

آشنایی با

فیزیک هسته‌ای

جلد اول

کینت کرین

ترجمهٔ ابراهیم ابوکاظمی، منیژه رهبر



آشنایی با

فیزیک هسته‌ای

جلد اول

کنت کرین

ترجمهٔ ابراهیم ابوکاظمی، منیژه رهبر

بسم الله الرحمن الرحيم

فهرست

صفحه	عنوان
۱	پیشگفتار
۷	قسمت ۱. مبانی ساختار هسته‌ای
۸	۱. مفاهیم پایه
۹	۱.۱ نگاه‌های به پیشینه تاریخی
۱۰	۲.۱ چند اصطلاح مقدماتی
۱۳	۳.۱ خواص هسته‌ای
۱۵	۴.۱ یکاها و مرتبه‌های بزرگی
۱۶	مراجع مطالعات تکمیلی
۱۸	۲. مبانی مکانیک کوانتومی
۱۹	۱.۲ رفتار کوانتومی
۲۱	۲.۲ اصول مکانیک کوانتومی
۲۵	۳.۲ مسائل یک بعدی
۳۸	۴.۲ مسائل سه بعدی
۵۱	۵.۲ نظریه کوانتومی تکانه زاویه‌ای
۵۵	۶.۲ پارته
۵۶	۷.۲ آمار کوانتومی
۵۸	۸.۲ گذار بین حالتها
۶۰	مراجع مطالعات تکمیلی

۶۱	مسائل
۶۳	۳. خواص هسته‌ها
۶۴	۱.۳ شعاع هسته
۸۲	۲.۳ جرم نوکلیدها و فراوانی آنها
۸۹	۳.۳ انرژی بستگی هسته‌ای
۹۶	۴.۳ تکانه زاویه‌ای هسته‌ها و پارامتر
۹۸	۵.۳ گشتاور الکترومغناطیسی هسته
۱۰۳	۶.۳ حالت‌های برانگیخته هسته
۱۰۵	مراجع مطالعات تکمیلی
۱۰۶	مسائل
۱۰۹	*۴. نیروی بین نوکلئونها
۱۱۰	۱.۴ دوترون
۱۱۷	† ۲.۴ پراکندگی نوکلئون-نوکلئون
۱۲۹	۳.۴ برهم‌کنش‌های پروتون-پروتون و نوترون-نوترون
۱۳۲	۴.۴ خواص نیروی هسته‌ای
۱۴۵	۵.۴ مدل نیروی تبادل
۱۵۱	مراجع مطالعات تکمیلی
۱۵۲	مسائل
۱۵۶	*۵. مدل‌های هسته‌ای
۱۵۷	۱.۵ مدل پوسته‌ای
۱۷۹	۲.۵ هسته‌های Z زوج و N زوج و ساختار جمعی
۱۹۸	۳.۵ مدل‌های هسته‌ای واقع‌تر
۲۰۷	مراجع مطالعات تکمیلی
۲۰۸	مسائل
۲۱۱	قسمت ۳. واپاشی هسته‌ای و رادیواکتیویته
۲۱۲	۶. واپاشی رادیواکتیو
۲۱۳	۱.۶ قانون واپاشی رادیواکتیو
۲۱۹	† ۲.۶ نظریه کوانتومی واپاشیهای رادیواکتیو
۲۲۳	۳.۶ تولید و واپاشی عناصر رادیواکتیو
۲۲۵	۴.۶ رشد اکتیویته دخترهسته
۲۲۹	۵.۶ انواع واپاشیها

- ۶.۶ رادیواکتیویته طبیعی ۲۳۵
- *۷.۶ عمرسنجی رادیواکتیو ۲۳۸
- *۸.۶ یکاهای اندازه گیری تابش ۲۴۲
- مراجع مطالعات تکمیلی ۲۴۷
- مسائل ۲۴۷
- *۷. آشکارسازی تابشهای هسته‌ای ۲۵۲
- ۱.۷ برهم کنشهای تابش با ماده ۲۵۳
- ۲.۷ شمارگرهای گازی ۲۶۶
- ۳.۷ آشکارسازهای سوسوزن (سنتیلاسیون) ۲۶۹
- ۴.۷ آشکارسازهای نیمرسانا ۲۷۷
- ۵.۷ آمار شمارش ۲۸۱
- ۶.۷ اندازه گیری انرژی ۲۸۴
- ۷.۷ اندازه گیریهای همفرودی و تفکیک زمانی ۲۹۳
- ۸.۷ اندازه گیری طول عمرهای هسته‌ای ۲۹۶
- ۹.۷ سایر انواع آشکارساز ۳۰۱
- مراجع مطالعات تکمیلی ۳۱۲
- مسائل ۳۱۳
۸. واپاشی آلفا ۳۱۶
- ۱۰.۸ منشأ واپاشی آلفا ۳۱۷
- ۲.۸ فرایندهای واپاشی آلفا ۳۱۸
- ۳.۸ رده بندی واپاشی آلفا ۳۱۹
- ۴.۸ † نظریه گسیل آلفا ۳۲۲
- ۵.۸ تکانه زاویه‌ای و پارته در واپاشی آلفا ۳۳۰
- ۶.۸ طیف نمایی واپاشی آلفا ۳۳۲
- مراجع مطالعات تکمیلی ۳۴۳
- مسائل ۳۴۴
۹. واپاشی بتا ۳۴۸
- ۱.۹ آزاد شدن انرژی در واپاشی بتا ۳۴۹
- ۲.۹ † نظریه فرمی درباره واپاشی بتا ۳۵۴
- ۳.۹ آزمونهای تجربی «کلاسیک» برای نظریه فرمی ۳۶۰
- ۴.۹ قواعدگزینش تکانه زاویه‌ای و پارته ۳۶۸

۳۷۴	۵.۹ نیمه‌عمرهای تطبیقی و واپاشیهای ممنوع
۳۷۷	* ۶.۹ فیزیک نوترینو
۳۸۱	* ۷.۹ واپاشی دوبتایی
۳۸۵	* ۸.۹ گسیل نوکلئون تأخیری در واپاشی بتا
۳۹۳	* ۹.۹ ناپایستگی پاریده
۴۰۱	* ۱۰.۹ طیف‌نمایی بتا
۴۱۰	مراجع مطالعات تکمیلی
۴۱۱	مسائل
۴۱۶	۱۰. واپاشی گاما
۴۱۷	۱۰.۱۰ انرژی واپاشی گاما
۴۱۸	۲۰.۱۰ تابش الکترومغناطیسی کلاسیک
۴۲۱	۳۰.۱۰ محاسبه مکانیک کوانتومی
۴۲۴	۴۰.۱۰ قواعد گزینش تکانه زاویه‌ای و پاریده
۴۲۶	۵۰.۱۰ اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای و قطبیدگی
۴۳۳	۶۰.۱۰ تبدیل داخلی
۴۴۱	۷۰.۱۰ طول عمرهای گسیل γ
۴۴۴	* ۸۰.۱۰ طیف‌نمایی پرتو گاما
۴۵۷	* ۹۰.۱۰ فولتورسانی تشدید هسته‌ای و اثر موسباور
۴۷۱	مراجع مطالعات تکمیلی
۴۷۲	مسائل
۴۷۷	پدوستها
۴۷۸	الف. نسبییت خاص
۴۸۲	ب. چارچوب مرجع مرکز جرم
۴۸۷	ج. جدول خواص هسته‌ای
۴۹۹	واژه‌نامه
۵۰۶	فهرست راهنما

پیشگفتار

تألیف این کتاب را به صورت همکاری با دیوید هالیدی آغاز کردم تا به اتفاق یکدیگر ویرایش دوم کتاب درسی اش، آشنایی با فیزیک هسته‌ای (وایلی، ۱۹۵۵)، را مورد تجدیدنظر قرار دهیم و آن را روزآمد کنیم. پس از آماده شدن طرح اولیه، معلوم شد که استاد هالیدی به خاطر تعهدات دیگرش فقط می‌تواند وقت بسیار محدودی را به این کار اختصاص دهد، و در نتیجه خواستار کناره‌گیری شخص خودش از شرکت فعال در این طرح شد. این پیشنهاد را من با بی‌میلی و تأسف پذیرفتم. استاد لطف کردند و حتی استفاده از مطالب ویرایش قبلی کتاب را به من واگذار کردند.

من نخستین بار به‌عنوان دانشجوی کارشناسی فیزیک با کتاب درسی هالیدی روبه‌رو شدم، که شاید نخستین آشنایی جدی من با فیزیک هسته‌ای بوده است. به خاطر دارم که روانی و خوانایی کتاب مرا تحت تأثیر قرار داده بود. من در این بازنویسی کوشیده‌ام تا این ویژگیها را که از جمله امتیازات اثر قبلی بوده است، حفظ کنم.

خواننده. این کتاب اصولاً برای دانشجویان کارشناسی نوشته شده است، ولی می‌توان آن را برای مطالعهٔ اجمالی مبانی فیزیک هسته‌ای در دورهٔ کارشناسی ارشد نیز به‌کار برد. کتاب به‌طور مشخص برای دانشجویان رشتهٔ فیزیک و به‌عنوان بخشی از فیزیک جدید در نظر گرفته شده است، اما باگزینش مناسبی از مطالب می‌توان آن را برای دیگر رشته‌های علوم و تکنولوژی هسته‌ای، از جمله شیمی هسته‌ای، مهندسی هسته‌ای، زیست‌شناسی تابشی، و پزشکی هسته‌ای نیز مورد استفاده قرار داد.

پیش‌نیاز. دانشجوی خوانندهٔ این کتاب باید در فیزیک کوانتومی، در سطحی مقدماتی (که معمولاً در کتابهای فیزیک جدید مطرح می‌شود) یا در سطح پیشرفته‌تر دورهٔ کارشناسی، زمینهٔ قبلی داشته باشد. (مختصری از مطالب کوانتومی مورد نیاز را در فصل ۲ مرور کرده‌ام.) بدین ترتیب، کتاب برای دو سطح مختلف طراحی شده است: مطالبی مانند احتمال گذار یا عناصر ماتریسی را که نیاز به مکانیک کوانتومی پیشرفته دارند، می‌توان جدا در نظر گرفت و در مطالعهٔ مقدماتی از آنها صرف‌نظر کرد. این جداسازیها و صرف‌نظر کردنها، بدون اینکه به جریان منطقی بحث لطمه‌ای وارد کند، قابل اجراست.

پیش‌نیاز ریاضی این کتاب در حد معادلات دیفرانسیل است.

تأکید بر گستره مطالب است. مدرس با در اختیار داشتن مجموعه گسترده‌ای از مطالب، متناسب با نیاز خاص دانشجوی، می‌تواند سرفصلهای درس را برگزیند. مطالب این کتاب برای دوره‌های یک ساله تا حدی ناکافی است، ولی برای دوره‌های ثلثی یا نیمساله خیلی زیاد است. بنابراین مدرس می‌تواند مطالب را، متناسب با فرصت موجود، چنان انتخاب کند که دانشجویان را تا حد ممکن با زمینه‌های کار فیزیک هسته‌ای آشنا سازد.

ویژگی دوم این کتاب، بدون احساس شرمندگی، تأکید پدیده شناختی و طرز ارائه تجربی آن است. بحث و اپاشی و پدیده‌های واکنش هسته‌ای با نمونه‌هایی از بررسیهای تجربی که از نشریات علمی اخذ شده‌اند، همراه است. این نمونه‌ها را در پی جستجو برای مقالاتی که اطلاعات مورد نیاز را به روشن‌ترین وجه ممکن ارائه دهند و ارتباط تنگاتنگی با مطلب مورد بررسی داشته باشند، انتخاب کرده‌ام. آزمایشهای بدیع را اغلب با نمودارهایی از وسایل آزمایش، همراه با نتایج و خطاهای آن، ارائه داده‌ام. بدین ترتیب، کوشیده‌ام تا به دانشجویان بفهمانم که پیشرفت فیزیک هسته‌ای منحصر از بلندای پیشانی فرمی برنخاسته است، بلکه حاصل تلاشهای طاقت‌فرسای آزمایشگاهی نیز هست. در همین حال، بنیان منطقی و هدف آزمایشها را نیز مورد بحث قرار داده‌ام، و سهم آنها را در پیشرفت نظریه خاطر نشان کرده‌ام.

سازمان. کتاب از چهار قسمت تشکیل شده است: مبانی ساختار هسته‌ای، رادیو اکتیویته و اپاشی هسته‌ای، واکنشهای هسته‌ای، و ملحقات و کاربردها. در قسمت اول، مطالب پایه درباره شکل و اندازه هسته‌ها، مسئلهٔ دونوکلئون، و مقدماتی از مدل‌های هسته‌ای مورد بحث و بررسی قرار می‌گیرند. در دوره‌های فشرده، بدون اینکه لطمه‌ای به پیوستگی مطالب وارد شود، می‌توان از دو موضوع آخر صرف‌نظر کرد. در قسمت دوم که مربوط به رادیو اکتیویته و اپاشی است، موضوعات سنتی را همراه با مطالب جدیدی که پل ارتباطی بین اپاشی هسته‌ای و جریان تحقیقی معاصر (مانند مد اپاشی «سنگین» مثلاً به صورت ^{14}C که اخیراً کشف شده است، و اپاشی دو بتایی، گسیل نوکلئون تأخیری در اپاشی بتازا، اثر موسباوئر، و غیره) هستند آورده‌ام. در قسمت سوم اجمالی از واکنشهای هسته‌ای، از جمله شکافت و همجوشی هسته‌ای و کاربرد آنها، مورد بحث قرار گرفته است. در قسمت چهارم از موضوعاتی سخن رفته است که فقط به‌طور تقریبی می‌توان آنها را زیر عنوان فیزیک هسته‌ای جای داد. از این جمله است برهم کنشهای فوق‌ریز، فیزیک ذرات، اختر فیزیک هسته‌ای، و کاربردهای عمومی نظیر پزشکی هسته‌ای. تأکید این قسمت روی مطالب مشترک بین فیزیک هسته‌ای و سایر شاخه‌های تخصصی فیزیک و غیر فیزیک، از قبیل فیزیک اتمی، فیزیک انرژی بالا، کیهان‌شناسی، شیمی، و پزشکی است. بیشتر مطالب این قسمت، بویژه در فصلهای ۱۸ و ۱۹،

۱. ترجمهٔ فارسی این کتاب در دو مجلد منتشر می‌شود که جلد اول آن شامل قسمتهای ۱ و ۲ و جلد دوم شامل قسمتهای ۳ و ۴ است. و.

از تحقیقات سال‌های اخیر حاصل شده‌اند و بنابراین، طبق معمول این گونه مطالب، ممکن است حتی پیش از انتشار این کتاب هم منسوخ شوند. در صورتی که چنین وضعی اتفاق بیفتد، باز هم مدرس فرصتی طلایی به دست می‌آورد که نکات مهمی را دربارهٔ پیشرفت علم یادآور شود. در فصل ۲۰ کاربردهایی را متذکر شده‌ام که، مانند مورد روبش PET، از پژوهشهای اخیر حاصل شده‌اند. مطالب این قسمت از کتاب تا حد زیادی بر پایهٔ مطالب قبلی استوار است. برای نمونه، اگر کسی بخواهد بدون آنکه درک درستی از واکنشهای هسته‌ای داشته باشد به مطالعهٔ فیزیک مزونها یا فیزیک ذرات بپردازد، کارش بی نتیجه خواهد بود.

ترکیب. فصلها یا بخشهایی را که بدون از دست دادن پیوستگی مطالب می‌توان در مطالعهٔ اجمالی حذف کرد، در فهرست مطالب با علامت ستاره (*) مشخص کرده‌ام. با استفاده از فصلهای ۱، ۲، ۳، ۴، ۵، ۶، ۸، ۹، ۱۰، ۱۱ و ۱۲ که شامل مبانی و پاشی هسته‌ای و واکنشهای هسته‌ای است می‌توان یک دورهٔ فشردهٔ فیزیک هسته‌ای مقدماتی را ارائه داد، بدون آنکه از ساختار هسته‌ای چیز زیادی مطرح شود. واکنشهای شکافت همجوشی را می‌توان از فصلهای ۱۳ و ۱۴ بدانها افزود. با انتخاب بعضی از مطالب فصلهای ۷ و ۱۵ می‌توان آشکارسازها و شتاب‌دهنده‌ها را هم معرفی کرد.

قسمت چهارم کتاب (فصلهای ۱۶ تا ۲۰)، به کاربردهای فیزیک هسته‌ای می‌پردازد و لزوماً متعاقب فصل ۱۵ نیست. در واقع، بسیاری از مطالب این قسمت را پس از فراگیری فصل ۱۱ (واکنشهای هسته‌ای) می‌توان مطالعه کرد. فصل ۱۶ را که مشتمل بر اسپینها و گشتاورهاست، حتی می‌توان به قسمت اول منتقل کرد و آن را پس از فصل ۳ قرار داد. مطالعهٔ فصل ۱۹ (اختر فیزیک هسته‌ای) مستلزم مطالب پیش‌نیاز شکافت و همجوشی از فصلهای ۱۳ و ۱۴ است.

بیشتر مطالب این کتاب را با حداقل پیش‌نیاز مکانیک کوانتومی می‌توان فهمید. فصلها یا بخشهایی که مستلزم مکانیک کوانتومی پیشرفته‌تری (در سطح کارشناسی) هستند، در فهرست مطالب با علامت (+) مشخص شده‌اند.

تجربهٔ من نشان می‌دهد که بیشتر دانشجویان دورهٔ کارشناسی حتی مبانی نظریهٔ کوانتومی تکانهٔ زاویه‌ای را دشوار می‌یابند، و مفاهیم مجردتری مانند ایزوسپین می‌تواند آنها را با مشکلات جدی روبه‌رو کند. به همین دلیل، معرفی ایزوسپین را تا فصل ۱۱ (واکنشهای هسته‌ای) به تأخیر انداخته‌ام. استفاده از ایزوسپین در این فصل اجتناب‌ناپذیر است و برای آنکه اهمیت این مفهوم را در واپاشیهای بتا و گاما نشان دهم، کاربرد آن را در این موارد هم متذکر شده‌ام. سعی نکرده‌ام که برای محاسبهٔ دامنه‌ها یا سطح مقطعها از نظریهٔ جفت‌شدگی ایزوسپین استفاده کنم. بنابراین در مطالعهٔ اجمالی می‌توان از بحث ایزوسپین بکلی صرف‌نظر کرد. اما استفاده از آن برای درک فصلهای ۱۷ و ۱۸ که دربارهٔ فیزیک ذرات و مزونهاست، صددرصد الزامی است.

نمادگذاری. در این کتاب نمادگذاری استاندارد را برگزیده‌ام. در این روش از

نماد T برای نمایش سه کمیت مختلف انرژی جنبشی، دما، و ایزوسپین استفاده می‌شود که خالی از دردسر نیست. اگر طرز نمایش متخصصان فیزیک ذرات را که نماد I را برای ایزوسپین و J را برای اسپین هسته به کار می‌برند برگزینیم، برای نمایش تکانه زاویه‌ای کل الکترونها نماد شناخته شده‌ای باقی نمی‌ماند. به همین دلیل، نماد I را برای تکانه زاویه‌ای کل هسته، J را برای تکانه زاویه‌ای کل الکترونها، و T را برای ایزوسپین به کار برده‌ام. برای رعایت هماهنگی، استفاده از این نمادها را به مباحث فیزیک ذرات در فصلهای ۱۷ و ۱۸ نیز گسترش داده‌ام، هرچند که این طرز نمایش با نمادگذاری متداول در فیزیک ذرات در تضاد است. حروف کوچک Z را برای نمایش تکانه زاویه‌ای کل یک الکترون در اتم یا یک نوکلئون منفرد به کار برده‌ام.

مراجع. هیچ سعی نکرده‌ام که مجموعه تاریخی دقیقی از مراجع کارهای بدیع ارائه کنم. برای این امتناع دو دلیل دارم: اولاً مطمئن نیستم که بتوانم نقش یک متخصص تاریخ علم را بازی کنم؛ ثانیاً برای این باورم که مراجع در کتابهای درسی دوره کارشناسی، بیش از آنکه راهنمای دانشجو باشند، باعث شلوغی متن هستند. هرچند که منابع نگرشهای عمده را مشخص کرده‌ام، ولی بحثهای تاریخی را در حداقل ممکن نگه داشته‌ام. تاریخ فیزیک هسته‌ای که ارتباط تنگاتنگی با انقلابهای نظریه کوانتومی و نسبیّت در فیزیک قرن بیستم داشته است، در حد خود بسی مجذوب کننده است، و من دانشجویان جدی را به بررسی آن تشویق می‌کنم. مقالات کلاسیک، در تمایز آشکار با آثار جدید، خوانایی شگفت‌انگیزی دارند. بسیاری از مراجع مربوط به این مقالات اولیه را می‌توان در کتاب هالیدی یا در کتاب زیر یافت:

R. T. Beyer, *Foundations of Nuclear Physics*, (New York: Dover, 1949)

این کتاب مرجع شامل ۱۳ مقاله اصلی تجدید چاپ شده است، و همچنین متضمن کتاب‌شناسی رده‌بندی شده‌ای از تمام کارهای فیزیک هسته‌ای منتشر شده تا سال ۱۹۴۷ است.

در پایان هر فصل، فهرستی از مراجع را برای مطالعات تکمیلی آورده‌ام. مطالب همان فصل را می‌توان با تفصیل بیشتر و بررسی کاملتر در این مراجع یافت. بعلاوه، در این فهرستها، مقالات مروری و مقالات و کتابهای عامه‌پسند نیز گنجانده شده‌اند.

حل بعضی از مسائل پایان فصلها مستلزم استفاده از جداول خواص هسته‌ای است، که از این رو دانشجو باید به آخرین ویرایش *Table of Isotopes* یا مجموعه کاملی از *Nuclear Data Sheets* دسترسی داشته باشد.

کینت کرین

گاهشمار رویدادهای مهم در فیزیک هسته‌ای

- ۱۸۹۶ کشف رادیواکتیویته (بکرل*)
- ۱۸۹۸ جداسازی رادیم (ماری کوری* و پیر کوری*)
- ۱۹۰۵ نظریه نسبیت خاص (اینشتین*)
- ۱۹۰۹ شناسایی ذره آلفا به‌عنوان هسته هلیوم (رادرفورد* و رویترز)
- ۱۹۱۱ اتم هسته‌ای (رادرفورد*)
- ۱۹۱۲ ساخت اتاقک ابر (ویلسون*)
- ۱۹۱۳ کشف ایزوتوپهای پایدار (تامسون*)
- ۱۹۱۳ مدل اتمی سیاره‌ای (نیلس بور*)
- ۱۹۱۴ تعیین بار هسته با استفاده از پرتوهای ایکس (موزلی)
- ۱۹۱۹ تراجش مصنوعی به کمک واکنش هسته‌ای (رادرفورد*)
- ۱۹۱۹ ساخت طیف‌سنج جرمی (استون*)
- ۱۹۲۵ پیشنهاد اسپین ذاتی (گودشمیت و اولنیک)
- ۱۹۲۶ ظهور مکانیک کوانتومی (شرودینگر*)
- ۱۹۲۸ نظریه رادیواکتیویته آلفا (گاموف، گورنی، کاندون)
- ۱۹۳۰ فرضیه نوترینو (پاولی*)
- ۱۹۳۱ ساخت نخستین شتابدهنده الکتروستاتیکی (وان دو گراف)
- ۱۹۳۱ ساخت نخستین شتابدهنده خطی (اسلون* و لارنس*)
- ۱۹۳۲ ساخت نخستین سیکلوترون (لارنس* و لیوینگستون)
- ۱۹۳۲ کشف دوتریم (اوری*، برکود، مورفی)
- ۱۹۳۲ کشف پوزیترون (اندرسون*)
- ۱۹۳۲ کشف نوترون (چادویک*)
- ۱۹۳۲ مدل هسته‌ای پروتون-نوترون (هایزبرگ*)
- ۱۹۳۲ تحقق نخستین واکنش هسته‌ای با استفاده از شتابدهنده (کوکرافت* و والتون*)
- ۱۹۳۴ کشف رادیواکتیویته مصنوعی (ایرن کوری*، ژولیو*)
- ۱۹۳۴ نظریه رادیسواکتیویته بتا (فرمی*)
- ۱۹۳۵ فرضیه مزون (یوکاوا*)
- ۱۹۳۵ عرضه تکنیک همفرودی (بوته*)
- ۱۹۳۶ پیشنهاد نظریه هسته مرکب (نیلس بور*)
- ۱۹۳۷ کشف لپتون μ در پرتوهای کیهانی (ندرمیر و اندرسون*)
- ۱۹۳۸ کشف شکافت هسته‌ای (هان* و اشتراسنن)
- ۱۹۳۸ طرح همجوشی گرما هسته‌ای به مثابه چشمه انرژی در ستارگان (بوته*)

* دانشمندانی که نامشان با علامت ستاره مشخص شده است از برندگان جایزه نوبل در فیزیک یا شیمی هستند، هرچند که ممکن است این جایزه به خاطر کاری که در این فهرست آورده‌اند نبوده باشد.

- ۱۹۳۹ مدل قطره - مایع برای شکافت (نیلس بور* و ویلر)
- ۱۹۴۰ تولید نخستین عنصر فرا اورانیم (مگمیلان* و سی بورگک*)
- ۱۹۴۱ ساخت نخستین بتاترون، شتابدهنده الکترون با القای مغناطیسی (کروست)
- ۱۹۴۲ ساخت نخستین رآکتور شکافت کنترل شده (فرمی*)
- ۱۹۴۴ حصول پایداری فاز برای سنکروترون (مگمیلان* و وکسلر)
- ۱۹۴۵ آزمایش نخستین بمب شکافتی
- ۱۹۴۶ کیهان‌شناسی مهبانگ (گاموف)
- ۱۹۴۶ عرضه روش تشدید مغناطیسی هسته (بلوخ* و پورسل*)
- ۱۹۴۷ ظهور عمرسنجی رادیو کربنی (لیبی*)
- ۱۹۴۷ ساخت نخستین سنکروسیکلو ترون پروتونی 350 MeV (برکلی)
- ۱۹۴۷ کشف مزون π (پاول*)
- ۱۹۴۸ ساخت نخستین شتابدهنده خطی پروتون، 32 MeV (آوارز*)
- ۱۹۴۹ پیشنهاد مدل پوسته‌ای برای ساختار هسته (مایر*، جنسن*، هاکسل، سوئس)
- ۱۹۴۹ ساخت شمارگر سوسوزن (کالمن، کولتمان، مارشال)
- ۱۹۵۲ ساخت نخستین سیکلو ترون پروتونی، 23 GeV (بروکهاون)
- ۱۹۵۲ آزمایش نخستین بمب گرم هسته‌ای
- ۱۹۵۳ فرضیه شکفتی (گلنن* و نیشی جیما)
- ۱۹۵۳ پیشنهاد مدل جمعی برای ساختار هسته (آگه بور*، موتلسون*، رینواتر*)
- ۱۹۵۳ تولید ذرات شکفت برای نخستین بار (بروکهاون)
- ۱۹۵۵ کشف پادپروتون (چمبرلین* و سگره*)
- ۱۹۵۶ آشکارسازی تجربی نوترینو (راینز و کوان)
- ۱۹۵۶ نقض پارایته در برهم کنشهای ضعیف (لی*، یانگ*، وو، و همکاران)
- ۱۹۵۸ گسیل بدون پس زنی پرتوهای گاما (موسباور*)
- ۱۹۵۹ ساخت سنکروترون 26 GeV (سرن)
- ۱۹۶۴ مشاهده نقض CP در واپاشی K^0 (کرونین* و فیچ*)
- ۱۹۶۴ پیشنهاد مدل کوآرک برای هادرونها (گلنن* و زوایک)
- ۱۹۶۷ راه اندازی اولیه شتابدهنده SLAC برای الکترونها 20 GeV (استانفورد)
- ۱۹۶۷ پیشنهاد مدل الکتروضعیف (واینبرگ* و سلام*)
- ۱۹۷۰ فرضیه افسون (گلاشو*)
- ۱۹۷۱ ساخت برخورد دهنده پروتون-پروتون (سرن)
- ۱۹۷۲ ساخت سنکروترون پروتونی 500 GeV (فرمی اب)
- ۱۹۷۴ کشف ذره J/ψ و تأیید کوآرک افسونگر (ریشر* و تینگ*)
- ۱۹۷۵ کشف لپتون τ (پرل)
- ۱۹۷۷ کشف ذره T و طرح کوآرک ته (لدرمن)
- ۱۹۸۳ راه اندازی برخورد دهنده پروتون-پادپروتون 300 GeV (سرن)
- ۱۹۸۳ کشف بوزونهای ضعیف W^\pm و Z^0 (روبیا*)

قسمت ۱

مبانی ساختار هسته‌ای

مفاهیم پایه

تاریخ آغاز فیزیک هسته‌ای را می‌توانیم از کشف رادیواکتیویته (پرتوزایی) توسط بکرل در سال ۱۸۹۶ یا ظهور فرضیه رادرفورد مبنی بر وجود هسته در اتمها در سال ۱۹۱۱ بگیریم. در هر حال، به روشنی معلوم است که مطالعات تجربی و نظری فیزیک هسته‌ای نقش برجسته‌ای در توسعه فیزیک قرن بیستم ایفا کرده است. خلاصه تاریخ تحولات فیزیک هسته‌ای را در صفحات آغازین این کتاب نشان داده‌ایم. در نتیجه همین مطالعات است که امروزه ما درک نسبتاً خوبی از خواص هسته‌ها و ساختاری که منشأ این خواص است، به دست آورده‌ایم. علاوه، فیزیک هسته‌ای فنونی در اختیار ما گذاشته است که در زمینه‌های علمی دیگر، از جمله در فیزیک اتمی و فیزیک حالت جامد، نیز کاربرد وسیعی پیدا کرده است. پژوهشهای آزمایشگاهی فیزیک هسته‌ای را برای حل انواع بسیار گوناگونی از مسائل، از برهم‌کنش کوارکها (بنیادی‌ترین ذره‌ای که ماده از آن ساخته می‌شود) گرفته تا فرایندهای نخستین مراحل تکامل جهان که پس از «مهبانگ» اتفاق افتاده است، به کار برده‌اند. فیزیکدانها، امروزه از فنونی که در آزمایشگاههای فیزیک هسته‌ای آموخته‌اند برای تشخیص و درمان بیماریها در اعماق بدن انسان، بدون اینکه نیازی به جراحی باشد، بهره‌برداری می‌کنند. اما، از سوی دیگر هم برخی از فنون فیزیک هسته‌ای. تجربی در ساختن سلاحهای ترسناکی مورد استفاده قرار می‌گیرد که منظور از تولید آنها کشتار توده‌ای انسانهاست، و ادامه تولید و تکثیر آنها تهدیدی جدی برای آیندۀ بشریت است. آسان نیست که هیچ علم دیگری را با این علم که طیف گسترده‌ای از کوچکترین ذرات میکروسکوپی تا موجودات

کیهانی را شامل می‌شود، مقایسه کنیم. زمینه علمی دیگری هم وجود ندارد که کار بردهای مستقیم تحقیقات بنیادی آن، بالقوه بتواند این چنین مرزهای خیر و شر را در نوردد. فیزیک هسته‌ای از چنان صورت‌بندی نظری منسجمی برخوردار نیست که با استفاده از آن بتوانیم تمام پدیده‌ها را به روشی بنیادی تحلیل و تعبیر کنیم. اما فیزیک اتمی با صورت‌بندی الکترودینامیک کوانتومی خود از چنین امکانی برخوردار است، و به کمک آن می‌توانیم برخی از کمیت‌های مشاهده‌پذیر را تا بیش از شش رقم بسامعی محاسبه کنیم. بدین ترتیب، در مطالعه فیزیک هسته‌ای می‌باید شیوه‌ای پدیده‌شناختی در پیش بگیریم و برای توصیف پدیده‌های متنوعی مانند واپاشی آلفا، واپاشی بتا، و واکنشهای مستقیم، یا شکافت، از صورت‌بندیهای متفاوتی استفاده کنیم. توانایی ما در تعبیر نتایج آزمایش و پیش‌بینی نتایج جدید، برای هر نوع پدیده‌ای، نسبتاً کامل است. ولی با وجود این، غالباً صورت‌بندی و روشهای مورد استفاده در یک پدیده را در موارد دیگر نمی‌توان به کار برد. به جای آنکه یک نظریه منفرد و وحدت بخش در اختیار داشته باشیم، با جزیره‌هایی از شناخت‌های متوافق روبه‌رو می‌شویم که در دریای مشاهدات به ظاهر نامرتبط پراکنده‌اند. برخی از بنیادی‌ترین مسائل فیزیک هسته‌ای، مانند ماهیت دقیق نیروهایی که باعث قوام و دوام هسته می‌شوند، هنوز هم ناشناخته است. درسالهای اخیر، پیشرفتهایی در جهت درک نیروی اساسی بین‌کوارکها که بنیادی‌ترین اجزای سازنده ماده‌اند صورت گرفته است، و سعی شده است که نتایج این تحقیقات را در مطالعات هسته‌ای مورد استفاده قرار دهند. اما این کوششها تاکنون در تشریح خواص هسته‌ای موفقیتی نداشته است.

بنابراین ما در این کتاب رهیافتی پدیده‌شناختی در پیش می‌گیریم. یعنی، هسرنوع اندازه‌گیری را با صورت‌بندی نظری خاصی تحلیل می‌کنیم و پیامد حاصل از این تعبیر خاص را برای ساختار هسته‌ای مورد بحث قرار می‌دهیم. در اینجا با خلاصه‌ای از مبانی نظریه هسته‌ای آغاز می‌کنیم، و آنگاه به فرایندهایی می‌پردازیم که در شناخت ما از ساختار هسته‌ای سهم ارزنده‌ای دارند. نخست فرایند واپاشی رادیواکتیو، و سپس واکنشهای هسته‌ای را بررسی می‌کنیم. سرانجام، از موضوعات خاص مطرح شده در ساختار هسته‌ای میکروسکوپی، از ارتباط میان فیزیک هسته‌ای و دیگر شاخه‌های تخصصی، و همچنین از کاربرد فیزیک هسته‌ای در دیگر زمینه‌های فنی و تحقیقی سخن خواهیم گفت.

۱.۱ نگاهی به پیشینه تاریخی

تلاش برای درک ماهیت اساسی ماده، ریشه در تفکرات فیلسوفان یونان باستان، بویژه دموکریتوس، دارد. دموکریتوس که در سده چهارم پیش از میلاد می‌زیست، معتقد بود که هر نوع ماده را می‌توان به اجزای کوچکتر و کوچکتر تقسیم کرد تا آنکه حدی نهایی فرامی‌رسد که دیگر ادامه تقسیم میسر نیست. از نظر دموکریتوس، این جزء لایتجزای ماده (یا اتم) که با چشم غیرقابل دیدن بود، ذره بنیادی سازنده ماده به‌شمار می‌رفت. در طی ۲۴۰۰ سال بعد، این نظر صرفاً به صورت اندیشه‌ای فلسفی باقی ماند، تا آنکه پژوهشگران

آغاز سده نوزدهم میلادی با استفاده از روشهای علوم تجربی درباره این مسئله به تحقیق پرداختند، و با به دست آوردن شواهد کافی فرضیه اتم گرایی را تا سطح يك نظریه علمی تمام عیار بالا بردند. امروزه، با توجه به رده بندیهای علوم و گرایشهای تخصصی، شاید بتوانیم دانشمندان پیشگام در این زمینه (یعنی دالتون، آووگادرو، فاراده) را شیمیدان قلمداد کنیم. پس از آنکه شیمیدانها نوع اتمها، قواعد حاکم بر ترکیب آنها، و رده بندی سازمان یافته آنها را (به صورت جدول تناوبی مندلیف) مشخص کردند، به طور طبیعی تنها مرحله باقیمانده مطالعه خواص بنیادی تک تک اتمهای عناصر مختلف بود که امروزه این قسمت از پژوهش را با عنوان فیزیک اتمی می شناسیم. این مطالعات در سال ۱۸۹۶ توسط بکرل به کشف خاصیت رادیواکتیویته در برخی از اتمها، و سپس در سال ۱۸۹۸ توسط پیر کوری و همسرش (ماری کوری) به شناسایی مواد رادیواکتیو دیگر منجر شد. آنگاه نوبت به رادرفورد رسید که کار بررسی این پرتوهای فعال و خواص آنها را ادامه داد. رادرفورد وقتی که به ماهیت این پرتوها پی برد، کار تحقیق را وارونه کرد و آنها را به عنوان وسیله کاوش در واری اتمها به کار گرفت. در طی همین پژوهشها بود که در سال ۱۹۱۱ رادرفورد وجود هسته را در اتمها اعلام داشت. تأیید این فرضیه (از طریق آزمایشهای طاق فرسای گایگرومارسدن) شاخه جدیدی را در علوم، به نام فیزیک هسته ای، بنا نهاد که ماده را در بنیادی ترین ساختارش مورد بررسی قرار می دهد. تحقیق در خواص هسته، از روزگار رادرفورد تا به امروز ادامه یافته است. اکتشافات دهه های ۱۹۴۰ و ۱۹۵۰ نشان داده اند که مرتبه دیگری از ساختار ماده وجود دارد که از هسته هم بنیادی تر و ابتدایی تر است. امروزه، بررسی و مطالعه این گونه ذرات را که عناصر اصلی ساختار هسته ای هستند، در شاخه خاصی به نام فیزیک ذرات بنیادی (یا فیزیک انرژی بالا) ادامه می دهند.

بدین ترتیب، فیزیک هسته ای را می توان از سویی فرزند شیمی و فیزیک اتمی، و از سوی دیگر پدر فیزیک ذرات بنیادی به شمار آورد. فیزیک هسته ای، اگر چه اکنون نقش محوری اش را در جستجوی اجزای بنیادی ماده از دست داده است، ولی هنوز هم برای درک برهم کنشهای بنیادی از آزمایشهای هسته ای استفاده می شود. تحقیق در خواص هسته ها و قوانین حاکم بر ساختار هسته ای، به نوبه خود، زمینه فعال و باروری از پژوهشهای فیزیکی است. ابزارهای مفیدی مانند آشکارسازهای دود، تنظیم کننده های ضربان قلب، و وسایل تصویر گیری پزشکی، از جمله دستاوردهای عملی این پژوهشها هستند. بدین ترتیب، در واقع می توان برای فیزیک هسته ای سه نقش مختلف در نظر گرفت: کاوش در قلمرو ذرات بنیادی ماده و برهم کنش آنها، رده بندی و تفسیر خواص هسته ای، طراحی روشها و ابزارهای فنی پیشرفته برای خدمت به جوامع بشری.

۲.۱ چند اصطلاح مقدماتی

هر نوع هسته ای را با مقدار کل بار مثبت و تعداد کل واحدهای جرمی موجود در هسته، مشخص

می‌کنیم. بار کل هسته برابر $Ze+$ است، که در آن Z عدد اتمی و e بزرگی بار الکترون است. ذره بنیادی باردار مثبت در هسته پروتون است که هسته ساده‌ترین اتم موجود در طبیعت، یعنی هیدروژن، نیز هست. بنا بر این هسته‌ای که عدد اتمی‌اش Z باشد شامل Z پروتون است، و بدین‌سان در ساختار هر اتم خنثی باید Z الکترون منفی هم وجود داشته باشد. چون جرم الکترون در مقایسه با جرم پروتون ناچیز است ($m_p \approx 2000 m_e$)، غالباً در بحث جرم اتمی می‌توان از جرم الکترون صرف‌نظر کرد. عدد جرمی هر نوع هسته که با A نمایش داده می‌شود، به‌صورت نزدیکترین عدد درست به حاصل تقسیم جرم هسته بر یکای بنیادی جرم تعریف می‌شود. یکای بنیادی جرم را -چنان تعریف می‌کنیم که جرم پروتون تقریباً برابر یک واحد شود. (بکاهای جرم را در فصل ۳ به تفصیل بررسی خواهیم کرد.) تقریباً در تمام هسته‌ها A بزرگتر از Z است. نسبت بین این دو عدد در بسیاری از موارد برابر ۲ یا بزرگتر از ۲ است. از این‌رو، اجزای سنگین دیگری هم باید در هسته موجود باشند. تا پیش از سال ۱۹۳۲ برای این باور بودند که هر هسته شامل A پروتون است، که بدین ترتیب مسئله جرم هسته به‌صورتی ظاهراً مناسب حل می‌شد. برای آنکه بار مثبت کل هسته برابر Ze شود، فرض می‌کردند که در هر هسته تعداد $(A-Z)$ الکترون هسته‌ای نیز وجود دارد. اما حضور الکترون در داخل هسته به‌چند دلیل زیر ناپذیرفتی است:

۱. لازم است که الکترونهای هسته‌ای به کمک نیرویی بسیار قوی که حتی از نیروی کولنی هم قویتر است، در قید پروتونها قرار داشته باشند. تاکنون هیچ شاهدهی دال بر وجود این نیروی قوی بین پروتونها و الکترونهای اتمی مشاهده نشده است.
۲. اگر الکترونها را در ناحیه فضایی کوچکی به اندازه هسته ($m \sim 10^{-14} \Delta x$) محصور کنیم، بنا بر اصل عدم قطعیت، گستره توزیع تکانه الکترونها باید در حدود $\Delta p \sim \hbar / \Delta x = 20 \text{ MeV}/c$ شود. الکترونهایی که در واپاشی رادیواکتیو بتا از هسته گسیل می‌شوند انرژی‌شان عموماً کمتر از 1 MeV است، و هرگز در واپاشیها الکترونی با انرژی 20 MeV مشاهده نمی‌کنیم. یعنی، وجود الکترونهای با انرژی 20 MeV در داخل هسته از طریق آزمایش تأیید نمی‌شود.
۳. اگر تعداد A پروتون و تعداد $(A-Z)$ الکترون در هسته وجود داشته باشد، تکانه زاویه‌ای ذاتی (یا اسپین) کل در هسته‌هایی که $(A-Z)$ در آنها فرد است با مقادیر حاصل از مشاهده سازگاری ندارد. هسته دوتریم ($A=2$ و $Z=1$) را در نظر بگیرید که طبق فرضیه پروتون - الکترون باید حسابی ۲ پروتون و ۱ الکترون باشد. تکانه زاویه‌ای ذاتی (یا اسپین) هر یک از ذرات پروتون و الکترون برابر $1/2$ است، و قواعد جمع اسپینها در مکانیک کوانتومی حاصل جمع سه اسپین $1/2$ را برابر $3/2$ یا $1/2$ به دست می‌دهد. ولی در عمل اسپین دوتریم را برابر ۱ می‌یابیم.
۴. گشتاور دوقطبی مغناطیسی هسته‌هایی که الکترونهای تزویج نشده دارند، باید خیلی بزرگتر از مقداری باشد که در عمل مشاهده می‌شود. برای نمونه اگر در هسته دوتریم یک الکترون منفرد وجود داشته باشد، باید انتظار داشته باشیم که گشتاور دوقطبی

مغناطیسی این هسته در همان حدود گشتاور مغناطیسی الکترون باشد. اما گشتاور مغناطیسی اندازه گیری شده در هسته دوتریم در حدود $1/2000$ گشتاور مغناطیسی الکترون است.

البته، با طرح دلایل خاصی می توانیم موارد اعتراض بالا را رد کنیم، ولی از سال ۱۹۳۲ که تاریخ کشف نوترون توسط چادویک است دیگر نیازی به این کار نیست. نوترون از لحاظ الکتریکی خنثی است و جرمی در حدود جرم پروتون دارد (جرم نوترون در واقع در حدود ۱٫۰۵ درصد بزرگتر از جرم پروتون است). بدین ترتیب، جرم کل ذرات الکتریکی هسته‌ای که Z پروتون و $(A-Z)$ نوترون دارد، بدون نیاز به فرض الکترونهاست، با واقعیت‌های تجربی مطابقت پیدا می کند. برای مشخص کردن یک نوع هسته‌ای خاص، یا نوکلید، معمولاً آن را به شکل A_ZX_N نمایش می دهیم که در آن X نماد شیمیایی و N عدد نوترونی است $(N = A - Z)$. به عنوان نمونه به طرز نمایش چند نوکلید به صورت ${}^1_1\text{H}$ ، ${}^{238}_{92}\text{U}$ ، ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ می توان توجه کرد. نشان دادن عدد اتمی Z به همراه نماد شیمیایی نوکلید کار زایدی است، زیرا می دانیم که در هر هسته هیدروژن (H) ، $Z = 1$ و در هر هسته اورانیوم (U) ، $Z = 92$ است. بنابراین نیازی به نوشتن Z در کنار نماد شیمیایی هسته نیست. همچنین نیازی به نوشتن N هم نیست، زیرا همیشه می توان عدد نوترونی را از تفاضل $(A - Z)$ به دست آورد. بنابراین نمایش نوکلید مورد نظر به صورت ${}^{238}\text{U}$ کفایت خواهد کرد. نگاهی به جدول تناوبی عناصر عدد اتمی U را برابر $Z = 92$ به دست می دهد، و در نتیجه تعداد نوترونهای ${}^{238}\text{U}$ برابر $146 = 238 - 92$ می شود. در عمل برای نشان دادن نوکلیدها از هر دو طرز نمایش استفاده می شود، گاهی Z و N را در کنار نماد شیمیایی نوکلید می نویسند و گاهی هم آنها را نمی نویسند. وقتی سعی می کنیم در یک فرایند واپاشی یا واکنش هسته‌ای بین Z و N توازن برقرار کنیم، بهتر است که Z و N را در کنار نماد شیمیایی نوکلید بنویسیم. در موارد دیگر، نوشتن این اعداد نالازم و دست و پاگیر است.

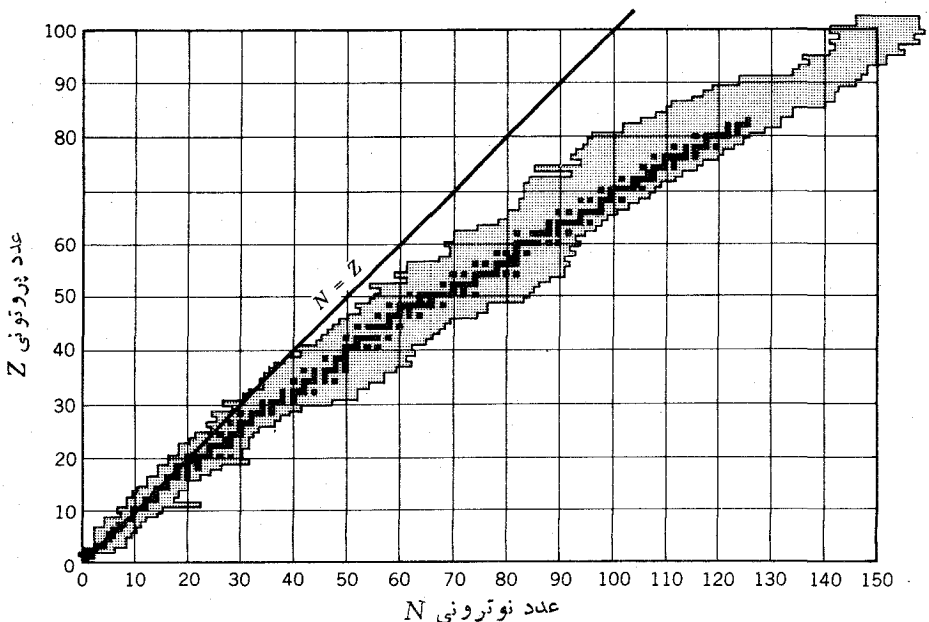
نوترون‌ها و پروتون‌ها اعضای دوگانه خانواده نوکلئونها هستند. هنگامی که می خواهیم از ذرات هسته‌ای بدون توجه به نوع پروتونی یا نوترونی آنها بحث کنیم، از اصطلاح نوکلئون استفاده می کنیم. پس هسته‌ای که عدد جرمی اش A باشد، محتوی A نوکلئون است. با بررسی نمونه‌های عناصر مختلفی که در طبیعت وجود دارند، معلوم می شود که نوکلیدهای با عدد اتمی مشخص می توانند اعداد جرمی مختلف داشته باشند. یعنی، نوکلیدی که Z پروتون دارد می تواند چند عدد نوترونی متفاوت داشته باشد. نوکلیدهای با عدد اتمی یکسان و اعداد نوترونی متفاوت را ایزوتوپ می نامند. برای مثال، عنصر کربن در ایزوتوپ پایدار دارد که عبارت‌اند از ${}^{12}\text{C}$ و ${}^{13}\text{C}$. این عنصر ایزوتوپهای ناپایدار دیگر هم دارد که در واکنش‌های هسته‌ای به طور مصنوعی تولید می شوند، و ایزوتوپهای رادیواکتیو (یا رادیوایزوتوپ) کربن نامیده می شوند.

اغلب برای سهولت، تعدادی نوکلید با N یکسان و Z متفاوت را ایزوتون می گویند. ایزوتونهای پایدار با $N = 1$ عبارت‌اند از ${}^1\text{H}$ و ${}^3\text{He}$. نوکلیدهایی که عدد جرمی

یکسان داشته باشند، ایزوبار نامیده می‌شوند. مثلاً، نوکلید پایدار ${}^3\text{He}$ و نوکلید رادیواکتیو ${}^3\text{H}$ را ایزوبار می‌دانیم، زیرا در هر دوی آنها $A=3$ است.

۳.۱ خواص هسته‌ای

پس از شناسایی هر نوکلید، برای اندازه‌گیری خواص آن می‌توان اقدام کرد. منظور از خواص (که بعداً در همین کتاب مورد بحث قرار می‌گیرند) خصوصیات نامند جرم، شعاع، فراوانی نسبی (برای نوکلیدهای پایدار)، مدهای واپاشی و نیمه‌عمرها (برای نوکلیدهای رادیواکتیو)، مدهای واکنش و سطح مقطعهای واکنش، اسپین، گشتاور دو قطبی مغناطیسی و گشتاور چار قطبی الکتریکی، و حالت‌های برانگیخته نوکلید است. تاکنون نوکلیدهای مربوط به ۱۰۸ عدد اتمی مختلف (از ۵ تا ۱۰۷) را شناسایی کرده‌ایم که تعداد کل آنها با احتساب ایزوتوپهای گوناگون از ۱۰۰۰ هم تجاوز می‌کند. با توجه به شتابدهنده‌هایی که به منظور تولید و بررسی ایزوتوپهای خیلی دور از ایزوبارهای پایدارشان ساخته شده‌اند، تعداد نوکلیدهای جدیدی که به‌دقت مطالعه شده‌اند هر روز در حال افزایش است. نمودار نوکلیدهای پایدار و نوکلیدهای رادیواکتیو شناخته شده را در شکل ۱.۱ نشان داده‌ایم. چنانکه می‌توان انتظار داشت، گردآوری خواص اندازه‌گیری شده این همه



شکل ۱.۱ هسته‌های پایدار در ناحیه سایه‌دار پررنگ، و هسته‌های رادیواکتیو در ناحیه سایه‌دار کم‌رنگ قرار دارند.

نوکلید، کاری بس عظیم است. از طرف دیگر، بازیابی و استفاده از این اطلاعات هم به همان اندازه مهم است. برای نمونه، جهت تعیین بهترین مقدار تجربی مربوط به مدهای واپاشی یک ایزوتوپ یا اسپین و گشتاور مغناطیسی ایزوتوپ دیگر، چه کار باید بکنیم؟ متخصصان فیزیک هسته‌ای عموماً نتایج تحقیقاتشان را در مجلات تخصصی منتشر می‌کنند. بدین سان، پژوهشگران آزمایشگاههای دور از هم از فعالیتهای یکدیگر آگاه می‌شوند و با هم تبادل نظر می‌کنند. بعضی از این مجلات را در اینجا نام می‌بریم:

Physical Review, Section C (Phys. Rev. C), Physical Review Letters (Phys. Rev. Lett.), Physical Letters, Section B (Phys. Lett. B), Nuclear Physics, Section A (Nucl. Phys. A), Zeitschrift für Physik, Section A (Z. Phys. A), Journal of Physics, Section G (J. Phys. G).

این مجلات عموماً ماهانه هستند، و با خواندن آنها (یا با مروری به فهرست مطالب آنها) می‌توان نتایج کار پژوهشگران مختلف را مورد توجه قرار داد. کتابخانه بسیاری از دانشگاهها و دانشکدهها این مجلات را دریافت و نگهداری می‌کنند. مطالعه فیزیک هسته‌ای، اغلب مستلزم مراجعه به مجموعه‌ای از نشریات و مقالات تحقیقی روز است.

متأسفانه، مراجعه به مجلات روز معمولاً کمکی به یافتن اطلاعات خاصی که در پی آن هستیم نمی‌کند، مگر اینکه به‌طور تصادفی به موضوع و مقاله مورد نظر برخورد کنیم. به همین دلیل، اطلاعات فیزیک هسته‌ای را در منابع جداگانه‌ای گردآوری کرده‌اند که در آنها می‌توان خلاصه خواص هسته‌ای و نشانی مآخذ و مقالات دست اول را پیدا کرد. خلاصه‌ای از خواص نوکلیدهای شناخته شده را می‌توان در کتاب یک جلدی زیر یافت:

Table of Isotopes, edited by M. Lederer and V. Shirley (New York, Wiley, 1978)

هر کسی که بخواهد در رشته فیزیک هسته‌ای کار کند، باید نسخه‌ای از این کتاب را در اختیار داشته باشد. اطلاعات هسته‌ای روزآمدتر را می‌توان در مرجع زیر یافت:

Nuclear Data Sheets

که نه تنها مجموعه روزآمد اطلاعات مربوط به هر دسته از ایزو بارها را به طور مرتب منتشر می‌کند، بلکه خلاصه تمام مقالات منتشر شده در هر سال را به صورت رده‌بندی شده بر حسب نوکلیدها به دست می‌دهد. این اطلاعات هم به صورت مجله منتشر می‌شود و در بسیاری از کتابخانه‌ها وجود دارد. بنابراین، جستجو و پیگیری مطالب جدیدی که در مورد یک نوکلید معین منتشر شده است، کار چندان دشواری نیست.

دو مرجع مروری دیگر را هم در زیر نام می‌بریم:

Atomic Data and Nuclear Data Tables

اطلاعات هسته‌ای (مثلاً مربوط به آهنگ گذار بتا یا گاما، یا انرژی شکافت) به صورتی مرتب در این مجموعه گردآوری و منتشر می‌شود، و دیگر

Annual Review of Nuclear and Particle Science

(که قبلاً با عنوان *Annual Review of Nuclear Science* منتشر می‌شد). در این کتاب، هر ساله مجموعه‌ای از مقالات مروری دربارهٔ موضوعات جاری فیزیک هسته‌ای و فیزیک ذرات منتشر می‌شود.

۴.۱ یکها و مرتبه‌های بزرگی

در فیزیک هسته‌ای، با طولهایی از مرتبه 10^{-15}m سروکار داریم که آن را فمتومتر می‌نامیم ($1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{m} \times 1$). این یکا را در محاورات یک فرمی می‌گویند که این نام هم به افتخار انریکو فرمی، دانشمند ایتالیایی-امریکایی و یکی از پیشگامان فیزیک هسته‌ای برگزیده شده است. اندازه‌های هسته‌ها در گسترهٔ حدود 1 fm تا 7 fm (از یک نوکلئون منفرد تا سنگین‌ترین هسته) قرار دارد.

گسترهٔ زمانی پدیده‌های هسته‌ای بسیار وسیع است. بعضی از هسته‌ها نظیر ${}^5\text{He}$ یا ${}^8\text{Be}$ در مدت زمانی از مرتبه 10^{-20} s تجزیه و درهم شکسته می‌شوند. بسیاری از واکنشهای هسته‌ای در همین مقیاس زمانی تحقق می‌یابند. این زمان به تقریب همان طول مدتی است که هسته‌های فعال در واکنش، متقابلاً در برد نیروی هسته‌ای همدیگر قرار می‌گیرند. طول عمر واپاشیهای الکترومغناطیسی (γ) عموماً از مرتبه 10^{-9} s (نانوثانیه، ns) تا 10^{-12} s (پیکوثانیه، ps) است. اما بسیاری از واپاشیهای دیگر در مدت زمانهایی طولانی‌تر یا کوتاه‌تر اتفاق می‌افتند. واپاشیهای آلفا و بتا (α و β) در زمانهایی به مراتب طولانی‌تر، اغلب از مرتبهٔ دقیقه و ساعت و گاهی هم از مرتبهٔ هزاران یا حتی میلیونها سال، صورت می‌گیرند.

انرژیهای هسته‌ای را به آسانی می‌توان بر حسب میلیون الکترون ولت (MeV) اندازه‌گیری کرد. یکای الکترون ولت که برابر $[10^{-19} \times 1.602 \times 10^{-19} \text{ eV}]$ است، عبارت است از انرژی کسب شده توسط یک واحد منفرد بار الکتریکی (یک الکترون) هنگامی که در اختلاف پتانسیل یک ولتی شتاب گرفته باشد. انرژی واپاشیهای بتا و گاماها نوعاً در گسترهٔ 1 MeV است، و واکنشهای هسته‌ای کم-انرژی در انرژی جنبشی حدود 10 MeV رخ می‌دهند. این انرژیها به مراتب کمتر از انرژیهای سکون هسته‌هاست، و بنابراین برای تکانه و انرژی نوکلئونها بدون هیچ اشکالی می‌توان از فرمولهای نانسیتی استفاده کرد، اما الکترونهای ناشی از واپاشی بتاها را باید به‌طور نسبی مورد بررسی قرار داد.

جرمهای هسته‌ای را بر حسب یکای جدید جرم اتمی، u ، بیان می‌کنیم. این یکا چنان تعریف می‌شود که جرم یک اتم ${}^{12}\text{C}$ دقیقاً برابر $12 u$ است. بدین ترتیب، جرم هر نوکلئون در حدود $1 u$ می‌شود. در تحلیل واکنشها و واپاشیهای هسته‌ای، به‌طور کلی ترجیح می‌دهیم که با انرژیهای معادل جرم سروکار داشته باشیم تا با خود جرم. ضریب تبدیل بین جرم و انرژی به صورت $1 u = 931.5 \text{ MeV}$ است، از این رو انرژی معادل جرم هر نوکلئون در حدود 1000 MeV است. البته تبدیل جرم به انرژی با استفاده

از معادله اساسی نسبیت خاص، $E = mc^2$ ، صورت می‌گیرد و بنا بر این در محاسبات آزادی عمل داریم که هر یک از کمیت‌های جرم یا انرژی را که برای ما آسانتر است به کار ببریم، و ضریب تبدیل این عملیات به صورت $1 \text{ u} = 931.5 \text{ MeV}/c^2$ است.

مرجع مطالعات تکمیلی

برای توضیحات و محاسبات مشابه آنچه در این کتاب می‌بینید، می‌توانید به کتاب‌های درسی فیزیک هسته‌ای زیر رجوع کنید. سطح کتاب‌هایی که به صورت مبانی تهیه شده‌اند تقریباً در سطح همین کتاب است. کتاب‌های سطح بالاتر غالباً برای دوره‌های پیشرفته‌تر فیزیک هسته‌ای در نظر گرفته شده‌اند. هیچ کوششی برای تهیه فهرستی جامع از مراجع به عمل نیامده است، بلکه فهرست زیر حاوی کتاب‌هایی است که مؤلف در تهیه این کتاب از آنها استفاده کرده است. بیشتر این کتاب‌های درسی «کلاسیک» حالا دیگر کهنه شده‌اند، ولی هنوز هم مطالب مفیدی را می‌توان در آنها یافت که چشم‌اندازی تاریخی برای خواننده فراهم می‌کنند:

R. D. Evans, *The Atomic Nucleus* (New York: McGraw-Hill, 1955),
این کتاب برای مدت ۲۵ سال، از زمان دانشجویی مؤلف تا کنون، پرمصرف‌ترین کتاب در کتابخانه شخصی‌اش بوده است. شیرازه آن از هم گسیخته است، و لسی و وضوح و کمال آن همچنان پابرجاست.

David Halliday, *Introductory Nuclear Physics* (New York: Wiley, 1955),

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

کتاب‌های درسی مقدماتی که می‌توانند مکمل این کتاب محسوب شوند، عبارت‌اند از:

W. E. Burcham, *Nuclear Physics: An Introduction* (London: Longman, 1973),

B. L. Cohen, *Concepts of Nuclear Physics* (New York: McGraw-Hill, 1971),

ترجمه فارسی این کتاب تحت عنوان مفاهیم فیزیک هسته‌ای در سال ۱۳۷۰ توسط مرکز نشر دانشگاهی منتشر شده است.

Harald A. Enge, *Introduction to Nuclear Physics* (Reading, MA: Addison-Wesley, 1966),

Robert A. Howard, *Nuclear Physics* (Belmont, CA: Wadsworth, 1963),

Walter E. Meyerhof, *Elements of Nuclear Physics* (New York: McGraw-Hill, 1967),

دو ترجمه فارسی از این کتاب تحت عنوان مبانی فیزیک هسته‌ای، اولی در سال ۱۳۵۷ توسط دانشگاه تهران و دومی در سال ۱۳۶۷ توسط دانشگاه مشهد منتشر شده است.

Haro Von Buttlar, *Nuclear Physics: An Introduction* (New York: Academic Press, 1968).

کتابهای درسی میانه‌ای که مطالب همین کتاب را با استفاده بیشتر از مکانیک کوانتومی مطرح کرده‌اند، عبارت‌اند از:

M. G. Bowler, *Nuclear Physics* (Oxford: Pergamon, 1973),
Emilio Segré, *Nuclei and Particles* (Reading, MA: W. A. Benjamin, 1977).

کتابهای درسی پیشرفته که عمدتاً برای دوره‌های کارشناسی ارشد در نظر گرفته شده‌اند، ولی خیلی از مطالب در آنها به صورت پایه مطرح شده است، عبارت‌اند از:

Hans Frauenfelder and Ernest M. Henley, *Subatomic Physics* (Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall 1974),

ترجمه فارسی این کتاب تحت عنوان فیزیک ذراتی، توسط مرکز نشر دانشگاهی در دست انتشار است. -و-

M. A. Preston, *Physics of the Nucleus* (Reading, MA: Addison-Wesley, 1962).

آثار پیشرفته‌تری که بیشتر جنبه تک‌نگاری دارند تا کتاب درسی، عبارت‌اند از:

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

A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (New York: W. A. Benjamin, 1969),

A. deShalit and H. Feshbach, *Theoretical Nuclear Physics* (New York: Wiley, 1974).

مبانی مکانیک کوانتومی

رفتار نوکلئونهای درون هسته، شباهتی به رفتار ذرات کلاسیک و برخورد گلوله‌های بیلیارد ندارد. خواص هسته را رفتار موجی نوکلئونها تعیین می‌کند، و تحلیل این رفتار مستلزم کاربرد تکنیکهای ریاضی مکانیک کوانتومی است.

با توجه به آزمایشهای مختلف پراکندگی، می‌دانیم نوکلئونها با انرژی جنبشی حدود 10 MeV در داخل هسته در حرکت‌اند. این انرژی در مقایسه با انرژی سکون نوکلئونها (که در حدود 1000 MeV است) اندک است، و بنابراین با اطمینان خاطر می‌توانیم از مکانیک کوانتومی ناسپینتی استفاده کنیم.

بحث کامل مکانیک کوانتومی، مستلزم یک کتاب درسی بزرگتر از این کتاب خواهد بود. در این فصل، بعضی از مهمترین مفاهیمی را که بعدها در این کتاب بدانها نیاز خواهیم داشت به‌طور خلاصه معرفی می‌کنیم. فرض ما در اینجا این است که دانشجوی خواننده این کتاب مفاهیم فیزیک جدید را آموخته است، و با برخی از آزمایشهایی که به کمک مفاهیم فیزیک کلاسیک قابل درک نیست آشنایی دارد. از جمله این آزمایشها می‌توان تابش گرمایی (جسم سیاه)، پراکندگی کامپتون، و اثر فوتوالکتریک را نام برد. در پایان، فهرستی از چند کتاب درسی فیزیک جدید را برای مرور آورده‌ایم. در این فهرست چند کتاب فیزیک کوانتومی پیشرفته نیز دیده می‌شود، که در آنها بحث کاملتری از مطالب خلاصه شده در این فصل را می‌توان یافت.

۱.۴ رفتار کوانتومی

مکانیک کوانتومی يك صورتبندی ریاضی است که به کمک آن می توان رفتار موجی ذرات را تعیین کرد. هیچ دلیل پیشینی (یا استقرایی) وجود ندارد که لزوم چنین رفتاری را نشان دهد، بلکه این استنباط از مقایسه خواص ذرات با رفتار کوانتومی نور حاصل شده است. پیش از سال ۱۹۰۰ نور را عموماً پدیده ای موجی می دانستند، اما کار تحقیقی پلانک در سال ۱۹۰۰ (در تحلیل تابش جسم سیاه) و اینشتین در سال ۱۹۰۵ (در تحلیل اثر فوتوالکتریک) ضرورت این امر را نشان داد که انتقال انرژی نور را نه به صورت جریانی آرام و پیوسته، چنانکه در مورد موج دیده می شود، بلکه به صورت بسته های متمرکزی از «کوانتومها» و یا «ذرات نور» باید در نظر گرفت.

قیاس بین ماده و نور را دو بروی در سال ۱۹۲۴، با توجه به کارهای قبلی اینشتین و کامپتون، شروع کرد. بحث دو بروی به این صورت مطرح شد که اگر نور که عموماً پدیده ای موجی تصور می شود خصوصیات ذره ای هم داشته باشد، چرا ماده هم که عموماً آن را متشکل از ذرات می دانیم نباید از خواص موجی برخوردار شود؟ در ادامه همین قیاس، دو بروی فرض کرد که به هر «ذره» ای که با تکانه p در حرکت است، «موجی» به طول موج $\lambda = h/p$ وابسته است که در آن h ثابت پلانک است. طول موجی را که به این ترتیب تعریف می شود، طول موج دو بروی می گویند. تأیید تجربی فرضیه دو بروی بزودی در سال ۱۹۲۷ در آزمایشهای تامسون و دیویسون - گرمر ظاهر شد. این پژوهشگران نشان دادند که الکترونها (که معمولاً به عنوان ذره تلقی می شوند) درست مثل موجهای با طول موج دو بروی پراشیده می شوند.

