته‌ها در حالت برانگیخته تشکیل شده باشند، ممکن است در ضمن پرواز پرتوهای گاما نیز از آنها گسیل شوند. این پرتوهای گاما دارای انتقال دوپلر خواهند بود. اگر بار بیکه هسته‌های پس‌زن (در اثر برخورد با یک هدف جامد) متوقف شود، هسته‌های باقیمانده در حال سکون و پاشیده می‌شوند و انرژی آنها در اثر انتقال دوپلر تغییر نمی‌کند. بنا بر این، ووقله پرتو گاما، یکی با انرژی منتقل شده و دیگری با انرژی منتقل نشده، مشاهده می‌کنیم. نسبت شدتهای دو قله به مسافت پیش از توقف هسته‌های پس‌زده بستگی دارد. (اگر مسافت کوتاه باشد، هسته‌های کمتری در حال پرواز و پاشیده خواهند شد.) شکل ۳۴.۷ نمایش ساده‌ای از این آزمایش و نتیجه آن را نشان می‌دهد. کسر پرتوهای گاما در قله منتقل نشده با مساحت پس‌زنی به‌طور نمایی بستگی دارد، و این امر به نوبه خود نیمه‌عمر تراز برانگیخته را تعیین می‌کند. این روش برای گستره 10^{-10} تا 10^{-12} s مفید است. در کمتر از 10^{-12} s، فاصله پس‌زنی به قدری کوتاه است که این روش به آسانی قابل استفاده نیست. (برای نمونه نوکلئون غیر نسبیتی با $c = 0.1$ ، مسافت طی شده در 10^{-12} s برابر 3 mm است.) در عوض، در یک روش دیگر به هسته پس‌زن پس از واکنش اجازه نفوذ در جسم جامدی که به هدف چسبیده است داده می‌شود. هسته بلافاصله شروع به کند شدن می‌کند و بالاخره متوقف می‌شود. سرعت آن به‌طور پیوسته کم می‌شود، و بنا بر این انرژی گامای گسیل شده به‌طور پیوسته از مقدار بدون انتقال تا مقدار انتقال یافته تغییر می‌کند. با درک ساز و کار کاهش انرژی در برخورد با ماده مورد گذار، و با استفاده از، نمایه این توزیع انرژی می‌توان طول عمر مورد نظر را به دست آورد. این روش را می‌توان برای طول عمرهای کوتاه تا حدود 10^{-15} s به کار برد. در شکل ۳۵.۷ کاربرد هر دو روش نشان داده شده است.

۹.۷ سایر انواع آشکارساز

طیف‌سنجی مغناطیسی

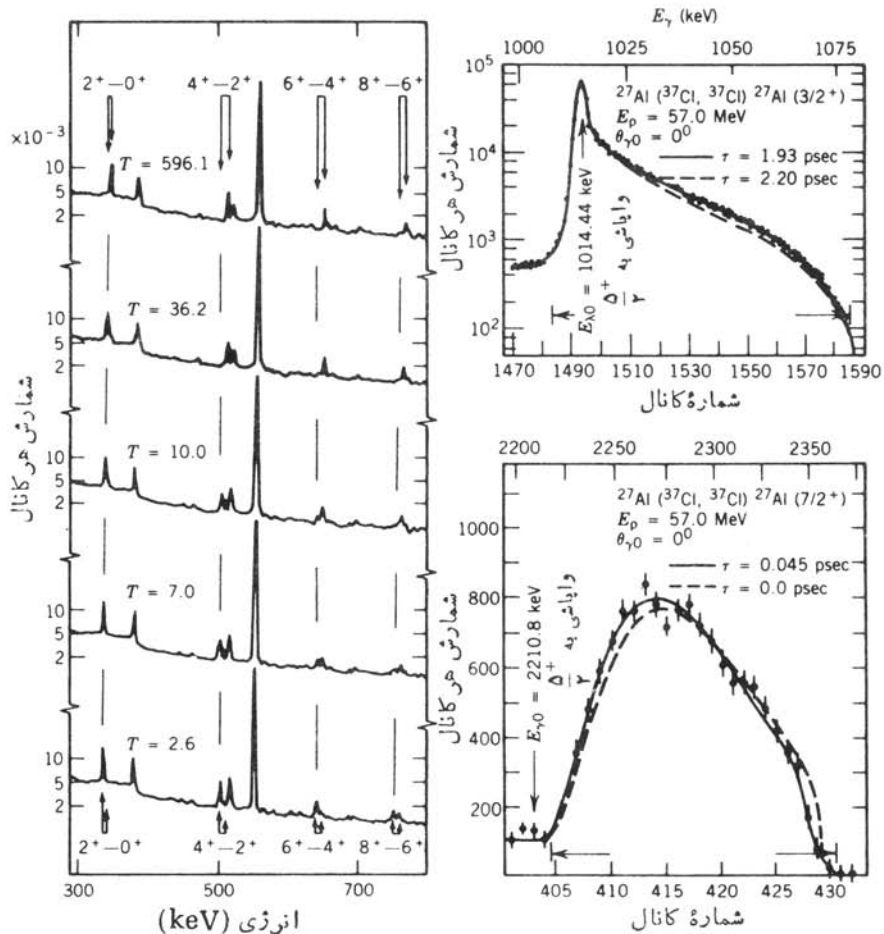
در اندازه‌گیری‌های اپتیکی، برای پاشیدگی نور و تجزیه آن به طول موجهای تشکیل‌دهنده از تسوری پراش استفاده می‌کنیم. بدین طریق جداسازی فضایی طول موجها امکان پذیر می‌شود، یعنی طول موجهای مختلف در مکانهای مختلف ظاهر می‌شوند، و بدین ترتیب می‌توانیم اثر آنها را روی فیلم عکاسی ثبت کنیم (در طیف‌نگار) و یا شدت آنها را به کمک یک شکاف و یک وسیله فوتوالکترونیک (در یک طیف‌سنج) تعیین کنیم. هدف از طرح یک دستگاه برای این اندازه‌گیریها، چنانکه در بسیاری از کتابهای مقدماتی بحث شده است، رسیدن به توان تفکیک بالا (که به صورت $\lambda/\Delta\lambda$ تعریف می‌شود و قابلیت تفکیک طول موجهای نزدیک به λ را با تفاوت $\Delta\lambda$ نشان می‌دهد) و پاشندگی زیاد است (که به صورت $\Delta\theta/\Delta\lambda$ یا



شکل ۳۴.۷ نمایش ساده‌ای از روش پس‌زنی دوپلر برای اندازه‌گیری طول عمر. هسته‌های واپاشنده توسط آشکارسازی که محور آن با جهت پس‌زنی زاویه θ می‌سازد مشاهده می‌شوند. حرکت مانع، تعداد نسبی واپاشیهای در حال پرواز و سکون را تغییر می‌دهد، که با استفاده از آن می‌توان عمر میانگین واپاشی را تعیین کرد.

جدایی زاویه‌ای $\Delta\theta$ در فاصله واحد طول موج $\Delta\lambda$ تعریف می‌شود.

همین اهداف در طرح طیف‌سنجیهای مغناطیسی برای ذرات باردار نیز وجود دارند. یعنی ما یلیم وسیله‌ای با پاشندگی زیاد و تفکیک کوچک در اختیار داشته باشیم. (تعریف تفکیک یکی از موارد متعدد اختلاف اصطلاحات بین فیزیکدانهای اتمی و هسته‌ای است. توان تفکیک یک توری، $\lambda/\Delta\lambda$ ، باید یک عدد بزرگ باشد؛ درحالی که تفکیک یک آشکارساز هسته‌ای، $\Delta E/E$ باید حتی الامکان کوچک باشد. این دو بیان معادل یکدیگرند ولی با عبارات متفاوت مطرح شده‌اند. طبق هر دو بیان، تابش تکفام فرودی بر یک وسیله باید با



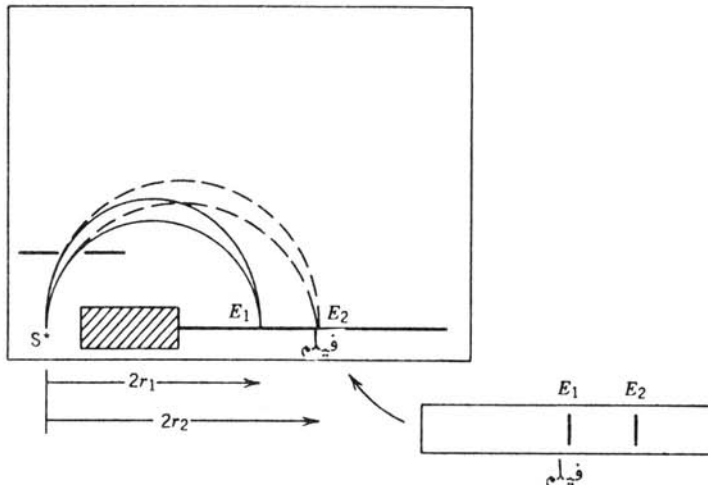
شکل ۳۵.۷ روشهای انتقال دوپلر برای تعیین طول عمر. در قسمت چپ اطلاعات خام از گذارهای حالت پایه نوار چرخشی ^{27}Al (2^+ , 4^+ , 6^+ و 8^+) نشان داده شده است. محل گذارهای منتقل شده و منتقل نشده در بالا و پایین علامت گذاری شده است. این اطلاعات با آشکارساز تحت زاویه 0° و با ترتیب هندسی شکل ۳۴.۷ گرفته شده اند. به همین دلیل، خط انتقالی به جای انرژی کمتر دارای انرژی بیشتر است. طیفهای مختلف در فواصلی از زمان که متناظر با زمانهای پرواز برابر 619 ± 56 ps برای $2^+ \rightarrow 4^+$ ؛ برابر 57 ± 8 ps برای $4^+ \rightarrow 6^+$ ؛ برابر 27 ± 5 ps برای $6^+ \rightarrow 8^+$ است. در قسمت راست دومورد نشان داده شده اند که در آنها طول عمر به قدری کوتاه است که نمی توان از روش پس زنی استفاده کرد. خط متناظر به قله انرژی گاما در تمام منطقه انرژی منتقل شده و منتقل نشده پهن شده است. نیمه عمر نمونه بالای در حدود 13 ± 25 ps و نیمه عمر نمونه پایینی در حدود 13 ± 25 ps به دست می آید.

کمترین گستردگی ممکن در انرژی یا طول موج از آن خارج شود.) همین‌طور مایلم که دستگاه اندازه‌گیری از بیشترین بازده ممکن برخوردار باشد. در مورد ذرات باردار، علاقه‌مندیم که ذرات تک انرژی متحرك در جهات مختلف را در يك مكان مشترك در وسیله خروجی جمع‌آوری کنیم.

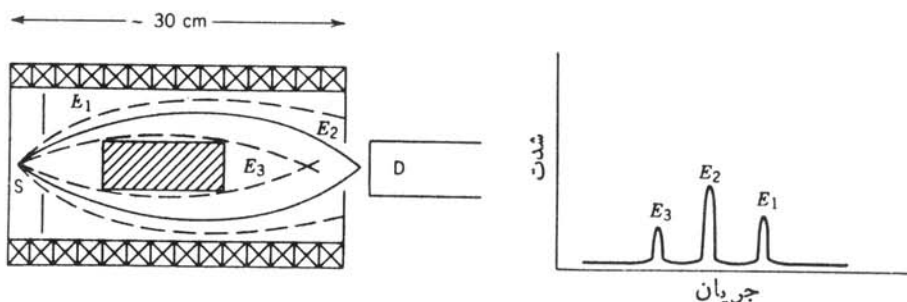
طرح طیف‌سنجیهای مغناطیسی با طرح طیف‌سنجیهای جرمی که در بخش ۲.۳ مورد بررسی قرار گرفت و در شکل ۱۳.۳ نشان داده شد، نقاط مشترك بسیار دارد.

طرزکار اساسی طیف‌سنجیهای مغناطیسی به قدری مشابه یکدیگر است که ما در اینجا فقط مشخصات کلی طرزکار آنها را شرح می‌دهیم و بحث درباره طرح و ساختمان آنها را به کارهای مفصلتر وامی‌گذاریم. اصول اساسی این وسایل در شکل ۳۶.۷ نشان داده شده است. فرض کنید که چشمه رادیواکتیو دو تابش متمایز با انرژیهای E_1 و E_2 (به‌عنوان مثال، دو دسته ذره آلفا) گسیل می‌کند. بدیهی است که این ذرات در جهات مختلف گسیل می‌شوند. در میدان مغناطیسی یکتواخت، این ذرات مسیرهای دایره‌ای دارند که در آنها حاصلضرب $B\tau$ تکانه ذرات را مشخص می‌کند [معادله (۲۰.۳)]. برخورد این دو دسته ذره با وسیله ثبتی مانند فیلم عکاسی، دو تصویر مشخص تولید می‌کند. جزئیات دیگر این دستگاه، به طرح میدان مغناطیسی برای بیشینه‌سازی کانونی‌کنندگی و بهبود تفکیک آن مربوط می‌شود.

يك نمونه از طیف‌سنج الكترونها در شکل ۳۷.۷ نشان داده شده است. میدان مغناطیسی توسط مجموعه‌ای از پیچ‌ها به وجود می‌آید. به ازای جریان معینی که از پیچ‌ها می‌گذرد (و در نتیجه میدان معینی که به وجود می‌آید)، فقط الکترونهای با انرژی مشخصی از شکاف



شکل ۳۶.۷ يك طیف‌سنج مغناطیسی ساده. میدان مغناطیسی یکتواخت B بر صفحه کاغذ عمود است. تکانه ذره، شعاع انحنای مسیر را تعیین می‌کند. يك اثر کانونی‌کننده هم وجود دارد که ذرات گسیل شده در هر گستره زاویه‌ای کوچک را در يك نقطه مشترك فیلم جمع‌آوری می‌کند.



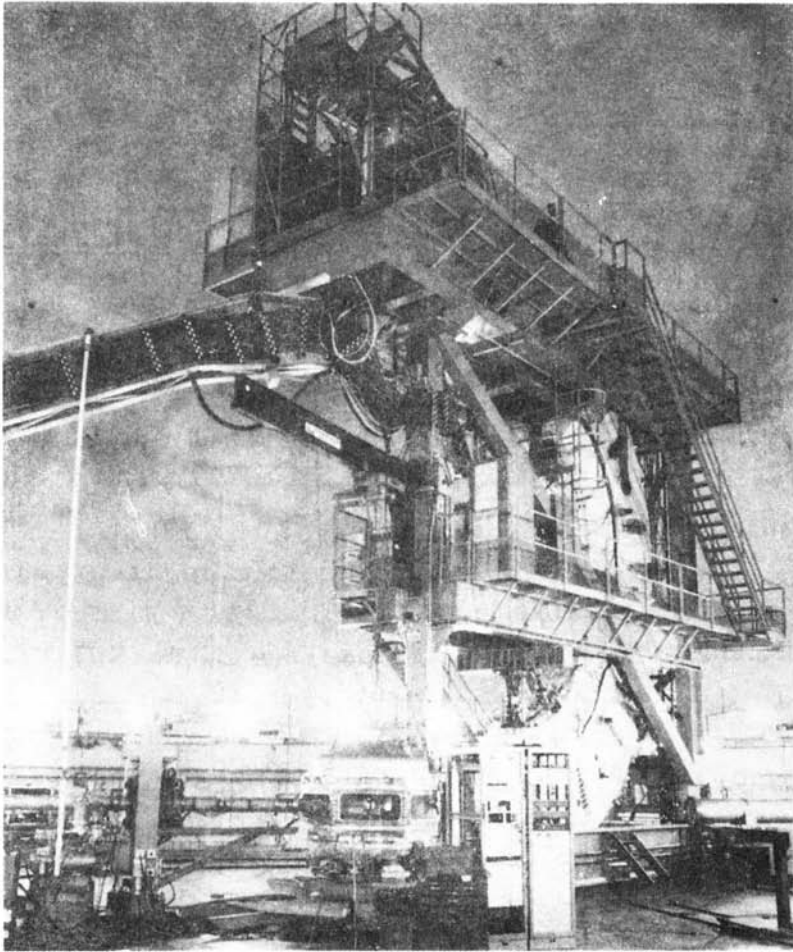
شکل ۳۷.۷ یک طیف سنسج با «عدسی» مغناطیسی که برای الکترونها طرح شده است. طرز کار آن بسیار شبیه عدسیهای اپتیکی است. پیچچهها یک میدان مغناطیسی در امتداد محور دستگاه ایجاد می کنند. ذراتی که انرژی کاملاً مشخص E_p داشته باشند، روی شکاف خروجی کانونی می شوند و به آشکارساز می رسند، ولی ذرات با انرژیهای دیگر ثبت نمی شوند. تغییر جریان پیچچهها، کانونی کردن گروههای انرژی دیگر و مشاهده آنها را توسط آشکارساز ممکن می سازد.

عبور می کنند و سایر الکترونها از آن رد نمی شوند. شدت الکترونهاي خروجی به ازای جریانهای فرودی مختلف را یک آشکارساز ثبت می کند. تفکیک $\Delta E/E$ قابل حصول برای این وسیله نوعاً کمتر از ۱۰٪ است، در حالی که بهترین تفکیک برای الکترونها در یک آشکارساز Si(Li) ممکن است در حدود ۵٪ باشد. این بهبود تفکیک، در مطالعات شدت الکترونهاي تبدیل داخلی ناشی از زیر پوستههای مختلف از اهمیت خاصی برخوردار است (بخش ۶.۱۰ را ببینید).

طراحی طیف سنسجهای مغناطیسی برای ذرات سنگین، مانند آلفا و پروتون، نیز بر همین اساس است ولی جرم بزرگترین گونه ذرات باید در ساختمان آنها در نظر گرفته شود. برای خم کردن ذرات سنگین به میدانهای قویتری نیاز است، که این امر معمولاً استفاده از آهنرباهای آهنی را به جای پیچچههای حامل جریان ضروری می سازد. با وجود این، شعاع انحنای مسیر ذرات معمولاً بزرگ است و در نتیجه اندازه فیزیکی این وسایل بسیار بزرگتر از طیف سنسجهای الکترون می شود. اندازه یک طیف سنسج نمونه ممکن است به حدود چند متر، و وزن کل آهن موجود در آن می تواند به ۱۰۰ تن برسد. شکل ۳۸.۷ نمونه ای از طیف سنسج مغناطیسی را نشان می دهد که برای ذرات سنگین باردار طرح شده است. تفکیک این دستگاه نیز در حدود ۱۰٪ یا بهتر است، که با ضریب ۳ تا ۵ بر Si(Li) یا آشکارسازهای سد سطحی برتری دارد.

شمارگر تلسکوپی

یک شمارگر تلسکوپی متشکل از دو یا چند شمارگر است، که در آن تابش مورد نظر به ترتیب از شمارگرها عبور می کند و معمولاً در آخرین شمارگر به طور کامل جذب می شود. برای جذب کامل انرژی ذره، آخرین شمارگر معمولاً دارای بیشترین حجم است؛ بقیه شمارگرهای تلسکوپ بسیار نازک اند، به طوری که ذره فقط کمی از انرژی ΔE را در



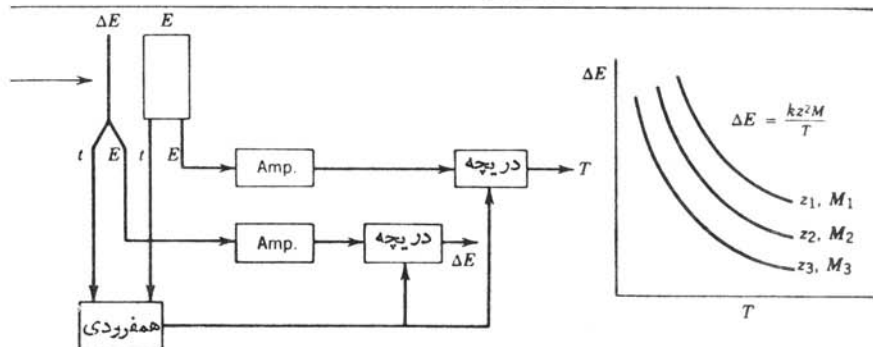
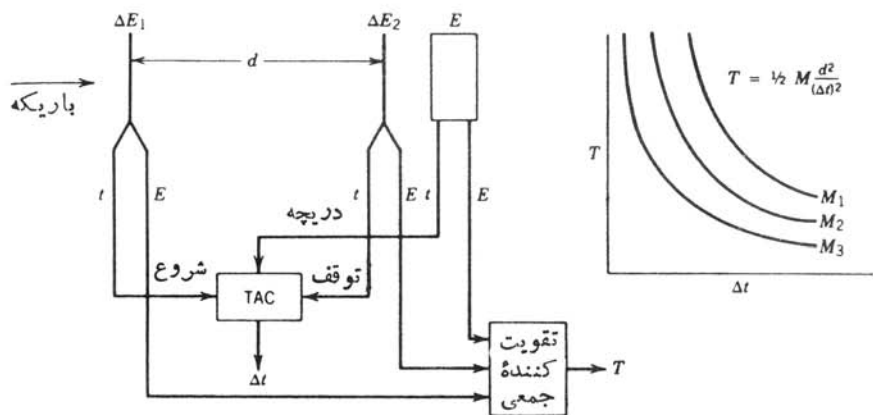
شکل ۳۸۰۷ طیف‌سنج پروتون با تفکیک بالا در آزمایشگاه فیزیک مزونها در لوس آلاموس. باریکه پروتون فرودی از طریق لوله‌های پایینی سمت چپ وارد و در اتاقک هدف در ناحیه مرکزی پراکنده می‌شود. پروتونهای پراکنده دوباره توسط آهنرباهای خم‌کننده عمودی به اندازه 75° منحرف می‌شوند و در قسمت بالای ساختمان آشکارسازی می‌شوند. تفکیک انرژی برای پروتونهای 800 MeV در حدود 30 keV است.

هریک از آنها از دست می‌دهد. شمارگرهای ΔE معمولاً برای زمان‌سنجی انتخاب می‌شوند. سوسوزنهای پلاستیکی بهترین انتخاب محسوب می‌شوند، زیرا خصوصیات زمان‌سنجی آنها عالی است و به آسانی می‌توان آنها را در اندازه‌ها و به اشکال مختلف مورد نیاز آزمایشها ساخت. در سایر دستگاهها ممکن است از شمارگرهای تناسبی استفاده شود، که به کمک

آنها می‌توان مسیر ذره را ثبت کرد.

شمارگرهای تلسکوپی موارد استفاده مختلف دارند و می‌توان آنها را به کمک آشکارسازهای مختلف ساخت. ما فقط یکی از کاربردهایشان، یعنی استفاده از آنها را برای شناسایی ذره مورد بررسی قرار می‌دهیم. (درباره شمارگرهای تناسبی مکان‌یاب در قسمت بعدی همین بخش بحث خواهیم کرد.)

شکل ۳۹.۷ دو تلسکوپ ساده را نشان می‌دهد که می‌توانند برای شناسایی ذرات مورد استفاده قرار گیرند. در روش نخست، از دو شمارگر نازک برای استخراج علائم زمانی استفاده می‌کنیم. این علائم زمانی را می‌توان با استفاده از یک TAC برای استخراج زمان لازم برای طی فاصله بین دو شمارگر به کار برد. بدین وسیله می‌توان سرعت ذره، و چون



شکل ۳۹.۷ دو نمونه مختلف شمارگرهای تلسکوپی. (بالا) در روش زمان پرواز، یک TAC زمان لازم را برای طی مسافت بین دو آشکارساز ΔE اندازه می‌گیرد، و یک تقویت کننده جمعی، سه مقدار کاهش انرژی را برای بدست آوردن انرژی ذره جمع می‌کند. رسم تغییرات انرژی بر حسب $\Delta E \cdot T$ خانواده‌ای از هذلولیها را تولید می‌کند که تعیین کننده جرم ذره اند. (پایین) روش $\Delta E \cdot T$ نیز خانواده‌ای از هذلولیها را به وجود می‌آورد که M و z را تعیین می‌کنند.

انرژی جنبشی هم به کمک شمارگر E تعیین می‌شود، جرم ذره را به دست آورد. این روش را روش زمان پرواز می‌نامند که دارای کاربردهایی غیر از شناسایی ذره است. این روش معمولاً در اندازه‌گیری انرژی نوترون به کار می‌رود که برای آنها در شمارگرهای E فوتوپیک به دست نمی‌آید، و از همین رو به طور نسبتاً تقریبی انرژی نوترون تعیین می‌شود (فصل ۱۲، جلد دوم، ترجمه فارسی را ببینید). شکل ۴۰.۷ نمونه‌ای از کاربرد این روش را برای شناسایی محصولات واکنش نشان می‌دهد.

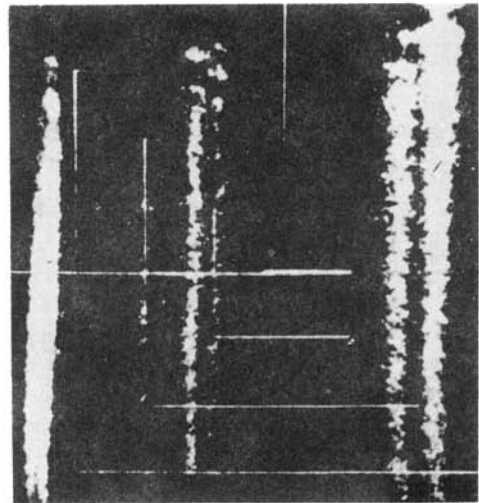
دومین روش متضمن اندازه‌گیری کاهش انرژی در شمارگر نازک است. با استفاده از معادله توان ایستاندگی بته، معادله (۳.۷)، مشاهده می‌شود که با تقریب خوب داریم $\Delta E \propto v^{-2}$ ، زیرا عوامل درون پرانتز برای ذرات نسانسیتی کوچک هستند. بنابراین حاصلضرب $\Delta E \cdot T$ برابر kz^2M است که در آن z بار ذره، M جرم آن و k مقداری ثابت است (که به ماده جاذب بستگی دارد). با رسم ΔE بر حسب T خانواده‌ای از هدلولیهای متناظر با مقادیر مختلف z^2M به دست می‌آیند. [معادله (۷.۷) برای الکترونها را می‌توان مشا به ذرات نسییتی سبک نوشت]. شکل ۴۱.۷ نتایج تحلیل $\Delta E \cdot T$ را برای باریکه‌ای از ذرات نشان می‌دهد.



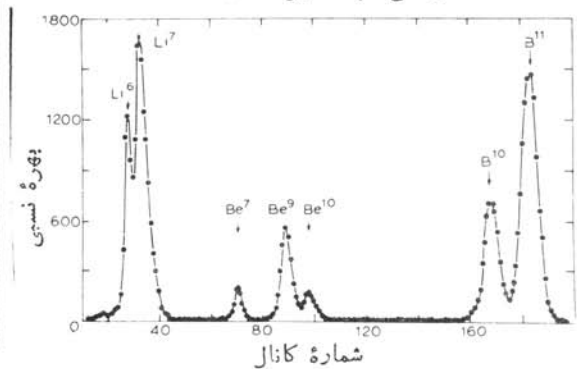
شکل ۴۰.۷ شناسایی ذره به روش زمان پرواز. اطلاعات T بر حسب ΔE درست‌مشا به شکل ۳۹.۷ رسم شده‌اند. هدلولیها از بالا به ترتیب ^{16}O ، ^{13}C ، ^{12}C ، ^7Li ، ^6Li ، و ^4He را نشان می‌دهند.



ارتفاع تپ آشکارساز E



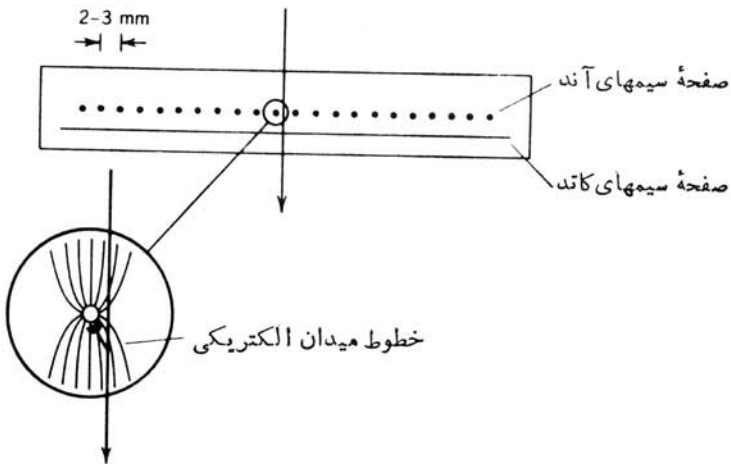
ارتفاع تپ تکثیر کننده



شکل ۴۱۰۷ روش $\Delta E.T$ برای شناسایی ذره. در قسمت چپ، نمودارهای هذلولی شبیه شکل ۳۹۰۷ نشان داده شده‌اند. در تصویر بالایی سمت راست، اطلاعات با دستورالعمل اندکی متفاوت رسم شده است؛ T روی محور قائم و $\Delta E.T$ روی محور افقی نشان داده شده است. این روش رسم اطلاعات نشان می‌دهد که $\Delta E.T$ واقعاً ثابت است. دو تصویر پایین سمت راست، طیف متناظر با تصویر نشان داده شده است. شماره کانال، ارتفاع تپ حاصل ضرب $\Delta E.T$ را نشان می‌دهد. توجه کنید که این روش ${}^7\text{Li}$ را از ${}^9\text{Be}$ و ${}^{10}\text{Be}$ را از ${}^{10}\text{B}$ جدا می‌کند. اما در روش زمان پرواز که فقط نسبت به جرم حساس است و مستقل از بار است، این نوکلیدها از یکدیگر جدا نمی‌شوند.

شمارگرهای تناسبی چندسیمی

شمارگرهای تناسبی چندسیمی (MWPC) را به عنوان نمونه‌ای از آشکارسازی که نسبت به محل بسرهم کنش ذره حساس است، بررسی می‌کنیم. از این آشکارسازها می‌توانیم در



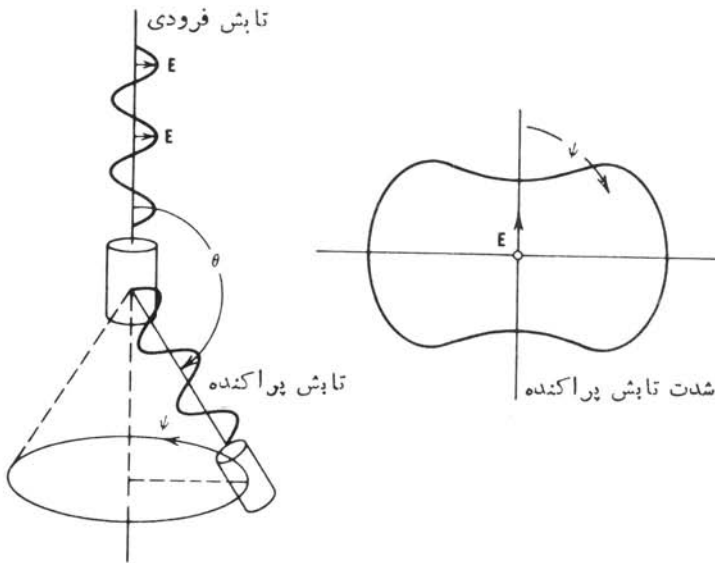
شکل ۴۲.۷ نمودار ساده‌ای از یک شمارگر تناسبی چندسیمی. عبور ذره باردار از مجاورت یکی از سیمهای آند بهمنی به وجود می‌آورد که به عنوان یک علامت منفرد فقط روی همان سیم خوانده می‌شود. بنا بر این می‌توان محل ذره را با دقتی در حدود فاصله بین سیمها تعیین کرد. سیمها و پنجره‌های ورودی و خروجی فوق‌العاده نازک‌اند، به طوری که ذره انرژی بسیار کمی را از دست می‌دهد. این آشکارسازها معمولاً در یک تلسکوپ، همراه با یک شمارگر ضخیم E که در قسمت انتهایی انرژی ذره را تعیین می‌کند، به کار می‌روند.

یک ترتیب تلسکوپی برای نقشه برداری از مسیر ذره حاصل از یک واکنش هسته‌ای استفاده کنیم. معمولاً یک شمارگر MWPC (شکل ۴۲.۷) در اساس از دو صفحه سیمهای جداگانه آند و کاتد تشکیل شده است، که به فاصله ۲ تا ۳ mm از یکدیگر قرار گرفته‌اند. حجم خود شمارگر ممکن است به ۱ m^3 برسد. ذره باردار در عبور از اتاقک با یونشهایی که تولید می‌کند سبب ایجاد بهمنی از یونش در حوالی یکی از سیمها می‌شود. سیمها به طور جداگانه بررسی می‌شوند، و بدین سان با استفاده از علائم خروجی می‌توانیم محل ذره را با دقتی در حدود فاصله بین سیمها (۲ تا ۳ mm) مشخص کنیم.

قطب‌سنجها

اغلب می‌خواهیم قطبیدگی تابش مورد مشاهده را اندازه بگیریم. برای ذرات با اسپین $1/2$ ، مانند الکترون‌ها و نوکلئونها، قطبیدگی به معنی جهت بالا یا پایین مؤلفه اسپین نسبت به یک محور خاص است. برای فوتونها، معمولاً قطبیدگی خطی کلاسیک مورد نظر است که به کمک بردار تابش الکترومغناطیسی تعیین می‌شود.

پراکنندگی کامپتون فوتونها، چنانکه در شکل ۴۳.۷ نشان داده شده است فرایندی وابسته به قطبش است. با مشاهده شدت تابش پراکنده در نقاط مختلف حول پراکننده، می‌توانیم

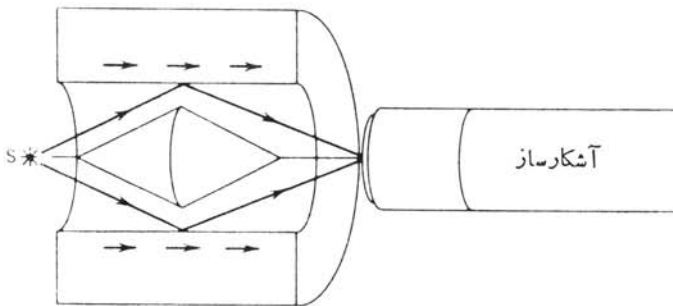


شکل ۴۳.۷ یک قطب‌سنج کامپتون. با حرکت آشکارساز در مختصات استوانه‌ای و به‌ازای مقادیر مختلف ψ ، شدت تابش پراکنده به علت بستگی فرایند پراکندگی کامپتون به قطبیدگی تغییر می‌کند. با اندازه‌گیری شدت تابش پراکنده در دو یا چند زاویه ψ ، می‌توان صفحه قطبش (یا راستای E) را استنتاج کرد.

قطبیدگی خطی تابش فرودی را تعیین کنیم. روش دیگر، که غالباً برای اندازه‌گیری قطبش دایره‌ای به‌کار می‌رود، بر مبنای احتمال پراکندگی فوتونها از الکترونهای قطبیده‌مواد مغناطیسی است. در این مورد، قطبیدگی با استفاده از تفاوت شدت تابش پراکنده در اثر وارونی میدان، تعیین می‌شود (شکل ۴۴.۷).

در اندازه‌گیری قطبیدگی ذرات با اسپین $1/2$ نیز از آزمایش پراکندگی استفاده می‌کنیم. می‌دانیم که پراکندگی الکترونهای قطبیده از الکترونهای قطبیده (موجود در مواد مغناطیسی) قویاً به موازی بودن یا پادموازی بودن اسپینهای آنها بستگی دارد. اصل پاؤلی مانع از پراکندگی در آرایش موازی است، و در نتیجه پراکندگی در آرایش پادموازی به شدت مرجح است. (نسبت سطح مقطعهای پراکندگی موازی به پادموازی در انرژیهای کم در حدود ۵ تا ۱۰ است.) در پراکندگی پوزیترون-الکترون، اصل پاؤلی به‌کار نمی‌رود و در انرژیهای کم مقدار سطح مقطعها با هم برابر است.

قطب‌سنجهای نوکلئونی با استفاده از وابستگی پراکندگی هسته‌ای به اسپین، که در فصل ۴ مورد بحث قرار گرفت، کار می‌کنند. در اینجا احتیاجی به پراکندگی اسپینهای قطبیده (چنانکه در مورد الکترونها انجام شد) نداریم. برهم‌کنش اسپین-مدار هسته‌ای سبب



شکل ۴۴.۷ فرایند پراکندگی کامپتون به قطبیدگی الکترونیهای ماده پراکننده نیز بستگی دارد. در اینجا ماده پراکننده آهن آهن‌با شده است. وارون‌سازی جهت مغناطیس (با معکوس کردن جریان آهن‌بای الکتریکی) سبب تغییر شدت تابش مشاهده شده توسط آشکارسازی می‌شود، که با استفاده از آن می‌توان قطبش دایره‌ای را تعیین کرد.

وابستگی سطح مقطع به اسپین می‌شود، و تعیین قطبیدگی با استفاده از پراکندگی نوترون‌ها یا پروتون‌ها توسط هدف بدون اسپینی مانند ${}^4\text{He}$ کاملاً قابل قبول است. معمولاً از این روش برای تحلیل قطبیدگی محصولات واکنشهای هسته‌ای استفاده می‌شود، که آن را در فصل ۱۱ (جلد دوم، ترجمه فارسی) مورد بحث قرار خواهیم داد.

مراجعات تکمیلی

برای یافتن مقالات جامع و روزآمد درباره آشکارسازهای تابش هسته‌ای به کتابهای زیر رجوع کنید:

Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (New York: Wiley, 1979),

J. B. A. England, *Techniques in Nuclear Structure Physics* (New York: Wiley, 1974).

مشخصات تعداد بسیار زیادی از مراجع و مقالات بدیع را می‌توان در این کتابها پیدا کرد. مرور خیلی جالبی از طیف‌سنجیهای مغناطیسی را می‌توان در کتاب دوم خوانند. سایر مراجع و کتابهای درسی عمومی در این زمینه عبارت‌اند از

G. G. Eichholz and J. S. Poston, *Principles of Nuclear Radiation Detection* (London: Butterworths, 1980),

R. E. Lapp and H. L. Andrews, *Nuclear Radiation Physics*, 4th ed. (Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1972);

P. W. Nicholson, *Nuclear Electronics* (London: Wiley, 1974);

R. D. Evans, *The Atomic Nucleus* (New York: McGraw-Hill, 1955), Chapter 18-25,

G. Dearnaley and D. C. Northrop, *Semiconductor Counters for Nuclear Radiations* (New York: Barnes and Noble, 1966),

J. R. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting* (New York: MacMillan, 1964).

بسیاری از مباحث مربوط به آشکارسازها، الکترونیک، و روشها را در کتاب زیر می‌توان دید:

Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy, edited by K. Siegbahn (Amsterdam: North-Holland, 1965),

فصول بسیار جالب این کتاب عبارت‌اند از: فصلهای ۱ و ۲ دربارهٔ برهم‌کنشهای تابش با ماده، فصل ۳ دربارهٔ طیف‌سنجیها، فصل ۵ دربارهٔ سوسوزنها، فصل ۶ دربارهٔ آشکارسازهای ذرات، فصلهای ۷ و ۸ دربارهٔ روشهای تجربی عمومی، و فصل ۱۷ دربارهٔ اندازه‌گیری طول‌عمرهای کوتاه.

جدولهای مقادیر سطح مقطعهای فوتون را می‌توان در مرجع زیر یافت:

E. Storm and H. I. Israel, *Nuclear Data Tables, A* 7, 565(1970),

مقادیر برد الکترونها را می‌توان در مرجع زیر پیدا کرد:

L. Pages, E. Bertel, H. Joffre, and L. Sklavenitis, *Atomic Data*, 4, 1 (1972).

برای مطالعهٔ مروری روشهای اندازه‌گیری طول‌عمرهای هسته‌ای رجوع کنید به:

A. Z. Schwarzschild and E. K. Warburton, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 18, 265 (1968),

روشهای شناسایی ذرات را می‌توان در مرجع زیر مرور کرد:

F. S. Goulding and B. G. Harvey, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 25, 167 (1975).

مسائل

- ۰۱ با استفاده از بردهای داده‌شده در شکل ۲۰۷، بردهای زیر را محاسبه کنید: (الف) یک ذره آلفای 10 MeV در طلا؛ (ب) یک پروتون 5 MeV در بریلیم؛ (ج) یک پروتون 1 MeV در آب. بردها را برحسب سانتی‌متر بیان کنید.
- ۰۲ برد ذرات ${}^2\text{He}$ و ${}^2\text{H}$ با انرژی 40 MeV را در آلومینیم (برحسب سانتی‌متر) محاسبه کنید.
- ۰۳ کاهش انرژی ΔT پروتونها، دوترونها و ذرات آلفا با انرژی بین 10 تا 200 MeV را در عبور از سوسوزن پلاستیکی جامد به ضخامت 2 mm محاسبه کنید. تغییرات

- ΔT را بر حسب T رسم کنید.
- ۰۴ برد پروتونها را در NaI برای انرژیهای بین ۱ تا ۱۰۰ MeV محاسبه و رسم کنید (در صورت لزوم از برون‌یابی شکل ۲۰۷ استفاده کنید).
- ۰۵ در محیط مجاورشتابدهنده‌ها یا رآکتورها شارهای عظیمی از پرتوهای گاما با انرژی ۵ تا ۱۰ MeV وجود دارد. چه ضخامتی از سرب لازم است تا شدت فوتون باضریب 10^{12} کاهش داده شود؟
- ۰۶ يك چشمه نقطه‌ای ذرات آلفا به اکتیویته $25 \mu\text{Ci}$ با یکی از وجوه يك اتاقک یونش بزرگ در تماس است. چشمه فقط ذره آلفا با انرژی ۲۰ MeV گسیل می‌دارد. اگر ذرات آلفایی که وارد اتاقک می‌شوند همه انرژی خود را از دست بدهند، جریان تولیدشده در خروجی اتاقک چقدر است؟ (بازده گردآوری بار اتاقک را ۱۰۰٪ در نظر بگیرید).
- ۰۷ يك شمارگر گایگر که در طی روز کاربردهای مختلف پیدا می‌کند، به طور متوسط ۱۰۰ شمارش در ثانیه تولید می‌کند. این شمارگر به صورت استوانه‌ای به قطر ۲ cm و طول ۱۰ cm است که از مخلوط ۹۰٪ آرگون و ۱۰٪ اتانول با فشار ۱ atm پر شده است. در ناحیه گایگر - مولر، هر شمارش خروجی از تولید تعداد 10^5 زوج یون - الکترون حاصل می‌شود. چه مدت طول می‌کشد تا يك سوم گاز فرونشانی مصرف شود و در نتیجه تعویض استوانه ضرورت پیدا کند؟
- ۰۸ طیف ارتفاع تب يك چشمه رادیواکتیو که فقط فوتونهای تک انرژی با انرژی نسبتاً بالا گسیل می‌کند، شامل سه قله مشخص در ارتفاعات ۷۳۸، ۴۹۶ و ۵۶۰ eV است. انرژی پرتو گاما چقدر است؟
- ۰۹ فوتون ۶۶۲ keV ناشی از واپاشی ^{137}Cs توسط يك آشکارساز NaI با تفکیک انرژی (FWHM) ۵۳ keV مشاهده شده است. تفکیک انرژی در اندازه‌گیری فوتون ۱۸۳۶ MeV که از واپاشی ^{88}Y حاصل می‌شود چقدر است؟
- ۰۱۰ انرژی لبه‌های کامپتون را در طیف پرتوگامای ناشی از واپاشی ^{60}Co پیدا کنید (جدول ۲۰۷).
- ۰۱۱ در واپاشی ^{88}Y ، دو فوتون با انرژیهای ۸۹۸ MeV (در ۹۲٪ واپاشیها) و ۱۸۳۶ MeV (در ۱۰۰٪ واپاشیها) گسیل می‌شوند. طیف مسورد انتظار پرتوهای گاما را هنگامی که مانند شکل ۲۶۰۷ چشمه ^{88}Y در مقابل آشکارساز NaI و Ge قرار گرفته است، رسم کنید.
- ۰۱۲ عبارت‌های واریانس σ^2 را برای توزیعهای دو جمله‌ای، پواسون، و گاوسی به دست آورید.
- ۰۱۳ يك چشمه رادیواکتیو دارای شمارش ۳۸۶۱ در مدت ده دقیقه است. پس از برداشتن چشمه، زمینه به تنهایی ۲۶۴۸ شمارش را در ۳۰ دقیقه نشان دهد. آهنگ شمارش خالص چشمه (شمارش در ثانیه) و خطای آن را تعیین کنید.
- ۰۱۴ از يك تکنیسین خواسته‌ایم که قدرت يك چشمه رادیواکتیو را با حداکثر دقت ممکن

تعیین کند. تقاضا برای دستگاه شمارش بسیار زیاد است و فقط يك ساعت وقت برای کل اندازه گیری وجود دارد. در موارد زیر، وقت موجود را چگونه باید زمانبندی کرد: (الف) آهنگ شمارش خالص ۵ برابر آهنگ زمینه است؛ (ب) آهنگ شمارش خالص در همان حدود آهنگ شمارش زمینه است؛ (ج) آهنگ شمارش خالص در حدود يك پنجم آهنگ شمارش زمینه است.

۰۱۵. در يك آزمایش شمارش همفرودی از دو آشکارساز پرتو گاما، یکی ثابت در $\theta = 0^\circ$ و دیگری متحرك در مقادیر مختلف θ ، استفاده شده است. چشمه روی محور دوران آشکارساز دوم و به فاصله یکسان از دو آشکارساز قرار دارد، و پرتوهای گاما با انرژی 750 keV گسیل می کند. این فوتونها می توانند پس از ورود به يك آشکارساز و شرکت در يك فرایند منفرد پراکندگی کامپتون، به آشکارساز دیگر وارد و در آنجا جذب شوند. انرژی تابش مشاهده شده در آشکارساز متحرك را بر حسب موقعیت آن، وقتی که این پراکندگی رخ می دهد، رسم کنید. (توجه: در این آرایش هندسی، θ زاویه پراکندگی کامپتون نیست.)

۰۱۶. ضخامت يك ورقه فلزی را طی ساخت آن، با مشاهده تضعیف باریکه فوتونهای عبوری از ورقه تنظیم می کنند. چشمه ای از فوتونها را در بالای ورقه خارج شده از غلتکها قرار می دهند و يك آشکارساز هم در زیر ورقه قرار می گیرد. انرژی فوتون طوری انتخاب می شود که تضعیف در ضخامت مورد نظر 0.15 mm درست برابر 50% باشد. بازده آشکارسازی، وقتی که ورقه ای در کار نیست، برابر 1% است. برای برنامه ریزی کار غلتکها، تعیین ضخامت باید حداکثر در 1 ثانیه انجام شود و دقت اندازه گیری ضخامت باید در حدود $\pm 5\%$ باشد. قدرت چشمه مورد نیاز را تعیین کنید.

۰۱۷. شکل ظاهری طیف زمان به دامنه (مانند شکل ۳۲.۷)، وقتی که دو تابش دارای انرژی بسیار نزدیک غیر قابل تمایز توسط آشکارساز باشند، چگونه خواهد بود؟



واپاشی آلفا

ذرات آلفا را در ابتدا به عنوان کم نفوذترین تابشهایی که از مواد طبیعی گسیل می‌شوند شناسایی کردند. در سال ۱۹۰۳، رادرفورد نسبت بار به جرم آنها را با استفاده از انحراف ذرات آلفای حاصل از واپاشی رادیم در میدانهای الکتریکی و مغناطیسی تعیین کرد. علی‌رغم مشکل بودن این آزمایشهای اولیه، نتیجه رادرفورد فقط ۲۵٪ بیش از مقدار پذیرفته شده فعلی بود. در سال ۱۹۰۹ رادرفورد نشان داد که همان‌طور که حدس زده می‌شد، ذرات آلفا واقعاً از هسته‌های هلیم تشکیل می‌شوند. در آزمایشهای رادرفورد، ذرات با نفوذ از دیواره‌ای نازک وارد يك اتاقك تخلیه شده می‌شدند و پس از چند روز گردآوری، طیف‌نمایی اتمی وجود گاز هلیم را در اتاقك نشان می‌داد.

بسیاری از هسته‌های سنگین، مخصوصاً هسته‌های مربوط به سریهای رادیواکتیو طبیعی، با گسیل آلفا واپاشیده می‌شوند. گسیل هر نوع نوکلئون دیگر در فرایند واپاشی رادیواکتیو خود به خود بسیار به ندرت اتفاق می‌افتد. به عنوان مثال، گسیل دوتریم در فرایند واپاشی طبیعی ملاحظه نمی‌شود. بنابراین باید دلیل خاصی برای انتخاب گسیل آلفا نسبت به سایر مدهای واپاشی وجود داشته باشد. در این فصل به بررسی این سؤال می‌پردازیم و فرایند واپاشی آلفا را به تفصیل مطالعه می‌کنیم. همچنین نشان می‌دهیم که طیف‌نمایی آلفا می‌تواند به درک ساختار هسته‌ای کمک کند.

۱۰۸ منشأ واپاشی آلفا

گسیل آلفا در نتیجه دافعه کولنی اتفاق می افتد. برای هسته های سنگین این مطلب بدطور فزاینده ای اهمیت می یابد، زیرا آهنگ افزایش نیروی دافعه کولنی (بدصورت تابعی از Z^2) از نیروی بستگی هسته که تقریباً متناسب با A افزایش می یابد بیشتر است.

چرا ذره آلفا به عنوان عامل حمل خود به خود بار مثبت انتخاب شده است؟ منظور از فرایند خود به خود فرایندی است که طی آن مقداری انرژی جنبشی ناگهان بدون دلیل آشکار در سیستم ظاهر می شود؛ این انرژی باید ناشی از کاهش جرم سیستم باشد. ذره آلفا، به علت ساختار بسیار پایدار و قویاً مقیدش، در مقایسه با اجزای تشکیل دهنده آن جرمی نسبتاً کم دارد. در مواقعی که امیدواریم محصولات فروپاشی حتی الامکان سبک و انرژی آزاد شده حداکثر مقدار را داشته باشد، باید گسیل این ذره را انتظار داشته باشیم.

برای یک نمونه آلفا گسیل ^{232}U (۷۲ سال) می توانیم، با استفاده از جرمهای معلوم، انرژی آزاد شده ذرات گسیلی مختلف را محاسبه کنیم. نتایج این محاسبات در جدول ۱۰۸ خلاصه شده است. با توجه به ذرات در نظر گرفته شده، واپاشی خود به خود از لحاظ انرژی فقط برای ذره آلفا امکان پذیر است. برای ذرات اندکی سنگین تر از هسته های فهرست شده، مانند ^8Be یا ^{12}C ، انرژی فروپاشی مثبت است. اما، نشان خواهیم داد (بخش ۴۰۸) که ثابت فروپاشی جزئی گسیل این نوع ذرات سنگین در مقایسه با مقدار آن برای گسیل آلفا بی نهایت کوچک است. این نوع واپاشیها عملاً به قدری نادرند که هرگز مورد توجه قرار نمی گیرند. با توجه به این مطلب، برای اینکه هسته ای آلفا گسیل باشد، امکان پذیر بودن این واپاشی از لحاظ انرژی کفایت نمی کند. ثابت فروپاشی نیز نباید خیلی کوچک باشد، زیرا

جدول ۱۰۸ انرژی آزاد شده (مقدار Q) برای مدهای مختلف واپاشی ^{232}U .*

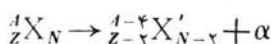
انرژی آزاد شده (MeV)	ذره گسیل شده	انرژی آزاد شده (MeV)	ذره گسیل شده
+۵۷۴۱	^4He	-۷۷۲۶	n
-۲۷۵۹	^5He	-۶۷۱۲	^1H
-۶۷۱۹	^6He	-۱۰۷۷۰	^2H
-۳۷۷۹	^7Li	-۱۰۷۲۴	^3H
-۱۷۹۴	^8Li	-۹۷۹۲	^4He

* این مقادیر بر اساس جرمهای شناخته شده محاسبه شده اند.

در این صورت گسیل آلفا چنان به ندرت اتفاق می افتد که ممکن است هرگز قابل آشکار سازی نباشد. با روشهای امروزی، این بدان معنی است که نیمه عمر باید کمتر از 10^{16} باشد. همچنین، واپاشی بتا را هم اگر ثابت واپاشی جزئی بزرگتری داشته باشد، می تواند واپاشی آلفا را تحت الشعاع قرار دهد. اغلب هسته های با $A > 190$ (و بسیاری از هسته های با $190 < A < 150$) از لحاظ انرژی در برابر گسیل آلفا ناپایدارند ولی فقط نیمی از آنها بقیه شرایط را نیز دارا هستند.

۲.۸ فرایندهای واپاشی آلفا

گسیل خود به خود یک ذره آلفا را می توان با فرایند زیر نشان داد



همان طور که رادرفورد نشان داد، ذره آلفا هسته ${}^4_2\text{He}$ است که از دو نوترون و دو پروتون تشکیل می شود. برای درک فرایند واپاشی، باید پایستگی انرژی، تکانه خطی و تکانه زاویه ای را بررسی کنیم.

ابتدا پایستگی انرژی در فرایند واپاشی آلفا را در نظر می گیریم. فرض می کنیم که هسته واپاشنده اولیه، X ، ساکن است. انرژی سیستم اولیه، همان انرژی سکون X یا $m_X c^2$ است. حالت نهایی متشکل از هسته X' و ذره α است که هر دو متحرک اند (تکانه خطی پایسته بماند). بنابراین این انرژی نهایی کل عبارت است از $m_{X'} c^2 + T_{X'} + m_\alpha c^2 + T_\alpha$ که در آن T نماینده انرژی جنبشی ذرات نهایی است. بنابراین پایستگی انرژی داریم

$$m_X c^2 = m_{X'} c^2 + T_{X'} + m_\alpha c^2 + T_\alpha \quad (1.8)$$

یا

$$(m_X - m_{X'} - m_\alpha) c^2 = T_{X'} + T_\alpha \quad (2.8)$$

طرف راست معادله (۲.۸) انرژی خالص آزاد شده در واپاشی است که مقدار Q خوانده می شود

$$Q = (m_X - m_{X'} - m_\alpha) c^2 \quad (3.8)$$

واپاشی خود به خود در صورتی امکان پذیر است که $Q > 0$ باشد. (مقادیر Q واپاشی برای ${}^{232}\text{U}$ در جدول ۱۰.۸ فهرست شده است.) مقادیر Q را می توان از جداول جرم اتمی محاسبه کرد، زیرا اگر چه معادله (۳.۸) نماینده فرایندی هسته ای است ولی جرمهای الکترون در اثر تفریق حذف می شوند. اگر جرمها بر حسب یکای جرم اتمی (u) و c^2 برابر $931.48 \text{ MeV}/u$ در نظر گرفته شود، مقادیر Q مستقیماً بر حسب MeV به دست می آیند.

مقدار Q همچنین برابر انرژی جنبشی کل پاره های حاصل از واپاشی است

$$Q = T_{X'} + T_{\alpha} \quad (۴.۸)$$

اگر هسته اولیه ساکن باشد، تکانه خطی صفر است و برای پایستگی تکانه خطی، X' و α باید تکانه‌های مساوی و غیر هم‌جهت داشته باشند تا تکانه نهایی صفر شود

$$p_{\alpha} = p_{X'} \quad (۵.۸)$$

انرژی آزادشده در واپاشی آلفا در حدود ۵ MeV است. بنابراین برای X' و α داریم $T \ll mc^2$ می‌توان با اطمینان از سینماتیک نانسبیتی استفاده کرد. با نوشتن $T = p^2/2m$ و استفاده از معادلات (۴.۸) و (۵.۸) می‌توان انرژی جنبشی را بر حسب مقدار Q به دست آورد

$$T_{\alpha} = \frac{Q}{(1 + m_{\alpha}/m_{X'})} \quad (۶.۸)$$

به‌علت کوچکی نسبت جرمها در مقایسه با ۱ (بدخاطر داریم که X' نماینده یک هسته سنگین است)، نوشتن این نسبت بصورت ساده $(A-4)/A$ به اندازه کافی دقیق است، و با توجه به $A \gg 4$ خواهیم داشت

$$T_{\alpha} = Q(1 - 4/A) \quad (۷.۸)$$

معمولاً، ذره α در حدود ۹۸٪ و هسته که بسیار سنگین تر است فقط در حدود ۲٪ مقدار Q را به خود اختصاص می‌دهد. (این انرژی پس‌ذنی پاره سنگین کاملاً صرف نظر کردنی نیست. برای مقدار Q حدود ۵ MeV، انرژی هسته پس‌زن در حدود ۱۰۰ keV است. این انرژی خیلی بیش از انرژی پیوند آنها در جامدات است و در نتیجه در صورت نزدیک بودن هسته پس‌زن به سطح جسم رادیواکتیو می‌تواند از آن فرار کند و وارد محیط اطراف شود. اگر واپاشی آلفا از یک زنجیره واپاشی باشد، دختر هسته پس‌زن می‌تواند رادیواکتیو باشد. خوشبختانه، برد هسته‌های سنگین پس‌زن در ماده بسیار کوتاه است و می‌توان با یک پوشش نازک مانند میلار یا لاک الکل روی چشمه رادیواکتیو از پخش آنها جلوگیری کرد.) انرژی جنبشی یک ذره α را می‌توان مستقیماً با یک طیف سنج مغناطیسی اندازه گرفت و در نتیجه مقدار Q واپاشی را تعیین کرد. در مواردی که جرم عنصر دراز - عمر X معلوم باشد، از این روش می‌توان برای تعیین جرم اتمی استفاده کرد، ولی به‌علت کوتاه بودن عمر X' اندازه‌گیری مستقیم جرم آن امکان‌پذیر نیست.

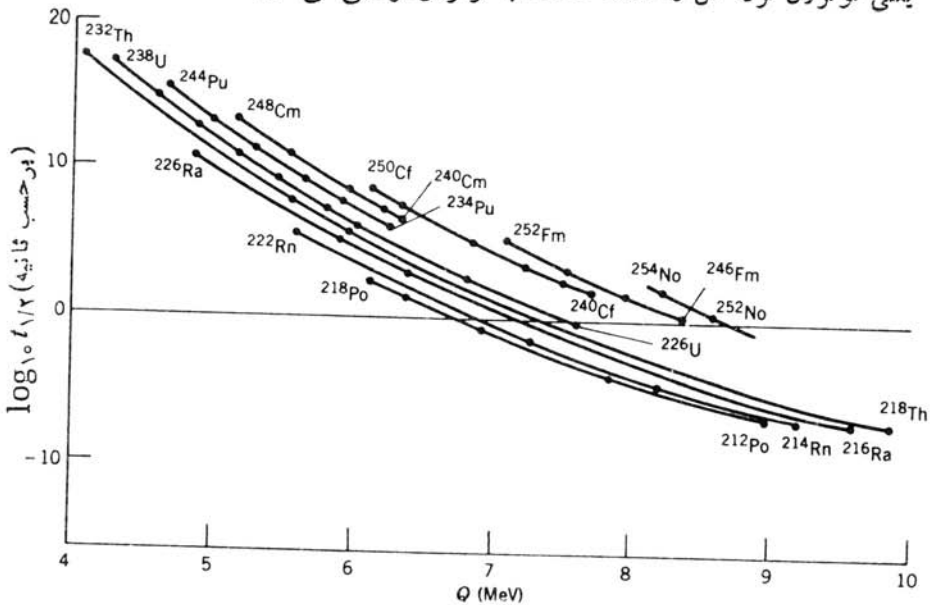
۳.۸ رده‌بندی واپاشی آلفا

یکی از ویژگیهای واپاشی آلفا چنان بارز است که حتی قبل از سال ۱۹۱۱ یعنی قبل از کشف هسته توسط رادرفورد، مورد توجه قرار گرفت. گایگر و ناتال متوجه شدند آلفا گسیلهایی که انرژی فروپاشی‌شان زیاد است، نیمه‌عمرهای کوتاه دارند و به عکس.

چنانچه در موارد حسدی ^{232}Th ($Q = 4.08 \text{ MeV}$; $1.4 \times 10^{10} \text{ y}$) و ^{238}U ($Q = 4.27 \text{ MeV}$; $4.5 \times 10^9 \text{ y}$) مشاهده می‌شود، اختلاف بین نیمه‌عمرها به‌طور شگفت‌انگیزی زیاد است. مضرب ۲ در انرژی به معنای وجود مضرب 10^{24} در نیمه‌عمر است! توضیح نظری قاعده گایگر - ناتال در سال ۱۹۲۸، یکی از اولین پیروزیهای مکانیک کوانتومی بود.

ترسیم نمودار $\log t_{1/2}$ بر حسب انرژی Q که شامل کلیه آلفا گسیلها باشد، پراکنندگی قابل ملاحظه‌ای را از روند عمومی گایگر - ناتال نشان می‌دهد. اما اگر فقط آلفا گسیلهای با Z یکسان و از این گروه فقط هسته‌های با Z و N زوج را در نظر بگیریم (شکل ۱۰۸)، خمهای بسیار همواری به‌دست می‌آیند. هسته‌های زوج - فرد، فرد - زوج و فرد - فرد از روند عمومی پیروی می‌کنند ولی نمودار آنها کاملاً هموار نیست و نیمه‌عمر آنها ۲ تا ۱۰۰۰ بار طولانی‌تر از نوع زوج - زوج با Z و N یکسان است.

هسته ^{235}U (زوج، N فرد) یکی از این انواع «بسیار دراز - عمر» جالب توجه است. اگر نیمه‌عمر آن ۱۰۰۰ بار کوتاهتر بود، این هسته مهم در طبیعت وجود نداشت و احتمالاً امروز صاحب رآکتورهای هسته‌ای نبودیم! در فصل ۱۳ (جلد دوم، ترجمه فارسی) خواهیم دید که همان ویژگی که سبب عمر طولانی در واپاشی آلفای ^{235}U می‌شود، یعنی نوترون فرد، آن را مستعد شکافت با نوترون گرمایی می‌سازد.

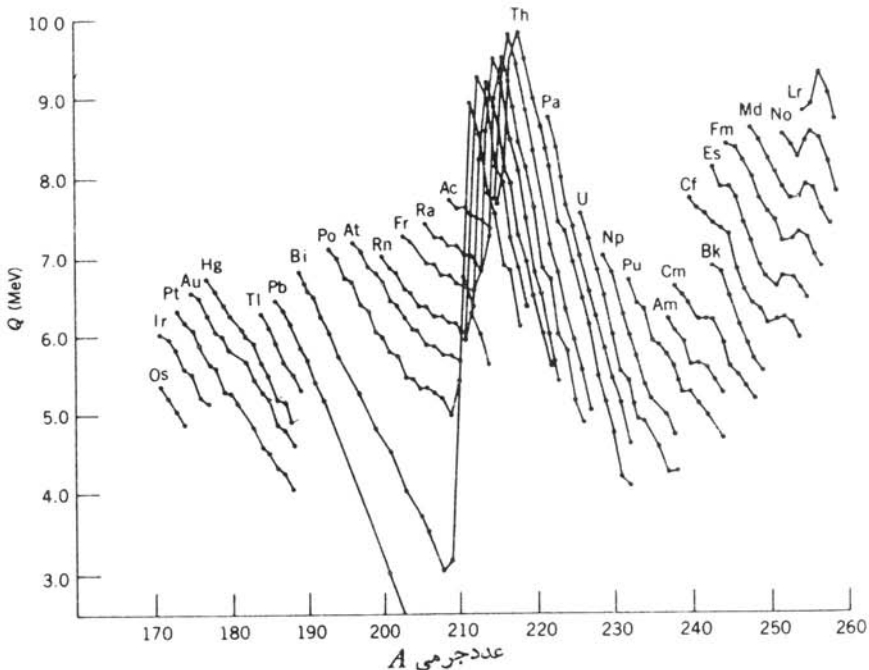


شکل ۱۰۸ رابطه معکوس بین نیمه‌عمر واپاشی آلفا و انرژی واپاشی که قاعده گایگر - ناتال خوانده می‌شود. فقط هسته‌های Z زوج و N زوج نشان داده شده‌اند. خطوط پر نقاط تجربی را به هم وصل می‌کنند.

شکل ۲.۸ رابطه سیستماتیک مهم دیگری را برای آلفاگسیلها نشان می‌دهد. در مرحله اول با توجه به اطلاعات مربوط به $A > 212$ ، ملاحظه می‌شود که افزودن نوترون به هسته سبب کاهش انرژی فروپاشی می‌شود که در این صورت بنا بر قاعده گایگر - ناتال نیمه‌عمر افزایش می‌یابد، و هسته پایدارتر می‌شود. ناپیوستگی بارزی را که در نزدیکی $A = 212$ برای $N = 126$ می‌بینیم می‌توانیم دلیل دیگری بر ساختار پوسته‌ای هسته بدانیم. بستگی سیستماتیک Q به A با پیش‌بینی فرمول نیمه‌تجربی جرم، معادله (۲.۸.۳)، قابل مقایسه است

$$Q = B(^4\text{He}) + B(Z-2, A-4) - B(Z, A) \quad (8.8)$$

$$\cong 28.3 - 4a_v + \frac{A}{3}a_s A^{-1/3} + 4a_c Z A^{-1/3} (1 - Z/3A) - 4a_{\text{sym}} \left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^2 + 3a_p A^{-7/4} \quad (9.8)$$



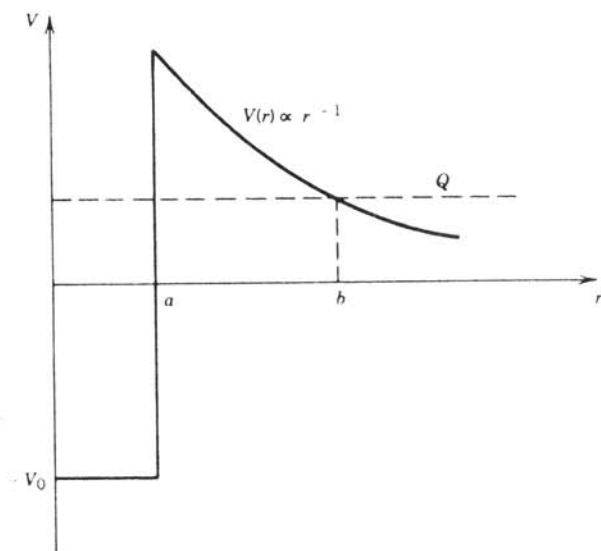
شکل ۲.۸ انرژی آزاد شده در واپاشی آلفا برای زنجیره‌های ایزوتوپی مختلف هسته‌های سنگین. برخلاف شکل ۱.۸ ایزوتوپهای A فرد و A زوج هر دو نشان داده شده‌اند، و پراکنده‌گی‌های ناشی از فرد و زوج بودن کوچک است. اثرات بسته‌شدن پوسته در $N = 126$ (فروفتگی بزرگ در شکل) و $Z = 82$ فاصله بیش از مقدار متوسط بین زنجیره‌های Pb, Bi, Po به‌وضوح قابل مشاهده است.

در معادله (۹.۸) از تقریب $Z, A \gg 1$ استفاده شده است. این رابطه برای واپاشی آلفای ^{226}Th مقدار $Q = 6.75 \text{ MeV}$ را به دست می‌دهد که از مقدار اندازه‌گیری شده 6.45 MeV چندان دور نیست. نکته مهمتر در این رابطه، بازسازی روند عمومی شکل ۲۰.۸ است: با استفاده از معادله (۹.۸)، مقدار Q برای ^{222}Th برابر 5.71 MeV (در مقایسه با $Q = 4.08 \text{ MeV}$)، و برای ^{220}Th برابر 7.77 MeV (در مقایسه با $Q = 8.95 \text{ MeV}$) به دست می‌آید. یادآوری می‌شود که پارامترهای فرمول نیمه تجربی جرم چنان انتخاب شده‌اند که این فرمول با انرژی بستگی مشاهده شده در گستره تمام هسته‌ها به تقریب سازگاری داشته باشد. نکته مهم این است که مقادیر حاصل از این فرمول با مقادیر Q واپاشی توافق تقریبی دارند، و برای هسته‌های سنگین مقدار $Q > 0$ به دست می‌آید. این فرمول همچنین کاهش Q را با افزایش A برای زنجیره ایزوتوپیایی چون توریم به‌طور صحیح پیش‌بینی می‌کند، اگرچه تغییرات Q برحسب A از مقدار واقعی‌اش کوچکتر است (این رابطه، مقدار $\Delta Q = -0.17 \text{ MeV}$ را به‌ازای تغییر واحد در A به دست می‌دهد، در حالی که برای Th مقدار متوسط مشاهده شده برابر $\Delta Q = -0.40 \text{ MeV}$ به‌ازای هر واحد تغییر در A است).

۴.۸ نظریه گسیل آلفا

مشخصات کلی شکل ۱۰.۸ را می‌توان به کمک نظریه کوانتوم مکانیکی که در سال ۱۹۲۸ تقریباً همزمان توسط گاموف از یک سو، و گورنی و کاندون از سوی دیگر عرضه شد، توجیه کرد. طبق این نظریه ذره α در ناحیه‌ای کروی که توسط هسته دختر تعیین می‌شود، حرکت می‌کند. ویژگی اصلی این مدل یک جسمی این است که ذره α پیش از واپاشی در داخل هسته مادر تشکیل می‌شود. در واقع دلیل چندانی برای وجود ذره α به‌طور جداگانه در داخل هسته مادر وجود ندارد؛ با وجود این، این نظریه مخصوصاً برای هسته‌های زوج-زوج از کارایی خوبی برخوردار است. موفقیت نظریه، تشکیل پیشینی ذرات α را ثابت نمی‌کند بلکه صرفاً نشان می‌دهد که رفتار آنها با چنین فرضیه‌ای سازگار است.

شکل ۳.۸ تصویری از انرژی پتانسیل بین ذره α و هسته باقیمانده را برای فواصل مختلف بین مراکز آنها نشان می‌دهد که نموداری مناسب برای بررسی این نظریه است. خط افقی Q انرژی فروپاشی است. توجه کنید که پتانسیل کولنی تا شعاع a گسترش یافته و سپس به دلخواه قطع شده است. شعاع a را می‌توان مجموع شعاع‌های هسته باقیمانده و ذره α در نظر گرفت. سه ناحیه جالب توجه در این شکل وجود دارد. در ناحیه کروی $r < a$ در داخل هسته قرار داریم و از چاهی به عمق $-V_0$ صحبت می‌کنیم که در آن V_0 عددی مثبت است. از نظر کلاسیک ذره α می‌تواند در این ناحیه با انرژی جنبشی $Q + V_0$ حرکت کند ولی نمی‌تواند از آن بگریزد. ناحیه پوسته حلقوی $a < r < b$ یک سد پتانسیل به وجود می‌آورد، زیرا در این ناحیه انرژی پتانسیل بیش از کل انرژی قابل استفاده Q است. از نظر کلاسیک



شکل ۳۰۸ انرژی پتانسیل نسبی سیستم متشکل از ذره α هسته دخترا بر حسب فاصله بین آنها. در داخل حصار هسته در $r = a$ ، انرژی پتانسیل به صورت چاه مریعی نشان داده شده است؛ در بیرون از حصار فقط دافعه کولنی حکمفرماست. ذره α از a تا b در سد پتانسیل تونل می‌زند.

ذره α نمی‌تواند از هیچ‌یک از دو طرف وارد این ناحیه شود، همان‌طور که یک توپ تنیس که از ارتفاع معینی سقوط می‌کند نمی‌تواند به ارتفاع بالاتر برگردد؛ زیرا در هر موردی لازم خواهد بود که انرژی جنبشی منفی باشد. ناحیه $r > b$ از نظر کلاسیک ناحیه مجاز خارج از سد است.

از نظر کلاسیک، مسیر حرکت ذره آلفا در چاه پتانسیل کروی هر بار که ذره بخواند از مرز $r = a$ فراتر رود، به سرعت وارون می‌شود اما از نظر مکانیک کوانتومی، شانس «نشست» یا «تونل زدن» از چنین سدی وجود دارد. وجود سد این حقیقت را توجیه می‌کند که چرا هسته‌های ناپایدار در مقابل واپاشی آلفا فوراً واپاشیده نمی‌شوند. ذره α در هسته باید بارها و بارها با سد برخورد داشته باشد تا بالاخره در آن نفوذ کند. برای مثال، در [۲۳۸] احتمال نشست به اندازه‌ای کوچک است که ذره α به‌طور متوسط باید قبل از فرار تقریباً 10^{38} بار با سد برخورد کند (با آهنگ تقریبی 10^{21} بار در ثانیه و برای مدت تقریباً 10^9 سال)!

این سد در مورد پراکندگی ذره α توسط هسته‌ها در جهت معکوس عمل می‌کند [بخشهای ۶.۱۱ و ۱.۳ (جلد دوم، ترجمه فارسی) را ببینید]. چنانچه انرژی ذرات آلفایی که بر سد پتانسیل فرود می‌آیند خیلی کمتر از ارتفاع سد باشد، پراکندگی معمولاً در میدان کولنی صورت می‌گیرد. در انرژی‌های کم، تونل زدن در سد، به‌صورتی که نیروی هسته‌ای بین ذره و هدف بتواند سبب واکنش هسته‌ای شود، فرایندی نسبتاً غیرمحمول است.

در تحلیل نظری واکنشهای هسته‌ای توسط ذرات باردار، برای محاسبه احتمال نفوذ درسد از صورتبندی مشابه واپاشی آلفا استفاده می‌شود. واکنشهای همجوشی، نظیر آنچه سبب آزاد شدن انرژی در ستارگان می‌شود، نیز بسا استفاده از رهیافت نفوذ در سد تحلیل می‌شوند [بخش ۲۰۱۴ (جلد دوم، ترجمه فارسی) را ببینید]. ثابت فروپاشی يك نوع هسته آلفاگسیل، بنا بر نظریه يك جسمی، به صورت زیر است

$$\lambda = fP \quad (10.8)$$

که در آن f بسامد برخورد ذره α به سد و P احتمال عبور از سد است. معادله (۱۰.۸) یادآور بررسی نیمه کلاسیک است، و نشان می‌دهد که بحث ما برای $r < a$ بسیار شبیه «توپ بیلبارد» است. اما با بررسی جدی مکانیک موجی نیز در این مورد نتیجه تقریباً مشابهی به دست می‌آوریم. کمیت f تقریباً از مرتبه v/a است که در آن v سرعت نسبی ذره α در داخل هسته است. می‌توانیم v را از انرژی جنبشی ذره آلفا در ناحیه $r < a$ به دست آوریم. اگر عمق چاه را برابر $V_0 \approx 35 \text{ MeV}$ بگیریم، برای ذره‌ای با انرژی $Q = 5 \text{ MeV}$ داریم $Q = \frac{1}{2}mv^2 \approx 6 \times 10^{-21} \text{ J}$. بعداً خواهیم دید که برای بررسی نظریه، نیازی به شناخت دقیق f نیست.

احتمال نفوذ در سد P را باید از محاسبه کوانتوم مکانیکی، مشابه مسئله يك بعدی بخش ۳.۲، به دست آورد. ابتدا از نتیجه مسئله يك بعدی که به صورت معادله (۳۹.۲) است، برای تخمین احتمال P استفاده می‌کنیم. البته، محاسبه منجر به معادله (۳۹.۲) بر مبنای سد راستگوشه يك بعدی بود که برای پتانسیل $V(r) = V_0$ کولنی مستقیماً قابل استفاده نیست، ولی با این کار می‌توانیم دستکم برورده تقریبی از مرتبه بزرگی داشته باشیم. این نتیجه با معادله (۳۹.۲)، به پهنای سد و به ارتفاع سد (برای سد راستگوشه آن را به صورت V_0 در نظر می‌گیریم) که بالاتر از انرژی E ذره است، بستگی دارد. سد کولنی شکل ۳۰.۸ در $r = a$ دارای ارتفاع B است

$$B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{zZ'e^2}{a} \quad (11.8)$$

در این رابطه ذره α دارای بار ze ، و هسته دختر که مولد دافعه کولنی است دارای بار $Z'e = (Z-z)e$ است. بنابراین ارتفاع سد از مقدار $(B-Q)$ بالاتر از انرژی ذره در $r = a$ تا صفر در $r = b$ تغییر می‌کند، و برای آن می‌توان ارتفاع متوسط برابر $(B-Q)/2$ در نظر گرفت. به طور مشابه می‌توان يك پهنای متوسط برابر $(b-a)/2$ انتخاب کرد. بنابراین عامل k_p در معادله (۳۹.۲) به صورت $(B-Q)/2 \cdot \sqrt{2m/\hbar^2}$ درمی‌آید. برای يك نمونه هسته سنگین ($Z = 90$ ، $a = 7.5 \text{ fm}$)، ارتفاع سد B در حدود 34 MeV و در نتیجه k_p در حدود 1.6 fm^{-1} است. شعاع b که در آن ذره α سد را «ترك می‌کند»

با مساوی گرفتن انرژی زره و انرژی پتانسیل قابل محاسبه است

$$b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{ZZ'e^2}{Q} \quad (12.8)$$

برای مورد نمونه‌ای یک هسته سنگین با $Q \approx 6 \text{ MeV}$ داریم $b = 42 \text{ fm}$. بنابراین $k\gamma \cdot \frac{1}{4}(b-a) \gg 1$ و می‌توان معادله (۳۹.۲) را به صورت تقریبی زیر نوشت

$$P \approx e^{-2k\gamma \cdot (1/2)(b-a)} \quad (13.8)$$

زیرا بزرگی عوامل موجود در جلوی تابع نمایی از مرتبه واحد است. برای موردی که در اینجا بررسی می‌کنیم، داریم $P \sim 2 \times 10^{-25}$ و در نتیجه $\lambda \sim 10^{-3}/s$ و $t_{1/2} \sim 7000s$. یک تغییر مختصر Q و تنزل آن به 5 MeV مقدار P را به 1×10^{-30} و $t_{1/2}$ را به حدود $10^8 s$ تغییر می‌دهد. حتی این محاسبه تقریبی می‌تواند، مطابق شکل ۱۰.۸، تغییر چندین مرتبه‌ای بزرگی $t_{1/2}$ را برای انرژی‌های بین $Q = 5 \text{ MeV}$ و $Q = 6 \text{ MeV}$ توجیه کند. محاسبه دقیق کوانتوم مکانیکی، از لحاظ روح مطلب، بسیار مشابه برآورد تقریبی فوق است. می‌توانیم سد کولنی را به صورت دنباله‌ای از سدهای راستگوشه بینهایت کوچک با ارتفاع $V(r) = ZZ'e^2/4\pi\epsilon_0 r$ پهنای dr در نظر بگیریم. احتمال نفوذ در هر سد بینهایت کوچک بین r و $r+dr$ عبارت است از

$$dP = \exp\left\{-2 dr \sqrt{\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)[V(r)-Q]}\right\} \quad (14.8)$$

احتمال نفوذ در کل سد برابر است با

$$P = e^{-2G} \quad (15.8)$$

که در آن ضریب گاموف G عبارت است از

$$G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_a^b [V(r)-Q]^{1/2} dr \quad (16.8)$$

ضریب گاموف به صورت زیر قابل محاسبه است

$$G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2 Q}} \cdot \frac{ZZ'e^2}{4\pi\epsilon_0} \left[\arccos\sqrt{x} - \sqrt{x(1-x)} \right] \quad (17.8)$$

که در آن $x = a/b = Q/B$ است. در صورتی که مانند بیشتر واپاشیهای مورد نظر $x \ll 1$ باشد، کمیت داخل کروشه در معادله (۱۷.۸) برابر $2x^{1/2} - (\pi/2)$ است. بنابراین، نتیجه

محاسبه کوانتوم مکانیکی برای نیمه عمر واپاشی آلفا از چنین می شود

$$t_{1/2} = 0.693 \frac{a}{c} \sqrt{\frac{mc^2}{2(V_0 + Q)}} \exp \left\{ 2 \sqrt{\frac{2mc^2}{(\hbar c)^2 Q}} \frac{zZ'e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\pi}{2} - 2 \sqrt{\frac{Q}{B}} \right) \right\} \quad (18.8)$$

نتیجه این محاسبه برای ایزوتوپهای زوج Th در جدول ۲۰۸ نشان داده شده است. سازگاری بین نتایج تجربی و نظری دقیق نیست، ولی محاسبه قادر به باز تولید روند نیمه عمرها در گستره ای بیش از ۲۰ مرتبه بزرگی با اختلاف ۱ تا ۲ مرتبه بزرگی است. در این محاسبه جزئیات مهمی را نادیده گرفتیم: تابع موجهای اولیه و نهایی هسته را در نظر نگرفتیم (قاعده طلایی فرمی، معادله (۷۹.۲))، باید برای ارزیابی احتمال واپاشی مورد استفاده قرار گیرد)، تکانه زاویه ای ذره آلفای خروجی را در نظر نگرفتیم، و هسته را کره ای به شعاع میانگین $1.25 A^{1/3} \text{ fm}$ فرض کردیم. تقریب اخیر بر نیمه عمرهای محاسبه شده تأثیر اساسی دارد. هسته های با $A \gg 230$ شدیداً تغییر شکل یافته اند و نیمه عمرهای محاسبه شده نسبت به تغییرات کوچک در شعاع میانگین فرضی فوق العاده حساس اند. برای مثال، تغییر شعاع میانگین به $A^{1/3} 1.25$ (تغییر ۴٪ در مقدار a) نیمه عمر را بسا ضریب ۵ تغییر می دهد! در حقیقت، به علت این حساسیت شدید، روش کار اغلب معکوس می شود - یعنی نیمه عمرهای اندازه گیری شده غالباً برای استنتاج شعاع هسته مورد استفاده قرار می گیرند. آنچه از محاسبه حاصل

جدول ۲۰۸ نیمه عمرهای محاسبه شده برای واپاشی آلفا از ایزوتوپهای Th.

$t_{1/2}(\text{s})$	$Q(\text{MeV})$	A	
اندازه گیری شده	محاسبه شده		
3.3×10^{-7}	۱۰-۵	۸۹۵	۲۲۰
6.3×10^{-5}	2.8×10^{-3}	۸۱۳	۲۲۲
3.3×10^{-2}	۱۰۴	۷۳۱	۲۲۴
6.0×10^1	۱۸۵۴	۶۴۵	۲۲۶
2.4×10^6	6.0×10^7	۵۵۲	۲۲۸
1.0×10^{11}	2.5×10^{12}	۴۷۷	۲۳۰
2.6×10^{16}	4.4×10^{17}	۴۰۸	۲۳۲

می‌شود، با فرض اینکه توزیع بار را دارای لبهٔ تیز در نظر بگیریم، بیشتر شبیه مجموع شعاع‌های هستهٔ X' و ذرهٔ α است. سپس این نتیجه را می‌توان برای به‌دست آوردن برآوردی از شعاع هسته به‌کار برد.

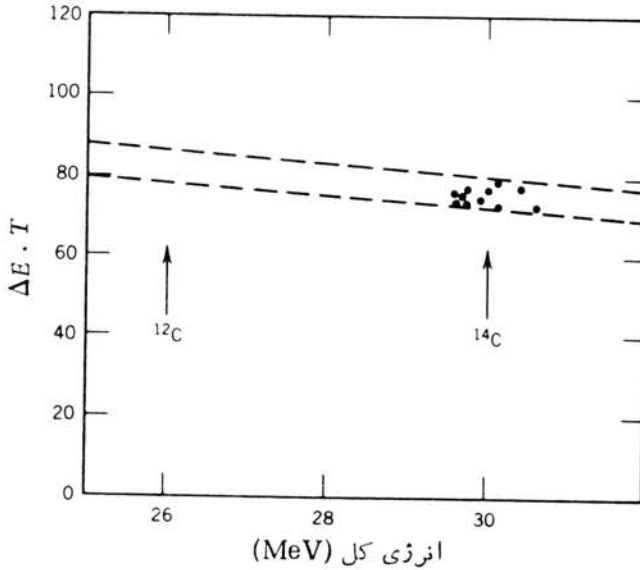
اگرچه این نظریهٔ بسیار ساده کاملاً صحیح نیست، ولی برآورد خوبی از نیمه‌عمرهای واپاشی به‌دست می‌دهد. همچنین ما را قادر می‌سازد که دلیل عدم تسری واپاشی به سایر ذرات سبک را، علی‌رغم مقدار مجاز Q ، درک کنیم. برای مثال، در واپاشی $^{208}\text{Po} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{220}\text{Th}$ مقدار Q برابر 32.1 MeV خواهد شد و بنا بر معادلهٔ (۱۸.۸) برای واپاشی کربن زای ^{220}Th داریم $2.3 \times 10^6 \text{ s} = 2.3 \times 10^{13}$. این مقدار با ضریب 10^{13} طولانیتر از نیمه‌عمر واپاشی آلفا است و در نتیجه واپاشی به‌سهولت قابل مشاهده نیست. این مد واپاشی که اخیراً مشاهده شده است، اولین نمونهٔ یک فرایند واپاشی خودبه‌خود با گسیل ذرهٔ سنگین‌تر از ذرهٔ آلفا است. ^{223}Ra معمولاً با گسیل α با نیمه‌عمر ۱۱۲ روز واپاشیده می‌شود، ولی می‌دانیم فرایند واپاشی $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$ نیز کشف شده است. احتمال این فرایند بسیار کوچک و در حدود 10^{-9} برابر واپاشی آلفا است. شکل ۴.۸ نمایانگر کوشش قهرمانانه‌ای است که برای مشاهدهٔ این فرایند به‌کار رفته است. تأیید این مطلب که ذرهٔ گسیلی همان ^{14}C است، احتیاج به روش $\Delta E \cdot T$ دارد که در فصل ۷ معرفی شد. شکل ۴.۸ انتهای پرنرژی دنبالهٔ هذلولی مورد انتظار را برای مشاهدهٔ کربن نشان می‌دهد. با توجه به جدول جرهای اتمی، مقدار Q واپاشی برابر 31.8 MeV محاسبه می‌شود که (پس از تصحیح پس‌زنی) انرژی جنبشی ^{14}C را برابر 29.8 MeV به‌دست می‌دهد. در مقابل، انرژی گسیل ^{14}C را در حدود 26 MeV به‌دست می‌آوریم. کل ۱۱ مورد واپاشی مشاهده شده در نتیجهٔ شش‌ماه شمارش با یک چشمهٔ ^{223}Ra به شدت $3.3 \mu\text{Ci}$ حاصل شده است، و این در حالی بود که این چشمه با ^{227}Ac به نیمه‌عمر ۲۱ سال که عضوی از سری طبیعی اکتینیم با هستهٔ اولیهٔ ^{235}U است در تعادل دیرپا بود.

با محاسبهٔ ضریب گاموف برای گسیل ^{14}C ، احتمال واپاشی در حدود 10^{-3} برابر احتمال گسیل آلفا به‌دست می‌آید؛ اختلاف بین مقادیر نظری و عملی (10^{-9}) ناشی از فرض تشکیل پیشینی ذره در هسته است. باید به‌خاطر داشته باشیم که نظریهٔ واپاشی آلفا مبنی بر این فرض بود که ذرهٔ α قبل از واپاشی در هسته تشکیل می‌شود. این آزمایش نشان می‌دهد که احتمال تشکیل خوشهٔ ^{14}C در هسته نسبت به تشکیل پیشینی α برابر 10^{-6} است.^۲ گسیل ^{14}C از چند هستهٔ دیگر نیز در این ناحیه مشاهده شده است، و گسیل پاردهای واپاشی سنگینتر از جمله ^{24}Ne هم گزارش شده است. از سوی دیگر، می‌توانیم با استفاده از معادلهٔ (۱۸.۸) و با قراردادن $z=1$ ، نیمه‌عمر

1. L. Marquez, *J. Phys. Lett.* **42**, 181 (1981).

۲. برای مطالعهٔ شرح این آزمایش رجوع کنید به

H. J. Rose and G. A. Jones, *Nature*, **307**, 245 (1984).

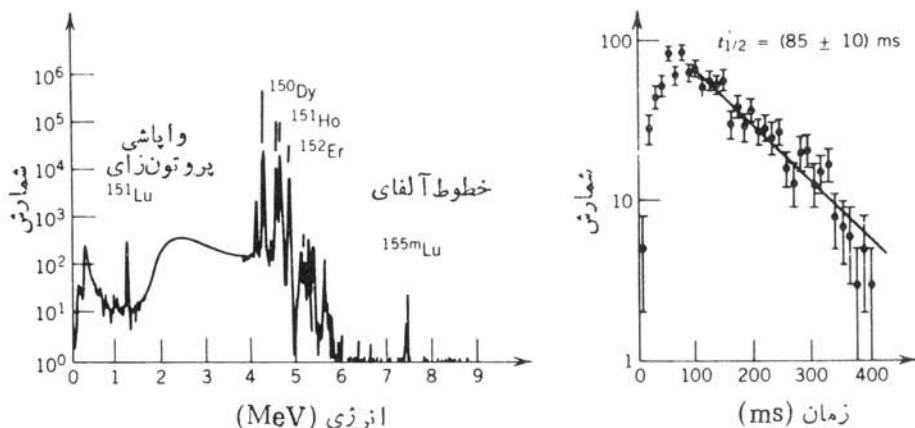


شکل ۴۰۸ قسمتی از دنباله‌های $\Delta E \cdot T$ که تعداد ذرات مورد مشاهده ^{14}C را در اثر واپاشی ^{223}Ra نشان می‌دهد. خط چینها حدود مورد انتظار کربن را نشان می‌دهند. آشکارسازی ۱۱ مورد واپاشی ^{14}C در طی مدت ۶ ماه شمارش حاصل شده است.

واپاشی پروتون‌زا یا گسیل خودبه‌خود پروتون را از یک هسته ناپایدار به دست آوریم. در این مورد، ارتفاع سد کولنی نصف ارتفاع متناظر به واپاشی آلفا است، ولی دلیل قویتری مانع این نوع واپاشیهاست: مقدار Q واپاشی پروتون معمولاً منفی است و بنابراین با توجه به پایداری انرژی این واپاشیها مطلقاً ممنوع اند. این نوع واپاشیها اخیراً در تعداد کمی از هسته‌های ناپایدار سرشار از پروتون، طی واکنشهای هسته‌ای بمباران هدف $N \approx Z$ با پرتوهای $N \approx Z$ ، مشاهده شده‌اند. واکنش اخیر یک هسته سنگین $N \approx Z$ با پیکربندی بسیار ناپایدار تولید می‌کند که با توجه به تلاش آن برای رهایی از پروتون اضافی، گسیل پروتون از آن به لحاظ انرژی امکان پذیر می‌شود. مقدار Q واپاشی پروتون‌زا را می‌توان با مختصر اصلاحی در معادله (۳۰۸) به دست آورد. در این صورت، مقدار Q را درست برابر انرژی جداسازی پروتون، معادله (۲۷۰۳)، با علامت مخالف به دست می‌آوریم. با مقدار مثبت Q ، واپاشی پروتون به لحاظ انرژی امکان پذیر است و در نتیجه در این حالت انرژی جداسازی پروتون منفی است. بانگاهی به جدول جرم اتمی^۱ معلوم می‌شود که فقط با موارد معدودی از انرژی جداسازی منفی روبرو می‌شویم، و حتی این موارد هم مستقیماً اندازه‌گیری نشده‌اند بلکه با برون‌یابی از هسته‌های پایدارتر به دست آمده‌اند.

در آزمایشی که هافمن و همکارانش گزارش کرده‌اند^۲، هدفی از ^{96}Ru با پرتوهای

1. A. H. Wapstra and G. Audi, *Nucl. Phys.*, A 432, 1 (1985).
2. Hofmann *et al.*, *Z. Phys. A* 305, 111(1982).

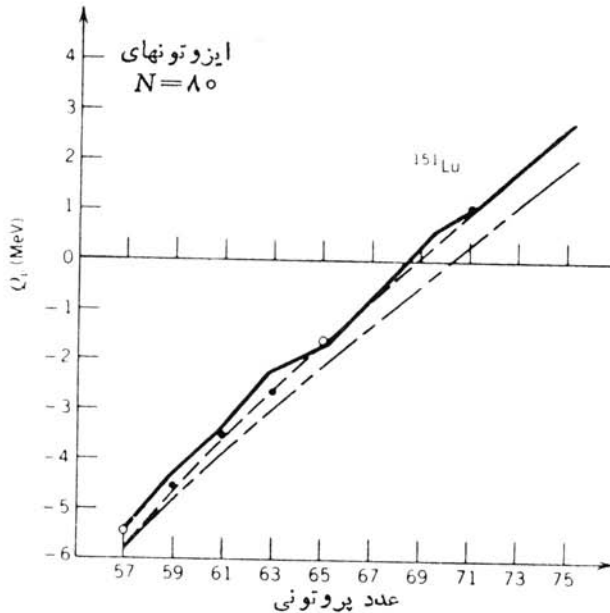


شکل ۵.۸ (چپ) طیف ذرات باردار گسیل شده در واپاشیهای محصولات واکنش هسته‌ای $^{96}\text{Ru} + ^{58}\text{Ni}$. قله‌های پس از ۴ MeV نماینده واپاشیهای آلفا است؛ قله ۱.۲ MeV از گسیل پروتون حاصل شده است. (راست) با توجه به افت قله پروتون در طی زمان، نیمه عمر واپاشی پروتون را برابر ۸۵ ms به دست می‌آید.

^{58}Ni بمباران شد. شکل ۵.۸ طیف ذرات سبک گسیل شده در اثر این واکنش را نشان می‌دهد. قله‌های پراثری تر مربوط به واپاشیهای آلفا از هسته‌های ناپایدار تولید شده در واکنش در حوالی $A = 150$ است. قله ۱.۲۳۹ MeV، با استفاده از روش $\Delta E \cdot T$ که در فصل ۷ معرفی شد، به عنوان قله پروتون شناخته شده است. نیمه عمر اندازه‌گیری شده، مطابق شکل ۵.۸، برابر ۸۵ ms است. بر اساس یک رشته دلایل غیرمستقیم، واپاشی مربوط به ایزوتوپ ^{151}Lu است؛ متأسفانه واکنشهایی از این نوع، محصولات مختلف متعددی تولید می‌کنند و مشخص کردن چشمه تابشهای مشاهده شده معمولاً کاری دشوار است. به این ترتیب، این آزمایش دلیلی بر واپاشی $^{151}\text{Lu} \rightarrow ^{150}\text{Yb} + p$ فراهم می‌آورد.

مطالعه واپاشیهای از این نوع سبب پیشرفت شناخت ما از رده بندی جرم هسته‌ای و گسترش حدود قبلی آن می‌شود. به عنوان مثال، در موقع انجام این کار، ^{151}Lu در مقایسه با آخرین ایزوبار قبل از خودش (^{151}Er) دارای سه پروتون بیش از حد پایداری بود. شکل ۶.۸ مقادیر Q_p استنتاج شده از جرمهای معلوم و پروتون یا بیهای مبتنی بر رده بندی را نشان می‌دهد. مقدار مربوط به ^{151}Lu درست روی محاسبه نظری قرار می‌گیرد، که این امر اعتماد به تعیین هویت ایزوتوپ و محاسبه نظری را تقویت می‌کند.

با استفاده از معادله (۱۸.۸)، مقدار نیمه عمر در حدود ۱۷۷ μs به دست می‌آید که تقریباً ۵ مرتبه بزرگی کوچکتر از حد مورد انتظار است. به همین دلیل، این نظر مطرح شده است که تفاوت ساختار هسته‌ای حالات اولیه و نهایی (یا شاید تغییر بزرگ تکانه زاویه‌ای در اثر واپاشی که نمونه‌هایی از آن در بخش بعدی مورد بحث قرار می‌گیرد) مانع از تحقق واپاشی می‌شود.



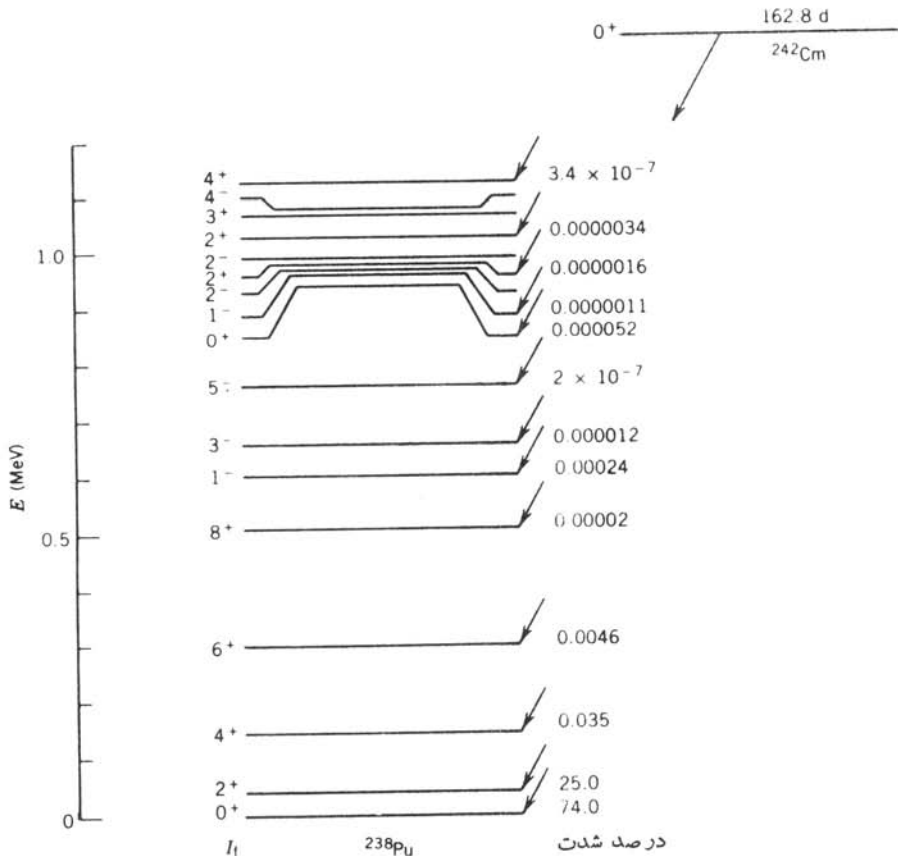
شکل ۶۰۸ انرژیهای واپاشی پروتون‌زا در ایزوتو نهایی $N=80$. خطوط پر از محاسبات نظری مبتنی بر فرمولهای جرم هسته‌ای (مانند فرمول نیمه تجربی جرم) حاصل شده‌اند. انرژی واپاشی فقط برای ^{151}Lu مثبت است.

۵-۸ تکانه زاویه‌ای و پاریته در واپاشی آلفا

تاکنون از بحث در مورد تکانه زاویه‌ای ذره آلفا صرف نظر کرده‌ایم. در یک گذار از حالت اولیه با تکانه زاویه‌ای I_i به حالت نهایی I_f ، تکانه زاویه‌ای ذره آلفا می‌تواند در گستره $I_i + I_f$ تا $|I_i - I_f|$ قرار گیرد. هسته ^4He از دو پروتون و دو نوترون تشکیل شده است که همه آنها در حالت $1s$ هستند و بر اثر جفت‌شدگی تزویجی اسپین کل شان برابر صفر است. بدین ترتیب، اسپین ذره آلفا برابر صفر و تکانه زاویه‌ای کل آن در فرایند واپاشی از نوع تکانه زاویه‌ای مداری است که آن را با l_α نشان می‌دهیم. بنابراین، تسایع موج ذره α با Y_{lm} نشان داده می‌شود که در آن $l = l_\alpha$ است. در نتیجه، تغییر پاریته در گسیل α به صورت $(-1)^{l_\alpha}$ است، و قاعدهٔ گزینش پاریته که گذارهای مجاز و مطلقاً ممنوع را با توجه به پابستگی پاریته مشخص می‌کند، چنین می‌شود: اگر پاریته‌های اولیه و نهایی یکسان باشند l_α باید زوج، و در صورت مختلف بودن پاریته‌ها l_α باید فرد باشد.

در مطالعهٔ کاربرد این قواعد باید به خاطر داشته باشیم که یکی از ویژگیهای بسیار مهم واپاشی آلفا را نادیده گرفته‌ایم، و آن این است که یک حالت اولیه می‌تواند به حالت‌های نهایی بسیار متعددی در دختر هسته منجر شود. این خصوصیت را گاهی «ساختار ریز»

واپاشی آلفا می‌نامیم، که البته ربطی به ساختار ریز اتمی ندارد. شکل ۷.۸ واپاشی آلفای ^{242}Cm را نشان می‌دهد. اسپین حالت اولیه صفر است، و در نتیجه تکانه زاویه‌ای ذره آلفا، l_α ، برابر تکانه زاویه‌ای حالت هسته نهایی I_f است. چنانکه ملاحظه می‌شود، حالت‌های نهایی بسیار متعددی از ^{238}Pu قابل تصور است. واپاشیهای آلفا، مقادیر Q متفاوت (که از تفاضل مقدار Q واپاشی به حالت پایه، 6.216 MeV ، و انرژی برانگیختگی حالت برانگیخته به دست می‌آید) و شدت‌های مختلف دارند. شدت به تابع موج‌های حالات اولیه و نهایی و تکانه زاویه‌ای l_α بستگی دارد. در معادله (60.2) دیدیم که «پتانسیل مرکز گریز» $2mr^2/(l+1)\hbar^2$ چگونه باید در مختصات کروی منظور شود. این جمله که همواره مثبت است، انرژی پتانسیل ناحیه $a < r < b$ را افزایش و در نتیجه ضخامت سد را که باید در آن نفوذ شود افزایش می‌دهد. برای مثال حالات 0^+ ، 2^+ ، 4^+ ، 6^+ و 8^+ حالت پایه یک نوار دورانی را در نظر بگیرید. واپاشی به حالت 2^+ به دو دلیل دارای شدتی کمتر



شکل ۷.۸ واپاشی آلفای ^{242}Cm به حالات برانگیخته مختلف ^{238}Pu . شدت هر شاخه واپاشی آلفا درست راست تراز داده شده است.

از واپاشی به حالت پایه است: اول اینکه «پتانسیل مرکز گریز» ارتفاع سد را به میزان 5 MeV افزایش می‌دهد، و دوم اینکه انرژی برانگیختگی مقدار Q را به اندازه 44 MeV کاهش می‌دهد. به همین دلیل، شدت واپاشی طی صعود در طول نوار و رسیدن به حالت 8^+ به طور پیوسته کاهش می‌یابد. اگر از نظریه قبلی برای آهنگهای واپاشی استفاده کنیم، با در نظر گرفتن افزایش B مؤثر و کاهش Q ، برای شاخه‌های واپاشی به طور نسبی برآوردهای زیر را به دست می‌آوریم: برای حالت 0^+ شدت 76% ؛ برای 2^+ شدت 23% ؛ برای 4^+ شدت 15% ؛ برای 6^+ شدت 77% ؛ و برای 8^+ شدت $5 \times 10^{-5} \times 84\%$. این نتایج با شدتهای مشاهده شده توافق دقیقی ندارند ولی ایده‌ای تقریبی از منشأ کاهش شدت به دست می‌دهند.

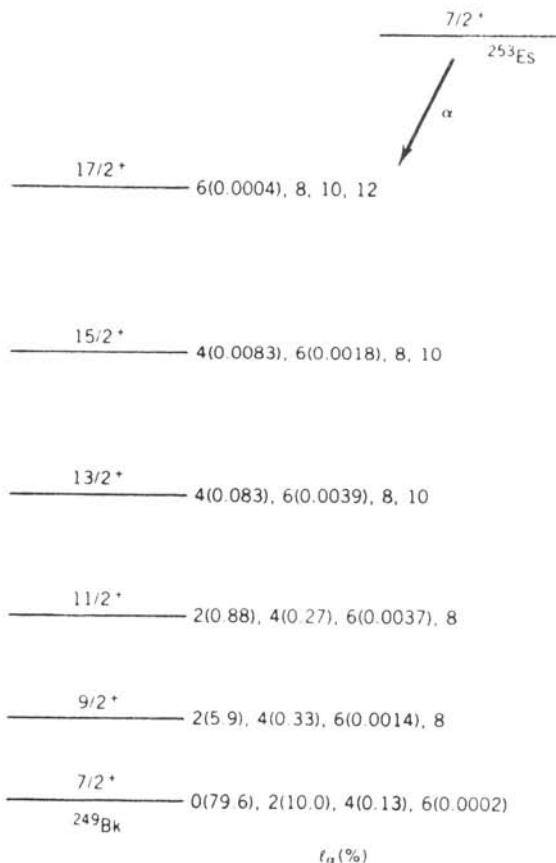
در بالای نوار حالت پایه، شدتهای واپاشی آلفا بسیار کوچک و از مرتبه $10^{-6}\%$ شدت واپاشی کل می‌شود. این مسئله ناشی از هماهنگی ضعیف تابع موجهای اولیه و نهایی است - بسیاری از این حالات برانگیخته از ارتعاشات یا برانگیزشهای ذره‌ای زوج شکستی حاصل می‌شوند که هیچ شباهتی به حالت پایه تزویج شده بدون ارتعاش 0^+ در 242 Cm ندارند. باید به این نکته هم توجه داشت که برای برخی از حالتها تاکنون هیچ گونه شدت واپاشی مشاهده نشده است. این حالتها عبارت‌اند از حالت 2^- در انرژیهای 968 eV و 986 MeV ، حالت 3^+ در انرژی 1070 MeV و حالت 4^- در 1083 MeV . واپاشی آلفا با این حالتها با توجه به قاعده گزینش پاریته مطلقاً ممنوع است. برای مثال، واپاشی $3 \rightarrow 0$ باید دارای $3 = I_\alpha$ باشد که مستلزم تغییر پاریته بین حالت‌های اولیه و نهایی است. بدین سان، واپاشی $3^- \rightarrow 0^+$ ممکن و واپاشی $3^+ \rightarrow 0^+$ غیر ممکن است. همین طور واپاشیهای $2 \rightarrow 0$ و $4 \rightarrow 0$ نمی‌توانند سبب تغییر پاریته شوند، و بنابراین واپاشیهای $2^- \rightarrow 0^+$ و $4^- \rightarrow 0^+$ مجاز نیستند.

اگر اسپین هیچ یک از حالت‌های اولیه و نهایی صفر نباشد، مسئله چندان ساده نیست و واپاشیهای مطلقاً ممنوع وجود ندارند. برای مثال در واپاشی $2^+ \rightarrow 2^-$ ، I_α باید فرد باشد (به علت تغییر پاریته)، و طبق قوانین جفت شدگی تکانه زاویه‌ای داریم $0 \leq I_\alpha \leq 4$. بنابراین، این واپاشی تحت شرایط I_α مساوی ۱ یا ۳ امکان پذیر است. سؤال بعدی که پیش می‌آید این است که کدام یک از حالت‌های I_α مساوی ۱ یا ۳ مرجح است و میزان ترجیح چقدر است. بحث قبلی ما منجر به این شد که شدت $I_\alpha = 1$ تقریباً به اندازه یک مرتبه بزرگی از شدت $I_\alpha = 3$ بیشتر است. اما، اندازه گیری انرژی یا شدت واپاشی به تنهایی هیچ اطلاعی از چگونگی تقسیم شدت واپاشی کل بین مقادیر مجاز I_α به دست نمی‌دهد. برای تعیین سهم نسبی مقادیر مختلف I_α باید توزیع زاویه‌ای ذرات α را اندازه بگیریم. گسیل ذره α با $l = 1$ را تابع $Y_1(\theta, \phi)$ تعیین می‌کند، در حالی که واپاشی آلفا $l = 3$ از توزیع $Y_3(\theta, \phi)$ به دست می‌آید. اصولاً، با تعیین توزیع فضایی این واپاشیها می‌توان اندازه‌های نسبی مقادیر مختلف I_α را تعیین کرد.

برای انجام این آزمایش باید ابتدا اسپین هسته‌های رادیواکتیو آلفا را، مثلاً با

روش به خط کردن دو قطبی مغناطیسی یا گشتاورهای چارقطبی الکتریکی در يك میدان مغناطیسی یا در يك گرادیان میدان الکتریکی بلورین، همسو کنیم. حفظ همسویی اسپینها مستلزم سردسازی هسته‌ها تا دمایی است که در آن حرکت گرمایی برای برهم زدن نظم کافی نباشد. در این حال، معمولاً به دماهای کمتر از 0.1 K نیاز داریم (یعنی کمتر از 0.1 درجه بالاتر از دمای صفر مطلق!).

به عنوان مثالی از این نوع آزمایش، واپاشی ^{253}Es را به حالت‌های پایه نوار دورانی ^{249}Bk در نظر می‌گیریم. مقادیر مجاز l در شکل ۸.۸ نشان داده شده‌اند، و نتایج اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای ذره α به ما کمک می‌کنند تا سهم نسبی مقادیر مختلف l را تعیین کنیم. از آنجا که بسیاری از هسته‌های آلفا گسیل تغییر شکل یافته‌اند، اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای می‌تواند در پاسخ به سؤال دیگر نیز به ما کمک کند: در يك هسته پایدار کشیده



شکل ۸.۸ شدت مؤلفه‌های مختلف تکانه زاویه‌ای در واپاشی ^{253}Es . برای $l_\alpha = 8$ و بالاتر، شدتها معلوم نیستند ولی مقدار آنها را می‌توان فوق‌العاده کوچک گرفت.

(دراز شده)، آیا تعداد آلفاهای گسیل شده از محل قطب بیش از استواست؟ شکل ۹.۸ پاسخ ممکن به این سؤال را در اختیار می‌گذارد: در شعاع بزرگتر قطبی، ذره α با سد پتانسیل کولنی ضعیفتری روبه‌رو است. و بنا بر این باید در سد نازکتر و کوتاهتری نفوذ کند. بنا بر این انتظار داریم که گسیل قطبی محتملتر از گسیل استوایی باشد. شکل ۱۰.۸ توزیع زاویه‌ای گسیل آلفا را نسبت به محور تقارن نشان می‌دهد. چنانکه می‌بینید، همان‌طور که با توجه به پتانسیل انتظار می‌رود، گسیل از محل قطب 3° تا 4° بار محتملتر از گسیل از استواست.

۶.۸ طیف نمایی واپاشی آلفا

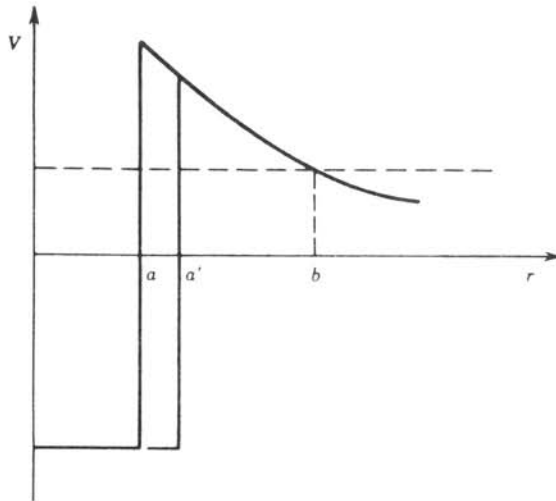
آخرین مطلب مورد بحث در واپاشی آلفا این است که با مطالعه واپاشی آلفا چه اطلاعاتی از ترازهای هسته‌ای به دست می‌آوریم.

برای مثال، واپاشی 53 ساعتی ^{251}Fm را به ترازهای ^{247}Cf در نظر می‌گیریم. (ترازهای ^{247}Cf در اثر واپاشی بنزای ^{247}Es نیز حاصل می‌شوند، ولی نیمه‌عمر این واپاشی برابر 47 min و به اندازه‌ای کوتاه است که استفاده از آن در بررسی تفصیلی ساختار تراز ^{247}Cf خیلی مشکل است.)

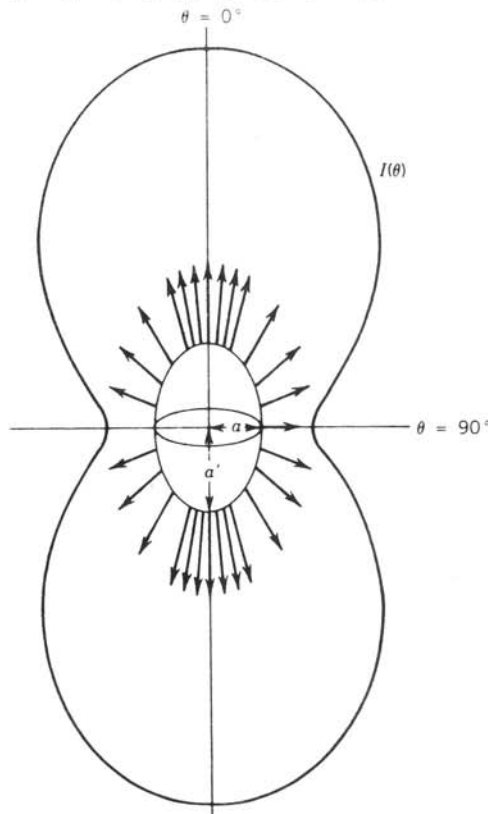
شکل ۱۱.۸ طیف انرژی حاصل از واپاشیهای آلفای ^{251}Fm را نشان می‌دهد. چنانکه می‌بینید، 13 گروه متمایز ذره آلفا در این طیف قابل تشخیص‌اند، که هر گروه احتمالاً واپاشی به یک حالت برانگیخته خاص ^{247}Cf را نشان می‌دهد. چگونه می‌توانیم این اطلاعات را برای بازسازی طرح تراز ^{247}Cf به کار ببریم؟ بر اساس طیف α ابتدا باید انرژی و شدت هر گروه را پیدا کنیم. انرژی در مقایسه با واپاشیهای با انرژی معلوم به دست می‌آید (واپاشیهای ناشی از ناخالصی ^{252}Fm برای این منظور می‌تواند مورد استفاده قرار گیرد) و شدت با توجه به مساحت سطح هر قله به دست می‌آید. نتیجه این تحلیل همراه با خط‌هایی که اغلب ناشی از آمار شمارش هر قله است در جدول ۳.۸ نشان داده شده است. (توجه کنید که قویترین قله‌ها کمترین خطای نسبی را دارند.) برای یافتن انرژیهای واپاشی (یعنی، انرژیهای نسبی حالات هسته‌ای) باید از معادله (۷.۸) استفاده کنیم، زیرا انرژیهای قابل اندازه‌گیری ذرات آلفا فقط از نوع انرژی جنبشی‌اند. این مقادیر نیز در جدول ۳.۸ نشان داده شده‌اند.

حالات برانگیخته مختلف ^{247}Cf با گسیل فوتونهای پرتو گاما به سرعت به حالت پایه واپاشیده می‌شوند، بنا بر این برای به دست آوردن طرح واپاشی اطلاع از انرژیها و شدتهای پرتوهای گاما نیز مفید است. شکل ۱۲.۸ پرتوهای گامای مشاهده شده، و جدول ۴.۸ انرژیها و شدتهای به دست آمده را نشان می‌دهد.

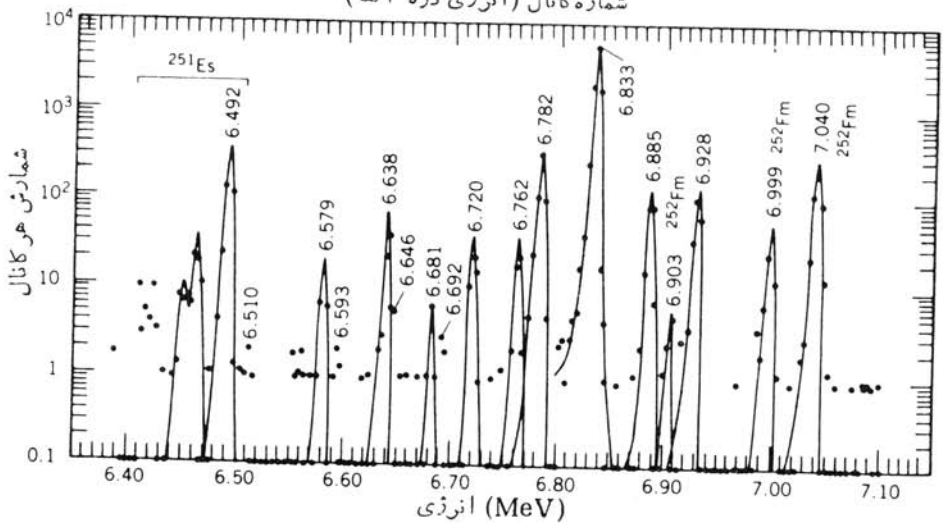
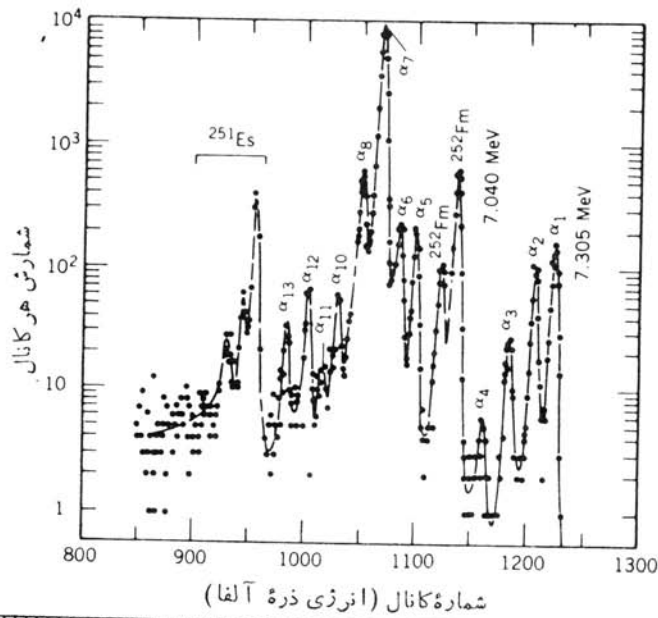
اکنون کار تجسس و ارزیابی ما آغاز می‌شود. در اینجا، چنانکه در مثال بعد خواهیم دید، در حالی که نهایت دقت را به خرج می‌دهیم فرض می‌کنیم که بالاترین انرژی واپاشی آلفا به حالت پایه ^{247}Cf منجر شود. (این فرض در هسته‌های زوج-زوج بسیار خوب



شکل ۹۰۸ در یک هسته تغییر شکل یافته، ذرات آلفایی که از محل قطبها خارج می‌شوند در فاصله جدایی بزرگتر a' وارد سد کولنی می‌شوند، و بنا بر این باید در سد کوتاهتر و نازکتری نفوذ کنند. بدین سان، احتمال مشاهده گسیل α در محل قطبها بیشتر از محل استواست.



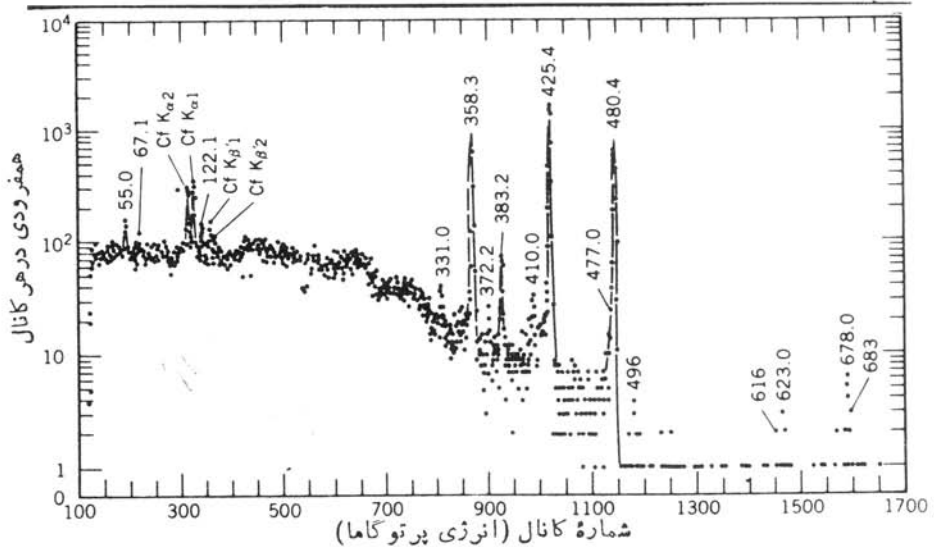
شکل ۱۰۰۸ توزیع شدت ذرات آلفای گسیل شده از هسته تغییر شکل یافته‌ای که در مرکز شکل قرار دارد. نمودار قطبی شدت، تأثیر بارز توزیع زاویه‌ای را نشان می‌دهد.



شکل ۱۱-۸ طیف آلفای ناشی از واپاشی ^{251}Fm . قسمت بالا طیف مشاهده شده توسط یک آشکارساز Si را نشان می‌دهد. تصویر پایین نمایانگر قسمتی از همان طیف است که با طیفسنج مغناطیسی مشاهده شده است. تفکیک برتر انرژی در این آشکارساز، وجود واپاشی 6.762MeV را که در طیف بالایی پوشیده می‌ماند پدیدار ساخته است.

جدول ۳۰۸ واپاشیهای آلفازای ^{251}Fm .

گروه α	انرژی α (keV)	انرژی واپاشی (keV)	انرژی حالت برانگیخته (keV)	شدت α (%)
α_1	7305 ± 3	7423	0	1.75 ± 0.1
α_2	7251 ± 3	7368	55	0.93 ± 0.08
α_3	7184 ± 3	7300	123	0.29 ± 0.03
α_4	7106 ± 5	7221	202	~ 0.05
α_5	6928 ± 2	7040	383	1.78 ± 0.1
α_6	6885 ± 2	6996	427	1.77 ± 0.1
α_7	6833 ± 2	6944	479	8.70 ± 0.9
α_8	6782 ± 2	6892	531	4.78 ± 0.2
α_9	6762 ± 3	6872	552	0.38 ± 0.06
α_{10}	6720 ± 3	6829	594	0.44 ± 0.04
α_{11}	6681 ± 4	6789	634	0.07 ± 0.03
α_{12}	6638 ± 3	6745	678	0.56 ± 0.06
α_{13}	6579 ± 3	6686	738	0.26 ± 0.04



شکل ۱۴۰۸ طیف پرتوگامای ناشی از ^{251}Fm در همفرودی با تمام واپاشیهای آلفازا در گستره ۶۵ تا ۷۷ MeV. این طیف با استفاده از آشکارساز Ge(Li) به دست آمده است.

جدول ۴۰۸ پرتوهای گامای ^{247}Cf در پی واپاشی آلفازای ^{251}Fm .

شدت (درصد واپاشیها)	انرژی (keV)	شدت (درصد واپاشیها)	انرژی (keV)
51 ± 4	42594 ± 0.1	0.58 ± 0.08	5500 ± 0.2
0.54 ± 0.08	47700 ± 0.3	0.28 ± 0.05	6711 ± 0.2
21 ± 2	48094 ± 0.1	0.28 ± 0.05	12211 ± 0.2
~ 0.08	496 ± 1	0.35 ± 0.07	33100 ± 0.3
~ 0.05	616 ± 1	17 ± 1.5	35893 ± 0.1
0.07 ± 0.02	62300 ± 0.8	0.25 ± 0.05	37222 ± 0.4
0.26 ± 0.06	67800 ± 0.8	1.2 ± 0.13	38222 ± 0.3
~ 0.04	683 ± 1	0.50 ± 0.07	41000 ± 0.3

است، زیرا واپاشیهای آلفازای $0^+ \rightarrow 0^+$ بسیار قوی هستند و هیچگونه ممنوعیتی در اثر تفاوت تابع موجهای حالت‌های ابتدایی و انتهایی هسته به وجود نمی‌آید. در هسته‌های A فرد، حالت‌های پایه ابتدایی و انتهایی ممکن است خصوصیات بسیار متفاوتی داشته باشند، به طوری که احتمال واپاشی به حالت پایه بسیار ضعیف یا صفر شود. واپاشی کم‌انرژی‌تر نسبت به حالت پایه فقط 55 keV تفاوت انرژی دارد. اگر فرض کنیم که این واپاشی به اولین حالت برانگیخته منجر شود، آنگاه بامشاهده انرژی 55 keV در بین گذارهای گاما بسیار خوشحال خواهیم شد، زیرا این گذار نماینده عبور از اولین حالت برانگیخته به حالت پایه است. واپاشی آلفازای بعدی به حالت برانگیخته‌ای که $123 \pm 3 \text{ keV}$ بالاتر از حالت پایه است منجر می‌شود، و در بین پرتوهای گاما هم انرژی 12211 keV وجود دارد که با گذار از دومین حالت برانگیخته به حالت پایه متناظر است. همچنین با انرژی گذار $(12211 - 5500 \text{ keV}) = 6711 \text{ keV}$ روبه‌رو می‌شویم که ناشی از گذار بین دومین و اولین حالت برانگیخته است.

فرض می‌کنیم که این سه حالت (با انرژیهای فرضی صفر، 5500 keV ، و 12211 keV) یک نوار دورانی تشکیل می‌دهند، که مطابق بحثی که در بخش ۳۰۵ در مورد هسته‌های A فرد تغییر شکل یافته مطرح کردیم، دارای حالت‌هایی با تکانه زاویه‌ای $I = 0, 1, 2, \dots$ هستند که در آنها Ω مؤلفه تکانه زاویه‌ای ذره فرد در امتداد

محور تقارن است. در این صورت، تفاوت انرژی بین حالت پایه و اولین حالت برانگیخته برابر است با

$$\begin{aligned}\Delta E_{\gamma_1} \equiv E_{\gamma} - E_{\gamma_1} &= \frac{\hbar^2}{2J} [(\Omega + 1)(\Omega + 2) - \Omega(\Omega + 1)] \\ &= \frac{\hbar^2}{2J} 2(\Omega + 1)\end{aligned}\quad (19.8)$$

که در آن انرژی حالت‌های دورانی را به صورت $E = (\hbar^2/2J)I(I+1)$ در نظر گرفته ایم. به همین ترتیب، تفاوت انرژی بین حالت پایه و دومین حالت برانگیخته برابر است با

$$\begin{aligned}\Delta E_{\gamma_2} \equiv E_{\gamma} - E_{\gamma_2} &= \frac{\hbar^2}{2J} [(\Omega + 2)(\Omega + 3) - \Omega(\Omega + 1)] \\ &= \frac{\hbar^2}{2J} 2(2\Omega + 3)\end{aligned}\quad (20.8)$$

از ترکیب این نتایج با مقادیر تجربی، $\Delta E_{\gamma_1} = 550 \text{ keV}$ و $\Delta E_{\gamma_2} = 1221 \text{ keV}$ خواهیم داشت $\Omega = 3.5 \pm 0.2$ (یعنی $\Omega = 7/2$) و $\hbar^2/2J = 611 \pm 0.2 \text{ keV}$. بنا بر این، به نظر می‌رسد که این سه حالت یک نوار دورانی با $I = 7/2, 9/2, 11/2$ را تشکیل می‌دهند. با نتایج بدست آمده می‌توان انرژی حالت $13/2$ را پیش‌بینی کرد

$$\Delta E_{\gamma_3} = \frac{\hbar^2}{2J} \left[\frac{13}{2} \cdot \frac{15}{2} - \frac{7}{2} \cdot \frac{9}{2} \right] = 2016 \text{ keV}$$

و برای حالت $15/2$

$$\Delta E_{\gamma_4} = \frac{\hbar^2}{2J} \left[\frac{15}{2} \cdot \frac{17}{2} - \frac{7}{2} \cdot \frac{9}{2} \right] = 2933 \text{ keV}$$

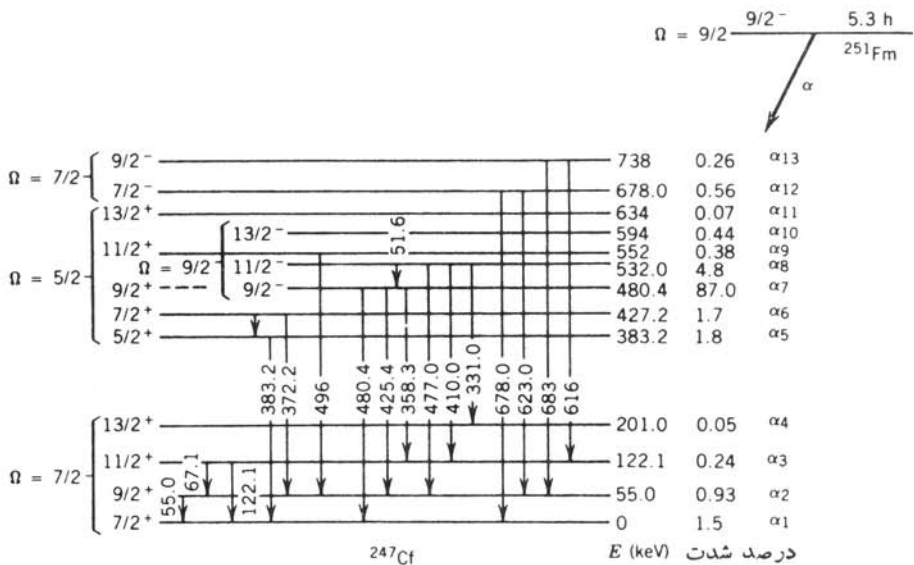
ظاهراً حالت $13/2$ از واپاشی بسیار ضعیف α حاصل می‌شود، ولی واپاشیهای گام‌زای آن ممکن است آنچنان ضعیف باشد که اثری از آن در طیف شکل ۱۴.۸ مشاهده نشود. واپاشی به حالت $15/2$ هنوز مشاهده نشده است.

حالات باقیمانده را می‌توان به کمک مطالعات همفرودی α - γ تفسیر کرد، که در آن به‌طور الکترونیکی گذارهایی از γ را انتخاب می‌کنیم که در فاصله زمانی کوتاهی (در این مورد در فاصله 110 ns) پس از واپاشی α رخ می‌دهند. از آنجا که این زمان در مقایسه با طول عمر مشخصه حالات هسته‌ای طولانی است، کلیه پرتوهای γ که به دنبال واپاشی آلفا گسیل می‌شوند ثبت خواهند شد (حتی آنهایی که مانند گسیل دو گام‌ای پیاپی به‌طور غیرمستقیم گسیل می‌شوند). ارتباط همفرودیهای مشاهده شده به شرح زیر است:

پر توهای گاما (keV)	درجهٔ همفرودی
۳۸۳۲۲	α_5
۳۸۳۲۲، ۳۷۲۲۲	α_6
۴۸۰۰۴، ۴۲۵۰۴، ۳۵۸۰۳، ۱۲۲۲۱، ۶۷۰۱، ۵۵۰۰	α_7
۴۸۰۰۴، ۴۷۷۰۰، ۴۲۵۰۴، ۴۱۰۰۰، ۳۵۸۰۳، ۳۳۱۰۰	α_8
۶۷۸۰۰، ۶۲۳۰۰	α_{12}

واپاشی α_5 منجر به حالت برانگیخته‌ای با انرژی 38322 keV می‌شود که مستقیماً با گسیل یک پرتو γ به حالت پایه می‌رود. واپاشی α_6 منجر به حالتی با انرژی 427 keV می‌شود، ولی پرتو گامای همفرود با این انرژی که نمایندهٔ گذار مستقیم به حالت پایه است، وجود ندارد. اما با گذاری با انرژی 37222 keV روبرو می‌شویم که وقتی به 55000 keV افزوده شود، مقدار 42722 keV که به انرژی این حالت بسیار نزدیک است حاصل می‌شود. بنا بر این، نتیجه می‌گیریم که این حالت برانگیخته با انرژی 42722 keV به اولین حالت برانگیخته با انرژی 55000 keV واپاشیده می‌شود. به علاوه، یک گذار همفرودی در انرژی 38322 keV هم وجود دارد که در این صورت این حالت 42722 keV باید با گسیل یک پرتو γ با انرژی $44000 \text{ keV} = 42722 - 38322$ به حالت تثبیت شدهٔ قبلی در 38322 keV واپاشیده شود؛ این پرتو γ هنوز مشاهده نشده است. واپاشی α_7 به حالت 48004 keV ، واپاشی به حالت پایه و حالت‌های 55000 keV و 12221 keV را نشان می‌دهد ($48004 = 42504 + 55000$ و $48004 = 35803 + 12221$). همین‌طور، واپاشی α_8 به حالت 53200 keV ، نمایانگر گذارهای مستقیم به حالت‌های پایتتر ($53200 = 20100 + 33100$ ؛ $53200 = 41000 + 12221$) است، در حالی که واپاشی مستقیم به حالت پایه وجود ندارد. این واپاشی همچنین گذارهای همفرودی ناشی از تراز 48004 keV را نشان می‌دهد، که در این صورت باید گذاری با انرژی $(53200 - 48004) = 5196 \text{ keV}$ نیز وجود داشته باشد. به طور مشابه، سایر واپاشیهای آلفا و بتا را بررسی می‌کنیم. شکل ۱۳-۸ همین طرحهای واپاشی را نشان می‌دهد.

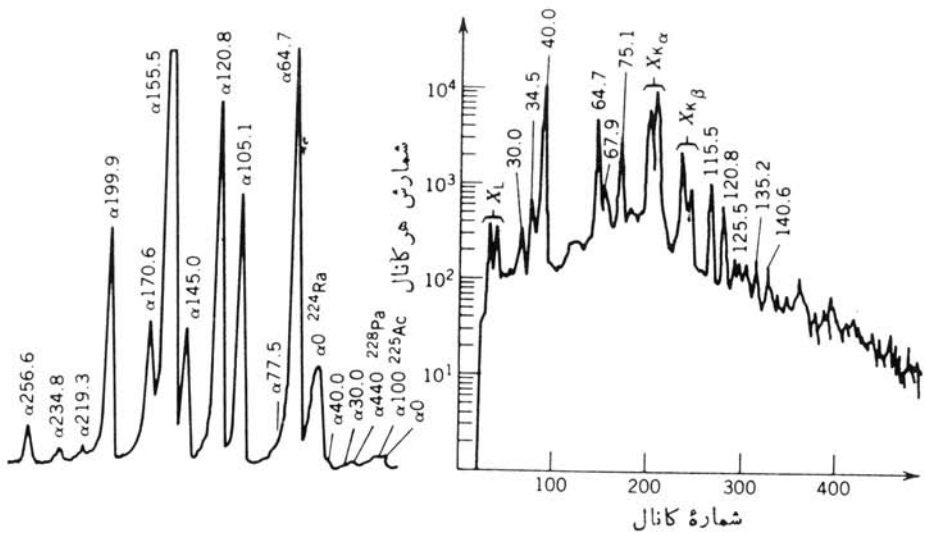
برای حالات بالاتر از نوار حالت پایه، تعیین اسپین و تکانهٔ زاویه‌ای ذاتی Ω به آسانی نوار دورانی حالت پایه نیست. برای این منظور، به اطلاعات دیگری از واپاشیهای گاما نیاز داریم؛ که اندازه‌گیریهای مربوط به آنها در فصل ۱۰ مورد بررسی قرار گرفته‌اند. به شایهٔ قوی α در انرژی 48004 keV توجه کنید. دلیل این امر، یکسان بودن تابع موجهای حالات ابتدایی و انتهایی است - که هر دو از حالت تک ذره‌ای تغییر شکل یافتهٔ



شکل ۱۴۰۸ طرح واپاشی ^{251}Fm به ترازهای ^{247}Cf که از طیف‌نمایی α و γ استنتاج شده است. اسپین ترازهای بالاتر با استفاده از تکنیک‌های پرتو γ و تبدیل داخلی که در فصل ۱۵ توضیح داده شده‌اند، تعیین شده است.

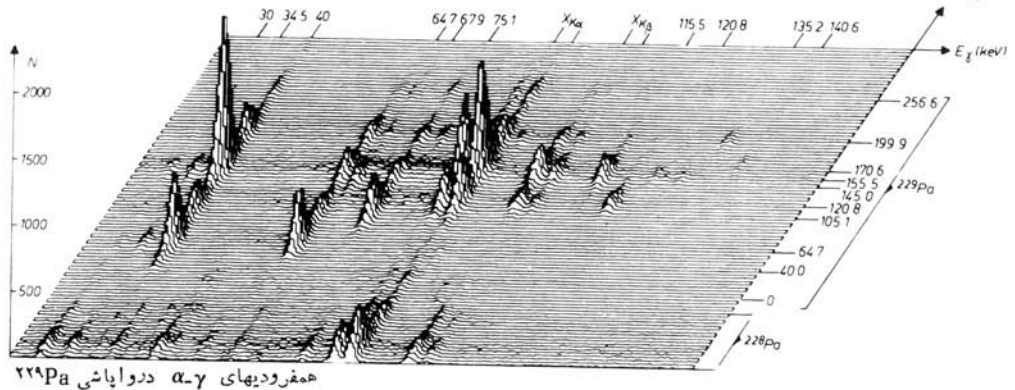
$\Omega = 9/2$ حاصل می‌شوند و در نتیجه بیش از ۹۳٪ شدت واپاشی به حالت‌های به اصطلاح نوار «ترجیحی» منتهی می‌شوند. آهنگ‌های واپاشی مشاهده شده را می‌توان با مقادیر حساب شده حالت‌های مختلف تک ذره تغییر شکل یافته که با استفاده از تابع موج‌های نیلسون به دست می‌آیند مقایسه کرد، که عموماً سازگاری خوبی بین اندازه‌گیری و محاسبه برای هر دو نوع واپاشیهای ترجیحی و غیر ترجیحی وجود دارد. همین مقایسه بین نظریه و تجربه است که تعیین حالات تک‌ذره‌ای را امکان‌پذیر می‌سازد، زیرا مقدار ذاتی Ω و کمیت نیلسون مستقیماً قابل اندازه‌گیری نیستند.

مثال دیگری از مطالعه طیف‌نمایی هسته‌ای با استفاده از واپاشی آلفا در شکل‌های ۱۴۰۸ تا ۱۶۰۸ نشان داده شده است. شکل ۱۴۰۸ طیف‌های α و γ ناشی از واپاشی $^{225}\text{Ac} \rightarrow ^{229}\text{Pa}$ را نشان می‌دهد و چنانکه می‌بینید، واپاشی به حالت پایه (که با α_0 نشان داده شده است) قابل تأیید نیست. در این مورد هم، هم‌فرودهای γ - α به روشن کردن طرح واپاشی کمک می‌کنند، و یک روش بسیار آموزنده نمایش هم‌فرودها را در شکل ۱۵۰۸ نشان داده‌ایم. هر قله در طیف سه بعدی نماینده ارتباط هم‌فرودی معینی بین α و γ است که روی محورها مشخص شده است. برای به دست آوردن طرح واپاشی شکل ۱۶۰۸ از اطلاعات حاصل از مطالعات هم‌فرودی استفاده شده است. چهار نوار دورانی در ^{225}Ac مشخص شده‌اند که عبارت‌اند از نوارهای دورانی با پاریته مثبت و منفی و مقادیر



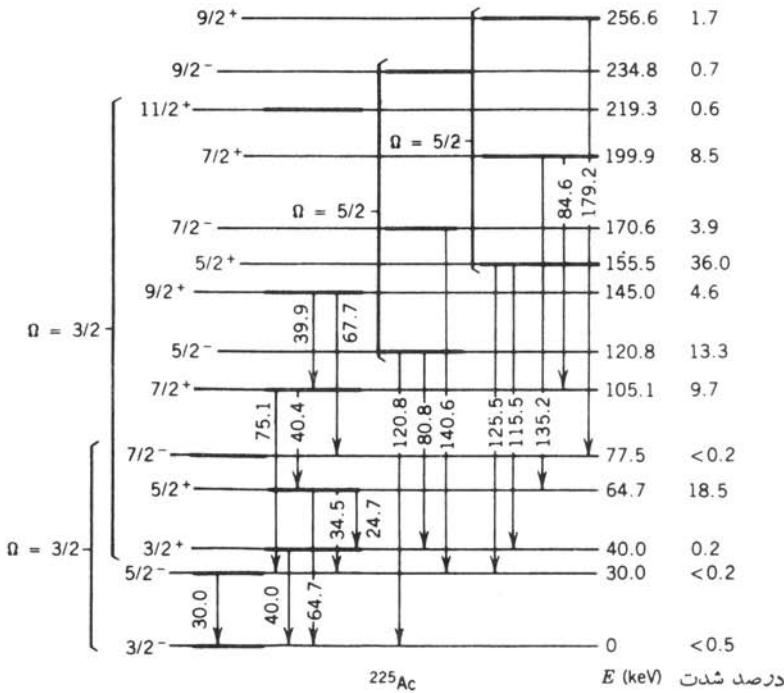
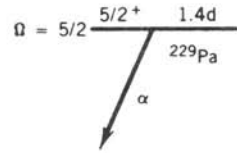
شکل ۱۴۰۸ طیفهای α (چپ) و γ (راست) ناشی از واپاشی ^{229}Pa و تبدیل آن به ^{225}Ac . قله‌های α بر حسب انرژی حالت‌های برانگیخته ^{225}Ac مشخص شده‌اند؛ بنا بر این α ۱۰۵ در واپاشی منجر به حالت برانگیخته ^{225}Ac ۱۰۵ در 105.1 keV را نشان می‌دهد. قله‌های بارز ناشی از ناخالصیها نیز مشخص شده‌اند. طیف γ با روش همفرودی با کلیه α ها تعیین شده است.

انرژی حالت‌های ^{225}Ac (keV)



همفرودیهای α - γ در واپاشی ^{229}Pa

شکل ۱۵۰۸ نمایش سه بعدی (یا دو پارامتری) همفرودیهای α - γ در واپاشی ^{229}Pa . محور افقی نمایانگر انرژی پرتوگاما است که در قسمت بالا نشان داده شده است. محور اریب انرژیهای واپاشی آلفا را نشان می‌دهد، و مقادیر آن نماینده حالت‌های برانگیخته ^{225}Ac است که واپاشی بدانها منجر می‌شود، محور عمودی شدت ارتباط همفرودی را نشان می‌دهد.



شکل ۱۶۰۸ طرح واپاشی ^{229}Pa حاصل از طیف‌نمایی α و γ .

به هسته واپاشنده ^{229}Pa اسپین - پاریته $(5/2)^+$ نسبت داده شده است، که در نتیجه در این مورد واپاشی ترجیحی به نوار $(5/2)^+$ در هسته دختر دارای شدتی در حدود ۴۶٪ است. ممنوعیت شدید تابع موجهای هسته‌ای در واپاشی به نوار دورانی حالت پایه $(3/2)^-$ ، به واپاشی بسیار ضعیف (و احتمالاً ناموجود) به حالت پایه منجر می‌شود. در این مورد اگر گسره مشاهده شده α با بیشترین انرژی (α_{748} یا α_{40}) اگر بادقت بنگریم) را متناظر با گذار به حالت پایه در نظر می‌گرفتیم، مرتکب خطا می‌شویم.

مراجع مطالعات تکمیلی

بجتهای مشروحتری از واپاشی آلفا را می‌توان در فصل ۱۶ کتاب

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

و فصل ۱۳ کتاب

- I. Kaplan, *Nuclear Physics* (Reading, MA: Addison - Wesley, 1955),
یافت. برای مروری بر نظریه واپاشی آلفا رجوع کنید به
- H. J. Mang, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 14, 1 (1964),
و بخش «Alpha Decay» J. O. Rasmussen در فصل ۱۱ کتاب
Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, edited by K. Siegbahn
(Amsterdam: North Holland, 1965),
برای مطالعه کاربرد واپاشی آلفا در طیف‌نمایی هسته‌ای به مقاله F. S. Stephens در
کتاب زیر رجوع کنید
Nuclear Spectroscopy, Part A, edited by F. Ajzenberg-Selove (New-
York: Academic, 1959).

مسائل

۱. مقدار Q را برای واپاشیهای زیر به دست آورید:
(الف) ${}^{243}\text{Bk} \rightarrow {}^{243}\text{Am} + \alpha$ ؛
(ب) ${}^{251}\text{Cf} \rightarrow {}^{247}\text{Cm} + \alpha$ ؛
(ج) ${}^{230}\text{Th} \rightarrow {}^{226}\text{Ra} + \alpha$
۲. برای واپاشیهای مسئله ۱، انرژی جنبشی و سرعت هسته دختر را پس از واپاشی تعیین کنید.
۳. با استفاده از جرمهای اتمی معلوم، مقدار Q را برای واپاشیهای زیر محاسبه کنید:
(الف) ${}^{242}\text{Pu} \rightarrow {}^{238}\text{U} + \alpha$
(ب) ${}^{208}\text{Po} \rightarrow {}^{204}\text{Pb} + \alpha$
(ج) ${}^{208}\text{Po} \rightarrow {}^{196}\text{Pt} + {}^{12}\text{C}$
(د) ${}^{210}\text{Bi} \rightarrow {}^{208}\text{Pb} + {}^2\text{H}$
۴. در واپاشی ${}^{242}\text{Cm}$ به ${}^{238}\text{Pu}$ ، انرژی بیشینه α برابر $5.01 \text{ keV} \pm 0.1129$ است.
با معلوم بودن جرم ${}^{238}\text{Pu}$ ، جرم ${}^{242}\text{Cm}$ را محاسبه کنید.
۵. بالاترین انرژی ذرات آلفای گسیل شده در واپاشی ${}^{238}\text{U}$ به ${}^{234}\text{Th}$ برابر
 $4.196 \pm 0.004 \text{ keV}$ است. با استفاده از این مقدار و جرم معلوم ${}^{238}\text{U}$ ، جرم ${}^{234}\text{Th}$ را
محاسبه کنید.
۶. با استفاده از اصل عدم قطعیت، کمینه سرعت و انرژی جنبشی یک ذره آلفای محبوس
در یک هسته سنگین را برآورد کنید.
۷. (الف) مقادیر Q رادرواپاشیهای ${}^{212}\text{Pb} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{224}\text{Ra}$ و ${}^{210}\text{Pb} + {}^{14}\text{C} \rightarrow {}^{224}\text{Ra}$
محاسبه کنید. (ب) نیمه عمرهای این دو فرایند واپاشی را برآورد کنید. ${}^{224}\text{Ra}$ یک
هسته آلفا گسیل با نیمه عمر ۳٫۶۶ روز است.
۸. مقدار Q واپاشی آلفای ${}^{203}\text{Tl}$ ، با استفاده از جرم هسته‌های اولیه و نهایی، برابر

۹۱ MeV محاسبه شده است. نیمه عمر ^{203}Tl را برآورد کنید و بگویید چرا ^{203}Tl را یک هسته «پایدار» می نامیم.

۹. با استفاده از فرمول نیمه تجربی جرم، انرژی واپاشی آلفای ^{242}Cf را برآورد کنید و آن را با مقدار اندازه گیری شده مقایسه کنید (شکل ۱۰۸).

۱۰. برای واپاشی آلفای ^{226}Ra به ^{222}Rn ($Q = 4.869 \text{ MeV}$)، مقادیر نیمه عمر انتظاری جهت تولید ^{222}Rn به شعاعهای ۷۰، ۸۰، ۹۰، ۱۰۰، ۱۰۵ فرمی را محاسبه کنید. شعاع متناظر به نیمه عمر اندازه گیری شده (۱۶۰۲ سال) را برآورد کنید؛ مقدار R_0 نظیر را استنتاج و تعبیر کنید.

۱۱. با استفاده از مقیاسی مشابه شکل ۲۰۸، معادله (۹۰۸) را رسم کنید و نشان دهید که روند عمومی مقادیر Q باز تولید می شود. مقادیر مناسب Z را متناظر با هر مقدار A انتخاب کنید.

۱۲. سد پتانسیل کولنی مقابل ذره α را در واپاشی آلفای ^{242}Cm ($Z = 96$) به ^{238}Pu ($Z = 94$)، با مقدار $Q = 6.217 \text{ MeV}$ ، رسم کنید. برای به حساب آوردن میزان پخش شدگی سطح هسته، فرض کنید $R_0 = 1.5 \text{ fm}$ است. همچنین سد کولنی به علاوه گریز از مرکز را برای واپاشی $l = 2$ به اولین حالت برانگیخته (44 keV) نشان دهید. حال با استفاده از روشی مشابه معادله (۱۳۰۸)، کاهش احتمال واپاشی را در اثر سد اضافی برآورد کنید و نسبت شدتهای انشعاب به حالت پایه و اولین حالت برانگیخته ^{238}Pu را به دست آورید. (کاهش مقدار Q برای واپاشی به حالت برانگیخته را فراموش نکنید.) برآورد خود را با شدتهای واقعی در شکل ۷۰۸ مقایسه کنید.

۱۳. معادلات (۱۰۸) تا (۵۰۸) حتی در مکانیک نسبیتی هم به طور دقیق برقرارند، اما معادلات (۶۰۸) و (۷۰۸) با استفاده از شکل نانبیبتی انرژی جنبشی به دست آمده اند. با استفاده از روابط نسبیتی p و T ، صورت نسبیتی معادلات (۶۰۸) و (۷۰۸) را به دست آورید و خطای ناشی از چشمپوشی از این تصحیحات را برای ذره α با انرژی 6 MeV محاسبه کنید.

۱۴. هسته شدیداً تغییر شکل یافته ^{252}Fm را با $\epsilon = 0.3$ در نظر بگیرید. این هسته به شکل بیضیوار دورانی با نیم محور بزرگ $a' = R(1 + \epsilon)$ و نیم محور کوچک $a = R(1 + \epsilon)^{-1/2}$ است که در آن شعاع میانگین است. با استفاده از پتانسیلی به صورت شکل ۹۰۸، احتمالات نسبی گسیل ذرات آلفا را در راستاهای قطبی و استوایی برآورد کنید.

۱۵. در تصویر نیمه کلاسیک، یک ذره α با $l = 0$ در امتداد خطی گسیل می شود که از مرکز هسته می گذرد. (الف) ذرات α با $l = 1$ و $l = 2$ باید در چه فاصله ای از مرکز هسته گسیل شوند؟ مقدار Q را برای یک هسته سنگین ($A = 230$) برابر 6 MeV فرض کنید. (ب) اگر تمام انرژی پس زنی صرف حرکت دورانی هسته دختر شود، انرژی جنبشی دورانی هسته پس زده چقدر می شود؟

۰۱۶. با استفاده از اطلاعات موجود دربارهٔ مواد مرجع (جدول ایزوتوپها، جدولهای جرم اتمی)، رشته منحنیهای تغییرات مقدار Q واپاشی آلفا را برحسب Z ، برای وقتی که A ثابت باشد، رسم کنید. از معادلهٔ (۹.۸) برای تحلیل این نمودار استفاده کنید.
۰۱۷. در واپاشی $^{228}\text{Th} \rightarrow ^{224}\text{Ra} + \alpha$ ، انرژی ذره آلفا با انرژی بیشینه برابر 5.423 MeV و انرژی ذره بعدی برابر 5.431 MeV است. (الف) واپاشی با انرژی بیشینه به حالت پایه ^{224}Ra منتهی می‌شود. چرا این رویداد فرایندی طبیعی است؟ (ب) مقدار Q این واپاشی را از انرژی اندازه‌گیری شده α محاسبه کنید. (ج) انرژی اولین حالت برانگیخته ^{224}Ra را محاسبه کنید.
۰۱۸. مقدار Q برای واپاشی $^{232}\text{U} \rightarrow ^{228}\text{Th} + \alpha$ برابر 4.909 MeV است. انرژی حالات برانگیخته ^{228}Th در این واپاشی برابر 29 ، 42 ، 72 ، و 97 keV است. انرژیهای پنج گروه از پرنرزی‌ترین ذرات آلفای گسیل شده در واپاشی ^{232}U را محاسبه کنید.
۰۱۹. انرژی پنج گروه از ذرات آلفای گسیل شده از ^{242}Cm (شکل ۷.۸) به ترتیب برابر 6.113 ، 6.070 ، 5.972 ، 5.817 ، و 5.609 MeV است. هر حالت از طریق یک گذار γ به حالت بلافاصله پایینتر مرتبط می‌شود. انرژیهای پرتوهای گاما را محاسبه کنید.
۰۲۰. واپاشی آلفازای هسته‌ای با جرم حدود 200 دارای دو مؤلفه با انرژیهای 4.687 و 4.650 MeV است. هیچیک از این مؤلفه‌ها به حالت پایه هستهٔ دختر منتهی نمی‌شوند، ولی به دنبال هر یک از آنها پرتوی گامایی با انرژی به ترتیب برابر 266 و 305 keV گسیل می‌شود، و هیچ پرتوی گامای دیگری مشاهده نمی‌شود. (الف) با استفاده از این اطلاعات، یک نمودار واپاشی رسم کنید. (ب) حالت مادر هستهٔ واپاشیده دارای اسپین 1 و پاریتهٔ منفی، و حالت پایهٔ دختر هسته دارای اسپین صفر و پاریتهٔ منفی است. در این مورد، چرا واپاشی آلفا مستقیماً به حالت پایه منتهی نمی‌شود؟
۰۲۱. واپاشی آلفازای ^{244}Cm با شدت $10^{-4} \times 10^6\%$ به حالت برانگیخته 0^+ هسته ^{240}Pu با انرژی 8.61 MeV منتهی می‌شود، در حالی که شدت نسبی واپاشی به حالت پایه 0^+ برابر 76.7% است نسبت این شدتهای واپاشی را با استفاده از نظریهٔ واپاشی آلفا محاسبه و آن را با مقادیر تجربی مقایسه کنید.
۰۲۲. در یک فرایند واپاشی، هسته‌ای با جرم حدود 240 ذرات آلفا با انرژیهای زیر (برحسب MeV) گسیل می‌کند: (α_1) ، 5.513 ، (α_2) ، 5.486 ، (α_3) ، 5.496 ، (α_4) ، 5.443 ، (α_5) ، 5.417 ، (α_6) ، 5.389 . پرتوهای گامای زیر هم در هستهٔ دختر مشاهده شده‌اند (انرژیها برحسب keV است): (γ_1) ، 26 ، (γ_2) ، 33 ، (γ_3) ، 43 ، (γ_4) ، 59 ، (γ_5) ، 60 ، (γ_6) ، 99 ، (γ_7) ، 103 ، و (γ_8) ، 125 . با استفاده از این اطلاعات و فرض اینکه α_0 به حالت پایهٔ هستهٔ دختر منتهی می‌شود، نمودار واپاشی را در این فرایند رسم کنید.
۰۲۳. در واپاشی ^{252}Es به ^{249}Bk که در شکل ۸.۸ نشان داده شده است: (الف) سهم و

مسائل ۳۴۷

شدت واپاشیهای $I_\alpha = 0, 2, 4, 6$ را در گذار به حالت پایه برآورد و آنها را با مقادیر اندازه گیری شده مقایسه کنید. (ب) با فرض برتری مؤلفه $I_\alpha = 2$ ، شدتهای نسبی واپاشیهای منتهی به حالت $(9/2)^+$ و $(11/2)^+$ را برآورد کنید. مقدار Q حالت پایه برابر 747 MeV و حالتیهای برانگیخته برابر 42 keV و 94 keV است.

۰۲۴ واپاشی ^{253}Es ($I=7/2, \pi=+$) به دنباله‌ای از حالات پارینه منفی هسته ^{249}Bk با اسپینهای $3/2, 5/2, 7/2, 9/2, 11/2, 13/2$ منتهی می‌شود. برای هر حالت، مقدار مجاز I_α را بیابید.

۹

واپاشی بتازا

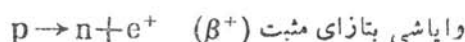
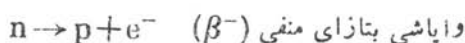
گسیل الکترونهاي منفی معمولی از هسته یکی از اولین پدیده‌های واپاشی رادیواکتیوی بود که مشاهده شد. فرایند معکوس گیراندازی الکترون مداری توسط هسته، تا سال ۱۹۳۸ مشاهده نشد. در این سال آلوارز پرتوهای x مشخصه گسیل شده در اثر پرشدن جای خالی الکترونهاي گیراندازی شده را آشکارسازی کرد. در سال ۱۹۳۴ ژولیو-کوری برای اولین بار فرایند گسیل الکترون مثبت (پوزیترون) در واپاشی رادیواکتیو را، فقط دو سال پس از کشف پوزیترون در پرتوهای کیهانی، مشاهده کردند. سه فرایند فوق ارتباط نزدیک باهم دارند و تحت عنوان مشترک واپاشی بتازا رده بندی می‌شوند.

اساسی ترین فرایند واپاشی بتازا تبدیل يك پروتون به نوترون و یا يك نوترون به پروتون است. در يك هسته، واپاشی بتازا Z و N را يك واحد تغییر می‌دهد $Z \rightarrow Z \pm 1$ ، $N \rightarrow N \mp 1$ به طوری که $A = N + Z$ ثابت می‌ماند. بنابراین واپاشی بتازا راه ساده‌ای برای «فرولفز بدن» هسته‌های ناپایدار در سهمی جرم (برای مثال، شکل ۱۸.۳) با A ثابت و رسیدن به ایزوبار پایدار است.

برخلاف واپاشی آلفا، درك واپاشی بتازا آهنگ پیشرفت بسیار کندی داشته است و غالباً نتایج آزمایشی به معماهای جدیدی منجر شده‌اند که نظریه‌های موجود را مورد تردید قرار داده‌اند. همان‌طور که آزمایشهای اولیه رادرفورد نشان دادند که ذرات آلفا هسته‌های ${}^4\text{He}$ هستند، آزمایشهای اولیه در مورد ذرات بتای منفی نشان دادند که این ذرات دارای بار و جرم الکترون معمولی هستند. در بخش ۲.۱ در مورد دلایل عدم حضور الکترونها در

هسته به عنوان اجزای سازنده آن بحث کردیم، و بنا بر این باید فرایند واپاشی بتا را به صورت «تولید» الکترون با استفاده از انرژی موجود در لحظه واپاشی در نظر بگیریم؛ این الکترون بلافاصله پس از تولید از هسته خارج می شود. این مطلب برخلاف واپاشی آلفا است که طی آن می توان فرض کرد که ذره قبل از هسته موجود بوده است.

بنابر این فرایندهای اساسی واپاشی بتایی به قرار زیرند:

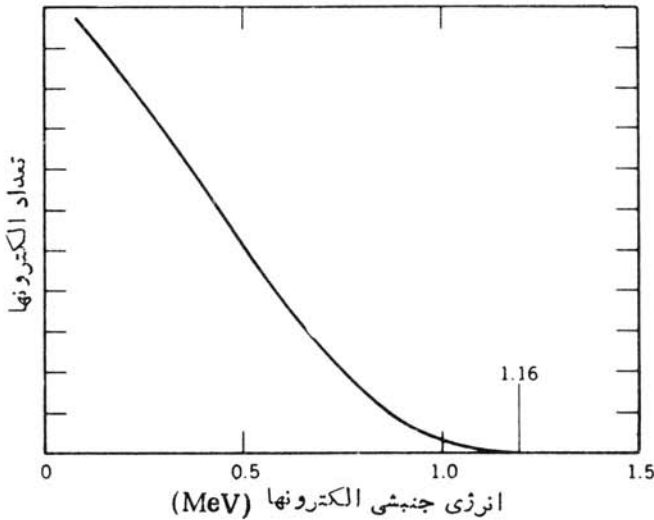


این فرایندها کامل نیستند، زیرا ذره دیگری را (که یک نوترینو یا پادنوترینو است) در هر مورد باید در نظر گرفت. دو فرایند آخر فقط برای پروتونهای وابسته به هسته رخ می دهند؛ و از نظر انرژی برای پروتونهای آزاد یا پروتون اتم هیدروژن ممنوع اند.

۹.۹ آزاد شدن انرژی در واپاشی بتا

توزیع پیوسته انرژی الکترونها در واپاشی بتا یک نتیجه تجربی گیج کننده در سالهای دهه ۱۹۲۰ بود. ذرات آلفا، با انرژیهای مشخص و خوش تعریف که برابر تفاوت انرژی جرمی حالات اولیه و نهایی (منهای تصحیح پس زنی) است گسیل می شوند. کلیه واپاشیهای آلفا زایی که به حالات اولیه و نهایی یکسانی مربوط می شوند، انرژی جنبشی کاملاً یکسان دارند. ذرات بتا توزیع انرژی پیوسته ای دارند که از صفر تا حد بالایی (انرژی نقطه پایانی) که برابر تفاوت انرژی حالات اولیه و نهایی است، تغییر می کند. اگر واپاشی بتا مانند واپاشی آلفا یک فرایند دو جسمی بود، انتظار داشتیم که این ذرات انرژی یکسانی داشته باشند، ولی در واقع کلیه ذرات گسیل شده انرژی کمتری از مقدار مورد انتظار دارند. برای مثال، بر مبنای تفاوت جرمهای هسته ای، انتظار داریم که ذرات بتای ناشی از ^{210}Bi با انرژی جنبشی 1.16 MeV گسیل شوند، در حالی که با توزیع پیوسته ای از ۰ تا 1.16 MeV (شکل ۱۰۹) روبرو می شویم.

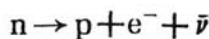
در یک کوشش اولیه برای به حساب آوردن این انرژی «گمشده» فرض شد که بتاها واقعاً با انرژی جنبشی 1.16 MeV گسیل می شوند، ولی قبل از رسیدن به دستگاه آشکارسازی در اثر برخورد با الکترونهای اتمی انرژی خود را از دست می دهند. این احتمال با آزمایشهای دقیق به وسیله گرماسنجی که چشمه بتا را محصور نگه می دارد و انرژی واپاشی را با تبدیل آن به گرما اندازه گیری می کند، متفی شد. اگر قسمتی از انرژی به الکترونهای اتمی منتقل شده بود، افزایش متناظر در دما ملاحظه می شد. این آزمایشها نشان دادند که شکل طیف نشان داده شده در شکل ۱۰۹ مشخصه واپاشی خود الکترونهاست و ناشی از برهم کنشهای بعدی نیست.



شکل ۱۰۹ توزیع پیوسته انرژی الکترونهاى ناشى از واپاشى بتازای ^{210}Bi (^{210}Bi) را در نوشته‌های علمى به صورت RaE نیز نشان می‌دهند).

برای توجیه این طرز آزاد شدن انرژی، پساؤلی در سال ۱۹۳۱ گسیل ذره دومی را در فرایند واپاشی مطرح کرد که بعدها فرمی آن را «نوترینو نامید. نوترینو انرژی «گمشده» را همراه می‌برد و به واسطه قابلیت نفوذ زیادش در گرماسنج متوقف نمی‌شود. بنابراین آزمایشهایی از این نوع نمی‌توانند انرژی آن را ثبت کنند. پایستگی بار الکتریکی ایجاب می‌کند که نوترینو خنثی باشد، و بنا بر پایستگی تکانه زاویه‌ای و ملاحظات آماری در فرایند واپاشی باید اسپین آن (مانند الکترون) $1/2$ باشد. آزمایش نشان می‌دهد که درحقیقت دو دونوع مختلف نوترینو در واپاشی بتازا گسیل می‌شوند [و انواع دیگری از آن‌هم در فرایندهای واپاشی دیگر گسیل می‌شوند؛ فصل ۱۸ (جلد دوم، ترجمه فارسی) را ببینید]. این دونوع را نوترینو و پادنوترینو می‌خوانند و با ν و $\bar{\nu}$ نشان می‌دهند. پادنوترینو در واپاشی بتازای منفی و نوترینو در واپاشی بتازای مثبت و گیراندازی الکترون گسیل می‌شود. در بحث واپاشی بتازا، اصطلاح «نوترینو» غالباً به نوترینو و پادنوترینو هر دو اطلاق می‌شود، اگرچه در نوشتن فرایندهای واپاشی تمایز بین آنها ضرورت پیدا می‌کند؛ این مطلب برای مفهوم «الکترون» نیز صادق است.

برای بحث پیرامون مقدار انرژی آزاد شده در واپاشی بتازا، ابتدا واپاشی نوترون آزاد را (که با نیمه‌عمر حدود ۱۰ دقیقه صورت می‌گیرد) در نظر می‌گیریم.



مانند مورد واپاشی آلفا، مقدار Q را تفاوت انرژیهای جرمی هسته‌های ابتدایی و نهایی تعیین می‌کند

$$Q = (m_n - m_p - m_e - m_{\bar{\nu}}) c^2 \quad (۱۰۹)$$

برای واپاشیهای نوترون در حال سکون داریم

$$Q = T_p + T_e + T_{\bar{\nu}} \quad (۲۰۹)$$

در حال حاضر انرژی جنبشی پس‌زنی پروتون T_p را که فقط ۳ keV است، نادیده می‌گیریم. بنابراین، انرژی واپاشی بین الکترون و پادنوترینو تقسیم می‌شود، و از همین رهگذر می‌توان طیف پیوسته الکترون را توجیه کرد. بیشینه انرژی الکترون‌ها متناسب با کمینه انرژی پادنوترینوهاست، و وقتی انرژی پادنوترینوها بسیار کوچک و متمایل به صفر است داریم $Q \approx (T_e)_{\max}$. بیشینه انرژی اندازه‌گیری شده الکترون‌ها در این فرایند برابر $0.513 \text{ MeV} \pm 0.000782 \text{ MeV}$ است. با استفاده از جرمهای اندازه‌گیری شده نوترون، الکترون، و پروتون می‌توانیم مقدار Q را محاسبه کنیم

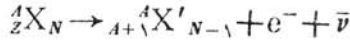
$$\begin{aligned} Q &= m_n c^2 - m_p c^2 - m_e c^2 - m_{\bar{\nu}} c^2 \\ &= 939.573 \text{ MeV} - 938.280 \text{ MeV} - 0.511 \text{ MeV} - m_{\bar{\nu}} c^2 \\ &= 0.782 \text{ MeV} - m_{\bar{\nu}} c^2 \end{aligned}$$

بنابراین در محدوده دقت اندازه‌گیری انرژی بیشینه (در حدود ۱۳ keV) می‌توانیم پادنوترینو را بی‌جرم در نظر بگیریم. چنانکه در بخش ۶.۹ خواهیم دید، آزمایشهای دیگر حد بالایی کمتری را به دست می‌دهند، که به‌رحال در بحث فعلی جرم نوترینو و پادنوترینو را صفر می‌گیریم.

با استفاده از پایستگی تکانه خطی می‌توان واپاشی بتازا را فرایندی سه‌جسمی در نظر گرفت، ولی این مطالب مستلزم اندازه‌گیری همزمان تکانه هستهٔ پس‌زن و تکانه الکترون است. انجام این نوع آزمایشها مشکل است زیرا هستهٔ کم‌انرژی ($T \ll \text{keV}$) به‌آسانی پراکنده می‌شود، ولی این آزمایش در چند مورد انجام شده است و نتیجهٔ حاصل از آنها نشان می‌دهد که جمع برداری تکانه‌های خطی الکترون و هستهٔ پس‌زن با وجود ذرهٔ سوم غیر قابل مشاهده، که جرم سکون صفر یا نزدیک به صفر دارد و انرژی «گمشده» را با خود می‌برد، سازگار است. جرم ذره هرچه باشد، بنا بر این آزمایشها وجود ذرهٔ سوم الزامی است، زیرا جمع تکانه‌های الکترون و هسته برخلاف واپاشی دوجسمی مسلماً صفر نیست.

نوترینو به‌علت بی‌جرم بودن با سرعت نور حرکت می‌کند و انرژی کل نسبیتی آن برابر انرژی جنبشی است؛ در اینجا از علامت E_p برای نمایش انرژی نوترینو استفاده می‌کنیم. (مروری بر مفاهیم و روابط سینماتیک نسبیتی را می‌توان در پیوست الف یافت.) برای الکترون از انرژی جنبشی T_e و انرژی کل نسبیتی E_e هر دو استفاده می‌کنیم که طبق رابطه $E_e = T_e + m_e c^2$ به هم مربوط اند. (انرژیهای واپاشی نوعاً از مرتبهٔ میلیون الکترون ولت است، بنا بر این تقریب ناسبیتی $T \ll mc^2$ مسلماً برای الکترونهای واپاشی معتبر نیست

و باید از سینماتیک نسبیتی استفاده کنیم.) هستهٔ پس‌زن انرژی بسیار کمی دارد و می‌توان آن را به‌طور نا نسبیتی بررسی کرد.
نمونه‌ای از فرایند واپاشی بتازا را در یک هسته در نظر می‌گیریم



$$Q_{\beta^-} = [m_N({}^A_Z X) - m_N({}^A_{Z+1} X') - m_e] c^2 \quad (3.9)$$

m_N نمایندهٔ جرم هسته‌ها است. برای تبدیل جرم هسته‌ای به جرم اتمهای خنثی که در جدول موجودند و با $m({}^A_Z X)$ نشان داده می‌شوند، از رابطهٔ زیر استفاده می‌کنیم

$$m({}^A_Z X) c^2 = m_N({}^A_Z X) c^2 + Z m_e c^2 - \sum_{i=1}^Z B_i \quad (4.9)$$

که در آن B_i نمایندهٔ انرژی بستگی الکترون i ام به اتم است، برحسب جرم اتمی داریم

$$Q_{\beta^-} = \{ [m({}^A_Z X) - Z m_e] - [m({}^A_{Z+1} X') - (Z+1) m_e] - m_e \} c^2 + \left\{ \sum_{i=1}^Z B_i - \sum_{i=1}^{Z+1} B_i \right\} \quad (5.9)$$

توجه کنید که جرمهای الکترون در این مورد یکدیگر را خنثی می‌کنند. با چشمپوشی از تفاوت انرژی بستگی الکترونها، خواهیم داشت

$$Q_{\beta^-} = [m({}^A_Z X) - m({}^A_{Z+1} X')] c^2 \quad (6.9)$$

که در آن m نمایندهٔ جرم اتمهای خنثی است. مقدار Q نمایندهٔ انرژی است که بین الکترون و نوترینو تقسیم می‌شود

$$Q_{\beta^-} = T_e + E_{\bar{\nu}} \quad (7.9)$$

در نتیجه هر ذره فقط وقتی دارای بیشینهٔ انرژی است که انرژی ذرهٔ دیگر صفر شود

$$(T_e)_{\max} = (E_{\bar{\nu}})_{\max} = Q_{\beta^-} \quad (8.9)$$

در واپاشی ${}^{210}\text{Bi} \rightarrow {}^{210}\text{Po}$ ، با استفاده از جدول جرم داریم

$$\begin{aligned} Q_{\beta^-} &= [m({}^{210}\text{Bi}) - m({}^{210}\text{Po})] c^2 \\ &= (2099984095 \text{ u} - 2099982848 \text{ u}) (931.5 \text{ MeV/u}) \\ &= 1.161 \text{ MeV} \end{aligned}$$

طبق شکل ۱۰۹ داریم $(T_e)_{\max} = 1.16 \text{ MeV}$ که با مقدار مسود انتظار Q_{β^-} سازگاری دارد. در واقع، این سازگاری بین دو مقدار مستقل نیست، مقدار Q_{β^-} در این مورد برای تعیین جرم ${}^{210}\text{Po}$ به‌کار رفته است، و جرم ${}^{210}\text{Bi}$ با استفاده از ${}^{209}\text{Bi}$ و با توجه

به گیراندازی نوترون به دست آمده است. از معادله (۶.۹) و مقدار اندازه گیری شده Q_{β^-} برای تعیین $m(^A X')$ استفاده شده است.

نمونه ای از واپاشی پوزیترونزا به صورت زیر است

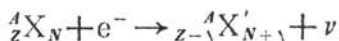


و محاسبات مشابه مورد قبل نشان می دهد که

$$Q_{\beta^+} = [m(^A X) - m(^A X') - 2 m_e] c^2 \quad (9.9)$$

در اینجا هم از جرمهای اتمی استفاده شده است. توجه کنید که جرمهای الکترون در این مورد یکدیگر را خنثی نمی کنند.

در فرایندهای گیراندازی الکترون، مانند فرایند زیر



برای محاسبه مقدار Q باید توجه کنیم که اتم X' بلافاصله پس از گیراندازی در یک حالت برانگیخته اتمی است. یعنی گیراندازی از یک پوسته داخلی مانند پوسته K انجام می شود، و بنا بر این یک جای خالی الکترون در آن پوسته به وجود می آید. جای خالی با گذارهای نزولی الکترون پوسته های بالاتر به سرعت پر می شود و در نتیجه پر توهای X مشخصه گسیل می شوند. در این صورت، انرژی کل یک یا چند پروتون X گسیل شده با انرژی بستگی الکترون گیراندازی شده برابر خواهد بود. بنا بر این جرم اتمی X' بلافاصله پس از انجام فرایند به اندازه B_n ، یعنی به اندازه انرژی بستگی الکترون گیرانداة پوسته n ($n = K, L, \dots$)، از جرم اتمی حالت پایه بیشتر است. به این ترتیب، مقدار Q برابر است با

$$Q_e = [m(^A X) - m(^A X')] c^2 - B_n \quad (10.9)$$

واپاشی بتا ازای مثبت و گیراندازی الکترون هر دو سبب تبدیل هسته اولیه ${}^A_Z X_N$ به هسته نهایی ${}^A_{Z-1} X'_{N+1}$ می شوند، ولی توجه کنید که ممکن است هر دو فرایند از نقطه نظر توازن انرژی ممکن نباشند (Q باید برای هر فرایند واپاشی مثبت باشد). هسته هایی که برای آنها واپاشی بتا ازای مثبت از نظر انرژی امکان پذیر است، می توانند الکترون را هم گیراندازی کنند، ولی عکس آن حقیقت ندارد - یعنی ممکن است برای گیراندازی الکترون $Q > 0$ و برای واپاشی بتا ازای مثبت $Q < 0$ شود. برای واپاشی بتا ازای مثبت، تفاوت جرم انرژی اتمی باید لااقل برابر $1.022 \text{ MeV} = 2 m_e c^2$ باشد.

در واپاشی پوزیترونزا، عباراتی مانند معادلات (۷.۹) و (۸.۹) نشان می دهند که انرژی نوترینو دارای توزیع پیوسته ای از صفر تا Q_{β^+} (منهای انرژی قابل چشمپوشی پس زنی هسته) است. اما در گیراندازی الکترون، حالت نهایی دو جسمی سبب می شود که مقادیر انرژی پس زنی و E_ν منحصر به فرد باشند. با چشمپوشی از انرژی پس زنی، یک نوترینوی تک انرژی با انرژی Q_e گسیل می شود.

جدول ۱۰۹ نمونه‌هایی از فرایندهای واپاشی بتازا.

$t_{1/2}$	$Q(\text{MeV})$	نوع	واپاشی
۳۸ s	۴۰۳۸	β^-	${}^{23}\text{Ne} \rightarrow {}^{23}\text{Na} + e^- + \bar{\nu}$
$2.1 \times 10^5 \text{y}$	۵۰۲۹	β^-	${}^{99}\text{Tc} \rightarrow {}^{99}\text{Ru} + e^- + \bar{\nu}$
۷۷۲ s	۳۰۲۶	β^+	${}^{25}\text{Al} \rightarrow {}^{25}\text{Mg} + e^+ + \nu$
۴۰۲ d	۲۰۱۴	β^+	${}^{124}\text{I} \rightarrow {}^{124}\text{Te} + e^+ + \nu$
۱۰۲۲ s	۲۰۷۵	ϵ	${}^{15}\text{O} + e^- \rightarrow {}^{15}\text{N} + \nu$
$1.0 \times 10^5 \text{y}$	۵۰۴۳	ϵ	${}^{41}\text{Ca} + e^- \rightarrow {}^{41}\text{K} + \nu$

آنچه گذشت مربوط به واپاشیهای بین حالات پایه هسته‌ای است. اگر حالت هسته‌ای نهایی X' يك حالت برانگیخته باشد، مقدار Q باید با در نظر گرفتن انرژی برانگیختگی آن حالت کاهش یابد

$$Q_{\text{ex}} = Q_{\text{gr}} - E_{\text{ex}} \quad (11.9)$$

جدول ۱۰۹ چند نمونه از واپاشی بتازا، انرژی آزاد شده، و نیمه عمر آنها را نشان می‌دهد.

۲.۹ نظریه فرمی درباره واپاشی بتازا

در محاسبه نیمه عمر واپاشی آلفا در فصل ۸ دیدیم که احتمال نفوذ در سد، عامل حساسی در تعیین نیمه عمرهای واپاشی آلفا است. در واپاشی بتازای منفی و حتی در واپاشی بتازای مثبت چنین سدی جهت نفوذ وجود ندارد، و با محاسبه تقریبی می‌توان نشان داد که عامل نمایی احتمال نفوذ در سد از مرتبه واحد است. تفاوت‌های مهم دیگری بین واپاشیهای آلفا و بتازا وجود دارند که استفاده از رهیافتی کاملاً متفاوت را برای محاسبه احتمال گذار در واپاشی بتازا مطرح می‌کنند: (۱) الکترون و نوترینو قبل از فرایند واپاشی وجود ندارند، و بنابراین باید تولید آنها را در هسته در نظر بگیریم. (۲) الکترون و نوترینو باید به‌طور نسبی بررسی شوند. (۳) از این محاسبات باید توزیع پیوسته‌ای برای انرژی الکترون‌ها حاصل شود.

در سال ۱۹۳۴، فرمی بر مبنای فرضیهٔ پاؤلی دایر بر وجود نوترینو نظریه‌ای موفق را برای واپاشی بتازا پیشنهاد کرد. مهمترین ویژگیهای واپاشی را از عبارت اساسی احتمال گذار، در اثر برهم کنشی که در مقایسه با برهم کنش تشکیل حالات شبه پایدار ضعیف است، می‌توان به دست آورد. این مطلب مسلماً برای واپاشی بتازا حقیقت دارد، زیرا زمانهای مشخصه (نیمه عمرهای از مرتبهٔ ثانیه و طولانیتر) آن بسیار طولانیتر از زمان مشخصهٔ هسته‌ای (10^{-20} s) است. نتیجهٔ این محاسبه، با در نظر گرفتن برهم کنش مولد واپاشی به عنوان يك اختلال ضعیف، قاعدهٔ طلایی فرمی نامیده می‌شود که نتیجهٔ کلی هر آهنگ گذار است که قبلاً به صورت معادلهٔ (۷۹.۲) نشان داده شد

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{fi}|^2 \rho(E_f) \quad (12.9)$$

جزء ماتریس V_{fi} برابر انتگرال برهم کنش V در فاصلهٔ بین حالات اولیه و حالت نهایی شبه پایدار سیستم است

$$V_{fi} = \int \psi_f^* V \psi_i dv \quad (13.9)$$

عامل $\rho(E_f)$ چگالی حالت‌های نهایی است، که می‌توان آن را به صورت dn/dE_f یعنی تعداد حالات نهایی dn در فاصلهٔ انرژی dE_f نیز نوشت. با افزایش تعداد حالات نهایی قابل حصول، احتمال وقوع يك گذار مشخص افزایش می‌یابد.

فرمی شکل ریاضی V را در واپاشی بتازا که انجام محاسبات با استفاده از آن و معادلات (۱۲.۹) و (۱۳.۹) میسر می‌شود، نمی‌دانست. وی در عوض، کلیهٔ شکل‌های ممکن سازگار با نسبیت خاص را در نظر گرفت و نشان داد که می‌توان یکی از پنج عملگر ریاضی O_X را که در آن X شکل عملگر (یعنی خصوصیات تبدیلی آن) است، به صورت زیر جایگزین V کرد:

$$X = V \text{ (برداری)}, A \text{ (بردار محوری)}, S \text{ (نرده‌ای)}, P \text{ (شبه نرده‌ای)}, T \text{ (تانسوری)}$$

اینکه کدام يك از اینها درست است، فقط با آزمایشهایی که در آنها تقارن‌ها و خصوصیات فضایی محصولات واپاشی بررسی می‌شوند قابل تحقیق است، و تعیین شکل صحیح $V - A$ مدت ۲۵ سال به درازا کشید (که طی آن با چند نتیجه گیری نادرست هم روبه‌رو شده‌اند). تابع موج حالت زمانی بایسد علاوه بر هسته شامل الکترون و نوترینو نیز باشد. برای گیراندازی الکترون یا نوترینو، شکلها مشابه خواهند بود و تابع موج مناسب در حالت اولیه ظاهر خواهد شد. برای واپاشی بتازا جزء ماتریس برهم کنش به صورت زیر خواهد بود

$$V_{fi} = g \int [\psi_f^* \varphi_c^* \varphi_v^*] O_X \psi_i dv \quad (14.9)$$

که در آن اکنون p تابع موج حالت نهایی هسته و φ_e و φ_n تابع موجهای الکترون و نوترینو هستند. کمیت داخل کروشه نماینده کل سیستم نهایی پس از واپاشی است. مقدار ثابت e شدت برهم کنش را تعیین می کند، بار الکترونی e نقش مشابهی در برهم کنش بین اتم و میدان الکترومغناطیسی دارد.

عامل چگالی حالتها (در پایین ترین مرتبه) شکل طیف انرژی بتازا را معین می کند. برای به دست آوردن چگالی حالتها، باید تعداد حالتهای نهایی قابل حصول برای محصولات واپاشی را بدانیم. فرض می کنیم که در واپاشی، یک الکترون (یا پوزیترون) با تکانه \mathbf{p} و یک نوترینو (یا پادنوترینو) با تکانه \mathbf{q} قابل حصول باشد. در اینجا فقط شکل طیف انرژی را در نظر داریم، و بنابراین جهت های \mathbf{p} و \mathbf{q} مورد توجه نیستند. اگر دستگاه مختصاتی را در نظر بگیریم که محورهای آن p_x ، p_y ، و p_z باشد، مکان هندسی نقاطی که نماینده مقدار ویژه $p = |\mathbf{p}| = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)^{1/2}$ هستند کره ای به شعاع p است. به عبارت دقیقتر، مکان هندسی نقاطی که نماینده گستره تکانه های بین p و $p + dp$ هستند، پوسته ای کروی به شعاع p و ضخامت dp خواهد بود که در نتیجه حجمی معادل $4\pi p^2 dp$ خواهد داشت. اگر الکترون درجه ای به حجم V محبوس باشد (این مرحله فقط برای تکمیل بهنجارسازی تابع موج در نظر گرفته شده است و حجم واقعی در نتیجه نهایی حذف می شود)، تعداد حالت های نهایی الکترون dn_e متناظر با تکانه های موجود در گستره p تا $p + dp$ برابر است با

$$dn_e = \frac{4\pi p^2 dp V}{h^3} \quad (15.9)$$

که در آن عامل h^3 بدین منظور اضافه شده است که نتیجه به صورت یک عدد محض بدون بعد در آید. به همین ترتیب، تعداد حالت های نوترینو برابر است با

$$dn_\nu = \frac{4\pi q^2 dq V}{h^3} \quad (16.9)$$

و تعداد حالت های نهایی که به طور همزمان یک الکترون و یک نوترینو با تکانه های مورد نظر دارند، عبارت است از

$$d^2n = dn_e dn_\nu = \frac{(4\pi)^2 V^2 p^2 dq^2 dp}{h^6} \quad (17.9)$$

تابع موجهای الکترون و نوترینو به صورت تابع موج ذره آزاد معمولی هستند که در حجم V بهنجار می شوند

۱. فضای فاز فضایی شش بعدی است که از حالت های موجود فضایی و تکانه (x, y, z, p_x, p_y, p_z) تشکیل می شود و واحد حجم در این فضا h^6 است.

$$\varphi_c(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \quad (18.9)$$

$$\phi_p(r) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar}$$

برای الکترونی با انرژی جنبشی ۱ MeV داریم $1 \text{ MeV}/c = 1.94 \text{ MeV}/c$ و $p/\hbar = 0.0007 \text{ fm}^{-1}$ و بنابراین در حجم هسته، $pr \ll 1$ می‌توان نماها را بسط داد و فقط جملهٔ اول را نگاه داشت

$$e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} = 1 + \frac{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}}{\hbar} + \dots \cong 1 \quad (19.9)$$

$$e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} = 1 + \frac{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}{\hbar} + \dots \cong 1$$

این تقریب به نام تقریب مجاز معروف است.