نظریه دو بروی اگرچه در این موارد موفق بود، ولی به چند دلیل ناقص و غیر قابل استفاده است. نخست اینکه، ما به ندرت به ذراتی با تکانه ثابت برخورد می کنیم: هنگامی که تکانه يك ذره در اثر اعمال نیروی خارجی تغییر می کند، طول موج آن هم باید تغییر کند، اما رابطه دو بروی فاقد توانایی لازم برای محاسبه رفتار دینامیکی امواج است. برای این منظور به يك نظریه ریاضی کاملتر نیاز داریم که در سال ۱۹۲۵ توسط شرودینگر عرضه شد، و ما آن را در بخش ۲ این فصل مرور می کنیم. ایراد دوم به نظریه دو بروی، مسئله اتکالی آن به مفاهیم و اصطلاحات کلاسیک است. رفتار «موجی» و «ذره ای» متقابلاً با هم در تناقض اند، اما در رابطه دو بروی از هر دو مفهوم ذره کلاسیک با تکانه کاملاً مشخص و موج کلاسیک با طول موج کاملاً مشخص استفاده شده است. ذره کلاسیک در فضا مکانی معین دارد. اما، بنا بر نظر دو بروی، اکنون می خواهیم این ذره جاگزیده را با موج خالصی نشان دهیم که در تمام فضا گسترده است و ابتدا و انتهای ندارد، یعنی «موضعی» برای آن نمی توان قائل شد.

حل این معضل، مستلزم این است که در قلمرو فیزیک کلاسیک از مفهوم کلاسیکی «ذره» دست بکشیم. اندازه يك ذره کلاسیکی در تمام آزمایشهایی که می توان انجام داد یکسان است، اما «اندازه» يك ذره کوانتومی بسته به آزمایشی که انجام می دهیم متفاوت

است. فیزیک کوانتومی ما را مجبور می‌کند که از واقعیت عینی مفهومی مسانند «اندازه» دست بکشیم، و به جای آن یک تعریف عملیاتی را که بستگی به آزمایش در دست اجرا دارد بنشانیم. از این رو، ذره‌ای مانند الکترون می‌تواند در یک آزمایش با یک اندازه معین و در آزمایشی دیگر با اندازه‌ای کاملاً متفاوت ظاهر شود. تنها از طریق همین ادغام سیستم مشاهده‌کننده و جسم تحت مشاهده است که در فیزیک کوانتومی می‌توانیم مشاهده و اندازه‌گیری را تعریف کنیم. بدین ترتیب، هر ذره را باید در ناحیه‌ای از فضا به ابعاد Δx جایگزیده تصور کرد. دستیابی به ذره در این ناحیه محتمل و در نواحی دیگر نامحتمل است. بعد Δx مربوط به ناحیه حضور الکترون را نوع آزمایشی که انجام می‌دهیم تعیین می‌کند: Δx ممکن است برابر با طول قطعه سیمی باشد که با استفاده از آن رسانش الکتریکی در جامدات تحت بررسی است، یا در مطالعه فیزیک اتمی برابر با قطر یک اتم منفرد باشد، و یا هنگامی که واپاشی بتا را بررسی می‌کنیم برابر با قطر هسته باشد. موج مشخصه ذره در ناحیه Δx دامنه‌ای بزرگ و در نواحی دیگر دامنه‌ای کوچک دارد. موج دوبروی منفردی که مؤلفه تکانه خاصی مانند p_x داشته باشد، در تمام نواحی فضا دامنه‌ای بزرگ خواهد داشت. بدین ترتیب، یک تکانه (باطول موج) خاص همیشه متناظر به ذره‌ای کاملاً جاننا گزیده (یا ذره‌ای با موضع نامشخص) است. برای آنکه ذره موضع فضایی مشخص داشته باشد، لازم است که طول موجهای دیگری را که متناظر به تکانه‌های دیگر p_x می‌شود بدان بیفزاییم تا از برهم‌نهی آنها موج برابندی به دست آید که در خارج از ناحیه Δx دامنه‌ای ناچیز داشته باشد. شناخت بیشتر Δx به قیمت شناخت کمتر p_x حاصل می‌شود. تلاش در محصور نگه داشتن ذره در ناحیه Δx دقت در اندازه‌گیری p_x را از بین می‌برد و گستره‌ای از مقادیر Δp_x به وجود می‌آورد. اگر بخواهیم به‌طور همزمان مقادیر x و p_x را تعیین کنیم، در هر یک از آنها به ترتیب به اندازه Δx و Δp_x عدم قطعیت خواهیم داشت که رابطه عدم قطعیت هایزنبرگ ارتباط بین آنها را نشان می‌دهد

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2} \quad (1.2)$$

برای مؤلفه‌های y و z هم روابط مشابهی وجود دارد. نماد \hbar که « h تیره» خوانده می‌شود، برابر است با $h/2\pi$ که در آن h ثابت پلانک است. واژه کلیدی در این بحث همان کلمه «همزمان» است. اگر بخواهیم از شناسایی همزمان تکانه ذره صرف‌نظر کنیم، در عمل می‌توانیم با هر عدم قطعیت کوچکی (مثلاً $\Delta x = 0$) مقدار x را اندازه‌گیری کنیم. البته پس از این اندازه‌گیری، اگر بخواهیم می‌توانیم به اندازه‌گیری دقیقی از مقدار جدید تکانه (حتی با $\Delta p_x = 0$) دست بزنیم، که این اندازه‌گیری به‌طور همزمان شناخت دقیق قبلی را درباره موضع ذره از بین خواهد برد.

ما ذره را به کمک مجموعه‌ای از امواج به نام «بسته‌موج» که گستره‌ای از تکانه‌های حول مقدار p_x را با عدم قطعیت Δp_x شامل می‌شود و فقط در ناحیه Δx حول x دامنه

معقول و بزرگ دارد، توصیف می‌کنیم. جایگزینی (یا موضع گیری) ذره در فضا در ناحیه‌ای است که با بسته‌موج آن مشخص می‌شود. بسته‌موج، تمام اطلاعات موجود در مورد ذره را به دست می‌دهد. هر وقت که اصطلاح «ذره» را به کار می‌بریم، منظورمان همان «بسته‌موج» است. هر چند که اغلب از الکترون‌ها و نوکلئون‌ها چنان حرف می‌زنیم که گویی وجود مستقلی دارند، ولی حقیقت این است که شناخت این ذرات به رابطه عدم قطعیت حاکم بر اطلاعات حاصل از بسته‌موجی که وضعیت مورد نظر را توصیف می‌کند، محدود می‌شود. این بحث عدم قطعیت درباره انواع دیگر اندازه‌گیری‌ها هم صادق است. در یک سیستم، رابطه بین انرژی E و بسامد موج دو بروی ν ، به صورت $E = h\nu$ است. برای تعیین دقیق E ، لازم است که مشاهده سیستم را در مدت زمانی بسیار طولانی Δt انجام دهیم تا بتوانیم ν را با دقت کافی به دست آوریم. رابطه عدم قطعیت در این حالت به صورت زیر است

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (2.2)$$

سومین رابطه عدم قطعیت، مربوط به تکانه زاویه‌ای است. در فیزیک کلاسیک می‌توانیم هر سه مؤلفه بردار تکانه زاویه‌ای \mathbf{I} را به صورت I_x ، I_y ، و I_z تعیین کنیم. در مکانیک کوانتومی، هنگامی که می‌خواهیم شناخت بهتری از یک مؤلفه به دست آوریم، این امر به بهای کم شدن اطلاعات ما از دو مؤلفه دیگر تمام می‌شود. فرض کنید که می‌خواهیم مؤلفه z تکانه زاویه‌ای را اندازه بگیریم، و فرض کنید که موضع تصویر \mathbf{I} را در صفحه xy با زاویه سمتی ϕ مشخص کرده‌ایم. در این صورت داریم

$$\Delta I_z \Delta \phi \geq \frac{\hbar}{2} \quad (3.2)$$

اگر I_z را به طور کاملاً دقیق بدانیم، دیگر درباره ϕ هیچ اطلاعی نخواهیم داشت. می‌توانیم \mathbf{I} را در حرکت تقدیمی یا دوران حول محور z در نظر بگیریم، به طوری که مقدار I_z ثابت باشد ولی مؤلفه‌های I_x و I_y تمام مقادیر ممکن را اختیار کنند، در این صورت ϕ کاملاً نامشخص خواهد شد.

۲.۲ اصول مکانیک کوانتومی

خصوصیات ریاضی مکانیک کوانتومی ناسبیتی از حل معادله شرودینگر به دست می‌آید. معادله مستقل از زمان و یک بعدی شرودینگر برای ذره‌ای به جرم m و با انرژی پتانسیل $V(x)$ به صورت زیر است

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + V(x)\psi(x) = E\psi(x) \quad (4.2)$$

که در آن $\psi(x)$ تابع موج شرودینگر است. تابع موج در واقع توصیف ریاضی بسته موج است. به طور کلی، این معادله فقط به ازای مقادیر معینی از انرژی E قابل حل است. این مقادیر که معمولاً از کاربرد شرایط مرزی برای تابع $\psi(x)$ حاصل می‌شوند، ویژه-مقادیرهای انرژی نامیده می‌شوند. جواب کامل معادله، با در نظر گرفتن وابستگی زمانی، به صورت زیر است

$$\Psi(x, t) = \psi(x)e^{-i\omega t} \quad (5.2)$$

که در آن $\omega = E/\hbar$ است.

یکی از شرایط مهمی که برای تابع موج ψ در نظر می‌گیرند، این است که ψ و مشتق اول آن $d\psi/dx$ باید روی هر مرزی پیوسته بمانند. در واقع، در مورد امواج کلاسیک نیز همین شرط برقرار است. در هر جایی که مرزی بین دو محیط وجود داشته باشد، مثلاً در $x = a$ ، باید روابط زیر برقرار شوند

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} [\psi(a+\epsilon) - \psi(a-\epsilon)] = 0 \quad (6.2 \text{ الف})$$

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left[\left(\frac{d\psi}{dx} \right)_{x=a+\epsilon} - \left(\frac{d\psi}{dx} \right)_{x=a-\epsilon} \right] = 0 \quad (6.2 \text{ ب})$$

در حالت خاصی که تابع انرژی پتانسیل $V(x)$ ناپیوستگی (یا انفصال) بینهایت داشته باشد، احتراز از شرط (6.2 ب) مجاز است. اما، شرط (6.2 الف) همیشه باید برقرار شود. شرط دیگری که از تعبیر چگالی احتمال ناشی می‌شود و ذیلاً به شرح آن می‌پردازیم، این است که تابع ψ باید متناهی بماند. هر جوابی از معادله شرودینگر که در آن ψ نامتناهی شود باید کنار گذاشته شود.

با شناخت تابع موج $\Psi(x, t)$ برای یک سیستم، می‌توانیم بسیاری از خواص سیستم را محاسبه کنیم. برای نمونه، احتمال حضور ذره (یا بسته موج) در فاصله بین x و $x+dx$ عبارت است از

$$P(x) dx = \Psi^*(x, t)\Psi(x, t) dx \quad (7.2)$$

که در آن Ψ^* مزدوج مختلط Ψ است. کمیت $\Psi^*\Psi$ را چگالی احتمال می‌نامند. احتمال حضور ذره در محدوده بین x_1 و x_2 از حاصل جمع یا انتگرال همه این احتمالهای بینهایت کوچک به دست می‌آید

$$P = \int_{x_1}^{x_2} \Psi^*\Psi dx \quad (8.2)$$

احتمال کل حضور ذره باید برابر ۱ شود

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^* \Psi dx = 1 \quad (۹.۲)$$

این شرط را شرط بهنجاری می گویند، که در عمل وسیله ای برای تعیین ضرایب ثابت در تابع موج Ψ است. هر تابع موج فیزیکی را باید به طریقی مقتضی بهنجار کرد.

در این سیستم کوانتوم - مکانیکی، مقدار هر تابعی از x مانند $f(x)$ را می توان بدشرح زیر تعیین کرد. مقادیر اندازه گرفتنی $f(x)$ به کمک چگالی احتمال به دست می آید، و مقدار میانگین $f(x)$ با تعیین سهم هر تابع در مقدار میانگین محاسبه می شود

$$\langle f \rangle = \int \Psi^* f \Psi dx \quad (۱۰.۲)$$

مقادیر میانگینی را که بدین طریق محاسبه می شوند، مقادیر انتظاری کوانتوم - مکانیکی می گویند.

در تعبیر این مقادیر انتظاری باید کمی مواظب باشیم و سنجیده عمل کنیم. مکانیک کوانتومی با نتایج آماری سروکار دارد، و بسیاری از محاسبات ما در واقع میانگینهای آماری هستند. اگر تعداد زیادی سیستم یکسان در اختیار داشته باشیم و $f(x)$ را برای هر یک از آنها اندازه گیری کنیم، مقدار میانگین این اندازه گیریها همان $\langle f \rangle$ خواهد شد. یکی از جنبه های ناخوشایند نظریه کوانتومی، ناتوانی آن در پیش بینی قطعی نتیجه یک آزمایش است؛ تمام آنچه در این نظریه می توانیم پیش بینی کنیم این است که میانگین آماری تعداد زیادی از اندازه گیریها را به دست آوریم.

اغلب لازم می شود که مقدار میانگین کمیتهایی را تعیین کنیم که تابع ساده ای از x نیستند. برای نمونه، چگونه می توان مقدار $\langle p_x \rangle$ را محاسبه کرد؟ چون p_x تابعی از x نیست، ما نمی توانیم معادله (۱۰.۲) را در محاسبه آن به کار ببریم. حل این مشکل به کمک ریاضیات نظریه کوانتومی میسر می شود. در این روش ریاضی، متناظر با هر متغیر کلاسیکی یک عملگر کوانتوم مکانیکی وجود دارد. عملگر ریاضی، در واقع، نمادی است که ما را به اجرای یک عمل ریاضی نظیر \exp یا \sin یا d/dx رهبری می کند. بنا بر قرارداد، می پذیریم که عملگر فقط روی متغیر یا تابعی عمل می کند که بلافاصله در سمت راست آن قرار دارد. البته وقتی که توابع را دسته بندی می کنیم و درون پرانتز می آوریم، مشخصاً می خواهیم که عملگر روی همه آنها عمل کند. این قرارداد بدان معنی است که یادآوری شکل معادله (۱۰.۲) اهمیت زیادی دارد: در اینجا، عملگر f بیسن تابعهای Ψ^* و Ψ «ساندویچ شده است» و فقط روی تابع Ψ عمل می کند. از میان عملگرهای مکانیک کوانتومی، عملگر تکانه $p_x = -i\hbar \partial/\partial x$ و عملگر انرژی $E = i\hbar \partial/\partial t$ بیشتر از بقیه کاربرد دارند. توجه کنید که نخستین قسمت اولین جمله در سمت چپ معادله شرودینگر (۴.۲) فقط $p_x^2/2m$ است که می توان آن را عملگر انرژی جنبشی در نظر گرفت. همچنین به این نکته توجه کنید که از تأثیر عملگر E بر $\Psi(x, t)$ در معادله (۵.۲)، حاصل ضرب عدد E در $\Psi(x, t)$ به دست می آید.

اکنون می‌توانیم مقدار انتظاری مؤلفه x تکانه را به صورت زیر به دست آوریم

$$\begin{aligned}\langle p_x \rangle &= \int \Psi^* \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \Psi dx \\ &= -i\hbar \int \Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} dx\end{aligned}\quad (11.2)$$

یکی از ویژگیهای بسیار مهم محاسبات بالا این است که وقتی مزدوج مختلط Ψ را از معادله (۵.۲) به دست می‌آوریم، عامل وابسته به زمان به صورت $e^{+i\omega t}$ درمی‌آید، و بدین سان وابستگی زمانی از تمامی معادلات (۷.۲) تا (۱۱.۲) حذف می‌شود. هیچیک از خواص قابل مشاهده سیستم وابستگی زمانی ندارد. این شرایط را به دلایلی آشکار حالتها می‌مانند. سیستمی که در حالت مانا باشد، برای تمام زمانها در همان حالت می‌ماند و تمام متغیرهای دینامیکی آن ثابتهای حرکت به شمار می‌روند. البته چنین حالتی جنبه ایده‌آلی و تخیلی دارد، زیرا هیچ سیستمی برای همیشه باقی نمی‌ماند. اما بسیاری از سیستمها را می‌توان در حالتهایی در نظر گرفت که تقریباً مانا هستند. از همین نظر است که می‌توانیم از گذار اتم از یک حالت برانگیخته «مانا» به حالت «مانا» دیگر سخن بگوییم.

همراه با هر تابع موج Ψ مفهوم چگالی جریان ذره را به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$j = \frac{\hbar}{2mi} \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial x} \right) \quad (12.2)$$

این کمیت با مفهوم جریان الکتریکی قابل مقایسه است، که با استفاده از آن تعداد ذرات گذرنده از هر نقطه x در هر ثانیه مشخص می‌شود.

شکل معادله شروودینگر در حالت سه بعدی، بستگی به دستگاه مختصاتی دارد که برای بررسی مسئله انتخاب می‌شود. در دستگاه مختصات دکارتی، انرژی پتانسیل تابعی از (x, y, z) است و معادله شروودینگر چنین می‌شود

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + V(x, y, z) \psi(x, y, z) = E \psi(x, y, z) \quad (13.2)$$

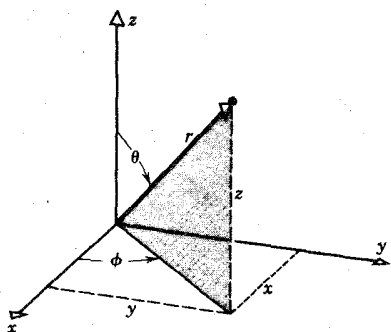
جواب کامل وابسته به زمان در این حالت به صورت زیر است

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-i\omega t} \quad (14.2)$$

چگالی احتمال $\Psi^* \Psi$ در این مورد هم احتمال وجود در واحد حجم را به دست می‌دهد. احتمال حضور ذره در جزء حجم $dv = dx dy dz$ در نقطه (x, y, z) عبارت است از

$$P dv = \Psi^* \Psi dv \quad (15.2)$$

برای تعیین احتمال وجود کل در حجم V باید به کمک انتگرال سه گانه روی متغیرهای



شکل ۱۰۲ دستگاه مختصات قطبی کروی و ارتباط آن با دستگاه دکارتی.

x, y, z و انتگرال گیری کرد. همه آن خواصی را که در بالا برای سیستم يك بعدی بیان کردیم، به آسانی می توان برای سیستم سه بعدی تعمیم داد. چون هسته ها تقریباً کروی شکل اند، دستگاه مختصات دکارتی مناسب ترین دستگاه برای بررسی آنها نیست. به جای مختصات دکارتی، بهتر است از دستگاه مختصات قطبی کروی مطابق شکل ۱۰۲ استفاده کنیم. معادله شرودینگر در این دستگاه به صورت زیر نوشته می شود

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} \right] + V(r, \theta, \phi) \psi(r, \theta, \phi) = E \psi(r, \theta, \phi) \quad (16.2)$$

تمام مطالب قبلی در این مورد هم صادق است. جزء حجم در این حالت به صورت زیر درمی آید

$$dv = r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi \quad (17.2)$$

کاربرد اصول فوق الذکر را در دو بخش بعدی تشریح خواهیم کرد. نخست مسائل ساده يك بعدی ریاضی را بررسی می کنیم، سپس مسائل فیزیکی تر سه بعدی را مورد توجه قرار می دهیم.

۳.۲ مسائل يك بعدی

ذره آزاد

در این حالت هیچ نیرویی بر ذره اثر نمی کند، و انرژی پتانسیل را در تمام نقاط برابر $V(x) = 0$ در نظر می گیریم. بنا بر این، معادله (۴.۲) به صورت زیر بازنویسی می شود

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -\frac{2mE}{\hbar^2} \psi \quad (18.2)$$

جواب این معادله دیفرانسیل را می‌توان چنین نوشت

$$\psi(x) = A' \sin kx + B' \cos kx \quad (19.2)$$

شکل معادل این جواب به‌صورت زیر است

$$\psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx} \quad (20.2)$$

که در آن $k^2 = 2mE/\hbar^2$ است و A و B (یا A' و B') مقادیر ثابت‌اند. تابع موج وابسته به‌زمان چنین می‌شود

$$\Psi(x, t) = Ae^{i(kx - \omega t)} + Be^{-i(kx + \omega t)} \quad (21.2)$$

جمله اول این جواب نمایشگر موجی است که در جهت مثبت x در حرکت است، و جمله دوم موج متحرکی را در جهت منفی x نشان می‌دهد. شدت هر یک از این موجها از مربع دامنه‌هایشان، $|A|^2$ و $|B|^2$ ، به‌دست می‌آید. چون هیچ شرط مرزی وجود ندارد، هیچ محدودیتی در انرژی ذره E نیست، یعنی تمام مقادیر E در جوابهای معادله صدق می‌کنند. شرط بهنجارش (۹.۲) هم در این مورد قابل استفاده نیست، زیرا انتگرالهای \sin^2 یا \cos^2 در گستره از $x = -\infty$ تا $x = +\infty$ همگرا نیستند. به‌جای استفاده از شرط (۹.۲)، در این گونه موارد که پتانسیل ثابت است، از شرایط بهنجارش دیگری بهره‌گیری می‌کنیم. فرض کنید چشمه‌ای مانند یک شتابدهنده که در $x = -\infty$ قرار دارد، در هر ثانیه به‌تعداد I ذره با تکانه $p = \hbar k$ در جهت مثبت x گسیل می‌کند. چون ذرات در جهت مثبت x در حرکت‌اند، می‌توانیم B را برابر صفر بگیریم. یعنی، شدت موج مربوط به ذراتی که در جهت منفی x حرکت می‌کنند باید برابر صفر شود تا هیچ ذره‌ای در آن جهت در حرکت نباشد. بنابراین، طبق معادله (۱۲.۲)، جریان ذرات به‌صورت زیر درمی‌آید

$$j = \frac{\hbar k}{m} |A|^2 \quad (22.2)$$

که باید با شدت جریان I ذره در ثانیه که از چشمه گسیل می‌شود برابر باشد. بدین ترتیب، خواهیم داشت $A = \sqrt{mI/\hbar k}$.

پتانسیل پله‌ای $E > V_0$

در این حالت پتانسیل به‌صورت زیر است

$$\begin{aligned} V(x) &= 0 & x < 0 \\ &= V_0 & x > 0 \end{aligned} \quad (23.2)$$

که در آن $V_0 > 0$ است. در اینجا بخش $x < 0$ را ناحیه ۱ و بخش $x > 0$ را ناحیه ۲ نامگذاری می‌کنیم. در این صورت در ناحیه ۱، معادله شرودینگر به همان شکل معادله (۱۸.۲) است و جوابهای ψ_1 از معادله (۲۰.۲) به دست می‌آید که در آن $k = k_1 = \sqrt{2mE}/\hbar$ می‌شود. در ناحیه ۲، معادله شرودینگر چنین می‌شود

$$\frac{d^2\psi_2}{dx^2} = -\frac{2m(E-V_0)}{\hbar^2}\psi_2 \quad (24.2)$$

چون $E > V_0$ است، جواب این معادله را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$\psi_2 = Ce^{ik_2x} + De^{-ik_2x} \quad (25.2)$$

که در آن $k_2 = \sqrt{2m(E-V_0)}/\hbar$ است. با توجه به شرایط مرزی در $x=0$ ، از معادله (۶.۲ الف) به دست می‌آید

$$A+B=C+D \quad (26.2 \text{ الف})$$

و از معادله (۶.۲ ب) هم حاصل می‌شود

$$k_1(A-B) = k_2(C-D) \quad (26.2 \text{ ب})$$

فرض کنید که ذرات از چشمه‌ای مستقر در $x = -\infty$ به طرف پله تابیده می‌شوند. در این صورت، جمله A در ψ_1 نمایشگر موج تابشی (یسا فرودی) و جمله B در ψ_1 نمایشگر موج بازتابیده است (موج تابشی موجی است که در ناحیه $x < 0$ به طرف پله در $x = 0$ حرکت می‌کند، در حالی که موج بازتابیده در همین ناحیه به طرف $x = -\infty$ در حرکت است). جمله C در ψ_2 نمایشگر موج عبوری است (یعنی موجی که از $x = 0$ وارد ناحیه $x > 0$ می‌شود). جمله D در این مسئله نمی‌تواند جایی داشته باشد، زیرا هیچ راهی وجود ندارد که از طریق آن موج ناحیه ۲ به طرف مبدأ حرکت کند، و بنابراین با قراردادن $D=0$ آن را از بین می‌بریم. از حل معادلات (۶.۲ الف و ب) خواهیم داشت

$$B = A \frac{1 - k_2/k_1}{1 + k_2/k_1} \quad (27.2)$$

$$C = A \frac{2}{1 + k_2/k_1} \quad (28.2)$$

ضریب بازتاب R را به صورت نسبت جریان موج بازتابیده به جریان تابشی تعریف می‌کنیم

$$R = \frac{J_{\text{بازتابشی}}}{J_{\text{تابشی}}} \quad (29.2)$$

با استفاده از معادله (۲۲.۲) خواهیم داشت

$$R = \frac{|B|^2}{|A|^2} = \left(\frac{1 - k_2/k_1}{1 + k_2/k_1} \right)^2 \quad (30.2)$$

به همین ترتیب، ضریب عبور T به صورت نسبت جریان عبوری به جریان تابشی تعریف می‌شود

$$T = \frac{j_{\text{عبور}}}{j_{\text{تابش}}} \quad (31.2)$$

که در نتیجه داریم

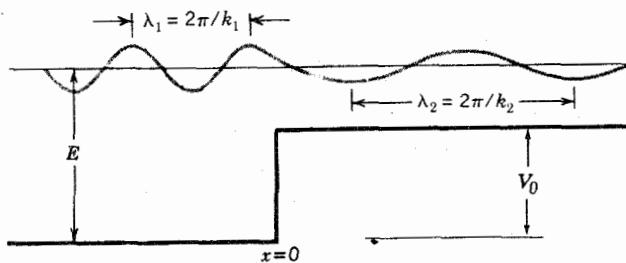
$$T = \frac{k_2 |C|^2}{k_1 |A|^2} = \frac{4k_2/k_1}{(1 + k_2/k_1)^2} \quad (32.2)$$

توجه کنید، همچنانکه انتظار می‌رود، خواهیم داشت $R + T = 1$. نتایج حاصل از این مسئله را در شکل ۲.۲ نشان داده‌ایم.

این مسئله، نمونه ساده‌ای از مسئله پراکندگی است. در فصل ۴، چگونگی تعمیم این مفاهیم را به حالت‌های سه بعدی نشان می‌دهیم و آن‌را در مسائل پراکندگی نوکلئون - نوکلئون به کار می‌بریم.

پتانسیل پله‌ای $E < V_0$

در این حالت، پتانسیل همچنان به صورت معادله (۲۳.۲) است، و حل مسئله در ناحیه ۱ ($x < 0$) نیز همانند محاسبات قبلی است. اما در ناحیه ۲، معادله شرودینگر چنین می‌شود



شکل ۲.۲ تابع موج یک ذره با انرژی E در رویارویی با پله‌ای به ارتفاع V_0 که در آن $E > V_0$ است. هنگامی که ذره از پله عبور می‌کند، طول موج دوبروی از λ_1 به λ_2 تغییر می‌کند، ولی ψ و $d\psi/dx$ هر دو در $x = 0$ پیوسته‌اند.

$$\frac{d^2\psi_\gamma}{dx^2} = \frac{2m}{\hbar^2}(V_0 - E)\psi_\gamma \quad (۳۳.۲)$$

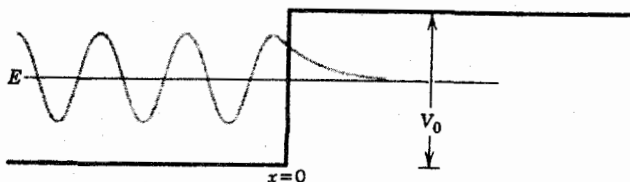
جواب این معادله به صورت زیر است

$$\psi_\gamma = Ce^{k_\gamma x} + De^{-k_\gamma x} \quad (۳۴.۲)$$

که در آن $k_\gamma = \sqrt{2m(V_0 - E)}/\hbar$ است. توجه کنید که برای حالت‌هایی که پتانسیل ثابت داشته باشند، جوابها یا به صورت نوسانی نظیر معادلات (۱۹.۲ و ۲۰) هستند که در شرایط $E > V_0$ حاصل می‌شوند، یا به صورت نمایی نظیر معادله (۳۴.۲) که در شرایط $E < V_0$ به دست می‌آیند. جوابهای معادله شرودینگر، اگرچه در پتانسیلهای غیر ثابت $V(x)$ صورتهای متفاوتی پیدا می‌کنند، ولی رفتار عمومی‌شان تغییر نمی‌کند. یعنی، هنگامی که $E > V(x)$ باشد جواب همیشه نوسانی است (هرچند که لازم نیست حتماً نوسان آن از نوع سینوسی باشد)، و هنگامی که $E < V(x)$ باشد جواب همیشه نمایی است. لازم است که جواب (۳۴.۲) برای سراسر ناحیه $x > 0$ صادق باشد. چون جمله اول به ازای $x \rightarrow \infty$ به سوی بینهایت میل می‌کند، شرط متناهی بودن تابع موج موجب می‌شود که $C = 0$ باشد. جمله D در تابع ψ_γ ، یکی از تفاوت‌های مهم بین فیزیک کلاسیک و کوانتومی را نشان می‌دهد: این جمله نشانگر نفوذ تابع موج به ناحیه‌ای است که از دیدگاه کلاسیک ممنوع‌الورود است. تمام ذرات (کلاسیک) در مرز ناحیه ممنوع بازتابیده می‌شوند و به ناحیه قبلی باز می‌گردند، ولی بسته‌موج کوانتوم مکانیکی می‌تواند با نفوذ از مرز تا حدودی در ناحیه ممنوع پیشروی کند. ذره کلاسیک در این ناحیه هرگز به‌طور مستقیم قابل مشاهده نیست، زیرا به دلیل $E < V_0$ در ناحیه ۲ انرژی جنبشی آن باید منفی شود. وضعیت این مسئله را در شکل ۳.۲ نشان داده‌ایم.

سد پتانسیل $E > V_0$

در این مسئله، تابع پتانسیل چنین تعریف می‌شود



شکل ۳.۲ تابع موج یک ذره با انرژی E در رویارویی با پله‌ای به ارتفاع V_0 که در آن $E < V_0$ است. تابع موج در ناحیه‌ای که از نظر کلاسیک ممنوع است به‌طور نمایی کاهش می‌یابد، و انرژی جنبشی کلاسیک در این ناحیه منفی می‌شود. در مرز $x = 0$ ، توابع ψ و $d\psi/dx$ پیوسته‌اند.

$$\begin{aligned}
 V(x) &= 0 & x < 0 \\
 &= V_0 & 0 \leq x \leq a \\
 &= 0 & x > a
 \end{aligned} \tag{۳۵.۲}$$

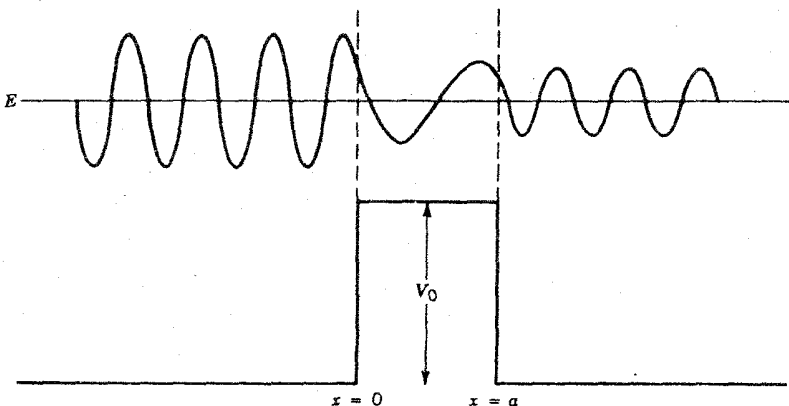
جوابهای معادله شرودینگر در این نواحی ۱، ۲، و ۳ عبارت اند از

$$\begin{aligned}
 \psi_1 &= Ae^{ik_1x} + Be^{-ik_1x} \\
 \psi_2 &= Ce^{ik_2x} + De^{-ik_2x} \\
 \psi_3 &= Fe^{ik_3x} + Ge^{-ik_3x}
 \end{aligned} \tag{۳۶.۲}$$

که در آنها $k_2 = \sqrt{2m(E - V_0)}/\hbar$ و $k_1 = k_3 = \sqrt{2mE}/\hbar$ است. با استفاده از شرایط پیوستگی در $x=0$ و $x=a$ و این فرض که ذرات از $x = -\infty$ گسیل می شوند (یعنی G را می توان برابر صفر گرفت)، پس از انجام محاسبات جبری، ضریب عبور $T = |F|^2/|A|^2$ را می توان چنین به دست آورد

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \frac{V_0^2}{E(E - V_0)} \sin^2 k_2 a} \tag{۳۷.۲}$$

این پاسخ را در شکل ۴.۲ نشان داده ایم.



شکل ۴.۲ تابع موج یک ذره با انرژی $E > V_0$ در رویارویی با سد پتانسیل. ذره از طرف چپ تابیده می شود. موج در هر دو مرز بازتاب دارد، و دامنه آن پس از عبور از سد کوچکتر خواهد شد.

سد پتانسیل $E < V_0$

در این حالت، جوابهای ψ_1 و ψ_2 به همان صورت قبلی هستند، ولی ψ_3 چنین می شود

$$\psi_3 = Ce^{k_2 x} + De^{-k_2 x} \quad (38.2)$$

که در اینجا $k_2 = \sqrt{2m(V_0 - E)/\hbar^2}$ است. چون ناحیه ۲ به داخل مرزهای $x = 0$ و $x = a$ محدود می شود، مسئله بینهایت شدن جواب نمایی مطرح نخواهد شد، و در نتیجه نمی توان C یا D را برابر صفر گرفت.

در اینجا هم با به کار بردن شرایط مرزی در $x = 0$ و $x = a$ می توان ضریب عبور را به صورت زیر به دست آورد

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \frac{V_0^2}{E(V_0 - E)} \sinh^2 k_2 a} \quad (39.2)$$

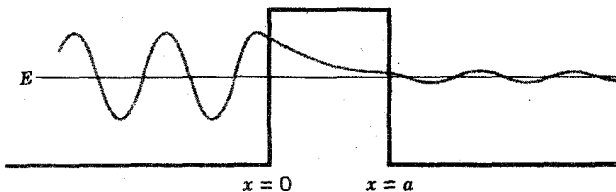
از دیدگاه کلاسیک انتظار داریم که $T = 0$ شود، یعنی ذره نمی تواند به ناحیه ممنوع که در آنجا انرژی جنبشی اش منفی خواهد شد وارد شود. موج کوانتومی می تواند در سد نفوذ کند، زیرا احتمال حضور ذره در آن سوی سد برابر یک مقدار غیر صفر به دست می آوریم. جواب این مسئله را در شکل ۵.۲ نشان داده ایم.

این پدیده نفوذ از سد یا تونل زنی کوانتوم مکانیکی کاربردهای مهمی در فیزیک هسته ای، ویژه در نظریه واپاشی آلفا، دارد که در فصل ۸ از آن بحث خواهیم کرد.

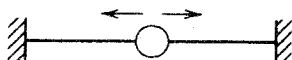
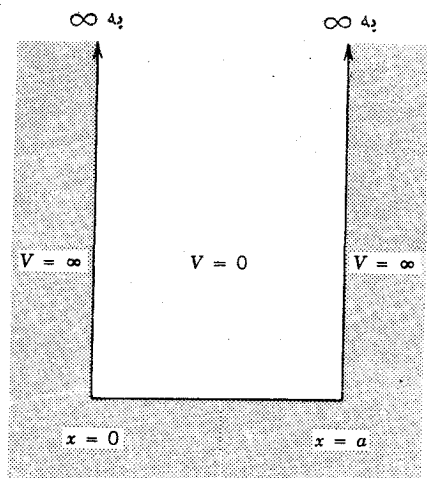
چاه پتانسیل نامتناهی

پتانسیل در این مورد (مطابق شکل ۵.۲) به صورت زیر تعریف می شود

$$V(x) = \begin{cases} \infty & x < 0, x > a \\ = 0 & 0 \leq x \leq a \end{cases} \quad (40.2)$$



شکل ۵.۲ تابع موج يك ذره با انرژی $E < V_0$ در رویارویی با سد پتانسیل. ذره از طرف چپ تابیده می شود. طول موج در دو طرف سد یکسان است، اما دامنه موج پس از عبور از سد خیلی از دامنه اولیه کمتر می شود. ذره را هرگز نمی توان در داخل سد (که در آن انرژی جنبشی اش منفی خواهد شد) مشاهده کرد، اما این ذره در آن سوی سد قابل مشاهده است.



شکل ۶.۲ ذره در ناحیه‌ی یک بعدی $0 \leq x \leq a$ آزادانه در حرکت است، اما هرگز راهی به نواحی $x < 0$ و $x > a$ ندارد. نمونه‌ی فیزیکی ساده‌ی این مسئله، مهره‌ای است که روی یک سیم بدون اصطکاک می‌لغزد و با برخورد الاستیک از دیوارهای دوطرف سیم برمی‌گردد.

این بدان معنی است که ذره در فاصله‌ی بین $x=0$ و $x=a$ به دام افتاده است. دیوارها در مرز $x=0$ و $x=a$ مطلقاً غیر قابل نفوذند. از این رو ذره را هرگز نمی‌توان در خارج از چاه یافت، و در نواحی $x < 0$ و $x > a$ داریم $\psi = 0$. معادله‌ی شرودینگر در داخل چاه به صورت معادله‌ی (۱۸.۲) است که جواب آن را به صورت معادله‌ی (۱۹.۲) در نظر می‌گیریم

$$\psi = A \sin kx + B \cos kx \quad (۴۱.۲)$$

بنابر شرط پیوستگی ψ در $x=0$ داریم $\psi(0) = 0$ که لازمه‌ی آن $B = 0$ است. در $x=a$ ، شرط پیوستگی ψ به صورت زیر در می‌آید

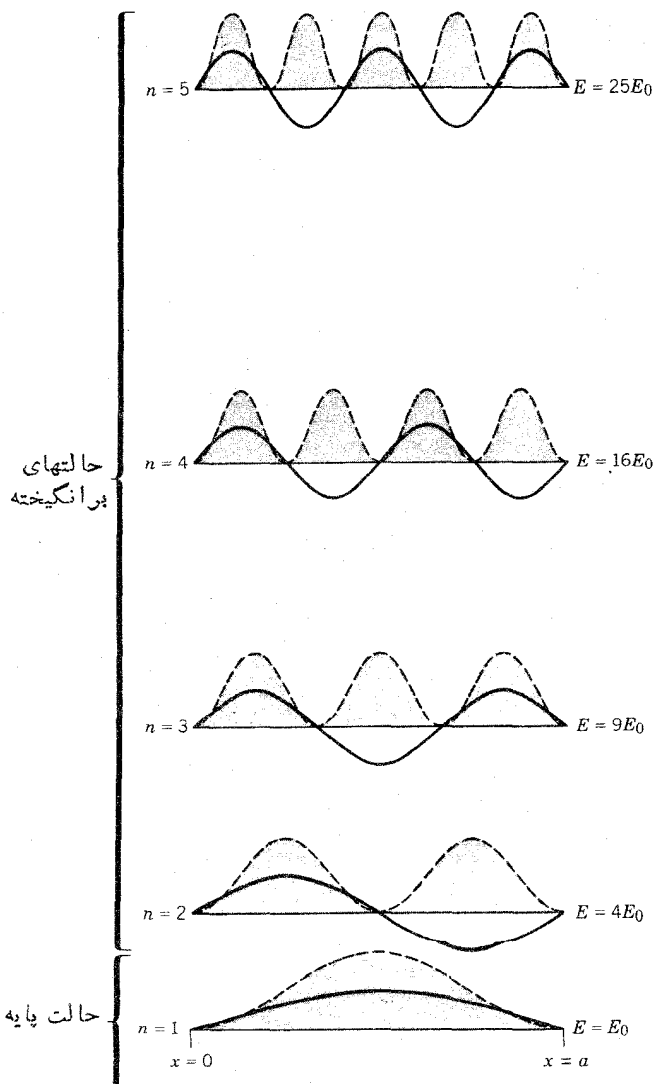
$$A \sin ka = 0 \quad (۴۲.۲)$$

جواب $A = 0$ در این معادله قابل قبول نیست، زیرا در آن صورت در تمام نقاط $\psi = 0$ می‌شود. پس باید $\sin ka = 0$ شود که در نتیجه خواهیم داشت

$$ka = n\pi \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (۴۳.۲)$$

$$E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2} n^2 \quad (۴۴.۲)$$

در این حالت انرژی کوانتیده است، یعنی فقط مقادیر معینی از انرژی مجاز (یا قابل قبول) است. طیف انرژی این مسئله در شکل ۷.۲ نشان داده شده است. این حالتها را که در آنها



شکل ۷.۲ ترازهای مجاز انرژی در چاه مربعی نامتناهی یک بعدی. تابع موج هر تراز را با منحنی پیوسته (خط پرنگ) نشان داده ایم. منحنی خط چین، چگالی احتمالی هر تراز را نشان می دهد. انرژی E_0 برابر است با $\frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2}$.

ذره تحت تأثیر پتانسیل در ناحیه مشخصی از فضا محصور می‌شود، حالت‌های مقید می‌نامند. تابع موج‌های متناظر به حالت‌های انرژی پیشگفته به صورت زیر به دست می‌آید

$$\psi_n = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{n\pi x}{a} \quad (۴۵.۲)$$

که در آن مقدار ثابت A با استفاده از معادله (۹.۲) محاسبه شده است. چگالی احتمال $|\psi|^2$ را برای چند حالت پایین در شکل ۷.۲ نشان داده‌ایم.

چاه پتانسیل متناهی

در این حالت، عمق چاه پتانسیل را در فاصله بین $+a/2$ و $-a/2$ برابر V_0 می‌گیریم

$$V(x) = V_0 \quad |x| > \frac{a}{2} \quad (۴۶.۲)$$

$$= 0 \quad |x| < \frac{a}{2}$$

حال می‌خواهیم جواب‌های حالت مقید را، وقتی که $E < V_0$ است، پیدا کنیم. جواب‌های نواحی مختلف را به صورت زیر در نظر می‌گیریم

$$\psi_1 = Ae^{k_1 x} + Be^{-k_1 x} \quad x < -\frac{a}{2}$$

$$\psi_2 = Ce^{ik_2 x} + De^{-ik_2 x} \quad -\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2} \quad (۴۷.۲)$$

$$\psi_3 = Fe^{k_1 x} + Ge^{-k_1 x} \quad x > \frac{a}{2}$$

که در آن‌ها $k_1 = \sqrt{2m(E - V_0)/\hbar^2}$ و $k_2 = \sqrt{2mE/\hbar^2}$ است. برای آنکه تابع موج در ناحیه ۱ به ازای $x \rightarrow -\infty$ متناهی بماند، لازم است که $B = 0$ شود؛ و برای اینکه در ناحیه ۳ به ازای $x \rightarrow +\infty$ این تابع متناهی بماند، باید $F = 0$ شود. با استفاده از شرایط پیوستگی در $x = -a/2$ و $x = +a/2$ خواهیم داشت

$$k_2 \tan \frac{k_2 a}{2} = k_1 \quad (الف) \quad (۴۸.۲)$$

یا

$$-k_2 \cot \frac{k_2 a}{2} = k_1 \quad (ب) \quad (۴۸.۲)$$

این معادلات غیر جبری را به طور مستقیم نمی توان حل کرد، بلکه باید حل آنها را به صورت ترسیمی یا با استفاده از کامپیوتر از طریق عددی به دست آورد. اگر معادلات (۴۸.۲) را به صورت زیر در آوریم، راه حل ترسیمی آسانتر است

$$\alpha \tan \alpha = (P^2 - \alpha^2)^{1/2} \quad (۴۹.۲ \text{ الف})$$

$$-\alpha \cot \alpha = (P^2 - \alpha^2)^{1/2} \quad (۴۹.۲ \text{ ب})$$

که در آنها $\alpha = k_0 a / 2$ و $P = (mV_0 a^2 / 2 \hbar^2)^{1/2}$ است. عبارت سمت راست این معادلات دایره ای به شعاع P است، در حالی که سمت چپ آنها تابعی تنازانت گونه است که چندین شاخه جدا از هم دارد. چنانکه در شکل ۸.۲ دیده می شود، جوابهای مسئله از محل برخورد دایره با تابع تنازانتی تعیین می شود. بنابراین، تعداد جوابها را شعاع P و در نتیجه عمق V_0 چاه تعیین می کند. به وجه تمایز این مسئله با مسئله چاه نامتناهی، که تعداد حالتهاى مقید در آن بینهایت می شد، توجه کنید. برای نمونه، وقتی که $P < \pi/2$ باشد، این مسئله فقط یک حالت مقید دارد. هنگامی $\pi < P < 3\pi/2$ باشد، دو حالت مقید خواهیم داشت. برعکس اگر در بررسی سیستمی از این نوع فقط یک حالت مقید بیابیم، می توانیم حداکثر عمق چاه مورد نظر را استنباط کنیم. چنانکه در فصل ۴ خواهیم دید، با استفاده از همین تکنیک، عمق پتانسیل هسته ای دوترون را بر آورد می کنیم. زیرا، دوترون که ساده ترین سیستم دونوکلونی است، فقط یک حالت مقید دارد.

نوسانگر هماهنگ ساده

هر تابع پتانسیل نسبتاً خوش رفتاری را می توان بر حسب سری تایلور، حول نقطه x_0 ، به صورت زیر بسط داد

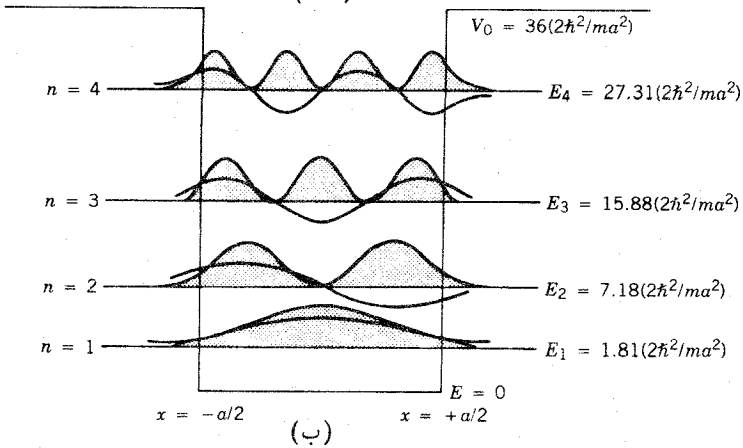
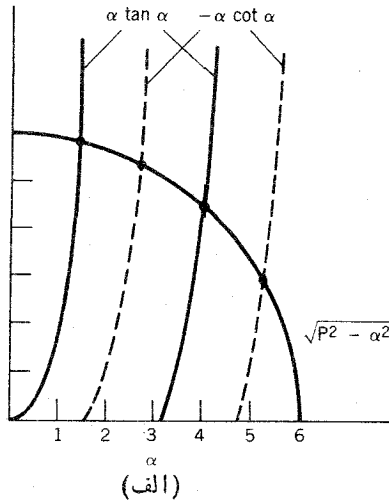
$$V(x) = V(x_0) + \left(\frac{dV}{dx}\right)_{x=x_0} (x-x_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2V}{dx^2}\right)_{x=x_0} (x-x_0)^2 + \dots \quad (۵۰.۲)$$

اگر x_0 در کمینه پتانسیل در نظر گرفته شود، جمله دوم سری ناپدید می شود، و چون جمله اول فقط یک مقدار ثابت انرژی است، جمله سوم جمله غالب توجهی خواهد بود. بنابراین سیستم در تقریب اول، در نزدیکی پتانسیل کمینه، رفتاری همانند یک نوسانگر هماهنگ ساده خواهد داشت که پتانسیل آن به صورت $(1/2)k(x-x_0)^2$ است. بدین ترتیب، مطالعه نوسانگر هماهنگ ساده برای شناسایی یک دسته از سیستمها مقید خواهد بود.

انرژی پتانسیل سیستم مورد نظر را، برای تمام مقادیر x ، به صورت زیر اختیار

می کنیم

$$V(x) = \frac{1}{2} kx^2 \quad (۵۱.۲)$$



شکل ۸.۴ (الف) حل ترسیمی معادلات (۴۹.۲) الف و ب. برای نمونه وقتی که $P=6$ باشد، چهار جواب به صورت $\alpha = 1.1345, 2.4679, 3.9885, 5.0226$ به دست می آید. (ب) منحنیهای تابع موج و چکالی احتمال برای این چهار حالت. (بسا نتایج شکل ۷.۲ برای چاه نامتناهی مقایسه شود.)

معادله شرودینگر این سیستم به صورت $\psi(x) = h(x)e^{-\alpha^2 x^2/2}$ قابل حل است $(\alpha^2 = \sqrt{km}/\hbar)$. تابع $h(x)$ یک چندجمله‌ای ساده بر حسب x است. درجه این چندجمله‌ای (یا بزرگترین توان x) را عدد کوانتومی n که مشخصه حالت‌های انرژی است تعیین می کند، و این حالتها خود از حل معادله شرودینگر به دست می آیند

$$E_n = \hbar\omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (52.2)$$

که در آن $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ بسامد زاویه‌ای کلاسیک نوسانگر است. چند تابع موج این سیستم را در جدول ۱۰۲، و ترازهای انرژی و همچنین چگالی احتمالی آنها را در شکل ۹۰۲ نشان داده‌ایم. توجه کنید که چگالی احتمالی با نتایج شکل ۸۰۲ مشابهت دارد. در جایی که $E > V$ است جواب تقریباً به‌طور سینوسی نوسان می‌کند، در جایی که $E < V$ می‌شود (در آن سوی نقاط بازگشت کلاسیک که در آن نوسانگر به حال سکون می‌رسد و جهت حرکتش معکوس می‌شود) جواب به‌طور نمایی کاهش می‌یابد و به صفر می‌رسد. این جواب همچنین نفوذ چگالی احتمالی را به‌درون ناحیه ممنوع الورد کلاسیک نشان می‌دهد. یکی از ویژگی‌های درخور توجه این جواب مساوی بودن فاصله ترازهای انرژی است. این نکته را هم باید در نظر داشت که به‌خاطر عمق بینهایت پتانسیل، تعداد حالت‌های مقید هم بینهایت زیاد است.

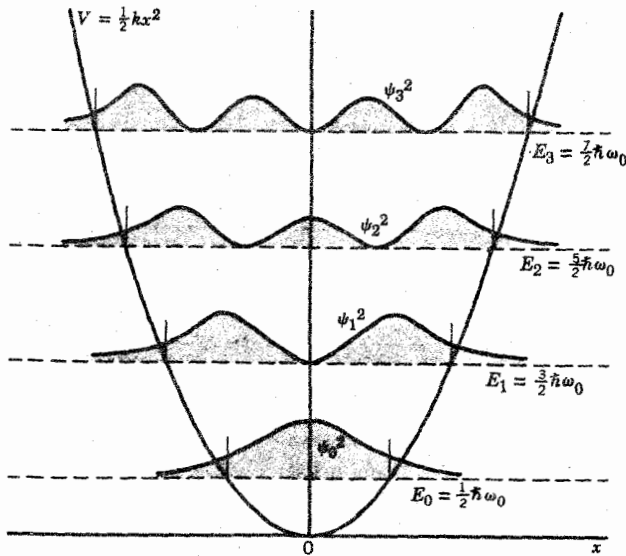
جدول ۱۰۲ نمونه‌هایی از تابع موج يك بعدی نوسانگر هماهنگ ساده.

n	E_n	$\psi_n(x)$
۰	$\frac{1}{2} \hbar\omega_0$	$\pi^{-1/4} e^{-\alpha^2 x^2/2}$
۱	$\frac{3}{2} \hbar\omega_0$	$2^{-1/2} \pi^{-1/4} (2\alpha x) e^{-\alpha^2 x^2/2}$
۲	$\frac{5}{2} \hbar\omega_0$	$2^{-3/2} \pi^{-1/4} (2\alpha^2 x^2 - 2) e^{-\alpha^2 x^2/2}$
۳	$\frac{7}{2} \hbar\omega_0$	$\left(\frac{1}{\sqrt{3} \sqrt{\pi}^{1/4}} \right) (\lambda \alpha^3 x^3 - 12\alpha x) e^{-\alpha^2 x^2/2}$
۴	$\frac{9}{2} \hbar\omega_0$	$\left(\frac{1}{\lambda \sqrt{6} \sqrt{\pi}^{1/4}} \right) (16\alpha^4 x^4 - 48\alpha^2 x^2 + 12) e^{-\alpha^2 x^2/2}$

$$E_n = \hbar\omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

$$\psi_n(x) = (2^n n! \sqrt{\pi})^{-1/2} H_n(\alpha x) e^{-\alpha^2 x^2/2}$$

که در آن $H_n(\alpha x)$ يك چند جمله‌ای هرمیتی است



شکل ۹.۲ چند تراز انرژی یا بین در نوسانگر هماهنگ و چکالی احتمال هر یک از آنها.

خلاصه

در مطالعه این نوع مسائل یک بعدی، بانکات مهمی از خواص موجی ذرات روبه‌رو می‌شویم که موارد زیر از آن جمله است:

۱. موج کوانتومی وقتی که با سد پتانسیل روبه‌رو می‌شود، می‌تواند از سد بازتابیده شود و یا از آن عبور کند. این طرز رفتار درست مشابه عملکرد موج کلاسیک است.
۲. بسته‌موج می‌تواند به درون ناحیه ممنوع کلاسیک نفوذ کند، و به پشت سد پتانسیلی که ارتفاعش بیشتر از انرژی بسته‌موج است برسد.
۳. تابع موج در حالت $E > V(x)$ تابعی نوسانی است، و در حالت $E < V(x)$ تابعی نمایی است که به‌سوی صفر میل می‌کند.
۴. هنگامی که یک ذره به‌وسیله یک پتانسیل در ناحیه‌ای از فضا محبوس می‌شود، تابع موج آن حالت‌های مقید دارد. برای این ذره فقط مجموعه‌ای از مقادیر گسسته انرژی مجاز است، و تعداد این مقادیر مجاز انرژی را عمق چاه پتانسیل تعیین می‌کند.

۴.۲ مسائل سه بعدی

چاه دکارتی نامتناهی

با مسئله‌ای در دستگاه مختصات دکارتی آغاز می‌کنیم که ویژگی مهمی از مسائل سه بعدی

را که در مسائل يك بعدی دیسده نمی شود، نشان می دهد. تابع پتانسیل را در این حالت به صورت زیر در نظر می گیریم

$$V(x, y, z) = 0 \quad 0 \leq x \leq a, \quad 0 \leq y \leq a, \quad 0 \leq z \leq a \quad (53.2)$$

$$= \infty \quad x < 0, \quad x > a, \quad y < 0, \quad y > a, \quad z < 0, \quad z > a$$

بدین گونه، این ذره در جعبه ای مکعبی شکل بد ابعاد a محبوس است. چنانکه قبلا دیدیم، در خارج از دیوارهای نفوذناپذیر این جعبه $\psi = 0$ است. معادله شرودینگر در داخل چاه به صورت زیر نوشته می شود

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) = E \psi(x, y, z) \quad (54.2)$$

روش رایج حل معادلات دیفرانسیل جزئی این است که سعی می شود جوابی با متغیرهای جداگانه، مثل $\psi(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z)$ پیدا شود، که در آن هر يك از عبارات X, Y, Z تابع يك متغیر منفرد هستند. در اینجا از تفصیل ریاضی این راه حل صرف نظر می کنیم، و فقط نتیجه محاسبه را در نظر می گیریم

$$\psi_{n_x n_y n_z}(x, y, z) = \sqrt{\left(\frac{2}{a}\right)^3} \sin \frac{n_x \pi x}{a} \sin \frac{n_y \pi y}{a} \sin \frac{n_z \pi z}{a} \quad (55.2)$$

$$E_{n_x n_y n_z} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \quad (56.2)$$

که در آنها n_x, n_y, n_z و n_z اعداد درست غیر صفر و مستقل از یکدیگرند. اعداد کوانتومی پایینترین حالت، که حالت پایه نام دارد، عبارت اند از $(n_x, n_y, n_z) = (1, 1, 1)$. بیشینه توزیع احتمال در مرکز جعبه $(x = y = z = a/2)$ دیده می شود، و احتمال وجود با نزدیک شدن به دیوارها همانند تابع \sin^2 به سوی صفر میل می کند.

نخستین حالت برانگیخته را می توان با سه دسته اعداد کوانتومی $(2, 1, 1)$ ، $(1, 2, 1)$ ، و $(1, 1, 2)$ به دست آورد. هر يك از این حالتها مستقل و متمایز دارای يك تابع موج خاص است، و بنابراین چگالی احتمال و مقادیر انتظاری کمیتهای فیزیکی قابل مشاهده هم برای هر يك از آنها متفاوت خواهد بود. اما تمام این حالتها انرژی یکسان دارند. این وضعیت را با عنوان واگنی می شناسیم، و واگنی نخستین حالت برانگیخته سه تابه است. اهمیت مفهوم واگنی در ساختار اتمی فوق العاده زیاد است، زیرا به کمک آن می توان فهمید که در هر زیر پوسته اتمی چند الکترون جای می گیرد. بزودی نقش مشابه آن را در مدل پوسته ای هسته مورد بحث قرار خواهیم داد.

پایینترین قسمت طیف انرژی حالتها برانگیخته را در شکل ۱۰.۲ نشان داده ایم. به این نکته توجه کنید که ترتیب و فاصله ترازها به همان صورتی نیست که در مسئله يك بعدی مشاهده کردیم.

6	(4, 2, 1)	21
3	(3, 3, 1)	19
3	(4, 1, 1)	18
3	(3, 2, 2)	17
6	(3, 2, 1)	14
1	(2, 2, 2)	12
3	(3, 1, 1)	11
3	(2, 2, 1)	9
3	(2, 1, 1)	6
1	(1, 1, 1)	3

واگنی (n_x, n_y, n_z) انرژی (E/E_0)

شکل ۱۰.۲ ترازهای انرژی یک ذره محبوس در جعبه مکعبی سه بعدی. انرژی حالتها بر حسب یکای $E_0 = \hbar^2 \pi^2 / 2ma^2$ مشخص شده است.

چاه کروی نامتناهی

اگر چارچوب مرجع را دستگاه مختصات کروی انتخاب کنیم و در آن پتانسیلی را که فقط وابسته به r باشد (و به θ یا ϕ وابسته نباشد) در نظر بگیریم، سه ویژگی جدید دیگری برمی خوریم که در آینده در بررسی ساختار هسته‌ای برای ما حائز اهمیت خواهد شد. هنگامی که جوابهای با متغیرهای جداگانه را به صورت $\psi(r, \theta, \phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi)$ می نویسیم، پتانسیل مرکزی $V(r)$ فقط در قسمت شعاعی تابع موج ظاهر می شود، و قسمتهای زاویه‌ای معادله هم به طور مستقیم قابل حل خواهد بود. معادله دیفرانسیل $\Phi(\phi)$ به قرار زیر است

$$\frac{d^2\Phi}{d\phi^2} + m_l^2\Phi = 0 \quad (57.2)$$

که در آن m_l ثابت جدا سازی است. جواب این معادله به صورت زیر به دست می آید

$$\Phi_{m_l}(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im_l\phi} \quad (58.2)$$

که در آن $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ است. معادله $\Theta(\theta)$ چنین می شود

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin\theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left[l(l+1) - \frac{m_l^2}{\sin^2\theta} \right] \Theta = 0 \quad (59.2)$$

که در آن $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ و $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ است. جواب $\Theta_{lm_l}(\theta)$ را به صورت یک چندجمله‌ای درجه l بر حسب $\sin\theta$ یا $\cos\theta$ می توان به دست آورد. جوابهای $\Phi_{m_l}(\phi)$ و $\Theta_{lm_l}(\theta)$ پس از ادغام و بهنجار شدن، به صورت هماهنگهای کروی $Y_{lm_l}(\theta, \phi)$ درمی آیند که نمونههایی از آن را در جدول ۲.۲ نشان داده ایم. این توابع، بخش زاویه‌ای جواب معادله شرودینگر را برای هر پتانسیل مرکزی سه دست می دهند. برای نمونه، همین توابع زاویه‌ای هستند که خواص فضایی اوربیتالهای اتمی را که منشأ پیوندهای مولکولی به شمار می روند تعیین می کنند.

در مورد هر پتانسیلی مانند $V(r)$ ، تمام آنچه باید انجام شود این است که جواب معادله شعاعی زیر را پیدا کنیم

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} \right) + \left[V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} \right] R = ER \quad (60.2)$$

جمله $l(l+1)$ را عموماً به صورت ضمیمه پتانسیل می نویسند و آن را «پتانسیل گریز از مرکز» می نامند، زیرا وقتی که $l > 0$ باشد این قسمت همانند پتانسیلی عمل می کند که ذره را از مرکز سیستم دور نگه می دارد.

برای نمونه، مورد چاه کروی نامتناهی را در نظر می گیریم

$$V(r) = 0 \quad r < a \\ = \infty \quad r > a \quad (61.2)$$

در اینجا چون دیوارهای چاه نامتناهی را نفوذناپذیر می دانیم، برای نواحی $r > a$ بخش شعاعی را باید به صورت $R(r) = 0$ در نظر بگیریم. در داخل چاه، جواب معادله (60.2) برای $V = 0$ را می توانیم به صورت توابع نوسانی $j_l(kr)$ که توابع کروی بسل نامیده می شوند بنویسیم. در جدول ۳.۲ چند نمونه از این توابع را نشان داده ایم. برای تعیین ویژه مقادیرهای انرژی، درست به همان شیوه مسائل یک بعدی عمل می کنیم و شرط پیوستگی ψ را در $r = a$ به کار می بریم. بدین ترتیب خواهیم داشت

$$j_l(ka) = 0 \quad (62.2)$$

جدول ۲.۴ هماهنگهای کروی برای چند مقدار پایین l .

l	m_l	$Y_{lm_l}(\theta, \phi) = \Theta_{lm_l}(\theta)\Phi_{m_l}(\phi)$
۰	۰	$\left(\frac{1}{4\pi}\right)^{1/2}$
۱	۰	$\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \cos\theta$
۱	± 1	$\mp \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{1/2} \sin\theta e^{\pm i\phi}$
۲	۰	$\left(\frac{5}{16\pi}\right)^{1/2} (3\cos^2\theta - 1)$
۲	± 1	$\mp \left(\frac{15}{8\pi}\right)^{1/2} \sin\theta \cos\theta e^{\pm i\phi}$
۲	± 2	$\left(\frac{15}{32\pi}\right)^{1/2} \sin^2\theta e^{\pm 2i\phi}$

$$\Phi_{m_l}(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im_l\phi}$$

$$\Theta_{lm_l}(\theta) = \left[\frac{2l+1}{2} \frac{(l-m_l)!}{(l+m_l)!} \right]^{1/2} P_l^{m_l}(\theta)$$

که در آن $P_l^{m_l}(\theta)$ چندجمله‌ای وابستهٔ لژاندر است

این معادله هم در عمل يك معادلهٔ غیر جبری است که باید به طریقهٔ عددی حل شود. جداولی از توابع کروی بسل چاپ و منتشر شده‌اند که برای تعیین مواضع صفر هر مقدار l از l می‌توان به آنها مراجعه کرد. به عنوان مثال، مورد $l=0$ را در نظر می‌گیریم. بسا رجوع به جدول معلوم می‌شود که تابع $j_0(x)$ به ازای مقادیر

$$x = 3.14, 6.28, 9.42, 12.57, \dots$$

برابر صفر خواهد شد. برای $l=1$ ، مواضع چند صفر اول تابع $j_1(x)$ عبارت‌اند از

جدول ۳.۲ توابع کروی بسل - چند نمونه از عبارات و حدود آنها.

$$j_0(kr) = \frac{\sin kr}{kr}$$

$$j_1(kr) = \frac{\sin kr}{(kr)^2} - \frac{\cos kr}{kr}$$

$$j_2(kr) = \frac{3 \sin kr}{(kr)^3} - \frac{3 \cos kr}{(kr)^2} - \frac{\sin kr}{kr}$$

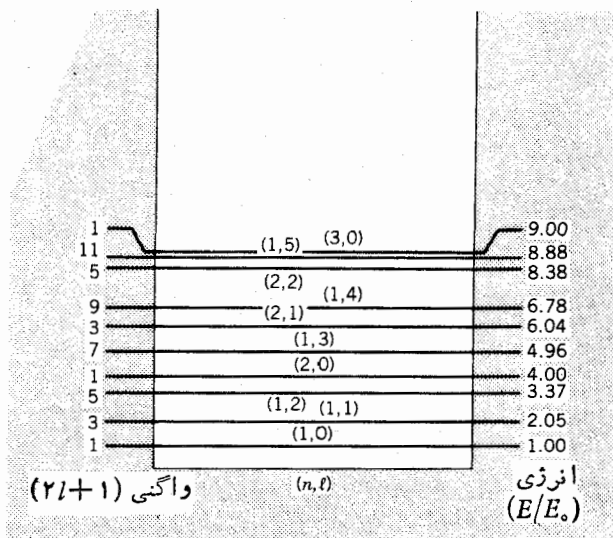
$$j_l(kr) \cong \frac{(kr)^l}{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2l+1)} \quad kr \rightarrow 0$$

$$j_l(kr) \cong \frac{\sin(kr - l\pi/2)}{kr} \quad kr \rightarrow \infty$$

$$j_l(kr) = \left(-\frac{r}{k}\right)^l \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr}\right)^l j_0(kr)$$

۱۴۲۰۷، ۱۵۲۹۰، ۷۷۷۳، ۴۲۴۹، x چون می دانیم $E = \hbar^2 k^2 / 2m$ است، از اینجا می توانیم مقادیر مجاز انرژی را به دست آوریم. با تکرار این عمل برای $l=2$ ، $l=3$ ، و غیره، می توان طیف حالت های انرژی را به صورتی که در شکل ۱۱.۲ نموده شده است به دست آورد. همچنانکه در بررسی چاه دکارتی دیده ایم، در این طیف هم از آن نظم خاص مسئله یک بعدی خبری نیست. نکته قابل توجه دیگر در این مورد، واگنی ترازهای انرژی است: چون انرژی فقط به مقدار l بستگی دارد، همه تابع موجهایی که از لحاظ مقادیر m_l متفاوت اند انرژی یکسان دارند. بدین گونه، واگنی تراز l که با مقدار $l=2$ مشخص می شود پنج تاییه است، و تسابع موجهای ممکن عبارت اند از $j_2(kr)Y_{22}(\theta, \phi)$ ، $j_2(kr)Y_{21}(\theta, \phi)$ ، $j_2(kr)Y_{20}(\theta, \phi)$ ، $j_2(kr)Y_{2-1}(\theta, \phi)$ ، و $j_2(kr)Y_{2-2}(\theta, \phi)$. در واقع، چون m_l محدود به مقادیر $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ است، به ازای هر مقداری از l دقیقاً تعداد $(2l+1)$ تابع Y_{lm} وجود دارد، و بنابراین واگنی هر تراز $(2l+1)$ تاییه است. (این وضع خیلی شبیه به وضع مدارهای الکترونی در اتمهاست که در آن مورد هم پتانسیل از نوع مرکزی است. در ظرفیت زیر پوسته اتمی هم با عامل $(2l+1)$ روبه رو می شویم که از واگنی m_l ناشی می شود.)