در این تقریب، تنها عامل وابسته به انرژی الکترون یا نوترینو از چگالی حالتها ناشی می‌شود. فرض کنید می‌خواهیم توزیع تکانه و انرژی الکترونها گسیل شده را تعیین کنیم. آهنگ واپاشی جزئی با الکترونها و نوترینوهای با تکانه مورد نظر عبارت است از

$$d\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} g^2 |M_{fi}|^2 (\psi\pi)^2 \frac{p^3 dp q^3}{h^6} \cdot \frac{dq}{dE_f} \quad (20.9)$$

که در آن $M_{fi} = \int \psi_f^* O_X \psi_i dv$ جزء ماتریس هسته‌ای است. انرژی نهایی E_f فقط برابر $E_c + E_p = E_c + qc$ است و در نتیجه به ازای E_c ثابت داریم $dq/dE_f = 1/c$. تا آنجا که به شکل طیف الکترون مربوط است، کلیهٔ عوامل معادلهٔ (۲۰.۹) را که شامل تکانه نیستند (از جمله M_{fi} که در حال حاضر آن را مستقل از p در نظر می‌گیریم) می‌توان به صورت ثابت C در نظر گرفت، و توزیع حاصل تعداد الکترونها با تکانهٔ بین p و $p+dp$ را به دست می‌دهد

$$N(p)dp = C p^3 q^3 dp \quad (21.9)$$

اگر Q انرژی واپاشی باشد، با چشمپوشی از انرژی ناچیز پس‌زنی هسته، داریم

$$q = \frac{Q - T_c}{c} = \frac{Q - \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} + m_e c^2}{c} \quad (22.9)$$

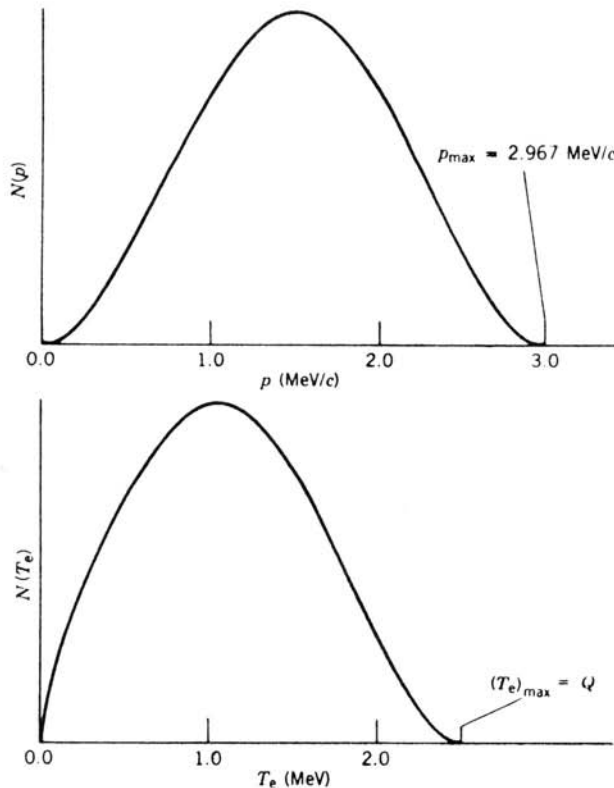
و شکل طیف به صورت زیر به دست می‌آید

$$N(p) = \frac{C}{c^3} p^2 (Q - T_e)^2 \quad (23.9)$$

$$= \frac{C}{c^3} p^2 [Q - \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} + m_e c^2]^2 \quad (24.9)$$

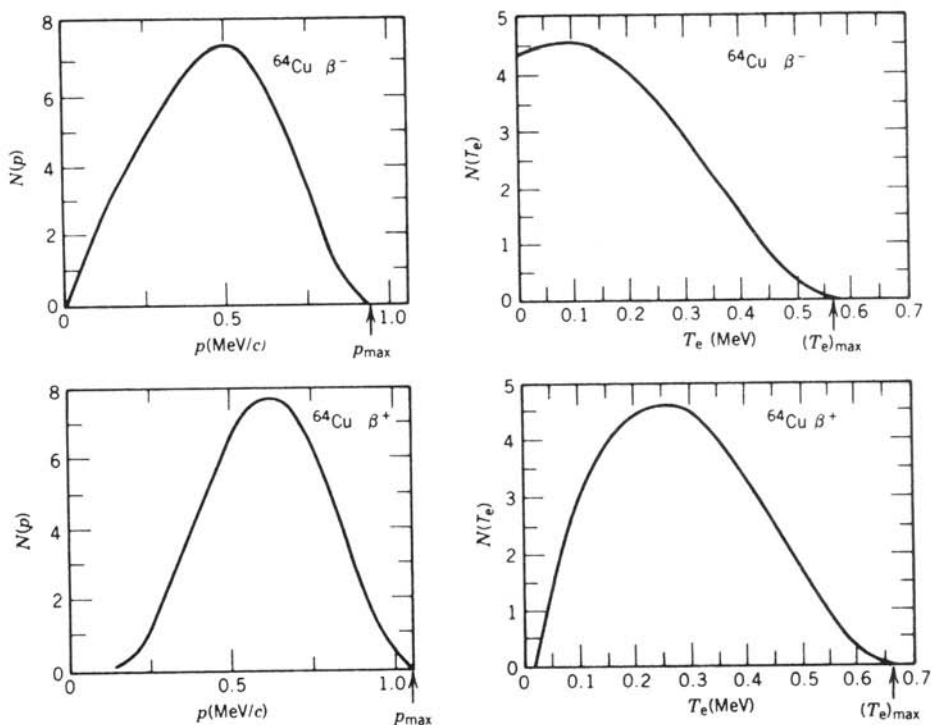
این تابع در $p = 0$ و نیز در نقطه پایانی $T_e = Q$ به صفر میل می کند، که چگونگی آن در شکل ۲۰۹ نشان داده شده است. اغلب علاقه مندیم که توزیع طیف انرژی الکترونها را تعیین کنیم. اگر تعداد الکترونها موجود در فاصله انرژی T_e و $T_e + dT_e$ را با $N(T_e)dT_e$ نشان دهیم، با توجه به $c^3 pdp = (T_e + m_e c^2) dT_e$ داریم

$$N(T_e) = \frac{C}{c^3} (T_e^2 + 2T_e m_e c^2)^{1/2} (Q - T_e)^2 (T_e + m_e c^2) \quad (25.9)$$



شکل ۲۰۹ توزیع مورد انتظار انرژی و تکانه الکترون بنا بر پیش بینی معادلات (۲۴.۹) و (۲۵.۹). این توزیعها به ازای $Q = 2.05$ MeV رسم شده اند.

این توزیع نیز که در $T_e = 0$ و $T_e = Q$ صفر می‌شود، در شکل ۲.۹ نشان داده شده است. در شکل ۳.۹ واپاشیهای بتازای مثبت و منفی ${}^{64}\text{Cu}$ با پیش‌بینیهای نظری مقایسه شده است. چنانکه می‌بینیم، منظره کلی شکل ۲.۹ باز تولید شده است، ولی بین نظریه و تجربه تفاوت‌های سیستماتیک وجود دارند. این تفاوت‌ها ناشی از برهم‌کنش کولنی بین ذره β و هسته دختر است. به‌طور نیمه کلاسیک می‌توان منظره توزیعهای تکانه شکل ۳.۹ را با توجه به دافعه کولنی β^+ توسط هسته که تعداد پوزیترونهای کم انرژی را کاهش می‌دهد، و جاذبه کولنی β^- که تعداد الکترونهای کم انرژی را افزایش می‌دهد، توجیه کرد. از نقطه نظر صحیح‌تر کوانتوم مکانیکی، باید به تغییرات موج تخت الکترون، معادله (۱۹.۹)، که در اثر پتانسیل کولنی درون هسته ایجاد می‌شود اشاره کرد. محاسبه کوانتوم مکانیکی اثر میدان کولنی هسته بر تابع موج الکترون از سطح این کتاب فراتر می‌رود. این اثر، با افزودن یک عامل اضافی تابع فرمی $F(Z', p)$ یا $F(Z', T_e)$ که در آن Z' عدد اتمی هسته دختر است، باعث اصلاح طیف می‌شود. بالاخره باید اثر جزء ماتریس هسته‌ای، M_{fi} را در نظر بگیریم که تا کنون فرض می‌کردیم که تأثیری در شکل طیف ندارد. این تقریب (که تقریب مجاز نیز نامیده می‌شود) معمولاً بسیار خوب است، ولی در مواردی تقریب بسیار



شکل ۳.۹ طیفهای تکانه و انرژی جنبشی الکترونها و پوزیترونها گسیل‌شده در واپاشی ${}^{64}\text{Cu}$ در مقایسه با شکل ۲.۹، در اثر برهم‌کنشهای کولنی با دخترهسته تفاوت‌هایی به‌وجود آمده است.

بدی است - در حقیقت، در مواردی M_{fi} در تقریب مجاز صفر می شود و هیچ طیفی به دست نمی آید! در این موارد، باید جمله های بعدی بسط موج تخت معادله (۱۹.۹) را در نظر بگیریم که وابستگی تکانه ای دیگری را وارد می کند. این موارد را، تا اندازه ای به غلط، واپاشیهای ممنوع می نامند. این واپاشیها مطلقاً ممنوع نیستند، ولی چنانکه خواهیم دید احتمال وقوع آنها از واپاشیهای مجاز کمتر و در نتیجه نیمه عمرشان طولانیتر است. میزان ممنوعیت گذار، به تعداد جملات بسط موج تخت برای رسیدن به جزء ماتریس غیر صفر بستگی دارد. بنا بر این اولین جمله پس از ۱، واپاشیهای ممنوع اول، و جمله بعدی ممنوع دوم و غیره را به دست می دهد. در بخش ۴.۹ خواهیم دید که چگونه قواعد گزینش تکانه و پاریته انواع واپاشیهای ممکن را محدود می کند.

بدین سان طیف کامل β شامل سه عامل زیر است:

۱. عامل آماری $p^2(Q - T_e)^2$ ، که از تعداد حالت های نهایی قابل حصول برای ذرات گسیل شده به دست می آید.

۲. تابع فرمی $F(Z', p)$ ، که به تأثیر میدان کولنی هسته مربوط می شود.

۳. جزء ماتریس هسته ای $|M_{fi}|^2$ ، که اثرات مربوط به حالت های اولیه و نهایی هسته را منظور می کند، و ممکن است یک وابستگی اضافی تکانه الکترون و نوترینو را هم به صورت $S(p, q)$ از جملات ممنوع وارد کند

$$N(p) \propto p^2(Q - T_e)^2 F(Z', p) |M_{fi}|^2 S(p, q) \quad (26.9)$$

۳.۹ آزمونهای تجربی «کلاسیک» برای نظریه فرمی

شکل طیف β

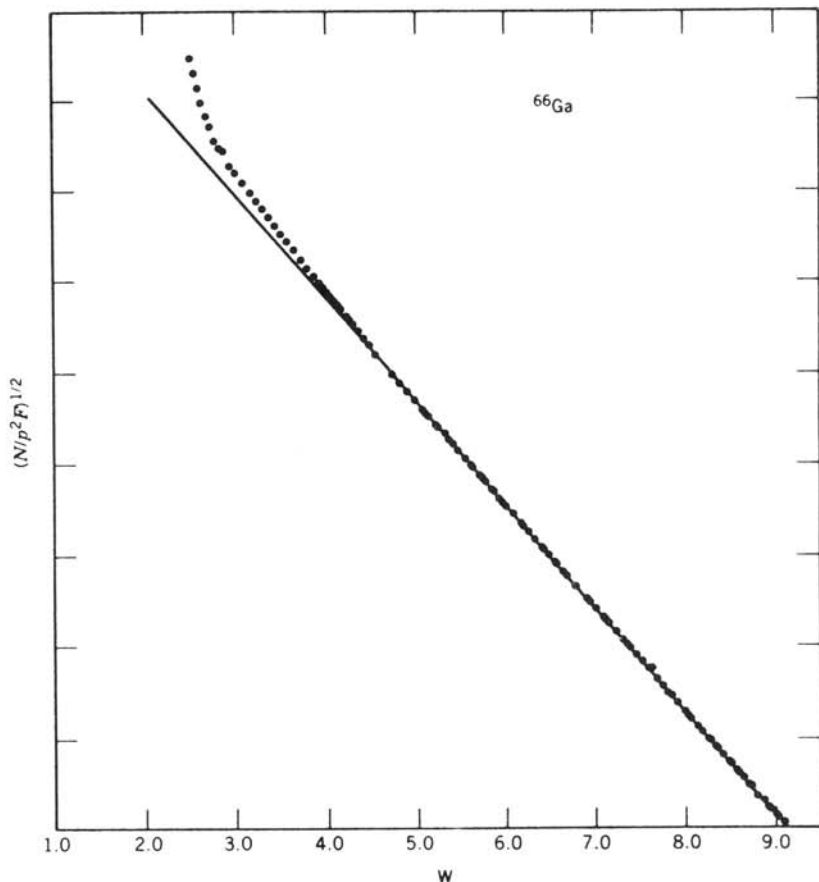
در تقریب مجاز، معادله (۲۶.۹) را می توان به صورت زیر بازنویسی کرد

$$(Q - T_e) \propto \sqrt{\frac{N(p)}{p^2 F(Z', p)}} \quad (27.9)$$

با رسم $\sqrt{N(p)/p^2 F(Z', p)}$ بر حسب T_e خط راستی حاصل می شود که محور x را در انرژی واپاشی Q قطع می کند. این نمودار را نمودار کودی (و گاهی هم نمودار فرمی یا نمودار فرمی-کوری) می نامند. مثالی از نمودار کودی در شکل ۴.۹ نشان داده شده است. طیف خطی این نمودار سبب جلب اعتماد به نظریه به همین صورتی است که تدوین شده است، و روشی آسان برای تعیین انرژی نقطه پایان (و در نتیجه مقدار Q) به دست می دهد.

در واپاشیهای ممنوع، نمودار کودی استاندارد به صورت خط راست نیست، ولی

با رسم $\sqrt{N(p)/p^2 F(Z', p) S(p, q)}$ بر حسب T_e می توان خطی بودن را بدان بازگرداند، که در اینجا تابع S از وابستگی به تکانه و از جملات مرتبه بالاتر در بسط موج

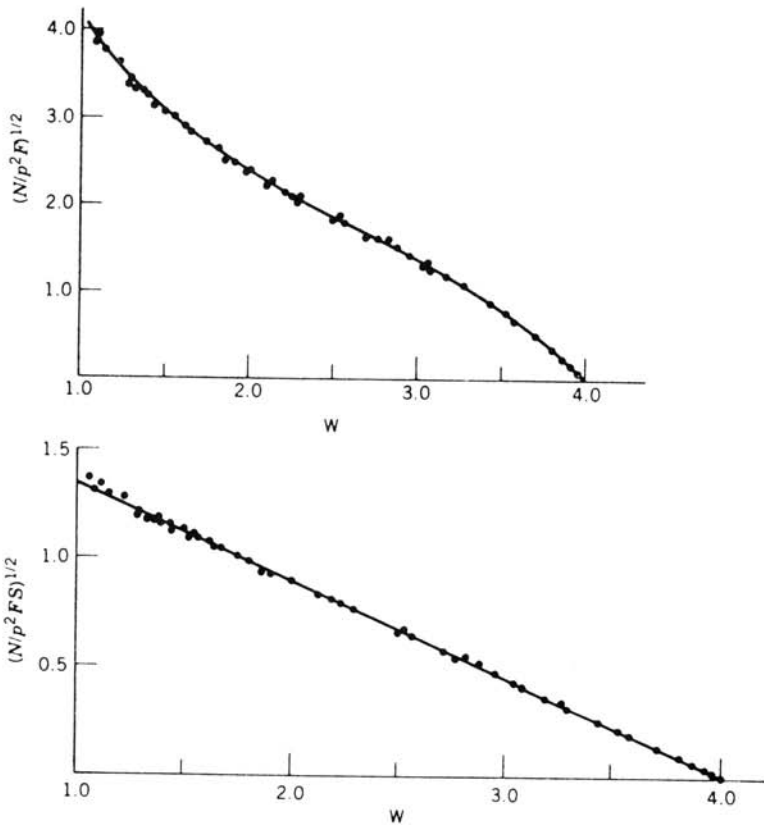


شکل ۴.۹ نمودار فرمی-کوری برای واپاشی مجاز $0^+ \rightarrow 0^+$ در ${}^{66}\text{Ga}$. مقیاس افقی، انرژی کل نسبیتی $(T_e + m_e c^2)$ بر حسب $m_e c^2$ است. انحراف از خط راست در انرژی کم، از پراکندگی الکترونهاي کم انرژی در داخل چشمه رادیواکتیو ناشی می شود.

تخت حاصل می شود. تابع S را عامل شکل می نامند. برای مثال در مورد بعضی واپاشیهای ممنوع اول، این تابع صرفاً به صورت $q^2 + p^2$ است. همان طور که در شکل ۵.۹ نشان داده شده است، بادر نظر گرفتن عامل شکل نموداری خطی به دست می آید.

آهننگ واپاشی کل

برای پیدا کردن آهننگ واپاشی کل باید از معادله (۲۰.۹) برای تمام مقادیر تکانه الکترون p ، و با قراردادن تکانه نوترینو مساوی مقداری که از معادله (۲۲.۹) به دست



شکل ۵۰۹ نمودار فرمی - کسوری تصحیح نشده برای واپاشی بتازای ^{91}Y (بالا). با در نظر گرفتن عامل شکل $S(p, q)$ منظره خطی بازگردانده می‌شود. برای این نوع واپاشیهای ممنوع اول، با استفاده از عامل شکل $p^2 + q^2$ نمودار خطی حاصل می‌شود (پایین).

می‌آید و تابع p است، انتگرال بگیریم. بنابراین، برای واپاشیهای مجاز داریم

$$\lambda = \frac{g^2 |M_{fi}|^2}{2\pi^3 \hbar^3 c^3} \int_0^{p_{\max}} F(Z', p) p^2 (Q - T_e)^2 dp \quad (28.9)$$

این انتگرال سرانجام فقط به Z' و بیشینه انرژی کل الکترون E_0 بستگی خواهد داشت (زیرا $cp_{\max} = \sqrt{E_0^2 - m_e^2 c^4}$)، و بنابراین باید آن را به صورت زیر نشان دهیم

$$f(Z', E_0) = \frac{1}{(m_e c)^2 (m_e c^2)} \int_0^{p_{\max}} F(Z', p) p^2 (E_0 - E_e)^2 dp \quad (29.9)$$

که در آن مقادیر ثابت برای بی‌بعد کردن f در نظر گرفته شده‌اند. تابع $f(Z', E_0)$ را

انتگرال فرمی می نامند، که برای مقادیر مختلف Z' و E_0 در جداول یافت می شود. با توجه به $\lambda = 0.693 / t_{1/2}$ داریم

$$f t_{1/2} = 0.693 \frac{2 \pi^3 \hbar^7}{g^2 m_0^5 c^4 |M_{fi}|^2} \quad (30.9)$$

کمیت طرف چپ معادله (30.9) را نیمه عمر طبیعی یا مقدار $f t$ می نامند. این کمیت روشی برای مقایسه احتمالات واپاشی بتا را در هسته های مختلف در اختیار می گذارد. معادله (28.9) نشان می دهد که آهنگ واپاشی به Z' و E_0 بستگی دارد و این وابستگی در f مستتر است، به طوری که تفاوت مقادیر مختلف $f t$ را باید به علت تفاوت جزء ماتریس هسته ها و در نتیجه به علت تفاوت های موجود در تابع موج هسته ها دانست.

گستره نیمه عمرهای واپاشی بتا را مانند واپاشی آلفا بسیار وسیع است - به طوری که مقادیر $f t$ از حدود 10^3 تا 10^{20} ثانیه تغییر می کنند. به این دلیل، غالباً مقادیر $\log_{10} f t$ (بر حسب ثانیه) داده می شود. واپاشیهای با کوتاهترین نیمه عمر تطبیقی (3-4) $\log f t$ را واپاشیهای ابرمجاز می نامند. بعضی از واپاشیهای ابرمجاز دارای حالت های اولیه و نهایی 0^+ هستند که در این صورت جزء ماتریس را می توان به سهولت محاسبه کرد ($M_{fi} = \sqrt{2}$). همه مقادیر $\log f t$ برای واپاشیهای $0^+ \rightarrow 0^+$ باید یکسان باشند. جدول 2.9 مقادیر $\log f t$ را برای کلیه گذارهای ابرمجاز شناخته شده $0^+ \rightarrow 0^+$ نشان می دهد. این مقادیر در محدوده خطای تجربی کاملاً ثابت به نظر می رسند. علاوه، با قرار دادن $M_{fi} = \sqrt{2}$ و با استفاده از معادله (30.9) می توان مقدار ثابت شدت واپاشی بتا را به دست آورد

$$g = 0.88 \times 10^{-4} \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$$

برای آنکه این ثابت با سایر ثابت های بنیادی بیشتر قابل مقایسه باشد، باید آن را به صورت بی بعد بیان کنیم. بدین طریق می توانیم آن را با ثابت های بی بعد سایر برهم کنشها (برای مثال، با ثابت ساختار زیر که مشخصه برهم کنش الکترومغناطیسی است) مقایسه کنیم. اگر M, L, T به ترتیب نماینده ابعاد جرم، طول، و زمان باشند، بعد g به صورت $M^1 L^5 T^{-2}$ است و هیچ ترکیبی از ثابت های بنیادی \hbar (با بعد $M^1 L^2 T^{-1}$) و c (با بعد $L T^{-1}$) را نمی توان برای تبدیل g به یک ثابت بی بعد به کار برد. (برای مثال، $\hbar c^3$ دارای بعد $M^1 L^5 T^{-5}$ و در نتیجه $g / \hbar c^3$ دارای بعد T^3 است.) بنابراین جرم اختیاری m را در نظر می گیریم و نماهای i, j, k را چنان انتخاب می کنیم که $g / m^i \hbar^j c^k$ بدون بعد باشد. بلافاصله یک جواب با مقادیر $i = -2, j = 3, k = -1$ و $k = -1$ به دست می آید. به این ترتیب، نسبت مطلوب که با G نشان داده می شود برابر است با

$$G = \frac{g}{m^{-2} \hbar^3 c^{-1}} = g \frac{m^2 c}{\hbar^3} \quad (31.9)$$

جدول ۲.۹ مقادیر ft برای واپاشیهای ابرمجاز $o^+ \rightarrow o^+$.

$ft(s)$	واپاشی
3100 ± 31	${}^1C \rightarrow {}^1B$
3092 ± 4	${}^{14}O \rightarrow {}^{14}N$
3084 ± 76	${}^{18}Ne \rightarrow {}^{18}F$
3014 ± 78	${}^{22}Mg \rightarrow {}^{22}Na$
3081 ± 4	${}^{26}Al \rightarrow {}^{26}Mg$
3052 ± 51	${}^{26}Si \rightarrow {}^{26}Al$
3120 ± 82	${}^{30}S \rightarrow {}^{30}P$
3087 ± 9	${}^{34}Cl \rightarrow {}^{34}S$
3101 ± 20	${}^{34}Ar \rightarrow {}^{34}Cl$
3102 ± 8	${}^{38}K \rightarrow {}^{38}Ar$
3145 ± 138	${}^{38}Ca \rightarrow {}^{38}K$
3091 ± 7	${}^{42}Sc \rightarrow {}^{42}Ca$
3275 ± 1039	${}^{42}Ti \rightarrow {}^{42}Sc$
3082 ± 13	${}^{46}V \rightarrow {}^{46}Ti$
2834 ± 657	${}^{46}Cr \rightarrow {}^{46}V$
3086 ± 8	${}^{50}Mn \rightarrow {}^{50}Cr$
3091 ± 5	${}^{54}Co \rightarrow {}^{54}Fe$
2549 ± 1280	${}^{62}Ga \rightarrow {}^{62}Zn$

دلیل واضحی برای کاربرد m که باید در معادله (۳۱.۹) مورد استفاده قرار گیرد، وجود ندارد. اگر برهم کنش نوکلئون-نوکلئون مورد نظر باشد، استفاده از جرم نوکلئون مناسب است که در این صورت ثابت شدت برابر $G = 1.0 \times 10^{-5}$ به دست می آید. ثابت قابل

مقایسه‌ای که برای توصیف برهم‌کنش پيون-نوکلئون در فصل ۴ به‌کار برده شده و با g^2 نشان داده شده است، از مرتبه واحد است. بنابراین، می‌توانیم برهم‌کنشهای اساسی نوکلئون-نوکلئون را بر حسب شدت به‌صورت زیر درجه‌بندی کنیم:

۱	پيون-نوکلئون («قوی»)
۱۰-۲	الکترومغناطیسی
۱۰-۵	واپاشی بتازا («ضعیف»)
۱۰-۳۹	گرانشی

(آخرین مقدار از تبدیل ثابت گرانش عمومی به‌صورت بدون بعد و با استفاده از جرم نوکلئون به‌دست آمده است.) برهم‌کنش واپاشی بتازا یکی از پدیده‌های يك رده عمومی است که به‌طور جمعی به‌نام برهم‌کنشهای ضعیف شناخته می‌شوند، و همه آنها با پساامتر شدت g مشخص می‌شوند. نظریه فرمی آنچنان موفقیت قابل‌توجهی در توصیف این پدیده‌ها دارد که غالباً آنها را به‌عنوان مثالهایی از برهم‌کنش عمومی فرمی مورد‌بحث قرار می‌دهند. با وجود این، نظریه فرمی از چند جهت نمی‌تواند برخی از جزئیات برهم‌کنش ضعیف را تشریح کند (این جزئیات در بحث فعلی واپاشی بتازا حائز اهمیت نیستند). نظریه‌ای که برهم‌کنش ضعیف را با استفاده از ذرات تبدالی توصیف می‌کند (همان‌طور که در مورد نیروی قوی در فصل ۴ بحث شد)، در توصیف این خصوصیات موفق‌تر است. این ذرات تبدالی که اخیراً کشف شده‌اند (و به نام نامبارک بوزونهای برداری هیانه معروف‌اند) با تفصیل بیشتری در فصل ۱۸ مورد بررسی قرار می‌گیرند.

جرم نوترینو

نظریه فرمی بر مبنای فرض جرم سکون صفر برای نوترینو استوار است. با نگاه سطحی ممکن است اندازه‌گیری جرم سکون نوترینو برای اثبات صحت این نظریه آسان به نظر آید. با توجه مجدد به معادلات (۱.۹) و (۲.۹) و با معادل آنها برای هسته‌های $A > 1$ ، بلافاصله روشی برای آزمودن این فرض به‌دست می‌آوریم. می‌توانیم مقدار Q واپاشی (به انضمام مقدار احتمالاً غیر صفر جرم نوترینو) را از معادله (۶.۹) یا (۹.۹) محاسبه کنیم، و می‌توانیم مقدار Q را همانند معادله (۸.۹) از انرژی بیشینه ذرات بتا اندازه‌گیری کنیم. بدین‌سان، با مقایسه این دو مقدار می‌توان جرم نوترینو را استنتاج کرد.

به این طریق می‌توان نتیجه گرفت که جرم سکون نوترینو کوچکتر از حد 1 keV است، ولی نمی‌توان از این حد فراتر رفت، زیرا مقادیر جرم اتمی اندازه‌گیری شده که برای محاسبه Q به‌کار می‌روند دارای دقتهایی از مرتبه keV هستند، و خطاهای تجربی انرژیهای نقاط پایانی نیز از مرتبه keV خواهند بود. در روش بهتر تعیین جرم نوترینو، از شکل طیف بتا در نواحی نزدیک به حد بالا استفاده می‌شود. اگر $m_\nu \neq 0$ باشد، معادله

(۲۲.۹) دیگر دقیقاً معتبر نیست. اما اگر $m_p c^2 \ll Q$ باشد، در قسمت اعظم طیف بتای مشاهده شده $E_\nu \gg m_p c^2$ است و نوترینو را می توان در تقریب حدی نسبیتی $E_\nu \approx qc$ مورد بررسی قرار داد. در این حالت، معادله (۲۲.۹) تقریب بسیار خوبی است و جرم نوترینو تأثیر ناچیزی خواهد داشت. اما در نزدیکی نقطه پایان طیف β ، انرژی نوترینو به صفر می رسد و انتظار داریم که در نقطه ای $E_\nu \sim m_p c^2$ شود، که در این صورت محاسبه قبلی عامل آماری برای شکل طیف نادرست است. در نزدیکی نقطه پایان، انرژی جنبشی نوترینو از این مقدار هم کمتر می شود و می توانیم آن را به طور نانبیستی بررسی کنیم. بنا بر این داریم

$$q^2 = 2 m_p T_\nu$$

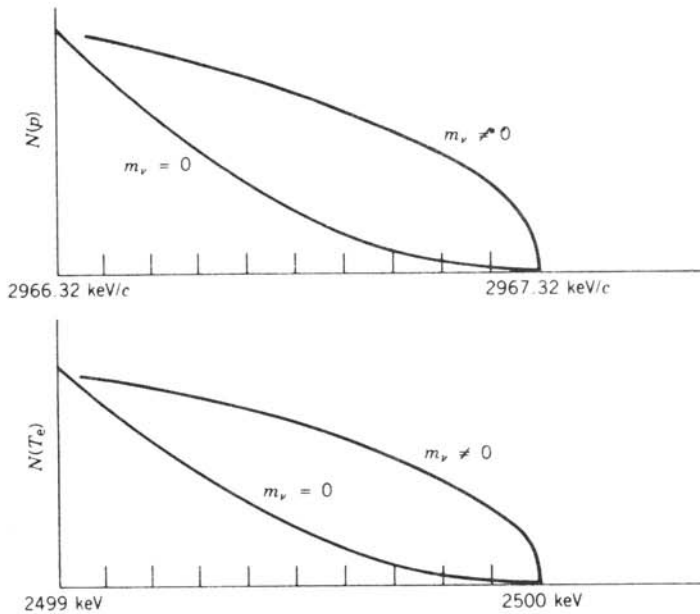
$$N(p) \propto p^2 [Q - \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} + m_e c^2]^{1/2} \quad (32.9)$$

که با همان روش به کار رفته در تعیین معادله (۲۴.۹) حاصل می شود، جز اینکه برای $m_\nu > 0$ باید در حد نانبیستی از $dq/dE_f = m_\nu/q$ استفاده کنیم. همچنین داریم

$$N(T_e) \propto (T_e^2 + 2 T_e m_e c^2)^{1/2} (Q - T_e)^{1/2} (T_e + m_e c^2) \quad (33.9)$$

کمیت داخل کره در معادلات (۳۲.۹) و (۲۴.۹) که درست برابر $(Q - T_e)$ است، در نقطه پایان صفر می شود. بنا بر این اگر در نقطه پایان $m_\nu = 0$ باشد داریم $dN/dp \rightarrow 0$ در حالی که اگر $m_\nu > 0$ باشد خواهیم داشت $dN/dp \rightarrow \infty$. یعنی طیف تکانه برای $m_\nu = 0$ با شیب صفر، و برای $m_\nu > 0$ با شیب بی نهایت به نقطه پایان میل می کند. شیب طیف انرژی، dN/dT_e ، نیز رفتاری مشابه دارد. بنا بر این، می توانیم با بررسی شیب طیف در نقطه پایان، چنانکه در شکل ۶.۹ مشاهده می شود، حد جرم نوترینو را مورد مطالعه قرار دهیم. متأسفانه $N(T_e)$ و $N(p)$ نیز در این نقطه به صفر میل می کنند، و ما باید شیب اطلاعات مربوط به کمیتی را بررسی کنیم که به طور پیوسته به صفر میل کند (و در نتیجه از نظر آماری با شرایط بدتری روبه رو می شویم).

جالبترین اندازه گیری تجربی از این نوع، انتخاب يك مورد واپاشی با مقدار Q کوچک است (به طوری که بزرگی نسبی اثر محسوستر شود) و نیز موردی که حالت های اتمی قبل و بعد از واپاشی بخوبی شناخته شده باشند، که در این صورت تصحیحات مهم ناشی از تأثیر حالت های مختلف اتمی قابل محاسبه اند. (اثرات حالت های اتمی در بیشتر آزمایش های مربوط به واپاشی بتازا ناچیزند، ولی در مواردی که در جستجوی اثر کوچکی هستیم این اثرات حائز اهمیت می شوند.) واپاشی ${}^3\text{H}$ (تریتیم)، با توجه به هر دو معیار، مورد مناسبی برای بررسی است. مقدار Q در این واپاشی نسبتاً کوچک است (۱۸۰۶ keV)، و تابع موج های اتمی تک الکترونی هم بخوبی شناخته شده اند. (در حقیقت، محاسبه حالت یون حاصل ${}^2\text{He}$ يك مسئله استاندارد در مکانیک کوانتومی مقدماتی است.) شکل ۷.۹ بخشی از نتایج تجربی خیلی دقیق را نشان می دهد. لانگر و موفات که نخستین پژوهشگران در این زمینه بودند حد بالای $m_\nu c^2 < 200 \text{ eV}$ را گزارش کردند، اما برگویست در دو دهه



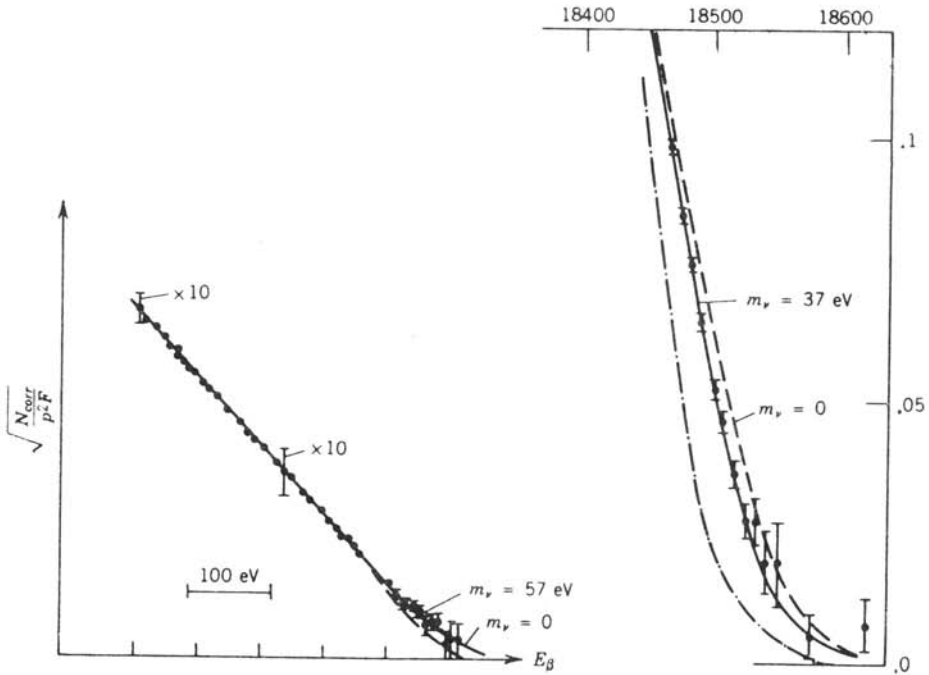
شکل ۶۰۹ نمودار گسترش یافته حد فوقانی (یا ناحیه آخرین keV) طیفهای تکانه و انرژی شکل ۲۰۹. ضرایب بهنجارش اختیاری اند، اما نکته قابل توجه تفاوت شکل طیفها برای حالتی $m_\nu = 0$ و $m_\nu \neq 0$ است. شیب منحنی در نقطه پایان، برای $m_\nu = 0$ برابر صفر و برای $m_\nu \neq 0$ بی نهایت است.

بعد از این حد را به ۶۰ eV تقلیل داد. یکی از نتایج آزمایشهای اخیر جرم غیر صفر احتمالی نوترینو را بین ۱۴ تا ۴۶ eV بر آورد کرده است،^۱ در حالی که سایر نتایج حد بالاتر حدود ۲۰ eV را مطرح می کنند. در حال حاضر، چند آزمایش برای حل این مسئله و کاهش احتمالی حد بالای جرم نوترینو در دست اجراست.

چرا این همه کوشش صرف پیگیری این اندازه گیریها شده است؟ جرم نوترینو در دو حوزه ظاهراً نامرتبط فیزیک تأثیری بسیار مهم دارد. اگر نوترینو جرم داشته باشد، بنا بر فرمولبندی نظری «الکتروضعیف» که برهم کنشهای ضعیف و الکترومغناطیسی را جنبه های مختلف یک نیروی اساسی می داند، تبدیل نوترینوهای الکترونی یعنی نوترینوهای ν_e که در واپاشی بتا از گسیل می شوند، به سایر نوترینوها که نوترینوهای ν_μ و ν_τ و موثون نامیده می شوند [فصل ۱۸، (جلد دوم، ترجمه فارسی)]، مجاز است. این تبدیل می تواند توجیه کننده این نکته باشد که تعداد نوترینوهای خورشیدی مشاهده شده فقط در حدود یک سوم مقدار پیش بینی شده بر مبنای نظریه های فعلی همجوشی خورشیدی است. از سوی دیگر، به نظر می رسد که مقدار ماده موجود در جهان بیش از آن است که حتی با قویترین تلسکوپها مشاهده می شود. این

1. K. E. Bergkvist, *Nucl. Phys.* B39, 317 (1972).

2. V. A. Lubimov et al, *Phys. Lett.* B94, 266 (1980).



شکل ۷.۹ تعیین تجربی جرم نوترینو با استفاده از زاپاشی بتازای تریتم (${}^3\text{H}$). اطلاعات سمت چپ با جرم صفر توافق دارند و نمایانگر حد بالای 60 eV هستند. به نظر می‌رسد که اطلاعات جدیدتر مقدار غیر صفری در حدود 30 eV را مطرح می‌کنند. اما، این اطلاعات باید با توجه به تفکیک دستگاه اندازه‌گیری و اثرات حالتی تصحیح شوند و ممکن است با جرم صفر سازگار باشند.

ماده بی‌فروغ است، یعنی هیچ تابشی گسیل نمی‌کند. بنا بر نظریه کیهان‌شناسی مه‌بانگ، که تقریباً تمام پدیده‌های اخترشناختی مشاهده شده را تبیین می‌کند، جهان حاضر باید پر از نوترینوهای ناشی از جهان آغازین باشد و تراکم کنونی آن به حدود $10^8/\text{m}^3$ برسد. اگر این نوترینوها بی‌جرم باشند، نمی‌توانند جاذبه گرانشی لازم برای «بسته» شدن جهان (یعنی توقف و معکوس شدن انبساط آن) را فراهم سازند، ولی آنها با جرم سکونی به کوچکی 5 eV می‌توانند چگالی جرم - انرژی مورد نیاز را تأمین کنند. بنا بر این مطالعه جرم نوترینو نه تنها بر فیزیک هسته‌ای و ذرات بنیادی، بلکه بر فیزیک خورشیدی و کیهان‌شناسی نیز تأثیر مستقیم و فوری خواهد گذاشت.

۴.۹ قواعد گزینش تکانه زاویه‌ای و پاریته

واپاشیهای مجاز

در تقریب مجاز، به جای تابع موجهای الکترون و نوترینو از مقادیر این تابعها در مبدأ

استفاده شده است. یعنی فرض کرده‌ایم که الکترون و نوترینو در $r = 0$ به وجود می‌آیند. در این حالت، این ذرات نمی‌توانند هیچگونه تکانه زاویه‌ای مداری یا خود حمل کنند، و تنها تغییر تکانه زاویه‌ای هسته باید از اسپینهای الکترون و نوترینو ناشی شود که مقدار هر یک از آنها برابر $s = 1/2$ است. این دو اسپین می‌توانند با هم موازی (با مقدار کل $S = 1$) یا پادموازی (با مقدار کل $S = 0$) باشند. اگر اسپینها پادموازی باشند (که به واپاشی فرمی معروف است)، در تقریب مجاز ($I = 0$) تغییر اسپین در اسپین هسته صورت نمی‌گیرد: $\Delta I = |I_i - I_f| = 0$. اگر اسپینهای الکترون و نوترینو موازی باشند (که واپاشی گاموف-تِلر نامیده می‌شود)، تکانه زاویه‌ای کل منتقل شده در تقریب مجاز برابر ۱ واحد است و در نتیجه I_f از طریق برداری به طول ۱ واحد با هم جفت شده‌اند: $I_i = I_f + 1$. این موضوع فقط در صورتی امکان پذیر است که $\Delta I = 1$ یا $\Delta I = 0$ باشد (جز حالت $I_i = 0$ و $I_f = 0$ که در این صورت فقط گذار فرمی می‌تواند وجود داشته باشد). اگر الکترون و نوترینو حامل تکانه زاویه‌ای مداری نباشند، پاریته حالت‌های اولیه و نهایی باید یکسان باشد زیرا پاریته مربوط به تکانه زاویه‌ای مداری l به صورت $(-1)^l$ است.

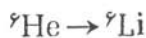
بنابراین قواعد گزینش برای واپاشیهای بتازای مجاز به صورت زیر است

$$\Delta I = 0, 1 \quad \Delta \pi = (\text{تغییر پاریته})$$

نمونه‌هایی از واپاشیهای بتازای مجاز عبارت‌اند از:



این واپاشی $0^+ \rightarrow 0^+$ به حالت برانگیخته $^{14}\text{N}^*$ باید صد درصد از نوع فرمی باشد (زیرا $0^+ \rightarrow 0^+$ نمی‌تواند از طریق واپاشی گاموف-تِلر که حامل یک واحد تکانه زاویه‌ای است صورت گیرد). مثالهای $^{34}\text{S} \rightarrow ^{34}\text{Cl}^*$ و $^{10}\text{C} \rightarrow ^{10}\text{B}^*$ نمونه‌های دیگری از این نوع‌اند که در هردو گذار داریم $0^+ \rightarrow 0^+$.



این واپاشی $1^+ \rightarrow 0^+$ است که باید صد درصد یک گذار گاموف-تِلر باشد. سایر واپاشیهای مجاز گاموف-تِلر خالص عبارت‌اند از $[(1/2)^- \rightarrow (3/2)^-]$ $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}$ و $[(2^- \rightarrow 3^-)]$ $^{230}\text{Pa} \rightarrow ^{230}\text{Th}^*$ و $[(9/2)^+ \rightarrow (7/2)^+]$ $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In}$.

$$n \rightarrow p$$

در این مورد داریم $[(1/2)^+ \rightarrow (1/2)^+]$ $\Delta I = 0$ ، و بنا بر این قواعد گزینش فرمی (F) و گاموف-تِلر (GT) هردو صادق‌اند. این یک نمونه از گذار «مخلوط» $F + GT$ است، که در آن سهم دقیق F و GT با توجه به تابع موجهای اولیه و نهایی تعیین می‌شود. برای

سهولت نسبت y دانه‌های فرمی و گاموف-تلا (یعنی اجزای ماتریس) را به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$y = \frac{g_F M_F}{g_{GT} M_{GT}} \quad (۳۴.۹)$$

که در آن M_F و M_{GT} اجزای حقیقی ماتریس هسته‌ای فرمی و گاموف-تلا هستند. با تعریف g_F و g_{GT} به صورت ثابت‌های مشابه با ثابت g در معادله (۲۸.۹)، تغییر شدت واپاشیهای فرمی و گاموف-تلا امکان پذیر می‌شود. (در آهنگ واپاشی باید به جای $g^2 |M_F|^2$ مقدار $g^2 |M_F|^2 + g_{GT}^2 |M_{GT}|^2$ را قرار دهیم.) در اینجا فرض می‌کنیم که g_F همان مقدار g مربوط به واپاشیهای ابرمجاز فرمی ($0^+ \rightarrow 0^+$) را داراست. برای واپاشی نوترون، می‌توان جزء ماتریس فرمی را به سهولت محاسبه کرد: $|M_F| = 1$. چون آهنگ واپاشی با $g_F^2 M_F^2 (1 + y^{-2})$ متناسب است، آهنگ واپاشی نوترون محاسبه نسبت y را امکان پذیر می‌سازد و در نتیجه به دست می‌آوریم $0.03 \pm 0.04 \times 10^3$. یعنی ۸۲ درصد از این واپاشی از نوع گاموف-تلا و ۱۸٪ از نوع فرمی است.

به طور کلی، تابع موجهای اولیه و نهایی هسته باعث پیچیدگی عملیات در محاسبه M_{GT} و M_F می‌شوند، اما این محاسبه برای یک گروه خاص واپاشی ساده است. این گروه همان گروه واپاشیهای آینه‌ای است که قبلاً در بخش ۱۰۳ بررسی شدند. در واپاشیهای مانند $^{41}_{21}\text{Sc} \rightarrow ^{41}_{20}\text{Ca}$ که بیست و یکمین پروتون به صورت بیست و یکمین نوترون درمی‌آید، تغییر در تابع موج صورت نمی‌گیرد. تابع موجهای اولیه و نهایی، بجز تفاوت‌های آینه‌ای ناشی از برهم کنش کولنی، مشابه یکدیگرند و محاسبه M_{GT} و M_F به سهولت انجام می‌شود. مقادیر g_F و M_F برای این واپاشیها با مقادیر مربوط به نوترون آزاد برابر است.

این نتیجه ممکن است تاحدی تعجب آور باشد زیرا نوکلئون در یک هسته به هیچ وجه مانند نوکلئون آزاد عمل نمی‌کند. زیرا در این حالت، ابر مزونی که نوکلئون را احاطه کرده است در واکنشهای تبدیلی با نوکلئونهای مجاور شرکت دارد. فرضیه عدم تغییر برهم کنشهای فرمی نوکلئونهای موجود در هسته در اثر مزونهای اطراف، فرضیه جریان برداری پایسته (CVC) نامیده می‌شود. (اصطلاح «بردار» مربوط به خصوصیات تبدیلی عملگری است که بخش فرمی واپاشی را ایجاد می‌کند، بخش گاموف-تلا از برهم کنشی که از نوع «بردار محوری» است ناشی می‌شود.) فرضیه CVC را می‌توان با مقایسه با برهم کنش الکترومغناطیسی درک کرد. بار الکتریکی در اثر تبدیل $p \leftrightarrow n + \pi^+$ که بخشی از برهم کنش تبدیلی است که پروتون می‌تواند در آن شرکت کند، تغییر نمی‌کند. بار الکتریکی در این برهم کنش پایسته و برهم کنش کولنی بدون تغییر است. (الکترونهایی که با نیروی کولنی در قید هسته اند از این تبدیل بی‌خبرند.) از طرف دیگر، برهم کنشهای مغناطیسی، چنانکه در مورد گشتاورهای مغناطیسی مدل پوسته‌ای در بخش ۱۰۵ بحث کردیم، در اثر تبدیل

جدول ۳.۹ نسبت اجزای ماتریس فرمی به گاموف تله.

%GT	%F	$= g_F M_F / g_{GT} M_{GT}$	واپاشی	
۸۲	۱۸	0.467 ± 0.003	$n \rightarrow p$	واپاشیهای آینه‌ای
۸۱	۱۹	0.479 ± 0.001	${}^2\text{H} \rightarrow {}^2\text{He}$	
۲۴	۷۶	1.779 ± 0.006	${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C}$	
۳۳	۶۷	1.416 ± 0.012	${}^{21}\text{Na} \rightarrow {}^{21}\text{Ne}$	
۵۳	۴۷	0.949 ± 0.003	${}^{41}\text{Sc} \rightarrow {}^{41}\text{Ca}$	
۹۹.۹۵۶	۰.۰۴۴	-0.021 ± 0.007	${}^{24}\text{Na} \rightarrow {}^{24}\text{Mg}$	واپاشیهای غیر آینه‌ای
۹۹.۹۲۷	۰.۰۷۳	$+0.027 \pm 0.011$	${}^{41}\text{Ar} \rightarrow {}^{41}\text{K}$	
۹۹.۹۴۷	۰.۰۵۳	-0.023 ± 0.005	${}^{46}\text{Sc} \rightarrow {}^{46}\text{Ti}$	
۹۸	۲	-0.144 ± 0.006	${}^{52}\text{Mn} \rightarrow {}^{52}\text{Cr}$	
> 99.96	< 0.04	-0.002 ± 0.019	${}^{65}\text{Ni} \rightarrow {}^{65}\text{Cu}$	

$p \leftrightarrow n + \pi^+$ دستخوش تغییراتی اساسی خواهند شد. در واپاشی بتا، مزونهای اطراف تأثیری بر g_F (مانند بار الکتریکی) ندارند، درحالی که g_{GT} (مانند گشتاورهای مغناطیسی) ممکن است در اثر ابر مزونی تغییر کند. در بعضی هسته‌ها، این تغییر می‌تواند به ۲۰ تا ۳۰٪ برسد. جزء ماتریس M_{GT} نیز متناسب با حالت خاص مدل پوسته‌ای نوکلئونی که در گذار شرکت دارد تغییر می‌کند.

جدول ۳.۹ خلاصه‌ی مقادیر نسبت g دامنه‌های فرمی به گاموف-تله را برای بعضی هسته‌های آینه‌ای، با در نظر گرفتن فرضیه CVC (g_F نسبت به مقدار متناظر با واپاشی نوترون بدون تغییر می‌ماند) و $|M_F| = 1$ ، نشان می‌دهد. این مقادیر از آهنگهای واپاشی به دست آمده‌اند.

برای واپاشیهایی که در آنها تابع‌موجهای اولیه و نهایی بسیار با هم متفاوت‌اند، جزء ماتریس فرمی صفر است، و بنا بر این اندازه‌گیری نسبت g برای این واپاشیها راهی برای تعیین میزان خلوص تابع‌موجها به دست می‌دهد. جدول ۳.۹ بعضی از مقادیر مشخصه

را برای گذارهای هسته‌های غیر آینه‌ای نیز نشان می‌دهد. این مقادیر از اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای ذرات β نسبت به جهتی خاص (مشابه مطالعات مربوط به واپاشیهای آلفا که در فصل ۸ بررسی شد) به دست آمده‌اند. همچنانکه مشاهده می‌شود، این مقادیر عموماً کوچک‌اند که این امر نمایانگر ممنوعیت گذارهای فرمی و در نتیجه خلوص نسبی تابع موجهاست.

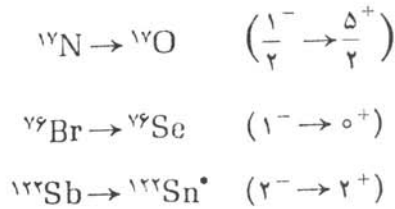
واپاشیهای ممنوع

«ممنوع» نامیدن واپاشیها تا اندازه‌ای بی‌مسمی است. احتمال این واپاشیها معمولاً کمتر از واپاشیهای مجاز است (و چنانکه در فصل بعد بررسی خواهد شد، عموماً نیمه‌عمر طولانیتری دارند). ولی اگر اجزای ماتریس مجاز صفر شوند، واپاشیهای ممنوع تنها واپاشیهای ممکن خواهند بود.

محتملترین واپاشی ممنوع هنگامی رخ می‌دهد که حالت‌های اولیه و نهایی پاریته‌های مخالف داشته باشند، و بنا بر این قاعدهٔ گزینش واپاشی مجاز نقض خواهد شد. برای تغییر پاریته، الکترون و نوترینو باید با تکانهٔ زاویه‌ای مداری فرد نسبت به هسته گسیل شوند. برای مثال، یک فرایند واپاشی 1 MeV را در نظر می‌گیریم. اگر همهٔ انرژی واپاشی به الکترون داده شود، تکانهٔ آن $1.4 \text{ MeV}/c$ و بیشینهٔ تکانهٔ زاویه‌ای آن نسبت به هسته برابر $pR = 1.4 \text{ MeV} \cdot \text{fm}/c$ خواهد شد (در اینجا R شعاع یک هستهٔ معمولی و برابر 6 fm در نظر گرفته شد). این مقدار تکانهٔ زاویه‌ای بر حسب واحد \hbar ، معادل $pR/\hbar = 0.04$ می‌شود. بنابراین، در حالی که احتمال واپاشی با $l = 1$ کمتر از $l = 0$ است، واپاشیهای با $l = 3, 5, 7, \dots$ بسیار نامحتمل خواهند بود، و در حال حاضر فقط می‌توانیم واپاشیهای ممنوع با $l = 1$ را در نظر بگیریم. این واپاشیها را واپاشیهای ممنوع اول می‌نامند و مانند واپاشیهای مجاز دارای نوع فرمی، با اسپینهای الکترون و نوترینو پادم‌وازی ($S = 0$)، و نوع گاموف-تلر با اسپینهای موازی ($S = 1$) هستند. با توجه به جفت‌شدگی $S = 0$ با $l = 1$ برای واپاشیهای فرمی، کل تکانهٔ زاویه‌ای انتقال یافته در واپاشی بتازا برابر یک واحد می‌شود، به طوری که $\Delta I = 0$ یا $\Delta I = 1$ (ولی بدون حالت $0 \rightarrow 0$). در جفت‌شدگی $S = 1$ با $l = 1$ برای واپاشیهای گاموف-تلر، کل مقدار تکانهٔ زاویه‌ای انتقال یافته برابر $0, 1, 2$ یا 3 واحد می‌شود، به طوری که $\Delta I = 0, 1, 2$. بنا بر این قاعدهٔ گزینش برای واپاشیهای ممنوع اول به صورت زیر است

$$\Delta I = 0, 1, 2 \quad \Delta \pi = \text{آری}$$

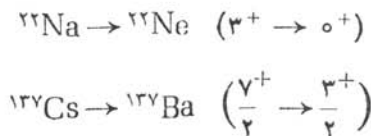
برخلاف سادگی نسبی واپاشیهای مجاز، در این حالت با شش جزء ماتریس مختلف برای واپاشیهای ممنوع اول روبه‌رو می‌شویم، و تحلیل آهنگهای واپاشی یا توزیعهای زاویه‌ای بسیار پیچیده می‌شود. ما فقط چند مورد از واپاشیهای ممنوع اول را ذکر می‌کنیم.



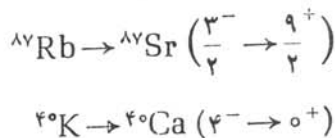
گذارهای با $\Delta I \geq 2$ و بدون تغییر پارینه، در هیچیک از طرق قواعد گزینش مجاز یا ممنوع اول امکان پذیر نیستند. برای این گذارها باید گسیل β با $l = 2$ را در نظر بگیریم، در نتیجه این نوع واپاشیها را واپاشی ممنوع دد می‌نامند. وقتی $S = 0$ یا $S = 1$ را با $l = 2$ جفت کنیم، می‌توانیم اسپین هسته را به هر مقدار از $\Delta I = 0$ تا $\Delta I = 3$ (البته با چند استثنا مانند $0 \rightarrow 0$ و $1/2 \rightarrow 1/2$) تغییر دهیم. موارد ۱، $\Delta I = 0$ ، درحوزه قواعد گزینش واپاشیهای مجاز قرار دارند، و انتظار داریم که سهم جملات مربوط به واپاشیهای ممنوع دوم در آنها ناچیز (شاید در توزیعیهای زاویه‌ای از مرتبه 10^{-3} تا 10^{-4} و در شکل طیف از مرتبه 10^{-6} تا 10^{-8}) باشد. با کنار گذاشتن این موارد، قواعد گزینش برای واپاشیهای ممنوع دوم به صورت زیر است

$$\Delta I = 2, 3 \quad \Delta \pi = \text{نه}$$

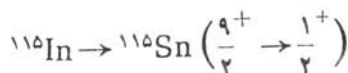
نمونه‌هایی از واپاشیهای ممنوع دوم عبارت‌اند از



با ادامه این فرایند، به واپاشیهای ممنوع سوم ($l = 3$) می‌رسیم که قواعد گزینش آن در واپاشیهای ممنوع اول هم رعایت نمی‌شود و به صورت « $\Delta I = 3$ یا $\Delta I = 4$ » و «آری $\Delta \pi$ » درمی‌آید.



در شرایط بسیار استثنایی، حتی واپاشیهای ممنوع چهارم ($l = 4$) نیز می‌تواند رخ دهد که قاعده گزینش آن به صورت « $\Delta I = 4$ یا $\Delta I = 5$ » و «نه $\Delta \pi$ » است



در بخش بعد خواهیم دید که هر چه مرتبه ممنوعیت بالاتر باشد، احتمال واپاشی کمتر می‌شود. هسته در صورت امکان ترجیح می‌دهد که از طریق فرایند مجاز یا ممنوع اول واپاشیده شود، و مراتب بالاتر معمولاً به قدری ضعیف‌اند که مشاهده نمی‌شوند. فقط در صورتی که هیچ مد واپاشی دیگری امکان‌پذیر نباشد، موارد بسیار نادر ممنوع سوم و چهارم را می‌توان مشاهده کرد.

۵.۹ نیمه‌عمرهای تطبیقی و واپاشیهای ممنوع

نیمه‌عمرهای واپاشی بتازا گستره بسیار وسیعی را، از چند میلی‌ثانیه تا حدود 10^{16} سال، دربرمی‌گیرند. بخشی از این تغییرات به علت مطابقت ضعیف تابع موجهای ابتدایی و نهایی هسته است، ولی مشکل می‌توان تصور کرد که تابع موجهای هسته‌ای از چنان خلوص و یکپارچگی خاصی برخوردار باشند که این اثر بتواند بیش از اندکی از این تغییرات ۲۶ مرتبه بزرگی را توجیه کند.

منشأ اصلی این تغییرات نیمه‌عمر، مشکل نسبی تولید ذرات بتا و نوترینو در حالتی با تکانه زاویه‌ای $l > 0$ است. همان‌طور که در بخش قبل دیدیم، نمونه (کلاسیک) تکانه زاویه‌ای ذرات بتا با انرژی 1 MeV دارای مقدار بیشینه‌ای از مرتبه $l \sim 0.4 \hbar$ است. یعنی، احتمال گسیل الکترون و نوترینو در حالت با عدد کوانتومی $l > 0$ بسیار کوچک است.

می‌توان این تخمین کیفی را با در نظر گرفتن تابع موجهای الکترون و نوترینو، به صورت امواج تخت $e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar}$ ، به شکل کمی‌تر درآورد. با بسط این تابع نمایی داریم

$$\dots + \frac{1}{2} \left(\frac{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}}{\hbar} \right)^2 + \dots + \frac{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}}{\hbar} + 1$$

(پس از قرار گرفتن بین تابع موجهای ابتدایی و نهایی هسته و با در نظر گرفتن جملات اسپینی مناسب) حاصل می‌شوند. در صورتی که تابع موجهای هسته سبب صفر شدن این جمله شوند (مثلاً وقتی که پارته‌ها وضعیت متقابل داشته باشند)، باید جمله بعدی را در نظر بگیریم که در این صورت سهم هسته (بجز اسپین) عبارت است از $\int \psi_f^* \mathbf{r} \psi_i dV$ و واپاشیهای ممنوع اول از همین جملات حاصل می‌شوند. چنانکه دیدیم، مقدار متوسط $\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar$ با انتگرال‌گیری روی تمام حجم هسته به دست می‌آید که از مرتبه 10^{-5} است. چون احتمال گذار بامجدور مقدار انتگرال متناسب است، احتمال واپاشیهای ممنوع اول فقط در حدود 10^{-4} برابر واپاشیهای مجاز خواهد بود.

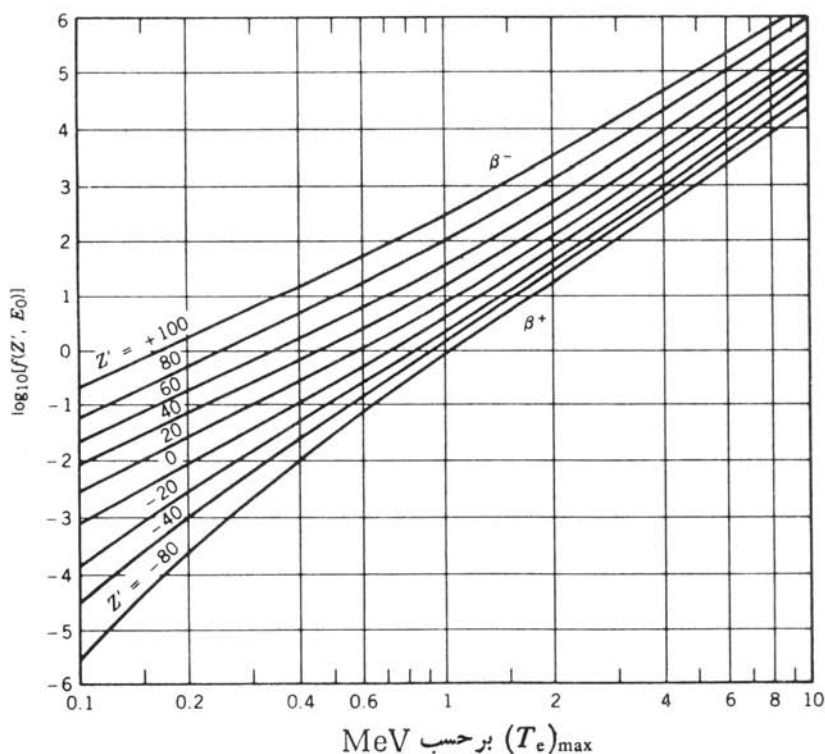
همچنین این انتگرال بجز در حالتی که حالت‌های اولیه و نهایی پارته مخالف داشته باشند برابر صفر می‌شود، که می‌توان آن را با نوشتن \mathbf{r} به صورت $Y_\lambda(\theta, \phi)$ نشان داد. این مطلب، چنانکه در بخش قبل دیدیم، بار دیگر قاعده گزینش «آری = $\Delta\pi$ » را برای واپاشیهای ممنوع اول به دست می‌دهد.

هر جمله بعدی در بسط شکل نمایی موج تخت، مرتبه بالاتری از ممنوعیت را به دست

می‌دهد و احتمال گذار متناظر به هریک از آنها با ضریب $(p \cdot r / \hbar)^2$ یا حدود 10^{-4} از احتمال مربوط به جمله قبلی کوچکتر است.

برای مقایسه نیمه‌عمر گذارهای مختلف بنا، ابتدا باید برای تغییرات احتمال واپاشی بنازا که در اثر تفاوت عدد اتمی Z' هسته دختر یا تفاوت انرژی نقطه پایان E_0 حاصل می‌شود، تصحیحی را در نظر بگیریم. این عمل با استفاده از تابع انتگرال فرمی $f(Z', E_0)$ که در بخش ۳.۹ تعریف شد، انجام می‌گیرد. اگر نیمه‌عمر جزئی را برای فرایند واپاشی خاصی بدانیم، می‌توانیم $f(Z', E_0)$ را از منحنیهای نظیر منحنیهای شکل ۸.۹ تعیین کنیم. حاصلضرب $f t_{1/2}$ را نیمه‌عمر تطبیقی یا مقدار $f t$ می‌گویند، که معمولاً به صورت $\log_{10} f t$ داده می‌شود و در آن $t_{1/2}$ همواره بر حسب ثانیه است.

به عنوان مثال، واپاشی بتازای منفی ^{203}Hg را در نظر می‌گیریم. نیمه‌عمر آن برابر ۴۶۸ روز است، بنابراین داریم $\log_{10} f t_{1/2} = 6.6$. مقدار Q برای واپاشی آن و تبدیل به ^{203}Tl برابر ۴۹۱ MeV است. اما چون ۱۰۰ درصد واپاشیها به تراز برانگیخته



شکل ۸.۹ انتگرال فرمی که با معادله (۲۹.۹) تعریف شده است. عدد اتمی Z' مربوط به هسته دختر است؛ منحنیهای با Z' مثبت برای واپاشی بتازای منفی و Z' منفی برای واپاشی بتازای مثبت در نظر گرفته شده‌اند.

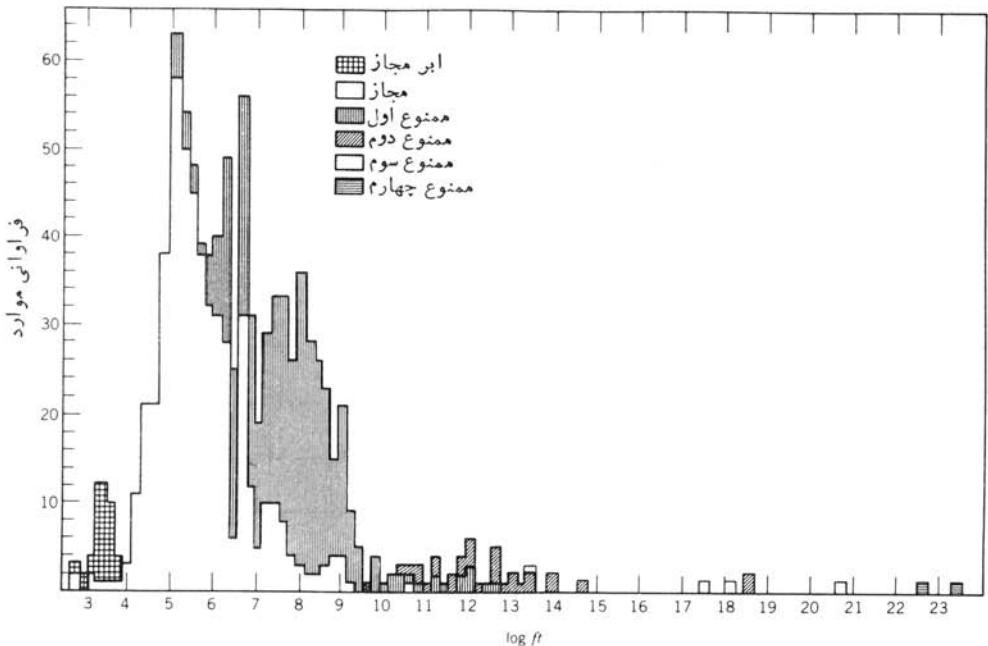
در ۲۷۹ keV ^{203}Tl منجر می‌شود، انرژی نقطه پایان برابر $279 - 0.279 = 0.491$ MeV خواهد شد. با توجه به شکل ۸.۹ می‌دانیم

$$\log_{10} f = -0.1 \text{ و در نتیجه داریم}$$

$$\log_{10} ft = \log_{10} f + \log_{10} t_{1/2} = -0.1 + 6.6 = 6.5$$

به‌عنوان دومین مثال، واپاشی بتازای مثبت ^{22}Na به‌حالت پایه $^{22}\text{Ne} (Z' = 10)$ را در نظر می‌گیریم. نیمه‌عمر برابر ۲۶۵ سال است، ولی نسبت انشعاب به حالت پایه فقط ۵۰٪ درصد است. بنابراین نیمه‌عمر جزئی برابر $0.5 \times 265 \times 10^{-3}$ ، و در نتیجه $\log_{10} t_{1/2} = 1.11$ است. مقدار Q واپاشی β^+ برابر ۱.۸ MeV است، بنابراین، با توجه به شکل ۸.۹ مقدار $\log_{10} f = 1.6$ و $\log_{10} ft = 1.6 + 1.11 = 2.71$ خواهد شد.

در مجموعه‌های گردآوری شده برای اطلاعات واپاشی هسته‌ای، مقادیر $\log ft$ مستقیماً داده می‌شوند. ما می‌توانیم نوع واپاشی (مجاز یا ممنوع $1n$) را بر مبنای قواعد گزینش تکانه زاویه‌ای و پارامتر تعیین کنیم، سپس مقادیر تجربی $\log ft$ را با مرتبه ممنوعیت مرتبط سازیم. شکل ۹.۹ مقادیر تجربی $\log ft$ را بر حسب مرتبه ممنوعیت برای انواع



شکل ۹.۹ توزیع تجربی مقادیر لگاریتم نیمه‌عمرهای تطبیقی $(\log ft)$.

مختلف واپاشی نشان می‌دهد. میزان تأثیر مراتب مختلف در این شکل بخوبی قابل مشاهده است، به طوری که هر درجه ممنوعیت اضافی مقدار $\log f_t$ را در حدود ۳٫۵ افزایش می‌دهد که این امر نمایانگر کاهش احتمال گذار به مقدار $10^{-4} \times 3$ است. (در هر نوع واپاشی نیز پراکندگی قابل ملاحظه‌ای وجود دارد، که قسمت عمده آن شاید مربوط به اثرات تابع موجهای هسته‌های ابتدایی و نهایی باشد.)

مقدار $\log f_t$ برای بیشتر واپاشیهای مجاز در گستره ۳٫۵ تا ۷٫۵، و برای اغلب واپاشیهای ممنوع اول در گستره ۵٫۶ تا ۹٫۰ قرار می‌گیرد. تعداد واپاشیهای ممنوع دوم که شناخته شده‌اند نسبتاً کمتر است و مقدار $\log f_t$ برای آنها در حدود ۱۰ تا ۱۳ است، و مقدار مربوط به واپاشیهای ممنوع سوم نیز (که منحصراً به چهار مورد است) در گستره ۱۴ تا ۲۰ قرار دارد. دو مورد واپاشی ممنوع چهارم هم شناخته شده‌اند که مقدار $\log f_t$ در آنها در حدود ۲۳ است.

ارزش مجموعه‌های اطلاعاتی از این نوع، به قابلیت پیش‌بینی آنها خلاصه می‌شود. برای مثال، اگر نمودار یک واپاشی ناشناخته را مطالعه کنیم و مقدار $\log f_t = 5.0$ را به دست آوریم، معلوم می‌شود که واپاشی به احتمال زیاد از نوع مجاز است، و از این رو می‌توان پاریته یکسانی را به حالت‌های ابتدایی و نهایی هسته نسبت داد و نتیجه‌گیری کرد که تفاوت اسپین آنها حداکثر برابر یک واحد است. ارزش این نتیجه‌گیریها در بررسی طیف‌نمایی بتا در بخش ۱۰.۹ نشان داده شده است.

۶.۹ فیزیک نوترینو

یکی از فرایندهایی که با واپاشی بتا را رابطه نزدیک دارد، گیراندازی نوترینو (یا پادنوترینو) است:



این فرایند را گاهی واپاشی بتا زای معکوس می‌نامند.

ابتدا علت وقوع این فرایندها و عدم وقوع فرایندهایی مانند گیراندازی نوترینو توسط پروتون یا گیراندازی پادنوترینو توسط نوترون را مورد بحث قرار می‌دهیم. الکترونها و نوترینوها متعلق به گروهی از ذرات به نام لپتونها هستند، و پادذره‌های e^+ و $\bar{\nu}$ به گروه دیگری به نام پادلپتونها تعلق دارند. بر مبنای مشاهده بسیاری از فرایندها و عدم مشاهده برخی دیگر، قانونی به عنوان قانون پایستگی لپتونها استخراج شده است. بنابراین قانون، تعداد کل لپتونها منهای پادلپتونها در دو طرف فرایند واپاشی یا واکنش باید یکسان باشد. برای مشاهده موارد نقض این قانون تعداد زیادی آزمایش حساس انجام شده است، ولی تاکنون هیچگونه نقضی مشاهده نشده است. در واکنش $\nu + p \rightarrow n + e^+$ که در آن

اصل پایستگی بار الکتریکی و تعداد نوکلئون رعایت شده است، عدد لپتون پایستگی ندارد و در نتیجه، طبق درک کنونی ما از فرایندهای بنیادی، مطلقاً ممنوع است. عدم مشاهده چنین واکنشهایی در حقیقت یکی از بهترین دلایلی است که ما را به اختلاف واقعی بین ذرات v و \bar{v} رهنمون می‌شود. الکترون و پوزیترون از نظر بار الکتریکی (و خصوصیات مانند گشتاور مغناطیسی که به بار الکتریکی بستگی دارد) با یکدیگر تفاوت دارند. اما v و \bar{v} ذراتی هستند که بار الکتریکی ندارند (و به عنوان ذرات نقطه‌ای بی‌بار، گشتاور مغناطیسی آنها نیز برابر صفر است). بنابراین ذرات در برابر واکنشهای الکترومغناطیسی، که غالباً برای تمیز دادن بین ذرات و پادذرات به‌کار می‌روند، مصونیت دارند.

همان‌طور که در بخش ۱۰.۹ دیدیم، وجود نوترینو به دلیل صادق نبودن قوانین جابجایی پایستگی انرژی و تکانه در واپاشی بتازا مطرح شد. مشاهده مستقیم نوترینو تا ۲۵ سال پس از پیشنهاد اولیهٔ پاولی تحقق پذیر نبود. برای درک مشکل گیر اندازی نوترینوی گریز پا، احتمال واکنش گیر اندازی نوترینو را برآورد می‌کنیم. مشابه معادله (۲۷.۴)، سطح مقطع واکنش $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ را به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$\sigma = \frac{\text{احتمال وقوع واکنش برای هر اتم هدف}}{\text{شار فرودی } \bar{\nu}} \quad (35.9)$$

احتمال واکنش را می‌توان با استفاده از قاعدهٔ طلایی فرمی، همانند معادله (۱۲.۹)، محاسبه کرد. برای جزء ماتریس V_{fi} ، مشابه محاسبه‌ای که بر مبنای تقریب مجاز انجام دادیم و به معادله (۲۵.۹) رسیدیم، عبارت $(1/V)gM_{fi}$ را در نظر می‌گیریم. با چشمپوشی از پس‌زنی نوترون، چگالی حالات نهایی فقط مربوط به الکترون می‌شود که با معادله (۱۵.۹) داده شده است. بالاخره، با استفاده از شکل موج تخت با معادله (۱۸.۹) و با توجه به اینکه کمیت $\hbar k/m$ همان سرعت ذرهٔ فرودی است که برای نوترینوها برابر c می‌شود، می‌توانیم شکل معادله (۲۶.۴) را برای شار فرودی $\bar{\nu}$ به‌کار ببریم و سطح مقطع را به صورت زیر به دست آوریم

$$\sigma = \frac{\frac{2\pi}{\hbar} \cdot \frac{g^2}{V^2} |M_{fi}|^2 \frac{4\pi p^2 dp V}{\hbar^3 dE}}{c/V} \quad (36.9)$$

با استفاده از $dp/dE = E/c^2 p$ داریم

$$\sigma = \frac{2\pi}{\hbar c} g^2 |M_{fi}|^2 \frac{4\pi p E}{c^2 \hbar^3} \quad (37.9)$$

برای برآورد عددی، از جزء ماتریسی که برای واپاشی بتازای نوترون در بخش ۴.۹ به دست آوردیم، یعنی $g_F^2 \approx 56 g^2$ ، و برای $g_F^2 |M_{fi}|^2 = g_F^2 (1 + y^{-2}) \approx 56 g^2$ از مقدار حاصل

از واپاشیهای بتازای ابرمجاز استفاده می‌کنیم. انرژی نوترینوی فرودی را برابر 2.5 MeV انتخاب کردیم که تا اندازه‌ای بیش از کمینه انرژی 1.8 MeV لازم برای شروع واکنش است (چون $m_p c^2 > m_n c^2$ است، باید انرژی اضافی لازم را از طریق پادنوترینوی فرودی تأمین کنیم)، و در نتیجه انرژی الکترون برابر 1.21 MeV خواهد بود. پس از قراردادن همه مقادیر عددی، سطح مقطع حاصل برابر $1.2 \times 10^{-43} \text{ cm}^2 = 1.2 \times 10^{-19} \text{ b}$ پروتون در هر cm^3 است، می‌توان به کوچکی غیر قابل تصور این سطح مقطع (در مقایسه با سطح مقطع 2.5 بارنی پراکندگی نوکلئون-نوکلئون در انرژیهای کم) پی برد. سطح مقطع واکنش نوترینو با هر پروتون در حدود 10^{-43} cm^2 است. با توجه به اینکه نوترینو در عبور از 1 cm^3 ماده با حدود 10^{24} پروتون روبه‌رو می‌شود، احتمال واکنش در حجم 1 cm^3 از جسم جامد برابر $10^{-19} \text{ cm}^{-3} = (10^{-43} \text{ cm}^2)(10^{24} \text{ cm}^{-3})$ است، یعنی احتمال واکنش نوترینو در عبور از هر سانتی‌متر ماده در حدود 10^{-19} است. نوترینو برای آنکه احتمال گیراندازی معقولی داشته باشد باید از 10^{19} cm ماده، که قطری در حدود 10 سال نوری خواهد داشت، عبور کند. بنابراین تعجب آور نیست که جستجو برای یافتن آن 25 سال به‌درازا کشیده باشد!

آشکارسازی تجربی در واقع از طریق یک رشته آزمایشهای زیرکانه و پر دردسر انجام شد که در سالهای دهه 1950 توسط راینز و کووان به‌عمل آمد. آنها از یک رآکتور هسته‌ای به‌عنوان چشمه $\bar{\nu}$ استفاده کردند. زیرا محصولات شکافت که سرشار از نوترون‌اند، در اثر واپاشی بتای منفی، ذرات $\bar{\nu}$ گسیل می‌دارند. آهنک گسیل متوسط در حدود 6 در هر شکافت است، و شار خالص $\bar{\nu}$ در این آزمایشها به حدود 10^{13} پادنوترینو در هر سانتی‌متر مربع در ثانیه می‌رسید. راینز و کووان از یک سوسوزن مایعی، که سرشار از پروتونهای آزاد بود و ترکیبی از Cd هم در آن وارد شده بود، به‌عنوان آشکارساز استفاده کردند. گیراندازی $\bar{\nu}$ توسط پروتون به تولید یک نوترون و یک پوزیترون منجر می‌شود؛ پوزیترون در ماده سوسوزن به‌سرعت نابود می‌شود ($e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$) و درخشی نورانی به‌وجود می‌آورد. نوترون تولید شده در محلول به حرکت درمی‌آید و به تدریج کند می‌شود تا اینکه سرانجام جذب هسته Cd ، که سطح مقطع گیراندازی بزرگی برای نوترون دارد، می‌شود. پس از گیراندازی نوترون، هسته ^{114}Cd در یک حالت بسیار برانگیخته قرار دارد که به‌سرعت یک پرتو گامای با انرژی 91 MeV از خود گسیل خواهد کرد. بنابراین، علامت مشخصه $\bar{\nu}$ وجود یک علامت نورانی حاصل از نابودی پوزیترون (فوتونهای 91 MeV و متعاقب آن گسیل یک پرتو گامای 91 MeV پس از گذشت $10 \mu\text{s}$ زمان لازم برای کند شدن و گیرافتادن نوترون) است. با استفاده از مخزنی که حاوی 10^6 cm^3 از مایع سوسوزن بود، راینز و کووان در هر ساعت با چند واقعه که می‌توانستند حاکی از گیراندازی $\bar{\nu}$ باشند، روبه‌رو می‌شدند. برای قطعی ساختن ارتباط این وقایع با گیراندازی $\bar{\nu}$ ، آزمایشهای اضافی بسیاری ضرورت پیدا کردند که به‌دنبال آنها این نتیجه اجتناب‌ناپذیر حاصل شد که: $\bar{\nu}$ یک ذره واقعی است و نه مخلوقی ذهنی که فقط از خیال پردازیهایی

بارور پاؤلی و فرمی ناشی شده باشد.

برای نمایش امکان ناپذیر بودن گیراندازی $\bar{\nu}$ توسط نوترونها، دیویس و همکارانش آزمایشی انجام دادند. آنها برای مشاهده واکنش $e^{-} + {}^{37}\text{Ar} \rightarrow \bar{\nu} + {}^{37}\text{Cl}$ از يك مخزن بزرگ CCl_4 و يك رآكتور به منظور تولید پادنوترینو استفاده کردند. دیویس باخالی کردن دوره ای مخزن و جستجوی هسته های رادیواکتیو ${}^{37}\text{Ar}$ در گاز تخلیه شده، نتیجه گرفت که واکنش انجام نمی شود. نتیجه منفی این آزمایش نشان داد که ذرات ν و $\bar{\nu}$ ذراتی واقعاً متفاوت اند.

بنا بر این متفاوت بودن ν و $\bar{\nu}$ قطعی است، ولی تاکنون مشخص نکرده ایم که چه خاصیت بنیادی باعث تمایز این دو ذره می شود. از نظر تجربی، يك خصوصیت وجود دارد: بردار اسپین کلیه پادنوترینوها با بردار تکانه آنها موازی است، در حالی که برای نوترینوها این بردار در خلاف جهت تکانه است. این خصوصیت که هلیسیته نامیده می شود، به صورت زیر تعریف شده است

$$\hbar = \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}|} \quad (38.9)$$

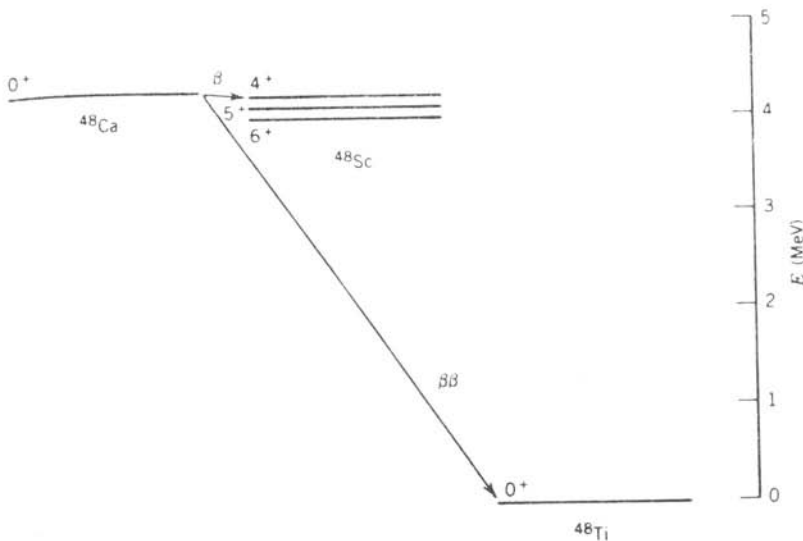
که مقدار آن برای $\bar{\nu}$ برابر $+1$ و برای ν برابر -1 است. (غالباً گفته می شود که $\bar{\nu}$ «راست دست» و ν «چپ دست» است، زیرا حرکت تقدیمی \mathbf{s} حول \mathbf{p} برای پادنوترینوها ردهایی مشابه شیارهای يك پیچ راست گرد و برای نوترینوها ردهایی مشابه يك پیچ چپ گرد ایجاد می کند.) برای الکترونهای حاصل از واپاشی بتازا نیز خصوصیتی مشابه وجود دارد، که بنا بر آن هلیسیته الکترونهای منفی برابر $h = -v/c$ و هلیسیته الکترونهای مثبت برابر $h = +v/c$ می شود. اما این يك خصوصیت ذاتی برای کلیه الکترونهای مثبت و منفی نیست، بلکه فقط مربوط به الکترونهایی است که در واپاشی بتازا گسیل می شوند. الکترونهای اتمی و همین طور پوزیترونهای ناشی از تولید زوج ($\gamma \rightarrow e^{+} + e^{-}$) هیچك هلیسیته خاصی ندارند. اما نوترینوها و پادنوترینوها همگی دارای هلیسیته معین هستند، و همیشه با پادنوترینوهای «راست دست» و نوترینوهای «چپ دست» روبه روی می شویم. دیویس برای مشاهده نوترینوهای گسیل شده از خورشید در اثر فرایند همجوشی از روش مشابهی استفاده کرد. (همجوشی هسته های سبک، محصولات تولید می کند که کمبود نوترون دارند و در اثر واپاشی بتازای مثبت، به جای $\bar{\nu}$ ، ν گسیل می کنند.) برای ایجاد حفاظ در برابر پرتوهای کیهانی و احتراز از فرایندهای ناشی از آن (که در آزمایشهای اولیه اش مسئله آفرین بودند)، دیویس مخزن CCl_4 را در ته معدنی به عمق $m 1500$ قرار داد و برای مدتی بیش از ۱۵ سال به شمارش این نوترینوهای خورشیدی پرداخت. این نوترینوها از این نظر حائز اهمیت اند که مستقیماً از قلب خورشید که در آن واکنش هسته ای رخ می دهد، به سوی ما می آیند. از طرف دیگر، نوری که از خورشید به ما می رسد از سطح خورشید سرچشمه می گیرد و حاوی اطلاعات نسبتاً کمی در مورد فرایندهایی است

که در قلب خورشید رخ می‌دهند. آهنگک انتظاری تبدیل ^{37}Cl به ^{37}Ar توسط نوترینوهای خورشیدی در مخزن دیسویس در حدود یک اتم در هر روز است؛ اما به‌رغم سالها تلاش قهرمانانه، آهنگک مشاهده‌شده فقط در حدود یک سوم مقدار انتظاری است که این امر می‌تواند نمایانگر دو نوع خطا باشد: (الف) خطا در فرضهای اولیه مربوط به آهنگک گسیل نوترینو از خورشید (در نتیجه نارسایی نظریه موجود در مورد فرایندهای خورشیدی)، یا (ب) وجود خطا در نظریه‌های فعلی درباره خواص نوترینو.

۷.۹ واپاشی دوتایی

واپاشی ^{48}Ca را در نظر بگیرید (شکل ۱۰.۹). مقدار Q واپاشی بتازای منفی در تبدیل به ^{48}Sc برابر 281 MeV است، ولی فقط حالت‌های 4^+ ، 5^+ و 6^+ در ^{48}Sc برای واپاشی قابل حصول هستند که واپاشیهای ممنوع چهارم یا ششم را ایجاد می‌کنند. اگر از تخمین تجربی $\log f \sim 23$ برای واپاشیهای ممنوع چهارم استفاده کنیم (بسیار توجه به شکل ۸.۹، $\log f \approx -2$)، مقدار $\log \lambda \sim 25$ یا (10^{18}y) خواهد بود. بنابراین «پایدار» دانستن هسته ^{48}Ca نباید تعجب‌آور باشد.

یک طریقه ممکن دیگر برای واپاشی، واپاشی دوتایی ($\beta\beta$) است. این یک فرایند مستقیم است، و محتاج حالت میانی ^{48}Sc نیست. (در حقیقت، در ادامه بحث می‌بینیم که در بیشتر واپاشیهای دوتایی ممکن،



شکل ۱۰.۹ واپاشی ^{48}Ca واپاشی ابرمجاز $\beta\beta$ به ^{48}Ti شق دیگر واپاشی تک بتایی ممنوع چهارم به ^{48}Sc است.

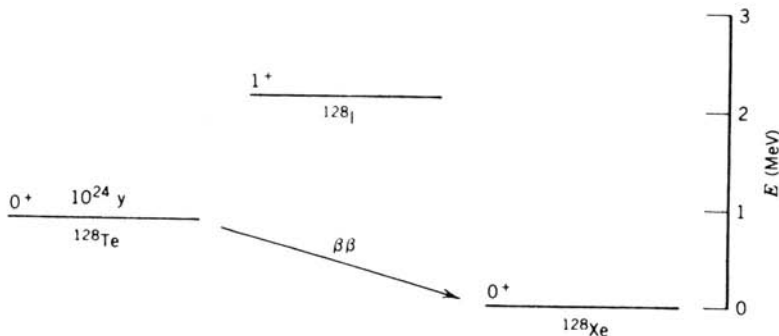
انرژی حالت میانی بیش از حالت اولیه است و حصول به آن از نقطه نظر انرژی غیرممکن است. (برتری این فرایند بر فرایند تک بتایی (در این مورد) ماهیت $0^+ \rightarrow 0^+$ گذار است، که آن را به جای ممنوع چهارم در رده ابرمجاز قرار می دهد. با باز نویسی معادله واپاشی تک بتایی (۳۰.۹) به صورت زیر می توانیم بر آوردی تقریبی از احتمال این واپاشی را به دست آوریم

$$\lambda_{\beta} = \left(\frac{m_e c^2}{\hbar} \right) \left\{ f g^2 \frac{m_e^5 c^5 |M_{fi}|^2}{2 \pi^3 \hbar^6} \right\} \quad (39.9)$$

مقدار تقریبی جمله اول برابر $1.0 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ است که می تواند به عنوان عامل مقیاس ابعدی در نظر گرفته شود. جمله باقی مانده بی بعد است و حاوی کلیه اطلاعات مربوط به واپاشی بتازا و احتمالات گذار هسته ای است. مقدار آن برابر $f = 1.0 \times 10^{-25}$ (با استفاده از $|M_{fi}| = \sqrt{2}$) است. آهنگ واپاشی دو بتایی تقریباً از رابطه زیر به دست می آید

$$\lambda_{\beta\beta} = \left(\frac{m_e c^2}{\hbar} \right) \left\{ f g^2 \frac{m_e^5 c^5 |M_{fi}|^2}{2 \pi^3 \hbar^6} \right\}^2 \quad (40.9)$$

که نیمه عمری از مرتبه 10^{17} سال را مشخص می کند و با واپاشی تک بتایی قابل مقایسه است (اگر چه نباید این محاسبه ساده را چندان جدی گرفت). واپاشی دو بتایی همچنین می تواند در مواردی رخ دهد که حصول به حالت میانی در مد واپاشی منفرد امکان پذیر نیست. مورد ^{128}Te را در نظر بگیرید که در شکل ۱۱.۹ نشان داده شده است. مقدار Q برای واپاشی $^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{I}$ منفی و برابر 1.26 MeV - است، و بنابراین این واپاشی امکان پذیر نیست. در حالی که واپاشی دو بتایی $^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$ با $Q = 0.87 \text{ MeV}$ از نقطه نظر انرژی ممکن است. در حقیقت، چنین موقعیتهایی محتمل ترین



شکل ۱۱.۹ واپاشی تک بتایی ^{128}Te از نقطه نظر انرژی ممنوع است، ولی واپاشی دو بتایی و تبدیل آن به ^{128}Xe ممکن است. برای اطلاع از جزئیات نسبی این هسته ها به شکل ۱۸.۳ رجوع کنید.

موارد مشاهده واپاشیهای دوتایی هستند، زیرا ماتمابلی ندادیم که مورد واپاشی متوالی را از طریق يك حالت میانی که از نقطه نظر انرژی قابل حصول باشد بررسی کنیم.

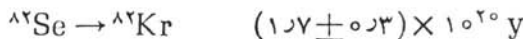
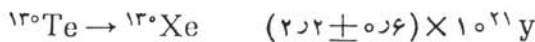
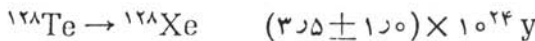
برای مشاهده واپاشی دوتایی در روش اساسی وجود دارد. روش اول، روش طیف نمایی جرمی است که در آن به جستجوی دختر هسته‌های پایدار در کانیتهایی که عمر زمین شناختی معینی دارند می‌پردازیم. برای مثال، با مشاهده فراوانی اضافی ^{128}Xe (نسبت به فراوانی آن در Xe جو) در يك صخره حاوی تلوریم، می‌توانیم نیمه عمر واپاشی دوتایی ^{128}Te و تبدیل آن را به ^{128}Xe برآورد کنیم. با فرض معقول طول بودن نیمه عمر واپاشی دوتایی، در مقایسه با عمر T صخره، تعداد هسته‌های Xe ناشی از واپاشی دوتایی برابر است با

$$N_{\text{Xe}} = N_{\text{Te}}(1 - e^{-\lambda T}) \cong N_{\text{Te}} \frac{0.693 T}{t_{1/2}} \quad (41.9)$$

و در نتیجه

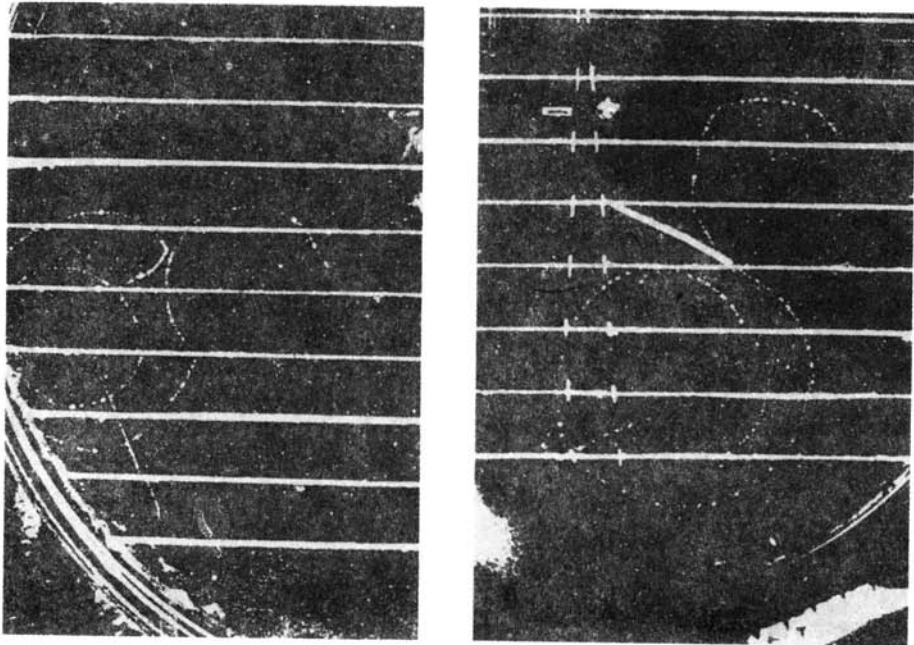
$$t_{1/2} \cong 0.693 T \frac{N_{\text{Te}}}{N_{\text{Xe}}} \quad (42.9)$$

تعداد هسته‌های Te و Xe را می‌توان با روش طیف نمایی جرمی تعیین، و در نتیجه نیمه عمر واپاشی دوتایی را پیدا کرد. بعضی از مقادیر به دست آمده از این روش عبارت‌اند از



بدیهی است که نیمه عمرهای طولانی مانع از آشکارسازی مستقیم واپاشی دوتایی می‌شوند. زیرا واپاشی انتظاری يك مول از نمونه، در بدترین مورد يك واپاشی در سال و در بهترین شرایط يك واپاشی در روز است. آزمایشهای مربوط به چنین آهنگ شمارش پایینی به شدت از شمارشهای زمینه ناشی از رادیواکتیویته طبیعی و پرتوهای کیهانی متأثر خواهد بود، و ایجاد حفاظ در برابر این شمارشهای ناخواسته مستلزم مهارت فوق العاده آزمایشگر و هزینه بیشتر است. برای مثال، به آزمایشی که زیر صخره‌ای به ضخامت ۴۰۰۰ متر در تونل زیر مون‌بلان در مرز فرانسه و ایتالیا انجام شده است، باید اشاره کرد.

در آزمایشی که اخیراً توسط موئه ولوئنتال گزارش شده است، برای آشکارسازی واپاشی دوتایی از رگه‌های ^{82}Se در يك اتاقک ابر استفاده شده است. شکل ۱۲.۹ نمونه‌هایی از این فرایند را نشان می‌دهد که در آن دو الکترون گسیل می‌شوند. در این شکل، مسیر يك ذره α که از همان محل سرچشمه گرفته است نیز برای مقایسه نشان داده شده است. این فرایند شاید از زمینه رادیواکتیو طبیعی، و به احتمال زیاد از واپاشی ^{214}Bi در سری



شکل ۱۴.۹ تصویر يك فرایند در اتاقك ابر که تصور می‌رود از واپاشی دوبتایی ^{82}Se حاصل شده‌است. خطوط افقی رگه‌های ماده چشمه ^{82}Se هستند. واپاشی دوبتایی، زوج‌دهای خمیده‌ای را که از یکی از رگه‌های میانی تصویر سمت چپ ناشی می‌شوند به‌وجود آورده است. فرایندهای زمینه‌ای ناشی از رادیواکتیویته طبیعی نیز در تصویر دیده می‌شوند. این فرایندها شامل تولید دو الکترون متوالی واپاشی بتازا (مانند واپاشیهای زنجیری رادیواکتیو طبیعی در شکل ۱۰.۶) و تولید يك ذره α است. به مسیر این دو الکترون و ذره α که از نقطه مشترکی در نزدیکی مرکز تصویر سمت راست سرچشمه گرفته‌اند توجه کنید. يك میدان مغناطیسی عمود بر صفحه تصویر سبب خمیدگی ردها می‌شود، به طوری که می‌توان تکانه الکترون را تعیین کرد.

اورانیم، ناشی شده‌است. آزمایش دقیقتری از جستجوی فرایندهای دوبتایی توسط الیوت، هان، و موئه گزارش شده است.^۱ آنها توانسته‌اند تقریباً ۳۰ فرایند واپاشی دوبتایی را طی مسدودت بیش از ۳۰۰۰ ساعت اندازه‌گیری کنند. حد پایین نیمه‌عمر دوبتایی حاصل در حدود $10^{20} \times 10^5$ است که با نتیجه ژئوشیمیایی مذکور در بالا سازگاری دارد. اگرچه روش مستقیم بسیار مشکل و در معرض خطاهای سیستماتیک بسیار است، ولی تعقیب این مطالعات فوق‌العاده حائز اهمیت است زیرا به مسئله حساس پایداری لپتون [که درباره آن با تفصیل بیشتر در فصل ۱۸ (جلد دوم، ترجمه فارسی) بحث خواهد شد] می‌تواند پاسخ دهد. اگر ν و $\bar{\nu}$ واقعاً ذراتی متمایز نباشند (یعنی، اگر با یکدیگر جفت شوند و یا

1. Elliott, Hahn, and Moe, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 2582 (1986).

ترکیب خطی ذرات بنیادی دیگری باشند)، واپاشی دو بتایی «بدون نوترینو» امکان پذیر خواهد بود:

$${}^A_Z X_N \rightarrow {}^A_{Z+1} X'_{N-1} + 2e^-$$

(اساساً، می توانیم فرایندها را به طریق زیر در نظر بگیریم: واپاشی بتا از نخست از طریق حالت میانی مجازی ${}^A_{Z+1} X'_{N-1}$ که از نقطه نظر انرژی غیر قابل دسترسی است، انجام می گیرد. سپس $\bar{\nu}$ گسیل شده به ν تبدیل می شود و مجدداً توسط حالت میانی مجازی جذب می شود $\nu + {}^A_{Z+1} X'_{N-1} \rightarrow e^- + {}^A_{Z-1} X''_{N-2}$ بنابراین، این فرایند سرانجام منجر به گسیل دو بتا می شود بدون آنکه نوترینویی گسیل شده باشد.)

آزمایشی که برای جستجوی واپاشی دو بتایی بدون نوترینو طرح شده بود در مورد ${}^{76}\text{Ge}$ به اجرا درآمد. در این آزمایش از یک آشکارساز Ge هم به عنوان چشمه هسته های واپاشنده و هم آشکارساز این واپاشیها استفاده شد. کل انرژی قابل استفاده واپاشی 2054 MeV است و اگر هر دو الکترون در آشکارساز متوقف شوند، یک واقعه منفرد با انرژی 2054 MeV ثبت می شود. مشکل کار در این آزمایش، کاهش زمینه (ناشی از رادیو اکتیویته طبیعی، آلوده کننده های رادیو اکتیو مصنوعی و تابشهای کیهانی) به سطحی به اندازه کافی پایین است به طوری که ناحیه 2054 MeV را بتوان برای یافتن قله مورد جستجو قرارداد. آزمایش مون بلان که شرح آن رفت از این نوع بود و حد پایین نیمه عمر را برابر $5 \times 10^{21} \text{ y}$ به دست داد. در یک آزمایش زیرزمینی دیگر که اخیراً توسط آوینون و همکاران گزارش شده است^۱، با اقداماتی فوق العاده سعی شد که آشکارساز با استفاده از موادی که سهم قابل ملاحظه ای در شمارش زمینه ندارند (مثلاً پیچهای فولادی زنگ نزن) که آلودگی ${}^{60}\text{Co}$ در خود نشان می دادند با پیچهای برنجی جایگزین شدند، و اشراهای اندیم جایگزین و اشراهای لاستیکی شد) احاطه شود. پس از ۹ ماه شمارش، قله قابل مشاهده ای در انرژی 2054 MeV وجود نداشت، و در نتیجه برای نیمه عمر عددی بزرگتر از 10^{22} y حاصل شد. این آزمایشها با این امید که بهبود مداوم حساسیت، مشاهده مستقیم واپاشیهای دونوترینویی و دو بتایی بدون نوترینو را امکان پذیر سازد، ادامه دارند.

اگرچه تعبیر نظری نتایج تجربی کار دشواری است، ولی ادامه جستجو برای دستیابی به شواهد واپاشی دو بتایی بدون نوترینو ممکن است منبع اطلاعاتی بسیار مهمی در مورد خصوصیات بنیادی نوترینوها فراهم کند. برای مثال، فرایند گسیل و گیراندازی مجددی که در بالا شرح داده شد، برای نوترینوهای بدون جرم با هلیسیتته معین (± 1) غیر ممکن است، و بنابراین مشاهده واپاشی دو بتایی بدون نوترینو بلافاصله نادرست بودن خصوصیات «کلاسیک» نوترینو را مطرح می کند.

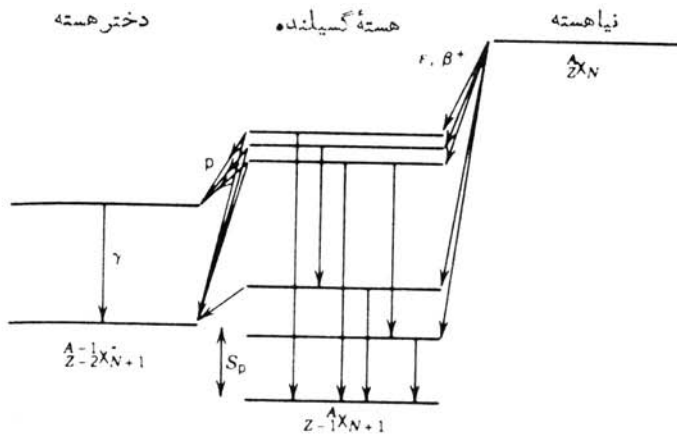
۸.۹ گسیل نوکلئون تأخیری در واپاشی بتا

پرتوهای گاما تنها تابش گسیل شده از حالات برانگیخته هسته ای پس از واپاشی بتا

1. Avignone et al., Phys. Rev. C 34, 666(1986).

نیستند. بعضی اوقات این حالات ناپایدارند و يك یا دو نوكلئون از خود گسیل می‌کنند. گسیل نوكلئون به سرعت رخ می‌دهد (به طوری که با گسیل گاما رقابت می‌کند) و در نتیجه گسیل نوكلئون را با نیمه عمرهای مشخصه واپاشی بتازا می‌توان بررسی کرد. برای واپاشی هسته‌هایی که فقط يك یا دو خانه از محل پایدارترین ایزوبار متناظر به هر عدد جرمی A فاصله دارند، انرژیهای واپاشی بسیار کوچک است (۱ تا 2 MeV) و گسیل نوكلئون از نقطه نظر انرژی ممنوع است. دور از هسته‌های پایدار، انرژی واپاشی حالت‌های شدیداً برانگیخته ممکن است به حدی برسد که هسته با گسیل نوكلئون واپاشیده شود. نمودار ساده‌ای از این فرایند برای گسیل پروتون در شکل ۱۳۰۹ نشان داده شده است. مادر هسته اولیه گسیل کننده β را نپهاسته می‌نامند؛ خود نوكلئونها از هسته گسیلنده صادر می‌شوند و این فرایند سرانجام به حالتی از هسته دختر منتهی می‌شود.

در سالهای اخیر، علاقه به بررسی گسیل نوكلئون تأخیری، مطالعات تجربی هسته‌های دور از حالت پایدار را افزایش داده است. اهمیت نو ترونهاي تأخیری در کنترل رآكتورهای هسته‌ای [فصل ۱۳ (جلد دوم، ترجمه فارسی)] سبب علاقه بیشتر در این مورد شده است. اما تاریخ کشف این پدیده به زمان پیدایش فیزیک هسته‌ای برمی‌گردد - رادرفورد در سال ۱۹۱۶ مشاهده «ذرات آلفای بلند برد» را پس از واپاشی بتازای ^{212}Bi گزارش داد. شاخه اصلی این واپاشی بتازا به حالت پایه ^{212}Po منجر می‌شود، که این هسته به سهم خود ذرات آلفای با انرژی 8.784 MeV گسیل می‌کند. (از آنجا که حالت واپاشنده آلفا از يك حالت پایه $+0$ از يك هسته زوج-زوج است، واپاشی عملاً به طور ۱۰۰٪ به حالت پایه ^{208}Pb منجر می‌شود.) اما تعداد کمی از ذرات آلفا با انرژیهای بیشتر هم مشاهده شده‌اند (۵.۰۳۵ درصد)



شکل ۱۳۰۹ نمودار ساده گسیل نوكلئون تأخیری در واپاشی بتازا. واپاشی نپهاسته به تراکم حالت‌های بسیار برانگیخته گسیلنده که در مقابل گسیل نوكلئون ناپایدارند منجر می‌شود. توجه کنید که انرژی حالت برانگیخته گسیلنده برابر حاصل جمع انرژی نوكلئون گسیل شده و انرژی جدایی نوكلئون بین X' و X'' (بعلاوه تصحیح مختصر مربوط به پس زنی هسته گسیلنده) است.

با انرژی 9495 MeV ، 20020 درصد با 10422 MeV ، و 017 درصد با 10543 MeV . انرژیهای کمتر نماینده واپاشیهای منجر به حالات برانگیخته ^{208}Pb هستند، ولی انرژیهای بیشتر باید ناشی از واپاشیهای حالات برانگیخته ^{212}Po باشند. در واپاشی ^{214}Bi هم رفتار مشابهی مشاهده می شود.

محاسبه طیف انرژی نوکلئونهای گسیل شده فرایندی پیچیده است که به اطلاعاتی در مورد طیف حالات برانگیخته گسیلنده، احتمال واپاشی بتازای نیا هسته به ریک از حالات هسته گسیلنده، و احتمال واپاشی نوکلئونزای گسیلنده به حالت های قابل حصول دختر هسته احتیاج دارد. این مشکل در هسته های سنگین در اثر چگالی زیاد حالات برانگیخته پیچیده تر است - فاصله متوسط بین حالت های برانگیخته در انرژی زیاد ممکن است در حدود eV باشد که بسیار کوچکتر از توان تفکیک گروه های نوترونی و پروتونی است؛ بنا بر این آنچه در این موارد مشاهده می کنیم توزیعی پهن است که ساختاری مشابه توزیع پیوسته واپاشی بتازا دارد ولی از پدیده بسیار متفاوتی ناشی شده است. به علت این مشکلات، درباره نظریه گسیل نوکلئون تأخیری بحثی نخواهیم داشت؛ بلکه به چند نمونه از مطالعات تجربی و ذکر مفهوم آنها خواهیم پرداخت.

بررسی انرژی گسیل نوکلئون تأخیری در واپاشی بتازا نسبتاً ساده است. رجوع به شکل ۱۳۰۹ نشان می دهد که هر گاه انرژی واپاشی بتازا بیش از انرژی جدایی نوکلئون باشد، فرایند گسیل نوکلئون بلافاصله رخ می دهد: $Q_{\beta} > S_N$ (که در آن $N = p$ یا $N = n$). هر گاه این فرایند از نقطه نظر انرژی ممکن باشد، فرایندهای دیگر نیز همیشه در کنار آن وجود خواهند داشت؛ که از همین جمله است واپاشی گامزای حالت گسیلنده یا واپاشیهای بتازا به ترازهای پایینتر گسیلنده به گونه ای که نتواند با گسیل نوکلئون واپاشیده شود.

اطلاعاتی که از گسیل نوکلئون تأخیری در واپاشی بتازا به دست می آوریم عمدتاً بر دو نوع اند: (۱) چون این واپاشی فرایندی دو جسمی است (نوکلئون گسیل شده و دختر هسته)، نوکلئونها با انرژی معینی که مستقیماً اختلاف انرژی حالات اولیه و نهایی را به دست می دهد خارج می شوند. ترازهای انرژی دختر هسته معمولاً شناخته شده اند، و بنا بر این انرژی نوکلئون گسیل شده عملاً انرژی حالت برانگیخته گسیلنده را مشخص می کند. (۲) با توجه به احتمال نسبی گسیل نوکلئون از حالات مختلف گسیلنده، می توان تراکم نسبی این حالات را در واپاشی بتازای نیا هسته استنتاج کرد. از این طریق اطلاعاتی در مورد اجزای ماتریس واپاشی بتازا به دست می آید. چون ترازهای فوق العاده برانگیخته گسیلنده به اندازه ای به یکدیگر نزدیک اند که تقریباً به صورت پیوستار جلوه می کنند، بهتر است یک تابع شدت واپاشی بتازا $S_{\beta}(E_x)$ در نظر بگیریم که شدت متوسط واپاشی بتازای منجر به حالات مجاور E_x را به دست دهد. معمولاً بعضی از قواعد گزینش مانع از واپاشی بتازا ورود هسته به این حالات بسیار برانگیخته می شوند. به این ترتیب، تابع شدت نسبتاً بی مشخصه است و تقریباً با چگالی حالتها $\rho(E_x)$ متناسب می شود. اما همواره یک حالت خاص وجود دارد که به سبب شباهت فوق العاده به نیا هسته اکثر واپاشیهای بتازا را به طرف خود می کشد

جزء ماتریس نوع فرمی این حالت مخصوصاً بزرگ است). این حالت را حالت مانسته ایزوبادی (یا به سادگی حالت مانسته) می نامند، زیرا ساختار آن مانند حالت واپاشنده اصلی در ایزوبار همسایه است. شدت واپاشی بتازای منجر به حالت مانسته (و انرژی آن) را غالباً فقط با استفاده از روش گسیل نوکلئون تأخیری در واپاشی بتازا می توان تعیین کرد. به عنوان مثالی از یک آزمایش، گسیل نوترون تأخیری را از ^{17}N در نظر می گیریم که با گسیل بنای منفی به ^{17}O واپاشیده می شود. شکل ۱۴.۹ سه گروه نوترون قابل شناسایی را با انرژیهای ۳۸۳، ۱۱۷۱، و ۱۷۰۰ keV نشان می دهد. فرض می کنیم که این سه حالت برانگیخته ^{17}O از واپاشی بتازا حاصل شده اند، و هر یک با گسیل یک نوترون به حالت پایه ^{16}O تبدیل می شود. (این مطلب در حالت کلی حقیقت ندارد، ولی اولین حالت برانگیخته ^{16}O دارای بیش از ۶ MeV انرژی است؛ خواهیم دید که واپاشی بتازای ^{17}N انرژی کافی برای رسیدن به چنین حالت بسیار برانگیخته ای را ندارد.) برای تحلیل انتقال انرژی در واپاشی، به انرژی جدایی نوترون در ^{17}O احتیاج داریم. با استفاده از معادله (۲۶.۳) می نویسیم

$$S_n = [m(^{16}\text{O}) - m(^{17}\text{O}) + m_n]c^2$$

$$= (15999491464 \text{ u} - 169991306 \text{ u} + 10008664967 \text{ u})$$

$$\times 931.5 \text{ MeV/u} = 4144 \text{ MeV}$$

این مقدار انرژی لازم برای جدا ساختن یک نوترون از هسته ^{17}O است. حالت ابتدایی سیستم را هسته ^{17}O در حالت برانگیخته با انرژی E_x در نظر می گیریم. بنابراین انرژی اولیه برابر $m(^{17}\text{O})c^2 + E_x$ است. انرژی نهایی برابر $m(^{16}\text{O})c^2 + E'_x + m_n c^2 + T_n + T_R$ است، که در آن T_n انرژی جنبشی نوترون و T_R انرژی پس زنی ^{16}O است که برای برقراری پایستگی تکانه الزامی است. انرژی برانگیختگی احتمالی هسته ^{16}O را به صورت E'_x در نظر گرفته ایم؛ بعداً نشان خواهیم داد که مقدار آن در این مورد باید صفر باشد. بنا بر پایستگی انرژی داریم

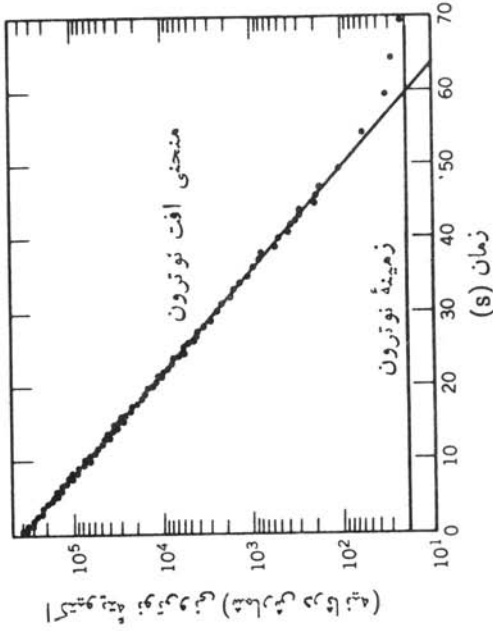
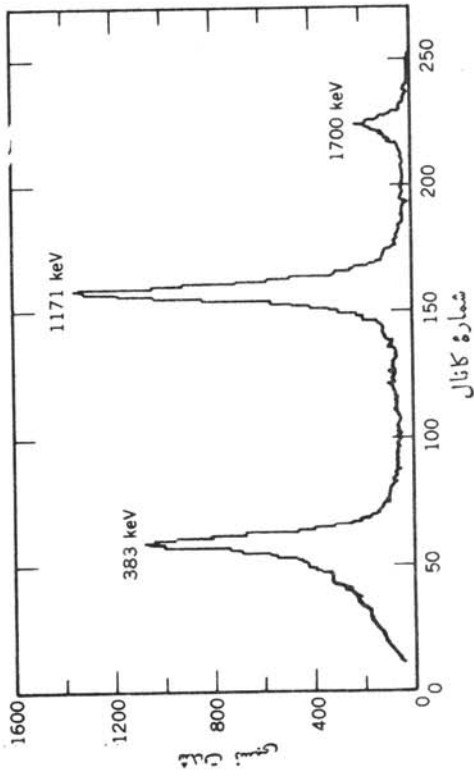
$$m(^{17}\text{O})c^2 + E_x = m(^{16}\text{O})c^2 + E'_x + m_n c^2 + T_n + T_R$$

یا

$$E_x = E'_x + T_n + T_R + S_n \quad (43.9)$$

که یک نتیجه کلی است. تصحیح پس زنی با استفاده از پایستگی تکانه به دست می آید که منجر به رابطه زیر می شود

$$T_R = T_n \left(\frac{m_n}{m_R} \right) \approx T_n \frac{1}{A-1} \quad (44.9)$$



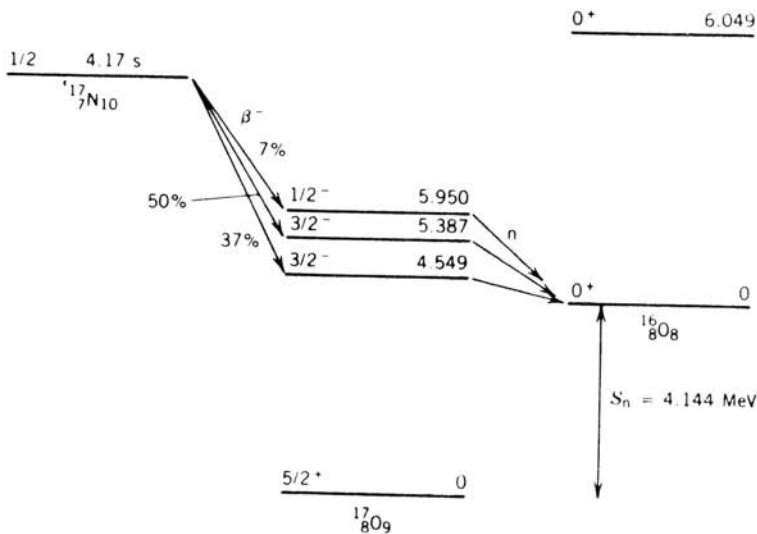
شکل ۱۴.۹ نوترونهای تأخیری در واپاشی بتازای ^{17}N . طیف انرژی نوترون در سمت چپ، و افت اکتیویته نوترونی برحسب زمان در سمت راست نشان داده شده است.

که در آن m_R جرم هستهٔ پس‌زن است. از آنجا که این تصحیح کوچک است، می‌توان m_n/m_R را تقریباً با $1/(A-1)$ نشان داد. نتیجهٔ نهایی به صورت زیر است

$$E_x = E'_x + \frac{A}{A-1} T_n + S_n \quad (۴۵.۹)$$

اگر انرژی برانگیختگی ^{16}O را برابر $E'_x = 0$ بگیریم، انرژی اندازه‌گیری شدهٔ نوترونهای تأخیری در واپاشی بتازای ^{17}N انرژیهای برانگیختگی را برابر ۴۷۵۵۱، ۵۳۸۸، و ۵۹۹۵۰ MeV به دست می‌دهد. واکنشهای هسته‌ای را هم می‌توان برای اندازه‌گیری انرژی حالات برانگیختهٔ ^{16}O به کار برد، و در این مطالعه نیز همان سه حالت با انرژیهای محاسبه شده به دست می‌آیند. اگر می‌خواستیم امکان دسترسی به حالات برانگیختهٔ ^{16}O ($E'_x \geq 6049$ MeV) یعنی اولین حالت برانگیخته و حالت‌های بالاتر) را در نظر بگیریم، پایینترین برانگیختگی ممکن در ^{16}O برابر ۱۰۰۶ MeV به دست می‌آید که از مقدار Q واپاشی بتازای ^{17}N (868 MeV) بزرگتر است. بنابراین، حالات برانگیختهٔ ^{16}O در این واپاشی متراکم نمی‌شوند.

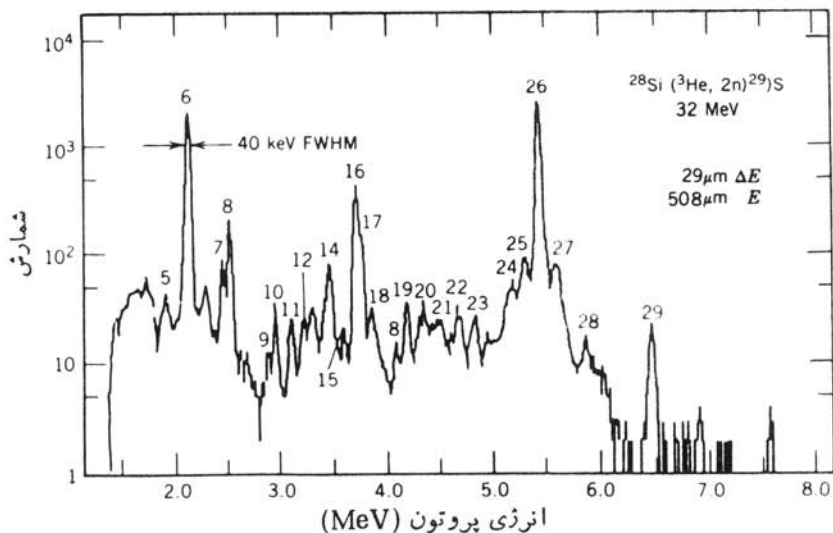
شکل ۱۴.۹ نیز آهنگ گسیل نوترون را بر حسب زمان نشان می‌دهد، که با استفاده از آن نیمه‌عمر ^{17}N برابر ۴۱۷ s به دست می‌آید. این نیمه‌عمر برای اینکه واپاشی را یک فرایند گسیل مستقیم نوترون بدانیم، بسیار طولانی است و بنا بر این باید آن را یک فرایند گسیل تأخیری در واپاشی بتازا در نظر بگیریم. واپاشی حاصل در شکل ۱۵.۰۹ نشان داده شده است.



شکل ۱۵.۰۹ نوترونهای تأخیری در واپاشی بتازای ^{17}N .

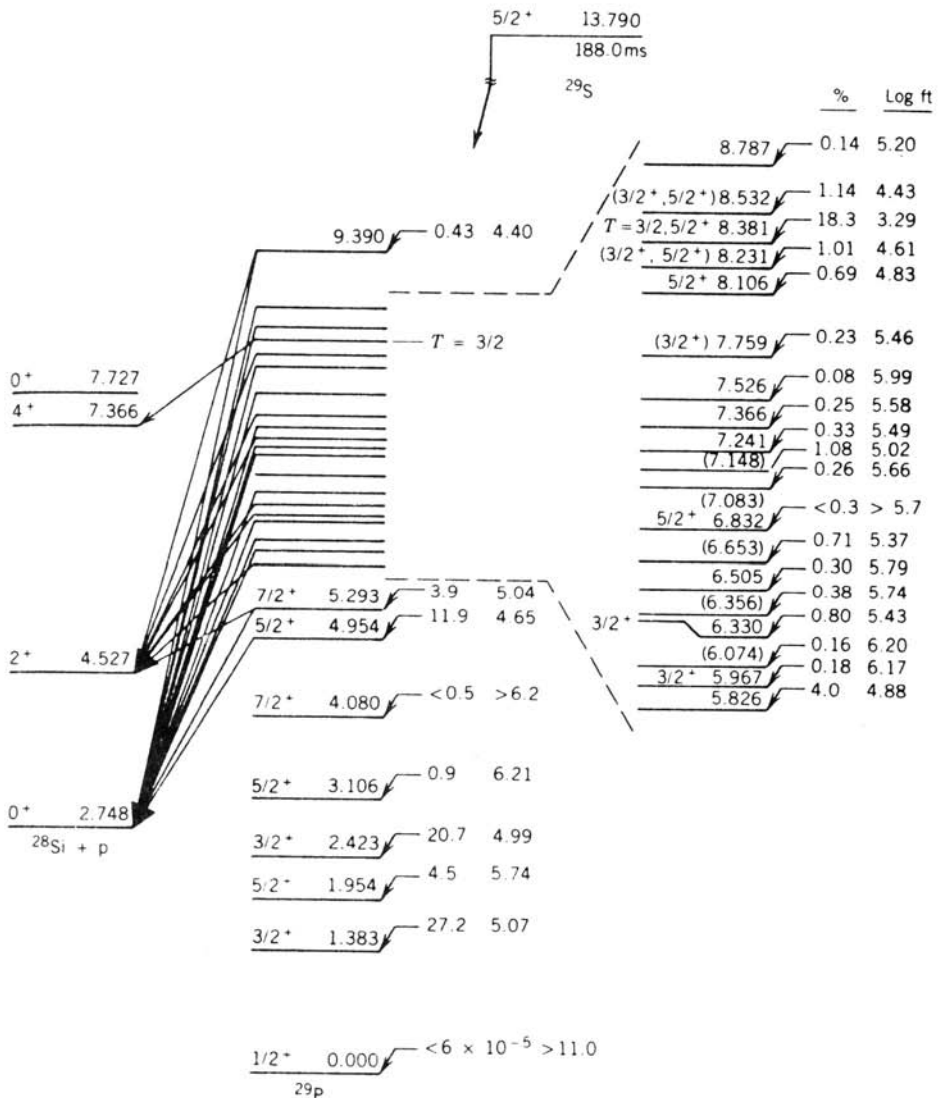
گسیل پروتون از هسته‌های حاوی پروتون اضافی به سهولت انجام می‌گیرد، که مسلماً یکی از مصادیق آن مورد ^{29}Si ($N=13, Z=16$) است. فعال‌سازی از طریق واکنش $^{28}\text{Si} + ^3\text{He} \rightarrow ^{29}\text{Si} + 2n$ انجام شده است، که این واکنش سبب افزایش دو پروتون و کم شدن یک نوترون از هسته پایدار اولیه ($N=14, Z=14$) می‌شود. تپه‌های ^{29}Si با واپاشی بتازای مثبت به حالات گسیلنده ^{29}P می‌رسد، و این حالتها سپس با گسیل پروتون به حالات نهایی ^{28}Si منتهی می‌شوند. شکل ۱۶.۹ طیف پروتون مشاهده شده، و شکل ۱۷.۹ انتساب این پروتونها را با حالات اولیه و نهایی شناخته شده در ^{29}P و ^{28}Si نشان می‌دهد. بسیاری از دلایل تشخیص و انتساب این واپاشیها غیرمستقیم است. برای مثال، تفاوت انرژی بین حالت پایه 0^+ و اولین حالت برانگیخته 2^+ در ^{28}Si برابر 17778 MeV است، و بنابراین دو گروه پروتون با تفاوت انرژی 17778 MeV را می‌توان در نظر گرفت که از یک تراز گسیلنده به این دو حالت نهایی در دخترهسته برسند (گروههای ۱۶ و ۲۶، ۱۸، ۲۷، ۲۲ و ۲۹). حالت مانسته با گروههای قوی ۱۶ و ۲۶ متناظر می‌شود که مقدار $\log ft$ در آن برابر ۳.۲۹ است، یعنی همان گونه که از این گذار قویاً ترجیحی انتظار می‌رود از خصوصیت مشخصه واپاشیهای ابرمجاز برخوردار می‌شود.

در هسته‌های سنگینتر، چگالی حالت‌های برانگیخته در گسیلنده به قدری افزایش می‌یابد که فاصله بین ترازاها از تفکیک انرژی آشکارساز هم کوچکتر می‌شود. در این صورت، دیگر

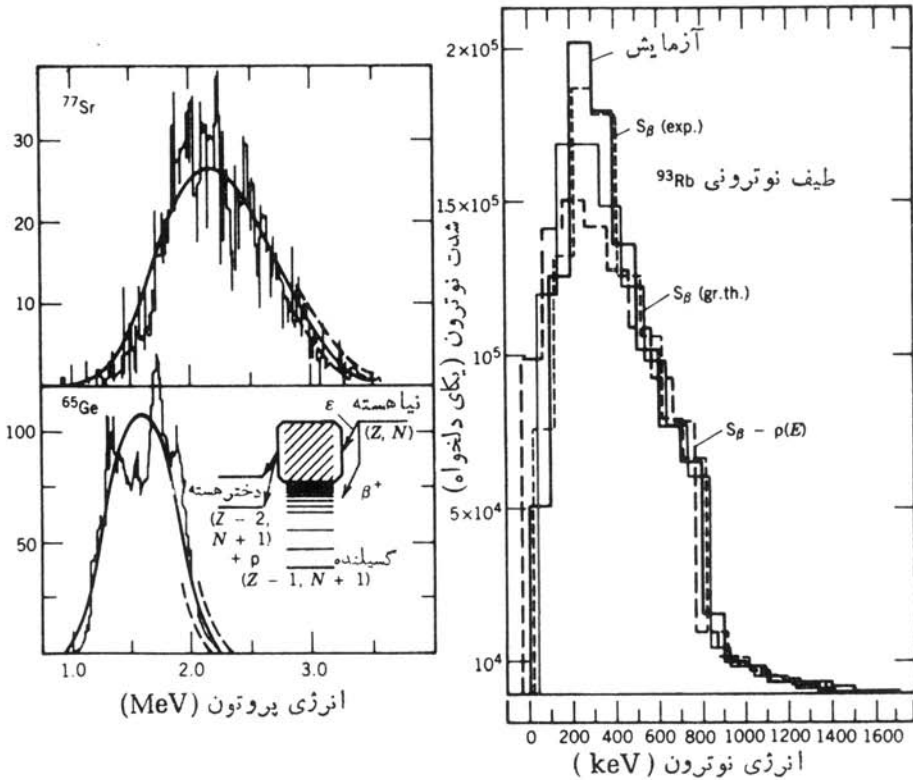


شکل ۱۶.۹ پروتونهای گسیل شده پس از واپاشی بتازای ^{29}Si . پروتونها با استفاده از یک تلسکوپ $\Delta E \cdot E$ متشکل از آشکارسازهای Si مشاهده شده‌اند. اعداد به واپاشیهای پروتونی ویژه حالت‌های برانگیخته ^{29}P مربوط می‌شوند.

نمی توان با استفاده از حالات ویژه گسیلنده هویت واپاشیها را تعیین کرد، بلکه فقط می توان در مورد خصوصیات کلی و متوسط واپاشی بحث کرد (شکل ۱۸.۹).



شکل ۱۷.۹ حالت‌های برانگیخته ^{29}P که از گسیل پروتون تأخیری در واپاشی بتازای ^{29}S حاصل شده‌اند. مقادیر ft با استفاده از شدت پروتون‌های مشاهده شده به دست آمده‌اند. به شاخه واپاشی قوی (مقدار ft کوچک) در واپاشی به حالت 8.381 MeV توجه کنید که حالت مانسته حالت پایه ^{29}S است.



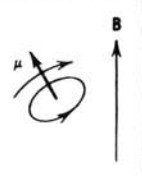
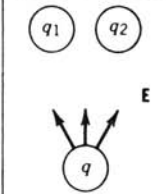
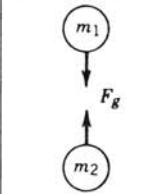
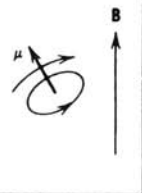
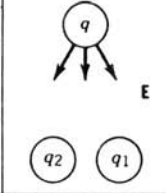
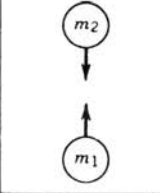
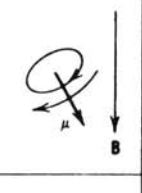
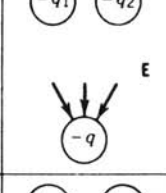
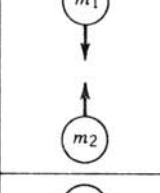
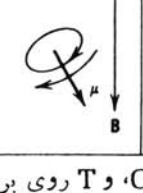
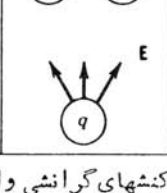
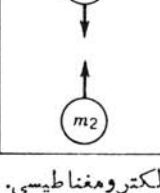
شکل ۹.۹ گسیل پروتون (چپ) و نوترون (راست) یس از واپاشی بتا در هسته‌های سنگین. فاصله بین حالت‌های برانگیخته گسیلنده به اندازه‌ای کوچک است که به جای قله‌های منفرد، شکل‌های ۱۴.۹ و ۱۶.۹ فقط یک توزیع پهن مشاهده می‌شود. برای برآزش داده‌های تجربی، به جای محاسبات تفصیلی هر یک از حالت‌های هسته‌ای، از مدل‌های آماری استفاده می‌شود.

۹.۹ نایابستگی پاریته

عملکرد پاریته (در تمایز با عدد کوانتومی پاریته) را می‌توان به صورت انعکاس تمانی مختصات، یعنی $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ ، بیان کرد. اگر در اثر عملکرد پاریته، سیستم فیزیکی یا مجموعه معادلاتی حاصل شود که از همان قوانین سیستم اولیه پیروی کند، نتیجه می‌گیریم که سیستم نسبت به عملکرد پاریته ناورداست. سیستم اولیه و سیستم انعکاسی هر دو نماینده حالت‌های طبیعی ممکن هستند، و در حقیقت ما به هیچ روش اصولی نمی‌توانیم سیستم اولیه را از تصویر انعکاسی آن تمیز دهیم.

البته، جهان ما کروسکوپیکی مسلماً جهتی را بر جهات دیگر ترجیح می‌دهد، و برای مثال، قلب افراد بشر در طرف چپ بدن آنهاست. اما هیچ قانونی در طبیعت چنین وضعیتی

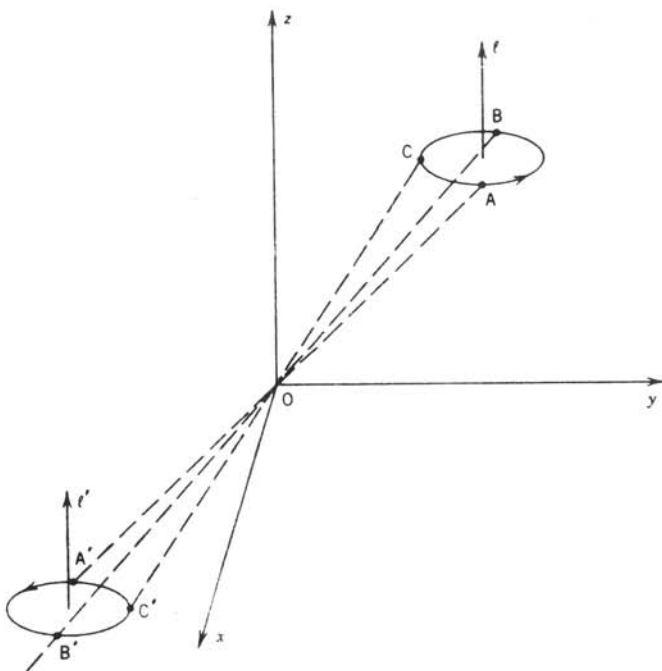
را ایجاب نمی‌کند، و کاملاً محتمل است که انسانی در طبیعت به وجود آید که قلبش در طرف راست بدن قرار داشته باشد. در اینجا چیزی که مورد توجه ماست، تقارن انعکاسی خود قوانین طبیعت است و نه ترتیب تصادفی بخشهایی از طبیعت که این قوانین بر آنها حکمفرماست. در حقیقت، سه نوع «انعکاس» مختلف وجود دارند که ما اغلب با آنها سروکار داریم. اولین آنها انعکاس فضایی $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ است که آن را حوزه عمل پاریته (P) می‌دانیم. دومین «انعکاس» به صورت جایگزینی تمام ذرات با پادذره‌های متناظرشان مطرح می‌شود که آن را همیوگی بار (C) می‌نامند. البته علاوه بر بار الکتریکی، خصوصیات دیگری هم در این عملکرد وارونه می‌شوند. سومین «انعکاس» برگشت زمان (T) است که در آن $t \rightarrow -t$ جایگزین می‌شود، و در عمل جهت زمان در تمام فرایندهای سیستم وارونه می‌شود. شکل ۱۹.۹ نشان

میدان مغناطیسی	میدان الکتریکی	میدان گرانشی	
			وضعیت اصلی
			آینه P
			آینه C
			آینه T

شکل ۱۹.۹ اثر انعکاسهای P، C، T روی برهم کنشهای گرانشی و الکترومغناطیسی. در تمام موارد نمودارهای انعکاسی وضعیتهای فیزیکی ممکن را نشان می‌دهند، و از همین رو این برهم کنشها را نسبت به P، C، T ناورد می‌گویند.

می‌دهد که سه فرایند اصلی موجود در طبیعت در اثر عملکردهای P ، C ، و T به‌چند صورتی درمی‌آیند. توجه کنید که علامت بعضی از بردارها در اثر عملکرد پاریته P تغییر می‌کند (بردارهای مکان، سرعت، نیرو، میدان الکتریکی) و برخی دیگر تغییر نمی‌کند (بردارهای تکانه زاویه‌ای، میدان مغناطیسی، گشتاور نیرو). بردارهای گروه اول را بردار حقیقی یا قطبی و گروه دوم را شبه بردار یا بردار محوری می‌نامند. شکل ۲۰.۹ تصویر کاملی از انعکاس فضایی یک جسم چرخان را نسبت به مبدأ نشان می‌دهد. به روشنی دیده می‌شود که جهت بردار تکانه زاویه‌ای در اثر انعکاس تغییر نمی‌کند.

در تمام مواردی که در شکل ۱۹.۹ نشان داده شده‌اند، تصویر انعکاسی نماینده یک وضعیت فیزیکی حقیقی است که می‌توانیم آن را در آزمایشگاه تولید کنیم، و بر این باوریم که قوانین گرانش و الکترومغناطیس نسبت به P ، C ، و T ناورد است.



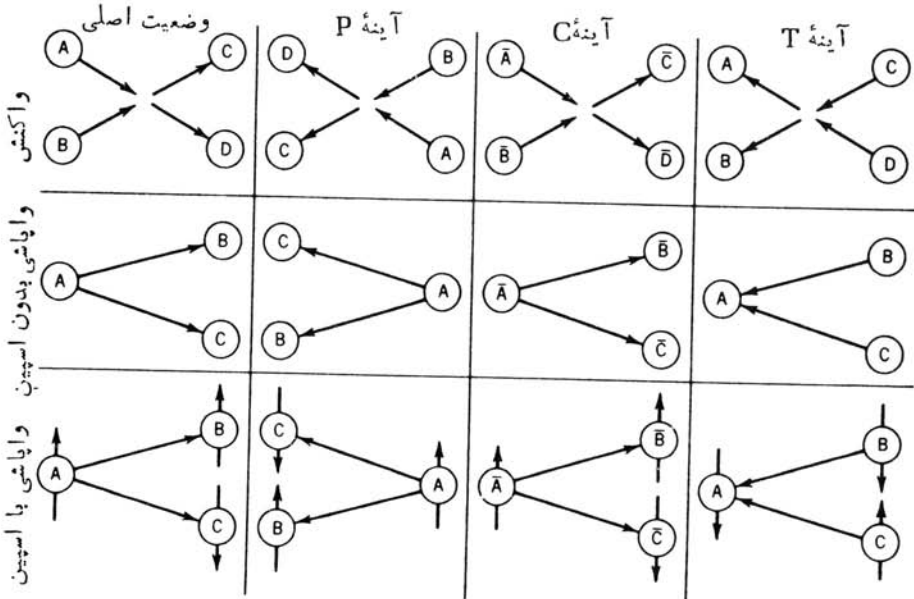
شکل ۲۰.۹ اثر عملکرد P بر جسم چرخان. اگر انعکاس نقاط A ، B ، و C واقع بر مدار حرکت را نسبت به مبدأ پیدا کنیم ($\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$)، نقاط A' ، B' ، و C' حاصل می‌شوند. چون ذره اصلی از A به B و از آنجا به C حرکت می‌کند، ذره انعکاسی از A' به B' و از آنجا به C' حرکت خواهد کرد. استفاده از قاعده دست راست برای تعیین جهت تکانه زاویه‌ای نشان می‌دهد که L و L' هر دو به طرف بالا هستند. بنابراین، L برداری است که در اثر عملکرد P تغییر علامت نمی‌دهد؛ چنین بردارهایی را بردارهای محوری می‌نامند (بردارهایی مانند \mathbf{r} که در اثر عملکرد پاریته تغییر علامت می‌دهند، بردارهای قطبی خوانده می‌شوند).

هستند.

يك راه آزمون ناوردایی برهم کنش هسته‌ای نسبت به اثر P, C, T و انجام رشته آزمایشهایی است که در شکل ۲۱۰۹ شرح داده شده‌اند. در آزمایش اصلی، واکنش بین ذرات A و B ذرات C و D را تولید می‌کند. اثر P را می‌توانیم با تعویض جای ذرات بیازماییم (برای مثال، به جای اینکه پرتابه A را بر هدف B بتابانیم می‌توانیم پرتابه B را بر هدف A فرود آوریم). می‌توانیم عمل همیوگی بار C را با انجام واکنشی با استفاده از پادذره‌ها، و عمل برگشت زمان T را با واکنش دادن ذره‌های C و D برای تولید ذره‌های A و B بیازماییم. در هر مورد، احتمال واکنش انعکاسی را با واکنش اصلی مقایسه می‌کنیم. اگر احتمال انجام واکنشهای اصلی و انعکاسی باهم برابر شود، می‌توانیم نتیجه بگیریم که P, C, T در واکنشهای هسته‌ای عملکردهایی ناورداد هستند.

در مورد واپاشیهای $A \rightarrow B + C$ هم می‌توانیم از آزمونهای مشابه آنچه در شکل نشان داده شده است، استفاده کنیم و ناوردایی عملکردهای P, C, T را در فرایندهای واپاشی مطالعه کنیم.

در مورد آزمون عملکرد P باید دقت کنیم، زیرا چنانکه در شکل نشان داده شده است، آزمایش انعکاسی مشابه آزمایشی است که در اثر چرخاندن صفحه با ایستادن روی سر برای مشاهده واپاشی یا واکنش به وجود می‌آید. از آنجا که هدف ما آزمودن ناوردایی قوانین طبیعت برای فیزیکدانانی که روی سر خود ایستاده‌اند نیست، باید به طریقی بتوانیم فرایند



شکل ۲۱۰۹ آزمونهای P, C, T در فیزیک هسته‌ای.

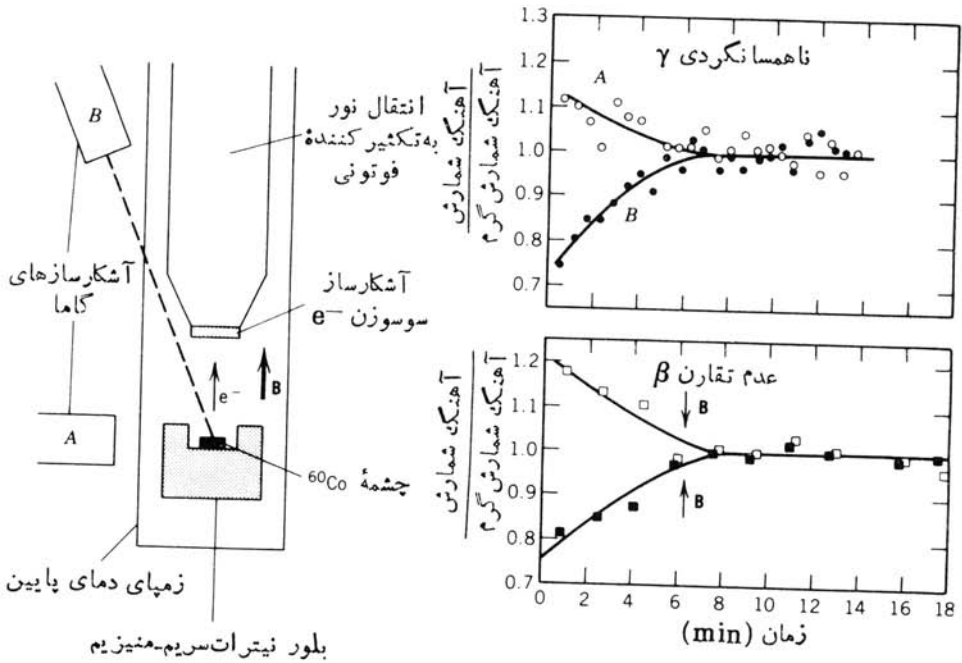
انعکاسی را با وضوح بیشتری تشخیص دهیم.

یکی از راه حلها این است که برای ذره واپاشنده A بسودار اسپینی در يك جهت خاص در نظر بگیریم. جهت اسپین در اثر عملکرد P تغییر نمی کند، ولی اگر روی سرمان بایستیم و نگاه کنیم اسپین تغییر جهت می دهد. به این ترتیب، آزمایش اصلی نشان می دهد که ذره B در جهت اسپین A گسیل شده است، در حالی که در آزمایش انعکاسی ذره B در خلاف جهت اسپین A گسیل می شود. به روشنی پیداست که این آزمایش با تصویر انعکاسی اش تفاوت دارد. اما اگر تعداد زیادی از هسته های A داشته باشیم که اسپین همه آنها در يك جهت ثابت شده باشد، و اگر ذرات B از این هسته ها به تعداد مساوی در جهت اسپین هسته و خلاف آن گسیل شوند، در اینجا هم آزمایش با تصویرش مشابه خواهد بود. بدین سان، برای آزمون P روشی مستقیم به دست می آید - می توانیم اسپین هسته های واپاشنده را به سهولت به موازات هم در آوریم، و ببینیم آیا محصولات واپاشی در هر دو جهت به تساوی گسیل می شوند و یا جهت خاصی را ترجیح می دهند.

در سال ۱۹۵۶ لی و یانگ بر این نکته تأکید کردند که ناوردایی P تاکنون در واپاشی بتازا دیده نشده است، و این امر در مغایرت آشکار با آزمون آن در سایر واپاشیها و فرایندهای واکنش هسته ای است. آنها در این اظهار نظر از مسئله ای غیر عادی به نام معمای θ - τ الهام گرفته بودند. در آن زمان به دو ذره به نامهای θ و τ برخورد کرده بودند که به نظر می رسید اسپین، جرم، و طول عمر یکسانی دارند؛ و این حاکی از آن بود که θ و τ در حقیقت يك ذره اند. با وجود این، واپاشیهای این ذرات به حالات نهایی با پاریته های مختلف منجر می شود. از آنجا که فرایند حاکم بر این واپاشیها مشابه واپاشی بتا زای هسته ای بود، لی و یانگ اظهار نظر کردند که θ و τ در حقیقت ذره واحدی (به نام امروزی مزون K) هستند که می تواند به حالت های نهایی با پاریته های مختلف واپاشیده شود، مشروط بر آنکه عملکرد P برای واپاشی بتا زای فرایندی ناوردان باشد.

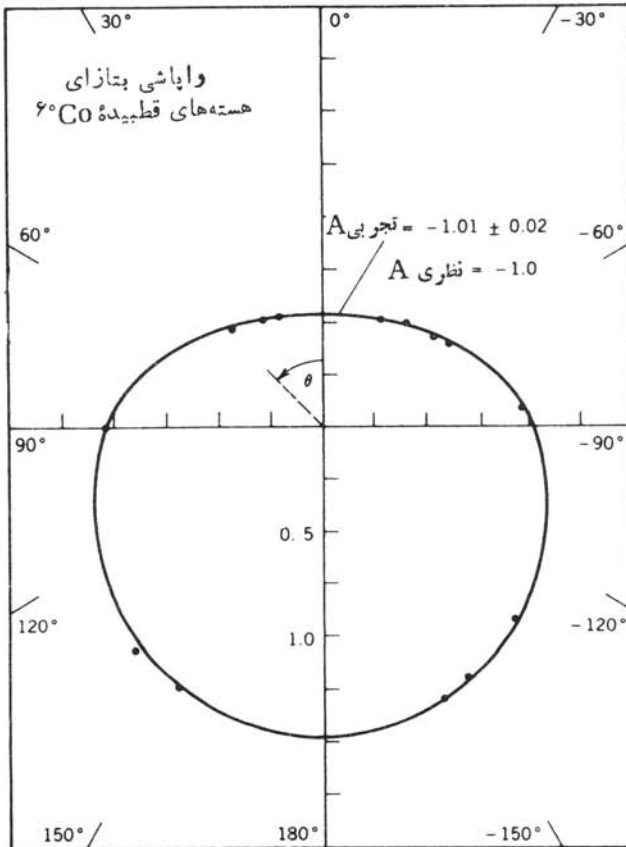
گروه های آزمایشی متعددی در صدد آزمون پیشنهاد لی و یانگ بر آمدند، و بزودی وو و همکارانش با استفاده از واپاشی بتا زای ^{60}Co يك آزمایش موفقیت آمیز را به نتیجه رساندند. آنها اسپینهای ^{60}Co را با همسوسازی گشتاورهای دوقطبی مغناطیسی هسته ها در يك میدان مغناطیسی در دمای بسیار پایین ($T \sim 0.01 \text{ K}$)، به قدری پایین که حرکت گرمایی نتواند همسویی گشتاورها را بر هم زند) به موازات یکدیگر در آوردند. معکوس سازی جهت میدان مغناطیسی، اسپینها را معکوس می کرد و بدین گونه عمل انعکاس تحقق می یافت. اگر تعداد ذرات بتای گسیل شده در جهت میدان مغناطیسی و خلاف آن با هم مساوی می شد، ناوردایی واپاشی بتا زای نسبت به عملکرد P به اثبات می رسید. در واقع آنچه مشاهده شد، این بود که دست کم ۷۰٪ ذرات β در خلاف جهت اسپین هسته گسیل می شدند. شکل ۲۲.۹ اطلاعات دست اول وو و همکارانش را نشان می دهد. به روشنی دیده می شود که با معکوس کردن جهت میدان مغناطیسی، آهنگ شمارش نیز معکوس می شود.

بیست و پنج سال پس از آزمایش نخستین، گروه پژوهشی وو آزمایش ^{60}Co را با



شکل ۲۴.۹ نمودار ساده‌ای از آزمون تجربی نقض پارته در واپاشی ^{60}Co . وسایل آزمایش در طرف چپ نشان داده شده است. از بلور نیترات سربیم-منیزیم برای خنک کردن چشمه رادیواکتیو تا دمای 105K استفاده شده است. تصویر پایینی سمت راست مربوط به آهنک شمارشهای مشاهده شده است؛ معکوس کردن میدان مغناطیسی معادل این است که هسته‌ها تحت تأثیر P قرار گیرند (شکل‌های ۲۱.۹ و ۲۴.۹). اگر P نقض نشود، عدم تقارنی وجود ندارد و منحنیهای متناظر به میدان بالا و میدان پایین با هم تطابق خواهند داشت. محو شدن عدم تقارن در دقیقه ۸ به علت گرم شدن تدریجی چشمه و از بین رفتن قطبش هسته‌های ^{60}Co است که با آهنک شمارشهای پرتو γ نشان داده شده است.

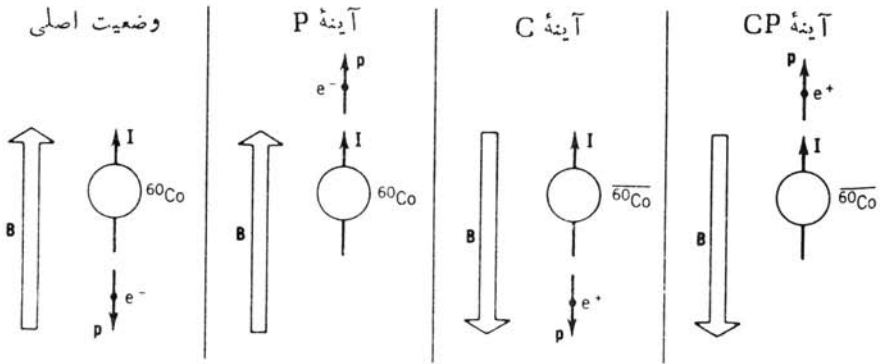
سنجش - ابزار جدیدی تکرار کردند که در آن برای خنک کردن هسته‌ها، قطبی کردن اسپین‌ها، و آشکارسازی ذرات β از تکنولوژی بسیار پیشرفته‌ای استفاده شد. شکل ۲۳.۹ نتیجه این آزمایش جدید را که دلیل روشنی بر نقض قانون پارته است، نشان می‌دهد. شکل ۲۴.۹ آزمایش ^{60}Co و انعکاس آن را در آینه P به طور ساده نشان می‌دهد. در آزمایش انعکاسی P ، الکترون‌ها به جای خلاف میدان مغناطیسی ترجیحاً در جهت آن گسیل می‌شوند. چون این حالت در طبیعت مشاهده نمی‌شود، باید نتیجه گرفت که لااقل تا آنجا که به واپاشی بتازا مربوط می‌شود، عملکرد P تقارن معتبری نیست. نتیجه شگفت دیگری نیز از این آزمایش حاصل می‌شود. انعکاس آزمایش اصلی در آینه C را در شکل ۲۴.۹ در نظر بگیرید. الکترون‌های جاری در سیم‌ها که میدان مغناطیسی را به وجود می‌آورند



شکل ۲۳.۹ نتایج بهبود یافتهٔ وو و همکاران در مورد نقض پاریته در واپاشی بتازای ^{60}CO . نقاط (رسم شده روی نمودار قطبی) شدت مشاهده شدهٔ پرتوهای پتا را در زاویهٔ θ نسبت به جهت قطبش (جهت اسپین) هسته‌های واپاشنده نشان می‌دهد. منحنی خط پر نمایندهٔ پیش‌بینی نظریهٔ فرمی است که شدت را به صورت $1 + AP \cos \theta$ به دست می‌دهد، که در آن P پارامتری عمدهٔ وابسته به قطبش هسته‌ای است. اگر پاریته در واپاشی بتازا نقض نشده بود، شدت‌ها در 0° و 180° با هم برابر می‌شدند.

به پوزیترون تبدیل می‌شوند، و در نتیجه جهت میدان مغناطیسی معکوس می‌شود. در آزمایش انعکاسی C ، ذرات β اکنون ترجیحاً در جهت میدان مغناطیسی گسیل می‌شوند. بنابراین ماده و پادماده در واپاشی بتازا رفتاری متفاوت دارند، که نقض تقارن C است.^۱ اما اگر انعکاس آزمایش را مطابق شکل ۲۴.۹ در آینه‌ای به دست آوریم که عملکردهای P و C را همزمان انجام دهد، به حالت آزمایش اصلی برمی‌گردیم. حتی اگر عملکردهای

۱. مارتین گاردنر در کتاب خود، *The Ambidextrous Universe*، در مورد چگونگی استفاده از این آزمایش برای پاسخ به این پرسش بحث می‌کند که تمدنهای غیرزمینی‌ای که ممکن است روزی با آنها در ارتباط قرار گیریم، از ماده یا پادماده تشکیل شده‌اند.



شکل ۲۴.۹ آزمایش هسته‌های قطبیده ^{60}Co در آینه‌های P و C و ترکیب CP.

C و P به‌طور جداگانه تقارنهای معتبری نباشند، ترکیب CP تقارنی معتبر است. [در فصل ۱۷ (جلد دوم، ترجمه فارسی) خواهیم دید که برخی واپاشیهای مزون K که مشابه واپاشیهای بتازا هستند، حتی ناوردایی CP را تا حدی نقض می‌کنند. تاکنون مدرکی دال بر نقض تقارن CP در واپاشیهای بتازای معمولی به‌دست نیامده است.]

قبل از ترك این مبحث، باید اثر ناپایداری P را بر طیف نمایی هسته‌ای بررسی کنیم. برهم کنش بین نوکلئونهای موجود در هسته از دو قسمت تشکیل شده است: قسمت «قوی» که عمدتاً از تبادل مزون π ناشی می‌شود و تقارن P را مراعات می‌کند، و قسمت «ضعیف» که از همان برهم کنشی حاصل می‌شود که علت واپاشی بتازاست:

$$V_{\text{ضعیف}} + V_{\text{قوی}} = V_{\text{هسته‌ای}} \quad (۴۶.۹)$$

به‌طور کلی، اثر ضعیف V بر طیف نمایی هسته‌ای در مقایسه با قوی V بسیار کوچک است، ولی ضعیف V دارای خصوصیت نقض تقارن P است که قوی V فاقد آن است. تا آنجا که به حالات هسته‌ای مربوط می‌شود، اثر ضعیف V این است که سهم کوچکی از پارتیه «ناجور» به تابع موج هسته‌ای می‌افزاید

$$\psi = \psi(\pi) + F\psi(-\pi) \quad (۴۷.۹)$$

که در آن F از مرتبه 10^{-7} است. در بیشتر موارد، این افزایش اندک به تابع موج، نتیجه قابل ملاحظه‌ای در طیف نمایی هسته‌ای ندارد. ولی این اثرات در دو مورد به خصوص قابل ملاحظه‌اند. در اولین مورد، شدت تابش گاماها گسیل شده از هسته قطبیده در جهت میدان مغناطیسی قطبیده در خلاف آن اندکی باهم تفاوت خواهد داشت. این دقیقاً شبیه آزمایش ^{60}Co است، ولی معمولاً اثرش بسیار کوچک است (از مرتبه یک قسمت در 10^7) زیرا فقط از قسمت کوچکی از تابع موج ناشی می‌شود و قسمت عادی تابع $\psi(\pi)$ تفاوتی در شدت‌ها به وجود نمی‌آورد. در یک مورد بسیار مساعد واپاشی حالت ایزومری ^{180}Hf

تفاوت دو قسمت در حدود ۲٪ است، ولی در حالت کلی این تفاوت شدتها بسیار کوچکتر و شاید خارج از توان اندازه‌گیری است. در نوع دوم مشاهدات، باید فرایندی را جستجو کرد که در حالت عادی در صورت صفر بودن F مطلقاً ممنوع است. برای مثال، واپاشی آلفازای تراز 2^- در هسته ^{16}O را به حالت پایه 0^+ در هسته ^{12}C در نظر بگیرید. قواعد گزینش واپاشی آلفازا، واپاشیهای $0^+ \rightarrow 2^-$ را مطلقاً ممنوع می‌سازد (بخش ۵.۸)، ولی اگر حالت 2^- جزء کوچکی از حالت 2^+ را در خود داشته باشد، واپاشی $0^+ \rightarrow 2^-$ مجاز می‌شود و با شدت بسیار کم متناسب با F^2 رخ می‌دهد. بر مبنای مطالعه دقیق واپاشی آلفازای حالات برانگیخته ^{16}C ، نوبک و همکارانش انشعاب ضعیفی را کشف کردند که از نظر آنها همان گذار ناقص پاریته $0^+ \rightarrow 2^-$ است. نیمه‌عمر جزئی این گذار را برابر 7×10^{-28} s به دست آورده‌اند. در مقایسه با این مقدار، معادله (۱۸.۸) نیمه‌عمر یک گذار معمولی آلفا را (با $B = 37.8 \text{ MeV}$ ، $Q = 17.7 \text{ MeV}$) برابر 10^{-21} s $\times 2$ به دست می‌دهد. بنابراین شدت واپاشی آلفازا، همان‌طور که از این فرایند ناقص P انتظار می‌رود، واقعاً از مرتبه F^2 (یعنی 10^{-14}) است.^۱

۱۰.۹ طیف‌نمایی بتا

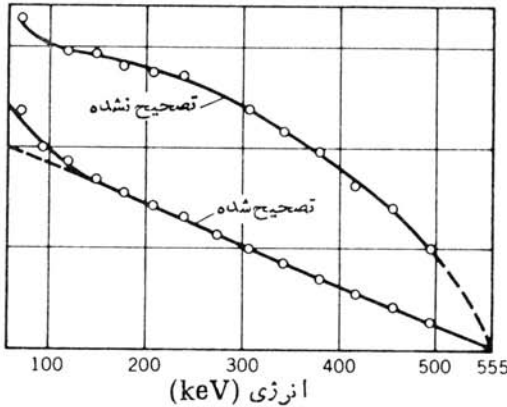
در این بخش روشهای به دست آوردن خصوصیات حالات هسته‌ای (به خصوص انرژیهای برانگیختگی و تعیین اسپین - پاریته) را از طریق اندازه‌گیری واپاشیهای بتا با بررسی می‌کنیم. دو کیفیت فرایند واپاشی بتا (در مقایسه با واپاشی آلفازا) این فرایند را پیچیده می‌کند: (۱) طیف β پیوسته است. مطالعه فرایندهای واپاشی مشابه آنچه در بخش ۶.۸ بررسی شده، برای واپاشیهای بتا با شاخه‌های بسیار زیادش ممکن نیست، زیرا نمی‌توان به‌طور مطمئنی مؤلفه‌های مختلف را «بازشناسی» کرد. (۲) قواعد گزینش β مطلق نیستند - گستره‌های مقادیر f اغلب همپوشی دارند و نمی‌توانند برای نتیجه‌گیریهای مطلق نوع واپاشی به کار روند، و اندازه‌گیریهای تکانه زاویه‌ای ذرات β برای مشخص کردن پاریته‌های نسبی حالات اولیه و نهایی کافی نیستند. اما در بسیاری از موارد می‌توان از این واپاشیها اطلاعات طیف‌نمایی به دست آورد.

اگرچه شکل طیف β و نیمه‌عمر واپاشی (در حقیقت، مقدار f) به‌طور مطلق نوع واپاشی را مشخص نمی‌کنند، ولی سر نخهای مؤثری در مورد نوع واپاشی (و در نتیجه اسپین - پاریته نسبی حالات اولیه و نهایی هسته) به دست می‌دهند. همان‌طور که در بخش ۳.۹ بحث شد، نمودار فرمی - کوری خطی، بدون در نظر گرفتن عامل شکل، نوع مجاز واپاشی را نشان می‌دهد، و بنابراین انتظار داریم که قواعد $\Delta I = 0$ یا $\Delta I = 1$ و « $\Delta\pi = \text{نه}$ » رعایت شده باشد. نمودار فرمی - کوری غیر خطی، وقتی که با استفاده از عامل شکل

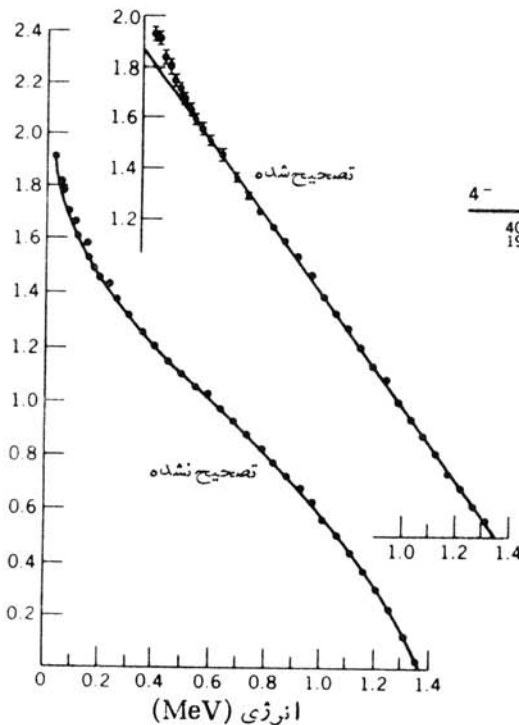
۱. شرحی از این آزمایش دشوار را در مرجع زیر می‌توان یافت:

$S = p^2 + q^2$ به صورت خطی در آید، چنانکه در شکل ۵.۹ دیده می شود، به احتمال زیاد واپاشی ممنوع نوع اول را نشان می دهد.

شکلهای ۲۵.۹ و ۲۶.۹ چگونگی استفاده از شکل واپاشی را برای به دست آوردن



شکل ۲۵.۹ نمودار فرمی-کوری تصحیح نشده برای واپاشی ^{10}Be ، و تصحیح عامل شکل برای گذار ممنوع دو.

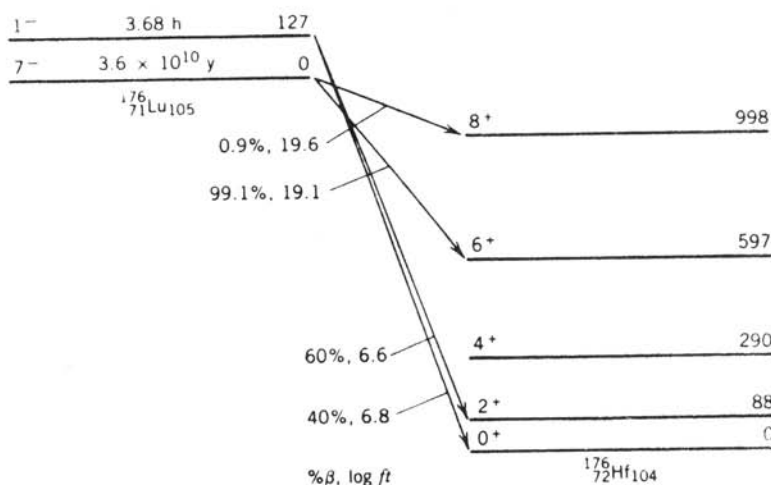


شکل ۲۶.۹ نمودار فرمی-کوری تصحیح نشده برای واپاشی ^{40}K ، و تصحیح عامل شکل برای گذار ممنوع سوم.

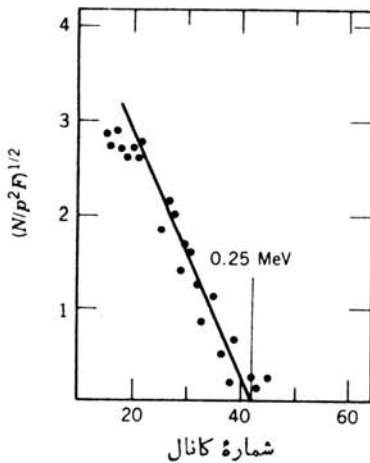
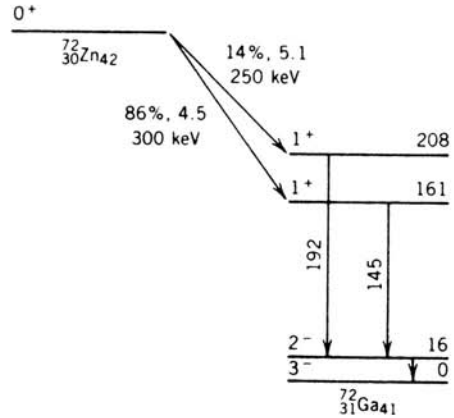
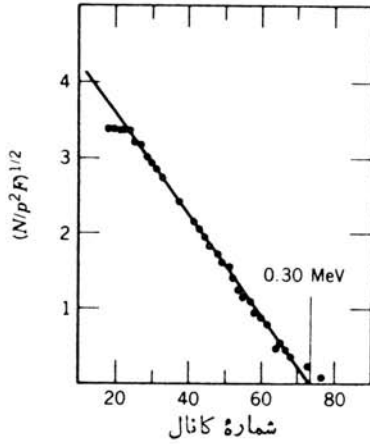
خصوصیات حالت ابتدایی نشان می‌دهند. نمودار فرمی-کوری واپاشی ^{10}Be با استفاده از عامل شکل واپاشیهای ممنوع دوم، نه $\Delta\pi = 3$ و $\Delta I = 3$ ، خطی شده است. ^{10}Be مانند کلیه هسته‌های Z زوج، و N زوج دارای حالت پایه 0^+ است، بنابراین بلافاصله برای حالت نهایی ^{10}B اسپین-پاریته 3^+ به دست می‌آید. به علاوه، مقدار $\log ft$ که برابر ۱۳٫۴ است با مقدار مربوط به واپاشیهای ممنوع دوم سازگار است. واپاشی 4^0K عمدتاً با واپاشی بتازای منفی به تولید ^{40}Ca منجر می‌شود. نمودار فرمی-کوری آن، با استفاده عامل شکل بامشخصه واپاشی ممنوع سوم $\Delta I = 4$ و «آری $\Delta\pi = 4$ » خطی شده است. حالت نهایی، حالت پایه ^{40}Ca است که اسپین-پاریته آن مسلماً به صورت 0^+ است. بنابراین حالت اولیه به صورت 4^- است. مقدار $\log ft$ متناظر به آن نیز برابر ۱۸٫۱ است که بر فرایند ممنوع سوم دلالت می‌کند.

از طرف دیگر، باید مواظب باشیم تا بر قواعد تجربی که نه بر نظریه بلکه بر مبنای مطالعه موارد عملی استوار شده‌اند، بیش از حد تکیه نکنیم. در واپاشی ^{176}Lu (شکل ۲۷٫۹) مقدار $\log ft$ برابر ۱۹٫۱ به دست می‌آید، در حالی که از مقدار اسپین-پاریته شناخته شده انتظار داریم که واپاشی از نوع ممنوع اول باشد (که مقدار $\log ft$ آن معمولاً در گستره ۸ تا ۱۲ قرار می‌گیرد). یادآوری این نکته مفید است که $\log ft$ برابر ۱۹ به معنی کندشدن واپاشی یا جلوگیری از واپاشی با ضریب 10^7 نسبت به $\log ft = 12$ است. این تأثیر فوق‌العاده در واپاشی ^{176}Lu ناشی از تطابق استثنائاً بسیار ضعیف تابع‌موجهای حالت‌های اولیه و نهایی است.

واپاشی هسته‌های ^{72}Zn موردی است که در آن دو گروه مختلف β در واپاشی شرکت دارند (شکل ۲۸٫۹). گروه ضعیفتر را فقط می‌توان از طریق اندازه‌گیریهای همفرودی

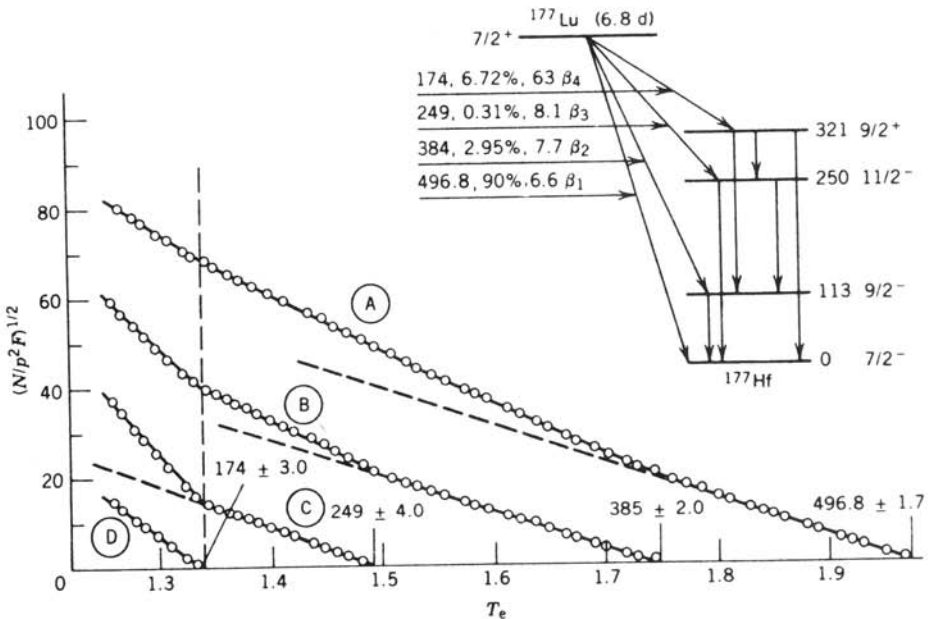


شکل ۲۷٫۹ واپاشی بتازای ^{176}Lu ، انرژی ترازاها برحسب keV داده شده است.



شکل ۲۸.۹ واپاشی بتازای ^{72}Zn در این مورد، دو گروه واپاشی وجود دارد ولی نمی‌توان با استفاده از جداسازی به‌طور مطمئنی مؤلفه کم‌انرژی بسیار ضعیفتر را پیدا کرد. نمودارهای فرمی-کوری برای ذرات بتا درحالت همفرودی با پرتوهای گامای با انرژی 142 keV (شکل پایینی) و 145 keV (شکل بالایی) درست چپ نشان‌داده شده‌اند. همفرودها جداسازی بدون ابهام در گروه واپاشی، تعیین نقاط پایانی، و اثبات خطی بودن نمودارهای فرمی-کوری را امکان‌پذیر می‌کنند.

$\beta\text{-}\gamma$ مشاهده کرد. نمودارهای فرمی-کوری خطی و مقادیر کوچک $\log f_i$ نمایانگر واپاشیهای مجاز است که با مقدار 1^+ برای هر دو حالت نهایی سازگار است. یک مورد افراطی‌تر در واپاشی ^{177}Lu مشاهده می‌شود (شکل ۲۹.۹) که در آن با اندازه‌گیریهای دقیق می‌توان چهار گروه جداگانه به‌دست آورد. در روش ظاهر ساختن از بالاترین گروه آغاز می‌کنیم، و فرض می‌کنیم که نمودار فرمی-کوری این گروه خطی



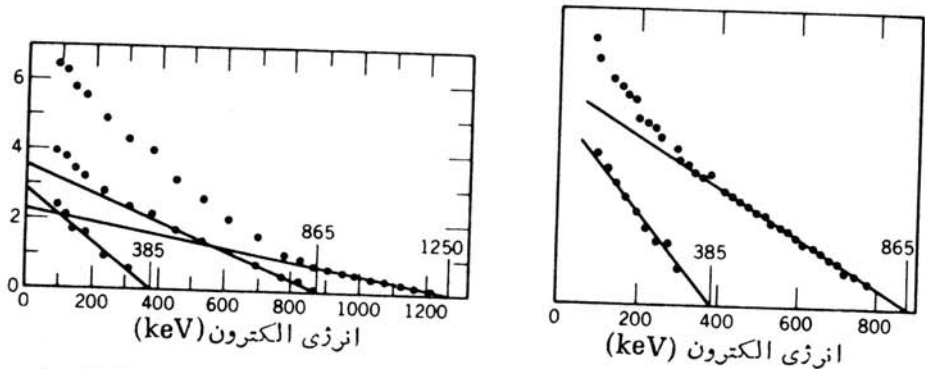
شکل ۲۹۰۹ نمودار فرمی-کوری واپاشی بتازای ^{177}Lu . منحنی A نماینده طیف کامل بتاست. با برون‌یابی قسمت پراثری (که از قرار معلوم فقط شامل یک مؤلفه است) منحنی خط‌چین به‌دست می‌آید. از تفاضل خط برون‌یابی شده و منحنی A، منحنی B حاصل می‌شود. قسمت خطی B نقطه پایان مؤلفه بعدی را به‌دست می‌دهد، و با تکرار این عمل منحنیهای C و D حاصل می‌شوند. نمودار واپاشی حاصل در طرف راست شکل نشان‌دهنده شده است.

باشد. با برون‌یابی قسمت خطی پراثری و کم کردن آن، طیف باقیمانده نقطه پایانی ۳۸۵ keV را نشان می‌دهد، با تکرار همین عمل، دو مؤلفه دیگر نیز به‌دست می‌آیند. در اینجا مستقیماً نمی‌توانیم بگوییم که پراثری‌ترین مؤلفه نماینده واپاشی به حالت پایه ^{177}Hf است، ولی با محاسبه مقدار Q برای واپاشی به حالت پایه می‌توان نشان داد که چنین وضعی برقرار است. چون هسته ^{177}Lu رادیواکتیو است، نمی‌توان جرم آن را مستقیماً اندازه گرفت، ولی می‌توان جرم آن را با اندازه‌گیری انرژی آزاد شده به هنگام جذب یک نوترون کم انرژی در ^{176}Lu پایدار و تشکیل ^{177}Lu تعیین کرد. چون مقدار این انرژی آزاد شده برابر $700726 \pm 000006 \text{ MeV}$ است، خواهیم داشت

$$m(^{177}\text{Lu}) = m(^{176}\text{Lu}) + m(n) - 700726 \text{ MeV}/c^2$$

$$= 1769443766 \pm 00000006 \text{ u}$$

که در آن قدم نهایی با استفاده از جرم معلوم ^{176}Lu برداشته شده است. بدین ترتیب، به‌دست می‌آید



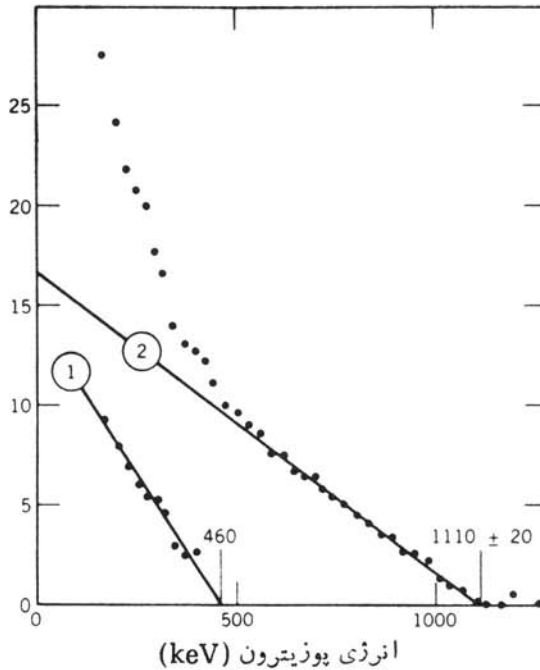
شکل ۳۰.۹ طیف الکترون حاصل از واپاشی بتازای ^{126}I . طیف منفرد (سمت چپ) با استفاده از روش جداسازی، مانند شکل ۲۹.۹، به سه مؤلفه تبدیل می‌شود. طیف همفرودی با پرتوگاما (در سمت راست) پر انرژی‌ترین مؤلفه را نشان نمی‌دهد؛ اگر این مؤلفه با هیچ گامایی همفرود نباشد بایدگذار به‌حالت پایه شمرده شود.

$$Q_{\beta} = m(^{177}\text{Lu}) - m(^{177}\text{Hf})$$

$$= 496 \pm 8 \text{ keV}$$

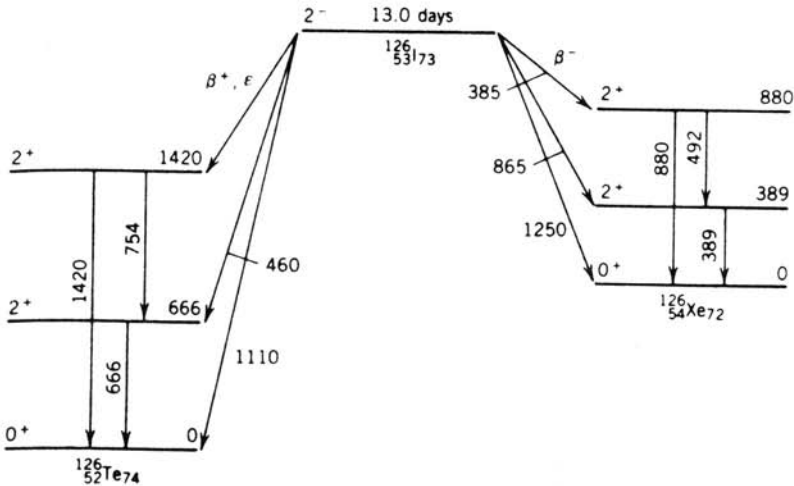
که سازگاری بسیار خوبی با انرژی بالاترین گروه β دارد. بنا بر این نتیجه می‌گیریم که این گروه به‌حالت پایه ^{177}Hf منجر می‌شود، و گروهای پایینتر به‌ترتیب به‌ترازهای بالاتر 112 keV ($497 - 385 =$)، 248 keV ($497 - 249 =$)، و 323 keV ($497 - 174 =$) منتهی می‌شوند. همان‌طور که در بخش ۸.۱۰ خواهیم دید، نتایج حاصل از طیف گاما هم با این نتایج سازگار است. برای مثال، پرتو γ با انرژی 113 keV نماینده‌گذار از اولین حالت برانگیخته به‌حالت پایه است، و طیف β در همفرودی با پرتوگامای 113 keV فقط مؤلفه 385 keV را نشان می‌دهد.

به‌عنوان آخرین مثال در مطالعه طیف نمایی، واپاشی هسته‌های ^{126}I را در نظر می‌گیریم که باگسیل بتای منفی یا مثبت صورت می‌گیرد. نمودار فرمی-کوری (شکل ۳۰.۹) در انتهای پر انرژی قطعاً غیر خطی است، ولی تصحیح این قسمت به کمک عامل شکل واپاشی ممنوع اول $\Delta I = 2$ و «آری $\Delta\pi = 0$ »، آن را به‌صورت خطی در می‌آورد و عمل جداسازی به‌ظهور سه گروه مختلف منتهی می‌شود. در اینجا فقط دو گروه پایینتر با تابش γ همفرودی دارند، یعنی بالاترین گروه به‌تولید ^{126}Xe در حالت پایه (0^+) منجر می‌شود و در نتیجه حالت واپاشنده باید به‌صورت 2^- باشد (زیرا بالاترین گروه به‌صورت $\Delta I = 2$ و «آری $\Delta\pi = 0$ » است). سایر گروهها باید به‌حالات برانگیخته 385 keV ($1250 - 865 =$) و 865 keV ($1250 - 385 =$) منجر شوند. (تعویض پذیری اعداد تصادفی است.) همین‌طور طیف پوزیترون نیز (شکل ۳۱.۹) دو گروه را نشان می‌دهد که با همین استدلال به‌حالت پایه و اولین حالت برانگیخته ^{126}Te منجر می‌شوند. طیف γ گذارهایی قوی با

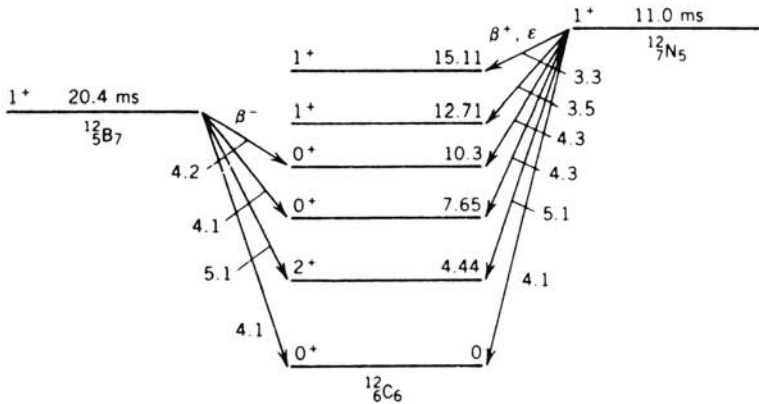


شکل ۳۱۰۹ طیف یوزیترون حاصل از واپاشی بتازای ^{126}I . عمل جداسازی وجود دومؤلفه‌را در طیف نشان می‌دهد.

انرژیهای ۳۸۹، ۴۹۲، ۶۶۶، ۷۵۴، ۸۸۰، و 1420 keV را نشان می‌دهد که می‌توان محل آنها را مطابق شکل ۳۲۰۹ بر مبنای نقاط پایانی بتای مشاهده شده، تعیین کرد. بر اساس مشابهت بین مقادیر $\log fI$ و گذارهای «تقاطع» مشاهده شده به‌حالت پایه، اسپین-پاریتهٔ اولین حالات برانگیخته به‌صورت 2^+ و دومین حالات برانگیخته نیز 2^+ است. محاسبهٔ اجزای ماتریس β با استفاده از تابع‌موجهای هسته‌ای، فرایندی مشکل است و بنا بر این معمولاً به‌مقایسهٔ نتایج تجربی حاصل از تعدادی واپاشیهای مشابه اکتفا می‌کنیم. برای مثال، واپاشیهای آینه‌ای ^{12}B و ^{12}N به ^{12}C را در نظر بگیریم (شکل ۳۳۰۹). مقادیر fI به‌حالات برانگیختهٔ مختلف برای واپاشیهای بتازای مثبت و منفی یکسان است. انتظار داریم که تابع‌موجهای اولیه و نهایی مربوط به گذار هفتمین پروتون به ششمین نوترون (بر مبنای مدل پوسته‌ای) مشابه تابع‌موجهای گذار هفتمین نوترون به ششمین پروتون باشد. مقادیر fI با این انتظار سازگاری دارند. گذار پروتون به نوترون که نوترون را در همان حالت پوسته‌ای پروتون اولیه باقی می‌گذارد منجر به اشغال حالت برانگیختهٔ 1511 MeV در ^{12}C می‌شود. بنابراین، این حالت دارای همان تابع‌موج هسته‌ای حالت پایهٔ ^{12}B و ^{12}N است (بجز تفاوت میان پروتونها و نوترونها) و حالت مانستهٔ ^{12}B و ^{12}N شمرده می‌شود. مقدار مخصوصاً کوچک fI در واپاشی ^{12}N به این حالت، بر تعبیر



شکل ۳۴.۹ نمودار واپاشی ^{126}I که حاکی از اطلاعات مربوط به β و γ است. انرژی ذرات و ترازها برحسب keV است.



شکل ۳۴.۹ نمودار واپاشیهای بتازای ^{12}B و ^{12}N به ^{12}C . به همسانی مقادیر $\log ft$ برای واپاشیهای بتازای مثبت و منفی که به یک حالت نهایی در ^{12}C منجر می شوند، توجه کنید.

حالت مانستگی آن تأکید می کند.

بالاخره، اطلاعاتی را بررسی می کنیم که از تابع موجهای هسته‌ای در واپاشی بتازا به دست می آیند. بویژه گذارهای بین نوترونها و پروتونهای فرد را در پوسته $f_{7/2}$ بررسی می کنیم. (یعنی، موردی که در آن یک نوکلئون $f_{7/2}$ به نوکلئونی دیگر تبدیل می شود.) در اینجا مشخصاً موارد هسته‌های A فرد با تغییر اسپین $\Delta I = 0$ ، واپاشیهای مجاز بین حالات با اسپین-پارته $(\nu/2)^-$ ، را مطالعه می کنیم. ساده ترین نمونه، واپاشی ^{41}Sc به ^{41}Ca است که طی آن پروتون منفرد خارج از قلب جادویی دوگانه ^{40}Ca به یک نوترون منفرد تبدیل می شود. تغییری در تابع موج صورت نمی گیرد، و مقدار تجربی $\log ft$ در این واپاشی

۳۵ است که این واپاشی را در گروه ابرمجاز قرار می‌دهد. (این يك نمونه از واپاشی آینه‌ای است.) در مدل پوسته‌ای ذره خیلی مستقل، تمام ذرات فرد را معادل هم در نظر می‌گیریم و بنا بر این انتظار داریم که واپاشی ^{47}Sc به ^{47}Ca [مجدد از $(\gamma/2)^-$ به $(\gamma/2)^-$] مقدار $\log f_t$ مشابهی داشته باشد. اما مقدار مشاهده شده برابر ۸۵ است، یعنی این واپاشی 10^5 بار کندتر صورت می‌گیرد! بنا بر این گذار بیست و هفتمین نوترون به بیست و یکمین پروتون فرایندی پیچیده‌تر است، و شش نوترون دیگر هم در پوسته $f_{\gamma/2}$ باید تأثیر قابل‌ملاحظه‌ای در واپاشی داشته باشند. (بعضی جنبه‌های عمومی این حالات بس ذره‌ای در بخش ۳.۵ مورد بحث قرار گرفت.) اطلاعات تجربی مربوط به واپاشیهای بتازای $(\gamma/2)^-$ به $(\gamma/2)^-$ هسته‌های با پوسته $f_{\gamma/2}$ ($28 \leq N, Z \leq 20$) در جدول ۴.۹ خلاصه شده است. چنانکه مشاهده

جدول ۴.۹ واپاشیهای بتازا در پوسته $f_{\gamma/2}$ $[(\gamma/2)^- \rightarrow (\gamma/2)^-]$.