احتمال وجود ذره در حجم dv برابر $|\psi|^2 dv$ است که در آن جزء حجم dv همان است که در معادله (۱۷.۲) مطرح شد. نمایش ترسیمی این توزیعهای سه بعدی کار دشواری



شکل ۱۱۰۲ ترازهای انرژی ذره‌ای که در یک محفظه سه بعدی کروی محبوس است. انرژیها بر حسب یکای $E_0 = \hbar^2 \pi^2 / 2ma^2$ مشخص شده‌اند. فواصل و واگنیهای این طیف را با شکل ۱۰۰۲ مقایسه کنید. در این مورد عدد کوانتومی l مستقیماً از حل معادله حاصل نمی‌شود، بلکه برای شماره گذاری حالت‌های l مشخص از آن استفاده می‌شود.

است، و از همین رو اغلب بخشهای شعاعی و زاویه‌ای را به‌طور جداگانه در نظر می‌گیریم. برای تعیین چگالی احتمال شعاعی که متوسط احتمال وجود ذره را در فاصله بین r و $r+dr$ و تحت تمام زوایا به دست می‌دهد، چگالی احتمال را روی θ و ϕ انتگرال گیری می‌کنیم

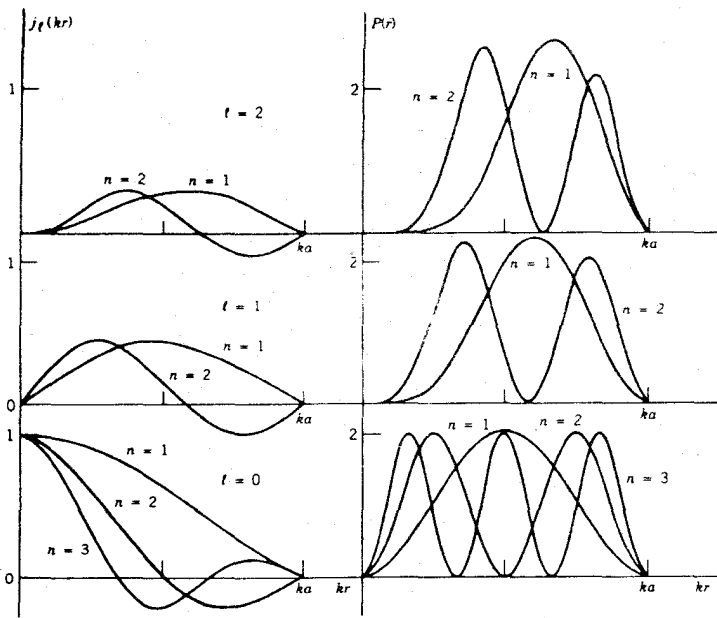
$$P(r) dr = \int |\psi|^2 dv$$

$$= r^2 |R(r)|^2 dr \int \sin \theta d\theta \int d\phi |Y_{lm_l}|^2 \quad (۶۳.۲)$$

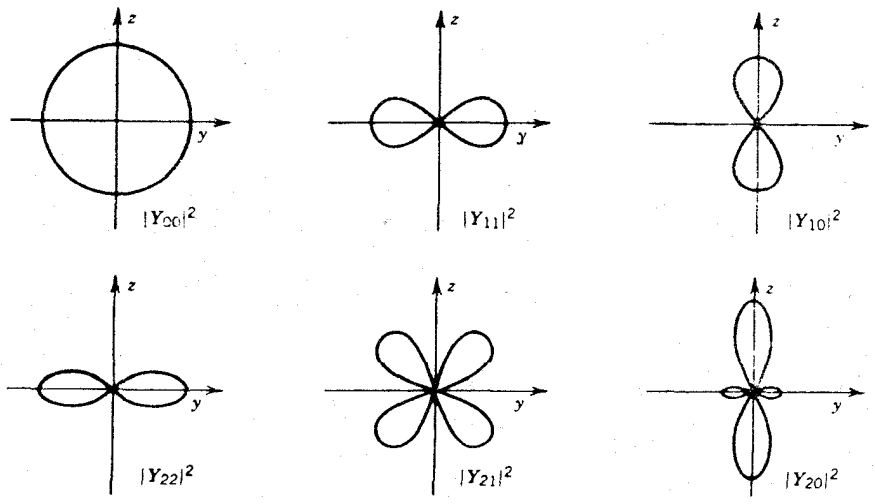
چون هماهنگیهای کروی Y_{lm_l} به‌نجار شده‌اند، مقدار انتگرال برابر ۱ می‌شود و در نتیجه خواهیم داشت

$$P(r) = r^2 |R(r)|^2$$

مونه از توزیع احتمال شعاعی را برای چاه نامتناهی در شکل ۱۲.۲ نشان داده‌ایم. وابستگی زاویه‌ای چگالی احتمال برای هس پتانسیل مرکزی از $|Y_{lm_l}(\theta, \phi)|^2$ به دست می‌آید، که چند نمونه از آن را در شکل ۱۳.۲ نشان داده‌ایم.



شکل ۱۳.۲ درست چپ، منحنیهای بهنجار نشده $j_l(kr)$ را پس از تنظیم بر اساس $j_l(ka) = 0$ برای چند تراز انرژی پایین نشان داده ایم. درست راست، چگالی احتمال شعاعی $r^2 R^2$ همان توابع سمت چپ را پس از بهنجارش نشان داده ایم. توجه کنید که درمبدأ، غیر از j_0 ، توابع دیگر j_l برابر صفرند. و چگالی احتمال هم برای همه آنها برابر صفر است. به این نکته هم توجه کنید که «دافعه» گریز از مرکز «همراه با افزایش l ، بیشینه‌های $P(r)$ را از مبدأ دورتر می‌کند.



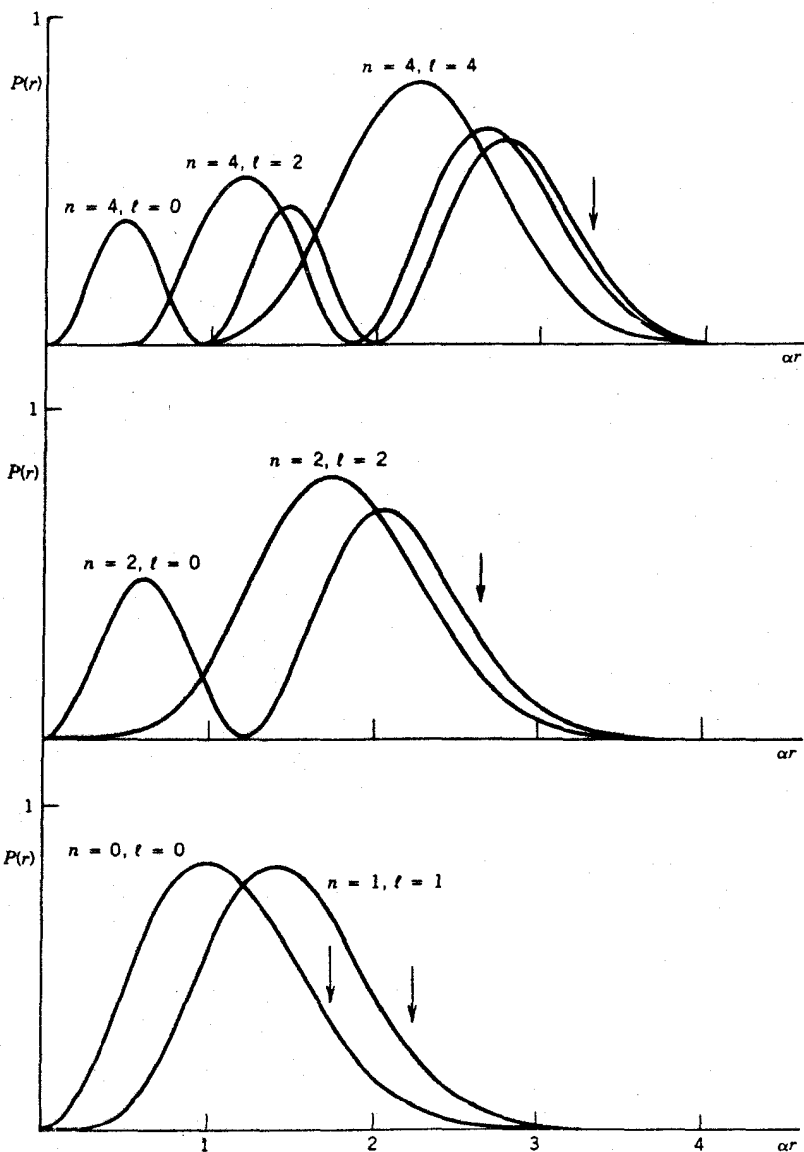
شکل ۱۳.۲ توزیعهای احتمالی فضایی حاصل از Y_{lm} . با دوران هر یک از شکلها حول محور z می‌توان نمایش سه بعدی چگالی احتمال را به دست آورد.

نوسانگر هماهنگ ساده

پتانسیل مرکزی یک نوسانگر را به صورت $V(r) = (1/2)kr^2$ در نظر می‌گیریم. جواب بخش زاویه‌ای معادله شرودینگر برای تمام پتانسیلهای مرکزی به صورت $Y_{lm}(\theta, \phi)$ است، و بنابراین تمام آنچه در این موارد لازم داریم حل معادله شعاعی است. چنانکه در حالت یک بعدی دیدیم، جواب را به صورت حاصلضرب یک تابع نمایی و یک چندجمله‌ای محدود می‌توان نشان داد. چند نمونه از جوابها را در جدول ۴.۲، و چگالی احتمال شعاعی آنها را در شکل ۱۴.۲ نشان داده‌ایم. خواص عمومی جوابهای یک بعدی را در این مورد جدول ۴.۲ نمونه‌هایی از تابع موج شعاعی برای نوسانگر هماهنگ ساده در حالت سه بعدی.

n	l	E_n	$R(r)$
۰	۰	$\frac{3}{2} \hbar\omega_0$	$\left(\frac{2\alpha^{3/2}}{\pi^{1/4}}\right)e^{-\alpha^2 r^2/2}$
۱	۱	$\frac{5}{2} \hbar\omega_0$	$\left(\frac{2\alpha^{3/2}\sqrt{2}}{\sqrt{3\pi^{1/4}}}\right)(\alpha r)e^{-\alpha^2 r^2/2}$
۲	۰	$\frac{7}{2} \hbar\omega_0$	$\left(\frac{2\alpha^{3/2}\sqrt{2}}{\sqrt{3\pi^{1/4}}}\right)\left(\frac{3}{2} - \alpha^2 r^2\right)e^{-\alpha^2 r^2/2}$
۲	۲	$\frac{7}{2} \hbar\omega_0$	$\left(\frac{4\alpha^{3/2}}{\sqrt{15\pi^{1/4}}}\right)(\alpha^2 r^2)e^{-\alpha^2 r^2/2}$
۳	۱	$\frac{9}{2} \hbar\omega_0$	$\left(\frac{4\alpha^{3/2}}{\sqrt{15\pi^{1/4}}}\right)\left(\frac{5}{2}\alpha r - \alpha^2 r^3\right)e^{-\alpha^2 r^2/2}$
۳	۳	$\frac{9}{2} \hbar\omega_0$	$\left(\frac{4\alpha^{3/2}\sqrt{2}}{\sqrt{105\pi^{1/4}}}\right)(\alpha^2 r^3)e^{-\alpha^2 r^2/2}$
۴	۰	$\frac{11}{2} \hbar\omega_0$	$\left(\frac{4\alpha^{3/2}\sqrt{2}}{\sqrt{15\pi^{1/4}}}\right)\left(\frac{15}{8} - \frac{5}{2}\alpha^2 r^2 + \frac{1}{2}\alpha^4 r^4\right)e^{-\alpha^2 r^2/2}$
۴	۲	$\frac{11}{2} \hbar\omega_0$	$\left(\frac{4\alpha^{3/2}\sqrt{2}}{\sqrt{105\pi^{1/4}}}\right)\left(\frac{7}{2}\alpha^2 r^2 - \alpha^4 r^4\right)e^{-\alpha^2 r^2/2}$
۴	۴	$\frac{11}{2} \hbar\omega_0$	$\left(\frac{8\alpha^{3/2}}{3\sqrt{105\pi^{1/4}}}\right)\alpha^4 r^4 e^{-\alpha^2 r^2/2}$

به‌شبهت صورتی (حاصلضرب تابع نمایی در چندجمله‌ای) بین این جوابها و جوابهای مسئله یک بعدی در جدول ۱.۲ توجه کنید. چندجمله‌ایها را در این حالت چندجمله‌ایهای لژاندرمی نامند، بحث تفصیلی این جوابها را در فصل ۷ کتاب مکانیک کوانتومی، تألیف جان ل. پاول و برنند کریسمن، مرکز نشر دانشگاهی (۱۳۶۸) ببینید.



شکل ۱۴.۲ چگالی احتمالی شعاعی چند حالت از نوسانگر هماهنگ سه بعدی. پیکانهای قائم، نقاط برگشت کلاسیک را نشان می‌دهند. توجه کنید که همانند شکل ۱۲.۲، احتمال $P(r)$ در $r=0$ برابر صفر است (ولی طبق جدول ۱۴.۲، تابع $R(r)$ در $r=0$ برای مورد $l=0$ غیر صفر است). «دافعه گریز از مرکز» به ازای مقادیر بزرگ l نیز قابل توجه است.

هم مشاهده می‌کنیم: بدین معنی که در ناحیه مجاز کلاسیک جواب نوسانی است، و در ناحیه ممنوع کلاسیک جواب به‌طور نمایشی به‌سوی صفر میل می‌کند.
ترازهای انرژی به‌صورت زیر به‌دست می‌آیند

$$E_n = \hbar\omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (۶۵.۲)$$

که در آن $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ است. این انرژی به مقدار l بستگی ندارد، ولی همه مقادیر l هم مجاز نیستند. محدودیتی که حل ریاضی معادله شعاعی بر مقدار l تحمیل می‌کند بدین شرح است: حداکثر مقدار l برابر n است و بسته به اینکه n زوج یا فرد باشد، l هم فقط می‌تواند یا مقادیر زوج و یا مقادیر فرد را دارا شود. برای مثال وقتی که $n = 5$ باشد، مقادیر مجاز l عبارت‌اند از ۱، ۳، و ۵، و چنانچه $n = 4$ باشد مقادیر مجاز l برابر ۰، ۲، و ۴ می‌شوند. چون مقدار انرژی به m_l هم بستگی ندارد، برای هر مقدار l تعداد $(2l+1)$ واگنی اضافی نیز خواهیم داشت. بدین‌سان، واگنی تراز $n = 5$ به‌صورت

$$[(2 \times 1 + 1) + (2 \times 3 + 1) + (2 \times 5 + 1)] = 21 \text{ (تایه)}$$

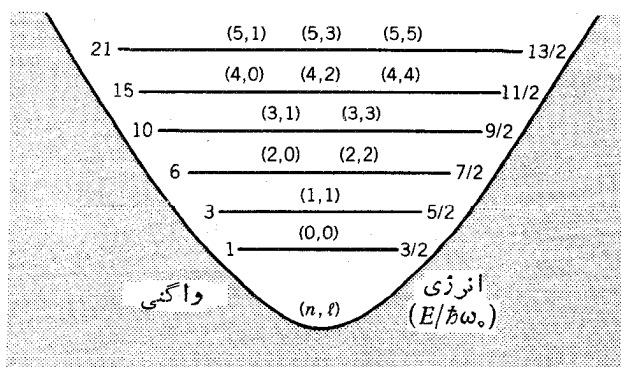
و واگنی تراز $n = 4$ به‌صورت

$$[(2 \times 0 + 1) + (2 \times 2 + 1) + (2 \times 4 + 1)] = 15 \text{ (تایه)}$$

خواهد شد. چند نمونه از ترازهای انرژی و واگنی آنها را که برابر $\frac{1}{4}(n+1)(n+2)$ است در شکل ۱۵.۲ نشان داده‌ایم.

سد کولنی

برای برهم‌کنش بین بارهای الکتریکی $+Ze$ و $-e$ نیز همانند مورد تک‌الکترون با عدد اتمی Z ، تابع انرژی پتانسیل جاذبه کولنی به‌صورت پتانسیل مرکزی ساده



شکل ۱۵.۲ چند تراز انرژی پایین برای یک ذره در پتانسیل مرکزی نوسانگر سه بعدی.

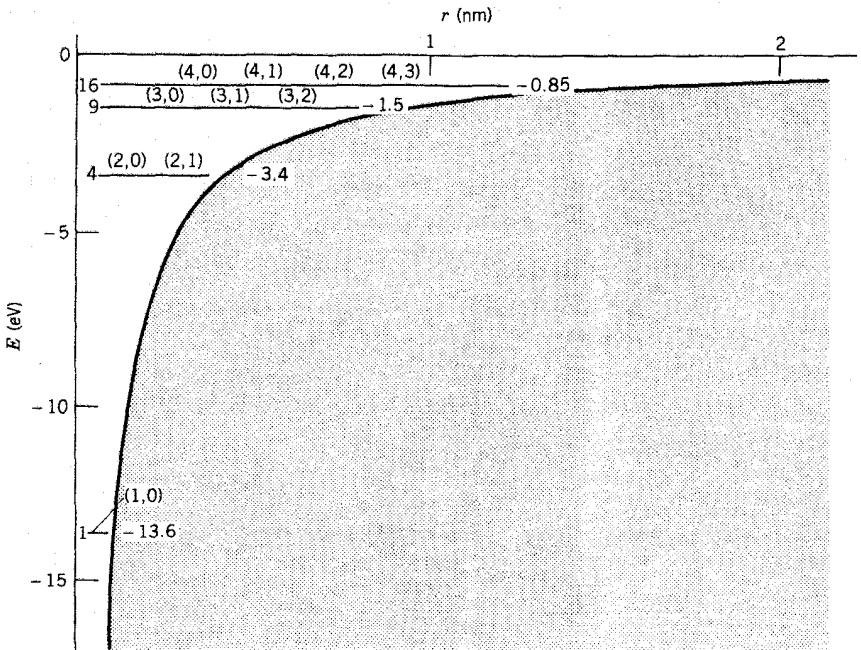
$V(r) = -Ze^2 / 4\pi\epsilon_0 r$ نوشته می شود. در اینجا هم بخش زاویه ای تابع موج به صورت $Y_{lm}(\theta, \phi)$ به دست می آید، و بعضی از تابع موجهای شعاعی $R(r)$ آن در جدول ۵.۲ نشان داده شده است. ترازهای انرژی از $E_n = (-mZ^2e^4 / 32\pi^2\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2)$ به دست می آیند که چند حالت آن را در شکل ۱۶.۲ نشان داده ایم. چگالی احتمال شعاعی چند حالت نیز برای نمونه در شکل ۱۷.۲ نشان داده شده است. در اینجا رابطه بین n و l با آنچه در مورد پتانسیل نوسانگر دیده ایم متفاوت است. در این مورد، مقادیر مجاز l برای هر تراز n عبارت اند از ۰، ۱، ۲، ۳، ...، $(n-1)$. واگنی کل هر تراز انرژی، با احتساب مقادیر مختلف l و تعداد $(2l+1)$ واگنی برای هر یک از آنها، n^2 تاییه می شود.

جدول ۵.۲ چند تابع موج شعاعی کولنی (برای اتم هیدروژنی).

n	l	$R(r)$
۱	۰	$2 \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{3/2} e^{-Zr/a_0}$
۲	۰	$\left(\frac{Z}{2a_0}\right)^{3/2} \left(2 - \frac{Zr}{a_0}\right) e^{-Zr/2a_0}$
۲	۱	$3^{-1/2} \left(\frac{Z}{2a_0}\right)^{3/2} \left(\frac{Zr}{a_0}\right) e^{-Zr/2a_0}$
۳	۰	$\frac{2}{3} \left(\frac{Z}{3a_0}\right)^{3/2} \left[3 - \frac{2Zr}{a_0} + 2\left(\frac{Zr}{3a_0}\right)^2\right] e^{-Zr/3a_0}$
۳	۱	$\left(\frac{4\sqrt{2}}{9}\right) \left(\frac{Z}{3a_0}\right)^{3/2} \left(\frac{Zr}{a_0}\right) \left(1 - \frac{Zr}{6a_0}\right) e^{-Zr/3a_0}$
۳	۲	$\left(\frac{2\sqrt{2}}{27\sqrt{5}}\right) \left(\frac{Z}{3a_0}\right)^{3/2} \left(\frac{Zr}{a_0}\right)^2 e^{-Zr/3a_0}$

شکل ریاضی تابع موج سه صورت حاصل ضرب چند جمله ای وابسته ژاندر در تابع نمایی است. شعاع بور و برابر $4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / me^2$ است. برای بحث مشروح این جوابها رجوع کنید به فصل پنجم از کتاب

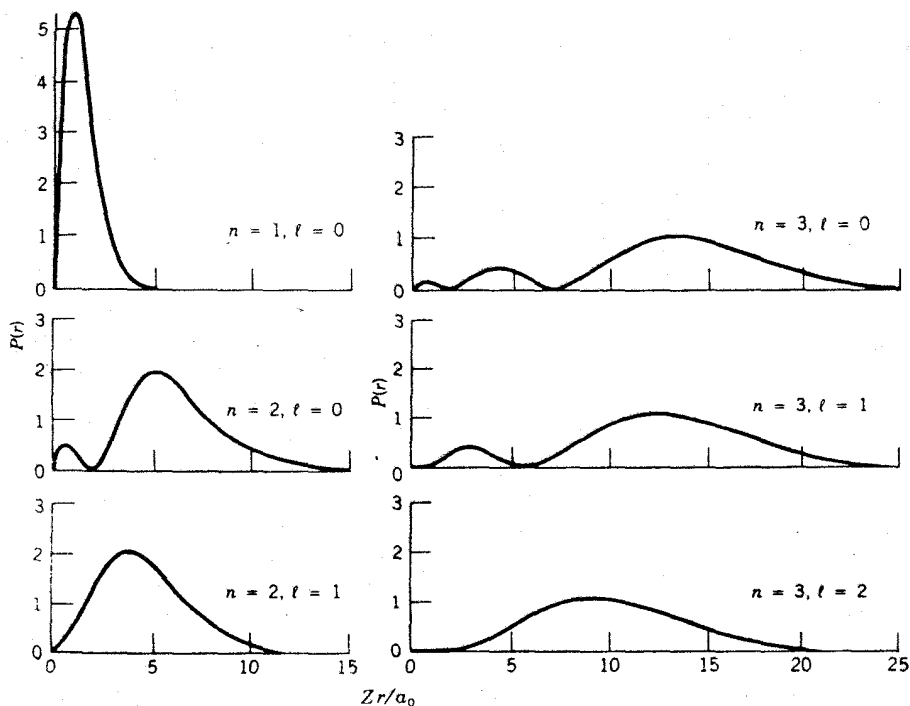
L. Pauling, E. B. Wilson, *Introduction to Quantum Mechanics* (New York: McGraw-Hill, 1935).



شکل ۱۶.۲ ترازهای انرژی پایین در یک پتانسیل کولنی با عدد اتمی $Z=1$ (اتم هیدروژن). حالتها با (n, l) مشخص شده‌اند. واگنیها در سمت چپ هر تراز و مقادیر انرژی آنها در سمت راست نوشته شده‌اند.

خلاصه

شیوه‌های ریاضی تعیین معادله شرودینگر در سه بعد و طرز استفاده از آنها به همان صورتی است که قبلاً در مورد مسائل یک بعدی دیدیم. در محاسبات سه بعدی با دو ویژگی مهم و جدید روبه‌رو می‌شویم که در محاسبات یک بعدی دیده نمی‌شوند: (۱) ترازهای انرژی واگنی دارند، یعنی چند تابع موج مختلف ممکن است انرژی یکسان داشته باشند. این واگنیها در مدل پوسته‌ای هسته‌ای همان اثراتی را خواهند داشت که در مورد واگنی ترازهای انرژی پتانسیل کولنی در مدل پوسته‌ای اتم با آنها روبه‌رو بودیم. به کمک این واگنیها، تعداد ذراتی که در هر تراز می‌توان جا داد مشخص می‌شود. (۲) هنگامی که پتانسیل فقط به r (و نه به θ یا ϕ) بستگی داشته باشد، به هر تابع موج می‌توان یک عدد کوانتومی معین تکانه زاویه‌ای l نسبت داد. این ویژگیهای جدید متضمن نتایج بسیار مهمی هستند که در بحث مدل‌های هسته‌ای در فصل ۵ آنها را بررسی خواهیم کرد. رفتار کوانتومی تکانه زاویه‌ای را در بخش بعدی شرح می‌دهیم.



شکل ۱۷۰۲ توزیع احتمال شعاعی یک ذره در پتانسیل کولنی (اند هیدروژن). احتمال در $r=0$ برابر صفر می‌شود، ولی تابع موج $l=0$ در آن نقطه صفر نمی‌شود. این خاصیت یویژه برای پدیده‌هایی که به همپوشی تابع موجهای اتم و هسته وابسته‌اند، حائز اهمیت فراوان است. فقط حالت‌های $l=0$ است که در این پدیده‌ها (گیراندازی الکترون، ساختار فوق ریز، و غیره) سهم قابل توجه دارد. چرا «دافعه گریز از مرکز» در این مورد ظاهر نمی‌شود؟

۵.۲ نظریه کوانتومی تکانه زاویه‌ای

در جوابهای معادله شرودینگر در مسائل سه بعدی، عدد کوانتومی l نقش برجسته‌ای دارد. برای نمونه، در فیزیک اتمی این عدد تابع موج الکترونیهای مختلف را مشخص می‌کند و اطلاعاتی از رفتار فضایی تابع موج به دست می‌دهد. این عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای در تمام مسائل سه بعدی با پتانسیل مرکزی $V=V(r)$ همین نقش را برعهده دارد. در فیزیک کلاسیک، تکانه زاویه‌ای l ذره‌ای که با تکانه خطی p در مکان r نسبت به یک مبدأ در حرکت است، چنین تعریف می‌شود

$$l = r \times p$$

(۶۶.۲)

در مکانیک کوانتومی، می‌توانیم مقدار انتظاری تکانه زاویه‌ای را با استفاده از معادله (۱۰.۲) به دست آوریم. نخست، بزرگی تکانه زاویه‌ای را در نظر می‌گیریم و برای این منظور مقدار l^2 را محاسبه می‌کنیم که آسانترین راه است. چنانکه در بخش ۲.۲ گفتیم، در گام اول باید برای l^2 یک عملگر کوانتوم مکانیکی پیدا کنیم. با جانشین کردن مؤلفه‌های \mathbf{p} با عملگرهای معادل $p_x = -i\hbar\partial/\partial x$ ، $p_y = -i\hbar\partial/\partial y$ ، $p_z = -i\hbar\partial/\partial z$ ، به آسانی می‌توان عملگر مورد نظر را به دست آورد. از مساوی قرار دادن حاصلضربهای برداری، جملاتی به صورت $l_x = yp_z - zp_y$ حاصل می‌شود، و سرانجام از محاسبه $\langle l^2 \rangle = \langle l_x^2 + l_y^2 + l_z^2 \rangle$ نتیجه‌ای فوق‌العاده ساده به دست می‌آوریم که مستقل از شکل $R(r)$ است

$$\langle l^2 \rangle = \hbar^2 l(l+1) \quad (۶۷.۲)$$

هر وقت که بامسئله‌ای مقید به پتانسیل مرکزی که تابع موج آن به صورت $R(r)Y_{lm}(\theta, \phi)$ باشد سروکار داشته باشیم، بزرگی تکانه زاویه‌ای مقداری است ثابت که از معادله (۶۷.۲) به دست می‌آید. یعنی در موارد پتانسیل مرکزی (همچنانکه در فیزیک کلاسیک دیدیم)، تکانه زاویه‌ای یک مقدار ثابت حرکت است. در فیزیک اتمی، زیرحالت‌های مربوط به هر مقدار l را با استفاده از نمادهای طیف‌نمایی مشخص می‌کنیم. در فیزیک هسته‌ای نیز همان نمادها را به کار می‌بریم، مثلاً برای نمایش $l=0$ از نماد s ، برای $l=1$ از p ، و غیره استفاده می‌کنیم. فهرست این نمادها را در جدول ۶.۲ نشان داده‌ایم.

هنگامی که سعی می‌کنیم جهت l را پیدا کنیم، با مشکل اصل عدم قطعیت روبه‌رو می‌شویم. بدین معنی که بنا بر مکانیک کوانتومی، می‌توانیم در هر لحظه فقط یکی از مؤلفه‌های l را دقیقاً تعیین کنیم. همین که مقدار یکی از این مؤلفه‌ها را به دست آوریم، دو مؤلفه دیگر آن کاملاً نامعین می‌شوند. (ایسن نتیجه، محدودیتی بنیادی است که هیچ شگرد و ترفندی هم نمی‌تواند بر آن چیره شود. همان نفس عمل اندازه‌گیری یک مؤلفه است که عدم قطعیت در دو مؤلفه دیگر را موجب می‌شود. هنگامی که l_x را اندازه‌گیری می‌کنیم، در مقادیر l_y و l_z باعث ایجاد عدم قطعیت می‌شویم. سپس وقتی که l_y را برای همان سیستم اندازه می‌گیریم، شناسایی قبلی مان از l_x اعتبارش را از دست می‌دهد و عدم قطعیت در آن وارد می‌شود.) قرارداد متداول این است که مؤلفه z تکانه زاویه‌ای l را برای اندازه‌گیری انتخاب می‌کنیم و $\langle l_z \rangle$ را به شرحی که در بالا گفته شد، چنین به دست می‌آوریم

جدول ۶.۲ نمادهای طیف‌نمایی.

مقدار l	۰	۱	۲	۳	۴	۵	۶
نماد	s	p	d	f	g	h	i

$$\langle l_z \rangle = \hbar m_l \quad (۶۸.۲)$$

که در آن $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ است. توجه کنید که

$$|\langle l_z \rangle| < |l| = \hbar \sqrt{l(l+1)}$$

است، یعنی مؤلفه z بردار تکانه زاویه ای همیشه از طول بردار کوچکتر است. اگر $|l_z| = |l|$ مجاز بود، آنگاه شناسایی دقیق هر سه مؤلفه l امکان پذیر می شد (اگر l در راستای محور z قرار می گرفت، مؤلفه های l_x و l_y صفر می شد). نمایش برداری متداول را برای این عدم قطعیت در شکل ۱۸.۲ نشان داده ایم. در حالی که l بسا حرکت تقدیمی به دور محور z در گردش است، l_z ثابت می ماند ولی l_x و l_y همیشه در حال تغییرند.

توصیف کامل حالت الکترون در یک اتم مستلزم یک عدد کوانتومی جدید به نام عدد کوانتومی تکانه زاویه ای ذاتی یا اسپین است. عدد کوانتومی اسپین برای الکترون برابر $s = 1/2$ است. بزرگی اسپین را به همان روش محاسبه تکانه زاویه ای می توان تعیین کرد (هر چند که این کمیت را نمی توان بر حسب متغیرهای کلاسیک نمایش داد، چون برای آن هیچ مشابه کلاسیکی سراغ نداریم). پس می نویسیم

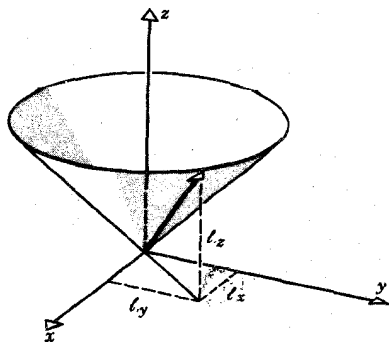
$$\langle s^2 \rangle = \hbar^2 s(s+1) \quad (۶۹.۲)$$

$$\langle s_z \rangle = \hbar m_s \quad \left(m_s = \pm \frac{1}{2} \right) \quad (۷۰.۲)$$

در اغلب موارد آسانتر است که اسپین را به صورت بردار s با دو مؤلفه $\pm (1/2)\hbar$ در راستای z در نظر بگیریم.

عدد کوانتومی اسپین نوکلونها هم مانند الکترونها برابر $1/2$ است. تکانه زاویه ای کل نوکلونی که با تکانه زاویه ای مداری l و اسپین s در یک پتانسیل مرکزی در حرکت است، چنین به دست می آید

$$j = l + s \quad (۷۱.۲)$$



شکل ۱۸.۲ بردار l حول محور z به سرعت در گردش است. بدین ترتیب مؤلفه l_z ثابت است، ولی مؤلفه های l_x و l_y متغیرند.

خواص و رفتار تکانه زاویه‌ای کل \mathbf{j} همانند خواصی است که در مورد \mathbf{l} و \mathbf{s} دیدیم:

$$\langle j^2 \rangle = \hbar^2 j(j+1) \quad (۷۲.۲)$$

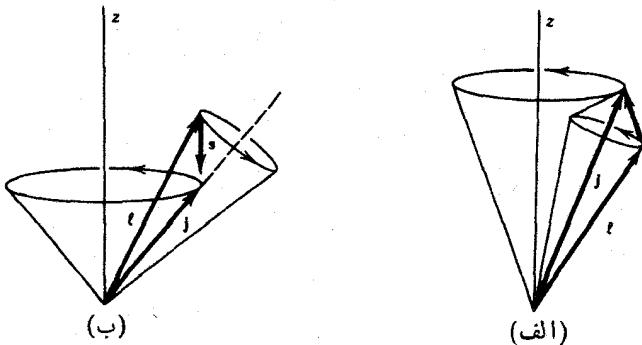
$$\langle j_z \rangle = \langle l_z + s_z \rangle = \hbar m_j \quad (۷۳.۲)$$

که در آنها $j, j-1, \dots, -j+1, -j, m_j = -j, -j+1, \dots, j-1, j$ عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای کل است. با توجه به معادلات (۶۸.۲، ۷۰، ۷۳) داریم

$$m_j = m_l + m_s = m_l \pm \frac{1}{2} \quad (۷۴.۲)$$

چون m_l همیشه عددی درست است، m_j عددی نیم درست ($\pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2, \dots$) و بنا بر این j هم عددی نیم درست خواهد شد. برای جفت‌شدگی برداری معادله (۷۱.۲) فقط دو مقدار j ، یعنی $(l+1/2)$ و $(l-1/2)$ ، متصور است که آنها را در شکل ۱۹.۲ نشان داده‌ایم.

معمولا مقدار j را در نمادگذاری طیف‌نمایی به صورت شاخص زیر نشان می‌دهیم. مثلا برای $l=1$ (حالت‌های p) دو مقدار j خواهیم داشت که عبارت‌اند از $l+1/2 = 3/2$ و $l-1/2 = 1/2$. این حالت‌ها را به صورت $p_{3/2}$ و $p_{1/2}$ نشان



شکل ۱۹.۲ تکانه زاویه‌ای کل \mathbf{j} از جفت‌شدگی تکانه زاویه‌ای مدار \mathbf{l} و تکانه زاویه‌ای اسپین \mathbf{s} حاصل می‌شود. (الف) نتیجه جفت‌شدگی $j = l + (1/2)$ است. بردارهای \mathbf{l} و \mathbf{s} و همین‌طور \mathbf{j} طولهای مشخصی دارند. مجموعه بردارهای \mathbf{l} و \mathbf{s} با حرکت تقدیمی حول \mathbf{j} در گردش است. در این جفت‌شدگی، مؤلفه‌های z و r مقادیر مشخصی ندارند. بردار \mathbf{j} با حرکت تقدیمی حول z در گردش است، و بنا بر این jz مقداری مشخص خواهد داشت. (ب) مطالب فوق در مورد جفت‌شدگی $j = l - (1/2)$ نیز صادق است. در تعبیر این شکل‌ها همیشه باید به‌خاطر داشته باشیم که تمام این نمایش‌های برداری که از قواعد مکانیک کوانتومی پیروی می‌کنند، در بهترین حالت نمادین و در بدترین حالت گمراه‌کننده هستند.

خواهیم داد. هنگامی که يك عدد کوانتومی دیگر هم نظیر عدد کوانتومی اصلی n (که شماره ردیف حالتها را بر حسب افزایش انرژی نشان می دهد) در اختیار داشته باشیم، حالتهاى مورد نظر را به صورت $2p_{3/2}$ ، $3p_{3/2}$ ، و غیره، مشخص خواهیم کرد.

در مورد آنها، اغلب آسانتر است که الکترونها را در حال حرکت در مدارهای خوش تعریف با مقادیر مشخص l و m در نظر بگیریم. اما به هیچوجه روشن نیست که تصویر مشابهی از نوکلتونهاى درون هسته هم قابل استفاده باشد. بنابراین، سودمندی برچسبهای l و m برای نوکلتونها مورد تردید است. در بحث مدل پوسته ای هسته در فصل ۵ این موضوع را به تفصیل بررسی خواهیم کرد.

۶.۲ پارینه

عمل پارینه در انواع دستگاه مختصات نسبت به مبدأ ایجاد انعکاس می کند، یعنی باعث تبدیل $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ می شود. این بدان معنی است که در دستگاه مختصات دکارتی $x \rightarrow -x$ ، $y \rightarrow -y$ ، $z \rightarrow -z$ ، و در دستگاه مختصات کروی $r \rightarrow r$ ، $\theta \rightarrow \pi - \theta$ ، $\phi \rightarrow \phi + \pi$ تبدیل می شود. اگر سیستمی تحت عمل پارینه بدون تغییر بماند، در این صورت انتظار داریم که هیچ يك از خواص قابل مشاهده آن در اثر انعکاس تغییر نکند. چون مقادیری که برای کمیتهاى قابل مشاهده اندازه گیری می کنیم به $|\psi|^2$ بستگی دارد، به طور منطقی می توانیم ادعا کنیم

$$V(\mathbf{r}) = V(-\mathbf{r}) \text{ باشد، آنگاه خواهیم داشت } |\psi(\mathbf{r})|^2 = |\psi(-\mathbf{r})|^2$$

این ادعا که عکس آن هم درست است، در عرصه فیزیک هسته ای دو پیامد بسیار مهم به شرح زیر دارد:

۱. اگر $|\psi(\mathbf{r})|^2 = |\psi(-\mathbf{r})|^2$ باشد، آنگاه داریم $\psi(-\mathbf{r}) = \pm \psi(\mathbf{r})$. یعنی عمل پارینه بر تابع موج یکی از این دو اثر را خواهد داشت. حالت $\psi(-\mathbf{r}) = +\psi(\mathbf{r})$ را پارینه زوج یا مثبت، و حالت $\psi(-\mathbf{r}) = -\psi(\mathbf{r})$ را پارینه فرد یا منفی می گویند. اگر پتانسیل $V(\mathbf{r})$ تحت عمل پارینه بدون تغییر بماند، آنگاه تابع موجهای حالت ما نا باید دارای یکی از دو نوع پارینه فرد یا زوج باشد. تابع موجهای با پارینه آمیخته مجاز نیستند. جوابهای نوسانگر هماهنگ يك بعدی را در نظر می گیریم. پتانسیل $(1/2)kx^2$ مسلماً تحت عمل پارینه $x \rightarrow -x$ ناورد می ماند. توانهای x در تابع موجهایی که در جدول ۱۰.۲ فهرست شده اند، یا فقط فرد است که در این صورت پارینه فرد می شود، یا فقط زوج است که پارینه هم در آنها زوج می شود. چند جمله ایها هیچگاه به صورت آمیخته ای از توانهای فرد و زوج نیستند. جوابهای چاه پتانسیل متناهی را هم در اینجا مورد توجه قرار می دهیم. چون این چاه در فاصله بین $x = +a/2$ و $x = -a/2$ قرار دارد، پتانسیل نسبت به عمل پارینه تقارن دارد:

$V(x) = V(-x)$ با توجه به جوابهایی که در شکل ۸.۲ نموده شده است معلوم می شود که در بعضی از جوابها $\psi(-x) = \psi(x)$ و پاریته زوج است، در حالی که در جوابهای دیگر $\psi(-x) = -\psi(x)$ و پاریته فرد است.

در موارد سه بعدی، در نتیجه عمل پاریته بر تابع موج Y_{lm_l} فازی به صورت $(-1)^l$ به دست می آید

$$Y_{lm_l}(\pi - \theta, \phi + \pi) = (-1)^l Y_{lm_l}(\theta, \phi) \quad (75.2)$$

بدین ترتیب، پتانسیلهای مرکزی که فقط به مقدار r بستگی دارند تحت تأثیر پاریته ناوردا می مانند و پاریته تابع موجهای مربوط به آنها ثابت است. پاریته این توابع، در صورت فرد بودن l فرد و در صورت زوج بودن l زوج است.

تابع موج سیستمی که از تعدادی ذره تشکیل شده باشد، از حاصلضرب تابع موجهای تک ذرات آن به دست می آید. اگر سیستم از تعدادی ذره با پاریته زوج یا تعداد زوجی از ذرات با پاریته فرد تشکیل شده باشد تابع موج سیستم زوج خواهد شد، و چنانچه سیستم از تعداد فردی ذره با پاریته فرد تشکیل شود تابع موج آن فرد خواهد بود. بدین ترتیب به هر حالت هسته ای می توان یک پاریته مشخص، فرد یا زوج، نسبت داد. معمولاً علامت پاریته را همراه با تکانه زاویه ای کل حالت مورد نظر نشان می دهند، مثلاً به صورت $^{+}(5/2)$ یا $^{-}(3/2)$. در فصل ۱۰ طرز تعیین پاریته حالتها را به طور تجربی خواهیم دید.

۲. دومین پیامد از قاعده معکوس پاریته حاصل می شود. اگر با سیستمی روبه رو شویم که در آن $|\psi(-\mathbf{r})|^2 \neq |\psi(\mathbf{r})|^2$ باشد، آنگاه باید نتیجه بگیریم که $V(\mathbf{r}) \neq V(-\mathbf{r})$ است. یعنی در این صورت، سیستم نسبت به پاریته ناوردا نیست. در سال ۱۹۵۷ فرایندهای خاصی (از نوع واپاشیهای بتا زا) کشف شد که مقادیر اندازه گیری شده کمیتهای قابل مشاهده در آنها از تقارن پاریته برخوردار نبود. از سوی دیگر، هنوز هیچ شاهدی در دست نیست که برهم کنش هسته ای قوی یا برهم کنش الکترومغناطیسی با نقض پاریته همراه باشد. اثبات نقض پاریته در واپاشی بتا زا یکی از هیجان انگیزترین کشفهای فیزیک هسته ای بوده است که در پیدایش نظریات برهم کنشهای بنیادی بین ذرات، تأثیری عمیق و اساسی داشته است. آزمایش نقض پاریته را در بخش ۹.۹ شرح داده ایم.

۷.۲ آمار کوانتومی

هنگامی که از گردهمایی تعدادی ذره یک سیستم کوانتومی بزرگتر به وجود می آوریم (مانند مورد نوکلئونها یا موجود در یک هسته، الکترونها یا موجود در یک اتم، و اتمهای موجود در یک مولکول)، در صورتی که ذرات سیستم از همدیگر تمایزناپذیر باشند، با اثر کوانتومی جدیدی روبه رو خواهیم شد. اجازه دهید که یک مورد دو ذره ای، مثلاً دو الکترون موجود

در اتم هلیوم، را در نظر بگیریم. فرض کنید تابع موج الکترونی که در \mathbf{r}_1 قرار دارد ψ_A ، و تابع موج الکترونی که در \mathbf{r}_2 قرار دارد ψ_B باشد. تابع موج سیستم متشکل از این دو ذره از حاصلضرب همین مؤلفه‌های تابع موج، به صورت $\psi = \psi_A(\mathbf{r}_1)\psi_B(\mathbf{r}_2)$ ، به دست می‌آید. حال اگر این دو الکترون را با هم تعویض کنیم، تابع موج جدید به صورت $\psi' = \psi_B(\mathbf{r}_1)\psi_A(\mathbf{r}_2)$ درمی‌آید. آیا آزمایشی وجود دارد که تحقق یا عدم تحقق این تعویض را آشکار سازد؟

اگر الکترون‌ها برآستی تمایزناپذیر باشند، پاسخ این پرسش باید منفی باشد. هیچ طرح قابل مشاهده‌ای برای متمایز کردن «الکترون اول» از «الکترون دوم» وجود ندارد. بدین ترتیب، نتیجه‌ای که به دست می‌آید تا حدودی شبیه به نتیجه عمل پارته است: چگالیهای احتمال نسبت به تعویض ذرات یکسان باید ناوددا باشند. یعنی حداکثر تفاوتی که تابع موج تعویضی ψ_{12} با تابع موج اولیه ψ_{21} دارد، فقط در علامت جبری است. بنابراین در اینجا دو حالت پیش می‌آید. اگر در تعویض ذرات علامت تغییر نکند، با تابع موج متقارن سروکار داریم که در این صورت $\psi_{12} = \psi_{21}$ می‌شود. اگر در تعویض ذرات علامت تغییر کند، تابع موج پادمقارن است و در این صورت داریم $\psi_{12} = -\psi_{21}$. تمام تابع موجهای ترکیبی برای ذرات یکسان باید یا کاملاً متقارن یا کاملاً پادمقارن باشند. تابع موجهای با «تقارن آمیخته» مجاز نیستند.

هنگامی که برای تأیید این ادعا به آزمایشگاه می‌رویم و به آزمایش دست می‌زنیم، بهره‌بندی دیگری می‌رسیم که تاکنون استثنایی در آن دیده نشده است: تابع موج ترکیبی تمام ذراتی که اسپین درست (۰، ۱، ۲، ...) دارند متقارن است، در حالی که تابع ترکیبی تمام ذرات با اسپین نیم‌درست (۱/۲، ۳/۲، ۵/۲، ...) پادمقارن است. تابعهای دو ذره‌ای ψ و ψ' که در بالا ذکر شدند نه متقارن اند و نه پادمقارن (یعنی ψ هیچ شباهتی با ψ یا ψ' ندارد)، و از این رو برای نمایش تابع موجهای ترکیبی مناسب نیستند. در عوض، تابع موج ترکیبی زیر را در نظر می‌گیریم

$$\psi_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_A(\mathbf{r}_1)\psi_B(\mathbf{r}_2) \pm \psi_B(\mathbf{r}_1)\psi_A(\mathbf{r}_2)] \quad (۷۶.۲)$$

اگر علامت مثبت را اختیار کنیم، آنگاه تابع موج ترکیبی نسبت به تعویض ذرات متقارن است. چنانچه علامت منفی را اختیار کنیم، نتیجه یک تابع موج پادمقارن خواهد بود. ضریب $1/\sqrt{2}$ برای بهنجار کردن موج ترکیبی در نظر گرفته شده است (فرض این است که هر یک از مؤلفه‌های موج از قبل بهنجار بوده‌اند).

هنگامی که با حالت‌های کوانتومی یکسان A و B سروکار داشته باشیم، با وضعیتی خاص روبرو می‌شویم. (می‌توان A و B را به صورت مجموعه‌ای از اعداد کوانتومی در نظر گرفت.) هر گاه A و B یکسان باشند، تابع موج ترکیبی پادمقارن آنها برابر صفر می‌شود، و در نتیجه چگالی احتمال آن همواره برابر صفر است. احتمال وجود دو ذره یکسان

که اسپین نیم‌درست دارند، در حالت کوانتومی یکسان همیشه باید برابر صفر شود. البته این همان اصل طرد پاؤلی است که وضعیت خاص پرشدن زیرپوسته‌های اتمی را تعیین می‌کند. مبنای ریاضی اصل پاؤلی همین صفرشدن تابع موج پادمقارن است. در ترکیب مقارن تابع موج برابر صفر نمی‌شود، بنا بر این برای ذرات یکسانی که اسپین درست دارند هیچ مانعی نیست که حالت‌های کوانتومی یکسان داشته باشند.

در قسمت‌های آینده این کتاب، اصل پاؤلی را برای نوکلئون‌ها به کار می‌بریم و اهمیت آن را برای درک مدل پوسته‌ای هسته نشان می‌دهیم. همچنین برای کوآرک‌ها که اجزای سازنده نوکلئون‌ها و دیگر ذرات مشابه هستند، چند تابع موج پادمقارن ساده در نظر می‌گیریم.

۸.۲ گذار بین حالتها

حالتی که حقیقتاً مانا باشد، برای همیشه پایدار می‌ماند. مقادیر انتظاری کمتهای قابل مشاهده‌ای که با استفاده از تابع موج حالت مانا محاسبه می‌شوند، در طی زمان تغییر نمی‌کنند. بویژه، مقدار انتظاری انرژی در طی زمان ثابت می‌ماند. انرژی حالت مانا دقیقاً معلوم است، و عدم قطعیت آن

$$\Delta E = \sqrt{\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2} \quad (۷۷.۲)$$

برابر صفر می‌شود، زیرا در این حالت داریم $\langle E^2 \rangle = \langle E \rangle^2$. پس بنا بر رابطه‌های نبرگک، $\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$ داریم $\Delta t = \infty$. از این رو، حالتی که انرژی دقیقاً مشخصی دارد برای همیشه پایدار است، یعنی طول عمرش در برابر واپاشی (به حالت‌های پایینتر) بینهایت است.

اکنون فرض می‌کنیم که بر این سیستم، علاوه بر پتانسیل اولیه V ، یک پتانسیل پریشده ضعیف V' هم وارد شود. در غیاب پتانسیل V' ، می‌توانیم معادله شرو دینگر را برای پتانسیل V حل کنیم و مجموعه‌ای از ویژه-حالتها ψ_n و ویژه-مقادیرهای E_n را به دست آوریم. حال اگر پتانسیل اضافی ضعیف V' را هم در نظر بگیریم، معلوم می‌شود که حالتها تقریباً، اما نه دقیقاً، همان ویژه-حالت‌های قبلی ψ_n هستند که از پتانسیل V حاصل شده‌اند. این پتانسیل اضافی ضعیف موجب می‌شود که سیستم بتواند بین ویژه-حالت‌های «تقریبی» ψ_n در نوسان باشد. به همین ترتیب است که اتم هیدروژن، تحت برهم کنش یک میدان ضعیف الکترومغناطیسی می‌تواند گذارهایی مثلاً به صورت $1s \rightarrow 2p$ یا $2p \rightarrow 3d$ داشته باشد. در اینجا، ترازهای مختلف را به صورتی توصیف می‌کنیم که گویی همان ویژه-حالت‌های سیستم هستند.

با وجود اینکه سیستم می‌تواند از یک حالت انرژی اولیه E_i به حالت نهایی E_f گذر کند، انرژی آن باید پایسته بماند. بنا بر این انرژی کل واپاشی بساید ثابت باشد.

چنانچه انرژی حالت نهایی E_f از انرژی E_i پایینتر باشد، اختلاف انرژی $(E_i - E_f)$ در واپاشی باید به صورت تابش گسیل شود. در گذارهای بین حالتهای برانگیخته اتمی یا هسته‌ای، اختلاف انرژی $(E_i - E_f)$ به صورت فوتون درمی آید.

عدم قطعیت در انرژی حالت نامانا برابر با یک مقدار غیر صفر ΔE است. این کمیت را اغلب «پهنای» آن حالت می نامند و معمولاً با Γ نمایش می دهند. طول عمر τ حالت نامانا (یا متوسط زمان دوام آن پیش از گذار به حالت پایبتر) را از طریق وابستگی آن با زمان Δt ، که در فاصله آن می توانیم انرژی این حالت را اندازه گیری کنیم، و با استفاده از اصل عدم قطعیت می توان بر آورد کرد. بدین ترتیب داریم $\tau \approx \hbar / \Gamma$. احتمال واپاشی یا احتمال گذار λ (که برابر تعداد واپاشی در واحد زمان است) با عمر میانگین τ نسبت معکوس دارد

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \quad (78.2)$$

دستیابی به روشی که با کاربرد آن بتوانیم λ یا τ را مستقیماً از تابع موج هسته محاسبه کنیم، بسیار مفید خواهد بود. ما با داشتن اطلاعات زیر می توانیم این کار را انجام دهیم: (۱) تابع موجهای حالتهای اولیه و نهایی، ψ_i و ψ_f ، را که به تقریب همان حالتهای مانای پتانسیل V هستند، باید در اختیار داشته باشیم؛ (۲) برهم کنش V' که باعث گذار بین این حالتها می شود باید معلوم باشد. محاسبه λ مفصلتر از آن است که آن را در این کتاب بررسی کنیم، ولی در هر کتاب درسی مکانیک کوانتومی پیشرفته می توان آن را یافت. ما در اینجا، صرفاً نتیجه محاسبه را که قاعده تلاپی فرمی نامیده می شود می آوریم

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V'_{fi}|^2 \rho(E_f) \quad (79.2)$$

کمیت V'_{fi} به شکل یک مقدار انتظاری است

$$V'_{fi} = \int \psi_f^* V' \psi_i dv \quad (80.2)$$

در اینجا هم باید به ترتیب حالتهای f و i در انتگرال توجه داشته باشیم. انتگرال V'_{fi} را گاهی جزء ماتریسی عملگر گذار V' می گویند. این اصطلاح به صورت بندی دیگری از مکانیک کوانتومی مربوط می شود که به جای معادله دیفرانسیل بر ماتریس مبتنی است. مخصوصاً این نکته را باید در نظر داشت که احتمال واپاشی با استفاده از معجزه جزء ماتریس گذار به دست می آید.

کمیت $\rho(E_f)$ را چگالی حالتهای نهایی می گویند که منظور از آن، تعداد حالتهای موجود در فاصله واحد انرژی در انرژی E_f است. دلیل استفاده از این مفهوم به این شرح

است: احتمال واپاشی وقتی که حالت نهایی E_f به صورت يك تك حالت منزوی باشد، نسبت به وقتی که تعداد بسیار زیادی حالت نهایی در يك نوار باریک در نزدیکی E_f متمرکز شود، خیلی کمتر است. در صورتی که چگالی حالتها در نزدیکی E_f زیاد باشد، حالتهاى نهایی ممکن برای گذار فراوانتر و در نتیجه احتمال گذار هم بیشتر خواهد شد. چگالی حالتهاى نهایی را بر اساس نوع واپاشی مورد نظر باید محاسبه کرد. هنگام بحث دربارهٔ سطح مقطعهای واپاشی بتازا، واپاشی گاما، و پراکندگی، نمونه‌هایی از این مسئله را بررسی خواهیم کرد.

مراجعه مطالعات تکمیلی

کتابهای فیزیک جدید زیر که در سطحی مقدماتی تهیه شده‌اند، زمینه لازم را برای مطالعه مکانیک کوانتومی فراهم می‌آورند:

A. Beiser, *Concepts of Modern Physics*, 3rd Ed. (New York: McGraw-Hill, 1981),

K. S. Krane, *Modern Physics* (New York: Wiley, 1983),

P. A. Tipler, *Modern Physics* (New York: Worth, 1978),

ریچارد وایدنر و رابرت سلز، *مبانی فیزیک نوین* (مرکز نشر دانشگاهی، ۱۳۶۵).
مراجعه مکانیک کوانتومی در سطح کتاب حاضر عبارت‌اند از:

R. Eisberg and R. Resnick, *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei, and Particles*, 2nd ed. (New York: Wiley, 1985),

ترجمهٔ فارسی نیمهٔ اول این کتاب با عنوان *فیزیک کوانتومی جلد اول*، در سال ۱۳۶۲ توسط مرکز نشر دانشگاهی منتشر شده است.

A. P. French and E. F. Taylor, *An Introduction to Quantum Physics* (New York: Norton, 1978),

R. B. Leighton, *Principles of Modern Physics* (New York: McGraw-Hill, 1969),

D. S. Saxon, *Elementary Quantum Mechanics* (San Francisco: Holden-Day, 1968).

کتابهای مکانیک کوانتومی پیشرفته که برای بحث تفصیلی مطالب مطرح شده در این کتاب می‌توان بدانها مراجعه کرد، عبارت‌اند از:

C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë, *Quantum Mechanics* (New York: Wiley-Interscience, 1977).

بخشی از ترجمهٔ فارسی این کتاب تحت عنوان *مکانیک کوانتومی جلد اول*، در سال ۱۳۶۵ توسط مرکز نشر دانشگاهی منتشر شده است.

D. Park, *Introduction to the Quantum Theory*, 2nd ed. (New York: McGraw-Hill, 1974),

E. Merzbacher, *Quantum Mechanics*, 2nd ed. (New York: Wiley 1970).

مسائل

۰۱. معادله (۳۷.۲) را محاسبه کنید و منحنی ضریب عبور را بر حسب انرژی ذره فرودی E رسم کنید. درباره چگونگی تغییرات T بحث کنید.

۰۲. معادله (۳۹.۲) را محاسبه کنید و منحنی ضریب عبور را بر حسب E رسم کنید.

۰۳. معادله شرودینگر را با پتانسیل زیر حل کنید:

$$\begin{aligned} V(x) &= \infty & x < 0 \\ &= -V_0 & 0 < x < a \\ &= 0 & x > a \end{aligned}$$

در اینجا V_0 مثبت است و می‌خواهیم جوابها را در انرژیهای $E > 0$ تعیین کنیم. همه ضرایب نامعین را بر حسب یک ضریب منفرد به دست آورید، ولسی لازم نیست که تابع موج را بهنجار کنید. فرض کنید که ذرات از $x = -\infty$ تا بیده می‌شوند.

۰۴. تعداد حالت‌های مقید و انرژی آنها را در چاه مربعی یک بعدی متناهی، هنگامی که $P = 10$ است، تعیین کنید.

۰۵. جواب نوسانگر «نیم» هماهنگ زیر را پیدا کنید

$$\begin{aligned} V(x) &= \infty & x < 0 \\ &= \frac{1}{4} kx^2 & x > 0 \end{aligned}$$

تابع موجها و مقادیر انرژی این نوسانگر را با نوسانگر تمام هماهنگ مقایسه کنید. چرا در این مسئله، تعدادی از جوابهای نوسانگر کامل را مشاهده می‌کنیم و تعدادی را نمی‌یابیم؟

۰۶. برای حالت پایه و دو حالت برانگیخته اول در نوسانگر هماهنگ ساده یک بعدی، احتمال وجود ذره را در خارج از نقاط بازگشت کلاسیک پیدا کنید.

۰۷. (الف) مقادیر $\langle x \rangle$ و $\langle x^2 \rangle$ را برای نوسانگر هماهنگ ساده یک بعدی تعیین کنید.

(ب) مقدار $\Delta x = [\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2]^{1/2}$ را در این مسئله پیدا کنید.

(ج) بدون هیچگونه محاسبه اضافی، مقادیر $\langle p_x \rangle$ و $\langle p_x^2 \rangle$ را به دست آورید. (داهنمایی:

مقدار $\langle p_x^2 / 2m \rangle$ را تعیین کنید.)

(د) مقدار Δp_x و حاصلضرب $\Delta x \cdot \Delta p_x$ را به دست آورید. چرا بسته‌موجی به این

۸. شکل را (که شکل گاوسی نامیده می شود) بسته موجی با «حد اقل عدم قطعیت» می دانند؟
 (الف) تابع موجها و ترازهای انرژی ذره ای را که در يك جعبه مربع - مستطیل دو بعدی محبوس است، پیدا کنید. پتانسیل ذره را به صورت زیر در نظر بگیرید

$$V(x, y) = 0 \quad -a \leq x \leq +a, \quad -b \leq y \leq +b \\ = \infty \quad |x| > a, \quad |y| > b$$

(ب) نموداری مشابه شکل ۱۰.۲ رسم کنید که ترازها و واکنیها را برای موارد $b = 2a$ و $b = a$ نشان دهد.

۹. شکل ۱۰.۲ را تا حد E_0 ادامه دهید.

۱۰. شکل ۱۱.۲ را تا حد E_0 ادامه دهید.

۱۱. برای حل معادله (۵۴.۲)، جداسازی مورد نیاز را انجام دهید.

۱۲. نشان دهید که چهار تابع موج شعاعی اول در جدول ۴.۲، جوابهای معادله شرودینگر باهمان مقادیر انرژی هستند، و بهنجار بودن آنها را نیز تحقیق کنید.

۱۳. جوابهای چاه مربعی نامتناهی يك بعدی را وقتی که گستره پتانسیل، به جای از ۰ تا $+a$ ، از $-a/2$ تا $+a/2$ باشد، پیدا کنید. آیا این پتانسیل نسبت به پارامتر ناورد است؟ آیا تابع موج نسبت به پارامتر ناورد است؟ درباره انتساب پارامتر فرد و زوج به این جوابها بحث کنید.

۱۴. زاویه بین بردار تکانه زاویه ای \mathbf{L} و محور z را، وقتی که $l = 3$ است، برای تمام سمتگیریهای ممکن پیدا کنید.

۱۵. (الف) مقادیر ممکن z را برای حالت های f پیدا کنید.

(ب) مقادیر متناظر m_z را پیدا کنید.

(ج) تعداد کل حالت های m_z را پیدا کنید.

(د) اگر به جای m_z از m_l و m_s استفاده می کردیم، تعداد حالتها چقدر می شد؟

۱۶. يك تابع موج ترکیبی معرف اسپین کل S برای مجموعه ای سه الکترونی را می توان

به صورت $\psi_1(m_s) \psi_2(m_s) \psi_3(m_s) = \psi$ نشان داد که در آن برای هر الکترون با اسپین

$1/2$ داریم $m_s = \pm 1/2$. (الف) فهرستی از تمام تابع موجهای ممکن و تصاویر

اسپین کل آنها M_S تهیه کنید. (ب) نشان دهید که تعداد مقادیر M_S با تعداد مقادیر

مختلف اسپین کل S برابر است. (بعضی از مقادیر S ممکن است بیش از یکبار ظاهر

شوند.) (ج) با رسم نمودارهای برداری ساده از جفت شدگیهای مختلف S_1, S_2 ، و

S_3 نشان دهید که می توان به تعداد S و مقادیر آنها دست یافت. (دانهمایی: نخست

دوتا از اسپینها را با هم جفت کنید، و سپس جفت شدگی اسپین سوم را با برایندهای

دو اسپین اول در نظر بگیرید.) (د) در جفت شدگی چهار الکترون، مقادیر ممکن S و

چند تاییگی آنها را به دست آورید، و نشان دهید که تعداد حالت های M_S با آنچه از

فهرست تابع موجهای ممکن به دست می آید سازگاری دارد.

خواص هسته‌ها

هسته هم مانند بسیاری از سیستم‌های پیرو قوانین مکانیک کوانتومی، جسمی پیچیده و ابرآرآمیز است که توصیف رفتار و خواص آن خیلی دشوارتر از اجسام ماکروسکوپی است. مثلاً توصیف کامل یک هسته میان-وزن ۵۰ نوکلئونی، برحسب کلیهٔ برهم‌کنش‌های بین نوکلئون‌های موجود در هسته، مستلزم تعداد ۵۰! عبارت یا در حدود ۱۰۶۴ جمله است! بنا بر این ما باید رهیافتی متفاوت در پیش بگیریم و سعی کنیم که مشخصات کلی هر سیستم هسته‌ای را به عنوان یک واحد جداگانه شناسایی کنیم. اکنون باید پرسید که آیا خواص فیزیکی سراغ داریم که با استفاده از آنها بتوانیم توصیف کاملی از هر هسته به دست دهیم؟ هسته‌ها را به کمک تعدادی از پارامترهای هسته‌ای تا حد قابل توجهی می‌توان توصیف کرد. این پارامترها عبارت‌اند از: بار الکتریکی، شعاع، جرم، انرژی بستگی، تکانه زاویه‌ای، پارامتر، گشتاور دو قطبی مغناطیسی، گشتاور چار قطبی الکتریکی، و انرژی حالت‌های برانگیخته. اینها خواص استاتیکی هسته‌ها هستند که در همین فصل آنها را بررسی می‌کنیم. در فصل‌های بعدی خواص دینامیکی هسته‌ها، از جمله احتمال واپاشی و احتمال واکنش هسته‌ها را بررسی خواهیم کرد. درک خواص استاتیکی و دینامیکی و تفسیر آنها بر پایهٔ برهم‌کنش بین تک‌تک نوکلئون‌های موجود در هسته، وظیفه‌ای بس خطیر است که هر متخصص فیزیک هسته‌ای باید با آن دست و پنجه نرم کند.