${}^A_Z X_N \rightarrow {}^A_{Z'} X'_{N'}$	$ Z - N' = N - Z' $	$\log f_t$
${}^{41}_{21}\text{Sc}_{20} \rightarrow {}^{41}_{20}\text{Ca}_{21}$	۰	۳۵
${}^{42}_{22}\text{Ti}_{21} \rightarrow {}^{42}_{21}\text{Sc}_{22}$	۰	۳۵
${}^{45}_{23}\text{V}_{22} \rightarrow {}^{45}_{22}\text{Ti}_{23}$	۰	۳۶
${}^{53}_{27}\text{Co}_{26} \rightarrow {}^{53}_{26}\text{Fe}_{27}$	۰	۳۶
${}^{43}_{21}\text{Sc}_{22} \rightarrow {}^{43}_{20}\text{Ca}_{23}$	۲	۵۰
${}^{45}_{22}\text{Ti}_{23} \rightarrow {}^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$	۲	۴۶
${}^{52}_{26}\text{Fe}_{27} \rightarrow {}^{52}_{25}\text{Mn}_{28}$	۲	۵۲
${}^{45}_{20}\text{Ca}_{25} \rightarrow {}^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$	۴	۶۰
${}^{47}_{21}\text{Sc}_{26} \rightarrow {}^{47}_{22}\text{Ti}_{25}$	۴	۵۳
${}^{49}_{23}\text{V}_{26} \rightarrow {}^{49}_{22}\text{Ti}_{27}$	۴	۶۲
${}^{51}_{24}\text{Cr}_{27} \rightarrow {}^{51}_{23}\text{V}_{28}$	۴	۵۴
${}^{47}_{20}\text{Ca}_{27} \rightarrow {}^{47}_{21}\text{Sc}_{26}$	۶	۸۵
${}^{49}_{21}\text{Sc}_{28} \rightarrow {}^{49}_{22}\text{Ti}_{27}$	۶	۵۷

می‌شود، مقادیر $\log ft$ واپاشیهایی که در آن تغییر حالت ذره فرد ضروری نیست ($Z - N' = N - Z' = 0$) در گروه ابرمجاز قرار دارند (در حدود ۳۵)؛ با افزایش مقدار $Z - N'$ ، تغییر حالت بزرگتر می‌شود و مقدار $\log ft$ افزایش می‌یابد؛ و میزان این افزایش به‌طور متوسط در حدود یک واحد (ضریب ۱۰ در نیمه‌عمر) به‌ازای هر واحد از افزایش $Z - N'$ است.

مراجع مطالعات تکمیلی

مطالب «کلاسیکی» مربوط به واپاشی بتازا را می‌توان در مراجع زیر یافت

J.M.Blatt and V.F.Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (New York: Wiley, 1952),

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

I.Kaplan, *Nuclear Physics* (Reading, MA: Addison-Wesley, 1955).

مطالب جامع‌تر واپاشی بتازا، از سطح مقدماتی تا عالی، را در مراجع زیر می‌توانید مطالعه کنید

H.F.Schopper, *Weak Interactions and Nuclear Beta Decay* (Amsterdam: North-Holland, 1966).

C.S.Wu and S.A.Moszkowski, *Beta Decay* (New York: Wiley-Interscience, 1966),

E.J.Konopinski, *The Theory of Beta Decay* (Oxford: Oxford University Press, 1966),

M.Morita, *Beta Decay and Muon Capture* (Reading, MA: Benjamin, 1973).
دراثر مقدماتی زیر، تعدادی از مقالات کلاسیک واپاشی بتازا تجدید چاپ شده‌اند

C.Strachan, *The Theory of Beta Decay* (Oxford: Pergamon, 1969).
موضوع طیف‌نمایی بتا در مرجع زیر توسط او نوشته شده است.

Nuclear Spectroscopy, Part A, edited by F.Ajzenberg-Selove (New York: Academic, 1959).

اندازه‌گیرهای مربوط به شکل طیفهای بتا در مقاله زیر مرور شده‌اند

H.Daniel, *Rev. Mod. Phys.* **40**, 659 (1968).

خیلی از بحثهای تفصیلی واپاشی بتازا را می‌توان در فصلهای ۲۲ تا ۲۴ مرجع زیر یافت
Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, edited by K.Siegbahn
(Amsterdam: North-Holland, 1965).

کتاب زیر یک اثر مقدماتی عمومی درباره فیزیک نوترینو است

G.M.Lewis, *Neutrinos* (London: Wykeham, 1970).

مرور مفیدی از کارهای تجربی اولیه را می توان در کتاب زیر دید

J.S.Allen, *The Neutrino* (Princeton, NJ: Princeton University Press, 1958),

نوشته های راجع به نوترینو در مقاله کتابشناسی زیر مرور شده اند.

L.M.Lederman, *Am. J.Phys.* 38, 129(1970),

برای بحثی درباره آزمایش نوترینوهای خورشیدی مقاله زیر را بخوانید

John Bahcall, *Scientific American*, July (1969).

مقالات مربوط به گسیل نوکلئون تأخیری در واپاشی بتاها در مراجع زیر مرور

شده اند

J. Cerny and J. C. Hardy, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 27, 333 (1977),

J.C.Hardy, *Nuclear Spectroscopy and Reactions*, edited by J.Cerny (New-York: Academic, (1974).

کتاب زیر پیرامون پارته و در سطح عامه فهم نوشته شده است

Martin Gardner, *The Ambidextrous Universe* (New York: Scribner, 1979).

واپاشی دو بتایی در مقاله زیر مرور شده است

D.Bryman and C.Picciotto, *Rev. Mod. Phys.* 50, 11(1978).

مسائل

۰۱ مقدار Q را برای واپاشیهای بتای زیر محاسبه کنید: (الف) ${}^{65}\text{Ni} \rightarrow {}^{65}\text{Cu}$ ؛ (ب) ${}^{11}\text{Be} \rightarrow {}^{11}\text{B}$ ؛ ${}^{193}\text{Os} \rightarrow {}^{193}\text{Ir}$.

۰۲ مقدار Q را در واپاشیهای زیر که یا از نوع بتای مثبت و یا از نوع گیراندازی الکترون است محاسبه کنید: (الف) ${}^1\text{B} \rightarrow {}^1\text{C}$ ؛ (ب) ${}^{152}\text{Sm} \rightarrow {}^{152}\text{Eu}$ ؛ (ج) ${}^{89}\text{Y} \rightarrow {}^{89}\text{Zr}$.

۰۳ هسته ${}^{196}\text{Au}$ می تواند از طرق بتازاییهای مثبت و منفی و گیراندازی الکترون واپاشیده شود. مقدار Q را در هر سه مد واپاشی پیدا کنید.

۰۴ بیشینه انرژی جنبشی طیف پوزیترون گسیل شده در واپاشی ${}^{11}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B}$ برابر $3.00003 \pm 0.00000083 \text{ MeV}$ است. با استفاده از این داده و جرم ${}^{11}\text{B}$ ، جرم ${}^{11}\text{C}$ را محاسبه کنید.

۰۵ در واپاشی ${}^6\text{He}$ و تبدیل آن به ${}^6\text{Li}$ ، بیشینه انرژی جنبشی β برابر $3.00004 \pm 0.00000051 \text{ MeV}$ است. با استفاده از جرم ${}^6\text{Li}$ ، جرم ${}^6\text{He}$ را تعیین کنید.

۰۶ در واپاشی ${}^{47}\text{Ca}$ و تبدیل آن به ${}^{47}\text{Sc}$ ، وقتی انرژی جنبشی الکترون برابر 1.100 MeV باشد انرژی نوترینو چقدر است؟

۷. واپاشی بتازای ^{191}Os فقط منجر به حالت برانگیخته ^{191}Ir با انرژی 171 keV می‌شود. بیشینه انرژی جنبشی طیف β را محاسبه کنید.

۸. (الف) اگر انرژی واپاشی بتازا در مقایسه با $m_e c^2$ بزرگ باشد، شکل ساده معادله (۲۵.۹) را پیدا کنید و نشان دهید که میانگین T_e (و نه مقداری از T_e) که $N(T_e)$

به ازای آن بیشینه می‌شود) برابر $Q/2$ است. (ب) در مواردی که انرژیهای واپاشی بتازا در مقایسه با $m_e c^2$ کوچک هستند، نشان دهید که مقدار میانگین T_e برابر $Q/3$ است.

۹. جزء (یا اجزای) جا افتاده در فرایندهای زیر را پیدا کنید.



۱۰. در واپاشی نوترون، انرژی جنبشی پروتون را (الف) وقتی که الکترون دارای انرژی جنبشی قابل چشمپوشی است؛ (ب) وقتی که نوترینو دارای انرژی قابل چشمپوشی است، محاسبه کنید.

۱۱. گیراندازی الکترون توسط ${}^9\text{Be}$ یکی از محتملترین فرایندهای تولید نوترینو در خورشید است. انرژی نوترینوی گسیل شده و انرژی جنبشی هسته ${}^9\text{Li}$ را محاسبه کنید.

۱۲. با تعریف Q به صورت $(m_i - m_f)c^2$ ، گستره انرژی نوترینو در واکنش همجوشی خورشیدی $\nu + p + p \rightarrow d + e^+$ را محاسبه کنید. انرژی جنبشی پروتونهای اولیه را نادیده بگیرید.

۱۳. (الف) برای واکنشهای گیراندازی نوترینو $\nu + {}^A\text{X} \rightarrow e^- + {}^A\text{X}'$ نشان دهید که

مقدار Q ، طبق تعریفی که در مورد واپاشیهای $(m_i - m_f)c^2 = Q$ به کار می‌رود، از رابطه $c^2 [m({}^A\text{X}) - m({}^A\text{X}')] = Q$ با استفاده از جرمهای اتمی به دست می‌آید. (ب) با

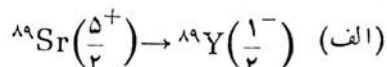
چشمپوشی از انرژی جنبشی اندکی که به هسته نهایی داده می‌شود (برای پایداری تکانه)، این مقدار Q برابر کمینه انرژی نوترینو برای ایجاد واکنش است. انرژی کمینه نوترینو را برای گیراندازی توسط ${}^{37}\text{Cl}$ ، ${}^{71}\text{Ga}$ ، و ${}^{115}\text{In}$ محاسبه کنید.

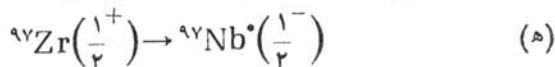
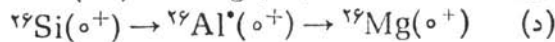
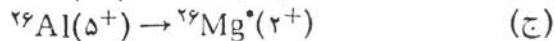
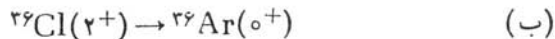
(ج) در آزمایش دیویس (بخش ۶.۹) برای آشکارسازی نوترینوهای ناشی از همجوشی خورشیدی از ${}^{37}\text{Cl}$ استفاده شده است؛ کاربرد ${}^{71}\text{Ga}$ و ${}^{115}\text{In}$ نیز به عنوان

آشکارسازهای نوترینوی خورشیدی پیشنهاد شده است. کاربرد این آشکارسازها را برای مشاهده نوترینوهای حاصل از واکنش همجوشی پایه $\nu + p + p \rightarrow d + e^+$

(مسئله ۱۲) و نوترینوی واپاشی ${}^9\text{Be}$ (مسئله ۱۱) مورد بحث قرار دهید.

۱۴. واپاشیهای زیر را بر حسب درجه ممنوعیت طبقه‌بندی کنید:





۱۵. نشان دهید که شیب طیف انرژی الکترون در واپاشیهای مجاز در نزدیکی $T_e = Q$

برای $m_\nu = 0$ برابر صفر، و برای $m_\nu \neq 0$ برابر بینهایت است.

۱۶. واپاشی گیراندازی الکترون ممکن است در هر یک از پوسته‌های اتمی K، L، و ...

اتفاق بیفتد. برای گستره وسیعی از هسته‌ها احتمال گیراندازی L در حدود ۱۱٪

احتمال گیراندازی K است. این نسبت را با برآوردی بر مبنای احتمال حضور الکترون

مداری در نزدیکی هسته توجیه کنید. در این برآورد تقریبی از اثر هر گونه استتار

الکترونی چشمپوشی کنید.

۱۷. (الف) واپاشی بتازای منفی $0^+ \rightarrow 0^+$ را در نظر بگیرید. با استفاده از هلیسیته نوترینو و

الکترون گسیل شده، معادله (۳۸.۹)، تعیین کنید که e^- و ν به طور موازی یا یکدیگر

گسیل می‌شوند یا پادموازی. (ب) این عمل را برای واپاشی $1^+ \rightarrow 0^+$ تکرار کنید.

(ج) این نتایج چه تأثیری بر هسته پسر زده دارند؟ (د) آیا این نتایج در مورد واپاشی

بتازای مثبت هم صادق خواهند بود؟

۱۸. واپاشی ${}^{20}\text{Na}$ به حالت برانگیخته ${}^{20}\text{Ne}$ با گسیل پوزیترون با بیشینه انرژی

۵۵۵ MeV صورت می‌گیرد. این حالت برانگیخته با گسیل α با حالت پایه ${}^{16}\text{O}$

واپاشیده می‌شود. انرژی آلفای گسیل شده را محاسبه کنید.

۱۹. پس از واپاشی ${}^{17}\text{Ne}$ ، واپاشی یک حالت بسیار برانگیخته ${}^{17}\text{F}$ منجر به گسیل پروتونی

با انرژی ۵۹۷ MeV و رسیدن به حالت پایه ${}^{16}\text{O}$ می‌شود. بیشینه انرژی

پوزیترونها گسیل شده در واپاشی به حالت برانگیخته ${}^{17}\text{F}$ چقدر است؟

۲۰. یک فرایند واپاشی بتازای منفی شامل سه مؤلفه با انرژیهای ۶۷۲ eV، ۵۳۶ eV، و

۲۵۶ MeV است. اولین مؤلفه دارای دو پرتو گامای همفرود با انرژیهای ۴۶۸ eV

و ۳۱۶ MeV است که با یکدیگر نیز همفرودند. دومین مؤلفه دارای گاماها

همفرودی با انرژیهای ۶۰۴ eV، ۳۰۸ eV، ۱۳۶ eV، ۴۶۸ eV، ۶۱۲ eV، ۲۹۶ eV و

۳۱۶ MeV است. سومین مؤلفه با کلیه گاماها فوق به اضافه ۵۸۹ eV، ۸۸۵ eV،

۴۱۶ eV، و ۲۸۰ MeV همفرود است. با استفاده از اطلاعات فوق، نمودار واپاشی

را رسم و اختلاف جرم بین حالات پایه هسته‌ها را پیدا کنید.

۲۱. واپاشی ${}^{198}\text{Au}$ به ${}^{198}\text{Pt}$ از طریق گیراندازی الکترون مشاهده نشده است، اگرچه

واپاشی مشابه ${}^{196}\text{Au}$ به ${}^{196}\text{Pt}$ با گیراندازی الکترون به شدت انجام می‌شود.

ویژگیهای طیف‌نمایی این دو واپاشی را بررسی و علت مشاهده نشدن واپاشی

گیراندازی الکترون را در ${}^{198}\text{Au}$ بیان کنید. (از جدول ایزوتوپها یا مرجع

طیف‌نمایی مشابه استفاده کنید.)

۲۲. با استفاده از اطلاعات طیف‌نمایی هسته‌ای، مقادیر f را در واپاشیهای مجاز $(1/2)^+ \rightarrow (3/2)^+$ برای هسته‌های با عدد نوترونی یا پروتونی ۱۴ تا ۲۰ (پوسته‌های $d_{3/2}$ و $s_{1/2}$) تعیین و جدول‌بندی کنید. همچنین واپاشیهای مجاز $(3/2)^-$ به $(1/2)^-$ برای هسته‌های با عدد نوترونی یا پروتونی ۲ تا ۸ (پوسته‌های $p_{1/2}$ و $p_{3/2}$) را جدول‌بندی کنید. هر گونه تفاوت سیستماتیک بین این دو مجموعه را مورد بحث قرار دهید.

۲۳. با استفاده از مجموعه اطلاعات هسته‌ای (مانند جدول ایزوتوپها)، اطلاعات موجود در مورد گذارهای بتایی $0^+ \rightarrow 0^+$ بین پوسته‌های $f_{7/2}$ را در هسته‌های $(28 \leq Z, N \leq 28)$ جدول‌بندی کنید. در مورد جفت‌شدگی پروتون فرد و نوترون فرد بحث کنید، و مقادیر f مشاهده شده را توجیه کنید.

۲۴. اطلاعات موجود در مورد واپاشیهای پوزیترون‌زای $g_{9/2} \rightarrow g_{7/2}$ را برای هسته‌های با عدد جرمی فرد جدول‌بندی کنید؛ پروتونهای $g_{9/2}$ معمولاً در گستره $40 \leq Z \leq 50$ و نوترونهای $g_{7/2}$ بین $N=50$ و $N=66$ یافت می‌شوند. سعی کنید که برای مقادیر f دلایل توجیهی بیاورید (توجه: واپاشی GT را گاهی فرایند «تلنگراسپین» می‌گویند).

۲۵. هسته‌های بتاگسیل بسیاری با Z فرد و N فرد و اسپین - پاریته 2^- وجود دارند. این هسته‌ها می‌توانند به حالت پایه 0^+ یا اولین حالت برانگیخته 2^+ در هسته‌های مجاور Z زوج، N زوج واپاشیده شوند. (الف) با استفاده از مرجع طیف‌نمایی هسته‌ای مناسب (مثل جدول ایزوتوپها)، مقادیر f برای حالات نهایی 2^+ و 0^+ این فرایندهای واپاشی را تا حد امکان جدول‌بندی کنید. (ب) واپاشی $0^+ \rightarrow 2^-$ يك فرایند ممنوع اول است که در آن واپاشی بتازای منفی باید دو واحد از تکانه‌زاویه‌ای کل را منتقل کند، درحالی‌که واپاشی $2^+ \rightarrow 2^-$ می‌تواند حامل ۰، ۱، یا ۲ واحد تکانه‌زاویه‌ای باشد. با استفاده از اطلاعات به دست آمده در مورد مقادیر f ، به‌طور کلی در مورد احتمال نسبی اینکه واپاشی بتازا حامل دو واحد تکانه‌زاویه‌ای باشد، چه نتایجی حاصل می‌شود؟ (ج) برای بررسی امکان توجیه این اثر بر حسب تابع موجهای هسته‌ای 0^+ و 2^+ ، جدول مشابهی از واپاشیهای حالات 1^- ، یعنی واپاشیهای $0^+ \rightarrow 1^-$ و $2^+ \rightarrow 1^-$ ، تهیه کنید. در این مورد، هر دو واپاشی ممنوع حامل يك واحد تکانه‌زاویه‌ای است. (چرا؟) آیا تفاوت سیستماتیکی در مقادیر f مربوط به حالات نهایی 0^+ و 2^+ مشاهده می‌کنید؟ در مورد اثر محتمل تابع موج نهایی در واپاشیهای بتازا از حالات اولیه 2^- چه نتیجه‌ای می‌گیرید؟

۲۶. چند مورد از واپاشیهای بتازای مجاز با مقادیر بزرگتر از حد میانگین f وجود دارند که می‌توان آنها را با توجه به ساختار هسته‌ای توضیح داد. برای نمونه، موارد زیر را در نظر بگیرید: (الف) $65\text{Ni} \rightarrow 65\text{Cu}$ و $65\text{Zn} \rightarrow 65\text{Cu}$ که در آنها واپاشیهای حالت پایه به حالت پایه در هر دو از نوع کاموف - تلر $(5/2)^-$ به $(3/2)^-$ است،

ولی مقدار f يك تا دو مرتبه بزرگی بیش از مقادیر واپاشیهای مجاز به سایر حالات کم انرژی است. (ب) $^{115}\text{Te} \rightarrow ^{115}\text{Sb}$ و $^{115}\text{Te} \rightarrow ^{115}\text{Sn}^*$ ؛ در واپاشی ^{115}Te گذار $(5/2)^+ \rightarrow (7/2)^+$ به حالت پایه ^{115}Sb مشاهده نمی شود، و در واپاشی ^{115}Sb يك حالات برانگیخته کم انرژی فقط به طور ضعیف، با مقدار f که مجدداً يك تا دو مرتبه بزرگی بیش از مقدار مربوط به حالات برانگیخته مجاور است، اشغال می شود. خصوصیات مدل پوسته ای این حالات را پیدا کنید و توضیح دهید که چرا از واپاشی مجاز ممانعت می شود. برای پیدا کردن سایر واپاشیهای منع شده با همان مشخصات مدل پوسته ای، از جدول ایزوتوپها استفاده کنید.

واپاشی گاما

بیشتر واپاشیهای آلفا و بتا، و درحقیقت بیشتر واکنشهای هسته‌ای، هسته نهایی را در حالت برانگیخته باقی می‌گذارند. این حالات برانگیخته با گسیل یکی دو پرتو γ که همان فوتونهای تابش الکترومغناطیسی مانند پرتوهای X یا نور مرئی هستند به سرعت به حالت پایه واپاشیده می‌شوند. پرتوهای گاما نوعاً دارای انرژیهای در گستره 10^5 تا 10^7 MeV هستند که مشخصه اختلاف انرژی بین حالات هسته‌ای است و در نتیجه طول موج آنها بین 10^4 تا 10^5 fm است. این طول موجها از سایر انواع تابش الکترومغناطیسی که با آن سروکار داریم بسیار کوتاهتر است؛ برای مثال، نور مرئی طول موجی 10^6 بار بلندتر از پرتوهای γ دارد.

جزئیات و غنای اطلاعات ما در مورد طیف‌نمایی هسته‌ای به دانش ما از حالات برانگیخته وابسته است، و بنا بر این مطالعه گسیل پرتو γ به صورت روش استاندارد طیف‌نمایی هسته‌ای درآمده است. سایر عواملی که موجب محبوبیت و سودمندی این روش شده‌اند، شامل سهولت نسبی مشاهده پرتوهای γ (مثلاً جذب و پراکندگی ناچیز در هوا که برخلاف تابشهای α و β است) و دقت اندازه‌گیری انرژی (و در نتیجه دقت استنتاج حالات برانگیخته) است. به علاوه، مطالعه گسیل γ و فرایند رقیب آن یعنی تبدیل داخلی، تعیین اسپین و پاریتی حالات برانگیخته را امکان‌پذیر می‌سازد.

۱.۱۰ انرژی واپاشی گاماها

واپاشی يك هسته ساکن به جرم M را از حالت اولیه E_i به حالت نهایی E_f در نظر می‌گیریم. برای پایستگی تکانه، هسته نهایی باید دارای تکانهٔ پس‌زنی p_R و انرژی پس‌زنی T_R باشد، که آن را به صورت نانسیتی در نظر می‌گیریم ($T_R = p_R^2/2M$). با توجه به پایستگی انرژی و تکانه داریم

$$\begin{aligned} E_i &= E_f + E_\gamma + T_R \\ 0 &= p_\gamma + p_R \end{aligned} \quad (1.10)$$

که از آن به دست می‌آید $p_R = p_\gamma$ ؛ یعنی هسته با تکانه‌ای برابر با تکانهٔ پرتو γ و در جهت مخالف آن پس‌زده می‌شود. با تعریف $\Delta E = E_i - E_f$ و استفاده از رابطهٔ نسبیتی $E_\gamma = cp_\gamma$ خواهیم داشت

$$\Delta E = F_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \quad (2.10)$$

که جوابی به صورت زیر دارد

$$E_\gamma = Mc^2 \left[-1 \pm \left(1 + 2 \frac{\Delta E}{Mc^2} \right)^{1/2} \right] \quad (3.10)$$

اختلاف انرژیهای ΔE نوعاً از مرتبهٔ MeV است، در حالی که انرژیهای سکون Mc^2 در حدود $A \times 10^3$ MeV هستند، که در آن A عدد جرمی است. بنا بر این $\Delta E \ll Mc^2$ و با دقت مرتبهٔ 10^{-4} تا 10^{-5} ، با استفاده از سه جملهٔ اول بسط ریشهٔ دوم، داریم

$$E_\gamma \cong \Delta E - \frac{(\Delta E)^2}{2Mc^2} \quad (4.10)$$

که با تقریب $\Delta E \cong E_\gamma$ از معادلهٔ (۲.۱۰) نیز مستقیماً به دست می‌آید. بنا بر این انرژی واقعی پرتو تا اندازه‌ای کمتر از بیشینهٔ انرژی قابل دسترسی در واپاشی، ΔE است. تصحیح پس‌زنی برای انرژی معمولاً ناچیز و در حدود 10^{-5} است که بسیار کوچکتر از خطای تجربی در اندازه‌گیری انرژی است. در يك مورد انرژی پس‌زنی نقش مهمی را داراست. این مورد که به نام اثر موسباور معروف است، در بخش ۹.۱۰ بحث شده است. بجز این مورد، در بقیهٔ این فصل فرض می‌کنیم که $E_\gamma = \Delta E$ است. برای پرتوهای γ کم انرژی، انرژی پس‌زنی کمتر از ۱ eV است و اثر ناچیزی دارد. انرژی پس‌زنی پرتوهای γ پر انرژی (مانند تابشهای ۵ تا ۱۰ MeV که پس از گیراندازی نوترون گسیل می‌شوند) در گسترهٔ ۱۰۰ eV است که ممکن است برای خارج

کردن اتم پس‌زنده از شبکه جسم جامد کافی باشد. اثراتی از این نوع را آسیب تابش می‌نامند که در مطالعه جامدات جای مهمی دارد.

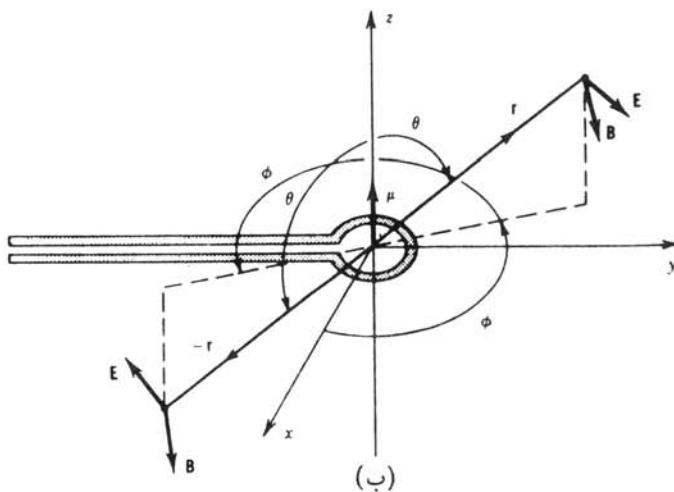
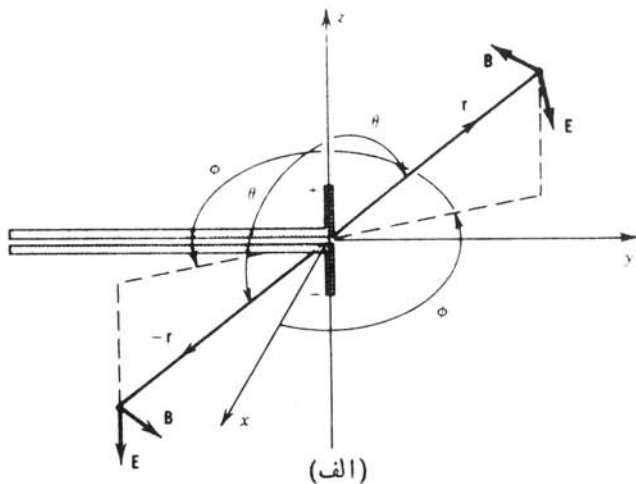
۲.۱۰ تابش الکترومغناطیسی کلاسیک

همچنانکه از مطالعه فیزیک نوین به‌خاطر داریم، تابش الکترومغناطیسی را می‌توان به‌صورت یک پدیده موجی کلاسیک یا پدیده‌ای کوانتومی در نظر گرفت. نوع برخورد با مسئله به‌اثر فیزیکی مورد نظر بستگی دارد. برای تحلیل تابشهای حاصل از اتمها و هسته‌های منفرد، توصیف کوانتومی مناسبتر است ولی با مرور توصیف کلاسیک بهتر می‌توان محاسبات کوانتومی تابش الکترومغناطیسی را درک کرد.

توزیعهای ایستای (یعنی ثابت در طول زمان) بار و جریان، میدانهای الکتریکی و مغناطیسی ایستا به‌وجود می‌آورند. در بخش ۵.۳ چگونگی تحلیل این میدانها را بر حسب گشتاورهای چندقطبی توزیع بار مانند گشتاور دوقطبی، گشتاور چارقطبی، و غیره مورد بحث قرار دادیم. این گشتاورهای چندقطبی میدانهای مشخصه‌ای را به‌وجود می‌آورند، و به‌آسانی می‌توانیم میدان دوقطبی و چارقطبی و غیره را مطالعه کنیم.

اگر توزیعهای بار و جریان با زمان تغییر کنند، به‌خصوص اگر تغییرات سینوسی و با بسامد دایره‌ای ω باشد، یک میدان تابشی تولید می‌شود. میدان تابش را (در فاصله‌ای که در مقایسه با ابعاد چشمه بزرگ است) می‌توان مانند میدان ایستا، برطبق سرشت چندقطبی آن، تحلیل کرد. به‌عنوان مثال، پایینترین مرتبه چندقطبی، یعنی میدان دوقطبی را در نظر می‌گیریم.

یک دوقطبی الکتریکی ایستا از بارهای مساوی و مخالف $+q$ و $-q$ تشکیل شده است که فاصله آنها مقدار ثابت z است؛ در این صورت گشتاور دوقطبی الکتریکی برابر $d = qz$ می‌شود. یک دوقطبی مغناطیسی ایستا را می‌توان با یک حلقه دایره‌ای جریان i نشان داد که سطح A را در بر می‌گیرد؛ گشتاور این دوقطبی مغناطیسی برابر $\mu = iA$ است. می‌توان میدانهای تابش الکترومغناطیسی را با تغییر گشتاورهای دوقطبی تولید کرد. برای مثال، اگر بارها در امتداد محور z نوسان کنند، به‌طوری که $d(t) = qz \cos \omega t$ باشد، یک میدان تابش دوقطبی الکتریکی ایجاد می‌شود. همین‌طور می‌توانیم جریان را تغییر دهیم و در نتیجه به‌دست آوریم $\mu(t) = iA \cos \omega t$. شکل ۱۰.۱۰ میدانهای تابش ایجاد شده در این دو مورد را نشان می‌دهد. دوقطبی الکتریکی متناوب شکل ۱۰.۱۰ (الف) را می‌توان یک عنصر جریان خطی در نظر گرفت که برای آن خطوط میدان مغناطیسی دایره‌های متحدالمرکزی به‌محور z هستند. بردار میدان مغناطیسی \mathbf{B} بر این دایره‌ها مماس است، و جهت میدان الکتریکی را باید چنان در نظر گرفت که $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ در جهت انتشار تابش باشد. خطوط میدان مغناطیسی دوقطبی مغناطیسی شکل ۱۰.۱۰ (ب) به‌صورتی هستند که اغلب می‌توان آنها را به‌یک آهنربای میله‌ای نسبت داد.



شکل ۱۰۱۰ میدانهای الکتریکی و مغناطیسی حاصل از یک دوقطبی الکتریکی و (ب) یک دوقطبی مغناطیسی. در هر مورد گشتاور دوقطبی در امتداد محور z است. بردارهای میدانهای تابش \mathbf{E} و \mathbf{B} را در لحظه خاصی از زمان نشان می‌دهند. سیمهای در امتداد منفی محور y را باید متصل به یک منبع جریان بسامد ω در نظر گرفت که برای جلوگیری از دخالت آنها در تابش باید پیچ خورده باشند. رفتار \mathbf{E} و \mathbf{B} تحت انعکاس فضایی $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ نیز نشان داده شده است. به تفاوت دومورد توجه کنید.

ما در اینجا سه مشخصه مهم میدان تابش دوقطبی را در نظر می‌گیریم.

۱. توان تابیده به یک جزء سطح کوچک در جهت زاویه θ نسبت به محور z به صورت $\sin^2 \theta$

تغییر می‌کند. توان متوسط تابیده را می‌توان بر مبنای نظریه موجی یا نظریه کوانتومی محاسبه کرد، و با توجه به اصل همخوانی، هنگامی که نتیجه کوانتومی به حد کلاسیک گسترش می‌یابد، این دو محاسبه باید باهم توافق داشته باشند. پس این وابستگی مشخصه $\sin^2\theta$ برای تابش دوقطبی باید در محاسبه کوانتومی نیز وجود داشته باشد. تابش ناشی از چند قطبیه‌های مراتب بالاتر، مانند تابش چارقطبی، توزیع زاویه‌ای متفاوتی دارد. در حقیقت، چنانکه خواهیم دید، اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای تابش روش مناسبی برای تعیین نوع چند قطبیه‌های موجود در تابش است.

۲. میدانهای دوقطبی الکتریکی و مغناطیسی دارای پاریته مخالف هستند. اثر تبدیل $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ را در نظر بگیرید. روشن است که میدان مغناطیسی دوقطبی الکتریکی تغییر علامت می‌دهد؛ بنا بر این داریم $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = -\mathbf{B}(-\mathbf{r})$. از طرف دیگر، برای دوقطبی مغناطیسی تغییر علامتی صورت نمی‌گیرد، بنا بر این داریم $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}(-\mathbf{r})$. بدین سان، دوقطبیهای الکتریکی و مغناطیسی که توزیع زاویه‌ای مشابهی دارند از نظر پاریته میدانهای تابش باهم متفاوتند. تابش دوقطبی الکتریکی دارای پاریته فرد است، در حالی که تابش دوقطبی مغناطیسی پاریته زوج دارد.

۳. متوسط توان تابیده (انرژی گسیل شده در واحد زمان) برای دوقطبیهای الکتریکی برابر است با

$$P = \frac{1}{12\pi\epsilon_0} \frac{\omega^4}{c^3} d^2 \quad (5.10)$$

برای دوقطبیهای مغناطیسی

$$P = \frac{1}{12\pi\epsilon_0} \frac{\omega^4}{c^5} \mu^2 \quad (6.10)$$

در اینجا d و μ دامنه‌های گشتاورهای دوقطبی وابسته به زمان هستند.

بدون ورود در جزئیات نظریه الکترومغناطیس، می‌توانیم این خصوصیات تابش دوقطبی را به تابش چند قطبی تعمیم دهیم. ابتدا شاخص L تابش را به گونه‌ای تعریف می‌کنیم که 2^L مرتبه چند قطبی باشد (برای دوقطبی $L=1$ ، برای چارقطبی $L=2$ و غیره). با تخصیص E برای خواص الکتریکی و M برای خواص مغناطیسی، می‌توانیم سه خصوصیت فوق را که برای تابش دوقطبی به دست آوردیم برای موارد چند قطبی نیز تعمیم دهیم.

۱. توزیع زاویه‌ای تابش 2^L قطبی، نسبت به یک جهت انتخابی مناسب، به صورت چند جمله‌ای $P_{2L}(\cos\theta)$ لژاندد است. متداولترین موارد عبارت‌اند از دوقطبی که برای آن

$$P_2 = (1/2)(3\cos^2\theta - 1), \text{ و چارقطبی که برای آن}$$

$$P_4 = \frac{1}{8}(35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3)$$

۲. پاریمته میدان تابش به صورت زیر است

$$\pi(ML) = (-1)^{L+1} \quad (۷.۱۰)$$

$$\pi(EL) = (-1)^L$$

توجه کنید که چندقطبیهای الکتریکی و مغناطیسی هم مرتبه، همواره دارای پاریمته مخالف هستند.

۳. توان تابیده، با نمایش $\sigma = E$ یا $\sigma = M$ به عنوان تابش الکتریکی یا مغناطیسی، عبارت است از

$$P(\sigma L) = \frac{2(L+1)c}{\epsilon_0 L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+2} [m(\sigma L)]^2 \quad (۸.۱۰)$$

که در آن $m(\sigma L)$ دامنه گشتاور چندقطبی الکتریکی یا مغناطیسی وابسته به زمان، و فاکتوریل دوگانه نشاندهنده $1 \times 3 \times \dots \times (2L-1)(2L+1)$ است. گشتاور چندقطبی تعمیم یافته $m(\sigma L)$ برای $L=1$ نسبت به گشتاور دوقطبی الکتریکی d و گشتاور دوقطبی مغناطیسی μ ، در حد عوامل عددی نسبتاً بی اهمیتی که از مرتبه واحدند، تفاوت دارد. از این پس، در بحث مربوط به تابش γ فقط با گشتاورهای تعمیم یافته سروکار خواهیم داشت.

۳.۱۰ محاسبه مکانیک کوانتومی

برای تبدیل نظریه کلاسیک به نظریه کوانتومی، فقط باید چشمه‌های میدان تابش یعنی گشتاورهای چندقطبی کلاسیک را کوانتومی کرد. در معادله (۸.۱۰)، به جای گشتاورهای چندقطبی باید عملگرهای چندقطبی مناسبی را قرار داد که هسته را از حالت ابتدایی ψ_i به حالت نهایی ψ_f ببرد. همان طور که در مورد تابش α و β بحث کردیم، احتمال واپاشی از جزء ماتریس مربوط به عملگر چندقطبی به دست می آید

$$m_{fi}(\sigma L) = \int \psi_f^* m(\sigma L) \psi_i dv \quad (۹.۱۰)$$

انتگرال گیری روی حجم هسته انجام می شود. در مورد شکل عملگر $m(\sigma L)$ بحث نخواهیم کرد، جز اینکه عملگر در آن حالت هسته را از ψ_i به ψ_f تغییر می دهد و به طور همزمان فوتونی متناسب با انرژی، پاریمته، و مرتبه چندقطبی خلق می کند.

اگر معادله (۸.۱۰) را انرژی تابیده در واحد زمان توسط فوتونهای در نظر بگیریم که هر یک دارای انرژی $\hbar\omega$ هستند، احتمال گسیل فوتون در واحد زمان (یعنی ثابت واپاشی) برابر است با

$$\lambda(\sigma L) = \frac{P(\sigma L)}{\hbar\omega} = \frac{2(L+1)}{\epsilon_0 \hbar L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} [m_{fi}(\sigma L)]^2 \quad (۱۰.۱۰)$$

این تعریف ثابت واپاشی را نمی‌توانیم بدون تعیین جزء ماتریس $m_{fi}(\sigma L)$ که مستلزم شناخت تابع موجهای حالت ابتدایی و نهایی است، بیشتر ببریم. می‌توانیم با فرض اینکه گذار به علت يك تك فوتون است که هسته را از يك حالت مدل پوسته‌ای به حالت دیگری می‌برد، محاسبات را ساده کنیم و در نتیجه برآوردی از احتمال گسیل γ به دست دهیم. در مورد گذارهای الکتریکی، عملگر چندقطبی شامل جمله‌ای به صورت $er^L Y_{LM}(\theta, \varphi)$ است که همان‌طور که انتظار می‌رود برای تابش $L=1$ (دوقطبی) به صورت ez و برای تابش $L=2$ (چارقطبی) مشابه محاسبه گشتاورهای چارقطبی ایستا در معادله (۳۶.۳) به صورت $e(z^2 - r^2)$ درمی‌آید. اگر قسمتهای شعاعی تابع موجهای هسته‌ای ψ_l و $\psi_{l'}$ را تا شعاع هسته R ثابت و برای $r > R$ صفر در نظر بگیریم، قسمت شعاعی احتمال گذار به صورت زیر است

$$\int_0^R r^\nu r^L dr / \int_0^R r^\nu dr = \frac{\nu}{L+\nu} R^L \quad (11.10)$$

که در آن از انتگرال مخرج برای بهنجارش استفاده می‌شود و عامل r^2 ناشی از جزء حجم است. با در نظر گرفتن این عامل در جزء ماتریس و جایگزین کردن انتگرالهای زاویه‌ای با واحد که برآوردی معقول است، احتمال گذار EL به صورت زیر به دست می‌آید

$$\lambda(EL) \cong \frac{\lambda \pi (L+2)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2L+1} \left(\frac{\nu}{L+3}\right)^2 c R^{2L} \quad (12.10)$$

با قراردادن $R = R_0 A^{1/3}$ برای چندقطبیهای مراتب پایین می‌توان برآوردهای زیر را به دست آورد

$$\begin{aligned} \lambda(E1) &= 1.0 \times 10^{14} A^{2/3} E^3 \\ \lambda(E2) &= 7.3 \times 10^7 A^{4/3} E^5 \\ \lambda(E3) &= 3.4 A^2 E^7 \\ \lambda(E4) &= 1.1 \times 10^{-5} A^{8/3} E^9 \end{aligned} \quad (13.10)$$

که در آنها λ بر حسب s^{-1} و E بر حسب MeV است. برای گذارهای مغناطیسی، انتگرال شامل جمله L^{-1} است، و با فرض مشابه در مورد ثابت بودن تابع موج هسته‌ای عامل $\nu/(L+2)$ حاصل می‌شود. عملکرد مغناطیسی نیز شامل عاملی است که به گشتاور مغناطیسی هسته‌ای پروتون بستگی دارد. نتیجه برای احتمال گذار ML به صورت زیر است

$$\lambda(ML) \cong \frac{\lambda\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\mu_p - \frac{1}{L+1}\right)^2 \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c}\right) \\ \times \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2L+1} \left(\frac{3}{L+2}\right)^2 cR^{2L-2} \quad (14.10)$$

که مجدداً از چندعامل تکانه زاویه‌ای مرتبه واحد چشمپوشی شده است. معمولاً به جای $[\mu_p - 1/(L+1)]^2$ عدد ۱۰۵ را می‌گذارند که برای چندقطبیه‌های مراتب پایین به برآوردهای زیر منتهی می‌شود^۱

$$\begin{aligned} \lambda(M1) &= 596 \times 10^{12} E^3 \\ \lambda(M2) &= 375 \times 10^7 A^{2/3} E^5 \\ \lambda(M3) &= 16 A^{4/3} E^7 \\ \lambda(M4) &= 475 \times 10^{-6} A^2 E^9 \end{aligned} \quad (15.10)$$

این برآوردهای آهنگ گذار به نام برآوردهای وایسکوف معروف اند و به معنی محاسبات نظری واقعی نیستند تا با آهنگهای گذار اندازه گیری شده مقایسه شوند. در عوض، به کمک این برآوردها می‌توان آهنگهای گذار را به طور نسبی باهم مقایسه کرد. برای مثال، اگر آهنگ واپاشی مشاهده شده برای يك گذار γ چند مرتبه بزرگی کوچکتر از برآورد وایسکوف باشد، می‌توان تصور کرد که مطابقت ضعیف تابع موجهای اولیه و نهایی باعث کند شدن گذار شده است. به طور مشابه اگر آهنگ گذار بسیار بیش از برآورد وایسکوف باشد، می‌توان تصور کرد که بیش از يك نوکلئون در این گذار شرکت داشته است.

بر مبنای برآوردهای وایسکوف، می‌توان بلافاصله دو نتیجه در مورد احتمالات گذار گرفت: (۱) چندقطبیه‌های مراتب پایین گذارهای برتر هستند - افزایش مرتبه چندقطبی به میزان يك واحد، احتمال گذار را با ضریب 10^{-5} کاهش می‌دهد. در آنها هم اثر مشابهی رخ می‌دهد، که در آنها متداولترین گذارها گذارهای دوقطبی است. (۲) برای يك مرتبه معین چند قطبی، احتمال تابش الکتريکی در هسته‌های متوسط و سنگین دوبرتبه بزرگی بیش از تابش مغناطیسی است. در بخش ۷.۱۰ توافق این پیش بینی را با مشاهدات بررسی خواهیم کرد.

۱. ضرایب عددی در معادله (۱۵.۱۰) اندکی با آنچه گاهی در مراجع دیگر یافت می‌شود، متفاوت است. این تفاوت به علت آن است که معمولاً به جای $3/(L+2)$ در معادله (۱۴.۱۰) مقدار $3/(L+3)$ را قرار می‌دهند تا شبیه معادله (۱۴.۱۰) به نظر آید. ما شکل معادله (۱۴.۱۰) را انتخاب کرده‌ایم تا با مقادیر ML حاصل از برآوردهای وایسکوف در مراجع هسته‌ای موافق باشد، معادلات (۱۵.۱۰) باید در $3/(L+3)$ ضرب شوند.

۴.۱۰ قواعد گزینش تکانه زاویه‌ای و پاریته

يك میدان الکترومغناطیسی کلاسیک که توسط جریان و بار نوسان کننده به وجود می آید، علاوه بر انرژی، تکانه زاویه‌ای نیز گسیل می کند. برای مثال اگر بارها و جریانها را توسط پوسته جذب کننده بزرگی به شکل کروی احاطه کنیم، پوسته می تواند در اثر جذب تابش به دوران درآید. آهنگ تابش تکانه با آهنگ تابش انرژی متناسب است.

با رفتن به حد کوانتومی، اگر هر فوتون تکانه زاویه‌ای معین داشته باشد، می توانیم تناسب را حفظ کنیم. عملگر چندقطبی مرتبه L شامل عامل $Y_{LM}(\theta, \phi)$ است که به تکانه L مربوط می شود. بنابراین، نتیجه می گیریم که چندقطبی مرتبه L به ازای هر فوتون تکانه‌ای معادل $L\hbar$ منتقل می کند.

گذار γ از حالت برانگیخته اولیه با تکانه زاویه‌ای I_i و پاریته π_i را به حالت نهایی I_f و پاریته π_f در نظر می گیریم. ابتدا فرض می کنیم که $I_i \neq I_f$ است. پاریته تکانه زاویه‌ای ایجاب می کند که تکانه زاویه‌ای کل ابتدایی برابر تکانه زاویه‌ای کل حالت نهایی باشد. به عبارت برداری داریم

$$\mathbf{I}_i = \mathbf{L} + \mathbf{I}_f$$

از آنجا که \mathbf{L} ، \mathbf{I}_i و \mathbf{I}_f باید مثلث برداری بسته‌ای به وجود آورند، مقادیر ممکن L محدودند. بزرگترین مقدار ممکن L برابر $I_i + I_f$ و کوچکترین مقدار ممکن آن برای $|I_i - I_f|$ است. برای مثال، اگر $I_i = 3/2$ و $I_f = 5/2$ باشد، مقادیر ممکن L برابر ۱، ۲، ۳، ۴ و هستند. در این مورد میدان تابش از مخلوط تابش دو قطبی، چارقطبی، هشت قطبی ($L=3$) و شانزده قطبی ($L=4$) تشکیل شده است.

نوع الکتریکی یا مغناطیسی بودن تابش گسیل شده با پاریته نسبی ترازهای اولیه و نهایی تعیین می شود. اگر تغییر پاریته صورت نگیرد ($\Delta\pi = 0$)، میدان تابش باید دارای پاریته زوج باشد؛ اگر پاریته ضمن گذار تغییر کند ($\Delta\pi = \pm 1$)، میدان تابش باید پاریته فرد داشته باشد. طبق معادله (۷.۱۰)، چندقطبیهای الکتریکی و مغناطیسی باید دارای پاریته مختلف باشند. گذارهای الکتریکی در صورتی پاریته زوج دارند که زوج $L = 2, 4, 6, \dots$ باشد، در حالی که پاریته گذارهای مغناطیسی در صورت فرد $L = 1, 3, 5, \dots$ زوج می شود. بنابراین، يك گذار «نه $\Delta\pi = 0$ » از چند قطبیهای الکتریکی زوج و چند قطبیهای مغناطیسی فرد تشکیل شده است. از طرف دیگر يك گذار «آری $\Delta\pi = \pm 1$ »، از چند قطبیهای الکتریکی فرد و مغناطیسی زوج تشکیل شده است. در مثال قبلی ($I_i = 3/2$ به $I_f = 5/2$)، اگر فرض کنیم که $\pi_i = \pi_f$ باشد، آنگاه «نه $\Delta\pi = 0$ » است. قبلا نتیجه گرفتیم که $L = 1, 2, 3, 4$ است. تابش $L = 1$ نباید دارای خصوصیت مغناطیسی (برای چندقطبی الکتریکی زوج و مغناطیسی فرد داریم «نه $\Delta\pi = 0$ ») و تابش $L = 2$ دارای خصوصیت الکتریکی باشد و غیره. بنابراین میدان تابش باید به صورت تابش M_1, E_2, M_3 و E_4 باشد. اگر دو حالت دارای خصوصیت $\pi_i = -\pi_f$ باشند (آری $\Delta\pi = \pm 1$)، میدان تابش به صورت M_2, E_1, M_3 و M_4 درمی آید.

بنابراین، قواعدگزینش تکانه زاویه‌ای و پاریمته به صورت زیر است:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad (L = 0 \text{ بدون})$$

$$\Delta\pi = \text{نه} : \text{مغناطیسی فرد، الکتریکی زوج} \quad (16.10)$$

$$\Delta\pi = \text{آری} : \text{الکتریکی فرد، مغناطیسی زوج}$$

استثنای قاعده گزینش تکانه زاویه‌ای هنگامی به وجود می‌آید که $I_i = I_f$ باشد، زیرا در این مورد هیچ‌گذاذ تک قطبی ($L = 0$) وجود ندارد که در آن يك تك فوتون گسیل شود. از نظر کلاسیک، گشتاور تک قطبی همان بار الکتریکی است که طی زمان تغییر نمی‌کند. (يك توزیع بار کروی به شعاع R فقط میدان کولنی خالص $1/r^2$ را برای $r > R$ به دست می‌دهد. حتی اگر این کره نوسانهای شعاعی داشته باشد، میدان کولنی در ناحیه $r > R$ تغییر نمی‌کند و تابشی به وجود نمی‌آید.) برای گذارهایی که در آنها $I_i = I_f$ است، پایینترین مرتبه چندقطبی ممکن برای پرتو γ دوقطبی ($L = 1$) است.

موردی که در آن I_i یا I_f صفر باشد بسیار ساده است، زیرا در این صورت فقط يك گذار چندقطبی خالص گسیل می‌شود. برای مثال، اولین حالت برانگیخته $2^+(I_i = 2)$ زوج ($\pi_i = \pi$) در هسته‌های Z زوج، N زوج با گسیل يك چارقطبی الکتریکی خالص ($E2$) به حالت پایه واپاشیده می‌شود. قواعدگزینش فوق، بلافاصله تابش الکتریکی و $L = 2$ را با «نه $\Delta\pi$ » به دست می‌دهند.

برای $I_i = I_f = 0$ ، قواعدگزینش فقط $L = 0$ را به دست می‌دهند که قبلا دیدیم برای گذارهای تابشی مجاز نیست. تعداد کمی هسته‌های زوج-زوج با اولین حالت برانگیخته 0^+ وجود دارند که واپاشی آنها به حالت پایه 0^+ با گسیل گاما ممنوع است. در عوض، این حالت با تبدیل داخلی واپاشیده می‌شوند که در بخش ۶.۱۵ آن را مورد بررسی قرار می‌دهیم. در این فرایند، گسیل انرژی برانگیختگی با بیرون انداختن يك الکترون مداری میسر می‌شود، و تابع موج این الکترون با نفوذ در حجم هسته نمونه‌ای از توزیع تک قطبی را در $r < R$ که در آن پتانسیل به نوسان ددی آید به نمایش می‌گذارد.

معمولاً اسپینهای I_f و I_i دارای مقادیری هستند که بنا بر قواعدگزینش، گسیل چند چندقطبی مجاز است. برآوردهای تک ذره‌ای (وایسکوف)، پیش بینی کلی محتملترین نوع چندقطبی گسیل شده را ممکن می‌سازد. مثال قبلی در مورد يك گذار $I_i = (3/2)^+$ به $I_f = (5/2)^+$ ($M1$ ، $E2$ ، $M3$ ، و $E4$) را در نظر می‌گیریم. اگر يك هسته میان وزن $A = 125$ در نتیجه $25 = A^{1/3}$ با انرژی گذار $E = 1 \text{ MeV}$ را در نظر بگیریم، با استفاده از معادلات (13.10) و (15.10) نسبت احتمالات گسیل به صورت زیر برآورد می‌شود

$$\lambda(M1) : \lambda(E2) : \lambda(M3) : \lambda(E4) = 1 : 1.4 \times 10^{-2} : 2.1 \times 10^{-10} : 1.3 \times 10^{-12}$$

ملاحظه می‌شود که چندقطبیهای مراتب پایین ($E2$ و $M1$) از مراتب بالا بسیار محتملترند. در عمل می‌توانیم این گذارها را به صورت ترکیب تابش $M1$ و احتمالاً مخلوط اندکی از $E2$ در نظر بگیریم. اگر گذار «آری $\Delta\pi$ » باشد، چندقطبیهای $E1$ ، $M2$ ، $E3$ ، و $M4$

با نسبت‌های زیر حاصل می‌شوند

$$\lambda(E_1): \lambda(M_2): \lambda(E_3): \lambda(M_4) = 1: 2.3 \times 10^{-2}: 2.1 \times 10^{-10}: 2.1 \times 10^{-17}$$

در اینجا انتظار می‌رود که فقط E_1 در گذار سهیم باشد.

بر مبنای برآوردهای تک‌ذره‌ای، به انتظاراتی نسبتاً کلی می‌رسیم:

۱. پایبندترین چندقطبی مجاز معمولاً غالب است.
۲. برای هسته‌های متوسط و سنگین، گسیل چندقطبی الکترونیکی با ضریب 10^2 محتمل‌تر از گسیل چندقطبی مغناطیسی از همان مرتبه است. (البته، قواعد گزینش رقابت بین EL و ML را در یک میدان تابش ممنوع می‌سازد.)
۳. احتمال گسیل چندقطبی $L+1$ با ضریبی از مرتبه 10^{-5} کمتر از چند قطبی L است.
۴. از ترکیب نتایج ۲ و ۳ داریم (که در آن $L' = L+1$ است)

$$\frac{\lambda(EL')}{\lambda(ML)} = \frac{\lambda(EL')}{\lambda(EL)} \cdot \frac{\lambda(EL)}{\lambda(ML)} \approx 10^{-5} \times 10^2 \approx 10^{-3}$$

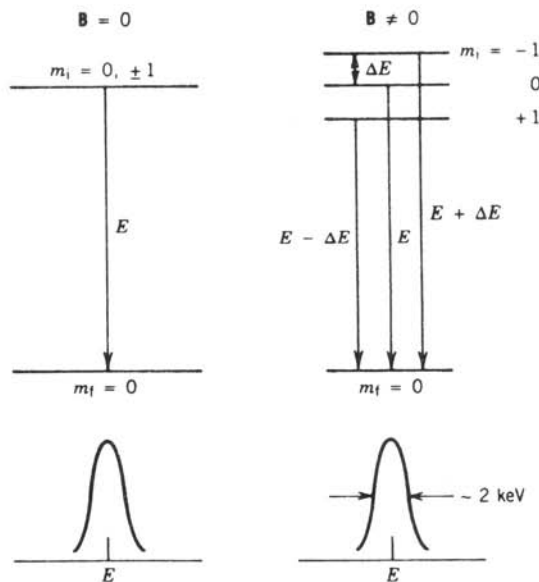
$$\frac{\lambda(ML')}{\lambda(EL)} = \frac{\lambda(ML')}{\lambda(ML)} \cdot \frac{\lambda(ML)}{\lambda(EL)} \approx 10^{-5} \times 10^{-2} \approx 10^{-7}$$

ملاحظه می‌شود که چرا رقابت بین M_2 و E_1 بسیار ضعیف‌تر از رقابت بین E_2 و M_1 است. باید به خاطر داشته باشیم که این برآوردها فقط بر مبنای تفسیر بیهای خام است. خصوصیات حالات هسته‌ای ویژه می‌تواند این برآوردها را تا چند مرتبه بزرگی تغییر دهد. برای مثال، اغلب به مواردی برمی‌خوریم که در آنها $\lambda(E_2) > \lambda(M_1)$ است، و بعضی از آنها را به‌خصوص در گذارهای بین حالات جمعی ارتعاشی یا دورانی می‌توان دید.

۵.۱۰ اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای و قطبیدگی

در این بخش روشهای تجربی را بررسی خواهیم کرد که به کمک آنها می‌توانیم چندقطبیهای را از یکدیگر تمیز دهیم. اندازه‌گیری انرژی پرتو گامایی که در یک گذار گسیل شده است، اطلاعاتی در مورد چند قطبی بودن آن نمی‌دهد. حتی اگر I_γ و I_β را بدانیم، فقط می‌توانیم گستره مقادیر ممکن L را تعیین کنیم و تعیین مقدار هر یک از آنها امکان‌پذیر نیست. (درحقیقت، اغلب عکس آن مورد استفاده است یعنی با دانستن I_β می‌توانیم گستره I_γ را با اندازه‌گیری L تعیین کنیم). حتی اندازه‌گیری طول‌عمر هم به‌خاطر فرضهای بسیاری که برای به‌دست آوردن برآوردهای وایسکوف در نظر گرفته شده است، فایده چندانی ندارد. برای تعیین مرتبه چندقطبی در تابش γ باید توزیع زاویه‌ای تابش را اندازه‌گیری کرد، و برای تشخیص نوع الکترونیکی یا مغناطیسی تابش باید به اندازه‌گیریهای اضافی نظیر اندازه‌گیری قطبیدگی تابش دست یازید.

برای روشن‌شدن موضوع، يك گذار دوقطبی از $I_i = 0$ به $I_f = 0$ را در نظر می‌گیریم. حالت ابتدایی شامل سه زیرتراز با مشخصات $m_i = +1, 0, -1$ است؛ حالت نهایی فقط يك زیرتراز به صورت $m_f = 0$ دارد. توزیع زاویه‌ای معمولاً به مقادیر m_i و m_f بستگی دارد. برای مثال، در مورد گذار $m_i = 0$ به $m_f = 0$ ، احتمال گسیل گاما به صورت $\sin^2\theta$ تغییر می‌کند (که زاویه θ نسبت به محور z تعریف شده است که از آن برای اندازه‌گیری مؤلفه‌های I_i استفاده می‌کنیم). درحقیقت، این همان مانسته کوانتومی تابش يك دوقطبی کلاسیک است که در بخش ۲.۱۰ بررسی شد. گذارهای از $m_i = \pm 1$ به $m_f = 0$ دارای توزیع‌هایی زاویه‌ای هستند که به صورت $(1 + \cos^2\theta) / 2$ تغییر می‌کنند. اگر بتوانیم یکی از سه حالت اولیه m را انتخاب و توزیع زاویه‌ای آن مؤلفه از گذار را اندازه‌گیری کنیم، به توزیع زاویه‌ای مشخصه دست خواهیم یافت. ساده‌ترین طرح برای انجام این کار قرار دادن هسته‌ها در يك میدان مغناطیسی بسیار قوی است، به طوری که برهم‌کنش گشتاور مغناطیسی μ مربوط به تراز I_i سبب شکافتگی آن تراز بر حسب سمتگیری نسبی I_i و میدان B خواهد شد. (این پدیده درست‌مشابه پدیده‌زیمان در آهنماست.) شکل ۲.۱۰



شکل ۲.۱۰ اثر هسته‌ای زیمان. در میدان مغناطیسی B ، تعداد $2I_i + 1$ زیر تراز حالت I_i به حالات با فواصل مساوی و اختلاف انرژی $\Delta E = \mu B / I_i$ شکافته می‌شوند، برای مورد نشان‌داده شده داریم $I_i = 1$ ، $2I_i + 1 = 3$ و $I_f = 0$ ، $\Delta E = \mu B$ ، این سه گذار در قواعد گزینش $\Delta m = 0, \pm 1$ صدق می‌کنند. خطوط گامای مشاهده شده در زیر هر نمودار نشان‌داده شده است؛ به علت بزرگتر بودن تفکیک انرژی از شکافتگی ΔE ، نمی‌توانیم مؤلفه‌های مختلف را تفکیک کنیم.

نموداری از این وضعیت را نشان می‌دهد. قبل از برقراری میدان، یک گذار با انرژی E وجود دارد. حضور میدان، باعث شکافتگی ترازها و تولید سه گذار با انرژیهای $E + \Delta E$ ، E و $E - \Delta E$ خواهد شد که در آن $\Delta E = \mu B$ است. اگر برای مثال بتوانیم فقط مؤلفه $E + \Delta E$ با انرژی $E + \Delta E$ را انتخاب کنیم، توزیع $(1 + \cos^2 \theta)(1/2)$ نسبت به جهت میدان را ملاحظه خواهیم کرد. می‌توان مقدار ΔE را برای یک گشتاور مغناطیسی معادل ۱ مگنتون هسته‌ای در میدان قوی ۱۰ T برابر $\Delta E \approx 10^{-6} \text{ eV}$ برآورد کرد. این مقدار کوچک ΔE بسیار کمتر از تفاوت انرژی قابل تفکیک توسط آشکارسازهای پرتو γ است که نوعاً نمی‌توانند گذارهای با فاصله حدود ۲ keV از یکدیگر را تفکیک کنند. بنابراین، در عمل مخلوطی از مقادیر ممکن $m_i \rightarrow m_f$ ($0 \rightarrow 0$ ، $0 \rightarrow 0$ ، $0 \rightarrow 1$) را مشاهده می‌کنیم. اگر $W(\theta)$ توزیع زاویه‌ای مشاهده شده باشد، داریم

$$W(\theta) = \sum_{m_i} p(m_i) W_{m_i \rightarrow m_f}(\theta)$$

که در آن $p(m_i)$ تراکم حالت اولیه، یعنی کسر هسته‌هایی است که هر زیرتراز را اشغال کرده‌اند.

در شرایط عادی تمام تراکمها با هم برابرند $p(+1) = p(0) = p(-1)$ ، به طوری

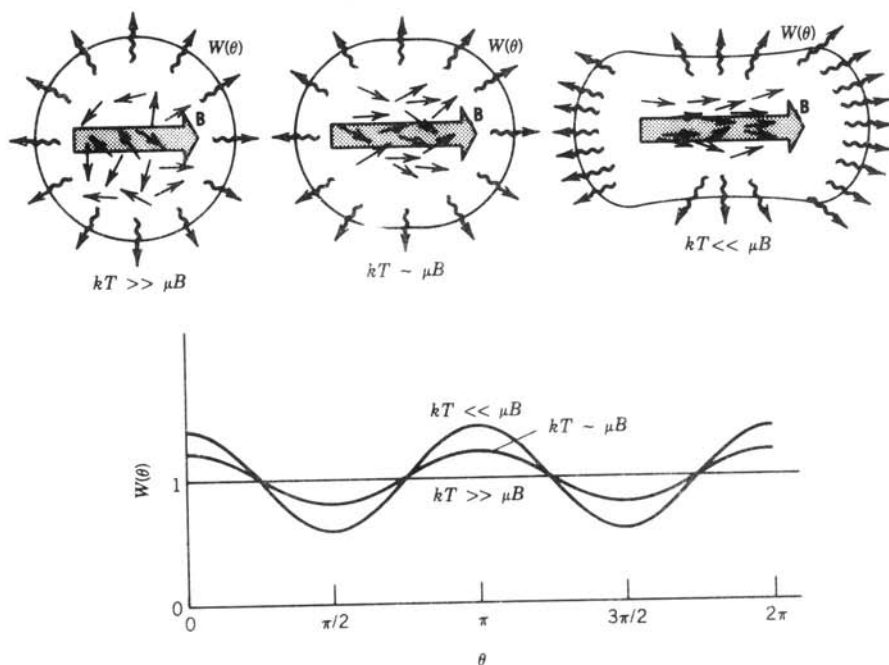
که داریم

$$W(\theta) \propto \frac{1}{3} \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] + \frac{1}{3} (\sin^2 \theta) + \frac{1}{3} \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] = \text{const.}$$

یعنی توزیع زاویه‌ای ناپدید می‌شود و شدت مستقل از جهت است.

دو روش برای ایجاد تراکم نامساوی $p(m_i)$ که به مقادیر غیر ثابت $W(\theta)$ منجر می‌شود، می‌تواند مورد استفاده قرار گیرد. در روش نخست، هسته‌ها در یک میدان مغناطیسی قوی که شرح آن رفت، قرار می‌گیرند ولی در همان حال آنها را تا دماهای بسیار کم، در حدی که تراکمها در اثر توزیع بولتزمن $p(m_i) \propto e^{-m_i (\Delta E/kT)}$ نابرابر شوند، سرد می‌کنیم. برای داشتن تراکمهای نابرابر، باید نما مخالف یک باشد که این امر به معنی هم مرتبه بودن ΔE و kT است. (در دماهای بالا، مانند دمای اتاق، $kT \approx 1/40 \text{ eV}$ است و با توجه به برآورد قبلی $\Delta E = 10^{-6} \text{ eV}$ داریم $\Delta E \ll kT$). برای اینکه $\Delta E \sim kT$ شود، باید هسته‌ها تا 10^{-5} K سرد شوند. این عمل با استفاده از سردکنهای مداوم به نام سردکنهای مایعی هلیوم صورت می‌گیرد، و این روش که سمپتگیری هسته‌ای دمای پایین خوانده می‌شود، روشی نیرومند برای تعیین خصوصیت چندقطبی پرتو γ و استنباط اسپین هسته‌ای است. شکل ۳.۱۰ توزیعهای زاویه‌ای مشخصه تابش دوقطبی را نشان می‌دهد. توجه کنید که با استفاده از این روش هنوز نمی‌توانیم یک مؤلفه گذار را از دیگری تمیز دهیم؛ فقط شرایطی ایجاد کرده‌ایم که در آن مؤلفه‌های مختلف سهمهای نامساوی در مخلوط دارند.

روش دوم شامل ایجاد مخلوط نامساوی از تراکمهای $p(m_i)$ با استفاده از مشاهده تابش قبلی است. برای سهولت، فرض می‌کنیم که تراز I_i با گذارهایی از حالت اسپینی $I_o = 0$ متراکم شده است، در این صورت همان‌طور که در شکل ۴.۱۰ نشان داده‌ایم، با

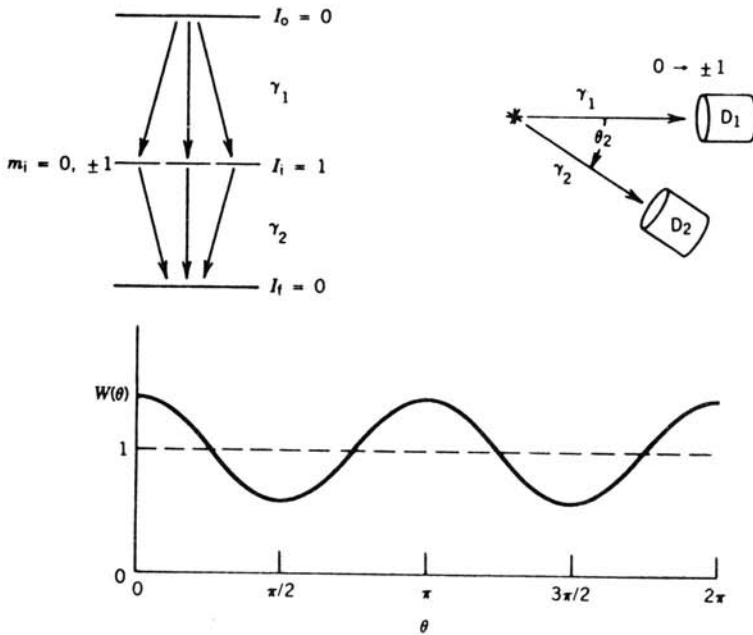


شکل ۳.۱۰ توزیع‌های زاویه‌ای هسته‌ها با اسپینهای سمت‌گیری شده در دماهای کم. در تصویر بالایی سمت‌چپ، توزیع انتظاری تابش در دمای بالا داده شده است، میدان مغناطیسی به علت حرکت گرمایی تأثیری در سمت‌گیری اسپینهای هسته‌ای ندارد. در دماهای متوسط (تصویر میانی در بالا)، اسپینها شروع به هم‌خط‌شدن با میدان می‌کنند و توزیع تابش غیر یکنواخت می‌شود. در دمای بسیار پایین، اسپینها به‌طور کامل با میدان هم‌خط می‌شوند. اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای تابش دوقطبی، نتایجی به‌صورت شکل پایین به‌دست می‌دهد.

توالی $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ که متشکل از دو تابش γ_1 و γ_2 است سروکار داریم. اولین تابش را در جهت معینی مشاهده می‌کنیم که آن را محور z در نظر می‌گیریم. تابش دوم در جهتی ملاحظه می‌شود که با این محور زاویه θ_1 می‌سازد. اولین تابش نسبت به محور z دارای توزیع زاویه‌ای فوق‌الذکر است؛ توزیع زاویه‌ای برای $m_0 = 0$ تا $m_i = 0$ با $\sin^2 \theta_1$ ، و برای $m_0 = 0$ تا $m_i = \pm 1$ با $(1 + \cos^2 \theta_1) / 2$ متناسب است. از آنجاکه محور z را در امتداد γ_1 تعریف کرده‌ایم، داریم $\theta_1 = 0$ و در نتیجه گذار $0 \rightarrow 0$ نمی‌تواند در آن جهت گسیل شود. یعنی، هسته‌هایی که در آنها γ_2 پس از γ_1 مشاهده می‌شود برای $m_i = 0$ باید دارای تراکم $p(m_i) = 0$ باشند. بنابراین توزیع زاویه‌ای γ_2 نسبت به γ_1 برابر است با

$$W(\theta) \propto \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] + 0 (\sin^2 \theta) + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right]$$

$$\propto 1 + \cos^2 \theta$$



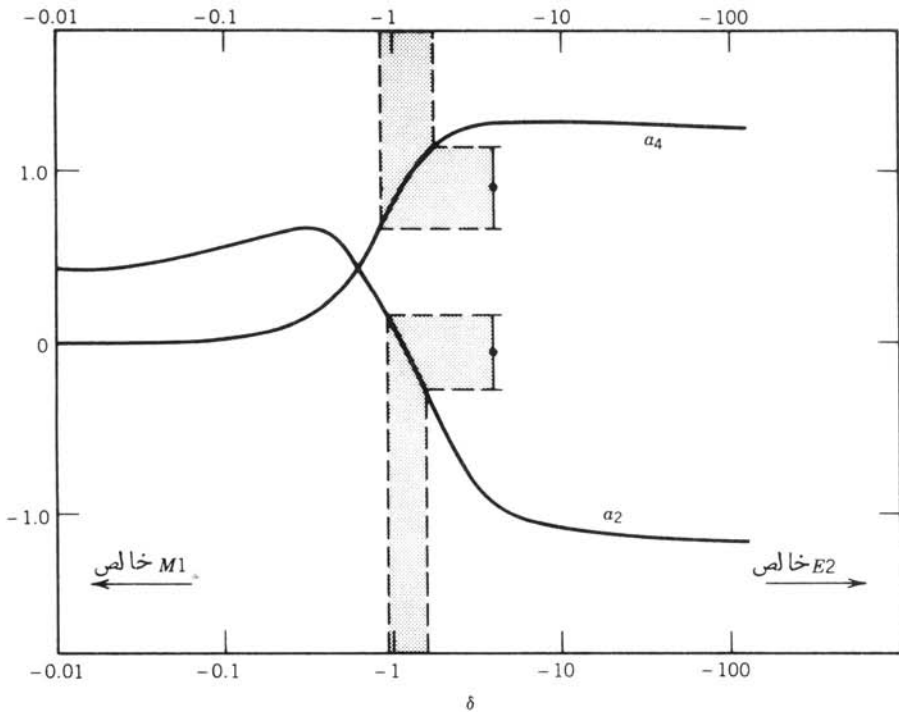
شکل ۴۰۱۰ اندازه‌گیری همبستگی زاویه‌ای. در یک تسوالی دو تابشی که در اینجا به صورت $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ فرض می‌شود، توزیع زاویه‌ای γ_2 نسبت به جهت γ_1 اندازه‌گیری می‌شود. یک نتیجه کلی حاصل از دو گذار دوقطبی در شکل پایین نشان داده شده است.

این نوع آزمایش را همبستگی زاویه‌ای می‌نامند. در این مورد هم، مؤلفه‌های منفرد γ_2 را مشاهده نمی‌کنیم، بلکه یک توزیع تراکم m حالتی از حالت I_i را ایجاد می‌کنیم. این نمونه‌های اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای را به عنوان ساده‌ترین مورد تابش دوقطبی در نظر گرفتیم. به‌طور کلی، توزیع زاویه‌ای یا همبستگی تابش چندقطبی به‌صورت چند جمله‌ای توانهای زوج $\cos \theta$ است

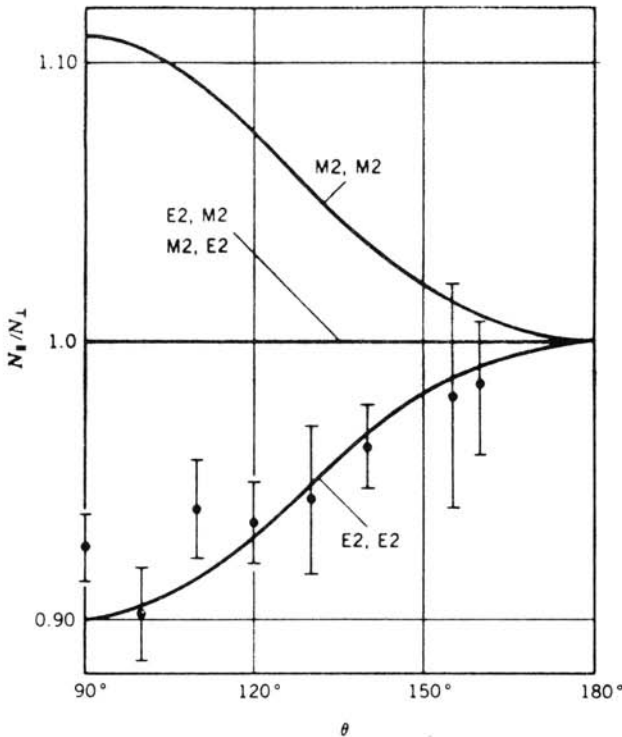
$$W(\theta) = 1 + \sum_{k=1}^L a_{\gamma k} \cos^{2k} \theta \quad (17.10)$$

که در آن ضرایب $a_{\gamma k}$ به I_f ، L ، و نیز به اینکه آزمایش توزیع زاویه‌ای دمای پایین یا آزمایش همبستگی را انجام دهیم، بستگی دارد. برای مثال، برای همبستگی زاویه‌ای $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 2^+ + \gamma_2$ که در آن γ_1 تابش E_{γ} هستند γ_2 طبق قواعد گزینش (معادله ۱۶.۱۰) E_2 خالص است؛ γ_1 مخلوط ناچیزی از $M3$ و چند قطبیه‌های بالاتر دارد، داریم $a_4 = 1/24$ و $a_2 = 1/8$ ، در حالی که برای $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+ + \gamma_2$ همبستگی زاویه‌ای به‌صورت 3^- و $a_4 = 4$ و $a_2 = -3$ است. با رجوع به هدف اصلی این بحث، همبستگی زاویه‌ای $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 2^+ + \gamma_2$ را که در آن γ_1 مخلوط $M1$ و $E2$ (بسیار چشمپوشی از

چندقطبیه‌های بالاتر) است، در نظر می‌گیریم. ضرایب a_4 و a_2 به مقادیر نسبی تابش M_1 و E_2 وابسته‌اند؛ شکل ۵.۱۰ تغییرات a_4 و a_2 را بر حسب پارامتر δ نشان می‌دهد، که در آن δ اساساً برابر $m_{fi}(E_2)/m_{fi}(M_1)$ و $m_{fi}(\sigma L)$ جزء ماتریس گذار با تعریف معادله (۹.۱۰) است. کسر گذار E_2 برابر $\delta^2/(1+\delta^2)$ و کسر تابش M_1 برابر $1/(1+\delta^2)$ است. به عنوان مثال، توالی $5^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 2^+$ را با انرژی $658-818$ keV در ^{110}Cd با مقادیر اندازه‌گیری شده $a_4 = 0.89 \pm 0.24$ و $a_2 = -0.06 \pm 0.22$ در نظر می‌گیریم. چنانکه در شکل ۵.۱۰ نشان داده شده است، نسبت استنتاج‌شده جزء ماتریسهای چندقطبی برابر $0.2 \pm 1.2 = \delta$ می‌شود و این بدان معنی است که تابش 818 keV مخلوطی از ۵۹ درصد E_2 و ۴۱ درصد M_1 است. این اطلاع دقیق از خصوصیت چندقطبی، در ارزشیابی مدل‌های هسته‌ای و استنتاج نیمه‌عمرهای جزئی که در بخش ۷.۱۰ بحث شد، حائز اهمیت است. بنابراین، اندازه‌گیری‌های توزیع زاویه‌ای و همبستگی نقش فوق‌العاده مهمی در طیف‌نمایی هسته‌ای دارند.



شکل ۵.۱۰ تحلیل اطلاعات همبستگی زاویه‌ای برای نسبت جزء ماتریسهای E_2 به M_1 در يك گذار. پاره‌خطهای عمودی خطا گستره‌های تعیین تجربی a_4 و a_2 را نشان می‌دهند، و هر يك از آنها مقدار δ خاص خود را دارد. منحنیهای a_4 و a_2 با استفاده از نظریه و برای توالی $5^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 2^+$ در ^{110}Cd به دست آمده‌اند.



شکل ۶۰۱۰ تعیین همبستگی زاویه‌ای که در آن قطبش خطی تابش، اندازه‌گیری می‌شود. زاویه θ مانند شکل‌های ۴۰۱۰ و ۴۳۰۷، زاویه بین دو تابش است. اطلاعات نشان داده شده به‌دو گذار در واپاشی ^{232}Th مربوط می‌شوند. منحنیهای نظری برای ترکیبهای مختلف تابشهای $E2$ و $M2$ رسم شده‌اند. نتایج نشان می‌دهند که هر دو گذار باید از نوع $E2$ باشند که با نمودار تراز اخیراً شناخته شده $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+$ سازگار هستند.

تعیین ماهیت الکتریکی یا مغناطیسی تابش مستلزم اندازه‌گیریهای اضافی است زیرا در توزیع زاویه‌ای، مقادیر a_p و a_q برای تابشهای E و M یکسان است. چنانکه در شکل ۱۰۱۰ دیده می‌شود، بردار میدان تابش \mathbf{E} برای تابش الکتریکی موازی با محور دو قطبی و برای تابش مغناطیسی بر آن عمود است. همین خصوصیت به توصیف کوانتومی کامل منتقل می‌شود، و ما می‌توانیم با تعیین ارتباط جهت‌ی بین محور هسته گسیلنده که در همان جهت تابش گسیل شده است و میدان \mathbf{E} تابش، تابشهای E و M را از یکدیگر تمیز دهیم. صفحه حاصل از جهت انتشار تابش \mathbf{r} و میدان \mathbf{E} را صفحه قطبش می‌نامند. (با معلوم بودن \mathbf{r} و \mathbf{E} می‌توانیم \mathbf{B} را به دست آوریم، زیرا تابش در جهت $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ منتشر می‌شود. انتخاب \mathbf{r} و \mathbf{E} برای تعریف قطبش یک قرارداد است و دارای اهمیت ذاتی نیست.) مانند مورد قبل، باید از یک توزیع نابرابر حالات m شروع کنیم. (در مورد کلاسیک، این مطلب با شناخت

جهت محور دو قطبی معادل می‌شود. زیرا یک جهت معین E ممکن است متناظر با یک دو قطبی الکتریکی در جهت z یا یک دو قطبی مغناطیسی در جهت y باشد. این نوع اندازه گیری، توزیع قطبش خطی نامیده می‌شود، و معمولاً با استفاده از وابستگی به قطبش پسرراکندگی کامپتون (بخش ۹.۷ و شکل ۴۳.۷) انجام می‌شود. شکل ۶.۱۰ مثالی از همبستگی زاویه‌ای است که در آن قطبش خطی γ مشاهده شده است. مانند مورد قبل، مشاهده تابش پیشین γ در عمل توزیع نابرابر m حالتی را به وجود می‌آورد، و ماقطبش خطی γ را با اندازه گیری شدت فوتونهای پراکنده کامپتون بر حسب ϕ به دست می‌آوریم.

۶.۱۰ تبدیل داخلی

تبدیل داخلی یک فرایند الکترومغناطیسی است که با گسیل γ رقابت می‌کند. در این مورد، میدانهای چندقطبی الکترومغناطیسی هسته سبب گسیل فوتون نمی‌شوند؛ بلکه برهم کنش میدانها با الکترونهای اتمی باعث گسیل یکی از الکترونهای اتم می‌شود. برخلاف واپاشی بتا، الکترون در فرایند واپاشی خلق نمی‌شود، بلکه الکترونی است که از قبل در یکی از مدارهای اتم وجود داشته است. به این دلیل، آهنگ واپاشی تبدیل داخلی با تغییر محیط شیمیایی و در نتیجه تغییر مدارهای اتمی می‌تواند اندکی تغییر کند. اما باید به خاطر داشته باشید که این فرایند دو مرحله‌ای نیست که در آن ابتدا فوتون توسط هسته گسیل شود و سپس الکترون اتمی را با فرایندی مشابه پدیده فوتوالکتریک بیرون براند؛ احتمال چنین فرایندی بسیار ناچیز است.

بخشی از انرژی گذار ΔE در این مورد به صورت انرژی جنبشی الکترون گسیل شده T_e ظاهر می‌شود، و بخشی هم با توجه به لزوم خنثی سازی انرژی بستگی B ، برای بیرون راندن الکترون از پوسته اتمی مصرف می‌شود

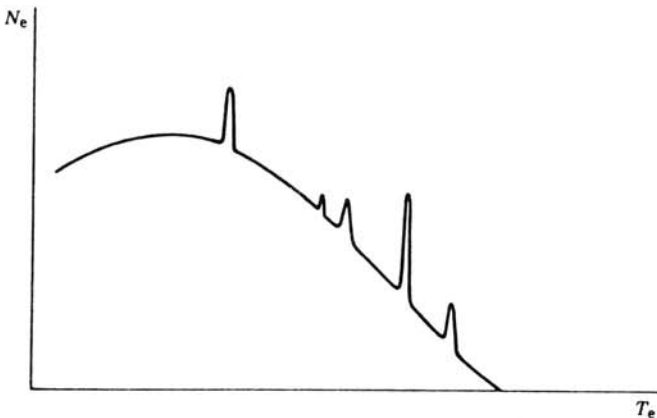
$$T_e = \Delta E - B \quad (18.10)$$

همانطور که در بحث انرژی بستگی هسته‌ای عمل کردیم، B را مثبت در نظر می‌گیریم. بدیهی است که انرژی یک حالت مقید منفی است، و ما در اینجا انرژی بستگی را به صورت انرژی لازم برای انتقال از حالت مورد بحث به انرژی صفر در نظر می‌گیریم. به علت اینکه انرژی بستگی الکترون از مسداری به مسداری دیگر فرقی می‌کند، حتی برای یک گذار معین ΔE هم الکترونهای تبدیل داخلی دارای انرژیهای متفاوتی خواهند بود. بدین سان، طیف الکترون چشمه‌ای که یک گامای منفرد گسیل می‌کند از مؤلفه‌های مختلف تشکیل شده است؛ و این مؤلفه‌ها برخلاف الکترونهایی که در واپاشی بتا گسیل می‌شوند انرژیهای گسسته‌ای دارند. بیشتر چشمه‌های رادیواکتیو، هم الکترونهای واپاشی بتا و هم الکترونهای تبدیل داخلی گسیل می‌کنند، و جدا کردن قله‌های ناپوسته الکترونهای تبدیل داخلی که روی

طیف پیوسته β قرار دارند نسبتاً کار آسانی است (شکل ۷.۱۰).
طبق معادله (۱۸.۱۰)، فرایند تبدیل داخلی انرژی آستانه‌ای برابر انرژی بستگی در يك مدار خاص دارد؛ در نتیجه الکترونهاى تبدیل با توجه به پوسته الکترونیى که از آن سرچشمه گرفته‌اند با L, K, M مشخص می‌شوند که متناظر با اعداد کوانتومی اصلی $n = 1, 2, 3, \dots$ هستند. علاوه، اگر توان تفکیک بسیار زیاد باشد، حتی زیر ساختار متناظر با تک تک الکترونهاى هر پوسته را ملاحظه خواهیم کرد. برای مثال پوسته $L (n = 2)$ دارای اوربیتالهای اتمی $2s_{1/2}, 2p_{1/2}, 2p_{3/2}$ است؛ الکترونهاى ناشی از این پوسته‌ها به ترتیب الکترونهاى تبدیل L_I, L_{II}, L_{III} نامیده می‌شوند.

پس از فرایند تبدیل، جای الکترون گسیل شده در یکی از پوسته‌های اتم خالی می‌ماند که آن را تهیجا می‌گویند. این تهیجا به سرعت توسط الکترونهاى پوسته‌های بالاتر پر می‌شود، و در نتیجه گسیل پر تو X مشخصه را نیز همراه الکترونهاى تبدیل داخلی مشاهده می‌کنیم. به همین دلیل، در مطالعه گسیل γ از يك چشمه رادیواکتیو، در نزدیکی انتهای کم انرژی طیف معمولاً پر توهای X نیز مشاهده می‌شوند.

برای نشان دادن چگونگی محاسبه انرژی الکترون، واپاشی بتازای ^{203}Hg به ^{203}Tl را در نظر می‌گیریم که به دنبال آن يك پر تو γ با انرژی 279.190 keV گسیل می‌شود. برای محاسبه انرژی الکترونهاى تبدیل، باید انرژی بستگی الکترونهاى دختر هسته Tl را در نظر بگیریم زیرا گسیل الکترون از این اتم صورت می‌گیرد. (فرض می‌کنیم که پوسته‌های اتمی در فاصله بین گسیل γ و گسیل بعدی گاما یا الکترون تبدیلی وقت کافی دارند تا به حالت عادی برسند؛ البته این مطلب الزاماً صحیح نیست و به محیط شیمیایی و طول عمر حالت برانگیخته بستگی دارد.) فهرست انرژی بستگی الکترونها در جدول ایزوتوپها در پیوست ج درج شده است. برای Tl با استفاده از این جدول مقادیر زیر به دست می‌آید



شکل ۷.۱۰ نمونه‌ای از طیف الکترون که ممکن است از يك چشمه رادیواکتیو گسیل شود. چند قلّه ناپیوسته تبدیل داخلی روی زمینه پیوسته واپاشی بتازا قرار دارند.

$$B(K) = 857529 \text{ keV}$$

$$B(L_I) = 157347 \text{ keV}$$

$$B(L_{II}) = 147698 \text{ keV}$$

$$B(L_{III}) = 127657 \text{ keV}$$

$$B(M_I) = 37704 \text{ keV}$$

وهمین طور برای پوسته‌های M، N، و O نیز مقادیر انرژی بستگی الکترونها قابل استخراج است. بنابراین انتظار داریم که الکترونها با انرژیهای زیر گسیل شوند

$$T_e(K) = 279190 - 857529 = 1937661 \text{ keV}$$

$$T_e(L_I) = 279190 - 157347 = 2637843 \text{ keV}$$

$$T_e(L_{II}) = 279190 - 147698 = 2647992 \text{ keV}$$

$$T_e(L_{III}) = 279190 - 127657 = 2667533 \text{ keV}$$

$$T_e(M_I) = 279190 - 37704 = 2757486 \text{ keV}$$

شکل ۸.۱۰ طیف الکترون ^{202}Hg را نشان می‌دهد. در این شکل طیف پیوسته β و خطوط الکترونی، در انرژیهای محاسبه شده، قابل مشاهده‌اند.

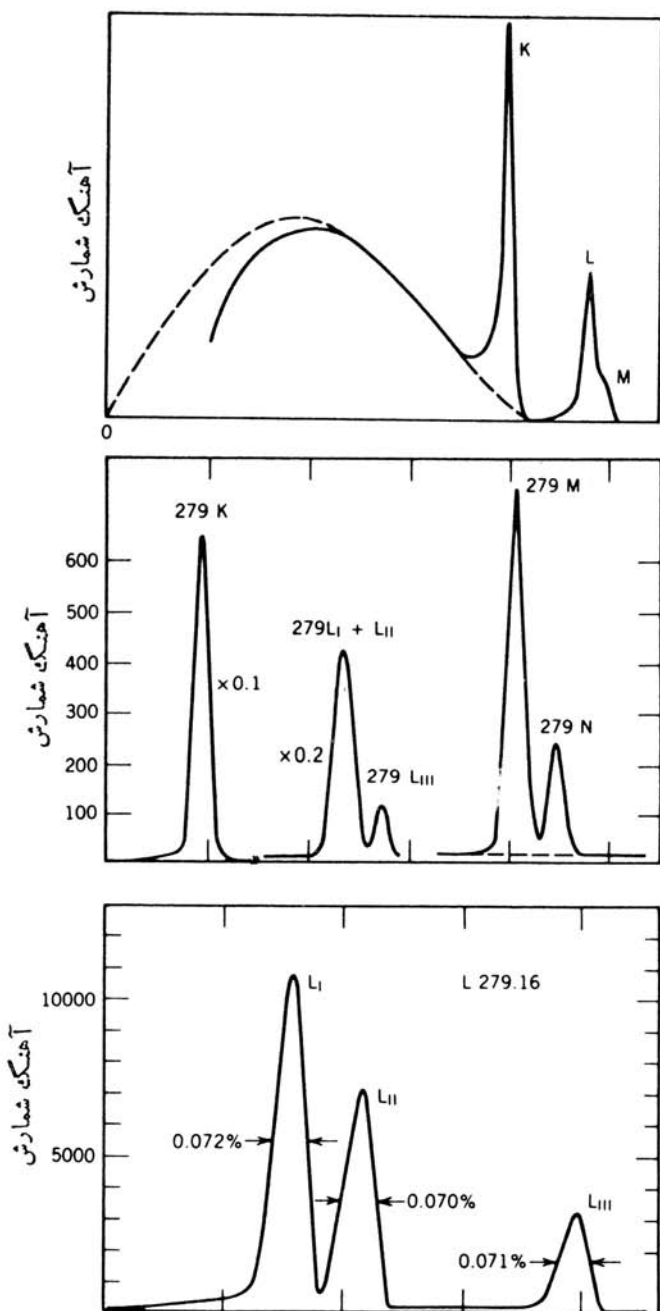
یکی از نکاتی که در این شکل کاملاً مشهود است، شدت متغیر الکترونها تبدیل در واپاشی است. این تغییرات، چنانکه خواهیم دید، به خصوصیت چندقطبی میدان تابش بستگی دارد؛ درحقیقت، اندازه‌گیری احتمالات نسبی گسیل الکترون تبدیلی یکی از راههای اصلی تعیین مشخصات چندقطبی است.

در بعضی موارد، تبدیل داخلی شدیداً بر تابش γ مرجح است؛ در بقیه موارد ممکن است در مقایسه با گسیل γ کاملاً ناچیز باشد. به عنوان یک قانون کلی، در محاسبه احتمال گسیل γ باید تصحیح تبدیل داخلی انجام شود. یعنی اگر نیمه عمر یک تراز خاص را بدانیم، احتمال واپاشی کل λ_t (برابر $1/1.2 \times 10^6$) دارای دو مؤلفه است، یکی (λ_γ) ناشی از گسیل γ و دیگری (λ_e) ناشی از تبدیل داخلی

$$\lambda_t = \lambda_\gamma + \lambda_e \quad (19.10)$$

واپاشی تراز از طریق فرایند ترکیبی خیلی سریعتر از گسیل γ به تنهایی خواهد بود. بهتر است (چنانکه خواهیم دید) ضریب تبدیل داخلی α را به صورت زیر تعریف کنیم

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \quad (20.10)$$



شکل ۸۰۹۵ طیف الکترون حاصل از واپاشی ^{203}Hg در تصویر بالا، طیف پیوسته β همراه با خطوط تبدیل K، L و M تفکیک نشده قابل مشاهده است. در تصویر میانی، طیف تبدیل با تفکیک بیشتر نشان داده شده است؛ خطوط L و M به خوبی جدا شده اند و حتی L_{III} نیز تفکیک شده است. در تفکیک خیلی بهتر شکل پایینی، خطوط L_I و L_{II} به روشنی از هم جدا شده اند.

در این صورت α احتمال گسیل الکترون را نسبت به گسیل γ نشان می‌دهد، که بزرگی آن از مقادیر بسیار کوچک (تقریباً صفر) تا بسیار بزرگ تغییر می‌کند. بدین ترتیب، احتمال کلی واپاشی به صورت زیر است

$$\lambda_t = \lambda_\gamma (1 + \alpha) \quad (21.10)$$

اگر α را ضریب تبدیل داخلی کل بدانیم، آنگاه می‌توانیم ضریبهای جزئی مربوط به پوسته‌های اتمی مختلف را به صورت زیر در نظر بگیریم

$$\begin{aligned} \lambda_t &= \lambda_\gamma + \lambda_{e,K} + \lambda_{e,L} + \lambda_{e,M} + \dots \\ &= \lambda_\gamma (1 + \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots) \end{aligned} \quad (22.10)$$

و در نتیجه

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (23.10)$$

البته، با در نظر گرفتن زیر پوسته‌ها، می‌توانیم آن را به صورت زیر بنویسیم

$$\alpha_L = \alpha_{L_I} + \alpha_{L_{II}} + \alpha_{L_{III}} \quad (24.10)$$

و برای سایر پوسته‌ها هم می‌توانیم روابط مشابهی بنویسیم. محاسبه ضرایب تبدیل داخلی، فرایندی مشکل و فراتر از سطح این کتاب است. در عوض سعی خواهیم کرد تا بعضی از نتایج کلی را توجیه و تفاوت این محاسبه را با محاسبه مشابه برای گسیل γ نشان دهیم. به علت منشأ الکترومغناطیسی این فرایند، جزء ماتریس حاکم بر فرایند با دو استثنا کاملاً مشابه معادله (۹.۱۰) است: حالت ابتدایی شامل يك الکترون مقید است، به طوری که داریم $\psi_i = \psi_{i,N} \psi_{i,e}$ که در آن N نماینده تابع موج هسته و e نمایانگر تابع موج الکترون است. همین‌طور $\psi_f = \psi_{f,N} \psi_{f,e}$ که در آن $\psi_{f,e}$ تابع موج ذره آزاد $e^{-ik \cdot r_e}$ است. با يك تقریب بسیار خوب، تابع موج اتم تغییرات نسبتاً کمی روی هسته دارد، و می‌توانیم به جای $\psi_{i,e}(\mathbf{r}_e)$ مقدار آن را در $\mathbf{r}_e = 0$ قرار دهیم. اما نکته مهم این است که کلیه اطلاعات مشخصاً هسته‌ای در تابعهای $\psi_{i,N}$ و $\psi_{f,N}$ نهفته اند، و عملگر چندقطبی الکترومغناطیسی یکسانی $m(\sigma L)$ بر گسیل γ و تبدیل داخلی حاکم است. بنا بر این، بخش هسته‌ای جزء ماتریس معادله (۹.۱۰) برای هر دو فرایند یکسان است

$$\begin{aligned} \lambda_\gamma(\sigma L) &\propto |m_{fi}(\sigma L)|^2 \\ \lambda_e(\sigma L) &\propto |m_{fi}(\sigma L)|^2 \end{aligned} \quad (25.10)$$

و بدین ترتیب، ضریب تبدیل داخلی α ، یعنی نسبت λ_e به λ_γ ، مستقل از جزئیات ساختار هسته‌ای است. ضریب α به عدد اتمی، اتمی که فرایند در آن رخ می‌دهد، انرژی گذار، و چندقطبی

بودن آن (و بنابراین، به‌طور غیر مستقیم به‌ساختار هسته‌ای آن) بستگی دارد. بدین‌سان می‌توانیم جداول کلی یا منحنی‌هایی برای مقادیر مختلف Z ، T_e ، و L داشته باشیم. در اینجا مطلب را بسیار ساده کرده‌ایم، زیرا تابع موج الکترون $\psi_{i,e}$ در هسته نفوذ می‌کند و از تابع موج ویژه هسته نیز متأثر است، ولی اثر آن بر ضریب تبدیل بسیار اندک و معمولاً قابل چشمپوشی است.

یک محاسبهٔ ناسبیتی، نتایج آموزندهٔ زیر را برای چند قطبیه‌های الکتریکی (E) و مغناطیسی (M) به‌دست می‌دهد

$$\alpha(EL) \cong \frac{Z^2}{n^2} \left(\frac{L}{L+1} \right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+5/2} \quad (26.10)$$

$$\alpha(ML) \cong \frac{Z^2}{n^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+3/2} \quad (27.10)$$

که در آنها Z عدد اتمی مربوط به اتمی است که در آن تبدیل داخلی صورت گرفته است (دختر هسته، درمورد گذارهای پس از واپاشی بتا) و n عدد کوانتومی اصلی تابع موج الکترون مقید است؛ عامل $(Z/n)^2$ ناشی از جمله $|\psi_{i,e}(0)|^2$ است که در آهنگ تبدیل ظاهر می‌شود (تابع موجهای هیدروژنی جدول ۵.۲ وجود عامل $(Z/n)^{3/2}$ را در ثابت بهنجارش نشان می‌دهند). عامل بی‌بعد $e^2/4\pi\epsilon_0 \hbar c$ همان ثابت ساختار ریز با مقداری نزدیک به $1/137$ است.

این نحوهٔ برخورد با ضرایب تبدیل تقریبی است، زیرا الکترون را باید نسبیتی در نظر گرفت (انرژیهای گذار نوعاً ۵ دره تا ۱ MeV هستند، بنابراین شرط $T_e \ll m_e c^2$ حقیقت نداد) و تابع موجهای هسته «نقطه‌ای» کولنی در جدول ۵.۲ اثرات مهمی را که هنگام نفوذ الکترون در هسته رخ می‌دهند، نادیده می‌گیرند. ضرایب تبدیل مبتنی بر محاسبات دقیقتر در جدول پایان فصل دیده می‌شوند. اما، این عبارات تقریبی هم تعدادی از خصوصیات ضرایب تبدیل را به‌روشنی نشان می‌دهند.

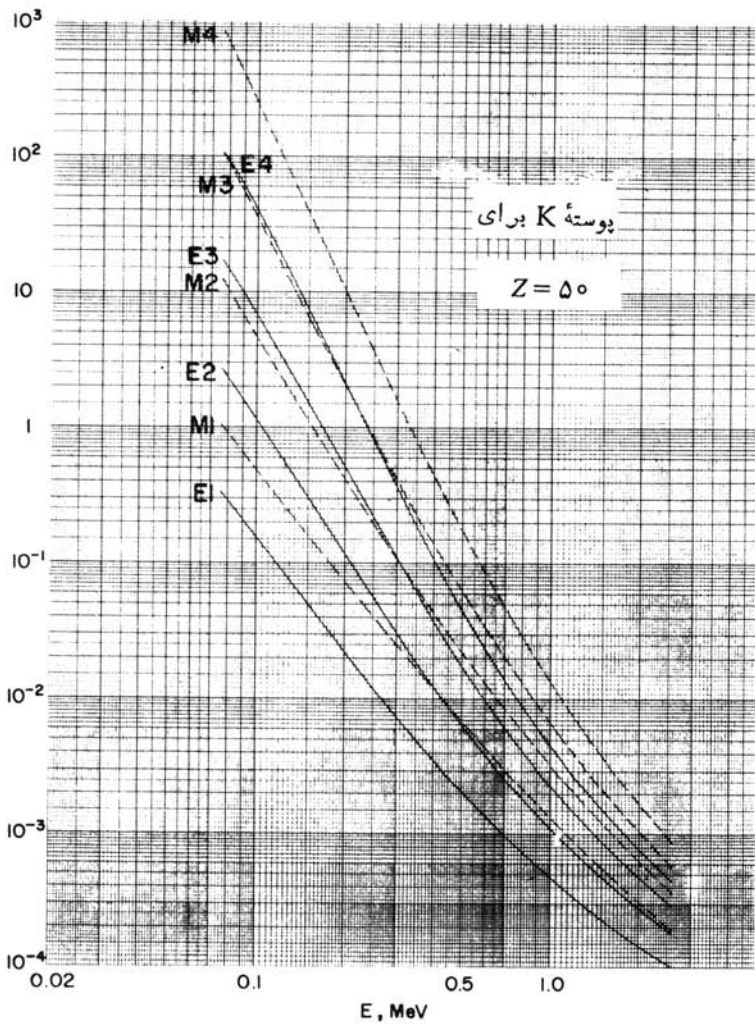
- این ضرایب متناسب با Z^3 افزایش می‌یابند، و در نتیجه فرایند تبدیل در هسته‌های سنگین مهمتر از هسته‌های سبک است. برای مثال، گذار $E2$ با انرژی 1.27 MeV در ${}^{20}\text{Ne}$ دارای $\alpha_K = 6.8 \times 10^{-6}$ و گذار $E2$ با انرژی 1.22 MeV در ${}^{182}\text{W}$ دارای $\alpha_K = 2.5 \times 10^{-3}$ است؛ نسبت آنها همان‌طور که انتظار می‌رود برابر $(10/74)^3$ است.
- ضریب تبدیل با افزایش انرژی گذار به‌سرعت کاهش می‌یابد. (برعکس، احتمال گسیل γ با افزایش انرژی به‌سرعت افزایش می‌یابد.) برای مثال، در هسته ${}^{56}\text{Co}$ سه گذار $M1$ با انرژیهای 158 keV ($\alpha_K = 0.011$)، 370 keV ($\alpha_K = 0.00034$)، و 812 keV ($\alpha_K = 0.00025$) وجود دارند، که کاهش آنها همان‌طور که از معادلهٔ (۲۷.۱۰) انتظار می‌رود تقریباً به صورت $E^{-2.5}$ است.

۳. ضرایب تبدیل با افزایش مرتبه چندقطبی به سرعت افزایش می‌یابد: درحقیقت، برای مقادیر زیادتر I ، گسیل الکترون تبدیل ممکن است بسیار محتملتر از گسیل γ باشد. برای مثال، در ^{99}Tc یک گذار $M1$ با انرژی 141 keV و $\alpha_K = 0.105$ وجود دارد، درحالی‌که برای گذار $M4$ با انرژی 143 keV داریم $\alpha_K = 30$. بر مبنای معادله (۲۷.۱۰) انتظار داریم که نسبت $\alpha_K(143)/\alpha_K(141)$ در حدود $(2m_e c^2/E)^3$ یا حدود ۳۷۰ باشد که با نتیجه مشاهده شده (حدود ۳۰۰) کاملاً سازگار است.

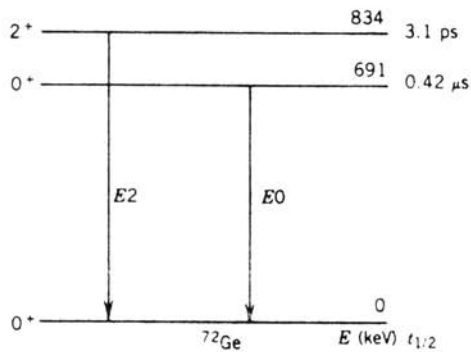
۴. ضرایب تبدیل برای پوسته‌های اتمی بالاتر ($n > 1$) متناسب با $1/n^3$ کاهش می‌یابد. بنابراین، برای یک گذار معین به تقریب می‌توان انتظار داشت که $\alpha_K/\alpha_L \approx 8$ باشد. استفاده از تابع موجهای صحیح الکترون سبب تغییر قابل ملاحظه در این برآورد می‌شود، ولی بسیاری از مقادیر تجربی α_K/α_L در گستره ۳ تا ۶ قرار می‌گیرند و بنابراین حتی در این مورد هم برآورد ما قابل استفاده است.

بنابراین انتظار داریم که در هسته‌های سنگین برای گذارهای کم انرژی و چندقطبیهای مرتبه بالا با ضرایب تبدیل نسبتاً بزرگ پوسته K ، و در سایر موارد (پوسته‌های اتمی بالاتر، انرژیهای گذار بیشتر، هسته‌های سبکتر و چندقطبیهای مرتبه پایینتر) با مقادیر کوچکتر روبه‌رو شویم.

درحالی‌که از این برآوردها مقادیر کیفی معقولی عاید می‌شود، برای مقایسه کمی نتایج نظری و تجربی باید با استفاده از تابع موجهای اتمی مناسب و محاسبات تفصیلی ضرایب تبدیل را به دست آورد. شکل ۹.۱۰ برخی از نتایج این محاسبات را نشان می‌دهد. خاطر نشان می‌شود که ضرایب مربوط به گذارهای EL و ML به طور قابل ملاحظه‌ای با هم تفاوت دارند؛ بنابراین با اندازه گیری α می‌توانیم باریته نسبی حالات هسته‌ای را تعیین کنیم. در یک کاربرد دیگر هم استفاده از تبدیل داخلی نقش حیاتی دارد، و آن مشاهده گذارهای $E0$ است که از طریق تابش الکترون و مغناطیسی ممنوع‌اند، زیرا گشتاور تک‌قطبی هسته (یعنی بار آن) نمی‌تواند به نقاط خارج از هسته تابش کند. گذار $E0$ مخصوصاً در واپاشیهای از حالات اولیه 0^+ به حالات نهایی 0^+ که با هیچ فرایند مستقیم دیگری امکان پذیر نیست، حائز اهمیت است. در این مورد می‌توانیم هسته را به صورت کره‌کروی باردار متقارن در نظر بگیریم؛ که تنها حرکت ممکن در آن به صورت تیش است که میدان الکترونیکی را در نقاط خارج از کره تغییر نمی‌دهد و در نتیجه تابشی تولید نمی‌کند. تابع موجهای الکترونیکی که در حوالی $z=0$ به صفر میل نمی‌کنند (یعنی حالات S) می‌توانند تحت تأثیر پتانسیل متغیر درون هسته پهنه قرار گیرند، و بدین سان انتقال انرژی به الکترون امکان پذیر می‌شود. به علت گسیل نشدن پرتوهای γ ، تعریف ضریب تبدیل (وقتی $\lambda_\gamma = 0$ باشد، α بینهایت است) امکان پذیر نیست. می‌توانیم مورد خاصی را در نظر بگیریم که در آن واپاشی با نمودار تراز ^{72}Ge صورت می‌گیرد که در شکل ۱۰.۱۰ نشان داده شده است. حالت برانگیخته 0^+ با تبدیل $E0$ و با نیمه عمر $42 \mu\text{s}$ به حالت پایه واپاشیده می‌شود. حالت



شکل ۹۰۱۰ ضرایب تبدیل داخلی پوسته K برای $Z=50$.



شکل ۱۰۱۰ ترازهای انرژی در ^{72}Ge .

مجاور 2^+ می تواند با گسیل γ بسیار سریعتر واپاشیده شود؛ ضریب تبدیل داخلی برای آن واپاشی فقط در حدود $10^{-4} \times 499$ است. مقایسه این آهنکها که متضمن برآورد اجزای ماتریس هسته ای است (زیرا نمی توانیم نسبت λ_e/λ_γ را برای گذار $E0$ در نظر بگیریم، اجزای ماتریس آن حذف نمی شوند)، می تواند اطلاعاتی در مورد ساختار داخلی حالت برانگیخته 0^+ در اختیار ما بگذارد.

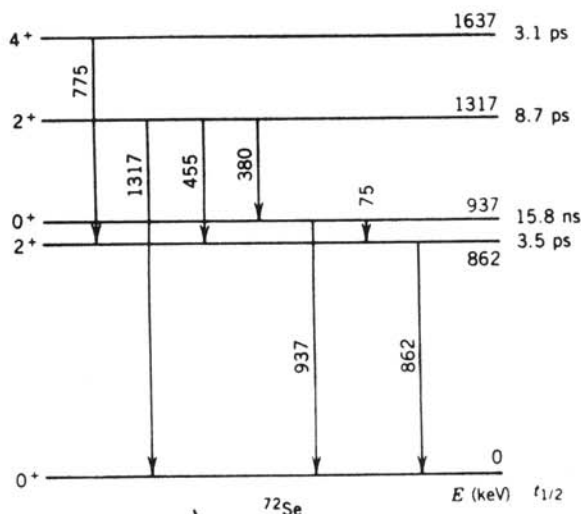
۷.۱۰ طول عمرهای گسیل γ

در فصل ۷، روشهای اندازه گیری نیمه عمرهای حالات برانگیخته را مورد بحث قرار دادیم. یک مورد استفاده اولیه این مقادیر تجربی، مقایسه آنها با مقادیر نظری مبتنی بر مدل های مختلف هسته ای است. از مقایسه مقادیر محاسبه شده مختلف با مقادیر تجربی، می توانیم اطلاعاتی در مورد ساختار هسته به دست آوریم.

قبل از انجام این کار، ابتدا باید آهنک واپاشی جزئی گسیل گاما را همانند آنچه در پایان بخش ۵.۶ دیدیم، برآورد کنیم. نمونه واپاشی نشان داده شده در شکل ۱۱.۱۰ را در نظر می گیریم. نیمه عمر تراز 1317 keV برابر 87 ps اندازه گیری شده است. بنابراین، ثابت واپاشی کل آن عبارت است از

$$\lambda_t = \frac{0.0693}{t_{1/2}} = \frac{0.0693}{87 \times 10^{-12} \text{ s}} = 8.0 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

این آهنک واپاشی درست برابر مجموع آهنکهای واپاشی متناظر به سه گذار تخلیه کننده تراز



شکل ۱۱.۱۰ ترازهای انرژی در ^{72}Se .

مورد بحث است

$$\lambda_t = \lambda_{t, 1317} + \lambda_{t, 455} + \lambda_{t, 280}$$

$$= \lambda_{\gamma, 1317}(1 + \alpha_{1317}) + \lambda_{\gamma, 455}(1 + \alpha_{455}) + \lambda_{\gamma, 280}(1 + \alpha_{280})$$

ضرایب تبدیل را می‌توان از مراجع استاندارد به دست آورد (در این مورد، ضرایب اندازه‌گیری نشده‌اند). این ضرایب به اندازه کافی کوچک هستند (کوچکتر از ۰.۰۱) به طوری که با دقتی که در این محاسبه وجود دارد، می‌توان از آنها (در مقایسه با ۱) چشمپوشی کرد. بنابراین داریم

$$\lambda_t = \lambda_{\gamma, 1317} + \lambda_{\gamma, 455} + \lambda_{\gamma, 280}$$

از اندازه‌گیری شدتهای نسبی این سه پرتو γ نتایج زیر حاصل شده‌اند

$$\lambda_{\gamma, 1317} : \lambda_{\gamma, 455} : \lambda_{\gamma, 280} = 51 : 39 : 10$$

بنابراین آهنگهای واپاشی جزئی برای این سه پرتو γ عبارت‌اند از

$$\lambda_{\gamma, 1317} = 0.51(1.70 \times 10^{10} \text{s}^{-1}) = 4.1 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$$

$$\lambda_{\gamma, 455} = 0.39(1.70 + 10^{10} \text{s}^{-1}) = 3.1 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$$

$$\lambda_{\gamma, 280} = 0.10(1.70 \times 10^{10} \text{s}^{-1}) = 0.80 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$$

این آهنگهای جزئی تابش γ را می‌توان با مقادیر محاسبه‌شده، مانند برآوردهای وایسکوف از معادله (۱۳.۱۰)، مقایسه کرد. مقادیر انتظاری $\lambda(E\gamma)$ را محاسبه می‌کنیم

$$\lambda_{E\gamma, 1317} = 1.7 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$$

$$\lambda_{E\gamma, 455} = 4.3 \times 10^9 \text{s}^{-1}$$

$$\lambda_{E\gamma, 280} = 1.7 \times 10^9 \text{s}^{-1}$$

در مورد تراز 937 keV ($t_{1/2} = 1578 \text{ ns}$) نیز می‌توان به همین ترتیب عمل کرد

$$\lambda_t = \frac{0.693}{1578 \text{ ns}} = 4.39 \times 10^7 \text{s}^{-1}$$

$$\lambda_t = \lambda_{t, 937} + \lambda_{t, 75} = \lambda_{e, 937} + \lambda_{\gamma, 75}(1 + \alpha_{75})$$

زیرا گذار 937 keV از نوع E_0 و $0 \rightarrow 0$ است که در بخش قبل مورد بررسی قرار گرفت. ضریب تبدیل کل گذار 75 keV در حدود ۲۴ است (با استفاده از جداول یا نمودارها). به‌طور تجربی می‌دانیم که $27 : 73 = \lambda_{\gamma, 75} : \lambda_{e, 937}$ است و در نتیجه داریم

$$\lambda_{c, 93\gamma} = 43 \times 10^6 s^{-1}$$

$$\lambda_{\gamma, 75} = 1.16 = 10^0 s^{-1}$$

بالاخره، برای گذار ۸۶۲ keV به دست می آوریم

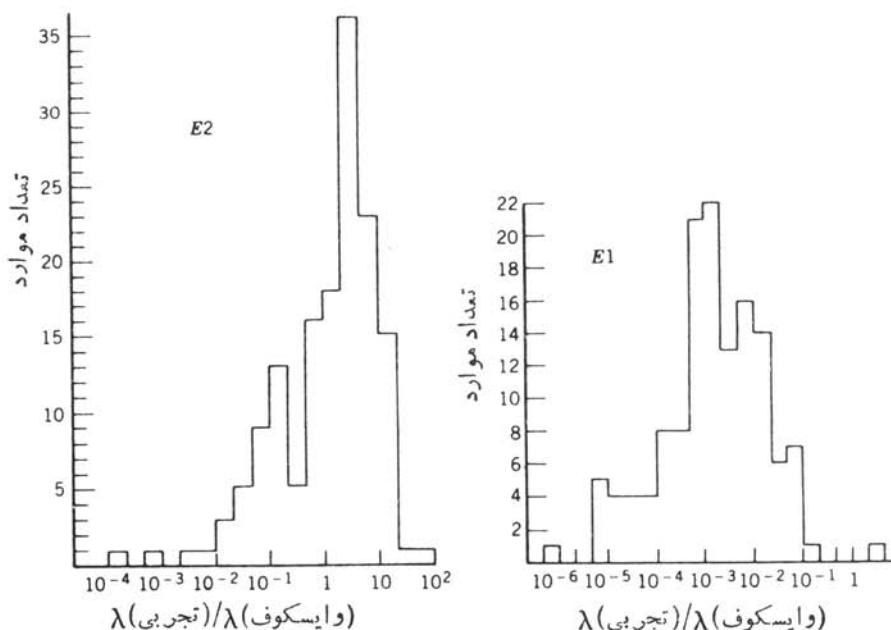
$$\lambda_{\gamma, 86\gamma} = 2.0 \times 10^{11} s^{-1}$$

با استفاده از برآوردهای وایسکوف، مقادیر محاسبه شده عبارت اند از

$$\lambda_{E2, 75} = 5.2 \times 10^4 s^{-1}$$

$$\lambda_{E2, 86\gamma} = 1.0 \times 10^{10} s^{-1}$$

نتیجه‌ای که از این محاسبات به دست می آید نشان می‌دهد که آهنگ گذارهای اندازه‌گیری شده معمولاً یک مرتبه بزرگی از برآوردهای وایسکوف برای گذارهای $E2$ بزرگتر است. این مطلب، شاهدی قوی بر ویژگیهای جمعی ساختار هسته‌ای است که در فصل ۵ بحث شد. برآوردهای وایسکوف بر این فرض استوارند که گذار از حرکت یک تک نوکلئون حاصل می‌شود، و این حقیقت که این مقادیر بسیار کوچک هستند نشان می‌دهد که نوکلئونهای بسیاری در گذار شرکت دارند. نتایج مشابهی را برای گذارهای متعدد $E2$ در شکل ۱۲.۱۰ نشان داده‌ایم، و چنانکه دیده می‌شود، این تشدید یا شتاب‌گیری



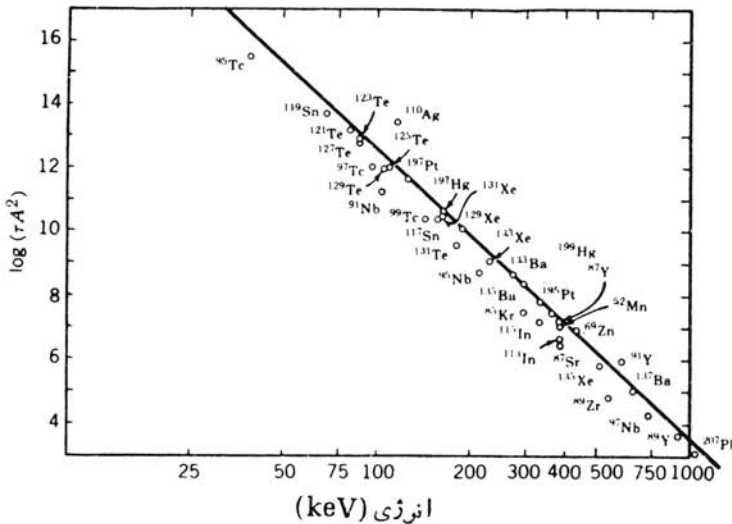
شکل ۱۲.۱۰ نمایش گذارهای $E2$ و $E1$. این شکلها نمایش تغییرات تعداد موارد را بر حسب نسبت آهنگ واپاشی مشاهده شده به مقدار محاسبه شده مبتنی بر فرمول وایسکوف نشان می‌دهند.

آهنک گذار تک ذره‌ای E_{γ} ، خصوصیتی کاملاً فراگیر است. این اثر برای گذارهای E_1 که معمولاً کمتر از آهنکهای تک ذره‌ای هستند، رخ نمی‌دهد. از طرف دیگر، شکل ۱۳۰۱۰ را در نظر بگیرید که رفتار منظم M_4 را نشان می‌دهد. در این مورد، سازگاری بین نظریه و تجربه عالی است.

۸.۱۰ طیف‌نمایی پرتو گاما

مطالعهٔ تابشهای گامای گسیل‌شده از چشمه‌های رادیواکتیو یکی از وسایل اولیهٔ شناخت ساختار حالات برانگیخته هسته‌ای است. آشکارسازی پرتوگاما کار نسبتاً آسانی است که می‌توان آن را با تفکیک خوب (گذارهای با فاصله کم 2 keV را می‌توان به آسانی با آشکارسازهای خوب γ از هم جدا کرد) و دقت زیاد (با خطاهای چند eV در موارد عادی و چند دهم الکترون ولت در بهترین موارد) انجام داد. اطلاعات مربوط به مواضع و خصوصیات حالات برانگیخته برای ارزیابی محاسبات مبتنی بر مدل‌های هسته‌ای ضروری است، و طیف‌نمایی پرتو γ مستقیم‌ترین، دقیق‌ترین، و غالباً آسانترین راه برای به‌دست آوردن این اطلاعات است.

طرز کار آزمایشهای «ایده‌آل» پرتو γ را در به‌دست آوردن اطلاعات لازم برای حالات برانگیخته هسته‌ای بررسی می‌کنیم:



شکل ۱۳۰۱۰ نمایش گذارهای M_4 . اطلاعات برحسب عمر متوسط (عکس ثابت و واپاشی λ) رسم شده است. خط مستقیم از معادله (15.10) به‌دست آمده است. مخصوصاً به سازگاری خوب نقاط تجربی و مقادیر انتظاری توجه کنید.

۱. طیف پرتوهای γ انرژی و شدت گذارها را نشان می‌دهد.
۲. اندازه‌گیری همفرودی، شواهدی از چگونگی ترتیب این گذارها بین حالات برانگیخته به‌دست می‌دهند.
۳. اندازه‌گیری ضرایب تبدیل داخلی، شواهدی از خصوصیت تابش و اسپین و پارامترهای نسبی حالات اولیه و نهایی به‌دست می‌دهد. شواهد بیشتر را می‌توان از توزیع زاویه‌ای و اندازه‌گیری‌های همبستگی به‌دست آورد.
۴. با تعیین نیمه‌عمر ترازاها می‌توان احتمالات مطلق گذار را به‌دست آورد.

به‌عنوان اولین مثال، واپاشی $^{108m}\text{Ag}(t_{1/2} = 127 \text{ y})$ را در نظر می‌گیریم. شکل ۱۴.۱۰ طیفهای الکترون و پرتو γ را نشان می‌دهد، و شدتهای نسبی γ و الکترون در جدول ۱۰.۱۰ آمده است.

اولین حالت برانگیخته ^{108}Pd با توجه به واکنشهای هسته‌ای زیادی که مطالعه شده‌اند، مانند اغلب هسته‌های Z زوج و N زوج، یک حالت 2^+ با انرژی 434 keV است. بنابراین، گذار 434 keV را که در جدول ۱۰.۱۰ نشان داده شده است نماینده واپاشی این حالت در نظر می‌گیریم و فرض می‌کنیم که این گذار یک گذار خالص $E2$ ، یعنی $2^+ \rightarrow 0^+$ ، است. از جداول ضریب تبدیل، می‌توانیم مقدار نظری ضرایب تبدیل را به صورت $\alpha_K(434) = 7.89 \times 10^{-3}$ و $\alpha_{L+M+\dots} = 1.0 \times 10^{-3}$ تعیین کنیم. با استفاده از جدول ۱۰.۱۰، ضرایب تبدیل باقیمانده را می‌توان به‌طریق زیر تعیین کرد

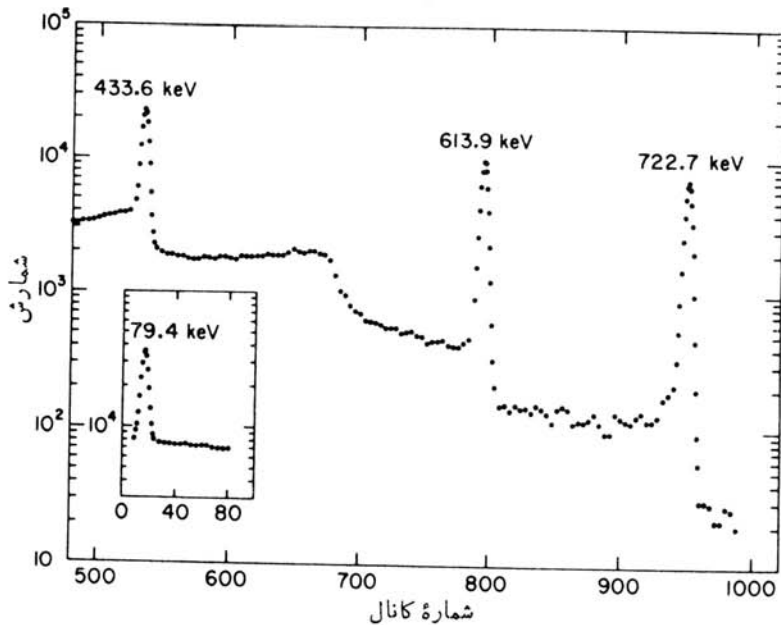
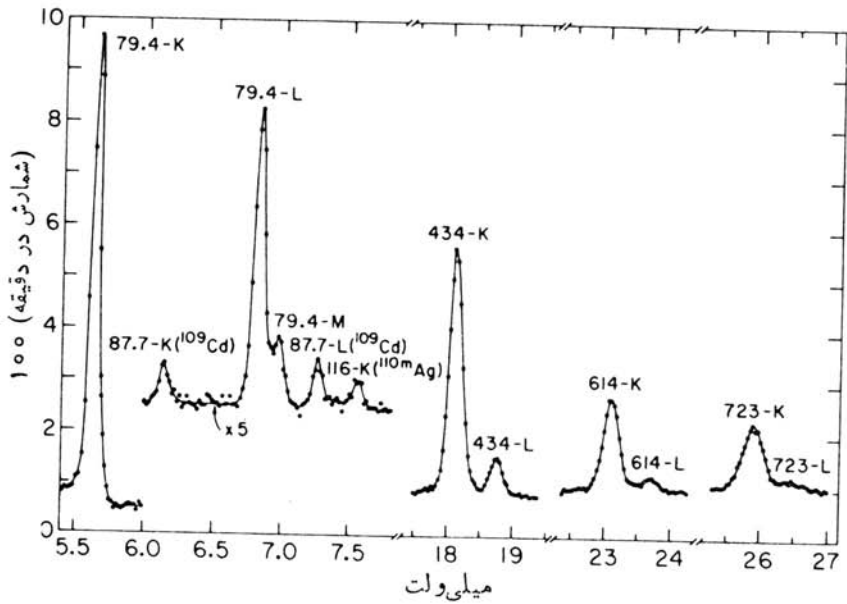
$$\alpha_K(434) = \frac{I_K(434)}{I_\gamma(434)}$$

$$\alpha_K(614) = \frac{I_K(614)}{I_\gamma(614)}$$

که در آن I نماینده شدتهای موجود در جدول است. از آنجا که به‌جای شدتهای مطلق، شدتهای نسبی را در اختیار داریم، نسبتهای زیر را تشکیل می‌دهیم

$$\frac{\alpha_K(614)}{\alpha_K(434)} = \frac{I_K(614)}{I_K(434)} \cdot \frac{I_\gamma(434)}{I_\gamma(614)}$$

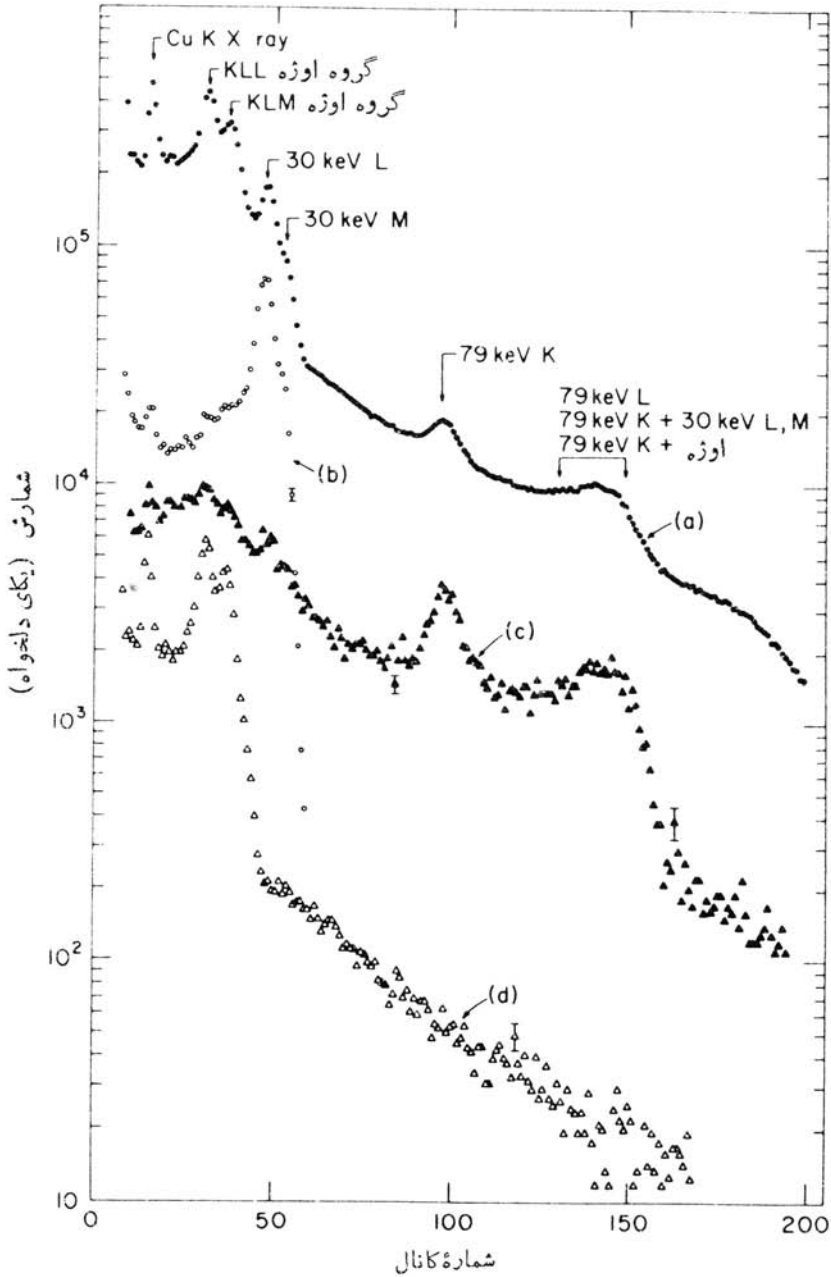
$$\begin{aligned} \alpha_K(614) &= \alpha_K(434) \cdot \frac{I_K(614)}{I_K(434)} \cdot \frac{I_\gamma(434)}{I_\gamma(614)} \\ &= 7.89 \times 10^{-3} \cdot \frac{38 \pm 3}{100} \cdot \frac{100}{103 \pm 3} \\ &= (2.83 \pm 0.24) \times 10^{-3} \end{aligned}$$



شکل ۱۴۰۱۰ طیفهای پرتوگاما (بایین) و الکترون تبدیل (بالا) ناشی از واپاشی ^{110m}Ag . طیف γ با یک آشکارساز Ge(Li) به دست آمده است. طیف الکترون که با طیف سنج مغناطیسی به دست آمده است، از توان تفکیک کافی برای جداسازی خطوط K و L برخوردار است.

جدول ۱۰۱۰ شدت‌های الکترون تبدیل و پرتو γ در گذارهای ناشی از واپاشی ^{108m}Ag .

ضرایب تبدیل ($\times 10^{-3}$)		شدت نسبی الکترون	شدت نسبی γ	انرژی گذار (keV)
نظری	تجربی			
۲۷۰(E_1), ۷۱۰(M_1), ۲۴۰۰(E_2)	۲۲۰ ± ۲۶	۲۰۴ ± ۱۰(K)	۷۲۳ ± ۰۲۸	۷۹۲
۳۴(E_1), ۸۸(M_1), ۷۷۷(E_2)	۲۷ ± ۴	۲۵ ± ۲(L)		
۷۲۸۹(E_2)	≡ ۷۲۸۹	≡ ۱۰۰(K)	≡ ۱۰۰	۴۴۲۰
۱۲۰۲(E_2)	۱۲۱۷ ± ۰۱۸	۱۴۲۸ ± ۲۲۳(L+...)		
۱۲۰۳(E_1), ۳۲۰۱(M_1), ۲۲۹۲(E_2)	۲۲۸۳ ± ۰۲۲۴	۳۷ ± ۳(K)	۱۰۴ ± ۳	۶۱۴۴
۰۲۱۲(E_1), ۰۳۳۵(M_1), ۰۳۳۶(E_2)	۰۳۳۹ ± ۰۰۱۲	۵۱ ± ۱۶(L+...)		
۰۲۷۲(E_1), ۲۲۰۶(M_1), ۱۲۹۱(E_2)	۱۲۹۳ ± ۰۰۱۱	۲۵۲۰ ± ۱۲۲(K)	۰۱۶ ± ۰۰۰۲	۶۳۲۹
۰۲۰۸(E_1), ۰۲۲۴(M_1), ۰۲۲۳(E_2)	۰۳۳۵ ± ۰۰۰۶	۴۲۶ ± ۰۰۸(L+...)	۱۰۲ ± ۳	۷۲۲۰



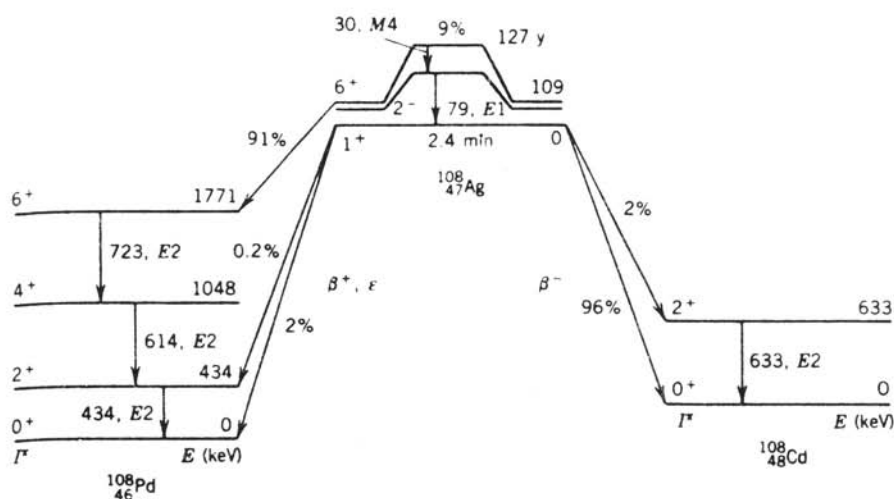
شکل ۱۵۰۱۵ طیفهای همفرودی در واپاشی ^{108m}Ag . (الف) طیف منفرد برای مقایسه. (ب) طیف همفرود با پرتوگامای ۷۹ keV. (ج) طیف همفرود با پرتوهای ایکس K. (د) طیف همفرود با پرتوهای گامای ۶۱۴، ۴۳۴، و ۷۲۲ keV.

با روشی مشابه، می‌توان ضرایب تبدیل باقیمانده را به‌صورتی که در جدول ۱۰.۱۰ آمده است محاسبه کرد، و سپس با استفاده از آنها مقادیر نظری را به‌دست آورد که این مقادیر هم در جدول نشان‌داده شده‌اند.

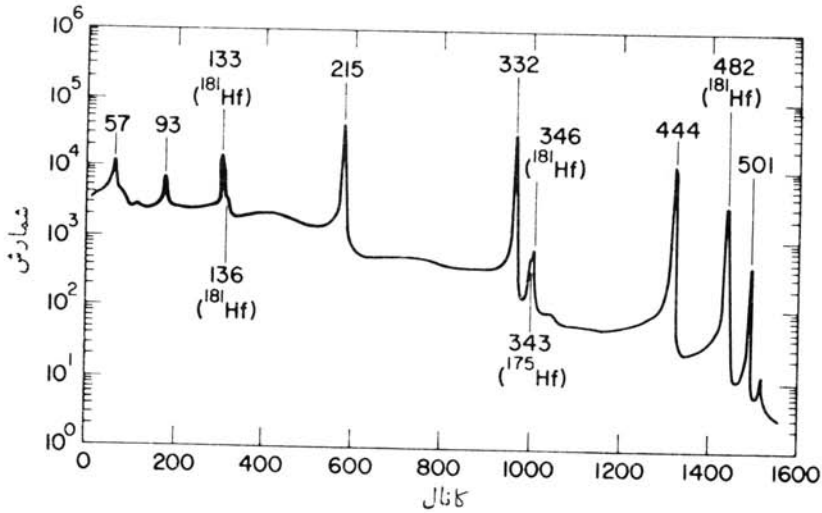
گذارهای ۶۱۴ و ۷۲۳ keV یا از نوع M_1 هستند یا E_2 ، ولی با توجه به ضرایب تبدیل نمی‌توان در این مورد قاطعانه اظهار نظر کرد، زیرا در عمل (برای این عدد اتمی و گستره انرژی γ) مقادیر M_1 و E_2 تقریباً با هم برابرند.

اطلاعات بیشتر را می‌توان از آزمایشهای همفرودی که نتایجشان در شکل ۱۵.۱۰ نشان داده شده‌اند، به‌دست آورد. در انتهای کسم-انرژی طیف الکترون، گذار دیگری با انرژی ۳۵۰۴ keV دیده می‌شود؛ شدت آن برای مشاهده بسیار کم است ولی با توجه به شدت نسبی زیرپوسته‌های $L_{II}/(L_{II}+L_{III})$ نتیجه می‌گیریم که این گذار از نوع M_4 است. این گذار و گذار ۷۹۲ keV هیچکدام با گذارهای ۴۳۴، ۶۱۴ یا ۷۲۳ keV همفرود نیستند. این مطلب قویاً بر این نکته دلالت دارد که گذارهای ۳۵۰۴ و ۷۹۲ keV در پی واپاشی ایزومری ^{108}Ag اتفاق می‌افتند. به‌علاوه، ارتباط همفرودی بین گذارهای ۴۳۴، ۶۱۴، و ۷۲۳ keV حاکی از توالی این گذارهاست.

نمودار واپاشی حاصل از این اطلاعات (و اطلاعات دیگر) در شکل ۱۶.۱۰ نشان داده شده‌است. اسپین ترازهای ۱۰۸۴ و ۱۷۷۱ keV از اندازه‌گیری همبستگی زاویه‌ای و قطبش خطی به‌دست آمده است و در نتیجه معلوم شده است که گذارها دارای قطبیت E_2 هستند. همچنین استنباط می‌شود که گذار ۶۳۳ keV در ^{108}Cd صورت می‌گیرد و باید در پی



شکل ۱۶.۱۰ نمودار واپاشی ^{108}Ag . ایزومر ۱۲۷ ساله در ۹۱٪ موارد با واپاشی بتا زایا و در ۹٪ موارد با گسیل پرتوهای γ واپاشیده می‌شود. نسبتهای انشعاب واپاشی بتا زای حالت پایه با نیمه‌عمر ۲۴ min نیز نشان‌داده شده است.



شکل ۱۷۰۱۰ طیف پرتوگامای ناشی از واپاشی ^{180m}Hf . نمونه رادیواکتیو با فعالسازی نوترونی ساخته شده است که سایر ایزوتوپهای Hf را هم تولید می کند؛ پرتوهای گامای ناشی از این ایزوتوپها مشخص شده اند.

واپاشی حالت پایه ^{108}Ag اتفاق بیفتد. (در غیر این صورت، واپاشی بتاها به شکل $2^+ \rightarrow 6^+$ درمی آید که با توجه به ممنوعیت چهارم آن احتمال مشاهده بسیار ضعیفی خواهد داشت.) حالت ایزومری 127 ساله در ۹۱٪ موارد از طریق واپاشی مجاز بتاها به حالت 6^+ در ^{108}Pd می رسد، و این حالت سپس از طریق سه گذار متوالی واپاشیده می شود. به علت ناچیز بودن تغذیه بتای ترازهای 4^+ یا 2^+ (تراز 2^+ فقط با ۲٫۰۲ درصد از ۹٪ واپاشیها تغذیه می شود)، شدت کل (حاصل جمع شدتهای گاما و الکترون) این سه گذار باید با هم مساوی شود که اطلاعات جدول ۱۰۱۰ مؤید این مطلب است. حالت پایه ^{108}Ag از طریق چهار انشعاب مجاز مختلف β با نیمه عمر 2.4 min واپاشیده می شود.

به عنوان دومین مثال، واپاشی ایزومری ^{180m}Hf را در نظر می گیریم. طیف پرتو گامای آن در شکل ۱۷۰۱۰ و شدتهای گاما و ضرایب تبدیل استنتاج شده در جدول ۲۰۱۰ نشان داده شده اند. ضرایب تبدیل گذارهای ۹۳، ۲۱۵، ۳۳۲، و 443 keV قویاً نشان دهنده قطبیت $E2$ هستند، در حالی که گذارهای ۵۷ و 501 keV به ترتیب به قطبیتهای $E1$ و $E3$ دلالت می کنند.

از آنجا که ^{180}Hf یک هسته Z زوج و N زوج است، انتظار داریم که اولین حالت برانگیخته یک حالت 2^+ باشد و چنین حالتی با استفاده از آزمایشهای مختلف در انرژی 93 keV مشخص شده است. در این ناحیه، در انتظار دنباله حالتها دورانی 0^+ ، 2^+ ، 4^+ ، ... با فاصله مشخصه $I(I+1)$ هستیم، و بنابراین می توانیم در جستجوی یک حالت 4^+ با انرژی معادل $10/3$ انرژی حالت 2^+ یا 310 keV ، و یک گذار $4^+ - 2^+$ با

جدول ۲۰۱۰ واپاشیهای گاما از ^{180m}Hf .

ضریب تبدیل		شدت نسبی γ	انرژی گذار (keV)
نظریه (چندقطبی)	تجربه (بوسته اتمی)		
۰۰۴۵۲(E۱)	۰۰۴۳۰ ± ۰۰۰۲۹(L)	۵۱۳ ± ۱۲	۵۷۲۵
۰۰۱۰۵(E۱)	۰۰۰۸۳ ± ۰۰۰۰۷(M)		
۰۰۰۳۱(E۱)	۰۰۰۲۳ ± ۰۰۰۰۴(N+...)		
۱۱۰(E۲)	≡ ۱۱۰(K)	۱۷۶ ± ۰۴	۹۳۳
۲۷۲(E۲)	۳۱۳ ± ۰۱۹(L)		
۰۰۸۵(E۲)	۰۰۹۱ ± ۰۱۱(M+...)		
۰۰۱۴(E۲)	۰۰۱۲۳ ± ۰۰۰۰۹(K)	۸۶۲ ± ۰۸	۲۱۵۳
۰۰۰۷۱(E۲)	۰۰۰۷۷ ± ۰۰۰۱۱(L)		
۰۰۰۴۲(E۲)	۰۰۰۳۸ ± ۰۰۰۰۳(K)	≡ ۱۰۰۰ ± ۱۰	۳۳۲۳
۰۰۰۱۳(E۲)	۰۰۰۱۵ ± ۰۰۰۰۲(L)		
۰۰۰۲۰(E۲)	۰۰۰۱۸۹ ± ۰۰۰۰۱۷(K)	۸۷۷ ± ۱۶	۴۴۳۲
۰۰۰۰۵(E۲)	۰۰۰۰۴۴ ± ۰۰۰۰۰۷(L)		
۰۰۱۲۴(M۲), ۰۰۰۳۸(E۳)	۰۰۰۳۷ ± ۰۰۰۱۲(K)	۱۵۴ ± ۰۴	۵۰۰۷
۰۰۰۶۲(M۲), ۰۰۰۱۶(E۳)	۰۰۰۱۶ ± ۰۰۰۰۵(L)		

انرژی $217 \text{ keV} = 93 - 310$ باشیم. این گذار، احتمالاً همان گذار $E2$ با انرژی 215 keV است که در طیف γ مشاهده می‌شود. انرژی انتظاری حالت 6^+ در 651 keV است، و گذار $6^+ - 4^+$ باید دارای انرژی $341 \text{ keV} = 651 - 310$ باشد که می‌توان آن را با گذار مشاهده شده 332 keV یکسان گرفت. انتظار داریم که انرژی حالت 8^+ برابر 1116 keV باشد، و حدس می‌زنیم که مقدار مشاهده شده 443 keV به گذار $6^+ - 8^+$ ($465 \text{ keV} = 651 - 1116$) مربوط شود. برای تعیین جایگاه گذارهای 57

۵۰۱ keV، انرژی حاصل جمع $۵۰۰۰۷ = ۴۴۳۲۲ + ۵۷۲۵$ را مورد توجه قرار می‌دهیم که قویاً دال بر وجود ترازهای با انرژی ۵۷۲۵ keV بالاتر از حالت ۸^+ است که می‌تواند هر دو گذار ۵۷۲۵ keV و ۵۰۰۰۷ keV را گسیل کند. به این ترتیب، گذار ۵۰۰۰۷ keV به موازات توالی $۴۴۳۲۲ + ۵۷۲۵$ keV مستقیماً به حالت ۶^+ منجر می‌شود. برای آزمودن این فرض، شدت کل گذارها را که طبق معادله (۲۱.۱۰) از رابطه $I_T = I_\gamma(1 + \alpha)$ به دست می‌آید بررسی می‌کنیم، که در آن α ضریب تبدیل کل (یا حاصل جمع ضرایب تبدیل منفرد) است. با استفاده از اطلاعات جدول ۲.۱۰ شدتهای نسبی زیر را می‌توان محاسبه کرد

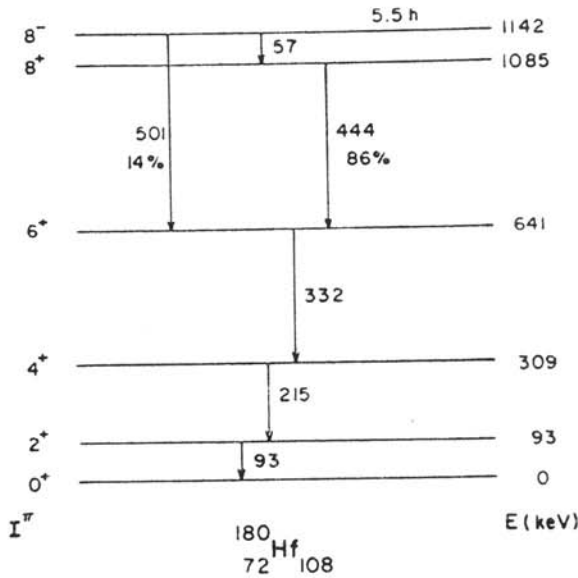
$$\begin{aligned} I_T(۵۷۲۵) &= ۸۷۲۱ \pm ۲۲۹ & I_T(۳۳۲۲۳) &= ۱۰۵۵۳ \pm ۱۲۱ \\ I_T(۹۳۳۳) &= ۱۰۸۲۱ \pm ۴۲۸ & I_T(۴۴۳۲۲) &= ۸۹۲۷ \pm ۱۲۶ \\ I_T(۲۱۵۲۳) &= ۱۰۳۲۴ \pm ۱۲۰ & I_T(۵۰۰۰۷) &= ۱۶۲۲ \pm ۵۲۴ \end{aligned}$$

توجه کنید که در محدوده خطاهای موجود، همان‌طور که در مورد گذارهای متوالی انتظار داریم، $I_T(۹۳۳۳) = I_T(۲۱۵۲۳) = I_T(۳۳۲۲۳)$ است. کوچکتر بودن شدت ۴۴۳۲۲ می‌تواند دال بر وجود انشعاب دیگری غیر از گذار $۶^+ - ۸^+$ با انرژی ۴۴۳۲۲ keV به حالت ۶^+ باشد، که این نکته با فرض اینکه گذار ۵۰۰۰۷ keV به حالت ۶^+ منتهی می‌شود سازگار است. بالاخره توجه کنید که $I_T(۵۷۲۵) = I_T(۴۴۳۲۲)$ نمایانگر متوالی بودن آنهاست؛ و رابطه $I_T(۳۳۲۲۳) = I_T(۵۰۰۰۷) + I_T(۵۷۲۵)$ آن دو انشعابی را که منجر به تغذیه ۶^+ می‌شوند، یکی از طریق گذار ۵۷۲۵ keV و دیگری با گذار ۵۰۰۰۷ keV نشان می‌دهد.

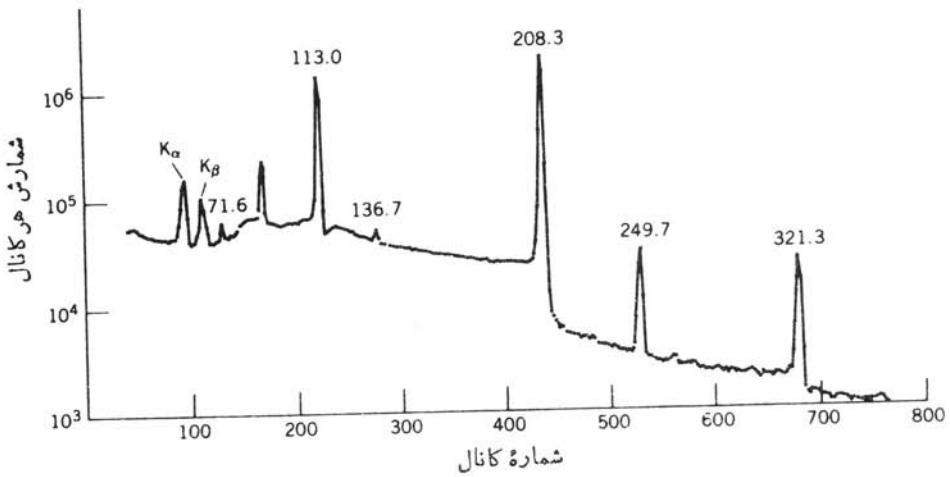
پارینه ترازهای که گذارهای ۵۷۲۵ keV و ۵۰۰۰۷ keV را گسیل می‌کند، باید منفی باشد (به علت ماهیت E_1 و E_3 آنها)، و اسپین آن باید برابر ۷، ۸، یا ۹ باشد تا واپاشی ۸^+ از طریق گذار E_1 ممکن شود. می‌توان امکان حالت ۷^- را منتفی دانست زیرا لازمه آن این است که گذار ۵۰۰۰۷ keV به حالت ۶^+ از نوع E_1 باشد، و همچنین ۹^- را می‌توان به کمک آزمایشهای همبستگی زاویه‌ای حذف کرد. این آزمایشها نشان می‌دهند که گذار ۵۰۰۰۷ keV دارای یک مؤلفه کوچک (حدود ۳٪) M_2 است که ضرایب تبدیل برای آشکار کردن آن به اندازه کافی حساسیت ندارند.

نمودار واپاشی حاصل در شکل ۱۸.۱۰ نشان داده شده است. البته، برای تأیید صحت این حدسیات در مورد واپاشیهای گاما از به بسیاری از اندازه‌گیریهای دیگر نیز نیاز است. نیمه عمر ۵۵ h یکی از طولانی‌ترین موارد شناخته شده برای ایزومرهای گاما گسیل است.

به عنوان مثال آخر، واپاشی ۷ روزی ^{۱۷۷}Lu را در نظر می‌گیریم. طیف پرتو گامای آن در شکل ۱۹.۱۰ آمده، و اطلاعات مربوط به γ و تبدیل در جدول ۳.۱۰ داده



شکل ۱۸۰۱۰ واپاشی ایزومری ^{180m}Hf .



شکل ۱۹۰۱۰ طیف پرتوگامای ناشی از واپاشی ^{177}Lu . قلّه با انرژی حدود ۹۰ keV ناشی از اکتیویته یک ناخالصی است که در این نمونه فعال شده توسط نوترون تولید شده است.

شده است. واپاشیهای بتازای ^{177}Lu و تبدیل آن را به ^{177}Hf در بخش ۱۰.۹ بررسی کردیم، که عبارت اند از چهار واپاشی منتهی به حالت پایه و حالات برانگیخته ۱۱۳، ۲۵۰، و ۳۲۱ keV. گذارهای ناشی از هر یک از این حالات برانگیخته به حالت پایه را می‌توانیم در جدول ۳.۱۰ مشاهده کنیم، و بنا بر این می‌توانیم انرژی حالات برانگیخته را در ۱۱۳، ۲۴۹.۷، و ۳۲۱.۳ keV در نظر بگیریم. (این انرژیهای γ با دقت ± 0.1 keV تعیین

جدول ۳.۱۰ گذارهای گاما در واپاشی ^{238}Pu .

ضرب تابدیل		شدت نسبی γ	انرژی گذار (keV)
نظریه چندقطبی	نظریه (پوسته انمی)		
$0.972(E_1), 9.290(M_2)$	$0.900 \pm 0.111(K)$	2.74 ± 0.1	۷۱.۶
$0.071(E_1), 2.473(M_2)$	$0.087 \pm 0.010(L_1)$		
$2.74(M_1), 0.974(E_2)$	$0.978 \pm 0.05(K)$	$\cong 100$	۱۱۳.۰
$0.345(M_1), 0.076(E_2)$	$0.091 \pm 0.011(L_1)$		
$1.245(M_1), 0.248(E_2)$	$0.249 \pm 0.008(K)$	0.92 ± 0.06	۱۳۶.۷
$0.20(M_1), 0.055(E_2)$	$0.008 \pm 0.002(L_1)$		
$0.046(E_1), 2.955(M_2)$	$0.046 \pm 0.004(K)$	1.44 ± 10	۲۰۸.۳
$0.0553(E_1), 0.238(M_2)$	$0.0063 \pm 0.0006(L_1)$		
$0.24(M_1), 0.094(E_2)$	$0.101 \pm 0.009(K)$	3.0 ± 0.2	۲۴۹.۷
$0.0155(E_1), 0.249(M_2)$	$0.102 \pm 0.013(K)$	3.26 ± 0.2	۲۲۱.۳
$0.0518(E_1), 0.051(M_2)$	$0.0517 \pm 0.0002(L_1)$		

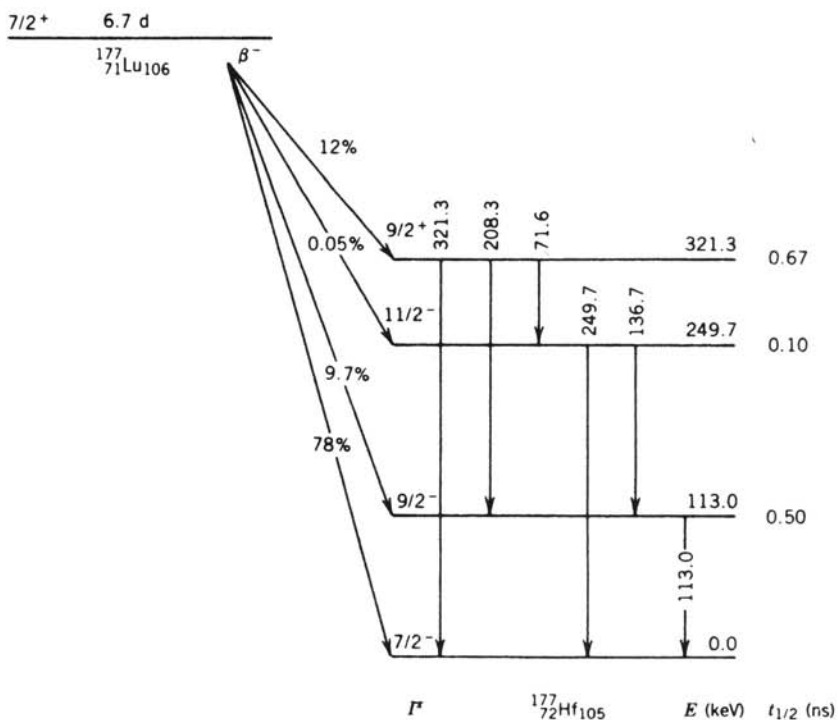
شده‌اند، درحالی که دقت انرژی‌های β فقط در حدود ± ۲ تا ± ۳ keV است. در گذارهای جدول ۳.۱۰ با کلیه گذارهای ممکن، بین حالات برانگیخته، روبرو می‌شویم

$$۳۲۱۳ - ۲۴۹۷ \text{ keV} = ۷۱۶ \text{ keV}$$

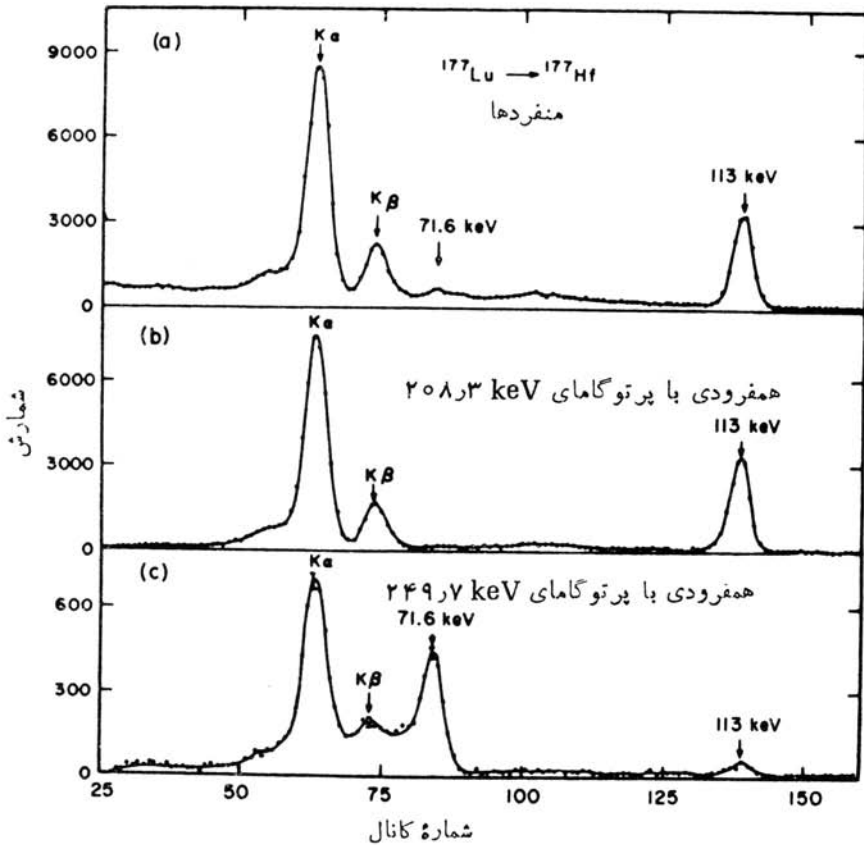
$$۳۲۱۳ - ۱۱۳۰ \text{ keV} = ۲۰۸۳ \text{ keV}$$

$$۲۴۹۷ - ۱۱۳۰ \text{ keV} = ۱۳۶۷ \text{ keV}$$

می‌دانیم که حالت پایه و دو تراز برانگیخته اولیه در ^{۱۷۷}Hf پایینترین حالات یک نوار دورانی با اسپینهای $(۷/۲)^-$ ، $(۹/۲)^-$ ، $(۱۱/۲)^-$ ، ... هستند. انتظار داریم که گذار ۱۱۳۰ keV به صورت $(۷/۲)^- \rightarrow (۹/۲)^-$ و در نتیجه از نوع $M۱ + E۲$ ، گذار ۱۳۶۷ keV به صورت $(۹/۲)^- \rightarrow (۱۱/۲)^-$ و از نوع $M۱ + E۲$ ، و گذار ۲۴۹۷ keV به صورت $(۷/۲)^- \rightarrow (۱۱/۲)^-$ و از نوع $E۲$ باشد. این انتظارات با ضرایب تبدیل هم سازگارند. واپاشیهای تراز ۳۲۱۳ به هر سه تراز پایینتر از طریق گذارهای $E۱ + M۲$ صورت می‌گیرد، و در نتیجه فقط انتساب $(۹/۲)^+$ امکان‌پذیر است. نمودار واپاشی استنباط شده را در شکل ۲۰.۱۰ نشان داده‌ایم. برای بررسی صحت



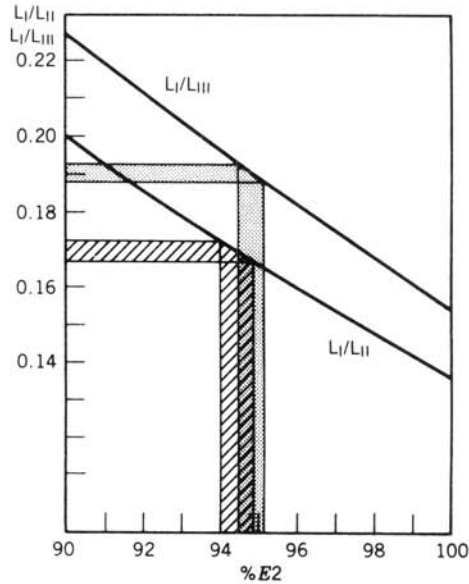
شکل ۲۰.۱۰ نمودار واپاشی ^{۱۷۷}Lu و تبدیل آن به ^{۱۷۷}Hf . شدتهای انشعاب β به‌طور غیرمستقیم از شدتهای پرتو γ استنتاج شده‌اند، و با آنچه در شکل ۲۹.۹ دیدیم فرق دارند.



شکل ۲۱۰۱۰ طیفهای همفرودی حاصل از واپاشی ^{177}Lu به همفرودی شدید بین ۲۰۸ و ۱۱۳ توجه کنید؛ همچنین دقت کنید که چگونه قله 71.6 keV که در طیف منفردها در بالا به سختی قابل مشاهده است به طور بارزی با 249.7 keV همفرود است. (ظهور قله کوچک 113.0 keV در طیف همفرودی 249.7 keV حاصل آزمایشی استادانه است.)

و سقم جایگاه تخصیص داده شده به این گذارها، می‌توان از اندازه‌گیریهای همفرودی پرتو γ استفاده کرد که نمونه‌ای از آن در شکل ۲۱۰۱۰ نشان داده شده است. طیف همفرودی، ارتباط همفرودی گذارهای $208.3 - 113.0$ و $249.7 - 71.6$ را به روشنی نشان می‌دهد.

به‌عنوان نکته نهایی درباره این واپاشی، خاطر نشان می‌کنیم که نسبتهای زیر پوسته L_1 می‌تواند مؤلفه‌های نسبی M_1 و E_2 را در گذار 113.0 keV تعیین کند. شکل ۲۲۰۱۰ وابستگی نسبتهای L_1/L_{III} و L_I/L_{II} را در مورد مؤلفه E_2 نشان می‌دهد. این اطلاعات



شکل ۲۲۰۱۰ تعیین سهم E_2 در گذار 1130 keV هسته ^{177}Hf با استفاده از اطلاعات زیریوسته L_I . نوارهای افقی گستره نسبت‌های تجربی زیریوسته L_I ، و نوارهای عمودی نسبت‌های متناظر E_2 را نشان می‌دهند. به این ترتیب معلوم می‌شود که ۹۴ تا ۹۵٪ گذار از نوع E_2 (و در نتیجه ۵ تا ۶٪ از نوع M_1) است.

دقیق نشان می‌دهند که این گذار ۹۴ تا ۹۵٪ از نوع E_2 و فقط ۵ تا ۶٪ از نوع M_1 است. در این مورد، تابع موج‌های هسته‌ای، احتمال گذار E_2 را به اندازه‌ای افزایش می‌دهند که E_2 بر M_1 غلبه می‌کند.

در این بخش، چند مثال از نمودارهای واپاشی را که با استفاده از طیف‌نمایی پرتو γ و الکترون تبدیلی قابل توضیح‌اند، بررسی کردیم. البته منزوی ساختن یک روش از سایر روشها برای تعیین خصوصیات حالت‌های هسته‌ای غیر ممکن است، ولی از مثال‌های بحث‌شده در اینجا به اهمیت اطلاعات تفصیلی و دقیقی که با استفاده از این روشها به دست می‌آیند پی می‌بریم.

۹.۱۰ فلوئورسانی تشدید هسته‌ای و اثر موسباور

معکوس فرایند گسیل پرتو γ ، جذب پرتو γ است که طی آن هسته در حالت پایه فوتونی با انرژی E_γ را جذب می‌کند و به یک حالت برانگیخته در انرژی ΔE بالاتر از حالت پایه می‌جهد. رابطه بین E_γ و ΔE با روشی مشابه آنچه برای به دست آوردن معادله (۴۰۱۰) به کار بردیم، به دست می‌آید

$$\Delta E = E_\gamma - \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \quad (28.10)$$

اگر فرض کنیم که هسته جاذب در حال سکون است. تفاوت بین ΔE و E_γ ناشی از پس‌زنی هسته پس از جذب فوتون است.

فرض می‌کنیم یک چشمه γ داریم که انرژی آن به طور پیوسته تغییر می‌کند. سطح مقطع جذب تشدیدی یک فوتون برابر است با

$$\sigma_0 = 2\pi \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^2 \frac{2I_c + 1}{2I_g + 1} \frac{1}{1 + \alpha} \quad (29.10)$$

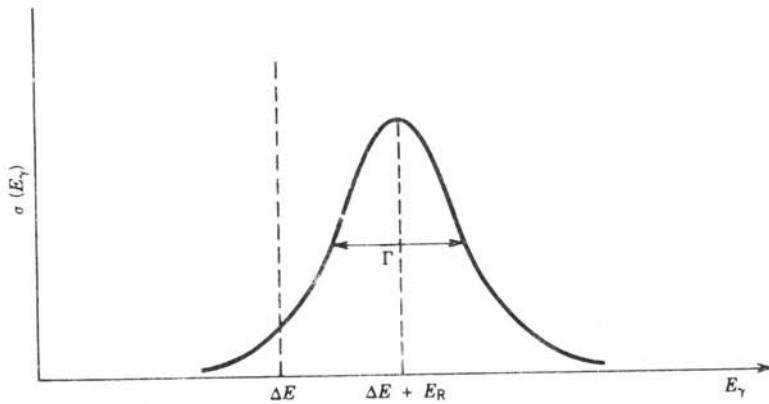
که در آن α ضریب تبدیل I_g و I_c اعداد کوانتومی مربوط به اسپین حالات پایه و برانگیخته است. چون انرژی حالت برانگیخته «تیز» نیست، حتی اگر انرژی γ تا اندازه‌ای با مقدار تشدید تفاوت داشته باشد، جذب صورت می‌گیرد. همان‌طور که در فصل ۶ بحث شد، هر حالت با عمر متوسط τ دارای پهنای $\Gamma = \hbar/\tau$ است، و از اندازه‌گیری انرژی حالت توزیعی به صورت معادله (۲۰.۶) و شکل ۳.۶ به دست می‌آید. اگر باریکه‌ای از فوتونها را به مجموعه‌ای از هسته‌های برهنه بتا بنیم (به طوری که فرایندهای پراکندگی و جذب مربوط به الکترونهای اتمی از بین بروند)، سطح مقطع جذب تشدیدی برابر خواهد بود با

$$\sigma(E_\gamma) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{[E_\gamma - (\Delta E + E_R)]^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (30.10)$$

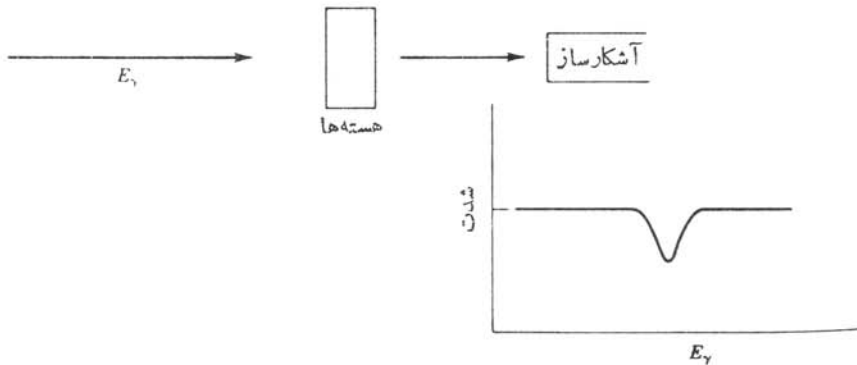
که در آن E_R همان تصحیح پس‌زنی $E_\gamma^2/2Mc^2$ است. این توزیع در شکل ۲۳.۱۰ رسم شده است. به طور کلی برای حالات هسته‌ای با عمرهای متوسط نانوثانیه تا پیکوثانیه، پهنای حالتها در گستره 10^{-6} تا 10^{-2} eV است.

شکل ۲۴.۱۰ نمای ساده‌ای از آزمایش جذب تشدیدی را نشان می‌دهد. با تغییر E_γ ، منحنی تشدید شکل ۲۳.۱۰ به دست می‌آید. در انرژیهای دور از تشدید، هسته‌ها نسبت به تابش شفاف هستند و جذبی صورت نمی‌گیرد. در حالت تشدید، شدت عبور حداقل می‌شود.

در عمل مشاهده پهنای خط طبیعی Γ غیرمعمول است. یکی از عوامل اصلی دخالت در پهنای خط مشاهده شده، پهن شدن دوپلری Δ ناشی از این علت است که هسته‌ها (برخلاف آنچه فرض کردیم) ساکن نیستند، بلکه در حقیقت متناسب با هر دمای T دارای حرکت گرمایی هستند. فوتونهایی که در چارچوب مرجع آزمایشگاه گسیل یا جذب می‌شوند، دارای انتقال دوپلر با انرژیهای $E'_\gamma = E_\gamma(1 \pm v_x/c)$ هستند، که در آن v_x مؤلفه سرعت هسته در جهت حرکت فوتون است. اگر حرکت هسته‌ها با توزیع سرعت معمولی ماکسول $\exp[-(1/2)mv_x^2]/kT$ نشان داده شود، توزیع انرژی به صورت



شکل ۳۳.۱۰ سطح مقطع جذب تشدید معادله (۳۰.۱۰). انرژی پس‌زنی E_R تشدید را اندکی از مقدار انتظاری $E_\gamma = \Delta E$ که درغیاب پس‌زنی اتفاق می‌افتد، جا به‌جا می‌کند.



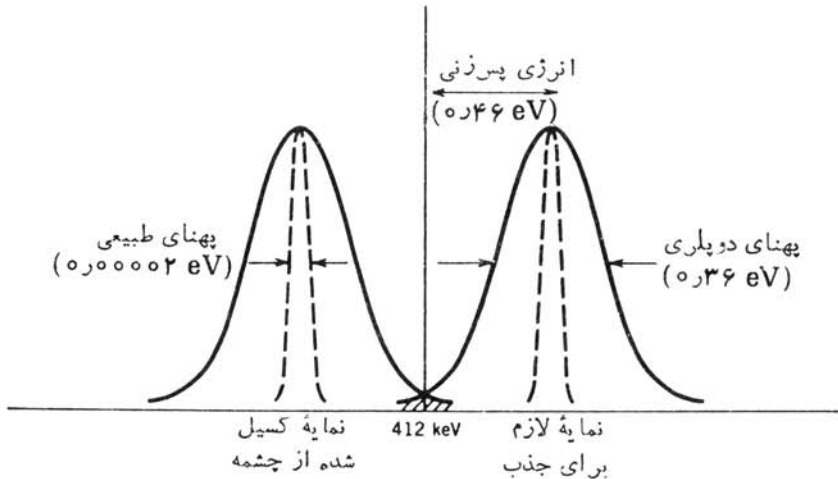
شکل ۳۴.۱۰ طرح یک آزمایش برای مشاهده جذب تشدید در هسته‌ها.

$\exp - (mc^2 / 2kT)(1 - E'_\gamma / E_\gamma)^2$ خواهد بود که توزیعی گاوسی با پهنای زیر را به‌دست می‌دهد

$$\Delta = 2\sqrt{\ln 2} E_\gamma \sqrt{\frac{2kT}{Mc^2}} \quad (31.10)$$

در دمای اتاق $kT \approx 0.025 \text{ eV}$ است و برای گذار 100 keV در هسته‌های میان وزن داریم $\Delta = 0.1 \text{ eV}$ ، که در بسیاری از گذارهای هسته‌ای بر پهنای خط طبیعی غلبه می‌کند. حتی سرد کردن تا دماهای کم (برای مثال، کاهش دما به 4 K در اثر تماس گرمایی با مخزن هلیوم مایع) پهنای خط را فقط یک مرتبه بزرگی تا 0.1 eV کم می‌کند. پهنای مشاهده شده در آزمایشهایی مانند شکل ۳۴.۱۰، ترکیبی از پهنای خط طبیعی و موارد اضافی مانند پهن شدن دوپلری است.

چشمه‌های قابل تنظیم فوتون که برای آزمایش تشدید مورد نیازند، وجود ندارند. (بهترین چشمه ممکن در عمل، طیف الکترومغناطیسی پیوسته حاصل از تابش ترمزی یا تابش سنکروترون است که به وسیله شتاب‌دهنده‌های ذرات باردار با انرژی‌های نسبی تولید می‌شود.) بنابراین در آزمایشگاه‌های معمولی، باید به چشمه‌های عادی تابش γ که فقط فوتونهای با انرژی ناپیوسته گسیل می‌کنند، قناعت کنیم. اما، برای جذب تشدیدی باید چشمه رادیو اکتیوی داشته باشیم که پرتوهای γ با فاصله انرژی حداکثر 0.1 eV از انرژی تشدید مورد نظر $\Delta E + E_R$ گسیل کند. البته احتمال یافتن چنین چشمه‌ای با خصوصیت چندقطبی مناسب بسیار کم است. بنابراین، بهتر است از چشمه‌ای استفاده کنیم که در آن تابش گامای ناشی از گذار دو به پایین مشابه همان تابشی باشد که می‌خواهیم با جذب تشدیدی و گذار دو به بالا برانگیزیم. برای مثال، واپاشی ^{198}Au را در نظر بگیرید. پس از واپاشی بتا از ^{198}Hg یک پرتو گامای قوی با انرژی 412 keV گسیل می‌شود. حال اگر بگذاریم که پرتو γ بره‌دنی از هسته‌های ^{198}Hg پایدار فرود آید، احتمال جذب و برانگیزش از حالت پایه به حالت برانگیخته 412 keV وجود دارد. عمر متوسط حالت 412 keV برابر 32 ps است که با پهنای $2 \times 10^{-5} \text{ eV}$ متناسط است. انرژی پس‌زنی E_R برابر $0.46 \text{ eV} = E_{\gamma}^2 / 2Mc^2$ است، و توجه به این نکته نیز حائز اهمیت است که پس‌زنی در هر دو گذار گسیلی و جذبی وجود دارد. یعنی، تابش گسیلی دارای انرژی $\Delta E - E_R$ است، در حالی که انرژی لازم برای جذب برابر $\Delta E + E_R$ می‌شود. این وضعیت در شکل ۲۵-۱۰



شکل ۲۵-۱۰ انرژی تابش گسیلی به اندازه E_R نزول می‌کند، در حالی که جذب محتاج به افزایش انرژی به اندازه E_R است. به علت پهن شدن گسیلی (گره‌ای) دوپلر، همپوشی اندکی (ناحیه‌ها شورزده) بین خطوط گسیلی و جذبی وجود دارد. پهنای طبیعی در مقیاس انرژی این نمودار، اغراق آمیز نشان داده شده است.

نشان داده شده است. در این شکل، پهنای دوپلری خطوط را در دمای اتاق برابر 0.36 eV در نظر گرفتیم. همان‌طور که ملاحظه می‌کنید، همپوشی بین خطوط جذبی و گسیلی، و در نتیجه احتمال برانگیزش تشدید، در این مورد بسیار کم است.

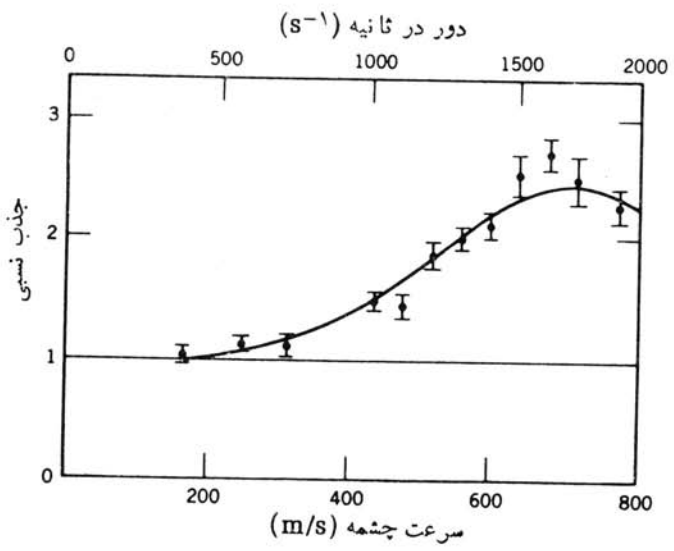
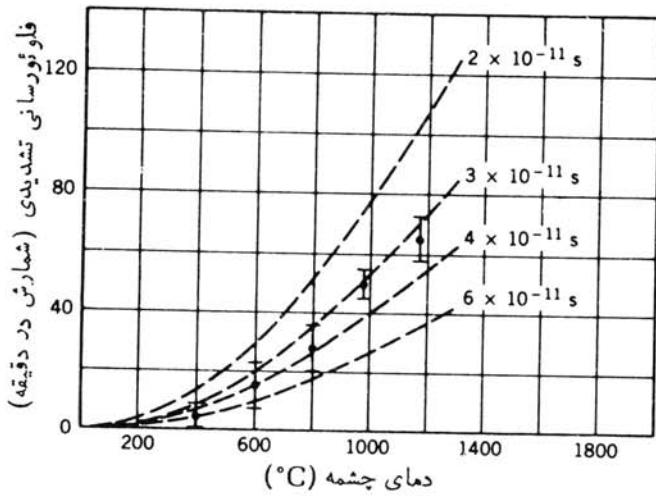
(به تفاوت میان این مورد و مورد تابش اتمی توجه کنید. انرژی گذارهای ایتیکی در حدود چند eV است؛ تصحیح پس‌زنی در Hg برابر $10^{-12} \times 2.7 \times 10^8 \text{ eV}$ است، و در نتیجه همپوشی تقریباً کاملی بین نمایه‌های گذار چشمه و اتم جاذب وجود دارد. بنا بر این، انجام آزمایشهای جذب تشدید اتمی نسبتاً آسان است.)

روشهایی چند برای غلبه بر تفاوت انرژی E_R بین گذارهای چشمه و هسته جاذب وجود دارند. اولین روش مبتنی بر افزایش دما و در نتیجه افزایش پهن شدن دوپلر است، که بر اثر آن همپوشی نمایه‌ها امکان‌پذیر می‌شود. در روش دوم، چشمه با سرعت زیاد به طرف هسته جاذب حرکت داده می‌شود تا انتقال دوپلری انرژی گسیلی به میزان $2E_R$ برسد. از آنجا که انرژی انتقال دوپلری برابر $E_\gamma(1+v/c)$ است، سرعت لازم به صورت زیر به دست می‌آید

$$v = c \frac{2E_R}{E_\gamma} \quad (32.10)$$

که برابر $c \times 10^{-6} \times 2.2$ یا 670 m/s است. آزمایشهایی از این نوع، معمولاً با اتصال چشمه به نوك قسمت چرخنده دريك دستگاه گریز از مرکز انجام می‌شود که با سرعت 10^4 تا 10^5 دور در دقیقه می‌چرخد. شکل ۲۶.۱۰ نمونه‌هایی از نتایج حاصل از پهن شدن گرمایی و روشهای گریز از مرکز را نشان می‌دهد.

موفق‌ترین و مفیدترین روش برای غلبه بر مشکل پس‌زنی، اثر موسباؤر نامیده می‌شود. در سال ۱۹۵۸ رودولف موسباؤر يك آزمایش جذب تشدید با استفاده از چشمه ^{191}Ir ($E_\gamma = 129 \text{ keV}$; $E_R = 0.047 \text{ eV}$) ترتیب داد. هسته‌های گسیلنده و جاذب در شبکه‌ای از بلور مقید بودند. انرژیهای بستگی اتم در شبکه بلور نوعاً در حدود 1 eV است، و بنا بر این انرژی پس‌زنی کافی برای اینکه اتم جایگاه خود در شبکه را ترك کند وجود ندارد. این اثر تا اندازه‌ای مانند تفاوت بین ضرب زدن با چوگان به يك تك آجر و ضرب زدن به يك آجر در دیوار آجری است. جرمی که در عبارت مربوط به پس‌زنی به کار می‌رود به جای جرم يك اتم، جرم تمام جسم جامد خواهد بود. بعلاوه، کسر معینی از اتمهای موجود در شبکه (که با توجه به ملاحظات آماری تعیین می‌شود) در حالت نوسانی پایه در حرکت گرمایی است و در نتیجه پهن شدن گرمایی دوپلر در آن خیلی کم است. به این ترتیب، خطوط گسیلی و جذبی با پهنایی بسیار باریک که با پهنای خط طبیعی ($3 \times 10^{-6} \text{ eV}$) در ^{191}Ir مشخص می‌شود، روی هم می‌افتند. برای نمایش این پدیده فقط کافی است که چشمه و جاذب را نسبت به یکدیگر با سرعت کم حرکت دهیم؛ اگر سرعت به اندازه‌ای باشد که انتقال دوپلری بیش از پهنای طبیعی خط شود، تشدید از بین می‌رود. برای پهنای خط کل

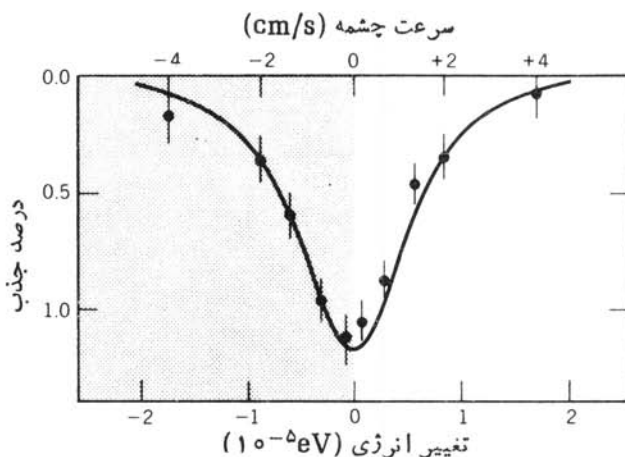


شکل ۲۶.۱۰ روشهای پهن شدگی گرمایی (بالا) و گریز از مرکز (پایین) برای مشاهده تشدید هسته‌ای در ^{198}Hg . نقاط اطلاعاتی شکل بالا، جذب تشدیدى فزاینده‌ای را با افزایش دما نشان می‌دهد (پهن شدن خطوط شکل ۲۵.۱۰ و افزایش همپوشی). خط چینها رفتار مورد انتظار برای طول عمر حالت‌های برانگیخته مختلف را نشان می‌دهند (یعنی، برای پهنای طبیعی مختلف). با استفاده از این داده‌ها طول عمر در حدود 30 ps تعیین شده است. نمودار پایینی، نتایج انتقال دوپلری تابش گسیل شده از چشمه را پس از اتصال به نوك يك چرخنده نشان می‌دهد. در این مورد، خط گسیلی شکل ۲۵.۱۰ به انرژیهای بالاتر منتقل می‌شود تا بر خط جذبی منطبق شود. طبق برآورد، این حالت در سرعت 670 m/s رخ می‌دهد.

$6 \times 10^{-6} \text{ eV}$ (زیرا چشمه و جاذب هردو دارای پهنای خط طبیعی هستند)، سرعت لازم در حدود $5 \times 10^{-11} \text{ c}$ یا 15 mm/s می‌شود، که بهبود قابل ملاحظه‌ای نسبت به 700 m/s در آزمایش گریز از مرکز است! شکل ۲۷.۱۰ نتیجه این تشدید را که نخستین بار در سال ۱۹۵۸ توسط موسباؤر به دست آمد، نشان می‌دهد.

نکته قابل ملاحظه در اثر موسباؤر، دقت بسیار زیاد آن در اندازه‌گیری انرژی‌های نسبی است. برای مثال، فرض کنید که محیط اتمهای چشمه یا جاذب را طوری تنظیم کرده‌ایم که تفاوت انرژی بین حالات اولیه و نهایی به میزان اندک δE جا به جا شده است. با استفاده از اثر موسباؤر، باید بتوان این انتقال را که از همان مرتبه بزرگی پهنای تشدید است، اندازه‌گیری کرد. (اگر انتقال در مقایسه با پهنای تشدید خیلی کوچک باشد، اندازه‌گیری آن بسیار مشکل می‌شود.) در مورد ^{191}Ir که پهنای تشدید مشاهده شده در حدود 10^{-5} eV است، مسئله این است که باید تغییر انرژی 10^{-5} eV برای انرژی گامای 10^5 eV ، یعنی اثر یک قسمت در 10^{10} ، را اندازه‌گیری کنیم. در ^{57}Fe که اغلب در اندازه‌گیری اثر موسباؤر به کار می‌رود، پهنای خط مشاهده شده (طبیعی) از مرتبه 10^{-8} eV است، و بدینسان اثرات تجربی از مرتبه یک قسمت در 10^{12} قابل اندازه‌گیری هستند!

اگرچه نظریه اثر موسباؤر را به تفصیل بررسی نخواهیم کرد، ولی شایسته است که در اینجا یکی دیگر از جنبه‌های تشدید یعنی عمق آن را که با کسر هسته‌های گسیلنده (یا جذب کننده) بدون پس‌زنی موجود در شبکه تعیین می‌شود، به اختصار مورد توجه قرار دهیم. محاسبه کسر بدون پس‌زنی f ، به خصوصیات بیش‌ازبیشتر یا کمتر بودن انرژی پس‌زنی از



شکل ۲۷.۱۰ اثر موسباؤر با استفاده از پرتوهای گامای 129 keV حاصل از ^{191}Ir . چون (۱) پهنای طبیعی خط به دست آمده است و (۲) پس‌زنی حذف شده است، اساساً همپوشی کاملی بین چشمه و جاذب وجود دارد. انتقال دوپلری انرژی چشمه به میزان اندکی بیش از پهنای طبیعی خط (10^{-5} eV) برای از بین بردن تشدید کافی است.