۱.۳ شعاع هسته

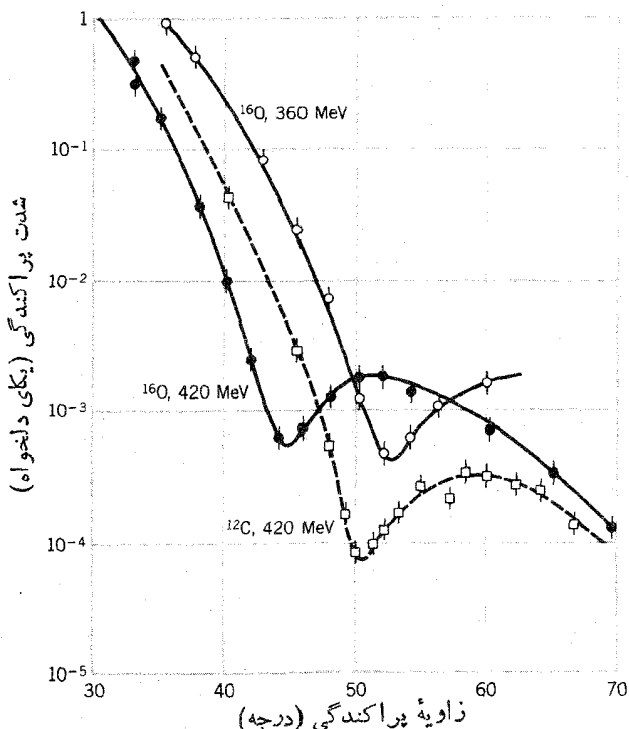
شعاع هسته هم مانند شعاع اتم، کمیتی دقیقاً تعریف شده نیست. هیچیک از این دو (یعنی اتم و هسته) را نمی‌توان به صورت کره‌هایی جامد با مرزهای مشخص تصور کرد. در هر دومورد، پتانسیل کولنی که عامل پیوند اتمی و توزیع بار الکترونهاست تا بینهایت ادامه دارد، هر چند که مقدار آن در فواصل دورتر از شعاع اتمی ($10^{-10}m$) فوق‌العاده ناچیز است. چیزی که در اینجا نیاز داریم این است که با به دست دادن یک «تعریف عملیاتی» مقصودمان را از شعاع اتم روشن کنیم. برای نمونه، می‌توانیم شعاع اتم را به صورت مقدار متوسط بزرگترین شعاع حالت‌های الکترونی مختلف اتم تعریف کنیم. اما اندازه‌گیری چنین شعاعی فوق‌العاده دشوار است و به همین دلیل از تعاریفی عملیتر، مانند فاصله بین اتمها در یک ترکیب یونی از اتمهای مورد نظر، استفاده می‌شود. این تعریف نیز مشکلاتی دارد؛ وقتی که اتم تحت بررسی را در ترکیبهای مختلف یا در حالت‌های ظرفیتی مختلف در نظرمی‌گیریم، شعاعهای متفاوتی برای آن به دست می‌آوریم.

وضع هسته‌ها، ازجهاتی بهتر و ازجهاتی بدتر است. چنانکه بزودی خواهیم دید، وضعیت بستگی فضایی چگالی نوکلئونها و پتانسیل هسته‌ای مشابهاً به یکدیگر است، بدین معنی که چگالی و پتانسیل تا فواصل کوتاهی توزیع نسبتاً ثابت دارند و آنگاه سرعت به صفر میل می‌کنند. بنابراین تا حدودی طبیعی است که شکل هسته را با دو پارامتر مشخص کنیم: شعاع میانگین که نشانگر فاصله‌ای از مرکز هسته است که چگالی نوکلئونی در آن به نصف مقدار مرکزی آن کاهش می‌یابد، و «ضخامت پوست» که در طی آن چگالی نوکلئونی از مقدار نزدیک به حداکثر به مقدار نزدیک به حداقل کاهش می‌یابد. (در بخش ۵ همین فصل، پارامترسومی را هم معرفی خواهیم کرد که برای شناسایی هسته‌های غیرکروی لازم می‌شود.)

مسائلی که در اینجا با آنها روبه‌رو می‌شویم، به تعیین دقیق نوع کمیتی که با توزیع مورد نظر توصیف می‌شود مربوط است. مثلاً شعاعی که اندازه‌گیری می‌کنیم، به نوع آزمایشی که برای تعیین شکل هسته انجام می‌دهیم بستگی دارد. در بعضی آزمایشها نظیر پراکندگی الکترونیهای پرانرژی، پرتوهای ایکس موئونی، انتقال ایزوتوبی پرتوایکس و تابش اپتیکی، و اختلاف انرژی هسته‌های آینه‌ای، برهم‌کنش کولنی بین یک ذره باردار و هسته را اندازه‌گیری می‌کنیم. پس کمیت مورد اندازه‌گیری در این آزمایشها، توزیع بار هسته‌ای است (این توزیع عمدتاً توزیع پروتونها و اندکی هم توزیع نوترونها را، به خاطر ساختار داخلی‌شان، شامل می‌شود). در آزمایشهای دیگر نظیر پراکندگی رادفورد، راپاشی آلفاها، و پرتوهای ایکس پیونی، برهم‌کنش هسته‌ای قوی بین ذرات موجود در هسته اندازه‌گیری می‌شود، و توزیع تعیین شده توزیع نوکلئونهاست که توزیع ماده هسته‌ای نامیده می‌شود.

توزیع بار هسته‌ای

روش معمولی تعیین اندازه و شکل جسم، بررسی تابش پراکنده شده توسط آن جسم است (و این درست همان کاری است که در نگاه کردن به یک جسم یا عکسبرداری از آن انجام می‌دهیم). برای اینکه بتوانیم جسم و جزئیات آن را ببینیم باید طول موج تابش مورد استفاده از ابعاد جسم کوچکتر باشد، چه درغیر این صورت اثرات پراش تمام یا بخشی از تصویر جسم را محو خواهد کرد. تابش مورد نیاز برای هسته‌هایی به ابعاد حدود 10 fm باید دارای طول موج $\lambda \leq 10 \text{ fm}$ یا تکانه $p \geq 100 \text{ MeV}/c$ باشد. باریکه‌های الکترونی با انرژی 100 MeV تا 1 GeV را با استفاده از شتابدهنده‌های پرنرژی نظیر شتابدهنده خطی استانفورد می‌توان تولید کرد، و بررسی و تحلیل آنها نیز نیازمند طیف‌سنج‌های دقیقی است که بتوانند فقط الکترون‌های پراکنده شده از هدف‌های هسته‌ای خاصی را آشکار سازی کنند. نمونه‌ای از نتایج چنین آزمایشی را در شکل ۱۰۳ نشان داده‌ایم. در این شکل، اولین کمینه منحنی سطح مقطع را که مشابه نقش پراش است به وضوح مشاهده می‌کنیم. اولین کمینه نقش پراش برای پراش از یک قرص دایره‌ای به قطر D باید تحت زاویه



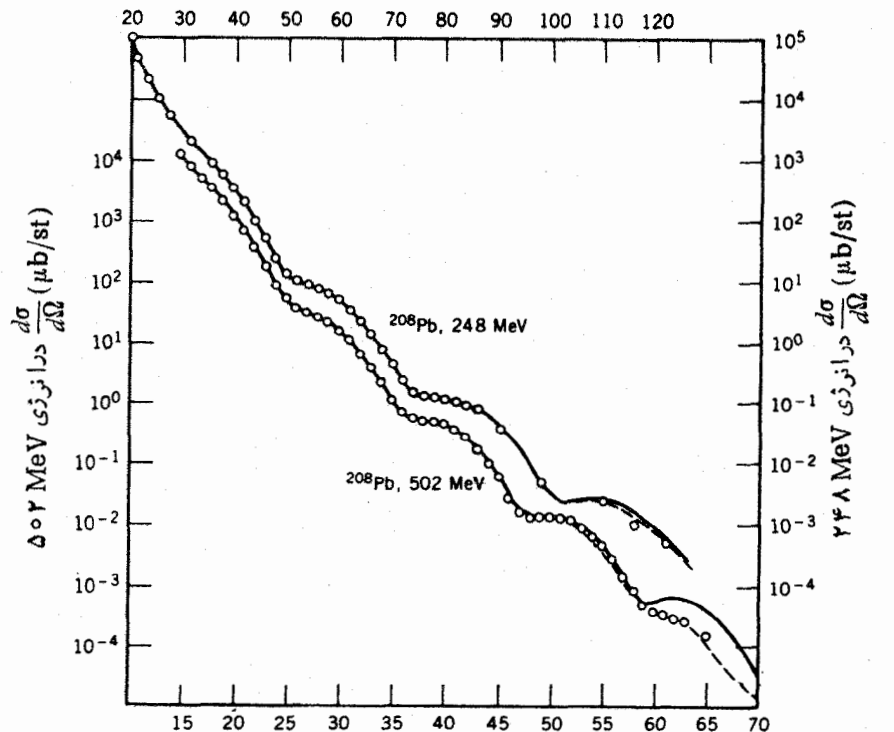
شکل ۱۰۳ پراکنده‌گی الکترون از هدف‌های ^{16}O و ^{12}C . شکل سطح مقطع تا حدودی مشابه نقش پراش حاصل از امواج نوری است.

می آید عبارت است از 26 fm برای ^{16}O و 23 fm برای ^{12}C . مقادیر این برآوردها خیلی تقریبی است، زیرا پتانسیل پراکندگی را باید يك مسئله سه بعدی در نظر گرفت که فقط به طور تقریبی با پراش حاصل از يك قرص دوبعدی قابل مقایسه است.

نتایج حاصل از پراکندگی الاستیک از يك هسته سنگین، ^{208}Pb ، را در شکل ۲.۳ نشان داده ایم. در منحنی پراش - مانند سطح مقطع پراکندگی، چندین کمینه دیده می شود. علت اینکه این کمینه ها مانند کمینه های پراش نورتابیده شده بر قرص کدر به صفر نمی رسند، این است که هسته مرز دقیقاً مشخصی ندارد.

اجازه دهید که این مسئله را به صورت کمی تری بررسی کنیم. تابع موج اولیه الکترون که ذره ای آزاد با تکانه $\mathbf{k}_i = \hbar\mathbf{k}_i$ محسوب می شود، به شکل $e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}}$ است. الکترون

زاویه پراکندگی (درجه) در انرژی 248 MeV



زاویه پراکندگی (درجه) در انرژی 502 MeV

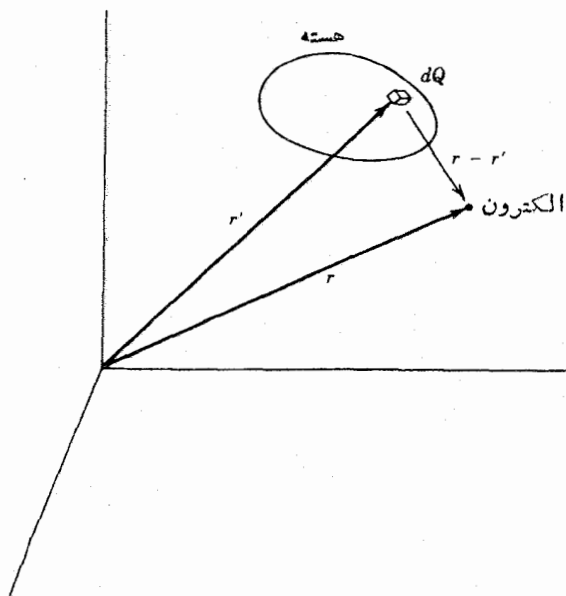
شکل ۲.۳ پراکندگی الاستیک الکترونها از هدف ^{208}Pb . توجه داشته باشید که مقیاسهای افقی متنظر با دومقدار انرژی باهم تفاوت دارند. در این آزمایش هم رفتار پراش - مانند دیده می شود، اما کمینه ها به صفر نمی رسند.

پراکنده را هم می‌توان به صورت ذدهای آزاد با تکانه $\mathbf{p}_f = \hbar \mathbf{k}_f$ و تابع موج $e^{i\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{r}}$ در نظر گرفت. برهم کنشی که موج اولیه را به موج پراکنده تبدیل می‌کند از پتانسیل $V(r)$ سرچشمه می‌گیرد و طبق معادله (۸۰.۲)، احتمال گذار با مربع کمیت زیر متناسب می‌شود

$$F(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) = \int \psi_f^* V(r) \psi_i dv \quad (1.3)$$

$$F(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} V(r) dv \quad (2.3)$$

در اینجا ثابت بهنجارش را باید چنان انتخاب کرد که $F(0) = 1$ شود. کمیت $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ همان تغییر تکانه الکترون پراکنده است. برهم کنش $V(r)$ به چگالی بار هسته‌ای $Zep_e(\mathbf{r}')$ بستگی دارد که در آن \mathbf{r}' بردار مکان نقطه‌ای از هسته و ρ_e توزیع بار هسته است. چنانکه در شکل ۳.۳ دیده می‌شود، انرژی پتانسیل الکترونی که در \mathbf{r} قرار دارد بر اثر جزء بار dQ مستقر در \mathbf{r}' عبارت است از



شکل ۳.۳ نمایش هندسی آزمایش پراکندگی. مبدأ مختصات را دلخواه در نظر گرفته ایم. بردار مکان \mathbf{r}' جای جزء بار dQ را در داخل هسته مشخص می‌کند، و بردار \mathbf{r} مکان الکترون را در همان دستگاه مختصات نشان می‌دهد.

$$dV = - \frac{e dQ}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

$$= - \frac{Ze^2 \rho_e(\mathbf{r}') dv'}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (۳.۳)$$

برای تعیین انرژی کل برهم کنش $V(r)$ باید از مقدار فوق برای تمام مقادیر dQ در داخل هسته انتگرال گیری کرد

$$V(r) = - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho_e(\mathbf{r}') dv'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (۴.۳)$$

بسا قرار دادن $\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} = qr \sin \theta$ در معادله (۴.۳) و انتگرال گیری روی \mathbf{r} ، نتیجه پس از بهنجار شدن به صورت زیر درمی آید

$$F(q) = \int e^{iq \cdot \mathbf{r}'} \rho_e(\mathbf{r}') dv' \quad (۵.۳)$$

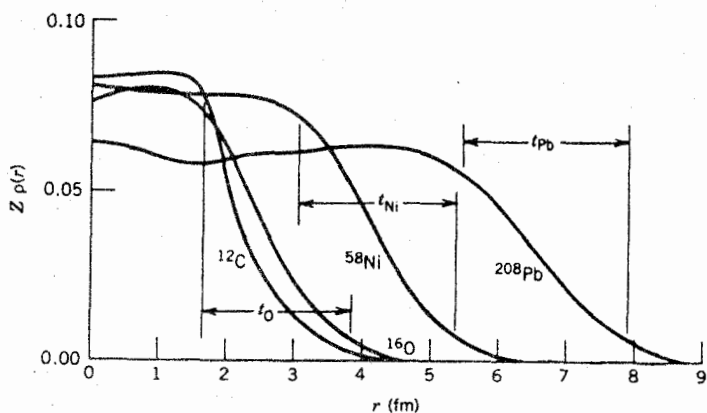
چنانچه $\rho_e(\mathbf{r}')$ فقط به مقدار r' (و نه به θ' یا ϕ') بستگی داشته باشد، خواهیم داشت

$$F(q) = \frac{4\pi}{q} \int \sin qr' \rho_e(r') r' dr' \quad (۶.۳)$$

این کمیت فقط تابع q ، یعنی بزرگی \mathbf{q} ، است. چون پراکندگی را از همان آغاز الاستیک در نظر گرفتیم، داریم $|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_f|$ و صرفاً تابعی از زاویه پراکندگی α (زاویه بین \mathbf{p}_f و \mathbf{p}_i) است. اندکی محاسبه برداری نشان می‌دهد که $q = (2p/\hbar) \sin \alpha/2$ که در آن p تکانه الکترون است. اندازه گیری احتمال پراکندگی به صورت تابعی از α ، بستگی معادله (۶.۳) را به مقدار q مشخص می‌کند. کمیت $F(q)$ را عامل شکل می‌گویند، و معکوس عددی معادله (۶.۳) که در واقع همان تبدیل معکوس فوریه است چگالی $\rho_e(r')$ را به دست می‌دهد.

نتایج این روش محاسباتی را برای چند هسته مختلف در شکل ۴.۳ نشان داده‌ایم. نکته مهمی که با توجه به این منحنیها حاصل می‌شود این است که چگالی بار هسته‌ای در مرکز تمام هسته‌ها تقریباً مقداری ثابت است. نوکلئونها ظاهراً در مرکز هسته متراکم نمی‌شوند، بلکه توزیع آنها در تمام حجم هسته نسبتاً ثابت می‌ماند. (نتیجه‌ای که از اندازه گیریهای توزیع ماده هسته‌ای به دست می‌آید نیز همین امر را تأیید می‌کند). بنا بر این، نتیجه می‌گیریم که تعداد نوکلئونهای موجود در واحد حجم هسته تقریباً ثابت است

$$\frac{A}{(4/3)\pi R^3} \sim \text{const.} \quad (۷.۳)$$



شکل ۴.۳ نمونه‌هایی از توزیع شعاعی بار در هسته که با استفاده از پراکندگی الکترونها حاصل شده است. ضخامت پوست t برای هسته‌های O ، Ni و Pb نشان داده شده است که مقدار آن ثابت و در حدود 2.3 fm است. تغییر چگالی بار مرکزی از سبکترین تا سنگینترین هسته، چندان زیاد نیست.

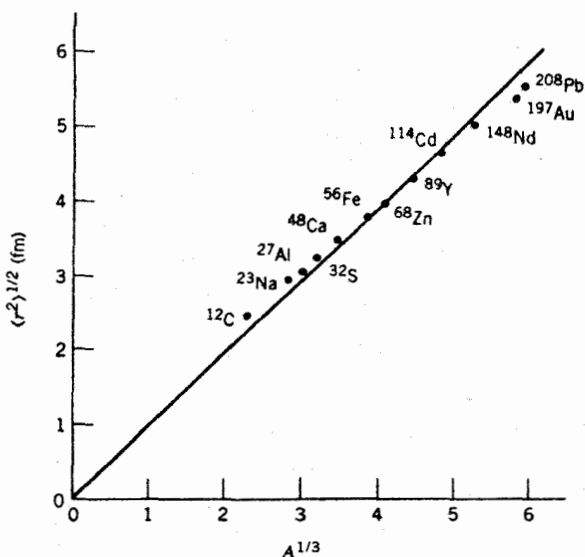
که در آن R شعاع میانگین هسته است. از این رو داریم $R \propto A^{1/3}$ و با تعریف ثابت تناسب R_0 می‌توان نوشت

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (۸.۳)$$

با توجه به اندازه گیرهای پراکندگی الکترون، نظیر آنچه در شکل ۴.۳ نشان داده شده است، معلوم می‌شود که $R_0 \approx 1.2 \text{ fm}$ است. تمام جزئیات مربوط به توزیع بار هسته‌ای را می‌توان از این اندازه گیرها به دست آورد.

شکل ۴.۳ میزان پخش شدگی سطح هسته‌ها (و نامشخص بودن مرز آنها) را هم نشان می‌دهد. چگالی بار تا نقطه معینی تقریباً ثابت می‌ماند و آنگاه به کندی به صفر میل می‌کند. فاصله‌ای که در طی آن چگالی بار به صفر می‌رسد، تقریباً مستقل از اندازه هسته است و معمولاً مقداری ثابت در نظر گرفته می‌شود. ضخامت پوست را به صورت پارامتر t چنان تعریف می‌کنیم که در طی آن چگالی بار هسته از ۹۰٪ مقدار مرکزی به ۱۰٪ مقدار آن کاهش می‌یابد. مقدار t تقریباً برابر 2.3 fm است.

ارتباط کمی بین شعاع هسته و عدد جرمی در شکل ۵.۳ که مبتنی بر نتایج پراکندگی الکترون است، به صورت آشکارتری نموده شده است. در این شکل، ریشه میانگین مربعی شعاع $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ مستقیماً از توزیع الکترونها پراکنده به دست آمده است. برای کره‌ای که به طور یکنواخت باردار باشد، داریم $\langle r^2 \rangle = (3/5)R^2$ که در آن R شعاع کره است. شکل ۵.۳ نشان می‌دهد که بستگی خطی بین R و $A^{1/3}$ به طور تقریبی از سبکترین هسته



شکل ۵.۳ ریشه میانگین مربعی شعاع هسته‌ها که از آزمایش‌های پراکندگی الکترون به دست آمده است. با توجه به شیب خط داریم $R_0 = 1.23 \text{ fm}$. این خط، از برازش حقیقی نقاط تجربی حاصل نشده است، بلکه آن را از مبدأ مختصات عبور داده‌ایم تا معادله $R = R_0 A^{1/3}$ تجربی حاصل شود. خطای آزمایش نوعاً از قطر نقاط تجربی ($\pm 0.01 \text{ fm}$) کوچکتر است.

تاسنگین‌ترین هسته اعتبار دارد. با توجه به شیب خط معلوم می‌شود که $R_0 = 1.23 \text{ fm}$ است. چگالی بار هسته‌ای را با مطالعه دقیق گذارهای اتمی هم می‌توان تعیین کرد. در حل معادله شرودینگر برای اتم تک‌الکترونی، همیشه فرض می‌شود که الکترون تحت جاذبه یک هسته نقطه‌ای با پتانسیل $V(r) = -Ze^2 / 4\pi\epsilon_0 r$ قرار دارد. چون هسته‌های واقعی به صورت نقطه نیستند، تابع موج الکترون می‌تواند به $r < R$ نفوذ کند، و بدین گونه الکترون قسمتی از اوقاتش را درون توزیع بار هسته‌ای می‌گذراند، و در آنجا برهم‌کنشی کاملاً متفاوت با پتانسیل کولنی را تجربه می‌کند. بویژه برای هسته‌ای که شعاع غیرصفر دارد، وقتی که $r \rightarrow 0$ ، پتانسیل $V(r)$ به سوی بینهایت میل نخواهد کرد. به‌طور تقریبی می‌توان هسته را کره‌باردار یکنواختی به شعاع R تصور کرد که انرژی پتانسیل الکترون در فواصل $r \leq R$ عبارت است از

$$V'(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 R} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right\} \quad (9.3)$$

و این در حالی است که انرژی پتانسیل الکترون در فواصل $r \geq R$ به همان شکل پتانسیل هسته نقطه‌ای است.

انرژی کل E الکترون در حالت ψ_n برای يك هسته نقطه‌ای، تا حدودی به مقدار انتظاری انرژی پتانسیل بستگی دارد

$$\langle V \rangle = \int \psi_n^* V \psi_n dv \quad (10.3)$$

که در آن V انرژی پتانسیل کولنی هسته نقطه‌ای است. اگر (در تقریب اول) فرض کنیم که تبدیل هسته نقطه‌ای به هسته کروی با بار یکنواخت تغییر قابل توجهی در تابع موج الکترون ψ_n به وجود نمی‌آورد، آنگاه انرژی کل E' الکترون در هر حالت از هسته کروی به مقدار انتظاری پتانسیل V' بستگی پیدا می‌کند

$$\langle V' \rangle = \int_{r < R} \psi_n^* V' \psi_n dv + \int_{r > R} \psi_n^* V \psi_n dv \quad (11.3)$$

که در آن انتگرال دوم فقط به انرژی پتانسیل $1/r$ بستگی دارد. بنا بر این، اثر هسته کروی این است که انرژی حالت‌های الکترون را به نسبت هسته نقطه‌ای به مقدار $\langle V' \rangle - \langle V \rangle = \Delta E = E' - E$ تغییر می‌دهد. اینکه اختلاف انرژی از تفاضل $\langle V' \rangle - \langle V \rangle$ به دست بیاید، از این فرض ناشی می‌شود که تابع موجها تغییر نکرده‌اند. در این صورت، جملات مربوط به انرژی جنبشی در E و E' یکسان خواهند بود. با استفاده از تابع موج هیدروژنی ۱s در جدول ۵.۲ حاصل می‌شود

$$\Delta E = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z^4}{a_0^3} \int_0^R e^{-2Zr/a_0} \left\{ \frac{1}{r} - \frac{3}{2R} + \frac{1}{2} \frac{r^2}{R^2} \right\} r^2 dr \quad (12.3)$$

عامل نمایی در زیر انتگرال تقریباً برابر واحد است، زیرا $R/a_0 \approx 10^{-5}$ می‌شود، و با توجه به جملات باقیمانده خواهیم داشت

$$\Delta E = \frac{2}{5} \frac{Z^4 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{R^2}{a_0^3} \quad (13.3)$$

این مقدار ΔE مابه‌التفاوت انرژی بین حالت ۱s در اتمی با هسته «نقطه‌ای» و حالت ۱s در اتم با هسته کروی باردار یکنواخت به شعاع R است. هسته کروی باردار یکنواخت با شعاع R ، چنانکه شکل ۴.۳ نشان می‌دهد، تقریب خوبی از هسته واقعی است. هرگاه چشمه‌ای از آنها با هسته‌های «نقطه‌ای» در اختیار داشته باشیم، می‌توانیم ΔE را اندازه‌گیری کنیم و از آنجا R را به دست آوریم! چون چنین هسته‌هایی وجود ندارند، راه حل مناسب بعدی این است که E' را از طریق اندازه‌گیری (مثلاً پرتوهای ایکس K) تعیین کنیم و سپس با استفاده از تابع موج اتم در حالت ۱s مقدار E متناظر به هسته نقطه‌ای را محاسبه کنیم. متأسفانه تابع موجهای اتم با دقت کافی در اختیار نیست که این کار انجام شود. مابه‌التفاوت ΔE خیلی کوچک و شاید در حدود $10^{-4} E$ است، و تابع موجهای ۱s

اتمهای هیدروژنی برای محاسبه E با دقت ۱ قسمت در ۱۰۴ کافی نیست (عوامل جنبی نظیر اثرات نسبیتی و حضور الکترونهای دیگر در اتم هم بر مقدار انرژی حالت ۱S تأثیر می‌گذارند). بنابراین، با استفاده از یک اندازه‌گیری منفرد انرژی پرتو ایکس K نمی‌توان شعاع هسته را به دست آورد.

به جای اندازه‌گیری منفرد، اجازه دهید انرژی پرتو ایکس K (حاصل از گذار الکترونی ۱S \rightarrow ۲p) را در دو ایزوتوپ مجاور با اعداد جرمی A و A' اندازه‌گیری و آنها را باهم مقایسه کنیم. اگر این انرژیها را با $E_K(A)$ و $E_K(A')$ نمایش دهیم، داریم

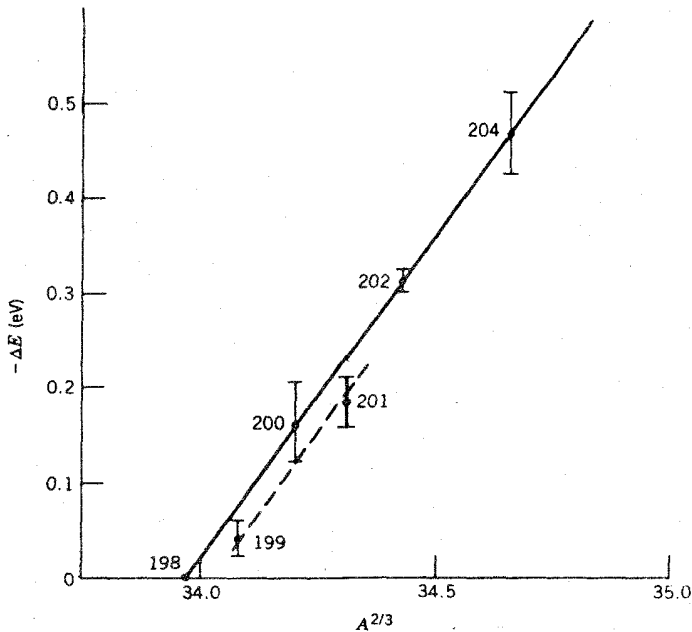
$$E_K(A) - E_K(A') = E_{2p}(A) - E_{1s}(A) - E_{2p}(A') + E_{1s}(A') \quad (14.3)$$

اگر اختلاف انرژی ۲p را ناچیز بگیریم (یا دآور می‌شود که بنا بر آنچه در فصل ۲ دیدیم، تابع موجهای p الکترون در $r=0$ ناپدید می‌شوند)، اختلاف انرژی حالتیهای باقیمانده ۱S به اختلاف مقادیر ΔE حاصل از معادله (۱۳.۳) تبدیل می‌شود، زیرا $E_{1s} \equiv E' = E + \Delta E$ است و مقادیر E هسته «نقطه‌ای» برای ایزوتوپهای A و A' یکسان خواهد بود. پس خواهیم داشت

$$\begin{aligned} E_K(A) - E_K(A') &= \Delta E(A') - \Delta E(A) \\ &= -\frac{2}{5} \frac{Z^4 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{a_0^3} R_0^2 (A^{2/3} - A'^{2/3}) \end{aligned} \quad (15.3)$$

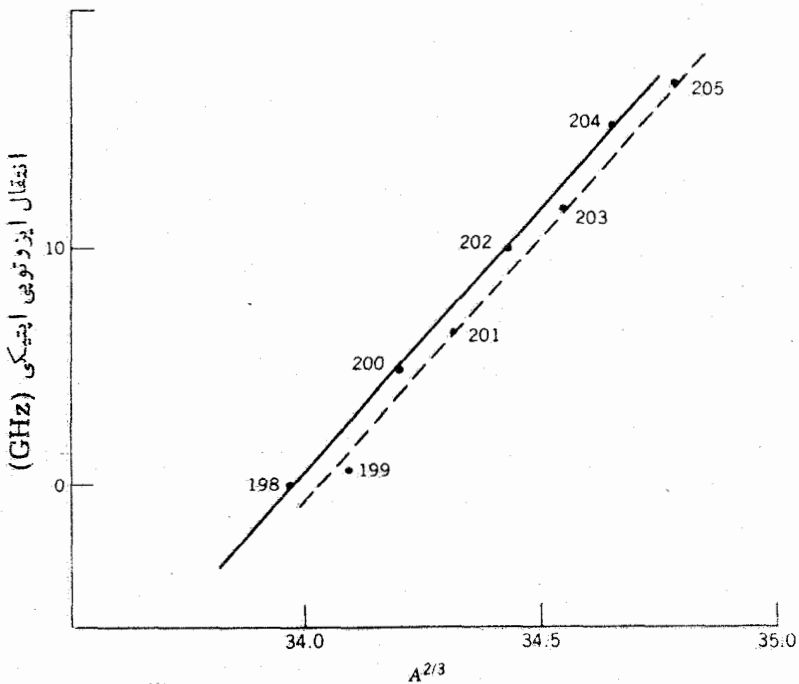
کمیت $E_K(A) - E_K(A')$ را انتقال ایزوتوپی پرتو ایکس K می‌نامند. از ترسیم منحنی تغییرات این کمیت بر حسب $A^{2/3}$ برای تعدادی ایزوتوپ با مقادیر مختلف A و مقایسه همه آنها با A' یکسان، خط راستی حاصل می‌شود که شیب آن مقدار R_0 را به دست می‌دهد. شکل ۶.۳ نمونه‌ای از این نوع منحنی را برای چند ایزوتوپ Hg نشان می‌دهد. تناسب بین انتقال ایزوتوپی و مقدار $A^{2/3}$ در این شکل بسیار خوب است. اما مقدار R_0 حاصل از شیب خط مقدار مناسبی نیست، زیرا تابع موج ۱S مورد استفاده در معادله (۱۲.۳) نماینده خیلی خوبی از تابع موج حقیقی ۱S نیست. برای مثال، مقادیر محاسبه شده انرژی پرتو ایکس K در حدود ۱۰ درصد کمتر از مقادیر مشاهده شده است. چنانچه در محاسبات تفصیلی الکترون ۱S اثرات نسبیتی و اثرات حضور الکترونهای دیگر را در اتم در نظر بگیریم، رابطه واقع بینانه‌تری بین شیب شکل ۶.۳ و مقدار R_0 به دست می‌آید. مقادیر حاصل برای R_0 در گستره ۱۲۲ fm قرار دارند، و با نتایج حاصل از آزمایشهای پراکندگی الکترون سازگارند.

انتقال ایزوتوپی را به کمک تابش آنتی‌کی در اتمها (گذارهای بین پوسته‌های بیرونی الکترون که منجر به تولید نور مرئی می‌شود) هم می‌توان اندازه‌گیری کرد. چون این مدارهای الکترونی نسبت به مدار ۱S خیلی دورتر از هسته قرار می‌گیرند، انتقال حاصل از آنتیگرال گیری تابع موج آنها در حجم هسته که نظیر معادله (۱۲.۳) است، خیلی کوچکتر از انتقال الکترونهای درونی ۱S خواهد بود. در فصل ۲ نشان دادیم که حد تابع موجهای



شکل ۶.۳ انتقال ایزوتوپی پرتوایکس K در Hg. انرژی پرتوایکس K در Hg در حدود ۱۰۰ keV است، بنابراین انتقال ایزوتوپی نسبی از مرتبه 10^{-6} می‌شود. تناسب پیش‌بینی شده با $A^{2/3}$ با این اطلاعات تأیید می‌شود. جا به جایی «فرد-زوج» منحنی بر اثر مدار ذره فرد در هسته به وجود می‌آید. به همین دلیل، ایزوتوپهای A فرد را باید جدا از ایزوتوپهای A زوج رسم کرد. اما تناسب با $A^{2/3}$ در هر دو گروه دیده می‌شود.

ψ برای حالت‌های s (تابع موجهای $l=0$) به ازای مقادیر کوچک r غیر صفر است. اگر گذارهای ایتیکی به حالت‌های s مربوط باشد، انتقال‌های ایزوتوپی آنها می‌تواند به حدی بزرگ شود که اندازه گیری‌شان، بویژه با استفاده از روش‌های نوین تداخل سنجی لیزری، بدقت امکان پذیر باشد. نمونه‌ای از انتقال‌های ایتیکی در ایزوتوپهای Hg را در شکل ۷.۳ نشان داده‌ایم. در این اطلاعات هم تناسب مورد انتظار با $A^{2/3}$ تأیید می‌شود. مقدار $R_0 = 1.2 \text{ fm}$ با اندازه گیری‌های انجام شده در گستره وسیعی از هسته‌ها سازگار است. این گونه اثرات اندازه هسته بر انتقال‌های ایتیکی و پرتو ایکس، خیلی کوچک و در حدود 10^{-4} تا 10^{-6} برابر انرژی گذار هستند. علت آن هم به اختلاف مقیاس 10^4 بیسن شعاع بور a_0 و شعاع هسته R مربوط می‌شود. برای آنکه اثرات ناشی از انتگرال‌های (۱۲.۳) بزرگ باشد، تابع موج اتم به ازای مقادیر r نزدیک به R باید بزرگ باشد. اما تابع موجهای اتم به ازای مقادیر نزدیک به $r = a_0/Z$ که خیلی بزرگتر از R هستند، بزرگ می‌شوند. برای بهبود این وضع می‌توان از اتم موئونی استفاده کرد. موئون ذره‌ای

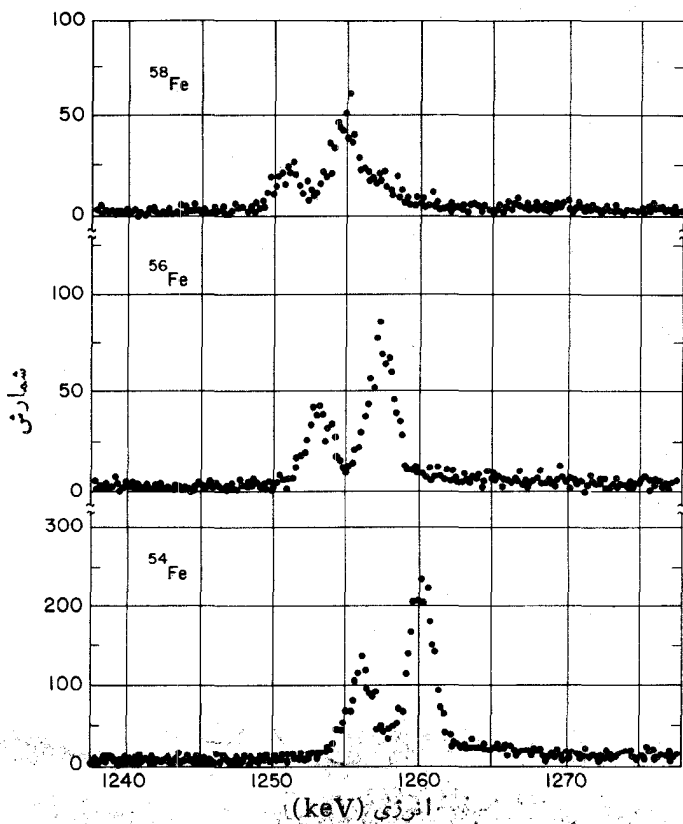


شکل ۷.۳ انتقالهای ایزوتوپی اپتیکی در ایزوتوپهای Hg از ۱۹۸ تا ۲۰۵ در مقایسه با ایزوتوپ ۱۹۸. این اطلاعات از طریق طیف‌نمایی لیزری به دست آمده است که خطای آزمایشی آن در حدود $\pm 1\%$ درصد است. طول موج گذار اپتیکی در این اندازه‌گیریها برابر 253.7 nm ، و انتقال ایزوتوپی در حدود یک قسمت در هر 10^7 قسمت بوده است. این نتایج را با نتایج شکل ۶.۳ مقایسه کنید.

است که تمام خصوصیاتش، غیر از جرم، همانند الکترون است، جرم موئون 207 برابر جرم الکترون است. چون شعاع بور نسبت معکوس با جرم دارد، شعاع مدارهای موئونی برابر $1/207$ شعاع مدارهای الکترونی متناظر خواهد بود. در واقع، در هسته سنگینی مانند Pb، شعاع متوسط مدار موئونی 1 s کمتر از شعاع هسته خواهد شد. بدین ترتیب، اندازه هسته یا ضریب 2 در انرژی گذار تأثیر خواهد گذاشت که در مقایسه با ضریب 10^{-4} تا 10^{-6} در گذارهای الکترونی، بهبود قابل توجهی به شمار می‌رود.

در مواد معمولی موئون وجود ندارد، اما می‌توان آن را با استفاده از شتابدهنده‌های بزرگ که باریکه‌های شدید مزونهای π تولید می‌کنند به‌طور مصنوعی به وجود آورد. این مزونهای π پس از تولید، به سرعت (در زمانی از مرتبه 10^{-8} s) واپاشیده و به موئون تبدیل می‌شوند. (خواص موئونها و مزونهای π را در فصلهای ۱۷ و ۱۸ بررسی خواهیم کرد.) هنگامی که باریکه‌های موئون روی هدفهای مناسبی متمرکز شوند، اتمهای هدف

موثونها را گیراندازی می کنند و آنها را در مدارهایی مشابه مدارهای الکترونی قرار می دهند. موثون در آغاز در حالتی با عدد کوانتومی اصلی n خیلی بالا قرار می گیرد، و سپس در حالتی که به حالت پایه $1s$ نزدیک می شود، از خود فوتونهای گسیل می کند که با فوتونهای گسیل شونده در گذارهای الکترونی بین ترازهای انرژی اتم قابل مقایسه است. ترازهای انرژی اتم هیدروژن مستقیماً به جرم الکترون بستگی دارد. بنابراین، می توان انتظار داشت که انرژی ترازهای موثونی و انرژی گذار آنها، 207 برابر انرژی حالتیهای الکترونی باشد. چون انرژی پرتوهای ایکس K در حالت عادی در حدود دهها keV است، انرژی پرتوهای ایکس K در حالت موثونی در حدود چند MeV خواهد شد. چند نمونه از پرتوهای ایکس موثونی K در شکل ۸.۳ نشان داده شده است. این انتقال ایزوتوپی، در مقایسه با

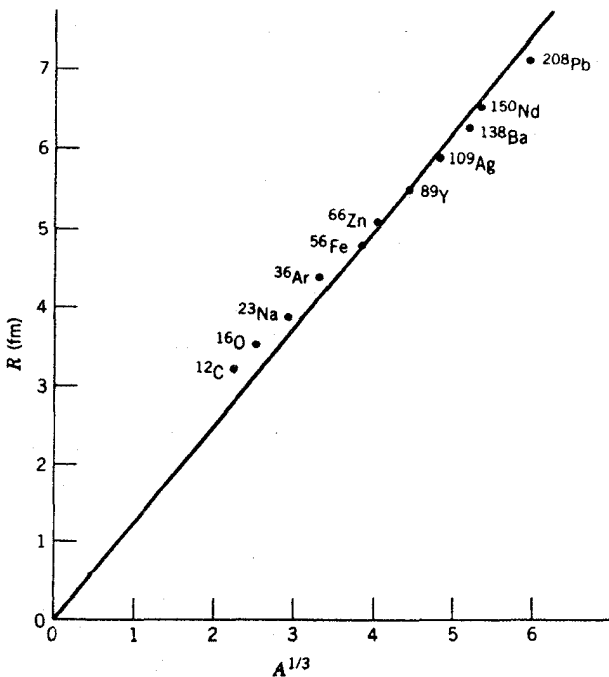


شکل ۸.۳ پرتوهای ایکس موثونی K برای چند ایزوتوپ Fe . قله‌ها گذارهای $2p_{3/2}$ به $1s_{1/2}$ و $2p_{1/2}$ به $1s_{1/2}$ را نشان می دهند که شدت نسبی آنها به نسبت $2:1$ است. این نسبت از طریق وزن آماری $(2j+1)$ حالت اولیه قابل تعیین است. انتقال ایزوتوپی را به روشنی می توان از تغییر انرژی گذار تشخیص داد. اثر نسبی انتقال در اینجا در حدود ۴ درصد است که باید آن را با مقدار $6-10$ حاصل از پرتوهای ایکس الکترونی K (شکل ۶.۳) مقایسه کرد.

انتقال ایزوتوپی پرتوایکس الکترونی K که نوعاً در حدود 10^{-2} eV به‌ازای واحد تغییر عدد جرمی A است، خیلی زیاد است.

برخلاف مورد پرتوهای ایکس الکترونی K که در آنها عدم قطعیت تابع موجهای اتم باعث دشواری تعبیر انتقال ایزوتوپی می‌شود، در اینجا می‌توانیم با استفاده از انرژیهای مشاهده‌شده پرتوایکس موثونی مستقیماً پارامترهای توزیع بار هسته را محاسبه کنیم. نتایج حاصل را بر اساس مدل کره باردار یکنواخت برای ریشه میانگین مربعی (rms) شعاعهای هسته‌ای در شکل ۹.۳ نشان داده‌ایم. اطلاعات موجود در این شکل به تقریب با عبارت $R_0 A^{1/3}$ که در آن $R_0 = 1.25 \text{ fm}$ باشد، سازگار است.

راه دیگر تعیین شعاع بار هسته، استفاده از اندازه‌گیری مستقیم اختلاف انرژی کولنی هسته‌هاست. برای نمونه، ${}^3\text{H}_\alpha$ و ${}^3\text{H}_\beta$ را در نظرمی‌گیریم. برای آنکه از ${}^2\text{H}$ به ${}^3\text{H}$ برسیم، باید یک پروتون را به یک نوترون تبدیل کنیم. چنانکه در بحث فصل ۴ خواهیم دید، شواهدی قوی دال بر این امر در دست است که نیروی هسته‌ای تفاوتی بین پروتون و نوترون نمی‌گذارد. بنا بر این، تبدیل پروتون به نوترون نباید تأثیری در انرژی هسته‌ای



شکل ۹.۳ تعیین شعاع میانگین هسته با استفاده از اندازه‌گیریهای پرتوایکس موثونی. در اینجا، مانند مورد شکل ۵.۳، بستگی خطی بین شعاع و $A^{1/3}$ به تقریب تأیید می‌شود (در این مورد نیز خط را عمداً از مبدأ مختصات عبور داده‌ایم). با توجه به شیب خط داریم $R_0 = 1.25 \text{ fm}$.

این سیستم سه نوکلئونی برجای بگذارد. اما انرژی کولنی سیستم باید تغییر کند، زیرا پروتونها در ${}^3\text{He}$ تحت تأثیر دافعه‌اند درحالی‌که در ${}^3\text{H}$ چنین دافعه‌ای وجود ندارد. بدین ترتیب، اختلاف انرژی بین ${}^3\text{He}$ و ${}^3\text{H}$ برآوردی از انرژی کولنی پروتون دوم به‌دست می‌دهد. برای محاسبه فاصله بین پروتونها، و تعیین اندازه هسته، می‌توان از فرمول معمولی انرژی دافعه کولنی استفاده کرد.

اکنون یک هسته پیچیده‌تر، مانند ${}^{238}\text{U}$ ، را در نظر می‌گیریم. در این مورد اگر بخواهیم یک پروتون را به یک نوترون تبدیل کنیم، با وضعیتی کاملاً متفاوت با حالت قبل روبرو می‌شویم. زیرا در این حالت، نود و دومین پروتون باید به یکصد و هفتمین نوترون تبدیل شود. چون نوترونها و پروتونها هر دو تابع اصل پاؤلی هستند، اوربیتال ۹۲امین پروتون با اوربیتال ۱۴۷امین نوترون تفاوت خواهد داشت، و درحالت کلی محاسبه این اثر به‌طور دقیق امکان‌پذیر نیست و نمی‌توان به انرژی کولنی دست یافت. اگر موردی را در نظر بگیریم که (مانند نمونه تبدیل ${}^3\text{He}$ به ${}^3\text{H}$) متضمن تغییر اوربیتال نباشد، یعنی اگر شماره آخرین پروتون تبدیل‌شونده به نوترون با شماره آخرین نوترون بعد از تبدیل یکسان باشد، مشکل برطرف خواهد شد. در این صورت، Z هسته اول باید با N هسته دوم برابر باشد (که در نتیجه، N هسته اول هم با Z هسته دوم برابر می‌شود). این گونه زوج هسته‌ها را هسته‌های آینه‌ای می‌نامند، زیرا از طریق انعکاس از آینه‌ای که پروتون را به نوترون تبدیل می‌کند یک هسته به‌هسته دیگر بدل می‌شود. زوجهای ${}^{13}\text{C}$ یا ${}^{19}\text{Ca}$ و ${}^{19}\text{K}$ را به‌عنوان نمونه‌هایی از هسته‌های آینه‌ای می‌توان در نظر گرفت. انرژی کولنی یک کره باردار یکنواخت به‌شعاع R عبارت است از

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q^2}{R} \quad (16.3)$$

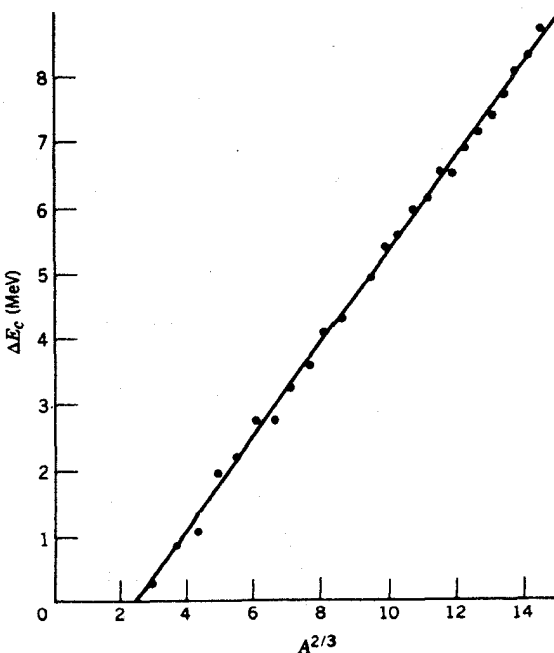
که در آن Q بار کل کره است. با توجه به این عبارت، اختلاف انرژی کولنی بین زوج هسته‌های آینه‌ای چنین به‌دست می‌آید

$$\begin{aligned} \Delta E_c &= \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} [Z^2 - (Z-1)^2] \\ &= \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} (2Z-1) \end{aligned} \quad (17.3)$$

چون Z نماینده عدد اتمی هسته‌ای است که عدد اتمی بالاتری دارد، N آن باید برابر $(Z-1)$ شود. در این صورت داریم $A = 2Z - 1$ ، و با توجه به $R = R_0 A^{1/3}$ حاصل می‌شود

$$\Delta E_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R_0} A^{2/3} \quad (18.3)$$

اختلاف انرژی کولنی را به دو روش می‌توان مستقیماً اندازه‌گیری کرد. در روش اول یکی از زوج هسته‌ها از طریق واپاشی هسته‌ای بتا، که در طی آن یک پروتون با گسیل یک الکترون مثبت (پوزیترون) به نوترون تبدیل می‌شود، به صورت هسته دیگری می‌آید. در این روش، بیشینه انرژی پوزیترون گسیل شده میزان اختلاف انرژی بین هسته‌ها را تعیین می‌کند. در روش دوم، برای اندازه‌گیری اختلاف انرژی از واکنش‌های هسته‌ای استفاده می‌شود. برای نمونه، هنگامی که هسته‌ای مانند ^{11}B را با پروتون بمباران می‌کنیم، گاهی از این واکنش یک نوترون گسیل می‌شود و هسته‌ای به صورت ^{11}C بر جای می‌ماند. کمینه انرژی پروتون برای انجام این واکنش، میزان اختلاف انرژی بین ^{11}C و ^{11}B را به دست می‌دهد. [واپاشی بتا در فصل ۹ و سینما تیک و واکنش‌ها در فصل ۱۱ (جلد دوم، ترجمه فارسی) مورد بحث قرار خواهد گرفت.] اختلاف انرژی اندازه‌گیری شده را برای تعدادی از هسته‌ها بر حسب $A^{2/3}$ در شکل ۱۰.۳ رسم کرده‌ایم. چنانکه از معادله (۱۸.۳) انتظار می‌رود، تناسب بین این دو کمیت تقریباً خطی است. از شیب خط حاصل خواهیم داشت $R_0 = 1.22 \text{ fm}$. هر چند که در این اندازه‌گیری‌های شعاع بار هسته از روش‌های متفاوتی استفاده شده است، ولی نتایج حاصل از همه آنها یکسان است. تغییرات شعاع هسته بر حسب عدد جرمی به صورت $R_0 A^{1/3}$ به دست می‌آید که در آن R_0 برابر ۱.۲ تا 1.25 fm است.



شکل ۱۰.۳ اختلاف انرژی کولنی بین هسته‌های آینه‌ای. چنانکه انتظار می‌رود، تناسب بین اختلاف انرژی و $A^{2/3}$ بخوبی مشهود است. با توجه به شیب خط، داریم $R_0 = 1.22 \text{ fm}$.

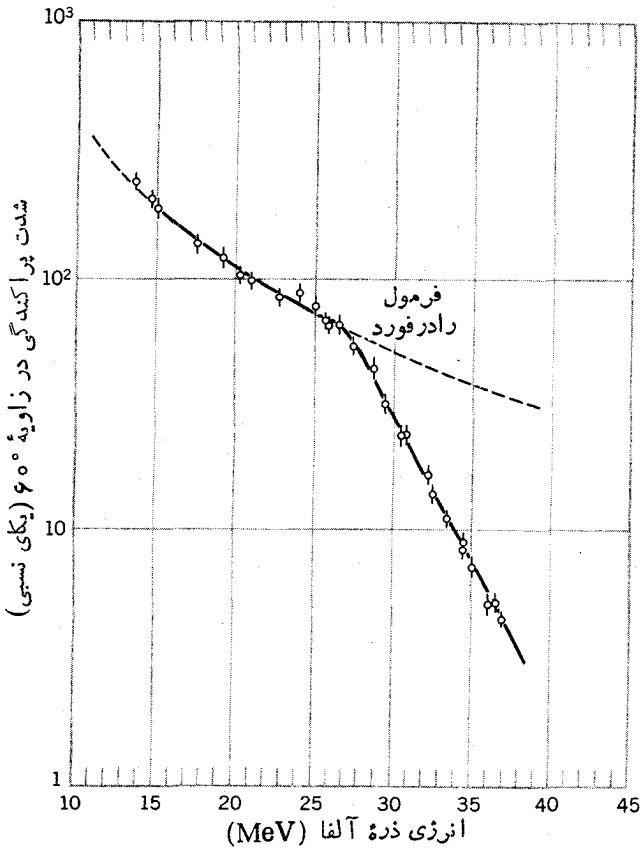
توزیع ماده هسته‌ای

اغلب شعاع هسته را از طریق آزمایشی که متضمن نیروی هسته‌ای بین دو هسته است، تعیین می‌کنیم. با تعیین تغییرات فضایی نیروی بین هسته‌ها می‌توان شعاع هسته‌ها را محاسبه کرد. در این صورت، شعاع تعیین شده را باید به عنوان مشخصه نیروی هسته‌ای تلقی کنیم نه نیروی کولنی. بنا بر این، چنین شعاعی نمایانگر توزیع پروتون‌ها به تنهایی نیست بلکه توزیع تمامی نوکلئون‌های موجود در هسته را نشان می‌دهد.

به عنوان نمونه‌ای از اندازه‌گیری‌های توزیع ماده هسته‌ای، آزمایشی را در نظر می‌گیریم که در طی آن هسته ${}^4\text{He}$ (ذره آلفا) توسط هسته هدف خیلی سنگینتری مانند ${}^{197}\text{Au}$ پراکنده می‌شود. اگر فاصله بین دو هسته همیشه از مجموع شعاع‌های آنها بزرگتر باشد، همواره یک هسته در فراسوی برد نیروی هسته‌ای هسته دیگر قرار می‌گیرد، و در این صورت فقط نیروی کولنی در برهم‌کنش آنها دخالت دارد. [این فرایند را پراکندگی رادرفورد می‌نامند که در فصل ۱۱ (جلد دوم) بررسی خواهد شد]. هنگامی که انرژی ذره فرودی کمتر از مقدار معینی باشد، احتمال پراکندگی تحت هر زاویه مشخصی را می‌توان دقیقاً از فرمول رادرفورد پیش‌بینی کرد. با افزایش انرژی ذرات آلفای فرودی می‌توان بردافعه کولنی غلبه کرد، که در این صورت نزدیکی ذره و هسته ممکن است آنچنان زیاد باشد که نیروی هسته‌ای وارد عمل شود. در این حالت، فرمول رادرفورد دیگر نمی‌تواند برقرار بماند که نمونه‌ای از آن را در شکل ۱۱.۳ نشان داده‌ایم.

به عنوان نمونه‌ای دیگر، شکل و پاشی رادیواکتیو آلفازا را که در آن یک ذره آلفا از هسته گسیل می‌شود در نظر می‌گیریم (بحث کامل و پاشی آلفازا را در فصل ۸ خواهیم دید). چنانکه در شکل ۱۲.۳ نشان داده‌ایم، ذره آلفای گسیل‌شونده باید با فراد از پتانسیل هسته‌ای در یک سد پتانسیل کولنی نفوذ کند. احتمال و پاشی آلفازا را به کمک یک روش استاندارد نفوذ از سد و با استفاده از معادله شرودینگر، می‌توان محاسبه کرد. این مقادیر محاسبه شده احتمال به شعاع ماده هسته‌ای R بستگی دارد، و از مقایسه آن با احتمال و پاشی اندازه‌گیری شده می‌توان مقدار R را تعیین کرد.

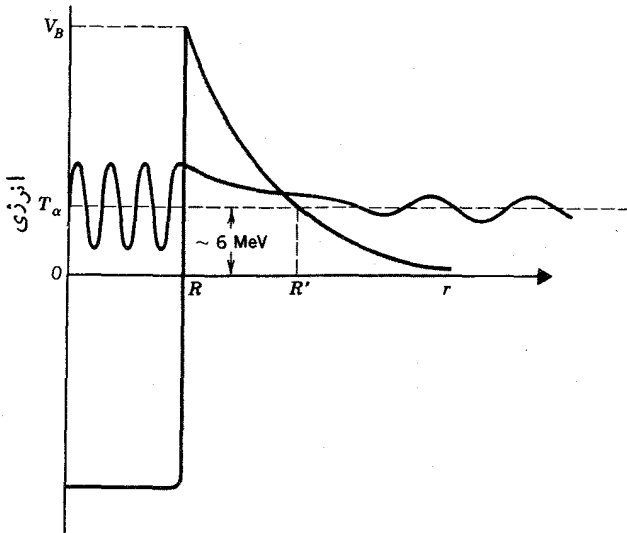
روش سوم در تعیین شعاع ماده هسته‌ای، استفاده از اندازه‌گیری انرژی پرتوهای ایکس مزون π است. این روش خیلی شبیه به همان روش پرتو ایکس موثونی است که در اندازه‌گیری شعاع بار هسته در بالا مورد بحث قرار گرفت. اختلاف این دو روش، به اختلاف بین موثونها و مزونها π مربوط می‌شود. برهم‌کنش موثونها با هسته از طریق نیروی کولنی است، در حالی که برهم‌کنش مزونها π با هسته از طریق نیروی کولنی و نیروی هسته‌ای است. مزونها π باردار منفی π^- هم، مانند موثونها، در گذار از مدارهایشان که مشابه مدارهای الکترونی است فوتون‌هایی به نام پرتوهای ایکس مزون π از خود گسیل می‌کنند. هنگامی که تابع موجهای مزون π شروع به همپوشی با هسته می‌کند، ترازهای انرژی این نوع آنها تا حدودی جابه‌جا می‌شود و دیگر با محاسباتی که صرفاً از برهم‌کنش کولنی حاصل شده است، مطابقت نخواهد داشت. بعلاوه، این امکان هم وجود دارد که



شکل ۱۱.۳ نقض فرمول پراکندگی رادرفورد. وقتی که ذره فرودی α آنچنان به هسته هدف Pb نزدیک شود که برهم کنش با نیروی هسته‌ای (علاوه بر نیروی کولنی) امکان پذیر شود، فرمول رادرفورد اعتبارش را از دست می‌دهد. با استفاده از نقطه شکست این قانون می‌توان بزرگی هسته را برآورد کرد.

مزونهای π و بویژه مزونهای مدارهای درونی مستقیماً توسط هسته جذب شوند، که در این صورت تعداد گذارهای پرتوایکس ترازهای درونی کاهش خواهد یافت. «آهنگک ناپدید شدن» مزونهای π را می‌توان به عنوان روش دیگری از تعیین شعاع هسته مورد بهره‌برداری قرار داد.

در اصل، تمام این اثرات را می‌توان به عنوان اساس محاسبات تعیین شعاع هسته به کار برد. اما این محاسبات نسبت به مختصات دقیق همپوشی (یا برخورد) بین ذره کاونده و ماده هسته‌ای، بسیار حساس است. بنابراین، در این محاسبات استفاده از مدل



شکل ۱۲.۳ نفوذ از سد در واپاشی آلفا. نیمه عمر گسیل آلفا به احتمال نفوذ از سد بستگی دارد، و احتمال نفوذ هم به ضخامت سد بستگی دارد. بنابراین با استفاده از نیمه عمر اندازه گیری شده می توان شعاع R را در جایی که نیروی هسته ای به پایان می رسد و سپس دافعه کولنی وارد عمل می شود، تعیین کرد.

«کره یکنواخت» به صورتی که چگالی در فاصله R برابر مقدار ثابت و در خارج از R برابر صفر باشد، کاری نادرست است. به جای این کار، باید از توزیعی مانند منحنیهای شکل ۴.۳ استفاده کنیم، و علاوه بر شعاع متوسط هسته دنباله مناسبی هم برای آن در نظر بگیریم.

در اینجا شعاع ماده هسته ای را به تفصیل محاسبه نمی کنیم، زیرا که از محاسبات قبلی شعاع بار هسته ای خیلی پیچیده تر است. اکنون نتیجه این محاسبه را ذکر می کنیم که ممکن است تا حدودی شگفت انگیز باشد: شعاعهای بار و ماده هسته ها، با تقریب حدود 1.07 fm ، با هم برابرند. هر دو شعاع به $A^{1/3}$ بستگی دارند، و ضریب تناسب آنها برابر $R_0 \approx 1.2 \text{ fm}$ است. در هسته های سنگین، چون تعداد نوترونها در حدود ۵۰ درصد بیشتر از پروتونهاست، ممکن است انتظار داشته باشیم که شعاع نوترونی هسته ها اندکی بزرگتر از شعاع پروتونی آنها باشد. اما، از سوی دیگر باید توجه کرد که نیروی دافعه پروتونی در صدد است پروتونها را به قسمت بیرونی هسته براند و نیروی نوترونی - پروتون هم مایل است نوترونها را به قسمت درونی هسته بکشد. این کشاکش، نوترونها و پروتونهای هسته را آنچنان درهم می آمیزد که شعاعهای بار و ماده تقریباً با هم برابر می شوند.

۲.۳ جرم نوکلیدها و فراوانی آنها

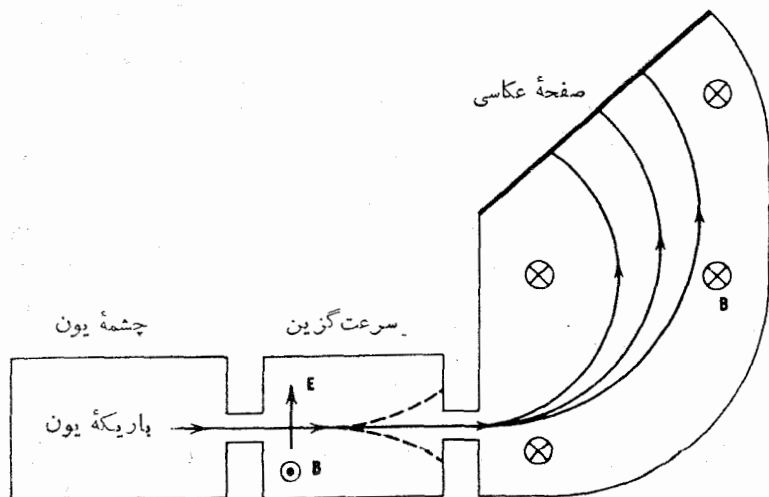
فهرست مقادیر اندازه‌گیری شده جرم و فراوانی نسبی اتمهای خنثی را برای انواع هسته‌های پایدار و رادیواکتیو در جدول پیوست ج گردآوری کرده‌ایم. با اینکه توازن انرژی در واپاشیها و واکنشهای هسته‌ای را باید بر اساس جرمهای هسته‌ای محاسبه کنیم، ولی رسم بر این است که جرم اتمهای خنثی را در این گونه جدولها ذکر می‌کنند. بنابراین، گاهی لازم می‌شود که با در نظر گرفتن جرم و انرژی بستگی الکترونها این مقادیر جرمی را تصحیح کنیم. ساختار ماده را هر چه ژرفتر در نظر بگیریم، انرژی بستگی سیستم نیز در مقایسه با انرژی سکون بیشتر می‌شود. برای نمونه، انرژی بستگی اتمی هیدروژن برابر 13.6 eV در نسبت آن به انرژی سکون کل اتم فقط در حدود $10^{-8} \times 10^8$ است. در حالی که در ساده‌ترین هسته یعنی دوتریم، انرژی بستگی برابر 2.2 MeV و نسبت آن به انرژی سکون جرم کل آن در حدود $10^{-3} \times 10^8$ است. انرژی بستگی دوتریم نسبتاً کم، و بدین جهت این عدد در مقایسه با هسته‌های دیگر نسبتاً کوچک است. نسبت انرژی بستگی به انرژی سکون هسته‌های معمولی به حدود $10^{-3} \times 10^8$ می‌رسد. در بررسی بازم ژرفتر از ساختار ماده، با سه نوع کوارک سنگین که سازنده نوکلئونها هستند سروکار پیدا می‌کنیم. جرم کوارکها معلوم نیست (هنوز در آزمایش با کوارک آزاد روبه‌رو نشده‌ایم و ممکن است وجود کوارکها در حالت آزاد امکان‌پذیر نباشد)، اما امکان دارد که جرم کوارک از $100 \text{ GeV}/c^2$ هم بزرگتر باشد. در این صورت، نسبت انرژی بستگی کوارکها به جرم کل آنها در هر نوکلئون کسری بزرگتر از 0.99 خواهد بود - یعنی از ترکیب سه کوارک که انرژی سکون کل آنها شاید در حدود 300 GeV است نوکلئونی با انرژی سکون حدود 1 GeV تولید می‌شود!

بدین گونه، بحث مربوط به جرم هسته‌ها از بحث انرژی بستگی هسته‌ای جدایی‌ناپذیر است. در غیر این صورت، جرم هسته‌ها به شکل $Zm_p + Nm_n$ قابل محاسبه می‌شد و موضوعی چندان جالب توجه نبود. در این بخش، بحث‌مان را به تعیین تجربی جرم هسته‌ها محدود می‌کنیم، و هسته را به صورت جسمی ساده و بدون هیچگونه ساختار داخلی در نظر می‌گیریم. در بخش بعدی، با استفاده از جرم هسته‌های اندازه‌گیری شده، به تعیین انرژی بستگی هسته‌ها می‌پردازیم.

اندازه‌گیری جرم هسته‌ها، در تکامل فیزیک هسته‌ای نقش بسیار مهمی داشته است. طیف‌سنجی جرمی، نخستین تکنیک با دقت بالا بود که در اختیار آزمایشگران قرار گرفت؛ و چون جرم هسته به‌طور منظم با افزایش یک پروتون یا نوترون افزایش می‌یابد، با اندازه‌گیری جرمها توانسته‌ایم نمودار کاملی از ایزوتوپهای پایدار تهیه کنیم. در حالی که در فیزیک اتمی وضع به این صورت نبوده است. اندازه‌گیریهای وزن اتمی متوسط در قرن نوزدهم به‌پیدایش اختلافاتی در جدول تناوبی عناصر منجر شد که از جمله موارد آن، برهم خوردن ترتیب عناصر کبالت و نیکل در جدول بود. وزن کبالت سنگینتر از وزن نیکل به‌دست می‌آمد، در حالی که ترتیب استقرار آن در جدول بر مبنای عدد اتمی (و نه وزن اتمی)

باید قبل از نیکل باشد. مطلب دیگری که به همان درجه از اهمیت است این است که بدون توجه تغییرات خواص هسته از یک ایزوتوپ به ایزوتوپ دیگر، نمی توانیم درک درستی از ساختار هسته‌ای داشته باشیم. بنابراین، پیش از آنکه به اندازه گیری خواص هسته‌ها بپردازیم، باید انواع ایزوتوپهای موجود را مشخص کنیم و سعی کنیم که آنها را به منظور بررسیهای تجربی از یکدیگر جدا سازیم.

برای تعیین جرم هسته‌ها و فراوانی نسبی آنها در نمونه‌ای از ماده معمولی، با توجه به اینکه حتی در یک جسم خالص هم ممکن است مخلوطی از چند ایزوتوپ وجود داشته باشد، باید بتوانیم ایزوتوپها را به کمک جرمشان از یکدیگر جدا کنیم. اگر مقصود فقط جداسازی ایزوتوپها از یکدیگر باشد، به دستگاهی با حساسیت فوق العاده زیاد نیازی نیست. اختلاف جرم ایزوتوپهای مجاور در هسته‌های میان-وزن در حدود ۱٪ است. برای اندازه گیری جرم با مرتبه دقت 10^{-6} به دستگاههای خیلی پیچیده تری که طیف‌نمای جرمی نامیده می‌شوند نیاز داریم. اگر بتوانیم جرمهای جدا شده را به صورت تصاویر جداگانه‌ای روی یک صفحه عکاسی متمرکز کنیم، چنین دستگاهی را طیف‌نگار می‌گوییم. هر گاه جرمهای جدا شده پس از عبور از شکافهای آشکارساز به طور الکترونیکی (مثلا به صورت جریان الکتریکی) ثبت شوند، چنین دستگاهی را طیف‌سنج می‌نامند. نمودار ساده‌ای از یک نوع طیف‌نگار جرمی را در شکل ۱۳.۳ نشان داده‌ایم. اولین قسمت از هر دستگاه طیف‌نمای جرمی، یک چشمه یون است که باریکه‌ای از



شکل ۱۳.۳ نمودار ساده‌ای از طیف‌نگار جرمی. چشمه یون، باریکه‌ای با توزیع سرعت گرمایی تولید می‌کند. در ناحیه سرعت‌گزین به یونهایی اجازه عبور داده می‌شود که سرعت خاصی داشته باشند (و بقیه مطابق شکل منحرف می‌شوند). سپس جرمهای مختلف موجود در باریکه، متناسب با تکانه‌هایشان، در میدان مغناطیسی یکنواختی منحرف و بدین ترتیب قابل شناسایی خواهند شد.

اتمها یا مولکولهای یونیده تولید می‌کند. اغلب برای تولید یون، بخار ماده مورد مطالعه را با استفاده از الکترون بمباران می‌کنند. در برخی از حالتها هم یونها را از طریق تخلیه جرقه‌ای بین الکترودهای آغشته به ماده مورد نظر تولید می‌کنند. سرعت یونهای خارج شده از چشمه، هم به سبب توزیع گرمایی و هم به خاطر جرم متفاوت یونها، گستره وسیعی را در برمی‌گیرد.

قسمت بعدی دستگاه، سرعت‌گزين نام دارد و ناحیه‌ای است که در آن دو میدان متعامد الکتريکی و مغناطیسی وجود دارد. میدان E بر یون خارج شده از چشمه، نیروی qE وارد می‌کند و می‌خواهد آن را مطابق شکل ۱۳.۳ به طرف بالا منحرف کند. اما میدان B نیروی روبه پایین qvB را بر یون وارد خواهد ساخت. اگر این دو نیرو اثر همدیگر را خنثی کنند، آنگاه یونها انحرافی نخواهند داشت و از شکاف خروجی سرعت‌گزين عبور خواهند کرد. در این صورت داریم

$$qE = qvB$$

$$v = \frac{E}{B} \quad (19.3)$$

قسمت نهایی این دستگاه تکانه-گزين نام دارد و اساساً از يك میدان مغناطیسی یکنواخت تشکیل شده است که مسیر باریکه ذرات را به صورت دایره‌ای به شعاع r در می‌آورد که بزرگی آن به مقدار تکانه ذرات بستگی دارد

$$mv = qBr$$

$$r = \frac{mv}{qB} \quad (20.3)$$

چون q ، B ، و v برای تمام ذرات یکسان اختیار شده است، ذرات با جرمهای مختلف شعاعهای متفاوت خواهند داشت. اغلب میدان مغناطیسی در قسمت‌های سرعت‌گزين و تکانه گزين یکسان اختیار می‌شود که در این صورت داریم

$$m = \frac{qrB^2}{E} \quad (21.3)$$

برای تعیین جرم با دقت يك قسمت در هر 10^6 ، باید تمام کمیت‌های معادله (۲۱.۳) را با همین دقت در اختیار داشته باشیم که احتمال آن خیلی ضعیف است. در عمل مقیاس سنجش را روی يك ذره خاص تنظیم می‌کنیم، و سپس اندازه‌گیری جرم سایر ذرات را نسبت به آن انجام می‌دهیم. نقطه ثابت در مقیاس جرم اتمی ^{12}C است که جرم اتمی آن را دقیقاً برابر 12.0000000000 اختیار می‌کنیم. برای تعیین جرم اتمهای دیگری مانند H لازم است که E و B را به میزان قابل توجهی تغییر دهیم. پس اینکه درجه بندی مقیاس

سنجش درچنین گستره‌ای با همان دقت يك قسمت در ۱۰۶ معتبر بماند، می‌تواند محل تردید باشد. اما بهتر است که اندازه‌گیری را به تعیین اختلاف میان جرمهای تقریباً یکسان محدود کنیم. برای نمونه، دستگاه را برای جرم ۱۲۸ تنظیم می‌کنیم و اختلاف جرم بین مولکولهای C_9H_{20} (نونان) و $C_{10}H_{18}$ (نفتالین) را به دست می‌آوریم. این اختلاف جرم به صورت $\Delta = 0.00000012 \pm 0.00000000000000000000$ است. صرف‌نظر کردن از اختلاف انرژی بستگی مولکولی این دو مولکول (که از مرتبه 10^{-9} است)، می‌توان نوشت

$$\Delta = m(C_9H_{20}) - m(C_{10}H_{18}) = 12m(^1H) - m(^{12}C)$$

پس خواهیم داشت

$$\begin{aligned} m(^1H) &= \frac{1}{12} [m(^{12}C) + \Delta] \\ &= 1.0000000000 + \frac{1}{12} \Delta \\ &= 1.000782503 \pm 0.0000000001 \end{aligned}$$

با در دست داشتن این مقدار دقیق جرم هیدروژن، اکنون می‌توانیم دستگاه طیف‌سنج را برای جرم ۲۸ تنظیم کنیم و به تعیین اختلاف بین N_2 و C_2H_4 بپردازیم

$$\begin{aligned} \Delta &= m(C_2H_4) - m(N_2) = 2m(^{12}C) + 4m(^1H) - 2m(^{14}N) \\ &= 0.0025152196 \pm 0.0000000003 \end{aligned}$$

که از آن حاصل می‌شود

$$m(^{14}N) = m(^{12}C) + 2m(^1H) - \frac{1}{4} \Delta = 14.00307396 \pm 0.000000002 \text{ u}$$

این روش اندازه‌گیری اختلاف جرم بیسن جرمهای خیلی نزدیک به هم را روش دقتی جرمی می‌نامند، و همچنانکه دیده می‌شود، با استفاده از آن مقادیر جرم را با دقت فوق‌العاده زیاد به دست آوردند. بویژه توجه کنید که خطای ۱ قسمت در ۱۰۶ در اندازه‌گیری Δ ، به خطاهایی از مرتبه ۱ قسمت در 10^8 یا 10^9 در جرمهای اتمی تبدیل می‌شود.

با اندازه‌گیری انرژی ذرات در واکنشهای هسته‌ای هم می‌توان اختلاف جرمها را تعیین کرد. واکنش هسته‌ای $x + X \rightarrow y + Y$ را در نظر می‌گیریم که در آن ذره بمباران‌کننده x بر هدف ساکن X فرود می‌آید. با اندازه‌گیری انرژی ذرات درگیر در واکنش، می‌توان اختلاف جرمها را که مقدار Q واکنش نامیده می‌شود تعیین کرد

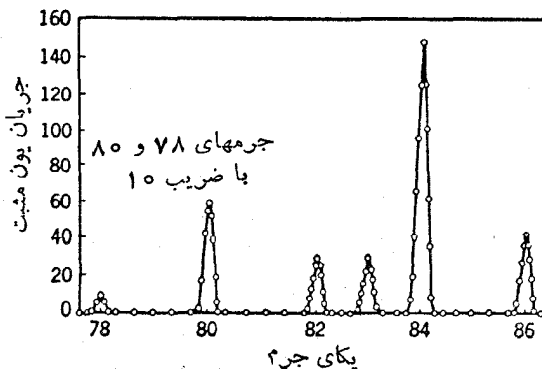
$$Q = [m(x) + m(X) - m(y) - m(Y)]c^2 \quad (۲۲.۳)$$

مقدار Q واکنش را در بخش ۲۰.۱۱ (جلد دوم، ترجمه فارسی) به تفصیل بررسی خواهیم کرد. به عنوان نمونه، واکنش ${}^1\text{H} + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{N} + {}^2\text{H}$ را در نظر می‌گیریم. با توجه به اندازه‌گیری‌های دوتایی جرمی می‌دانیم: $m({}^1\text{H}) = ۱۰۰۰۷۸۲۵ \text{ u}$ ، $m({}^{14}\text{N}) = ۱۴۰۰۳۰۷۴ \text{ u}$ ، و $m({}^2\text{H}) = ۳۰۱۶۰۴۹ \text{ u}$. مقدار اندازه‌گیری شده Q عبارت است از $۲۲۰۱۳۵۵ \pm ۰۰۰۰۱۰ \text{ MeV}$. پس با استفاده از این اطلاعات به دست می‌آید

$$\begin{aligned} m({}^{12}\text{N}) &= m({}^1\text{H}) + m({}^{14}\text{N}) - m({}^2\text{H}) - \frac{Q}{c^2} \\ &= ۱۲۰۰۱۸۶۱۳ \pm ۰۰۰۰۰۰۰۱ \text{ u} \end{aligned}$$

بخش عمده خطای موجود در جرم تعیین شده از خطای Q ناشی می‌شود، زیرا جرم‌های ${}^1\text{H}$ ، ${}^2\text{H}$ ، و ${}^{14}\text{N}$ را با دقتی خیلی بالاتر در دست داریم. نوکلید ${}^{12}\text{N}$ ناپایدار است و با نیمه‌عمری در حدود ۰.۰۱۸ s واپاشیده می‌شود، یعنی طول عمر آن به قدری کوتاه است که اندازه‌گیری جرم آن با استفاده از طیف‌سنج جرمی امکان‌پذیر نیست. اما به کمک روش واکنش هسته‌ای، تعیین جرم نوکلیدهای ناپایدار که جرمشان به‌طور مستقیم قابل اندازه‌گیری نیست نیز امکان‌پذیر می‌شود.

فراوانی نوکلیدها. با استفاده از طیف‌سنج جرمی، فراوانی نسبی ایزوتوپهای مختلف یک عنصر را نیز می‌توان اندازه‌گیری کرد. اگر در شکل ۱۳.۳ به جای صفحه عکاسی یک صفحه شکاف‌دار قرار دهیم، با تغییر مقادیر E یا B و اندازه‌گیری جریان گذرنده از شکاف می‌توان جرم ذرات مختلف موجود در باریکه را مورد بررسی قرار داد، و نتایج مطابق شکل ۱۴.۳ به دست آورد. در این شکل، با توجه به مساحت نسبی قله‌ها می‌توان فراوانی ایزوتوپهای پایدار کریپتون را به شرح زیر تعیین کرد



شکل ۱۴.۳ نمونه‌ای از طیف جرمی کریپتون. برای آنکه قله‌های مربوط به جرم‌های ۷۸ و ۸۰ با قله‌های دیگر قابل مقایسه باشد، باید مقیاس محور قائم آنها بر عدد ۱۰ تقسیم شود.

$${}^{78}\text{Kr} \quad \% ۰۳۵۶ \quad {}^{82}\text{Kr} \quad \% ۱۱۰۵$$

$${}^{8۰}\text{Kr} \quad \% ۲۲۷ \quad {}^{۸۴}\text{Kr} \quad \% ۵۷۰۰$$

$${}^{۸۲}\text{Kr} \quad \% ۱۱۰۶ \quad {}^{۸۶}\text{Kr} \quad \% ۱۷۰۳$$

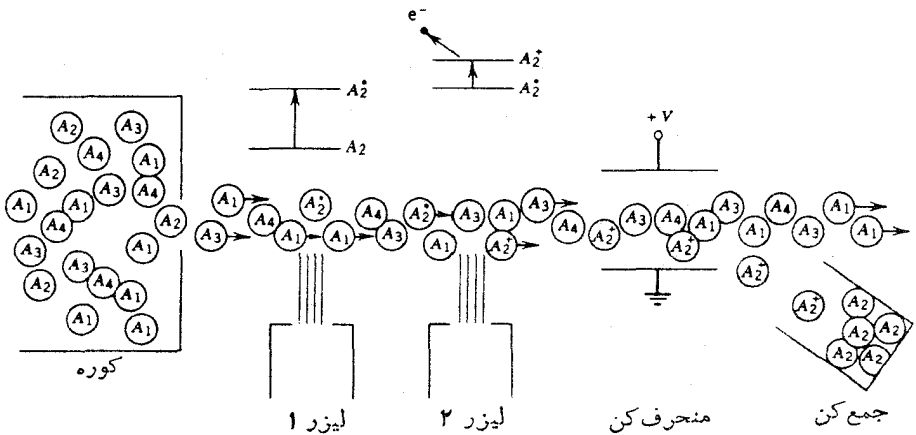
جرمهایی که در این بررسی ظاهر نشده‌اند (${}^{۸۱}\text{Kr}$ ، ${}^{۸۵}\text{Kr}$) و همچنین ایزوتوپهای پایمتراز ${}^{۷۸}\text{Kr}$ و بالاتراز (${}^{۸۶}\text{Kr}$) رادیواکتیو هستند و در کریپتون طبیعی دیده نمی‌شوند. هر نمونه‌ای از کریپتون طبیعی، مخلوطی است از این شش ایزوتوپ پایدار که فراوانی نسبی هر یک از آنها نیز در جدول فوق مشخص شده است. اگر جرم اندازه‌گیری شده این شش ایزوتوپ را با احتساب فراوانی هر یک از آنها به‌عنوان ضریب وزن نسبی باهم جمع کنیم، جرم اتمی «متوسط» کریپتون به‌دست می‌آید

$$\begin{aligned} n &= ۰۰۰۰۳۵۶m({}^{۷۸}\text{Kr}) + ۰۰۰۲۲۷m({}^{۸۰}\text{Kr}) + \dots \\ &= ۸۳۸ \text{ u} \end{aligned}$$

که همان جرم اتمی پذیرفته شده Kr است که معمولاً در جدول تناوبی عناصر درج می‌شود. جداسازی ایزوتوپها. اگر طیف‌سنج جرمی را روی یک جرم منفرد تنظیم کنیم و به جمع‌آوری ایزوتوپ خاصی بپردازیم، پس از مدتی می‌توانیم مقدار قابل توجهی از یک نوع ایزوتوپ را برای بررسیهای آزمایشگاهی در اختیار داشته باشیم. بعضی از طیف‌سنجیهای جرمی را چنان طراحی می‌کنند که به کمک آنها بتوان کار فرایش و جداسازی مقادیر عظیمی از مواد را انجام داد (این کارایی به‌قیمت ازدست رفتن برخی ویژگیهای دیگر دستگاه از جمله توان تفکیک جرمی آن تمام می‌شود). این گونه دستگاههای جداسازی ایزوتوپها (که نمونه‌ای از آن در آزمایشگاه ملی «اوک‌ریج» در ایالات متحده آمریکا وجود دارد) برای مقاصد متنوع به کار می‌روند. ایزوتوپهای جدا شده‌ای که در این مراکز تهیه می‌شوند، نه تنها در فیزیک هسته‌ای بلکه در زمینه‌های دیگری مانند شیمی یا زیست‌شناسی نیز کاربرد دارند. در فیزیک هسته‌ای، با استفاده از ایزوتوپهای جدا شده می‌توان خواص مشخصی همچون سطح مقطع واکنشها را اندازه‌گیری کرد. به‌عنوان نمونه‌ای از کاربرد در زمینه‌های دیگر، می‌توان به جذب مواد غذایی در گیاهان و جان‌شینی ایزوتوپهای پایدار این مواد با ایزوتوپهای رادیواکتیو ردیاب اشاره کرد. می‌دانیم که کربن معمولی به نسبت حدود ۹۹٪ از ${}^{۱۲}\text{C}$ و ۱٪ از ${}^{۱۳}\text{C}$ ، و نیتروژن به نسبت ۹۹٪ از ${}^{۱۴}\text{N}$ و ۰٫۴٪ از ${}^{۱۵}\text{N}$ تشکیل شده است. اگر یک نوع گیاه را با جوی از گاز CO_2 که از ایزوتوپهای ${}^{۱۳}\text{C}$ ساخته شده است احاطه کنیم، و آن را با کود حاوی ${}^{۱۵}\text{N}$ (به جای ${}^{۱۴}\text{N}$) پرورش دهیم، در این صورت نحوه جذب این ایزوتوپها در این گیاه برای ما قابل مطالعه خواهد شد. نیمه‌عمر مربوط به دراز - عمرترین ایزوتوپ نیتروژن در حدود ۱۰ دقیقه است، پس مطالعه درازمدت با استفاده از ردیابهای رادیواکتیو امکان‌پذیر نیست. همچنین باید توجه داشت که واپاشیهای رادیواکتیو ممکن است اثرات نامطلوبی بر گیاه و اشخاصی که با آن سروکار دارند، بر جای بگذارد.

جداسازی لیزری ایزوتوپها. در یکی از روشهای کاملاً متفاوت جداسازی ایزوتوپها،

از باریکه‌های لیزری فوق‌العاده تکفام استفاده می‌شود. چنانکه در بخش قبلی دیدیم، تابشهای اپتیکی ناشی از ایزوتوپهای مختلف یک عنصر انرژی دقیقاً یکسانی ندارند. اختلاف اندازه هسته‌ها باعث تغییراتی در انرژیهای گذار می‌شود که به انتقال ایزوتوپی معروف است. تکفامی باریکه‌های لیزری به حدی دقیق است که به کمک این باریکه‌ها می‌توان در مخلوطی از ایزوتوپها الکترونهای ایزوتوپ خاصی را به حالت برانگیخته درآورد. چگونگی این فرایند جداسازی را به طور ساده در شکل ۱۵.۳ نشان داده‌ایم. بسامد باریکه لیزر اول را چنان تنظیم می‌کنیم که توسط الکترونهای ایزوتوپ مورد نظر (و نه الکترونهای ایزوتوپهای دیگر) قابل جذب باشد. در حالی که باریکه‌ای از اتمهای خنثی از مقابل باریکه لیزر عبور می‌کند، ایزوتوپهای مورد نظر با جذب فوتونهای لیزر به حالت برانگیخته درمی‌آیند. باریکه لیزر دوم را روی چنان طول موجی تنظیم می‌کنیم که بتواند اتمهای برانگیخته را یونیده کند. چون حالت‌های انرژی نهایی الکترونهای آزاد غیر کوانتومی و پیوسته است، گستره انرژی لیزر دوم باید پهن و پیوسته باشد. اما این امر به یونش ایزوتوپهای ناخواسته نخواهد انجامید، زیرا فقط اتمهایی که در اثر لیزر اول برانگیخته شده‌اند دارای حالت‌های برانگیخته‌اند. اتمهای موجود در باریکه اتمی، پس از عبور از مقابل لیزر دوم، به صورت اتمهای یونیده‌ی یکی از ایزوتوپها و اتمهای خنثی



شکل ۱۵.۳ جداسازی لیزری ایزوتوپها. باریکه اتمهای خنثی خارج شده از کوره شامل چهار نوع ایزوتوپ \$A_1, A_2, A_3, A_4\$ است. لیزر اول چنان تنظیم شده است که با گذار خاصی از ایزوتوپ \$A_2\$ در حال تشدید است. به خاطر تکفامی انرژی لیزر و متفاوت بودن انرژی گذار در ایزوتوپهای دیگر، فقط اتمهای \$A_2\$ به حالت برانگیخته درمی‌آیند. لیزر دوم گستره انرژی پهنی دارد، و می‌تواند تعداد زیادی از اتمهای برانگیخته \$A_2\$ را به حالت انرژی آزاد برساند. اما چون فقط اتمهای \$A_2\$ در حالت برانگیخته‌اند، فقط همین اتمها یونیده می‌شوند. سپس یونهای \$A_2\$ را در میدان الکتریکی منحرف و جمع‌آوری می‌کنند.

ایزوتوپهای دیگر خواهد بود. بدین ترتیب، اتمهای یونیده موجود در باریکه را می‌توان به کمک یک میدان الکتریکی منحرف و به‌طور جداگانه جمع‌آوری کرد.

۳.۳ انرژی بستگی هسته‌ای

انرژی متناظر به جرم هر نوکلید، $m_N c^2$ ، عبارت است از حاصل تفریق انرژی جرم اتمی آن نوکلید $m_A c^2$ و انرژی جرمی Z الکترون و انرژی بستگی الکترونی کل آن

$$m_N c^2 = m_A c^2 - Z m_e c^2 + \sum_{i=1}^Z B_i \quad (۲۳.۳)$$

که در آن B_i انرژی بستگی i امین الکترون است. انرژی بستگی الکترونی در اتمهای سنگین از مرتبه ۱۰ تا ۱۰۰ keV است، در حالی که انرژی جرم اتمی از مرتبه 10^8 MeV است. بنابراین با دقت حدود ۱ قسمت در 10^6 می‌توان از آخرین جمله معادله (۲۳.۳) صرف‌نظر کرد. (وجود این جمله، حتی به‌میزان 10^{-6} هم در اندازه‌گیریهای فیزیک هسته‌ای تأثیر ندارد، زیرا در انرژیهای جرمی معمولاً بسا اختلافات سروکار داریم. مثلاً در تعیین انرژی واپاشی یا انرژی واکنش، انرژیهای بستگی الکترونی تأثیری در محاسبه اختلافات نخواهند داشت.)

انرژی بستگی B یک هسته عبارت است از اختلاف انرژی بین جرم هسته ${}^A_Z X$ و جرم کل پروتونها (Z پروتون) و نوترونهای تشکیل دهنده آن (N نوترون)

$$B = \{Zm_p + Nm_n - [m({}^A X) - Zm_e]\}c^2 \quad (۲۴.۳)$$

که در آن شاخص پایین جرم اتمی m_A را حذف کرده‌ایم. از این پس همیشه در این گونه روابط از جرم اتمی استفاده می‌کنیم، مگر آنکس مورد خاصی را به صورت دیگری متذکر شویم.

اگر مجموع جرم Z پروتون و Z الکترون را به‌صورت جرم Z اتم خنثای هیدروژن در نظر بگیریم، معادله (۲۴.۳) چنین می‌شود

$$B = [Zm({}^1\text{H}) + Nm_n - m({}^A X)]c^2 \quad (۲۵.۳)$$

با توجه به اینکه جرمها معمولاً بر حسب یکای جرم اتمی بیان می‌شوند، بهتر است که ضریب تبدیل c^2 را به‌صورت 931.5 MeV/u در نظر بگیریم.

گاهی با جدولهایی از جرم اتمی روبه‌رو می‌شویم که در آنها، به جای جرم اتمی $m({}^A X)$ ، کاستی جرم $\Delta = (m - A)c^2$ درج شده است. با در دست داشتن کاستی جرم و استفاده از معادله (۲۵.۳)، جرم اتمی را می‌توان تعیین کرد.

انرژی جداسازی پروتون و نوترون هم از جمله اطلاعات مفید دیگری است که اغلب در جداول خواص هسته‌ای با آنها برخورد می‌کنیم. انرژی جداسازی نوترون S_n در هسته

عبارت است از مقدار انرژی لازم برای دور کردن يك نوترون از این هسته و برابر است با اختلاف انرژیهای بستگی بین ${}^A_Z X_N$ و ${}^{A-1}_Z X_{N-1}$

$$S_n = B({}^A_Z X_N) - B({}^{A-1}_Z X_{N-1}) \\ = [m({}^{A-1}_Z X_{N-1}) - m({}^A_Z X_N) + m_n]c^2 \quad (26.3)$$

به همین ترتیب، انرژی جداسازی پروتون S_p را به صورت انرژی لازم برای دور کردن پروتون از هسته تعریف می‌کنیم

$$S_p = B({}^A_Z X_N) - B({}^{A-1}_{Z-1} X_{N-1}) \\ = [m({}^{A-1}_{Z-1} X_{N-1}) - m({}^A_Z X_N) + m({}^1_1 H)]c^2 \quad (27.3)$$

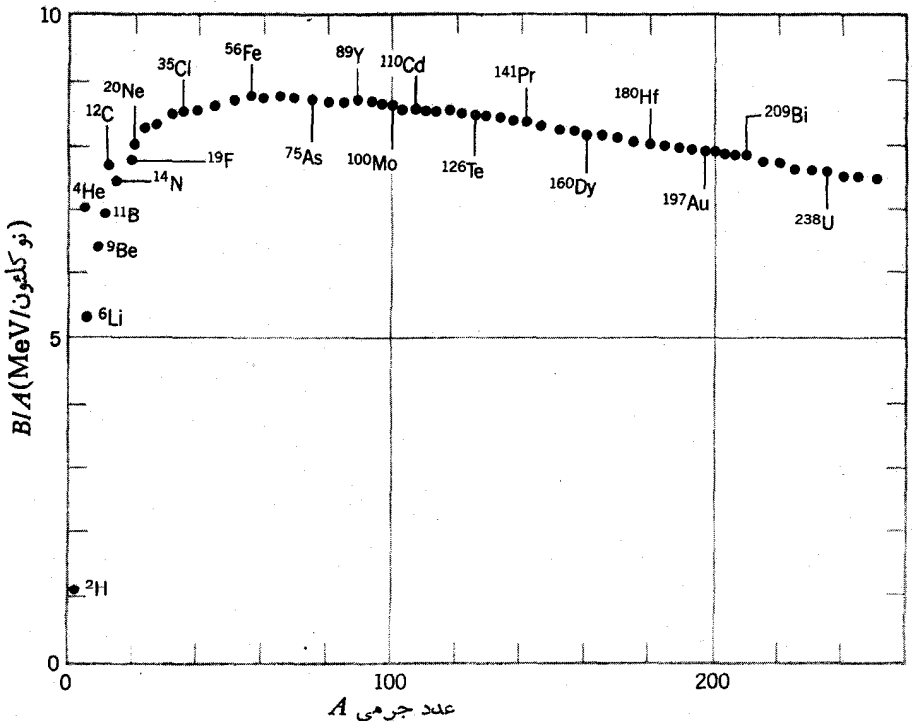
در این معادله، به جای پروتون، جرم هیدروژن را قرار داده‌ایم. چون همیشه در این روابط با جرمهای اتمی سروکار داریم، به آسانی می‌توان نحوه حذف شدن جرم Z الکترون را در معادلات (۲۶.۳) و (۲۷.۳) نشان داد.

انرژی جداسازی نوترون و پروتون در فیزیک هسته‌ای با انرژی یونش در فیزیک اتمی مشابهت دارد، یعنی مقدار آن میزان بستگی بیرونی ترین نوکلئون (یا نوکلئون ظرفیت) را به هسته نشان می‌دهد. انرژی جداسازی هم، درست مانند انرژی یونش در اتمها، بر ساختار پوسته‌ای هسته‌ها دلالت می‌کند که مشابه ساختار پوسته‌ای اتمهاست. از این رو، ما بحث درباره انرژیهای جداسازی را به بحث مدل‌های هسته‌ای در فصل ۵ موكول می‌کنیم. نمونه‌هایی از مقدار کاستی جرم و انرژی جداسازی را در جدول ۱.۳ نشان داده‌ایم.

همچنانکه در بسیاری از موارد خواص هسته‌ای خواهیم دید، با بررسی نظم ترتیب انرژی بستگی هسته‌ها می‌توان مدارك ارزنده‌ای از ساختار هسته‌ای به دست آورد. چون انرژی بستگی کم و بیش به طور خطی بر حسب A افزایش می‌یابد، عموماً در عمل انرژی بستگی متوسط هر نوکلئون، یعنی B/A ، را به صورت تابعی از A نشان می‌دهند. در شکل ۱۶.۳ تغییرات B/A را بر حسب عدد نوکلئونی نشان داده‌ایم. در این شکل، چند ویژگی مهم مربوط به هسته‌ها جلب توجه می‌کند. نخست اینکه منحنی جز در ناحیه هسته‌های بسیار سبک، مقدار نسبتاً ثابتی را نشان می‌دهد. انرژی بستگی متوسط بسیاری از هسته‌ها، با تقریب ۱٪، در حدود ۸ MeV برای هر نوکلئون است. دوم اینکه منحنی در نزدیکی $A=60$ قله پهنی دارد و در همین ناحیه است که بستگی هسته‌ای به حداکثر می‌رسد. وجود این قله بدان معنی است که به دو طریق می‌توان به «تولید» (یا آزادسازی) انرژی دست یافت: در نواحی پایینتر از $A=60$ از طریق ترکیب هسته‌های سبک و تشکیل هسته‌های سنگینتر، و در نواحی بالاتر از $A=60$ از طریق شکستن هسته‌های سنگین و تبدیل آنها به هسته‌های سبکتر. در هر دو صورت باید «از منحنی انرژی بستگی بالا رفت» که این امر به آزادسازی انرژی هسته‌ای منجر می‌شود. روش اول را همجوشی هسته‌ای (یا گداخت

جدول ۱۰۳ نمونه‌هایی از مقادیر کاستی جرم و انرژی جداسازی.

نوکلید	Δ (MeV)	S_n (MeV)	S_p (MeV)
^{16}O	-۴۷۲۳۷	۱۵۶۶۶	۱۲۱۳
^{۱۷}O	-۵۷۸۱۵	۴۱۴	۱۳۷۸
^{۱۷}F	+۱۹۵۲	۱۶۸۱	۵۶۵
^{۴۰}Ca	-۳۴۸۴۷	۱۵۶۴	۸۳۳
^{۴۱}Ca	-۳۵۱۳۸	۸۳۶	۸۸۹
^{۴۱}Sc	-۲۸۶۴۴	۱۶۱۹	۱۰۵۹
^{۲۰۸}Pb	-۲۱۷۵۹	۷۳۷	۸۵۱
^{۲۰۹}Pb	-۱۷۶۲۴	۳۹۴	۸۱۵
^{۲۰۹}Bi	-۱۸۲۶۸	۷۴۶	۳۸۵



شکل ۱۰۳ انرژی بستگی هر نوکلئون در هسته.

هسته‌ای) و روش دوم را شکافت هسته‌ای می‌نامند. این موضوعات مهم را در فصلهای ۱۳ و ۱۴ (جلد دوم، ترجمه فارسی) بررسی خواهیم کرد.
تلاش برای درک منحنی انرژی بستگی به فرمول نیمه تجربی جرم منتهی می‌شود که در طی آن با استفاده از چند پارامتر کلی، سعی می‌کنیم که تغییرات B را بر حسب A توضیح دهیم.

بدیهی‌ترین جمله‌ای که در برآورد عبارت B/A باید در نظر گرفت جمله ثابت است، زیرا در تمام موارد داریم $B \propto A$. بنابراین، سهم این جمله «حجمی» را در انرژی بستگی به صورت $B = a_v A$ می‌نویسیم که در آن a_v مقدار ثابت قابل تعیین است (مقدار آن باید در حدود 8 MeV باشد). این بستگی خطی بین B و A که در واقع تاحدودی شکفت‌انگیز است، در جهت شناخت خواص نیروی هسته‌ای اولین رهنمودی است که در اختیار ما قرار می‌گیرد. اگر هر نوکلئونی همه نوکلئونهای دیگر موجود در هسته را جذب می‌کرد، آنگاه انرژی بستگی باید متناسب با $A(A-1)$ یا به تقریب متناسب با A^2 می‌شد. چون B به‌طور خطی بر حسب A تغییر می‌کند، این بدان معنی است که هر نوکلئون در هسته فقط نزدیکترین نوکلئونهای اطرافش را جذب می‌کند و همه نوکلئونهای دیگر را جذب نمی‌کند. با توجه به پراکندگی الکترون می‌دانیم چگالی هسته‌ای تقریباً ثابت است، یعنی تعداد نوکلئونهای موجود در اطراف هر نوکلئون تقریباً ثابت می‌ماند. بدین ترتیب، نتیجه می‌گیریم که سهم هر نوکلئون در انرژی بستگی هسته به تقریب مقداری ثابت است.

نوکلئونی که در سطح هسته قرار گرفته است از شمول حکم فوق مستثنی است، زیرا چنین نوکلئونی را همسایه‌های کمتری احاطه کرده‌اند و به همین دلیل بستگی آن به هسته از نوکلئونهای مرکزی کمتر است. سهم نوکلئونهای سطحی در انرژی بستگی B به همان میزان نوکلئونهای مرکزی نیست، و چون در رابطه $B = a_v A$ این نکته در نظر گرفته نشده است، مقدار B در آن بیش از حد لازم برآورد شده است. بنابراین، از این مقدار B باید جمله‌ای را که متناسب با مساحت سطح هسته است کم کنیم. چون شعاع هسته $R \propto A^{1/3}$ است، مساحت سطح هسته متناسب با R^2 یا $A^{2/3}$ می‌شود. بنابراین، سهم نوکلئونهای سطحی هسته را در انرژی بستگی باید به صورت $a_s A^{2/3}$ - در نظر گرفت.

در فرمول انرژی بستگی، دافعه کولنی پروتونها را نیز باید در نظر بگیریم که این مؤلفه هم در جهت تضعیف انرژی بستگی هسته عمل می‌کند. چون هر پروتون همه پروتونهای موجود در هسته را دفع می‌کند، این جمله متناسب با $Z(Z-1)$ می‌شود که با فرض هسته به شکل کرة باردار یکنواخت، مقدار دقیق این جمله را می‌توان به صورت $(3/5)(e^2/4\pi\epsilon_0 R_0)Z(Z-1)/A^{1/3}$ - محاسبه کرد که در آن علامت منفی به معنی کاهش انرژی بستگی در اثر این جمله است. با در نظر گرفتن $R_0 = 1.2 \text{ fm}$ ، مقدار ثابت این جمله برابر 0.72 MeV به دست می‌آید که با جان‌نشین کردن آن با يك ثابت کولنی کلی a_c می‌توان آن را به شکل ساده‌تر نوشت.

همچنین، با توجه به چگونگی توزیع ایزوتوپهای پایدار و رادیواکتیو (شکل ۱۰۱)،

می‌دانیم که در هسته‌های پایدار $Z \approx A/2$ است. (توضیح این خاصیت هسته‌ای را در بحث مدل پوسته‌ای در فصل ۵ خواهیم دید.) اگر بخواهیم فرمول انرژی بستگی توصیف واقع بینانه‌ای از هسته‌های پایدار به دست بدهد، خاصیت $Z \approx A/2$ هم باید در آن در نظر گرفته شود. (در غیر این صورت، بنا بر بیش بینی این فرمول، وجود ایزوتوپهای پایدار هیدروژن با صدگان‌تروتن هم امکان‌پذیر می‌شود!) این جمله انرژی بستگی، برای هسته‌های سبک که در آنها رابطه $Z \approx A/2$ بیشتر رعایت می‌شود، اهمیت زیادی دارد. این جمله در هسته‌های سنگین اهمیت کمتری دارد، زیرا افزایش سریع دافعه کولنی مستلزم نوترونهای اضافی است تا به این وسیله پایداری هسته تضمین شود. این جمله را که به خاطر تأثیرش در متقارن نگه‌داشتن هسته از لحاظ تعداد پروتونها و نوترونها جمله تقارن نامیده می‌شود، می‌توان به صورت $-a_{\text{sym}}(A - 2Z)^2/A$ نوشت که شکل آن هم به علت ترجیح هسته‌های متقارن ($Z = A/2$) وهم به علت کاهش وزن در موارد A بزرگ، قابل قبول است.

سرانجام، جمله دیگری را هم باید در نظر بگیریم که تمایل نوکلئونهای مشابه را به تشکیل زوج و تحکیم پیکر بندی پایدار هسته‌ای نشان دهد. هنگامی که با تعداد فرد نوکلئونها (Z فرد و N زوج، یا Z زوج و N فرد) سروکار داشته باشیم، این جمله نقشی در انرژی بستگی ندارد. اما اگر N و Z هر دو فرد باشند، انرژی بستگی هسته با تبدیل یکی از پروتونهای فرد به نوترون (یا برعکس) و قابلیت تزویج نوترون جدید با نوترونی که در هسته به صورت منفرد باقی مانده بود افزایش خواهد یافت. صرفاً با توجه به هسته‌های پایداری که در طبیعت یافت می‌شوند، می‌توان شواهدی دال بر وجود نیروی تزویج در هسته‌ها به دست آورد. تعداد هسته‌های با N و Z فرد در طبیعت فقط چهار تا است (${}^6\text{Li}$ ، ${}^2\text{H}$ ، ${}^{10}\text{B}$ ، ${}^{14}\text{N}$)، ولی تعداد هسته‌های با Z و N زوج ۱۶۷ تا است. انرژی تزویج δ را معمولاً برای N و Z زوج به صورت $+a_p A^{-3/4}$ ، برای N و Z فرد به صورت $-a_p A^{-3/4}$ ، و برای A فرد برابر صفر در نظر می‌گیریم.

از ترکیب تمام این پنج جمله، فرمول کامل انرژی بستگی به صورت زیر به دست می‌آید

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z(Z-1)A^{-1/3} - a_{\text{sym}} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta \quad (28.3)$$

و با به کار بردن این انرژی بستگی، فرمول نیمه تجربی جرم را چنین به دست می‌آوریم

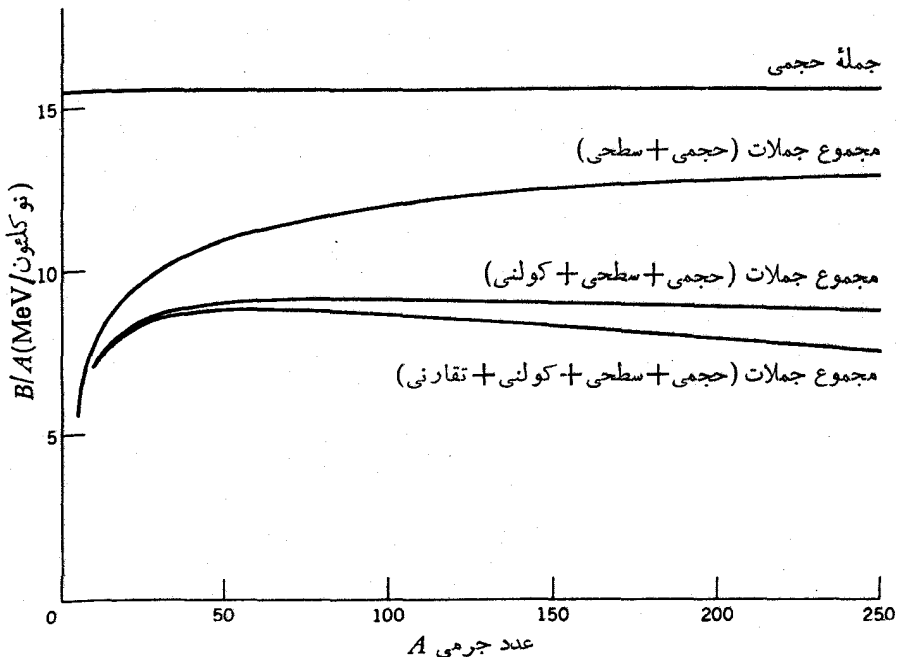
$$M(Z, A) = Zm({}^1\text{H}) + Nm_n - \frac{B(Z, A)}{c^2} \quad (29.3)$$

ضرایب ثابت را باید چنان انتخاب کرد که حداکثر سازگاری بین این فرمول و منحنی تجربی شکل ۱۶.۳ حاصل شود. گزینش خاصی از این مقادیر ثابت به صورت

$a_{\text{sym}} = 23 \text{ MeV}$, $a_c = 0.72 \text{ MeV}$, $a_s = 16.8 \text{ MeV}$, $a_v = 15.5 \text{ MeV}$ و $a_p = 34 \text{ MeV}$ است که منحنی نمایش هر یک از جملات حاصل از این مقادیر و همچنین نتیجه جمع آنها را که چگونگی تغییرات B را نسبتاً خوب پیش بینی می‌کند، در شکل ۱۷.۳ نشان داده‌ایم.

اهمیت فرمول نیمه تجربی جرم در این نیست که با استفاده از آن بتوانیم هر پدیده جدید یا عجیب و غریبی را در فیزیک هسته‌ای پیش بینی کنیم. بلکه این فرمول را باید نخستین تلاش در کاربرد مدل‌های هسته‌ای برای درک رفتار قانونمند یکی از خواص هسته که در این مورد همان انرژی بستگی است، تلقی کرد. این فرمول متضمن چند نوع مدل هسته‌ای مختلف است: مدل قطره مایع که در آن برخی از ویژگی‌های جمعی و بزرگ-مقیاس هسته‌ها به شیوه‌ای مشابه با محاسبات قطره مایع در نظر گرفته می‌شود (در واقع، سه جمله اول معادله (۲۸.۳) در محاسبه انرژی یک قطره مایع باردار هم ظاهر می‌شود)؛ و مدل چوبسته‌ای که بیشتر با تک‌تک نوکلئون‌ها سروکار دارد [دو جمله آخر معادله (۲۸.۳) با استفاده از این مدل قابل محاسبه است].

در معادله (۲۹.۳) به ازای یک مقدار ثابت A ، نمودار تغییرات M بر حسب Z به صورت سهمی است. مرکز این سهمی در همان نقطه‌ای است که مقدار معادله (۲۹.۳)



شکل ۱۷.۳ سهم هر یک از جملات موجود در فرمول نیمه تجربی جرم در بازسازی انرژی بستگی متوسط نوکلئون‌ها.

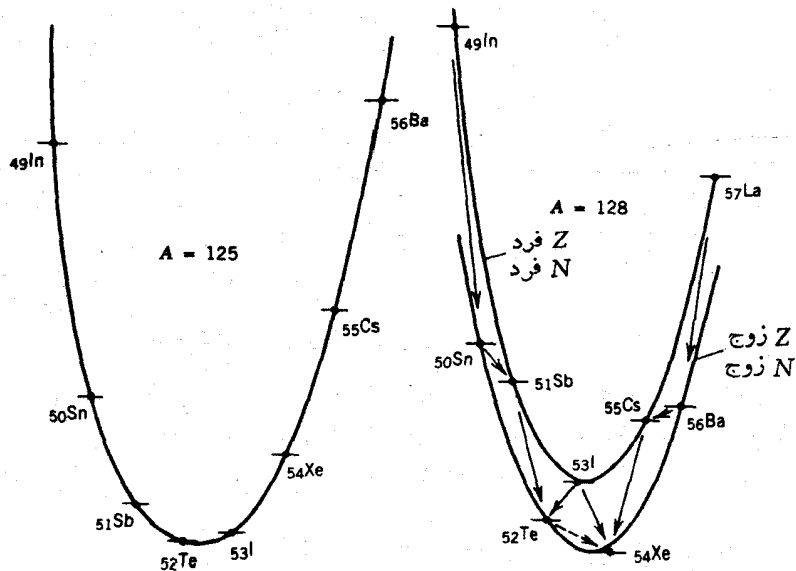
به کمینه می‌رسد. برای مقایسه این نتیجه با طرز رفتار هسته‌های واقعی باید محل کمینه را با قراردادن $\partial M / \partial Z = 0$ به دست آورد

$$Z_{\min} = \frac{[m_n - m(^1\text{H})] + a_c A^{-1/3} + 2a_{\text{sym}}}{2a_c A^{-1/3} + 8a_{\text{sym}} A^{-1}} \quad (30.3)$$

با قراردادن $a_{\text{sym}} = 23 \text{ MeV}$ و $a_c = 0.72 \text{ MeV}$ دو جمله اول صورت کسر فوق قابل صرف نظر می‌شوند، و بنابراین داریم

$$Z_{\min} \approx \frac{A}{2} \frac{1}{1 + (1/4)A^{2/3} a_c / a_{\text{sym}}} \quad (31.3)$$

برای مقادیر کوچک A چنانکه انتظار می‌رود $Z_{\min} \approx A/2$ می‌شود، اما برای مقادیر بزرگ A داریم $Z_{\min} < A/2$. برای هسته‌های سنگین، با توجه به معادله (31.3) خواهیم داشت $Z/A \approx 0.41$ که با مقادیر متناظر به هسته‌های پایدار سنگین سازگار است. نمونه‌ای از زنجیره واپاشی A فرد را برای $A = 125$ در شکل 18.3 نشان



شکل 18.3 زنجیره‌های جرمی برای دو دسته از ایزومرهای $A = 125$ و $A = 128$. در مورد $A = 125$ اختلاف انرژی بین ایزوتوپهای مجاور و افزایش آن، در اثر دور شدن از عضو پایدار زنجیره، درخور توجه است. در مورد $A = 128$ به تأثیر جمله تزویجی توجه کنید. ایزوتوپ ^{128}I می‌تواند به دو طریق واپاشیده شود. از نقطه نظر انرژی این امکان وجود دارد که در اثر فرایندی به نام واپاشی دوبتایی مستقیماً به ^{128}Xe تبدیل شود.

داده‌ایم که عنصر پایدار پایانی آن هسته‌ای با $Z = 52$ است. هسته‌های ناپایدار این زنجیره، از طریق تبدیل یک نوترون به یک پروتون یا تبدیل یک پروتون به یک نوترون و درطی واپاشی رادیواکتیو بتازا، به طرف هسته پایدار نزدیک می‌شوند. توجه کنید که هرچه از موضع پایداری دورتر می‌رویم، مقدار انرژی واپاشی (که از اختلاف جرم بین ایزو بارهای مجاور حاصل می‌شود) افزایش می‌یابد. برای هسته‌های A زوج، به خاطر وجود جمله تزویج، دو منحنی سهمی شکل به دست می‌آیند که به فاصله 2δ از یکدیگر قرار دارند. وجود این دو سهمی منجر به پیش‌بینی دو خاصیت غیر عادی می‌شود که در واپاشیهای A فرد دیده نمی‌شوند: (۱) هسته‌های Z فرد و N فرد می‌توانند به‌رود روش تبدیل نوترون به پروتون یا تبدیل پروتون به نوترون واپاشیده شوند؛ (۲) بعضی از واپاشیهای دوپتایی که در آنها در اثر واپاشی ۲ پروتون به ۲ نوترون تبدیل می‌شوند، نیز از نقطه نظر انرژی امکان پذیر خواهند بود. درباره این دو خاصیت در فصل ۹ بحث خواهیم کرد.

۴.۳ تکانه زاویه‌ای هسته‌ها و پاریته

در بخش ۵.۲ درباره جفت‌شدگی تکانه زاویه‌ای مداری I و اسپین s که حاصل آن تکانه زاویه‌ای کل J است، بحث کردیم. تا آنجا که بتوانیم پتانسیل هسته‌ای را مرکزی بگیریم، I و s (و بنا بر این J) از جمله ثابتهای حرکت خواهند بود. از این رو، به زبان مکانیک کوانتومی می‌توانیم هر نوکلئونی را با اعداد کوانتومی I, s, z مشخص کنیم. در این صورت، تکانه زاویه‌ای کل هسته‌ای که شامل A نوکلئون باشد از جمع برداری تکانه‌های زاویه‌ای همه نوکلئونهای آن به دست می‌آید. این تکانه زاویه‌ای کل را معمولاً اسپین هسته می‌نامند و با نماد I نشان می‌دهند. تکانه زاویه‌ای I تمامی خواص بردارهای تکانه زاویه‌ای را که در مکانیک کوانتومی متداول اند، داراست

$$I_z = m\hbar (m = -I, \dots, +I) \text{ و } I^2 = \hbar^2 I(I+1)$$

در بسیاری از اثرات مربوط به تکانه زاویه‌ای، رفتار هسته به گونه‌ای است که گویی بایک جسم منفرد با تکانه زاویه‌ای ذاتی I سروکار داریم. برای نمونه، در میدانهای مغناطیسی معمولی با مشاهده شکافتگی حالت I به تعداد $(2I+1)$ زیرحالت

$$m = -I, -I+1, \dots, I-1, I$$

می‌توانیم اثر هسته‌ای زیمان را تجربه کنیم. این زیرحالتها، همچنانکه در اثر عادی زیمان در آنها دیدیم، به فاصله یکسان از یکدیگر توزیع می‌شوند. اگر میدان مغناطیسی اعمال شده را فوق‌العاده قوی می‌گرفیم به حدی که می‌توانست جفت‌شدگی بین نوکلئونها را بشکند، آنگاه هر حالت منفرد I به تعداد $(2I+1)$ زیرحالت شکافته می‌شود. مورد مشابه این خاصیت در فیزیک اتمی هم دیده می‌شود: هنگامی که میدان مغناطیسی اعمال شده قوی باشد، جفت‌شدگی بین I و s الکترونها شکسته می‌شود و در این صورت بسا $(2I+1)$

مؤلفه I و $(2s+1)$ مؤلفه S مواجه خواهیم شد. در حال حاضر نمی‌توانیم میدانی را که برای شکستن جفت‌شدگی نوکلئونها قدرت کافی داشته باشد، تولید کنیم. بنا بر این رفتار هسته برای ما به گونه‌ای است که گویی فقط با يك ذره منفرد «چرخان» سروکار داریم. به همین دلیل است که در توصیف حالت‌های هسته‌ای از اسپین (یا تکانه زاویه‌ای کل) I و عدد کوانتومی اسپین I استفاده می‌کنیم.

برای جلوگیری از سردرگمی، در سراسر این کتاب اسپین هسته را با نماد I و تکانه زاویه‌ای کل يك نوکلئون منفرد را با نماد J نشان خواهیم داد. اغلب با مواردی روبه‌رو می‌شویم که تمام خواص هسته را يك تك ذره ظرفیت تعیین می‌کند؛ در این حالت داریم $I = J$. در موارد دیگر، ممکن است لازم باشد که دو ذره ظرفیت را در نظر بگیریم. در این گونه حالت‌ها داریم $I = J_1 + J_2$ که در آن برایند I می‌تواند چند مقدار مختلف داشته باشد. در پاره‌ای از موارد، ذره منفرد و قلب حاصل از نوکلئونهای باقیمانده هر دو با هم در تکانه زاویه‌ای کل هسته سهم دارند، یعنی $I = J_p + J_n$ می‌شود که در آن J_p تکانه ذره منفرد و J_n تکانه قلب نوکلئونهای باقیمانده است.

یکی از شرایط مهم مقادیر مجاز I ، با توجه به مؤلفه‌های تکانه زاویه‌ای کل هر يك از نوکلئونها در راستای z به دست می‌آید. چون تمام مقادیر J باید اعدادی نیم درست $(1/2, 3/2, 5/2, \dots)$ باشند، مؤلفه‌های آنها در راستای z هم فقط اعداد نیم درست $(\hbar/2, 3\hbar/2, 5\hbar/2, \dots)$ خواهند بود. اگر تعداد نوکلئونهای موجود در هسته زوج باشد، تعداد زوجی از مؤلفه‌های نیم درست در هسته خواهیم داشت و در نتیجه مؤلفه z تکانه کل I فقط مقادیر درست خواهد داشت. این امر مستلزم آن است که مقدار I هم با عددی درستی بیان شود. اگر تعداد نوکلئونها فرد باشد، مؤلفه z تکانه کل و بنا بر این مقدار I هر دو باید نیم درست باشند. بدین ترتیب، قاعده‌ای به صورت زیر به دست می‌آوریم

در هسته‌های A فرد: $I = \text{نیم درست}$

در هسته‌های A زوج: $I = \text{درست}$

اندازه‌گیری مقادیر اسپین هسته‌ها، اطلاعات زیادی در بساط ساختار هسته به دست می‌دهد. برای نمونه، صدها هسته (پایدار و رادیواکتیو) با Z زوج و N زوج می‌شناسیم که اسپین حالت پایه همگی آنها برابر صفر است. این نکته دال بر وجود نیروی تزویج است که در بخش قبلی از آن سخن گفته‌ایم: نوکلئونها به صورت زوج‌هایی با اسپین صفر با هم جفت می‌شوند و در نتیجه I کل برابر صفر می‌شود. به همین ترتیب، اسپین حالت پایه در هسته‌های A فرد باید با مقدار J آخرین پروتون یا نوترون منفرد برابر شود. هنگامی که مدل پوسته‌ای هسته را در فصل ۵ بررسی می‌کنیم، باز هم در این باره به بحث خواهیم پرداخت. برای مشخص کردن حالت‌های هسته، علاوه بر اسپین هسته از پارته نیز استفاده می‌شود. پارته می‌تواند دارای مقادیر مثبت (زوج) یا منفی (فرد) باشد. اگر تابع موج تك تك نوکلئونهای موجود در هسته را می‌شناختیم، از حاصلضرب پارته‌های تمامی A نوکلئون

می‌توانستیم پاریته هسته را به صورت π مثبت یا منفی ($\pi = \pi_1 \pi_2 \dots \pi_A$) به دست آوریم. اما در عمل استفاده از چنین روشی امکان پذیر نیست، زیرا عموماً نمی‌توانیم به هر نوکلئون هسته تابع موجی با پاریته معلوم نسبت دهیم. پس پاریته π را هم، مانند اسپین I ، به صورت يك خاصیت «جمعی» کل هسته در نظر می‌گیریم. پاریته کل هسته را با استفاده از روشهای گوناگون واپاشی و واکنش هسته‌ای می‌توانیم مستقیماً اندازه‌گیری کنیم. پاریته هسته را به صورت شاخص بالای اسپین هسته و با علامت $+$ یا $-$ نشان می‌دهیم، و می‌نویسیم I^π . برای نمونه می‌نویسیم 0^+ ، 2^- ، $(1/2)^-$ ، $(5/2)^+$. هیچگونه رابطه نظری مستقیمی بین I و π وجود ندارد، و در نتیجه برای هر مقداری از I علامت π می‌تواند مثبت یا منفی باشد.

۵.۳ گشتاور الکترومغناطیسی هسته

بیشتر اطلاعاتی که از ساختار هسته در اختیار داریم، نه از برهم‌کنش قوی هسته‌ای بین هسته‌ها و محیط اطرافشان، بلکه از برهم‌کنش خیلی ضعیفتر الکترومغناطیسی حاصل شده‌اند. به عبارت دیگر، نظم موجود در حرکت و توزیع نوکلئونهای درون هسته از برهم‌کنش قوی هسته‌ای حاصل می‌شود، اما وسیله کاوش در این توزیع، برهم‌کنش الکترومغناطیسی است. در این کار، ما می‌توانیم از میدانهای الکترومغناطیسی که در مقایسه با نیروی قوی درون هسته اثر ضعیفتری روی حرکت نوکلئونها دارد استفاده کنیم. بدین ترتیب، عمل اندازه‌گیری تأثیر شدیدی روی موضوع تحت بررسی نخواهد گذاشت.

هرگونه توزیع بار الکتریکی و جریان، تولید میدانهای الکتریکی و مغناطیسی می‌کند که به شکل خاصی به فاصله بستگی دارند. معمولاً به هر يك از وابستگیهای فضایی مربوط به توزیع بار و جریان الکتریکی، يك گشتاورد چندقطبی الکترومغناطیسی نسبت می‌دهند: به میدان الکتریکی $1/2$ که از بار الکتریکی خالص حاصل می‌شود، گشتاور مرتبه صفر یا تک‌قطبی نسبت می‌دهیم. میدان الکتریکی $1/3$ را ناشی از گشتاور مرتبه اول یا دوقطبی و میدان الکتریکی $1/3^2$ را ناشی از گشتاور مرتبه دوم یا چارقطبی می‌دانیم، و همین‌طور ... گشتاورهای چندقطبی مغناطیسی هم، به استثنای تک‌قطبی، وضعی مشابه دارند. تا آنجا که می‌دانیم، تک‌قطبی مغناطیسی یا وجود ندارد یا اینکه خیلی نادر است. به همین دلیل، میدان تک‌قطبی مغناطیسی را (که متناسب با $1/3^2$ می‌شود) به حساب نمی‌آوریم. نظریه الکترومغناطیس برای محاسبه گشتاورهای چندقطبی الکتریکی و مغناطیسی، دستورالعمل مشخصی دارد که با استفاده از این روش و با در نظر گرفتن شکل عملگر گشتاورها و محاسبه مقادیر انتظاری آنها در حالت‌های مختلف هسته‌ای، می‌توان گشتاورهای کوانتومکانیکی سیستمهای هسته‌ای را هم تعیین کرد. سپس این مقادیر انتظاری را می‌توانیم مستقیماً با مقادیر تجربی که در آزمایشگاه به دست می‌آوریم مقایسه کنیم. روشهای اندازه‌گیری گشتاورهای هسته‌ای را در فصل ۱۶ (جلد دوم، ترجمه فارسی) بررسی خواهیم کرد.

ساده‌ترین نوع توزیع بار و جریان، فقط می‌تواند میدانهای چندقطبی مرتبه پایین

تولید کند. توزیع کروی بار الکتریکی فقط منجر به تولید میدان تک قطبی (کولنی) می شود، هیچ گشتاوری از مراتب بالاتر در این مورد به وجود نمی آید. یک حلقه از جریان دایره ای، فقط یک میدان دو قطبی مغناطیسی تولید خواهد کرد. طبیعت در تولید هسته ها بی قاعده عمل نمی کند بلکه هر وقت که تولید ساختاری ساده و متقارن (و سازگار با برهم کنش هسته ای) امکان پذیر باشد، گرایش طبیعی چنان است که هسته ها با همان ساختار تولید شوند. از این رو برای مشخص کردن خواص الکترومغناطیسی هسته، معمولاً به اندازه گیری یا محاسبه پایتترین مرتبه گشتاورهای چندقطبی اکتفا می شود.

یکی دیگر از شرایط محدودکننده گشتاورهای چندقطبی، از تقارن هسته ناشی می شود که مستقیماً به پاریته حالت های هسته ای بستگی دارد. هر گشتاور چندقطبی الکترومغناطیسی، پاریته خاصی دارد که با توجه به رفتار عملگر چندقطبی در طی تبدیل $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ تعیین می شود. پاریته گشتاورهای الکتریکی از عدد نمایی L (۱-) حاصل می شود که در آن L مرتبه گشتاور است (برای تک قطبی $L=0$ ، برای دو قطبی $L=1$ ، برای چار قطبی $L=2$ است و همین طور تا آخر). پاریته گشتاورهای مغناطیسی از عدد نمایی $L+1$ (۱-) به دست می آید. هنگامی که می خواهیم مقدار انتظاری یک گشتاور را محاسبه کنیم، باید مقدار انتگرال $\int \psi^* \Theta \psi dv$ را تعیین کنیم که در آن Θ عملگر الکترومغناطیسی مورد نظر است. از آنجا که تابع موج ψ دو بار در انتگرال ظاهر می شود، پاریته خود ψ اهمیتی ندارد، زیرا تبدیل $\psi \rightarrow +\psi$ یا $\psi \rightarrow -\psi$ تابع زیرانتگرال را تغییر نمی دهد. اما اگر Θ دارای پاریته فرد باشد، آنگاه تابع زیرانتگرال بر حسب مختصات تابعی فرد است که باید به مقدار انتظاری گشتاور صفر منتهی شود. پس تمامی گشتاورهای چندقطبی استاتیکی که پاریته فرد دارند باید برابر صفر باشند که از آن جمله است دو قطبی الکتریکی، چار قطبی مغناطیسی، هشت قطبی الکتریکی ($L=3$)، و غیره.

گشتاور الکتریکی تک قطبی، درست با بار هسته Ze مساوی می شود. گشتاور غیر صفر بعدی هسته، گشتاور دو قطبی مغناطیسی μ است. مقدار گشتاور مغناطیسی یک حلقه دایره ای به مساحت A که حامل جریان i باشد، عبارت است از $|\mu| = iA$. اگر جریان i در اثر گردش بار e که با سرعت v در دایره ای به شعاع r (و بسا دوره تناوب $v/2\pi r$) در حرکت است به وجود آید، داریم

$$|\mu| = \frac{e}{(v/2\pi r)} \pi r^2 = \frac{evr}{2} = \frac{e}{2m} |\mathbf{L}| \quad (32.3)$$

که در آن $|\mathbf{L}|$ تکانه زاویه ای کلاسیک بار متحرک یا mvr است. در مکانیک کوانتومی، گشتاور مغناطیسی قابل مشاهده را به طور عملیاتی در راستای بزرگترین مؤلفه L_z تعریف می کنیم. بنابراین، چنانچه به جای L مقدار انتظاری آن را نسبت به محوری که تصویر بردار تکانه روی آن بزرگترین مقدار یعنی $m_l \hbar$ است ($m_l = +l$) قرار دهیم، معادله (32.3) را می توانیم مستقیماً وارد محاسبات کوانتومی کنیم. در این صورت، خواهیم داشت

$$\mu = \frac{e\hbar}{2m} l \quad (۳۳.۳)$$

که در آن l اکنون عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای مداری است. کمیت $e\hbar/2m$ را یک مگنتون می‌نامند. در حرکتهای اتمی، به جای m جرم الکترون را قرار می‌دهیم و مگنتون بود را به صورت $\mu_B = 5.78834 \times 10^{-5} \text{ eV/T}$ به دست می‌آوریم. اگر به جای m جرم پروتون قرار گیریم، مگنتون هسته‌ای به صورت $\mu_N = 3.82608 \times 10^{-8} \text{ eV/T}$ به دست می‌آید. توجه کنید که به خاطر اختلاف جرم داریم $\mu_N \ll \mu_B$ ، یعنی در بسیاری از شرایط مغناطیس اتمی خیلی قویتر از مغناطیس هسته‌ای است. برهم کنشهای مغناطیسی عادی در ماده (مثل خاصیت فرومغناطیسی) از طریق مغناطیس اتمی ماده تعیین می‌شود. اثرات مغناطیس هسته‌ای مواد را فقط در شرایط خیلی خاص می‌توان مشاهده کرد (فصل ۱۶، جلد دوم ترجمه فارسی را ببینید).

معادله (۳۳.۳) را به شکل مفیدتر زیر می‌توانیم بنویسیم

$$\mu = g_l \mu_N \quad (۳۴.۳)$$

که در آن g_l را ضریب g می‌گویند که به تکانه زاویه‌ای مداری l وابسته است. برای پروتونها $g_l = 1$ است. چون نوترونها بار الکتریکی ندارند، در صورتی می‌توانیم از معادله (۳۴.۳) برای توصیف حرکت مداری نوترونها استفاده کنیم که در مورد آنها $g_l = 0$ باشد.

تا کنون فقط حرکت مداری نوکلئونها را در نظر گرفته‌ایم. پروتونها و نوترونها هم مانند الکترونها، علاوه بر گشتاور مداری، دارای گشتاور مغناطیسی ذاتی یا اسپینی هستند که هیچ‌گونه مشابه کلاسیک ندارد. در اینجا این گشتاور را به همان صورت معادله (۳۴.۳) در نظر می‌گیریم

$$\mu = g_s s \mu_N \quad (۳۵.۳)$$

که در آن برای هر سه ذره پروتون، نوترون، و الکترون داریم $s = 1/2$. کمیت g_s را ضریب اسپینی g می‌گویند که از حل معادله نسبیتی مکانیک کوانتومی حاصل می‌شود. برای ذره‌های مانند الکترون که ذره‌ای نقطه‌ای با اسپین $1/2$ است، بنا بر معادله دیراک داریم $g_s = 2$ که با مقدار حاصل از اندازه‌گیری $g_s = 2.001836$ سازگاری کامل دارد. در اینجا اختلاف بین g_s و عدد ۲ خیلی کم و با در نظر گرفتن مراتب بالاتر تصحیحات الکترو دینامیک کوانتومی به دقت قابل محاسبه است. اما تفاوت بین مقادیر تجربی g_s برای نوکلئونهای آزاد، و مقدار انتظاری ذرات نقطه‌ای خیلی چشمگیر است

برای پروتون: $g_s = 5.5856912 \pm 0.00000022$

برای نوترون: $g_s = -3.8260837 \pm 0.00000018$

(گشاور مغناطیسی اندازه گیری شده، بر حسب مگنتون هسته‌ای، درست برابر نصف ضریب g به دست می‌آید.) نه تنها اختلاف بین گشاور مغناطیسی تجربی پروتون و مقدار انتظاری ۲ برای یک ذره نقطه‌ای بسیار زیاد است، بلکه برای نوترون بدون بار هم گشاور مغناطیسی غیر صفر به دست می‌آوردیم! شاید این اختلافات اولین قرائنی هستند که نشان می‌دهند نوکلئونها ذرات بنیادی نقطه‌ای شکلی مانند الکترون نیستند، بلکه ساختاری داخلی دارند. در ساختار داخلی نوکلئونها باید ذرات باردار در حال حرکت دخالت داشته باشند، و حرکت این ذرات باید به تولید جریانهای منجر شود که با گشاورهای مغناطیسی مشاهده شده سازگار باشند. یکی از نکات جالب توجه این است که g پروتون در حدود ۳٫۶ از مقدار انتظاری اش بزرگتر است، در حالی که g نوترون در همین حدود از مقدار انتظاری آن (صفر) کوچکتر است. قبل از اختلاف بین مقادیر انتظاری و اندازه‌گیری شده g را به ابرهای مزونی (مزون π) حول نوکلئونها نسبت می‌دادند. به این ترتیب که ابر پروتونها را متشکل از مزونهای مثبت و خنثای π ، و ابر نوترونها را متشکل از مزونهای منفی و خنثای π می‌دانستند. در این صورت، سهم مساوی و مختلف علامت گشاور مغناطیسی ناشی از ابر مزونی قابل توجه به نظر می‌رسید. در نظریه‌های امروزی، نوکلئونها را متشکل از سه کوارک در نظر می‌گیرند و گشاور مغناطیسی هر نوکلئون را مستقیماً از جمع گشاورهای مغناطیسی کوارکها به دست می‌آورند (فصل ۱۸ جلد دوم، ترجمه فارسی را ببینید).