انرژی بستگی شبکه وابسته است. جامدات می توانند انرژی را به شیوه های متعددی غیر خارج ساختن آنها از جایگاههای شبکه ای جذب کنند. در انرژیها و دماهای پایین، عمل در مرحله اول از طریق ارتعاشات شبکه ای که فونون نامیده می شوند، صورت می گیرد (انتشار این فونونها در شبکه، خصوصیات شناخته شده ای مانند امواج مکانیکی و صوتی را مسووب می شود.) این ارتعاشات در طیفی از بسامدها، از صفر تا مقدار بیشینه ω_{\max} ایجاد می شوند. انرژی متناظر با بیشترین بسامد ارتعاشی معمولاً بر حسب دمای خاصی بیان می شود که آن را دمای دبی θ_D می نامند. این دما طوری تعریف شده است که $\hbar\omega_{\max} = k\theta_D$ می شود، که در آن k ثابت بولتزمن است. برای اجسام معمولی داریم $\hbar\omega_{\max} \sim 0.01 \text{ eV}$ و $\theta_D \sim 1000 \text{ K}$ کسر بدون پس زنی برابر است با

$$f = \exp\left[-\frac{\langle x^2 \rangle}{(\lambda/\sqrt{2\pi})^2}\right] \quad (33.10)$$

که در آن $\langle x^2 \rangle$ میانگین مربعی دامنه ارتعاش هسته گسیلنده و λ طول موج پرتو γ است. استفاده از تابع توزیع بوز-اینشتین برای طیف فوتون ارتعاشی، محاسبه دامنه میانگین مربعی را امکان پذیر می سازد و کسر بدون پس زنی را به صورت زیر به دست می دهد

$$f = \exp\left\{-\frac{6E_R}{k\theta_D}\left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^2 \int_0^{\theta_D/T} \frac{xdx}{e^x - 1}\right]\right\} \quad (34.10)$$

در دماهای پایین $T \ll \theta_D$ ، آخرین جمله در نما قابل چشم پوشی است. مقادیر θ_D برای فلزات مختلف تغییر قابل ملاحظه ای ندارد ($\theta_D \sim 400 \text{ K}$ برای Fe و 300 K برای Ir). بنابراین، در تعیین کسر بدون پس زنی، انرژی پس زنی E_R نقش اصلی را برعهده دارد. برای گذار 1474 keV در ^{57}Fe داریم $E_R = 0.002 \text{ eV}$ و $f = 0.92$ ، درحالی که برای Ir داریم $f \approx 0.1$. [دومین جمله در نمای معادله (34.10) همواره منفی است و در نتیجه این جمله سبب کوچکتر شدن f از برآوردهای دمای پایین می شود.] چون فرایندهای بدون پس زنی در هر دو مورد چشمه و جاذب ضروری هستند، کسر بدون پس زنی کلی از حاصل ضرب عوامل چشمه و جاذب تعیین می شود. بنابراین، تعجب آور نیست که آزمایش اولیه موسباور با Ir اثری فقط به میزان 1% را نشان داد، درحالی که Fe اثر بسیار بزرگتری را نشان می دهد.

اثر موسباور در موارد گوناگون کاربردهای فراوان پیدا کرده است. مورد استفاده اصلی آن در کارهایی است که در آنها باید خواص محیط فیزیکی یا شیمیایی یک هسته را تعیین کنیم. ولی یکی از مهمترین کاربردهای دقت بسیار زیاد آن، تعیین تغییر انرژی فوتونهای است که در میدان گرانشی زمین سقوط می کنند و به نام انتقال سرخ گرانشی معروف است. یکی از پایه های نظریه نسبیت عام اینشتین، اثر هم انرژی است که بر طبق آن نمی توان تمایزی

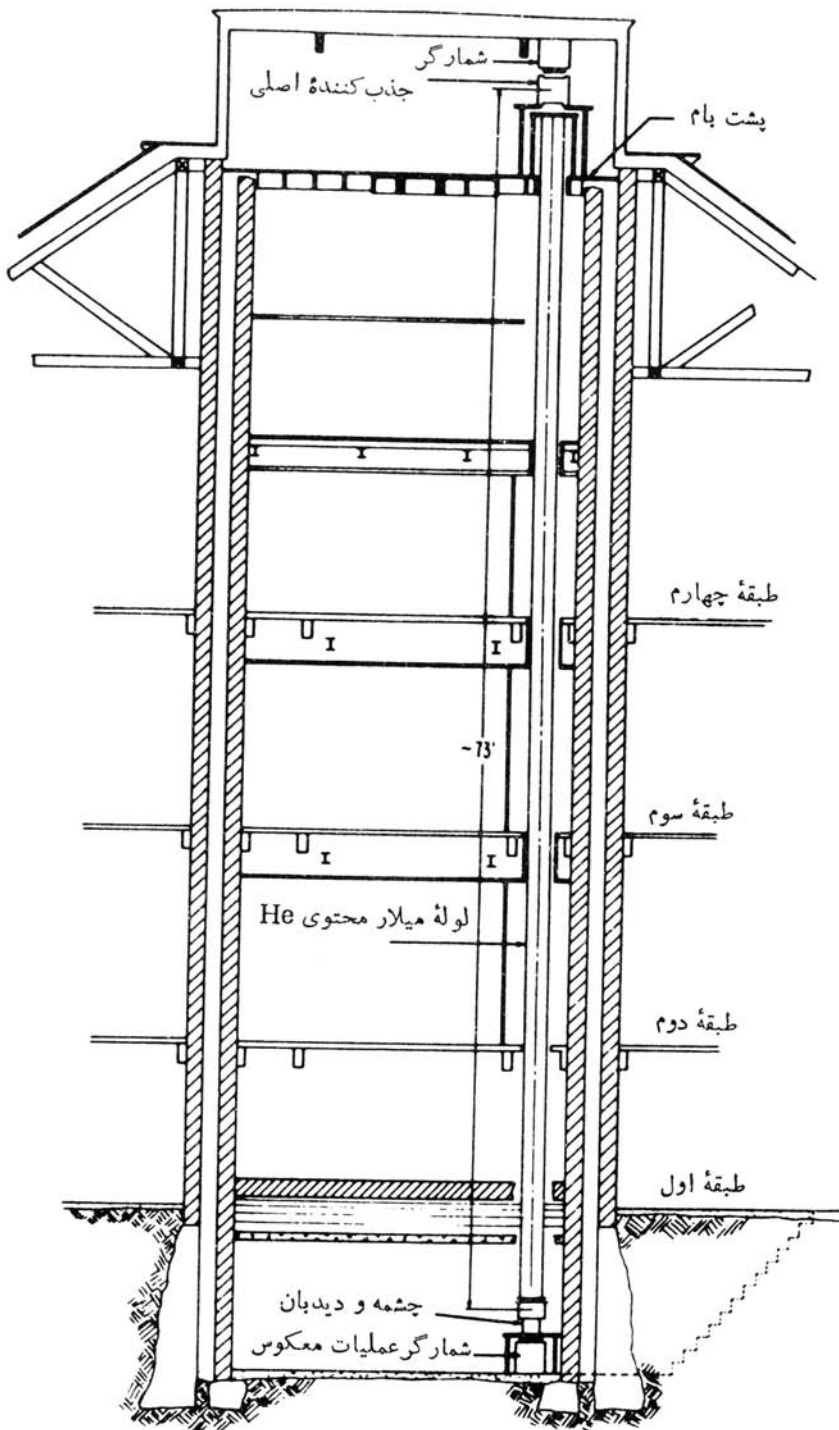
بین اثرات يك میدان گرانشی یکنواخت موضعی و اثرات يك چارچوب مرجع شتابدار یکنواخت قائل شد. اگر بخواهیم گسیل و جذب تابش را در چارچوب مرجع شتابداری مشاهده کنیم که در آن فاصله بین چشمه و جاذب H است، در زمان H/c که تابش مسافت بین چشمه و جاذب را می‌پیماید، هسته جاذب باید سرعتی برابر gH/c کسب کند که در آن g شتاب است و مقدار آن برابر (ولی در خلاف جهت) شتاب گرانشی میدان یکنواخت انتخاب شده است. بنابراین انتقال دوپلری فوتونهای تابش به صورت زیر خواهد بود

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta v}{c} = \frac{gH}{c^2} \quad (۳۵.۱۰)$$

که مقدار آن در میدان گرانشی زمین در حدود ۱×۱۰^{-۱۶} دزهر متر است. در آزمایش اصلی پاوند و ربکا از هسته ^{۵۷}Fe استفاده شد (از يك چشمه ^{۵۷}Co به قدرت ۱ Ci)، و فوتونهای ۱۴۳ keV مسافتی معادل ۲۲۵ m را در برج آزمایشگاه فیزیک جفرسون در هاروارد به طرف بالا پیمودند (شکل ۲۸.۱۰). اثر مورد انتظار از مرتبه ۲×۱۰^{-۱۵} بود، که حتی برای حساسیت $(\Gamma/E\gamma)$ تقریبی ۳×۱۰^{-۱۳} در ^{۵۷}Fe مستلزم تلاشی قهرمانانه بود. برای مشاهده این انتقال اندک (که در حدود $۱۰^{-۲}$ برابر پهنای تشدید بود)، پاوند و ربکا کوشش خود را روی قسمتهایی از طیف منحنی تشدید که دارای بزرگترین شیب بودند متمرکز کردند. برای کاهش اثرات سیستماتیک، لازم بود که اژدهای چشمه و جاذب با دقت زیاد مراقبت شود (اختلاف دمای چشمه و جاذب سبب پهن شدن تشدید می‌شود، که اثری مشابه انتقال قله است) و به طور متناوب جای چشمه و جاذب را عوض کنند تا حرکت فوتونها در جهات متقابل بررسی شود. پس از چهار ماه آزمایش، نتیجه به صورت $\Delta E/E = (۴۹۰۵۲ \pm ۰۵۰۴۱) \times ۱۰^{-۱۵}$ به دست آمد که با مقدار انتظاری ۴۹۰۵۵×۱۰^{-۱۵} برای مسیر رفت و برگشت ۴۵ m قابل مقایسه بود. این آزمایش بسیار دقیق که یکی از دقیقترین آزمونهای نظریه نسبیت عام است، بدون استفاده از حساسیت بسیار زیاد اثر موسباور امکان پذیر نبود.

همان طور که ذکر شد، شاید کاربردهای اصلی اثر موسباور در مطالعه برهم کنش هسته‌ها با محیط فیزیکی و شیمیایی آنها بوده است. برهم کنش گشتاورهای الکترومغناطیسی هسته‌ای با میدانهای محیطی را معمولاً برهم کنشهای فوق دیز می‌نامند، که آنها را به طور مفصلتر در فصل ۱۶ بررسی خواهیم کرد. در حال حاضر، فقط به ذکر چند مثال از کاربردهای طیف‌نمایی موسباور و مطالعه آنها خواهیم پرداخت.

در اولین مورد، اثر نفوذ تابع موجهای اتمی را در حجم هسته به سادگی اندازه می‌گیریم. این کمیت، که در معادله (۱۲.۳) با نماد ΔE نشان داده شد، نماینده اختلاف انرژی بین ترازهای الکترونی بر اساس يك هسته «نقطه‌ای» و يك هسته باردار کروی به شعاع R است. اگرچه هدف ما در فصل ۳ محاسبه اثر این امر بر ترازهای اتمی بود، ولی با اندکی تأمل متوجه می‌شویم که ترازهای هسته‌ای هم باید به مقدار مساوی و در جهت مخالف انتقال



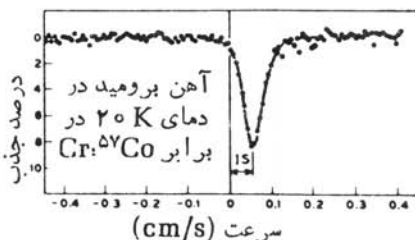
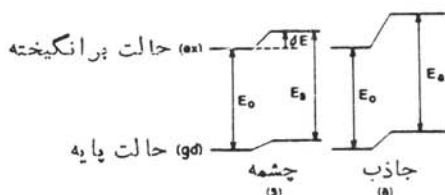
شکل ۲۸۰۱۵ نمای ساده‌ای از آزمایش انتقال سرخ گرانشی در برج هاروارد. برای تقلیل جذب در هوا، فوتونها در یک لوله میلار محتوی گاز He حرکت می‌کنند. در این شکل، چشمه در پایین و هسته جاذب و دستگاه شمارگر در بالا قرار گرفته‌اند.

یابند، زیرا انرژی کل مشاهده شده (اتمی + هسته‌ای) نمی‌تواند در اثر نیروهای داخلی تغییر کند. اگر E_0 نماینده انرژی فوتون در غیاب این اثر $E_0 = E_c - E_g$ که در آن e نماینده حالت برانگیخته و g_0 نشان‌دهنده حالت پایه است) باشد، انرژی مشاهده شده عبارت است از

$$E = (E_c + \Delta E_c) - (E_g + \Delta E_g) \\ = E_0 + \Delta E_c - \Delta E_g \quad (۳۶.۱۰)$$

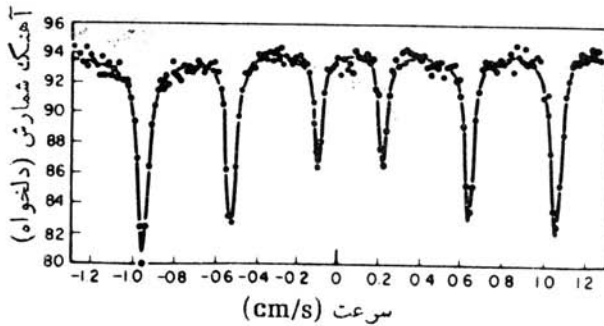
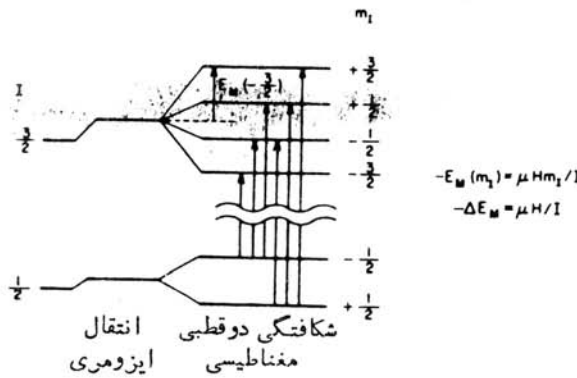
زیرا حالات پایه و برانگیخته دارای تابع موجهای مختلف و در نتیجه شعاعهای متفاوت هستند. اگر چشمه و جاذب در آزمایش موسباور دارای محیط شیمیایی یکسان باشند، تشدید تغییر نمی‌کند، ولی اگر چشمه و جاذب با هم فرق داشته باشند، انرژیهای گذار اندکی متفاوت خواهند بود. در این مورد، یکی از قله‌های شکل ۲۵.۱۰ نسبت به موردی که چشمه و جاذب یکسان باشند، جابه‌جا می‌شود. تأثیر آن بر طیف موسباور دور کردن مرکز تشدید از مکان مربوط به سرعت صفر است. این اثر انتقال ایزومری نامیده می‌شود (یا گاهی انتقال شیمیایی) و در شکل ۲۹.۱۰ نشان داده شده است. چنانکه می‌بینید، این اثر کوچک و از مرتبه یک قسمت در $۱۰^{۱۲}$ است.

در نوعی دیگر از جفت‌شدگی فوق‌ریز، شکافتگی ترازهای هسته‌ای را در میدان مغناطیسی مطالعه می‌کنیم. در فیزیک اتمی، اثر میدان مغناطیسی بر خطوط طیف اثر زیمنان



شکل ۲۹.۱۰ انتقال ایزومری. در مواد مختلف، حالات پایه و برانگیخته در اثر همپوشی تابع موجهای الکترونی و هسته‌ای دارای انتقالهای مختلف هستند. تأثیر این امر بر تشدید این است که موضع آن را نسبت به سرعت نسبی صفر جلو تر می‌برد.

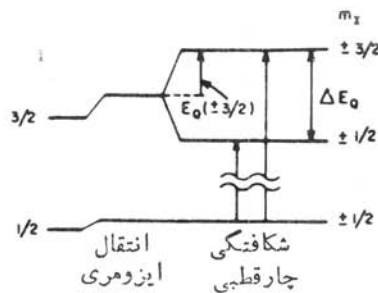
نامیده می‌شود و متناظر با از بین رفتن واگنی m تاییه مربوط به یک تراز با تکانه زاویه‌ای I در میدان مغناطیسی است. میدان تراز را به $14 + 2I$ زیر تراز با فاصله‌های مساوی می‌شکافد. طول موجهای اتمی در اثر زیمانوعاً به اندازه یک قسمت در 10^4 منتقل می‌شوند؛ گشتاورهای مغناطیسی هسته‌ای فقط 10^{-3} برابر گشتاورهای اتمی و انرژیهای گذار هسته‌ای 10^5 برابر انرژیهای اتمی هستند، و به این ترتیب اثر هسته‌ای حاصل در حد یک قسمت در 10^{12} است. شکل ۳۰.۱۰ مثالی از این مورد را برای ^{57}Fe نشان می‌دهد. علاوه بر ساختار فوق‌ریز مغناطیسی، یک انتقال ایزومری نیز وجود دارد. گشتاورهای مغناطیسی حالات پایه و برانگیخته نامساوی هستند و در حقیقت طیف موسباور می‌تواند هنگامی که حالت پایه پایدار و گشتاور آن با دقت زیاد شناخته شده است (مثل مورد ^{57}Fe)، گشتاور مغناطیسی حالت برانگیخته



شکل ۳۰.۱۰ شکافتگی دو قطبی مغناطیسی ترازهای هسته‌ای که به کمک اثر موسباور مشاهده شده است. در طرف راست شکل بالا حالات هسته‌ای m تاییه نشان داده شده‌اند که در اثر میدان مغناطیسی شکافته شده‌اند. اگر حالات پایه و برانگیخته گشتاورهای دو قطبی هسته‌ای مختلف داشته باشند، شکافتگی‌های انرژی ΔE_M چنانکه در شکل آمده است مختلف خواهند بود؛ در اینجا گشتاورها دارای علامت مختلف نیز هستند. برای گذارهای دو قطبی، فقط $\Delta m_I = 0$ یا ± 1 مجاز است، و به همین دلیل تعداد ۶ مؤلفه مختلف مشاهده می‌شود.

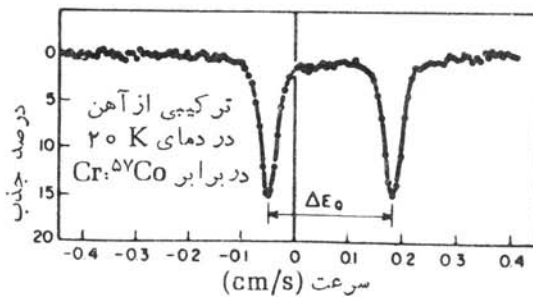
را به دقت تعیین کند. همچنین اگر گشتاور معلوم باشد، می‌توان اندازه میدان مغناطیسی را استنتاج کرد که حاوی اطلاعات مهمی در مورد ساختار اتمی است.

بالاخره، گشتاور چارقطبی هسته‌ای می‌تواند با شیب میدان الکتریکی برهم کنش کند و سبب شکافتگی چارقطبی الکتریکی شود. شکافتگی با m^2 متناسب است و در نتیجه $+m$ و $-m$ را از یکدیگر تمیز نمی‌دهد. بعلاوه، در حالت $I = 1/2$ شکافتگی ناپدید می‌شود. شکل ۳۱.۱۰ نمونه‌ای از مورد ${}^{57}\text{Fe}$ را نشان می‌دهد. توجه کنید که در برهم کنشهای چارقطبی الکتریکی در ${}^{57}\text{Fe}$ دو خط ظاهر می‌شود (در حالی که در مورد دوقطبی مغناطیسی شش خط نمایان است). برای ایزوتوپهای دیگری که اسپین حالات پایه و برانگیخته در آنها با هم فرق داشته باشد، تعداد خطوط متفاوت خواهد بود. این مطالعات را می‌توان به مواد با کاربردهای گوناگون گسترش داد. برای مثال،



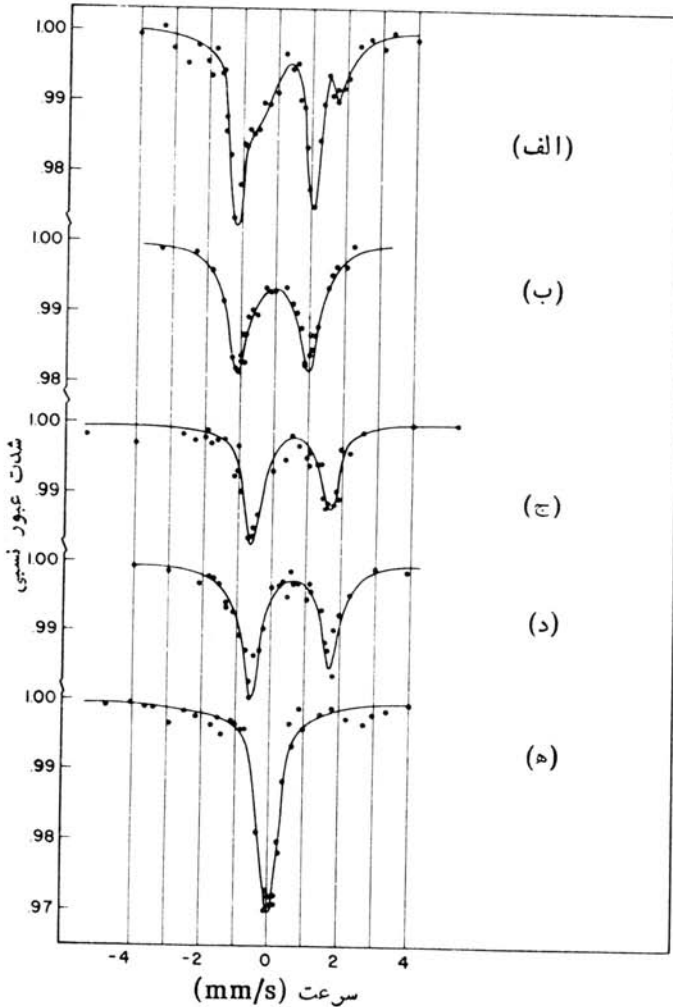
$$E_0(m_p) = e q Q \left[\frac{3m_p^2 - I(I+1)}{4I(2I-1)} \right]$$

$$\Delta E_0 = E_0(3/2) - E_0(1/2) = \frac{e q Q}{2}$$



شکل ۳۱.۱۰ شکافتگی فوق ریز چارقطبی الکتریکی. در رابطه شکافتگی انرژی، Q نماینده گشتاور چارقطبی الکتریکی هسته و q شیب میدان الکتریکی است (که بعضی اوقات V_{zz} یا $\partial^2 V / \partial z^2$ نامیده می‌شود). در این مورد فقط دو خط ظاهر می‌شوند، بعلاوه یک انتقال ایزومری هم مرکز طیف موسباؤر را از مکان متناظر به سرعت صفر دور می‌کند.

هموگلوبین پروتئین سبب قرمز شدن رنگ خون می‌شود و عامل پیوند اکسیژن در جریان خون است. هموگلوبین از نظر Fe غنی است و بنابراین می‌تواند در آزمایشهای موسباور مورد استفاده قرار گیرد. شکل ۳۲.۱۰ چند نمونه از نتایج این نوع آزمایش را نشان می‌دهد. خون اکسیژن‌دار یک طیف موسباور با شکافتگی چارقطبی را نشان می‌دهد، ولی



شکل ۳۲.۱۰ آزمایشهای اثر موسباور که محیطهای شیمیایی مختلف Fe را در هموگلوبین نشان می‌دهند. چشمه این آزمایشها ^{57}Co موجود در Pt بود. جاذبها به ترتیب عبارت بودند از (الف) گلبولهای قرمز موش در ۴K، (ب) هموگلوبین اکسیژن‌دار موش در ۷۷K، (ج) هموگلوبین انسان در CO در ۷۷K، (د) هموگلوبین انسان در N_2 در ۷۷K، و (ه) هموگلوبین انسان در CO در ۷۷K. به تفاوت انتقالهای ایزومری و شکافتگی چارقطبی الکترونیکی توجه کنید.

انتقال ایزومری آن با خون بدون اکسیژن اندکی متفاوت است. خون وریدی مخلوطی از هر دو نوع را نشان می‌دهد. خونی که در معرض CO قرار گرفته است، نمایانگر شکافتگی چارقطبی و انتقال ایزومری نیست. هموگلوبین اکسیژن‌دار با قرار گرفتن در میدان مغناطیسی قوی از خود شکافتگی دو قطبی مغناطیسی نشان می‌دهد، ولی هموگلوبین بدون اکسیژن چنین نیست. کلیه مطالب فوق مربوط به یونهای فرو (Fe^{2+}) است؛ یونهای فریک (Fe^{3+}) که ممکن است حضورشان نشانه بیماری خونی باشد، طیفهای موسباور متفاوتی از خود نشان می‌دهند.

مراجعات تکمیلی

کتاب زیر یک اثر جامع درباره تابش چندقطبی الکترومغناطیسی است

M. E. Rose, *Multipole Fields* (New York: Wiley, 1955),

بحث تابش چندقطبی کلاسیک را در کتاب زیر هم می‌توان خواند

J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (New York: Wiley, 1952),

شرح کوانتوم مکانیکی میدان تابش الکترومغناطیسی را می‌توان در مراجع زیر یافت

M. G. Bowler, *Nuclear Physics* (Oxford, Pergamon, 1973),

Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy, edited by K. Siegbahn (Amsterdam: North-Holland, 1965).

بسیاری از جنبه‌های نظری و تجربی گسیل گاما در کتاب زیر مرور شده است

The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, edited by W. D. Hamilton (Amsterdam: North-Holland, 1975),

جداول ضرایب تبدیل نظری را می‌توان در مراجع زیر یافت

R. S. Hager and E. C. Seltzer, *Nuclear Data Tables, A 4, 1* (1968),

F. Rösel, H. M. Fries, K. Alder, and H. C. Pauli, *Atomic Data and Nuclear Data Tables, 21, 91* (1978),

Alpha - Beta - and Gamma-Ray Spectroscopy, edited by K. Siegbahn (Amsterdam: North-Holland, 1965).

اثر موسباور در کتابهای زیر مرور شده است

G. K. Weithem, *Mössbauer Effect: Principles and Applications* (New York: Academic, 1964),

T. C. Gibb, *Principles of Mössbauer Spectroscopy* (New York: Halsted, 1976),

مقالات جدید درباره کاربرد اثر موسباور در کتابهای زیر گردآوری شده‌اند
Applications of Mössbauer Spectroscopy, Vols. I and II, edited by
 R. L. Coehn (New York: Academic, 1976 and 1980),
Mössbauer Spectroscopy, edited by U. Gonser (Berlin: Springer-Verlag,
 1981).

مسائل

- ۰۱ هر يك از هسته‌های زیر، در گذار بین حالت برانگیخته و حالت پایه، يك فوتون گاما گسیل می‌کنند. با در دست داشتن انرژی فوتون، انرژی حالت برانگیخته را بیابید و درباره رابطه بین انرژی پس‌زنی هسته و خطای تجربی انرژی فوتون بحث کنید: (الف) ^{110}Cd ؛ $320008419 \pm 000042 \text{ keV}$ در 51V ؛ (ب) $14759786 \pm 00005 \text{ keV}$ در ^{22}Ne ؛ $12749545 \pm 00017 \text{ keV}$ در ^{192}Ir ؛ (ج) $884954174 \pm 000074 \text{ keV}$ در ^{198}Au ؛ (د) $34519152 \pm 00047 \text{ keV}$ در ^{198}Hg ؛ $884954174 \pm 000074 \text{ keV}$ در ^{198}Hg ؛ $41180441 \pm 000015 \text{ keV}$ ؛ $675988743 \pm 000069 \text{ keV}$ ؛ $1087969033 \pm 000074 \text{ keV}$. فرض بر این است که این واپاشی به دو حالت برانگیخته E_1 و E_2 در ^{198}Hg منجر می‌شود، و گاماها به ترتیب متناظر با گذارهای $E_1 \rightarrow E_0$ ، $E_2 \rightarrow E_0$ ، $E_1 \rightarrow E_0$ هستند (که E_0 نماینده حالت پایه است). اگر این فرض صحیح باشد، انتظار داریم $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} = E_{\gamma_3}$ باشد که این رابطه با توجه به خطای آزمایش، به تقریب ولی نه به دقت برقرار است. نشان دهید که چگونه با در نظر گرفتن پس‌زنی هسته می‌توان این اختلاف را از میان برد.
- ۰۳ محاسبه احتمال گسیل تابش چارقطبی الکتریکی شامل جمله‌ای به صورت معادله (۳۶.۳) با شاخصهای مناسب تابع موجهای اولیه و نهایی است. برای این انتگرال، صحت قواعد گزینش پاریته را در گذارهای چارقطبی الکتریکی بیازمایید.
- ۰۴ (الف) برای يك هسته سبک ($A \approx 10$) نسبت احتمالات گسیل تابش چارقطبی و دوقطبی را طبق برآورد وایسکوف محاسبه کنید. کلیه انتخابهای ممکن برای پاریته حالات اولیه و نهایی را در نظر بگیرید. (ب) این محاسبه را برای يك هسته سنگین تکرار کنید ($A \approx 200$).
- ۰۵ در هسته‌ای که با مدل دورانی توصیف شده است (شکل ۲۲.۵)، دومین حالت برانگیخته همواره به صورت 4^+ است. این حالت با تابش E_2 به حالت 2^+ واپاشیده می‌شود. این مشاهده را با محاسبه مبتنی بر برآوردهای وایسکوف در موارد زیر توجیه کنید: (الف) نسبت بین احتمال واپاشی E_2 و واپاشیهای هشت قطبی ($L=3$) و شانزده قطبی ($L=4$) به حالت 2^+ ، و (ب) نسبت بین احتمال واپاشی E_2 و واپاشی شانزده قطبی به حالت

پایه. (یادآوری: این حالات، حالات دورانی جمعی هستند که برای آنها برآوردهای وایسکوف را نباید چندان جدی گرفت.)

۶. برای گذارهای گامای زیر، کلیه چندقطبیهای مجاز را به دست آورید و نشان دهید که کدام چندقطبی در تابش گسیلی شدت بیشتری دارد.

$$\begin{array}{ll} \text{(الف)} & \frac{9^-}{2} \rightarrow \frac{7^+}{2} \\ \text{(ب)} & \frac{1^-}{2} \rightarrow \frac{7^-}{2} \\ \text{(ج)} & 1^- \rightarrow 2^+ \\ \text{(د)} & 4^+ \rightarrow 2^+ \\ \text{(ه)} & \frac{11^-}{2} \rightarrow \frac{3^+}{2} \\ \text{(و)} & 3^+ \rightarrow 3^+ \end{array}$$

۷. در یک فرایند واپاشی که به حالت نهایی در یک هسته Z زوج و N زوج می‌انجامد، فقط سه پرتو γ با انرژیهای ۲۰۰، ۱۰۰، و ۳۰۰ keV گسیل می‌شوند که به ترتیب از نوع E_1 ، E_2 ، و E_3 هستند. دو نمودار تراز مختلف و قابل قبول را برای این هسته (که ضمناً با نظام شناخته شده ساختار هسته‌ای سازگار باشند) رسم کنید و محتملترین اسپین و پارامتر مربوط به این حالات را تعیین کنید. با چه نوع آزمایشی می‌توان بین این دو نمودار پیشنهادی تفاوت قابل شد.

۸. یک هسته با شروع از حالات پایه دارای حالات متوالی زیر است: $(3/2)^+$ ، $(7/2)^+$ ، $(5/2)^+$ ، $(1/2)^-$ ، و $(3/2)^+$. نمودار ترازاها را رسم کنید و گذارهای مجاز γ با شدت زیاد را نشان دهید و نوع آنها را تعیین کنید.

۹. حالت ایزومری 2^+ در ^{60}Co با انرژی ۵۸۶ keV به حالت پایه 5^+ واپاشیده می‌شود. تبدیل داخلی با گسیل γ رقابت می‌کند؛ ضرایب تبدیل مشاهده شده $\alpha_K = 41$ ، $\alpha_L = 7$ ، و $\alpha_M = 1$ هستند. (الف) نیمه عمر انتظاری حالت 2^+ را در صورتی که نوع گذار $M3$ فرض شود، به دست آورید و آن را با نیمه عمر مشاهده شده 10.5 min مقایسه کنید. (ب) اگر گذار حاوی جزء کوچکی از تابش E_4 باشد، تغییر نیمه عمر را چگونه برآورد می‌کنید؟ (ج) حالت 2^+ با گسیل مستقیم β نیز به ^{60}Ni واپاشیده می‌شود. انرژی بیشینه β برابر 1.55 MeV و $\log ft$ برابر ۷٫۲ است. حالت 2^+ در ۲۵ درصد موارد با گسیل β و در ۷۵ درصد موارد با گسیل γ و تبدیل داخلی واپاشیده می‌شود. در نظر گرفتن گسیل β چه تأثیری در نیمه عمر مشاهده شده دارد؟

۱۰. یک هسته Z زوج و N زوج دارای رشته ترازهای متوالی زیر در بالای حالت پایه 0^+ است: 2^+ (۸۹ keV)، 4^+ (۲۸۸ keV)، 6^+ (۵۸۵ keV)، 0^+ (۱۰۵۰ keV)، 2^+ (۱۱۲۹ keV). (الف) نمودار ترازهای انرژی را رسم کنید و کلیه گذارهای قابل قبول γ و نوع چندقطبی آنها را مشخص کنید. (ب) با در نظر گرفتن تبدیل داخلی، چه گذارهای اضافی و چه نوع چندقطبیتی ظاهر می‌شوند؟

۱۱. (الف) پنج‌باشش نمونه از گذارهای $0^+ \rightarrow 2^+$ از اولین حالات برانگیخته «دورانی» هسته‌های $190 < A < 185$ را انتخاب کنید. (برای دستیابی به اطلاعات طیف‌نمایی هسته از مراجع استاندارد استفاده کنید.) نسبت بین آنگنگ واپاشی مشاهده شده γ و برآورد وایسکوف متناظر آن را محاسبه کنید. تصحیح تبدیل داخلی در طول عمرهای محاسبه شده را در صورت لزوم انجام دهید. (ب) این محاسبه را برای هسته‌های «ارتعاشی» $185 < A < 160$ ، بدون در نظر گرفتن پوسته‌های بسته، تکرار کنید. (ج) در مورد تفاوت‌های بین گذارهای «دورانی» و «ارتعاشی» گاما به چه نتایجی می‌توان رسید؟
۱۲. جدول ایزوتوپها چندقطبی بودن گذارهای γ و طول عمر حالات برانگیخته را نشان می‌دهد. با جستجو در اطلاعات داده شده، نموداری مشابه شکل ۱۳.۱۰ آماده کنید که طول عمر گذارهای $M2$ را نشان دهد. رابطه بین طول عمر و انرژی گذار را بررسی کنید (در مواردی که تراز با چند گذار واپاشیده می‌شود از نیمه عمرهای جزئی استفاده کنید.) نمونه‌های مورد بررسی شامل ^{39}Ar ، ^{73}As ، ^{147}Eu ، ^{165}Ho ، ^{181}Ta ، و ^{182}W است، ولی می‌توانید بسیاری از موارد دیگر را نیز در نظر بگیرید.
۱۳. از جمله هسته‌هایی که در آنها گذارهای $E4$ دیده می‌شود، هسته‌های ^{44}Sc ، ^{52}Mn ، ^{86}Rb ، ^{92}Mo ، ^{114}In ، ^{202}Pb هستند. طول عمرهای جزئی این گذارها را با استفاده از اطلاعات طیف‌نمایی به دست آورید، و آنها را با مقادیر محاسبه شده از برآوردهای وایسکوف مقایسه کنید.
۱۴. جذب یک نوترون بسیار کم انرژی توسط ^{112}Cd منجر به تولید حالت برانگیخته ^{114}Cd می‌شود، که با گسیل پرتو γ مستقیماً به حالت پایه ^{114}Cd واپاشیده می‌شود. (الف) انرژی پرتو γ را با چشم‌پوشی از پس‌زنی هسته محاسبه کنید. (ب) انرژی جنبشی ^{114}Cd پس‌زن را محاسبه کنید.
۱۵. در بخش ۲.۵، حالات مدل ارتعاشی برای هسته‌های Z زوج و N زوج تا چندتایی سه فونونی 0^+ ، 2^+ ، 3^+ ، 4^+ ، و 6^+ مورد بحث قرار گرفت. این مدل قواعد گزینش گسیل γ را نیز به دست می‌دهد: عدد فونونی باید دقیقاً به اندازه یک واحد تغییر کند، و فقط گذارهای $E2$ مجاز هستند. یک نمودار تراز ارتعاشی رسم کنید که کلیه گذارهای مجاز γ را با شروع از چندتایی سه فونونی نشان دهد (از شکل ۱۹.۵ به عنوان مبنا استفاده کنید).
۱۶. یک نمودار واپاشی، انرژیهای زیر را (بر حسب keV) نشان می‌دهد: ۳۲۲۷، ۴۲۲۱، ۷۴۳۸، ۸۴۳۵، ۱۲۶۱، و ۱۵۸۸۸. از مطالعات همفرودی این واپاشی به دو نتیجه می‌رسیم: فقط یکی از گاماها با هیچ گامای دیگری همفرود نیست، و هیچیک از گاماها با بیش از سه گامای دیگر همفرود نیست. گاماها پس از یک واپاشی بتا که فقط به یک تراز منتهی می‌شود گسیل می‌شوند. با استفاده از این اطلاعات یک نمودار تراز قابل قبول پیشنهاد کنید. (یادآوری: دو ترتیب سازگار با اطلاعات داده شده برای این پرتوهای گاما می‌توان ارائه داد.)

۱۷. در مطالعه الکترونهاى تبدیل گسیل شده از يك فرايند واپاشى، انرژیهای زیر اندازه گیری شده اند (بر حسب keV): ۲۰۷۷۴۰، ۲۰۴۷۶۴، ۱۹۳۷۳۶، ۱۵۷۷۵۷، ۱۵۴۷۸۱، ۱۴۳۷۵۳، ۱۲۵۷۱۰، ۷۵۷۲۷، ۴۹۷۰۳، ۴۶۷۲۷، ۳۴۷۹۹. انرژی بستگى الکترونها در پوسته های مختلف عبارت اند از: keV ۸۳۷۱۰ (پوسته K)، keV ۱۴۷۸۴ (پوسته L)، keV ۳۷۵۶ (پوسته M)، و keV ۸۰۷ (پوسته N). حداقل تعداد گاماهاى مولد این گروه الکترونهاى مشاهده شده و انرژیهايشان را به دست آورید.

۱۸. بر مبنای اطلاعات شکل ۱۸-۱۰ و جدول ۲۰-۱۰، کلیه طول عمرهای جزئی برای گسیل گاما و الکترون را از تراز 8^- هسته ^{180}Hf پیدا کنید.

۱۹. برای هر يك از گذارهای اثر موسباور که در زیر مشخص شده اند، پهنای طبیعی، پهنای دوپلری در دمای اتاق، پهنای دوپلری در دمای هلیوم مایع (۴K)، و انرژی پس زنی هسته را پیدا کنید: (الف) گذار keV ۰.۷۳، ns ۰.۶۳ در ^{192}Ir ؛ (ب) گذار keV ۱۴.۴، ns ۹۸ در ^{57}Fe ؛ (ج) گذار keV ۰.۶۲، μs ۰.۶۸ در ^{181}Ta ؛ (د) گذار keV ۲۳.۹، ns ۱۷.۸ در ^{119}Sn ؛ (ه) گذار keV ۰.۹۵، ps ۲۲ در ^{165}Ho . نیمه عمرها داده شده اند.

۲۰. جذب تابش دوقطبی مغناطیسی گذار موسباور keV ۲۷.۸ در ^{129}I هسته را از حالت پایه $(7/2)^+$ به حالت برانگیخته $(5/2)^+$ می برد. مقدار گشتاورهای دوقطبی مغناطیسی و چارقطبی الکتريکی به ترتیب $\mu_N(7/2) = +2.6 \mu_N$ و $\mu_N(5/2) = +2.8 \mu_N$ ، $Q(5/2) = -0.55 \text{ b}$ و $Q(7/2) = -0.68 \text{ b}$ است. نمودار شکاف تنگی حالت m تاییه را (مشابه شکلهاى ۳۰-۱۰ و ۳۱-۱۰) برای موارد دوقطبی مغناطیسی و چارقطبی الکتريکی رسم کنید، و تعداد مؤلفه های طیف موسباور را نشان دهید. راهنمایی: میدان مغناطیسی (B یا H) و شیب میدان الکتريکی (q یا V_{ze}) را می توان مثبت در نظر گرفت.

۲۱. در اغلب کارهای فیزیک هسته ای، ثابت واپاشی λ را برای يك نمونه هسته ای، ثابت واقعی در نظر می گیریم. اما، در این فصل و در فصل قبلی با دوفرايند روبه رو شده ایم که در آنها آهنگ واپاشی هسته ها می تواند تا حدی به حالت شیمیایی آنهايشان بستگی داشته باشد. درباره این دوفرايند بحث کنید و نشان دهید که چگونه حالت اتمی می تواند در آهنگ واپاشی هسته ها مؤثر باشد. [برای بحث پیرامون این موضوع و نمونه های این فرايند، می توانید به مقاله مروری زیر رجوع کنید:

G. T. Emery, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 22, 165 (1972)].

پیوستہا

پیوست الف

نسبیت خاص

معادلات مورد نیاز درواپاشی بتازای هسته‌ها و در بسیاری از محاسبات مربوط به فرایندهای پراثرژی و میان-انرژی، معادلات سینماتیک نسبیتی هستند. مختصری از این معادلات را ذیلا مرور می‌کنیم.

الف. تبدیل لورنتس

اغلب لازم می‌شود که معادلات را از چارچوب مرجع آزمایشگاه به چارچوب متحرک دیگری که نسبت به آزمایشگاه سرعت ثابت دارد، مثلا به چارچوب مرکز جرم یا چارچوب سکون ذره متحرک، منتقل کنیم. تبدیل نسبیتی این انتقال چارچوب مرجع را تبدیل لورنتس می‌گویند. حرکت ذره را در یک چارچوب با مختصات (x, y, z, t) و در چارچوب دیگر با مختصات (x', y', z', t') مشخص می‌کنیم. فرض می‌کنیم که چارچوب دوم نسبت به اولی با سرعت u در جهت مشترک x و x' در حرکت است. در این صورت داریم

$$x' = \gamma(x - ut)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \gamma(t - ux/c^2)$$

(الف. ۱)

که در آن $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ است.

سرعت ذره را می‌توان با استفاده از معادلات بالا و با محاسبه dx'/dt' ، dy'/dt' و dz'/dt' از یک چارچوب به چارچوب دیگر تبدیل کرد. معادلات تبدیل سرعت چنین می‌شوند

$$v'_x = \frac{v_x - u}{1 - uv_x/c^2}$$

$$v'_y = \frac{v_y}{\gamma(1 - uv_x/c^2)} \quad (\text{الف. ۲})$$

$$v'_z = \frac{v_z}{\gamma(1 - uv_x/c^2)}$$

یکی از پیامدهای مهم این تبدیلهای در فیزیک هسته‌ای و ذرات بنیادی، اتساع زمان است. این بدان معنی است که مدت زمان تحقق یک پدیده که در یک چارچوب مرجع اندازه‌گیری می‌شود، با اندازه‌گیری زمان همان پدیده در چارچوب مرجعی که نسبت به اولی در حرکت است متفاوت خواهد بود. مدت زمان تحقق پدیده در چارچوبی که نسبت بدان «در حال سکون» است، یعنی چارچوبی که رویدادهای ابتدا و انتهای فاصله زمانی تحقق پدیده مورد نظر در آن در یک نقطه ثابت (x, y, z) رخ می‌دهد، از مدت زمان اندازه‌گیری شده در چارچوب مرجع متحرک کمتر است. این مدت زمان اندازه‌گیری شده در چارچوب مرجع «در حال سکون» را زمان ویژه می‌گویند. فاصله زمانی اندازه‌گیری شده در تمام چارچوبهای مرجع متحرک، طولانیتر از زمان ویژه است. برای نمونه، طول عمر ذرات واپاشنده عموماً در چارچوب آزمایشگاه اندازه‌گیری می‌شود که در آن ذره ممکن است در حال حرکت باشد. بنابراین طول عمری که ما در آزمایشگاه اندازه‌گیری می‌گیریم از طول عمر ویژه، که در چارچوب سکون ذره اندازه‌گیری می‌شود، بیشتر است. رابطه بین فاصله زمانی ویژه Δt_0 و فاصله زمانی Δt که در چارچوب متحرک اندازه‌گیری می‌شود، به صورت زیر است

$$\Delta t = \gamma \Delta t_0 \quad (\text{الف. ۳})$$

باید توجه داشت که در سرعتهای نسبی کم $\gamma \approx 1$ است، در حالی که در سرعتهای نسبی نزدیک به سرعت نور داریم $\gamma \rightarrow \infty$.

الف. ۴. دینامیک نسبیتی

در نسبیت خاص، برای آنکه فرمولبندی تحلیل برخوردها از سازگاری درونی برخوردار باشد، مجبور می‌شویم که مفاهیم بنیادی جرم، تکانه، و انرژی را از نو تعریف کنیم. تکانه نسبیتی ذره‌ای که با سرعت v در حرکت است، چنین می‌شود

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (\text{الف. ۴})$$

که در آن m جرم سکون ذره است، و منظور از آن جرم اندازه گیری شده ذره در چارچوب مرجعی است که ذره نسبت به آن در حال سکون است. در بسیاری از معادلات نسبیت خاص، جرم نسبیتی به صورت γm ظاهر می شود که این طرز نمایش می تواند با مشکلاتی همراه باشد. زیرا به طور کلی این درست نیست که در عبارتهای کلاسیک صرفاً جرم را با جرم نسبیتی جایگزین کنیم. اما اگر تکانه را به صورت معادله (الف. ۴) در نظر بگیریم، مفهوم کلاسیک پایستگی تکانه همچنان برقرار خواهد بود. با وجود اینکه استفاده از افزایش جرم نسبیتی ذره متحرک گهگاه کار محاسبه را آسانتر می کند (مانند مورد سیکلو ترونها)، در این کتاب فقط جرم سکون m را به کار می بریم تا از هرگونه اشتباهی جلوگیری شود. در انحراف مغناطیسی ذرات باردار می توانیم شعاع مسیر را بر حسب تکانه ذره منحرف شده بنویسیم تا اشکالی پیش نیاید.

اگر تکانه ذره به صورت معادله (الف. ۴) تعریف شود، انرژی جنبشی نسبیتی چنین

می شود

$$T = E - mc^2 \quad (\text{الف. ۵})$$

که در آن E انرژی نسبیتی کل ذره است

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (\text{الف. ۶})$$

برای ذرات بدون جرم (مانند فوتون و نوترینو) که با سرعت نور حرکت می کنند، داریم

$$E = pc \quad (\text{الف. ۷})$$

برای ذراتی که انرژی کل E در آنها خیلی بزرگتر از انرژی سکونشان mc^2 است، معادله (الف. ۷) تقریب خوبی به شمار می رود.

با استفاده از بسط دو جمله ای، معادله (الف. ۵) را می توان به صورت زیر نوشت

$$T = \frac{1}{4} mv^2 \left(1 + \frac{3}{4} \frac{v^2}{c^2} + \dots \right) \quad (\text{الف. ۸})$$

بدین گونه، در سرعتهایی که نسبت به c کوچک اند، فرمول کلاسیک $mv^2 (1/2)$ از دقت کافی برخوردار است.

در فرایندهای واپاشی بتا و دیگر برهم کنشهای ضعیف، عبارات مربوط به طیف انرژی و توزیع زاویه ای اغلب شامل v/c است. با استفاده از معادله (الف. ۶) می توان نشان داد که

$$\frac{v}{c} = \frac{p}{E} \quad (\text{الف. ۹})$$

در برخورد های با انرژی پایین، می توان از فرمول های کلاسیک پایستگی تکانه خطی و پایستگی انرژی استفاده کرد [در اینجا فرض این است که معادله مقدار Q به صورت $Q = (m_i - m_f)c^2$ به کار برده می شود، که عملاً یک فرمول نسبیتی است]. در برخورد با انرژی بالا باید فرمول های نسبیتی را به کار ببریم. هر چند که فرمول های نسبیتی در انرژی های پایین هم قابلیت کاربرد دارند، ولی این کاربردها اغلب اسباب زحمت اند و باعث پیچیدگی عملیات جبری می شوند. از این رو، در هر جایی که ممکن باشد، برای تحلیل فرایندهای واپاشی و واکنش هسته ای از فرمول های نان نسبیتی استفاده خواهیم کرد.

الف. ۳ تبدیل انرژی و تکانه

با استفاده از تبدیل لورنتس، می توان معادلات نسبیتی تبدیل انرژی و تکانه خطی را به صورت زیر به دست آورد

$$\begin{aligned} p'_x &= \gamma(p_x - uE/c^2) \\ p'_y &= p_y \\ p'_z &= p_z \\ E' &= \gamma(E - up_x) \end{aligned} \quad (\text{الف. ۱۰})$$

که در آن \mathbf{p} و E در یکی از چارچوبها، و \mathbf{p}' و E' در چارچوب دیگری که با سرعت u نسبت به اولی در جهت x در حرکت است، اندازه گیری می شوند.

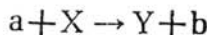
پیوست ب

چارچوب مرجع مرکز جرم

آسانترین راه برای بررسی واکنشهای هسته‌ای، استفاده از چارچوب مرجع مرکز جرم (CM) است که در آن تکانه خطی کل ذرات واکنش کننده برابر صفر می‌شود. [چنانکه در بحث زیر خواهیم دید، کار برد نسبییت خاص باعث می‌شود که چارچوب مرکز جرم با چارچوب مرکز تکانه تفاوت داشته باشد. برای واکنشها و واپاشیهایی که در این کتاب بررسی می‌شوند و در انرژیهای پایین رخ می‌دهند، با اطمینان خاطر می‌توان معادلات نانسبیتی را به کار برد و وجه افتراق بین چارچوبها را بی‌اهمیت دانست. اگر خواهیم کاملاً درست عمل کنیم، باید مطابق معادله (ب.۲) چارچوب CM را به صورت چارچوب مرکز تکانه تعریف کنیم و درعین حال تکانه را با عبارت نسبیتی‌اش در نظر بگیریم، یعنی به جای عبارت کلاسیک mv معادله (الف.۴) را قرار دهیم.] در دستگاه آزمایشگاه (L)، واکنشها معمولاً با فرود یک باریکه از ذرات تابشی بر هدفی از ذرات در حال سکون انجام می‌شوند. بنابراین، پیش از آنکه بتوانیم آزمایش و نظریه را باهم مقایسه کنیم، باید خواص مورد مشاهده واکنش (انرژی و تکانه ذرات حاصل، سطح مقطعها) را از چارچوب مرجع L به چارچوب CM برگردانیم.

ب.۱ سینماتیک واکنش

واکنش مورد بررسی را به صورت زیر در نظر می‌گیریم



که در آن انرژی جنبشی باریکه ذرات فرودی a در آزمایشگاه برابر T_a است و ذرات هدف X در آزمایشگاه ساکن اند. برای آنکه در اثر تعدد شاخصها سردرگم نشویم، تمام مختصه‌های دستگاه L را بامتغیرهای بدون پریم $(T_a, v_a, T_Y, T_b, \theta_Y, \theta_b, \dots)$ و تمام مختصه‌های متناظر در دستگاه CM را بامتغیرهای پریم دار $(T'_a, v'_a, T'_Y, \dots)$ نشان می‌دهیم. برای آسانی کاربردسی، تکانه ذرات فرودی a را در جهت محور x در نظر می‌گیریم. در این صورت، برای واکنشهای انجام شونده در انرژی پایین که در آن سینماتیک ناسبیتی قابل استفاده است، تکانه‌های خطی اولیه عبارت اند از

$$p_x = m_a v_a \quad (1.ب)$$

$$p'_x = m_a v'_a + m_X v'_X = 0 \quad (2.ب)$$

این دو معادله، به ترتیب در چارچوبهای L و CM نوشته شده‌اند. اگر سرعت چارچوب CM از دیدگاه L برابر v_{CM} باشد، آنگاه داریم

$$v'_a = v_a - v_{CM} \quad (3.ب)$$

$$v'_X = -v_{CM} \quad (4.ب)$$

می‌توان نشان داد که شرط لازم و کافی برای برقراری معادله (۲.ب) چنین است

$$v_{CM} = v_a \frac{m_a}{m_a + m_X} \quad (5.ب)$$

پس از برخورد، از دیدگاه چارچوب CM ذرات b و Y باید در خلاف جهت یکدیگر در حرکت باشند (به طوری که تکانه خطی کل همچنان صفر بماند). مؤلفه‌های x و y تکانه نهایی را در چارچوب L به صورت زیر به دست می‌آوریم

$$p_x = m_b v_b \cos \theta_b + m_Y v_Y \cos \theta_Y \quad (6.ب)$$

$$p_y = m_b v_b \sin \theta_b - m_Y v_Y \sin \theta_Y \quad (7.ب)$$

که در آنها با فرض θ_b و θ_Y در دو طرف محور x ، علامتهای مؤلفه‌های y را به طور صریح در معادله (۷.ب) مشخص کرده‌ایم.

جهت حرکت ذرات نهایی را در چارچوب CM با θ'_b و $\theta'_Y = -\theta'_b$ نشان می‌دهیم. تکانه کل ذرات در راستای حرکت باید برابر صفر باشد، یعنی

$$m_b v'_b + m_Y v'_Y = 0 \quad (8.ب)$$

با استفاده از معادلات (۶.ب) تا (۸.ب) می‌توان به نتایج جالب توجهی دست یافت: سرعت مرکز جرم پس از واکنش با سرعت پیش از واکنش برابر نیست. (این نکته ممکن

است شرط یکنواخت بودن حرکت مرکز جرم را، در یک سیستم منزوی تحت تأثیر نیروهای داخلی، نقض کند. اما باید توجه داشت که بنا بر فیزیک کلاسیک، جرم کل سیستم نمی‌تواند تغییر کند. چون جرم اولیه با جرم نهایی مساوی نیست، و اختلاف میان آنها به اندازه مقدار Q است، معادلات کلاسیک به‌طور کامل برقرار نیستند. رابطه بین سرعت نهایی و سرعت اولیه CM چنین به‌دست می‌آید

$$v_{CM,f} = \left(\frac{m_a + m_x}{m_b + m_y} \right) v_{CM,i} \quad (\text{ب. ۹})$$

یادآور می‌شود که در برخورد الاستیک، داریم $v_{CM,f} = v_{CM,i}$. نسبت بین جرمها در معادله (ب. ۹) معمولاً خیلی به‌واحد نزدیک است. اختلاف جرمهای اولیه و نهایی مساوی مقدار Q می‌شود، که در واکنشهای انرژی پایین نوعاً در حدود 10^{-3} تا 10^{-5} برابر کال انرژی واکنش است.

با استفاده از قانون پایستگی انرژی در چارچوبهای L و CM انرژی ذره b را به‌صورت زیر به‌دست می‌آوریم

$$T'_b = \frac{m_b}{m_y + m_b} \left[Q + \left(1 - \frac{m_a}{m_y + m_b} \right) T_a \right] \quad (\text{ب. ۱۰})$$

معادله متناظر برای انرژی T_b را در چارچوب L به‌صورت معادله (۵.۱۱) در اختیار داشتیم. اگر معادلات تکانه و سرعت را به‌همین ترتیب بررسی کنیم، رابطه زیر را برای تبدیل زوایا به‌دست می‌آوریم

$$\tan \theta_b = \frac{\sin \theta'_b}{\cos \theta'_b + \gamma} \quad (\text{ب. ۱۱})$$

که در آن داریم

$$\gamma = \frac{v_{CM}}{v_b} \quad (\text{ب. ۱۲})$$

$$= \left[\frac{m_a m_b}{m_x m_y T_a + Q(1 + m_a/m_x)} \right]^{1/2} \quad (\text{ب. ۱۳})$$

ب. ۲. سطح مقطعها

سطح مقطع کل فقط احتمال مطلق وقوع واکنش را به دست می‌دهد، و بنابراین تبدیل چارچوبهای L و CM در آن اثری ندارد. اما سطح مقطع دیفرانسیلی وابسته به متغیر زاویه‌ای است، و در نتیجه به‌نوع چارچوب مرجع بستگی پیدا می‌کند.

تعداد ذراتی که به یک آشکارساز کوچک می‌رسند، در هر دو چارچوب برابر $d\sigma$ است که اگر آن را به صورت $d\sigma = (d\sigma/d\Omega)d\Omega \equiv \sigma(\theta)d\Omega$ بنویسیم، رابطه بین سطح مقطعی دیفرانسیلی چنین می‌شود

$$d\sigma = \sigma(\theta)d\Omega = \sigma(\theta')d\Omega' \quad (ب.۱۴)$$

با در دست داشتن سطح مقطع دیفرانسیلی $\sigma(\theta)$ که در آزمایشگاه اندازه‌گیری می‌شود، سطح مقطع دیفرانسیلی چارچوب CM عبارت است از

$$\sigma(\theta') = \sigma(\theta) \frac{d\Omega}{d\Omega'} \quad (ب.۱۵)$$

با انتگرال‌گیری متغیر نامطلوب سمتی در هر دو چارچوب مرجع، داریم $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ و $d\Omega' = 2\pi \sin\theta' d\theta'$ و با توجه به معادله (ب.۱۱) خواهیم داشت

$$\frac{d\Omega}{d\Omega'} = \frac{|1 + \gamma \cos\theta'|}{(1 + 2\gamma \cos\theta' + \gamma^2)^{3/2}} \quad (ب.۱۶)$$

ب.۳ معادله شرودینگر مرکز جرم (CM)

معادله شرودینگر ناظر بر برهم‌کنش متقابل ذرات درگیر در واکنش را نیز می‌توان به صورت CM در آورد. در مختصات دکارتی، معادله ترکیبی دو ذره را می‌توان چنین نوشت

$$-\frac{\hbar^2}{2m_a} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_a^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y_a^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z_a^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2m_x} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y_x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z_x^2} \right) + V(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_x) \Psi = E \Psi \quad (ب.۱۷)$$

که در آن $\mathbf{r}_a = (x_a, y_a, z_a)$ و $\mathbf{r}_x = (x_x, y_x, z_x)$ معرف مختصات دو ذره و Ψ معرف تابع موج ترکیبی است. با تعریف مختصات CM به صورت

$$\mathbf{R} = (X, Y, Z) = (m_a \mathbf{r}_a + m_x \mathbf{r}_x) / (m_a + m_x)$$

و مختصات نسبی $\mathbf{r} = (x, y, z) = \mathbf{r}_a - \mathbf{r}_x$ می‌توان مشتقات جزئی را بر حسب مختصات جدید نوشت. مثلاً داریم

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi}{\partial x_a} &= \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial x_a} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x_a} \\ &= \frac{m_a}{m_a + m_x} \frac{\partial \Psi}{\partial X} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \end{aligned}$$

و همین طور برای سایر مشتقات اول و دوم. نتیجه چنین می شود

$$-\frac{\hbar^2}{2M}\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial Z^2}\right) - \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right) + V\Psi = E\Psi \quad (\text{ب. ۱۸})$$

که در آن $M = m_a + m_x$ جرم کل، و $m = m_a m_x / (m_a + m_x)$ جرم کاهش یافته است. اگر تابع پتانسیل فقط به مختصات نسبی \mathbf{r} بستگی داشته باشد، آنگاه معادله به دو بخش جدا از هم تقسیم می شود که یکی از آنها فقط به حرکت CM بستگی دارد، و دیگری بخش نسبی است که به برهم کنش متقابل مربوط می شود. جدا شدن تابع موج به صورت $\Psi = \psi_{CM}(X, Y, Z)\psi(x, y, z)$ خواهد بود. در بخش CM با یک ذره منفرد به جرم M سروکار داریم که آزادانه در حرکت است (یعنی با یک موج تخت روبه رو هستیم). بخش نسبی ψ از حل معادله زیر به دست می آید

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right) + V(\mathbf{r})\psi = E\psi \quad (\text{ب. ۱۹})$$

که در آن $\psi(x, y, z)$ تابع موج معرف برهم کنش بین ذرات است. اکنون این شکل ساده شده معادله دو جسمی را می توان به صورت معادله شرودینگر برای یک ذره منفرد به جرم کاهش یافته m که در پتانسیل ثابت $V(\mathbf{r})$ ، همانند پتانسیل بین دو جسم در آزمایشگاه، در حرکت است حل کرد. به کمک این حل می توان سطح مقطع را تعیین کرد، و سپس با استفاده از معادلات تبدیل (ب. ۱۵) و (ب. ۱۶)، نتیجه را با سطح مقطع اندازه گیری شده در آزمایشگاه مقایسه کرد. معادله (ب. ۱۹) را در مختصات قطبی کرومی می توان نوشت [معادله (۱۶.۲)].

جدول خواص هسته‌ای

خواص تعدادی از ایزوتوپهای انتخابی را در جدول زیر نشان داده‌ایم. برای هر عنصر فقط ایزوتوپهای پایدار و ایزوتوپهای نسبتاً دراز-عمر را در نظر گرفته‌ایم. برای تمامی ایزوتوپها، جرم اتمی حالت پایه و وضعیت اسپین-پاریته را مشخص کرده‌ایم، و وضعیتهای نامطمئن اسپین-پاریته در داخل پرانتز مشخص شده‌اند. برای ایزوتوپهای پایدار، درصد فراوانی و برای ایزوتوپهای رادیواکتیو، نیمه‌عمر و مد اصلی واپاشی (باعلامتهای قراردادی ϵ برای گیراندازی الکترون و همچنین گسیل پوزیترون، β^- برای واپاشی بتای منفی، α برای واپاشی آلفا، f برای شکافت خود به خود) نشان داده شده‌اند. جرم اتمی برای اتمهای خنثی داده شده است. در ستون نیمه‌عمر، یکای My معادل 10^6 سال است. میزان خطا در جرم اتمی، نوعاً در حدود 10^{-5} (و برای برخی از موارد ناپایدار در حدود 10^{-4}) است. میزان خطاهای درصد فراوانی و نیمه‌عمر، نوعاً در حدود آخرین رقمهای مندرج در جدول است.

	جرم اتمی			فراوانی یا		جرم اتمی			فراوانی یا						
	Z	A	(u) ¹⁾	I^{π}	نیمه‌عمر	Z	A	(u)	I^{π}	نیمه‌عمر					
H	1	1	1.007825	$\frac{1}{2}^+$	99.985%						10	10.012937	3^+	19.8%	
		2	2.014102	1^+	0.015%						11	11.009305	$\frac{3}{2}^-$	80.2%	
		3	3.016049	$\frac{1}{2}^+$	12.3 y (β^-)						12	12.014353	1^+	20.4 ms (β^-)	
He	2	3	3.016029	$\frac{1}{2}^+$	$1.38 \times 10^{-4}\%$							13	13.017780	$\frac{3}{2}^-$	17.4 ms (β^-)
		4	4.002603	0^+	99.99986%										
Li	3	6	6.015121	1^+	7.5%	C	6	9	9.031039	$\frac{3}{2}^-$	0.13 s (ϵ)				
		7	7.016003	$\frac{3}{2}^-$	92.5%			10	10.016856	0^+	19.2 s (ϵ)				
		8	8.022486	2^+	0.84 s (β^-)			11	11.011433	$\frac{3}{2}^-$	20.4 m (ϵ)				
Be	4	7	7.016928	$\frac{3}{2}^-$	53.3 d (ϵ)							12	12.000000	0^+	98.89%
		8	8.005305	0^+	0.07 fs (α)							13	13.003355	$\frac{1}{2}^-$	1.11%
		9	9.012182	$\frac{3}{2}^-$	100%							14	14.003242	0^+	5730 y (β^-)
		10	10.013534	0^+	1.6 My (β^-)							15	15.010599	$\frac{1}{2}^+$	2.45 s (β^-)
		11	11.021658	$\frac{1}{2}^+$	13.8 s (β^-)										
B	5	8	8.024606	2^+	0.77 s (ϵ)	N	7	12	12.018613	1^+	11 ms (ϵ)				
		9	9.013329	$\frac{3}{2}^-$	0.85 as (α)			13	13.005739	$\frac{1}{2}^-$	9.96 m (ϵ)				
								14	14.003074	1^+	99.63%				
								15	15.000109	$\frac{1}{2}^-$	0.366%				
				16	16.006100	2^-	7.13 s (β^-)								

جرم اتمی					جرم اتمی								
Z	A	(u)	I ⁿ	فرآوانی یا نیمه عمر	Z	A	(u)	I ⁿ	فرآوانی یا نیمه عمر				
	17	17.008450	$\frac{1}{2}^-$	4.17 s (β^-)	26	25.986892	5 ⁺		0.72 My (ϵ)				
	18	18.014081	1 ⁻	0.63 s (β^-)	27	26.981539	$\frac{5}{2}^+$		100 %				
O	8	14	14.008595	0 ⁺	71 s (ϵ)	28	27.981910	3 ⁺		2.24 m (β^-)			
		15	15.003065	$\frac{1}{2}^-$	122 s (ϵ)	29	28.980446	$\frac{5}{2}^+$		6.6 m (β^-)			
		16	15.994915	0 ⁺	99.76 %	30	29.982940	3 ⁺		3.7 s (β^-)			
		17	16.999131	$\frac{5}{2}^+$	0.038 %	Si	14	26	25.992330	0 ⁺	2.21 s (ϵ)		
		18	17.999160	0 ⁺	0.204 %			27	26.986704	$\frac{5}{2}^+$		4.13 s (ϵ)	
		19	19.003577	$\frac{5}{2}^+$	26.9 s (β^-)			28	27.976927	0 ⁺		92.23 %	
		20	20.004076	0 ⁺	13.5 s (β^-)			29	28.976495	$\frac{1}{2}^+$		4.67 %	
		F	9	17	17.002095			$\frac{5}{2}^+$	64.5 s (ϵ)	30	29.973770	0 ⁺	
18	18.000937			1 ⁺	110 m (ϵ)			31	30.975362	$\frac{3}{2}^+$		2.62 h (β^-)	
19	18.998403			$\frac{1}{2}^+$	100 %			32	31.974148	0 ⁺		105 y (β^-)	
20	19.999981			2 ⁺	11 s (β^-)			33	32.997920	$(\frac{3}{2}^+)$		6.2 s (β^-)	
21	20.999948			$\frac{5}{2}^+$	4.3 s (β^-)	P	15	29	28.981803	$\frac{1}{2}^+$	4.1 s (ϵ)		
22	22.003030			(3,4) ⁺	4.2 s (β^-)			30	29.978307	1 ⁺		2.50 m (ϵ)	
23	23.003600			$(\frac{3}{2}, \frac{5}{2})^+$	2.2 s (β^-)			31	30.973762	$\frac{1}{2}^+$		100 %	
Ne	10			17	17.017690			$\frac{1}{2}^-$	0.11 s (ϵ)	32	31.973907	1 ⁺	
		18	18.005710	0 ⁺	1.7 s (ϵ)			33	32.971725	$\frac{1}{2}^+$		25.3 d (β^-)	
		19	19.001880	$\frac{1}{2}^+$	17.3 s (ϵ)			34	33.973636	1 ⁺		12.4 s (β^-)	
		20	19.992436	0 ⁺	90.51 %			S	16	30	29.984903	0 ⁺	1.2 s (ϵ)
		21	20.993843	$\frac{3}{2}^+$	0.27 %					31	30.979554	$\frac{1}{2}^+$	
		22	21.991383	0 ⁺	9.22 %	32	31.972071			0 ⁺		95.02 %	
		23	22.994465	$\frac{5}{2}^+$	37.6 s (β^-)	33	32.971458			$\frac{3}{2}^+$		0.75 %	
		24	23.993613	0 ⁺	3.4 m (β^-)	34	33.967867			0 ⁺		4.21 %	
25	24.997690	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^+$	0.60 s (β^-)	35	34.969032	$\frac{3}{2}^+$				87.4 d (β^-)			
Na	11	20	20.007344	2 ⁺	0.45 s (ϵ)	36	35.967081			0 ⁺		0.017 %	
		21	20.997651	$\frac{3}{2}^+$	22.5 s (ϵ)	37	36.971126			$\frac{7}{2}^-$		5.0 m (β^-)	
		22	21.994434	3 ⁺	2.60 y (ϵ)	38	37.971162	0 ⁺		170 m (β^-)			
		23	22.989768	$\frac{3}{2}^+$	100 %	Cl	17	33	32.977452	$\frac{3}{2}^+$	2.51 s (ϵ)		
		24	23.990961	4 ⁺	15.0 h (β^-)			34	33.973763	0 ⁺		1.53 s (ϵ)	
		25	24.989953	$\frac{5}{2}^+$	60 s (β^-)			35	34.968853	$\frac{3}{2}^+$		75.77 %	
		26	25.992586	3 ⁺	1.1 s (β^-)			36	35.968307	2 ⁺		0.30 My (β^-)	
		27	26.993940	$\frac{5}{2}^+$	0.30 s (β^-)			37	36.965903	$\frac{3}{2}^+$		24.23 %	
Mg	12	21	21.011716	$(\frac{1}{2}, \frac{5}{2})^+$	0.123 s (ϵ)			38	37.968011	2 ⁻		37.3 m (β^-)	
		22	21.999574	0 ⁺	3.86 s (ϵ)			39	38.968005	$\frac{3}{2}^+$		56 m (β^-)	
		23	22.994124	$\frac{3}{2}^+$	11.3 s (ϵ)			40	39.970440	2 ⁻		1.35 m (β^-)	
		24	23.985042	0 ⁺	78.99 %	41	40.970590	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^+$		31 s (β^-)			
		25	24.985837	$\frac{5}{2}^+$	10.00 %	Ar	18	34	33.980269	0 ⁺	0.844 s (ϵ)		
		26	25.982594	0 ⁺	11.01 %			35	34.975256	$\frac{3}{2}^+$		1.78 s (ϵ)	
		27	26.984341	$\frac{1}{2}^+$	9.46 m (β^-)			36	35.967546	0 ⁺		0.337 %	
		28	27.983877	0 ⁺	21.0 h (β^-)			37	36.966776	$\frac{3}{2}^+$		35.0 d (ϵ)	
		29	28.988480	$\frac{3}{2}^+$	1.4 s (β^-)			38	37.962732	0 ⁺		0.063 %	
Al	13	24	23.999941	4 ⁺	2.07 s (ϵ)			39	38.964314	$\frac{7}{2}^-$		269 y (β^-)	
		25	24.990429	$\frac{5}{2}^+$	7.18 s (ϵ)			40	39.962384	0 ⁺		99.60 %	
								41	40.964501	$\frac{7}{2}^-$		1.83 h (β^-)	

جرم اتمی			فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی			فراوانی یا نیمه عمر			
Z	A	(u)	I ⁿ	نیمه عمر	Z	A	(u)	I ⁿ	نیمه عمر		
	42	41.963050	0 ⁺	33 y (β^-)	52	51.946898	0 ⁺		1.7 m (β^-)		
	43	42.965670		5.4 m (β^-)	53	52.949730	($\frac{3}{2}$) ⁻		33 s (β^-)		
	44	43.965365	0 ⁺	11.9 m (β^-)							
K	19	37	36.973377	$\frac{3}{2}$ ⁺	1.23 s (ϵ)	V	23	46	45.960198	0 ⁺	0.42 s (ϵ)
		38	37.969080	3 ⁺	7.61 m (ϵ)			47	46.954906	$\frac{3}{2}$ ⁻	32.6 m (ϵ)
		39	38.963707	$\frac{3}{2}$ ⁺	93.26 %			48	47.952257	4 ⁺	16.0 d (ϵ)
		40	39.963999	4 ⁻	1.28 Gy (β^-)			49	48.948517	$\frac{7}{2}$ ⁻	330 d (ϵ)
		41	40.961825	$\frac{3}{2}$ ⁺	6.73 %			50	49.947161	6 ⁺	0.250 %
		42	41.962402	2 ⁻	12.4 h (β^-)			51	50.943962	$\frac{7}{2}$ ⁻	99.750 %
		43	42.960717	$\frac{3}{2}$ ⁻	22.3 h (β^-)			52	51.944778	3 ⁺	3.76 m (β^-)
		44	43.961560	2 ⁻	22.1 m (β^-)			53	52.944340	$\frac{7}{2}$ ⁻	1.6 m (β^-)
		45	44.960696	$\frac{3}{2}$ ⁺	17 m (β^-)			54	53.946442	(3,4,5) ⁺	50 s (β^-)
		46	45.961976	(2 ⁻)	115 s (β^-)		Cr	24	46	45.968360	0 ⁺
	47	46.961677	$\frac{1}{2}$ ⁺	17.5 s (β^-)		47		46.962905	$\frac{3}{2}$ ⁻	0.51 s (ϵ)	
						48		47.954033	0 ⁺	21.6 h (ϵ)	
Ca	20	38	37.976318	0 ⁺	0.44 s (ϵ)			49	48.951338	$\frac{5}{2}$ ⁻	41.9 m (ϵ)
		39	38.970718	$\frac{3}{2}$ ⁺	0.86 s (ϵ)			50	49.946046	0 ⁺	4.35 %
		40	39.962591	0 ⁺	96.94 %			51	50.944768	$\frac{7}{2}$ ⁻	27.7 d (ϵ)
		41	40.962278	$\frac{7}{2}$ ⁻	0.10 My (ϵ)			52	51.940510	0 ⁺	83.79 %
		42	41.958618	0 ⁺	0.647 %			53	52.940651	$\frac{3}{2}$ ⁻	9.50 %
		43	42.958766	$\frac{7}{2}$ ⁻	0.135 %		54	53.938882	0 ⁺	2.36 %	
		44	43.955481	0 ⁺	2.09 %		55	54.940842	$\frac{3}{2}$ ⁻	3.50 m (β^-)	
		45	44.956185	$\frac{7}{2}$ ⁻	165 d (β^-)		56	55.940643		5.9 m (β^-)	
		46	45.953689	0 ⁺	0.0035 %	Mn	25	50	49.954240	0 ⁺	0.28 s (ϵ)
		47	46.954543	$\frac{7}{2}$ ⁻	4.54 d (β^-)			51	50.948213	$\frac{5}{2}$ ⁻	46.2 m (ϵ)
	48	47.952533	0 ⁺	0.187 %			52	51.945568	6 ⁺	5.59 d (ϵ)	
	49	48.955672	$\frac{3}{2}$ ⁻	8.72 m (β^-)			53	52.941291	$\frac{7}{2}$ ⁻	3.7 My (ϵ)	
	50	49.957519	0 ⁺	14 s (β^-)			54	53.940361	3 ⁺	312 d (ϵ)	
							55	54.938047	$\frac{5}{2}$ ⁻	100 %	
							56	55.938907	3 ⁺	2.58 h (β^-)	
							57	56.938285	$\frac{5}{2}$ ⁻	1.6 m (β^-)	
Sc	21	42	41.965514	0 ⁺	0.68 s (ϵ)		58	57.940060	3 ⁺	65 s (β^-)	
		43	42.961150	$\frac{7}{2}$ ⁻	3.89 h (ϵ)	Fe	26	51	50.956825	($\frac{5}{2}$) ⁻	0.25 s (ϵ)
		44	43.959404	2 ⁺	3.93 h (ϵ)			52	51.948114	0 ⁺	8.27 h (ϵ)
		45	44.955910	$\frac{7}{2}$ ⁻	100 %			53	52.945310	$\frac{7}{2}$ ⁻	8.51 m (ϵ)
		46	45.955170	4 ⁺	83.8 d (β^-)			54	53.939613	0 ⁺	5.8 %
		47	46.952409	$\frac{7}{2}$ ⁻	3.35 d (β^-)			55	54.938296	$\frac{3}{2}$ ⁻	2.7 y (ϵ)
		48	47.952235	6 ⁺	43.7 h (β^-)			56	55.934939	0 ⁺	91.8 %
		49	48.950022	$\frac{7}{2}$ ⁻	57.0 m (β^-)			57	56.935396	$\frac{1}{2}$ ⁻	2.15 %
		50	49.952186	5 ⁺	1.71 m (β^-)			58	57.933277	0 ⁺	0.29 %
								59	58.934877	$\frac{3}{2}$ ⁻	44.6 d (β^-)
							60	59.934078	0 ⁺	1.5 My (β^-)	
Ti	22	43	42.968523	$\frac{7}{2}$ ⁻	0.51 s (ϵ)		61	60.936748	($\frac{3}{2}, \frac{5}{2}$) ⁻	6.0 m (β^-)	
		44	43.959690	0 ⁺	54 y (ϵ)		62	61.936773	0 ⁺	68 s (β^-)	
		45	44.958124	$\frac{7}{2}$ ⁻	3.09 h (ϵ)	Co	27	54	53.948460	0 ⁺	0.19 s (ϵ)
		46	45.952629	0 ⁺	8.2 %						
		47	46.951764	$\frac{5}{2}$ ⁻	7.4 %						
		48	47.947947	0 ⁺	73.7 %						
		49	48.947871	$\frac{7}{2}$ ⁻	5.4 %						
		50	49.944792	0 ⁺	5.2 %						
		51	50.946616	$\frac{3}{2}$ ⁻	5.80 m (β^-)						

		جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر				جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I^{π}			Z	A	(u)	I^{π}		
	55	54.942001	$\frac{7}{2}^{-}$	17.5 h (ϵ)		Ga	31	64	63.936836	0^{+}	2.6 m (ϵ)
	56	55.939841	4^{+}	78.8 d (ϵ)			65	64.932738	$\frac{3}{2}^{-}$	15.2 m (ϵ)	
	57	56.936294	$\frac{7}{2}^{-}$	271 d (ϵ)			66	65.931590	0^{+}	9.4 h (ϵ)	
	58	57.935755	2^{+}	70.8 d (ϵ)			67	66.928204	$\frac{3}{2}^{-}$	78.3 h (ϵ)	
	59	58.933198	$\frac{7}{2}^{-}$	100 %			68	67.927982	1^{+}	68.1 m (ϵ)	
	60	59.933820	5^{+}	5.27 y (β^{-})			69	68.925580	$\frac{3}{2}^{-}$	60.1 %	
	61	60.932478	$\frac{7}{2}^{-}$	1.65 h (β^{-})			70	69.926028	1^{+}	21.1 m (β^{-})	
	62	61.934060	2^{+}	1.5 m (β^{-})			71	70.924701	$\frac{3}{2}^{-}$	39.9 %	
	63	62.933614	$(\frac{7}{2})^{-}$	27.5 s (β^{-})			72	71.926365	3^{-}	14.1 h (β^{-})	
Ni	28	55	54.951336	$\frac{7}{2}^{-}$	0.19 s (ϵ)		73	72.925169	$\frac{3}{2}^{-}$	4.87 h (β^{-})	
		56	55.942134	0^{+}	6.10 d (ϵ)		74	73.926940	$(4)^{-}$	8.1 m (β^{-})	
		57	56.939799	$\frac{3}{2}^{-}$	36.0 h (ϵ)		75	74.926499	$\frac{3}{2}^{-}$	2.1 m (β^{-})	
		58	57.935346	0^{+}	68.3 %	Ge	32	66	65.933847	0^{+}	2.3 h (ϵ)
		59	58.934349	$\frac{3}{2}^{-}$	0.075 My (ϵ)		67	66.932737	$(\frac{1}{2})^{-}$	19.0 m (ϵ)	
		60	59.930788	0^{+}	26.1 %		68	67.928096	0^{+}	271 d (ϵ)	
		61	60.931058	$\frac{3}{2}^{-}$	1.13 %		69	68.927969	$\frac{5}{2}^{-}$	39.0 h (ϵ)	
		62	61.928346	0^{+}	3.59 %		70	69.924250	0^{+}	20.5 %	
		63	62.929670	$\frac{1}{2}^{-}$	100 y (β^{-})		71	70.924954	$\frac{1}{2}^{-}$	11.2 d (ϵ)	
		64	63.927968	0^{+}	0.91 %		72	71.922079	0^{+}	27.4 %	
		65	64.930086	$\frac{5}{2}^{-}$	2.52 h (β^{-})		73	72.923463	$\frac{9}{2}^{+}$	7.8 %	
		66	65.929116	0^{+}	54.8 h (β^{-})		74	73.921177	0^{+}	36.5 %	
		67	66.931570	?	21 s (β^{-})		75	74.922858	$\frac{1}{2}^{-}$	82.8 m (β^{-})	
Cu	29	59	58.939503	$\frac{3}{2}^{-}$	82 s (ϵ)		76	75.921402	0^{+}	7.8 %	
		60	59.937366	2^{+}	23.4 m (ϵ)		77	76.923548	$\frac{7}{2}^{+}$	11.3 h (β^{-})	
		61	60.933461	$\frac{3}{2}^{-}$	3.41 h (ϵ)		78	77.922853	0^{+}	1.45 h (β^{-})	
		62	61.932586	1^{+}	9.73 m (ϵ)		79	78.925360	$(\frac{1}{2})^{-}$	19 s (β^{-})	
		63	62.929599	$\frac{3}{2}^{-}$	69.2 %	As	33	70	69.930929	4^{+}	53 m (ϵ)
		64	63.292766	1^{+}	12.7 h (ϵ)		71	70.927114	$\frac{5}{2}^{-}$	61 h (ϵ)	
		65	64.927793	$\frac{3}{2}^{-}$	30.8 %		72	71.926755	2^{-}	26.0 h (ϵ)	
		66	65.928872	1^{+}	5.10 m (β^{-})		73	72.923827	$\frac{3}{2}^{-}$	80.3 d (ϵ)	
		67	66.927747	$\frac{3}{2}^{-}$	61.9 h (β^{-})		74	73.923928	2^{-}	17.8 d (ϵ)	
		68	67.929620	1^{+}	31 s (β^{-})		75	74.921594	$\frac{3}{2}^{-}$	100 %	
Zn	30	61	60.939514	$\frac{3}{2}^{-}$	89 s (ϵ)		76	75.922393	2^{-}	26.3 h (β^{-})	
		62	61.934332	0^{+}	9.2 h (ϵ)		77	76.920646	$\frac{3}{2}^{-}$	38.8 h (β^{-})	
		63	62.933214	$\frac{3}{2}^{-}$	38.1 m (ϵ)		78	77.921830	$(2)^{-}$	91 m (β^{-})	
		64	63.929145	0^{+}	48.6 %		79	78.920946	$\frac{3}{2}^{-}$	9.0 m (β^{-})	
		65	64.929243	$\frac{5}{2}^{-}$	244 d (ϵ)	Se	34	71	70.932270	$\frac{5}{2}^{-}$	4.7 m (ϵ)
		66	65.926035	0^{+}	27.9 %		72	71.927110	0^{+}	8.4 d (ϵ)	
		67	66.927129	$\frac{5}{2}^{-}$	4.10 %		73	72.926768	$\frac{9}{2}^{+}$	7.1 h (ϵ)	
		68	67.924846	0^{+}	18.8 %		74	73.922475	0^{+}	0.87 %	
		69	68.926552	$\frac{1}{2}^{-}$	56 m (β^{-})		75	74.922522	$\frac{5}{2}^{+}$	119.8 d (ϵ)	
		70	69.925325	0^{+}	0.62 %		76	75.919212	0^{+}	9.0 %	
		71	70.927727	$\frac{1}{2}^{-}$	2.4 m (β^{-})		77	76.919913	$\frac{1}{2}^{-}$	7.6 %	
		72	71.926856	0^{+}	46.5 h (β^{-})		78	77.917308	0^{+}	23.5 %	
		73	72.929780	$(\frac{3}{2})^{-}$	24 s (β^{-})		79	78.918498	$\frac{7}{2}^{+}$	< 0.065 My (β^{-})	

جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I ⁿ		نیمه عمر	Z	A	(u)	I ⁿ		نیمه عمر
		80	79.916520	0 ⁺	49.8%			87	86.908884	$\frac{9}{2}^{+}$	7.0%
		81	80.917991	$(\frac{1}{2})^{-}$	18.5 m (β^{-})			88	87.905619	0 ⁺	82.6%
		82	81.916698	0 ⁺	9.2%			89	88.907450	$\frac{5}{2}^{+}$	50.5 d (β^{-})
		83	82.919117	$(\frac{3}{2})^{+}$	22.5 m (β^{-})			90	89.907738	0 ⁺	28.8 y (β^{-})
		84	83.918463	0 ⁺	3.3 m (β^{-})			91	90.910187	$(\frac{5}{2})^{+}$	9.5 h (β^{-})
Br	35	76	75.924528	1 ⁻	16.1 h (ϵ)			92	91.910944	0 ⁺	2.7 h (β^{-})
		77	76.921378	$\frac{3}{2}^{-}$	57.0 h (ϵ)			93	92.913987	$(\frac{7}{2}^{+})$	7.4 m (β^{-})
		78	77.921144	1 ⁺	6.46 m (ϵ)	Y	39	84	83.920310	(5^{-})	39 m (ϵ)
		79	78.918336	$\frac{3}{2}^{-}$	50.69%			85	84.916437	$(\frac{1}{2})^{-}$	2.7 h (ϵ)
		80	79.918528	1 ⁺	17.6 m (β^{-})			86	85.914893	4 ⁻	14.7 h (ϵ)
		81	80.916289	$\frac{3}{2}^{-}$	49.31%			87	86.910882	$\frac{1}{2}^{-}$	80.3 h (ϵ)
		82	81.916802	5 ⁻	35.3 h (β^{-})			88	87.909508	4 ⁻	106.6 d (ϵ)
		83	82.915179	$(\frac{3}{2})^{-}$	2.39 h (β^{-})			89	88.905849	$\frac{1}{2}^{-}$	100%
		84	83.916503	2 ⁻	31.8 m (β^{-})			90	89.907152	2 ⁻	64.1 h (β^{-})
		85	84.915612	$(\frac{3}{2})^{-}$	2.9 m (β^{-})			91	90.907303	$\frac{1}{2}^{-}$	58.5 d (β^{-})
Kr	36	75	74.931029	?	4.3 m (ϵ)			92	91.908917	2 ⁻	3.54 h (β^{-})
		76	75.925959	0 ⁺	14.8 h (ϵ)			93	92.909571	$\frac{1}{2}^{-}$	10.2 h (β^{-})
		77	76.924610	$\frac{5}{2}^{+}$	75 m (ϵ)			94	93.911597	2 ⁻	18.7 m (β^{-})
		78	77.920396	0 ⁺	0.356%	Zr	40	87	86.914817	$(\frac{9}{2}^{+})$	1.6 h (ϵ)
		79	78.920084	$\frac{1}{2}^{-}$	35.0 h (ϵ)			88	87.910225	0 ⁺	83.4 d (ϵ)
		80	79.916380	0 ⁺	2.27%			89	88.908890	$\frac{9}{2}^{+}$	78.4 h (ϵ)
		81	80.916590	$\frac{7}{2}^{+}$	0.21 My (ϵ)			90	89.904703	0 ⁺	51.5%
		82	81.913482	0 ⁺	11.6%			91	90.905644	$\frac{5}{2}^{+}$	11.2%
		83	82.914135	$\frac{9}{2}^{+}$	11.5%			92	91.905039	0 ⁺	17.1%
		84	83.911507	0 ⁺	57.0%			93	92.906474	$\frac{5}{2}^{+}$	1.5 My (β^{-})
		85	84.912531	$\frac{9}{2}^{+}$	10.7 y (β^{-})			94	93.906315	0 ⁺	17.4%
		86	85.910616	0 ⁺	17.3%			95	94.908042	$\frac{5}{2}^{+}$	64.0 d (β^{-})
		87	86.913360	$\frac{5}{2}^{+}$	76 m (β^{-})			96	95.908275	0 ⁺	2.80%
		88	87.914453	0 ⁺	2.84 h (β^{-})			97	96.910950	$\frac{1}{2}^{+}$	16.9 h (β^{-})
		89	88.917640	$(\frac{5}{2})^{+}$	3.18 m (β^{-})			98	97.912735	0 ⁺	31 s (β^{-})
Rb	37	82	81.918195	1 ⁺	1.25 m (ϵ)	Nb	41	89	88.913449	$(\frac{1}{2})^{-}$	2.0 h (ϵ)
		83	82.915144	$\frac{5}{2}^{-}$	86.2 d (ϵ)			90	89.911263	8 ⁺	14.6 h (ϵ)
		84	83.914390	2 ⁻	32.9 d (ϵ)			91	90.906991	$(\frac{9}{2})^{+}$	700 y (ϵ)
		85	84.911794	$\frac{5}{2}^{-}$	72.17%			92	91.907192	$(7)^{+}$	35 My (ϵ)
		86	85.911172	2 ⁻	18.8 d (β^{-})			93	92.906377	$\frac{9}{2}^{+}$	100%
		87	86.909187	$\frac{3}{2}^{-}$	27.83%			94	93.907281	6 ⁺	0.020 My (β^{-})
		88	87.911326	2 ⁻	17.8 m (β^{-})			95	94.906835	$\frac{9}{2}^{+}$	35.0 d (β^{-})
		89	88.912278	$(\frac{3}{2})^{-}$	15.2 m (β^{-})			96	95.908100	6 ⁺	23.4 h (β^{-})
		90	89.914811	(1^{-})	153 s (β^{-})			97	96.908097	$\frac{9}{2}^{+}$	72 m (β^{-})
Sr	38	81	80.923270	$(\frac{1}{2})^{-}$	22 m (ϵ)	Mo	42	90	89.913933	0 ⁺	5.67 h (ϵ)
		82	81.918414	0 ⁺	25.0 d (ϵ)			91	90.911755	$\frac{9}{2}^{+}$	15.5 m (ϵ)
		83	82.917566	$\frac{7}{2}^{+}$	32.4 d (ϵ)			92	91.906808	0 ⁺	14.8%
		84	83.913430	0 ⁺	0.56%			93	92.906813	$\frac{5}{2}^{+}$	3500 y (ϵ)
		85	84.912937	$\frac{9}{2}^{+}$	64.8 d (ϵ)			94	93.905085	0 ⁺	9.3%
		86	85.909267	0 ⁺	9.8%			95	94.905841	$\frac{5}{2}^{+}$	15.9%