نیروی تزویج در هسته‌ها، جفت شدگی میان نوکلئونها را چنان تنظیم می‌کند که برابری تکانه‌های زاویه‌ای مداری و اسپینی هر زوج برابر صفر می‌شود. بدین ترتیب، نوکلئونهای تزویج شده هیچ گونه سهمی در گشاور مغناطیسی ندارند، و در تعیین آن فقط کافی است که نوکلئونهای ظرفیت را در نظر بگیریم. اگر چنین نبود، بر اساس ملاحظات آماری در بعضی از هسته‌های سنگین احتمالاً با گشاورهای مغناطیسی خیلی بزرگ که شاید به دهها مگنتون هسته‌ای بالغ می‌شد، روبه‌رو می‌شدیم. اما تاکنون هیچ هسته‌ای با گشاور مغناطیسی دوقطبی بزرگتر از حدود $6\mu_N$ مشاهده نشده است.

جدول ۲۰۳ نمونه‌هایی از مقادیر گشاور مغناطیسی دوقطبی هسته‌ها را نشان می‌دهد. بسا توجه به نیروی تزویج، می‌توانیم این مقادیر گشاور مغناطیسی را مورد تجزیه و تحلیل قرار دهیم و اطلاعاتی از ساختار هسته‌ای به دست آوریم. در فصل ۴ گشاور مغناطیسی دوترون را بررسی می‌کنیم، و در فصل ۵ پیش‌بینی مدلهای هسته‌ای را در مورد گشاور مغناطیسی هسته‌های سنگین خواهیم دید.

گشاور غیر صفر بعدی در هسته‌ها، گشاور چار قطبی الکترونیکی است. گشاور چار قطبی eQ یک ذره باردار کلاسیک e به صورت $(3z^2 - r^2)e$ است. اگر حرکت ذره تقارن کروی داشته باشد، آنگاه (به‌طور متوسط) داریم $3z^2 = r^2 = x^2 + y^2$ و در نتیجه گشاور چار قطبی آن برابر صفر خواهد شد. اگر ذره در یک مدار تخت کلاسیک (مثلاً در صفحه xy) حرکت کند، آنگاه $z = 0$ و $Q = -e$ خواهد شد. در مکانیک کوانتومی، گشاور چار قطبی یک پروتون منفرد عبارت است از

جدول ۲.۳ چند نمونه از مقادیر گشتاور دوقطبی مغناطیسی.

نوکلید	$\mu(\mu_N)$
n	-۱.۹۱۳۰۴۱۸
p	+۲.۷۹۲۸۴۵۶
${}^2\text{H(D)}$	+۰.۸۵۷۴۳۷۶
${}^{17}\text{O}$	-۱.۷۸۹۳۷۹
${}^{57}\text{Fe}$	+۰.۷۰۹۰۶۲۲۹۳
${}^{59}\text{Co}$	+۴.۷۳۳
${}^{93}\text{Nb}$	+۶.۱۷۰۵

تمام مقادیر به حالت‌های پایه در هسته‌ها مربوط می‌شوند. عدم قطعیت این مقادیر نوعاً به چند قسمت از آخرین ارقام محدود می‌شود.

$$eQ = e \int \psi^*(3z^2 - r^2)\psi \, dv \quad (۲۶.۳)$$

اما برای نوترونی که در یک مدار در حرکت است، داریم $Q = 0$. اگر $|\psi|^2$ تقارن کروی داشته باشد، $Q = 0$ می‌شود. اگر $|\psi|^2$ در صفحه xy قرار گیرد (یعنی $z \cong 0$ باشد)، خواهیم داشت $\langle r^2 \rangle - Q \sim -$ و چنانچه $|\psi|^2$ حول محور z (یعنی $r \cong z$) تمرکز داشته باشد، داریم $Q \sim +2\langle r^2 \rangle$. در اینجا $\langle r^2 \rangle$ شعاع میانگین مربعی مدار است. سودمندی نیروی تزویج در این مورد هم به روشنی مشاهده می‌شود. اگر نوکلئونهای تزویج شده در مدارهایی با تقارن کروی در حرکت باشند، در مقدار گشتاور Q نقشی نخواهند داشت. بدین ترتیب می‌توانیم انتظار داشته باشیم که گشتاور چارقطبی بسیاری از هسته‌ها را به کمک نوکلئونهای ظرفیت برآورد کنیم. مدار نوکلئونهای ظرفیت را می‌توانیم در نزدیکی سطح هسته در نظر بگیریم، که در این صورت $r = R_0 A^{1/3}$ می‌شود. بنا بر این برآورد، گشتاور چارقطبی به صورت $|eQ| \leq eR_0^2 A^{2/3}$ به دست می‌آید که مقدار آن از حدود $em^2 \times 10^{-3} \times 6$ برای هسته‌های سبک تا $em^2 \times 10^{-3} \times 50$ برای هسته‌های سنگین در تغییر است. یک $m^2 \times 10^{-28}$ را که برای سطح مقطع واکنشهای هسته‌ای به فراوانی مورد استفاده است یک جادن می‌گویند و با b نمایش می‌دهند. این یکا برای تعیین مقدار گشتاورهای چارقطبی هسته‌ها هم مناسب است، و بیشینه‌های انتظاری هسته‌های مختلف بر حسب این یکا بین 6×10^{-28} تا 50×10^{-28} به دست می‌آید. چنانکه در جدول ۲.۳ دیده

جدول ۳.۳ چند نمونه از مقادیر گشتاور چارقطبی الکتریکی.

نوکلید	$Q(b)$
${}^2\text{H}(D)$	+۰.۰۰۰۲۸۸
${}^{17}\text{O}$	-۰.۰۰۲۵۷۸
${}^{59}\text{Co}$	+۰.۰۴۰
${}^{63}\text{Cu}$	-۰.۰۲۰۹
${}^{137}\text{Cs}$	-۰.۰۰۰۵۳
${}^{161}\text{Dy}$	+۰.۲۴
${}^{176}\text{Lu}$	+۰.۸۰
${}^{209}\text{Bi}$	-۰.۰۳۷

تمام مقادیر به حالت‌های پایه هسته‌ها مربوط می‌شوند. عدم قطعیت‌ها در این مقادیر نوعاً به چند قسمت از آخرین ارقام محدود است.

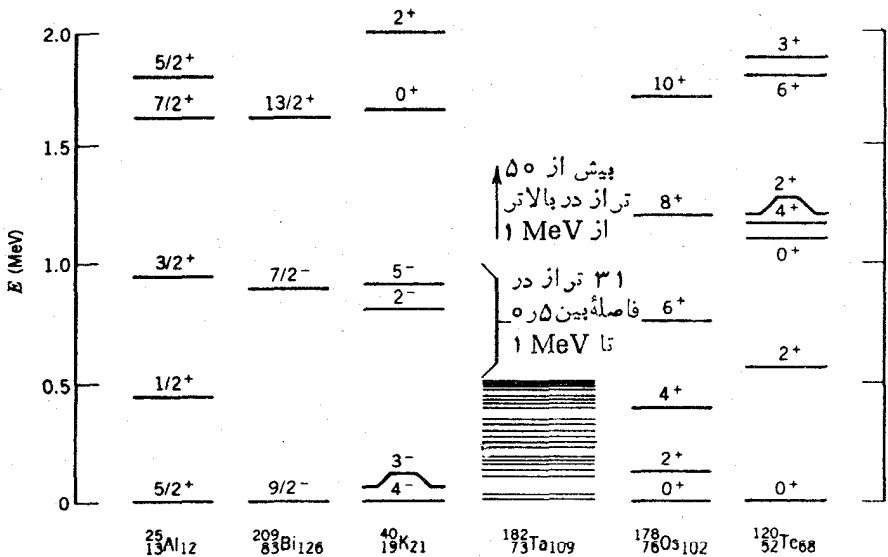
می‌شود، گشتاور چارقطبی بسیاری از هسته‌ها در همین گستره قرار دارد. اما گشتاور تعدادی از هسته‌ها، بویژه عناصر قلیایی خاکی، خیلی از این مقادیر فاصله دارد. در این موارد، گشتاور چارقطبی متضمن اطلاعات مهمی است، و معلوم می‌شود که مدل تک ذره قادر به توجیه مقادیر بزرگ گشتاور چارقطبی نیست. همه پروتون‌های موجود در هسته یا بیشتر آنها باید به نوعی در تولید این مقادیر بزرگ Q شرکت داشته باشند. فرض وجود قلب کروی متقارنی از نوکلئون‌های تزیج شده برای این هسته‌ها معتبر نیست. در بعضی از هسته‌ها ممکن است این قلب یک شکل غیر کروی ایستا داشته باشد که به تولید گشتاور چارقطبی بزرگ منجر شود. خواص این گونه هسته‌های شدیداً تغییر شکل یافته را در فصل ۵ بررسی خواهیم کرد.

۶.۳ حالت‌های برانگیخته هسته

همچنانکه از مطالعه حالت‌های برانگیخته اتمی اطلاعاتی از ساختار اتمها به دست می‌آوریم، با توجه به حالت‌های برانگیخته هسته‌ای نیز می‌توانیم تا حدودی ساختار هسته‌ها را بشناسیم. حالت‌های برانگیخته هسته هم، مانند حالت‌های برانگیخته اتمی، ناپایدارند و سریعاً به حالت پایه برمی‌گردند. برانگیختگی اتمها در اثر جابه‌جا کردن الکترون‌ها و رساندن آنها

به مدارهای انرژی بالاتر صورت می‌گیرد. همین کار را برای نوکلئونهای موجود در هسته نیز می‌توان انجام داد. بدین ترتیب، به کمک حالت‌های برانگیخته می‌توان بعضی از خصوصیات مدارهای نوکلئونی را در هسته‌ها نشان داد. ما قبلاً در همین فصل در چند مورد، به خواص مکمل ساختار تک‌ذره‌ای و ساختار جمعی هسته‌ها اشاره کردیم. بعلاوه، می‌دانیم که حالت‌های برانگیخته هسته‌ای را نیز می‌توانیم با افزودن انرژی به قلب نوکلئونهای تزویج شده در هسته‌ها تولید کنیم. این انرژی، ممکن است به صورت انرژی نوسانات یا دوران جمعی در کل قلب هسته ظاهر شود، و یا اینکه صرف شکستن یکی از زوج‌های نوکلئونی شود و از این طریق دو نوکلئون بر نوکلئونهای ظرفیتی هسته بیفزاید.

بخشی از هدف طیف‌نمایی هسته‌ای، مشاهده حالت‌های قابل برانگیزش و اندازه‌گیری خواص آنهاست. روش‌های تجربی متداول در طیف‌نمایی هسته‌ای، انواع روش‌های موجود در مطالعات واپاشی رادیواکتیو و واکنش‌های هسته‌ای را در بر می‌گیرد. بررسی تفصیلی واپاشیها و واکنش‌های هسته‌ای را در بخش‌های آینده خواهیم دید. از جمله نکاتی که در اندازه‌گیری خواص هر حالت برانگیخته باید در نظر گرفت، انرژی برانگیزش، طول عمر و مد (یا مدهای) واپاشی، اسپین و پارامتر، گشتاور دو قطبی مغناطیسی، و گشتاور چار قطبی



شکل ۱۹.۳ چند نمونه از نمودارهای حالت‌های برانگیخته پایین‌تر از ۲ MeV. حالت‌های برانگیخته در بعضی هسته‌ها مانند ^{209}Bi خیلی ساده است، در حالی که در برخی دیگر از هسته‌ها مانند ^{182}Ta خیلی پیچیده است. نظمی که در ترازهای ^{178}Os دیده می‌شود، در تمام هسته‌های زوج-زوج (Z و N هر دو زوج) موجود در گستره $150 \leq A \leq 190$ تکرار می‌شود. ساختار مشابه ^{120}Te هم در بسیاری از هسته‌های موجود در گستره $150 \leq A \leq 50$ تکرار می‌شود.

الکتريکي است. با توجه به وجود تعداد بيش از ۱۰۰۰ نوکلید که هر يك از آنها ممکن است صدها حالت برانگیخته داشته باشد، کار اندازه‌گیری، تنظيم جدول، و تحليل و تفسير اطلاعات مربوط به حالتهاي برانگیخته، برنامه‌ای بسیار بسیار سنگین است. نمونه‌هایی از نمودار تراز هسته‌ای را در شکل ۱۹.۳ نشان داده‌ایم. منشأ تعداد کمی از حالتهاي برانگیخته را می‌توان مشخص کرد و فهمید که از برانگیختگی نوکلئونهاى ظرفیت تولید شده‌اند یا از برانگیختگی قلب هسته. این تشخیص هم فقط بعد از اندازه‌گیری تمامی خواص فوق‌الذکر و مقایسه آنها با پیش‌بینی مبتنی بر محاسبات برانگیزش تک‌ذره‌ای و برانگیزش جمعی قلب هسته، و همچنین مشاهده سازگاری بین آزمایش و محاسبه، امکان‌پذیر می‌شود. در فصلهای آینده، روشهای تجربی رایج برای جمع‌آوری این‌گونه اطلاعات و مدل‌های هسته‌ای مورد نیاز برای تفسیر آنها را بررسی خواهیم کرد. این نوع تحلیل و تعبیر جامع از ساختار هسته‌ای را صرفاً از طریق آزمایشهای بسیار دقیق و دشوار، و با استفاده از محاسبات مفصل کامپیوترهای قدرتمند امروزی، می‌توانیم به دست آوریم.

مراجعات تکمیلی

در مورد توزیع جرم و بار هسته‌ای از دو مرجع اصلی زیر می‌توان استفاده کرد:

Roger C. Barrett and Daphne F. Jackson, *Nuclear Sizes and Structure* (Oxford: Clarendon, 1977).

مرجع زیر هم حاوی مجموعه مقالاتی دربارهٔ توزیع بار و گشتاور هسته‌ای است

Atomic Data and Nuclear Data Tables, 14, 479-653, (1974).

مجموعه‌ای از مقالات تجدید چاپ‌شدهٔ مربوط به پراکندگی الکترون را می‌توان

در کتاب زیر یافت:

R. Hofstadter, *Nuclear and Nucleon Structure* (New York: Benjamin, 1963),

استفاده از اتمهای موثونی برای تعیین توزیع بار هسته‌ای در مرجع زیر مرور شده است:

C. S. Wu and L. Willets, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 19, 527 (1969),

روشهای عام کاربرد لیزر در طیف‌نمایی اپتیکی و بررسی خواص هسته‌ها را می‌توان در مرجع زیر یافت:

D. E. Murnick and M. S. Feld, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 29, 411 (1979),

برای بحث تفصیلی دربارهٔ فرمول نیمه‌تجربی جرم به کتاب زیر رجوع کنید:

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

مسائل

۰۱. نشان دهید که میانگین مربعی شعاع بار يك كره باردار يكنواخت عبارت است از $\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2$.

۰۲. (الف) معادله (۹.۳) را به دست آورید. (ب) با شروع از معادله (۹.۳) و تکمیل تمام مراحل محاسبه، فرمول (۱۳.۳) را به دست آورید.

۰۳. عامل شکل $F(q)$ را در هر يك از توزيع بارهای زیر محاسبه کنید:

$$\rho(r) = \rho_0 e^{-(\ln 2)r^2/R^2} \quad (\text{ب}) \quad \rho(r) = \rho_0, \quad r < R$$

$$= 0, \quad r > R$$

۰۴. یکی از توزيع بارهای هسته‌ای که واقع بینانه‌تر از توزيع بار يکنواخت است، توزيع فرمی $\rho(r) = \rho_0 \{1 + \exp[(r-R)/a]\}^{-1}$ است. (الف) این توزيع را رسم کنید و آن را با شکل ۴.۳ مقایسه کنید. (ب) به فرض آنکه $t = 2.3 \text{ fm}$ باشد، مقدار a را به دست آورید. (ج) مفهوم پارامتر R چیست؟ (د) مقدار $\langle r^2 \rangle$ را در این توزيع به دست آورید.

۰۵. تصحيح استتار الكترونی كه در تحليل پرتوایكس الكترونی مشکل بزرگی به وجود می آورد، چرا در مورد پرتوایكس موثونی ایجاد اشكال نمی كند؟

۰۶. (الف) با استفاده از مدل تك الكترونی و با فرض يك هسته نقطه‌ای، انرژی پرتوهای ايكس موثونی پوسته K را در Fe تعیین کنید، و آنها را با انرژیهای شكل ۸.۳ مقایسه کنید. (ب) تصحيح ΔE مربوط به اندازه محدود هسته را به دست آورید، و مقدار تصحيح شده را با انرژی اندازه گیری شده مقایسه کنید.

۰۷. (الف) با استفاده از جرمهای معلوم ^{15}O و ^{15}N ، اختلاف انرژی بستگی آنها را محاسبه کنید. (ب) به فرض آنکه این اختلاف ناشی از اختلاف انرژی کولنی باشد، شعاع هسته‌های ^{15}O و ^{15}N را محاسبه کنید.

۰۸. با در دست داشتن مقادیر دوتاییه جرمی زیر (بر حسب u - 10^{-6})، مقدار جرم اتمی ^{37}Cl را در هر مورد محاسبه کنید:

$$m(\text{C}_7\text{H}) - m(^{37}\text{Cl}) = 41922.2 \pm 0.3$$

$$m(\text{C}_7\text{D}_8) - m(^{37}\text{ClH}_7) = 12343.6 \pm 0.1$$

$$m(\text{C}_7\text{H}_7\text{O}_7) - m(^{37}\text{Cl}_7) = 104974.24 \pm 0.08$$

در اینجا $\text{C} \equiv ^{12}\text{C}$ ، $\text{D} \equiv ^2\text{H}$ ، $\text{O} \equiv ^{16}\text{O}$ است. در این محاسبات، عدم قطعیت در جرمهای H، D، O، C را در نظر بگیرید.

۰۹. انرژی بستگی کل و انرژی بستگی هر نوکلئون را در هر يك از موارد زیر حساب کنید: (الف) ^7Li ، (ب) ^{20}Ne ، (ج) ^{56}Fe ، (د) ^{238}U .

۱۰. با استفاده از فرمول نیمه تجربی جرم، برای هر يك از هسته‌های زیرانرژی بستگی کل و انرژی کولنی را محاسبه کنید: (الف) ^{21}Ne ، (ب) ^{57}Fe ، (ج) ^{209}Bi ، (د) ^{256}Fm .

۱۱. کاستی جرم هسته‌های زیر را حساب کنید: (الف) ^{32}S ، (ب) ^{20}F ، (ج) ^{238}U .

۱۲. با در دست داشتن کاستی جرم هسته‌های زیر، جرم اتمی آنها را به دست آورید:

(الف) ^{24}Na : -۸۴۱۸ MeV ، (ب) ^{144}Sm : -۸۱۹۶۴ MeV
 (ج) ^{240}Pu : $+۵۰۱۲۳ \text{ MeV}$

۱۳. (الف) انرژی جداسازی نوترون را در هر يك از هسته‌های ^7Li ، ^{91}Zr و ^{236}U به دست آورید. (ب) انرژی جداسازی پروتون را در هر يك از هسته‌های ^{20}Ne

^{55}Mn و ^{197}Au تعیین کنید.

۱۴. با بررسی دقیق مقادیر S_p و S_n در جدول ۱۰۳، در مورد میزان استحکام و بستگی

آخرین پروتون یا آخرین نوترون در زوجهای آینه‌ای (^{17}O ، ^{17}F) و (^{41}Ca ، ^{41}Sc)

اظهار نظر کنید. سعی کنید که رفتار کلی یا سیستماتیک این گونه هسته‌ها را توضیح

دهید. انرژیهای جداسازی نوکلئون را در هسته‌هایی که تعداد پروتون یا نوترون

یکسان دارند، با هم مقایسه کنید (برای نمونه، مقدار S_n را در ^{16}O و ^{17}F یا S_p

را در ^{16}O و ^{17}O). این بررسی سیستماتیک را با تعیین و تنظیم مقادیر S_p و S_n برای

هسته‌های ^4He ، ^5He ، ^5Li و برای ^{56}Ni ، ^{57}Ni و ^{57}Cu ادامه دهید. (توجه:

هسته‌هایی که Z یا N آنها برابر ۲، ۸، ۲۰، یا ۲۸ باشد، از پایداری خاصی

برخوردارند. علت این امر را در فصل ۵ خواهیم دید.)

۱۵. با استفاده از فرمول نیمه تجربی جرم، برای انرژی جداسازی دونوترون از هسته‌های

$A \gg 1$ عبارتی به دست آورید. (دانه‌مایی: در این مسئله استفاده از روش تفاضلی

یا دیفرانسیلی خیلی آسانتر از روش جبری است.) بزرگی جملات مختلف را بر آورد

کنید، و بستگی آنها را با A مورد بحث قرار دهید. نتیجه را با اطلاعات مربوط به

Al و Te مقایسه کنید:

^{25}Al	۳۱۸۲ MeV	^{117}Te	۱۸۷۸۹ MeV	^{124}Te	۱۶۳۳۶ MeV
^{26}Al	۳۸۳۰ MeV	^{118}Te	۱۸۷۴۵ MeV	^{125}Te	۱۶۲۵۰ MeV
^{27}Al	۲۴۴۲ MeV	^{119}Te	۱۸۷۱۷ MeV	^{126}Te	۱۵۶۹۹ MeV
^{28}Al	۲۰۷۷۸ MeV	^{120}Te	۱۷۷۸۸ MeV	^{127}Te	۱۵۷۴۱ MeV
^{29}Al	۱۷۱۱۶ MeV	^{121}Te	۱۷۷۴۶ MeV	^{128}Te	۱۵۷۰۷ MeV
^{30}Al	۱۵۱۱۹ MeV	^{122}Te	۱۷۷۰۴ MeV	^{129}Te	۱۴۷۸۶ MeV
^{31}Al	۱۳۷۵۳ MeV	^{123}Te	۱۶۷۸۰ MeV	^{130}Te	۱۴۷۵۰ MeV

چرا در این مقایسه، انرژی جداسازی دونوترون را انتخاب کردیم نه يك نوترون را؟

۱۶. همانند مسئله قبلی، با استفاده از فرمول نیمه تجربی جرم، عبارت تقریبی تغییرات انرژی

S_p را بر حسب A ، در حالی که Z ثابت مانده باشد، به دست آورید. اطلاعات عددی

چنددسته از ایزوتوپها را جمع آوری کنید و پس از رسم منحنی تغییرات آنها، نتایج را با پیش بینی فرمول نیمه تجربی جرم مقایسه کنید.

۱۷. اسپین - پاریتة هر دو هسته ${}^6\text{Be}$ و ${}^9\text{B}$ به صورت $-(3/2)$ است. به فرض آنکه اسپین و پاریتة در هر دو حالت فقط خصوصیت نوکلئون منفرد را نشان دهد، طرز تعیین اسپین - پاریتة قابل مشاهده ${}^{10}\text{B}(3^+)$ را مشخص کنید. چه ترکیب دیگری از اسپین - پاریتة ممکن است در این مورد ظاهر شود؟ (این ترکیبات به صورت حالتهای برانگیخته ${}^{10}\text{B}$ مشاهده می شوند.)

۱۸. فرض کنید که با افزودن یک پروتون یا یک نوترون به ${}^2\text{H}$ که اسپین آن برابر ۱ و پاریتة آن زوج است، آن را به ${}^3\text{He}$ یا ${}^3\text{H}$ تبدیل کنیم. تکانة زاویه‌ای مداری نوکلئون اضافی را نسبت به مرکز جرم ${}^2\text{H}$ یا I نشان می دهیم. مقادیر ممکن برای تکانة زاویه‌ای کل ${}^3\text{H}$ یا ${}^3\text{He}$ چقدر است؟ با توجه به زوج بودن پاریتة حالت پایه ${}^2\text{H}$ و ${}^3\text{He}$ ، کدام یک از این مقادیر قابل حذف است؟ محتملترین مقدار تکانة زاویه‌ای حالت پایه ${}^3\text{H}$ یا ${}^3\text{He}$ کدام است؟ آیا در جداسازی یک پروتون یا یک نوترون از ${}^4\text{He}$ هم می توان چنین استدلالی را مطرح کرد؟ (اسپین - پاریتة حالت پایه ${}^4\text{He}$ چقدر است؟) اسپین - پاریتة ${}^5\text{Li}$ و ${}^5\text{He}(3/2^-)$ را چگونه می توان تعیین کرد؟

۱۹. الف) نوترون را به صورت ترکیبی از یک پروتون و یک مزون منفی π در حالت مداری $l=1$ در نظر بگیرید. گشتاور دو قطبی مغناطیسی مداری چنین مجموعه‌ای چقدر خواهد شد؟ نتیجه را به صورت مضربی از گشتاور مغناطیسی پروتون بیان کنید. ب) آیا با استفاده از این مدل، گشتاور مغناطیسی قابل مشاهده نوترون را می توان تعیین کرد؟ فرض کنید که تابع موج نوترون متشکل از دو قسمت باشد: یک قسمت مربوط به نوترون «دیراک» با $g=0$ ، و قسمت دیگر مربوط به مجموعه پروتون و مزون π . بزرگی نسبی این دو قسمت از تابع موج چقدر است؟ (فرض کنید که پروتون هم مانند یک ذرة ایده آل دیراک عمل کند.) (ج) تحلیل قبلی را برای گشتاور مغناطیسی پروتون تکرار کنید. یعنی پروتون را متشکل از دو قسمت در نظر بگیرید: یک قسمت پروتون خالص دیراک و قسمت دیگر نوترون دیراک همراه با مزون مثبت π در حالت مداری $l=1$.

۲۰. فرض کنید که گشتاور مغناطیسی پروتون را ناشی از حرکت دورانی یک توزیع بار مثبت یکنواخت و کروی به شعاع R ، که با سرعت زاویه‌ای ω حول محورش می چرخد، در نظر بگیرید. الف) از طریق انتگرال گیری توزیع بار نشان دهید که $\mu = e\omega R^2/5$ است. ب) با استفاده از رابطه کلاسیک بین تکانة زاویه‌ای و سرعت دورانی نشان دهید که $\omega R^2 = s/0.4m$ است. (ج) سرانجام، رابطه $\mu = (e/2m)s$ را که مشابه معادله (۳۲.۳) است، به دست آورید.

۲۱. گشتاور چار قطبی الکتریکی یک بیضیوار دوار را با توزیع بار یکنواخت و نیم محوره‌های بزرگ و کوچک b و a محاسبه کنید.

نیروی بین نوکلئونها

حتی پیش از پرداختن به هر گونه آزمایشی برای بررسی نیروی بین دونوکلئون می توان بعضی از خواص نیروی نوکلئون - نوکلئون را حدس زد:

۱. این نیرو در فواصل کوتاه قویتر از نیروی کولنی است؛ زیرا نیروی هسته ای می تواند بر دافعه کولنی پروتونها در هسته غلبه کند.

۲. نیروی هسته ای در فواصل بلندی که در حدود ابعاد اتمی باشند، به حدی ضعیف می شود که می توان از آن صرف نظر کرد. برهم کنش هسته های موجود در یک مولکول با یکدیگر فقط بر اساس نیروی کولنی قابل درک است.

۳. بعضی از ذرات تحت تأثیر نیروی هسته ای قرار نمی گیرند. برای نمونه، هیچ دلیلی از ساختار اتمی در دست نیست که نیروی هسته ای تأثیری روی الکترونها داشته باشد.

وقتی که به منظور کشف خواص نیروی هسته ای به انجام آزمایشهایی خاص مبادرت می ورزیم، به چند خاصیت قابل توجه دیگر هم برخورد می کنیم:

۴. به نظر می رسد که نیروی نوکلئون - نوکلئون تقریباً مستقل از نوع نوکلئونهاست، یعنی پروتون و نوترون هیچ فرقی با هم ندارند. این خاصیت را استقلال از بار می گویند.

۵. نیروی نوکلئون - نوکلئون به موازی یا پادموازی بودن اسپین نوکلئونها بستگی دارد.

۶. نیروی نوکلئون - نوکلئون شامل یک جمله دافعه نیز هست که نوکلئونها را در فاصله متوسط معینی از یکدیگر نگه می دارد.

۷. نیروی نوکلئون - نوکلئون دارای مؤلفهٔ تانسوری یا غیرمرکزی است. این بخش از نیرو باعث ناپایستگی تکانهٔ زاویه‌ای مبداری می‌شود. تکانهٔ زاویه‌ای یکی از ثابتهای حرکت در میدان نیروی مرکزی است.

در این فصل خواص نیروی هسته‌ای را به تفصیل مورد بحث قرار می‌دهیم، چگونگی آزمایش و طرز اندازه‌گیری آنها را بررسی می‌کنیم، و چند شکل اساسی برهم کنش نوکلئون - نوکلئون را مطرح خواهیم کرد.

۱.۴ دوترون

دوترون (هستهٔ ${}^2\text{H}$)، از گردهمایی یک نوترون و یک پروتون تشکیل می‌شود. (اتم خنثای ${}^2\text{H}$ را دوتریم می‌نامند.) این هسته ساده‌ترین حالت مقید نوکلئونهاست، و به همین دلیل سیستمی ایده‌آل برای مطالعهٔ برهم کنش نوکلئون - نوکلئون به‌شمار می‌رود. دوترون برای متخصصان فیزیک هسته‌ای همان نقشی را دارد که اتم هیدروژن برای متخصصان فیزیک اتمی داشته است. همچنانکه گذار الکترومغناطیسی بین حالت‌های برانگیختهٔ اتم هیدروژن در سری تجربی بالمر به درک ساختار هیدروژن کمک کرده است، گذار الکترومغناطیسی بین حالت‌های برانگیختهٔ دوترون نیز باید به درکی از ساختار هستهٔ ${}^2\text{H}$ بینجامد. متأسفانه در این هسته، هیچ نوع حالت برانگیخته‌ای سراغ نداریم. بستگی این سیستم آن‌چنان ضعیف است که «حالت‌های برانگیخته» آن فقط به‌صورت پروتون و نوترون آزاد در سیستم نامقید ظاهر می‌شود.

انرژی بستگی

انرژی بستگی دوترون، کمیتی است که بسا دقت بسیار زیاد اندازه‌گیری می‌شود و به سه روش مختلف قابل تعیین است. جرم دوترون را از طریق طیف‌نمایی می‌توان مستقیماً تعیین کرد، و سپس انرژی بستگی را به کمک معادلهٔ (۲۵.۳) به‌دست آورد. با استفاده از روش دوتایهٔ جرمی که در بخش ۲.۳ توصیف شد، نتایج زیر به دست آمده است (نماد D را برای ${}^2\text{H}$ به‌کار می‌بریم)

$$m(\text{C}_6\text{H}_{12}) - m(\text{C}_6\text{D}_6) = (92289710 \pm 0000024) \times 10^{-3} \text{ u}$$

$$m(\text{C}_5\text{D}_{12}) - m(\text{C}_6\text{D}_6) = 847610626 \pm 0000090 \times 10^{-3} \text{ u}$$

با قراردادن $m({}^1\text{H}) = 10007825037 \text{ u}$ از رابطهٔ اول به‌دست می‌آید

$$m({}^2\text{H}) = 20014101789 \pm 0000000021 \text{ u}$$

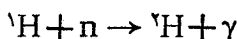
واز رابطهٔ دوم حاصل می‌شود

$$m({}^2\text{H}) = 2.014101771 \pm 0.000000015 \text{ u}$$

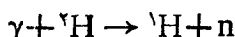
مقادیر حاصل بسیار دقیق و سازگاری‌شان باهم خیلی خوب است. با استفاده از این مقادیر و جرم‌های اندازه‌گیری شدهٔ ${}^1\text{H}$ و نوترون، انرژی بستگی را می‌توان به دست آورد

$$B = [m({}^1\text{H}) + m(\text{n}) - m({}^2\text{H})]c^2 = 2.224463 \pm 0.000004 \text{ MeV}$$

با نزدیک‌سازی یک پروتون به یک نوترون و تشکیل ${}^2\text{H}$ ، و اندازه‌گیری انرژی فوتون پرتو گامای گسیل شده در این فرایند نیز می‌توانیم انرژی بستگی دوترون را مستقیماً تعیین کنیم



انرژی بستگی حاصل از این روش که از انرژی فوتون تولید شده و پس از مختصری تصحیح، به‌خاطر پس‌زنی ${}^2\text{H}$ ، به دست می‌آید برابر $2.2244589 \pm 0.0000002 \text{ MeV}$ است که بخوبی با مقدار حاصل از روش طیف‌نمایی جرمی سازگاری دارد. در روش سوم، از واکنش معکوس موسوم به تجزیهٔ فوتونی استفاده می‌شود



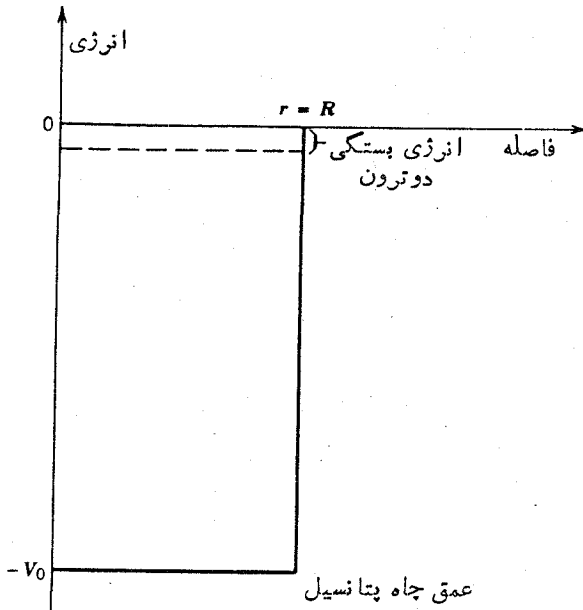
که در آن فوتون پرتو گاما، دوترون را به دو پاره تقسیم می‌کند. کمینهٔ انرژی پرتو گامایی که بتواند چنین فرایندی را انجام دهد، برابر انرژی بستگی است (در اینجا هم باید تصحیح مربوط به پس‌زنی محصولات نهایی در نظر گرفته شود). مقدار مشاهده شده برابر $2.224 \pm 0.0002 \text{ MeV}$ است که با مقدار حاصل از روش طیف‌نمایی جرمی سازگاری خوبی دارد.

چنان‌که در بحث بخش ۳.۳ گفتیم، انرژی بستگی متوسط هر نوکلئون در حدود 8 MeV است. بنا بر این، بستگی دوترون در مقایسه با هسته‌های دیگر خیلی ضعیف است. اکنون ببینیم در مطالعهٔ خواص دوترون، این نتیجه را چگونه می‌توان تحلیل کرد. برای سهولت این بررسی، پتانسیل نوکلئون - نوکلئون را مطابق شکل ۱.۴ به صورت یک چاه مربعی سه بعدی نشان می‌دهیم

$$V(r) = -V_0, \quad r < R$$

$$= 0, \quad r > R \quad (1.4)$$

البته این فرض مسئله را بیش از حد ساده می‌کند، ولی دستکم برای بعضی نتیجه‌گیری‌های کیفی کفایت خواهد کرد. در اینجا r فاصلهٔ جدایی بین نوترون و پروتون را نشان می‌دهد، و از این رو R حدود بزرگی قطر دوترون را مشخص می‌کند. فرض کنید که در پایینترین



شکل ۱۰۴ این چاه پتانسیل سه بعدی تقریبی از پتانسیل هسته‌ای است. عمق چاه $-V_0$ است که مقدار آن در حدود 35 MeV برآورد می‌شود. انرژی حالت مقید دوترون در حدود 2 MeV - و خیلی نزدیک به لبه چاه است.

حالت انرژی دوترون، درست مانند پایینترین حالت انرژی اتم هیدروژن، داریم $l=0$. (درستی این فرض را بعداً در همین بخش، هنگام بحث از اسپین دوترون، توجیه خواهیم کرد.) اگر بخش شعاعی تابع موج $\psi(\mathbf{r})/r$ را به صورت $u(r)$ نشان دهیم، معادله (۶۰.۲) را می‌توانیم چنین بازنویسی کنیم

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u}{dr^2} + V(r)u(r) = Eu(r) \quad (2.4)$$

این معادله دقیقاً مانند معادله یک بعدی (۴۰.۲) است که جواب آن را در قیاس با معادله (۴۷.۲) می‌توان پیدا کرد. برای ناحیه $r < R$ داریم

$$u(r) = A \sin k_1 r + B \cos k_1 r \quad (3.4)$$

که در آن $k_1 = \sqrt{2m(E+V_0)}/\hbar$ است، و برای ناحیه $r > R$ خواهیم داشت

$$u(r) = Ce^{-k_2 r} + De^{+k_2 r} \quad (4.4)$$

که در آن $k_p = \sqrt{-2mE/\hbar^2}$ است. (یادآور می‌شود که برای حالت‌های مقید، $E < 0$ است.) برای آنکه تابع به‌ازای $r \rightarrow \infty$ متناهی بماند لازم است که $D = 0$ باشد، و برای آنکه تابع به‌ازای $r \rightarrow 0$ متناهی بماند باید $B = 0$ شود. [تابع ψ به $u(r)/r$ بستگی دارد، وقتی که $r \rightarrow 0$ تابع $u(r)$ هم باید به سمت صفر میل کند.] با اعمال شرایط پیوستگی u و du/dr در $r = R$ ، به دست می‌آوریم

$$k_p \cot k_p R = -k_p \quad (5.4)$$

این معادله غیرجبری، ارتباط میان V_0 و R را نشان می‌دهد. در آزمایش‌های پراکندگی الکترون، ریشه میانگین مربعی شعاع دوترون در حدود ۲٫۱ fm به دست می‌آید که نخستین برآورد معقول از R است. با قراردادن این مقدار در معادله (۵.۴) و حل عددی آن (مسئله ۶ را در پایان همین فصل ببینید)، خواهیم داشت $V_0 = 35 \text{ MeV}$. این برآورد عمق پتانسیل نوکلئون-نوکلئون، در عمل حتی برای هسته‌های پیچیده‌تر هم کاملاً پذیرفتنی است. (اما توجه داشته باشید که فاصله‌های بزرگتر از R هم برای پروتون و نوترون کاملاً محتمل است، مسئله ۴.۴.)

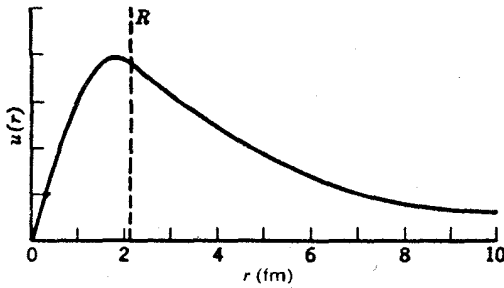
چنانکه در شکل ۱.۴ دیده می‌شود، حالت انرژی دوترون خیلی به لبه چاه نزدیک است. اگر نیروی نوکلئون-نوکلئون فقط اندکی ضعیفتر بود، حالت مقید دوترون نمی‌توانست وجود داشته باشد (مسئله ۳). اما جای خوشبختی است که چنین حالت مقیدی وجود دارد. زیرا تشکیل دوتریم از هیدروژن، نه تنها نخستین مرحله چرخه همجوشی پروتون-پروتون به عنوان منشأ انرژی خورشیدی است، بلکه نخستین مرحله تشکیل مواد پایدار هم به شمار می‌رود. در این صورت عناصر پایدار، با استفاده از سنگ بنای هیدروژن آغازین که در بدو امر سراسر عالم را فراگرفته بود، ساخته شده‌اند. اگر حالت مقید دونوکلئونی پایدار وجود نمی‌داشت، ماهم نبودیم تا درباره آن بحث کنیم! [برای توضیح بیشتر درباره پیامدهای کیهانشناختی تشکیل دوتریم در مراحل اولیه عالم به فصل ۱۹ (جلد دوم، ترجمه فارسی) رجوع کنید.]

تابع موج دوترون را در شکل ۲.۴ نشان داده‌ایم. انرژی بستگی کم در اینجا بدان معنی است که تابع $\psi(r)$ درست در داخل چاه و در نزدیکی مرز $r = R$ از قله سرازیر می‌شود تا در $r = R$ با شیب منفی به تابع نمایی نزولی پیوندد.

اسپین و پارته

تکانه زاویه‌ای کل \mathbf{I} در دوترون باید دارای سه مؤلفه باشد که عبارت‌اند از: اسپین هر یک از ذرات پروتون و نوترون، s_p و s_n (که هر کدام برابر $1/2$ است)، و تکانه زاویه‌ای مداری \mathbf{l} نوکلئونها در حرکت حول مرکز جرم مشترك

$$\mathbf{I} = \mathbf{s}_n + \mathbf{s}_p + \mathbf{l} \quad (6.4)$$



شکل ۲۰۴ تابع موج دوترون برای $R = 2.1 \text{ fm}$ توجه کنید که پیوند تا بهای نمایشی و سینوسی در $r = R$ چنان ملایم است که $u(r)$ و du/dr هر دو پیوسته اند. اگر قله تابع موج در داخل $r = R$ قرار نمی گرفت، پیوند ملایم آن با تابع نمایشی در حال نزول (با شیب منفی) امکان پذیر نمی شد و حالت مقید هم تحقق پیدا نمی کرد.

هنگامی که معادله شرودینگر را برای دوترون حل کردیم، همانند مورد پایتترین حالت مقید (یا نخستین حالت) اتم هیدروژن فرض کردیم $l = 0$ است. اسپین اندازه گیری شده دوترون برابر $l = 1$ است [چگونگی این اندازه گیری را در فصل ۱۶ (جلد دوم، ترجمه فارسی) بررسی می کنیم]. چون اسپین پروتون و نوترون یا با هم موازی (با اسپین کل ۱) و یا پاد موازی (با اسپین کل صفر) هستند، بردارهای s_p ، s_n ، و l به چهار صورت می توانند با هم جمع شوند به طوری که نتیجه l برابر ۱ شود:

(الف) s_p و s_n موازی و $l = 0$.

(ب) s_p و s_n پاد موازی و $l = 1$.

(ج) s_p و s_n موازی و $l = 1$.

(د) s_p و s_n موازی و $l = 2$.

یکی دیگر از خواص قابل تعیین دوترون، پایداری آن (به صورت زوج یا فرد) است که رفتار تابع موج را هنگام $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ نشان می دهد (بخش ۶۰۲). از بررسی واکنشهایی که دوترون در آنها شرکت دارد و بررسی خواص فوتون گسیل شده در طی تشکیل دوترون، پایداری دوترون را زوج به دست می آوریم. در بخش ۶۰۲ گفتیم که پایداری متناسب به حرکت مداری به صورت $(-1)^l$ قابل تعیین است. یعنی برای $l = 0$ (حالت های s) و $l = 2$ (حالت های d) پایداری زوج است، و برای $l = 1$ (حالت های p) پایداری فرد است. با توجه به نتیجه تجربی زوج بودن پایداری دوترون، ترکیبهای (ب) و (ج) در بالا که در آنها $l = 1$ است قابل حذف اند، و ترکیبهای (الف) و (د) به صورت مقادیر قابل قبول $l = 0$ و $l = 2$ باقی می مانند. بنابراین اسپین و پایداری دوترون با فرض $l = 0$ سازگار است، ولی هنوز نمی توانیم احتمال $l = 2$ را منتهی بدانیم.

گشتاور دوقطبی مغناطیسی

در بخش ۵.۳ دربارهٔ سهم حرکت مداری و اسپین در تولید گشتاور دوقطبی مغناطیسی بحث کردیم. اگر فرض $l = 0$ درست باشد، حرکت مداری هیچ گونه سهمی در گشتاور مغناطیسی نباید داشته باشد و می‌توانیم گشتاور مغناطیسی کل را حاصل ترکیب گشتاورهای مغناطیسی نوترون و پروتون تلقی کنیم

$$\begin{aligned}\mu &= \mu_n + \mu_p \\ &= \frac{g_{sn}\mu_N}{\hbar} S_n + \frac{g_{sp}\mu_N}{\hbar} S_p\end{aligned}\quad (7.4)$$

که در آن $g_{sp} = 58585691$ و $g_{sn} = -3826084$ چنانکه در بخش ۵.۳ دیدیم، گشتاور مغناطیسی مشاهده شده را با مؤلفه μ در راستای z در شرایطی که اسپینها بزرگترین مقدارشان ($\hbar/2$) را دارند برابر می‌گیریم

$$\begin{aligned}\mu &= \frac{1}{2} \mu_N (g_{sn} + g_{sp}) \\ &= 0.879804 \mu_N\end{aligned}\quad (8.4)$$

مقدار مشاهده شده برابر $0.879804 \mu_N \pm 0.00000004 \mu_N$ است که سازگاری خوبی با مقدار محاسبه شده دارد، ولی این سازگاری کامل نیست. اختلاف کوچکی را که بین این دو مقدار وجود دارد می‌توان به عواملی از قبیل مزونهای مبادله شده بین نوترون و پروتون نسبت داد. در بحث فعلی، می‌توانیم این اختلاف را ناشی از اختلاط تابع موج وجود سهم کوچکی از حالت d ($l=2$) در تابع موج دوترون بگیریم

$$\psi = a_s \psi(l=0) + a_d \psi(l=2) \quad (9.4)$$

گشتاور مغناطیسی دوترون به کمک این تابع موج، چنین به دست می‌آید

$$\mu = a_s^2 \mu(l=0) + a_d^2 \mu(l=2) \quad (10.4)$$

که در آن $\mu(l=0)$ همان مقداری است که در معادله (۸.۴) محاسبه شده است، و $\mu(l=2) = (1/4)(3 - g_{sp} - g_{sn})\mu_N$ مقدار محاسبه شده برای حالت d است. مقدار مشاهده شده گشتاور مغناطیسی با $a_s^2 = 0.04$ و $a_d^2 = 0.96$ سازگار است، یعنی دوترون از ترکیب ۹۶٪ حالت $l=0$ و فقط ۴٪ حالت $l=2$ حاصل می‌شود. بدین ترتیب معلوم می‌شود که فرض حالت خالص $l=0$ ، که در محاسبه عمق چاه در نظر گرفتیم، فرضی نسبتاً خوب است ولی خیلی کامل نیست.

گشتاور چارقطبی الکتریکی

نوترون و پروتون به طور جدا گانه هیچ گونه گشتاور چارقطبی الکتریکی ندارند. پس هر مقدار غیر صفری که از اندازه گیری گشتاور چارقطبی به دست آید، باید ناشی از حرکت مداری تلفی شود. در این صورت، گشتاور چارقطبی حاصل از تابع موج $l=0$ خالص برابر صفر خواهد شد. گشتاور چارقطبی مشاهده شده عبارت است از

$$Q = 0.000288 \pm 0.000002 b$$

که در عین کوچک بودن در مقایسه با گشتاور بسیاری از هسته های دیگر، مسلماً برابر صفر نیست.

تابع موج مخلوط معادله (۹.۴) هنگامی که برای محاسبه Q در معادله (۳۶.۳) به کار برده می شود، مقدار Q را در دو قسمت به دست می دهد: يك قسمت متناسب با a_d^2 و قسمت دیگر متناسب با حاصل ضرب $a_s a_d$. با انجام این محاسبه خواهیم داشت

$$Q = \frac{\sqrt{2}}{10} a_s a_d \langle r^2 \rangle_{sd} - \frac{1}{20} a_d^2 \langle r^2 \rangle_{dd} \quad (11.4)$$

که در آن $\langle r^2 \rangle_{sd} = \int r^2 R_s(r) R_d(r) r^2 dr$ انتگرال r^2 روی تابع موجهای شعاعی است، $\langle r^2 \rangle_{dd}$ نیز به همین ترتیب تعریف می شود. برای محاسبه Q لازم است که تابع موج حالت d دوترون را که مستقیماً قابل اندازه گیری نیست بدانیم. با استفاده از پتانسیلهای پدیده شناختی واقع بینانه ای که بعداً در همین فصل مورد بحث قرار می گیرد، با چند درصد اختلاط حالت d مقادیر قابل قبولی برای Q به دست می آوریم که با ۴٪ اختلاط استنباط شده از گشتاور مغناطیسی بخوبی سازگاری دارد.

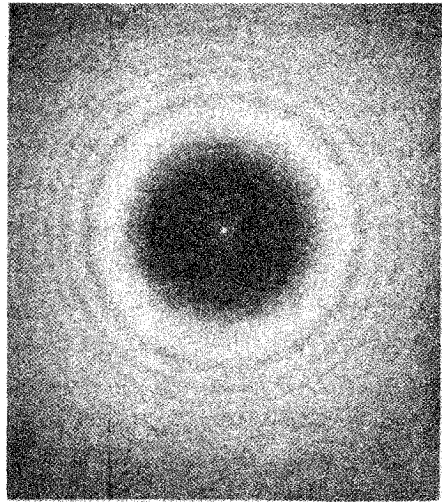
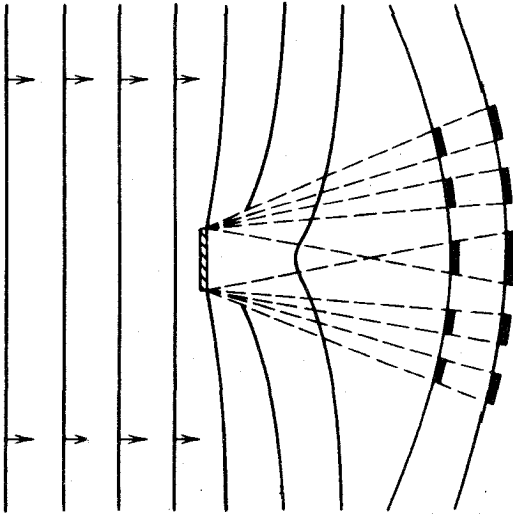
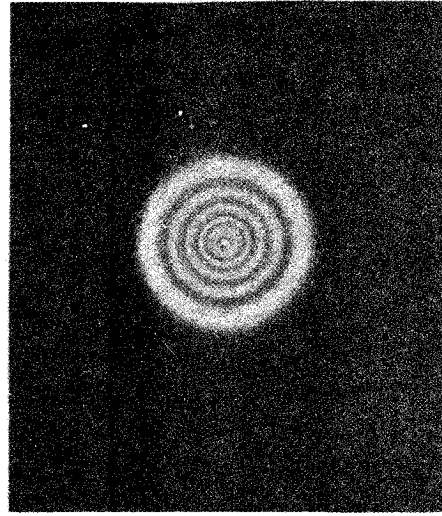
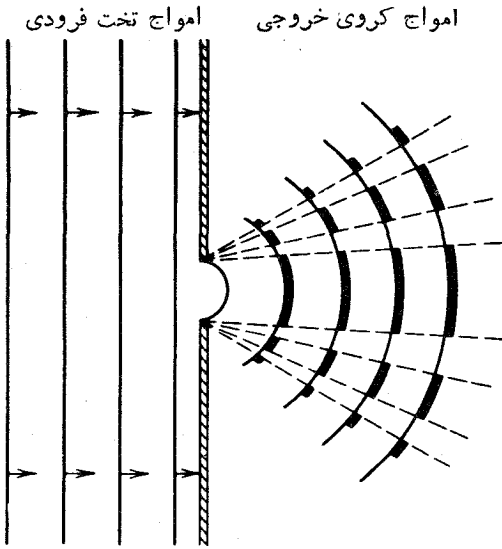
این سازگاری بین اختلاطهای حالت d که با استفاده از کمیت های μ و Q حاصل می شود را نباید زیاد جدی گرفت بلکه باید آن را ناشی از حسن تصادف تلفی کرد. در مورد گشتاور دوقطبی مغناطیسی، هیچ دلیلی نداریم که انتظار داشته باشیم استفاده از گشتاور مغناطیسی نوکلئون آزاد در هسته ها کار درستی باشد. (در واقع، در فصل بعد خواهیم دید که شواهد محکمی در دست است که خلاف آن را نشان می دهد.) متأسفانه نوکلئون درون دوترون حالتی بینابینی دارد، یعنی نه آزاد است و نه قیدی قوی دارد، و هیچ نشانه ای هم در دست نیست که گشتاور مغناطیسی آن را چقدر باید در نظر گرفت. برهم کنش اسپین مدار، اثرات نسبیتی، و تبادل مزون ممکن است تأثیری بزرگتر از اختلاط حالت d بر مقدار μ داشته باشند (ولی این احتمال هم وجود دارد که این گونه اثرات در جهت حذف یکدیگر عمل کنند). در مورد گشتاور چارقطبی، اطلاع اندک از تابع موج حالت d باعث عدم اطمینان از درصد اختلاط برآورد شده برای حالت d می شود. (شاید بهتر باشد که محاسبه Q را بر اساس درصد اختلاط معلوم حالت d ، به عنوان آزمونی برای تابع موج حالت d تلفی کنیم.) آزمایشهای دیگر هم، بویژه آزمایشهای پراکندگی هدفهای دوترون، اختلاط حالت d را در حدود ۴٪ به دست می دهد. بدین ترتیب معلوم می شود که نتیجه حاصل از

گشتاورهای دوقطبی مغناطیسی و چارقطبی الکتریکی، در نهایت ممکن است معتبر باشد. آگاهی دقیق از تابع موج حالت d از این جهت مهم است که برای تشخیص خصوصیت غیرمرکزی (یا تانسوری) نیروی هسته‌ای بهترین نشانه‌ای که در اختیار داریم همان اختلاط مقادیر l در دوترون است.

۲.۴ پراکندگی نوکلئون - نوکلئون

بررسی دوترون اگرچه قرائسی از برهم کنش نوکلئون - نوکلئون به دست می‌دهد، ولی مقدار اطلاعات آن محدود است. چون دوترون هیچ حالت برانگیخته‌ای ندارد، دینامیک برهم کنش نوکلئون - نوکلئون را فقط در پیکر بندی $l=0$ ، اسپینهای موازی، و فاصله $2fm$ می‌توانیم مورد مطالعه قرار دهیم. (اگر حالت‌های برانگیخته در اختیار باشد، می‌توانیم مقادیر مختلف l یا سمتگیریهایی متفاوت اسپین را هم بررسی کنیم.) برای مطالعه برهم کنش نوکلئون - نوکلئون در پیکر بندیهای مختلف، می‌توانیم آزمایش‌های پراکندگی نوکلئون - نوکلئون را که در آنها باریکه‌ای از نوکلئونهای فرودی توسط هدف نوکلئونی پراکنده می‌شود بررسی کنیم. اگر هدف یک هسته با نوکلئونهای متعدد باشد، در برد پتانسیل هسته‌ای نوکلئون فرودی چندین نوکلئون هدف وجود خواهد داشت. در این صورت، پراکندگی ایجاد شده برای هر نوکلئون منفرد شامل اثرات پیچیده‌ی رویاروییهای چندباره خواهد بود، و تعیین خواص برهم کنش بین نوکلئونهای منفرد خیلی دشوار خواهد شد. بنابراین، هدفی از هیدرورژن انتخاب می‌کنیم به طوری که ذرات فرودی بتوانند در رویارویی با پروتونهای منفرد پراکنده شوند. در اینجا هم ممکن است با پراکندگی چندباره روبه‌رو شویم، اما این پراکندگیها به این صورت خواهد بود که ذره ابتدا از یک پروتون پراکنده می‌شود و سپس از پروتون دیگری که در مقیاس هسته‌ای خیلی از اولی فاصله دارد پراکنده خواهد شد. اگر احتمال رویارویی منفرد کوچک باشد، احتمال رویارویی چندباره قابل صرف نظر خواهد بود. این مورد با پراکندگی ناشی از یک هسته سنگین، که در آن هر رویارویی منفرد با هسته هدف شامل چندین برهم کنش نوکلئون - نوکلئون می‌شود کاملاً متفاوت است. قبل از بحث درباره پراکندگی هسته‌ای، یک مسئله مشابه اپتیکی را درباره پراش امواج از یک شکاف یا مانع کوچک یادآوری می‌کنیم. چنانکه در شکل ۳.۴ دیده می‌شود، نقش پراش حاصل از یک مانع خیلی شبیه به نقش حاصل از یک شکاف با همان اندازه است. پراکندگی هسته‌ای شباهت زیادی به پراش از یک مانع دارد، و به همین دلیل بحثمان را روی آن متمرکز می‌کنیم. پراش اپتیکی دارای سه ویژگی مشابه با پراکندگی نوکلئونهاست:

۱. موج فرودی به صورت موج تخت نموده می‌شود، در حالی که در نقاط دور از مانع جبهه موج پراکنده به صورت موج کروی است. کل انرژی موجود در هر جبهه موج کروی در حال گسترش، قابل تغییر نیست. یعنی، شدت موج باید بر حسب r^{-2} و دامنه آن



شکل ۳۰۴ نمایش پراکندگی حاصل از یک روزنه کوچک (بالا) و یک مانع کوچک (پایین). نواحی شدت زیاد و کم، روی جبهه‌های موج با خطوط کلفت و نازک نموده شده است. در عکسهای سمت راست، نقش پراش حاصل از یک روزنه دایره‌ای و یک قرص دایره‌ای کدر نشان داده شده است.

باید برحسب α^{-1} کاهش یابد.

۲. پدیده پراش باعث می شود که شدت تابش پراکنده در نقاط مختلف سطح جبهه موج کروی تغییر کند. بدین جهت، شدت امواج پراکنده به مختصات زاویه ای θ و ϕ بستگی پیدا می کند.

۳. آشکارسازی که در نقطه ای دور از مانع قرار می گیرد، هر دو موج فرودی و پراکنده را ثبت خواهد کرد.

برای حل کوانتوم مکانیکی مسئله پراکندگی نوکلئون - نوکلئون، همانند بخش قبلی، باز هم فرض می کنیم که بتوانیم برهم کنش را به کمک چاه پتانسیل مربعی نمایش دهیم. در واقع، تنها فرقی که این محاسبه با مورد دوترون دارد، این است که در اینجا با ذرات فرودی آزاد با انرژی $E > 0$ سروکار داریم. بار دیگر معادله شرودینگر را با فرض $l = 0$ ساده می کنیم. توجیه این فرض هیچ ربطی به توجیه فرض مشابه در محاسبه دوترون ندارد. یک نوکلئون فرودی را چنان در نظر می گیریم که درست در سطح خارجی نوکلئون هدف با آن برخورد کند، یعنی پارامتر برخورد (فاصله عمودی مرکز نوکلئون هدف از خط سیر نوکلئون فرودی) از مرتبه $R \approx 1 \text{ fm}$ باشد. اگر سرعت ذره فرودی v باشد، تکانه زاویه ای آن نسبت به هدف برابر mvR می شود. تکانه زاویه ای نسبی بین نوکلئونها باید برحسب یکای \hbar کوانتیده باشد، یا به زبان نیمه کلاسیک $mvR = l\hbar$ شود. اگر $mvR \ll \hbar$ باشد، آنگاه فقط برهم کنشهای $l = 0$ قابل تحقق اند. در این صورت، داریم $v \ll \hbar/mR$ و انرژی جنبشی متناظر چنین برآورد می شود

$$T = \frac{1}{2} mv^2 \ll \frac{\hbar^2}{2mR^2} = \frac{\hbar^2 c^2}{2mc^2 R^2} = \frac{(200 \text{ MeV} \cdot \text{fm})^2}{2(1000 \text{ MeV})(1 \text{ fm})^2} = 20 \text{ MeV}$$

هرگاه انرژی فرودی خیلی کمتر از ۲۰ MeV باشد، فرض $l = 0$ قابل توجیه است. پس در اینجا فقط پراکندگی کم-انرژی را در نظر می گیریم که برای آن فرض $l = 0$ معتبر است.

مسئله پراکندگی نوکلئون - نوکلئون را در دستگاه مختصات مرکز جرم (پیوست ب) حل می کنیم. جرمی که در معادله شرودینگر ظاهر می شود، جرم کاهیده است که در این حالت تقریباً برابر نصف جرم نوکلئون می شود.

در اینجا هم برای آنکه $u(r)/r$ به ازای $r \rightarrow 0$ منتهای بماند، داریم $B = 0$ و جواب مسئله چاه مربعی برای $r < R$ به صورت معادله (۳.۴) خواهد بود. در ناحیه $r > R$ ، تابع موج چنین می شود

$$u(r) = C' \sin k_{\psi} r + D' \cos k_{\psi} r \quad (12.4)$$

که در آن $k_{\psi} = \sqrt{2mE/\hbar^2}$ است، آسانتر است که معادله (۱۲.۴) را به صورت زیر بنویسیم

$$u(r) = C \sin(k_{\psi} r + \delta) \quad (13.4)$$

که در آن داریم

$$C' = C \cos \delta \quad \text{و} \quad D' = C \sin \delta \quad (14.4)$$

با استفاده از شرایط مرزی u و du/dr در $r=R$ حاصل می‌شود

$$C \sin(k_2 R + \delta) = A \sin k_1 R \quad (15.4)$$

و

$$k_2 C \cos(k_2 R + \delta) = k_1 A \cos k_1 R \quad (16.4)$$

که پس از تقسیم آنها خواهیم داشت

$$k_2 \cot(k_2 R + \delta) = k_1 \cot k_1 R \quad (17.4)$$

باز هم به يك معادله غیر جبری می‌رسیم که باید حل شود. در صورت معلوم بودن E (که از طریق انرژی ذره فرودی قابل تعیین است)، V_0 و R ، می‌توان مقدار δ را به دست آورد. قبل از بحث درباره روشهای تعیین پارامتر δ در معادله (۱۷.۴)، چگونگی پیدایش δ را در جواب معادله شرودینگر بررسی می‌کنیم. هنگامی که $V_0 \rightarrow 0$ (در این حالت هرگز پراکندگی اتفاق نمی‌افتد)، داریم $k_2 \rightarrow k_1$ و $\delta \rightarrow 0$. این همان جواب ذره آزاد است. اثر V_0 را بر تابع موج در شکل ۴.۴ نشان داده‌ایم. تابع موج در ناحیه $r > R$ همان شکل تابع موج ذره آزاد را دارد، ولی در این حالت يك اختلاف فاز δ در آن پیدا شده است. پتانسیل پراکننده‌ای که از نوع جاذبه است، نقطه صفر یا گره تابع موج را به طرف مبدأ «می‌کشد». (اما پتانسیلی که از نوع دافعه است، گره‌ها را از مبدأ دور می‌کند و اختلاف فاز منفی می‌شود.) امواج فرودی را بر حسب تکانه زاویه‌ای شان نسبت به هدف می‌توان به صورت مؤلفه‌های $l=0$ (که تاکنون در نظر بوده است)، $l=1$ ، و غیره در نظر گرفت. به ازای هر مؤلفه‌ای از l يك جواب متفاوت برای معادله شرودینگر و يك اختلاف فاز مشخص δ_l خواهیم داشت.

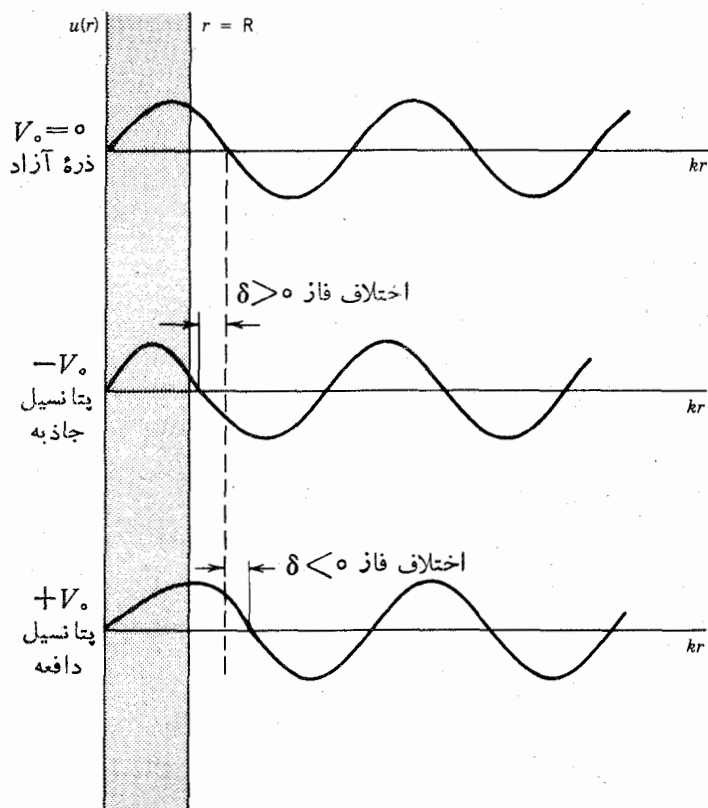
اکنون بینیم رابطه بین مسئله چاه مربعی و نظریه کلیتر پراکندگی چیست. تابع موج فرودی (چنانکه در نمونه ایتیکی دیدیم)، يك موج تخت است که در راستای z حرکت می‌کند

$$\psi_{in} = Ae^{ikz} \quad (18.4)$$

هدف را در مبدأ در نظر می‌گیریم. با توجه به عامل وابسته به زمان، داریم

$$\psi(z, t) = Ae^{i(kz - \omega t)} \quad (19.4)$$

که همیشه در جهت $z+$ در حرکت است (موج در نواحی $z < 0$ به هدف نزدیک، و در نواحی $z > 0$ از هدف دور می‌شود). عملیات ریاضی با استفاده از امواج کروی e^{ikr}/r و e^{-ikr}/r آسانتر انجام می‌شود و با ضرب آنها در $e^{-i\omega t}$ ، امواج خروجی به صورت e^{ikr} و امواج ورودی به صورت e^{-ikr} مشخص می‌شوند. [بررسی دقیقتر نظریه پراکندگی



شکل ۴.۴ در اثر پتانسیل پراکننده فاز تابع موج پراکنده نسبت به تابع موج ذره آزاد تغییر می‌کند و به‌خارج از نواحی پراکنده‌گی کشیده می‌شود.

را همراه با جملات مربوط به $l > 0$ ، در فصل ۱۱ (جلد دوم، ترجمه فارسی) خواهیم دید. برای حالت $l = 0$ ، تابع موج فرودی عبارت است از

$$\psi_{in} = \frac{A}{2ik} \left[\frac{e^{ikr}}{r} - \frac{e^{-ikr}}{r} \right] \quad (20.4)$$

علامت منفی بین دو جمله باعث می‌شود که به‌ازای $r \rightarrow 0$ تابع ψ متناهی بماند، و استفاده از ضریب A برای هر دو جمله نشانگر برابری دامنه‌امواج ورودی و خروجی است. در اینجا فرض ما این است که پراکنده‌گی باعث تولید یا نابودی ذرات نمی‌شود، و به همین دلیل دامنه‌های جملات e^{ikr} و e^{-ikr} در اثر پراکنده‌گی تغییر نمی‌کند (مجذور دامنه، احتمال وجود ذرات ورودی و خروجی را به‌دست می‌دهد). نتیجه نهایی پراکنده‌گی را فقط به‌صورت یک اختلاف فاز موج خروجی می‌توان نشان داد

$$\psi(r) = \frac{A}{\sqrt{ik}} \left[\frac{e^{i(kr+\beta)}}{r} - \frac{e^{-ikr}}{r} \right] \quad (21.4)$$

که در آن همان اختلاف فاز است. با استفاده از معادله (۱۳.۴)، رابطه بین β و δ_0 به دست می آید

$$\begin{aligned} \psi(r) &= \frac{C}{r} \sin(kr + \delta_0) \\ &= \frac{C}{r} \frac{e^{i(kr + \delta_0)} - e^{-i(kr + \delta_0)}}{2i} \\ &= \frac{C}{\sqrt{2i}} e^{-i\delta_0} \left[\frac{e^{i(kr + 2\delta_0)}}{r} - \frac{e^{-ikr}}{r} \right] \end{aligned} \quad (22.4)$$

که از آن حاصل می شود $\beta = 2\delta_0$ و $A = kCe^{-i\delta_0}$. برای تعیین احتمال پراکندگی باید دامنه موج پراکنده را به دست آوریم. تابع موج ψ تمام امواج موجود در ناحیه $r > R$ را نشان می دهد. برای تعیین تابع موج پراکنده، ψ_{sc} ، به طور خالص، لازم است که دامنه موج فرودی را از آن کم کنیم

$$\begin{aligned} \psi_{sc} &= \psi - \psi_{in} \\ &= \frac{A}{\sqrt{ik}} (e^{2i\delta_0} - 1) \frac{e^{ikr}}{r} \end{aligned} \quad (23.4)$$

جریان ذرات پراکنده از واحد سطح را می توان به کمک معادله (۱۲.۲) و تعمیم آن در سه بعد به دست آورد

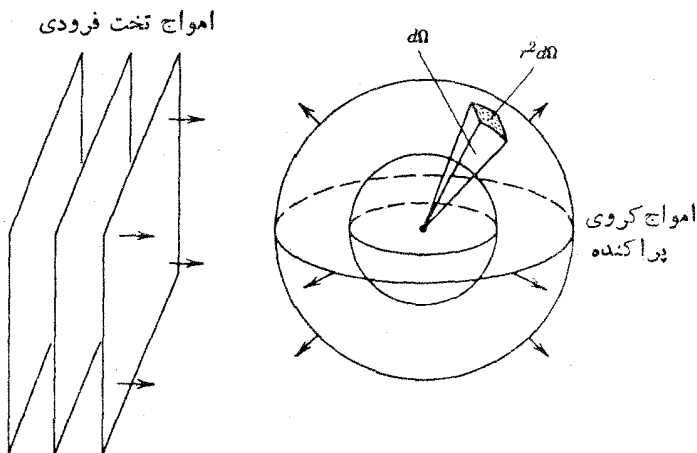
$$j_{sc} = \frac{\hbar}{2mi} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\partial \psi^*}{\partial r} \psi \right) \quad (24.4)$$

$$= \frac{\hbar |A|^2}{mkr^2} \sin^2 \delta_0 \quad (25.4)$$

و جریان ذرات فرودی را، با توجه به شباهت با معادله (۲۲.۲)، چنین به دست می آوریم

$$j_{in} = \frac{\hbar k |A|^2}{m} \quad (26.4)$$

جریان پراکنده به طور یکنواخت در کوره ای به شعاع r پخش می شود. همچنانکه در شکل ۵.۴ دیده می شود، هر جزء سطح $d\Omega$ از این کوره در برابر يك زاویه حجمی $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ که رأس آن در مرکز پراکندگی است قرار دارد. سطح مقطع



شکل ۵.۴ نمایش هندسه پراکندگی.

دیفرانسیلی (یا سطح مقطع جزئی) $d\sigma/d\Omega$ را به صورت احتمال پراکندگی یک ذره فرودی در زاویه $d\Omega$ به ازای واحد زاویه حجمی تعریف می کنیم. احتمال $d\sigma$ مربوط به پراکندگی یک ذره فرودی در زاویه $d\Omega$ ، از نسبت جریان پراکنده تحت زاویه $d\Omega$ به جریان فرودی به دست می آید

$$d\sigma = \frac{(j_{sc})(r^2 d\Omega)}{j_{in}} \quad (27.4)$$

با استفاده از معادلات (۲۵.۴ و ۲۶) برای جریانهای پراکنده و فرودی، خواهیم داشت

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sin^2 \delta_0}{k^2} \quad (28.4)$$

سطح مقطع کلی σ احتمال کل پراکندگی در تمام راستاهاست

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (29.4)$$

در حالت کلی، مقدار $d\sigma/d\Omega$ در سطح کره به راستای پراکندگی بستگی دارد. در حالت خاص پراکندگی $l=0$ ، مقدار $d\sigma/d\Omega$ ثابت است و از زیر انتگرال خارج می شود

$$\begin{aligned} \sigma &= 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \\ &= \frac{4\pi \sin^2 \delta_0}{k^2} \end{aligned} \quad (30.4)$$

پس، اختلاف فاز $l = 0$ مستقیماً با احتمال پراکندگی متناسب است. بدین گونه، با استفاده از مدل ساده چاه مربعی (معادله ۱۷.۴) می‌توانیم مقیدار δ_0 را به دست آوریم و آنگاه، پس از تعیین سطح مقطع کل از معادله (۳۰.۴)، آن را با مقادیر تجربی سطح مقطع مقایسه کنیم. اکنون به تحلیل معادله (۱۷.۴) بازمی‌گردیم. فرض می‌کنیم که انرژی ذره فرودی خیلی کم، مثلاً $E \ll 10 \text{ keV}$ ، است. در این صورت، با قراردادن $V_0 = 35 \text{ MeV}$ که از تحلیل حالت مقید دوترون به دست آمده است و $k_\gamma = \sqrt{2mE}/\hbar \ll 0.016 \text{ fm}^{-1}$ خواهیم داشت $k_1 = \sqrt{2m(V_0 + E)}/\hbar \approx 0.92 \text{ fm}^{-1}$. اگر طرف راست معادله (۱۷.۴) را برابر $-\alpha$ بگیریم

$$\alpha = -k_1 \cot k_1 R \quad (31.4)$$

آنگاه با استفاده از قواعد مثلثاتی داریم

$$\sin^2 \delta_0 = \frac{\cos k_\gamma R + (\alpha/k_\gamma) \sin k_\gamma R}{1 + \alpha^2/k_\gamma^2} \quad (32.4)$$

و بنابراین

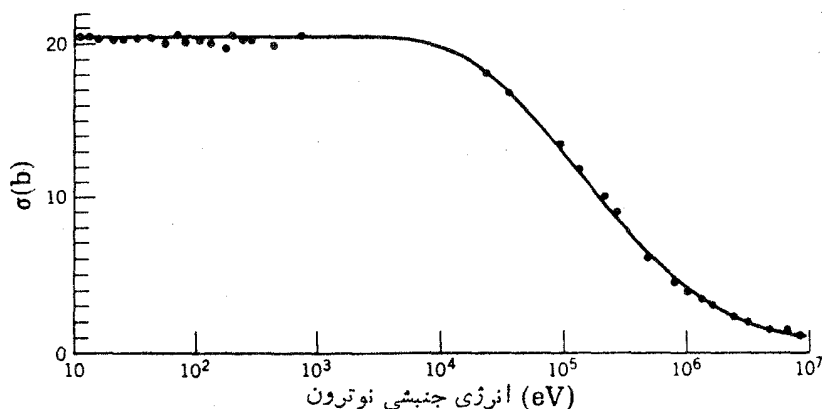
$$\sigma = \frac{4\pi}{k_\gamma^2 + \alpha^2} \left(\cos k_\gamma R + \frac{\alpha}{k_\gamma} \sin k_\gamma R \right) \quad (33.4)$$

پس از قراردادن $R \approx 2 \text{ fm}$ که از بررسی حالت مقید ${}^2\text{H}$ حاصل می‌شود، داریم $\alpha \approx 0.02 \text{ fm}^{-1}$. بدین ترتیب $\alpha^2 \ll k_\gamma^2$ و $k_\gamma R \ll 1$ است که در نتیجه خواهیم داشت

$$\sigma \approx \frac{4\pi}{\alpha^2} (1 + \alpha R) = 4.6 \text{ b} \quad (34.4)$$

که در آن یکای بارن معادل $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ است. این نتیجه نشان می‌دهد که سطح مقطع در انرژیهای کم ثابت است و مقدار آن نزدیک به 4 b تا 5 b است. سطح مقطع تجربی پراکندگی نوترونها توسط پروتونها در شکل ۶.۴ نشان داده شده است. سطح مقطع در انرژیهای پایین واقعاً ثابت است، و طبق پیش بینی معادله (۳۳.۴) در انرژیهای زیاد کاهش می‌یابد، ولی مقدار ثابت سطح مقطع در انرژیهای کم (یعنی مقدار 4.6 b) با مقدار 4 b تا 5 b حاصل از محاسبه سازگاری ندارد.

برای پسی بردن به منشأ اینس اختلاف، باید اسپینهای نسبی نوکلئونهای فرودی و پراکنده را مورد بررسی قرار دهیم. از ترکیب اسپینهای نوترون و پروتون (که هر یک برابر $1/2$ است) اسپین کل $S = s_p + s_n$ به دست می‌آید که مقدار آن می‌تواند برابر 0 یا 1 باشد. بر ایند $S = 1$ سه سمتگیری متفاوت می‌تواند داشته باشد (که مؤلفه‌های z آن برابر 1 ، 0 ، و -1 می‌شود)، و بر ایند $S = 0$ فقط یک سمتگیری منفرد خواهد



شکل ۴۰۶ سطح مقطع پراکندگی نوترون-پروتون در انرژیهای پایین.

داشت. به همین دلیل، برای $S = 1$ راحالت سه تاییه و برای $S = 0$ را حالت تک تاییه می نامند. در این چهار سمتگیری نسبی اسپین، سه سمتگیری مربوط به حالت سه تاییه و یک سمتگیری مربوط به حالت تک تاییه است. هنگامی که نوکلئون فرودی به هدف نزدیک می شود، احتمال تحقق حالت سه تاییه برابر $3/4$ و حالت تک تاییه برابر $1/4$ است. اگر سطح مقطع پراکندگی برای حالت های سه تاییه و تک تاییه با هم فرق داشته باشد، آنگاه داریم

$$\sigma = \frac{3}{4}\sigma_t + \frac{1}{4}\sigma_s \quad (35.4)$$

که در آن σ_t و σ_s به ترتیب سطح مقطع پراکندگی حالت های سه تاییه و تک تاییه هستند. در برآورد سطح مقطع معادله (۳۴.۴)، پارامترهای دوترون را به کار برده ایم که به حالت $S = 1$ مربوط می شود. بنا براین می دانیم $b = 4.6r$ است و با استفاده از مقدار اندازه گیری شده $b = 2.0r$ در انرژیهای پایین، خواهیم داشت

$$\sigma_s = 6.78b$$

این نتیجه نشان می دهد که اختلاف بین سطح مقطعیهای حالت های تک تاییه و سه تاییه خیلی زیاد است، و بدین سان نیروی هسته ای باید وابسته به اسپین باشد.

حتی در بررسی دوترون هم باید به این نتیجه می رسیدیم که نیروی هسته ای وابسته به اسپین است. اگر نیروی نوترون-پروتون به جهت نسبی اسپینها بستگی نمی داشت، در دوترونها باید با هر دو حالت مقید $S = 0$ و $S = 1$ با انرژی تقریباً یکسان روبه رو می شدیم. چون هیچ گاه با حالت مقید $S = 0$ روبه رو نمی شویم، پس نیروی هسته ای الزاماً وابسته به اسپین است.

نتایجی را که در مورد سطح مقطعیهای تک تاییه و سه تاییه به دست آورده ایم، از راههای

مختلف می‌توانیم به تأیید برسانیم. یکی از این روشها، استفاده از پراکندگی نوترونهای کم انرژی در رویارویی با مولکولهای هیدروژن است. هیدروژن مولکولی به دو صورت موجود است: اورتوهیدروژن و پاراهیدروژن. در اورتوهیدروژن اسپین هر دو پروتون باهم موازی است، در حالی که در پاراهیدروژن اسپینها پاد موازی‌اند. اختلاف بین سطح مقطعهای پراکندگی نوترون با این دو نوع هیدروژن حاکی از وابستگی اسپینی نیروی نوکلئون - نوکلئون است.

بحثی که در اینجا دربارهٔ سطح مقطع پراکندگی نوترون - پروتون مطرح شد، برای تحلیل پراکندگی نوترونها از مولکولهای H_2 ناکافی است. طول موج دو بروی برای نوترونهای خیلی کم انرژی ($E < 0.01 \text{ eV}$)، بزرگتر از 0.05 nm و در نتیجه بزرگتر از فاصلهٔ بین پروتونها در مولکول H_2 است. بنا بر اصل عدم قطعیت، اندازهٔ بسته‌موجی که یک ذره را توصیف می‌کند نباید از طول موج دو بروی مربوط به آن کوچکتر شود. بدین گونه، با وجود آنکه برد نیروی هسته‌ای در هر برهم کنش نوترون - پروتون از مرتبهٔ 1 fm است، بسته‌موج نوترون فرودی به‌طور همزمان با هر دو پروتون موجود در مولکول H_2 همپوشی خواهد داشت. پس امواج نوترونی ψ_1 و ψ_2 که از این دو پروتون پراکنده می‌شوند به‌طور هم‌دوس با هم ترکیب خواهند شد، یعنی این امواج پراکنده باهم تداخل خواهند داشت و سطح مقطع به $|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2$ بستگی ندارد بلکه به $|\psi_1 + \psi_2|^2$ بستگی دارد. بنا بر این ما نمی‌توانیم به‌سادگی سطح مقطعهای دو پراکندگی جداگانه را باهم جمع کنیم. در انرژیهای بالاتر که طول موج دو بروی در مقایسه با فاصلهٔ بین پروتونها کوچک است، امواج پراکنده با هم تداخل نخواهند داشت و ما می‌توانیم سطح مقطعها را مستقیماً با هم جمع کنیم. یکی از دلایل انتخاب انرژی پایین این است که اثرات تداخلی را بررسی کنیم، و دلیل دیگر این است که از انتقال انرژی زیاد به مولکول H_2 و به چرخش درآوردن آن ممانعت به‌عمل آوریم. زیرا در این صورت، تحلیل مسئله پیچیدگی بیشتری پیدا می‌کند. کمینهٔ انرژی دورانی مولکول در حدود 0.015 eV است، و بنا بر این نوترونهای با انرژی حدود 0.01 eV نمی‌توانند باعث تحریک دورانی مولکول شوند. برای تحلیل اثرات تداخلی در این نوع مسائل، طول پراکندگی a را چنان تعریف می‌کنیم که سطح مقطع در انرژی پایین برابر $4\pi a^2$ شود

$$\lim_{k \rightarrow 0} \sigma = 4\pi a^2 \quad (36.4)$$

از مقایسهٔ این معادله با معادلهٔ (30.4) حاصل می‌شود

$$a = \pm \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\sin \delta_0}{k} \quad (37.4)$$

انتخاب علامت دلخواه است، اما معمول این است که علامت منفی را انتخاب می‌کنند. اگرچه طول پراکندگی از لحاظ ابعادی از جنس طول است، ولی پارامتری است که

قدرت پراکنندگی را نشان می‌دهد و نه برد آن را. برای درک این مطلب، به معادله (۳۷.۴) توجه می‌کنیم که در آن مقدار δ_0 در انرژیهای کم باید به سمت صفر میل کند تا a متناهی بماند. به ازای δ_0 کوچک، تابع موج پراکنده (۳۳.۴) را می‌توان به صورت زیر نوشت

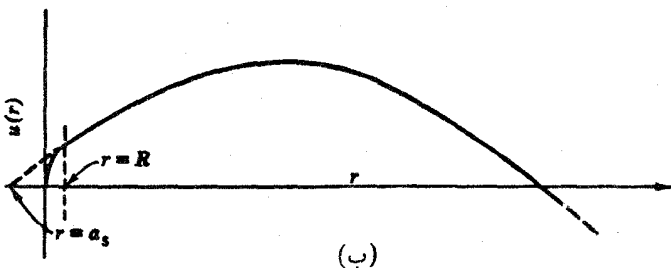
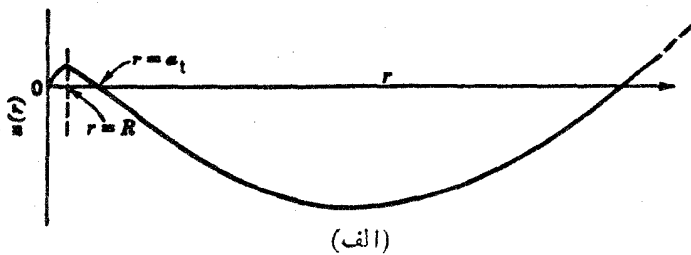
$$\psi_{sc} \simeq A \frac{\delta_0}{k} \frac{e^{ikr}}{r} = -Aa \frac{e^{ikr}}{r} \quad (38.4)$$

پس در عمل a دامنه موج پراکنده را تعیین می‌کند.

علامت طول پراکنندگی متضمن اطلاعات فیزیکی نیز هست. تابع موج پراکنده $u(r)$ را برای حالت‌های سه تاییه و تک تاییه در شکل ۷.۴ نشان داده‌ایم. در انرژی کم می‌توان نوشت $a \simeq -\delta_0/k$ و تابع موج پراکنده، معادله (۱۳.۴)، چنین می‌شود

$$u(r) = C \sin k(r-a) \quad (39.4)$$

مقدار a با توجه به نقطه‌ای که در آن $u(r)$ برابر صفر می‌شود، قابل تعیین است. تابع موج حالت سه تاییه در ناحیه $r < R$ درست مانند تابع موج حالت مقید دوترون است: تابع $u(r)$ برای تشکیل حالت مقید در ناحیه $r < R$ «برمی‌گردد». در این صورت، مقدار a مثبت است. چون حالت تک تاییه شکل مقید ندارد، تابع $u(r)$ در ناحیه $r < R$ «بر نمی‌گردد»



شکل ۷.۴ (الف) تابع موج پراکنندگی سه تاییه np برای نوترونهای آزمایشگاهی با انرژی حدود ۲۰۰ keV و به شعاع چاه ۲.۲۱ fm. در این مورد، طول پراکنندگی مثبت است. (ب) تابع موج با طول پراکنندگی منفی. این تابع موج بسا مورد مربوط به پراکنندگی تک تاییه np انطباق دارد.

بلکه با شیب مثبت به مرز $r=R$ می‌رسد. هنگامی که تابع موج را در $r=R$ به‌طور هموار برون‌یابی می‌کنیم و به $u(r)=0$ امتداد می‌دهیم، طول پراکندگی تک‌تایه a_s را منفی به‌دست می‌آوریم.

برآورد $\sigma_t = 4.6b$ با توجه به‌خواص دوترون به‌مقدار $a_t = +6.1 \text{ fm}$ منتهی می‌شود، و برآورد $\sigma_s = 6.78b$ که با توجه به‌سطح مقطع کل تجربی به‌دست آمده است طول پراکندگی تک‌تایه را برابر $a_s = -2.32 \text{ fm}$ به‌دست می‌دهد. بنابراین نظریه پراکندگی نوترون از پراهایدروژن و اورتوهیدروژن، داریم

$$\sigma_{pa} = 5.7(3a_t + a_s)^2 \quad (40.4)$$

$$\sigma_{or} = \sigma_{pa} + 12.9(a_t - a_s)^2 \quad (41.4)$$

که ضرایب عددی در آنها به‌سرعت نوترون فرودی بستگی دارد. معادلات (40.4 و 41) برای نوترونهای با سرعت 770 m/s ، که حتی از نوترونهای «گرمایی» (2200 m/s) هم کندترند، نوشته شده‌اند. سطح مقطعی اندازه‌گیری شده برای چنین نوترونهایی، پس از تصحیح فرایند جذب، عبارت‌اند از

$$\sigma_{pa} = (3.2 \pm 0.2)b \quad \text{و} \quad \sigma_{or} = (1.08 \pm 1)b$$

اگر نیروی هسته‌ای مستقل از اسپین بود، $\sigma_t = \sigma_s$ و $a_t = a_s$ می‌شد و در نتیجه σ_{or} و σ_{pa} باید یکسان به‌دست می‌آمد. اختلاف بزرگ بین مقادیر اندازه‌گیری شده نشان می‌دهد که $a_t \neq a_s$ است، و اینکه علامتهای a_t و a_s هم باید مخالف باشند تا با توجه به رابطه $3a_t \approx a_s - \sigma_{pa}$ مقدار کوچک شود. از حل معادلات (40.4 و 41) خواهیم داشت

$$a_s = (-2.355 \pm 0.12) \text{ fm}$$

$$a_t = (+5.35 \pm 0.06) \text{ fm}$$

که با مقادیر حاصل از σ_t و σ_s که قبلاً به‌دست آوردیم سازگار است. آزمایشهای دیگری هم هستند که تمایز بین طول پراکندگی تک‌تایه و سه‌تایه را نشان می‌دهند. از جمله این آزمایشها، می‌توان پراش نوترونها در بلورهای محتوی هیدروژن (مانند هیدریدها)، و همچنین بازتاب کلی باریکه‌های نوترونی را که با زوایای کوچک به‌مواد آکنده از هیدروژن (مانند هیدروکربنها) تابیده می‌شوند نام برد. نتایج حاصل از این روشها بخوبی با مقادیر a_t و a_s مذکور در بالا سازگار است. نظریه‌ای که در اینجا بیان کرده‌ایم، فقط برای پراکندگی $l=0$ ذرات فرودی

۱. برای مطالعه شرح این آزمایشها می‌توانید رجوع کنید به

کم انرژی اعتبار دارد. شرط $l = 0$ مستلزم ذرات فرودی با انرژی کمتر از 20 MeV است، درحالی که منظور از انرژی کم در تقریبهای دیگر انرژیهای در حدود eV یا keV است. با افزایش انرژی ذره فرودی، خیلی پیشتر از آنکه به انرژی 20 MeV برسیم، معادله (۳۶.۴) را نقض خواهیم کرد. در این صورت همچنان با پراکندگی $l = 0$ سروکار داریم، اما در این انرژیها (که از مرتبه 1 MeV است) معادلاتی مانند (۳۸.۴) دیگر معتبر نیستند. چنین مواردی را عموماً در تقریب برد مؤثر بررسی می‌کنیم که در آن داریم

$$k \cot \delta_0 = \frac{1}{a} + \frac{1}{r_0} k^2 + \dots \quad (42.4)$$

در اینجا از توابعی بالاتر $k r_0$ صرف نظر می‌شود. کمیت a همان طول پراکندگی انرژی صفر است که قبلاً از آن سخن گفتیم [در واقع، در حد $0 \rightarrow k$ این معادله به صورت معادله (۳۷.۴) درمی‌آید]، و کمیت r_0 پارامتر جدیدی است که برد مؤثر نامیده می‌شود. یکی از مزایای این طرز نمایش آن است که پارامترهای a و r_0 پتانسیل هسته‌ای را مستقل از شکل آن به دست می‌آوریم. یعنی، تمام محاسبات انجام شده در این بخش را می‌توانیم برای پتانسیلی غیر از پناه مربعی نیز تکرار کنیم، که در این صورت با توجه به سطح مقطعهای تجربی برای a و r_0 مقادیری مشابه به دست خواهیم آورد. البته وجه ناخوشایند این روش آن است که از تحلیلی که محاسبات با پتانسیلهای مختلف در آن به‌نتایج یکسانی منجر شود، هیچ اطلاعی از شکل پتانسیل هسته‌ای به دست نمی‌آید!

در اینجا هم مثل مورد طول پراکندگی، برد مؤثر در حالت‌های تک‌تایه و سه‌تایه با هم تفاوت دارد. با توجه به انواع آزمایشهای پراکندگی، بهترین مجموعه پارامترهای $l = 0$ را در برهم‌کنش نوترون- پروتون به صورت زیر به دست می‌آوریم

$$a_s = -23715 \pm 0015 \text{ fm} \quad a_t = 59423 \pm 0005 \text{ fm}$$

$$r_{0s} = 2773 \pm 003 \text{ fm} \quad r_{0t} = 1748 \pm 0006 \text{ fm}$$

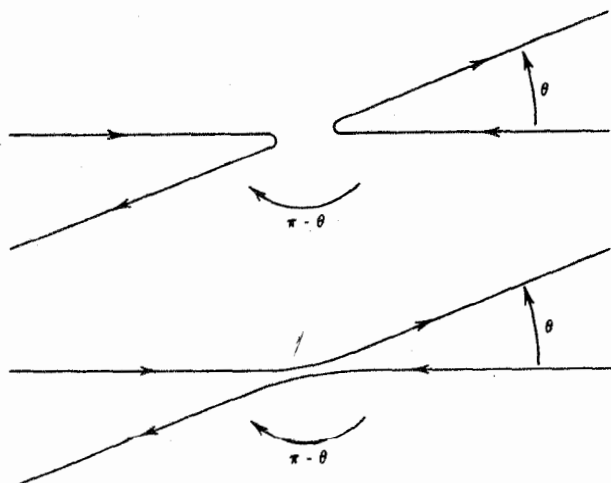
به‌عنوان آخرین نکته در برهم‌کنش نوترون- پروتون در حالت‌های تک‌تایه و سه‌تایه، سعی می‌کنیم که انرژی حالت تک‌تایه $n-p$ را برآورد و آن را با انرژی حالت مقید سه‌تایه ($222 \text{ MeV} -$) مقایسه کنیم. با استفاده از معادلات (۳۴.۴)، (۳۱.۴)، و (۵۰.۴)، انرژی حالت تک‌تایه را در حدود $77 \text{ keV} +$ به دست می‌آوریم. بدین‌گونه می‌توان گفت که حالت تک‌تایه فقط تا حدودی نامقید است.

۳.۴ برهم‌کنشهای پروتون- پروتون و نوترون- نوترون

بین پراکندگی نوکلئونهای یکسان (پراکندگی پروتون- پروتون و نوترون- نوترون) و پراکندگی نوکلئونهای نایکسان (پراکندگی نوترون- پروتون) یک اختلاف بسیار مهم

وجود دارد. این اختلاف از آنجا ناشی می شود که، چنانکه در بخش ۷.۲ دیدیم، نوکلئونهای یکسان هدف و پرتابه را باید بایک تابع موج مشترک توصیف کرد. چون نوکلئونها اسپین $1/2$ دارند، تابع موج آنها باید نسبت به تعویض نوکلئونها پادمتقارن باشد. اگر در اینجا هم فقط پراکندگی نوکلئونها در انرژیهای پایین را در نظر بگیریم، $l=0$ می شود و در نتیجه تعویض مختصات فضایی دو ذره به تغییر علامت منتهی نمی شود. (این وضعیت تا حدودی به عملیات پارته که در بخش ۶.۲ شرح داده شد شباهت دارد.) پس تابع موج کسه نسبت به تعویض مختصات فضایی متقارن است، باید نسبت به تعویض مختصات اسپینی پادمتقارن باشد تسا تابع موج کل (حاصلضرب فضایی و اسپینی) پادمتقارن بماند. تابع موج اسپینی پادمتقارن به صورت معادله (۷۶.۲) است و باید با اسپین کل صفر متناظر شود، یعنی سمتگیری اسپینها باید متفاوت باشد. بنابراین فقط حالت‌های اسپینی تک تاییه می توانند در پراکندگی شرکت کنند. (در انرژیهای بالاتر، حالت‌های فضایی پادمتقارن $l=1$ کسه فقط در حالت‌های اسپینی سه گانه متقارن دیده می شوند نیز قابل قبول اند.)

سطح مقطع دیفرانسیلی بر پایه ویژگی دیگری از فیزیک کوانتومی تعیین می شود. شکل ۸.۴ را که نمایشگر پراکندگی دو ذره یکسان در چارچوب مرجع مرکز جرم است در نظر می گیریم. چون ذره‌ها یکسان هستند، هیچ راه تجربی برای تشخیص تمایز بین دو حالتی که در شکل نشان داده ایم وجود ندارد. بنا بر این تابع موج پراکنده باید پراکندگیهای تحت هر دو زاویه θ و $\pi - \theta$ را شامل شود. هنگامی که برای تعیین سطح مقطع، تابع موج



شکل ۸.۴ پراکندگی ذرات یکسان در دستگاه مرکز جرم. یک ذره تحت زاویه θ و دیگری تحت زاویه $\pi - \theta$ خارج می شود. چون ذرات یکسان هستند، هیچ راه تجربی برای تشخیص اینکه کدام ذره از کدام زاویه خارج می شود وجود ندارد، و بنابراین تمایز بین دو حالتی که نموده شده است امکان پذیر نیست.

پراکنده را مجذور می کنیم، با يك جمله متناسب با تداخل روبه رو می شویم که از اجزای تابع موج پراکنده شده در زوایای θ و $\pi - \theta$ حاصل می شود. این تداخل صرفاً يك اثر کوآنتومی است و هیچ مشابه کلاسیکی ندارد.

نخست پراکندگی بین دو پروتون را در نظر می گیریم: چون تابع موج باید هر دو نوع پراکندگی هسته ای و کولنی را توصیف کند، يك جمله تداخلی هسته ای - کولنی اضافی هم در سطح مقطع وجود خواهد داشت. تابع موج پراکنده باید شامل جمله ای از پراکندگی کولنی و جمله دیگری از پراکندگی هسته ای باشد. جمله کولنی باید در حد $e \rightarrow 0$ ناپدید شود، و جمله هسته ای هم باید وقتی پتانسیل هسته ای به سوی صفر میل می کند ناپدید شود که در این صورت داریم $0 \rightarrow \delta_0$. هنگامی که برای تعیین سطح مقطع تابع موج را مجذور می کنیم، جمله ای به دست می آید که هر دو پراکندگی هسته ای و کولنی را شامل می شود. سطح مقطع دیفرانسیلی عبارت است از

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{4T^2} \left\{ \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} + \frac{1}{\cos^4(\theta/2)} - \frac{\cos[\eta \ln \tan^2(\theta/2)]}{\sin^2(\theta/2)\cos^2(\theta/2)} \right. \\ \left. - \frac{2}{\eta} (\sin \delta_0) \left(\frac{\cos[\delta_0 + \eta \ln \sin^2(\theta/2)]}{\sin^2(\theta/2)} + \frac{\cos[\delta_0 + \eta \ln \cos^2(\theta/2)]}{\cos^2(\theta/2)} \right) \right. \\ \left. + \frac{4}{\eta^2} \sin^2 \delta_0 \right\} \quad (43.4)$$

در اینجا T انرژی جنبشی ذره فرودی در آزمایشگاه (که در آن پروتون هدف در حال سکون در نظر گرفته می شود)، θ زاویه پراکندگی در دستگاه مرکز جرم، δ_0 اختلاف فاز $l=0$ برای پراکندگی هسته ای خالص است، و به علاوه داریم $\alpha/\beta = (e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c)\beta^{-1}$ که در آن α ثابت ساختار ریز (با مقداری نزدیک به $1/137$) و $\beta = v/c$ سرعت نسبی (بدون بعد) پروتونهاست. جملات شش گانه درون آکولاد در این معادله به آسانی قابل شناسایی هستند: (۱) جمله $\sin^{-4}(\theta/2)$ مشخصه پراکندگی کولنی است که پراکندگی رادرفورد هم نامیده می شود. ما در فصل ۱۱ (جلد دوم)، ترجمه فارسی) درباره این نوع پراکندگی بحث بیشتری خواهیم داشت. (۲) چون دو پروتون مشابه یکدیگرند، تشخیص اینکه (در دستگاه مرکز جرم) پروتون فرودی با زاویه θ و پروتون هدف با زاویه $\pi - \theta$ پراکنده می شود یا برعکس، امکان پذیر نیست. بنا بر این سطح مقطع پراکندگی باید شامل يك جمله مشخصه کولنی (یا رادرفوردی) $\cos^{-4}(\theta/2) = \sin^{-4}(\pi - \theta)/2$ هم باشد. (۳) این جمله نشانگر تداخل بین پراکندگیهای کولنی تحت زوایای θ و $\pi - \theta$ است. (۴ و ۵) این

۱. برای محاسبه سطح مقطع باید پا را از حد این کتاب فراتر گذاشت. برای بحث در این باره و کارهای اولیه پراکندگی پروتون - پروتون رجوع کنید به

دوجمله از تداخل بین پراکندهای کولنی و هسته‌ای حاصل می‌شوند. (۶) آخرین جمله به پراکندهای هسته‌ای خالص مربوط است. در حد $0 \rightarrow e$ (پراکندهای خالص)، فقط همین جمله است که برجای می‌ماند و معادله (۴.۳.۴) چنانکه باید به صورت معادله (۲۸.۴) درمی‌آید.

برهم کنش پروتون - پروتون اگرچه در عمل ممکن است پیچیده باشد، ولی درک مفهوم و روش بررسی آن ساده است: چون δ تنها مجهول معادله (۴.۳.۴) است، سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندهای را می‌توانیم به صورت تابعی از زاویه (برای هر مورد از انرژی جنبشی ذرات فرودی) اندازه‌گیری کنیم، و آنگاه با استفاده از بهترین برازش نتایج با معادله (۴.۳.۴) مقدار δ_0 را به دست آوریم. نمونه‌ای از نتایج این نوع اندازه‌گیری را در شکل ۹.۴ نشان داده‌ایم که با توجه به آن در انرژی $T = 37 \text{ MeV}$ اختلاف فاز برابر $\delta_0 = 50966^\circ$ می‌شود. با استفاده از تعداد زیادی آزمایش به همین صورت می‌توان بستگی δ_0 را به انرژی، مطابق شکل ۱۰.۴، به دست آورد.

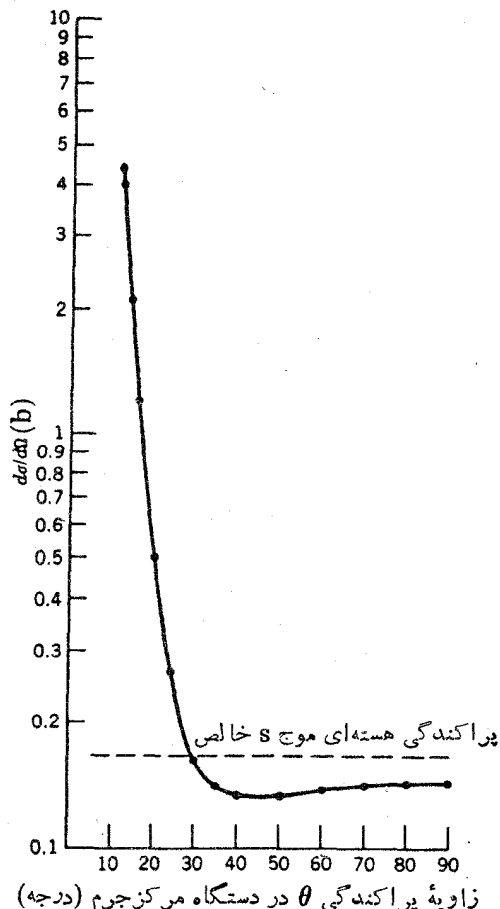
گام بعدی در تعبیر این اطلاعات این است که همچنانکه در مورد معادله (۴.۲.۴) دیدیم، پراکندهای را با استفاده از کمیت‌هایی مستقل از انرژی نظیر طول پراکنده‌گی و برد مؤثر نشان دهیم. متأسفانه این کار را به آسانی نمی‌توان انجام داد، زیرا برد برهم کنش کولنی بینهایت است و حتی در حد $0 \rightarrow k$ نمی‌توانیم از جملات مرتبه بالاتر در معادله (۴.۲.۴) صرف‌نظر کنیم. اما با قبول بعضی اصلاحات، می‌توانیم به صورتی مشابه معادله (۴.۲.۴) عبارتی حاوی اثرات پراکنده‌گی کولنی و هسته‌ای به دست آوریم، و مقادیر طول پراکنده‌گی پروتون - پروتون و برد مؤثر را تعیین کنیم

$$a = -7.82 \pm 0.01 \text{ fm}$$

$$r_0 = 2.79 \pm 0.02 \text{ fm}$$

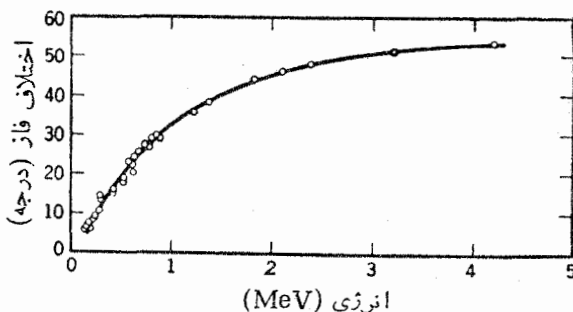
این مقدار برد مؤثر کاملاً با مقادیر مربوط به تکت‌تایه np که در بخش قبلی به دست آمد، سازگار است. طول پراکنده‌گی که قدرت برهم کنش را نشان می‌دهد، هر دو اثر کولنی و هسته‌ای را شامل می‌شود و بنابراین مستقیماً با مقدار مربوط به برهم کنش np قابل مقایسه نیست. (اما، به این نکته مهم باید توجه داشت که a منفی است، و این بدان معنی است که مجموعه pp هیچ حالت مقیدی ندارد، و در نتیجه هسته ${}^2\text{He}$ در طبیعت موجود نیست.) مقایسه بین طول‌های پراکنده‌گی pp و np را در بخش بعدی دنبال خواهیم کرد.

پراکنده‌گی نوترون - نوترون را باید فارغ از اثرات برهم کنش کولنی، که باعث پیچیدگی تحلیل پراکنده‌گی پروتون - پروتون می‌شود، مطالعه کرد. مشکلی که در این مورد وجود دارد، مشکل آزمایش است. هرچند که باریکه نوترون را به آسانی می‌توان تهیه کرد، ولی هدف‌هایی که نوترون آزاد داشته باشند در اختیار نداریم. بنابراین، اندازه‌گیری پارامترهای پراکنده‌گی نوترون - نوترون نیازمند استفاده از نوعی واکنش هسته‌ای است که در طی آن دوترون تولید شوند و این دو در محدوده نیروی هسته‌ای نسبت به یکدیگر در



شکل ۹.۴ سطح مقطع پراکندگی پروتون- پروتون در انرژی کم و درحالتی که انرژی پروتون فرودی برابر 3037 MeV است. از هرازش این اطلاعات با معادله (۴۳.۴)، اختلاف فاز موج s برابر $\delta_0 = 50966^\circ$ به دست می آید. سطح مقطع پراکندگی هسته‌ای خالص برابر 165 b است. وجود سطح مقطعهایی که از مقادیر مربوط به پراکندگی هسته‌ای خالص کوچکترند، حاکی از تداخل قسمتهای کولنی و هسته‌ای تابع موج است.

حرکت باشند. وقتی این دونوترون از یکدیگر فاصله می گیرند، مثل این است که با آزمایش پراکندگی سروکار داریم. متأسفانه، در این گونه واکنشها يك ذره سوم حتماً تولید می شود که با هر دو نوترون (هم به طور جداگانه و هم به طور جمعی) برهم کنش خواهد داشت. اما برای به دست آوردن مقادیر مربوط به برد مؤثر و طول پراکندگی نوترون-نوترون، تصحیحات لازم را با دقت کافی می توان محاسبه کرد. در آزمایشهایی که تاکنون در این مورد گزارش شده اند، از واکنشهای تجزیه دوترون، در پی گیراندازی مسزون منفی π^-



شکل ۱۰۰۴ اختلاف فاز موج s در پراکندگی pp. این منحنی با استفاده از نتایج تعداد زیادی آزمایش رسم شده است.

شده است. این امکان هم وجود دارد که پارامترهای nn را از مقایسه واکنشهای آینه‌ای $(n + {}^2\text{H} \rightarrow 2n + p)$ و در پی پراکندگی نوترون $(n + {}^2\text{H} \rightarrow 2n + p)$ ، استفاده معلوم pp، به‌عنوان وسیله‌ای برای محاسبه اثرات حالت نهایی ذرات سه گانه، تعیین کنیم. از تحلیل این آزمایشها (و آزمایشهای دیگر)، پارامترهای نوترون-نوترون به صورت زیر به دست می‌آید

$$a = -1696 \pm 085 \text{ fm}$$

$$r_0 = 2966 \pm 015 \text{ fm}$$

همچنانکه در برهم کش پروتون-پروتون دیدیم، طول پراکندگی منفی نشان می‌دهد که از اجتماع دونوترون یک حالت مقید پایدار حاصل نمی‌شود. دلیل دافعه کولنی برای توضیح عدم وجود دی-پروتون، اگرچه وسوسه‌انگیز است، دلیل درستی نمی‌تواند باشد. در مورد دی-نوترون چنین وسوسه‌ای نداریم، و عدم وجود آن را باید ناشی از وابستگی اسپینی واکنش هسته‌ای تلقی کنیم. خلاصه قرائن به این صورت است که گفتیم: حالت پایه دونوترون یک سه‌تایه اسپینی است، و هیچ حالت مقیدی با اسپین تک‌تایه وجود ندارد. سپس استدلال کردیم که چون فرمیونهای یکسان باید تابع موجهای کلی پادمقارن داشته باشند و چون انتظار بر این است که پایبندترین حالت یک حالت مقارن فضایی $l=0$ باشد، سیستمهای دی-پروتون و دی-نوترون باید حالتی اسپینی پادمقارن (یا تک‌تایه) داشته باشند که حالتی نامقیدند.

۴.۴ خواص نیروی هسته‌ای

بر پایه خواص هسته‌ها در انرژیهای پایین که در بخشهای پیشین مورد بحث قرار گرفت،

بسیاری از خصوصیات نیروی هسته‌ای قابل بررسی است. هنگامی که نتایج آزمایشهای انجام شده در انرژیهای بالاتر را هم بدانها بیفزاییم، جزئیات بیشتری از نیروی هسته‌ای برای ما روشن می‌شود. در این بخش، ویژگیهای اصلی نیروی بین نوکلئونها را به‌طور خلاصه شرح می‌دهیم، و در بخش بعدی نمایش خاصی از این نیرو را که متضمن بسیاری از این خصوصیات است مورد بحث قرار می‌دهیم.

برهم‌کنش بین دو نوکلئون از پایینترین مرتبه پتانسیل مرکزی جاذبه‌ای حاصل می‌شود در این فصل این پتانسیل را به‌صورت چاه مربعی در نظر گرفته‌ایم، که این فرض باعث سادگی محاسبات می‌شود و اطلاعات تجربی را بخوبی بازتولید می‌کند. به همین ترتیب می‌توانستیم دیگر صورتهای واقع بینانه‌تر پتانسیل را در نظر بگیریم، ولی در نتیجه‌گیریهای اصلی تغییری حاصل نمی‌شد (در حقیقت، تقریب برد مؤثر عملاً از شکلی که برای پتانسیل در نظر می‌گیریم مستقل است). ویژگی مشترک همه این پتانسیلها در بستگی انحصاری آنها به فاصله بین نوکلئونی r است. به همین دلیل این عبارت مرکزی را به صورت $V_c(r)$ نشان داده‌ایم. برنامه آزمایشی بررسی $V_c(r)$ به این ترتیب خواهد بود که وابستگی انرژی پارامترهایی نظیر اختلاف فازهای پراکندگی را اندازه‌گیری کنیم، و آنگاه سعی کنیم که شکل $V_c(r)$ را چنان انتخاب کنیم که به‌بهترین وجهی پارامترهای یادشده را بازتولید کند.

برهم‌کنش نوکلئون - نوکلئون قویاً وابسته به اسپین است

این نتیجه‌گیری از عدم موفقیت در مشاهده حالت مقید تک‌تایه دوترون و همچنین از اندازه‌گیری اختلاف سطح مقطعهای حائلتهای تک و سه‌تایه حاصل شده است. شکل جمله اضافی‌ای که با در نظر گرفتن این اثر باید به پتانسیل افزود چیست؟ روشن است که این جمله باید به اسپین S_1 و S_2 نوکلئونها بستگی داشته باشد، و لسی همه ترکیبهای S_1 و S_2 مجاز نیستند. نیروی هسته‌ای باید متضمن بعضی از تقارنهای باشد، که این امر منجر به محدودیت شکل پتانسیل می‌شود. انعکاس پارته $(\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r})$ و برگشت زمان $(t \rightarrow -t)$ را می‌توان به‌عنوان نمونه‌هایی از این تقارنهای نام برد. آزمایش نشان می‌دهد که پتانسیل بین نوکلئونی نسبت به این عملیات تاحد زیادی (برای پارته بادقت يك در ۱۰۷ و برای برگشت زمان يك در ۱۰۳ قسمت) ناورد است. در اثر عملگر پارته، که متضمن انعکاس فضایی است، بردار تکانه زاویه‌ای بدون تغییر می‌ماند. این گفته ممکن است که تاحدی عجیب به نظر بیاید، زیرا طبیعی است که با معکوس شدن دستگاه مختصات تمام بردارهای تعریف شده در آن دستگاه نیز وارونه می‌شوند. اما تکانه زاویه‌ای از جنس بردار حقیقی یا بردار قطبی نیست، بلکه از جنس شبه‌بردار یا بردار محوری است که در اثر تبدیل $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ معکوس نمی‌شود. این نکته را مستقیماً از تعریف $\mathbf{r} \times \mathbf{p}$ یا از نمودار جسم چرخان می‌توان استنباط کرد. در اثر عملگر برگشت زمان، تمام حرکتها (از جمله تکانه خطی و زاویه‌ای) معکوس می‌شوند.

از این رو جملاتی مانند s_1 و s_2 یا ترکیبی از آنها $As_1 + Bs_2$ در تابع پتانسیل، باعث نقض ناوردایی برگشت زمان خواهند شد و آنها را نمی‌توان بخشی از پتانسیل هسته‌ای به‌شمار آورد. جملاتی مانند $s_1^2 \cdot s_2^2$ یا $s_1 \cdot s_2$ که نسبت به برگشت زمان ناوردا هستند، مجاز خواهند بود. (تمام این جملات نسبت به پارامتر هم ناوردا هستند.) ساده‌ترین جمله‌ای که اسپین هر دو نوکلئون را شامل شود به صورت $s_1 \cdot s_2$ است. اکنون مقدار $s_1 \cdot s_2$ را برای حالت‌های تک‌تایه و سه‌تایه تعیین می‌کنیم. برای این منظور اسپین کل $S = s_1 + s_2$ را به‌دست می‌آوریم

$$\begin{aligned} S^2 &= S \cdot S = (s_1 + s_2) \cdot (s_1 + s_2) \\ &= s_1^2 + s_2^2 + 2s_1 \cdot s_2 \end{aligned}$$

پس داریم

$$s_1 \cdot s_2 = \frac{1}{2} (S^2 - s_1^2 - s_2^2) \quad (44.4)$$

برای تعیین مقدار این عبارت، باید یادآور شد که در مکانیک کوانتومی مربع تکانه زاویه‌ای به صورت $S = \hbar^2 s(s+1)$ محاسبه می‌شود [به بخش ۵.۲ و معادله (۶۹.۲) رجوع شود]. بنابراین خواهیم داشت

$$\langle s_1 \cdot s_2 \rangle = \frac{1}{2} [S(S+1) - s_1(s_1+1) - s_2(s_2+1)] \hbar^2 \quad (45.4)$$

با توجه به اینکه $s_1 = s_2 = 1/2$ است، مقدار $s_1 \cdot s_2$ در حالت سه‌تایه ($S=1$) عبارت است از

$$\langle s_1 \cdot s_2 \rangle = \frac{1}{2} \left[1(1+1) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) \right] \hbar^2 = \frac{1}{4} \hbar^2 \quad (46.4)$$

و مقدار آن در حالت تک‌تایه ($S=0$) عبارت است از

$$\langle s_1 \cdot s_2 \rangle = \frac{1}{2} \left[0(0+1) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) \right] \hbar^2 = -\frac{3}{4} \hbar^2 \quad (47.4)$$

بنابراین در تابع پتانسیل عبارتی به صورت $s_1 \cdot s_2 V_0(r)$ را می‌توان در نظر گرفت که با وجود آن سطح مقطع‌های مختلف حالت‌های تک‌تایه و سه‌تایه قابل محاسبه خواهد شد. بزرگی V_0 را می‌توان چنان تنظیم کرد که اختلاف سطح مقطع‌های تک‌تایه و سه‌تایه را به درستی پیش‌بینی کند، و وابستگی شعاعی آن همچنان قابل تنظیم است که انرژی حالتها نیز به‌طور مناسبی در نظر گرفته شود.

پتانسیل در برگیرنده V_c و V_0 را به صورت زیر نیز می‌توانیم بنویسیم

$$V(r) = -\left(\frac{S_1 \cdot S_2}{\hbar^2} - \frac{1}{4}\right)V_1(r) + \left(\frac{S_1 \cdot S_2}{\hbar^2} + \frac{3}{4}\right)V_2(r) \quad (۴۸.۴)$$

که در آن $V_1(r)$ و $V_2(r)$ پتانسیلهایی هستند که به‌طور جداگانه رفتار تک‌تابه و سه‌تابه را توضیح می‌دهند.

پتانسیل بین نوکلئونی شامل یک جمله غیرمرکزی، به نام پتانسیل تانسوری، است عمده‌ترین دلیل وجود نیروی تانسوری از مشاهده گشتاور چارکطبی در حالت پایه دوترون حاصل می‌شود. تابع موج حالت S ($l=0$) تقارن کروی دارد، یعنی گشتاور چارکطبی الکتریکی آن صفر است. تابع موجهای با حالت‌های مختلط l را باید از پتانسیلهای غیرمرکزی به وجود آورد. این نیروی تانسوری باید، به جای $V(r)$ ، به صورت $V(\mathbf{r})$ باشد. برای نوکلئون منفرد، بدیهی است که انتخاب یک جهت مشخص در فضا اختیاری است یعنی شمال و جنوب یا شرق و غرب برای آن تفاوتی ندارد. تنها جهت مرجع برای نوکلئون جهت اسپین آن است، و از این رو تنها جمله‌ای که می‌توان در نظر گرفت به صورت $\mathbf{S} \cdot \mathbf{I}$ یا $\mathbf{S} \times \mathbf{I}$ است که بردار مکان \mathbf{r} را با جهت \mathbf{S} ارتباط می‌دهد. برای آنکه شرط ناوردایی پارینته تأمین شود، باید با تعداد زوجی از عوامل \mathbf{r} سروکار داشته باشیم، و بنا بر این پتانسیل بین دو نوکلئون می‌باید به جملاتی مانند $(\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{r})(\mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{r})$ یا $(\mathbf{S}_1 \times \mathbf{r}) \cdot (\mathbf{S}_2 \times \mathbf{r})$ بستگی داشته باشد. با استفاده از اتحادهای برداری می‌توان نشان داد که صورت دوم همان صورت اول بعلاوه جمله $\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2$ است که قبلاً در پتانسیل $V(r)$ گنجانده شده است. بنا بر این بدون آنکه کلیت مسئله را از دست بدهیم، می‌توانیم بخش تانسوری پتانسیل بین نوکلئونی را به صورت $V_T(r)S_{12}$ در نظر بگیریم که در آن $V_T(r)$ بستگی شعاعی نیرو و بزرگی آن را تأمین می‌کند، و داریم

$$S_{12} = \frac{3(\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{r})(\mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{r})}{r^2} - \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 \quad (۴۹.۴)$$

که این عبارت متضمن ویژگی تانسوری نیروست و متوسط آن در تمام زوایا برابر صفر می‌شود.

نیروی نوکلئون - نوکلئون نسبت به بار نوکلئون تقارن دارد

این بدان معنی است که پس از تصحیح نیروی کولنی در سیستم پروتون - پروتون، فرقی بین برهم‌کنش پروتون - پروتون و برهم‌کنش نوترون - نوترون نیست. در اینجا مقصود از «بار» خصوصیت یا جنس نوکلئون (پروتون یا نوترون) است و نه بار الکتریکی آن. دلیل این امر آن است که طولهای پراکندگی و همچنین بردهای مؤثر در برهم‌کنشهای nn و pp با هم مساوی است. البته، در ابتدا لازم است که تصحیح برهم‌کنش کولنی را در مورد

پارامترهای pp در نظر بگیریم. با در نظر گرفتن این تصحیح، پارامترهای تک تابه pp چنین می شود

$$a = -17.1 \pm 0.2 \text{ fm}$$

$$r_0 = 2.84 \pm 0.03 \text{ fm}$$

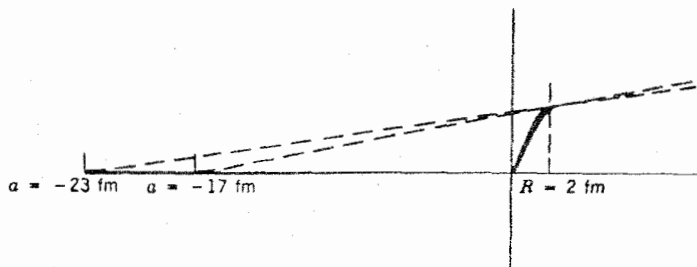
این مقادیر با پارامترهای اندازه گیری شده nn ($a = -16.6 \pm 0.5 \text{ fm}$) و np ($r_0 = 2.66 \pm 0.15 \text{ fm}$) سازگاری خوبی دارند، که این سازگاری قویاً مؤید مفهوم تقارن بار است.

نیروی نوکلئون-نوکلئون تقریباً مستقل از بار الکتریکی است

این بدان معنی است که (همانند حالت‌های اسپین) پس از تصحیح نیروی کولنی pp، هر سه نیروی هسته‌ای nn ، pp و pn با هم مساوی اند. به این ترتیب، استقلال بارشرطی قویتر از تقارن بار است. در این مورد، شواهد امرچندان قاطع نیست. در واقع، به نظر می رسد که طول پراکندگی حالت تک تابه np (-23.7 fm) تفاوت زیادی با طولهای پراکندگی pp و nn (-17 fm) داشته باشد. اما با توجه به شکل ۱۱.۴ معلوم می شود که طول پراکندگی منفی نسبت به تابع موج هسته در نزدیکی $r=R$ حساسیت قابل ملاحظه‌ای دارد، به طوری که تغییر بسیار کوچک λ می تواند به تغییر بزرگی در طول پراکندگی منجر شود. بنا بر این اختلاف زیاد بین طولهای پراکندگی را می توان ناشی از اختلاف بسیار کوچکی (در حدود ۱٪) در پتانسیلها دانست، که (چنانکه در بخش بعدی می بینیم) به آسانی به وسیله مدل نیروی تبادل قابل توجیه است.

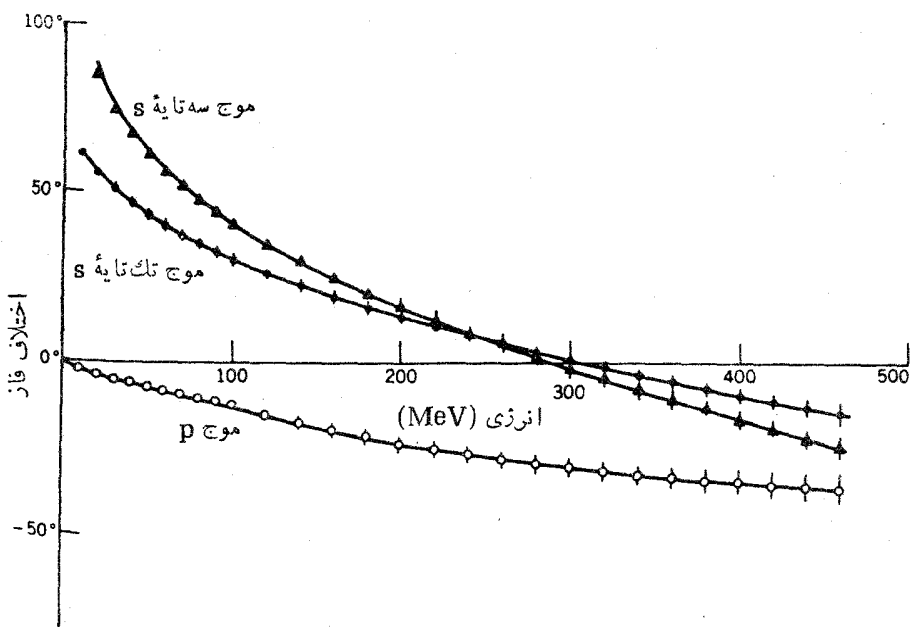
برهم کنش نوکلئون-نوکلئون در فواصل خیلی کوتاه دافعه می شود

این نتیجه از بررسی کیفی چگالی هسته‌ای حاصل می شود. رشد هسته در اثر افزایش



شکل ۱۱.۴ تغییر بسیار کوچکی در تابع موج نوکلئون-نوکلئون در نزدیکی $r=R$ می تواند اثر برونپایی به اختلاف قابل توجهی در طول پراکندگی منجر شود [این شکل را با شکل ۷.۴ (ب) مقایسه کنید].

نوکلئونها به صورتی است که چگالی مرکزی آن تقریباً ثابت می‌ماند، و از این رو باید عاملی وجود داشته باشد که از تجمع و نزدیک شدن بیش از حد نوکلئونها جلوگیری کند. برای آنکه مسئله را کمیتر بررسی کنیم، پراکندگی نوکلئون - نوکلئون را در انرژیهای بالا در نظر می‌گیریم. اختلاف فاز موج تک‌تایه s برای پراکندگی نوکلئون - نوکلئون را تا انرژی 500 MeV در شکل ۱۲.۴ نشان داده‌ایم. (در این انرژیها اختلاف فاز امواج جزئی مراتب بالاتر، مثلا موجهای p و d ، نیز در این سطح مقطعها سهمیم اند. اختلاف فاز موج s را به آسانی می‌توان از اندازه‌گیریهای پراکندگی دیفرانسیلی $d\sigma/d\Omega$ بر حسب θ استخراج کرد، زیرا این اختلاف فاز به θ بستگی ندارد.) اختلاف فاز موج s در انرژی حدود 300 MeV منفی می‌شود، که این امر حاکی از تغییر نیرو از صورت جاذبه به صورت دافعه است. برای آنکه مغز دافعه را به حساب آوریم، باید پتانسیلهای مورد استفاده را اصلاح کنیم. برای مثال، اگر در اینجا هم برای سهولت محاسبات چاه مربعی را انتخاب کنیم، ممکن است تابع پتانسیل را به صورت زیر در نظر بگیریم



شکل ۱۲.۴ اختلاف فاز حاصل از پراکندگی نوترون - پروتون در انرژیهای متوسط. تغییر اختلاف فاز موج s از مقدار مثبت به منفی، در انرژی حدود 300 MeV ، نشان می‌دهد که در این انرژیها نوکلئون فرودی با مغز دافعه در برهم کنش نوکلئون - نوکلئون روبه‌رو شده است.

$$\begin{aligned}
 V(r) &= +\infty & r < R_c \\
 &= -V_0 & R_c \leq r \leq R \\
 &= 0 & r > R
 \end{aligned} \quad (50.4)$$

در اینجا R_c شعاع مغز دافنه است که با تنظیم مقدار آن می توان به سازگاری رضایتبخشی با اختلاف فاز تجربی موج s دست یافت. با انتخاب $R_c \approx 5 \text{ fm}$ مقدار حاصل از محاسبه با اختلاف فاز تجربی سازگار می شود.

برهم کنش نوکلئون-نوکلئون می تواند به تکانه یا سرعت نسبی نوکلئونها هم بستگی داشته باشد نیروهای وابسته به سرعت یا تکانه را نمی توان با پتانسیل نرده ای نشان داد، اما با استفاده از جملات درجه اول \mathbf{p} ، درجه دوم \mathbf{p} ، و غیره، که هر کدام از آنها با یک پتانسیل مشخصه $V(r)$ متناظرند، می توان آنها را به سه طرز قابل قبولی در نظر گرفت. تحت تأثیر عملگر پارایته داریم $\mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$ ، و در اثر عملگر برگشت زمان هم داریم $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}$. پس هر جمله ای که فقط شامل توانهای درجه اول \mathbf{p} باشد غیر قابل قبول است، زیرا در این صورت ناورداییهای پارایته و برگشت زمان هر دو نقض خواهند شد. جملاتی که به صورت $\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}$ یا $\mathbf{r} \times \mathbf{p}$ باشند، نسبت به پارایته ناوردا هستند ولی ناوردایی برگشت زمان را نقض می کنند. یکی از صورتهای قابل قبول این جمله که شامل توانهای درجه اول \mathbf{p} می شود و نسبت به پارایته و برگشت زمان هر دو ناورداست، $\mathbf{S} \cdot (\mathbf{r} \times \mathbf{p}) V(r)$ است که در آن اسپین $\mathbf{S} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2$ است، و در نتیجه این جمله که به خاطر مشابهت با فیزیک اتمی جمله اسپین-مدار نامیده می شود، به صورت $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s} V_{so}(r)$ نوشته می شود. هر چند که از جملات درجه بالاتر هم می توان استفاده کرد، ولی این عبارت تنها عبارت درجه اول \mathbf{p} است که با تقارن پارایته و برگشت زمان هر دو سازگاری دارد.

فرض برهم کنش اسپین-مدار، با این مشاهده تجربی تقویت می شود که اسپین نوکلئونهای پراکنده ممکن است سمتگیری خاصی در فضا داشته باشد که در این حالت اسپین نوکلئونها را قطبیده می گویند. قطبیدگی نوکلئونهای موجود در یک باریکه (یا یک هدف) چنین تعریف می شود

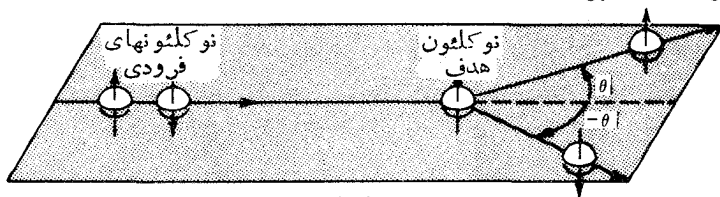
$$P = \frac{N(\uparrow) - N(\downarrow)}{N(\uparrow) + N(\downarrow)} \quad (51.4)$$

که در آن $N(\uparrow)$ و $N(\downarrow)$ به ترتیب تعداد نوکلئونهایی است که سمتگیری اسپین آنها به طرف بالا و به طرف پایین است. مقدار P در گستره ای از مقادیر $+1$ برای باریکه ای با 100% اسپین رو به بالا، تا -1 برای باریکه ای با 100% اسپین رو به پایین، قرار می گیرد. برای یک باریکه ناقطبیده $P = 0$ می شود، و این بدان معنی است که نیمی از

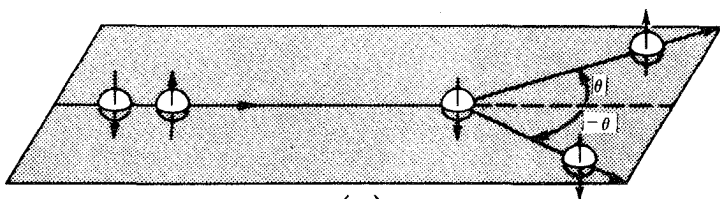
نوکلئونها جهت اسپین‌شان رو به بالا و نیمی دیگر رو به پایین است.