جرم اتمی			فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی			فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I ^m		Z	A	(u)	I ^m	
	96	95.904679	0 ⁺	16.7%		108	107.903895	0 ⁺	26.7%
	97	96.906021	$\frac{5}{2}^{+}$	9.6%		109	108.905954	$\frac{5}{2}^{+}$	13.4 h (β^{-})
	98	97.905407	0 ⁺	24.1%		110	109.905167	0 ⁺	11.8%
	99	98.907711	$\frac{1}{2}^{+}$	66.0 h (β^{-})		111	110.907660	$\frac{5}{2}^{+}$	23 m (β^{-})
	100	99.907477	0 ⁺	9.6%		112	111.907323	0 ⁺	21.0 h (β^{-})
	101	100.910345	$\frac{1}{2}^{+}$	14.6 m (β^{-})	Ag	47	103.908980	$\frac{7}{2}^{+}$	65.7 m (ϵ)
Tc	43	94.93909654	7 ⁺	293 m (ϵ)		104	103.908623	5 ⁺	69.2 m (ϵ)
	95	94.907657	$\frac{9}{2}^{+}$	20.0 h (ϵ)		105	104.906520	$\frac{1}{2}^{-}$	41.3 d (ϵ)
	96	95.907870	7 ⁺	4.3 d (ϵ)		106	105.906662	1 ⁺	24.0 m (ϵ)
	97	96.906364	$\frac{9}{2}^{+}$	2.6 My (ϵ)		107	106.905092	$\frac{1}{2}^{-}$	51.83%
	98	97.907215	(6) ⁺	4.2 My (β^{-})		108	107.905952	1 ⁺	2.4 m (β^{-})
	99	98.906254	$\frac{9}{2}^{+}$	0.214 My (β^{-})		109	108.904756	$\frac{1}{2}^{-}$	48.17%
	100	99.907657	1 ⁺	15.8 s (β^{-})		110	109.906111	1 ⁺	24.4 s (β^{-})
						111	110.905295	$\frac{1}{2}^{-}$	7.45 d (β^{-})
						112	111.907010	2 ⁻	3.14 h (β^{-})
Ru	44	94.93911361	0 ⁺	52 m (ϵ)	Cd	48	104.909851	0 ⁺	58 m (ϵ)
	95	94.910414	$\frac{5}{2}^{+}$	1.65 h (ϵ)		105	104.909459	$\frac{5}{2}^{+}$	56.0 m (ϵ)
	96	95.907599	0 ⁺	5.5%		106	105.906461	0 ⁺	1.25%
	97	96.907556	$\frac{5}{2}^{+}$	2.88 d (ϵ)		107	106.906613	$\frac{5}{2}^{+}$	6.50 h (ϵ)
	98	97.905287	0 ⁺	1.86%		108	107.904176	0 ⁺	0.89%
	99	98.905939	$\frac{5}{2}^{+}$	12.7%		109	108.904953	$\frac{5}{2}^{+}$	463 d (ϵ)
	100	99.904219	0 ⁺	12.6%		110	109.903005	0 ⁺	12.5%
	101	100.905582	$\frac{5}{2}^{+}$	17.0%		111	110.904182	$\frac{1}{2}^{+}$	12.8%
	102	101.904348	0 ⁺	31.6%		112	111.902757	0 ⁺	24.1%
	103	102.906323	$\frac{3}{2}^{+}$	39.4 d (β^{-})		113	112.904400	$\frac{1}{2}^{+}$	12.2%
	104	103.905424	0 ⁺	18.7%		114	113.903357	0 ⁺	28.7%
	105	104.907744	$\frac{3}{2}^{+}$	4.44 h (β^{-})		115	114.905430	$\frac{1}{2}^{+}$	53.4 h (β^{-})
	106	105.907321	0 ⁺	372 d (β^{-})		116	115.904755	0 ⁺	7.5%
	107	106.910130	($\frac{5}{2}^{+}$)	3.8 m (β^{-})		117	116.907228	$\frac{1}{2}^{+}$	2.4 h (β^{-})
						118	117.911700	0 ⁺	50.3 m (β^{-})
Rh	45	98.97910716	(2) ⁺	8.7 m (ϵ)	In	49	110.907230	2 ⁺	69.1 m (ϵ)
	99	98.908192	($\frac{1}{2}^{-}$)	16.1 d (ϵ)		111	110.905109	$\frac{9}{2}^{+}$	2.83 d (ϵ)
	100	99.908116	1 ⁻	20.8 h (ϵ)		112	111.905536	1 ⁺	14.4 m (ϵ)
	101	100.906159	$\frac{1}{2}^{-}$	3.3 y (ϵ)		113	112.904061	$\frac{9}{2}^{+}$	4.3%
	102	101.906814	6 ⁺	2.9 y (ϵ)		114	113.904916	1 ⁺	71.9 s (β^{-})
	103	102.905500	$\frac{1}{2}^{-}$	100%		115	114.903882	$\frac{9}{2}^{+}$	95.7%
	104	103.906651	1 ⁺	42.3 s (β^{-})		116	115.905264	1 ⁺	14.1 s (β^{-})
	105	104.905686	$\frac{7}{2}^{+}$	35.4 h (β^{-})		117	116.904517	$\frac{9}{2}^{+}$	43.8 m (β^{-})
	106	105.907279	1 ⁺	29.8 s (β^{-})					
Pd	46	99.98911763	($\frac{5}{2}^{+}$)	21.4 m (ϵ)	Sn	50	109.911294	$\frac{7}{2}^{+}$	18.0 m (ϵ)
	100	99.908527	0 ⁺	3.6 d (ϵ)		110	109.907858	0 ⁺	4.1 h (ϵ)
	101	100.908287	$\frac{5}{2}^{+}$	8.5 h (ϵ)		111	110.907741	$\frac{7}{2}^{+}$	35 m (ϵ)
	102	101.905634	0 ⁺	1.0%		112	111.904826	0 ⁺	1.01%
	103	102.906114	$\frac{5}{2}^{+}$	17.0 d (ϵ)		113	112.905176	$\frac{1}{2}^{+}$	115.1 d (ϵ)
	104	103.904029	0 ⁺	11.0%		114	113.902784	0 ⁺	0.67%
	105	104.905079	$\frac{5}{2}^{+}$	22.2%		115	114.903348	$\frac{1}{2}^{+}$	0.38%
	106	105.903478	0 ⁺	27.3%					
	107	106.905127	$\frac{5}{2}^{+}$	6.5 My (β^{-})					

جرم اتمی				فراوانی یا		جرم اتمی				فراوانی یا		
Z	A	(u)	I^π	نیمه عمر		Z	A	(u)	I^π	نیمه عمر		
	116	115.901747	0^+	14.6%			129	128.904986	$\frac{7}{2}^+$	16 My (β^-)		
	117	116.902956	$\frac{1}{2}^+$	7.75%			130	129.906713	5^+	12.4 h (β^-)		
	118	117.901609	0^+	24.3%			131	130.906114	$\frac{7}{2}^+$	8.04 d (β^-)		
	119	118.903311	$\frac{1}{2}^+$	8.6%			132	131.907987	4^+	2.30 h (β^-)		
	120	119.902199	0^+	32.4%								
	121	120.904239	$\frac{3}{2}^+$	27.1 h (β^-)		Xe	54	121.911450	$(\frac{5}{2}^+)$	40.1 m (ϵ)		
	122	121.903440	0^+	4.56%			122	121.908170	0^+	20.1 h (ϵ)		
	123	122.905722	$\frac{11}{2}^-$	129 d (β^-)			123	122.908469	$(\frac{1}{2}^+)$	2.08 h (ϵ)		
	124	123.905274	0^+	5.64%			124	123.905894	0^+	0.096%		
	125	124.907785	$\frac{11}{2}^-$	9.62 d (β^-)			125	124.906397	$(\frac{1}{2}^+)$	17 h (ϵ)		
	126	125.907654	0^+	0.1 My (β^-)			126	125.904281	0^+	0.090%		
	127	126.910355	$(\frac{11}{2}^-)$	2.1 h (β^-)			127	126.905182	$(\frac{1}{2}^+)$	36.4 d (ϵ)		
							128	127.903531	0^+	1.92%		
Sb	51	118	117.905534	1^+	3.6 m (ϵ)		129	128.904780	$\frac{1}{2}^+$	26.4%		
		119	118.903948	$\frac{5}{2}^+$	38.0 h (ϵ)		130	129.903509	0^+	4.1%		
		120	119.905077	1^+	15.8 m (ϵ)		131	130.905072	$\frac{3}{2}^+$	21.2%		
		121	120.903821	$\frac{5}{2}^+$	57.3%		132	131.904144	0^+	26.9%		
		122	121.905179	2^-	2.70 d (β^-)		133	132.905888	$\frac{3}{2}^+$	5.25 d (β^-)		
		123	122.904216	$\frac{7}{2}^+$	42.7%		134	133.905395	0^+	10.4%		
		124	123.905938	3^-	60.2 d (β^-)		135	134.907130	$\frac{3}{2}^+$	9.1 h (β^-)		
		125	124.905252	$\frac{7}{2}^+$	2.7 y (β^-)		136	135.907214	0^+	8.9%		
		126	125.907250	8^-	12.4 d (β^-)		137	136.911557	$\frac{7}{2}^-$	3.82 m (β^-)		
		127	126.906919	$\frac{7}{2}^+$	3.85 d (β^-)							
						Cs	55	130	129.906753	1^+	29.2 m (ϵ)	
Te	52	117	116.908630	$\frac{1}{2}^+$	62 m (ϵ)		131	130.905444	$\frac{5}{2}^+$	9.69 d (ϵ)		
		118	117.905908	0^+	6.00 d (ϵ)		132	131.906431	2^-	6.47 d (ϵ)		
		119	118.906411	$\frac{1}{2}^+$	16.0 h (ϵ)		133	132.905429	$\frac{7}{2}^+$	100%		
		120	119.904048	0^+	0.091%		134	133.906696	4^+	2.06 y (β^-)		
		121	120.904947	$\frac{1}{2}^+$	16.8 d (ϵ)		135	134.905885	$\frac{7}{2}^+$	3 My (β^-)		
		122	121.903050	0^+	2.5%		136	135.907289	5^+	13.1 d (β^-)		
		123	122.904271	$\frac{1}{2}^+$	0.89%		137	136.907073	$\frac{7}{2}^+$	30.2 y (β^-)		
		124	123.902818	0^+	4.6%		138	137.911004	3^-	32.2 m (β^-)		
		125	124.904429	$\frac{1}{2}^+$	7.0%							
		126	125.903310	0^+	18.7%		Ba	56	127	126.911130	$(\frac{1}{2}^+)$	12.7 m (ϵ)
		127	126.905221	$\frac{3}{2}^+$	9.4 h (β^-)		128	127.908237	0^+	2.43 d (ϵ)		
		128	127.904463	0^+	31.7%		129	128.908642	$\frac{1}{2}^+$	2.2 h (ϵ)		
		129	128.906594	$\frac{3}{2}^+$	69 m (β^-)		130	129.906282	0^+	0.106%		
		130	129.906229	0^+	34.5%		131	130.906902	$\frac{1}{2}^+$	12.0 d (ϵ)		
		131	130.908528	$\frac{3}{2}^+$	25.0 m (β^-)		132	131.905042	0^+	0.101%		
		132	131.908517	0^+	78.2 h (β^-)		133	132.905988	$\frac{1}{2}^+$	10.7 y (ϵ)		
		133	132.910910	$(\frac{3}{2}^+)$	12.5 m (β^-)		134	133.904486	0^+	2.42%		
							135	134.905665	$\frac{3}{2}^+$	6.59%		
I	53	123	122.905594	$\frac{5}{2}^+$	13.2 h (ϵ)		136	135.904553	0^+	7.85%		
		124	123.906207	2^-	4.18 d (ϵ)		137	136.905812	$\frac{3}{2}^+$	11.2%		
		125	124.904620	$\frac{5}{2}^+$	60.2 d (ϵ)		138	137.905232	0^+	71.7%		
		126	125.905624	2^-	13.0 d (ϵ)		139	138.908826	$\frac{7}{2}^-$	82.9 m (β^-)		
		127	126.904473	$\frac{5}{2}^+$	100%		140	139.910581	0^+	12.7 d (β^-)		
		128	127.905810	1^+	25.0 m (β^-)		141	140.914363	$\frac{3}{2}^-$	18.3 m (β^-)		

جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I^π			Z	A	(u)	I^π		
La	57	135	134.906953	$\frac{5}{2}^+$	19.5 h (ϵ)	Sm	62	142	141.915206	0^+	72.5 m (ϵ)
		136	135.907630	1^+	9.87 m (ϵ)			143	142.914626	$\frac{3}{2}^+$	8.83 m (ϵ)
		137	136.906460	$\frac{7}{2}^+$	0.06 My (ϵ)			144	143.911998	0^+	3.1%
		138	137.907105	5^+	0.089%			145	144.913409	$\frac{7}{2}^-$	340 d (ϵ)
		139	138.906347	$\frac{7}{2}^+$	99.911%			146	145.913053	0^+	103 My (α)
		140	139.909471	3^-	40.3 h (β^-)			147	146.914894	$\frac{7}{2}^-$	15.1%
		141	140.910896	$\frac{7}{2}^+$	3.90 h (β^-)			148	147.914819	0^+	11.3%
		142	141.914090	2^-	91.1 m (β^-)			149	148.917180	$\frac{7}{2}^-$	13.9%
Ce	58	133	132.911360	$\frac{1}{2}^+$	5.4 h (ϵ)		150	149.917273	0^+	7.4%	
		134	133.908890	0^+	76 h (ϵ)		151	150.919929	$\frac{5}{2}^-$	90 y (β^-)	
		135	134.909117	$\frac{1}{2}^+$	17.6 h (ϵ)		152	151.919728	0^+	26.6%	
		136	135.907140	0^+	0.190%		153	152.922094	$\frac{3}{2}^+$	46.8 h (β^-)	
		137	136.907780	$\frac{3}{2}^+$	9.0 h (ϵ)		154	153.922205	0^+	22.6%	
		138	137.905985	0^+	0.254%		155	154.924636	$\frac{3}{2}^-$	22.4 m (β^-)	
		139	138.906631	$\frac{3}{2}^+$	137.2 d (ϵ)	Eu	63	148	147.918125	5^-	54.5 d (ϵ)
		140	139.905433	0^+	88.5%			149	148.917926	$\frac{5}{2}^+$	93.1 d (ϵ)
		141	140.908271	$\frac{7}{2}^-$	32.5 d (β^-)			150	149.919702	0^-	36 y (ϵ)
		142	141.909241	0^+	11.1%			151	150.919847	$\frac{5}{2}^+$	47.9%
		143	142.912383	$\frac{3}{2}^-$	33.0 h (β^-)			152	151.921742	3^-	13 y (ϵ)
	144	143.913643	0^+	284 d (β^-)			153	152.921225	$\frac{5}{2}^+$	52.1%	
	145	144.917230	$\frac{5}{2}^+$	2.98 m (β^-)			154	153.922975	3^-	8.5 y (β^-)	
Pr	59	138	137.910748	1^+	1.45 m (ϵ)			155	154.922889	$\frac{5}{2}^+$	4.9 y (β^-)
		139	138.908917	$\frac{3}{2}^+$	4.4 h (ϵ)			156	155.924752	0^+	15 d (β^-)
		140	139.909071	1^+	3.39 m (ϵ)			157	156.925418	$\frac{5}{2}^+$	15 h (β^-)
		141	140.907647	$\frac{5}{2}^+$	100%		Gd	64	149	148.919344	$\frac{7}{2}^-$
		142	141.910039	2^-	19.2 h (β^-)			150	149.918662	0^+	1.8 My (α)
		143	142.910814	$\frac{7}{2}^+$	13.6 d (β^-)			151	150.920346	$\frac{7}{2}^-$	120 d (ϵ)
		144	143.913301	0^-	17.3 m (β^-)			152	151.919786	0^+	0.20%
	Nd	60	139	138.911920	$\frac{3}{2}^+$	29.7 m (ϵ)			153	152.921745	$\frac{3}{2}^-$
		140	139.909306	0^+	3.37 d (ϵ)			154	153.920861	0^+	2.1%
		141	140.909594	$\frac{3}{2}^+$	2.5 h (ϵ)			155	154.922618	$\frac{3}{2}^-$	14.8%
		142	141.907719	0^+	27.2%			156	155.922118	0^+	20.6%
		143	142.909810	$\frac{7}{2}^-$	12.2%		157	156.923956	$\frac{3}{2}^-$	15.7%	
		144	143.910083	0^+	23.8%		158	157.924099	0^+	24.8%	
		145	144.912570	$\frac{7}{2}^-$	8.3%		159	158.926384	$\frac{3}{2}^-$	18.6 h (β^-)	
		146	145.913113	0^+	17.2%		160	159.927049	0^+	21.8%	
		147	146.916097	$\frac{5}{2}^-$	11.0 d (β^-)		161	160.929664	$\frac{5}{2}^-$	3.7 m (β^-)	
		148	147.916889	0^+	5.7%	Tb	65	156	155.924742	3^-	5.34 d (ϵ)
		149	148.920145	$\frac{5}{2}^-$	1.73 h (β^-)			157	156.924023	$\frac{3}{2}^+$	150 y (ϵ)
		150	149.920887	0^+	5.6%						
	151	150.923825	$(\frac{3}{2}^-)$	12.4 m (β^-)							
	152	151.924680	0^+	11.4 m (β^-)							
Pm	61	142	141.912970	1^+	40.5 s (ϵ)						
		143	142.910930	$\frac{5}{2}^+$	265 d (ϵ)						
		144	143.912588	5^-	349 d (ϵ)						

جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I ⁿ	Z	A	(u)	I ⁿ	Z	A	(u)	I ⁿ
	158	157.925411	3 ⁻	150 y (ε)	Yb	70	166	165.933875	0 ⁺	56.7 h (ε)	
	159	158.925342	3/2 ⁺	100 %			167	166.934946	5/2 ⁻	17.5 m (ε)	
	160	159.927163	3 ⁻	72.1 d (β ⁻)			168	167.933894	0 ⁺	0.135%	
	161	160.927566	3/2 ⁺	6.90 d (β ⁻)			169	168.935186	7/2 ⁺	32.0 d (ε)	
	162	161.929510	1 ⁻	7.76 m (β ⁻)			170	169.934759	0 ⁺	3.1%	
Dy	66	153	152.925769	7/2 ⁻	6.4 h (ε)		171	170.936323	1/2 ⁻	14.4%	
	154	153.924429	0 ⁺	3 My (α)			172	171.936378	0 ⁺	21.9%	
	155	154.925747	3/2 ⁻	10.0 h (ε)			173	172.938208	5/2 ⁻	16.2%	
	156	155.924277	0 ⁺	0.057%			174	173.938859	0 ⁺	31.6%	
	157	156.925460	3/2 ⁻	8.1 h (ε)			175	174.941273	7/2 ⁻	4.19 d (β ⁻)	
	158	157.924403	0 ⁺	0.100%			176	175.942564	0 ⁺	12.6%	
	159	158.925735	3/2 ⁻	144.4 d (ε)			177	176.945253	9/2 ⁺	1.9 h (β ⁻)	
	160	159.925193	0 ⁺	2.3%			178	177.946639	0 ⁺	74 m (β ⁻)	
	161	160.926930	5/2 ⁺	19.90%	Lu	71	172	171.939085	(4 ⁻)	6.70 d (ε)	
	162	161.926795	0 ⁺	25.5%			173	172.938929	7/2 ⁺	1.37 y (ε)	
	163	162.928728	5/2 ⁻	24.9%			174	173.940336	1 ⁻	3.3 y (ε)	
	164	163.929171	0 ⁺	28.1%			175	174.940770	7/2 ⁺	97.39%	
	165	164.931700	7/2 ⁺	2.33 h (β ⁻)			176	175.942679	7 ⁻	2.61%	
	166	165.932803	0 ⁺	81.6 h (β ⁻)			177	176.943752	7/2 ⁺	6.71 d (β ⁻)	
							178	177.945963	1 ⁺	28.4 m (β ⁻)	
Ho	67	162	161.929092	1 ⁺	15 m (ε)	Hf	72	171	170.940490	(7/2 ⁺)	12.1 h (ε)
	163	162.928731	(7/2 ⁻)	33 y (ε)			172	171.939460	0 ⁺	1.87 y (ε)	
	164	163.930285	1 ⁺	29.0 m (ε)			173	172.940650	1/2 ⁻	24.0 h (ε)	
	165	164.930319	7/2 ⁻	100 %			174	173.940044	0 ⁺	0.16%	
	166	165.932281	0 ⁻	26.8 h (β ⁻)			175	174.941507	5/2 ⁻	70 d (ε)	
	167	166.933127	(7/2 ⁻)	3.1 h (β ⁻)			176	175.941406	0 ⁺	5.2%	
Er	68	160	159.929080	0 ⁺	28.6 h (ε)		177	176.943217	7/2 ⁻	18.6%	
	161	160.929996	3/2 ⁻	3.24 h (ε)			178	177.943696	0 ⁺	27.1%	
	162	161.928775	0 ⁺	0.14%			179	178.945812	9/2 ⁺	13.7%	
	163	162.930030	5/2 ⁻	75.1 m (ε)			180	179.946546	0 ⁺	35.2%	
	164	163.929198	0 ⁺	1.56%			181	180.949096	1/2 ⁻	42.4 d (β ⁻)	
	165	164.930723	5/2 ⁻	10.4 h (ε)			182	181.950550	0 ⁺	9 My (β ⁻)	
	166	165.930290	0 ⁺	33.4%			183	182.953530	(3/2 ⁻)	64 m (β ⁻)	
	167	166.932046	7/2 ⁺	22.9%	Ta	73	178	177.945750	1 ⁺	9.31 m (ε)	
	168	167.932368	0 ⁺	27.1%			179	178.945930	(7/2 ⁺)	665 d (ε)	
	169	168.934588	1/2 ⁻	9.40 d (β ⁻)			180	179.947462	1 ⁺	0.0123%	
	170	169.935461	0 ⁺	14.9%			181	180.947992	7/2 ⁺	99.9877%	
	171	170.938027	5/2 ⁻	7.52 h (β ⁻)			182	181.950149	3 ⁻	115 d (β ⁻)	
	172	171.939353	0 ⁺	49.3 h (β ⁻)			183	182.951369	7/2 ⁺	5.1 d (β ⁻)	
Tm	69	166	165.933561	2 ⁺	7.70 h (ε)	W	74	178	177.945840	0 ⁺	21.5 d (ε)
	167	166.932848	1/2 ⁺	9.25 d (ε)			179	178.947067	(7/2 ⁻)	38 m (ε)	
	168	167.934170	3 ⁺	93.1 d (ε)			180	179.946701	0 ⁺	0.13%	
	169	168.934212	1/2 ⁺	100 %			181	180.948192	9/2 ⁺	121 d (ε)	
	170	169.935798	1 ⁻	128.6 d (β ⁻)			182	181.948202	0 ⁺	26.3%	
	171	170.936427	1/2 ⁺	1.92 y (β ⁻)			183	182.950220	1/2 ⁻	14.3%	
	172	171.938397	2 ⁻	63.6 h (β ⁻)							

جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I ⁿ			Z	A	(u)	I ⁿ		
	184	183.950928	0 ⁺		30.7%		198	197.967869	0 ⁺		7.2%
	185	184.953416	$\frac{3}{2}^-$		75.1 d (β^-)		199	198.970552	$(\frac{5}{2}^-)$		30.8 m (β^-)
	186	185.954357	0 ⁺		28.6%		200	199.971417	0 ⁺		12.5 h (β^-)
	187	186.957153	$\frac{3}{2}^-$		23.9 h (β^-)						
	188	187.958480	0 ⁺		69.4 d (β^-)						
Re 75	182	181.951210	2 ⁺		12.7 h (ϵ)	Au 79	194	193.965348	1 ⁻		39.5 h (ϵ)
	183	182.950817	$(\frac{5}{2})^+$		71 d (ϵ)		195	194.965013	$\frac{3}{2}^+$		186 d (ϵ)
	184	183.952530	3 ⁻		38 d (ϵ)		196	195.966544	2 ⁻		6.18 d (ϵ)
	185	184.952951	$\frac{5}{2}^+$		37.40%		197	196.966543	$\frac{3}{2}^+$		100%
	186	185.954984	1 ⁻		90.6 h (β^-)		198	197.968217	2 ⁻		2.696 d (β^-)
	187	186.955744	$\frac{5}{2}^+$		62.60%		199	198.968740	$\frac{3}{2}^+$		3.14 d (β^-)
	188	187.958106	1 ⁻		16.9 h (β^-)		200	199.970670	1 ⁻		48.4 m (β^-)
	189	188.959219	$(\frac{5}{2})^+$		24.3 h (β^-)	Hg 80	193	192.966560	$\frac{3}{2}^-$		3.8 h (ϵ)
Os 76	182	181.952120	0 ⁺		21.5 h (ϵ)		194	193.965391	0 ⁺		520 y (ϵ)
	183	182.953290	$(\frac{9}{2})^+$		13.0 h (ϵ)		195	194.966640	$\frac{1}{2}^-$		9.5 h (ϵ)
	184	183.952488	0 ⁺		0.018%		196	195.965807	0 ⁺		0.15%
	185	184.954041	$\frac{1}{2}^-$		93.6 d (ϵ)		197	196.967187	$\frac{1}{2}^-$		64.1 h (ϵ)
	186	185.953830	0 ⁺		1.6%		198	197.966743	0 ⁺		10.0%
	187	186.955741	$\frac{1}{2}^-$		1.6%		199	198.968254	$\frac{1}{2}^-$		16.8%
	188	187.955830	0 ⁺		13.3%		200	199.968300	0 ⁺		23.1%
	189	188.958137	$\frac{3}{2}^-$		16.1%		201	200.970277	$\frac{3}{2}^-$		13.2%
	190	189.958436	0 ⁺		26.4%		202	201.970617	0 ⁺		29.8%
	191	190.960920	$\frac{9}{2}^-$		15.4 d (β^-)		203	202.972848	$\frac{5}{2}^-$		46.6 d (β^-)
	192	191.961467	0 ⁺		41.0%		204	203.973467	0 ⁺		6.9%
	193	192.964138	$\frac{3}{2}^-$		30.6 h (β^-)		205	204.976047	$\frac{1}{2}^-$		5.2 m (β^-)
	194	193.965173	0 ⁺		6.0 y (β^-)	Tl 81	200	199.970934	2 ⁻		26.1 h (ϵ)
Ir 77	188	187.958830	(2 ⁻)		41.5 h (ϵ)		201	200.970794	$\frac{1}{2}^+$		73 h (ϵ)
	189	188.958712	$\frac{3}{2}^+$		13.1 d (ϵ)		202	201.972085	2 ⁻		12.2 d (ϵ)
	190	189.960580	(4 ⁺)		11.8 d (ϵ)		203	202.972320	$\frac{1}{2}^+$		29.5%
	191	190.960584	$\frac{3}{2}^+$		37.3%		204	203.973839	2 ⁻		3.77 y (β^-)
	192	191.962580	4 ⁻		74.2 d (β^-)		205	204.974401	$\frac{1}{2}^+$		70.5%
	193	192.962917	$\frac{3}{2}^+$		62.7%		206	205.976084	0 ⁻		4.20 m (β^-)
	194	193.965069	1 ⁻		19.2 h (β^-)	Pb 82	201	200.972830	$\frac{5}{2}^-$		9.3 h (ϵ)
	195	194.965966	$(\frac{3}{2})^+$		2.8 h (β^-)		202	201.972134	0 ⁺		0.05 My (ϵ)
Pt 78	187	186.960470	$\frac{3}{2}^-$		2.35 h (ϵ)		203	202.973365	$\frac{5}{2}^-$		51.9 h (ϵ)
	188	187.959386	0 ⁺		10.2 d (ϵ)		204	203.973020	0 ⁺		1.42%
	189	188.960817	$\frac{3}{2}^-$		10.9 h (ϵ)		205	204.974458	$\frac{5}{2}^-$		15 My (ϵ)
	190	189.959917	0 ⁺		0.013%		206	205.974440	0 ⁺		24.1%
	191	190.961665	$\frac{3}{2}^-$		2.9 d (ϵ)		207	206.975872	$\frac{1}{2}^-$		22.1%
	192	191.961019	0 ⁺		0.78%		208	207.976627	0 ⁺		52.3%
	193	192.962977	$(\frac{1}{2}^-)$		50 y (ϵ)		209	208.981065	$\frac{9}{2}^+$		3.25 h (β^-)
	194	193.962655	0 ⁺		32.9%		210	209.984163	0 ⁺		22.3 y (β^-)
	195	194.964766	$\frac{1}{2}^-$		33.8%		211	210.988735	$(\frac{9}{2}^+)$		36.1 m (β^-)
	196	195.964926	0 ⁺		25.3%		212	211.991871	0 ⁺		10.6 h (β^-)
	197	196.967315	$\frac{1}{2}^-$		18.3 h (β^-)	Bi 83	206	205.978478	6 ⁺		6.24 d (ϵ)
							207	206.978446	$\frac{9}{2}^-$		32 y (ϵ)

Z	A	جرم اتمی (u)	I ⁿ	فراوانی یا نیمه عمر	Z	A	جرم اتمی (u)	I ⁿ	فراوانی یا نیمه عمر
	208	207.979717	(5 ⁺)	0.368 My (ε)		232	232.038051	0 ⁺	100 %
	209	208.980374	$\frac{9}{2}^{-}$	100 %		233	233.041577	($\frac{1}{2}^{+}$)	22.3 m (β ⁻)
	210	209.984095	1 ⁻	5.01 d (β ⁻)					
	211	210.987255	$\frac{9}{2}^{-}$	2.15 m (α)	Pa	91	229.032073	($\frac{3}{2}^{+}$)	1.4 d (ε)
	212	211.991255	1 ⁻	60.6 m (β ⁻)		230	230.034527	(2 ⁻)	17.7 d (ε)
Po	84	206	205.980456	0 ⁺	231	231.035880	$\frac{3}{2}^{-}$	32,800 y (μ)	
	207	206.981570	$\frac{5}{2}^{-}$	5.8 h (ε)	232	232.038565	(2 ⁻)	1.31 d (β ⁻)	
	208	207.981222	0 ⁺	2.90 y (α)	233	233.040243	$\frac{3}{2}^{-}$	27.0 d (β ⁻)	
	209	208.982404	$\frac{1}{2}^{-}$	102 y (α)					
	210	209.982848	0 ⁺	138.4 d (α)	U	92	233.039628	$\frac{5}{2}^{+}$	0.1592 My (α)
	211	210.986627	$\frac{9}{2}^{+}$	0.52 s (α)		234	234.040947	0 ⁺	0.245 My (α)
At	85	208	207.986510	6 ⁺	235	235.043924	$\frac{7}{2}^{-}$	0.720%	
	209	208.986149	$\frac{9}{2}^{-}$	5.4 h (ε)	236	236.045563	0 ⁺	23.42 My (α)	
	210	209.987126	5 ⁺	8.3 h (ε)	237	237.048725	$\frac{1}{2}^{+}$	6.75 d (β ⁻)	
	211	210.987469	$\frac{9}{2}^{-}$	7.21 h (ε)	238	238.050785	0 ⁺	99.275%	
	212	211.990725	(1 ⁻)	0.31 s (α)	239	239.054290	$\frac{5}{2}^{+}$	23.5 m (β ⁻)	
	213	212.992911	$\frac{9}{2}^{-}$	0.11 μs (α)	Np	93	236.046550	(6 ⁻)	0.11 My (ε)
Rn	86	207	206.990690	$\frac{5}{2}^{-}$	237	237.048168	$\frac{5}{2}^{+}$	2.14 My (α)	
	210	209.989669	0 ⁺	2.4 h (α)	238	238.050941	2 ⁺	2.117 d (β ⁻)	
	211	210.990576	$\frac{1}{2}^{-}$	14.6 h (ε)	239	239.052933	$\frac{5}{2}^{+}$	2.36 d (β ⁻)	
	212	211.990697	0 ⁺	24 m (α)	Pu	94	237.048401	$\frac{7}{2}^{-}$	45.3 d (ε)
	218	218.005580	0 ⁺	35 ms (α)	238	238.049555	0 ⁺	87.74 y (α)	
	222	222.017571	0 ⁺	3.82 d (α)	239	239.052158	$\frac{1}{2}^{+}$	24,100 y (α)	
	224		0 ⁺	107 m (β ⁻)	240	240.053808	0 ⁺	6570 y (α)	
Fr	87	209	208.995870	$\frac{9}{2}^{-}$	241	241.056846	$\frac{5}{2}^{+}$	14.4 y (β ⁻)	
	212	211.996130	5 ⁺	20 m (ε)	242	242.058737	0 ⁺	0.376 My (α)	
	215	215.000310	$\frac{9}{2}^{-}$	0.12 μs (α)	243	243.061998	$\frac{7}{2}^{+}$	4.96 h (β ⁻)	
	220	220.012293	1	27.4 s (α)	Am	95	240.055278	(3 ⁻)	50.9 h (ε)
	223	223.019733	($\frac{3}{2}$)	21.8 m (β ⁻)	241	241.056824	$\frac{5}{2}^{-}$	433 y (α)	
Ra	88	222	222.015353	0 ⁺	242	242.059542	1 ⁻	16.0 h (β ⁻)	
	223	223.018501	$\frac{1}{2}^{+}$	11.4 d (α)	243	243.061375	$\frac{5}{2}^{-}$	7370 y (α)	
	224	224.020186	0 ⁺	3.66 d (α)	244	244.064279	(6 ⁻)	10.1 h (β ⁻)	
	225	225.023604	($\frac{3}{2}$) ⁺	14.8 d (β ⁻)	Cm	96	246.067218	0 ⁺	4700 y (α)
	226	226.025403	0 ⁺	1602 y (α)	247	247.070347	$\frac{9}{2}^{-}$	16 My (α)	
	227	227.029171	($\frac{3}{2}$) ⁺	42 m (β ⁻)	248	248.072343	0 ⁺	0.34 My (α)	
Ac	89	224	224.021685	(0 ⁻)	249	249.075948	$\frac{1}{2}^{+}$	64 m (β ⁻)	
	225	225.023205	($\frac{3}{2}$) ⁻	10.0 d (α)	Bk	97	246.068720	2 ⁻	1.8 d (ε)
	226	226.026084	(1 ⁻)	29 h (β ⁻)	247	247.070300	($\frac{3}{2}$) ⁻	1380 y (α)	
	227	227.027750	$\frac{3}{2}^{-}$	21.77 y (β ⁻)	Cf	98	251.079580	$\frac{1}{2}^{+}$	698 y (α)
	228	228.031015	(3 ⁺)	6.1 h (β ⁻)	252	252.081621	0 ⁺	2.64 y (α)	
Th	90	228	228.028715	0 ⁺					
	229	229.031755	$\frac{5}{2}^{+}$	7300 y (α)	Es	99	252.082944	(4 ⁺ , 5 ⁻)	472 d (α)
	230	230.033128	0 ⁺	75,400 y (α)	253	253.084818	$\frac{7}{2}^{+}$	20.5 d (α)	
	231	231.036299	$\frac{5}{2}^{+}$	25.52 h (β ⁻)					

	Z	A	جرم اتمی (u)	I^{π}	فراوانی یا نیمه عمر		Z	A	جرم اتمی (u)	I^{π}	فراوانی یا نیمه عمر
Fm	100	256	256.091767	0^+	2.63 h (f)	Lr	103	260	260.105320		180 s (α)
		257	257.095099	$(\frac{9}{2}^+)$	100 d (α)		Rf	104	261	261.108690	
Md	101	257	257.095580	$(\frac{7}{2}^-)$	5.2 h (ϵ)	Ha	105	261	261.111820		1.8 s (α)
		258	258.098570	(8^-)	55 d (α)			262	262.113760		34 s (f)
No	102	258	258.098150	0^+	1.2 ms (f)		106	263	263.118220		0.8 s (f)
		259	259.100931	$(\frac{9}{2}^+)$	60 m (α)		107	262	262.122930		115 ms (α)

واژه‌نامه

radioactive damage	آسیب تابش
scintillation detector	آشکارساز سموسوزن
semiconductor detector	آشکارساز نیمرسانا
partial decay rate	آهننگ واپاشی جزئی
mössbauer effect	اثر موسباور
charge independence	اختلاف انرژی ← فاصله انرژی
magic numbers	استقلال از بار
specific activity	اعداد جادویی
unpaired electrons	اکتیویته ویژه
x-ray isotope shift	الکترونهای تزویج نشده
isomer shift	انتقال ایزوتوپی پرتو ایکس
pairing energy	انتقال ایزومری
separation energy	انرژی تزویج
fission yield	انرژی جداسازی
particle excitation	بازده شکافت
spin-orbit interaction	برانگیزش ذره‌ای
weak interaction	برهم‌کنش اسپین-مدار
hyperfine interaction	برهم‌کنش ضعیف
residual interaction	برهم‌کنش فوق‌ریز
	برهم‌کنش مانده

intermediate vector boson	بوزون برداری میانه
antinucleus	پادهسته
anticoincidence	پاد همفرودی
multiple scattering	پراکندگی چندباره
exposure 1	پرتو دهی
cosmic ray	پرتو دهی ← تابش دهی
exposure 2	پرتو کیهانی
nuclear recoil	پرتو گیری
natural line width	پس زنی هسته‌ای
Doppler broadening	پهنای خط طبیعی
	پهن شدگی دوپلری
relative biological effectiveness	تأثیر نسبی زیست‌شناختی
prompt radiation	تابش آنی
irradiation	تابش دهی
	مته: پرتو دهی
one-pion exchange	تبادل تک پیونی
two-pion exchange	تبادل دو پیونی
internal conversion	تبدیل داخلی
photodissociation	تجزیه فوتونی
multichannel analyzer	تحلیلگر بس‌کاناله
nuclear transmutation	تراجهش هسته‌ای
nuclear resonance	تشدید هسته‌ای
secular equilibrium	تعادل دیرپا
transient equilibrium	تعادل گذرا
nuclear deformation	تغییر شکل هسته‌ای
stopping power	توان ایستاندگی
partial decay constant	ثابت واپاشی جزئی
transition matrix element	جزء ماتریس گذار
even-parity state	حالت پاریته-زوج
odd-parity state	حالت پاریته-فرد

hole state	حالت حفره حالت مانسته ← حالت مانسته ایزوباری
isobaric analog state	حالت مانسته ایزوباری مته: حالت مانسته
daughter nucleus	دختر-هسته مته: هسته دختر
absorbed dose	دز جذب شده
dose equivalent	دز معادل
non-identical particles	ذرات نایکسان
identical particles	ذرات یکسان
virtual particle	ذره مجازی
mass doublet method	روش دوتایه جرمی
decay systematic	روند واپاشی
multiple encounter	رویارویی چندباره
single encounter	رویارویی منفرد
dwel time	زمان درنگ
mass chain	زنجیره جرمی
spin-orbit pair	زوج اسپین-مدار
single-particle structure	ساختار تک ذره ای مته: مدل ذره منفرد
collective structure	ساختار جمعی
nuclear orientation	سمتگیری هسته ای
pseudovector	شبه بردار
quasifission	شبه شکافت
nuclear charge radius	شعاع بار هسته
mean radius	شعاع میانگین
fission	شکافت
fast fission	شکافت تند
spontaneous fission	شکافت خودبه خود

energy splitting	شکافتگی انرژی
nonspherical equilibrium shape	شکل تعادل غیر کروی
spherical equilibrium shape	شکل تعادل کروی
multiscaling	شمارش چندگانه
counter telescope	شمارگر تلسکوپی
proportional counter	شمارگر تناسبی
Geiger counter	شمارگر گایگر
spin g factor	ضریب اسپینی g
life time	طول عمر
magnetic spectrometer	طیف‌سنج مغناطیسی
occupation number	عدد اشغال
radioactivity dating	عمرسنجی رادیواکتیو
energy separation	فاصله انرژی
isotopic abundance	م: اختلاف انرژی
conserved vector current hypothesis	فراوانی ایزوتوپی
Klein-Nishina formula	فرضیه جریان برداری پایسته
semiempirical mass formula	فرمول کلاین-نیشینا
beta disintegration	فرمول نیمه تجربی جرم
chain disintegration	فروپاشی بتازا
photodisintegration	فروپاشی زنجیری
neutron excess	فروپاشی فوتونی
Geiger-Nuttal rule	فرونی نوترون
law of lepton conservation	قاعده گایگر-ناتال
single-escape peak	قانون پایستگی لپتونها
double-escape peak	قله تک فراری
mass defect	قله دوفراری
packing fraction	کاستی جرم
	کسر انباشتگی

branching fraction	مٔ: کسر فشردگی
conversion fraction	کسر انشعاب
Big Bang cosmology	کسر تبدیل کسر فشردگی ← کسر انباشتگی کیهان‌شناسی مه‌بانگ
collective transition	گذار جمعی
dominant transition	گذار غالب
mixed transition	گذار مخلوط
cascade gamma emission	گسیل گامای آبشاری
delayed nucleon emission	مٔ: گسیل گامای بیابیی
β -delayed nucleon emission	گسیل گامای بیابیی ← گسیل گامای آبشاری
radioactive capture	گسیل نوکلئون تأخیری
neutrino capture	گسیل نوکلئون تأخیری درروپاشی بتازا گیراندازی پرتوزا گیراندازی نوترینو
parent nucleus	مادر ← مادر-هسته مادر-هسته مٔ: مادر
fission product	محصول شکافت
mode	مد
principal decay mode	مد اصلی واپاشی
many-particle shell model	مدل پوسته‌ای چندذره‌ای
independent particle shell model	مدل پوسته‌ای ذره مستقل
collective model	مدل جمعی
rotational model	مدل دورانی
extreme independent particle model	مدل ذره خیلی مستقل
liquid-drop model	مدل ذره منفرد ← ساختار تک‌ذره‌ای
unified nuclear model	مدل قطره مایع
exchange force model	مدل هسته‌ای وحدت یافته
nuclear magneton	مدل نیروی تبادل
first forbidden	مگنتون هسته‌ای ممنوع اول

second forbidden	ممنوع دوم
branching ratio	نسبت انشعاب
parity violation	نقض پاریته
nuclear level scheme	نمودار تراز هسته‌ای
Fermi-Kurie plot	نمودار فرمی-کوری
rotational band	نوار دورانی
prompt neutron	نوترون آنی
delayed neutron	نوترون تأخیری
valence nucleon	نوکلئون ظرفیت
precursor	نیا هسته
pairing force	نیروی تزویج
comparative half life	نیمه‌عمر تطبیقی
partial half life	نیمه‌عمر جزئی
alpha decay	واپاشی آلفا
mirror decay	واپاشی آینه‌ای
beta decay	واپاشی بتا
inverse beta decay	واپاشی بتای معکوس
negative beta decay	واپاشی بتای منفی
double beta decay	واپاشی دو بتایی
dual radioactive decay	واپاشی رادیواکتیو دو گانه
chain decay	واپاشی زنجیری
Fermi decay	واپاشی فرمی
gamma decay	واپاشی گاما
Gamow-Teller decay	واپاشی گاموف-تلر
forbidden decay	واپاشی ممنوع
thermonuclear reaction	واکنش گرما هسته‌ای
direct nuclear reaction	واکنش هسته‌ای مستقیم
odd proton nucleus	هسته پروتون-فرد
deformed nucleus	هسته تغییر شکل یافته
	هسته دختر ← دختر هسته
even-even nucleus	هسته زوج-زوج

even- Z nucleus

odd- A nucleus

mirror nuclei

coincidence

charge conjugation

هسته Z زوج

هسته A فرد

هسته‌های آینه‌ای

همفرودی

همیوگی بار

فهرست راهنما

- اثر فوتوالکتریک ۲۵۹
 اثر موسباؤر ۴۶۱-۴۶۹
 انتقال ایزومری در ~ ۴۶۷
 پهنای خط در ~ ۴۶۳
 ~ در آزمون نسبیت عام ۴۶۴
 شکافتگی فوق ریز و ~ ۴۶۵-۴۷۱
 کسر بدون پس زنی در ~ ۴۶۴
 اثر هسته‌ای زیمان ۴۲۷، ۴۶۵-۴۶۹
 احتمال گذار ۵۹
 اختلاف انرژی کولنی ۷۶
 ~ در هسته‌های آینه‌ای ۷۷
 اختلاف فاز ۱۲۰، ۱۲۱
 اسپین ۵۳
 ~ هسته ۹۶
 استانداردهای پرتوگیری ۲۴۶
 استانداردهای مدرج‌سازی بر حسب انرژی
 ۲۹۲
 استقلال بار ۱۳۸
 اصل طرد پاولی ۵۸
 اکتیویته (فعالیت) ۲۱۵
 ~ مخلوط ۲۱۸
 واپاشی (فروپاشی) و ~ ۲۱۵-۲۱۶
- آسیب تابش ۴۱۸
 آشکارسازهای سوسوزن (سنتیلاسیون)
 ۲۶۹، ۲۷۴
 ~ آلی ۲۷۱
 تفکیک انرژی در ~ ۲۹۰
 تفکیک زمانی ~ ۲۹۹
 ~ غیر آلی ۲۷۱
 فعال کردن ~ ۲۷۳
 آشکارسازهای نیمرسانا ۲۷۷
 ساختار نواری و ~ ۲۷۷
 ناحیه تهی ~ ۲۷۸
 ~ Ge ۲۸۰
 تفکیک انرژی در ~ ۲۹۰
 تفکیک زمانی ~ ۳۰۰
 ~ Si ۲۸۰
 زمان گردآوری بار در ~ ۲۸۰
 سد سطحی ~ ۲۸۰
 آمار شمارش ۲۸۱
 اتاقلک یونش ۲۶۶
 ~ بهمنی ۲۶۷
 اتم موثونی ۷۳

- ~ پروتون ۲۵۵
 ~ دوترون ۲۵۵
 ~ ذرات آلفا ۲۵۴، ۲۵۵، ۲۶۵
 ~ ذرات مختلف در محیط یکسان ۲۵۶
 ~ فوتون ۲۶۵
 ~ مؤثر پراکندگی نوترون-پروتون ۱۲۹
 ~ میانگین ۲۵۴، ۲۶۵
 وابستگی ~ - انرژی ۲۵۵
 برگشت زمان ۳۹۴
 برمشترالونگک (تابش ترمزی) ۲۵۷
 برهم کنش اسپین-مدار
 ~ در برهم کنش نوکلئون-نوکلئون ۱۴۰
 ~ در مدل پوسته‌ای ۱۶۶
 برهم کنش ضعیف ۳۶۹
 برهم کنش فوق ریز چارقطبی الکتریکی ۴۷۱-۴۶۹
 برهم کنش فوق ریز دوقطبی مغناطیسی ۴۶۸-۴۶۵
 برهم کنش نوکلئون-نوکلئون
 استقلال از بار در ~ ۱۳۸
 پتانسیل ~ ۱۴۴
 تانسور نیرو در ~ ۱۳۷
 تقارن بار در ~ ۱۳۸
 جمله اسپین-مدار در ~ ۱۴۰
 چاه پتانسیل مرئی ~ ۱۱۱
 خواص ~ ۱۱۰، ۱۳۵
 مغز دافعه در ~ ۱۳۹-۱۴۰
 نیروی تبادل در ~ ۱۴۵
 نیروی مرکزی در ~ ۱۳۵
 بوزونهای برداری میانه ۳۶۵
 بوزونهای ضعیف ۳۶۵
 بهنجارش ۲۳
 ~ ویژه ۲۴۲، ۲۹۷
 یکای ~ ۲۱۵
 الکترونیهای هسته‌ای ۱۱
 انتقال ایزوتوپی
 ~ اپتیکی ۷۲
 اندازه هسته و ~ پرتو ایکس ۷۳
 ~ پرتو ایکس ۷۲
 شعاع هسته و ~ اپتیکی ۷۴
 ~ موثونی ۷۵
 انتقال ایزومری ۴۶۷
 انحراف معیار ۲۸۲
 اندازه‌گیری طول عمر
 ~ با روش انتقال دوپلر ۳۰۱-۳۰۳
 ~ با روش کاهش اکتیویته ۲۹۷
 ~ با روش همفرودی تأخیری ۲۹۹-۳۰۰
 انرژی بستگی
 ~ الکترونی ۸۹
 ~ نوکلئون ۹۱
 ~ هسته‌ای ۸۹
 انرژی جداسازی پروتون ۹۰
 انرژی جداسازی نوترون ۸۹
 انرژی جدایی دونوکلئونی ۱۶۰
 ایزوبار ۱۳
 ایزوتوپ ۱۲
 ایزوتون ۱۲
 ایزومر ۲۳۱
 باریکه قطبیده ۱۴۰
 بارن ۱۰۲
 بازده آشکارسازی در Ge و NaI ۲۹۴
 برآزش قله ۲۹۱
 برد
 ~ الکترون ۲۵۹، ۲۶۵
 ~ برون‌یابی شده ۲۶۵

- پارامتر تغییر شکل ۱۸۹
 پارته ۵۵
 ~ تابهای هماهنگ کروی ۵۶
 ناپایستگی ~ ۳۹۳-۴۰۱
 ~ در حالت‌های هسته‌ای ۴۰۱،۴۰۰
 ~ در واپاشی آلفا ۴۰۱
 ~ هسته ۹۷
 پایستگی لپتون‌ها ۳۷۷، ۳۸۴
 پتانسیل
 ~ پله‌ای ۲۶
 ~ گریز از مرکز ۴۱
 ~ مرکزی ۴۱
 پراش الکترون ۶۶
 پراکندگی
 ~ الکترون ۶۴
 ~ از هدف ^{208}Pb ۶۶
 ~ از هدف‌های ^{12}C و ^{16}O ۶۵
 افت انرژی در ~ ۲۵۸
 افت برخوردی نسبت به افت تابشی در
 ~ ۲۵۸
 تعیین شعاع هسته از طریق ~ ۷۰
 توزیع بار و ~ ۷۰
 رابطه برد-انرژی در ~ ۲۵۸
 ~ پروتون-پروتون
 اختلاف فاز (انرژی پایین) در ~ ۱۳۴
 برد مؤثر ~ ۱۳۲، ۱۳۷
 سطح مقطع دیفرانسیلی ~ ۱۳۲
 طول ~ ۱۳۲، ۱۳۷
 طول ~ ۱۲۶
 ~ برای حالت‌های تک‌تابیه و سه‌تابیه
 ~ ۱۲۸-۱۲۹
 ~ نوترون بامولکول H_2 ۱۲۶
 پراکندگی نوترون-پروتون
 برد مؤثر سطح مقطع دیفرانسیلی در ~
 ۱۲۹
- سطح مقطع دیفرانسیلی ~ ۱۴۶
 ~ برای حالت سه‌تابیه و تک‌تابیه ۱۲۵
 سطح مقطع کل دیفرانسیلی ~ ۱۲۵
 طول پراکندگی در ~ ۱۲۹
 پراکندگی نوترون-نوترون ۱۲۹، ۱۳۲
 برد مؤثر ~ ۱۳۳
 طول پراکندگی در ~ ۱۳۳
 پراکندگی نوکلئون-نوکلئون ۱۱۷
 اختلاف فاز ~ ۱۲۰
 اختلاف فاز (در انرژی‌های میانی) در ~
 ۱۳۹
 اختلاف فاز موج S در ~ ۱۲۰
 تابع موج چاه مربعی و ~ ۱۱۹
 تقارن بار در ~ ۱۳۸
 سطح مقطع دیفرانسیلی ~ ۱۲۳
 سطح مقطع کل ~ ۱۲۳-۱۲۴
 ~ قطبیده ۱۴۰
 پراکندگی کامپتون ۲۶۰، ۲۸۵-۲۸۷
 توزیع انرژی در ~ ۲۶۰
 سطح مقطع دیفرانسیلی ~ ۲۶۱-۲۶۳
 سطح مقطع کل ~ ۲۶۲
 وابستگی قطبشی در ~ ۳۱۰
 پرتو ایکس K ۷۲
 پرتوگیری ۲۴۳
 پرتوهای ایکس موثونی ۷۵-۷۶
 شعاع هسته و ~ ۷۶
 پروتون ۱۱
 پهنای حالت واپاشی ۵۹، ۲۲۰-۲۲۱
 پیوستار کامپتون ۲۸۶
 پیون (مزون بی) ۱۴۹
 تأثیر نسبی زیست‌شناختی (RBE) ۲۴۵
 تابش الکترومغناطیسی
 احتمال واپاشی و ~ ۴۲۱
 برآورد وایسکوف برای ~

- پارینه ~ ۴۲۰-۴۲۱
 ~ تک قطبی ۴۲۵
 توان تابیده در ~ ۴۲۱
 توزیع زاویه‌ای ~ ۴۲۰
 جزء ماتریس ~ ۴۲۱
 ~ دو قطبی ۴۱۸-۴۲۱
 توان ~ ۴۱۹
 توزیع زاویه‌ای ~ ۴۲۰
 گشتاور چند قطبی ~ ۴۲۰
 تابع فرمی ۳۵۹
 تابع موج ۲۲
 ~ ذره آزاد ۲۶
 ~ شعاعی اتم هیدروژنی ۴۹، ۵۱
 تبدیل داخلی ۴۳۱، ۴۳۳-۴۴۱
 انرژی الکترون ~ ۴۳۴
 برآورد ضریب ~ ۴۳۷
 پرتو X همراه ~ ۴۳۴
 ثابت واپاشی جزئی در ~ ۴۴۱
 جزء ماتریس در ~ ۴۳۷
 ~ گذارهای تک قطبی ۴۲۵، ۴۳۸
 تحلیلگر بس کانه ۲۸۴
 ترازهای انرژی اتم هیدروژنی ۴۸، ۵۰
 تعادل دیرپا ۲۲۴، ۲۲۶، ۲۲۷
 تعادل گذرا ۲۲۷
 تعیین جرم با استفاده از مقدار Q ۸۵
 تعیین شعاع هسته از طریق واپاشی آلفا
 ۳۲۷، ۷۹
 تغییر شکل هسته‌ای ۱۸۸
 اثر ~ روی ساختار پوسته ۲۰۱-۲۰۲
 تفکیک ۲۸۸
 ~ انرژی ۲۸۸
 ~ در آشکارساز Ge ۲۹۰
 ~ سوسوزن ۲۹۰
 ~ زمانی ۲۹۵
 ~ آشکارساز Ge ۳۰۰
 ~ سوسوزن ۳۰۰
 تقارن
 ~ انعکاسی ۵۵
 ~ بار ۱۳۸
 تعویض و ~ ۶۷
 ~ OP ۴۰۰
 تقریب برد مؤثر ۱۲۹
 تقویت کننده ۲۸۴
 ~ اولیه ۲۸۴
 تکانه زاویه‌ای کل ۵۳
 توابع گروهی بسل (جدول) ۴۳
 توان ایستادنگی ۲۵۶
 توزیع
 ~ بهنجار (گاوسی) ۲۸۳
 ~ پواسون ۲۸۲
 ~ دو جمله‌ای ۲۸۲
 ~ گاوسی (بهنجار) ۲۸۲
 تولید زوج ۲۶۳، ۲۸۵
 تونل زنی ۳۱
 ثابت واپاشی (فروپاشی) ۲۱۳
 ~ جزئی ۲۱۷، ۲۳۲
 ~ کل ۲۱۷
 ثابت ویژه پرتو γ ۲۴۴، ۲۴۵
 جداسازی لیزری ایزوتوپها ۸۷
 جذب تشدید فوتون
 پهنای ~ ۴۵۸
 پهن شدگی دوبلری ~ ۴۵۸-۴۶۲
 تصحیح پس زنی ~ ۴۵۸، ۴۶۰-۴۶۱
 سطح مقطع ~ ۴۵۸-۴۵۹
 جذب فوتوالکتریک ۲۸۵
 جزء ماتریس ۵۹، ۲۱۹، ۳۵۵

- چاه پتانسیل ۳۱
- دکارتری نامتناهی سه بعدی ۳۸
- کروی نامتناهی سه بعدی ۴۰
- یک بعدی ۳۱
- متناهی ۷۳
- نامتناهی ۳۱
- چگالی احتمال ۲۲
- شعاعی ۴۴
- چگالی جریان ۲۴
- ذرات ۲۴
- چگالی حالت‌های نهایی ۵۹، ۲۱۹، ۳۵۵، ۳۷۸
- حالت
- شبه پایدار ۲۳۱
- مانا ۲۴، ۵۸، ۲۱۹
- مانسته ۳۸۸، ۴۰۷
- ایزوبار ۳۸۸، ۴۰۷
- خطوط اشمیت ۱۶۹
- دافع‌گریز از مرکز ۴۵، ۴۷، ۵۱
- دز جذب شده ۲۴۵
- دز معادل ۲۴۶
- دوتایه جرمی ۸۵
- دوترون ۱۱۰
- اختلاط حالت d ~ ۱۱۵-۱۱۶
- اسپین ~ ۱۱۳
- انرژی بستگی ~ ۱۱۰
- پارینه ~ ۱۱۴
- جرم ~ ۱۱۰
- گشتاور چارقطبی ~ ۱۱۶
- گشتاور دوقطبی مغناطیسی ~ ۱۱۵
- دوتریم ۱۱۰
- ذره آزاد ۲۵
- رابطه
- برد- انرژی الکترونها ۲۵۹
- برد- انرژی ذرات سنگین ۲۵۵
- عدم قطعیت هایزنبرگ ۲۰
- راد(یکا) ۲۴۵
- رادیواکتیویته
- القایی ۲۱۲، ۲۲۳
- طبیعی ۲۳۵
- مصنوعی ۲۱۳
- رم(یکا) ۲۴۶
- روش
- زمان پرواز ۳۰۸-۳۰۹
- عمرسنجی روبیدیم-استرونسیم ۲۴۱
- عمرسنجی کربن ۱۴ ۲۴۱
- روننگن(یکا) ۲۴۳
- ساختار پوسته‌ای و سطح مقطع گیراندازی
- نوترون ۱۶۱
- سد پتانسیل ۲۹
- سرعت یونها ۲۶۶
- سطح مقطع
- تولید عناصر رادیواکتیو و واکنش
- ۲۲۳
- دیفرانسیلی ۱۲۳
- فوتوالکتریک ۲۶۱
- کل ۱۲۳
- سمتگیری هسته‌ها در واپاشی گاما ۴۲۹
- سیورت (یکا) ۲۴۶
- شعاع کلاسیک الکترون ۲۶۲
- شعاع هسته‌ها ۶۴، ۶۹
- انتقال ایزوتوبی اپتیکی و ~ ۷۴

ضرب g
 ~ اوربیتالی ۱۰۰
 ~ اسپینی ۱۰۰
 ~ پروتون ۱۰۰
 ~ نوترون ۱۰۰

طول عمر متوسط ۲۱۴
 طول موج دوبروی ۱۹
 طیف

~ تبدیل داخلی ^{203}Hg ۴۳۶
 ~ سنجهای مغناطیسی ۳۰۱
 مقایسه ~ پر توگامادر Ge و NaI ۲۸۸
 ~ نمای جر می ۸۲-۸۳
 ~ نمایی واپاشی آلفا ۳۳۳-۳۴۳
 ~ نمایی واپاشی گاما ۴۴۴

عامل کیفیت ۲۴۵
 عدد

~ اتمی ۱۱
 ~ جر می ۱۱
 ~ کوانتومی تکانه زاویه ای ۵۱
 ~ ذاتی (اسپین) ۵۳
 ~ مؤلفه تکانه زاویه ای ۵۳
 عمرسنجی رادیواکتیو ۲۳۸
 عمرسنجی رادیوکر بن ۲۴۲

فراوانی ایزوتوپ ۸۷
 فرض دوبروی ۱۹
 فرمول کلاین-نیشینا ۲۶۱
 فرمول نیمه تجربی جر م ۹۳
 فرمی (یکا) ۱۵
 فلوئورسانتی تشدید هسته ای ۴۵۷
 فوتوپیک ۲۸۷
 فیزیک نوترینو ۳۷۷

انتقال ایزوتوبی موثونی و ~ ۷۶
 تعیین ~ از طریق اختلاف انرژی کولنی
 ۷۸-۷۷

تعیین ~ از طریق پراکندگی الکترون ۷۰
 تعیین ~ از طریق پراکندگی رادرفورد
 ۷۹

پرتوهای ایکس مزون پی و ~ ۷۹
 ساختار پوسته ای و ~ ۱۶۱
 شعاعهای بار و ماده هسته ها ۸۱
 شکافت ۹۲

~ خودبه خود ۲۳۱
 شمارگر

~ تلسکوپی ۳۰۵
 ~ تناسبی ۲۶۷
 ~ بهمنی ۲۶۸

~ چندسیمی ۳۰۹-۳۱۰
 زمان سوق ~ ۲۶۸
 میدان الکتریکی ~ ۲۶۷
 ناحیه گایگر-مولر ~ ۲۶۸
 ~ گایگر ۲۶۸
 گاز فرونشانی ~ ۲۶۸
 شناخت ابتدایی ذرات آلفا ۳۱۶
 شناخت ذره ۳۰۷-۳۱۰

ضخامت پوست ۶۹
 ضرب تبدیل داخلی ۴۳۵
 تعیین ~ از شدت الکترون ۴۴۷
 ~ زیر پوسته L ، ۴۳۷، ۴۵۷
 ضرب تضعیف خطی کل ۲۶۳
 ضرب جذب

بستگی انرژی ~ ۲۶۵
 ~ خطی کامپتون ۴۶۴
 ~ کامپتون ۲۶۴
 ضرب گاموف ۳۲۵

~ در مدل پوسته‌ای ۱۷۲، ۱۷۴، ۱۷۵
 ~ دوترون ۱۱۶
 ~ و تغییر شکل هسته‌ای ۱۹۰
 ~ هسته‌های تغییر شکل یافته ۱۹۰
 گشتاور دو قطبی مغناطیسی ۹۸، ۱۰۱، ۱۸۱
 ~ در مدل پوسته‌ای ۱۶۸
 ~ چندزره‌ای ۲۰۰-۲۰۱
 ~ در مدل جمعی ۱۹۵
 ~ دوترون ۱۱۵
 گیراندازی
 ~ الکترون ۲۳۰، ۳۴۸-۴۱۰
 ~ نوترینو ۳۷۷
 سطح مقطع ~ ۳۷۸
 لبه کامپتون ۲۸۶، ۲۸۷، ۲۸۸
 لوله تکثیر کننده فوتونی ۲۷۰، ۲۷۶، ۲۸۸
 مبدل زمان به دامنه (TAC) ۲۹۵
 مدرج سازی بر حسب انرژی ۲۹۳
 مدل
 ~ ارتعاشی ۱۸۵
 ~ پوسته‌ای ۹۴، ۱۵۷-۱۷۹
 اثر ~ در واپاشی آلفا ۳۲۱
 اثر ~ در واپاشی بتا ۴۰۹
 برهم کنش اسپین-مدار در ~ ۱۶۶
 پتانسیل ~ ۱۶۲
 تراز انرژی ~ ۱۶۵
 ~ چندزره‌ای ۱۹۸
 حالت برانگیخته در ~ ۱۷۵
 شواهد ~ ۱۵۹، ۱۶۰، ۱۶۱
 فرضیه ~ ذره مستقل ۱۷۵
 گشتاور چار قطبی الکتریکی در ~
 ۱۷۲، ۱۷۴، ۱۷۵
 گشتاور دو قطبی مغناطیسی در ~ ۱۶۸

قاعده طلایی فرمی ۵۹، ۲۱۹، ۲۲۲
 ۳۵۵، ۳۷۸
 قاعده گایگر-ناتال ۳۲۰
 قانون براگ-کلیمان ۲۵۵
 قطب سنجها ۳۱۰-۳۱۲
 قطبش خطی پرتوهای گاما ۴۳۲
 قله(های)
 ~ تک فراری ۲۸۷
 ~ دو فراری ۲۸۷
 ~ فرار ۲۸۷
 کاستی جرم ۸۹
 کاهش انرژی الکترونها در پراکندگی
 کولنی ۲۵۷-۲۵۸
 کاهش انرژی ذرات باردار سنگین در
 پراکندگی کولنی ۲۵۳
 کوری(یکا) ۲۱۵
 گری(یکا) ۲۵۴
 گسیل
 ~ پروتون ۳۲۸-۳۳۰
 ~ نوکلئون ۲۳۱
 ~ ۱۴C از هسته‌های سنگین ۳۲۷-۳۲۸
 گسیل نوکلئون تأخیری در واپاشی بتا ۳۸۵
 ~ برای حالت‌های نهایی ۳۸۷
 پایستگی انرژی در ~ ۳۸۷
 گشتاور
 ~ تک قطبی ۹۸
 ~ چار قطبی ۹۸، ۱۰۱-۱۰۳
 ~ چند قطبی ۹۸
 ~ دو قطبی ۹۸، ۱۰۱-۱۰۳
 ~ الکتریکی ۴۱۸
 ~ لختی ۱۹۳
 گشتاور چار قطبی الکتریکی ۹۸، ۱۰۱، ۱۰۳-۱۰۳

- نو ترینو (های) ۲۳۰
 آشکارسازی ~ ۳۷۹
 حدود جرم ~ ۳۶۵-۳۶۸، ۳۵۱
 ~ خورشیدی ۳۸۰
 هلیسیتۀ ~ ۳۸۰
 نوسانگر هماهنگ
 تابع موج ~ سه بعدی ۴۶
 تابع موج يك بعدی ~ (جدول) ۳۷
 ترازهای انرژی ~ ۴۶-۴۸
 چگالی احتمال ~ (منحنی) ۴۷
 نوکلهون ۱۲
 نوکلید ۱۲
 نیروی تبادل ۱۴۵
 نیروی توزیع ۹۳، ۱۰۱
 نیمه عمر ۲۱۳
 ~ جزئی ۲۳۲
- وایشی آلفا ۲۲۹، ۳۱۶-۳۴۳
 انرژی آزاد شده در ~ ۳۱۸
 انرژی پس زنی در ~ ۳۱۹
 ~ی ترجیحی ۳۴۰
 تغییر پارامتر در ~ ۳۳۰
 تکانه زاویه ای در ~ ۳۳۰
 توزیع زاویه ای در ~ ۳۳۲
 رده بندی ~ ۳۱۹
 ساختار پوسته ای در ~ ۳۲۱
 ساختار ریز ~ ۳۳۱
 سد کولنی برای ~ ۳۲۲-۳۲۴
 ضریب گاموف در ~ ۳۲۵
 فرایند اساسی ~ ۳۱۸
 قاعده گایگر-ناتال در ~ ۳۲۰
 مقدار Q ~ بر حسب A ۳۲۱
 مقدار Q ~ از فرمول نیمه تجربی جرم
 ۳۲۱
- ~ هسته های تغییر شکل یافته ۲۰۱
 ~ جمعی ۱۷۹-۱۹۸
 ارتعاش ~ ۱۸۵
 حالت های برانگیخته ارتعاشی ~ ۱۸۶
 حالت های برانگیخته دورانی در ~
 ۱۹۳، ۱۹۵
 ~ دورانی ۱۸۸
 گشتاور دو قطبی مغناطیسی در ~ ۱۹۵
 ~ دورانی ۱۸۸
 ~ قطره مایع ۹۴
 مزون پی (π) ۱۴۹
 پتانسیل تبادل ~ ۱۵۰
 تبادل ~ ۱۴۹
 ثابت جفت شدگی قوی ~ ۱۵۰
 معادلات باتمان ۲۲۸
 معادله شرودینگر ۲۱
 ~ در مختصات کروی ۲۵
 ~ سه بعدی مستقل از زمان ۲۴
 ~ شعاعی ۴۱
 ~ يك بعدی مستقل از زمان ۲۱
 معادله شعاعی ۴۱
 معمای θ - T ۳۹۷
 مقدار انتظاری ۲۳
 مگنتون ۱۰۰
 ~ بور ۱۰۰
 ~ هسته ای ۱۰۰
 مهبانگ ۲۳۵
- نظریه کوانتومی تکانه زاویه ای ۵۱
 نفوذ از سد ۳۱
 نقض پارامتر ۵۶
 نمادهای طیف نمایی ۵۲، ۵۴
 نوار دورانی ۱۹۱
 نو ترون ۱۲

- مقدار Q در ~ 319
 نظریه کوانتومی $\sim 324-326$
 نفوذ درسد برای $\sim 322-324$
 نقض P در ~ 401
 نمودار نیمه‌عمر بر حسب انرژی در ~ 320
 نیمه‌عمر محاسبه‌شده ~ 326
 هسته‌های تغییر شکل یافته در ~ 335
 همفرودی \sim با پرتو گاما $339-343$
 ~ 331 ^{242}Cm
 ~ 333 ^{252}Es
 $\sim 342-346$ ^{251}Fm
 $\sim 343-341$ ^{229}Pa
 واپاشی بنازا $410-429$
 آزاد شدن انرژی در ~ 349
 آهنگ واپاشی کل در ~ 361
 \sim ابرمجاز 363
 اثرات کولنی بر ~ 359
 اثرات مدل پوسته‌ای بر ~ 409
 انتگرال فرمی در ~ 363
 تابع فرمی در ~ 360
 تعیین حدود جرم نوترینو از ~ 351
 تغییر پارامتر در ~ 369
 تقارن CP در ~ 400
 تقریب مجاز در ~ 307
 ثابت شدت در ~ 363
 جزء ماتریس در ~ 357
 چگالی حالتها در ~ 356
 حالت مانسته ایزوباری در ~ 388
 $407, 391$
 طیف انرژی در ~ 358
 طیف پیوسته الکترون در ~ 350
 طیف تکانه در $\sim 357-360$
 طیف‌نمایی همفرودی در ~ 404
- فرضیه جریان برداری پایسته (CVC)
 در ~ 370
 قواعد گزینش برای \sim مجاز 369
 قواعد گزینش تکانه زاویه‌ای در ~ 369
 مقدار f در $\sim 375, 363, 376$
 مقدار Q گیراندازی الکترون در ~ 352
 مقدار Q مثبت در ~ 352
 مقدار Q منفی در ~ 352
 \sim سی ممنوع 360
 عامل شکل در $\sim 361-362$
 قواعد گزینش ~ 373
 ناپایستگی پارامتر در $\sim 397-401$
 ناوردایی همیوگی بار در ~ 397
 نظریه فرمی درباره ~ 354
 نمودار فرمی-کوری در ~ 360
 $406-404, 402-401$
 \sim مجاز
 \sim ممنوع اول 361
 \sim نوترون $350, 369$
 واپاشی فرمی در ~ 369
 واپاشی گاموف-تلر در $\sim 369-370$
 هسته‌های آینه‌ای در ~ 371
 هلیسینته الکترون و نوترینو در ~ 380
 \sim در ^{12}B $408-407$
 \sim در ^1Be 402
 \sim در ^{210}Bi 349
 \sim در ^{64}Cu 359
 \sim در ^{66}Ga 361
 \sim در ^2H $368-366$
 \sim در ^{126}I $408-406$
 \sim در ^{40}K 402
 \sim در ^{176}Lu 403
 \sim در ^{177}Lu $406-404$

- همبستگی زاویه‌ای در ~ ۴۳۰-۴۳۱
 ~ در ^{72}Ge ۴۴۰
 ~ در ^{108m}Hf ۴۴۹-۴۵۵
 ~ در ^{72}Se ۴۴۱
 ~ در ^{108}Cd (از ^{108m}Ag)
 ۴۴۹-۴۴۵
 ~ در ^{177}Hf (از ^{177}Lu) ۴۵۳-۴۵۶
 ~ در ^{108}Pd (از ^{108m}Ag)
 ۴۴۹-۴۴۵
 واپاشی نگاترون ۲۳۰
 واریانس ۲۸۲
 واگنی ۳۹
 ویژه مقدار ۲۲
 هسته‌های همسوشده ۳۳۳
 واپاشی آلفا در ~ ۳۳۳
 واپاشی بتا در ~ ۳۹۷
 هلیسیته ۳۸۰
 هماهنگی‌های کروی (جدول) ۴۲
 هماهنگی‌های کروی (منحنی) ۴۵
 همبستگی زاویه‌ای ۴۳۰-۴۳۱
 همجوشی ۹۰
 همفرودی ۲۹۳
 اندازه‌گیری طول عمر با روش ~
 تأخیری ۳۰۰
 ~ حقیقی ۲۹۵
 ~ شانسی ۲۹۴
 وابستگی ~ به فعالیت چشمه ۲۹۶
 همیوخی بار ۳۹۴
 یکاهای اندازه‌گیری تابش ۲۴۲، ۲۴۶
 ~ در ^{12}N ۴۰۷-۴۰۸
 ~ در ^{91}Y ۳۶۲
 ~ در ^{72}Zn ۴۰۴
 واپاشی پوزیترون ۲۳۰
 واپاشی دو تنایی ۳۸۱، ۳۸۵-۳۸۵
 آهنک ~ ۳۸۲
 ~ بدون نوترینو ۳۸۵
 مشاهده زمین‌شناختی ~ ۳۸۳
 مشاهده مستقیم ~ ۳۸۳
 ~ و پایستگی لپتون ۳۸۳
 واپاشی ذرات آلفای بلندبرد ۳۸۶
 واپاشی (های) رادیواکتیو
 رشد ~ دختر-هسته ۲۲۵
 زنجیره ~ ۲۲۵
 قانون نمایی ~ ۲۱۳
 نظریه آماری ~ ۲۱۳
 واپاشی گاما از ۲۳۰، ۴۱۶-۴۷۱
 پس‌زنی هسته‌ای ~ ۴۱۷
 توزیع زاویه‌ای ~ ۴۲۹
 ثابت واپاشی جزئی در ~ ۴۴۱
 سم‌گیری هسته‌ها در ~ ۴۲۹
 طیف نمایی همفرودی در ~ ۴۴۸
 قطبش ~ ۴۳۲-۴۳۳
 قواعد گزینش پاریته در ~ ۴۲۴-۴۲۵
 قواعد گزینش تکانه زاویه‌ای در ~
 ۴۲۴-۴۲۵
 نمایش آماری E_1 در ~ ۴۴۳
 نمایش آماری E_2 در ~ ۴۴۳
 نمایش آماری M_4 در ~ ۴۴۴
 ~ و اختلاط چندقطبیه‌ها ۴۲۶، ۴۳۱،
 ۴۵۷

گروه فیزیک مرکز نشر دانشگاهی منتشر کرده است

- نظریه نسبیت عام، تألیف بل. آ. م. دیراک، ترجمه جعفر گودرزی
- مقدمه‌ای بر فیزیک لیزر، تألیف بلا. آ. لاجل، ترجمه پروین بیات مختاری، حبیب مجیدی ذوالنبین
- واژه‌نامه فیزیک (انگلیسی-فارسی) نشر ممدامی، گروه فیزیک، ساخهٔ واژه‌گزینی
- فیزیک عمومی (جلد اول مکانیک)، تألیف آلونسو، قین، ترجمه لطیف کاسیگر
- واژگان فیزیک (انگلیسی-فارسی)، گروه فیزیک-ساخهٔ واژه‌گزینی
- مبانی نور و فیزیک نوین، تألیف هالیدی، رزیک، ترجمه احمد کیاست‌پور، جمشید احسیان
- توابع خاص فیزیک ریاضی، تألیف هاری هورخشتات، ترجمه غلامرضا برداران خسروشاهی، فرخ حضرتی آشتیانی
- آشنایی با حساب تانسوری و نسبیت، تألیف درک لاذن، ترجمه محمدرضا بهروز
- واژه‌نامه فیزیک (انگلیسی-فارسی)- دوره دوم، جزوه یک، گروه فیزیک-ساخهٔ واژه‌گزینی
- فیزیک کوانتومی (جلد اول)، تألیف آیزبرگ، رزیک، ترجمه ناصر نغری
- روشهای ریاضی در فیزیک (جلد اول)، تألیف جورج آرفکن، ترجمه محی‌الدین سیح الاسلامی، حسین فلسفی
- کمیتها، یکاها، نمادها و ثابتهای بنیادی فیزیک، تألیف سازمان آفور، ترجمه صد فرخی
- مکانیک کلاسیک، تألیف ت. و. کیپل، ترجمه اعظم بورقاضی، محمدعلی شاهزادمانیان
- فیزیک (جلد اول)، تألیف هالیدی، رزیک، ترجمه مهدی گلشنی، ناصر مقبلی
- تندآهوز شیوه‌های ریاضی در فیزیک، تألیف فازه، مازاسی، ترجمه لطیف کاسیگر
- آشنایی با نسبیت خاص، تألیف رابرت رزیک، ترجمه جعفر گودرزی
- منشأ سیارات، تألیف آی. بی. ویلیامز، ترجمه ناج‌الدین بنی‌هاسم، ایرج ملک‌پور
- دوره عمومی برق (برق مستقیم ۱)، تألیف مؤسسه فدرال برای تحقیقات آموزش حرفه‌ای، آلمان غربی، ترجمه هورستگ نجوی
- خطاهای مشاهده و محاسبه آن، تألیف ج. تایننگ، ترجمه محسن ندین
- مبانی فیزیک (جلد اول)، تألیف پاورسکی، پینسکی، ترجمه محمدتقی توسلی، مهرانگیز طالب‌زاده، ناصر مقبلی
- فیزیک (جلد دوم)، تألیف هالیدی، رزیک، ترجمه نعمت‌الله گلستانیان، محمود بهار
- فیزیک آماری (دوره برکلی)، تألیف ف. رابف، ترجمه جعفر سیروس‌نسب، ابوالحسن فرح‌زاده
- دوره فشرده فیزیک نظری (جلد اول) (مکانیک و الکتروپدینامیک)، تألیف لادناؤز، لیف سیتز، ترجمه رضا منصوروی
- حرارت و ترمودینامیک، تألیف زیمانسکی، دیسن، ترجمه حسین یونوجی، حسن سرفیاض عطار، محمدهادی هادی‌زاده
- مهندسی هسته‌ای پایه، تألیف فوستر، رایت، ترجمه منیره رهبر، علی افسار بکسلو
- فیزیک عمومی (جلد دوم میدانها و امواج)، تألیف آلونسو، قین، ترجمه لطیف کاسیگر
- مکانیک کوانتومی، تألیف کوهن، تانوجی، دیو، لالونه، ترجمه محمدفرهاد رحیمی، محسن سرپشته‌ای
- مبانی فیزیک نوین، تألیف وایدنر، سلز، ترجمه علی‌اکبر بابایی، مهدی صفا امصهانی
- هواشناسی فیزیکی، تألیف بی. جی. ونالاک، ترجمه علیرضا صادقی حسینی
- فیزیک (جلد سوم)، تألیف هالیدی، رزیک، ترجمه نعمت‌الله گلستانیان، محمود بهار
- واژه‌نامه فیزیک (انگلیسی-فارسی-انگلیسی)، گروه فیزیک، ساخهٔ واژه‌گزینی
- یکاها و کمیتهای فیزیکی، تألیف ال. ای. سنا، ترجمه مسعود میرستکار
- فیزیک (جلد اول)، تألیف هالیدی، رزیک، ترجمه نعمت‌الله گلستانیان، محمود بهار
- آشنایی با فیزیک اتمی، تألیف انگ، وهر، ریچاردز، ترجمه علی بذیزنده، محمدرضا حمیدیان
- فیزیک نوین و مکانیک کوانتومی، تألیف المر ای. آندرسون، ترجمه احمد کیاست‌پور، احمد پرورش، جمشید عمیقان
- آشنایی با فیزیک در پرستاری، تألیف هسل هت فلیتر، ترجمه پروین غزالدین، جهان‌شاه میرزابیگور
- آشنایی با فیزیک حالت جامد، تألیف چارلز کیتل، ترجمه اعظم بورقاضی، مهدی صفا، جمشید عمیقان
- فیزیک ذرات بنیادی، تألیف ال. جی. تاسی، ترجمه مهدی بارزی، حسین بقایی
- آشنایی با فیزیک اتمی و هسته‌ای (جلد اول)، تألیف سمت، البرایت، ترجمه خسرو بخشایی
- نورشناخت، تألیف هست، زاباک، ترجمه پروین بیات مختاری، حبیب مجیدی ذوالنبین
- آشنایی با فیزیک اتمی و هسته‌ای (جلد دوم)، تألیف سمت، البرایت، ترجمه خسرو بخشایی
- جزوه کل، تألیف ورنر هایزبرگ، ترجمه حسین معصومی همدانی
- الکترونیک، تألیف کالورت، مک کارلند، ترجمه ابراهیم برزآبادی، حسین حسن‌زهرایی، سیدمحسن موسوی
- مبانی نظریه الکترومغناطیس، ریتس، میلفورد، کریستی، ترجمه جلال ضمیمی
- مکانیک کوانتومی، تألیف پاول، کریسمن، ترجمه جلال‌الدین یاسنای‌راد، عبدالرضا سعادت
- اصول الکترونیک (جلد اول)، تألیف آلبرت بل مالوینو، ترجمه مهدی حسن کاظمینی
- آشنایی با ژئوفیزیک، تألیف جورج د. گارلند، ترجمه میرعباس رحمتی، جعفر شجاع طاهری

گروه ریاضی مرکز نشر دانشگاهی منتشر کرده است

حساب دیفرانسیل و انتگرال و هندسه تحلیلی. جورج ب. توماس. ترجمه علی اکبر جعفریان و ابوالقاسم میامنی. چاپ ۵.۴.۳۲

جبر. تألیف روزه گودمان. ترجمه محمدرضا سلطانتور و وهاب داوربناه. جلد ۱ (با همکاری دانشگاه صنعتی شریف)

حساب دیفرانسیل و انتگرال. تألیف نام. م. اوستل. ترجمه علیرضا دکابی و دیگران. جلد اول

هندسه‌های اقلیدسی و نااقلیدسی. تألیف ماروین جی. گرینبرگ. ترجمه م. ه. سفیعیها. چاپ دوم.

متغیرهای مختلط و کاربرد آنها. تألیف رونل. و. جرحیل و دیگران. ترجمه امیر خسروی

سری فوریه. تألیف ی. ن. استدون. ترجمه بتول جذبی

نظریه طبیعی مجموعه‌ها. تألیف ر. ر. هالموس. ترجمه عبدالحمید دادالله

نخستین درس در جبر مجرد. تألیف ف. ج. هیگینز. ترجمه محمدرضا رجب‌زاده مقدم

آشنایی با نظریه اعداد. تألیف ویلیام. و. آدامز. لری جونل گلدستین. ترجمه آدینه محمد نارتجانی. جلد اول

جبر خطی. تألیف مایکل اونان. ترجمه علی اکبر محمدی حسن آبادی

ریاضیات مهندسی پیشرفته. (جلد اول). تألیف اروین گرویت سیگ. ترجمه عبدالله شیدفر و حسین فرمان

آشنایی با تاریخ ریاضیات. تألیف هاورد. و. ایوز. ترجمه محمدقاسم وحیدی اصل. جلد اول

معادلات دیفرانسیل و کاربرد آن. تألیف جرج ف. سیمونز. ترجمه علی اکبر بابایی و ابوالقاسم میامنی

آمار مقدماتی. (جلد اول). تألیف ت. ه. ووناکت و ر. ج. ووناکت. ترجمه محمدرضا مسکانی

طراحی منطقی دستگاه‌های رقمی. تألیف آرتور د. فریدمن. ترجمه شهلا طباطبائی و فرهاد صاحبان

حساب دیفرانسیل و انتگرال برای رشته‌های بازرگانی. زیست‌شناسی و علوم اجتماعی. تألیف د. ج. کوردیس و دیگران. ترجمه ابوالقاسم لاله

اعداد مختلط. تألیف والتر لدرمن. ترجمه علی اکبر مهرورز

مفاهیم و روشهای آماری (جلد اول). تألیف گوری باتاجاریا و ریچارد جانسون. ترجمه مرتضی‌ابن شهرآشوب و فتاح میکائیلی

مبانی معادلات دیفرانسیل با مشتقات جزئی. تألیف ایان استدون. ترجمه مرتضی سفیعی موسوی و علی کدخدائی نظریه و کاربردهای آنالیز عددی. تألیف ج. م. فیلیس و ب. ج. تیلور. ترجمه غلامحسین بهروز و میرکمال میرنیا نظریه نمونه‌گیری. تألیف برویز شیرانی

نظریه مقدماتی احتمال و فرآیندهای تصادفی. تألیف کای. لای. جانک. ترجمه محمدقاسم وحیدی اصل

آشنایی با توپولوژی و آنالیز نوین. تألیف ج. اف. سیمونز. ترجمه اسدالله نیکتام

جبر خطی. تألیف کنت هافمن و ری. کتر. ترجمه جمشید فرسندی

تحلیل واریانس و طرح آزمایشها. تألیف م. زیرو و د. دوگه. ترجمه رمضانعلی مسکانی

مبانی ریاضیات. تألیف ایان استوارت و دیوید تال. ترجمه محمد مهدی ابراهیمی

حساب دیفرانسیل و انتگرال و هندسه تحلیلی. تألیف لونیس لیتلهد. ترجمه مهدی بهزاد و محسن رزاقی و دیگران

زندگینامه ریاضیدانان دوره اسلامی. تألیف ابوالقاسم قربانی

توپولوژی. نخستین درس. تألیف جیمز. ر. مانکرز. ترجمه یحیی تابش. ابراهیم صالحی و جواد لائی

مفاهیم و روشهای آماری (جلد ۲). تألیف گوری باتاجاریا و ریچارد جانسون. ترجمه مرتضی‌ابن شهرآشوب و فتاح میکائیلی

آشنایی با منطق ریاضی. تألیف هربرت. ب. اندرتون. ترجمه غلامرضا برادران خسروشاهی و محمد رجبی طرخوری

آنالیز مختلط و کاربردهای آن. تألیف ریچارد. ا. سیلورمن. ترجمه علی عمیدی و خلیل باریاب

اصول آنالیز حقیقی. تألیف بربرت. جی. بارزل. ترجمه جعفر زعفرانی

توابع متغیر مختلط. تألیف د. ا. تال. ترجمه مجید محمدزاده

نخستین گامها در آنالیز عددی. تألیف هوسکینگ. جویس. نرنز. ترجمه اسماعیل بابلیان و میرکمال میرنیا

نظریه گالوا. تألیف مورتی. راماناتان. شوکلا. ترجمه محمدتقی دیبانی

ریاضیات مهندسی پیشرفته (جلد دوم). تألیف اروین

حساب دیفرانسیل و انتگرال و هندسه تحلیلی. جورج ب. توماس. ترجمه علی اکبر جعفریان و ابوالقاسم میامنی. چاپ ۵.۴.۳۲

جبر. تألیف روزه گودمان. ترجمه محمدرضا سلطانتور و وهاب داوربناه. جلد ۱ (با همکاری دانشگاه صنعتی شریف)

حساب دیفرانسیل و انتگرال. تألیف نام. م. اوستل. ترجمه علیرضا دکابی و دیگران. جلد اول

هندسه‌های اقلیدسی و نااقلیدسی. تألیف ماروین جی. گرینبرگ. ترجمه م. ه. سفیعیها. چاپ دوم.

متغیرهای مختلط و کاربرد آنها. تألیف رونل. و. جرحیل و دیگران. ترجمه امیر خسروی

سری فوریه. تألیف ی. ن. استدون. ترجمه بتول جذبی

نظریه طبیعی مجموعه‌ها. تألیف ر. ر. هالموس. ترجمه عبدالحمید دادالله

نخستین درس در جبر مجرد. تألیف ف. ج. هیگینز. ترجمه محمدرضا رجب‌زاده مقدم

آشنایی با نظریه اعداد. تألیف ویلیام. و. آدامز. لری جونل گلدستین. ترجمه آدینه محمد نارتجانی. جلد اول

جبر خطی. تألیف مایکل اونان. ترجمه علی اکبر محمدی حسن آبادی

ریاضیات مهندسی پیشرفته. (جلد اول). تألیف اروین گرویت سیگ. ترجمه عبدالله شیدفر و حسین فرمان

آشنایی با تاریخ ریاضیات. تألیف هاورد. و. ایوز. ترجمه محمدقاسم وحیدی اصل. جلد اول

معادلات دیفرانسیل و کاربرد آن. تألیف جرج ف. سیمونز. ترجمه علی اکبر بابایی و ابوالقاسم میامنی

آمار مقدماتی. (جلد اول). تألیف ت. ه. ووناکت و ر. ج. ووناکت. ترجمه محمدرضا مسکانی

طراحی منطقی دستگاه‌های رقمی. تألیف آرتور د. فریدمن. ترجمه شهلا طباطبائی و فرهاد صاحبان

حساب دیفرانسیل و انتگرال برای رشته‌های بازرگانی. زیست‌شناسی و علوم اجتماعی. تألیف د. ج. کوردیس و دیگران. ترجمه ابوالقاسم لاله

اعداد مختلط. تألیف والتر لدرمن. ترجمه علی اکبر مهرورز

مفاهیم و روشهای آماری (جلد اول). تألیف گوری باتاجاریا و ریچارد جانسون. ترجمه مرتضی‌ابن شهرآشوب و فتاح میکائیلی

گروه ریاضی مرکز نشر دانشگاهی منتشر کرده است

المیادهای ریاضی بین المللی (جلد اول) تألیف سمونل گرایترز. ترجمه محمدقاسم وحیدی اصل
 حساب دیفرانسیل و انتگرال چیست؟ تألیف و.و. سویر.
 ترجمه محمدحسن مهدوی اردبیلی
 آشنایی با نابرابریها. تألیف بکن باخ. بلمن. ترجمه
 محمدحسین افقهی
 مسائل مسابقه‌های ریاضی دبیرستانی امریکا (جلد
 اول). تألیف چارلز.ت. سالکیند. ترجمه حسین جوادپور و
 محمد قزل ایاق
 مسائل مسابقه‌های ریاضی دبیرستانی امریکا (جلد
 دوم). تألیف چارلز.ت. سالکیند. ترجمه علی کافی
 دانستنیهای اعداد بزرگ. تألیف دیوس. ترجمه علی
 عمیدی
 اصول آماری در طرح آزمایشها (جلد اول). تألیف وایتز.
 ترجمه زهره سرمد. مهناش اسفندیاری
 گزیده‌هایی از نظریه اعداد. تألیف اوستن اور. ترجمه
 منوچهر وصال
 تبدیلهای هندسی (جلد سوم). تألیف ای.م. یاگلم. ترجمه
 محمدهادی سفیعیها
 مسائل مسابقه‌های ریاضی دبیرستانی امریکا (جلد
 سوم). تألیف سالکیند. اول. ترجمه غلامحسین اخلاقی نیا
 مسائل مسابقه‌های ریاضی دبیرستانی امریکا (جلد ۴).
 تألیف آرتینو. گاکلیون. شل. ترجمه عبدالحسین مصحفی
 المیادهای ریاضی بین المللی (جلد دوم). تألیف
 مری کلمکین. ترجمه محمدقاسم وحیدی اصل
 تبدیلهای هندسی (جلد اول). تألیف ای.م. یاگلم. ترجمه
 اسدالله کارشناس. عمید رسولیان
 تبدیلهای هندسی (جلد دوم). تألیف ای.م. یاگلم. ترجمه
 محمدباقری
 تابع گاما. تألیف امیل آرتین. ترجمه سعید ذاکری
 جبر ماتریسها برای علوم زیستی و برخی کاربردهای
 آماری آن. تألیف سیرل. ترجمه جلال داودزاده
 آمار ریاضی. تألیف فروند. والبول. ترجمه علی عمیدی.
 محمدقاسم وحیدی اصل
 آنالیز عددی مقدماتی به شیوه الگوریتمی. تألیف کانت.
 دوبور. ترجمه سراج الدین کاتبی
 آشنایی با اقتصادسنجی. تألیف اسکار لانگه. ترجمه
 محمدحسین طوقانی نژاد
 نظریه اعداد. تألیف جکسن. ترجمه محمدهادی سفیعیها

کرویت سیگ. ترجمه عبدالله سیدفر و حسین فرمان
 آشنایی با تحقیق در عملیات (جلد اول). تألیف حمدی
 طه. ترجمه محمدباقر بازرگان
 حساب دیفرانسیل و انتگرال و هندسه تحلیلی (جلد
 اول). تألیف لونس لیتهد. ترجمه بهزاد. رزاقی. ناظمی.
 کاظمی
 مقدمات معادلات دیفرانسیل با مسائل مقدار مرزی.
 تألیف بوس. دبیرما. ترجمه محمدرضا سلطانیور و بیژن
 شمس
 نظریه امار (جلد اول). تألیف برنارد و لیندگرن. ترجمه
 ابوالقاسم بزرگ نیا
 امار مقدماتی (جلد دوم). تألیف تامس. اج. ووناکت.
 رانلد. جی. ووناکت. ترجمه محمدرضا مشکانی
 نخستین درس در جبر مجرد (جلد اول). تألیف جان. ب.
 فرالی. ترجمه مسعود فرزاد
 استنباط آماری نابارامتری. تألیف جین دیکسن گینز.
 ترجمه عبدالرحیم شهلاهی. علی عمیدی
 اعداد: گویا و گنگ. تألیف ایوان نیون. ترجمه
 غلامحسین اخلاقی نیا
 آشنایی با نظریه گروهها. تألیف والتر لدرمن. ترجمه
 محمدحسن بیژن زاده
 آشنایی با فرایندهای تصادفی. تألیف هونل. بورت.
 استون. ترجمه محمدحسین افقهی
 مسائل مسابقه‌های ریاضی مجارستان (۱). تألیف یوزف
 کورسناک. ترجمه سعید فاریابی.
 آموزش تدریس ریاضیات دبیرستانی. تألیف بسلر.
 کولب. ترجمه جواد همدانی زاده
 مسائل مسابقه‌های ریاضی مجارستان (جلد دوم). تألیف
 یوزف کورسناک. ترجمه محمد مهدی ابراهیمی
 هندسه دیفرانسیل مقدماتی. تألیف بارت اونیل. ترجمه
 بیژن شمس. محمدرضا سلطانیور
 ریاضیات انتخاب. تألیف ایوان نیون. ترجمه علی
 عمیدی. بتول جذبی
 آشنایی با تاریخ ریاضیات (جلد دوم). تألیف
 هاورد. و. ایوز. ترجمه محمدقاسم وحیدی اصل
 نظریه مجموعه‌ها و کاربردهای آن. تألیف تی لین.
 بو-فنگ. لین. ترجمه عمید رسولیان
 نظریه امار (جلد دوم). تألیف برنارد و لیندگرن. ترجمه
 ابوالقاسم بزرگ نیا

مرکز نشر دانشگاهی

www.iup.ir

آشنایی با فیزیک هسته ۱
ی. مرکز نشر ج ۱



4 10 125
فروشگاه آینده سازان

شابک: ۹۶۴-۰۱-۰۶۲۴-۰

۴۷۰۰ تومان