آزمایش پراکندگی شکل ۱۳.۴ (الف) را در نظر می‌گیریم که در آن باریکه‌ای ناقطبیده (که به صورت مخلوطی از نوکلئونهای با اسپین بالا و پایین نموده شده است) بر نوکلئون هدفی که سمتگیری اسپین آن رو به بالاست فرود می‌آید. فرض کنید که برهم‌کنش نوکلئون - نوکلئون موجب شود که نوکلئونهای با اسپین رو به بالا تحت زاویه θ به طرف چپ، و نوکلئونهای با اسپین رو به پایین تحت زاویه $-\theta$ به طرف راست پراکنده شوند. شکل (ب)، همان آزمایش را از دیدگاه ناظری که نسبت به اولی معکوس ایستاده است یا ناظری که حول باریکه فرودی به اندازه 180° دوران کرده است، نشان می‌دهد. آزمایش شکل ۱۳.۴ (ب) را همچنین می‌توان به صورت پراکندگی یک باریکه ناقطبیده از هدف نوکلئونی با اسپین رو به پایین تلقی کرد که در این مورد هم نوکلئونهای فرودی با اسپین رو به بالا به طرف چپ، و نوکلئونهای اسپین پایین به طرف راست پراکنده می‌شوند. نتیجه آزمایش، حتی در مورد هدف ناقطبیده که شامل مخلوطی از نوکلئونهای اسپین بالا و اسپین پایین است نیز همین است: هنگامی که باریکه‌ای ناقطبیده از هدفی ناقطبیده پراکنده می‌شود، تسریحاً نوکلئونهای با اسپین رو به بالا تحت زاویه θ و نوکلئونهای با اسپین رو به پایین

نوکلئونهای پراکنده



(الف)



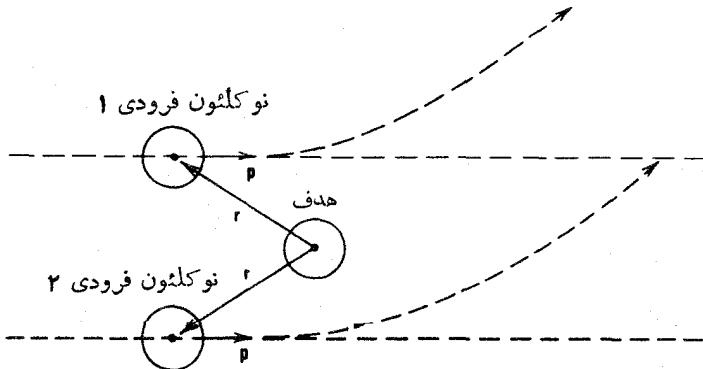
(ب)

شکل ۱۳.۴ یک باریکه ناقطبیده (که به صورت مخلوطی از نوکلئونهای با اسپین بالا و پایین نموده شده است) از هدفی که می‌تواند اسپین رو به بالا یا رو به پایین داشته باشد پراکنده می‌شود. در حالت (الف)، نوکلئونهای با اسپین رو به بالا با زاویه θ به طرف چپ پراکنده می‌شوند، در حالی که نوکلئونهای با اسپین رو به پایین با زاویه $-\theta$ به طرف راست پراکنده می‌شوند. حالت (ب) را می‌توان همان حالت (الف) از دیدگاه ناظری معکوس یا ناظری پس از دوران 180° حول راستای باریکه تلقی کرد. حالت اخیر نشان می‌دهد که پراکندگی از هدفی که اسپین آن رو به پایین باشد نیز به همان نتیجه منتهی می‌شود.

تحت زاویه θ - پراکنده خواهند شد.

هرچند که در اینجا ظاهراً به نظر می رسد که تقارن انعکاسی (پارینه) نقض می شود، ولی با ترسیم آزمایش و تصویر آینه ای آن می توانیم خودمان را قانع کنیم که در واقع نقضی در کار نیست. اگر قطبیدگی خالص نوکلئونهای پراکنده تحت زاویه θ برابر P و تحت زاویه $\theta - P$ باشد، پارینه پایسته می ماند.

اکنون می خواهیم ببینیم که برهم کنش اسپین - مدار چگونه ممکن است به پراکنندگی بسا قطبیدگی مشخص منتهی شود. در شکل ۱۴.۴ دو نوکلئون بسا اسپین روبه بسا نشان داده شده اند که بسر يك هدف با اسپین روبه بالا فرود می آیند، بنا بر این $S = 1$ است. [پراکنندگویی که در آن فقط امواج S شرکت داشته باشند باید تقارن کروی داشته باشد، و بنا بر این هیچ گونه قطبیدگی در آن وجود ندارد. پراکنندگی موج p ($l = 1$) در نوکلئونهای یکسان، يك تابع موج فضایی پادمتقارن و بنا بر این يك تابع موج اسپینی متقارن خواهد داشت.] در اینجا بنا به فرض $V_{so}(r)$ را منفی می گیریم. برای نوکلئون فرودی ۱، جهت بردارهای \mathbf{I} و \mathbf{S} در خلاف جهت یکدیگرند، بردار $\mathbf{I} \cdot \mathbf{S}$ منفی خواهد شد. بنا بر این، ترکیب $V_{so}(r) \mathbf{I} \cdot \mathbf{S}$ مثبت است و در نتیجه بین نوکلئون فرودی ۱ و نوکلئون هدف يك نیروی دافعه به وجود می آید که نوکلئون فرودی را به طرف چپ می راند. اما برای نوکلئون فرودی ۲، جهت \mathbf{I} به طرف بالا، حاصلضرب $\mathbf{I} \cdot \mathbf{S}$ مثبت، و برهم کنش از نوع جاذبه است. در نتیجه، نوکلئون ۲ به طرف هدف کشیده می شود و مانند نوکلئون قبلی به طرف چپ پراکنده خواهد شد. بنا بر این نوکلئونهای فرودی با اسپین بالا ترجیحاً به طرف چپ و (بسا همین استدلال) نوکلئونهای بسا اسپین پایین به طرف راست پراکنده خواهند شد. بدین گونه،



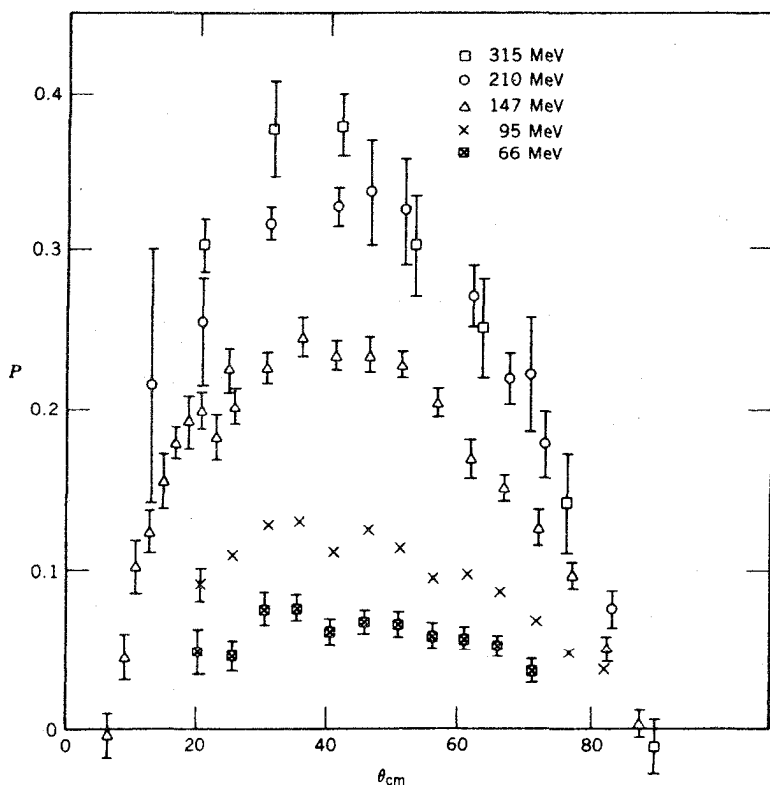
شکل ۱۴.۴ آزمایش پراکنندگی نوکلئون - نوکلئون از دید قائم. جهت همه اسپینها روبه بالا (به طرف خارج از صفحه کاغذ) است. جهت $\mathbf{r} \times \mathbf{p}$ برای نوکلئون فرودی ۱ به طرف داخل صفحه، و بنا بر این $\mathbf{I} \cdot \mathbf{S}$ منفی است که به تولید نیروی دافعه و پراکنندگی به طرف چپ منتهی می شود. جهت $\mathbf{r} \times \mathbf{p}$ برای نوکلئون فرودی ۲ به طرف خارج صفحه است که به تولید نیروی جاذبه و بازهم پراکنندگی به طرف چپ منجر می شود.

هنگامی که باریکه‌ای از ذرات ناقطبیده برهدفی فرود می‌آید، نیروی اسپین - مدارمی تواند باریکه‌های پراکنده قطبیده تولید کند.

در انرژیهای کم که در آن غلبه با پراکندگی موج s است، نمی‌توان انتظار قطبیدگی را داشت. هنگامی که انرژی ذرات فرودی افزایش می‌یابد، سهم پراکندگی موج p نیز افزایش می‌یابد و در نتیجه باید افزایش مقدار قطبیدگی را انتظار داشت. شکل ۱۵.۴ صحت این انتظار را تأیید می‌کند. با توجه به نحوه تغییرات P برحسب θ و انرژی، می‌توان در مورد شکل $V_{so}(r)$ به نتایجی دست یافت.

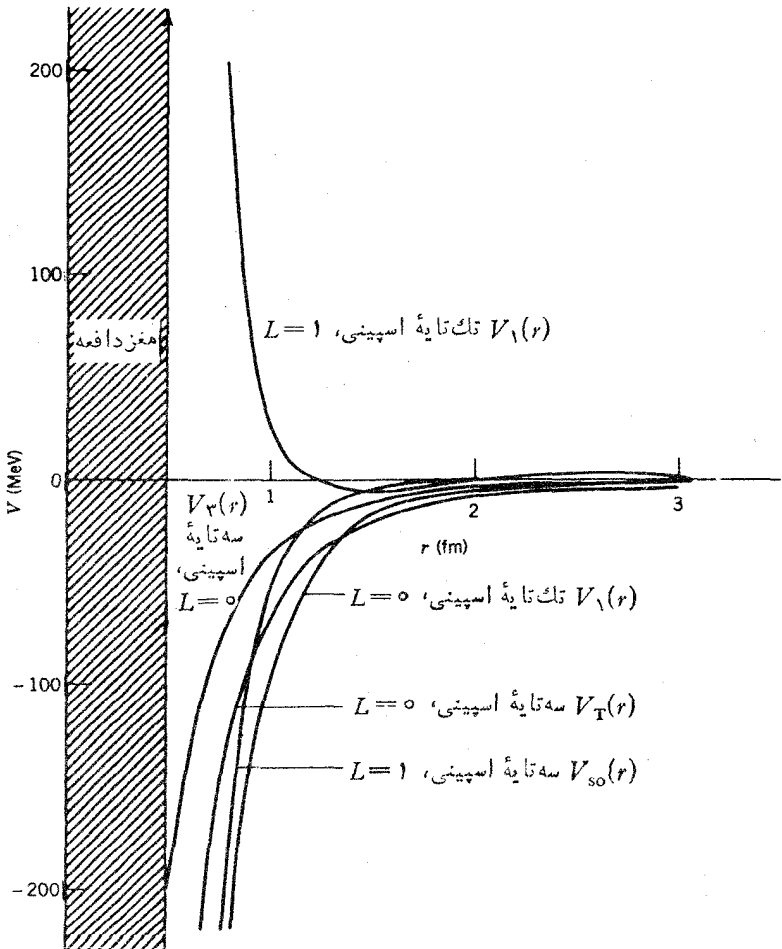
موضوع کلی قطبیدگی در واکنشهای هسته‌ای خیلی پیچیده‌تر از آن چیزی است که در این بحث کوتاه بدان پرداخته‌ایم. ما می‌بایست میزان تأثیر استفاده از باریکه‌های قطبیده و هدفهای قطبیده را در اندازه‌گیری سطح مقطع واکنشها نیز در نظر می‌گرفتیم که در فصل ۱۱ (جلد دوم، ترجمه فارسی) بدان خواهیم پرداخت.

با استفاده از این همه اطلاعات تجربی (سطح مقطع جزئی و کلی، وابستگی به اسپین،



شکل ۱۵.۴ در پراکندگی پروتون- پروتون، با افزایش انرژی ذرات فرودی مقدار قطبیدگی پیشینه نیز افزایش می‌یابد.

وقتییدگی)، می توان مجموعه ای از پتانسیلهای بدیده شناختی $V(r)$ پیشنهاد کرد که سازگاری قابل قبولی با اطلاعات موجود نوکلئون-نوکلئون داشته باشد. آنگاه این پتانسیلها را می توان در محاسبات مربوط به هسته های پیچیده تر مورد استفاده قرار داد. برای نمونه، یک مجموعه از این گونه پتانسیلها را در شکل ۱۶.۴ نشان داده ایم. مطابق معمول، پتانسیلهای



شکل ۱۶.۴ چند نمونه از پتانسیلهای نوکلئون-نوکلئون. این نمونه ها شامل موارد زیر می شوند: جملات تک تاییه و سه تاییه مربوط به جاذبه که در پراکندگی موج s شرکت دارند، جمله دافعه ای که یک نوع پراکندگی موج p ($L=1$) از آن ناشی می شود، و جملات مربوط به جاذبه تانسوری و برهم کنش اسپین-مدار. در تمام این پتانسیلها، مغز دافعه ای به شعاع $r=0.49$ fm وجود دارد.

منفی مولد نیروی جاذبه و پتانسیلهای مثبت مولد نیروی دافعه هستند. توجه به نحوه مشارکت خصوصیات از قبیل برد برهم کنشها، مغز دافعه، اختلاف فاز موج S مربوط به نیروی جاذبه قوی، اختلاف فاز موج دافعه p، و استقلال از بار (به خاطر آنکه نوکلئونها به طور متمایز در نظر گرفته نشده اند)، آموزنده است.

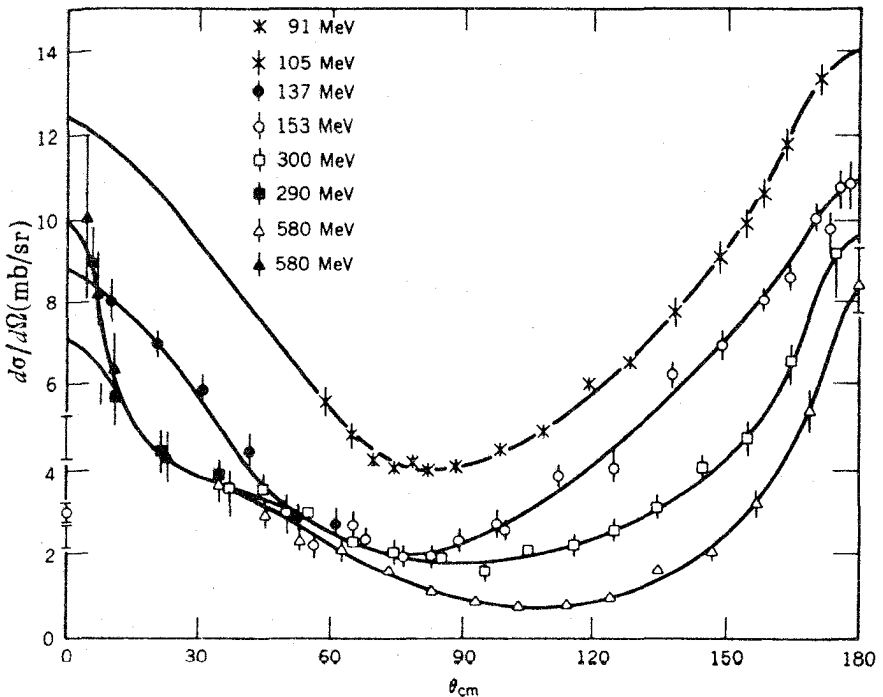
۵.۴ مدل نیروی تبادل

پتانسیلهای پدیده شناختی مسورد بحث در بخش پیشین، در تعیین بسیاری از خصوصیات اندازه گیری شده برهم کنش نوکلئون - نوکلئون موفقیت خوبی داشته اند. البته با افزایش تعداد جملات دخیل در برهم کنش، قدرت و دقت پیش بینی این پتانسیلها نیز افزایش خواهد یافت. برای نمونه، می توانیم جمله ای به پتانسیل بیفزاییم که بستگی آن را با توان دوم تکانه (۱۲) نشان دهد، می توانیم پتانسیلها را به صورتی در آوریم که برای هر مقداری از l شکلی متفاوت داشته باشند، و همین طور الی آخر. هر جمله جدیدی که در پتانسیل وارد می شود ممکن است نتیجه محاسبات را بهبود بخشد، ولی با این کار شکل پتانسیل سادگی اش را از دست می دهد. بعلاوه، با این کار ممکن است ما هدف اصلی خود را که همان درک برهم کنش نوکلئون - نوکلئون است، گم کنیم. صرف اینکه پتانسیلها آن قدر گسترش یابند که محاسبات دقیقی از آنها حاصل شود، بدان معنی نیست که درک ما از ویژگی بنیادی برهم کنش نوکلئون - نوکلئون افزایش یافته است. بنابراین، با روش اصل موضوعی می گوئیم که سازوکاری فیزیکی برای نیروی نوکلئون - نوکلئون در نظر بگیریم که بتواند پتانسیلهایی را که در محاسبات موفق بوده اند به دست دهد.

یکی از سازوکارهای موفق، سازوکار نیروی تبادل است. برای تأیید حضور نیروی تبادل در هسته ها، دو دلیل اصلی در دست است. دلیل اول به خاصیت اشباع نیروی هسته ای مربوط می شود. پشتوانه تجربی خاصیت اشباع را از چگالی هسته ای نسبتاً ثابت و انرژی بستگی تقریباً ثابت به ازای هر نوکلئون در هسته های سنگین گوناگون به دست می آوریم. به نظر می رسد که هر نوکلئون فقط تعداد کمی از همسایه های نزدیکش را جذب می کند، اما این نوکلئون در فواصل خیلی کوتاه همان همسایه های نزدیک را هم دفع می کند تا از نزدیکی بیش از حد آنها جلوگیری کند. (در بخش پیشین این طرز رفتار را با انتخاب یک پتانسیل مرکزی که بردی محدود و مرکزی به صورت یک مغز دافعه داشت توضیح دادیم.) در مورد مولکولها نیز با طرز رفتاری دقیقاً از همین نوع روبه رو هستیم. وقتی دو اتم را به هم نزدیک نزدیک می کنیم تا از ترکیب آنها یک مولکول دو اتمی حاصل شود، نظیر آنچه در مسورد پیوندهای کووالان دیده می شود، الکترونها بین دو اتم به اشتراک گذاشته می شوند یا مبادله می شوند. در این صورت، در حالی که آنها در فاصله ای تعادلی از یکدیگر قرار گرفته اند، یک مولکول پایدار تشکیل می شود. اگر بخواییم آنها را به زور به یکدیگر نزدیکتر کنیم، در اثر همپوشی پوسته های الکترونی هر یک نیروی دافعه

قوی بین آنها به وجود خواهد آمد. علاوه بر این، نزدیک شدن مولکول به یک اتم سوم هم ممکن است فقط به تولید نیروی بسیار ضعیفی بین این اتم و دو اتم قبلی منجر شود. در صورتی که در مجموعه مقید (یا مولکول) اولی، از همۀ الکترونهاى ظرفیت استفاده شده باشد، هیچ الکترونی برای تشکیل پیوند جدید نخواهیم داشت و در نتیجه نمی توان پیوندی بین مولکول و اتم سوم ایجاد کرد. نیروهای هسته‌ای هم خصوصیت اشباعی مشابهی از خود بروز می‌دهند.

یکی دیگر از دلایل تأییدکننده مدل نیروی تبادل را از مطالعه پراکندگی np در انرژیهای بالا به دست می آوریم. سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی np را در شکل ۱۷.۴ نشان داده ایم. سطح مقطع پراکندگی در زوایای نزدیک به صفر در جهات روبه جلو دارای مقادیر بزرگ قله‌ای است، و این نشانگر آن است که انتقال تکانه در برخورد بین ذرات فرودی و هدف کوچک است. مرتبه بزرگی این قله رو به جلو را با بررسی بیشینه انتقال



شکل ۱۷.۴ سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی نوترون- پروتون در انرژیهای متوسط. قله بزرگ پراکندگی رو به جلو (در زوایای نزدیک به صفر) را انتظار داریم، اما قله‌ای به همان بزرگی را در پراکندگی رو به عقب (در زوایای نزدیک به ۱۸۰°) نشانه وجود نیروی تبادل می‌دانیم.

تکانه، به ترتیب زیر، می‌توان بر آورد کرد: برای انحراف در زوایای کوچک داریم $\sin \theta \simeq \theta = \Delta p / p$ که در آن p تکانه ذره فرودی و Δp تکانه عرضی حاصل از برخورد است. اگر متوسط نیروی وارد در طی زمان برخورد Δt را F بگیریم، داریم $\Delta p = F \Delta t$. نیروی F برابر $-dV/dr$ است، و از این رو نیروی متوسط از مرتبه V_0/R می‌شود که در آن V_0 عمق چاه پتانسیل واقعی صورت ثابتی هم نداشته باشد، همان‌طور که در جمله است. (حتی اگر پتانسیل واقعی صورت ثابتی هم نداشته باشد، همان‌طور که در جمله مرکزی شکل ۱۶.۴ دیده می‌شود، مقدار متوسط dV/dr باید از مرتبه V_0/R شود.) زمان برخورد Δt باید از مرتبه R/v باشد، که در آن v سرعت ذره فرودی است. بنابراین خواهیم داشت

$$\theta = \frac{\Delta p}{p} = \frac{F \Delta t}{p} = \frac{1}{p} \frac{V_0}{R} \frac{R}{v} = \frac{V_0}{pv} = \frac{V_0}{\gamma T} \quad (52.4)$$

که در آن T انرژی جنبشی ذره فرودی است. برای انرژی‌هایی که در شکل ۱۷.۴ نموده شده‌اند، مقادیر θ در حدود 10° یا کمتر از 10° است. مسلماً انتظار نداریم که در زاویه پراکنندگی 180° با قله‌ای روبه‌رو شویم! اما این وسوسه وجود دارد که این قله «رو به عقب» را نتیجه برخورد رودررو در چارچوب مرکز جرم تلقی کنیم که در آن حرکت ذره فرودی معکوس می‌شود. بر آورد بسالا نشان می‌دهد که چنین توضیحی نمی‌تواند درست باشد.

اگر فرض کنیم که در طی برخورد، نوترون و پروتون جایشان را با هم عوض می‌کنند، مدل تبادل می‌تواند توضیح قانع‌کننده‌تری ارائه کند. این بدان معنی است که نوترونی که به طرف جلو در حرکت است به پروتون تبدیل می‌شود، و پروتونی که به طرف عقب در حرکت است (از دیدگاه چارچوب مرکز جرم) به نوترون تبدیل می‌شود. در این صورت از دیدگاه چارچوب آزمایشگاه، نوکلئون فرودی به صورت نوکلئونی نمایان می‌شود که به طرف جلو در حرکت است. چنین تحلیلی با بر آورد زاویه انحراف کوچک در پراکنندگی نوکلئون-نوکلئون که در بالا مطرح شد، سازگاری دارد.

خلاصه اینکه، هم خصوصیت اشباع نیروهای هسته‌ای و هم وجود قله بزرگ رو به عقب در پراکنندگی np را با استفاده از نیروی تبادل می‌توان توضیح داد. در مورد اول می‌گوییم برای آنکه نوعی پیوند اشباعی بین نوکلئونها وجود داشته باشد باید بین آنها «چیزی» رد و بدل شود. در مورد دوم می‌گوییم که بین نوکلئونها «چیزی» مبادله می‌شود که عملاً خصوصیت آنها را تغییر می‌دهد.

در مراحل آغازین تکامل فیزیک کلاسیک، برهم کنش بین اجسام را از طریق «کنش از دور» می‌دانستند. این بدان معنی است که نیروی یک جسم به طریق اسرار آمیزی در فضا به جسم دیگر منتقل می‌شود. پیشرفت بزرگ فیزیک نظری قرن نوزدهم را باید در معرفی مفهوم میدان دانست. طبق این نظر، هر جسمی در فضا یک میدان نیرو (که نمونه‌های آن

میدانهای الکترومغناطیسی و گرانشی هستند) ایجاد می‌کند و برهم کنش جسم دوم، نه مستقیماً با جسم اول، بلکه فقط از طریق همین میدان صورت می‌گیرد. در مورد میدان الکترومغناطیسی، چگونگی انتقال میدان در فضا توسط ماکسول نشان داده شد. عمده‌ترین تحول فیزیک قرن بیستم را باید پیدایش مکانیک کوانتومی بدانیم که بنا بر آن، هرگونه تبادل انرژی لزوماً به صورت بسته‌ها یا مضربهای از یک مقدار گسسته یا کوانتوم انرژی است. میدان کلاسیک کمیتی یکنواخت و پیوسته است، و برای اینکه نظریه کلاسیک میدان را با نظریه کوانتومی سازگار کنیم، خود میدان را باید به صورت کوانتومی درآوریم. یعنی بنا بر نظریه کوانتومی میدان، جسم اول در فضای اطرافش یک میدان کلاسیک به وجود نمی‌آورد بلکه از خود کوانتوم میدان گسیل می‌کند. در این صورت، جسم دوم می‌تواند این کوانتومهای میدان را جذب کند (و به طریف جسم اول بازپس فرستد). پس این دو جسم به طور مستقیم با کوانتومهای (میدان) مبادله شده، و به طور غیرمستقیم با یکدیگر، برهم کنش دارند.

با توجه به بحث پیشین، طبیعی است که آن «چیزی» را که در برهم کنش نوکلئون-نوکلئون مبادله می‌شود، کوانتوم میدان هسته‌ای در نظر بگیریم. روشن است که برای تبدیل یک نوترون با اسپین $1/2$ به یک پروتون با اسپین $1/2$ ، ذره مبادله شده باید دارای اسپین درست (۵ یا ۱) و بار الکتریکی باشد. بعلاوه، اگر بخواهیم همان مفهوم نیروی تبادل را برای برهم کنشهای nn و pp هم به کار ببریم، نوع بدون بار ذره مبادله شونده نیز باید وجود داشته باشد. با استفاده از برد نیروی هسته‌ای که در عمل مشاهده می‌کنیم، می‌توانیم جرم ذره تبدلی را برآورد کنیم. فرض کنید که نوکلئون (که آن را با N نشان می‌دهیم تا پروتون و نوترون هر دو را شامل شود) ذره‌ای مانند X از خود گسیل می‌کند. نوکلئون دومی این ذره X را جذب می‌کند

$$N_1 \rightarrow N_1 + X$$

$$X + N_2 \rightarrow N_2$$

یک نوکلئون چگونه می‌تواند یک ذره بسا انرژی جرمی $m_X c^2$ از خود گسیل کند و بدون نقض پایستگی انرژی همچنان به صورت نوکلئون باقی بماند؟ چنین عملی ممکن نیست، مگر اینکه گسیل و جذب مجدد نوکلئون در چنان فاصله زمانی کوتاهی Δt صورت بگیرد که ما از نقض پایستگی انرژی مطلع نشویم. چون اصل عدم قطعیت توانایی ما را در اندازه‌گیری انرژی (و در نتیجه در تعیین پایستگی انرژی) محدود می‌کند، اگر $\Delta t < \hbar / (m_X c^2)$ باشد، ما از نقض پایستگی انرژی به میزان $\Delta E = m_X c^2$ مطلع نخواهیم شد. بیشینه سرد نیرو را بیشینه فاصله‌ای که ذره X می‌تواند در زمان Δt طی کند، تعیین می‌کند. اگر سرعت ذره را از مرتبه c بگیریم، حداکثر برد ذره R چنین می‌شود

$$R = c \Delta t = \frac{\hbar c}{m_{\pi} c^2} = \frac{200 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{m_{\pi} c^2} \quad (53.4)$$

که در آن به جای $\hbar c$ از تقریب ساده‌ای استفاده شده است. معادله (۵۳.۴) حاکی از وجود رابطه‌ای مفید بین انرژی جرمی ذرات مبادله‌شونده و برد نیروی تبادل است. روشن است که اگر برد نیروی هسته‌ای در حدود 1 fm باشد، انرژی جرمی ذره تبادلی می‌باید در حدود 200 MeV شود.

چنین ذراتی را که فقط برای لحظاتی زودگذر دوام می‌آورند و می‌توانند قانون پایستگی انرژی و تکانه را نقض کنند (در نوکلئونهای جذب‌کننده و گسیل‌کننده پس‌زنی دیده نمی‌شود)، ذرات مجازی می‌گویند. مایمی‌توانیم نیروی حاصل از تبادل ذرات مجازی را مشاهده کنیم، ولی نمی‌توانیم خود این ذرات را در حین تبادل مشاهده کنیم. (امسأ، ذرات مجازی مبادله‌شونده را می‌توان همانند ذرات معمولی در نظر گرفت. بنا بر نظریه میدان، برهم‌کنش کولنی بین بارهای الکتریکی را می‌توان به صورت تبادل فوتونهای مجازی که خواص مشابهی با فوتونهای حقیقی و معمولی دارند، در نظر گرفت.)

ذرات تبادلی حامل نیروی هسته‌ای را هزون می‌نامند (واژه «مزو» در یونانی به معنی میانه و متوسط است که به جرم متوسط این ذرات که از الکترون بیشتر و از نوکلئون کمتر است، اشاره دارد). سبکترین مزونها را که مزون π یا پیون نامیده می‌شود، عامل اصلی آن قسمت از پتانسیل نوکلئون-نوکلئون که برد بلندتر (از 100 fm تا 105 fm) دارد می‌دانیم. برای آنکه انواع تبادلهای لازم در سیستم دو نوکلئونی امکان‌پذیر باشد، باید سه نوع پیون با بارهای الکتریکی $+1$ ، 0 ، و -1 وجود داشته باشند. پیونها اسپین صفر دارند و انرژی سکونشان معادل 139.6 MeV (برای π^{\pm}) و 135.0 MeV (برای π^0) است. در بردهای کوتاهتر (از 50 fm تا 100 fm)، شاید بتوان عامل پیوند هسته‌ای را تبادل دو پیونی دانست. در بردهای خیلی کوتاهاتر (25 fm و 0)، تبادل مزون ρ ($mc^2 = 783 \text{ MeV}$) ممکن است در تشکیل مغزذافعه دخالت داشته باشد و تبادل مزون ρ ($mc^2 = 769 \text{ MeV}$) می‌تواند تأمین‌کننده اثر اسپین-مدار در برهم‌کنش هسته‌ای باشد. در فصل ۱۷ (جلد دوم، ترجمه فارسی) درباره خواص این مزونها بیشتر بحث خواهیم کرد. اختلاف جرم پیونهای باردار و خنثی می‌تواند نقض احتمالی کوچکی را که قبلاً در مورد استقلال بار مطرح شد، توضیح دهد. پیون منفردی که در برهم‌کنش بین نوکلئونهای یکسان مبادله می‌شود، لزوماً از نوع π^0 است

$$n_1 \rightarrow n_1 + \pi^0 \quad \pi^0 + n_2 \rightarrow n_2$$

یا

$$p_1 \rightarrow p_1 + \pi^0 \quad \pi^0 + p_2 \rightarrow p_2$$

چون هیچ نوکلئونی که بار -1 یا $+2$ داشته وجود ندارد، تبادل پیون باردار در این موارد کارساز نیست

$$\pi^- + n_2 \rightarrow ? \quad \text{اما} \quad n_1 \rightarrow p_1 + \pi^-$$

$$\pi^+ + p_2 \rightarrow ? \quad \text{اما} \quad p_1 \rightarrow n_1 + \pi^+$$

[چنانکه در فصلهای ۱۷ و ۱۸ (جلد دوم، ترجمه فارسی) خواهیم دید، نوکلئونهای با بار ۱- و ۲+ در حالت‌های پراکنجسته وجود دارند، ولی این حالت‌های پراثری در آزمایش‌های انرژی پایین که در این فصل مورد بحث است سهم قابل توجهی ندارد.] اما برهم کنش نوترون- پروتون با تبادل هر دو نوع پیون، باردار و خنثی، تحقق پذیر است

$$n_1 \rightarrow n_1 + \pi^0 \quad \pi^0 + p_2 \rightarrow p_2$$

$$n_1 \rightarrow p_1 + \pi^- \quad \pi^- + p_2 \rightarrow n_2$$

همین جمله اضافی در برهم کنش np (و اختلاف جرم بین پیونهای باردار و خنثی) است که احتمالاً اختلاف کوچکی را در پتانسیلها موجب می‌شود، و این اختلاف به نوبه خود به اختلافی فاحش بین طولهای پراکندگی np از یک سو و pp و nn از سوی دیگر منجر می‌شود.

نظریه تبادل مزون را در نیروهای هسته‌ای، نخستین بار یوکاوا در سال ۱۹۳۵ مطرح کرد. خلاصه‌ای از کار یوکاوا را در فصل ۱۷ (جلد دوم، ترجمه فارسی) شرح می‌دهیم. تبادل مزون را می‌توان با استفاده از پتانسیلی به شکل کلی $r^{-1}e^{-r/R}$ نشان داد، که در آن R برد نیروست (برای پیونها $R = \hbar/m_\pi c = 1.5 \text{ fm}$ می‌شود). شکل تفصیلی پتانسیل تبادل تک پیونی (که در نشریات تخصصی با نماد OPEP مشخص می‌شود) به صورت زیر است

$$V(r) = \frac{g_\pi^2 (m_\pi c^2)^3}{3(Mc^2)^2 \hbar^2} \left[s_1 \cdot s_2 + S_{12} \left(1 + \frac{3R}{r} + \frac{3R^2}{r^2} \right) \right] \frac{e^{-r/R}}{r/R} \quad (54.4)$$

در اینجا g_π^2 يك ثابت بدون بعد جفت شدگی است که (درست همانند e^2 در برهم کنش الکترومغناطیسی) قدرت برهم کنش را نشان می‌دهد، و M جرم نوکلئون است. این پتانسیل خاص، فقط بخش بلند- برد برهم کنش نوکلئون- نوکلئون را توصیف می‌کند، وجوه دیگر برهم کنش را باید با پتانسیلهای دیگری مشخص کرد.

مدل نیروی تبادل، در تحلیل خواص سیستم نوکلئون- نوکلئون موفقیت شایان توجهی داشته است. منشأ این نیروها را در تبادل مزونهای مجازی می‌دانیم. تمام این مزونها را می‌توان در آزمایشگاه تولید کرد و به طور مستقیم مورد بررسی قرار داد. پیون، سبکترین مزون و در نتیجه بلند- بردترین مزون در میان آنهاست. بسا استفاده از کاوه‌های پراثریتر (که طول موج دوبروی کوتاهتری دارند) می‌توانیم هسته‌ها را مورد بررسی قرار دهیم و پدیده‌های مربوط به خصوصیات ظریفتر ساختار هسته‌ای را که فقط در فواصل بسیار کوتاه اتفاق می‌افتند، مطالعه کنیم. این گونه پدیده‌ها را ناشی از تبادل مزونهای سنگینتر تلقی می‌کنیم. بسا بررسی وابستگی فضایی و اسپینی این برهم کنشهای تفصیلی

می توان خواص مزونهای فرضی مبادله شونده را استنباط کرد. از سوی دیگر، متخصصان فیزیک ذرات قادرند که گونه های بسیار متنوعی از مزونها را در برخوردهای پراثری که درشتا بدهنده های بزرگ اتفاق می افتند مورد آزمایش قرار دهند. در میان خرده-پاشهای همین برخوردهاست که این فیزیکدانها انواع مختلفی از ذرات جدید را تشخیص می دهند و فهرست خواص آنها را تهیه می کنند. متخصصان فیزیک هسته ای آنگاه با توجه به این فهرستها، مزونهایی را که ممکن است در پیدایش خصوصیات مختلف برهم کنش نوکلئون- نوکلئون سهم داشته باشند مشخص می کنند. چشم اندازی که در اینجا به طور ساده تصویر شده است، بر ارتباط تنگاتنگ تاریخی میان فیزیک هسته ای و فیزیک ذرات بنیادی تأکید می کند.

مراجعه مطالعات تکمیلی

بحث مشابهی از برهم کنش نوکلئون- نوکلئون را می توان در مراجع زیر یافت:

- H. Enge, *Introduction to Nuclear Physics* (Reading: Addison-Wesley, 1966), Chap. 2&3,
- R. D. Evans, *The Atomic Nucleus* (New York: McGraw-Hill, 1955), Chap. 10,
- E. Segre, *Nuclei and Particles* (Reading, MA: Benjamin, 1977), Chap. 10.
 تک نگاریهایی که به برهم کنش نوکلئون- نوکلئون اختصاص یافته اند عبارت اند از
- H. A. Bethe and P. Morrison, *Elementary Nuclear Theory* (New York: Wiley, 1956),
- M. J. Moravcsik, *The Two Nucleon Interaction* (Oxford: Clarendon, 1963),
- R. Wilson, *The Nucleon-Nucleon Interaction* (New York: Wiley, 1963).
 مروری از کارهای اولیه در مسورد پراکنندگی نوکلئون- نوکلئون را می توان در
 مرجع زیر خواند
- R. K. Adair, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 249 (1950),
 برای مروری بسر تحلیل اطلاعات پراکنندگی و تعیین اختلاف فازها و پارامترهای دیگر
 رجوع کنید به
- M. H. MacGregor, M. J. Moravcsik, and H. P. Stapp, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **10**, 291 (1960),
- H. P. Noyes, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **22**, 465 (1972),
- M. H. MacGregor, *Phys. Today.* **22**, 21 (Dec. 1969).

مسائل

۰۱. حداقل انرژی فوتون لازم برای تجزیه ${}^2\text{H}$ چقدر است؟ انرژی بستگی این هسته را برابر 2.2245189 MeV بگیرید.
۰۲. (الف) با استفاده از شرایط پیوستگی و بهنجارش، ضرایب A و C را در تابع موجهای دوترون، معادلات (۳.۴) و (۴.۴)، به دست آورید.
- (ب) با استفاده از تابع موج حاصل، ریشه میانگین مربعی شعاع دوترون را تعیین کنید.
۰۳. شرط وجود حالت مقید را در پتانسیل چاه مربعی به ترتیب زیر می توان تعیین کرد:
- (الف) با استفاده از تابع موج بهنجار شده کامل، یعنی معادلات (۳.۴) و (۴.۴)، نشان دهید که مقدار انتظاری انرژی پتانسیل عبارت است از

$$\langle V \rangle = \int \psi^* V \psi dv = -V_0 A^2 \left[\frac{1}{2} R - \frac{1}{4k_1} \sin 2k_1 R \right]$$

(ب) نشان دهید که مقدار انتظاری انرژی جنبشی عبارت است از

$$\langle T \rangle = \frac{\hbar^2}{2m} \int_0^\infty \left| \frac{\partial \psi}{\partial r} \right|^2 dv$$

$$= \frac{\hbar^2}{2m} A^2 \left[\frac{1}{2} k_1^2 R + \frac{1}{4} k_1 \sin 2k_1 R + \frac{k_2}{2} \sin^2 k_1 R \right]$$

- (ج) نشان دهید که شرط لازم برای وجود حالت مقید به صورت $\langle T \rangle < -\langle V \rangle$ است.
- (د) سرانجام، نشان دهید که فقط در صورتی حالت مقید خواهیم داشت که $V_0 \geq \pi^2 \hbar^2 / 4mR^2$ شود، و حداقل عمق پتانسیل را برای حالت مقید دوترون تعیین کنید.

گوشزد: این محاسبه فقط برای مسائل سه بعدی معتبر است. در مورد چاه مربعی یک بعدی (در واقع، در تمام موارد پتانسیلهای یک بعدی جاذبه که نسبتاً خوشرنج باشند) همواره دستکم یک حالت مقید وجود دارد. فقط در مورد مسائل سه بعدی است که برای وجود حالت مقید به یک حداقل عمق نیازمندیم^۱.

۰۴. نوترون و پروتون موجود در دوترون، چه کسری از عمرشان را در خارج از برد نیروی هسته‌ای می گذرانند؟

۰۵. با استفاده از معادله (۵.۴)، نمایش تغییرات V_0 را بر حسب R در فاصله 10 fm تا $R = 30 \text{ fm}$ رسم کنید. چگونگی بستگی V_0 به R را مورد بحث قرار دهید.

۰۶. (الف) نشان دهید که معادله (۵.۴) را می توان به صورت غیر جبری $x = -\tan bx$ نوشت، که در آن $x = \sqrt{-(V_0 + E)/E}$ است. مقدار پارامتر b را به ازای

$R = 2 fm$ تعیین کنید. توجه داشته باشید که در معادله (۲.۴)، همان جرم کاهیده $m_p m_n / (m_p + m_n)$ است که تقریباً برابر $m_p / 2$ می شود.

(ب) این معادله غیر جبری را به دو روش حل کنید: روش تریسمی و روش دوره‌ای با استفاده از ماشین حساب برنامه‌پذیر یا کامپیوتر.

۷. تابع موج دوترون را به صورت معادله (۹.۴) در نظر بگیرید و بگویید که چرا در عبارت مربوط به گشتاور چارقفی الکتریکی، یعنی معادله (۱۱.۴)، یک جمله مناسب با حاصلضرب $a_p a_n$ وجود دارد، در حالی که در عبارت مربوط به گشتاور دو قطبی مغناطیسی یعنی معادله (۱۰.۴) چنین جمله‌ای نیست.

۸. انرژی برهم‌کنش دو قطبی - دو قطبی مغناطیسی را در دوترون تعیین کنید، و آن را با انرژی بستگی هسته مقایسه کنید. حالاتی را که در آنها اسپین نوکلئونها به موازات خط واصل بین نوکلئونها و عمود بر آنهاست، به‌طور جداگانه در نظر بگیرید.
۹. سطح مقطع پراکندگی از «کره سخت» را با پتانسیل زیر به دست آورید

$$V(r) = \infty \quad (r < R) \quad \text{درون کره:}$$

$$= 0 \quad (r > R) \quad \text{بیرون کره:}$$

۱۰. فرض کنید که انرژی بستگی دوترون خیلی ضعیفتر از مقدار واقعی آن، مثلاً در حدود ۱۰ keV باشد. در این صورت، سطح مقطع موج s نوترون - پروتون چقدر می‌شود؟

۱۱. نشان دهید که حالت تک‌تایه نوترون - پروتون نامقید است، و انرژی این حالت را به دست آورید.

۱۲. امروزه پادپروتون (\bar{p}) و پادنوترون (\bar{n}) را در تعدادی از شتاب‌دهنده‌های دنیا می‌توان تولید کرد. خواص سیستمهای زیر را در مقایسه با سیستمهای مطرح شده در این فصل مورد بحث قرار دهید: (الف) حالت مقید $\bar{n}\bar{p}$ ، (ب) حالت مقید $n\bar{p}$ ، (ج) پراکندگی موج s در $\bar{n}\bar{p}$ ، (د) پراکندگی $\bar{p}\bar{p}$.

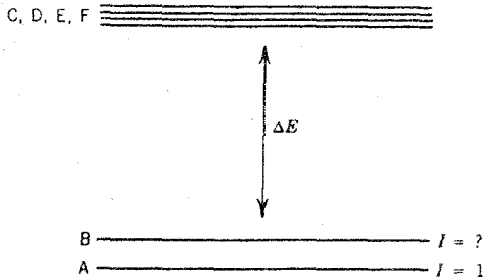
۱۳. معادله شرودینگر را با پتانسیلی که در معادله (۵.۴) برای پراکندگی موج s نوترون - پروتون داده شده است، حل کنید. عبارتی به دست آورید که رابطه اختلاف فاز موج s را با شعاع مغز دافعه نشان دهد، و مقدار شعاع مغز R_0 را که باعث منفی شدن اختلاف فاز در شکل ۱۲.۴ می‌شود، پیدا کنید.

۱۴. در یکی از اندازه‌گیریهای سطح مقطع دیفرانسیلی pp در انرژی آزمایشگاهی $4.2 MeV$ و زاویه پراکندگی آزمایشگاهی 30° ، نتیجه $d\sigma/d\Omega = 0.111 b/Sr$ را به دست آورده‌ایم. اختلاف فاز موج s در این مورد چقدر است؟

۱۵. فرض کنید که نیروی نوکلئون - نوکلئون قویتر، و حالت‌های مقید دوترون به شرح زیر

۱. برای مروری بر روشهای دوره‌ای حل این گونه معادلات رجوع کنید به

باشد: حالت A همان حالت «شناخته شده» پایه است که خواص آن را در این فصل بررسی کردیم. حالت B خیلی به حالت A نزدیک است. بالاتراز حالت‌های A و B و درفاصله زیاد ΔE از آنها چهارحالت C, D, E, F وجود دارند، و هیچ حالت دیگری در نزدیکی آنها نیست.



(الف) محتملترین مقدار تکانه زاویه‌ای مداری نسبی نوکلئونها در حالت B چقدر است؟ سمگبری نسبی اسپین ذاتی نوکلئونها درحالت B چیست، ومقدار منتهج تکانه زاویه‌ای کل I درحالت B چقدر است؟

(ب) نوکلئونها درحالت‌های C, D, E, F, و تکانه زاویه‌ای مداری نسبی یکسان دارند (که باحالت A متفاوت است). حدسی قابل قبول ازاین مقدار تکانه زاویه‌ای مداری ارائه کنید، و دلیل توجیهای خودتان را در این مورد شرح دهید.

(ج) با بررسی جفت شدگیهای ممکن بین تکانه زاویه‌ای مداری و اسپین ذاتی این دو نوکلئون، نشان دهید که در چندتایه برای نگیخته باید فقط چهار حالت وجود داشته باشد. مقادیر چهارگانه تکانه زاویه‌ای کل I و پارینه آنها را تعیین کنید.

(د) بهفرض آنکه فاصله انرژی ΔE عمدتاً از قسمت «مرکز گرای» پتانسیل حاصل شده باشد، مقدار ΔE را برآورد کنید. سعی کنید انتخاب پارامترهایی که برای این برآورد به کار می‌برید، قابل توجیه باشد.

۹۶. در آزمایشی که در آن نوترونهای کم انرژی (موج S) توسط پروتونها پراکنده می‌شوند، می‌خواهیم توزیع پروتونهای «پس زده» را اندازه گیری و تحلیل کنیم. زاویه پراکندگی نوترون را در دستگاه مختصات آزمایشگاه θ می‌گیریم، و انرژی جنبشی نوترون فرودی را با T_n نشان می‌دهیم. (الف) نشان دهید که زاویه خروج پروتونها نسبت به جهت نوترونهای فرودی برابر $\theta - 90^\circ = \phi$ است. (ب) نشان دهید که در این فرایند $T'_n = T_n \cos^2 \theta$ و $T'_p = T_n \sin^2 \theta$ می‌شود. در اینجا مقصود از T' انرژی جنبشی پس از پراکندگی است. (ج) نشان دهید که رابطه سطح مقطعها در دو دستگاه آزمایشگاه و مرکز جرم به صورت

$$(d\sigma/d\Omega)_{lab} = (4 \cos \theta)(d\sigma/d\Omega)_{cm}$$

است. (د) به فرض آنکه در دستگاه مرکز جرم پراکندگی مستقل از جهت باشد، نشان دهید که در دستگاه آزمایشگاه داریم $d\sigma/dT'_p = \sigma/T_n$ که در آن σ سطح مقطع کل است. نتیجهٔ اخیر نشان می‌دهد که تعداد پروتوئنهايي که با انرژی معين $(0 \leq T'_p \leq T_n)T'_p$ پس‌زده می‌شوند مستقل از مقدار انرژی T'_p است. (ه) توزیع زاویه‌ای پروتوئهای پس‌زده را در دستگاه آزمایشگاه پیدا کنید.

مدلهای هسته‌ای

اکنون در شرایطی هستیم که میل داریم ملاحظات فصل قبلی را به هسته‌های سنگین نیز گسترش دهیم. متأسفانه، هنگامی که به این عمل مبادرت می‌ورزیم، به چند مشکل بنیادی برخورد می‌کنیم. یکی از مشکلات این است که از لحاظ ریاضی در حل مسئله چندجسمی باکار دشواری روبه‌رو هستیم. اگر در این مورد هم برای پتانسیل هسته‌ای شکل فوق‌العاده ساده‌ای مانند پتانسیل چاه مربعی یا پتانسیل نوسانگر ساده در نظر بگیریم، در اسامی برای توصیف برهم‌کنش متقابل A نوکلئون می‌توانیم یک دستگاه معادلات مرتبط به دست آوریم. این دستگاه معادلات را نمی‌توان به طور تحلیلی حل کرد، بلکه با استفاده از روشهای عددی باید به حل آن پرداخت. مشکل دوم مسئله، به‌ماهیت نیروی هسته‌ای مربوط می‌شود. شواهد موجود نشان می‌دهد که برهم‌کنش نوکلئونها نه تنها از طریق نیروهای متقابل دوجسمی، بلکه از طریق نیروهای سه‌جسمی نیز صورت می‌گیرد. یعنی نیروی وارد بر نوکلئون ۱ نه فقط به مواضع هر یک از نوکلئونهای ۲ و ۳ بستگی دارد، بلکه شامل یک جمله اضافی است که از همبستگی بین مواضع نوکلئونهای ۲ و ۳ ناشی می‌شود. برای این نوع نیرو، در فیزیک کلاسیک نیروی مشابهی سراغ نداریم.

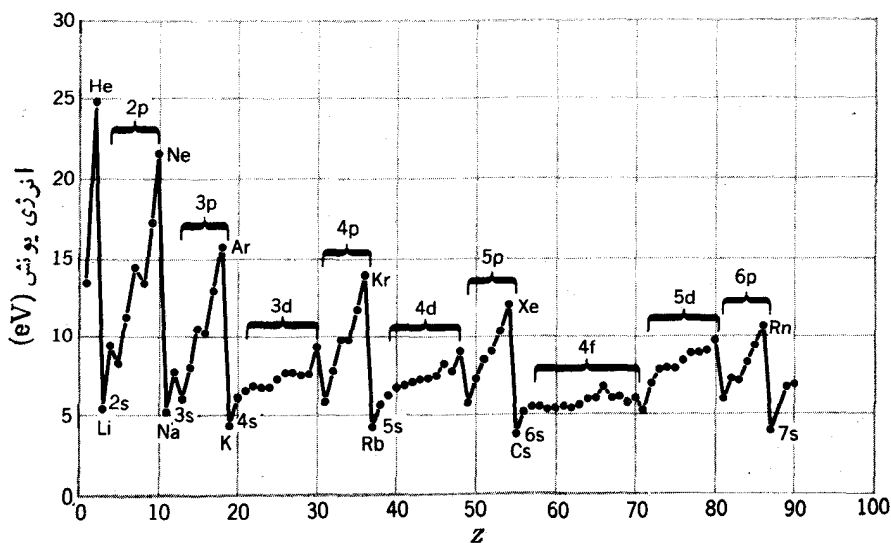
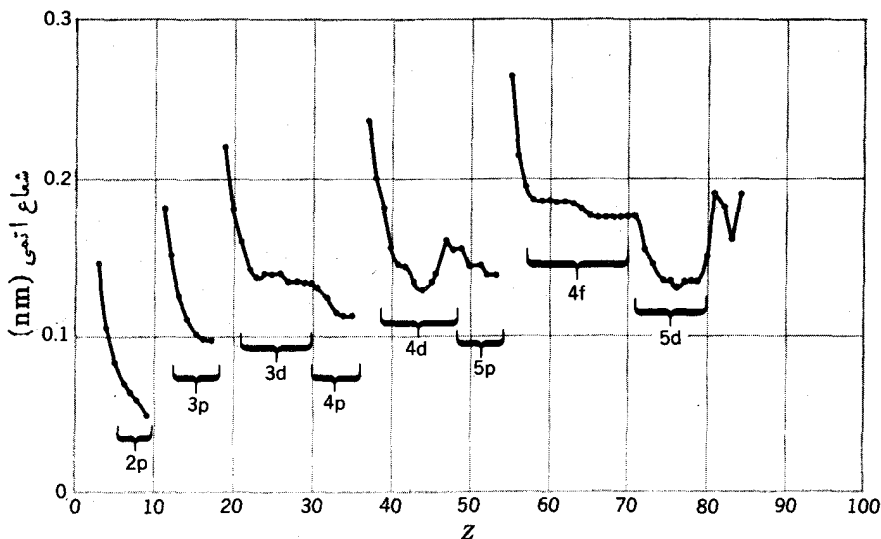
در اصل، برای به دست آوردن بعضی از پارامترهای مشخصه نیروهای سه‌جسمی (همان طور که در بررسیهای دوجسمی در فصل ۴ دیدیم) می‌توانیم پراکندگی سیستم سه‌جسمی را به‌طور تجربی مورد بررسی قرار دهیم. اما خیلی زود معلوم می‌شود که این گونه رهیافت میکروسکوپی، به جای آنکه مبانی فیزیک هسته‌ها را برای ما روشنتر کند، آن را

مبهمتر می‌کند. این عمل تا حدودی مثل آن است که با مطالعه برهم کنشهای اتمهای موجود در يك حجم گازی و حل معادلات دینامیکی توصیف‌کننده نیروهای بین اتمی، بخواهیم خواص گاز را به‌طور میکروسکوپی و ماکروسکوپی شرح دهیم. بیشتر شناخت ما از خواص گازها، از چند پارامتر عمومی نظیر فشار و دما حاصل می‌شود نه از بررسی تفصیلی و میکروسکوپی اتمهای موجود در آن.

بنا بر این، برای بررسی هسته‌ها رهیافت زیر را در پیش می‌گیریم. در اینجا عمداً يك نظریه فوق‌العاده ساده را که از لحاظ ریاضی بدون مشکل و از لحاظ فیزیکی غنی باشد، انتخاب می‌کنیم. اگر این نظریه در توصیف دستکم چند خاصیت هسته‌ای نسبتاً موفق باشد، آنگاه با افزودن جمله‌های اضافی آن را تکمیل می‌کنیم. بدین ترتیب، يك مدل هسته‌ای می‌سازیم، یعنی چشم‌انداز ساده‌ای از ساختار هسته‌ای در نظر می‌گیریم که متضمن خصوصیات اصلی فیزیک هسته‌هاست. معیار موفقیت هر مدلی را باید در دو نکته دانست: (۱) مدل باید بتواند خواص هسته‌ای تا کنون اندازه‌گیری شده را به‌طور قابل قبولی توضیح دهد، و همچنین (۲) مدل باید خواص دیگری را پیش‌بینی کند که در آزمایشهای جدیدی قابل اندازه‌گیری باشند. این شیوه مدل‌سازی فرایندهای پیچیده، در بسیاری از عرصه‌های علمی رایج است. مدل‌سازی زیست-شیمی‌دانها در مورد فرایندهای پیچیده تکثیر ژن‌ها، و مدل‌سازی متخصصان هواشناسی در مورد دینامیک پیچیده جریانهای جوی که باعث تغییر آب و هوا می‌شود، نیز از همین قبیل است.

۱.۵ مدل پوسته‌ای

نظریه اتمی با استفاده از مدل پوسته‌ای توانسته است به‌طور کاملاً روشن جزئیات پیچیده ساختار اتمها را توضیح دهد. به همین دلیل متخصصان فیزیک هسته‌ای، به امید آنکه بتوانند به توصیف روشنی از خواص هسته‌ها دست یابند، سعی کردند در بررسی ساختار هسته‌ای از نظریه مشابهی استفاده کنند. در مدل پوسته‌ای اتمها، پوسته‌ها را با الکترونهایی که انرژی‌شان به ترتیب افزایش می‌یابد پر می‌کنیم، و این آرایش الکترونی به گونه‌ای است که اصل طرد پاولی در آن رعایت می‌شود. بدین ترتیب، هر اتمی متشکل است از يك ناحیه مرکزی خنثی که پوسته‌های پر دارد، و چند الکترون ظرفیت که در پوسته‌ای خارج از این ناحیه مرکزی قرار می‌گیرند. در این مدل، فرض بر این است که عمدتاً همین الکترونهای ظرفیت هستند که خواص اتمها را تعیین می‌کنند. هنگامی که پیش‌بینیهای این مدل را با بعضی از خواص اندازه‌گیری شده سیستمهای اتمی مقایسه می‌کنیم، آنها را بخوبی با هم سازگار می‌یابیم. بویژه مشاهده می‌کنیم که تغییرات خواص اتمی در محدوده هر زیر پوسته تدریجی و کم است، در حالی که وقتی از يك زیر پوسته به زیر پوسته دیگر می‌رویم تغییرات خواص ناگهانی و زیاد است. اثرات تغییر زیر پوسته را بر شعاع یونها و انرژی یونش عناصر، در شکل ۱.۵ نشان داده‌ایم.



شکل ۱۰۵ تغییرات شعاع اتمی (در شکل بالا) و انرژی یونش عناصر (در شکل پایین) نشان داده شده است. تغییرات کم با پرشدن تدریجی پوسته اتمی متناظر است، در حالی که تغییرات زیاد به گذار از یک پوسته به پوسته دیگر مربوط می شود.

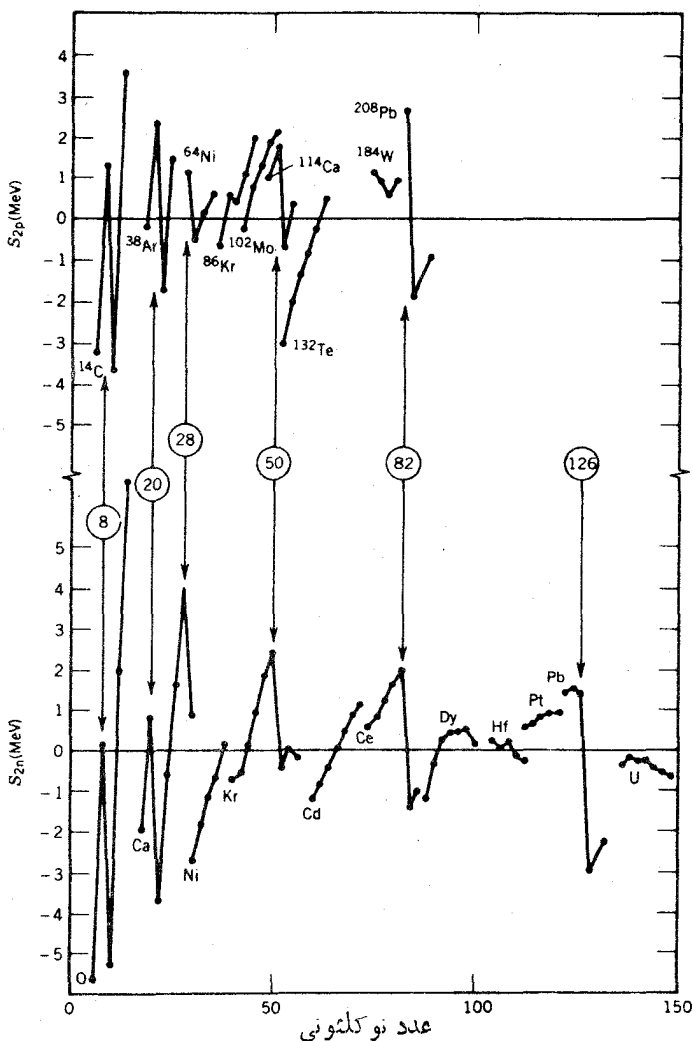
هنگامی که سعی می‌کنیم تا این مدل را به قلمرو هسته‌ای هم گسترش دهیم، از همان آغاز کار با چند مانع روبه‌رو می‌شویم. در مورد اتمها، پتانسیل حاکم را میدان کولنی هسته تأمین می‌کند، یعنی یک عامل خارجی زیر پوسته‌ها یا «مدارها» را سازمان می‌دهد. در این حالت، معادله شرودینگر را با همین پتانسیل می‌توان حل کرد، و انرژی زیر پوسته‌هایی را که الکترونها باید در آنها قرار گیرند محاسبه کرد. اما در مورد هسته هیچ عامل خارجی وجود ندارد، و نوکلئونها در پتانسیلی که خودشان به وجود می‌آورند در حرکت‌اند. یکی دیگر از جنبه‌های جالب توجه نظریه پوسته‌ای اتمها وجود مدارهای فضایی است. خواص اتمها را اغلب بر حسب مدارهای فضایی الکترونها توصیف می‌کنیم. الکترونها می‌توانند نسبتاً آزادانه در این مدارها حرکت کنند، بدون اینکه برخوردی با الکترونهای دیگر داشته باشند. قطر نوکلئونها در مقایسه با اندازه هسته نسبتاً بزرگ است. در حالی که هر نوکلئون منفرد در خلال حرکتش در هر مدار می‌تواند برخوردهای متعددی با نوکلئونهای دیگر داشته باشد، چگونه می‌توان نوکلئونها را در مدارهای کاملاً مشخص در حرکت تصور کرد؟

در آغاز، شواهد تجربی وجود پوسته‌های هسته‌ای را از نظر می‌گذرانیم. در شکل ۲۰۵، مقادیر اندازه‌گیری شده انرژی جدایی پروتون و نوترون را به صورت انحراف از مقادیر پیش‌بینی شده توسط فرمول نیمه تجربی جرم [معادله (۲۸.۳)] نشان داده‌ایم. (با این شیوه نمایش، اختلاف زیاد بین بستگیهای هسته‌ای بر طرف می‌شود و اثرات پوسته به‌طور برجسته‌تری نمایان می‌شود). شباهت بی‌سن این شکل و شکل ۱۰۵ چشمگیر است: انرژی جدایی، مانند انرژی یونش در اتمها، به استثنای موارد افت سریع در مقابل بعضی از اعداد پروتونی و نوترونی یکسان، به تدریج با افزایش N یا Z افزایش می‌یابد. توجه به این نکته ما را به این حدس می‌رساند که شاید ناپیوستگیهای تیز انرژی جدایی (همانند مورد مشابه اتمی) با پر شدن پوسته‌های اصلی ارتباط داشته باشد. شواهد دیگری از چند نوع آزمایش را در شکل ۳۰۵ نشان داده‌ایم. طرز رفتار ناگهانی و ناپیوسته هسته‌ها در این موارد هم در مقابل همان اعداد پروتونی یا نوترونیی که در انرژی جدایی دیدیم اتفاق می‌افتد. این اعداد پروتونی یا نوترونی هسته‌هایی که Z یا N آنها برابر ۲، ۸، ۲۰، ۲۸، ۵۰، ۸۲، ۱۲۶ است و معرف اثرات پوسته‌های اصلی پر شده هستند را «اعداد جادویی» می‌گویند. هر نظریه موفق باید بتواند برای وجود این پوسته‌های پر با اعداد اشغالی که بر شمرده‌ایم، توضیحی قابل قبول فراهم کند.

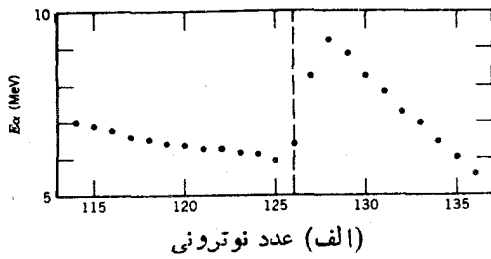
در مدل پوسته‌ای، مسئله پتانسیل هسته‌ای را با این فرض بنیادی حل می‌کنیم: حرکت هر نوکلئون منفرد را تحت تأثیر پتانسیل واحدی که نوکلئونهای دیگر همه در تولید آن شرکت دارند، در نظر می‌گیریم. اگر هر یک از نوکلئونها را به این نحو مورد بررسی قرار دهیم، آنگاه برای تمامی نوکلئونهای موجود در هسته می‌توانیم ترازهای انرژی متناظر به زیر پوسته‌ها را به دست آوریم.

وجود مدارهای فضایی مشخص را اصل پاؤلی تعیین می‌کند. فرض می‌کنیم که در

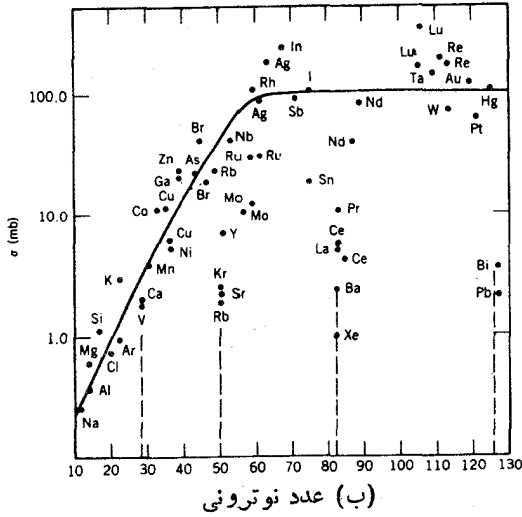
یک هسته سنگین، تقریباً در ته‌چاه پتانسیل، برخورداری بین دو نوکلئون صورت می‌گیرد و نوکلئون‌ها هنگام برخورد با هم انرژی مبادله می‌کنند، اما اگر تمامی ترازهای انرژی



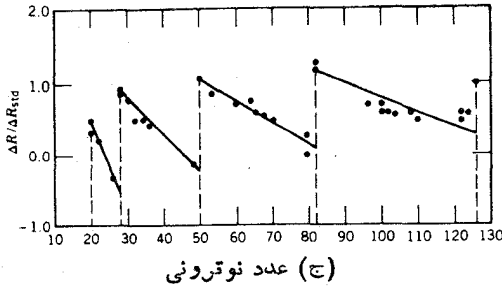
شکل ۲۰۵ نمودار بالا: انرژی جدایی دوپروتونی در چند رشته از ایزوتوپها (N ثابت). در هر رشته هسته‌ای که کمترین Z را دارد مشخص شده است. نمودار پایین: انرژی جدایی دونوترونی در چند رشته از ایزوتوپها، تغییرات ناگهانی در مقابل «اعداد جادویی» به وضوح قابل مشاهده‌اند. در این نمودار، اختلاف بین مقادیر اندازه گیری شده و مقادیر پیش بینی شده فرمول نیمه تجربی جرم نشان داده شده است.



(الف) عدد نوترونی



(ب) عدد نوترونی



(ج) عدد نوترونی

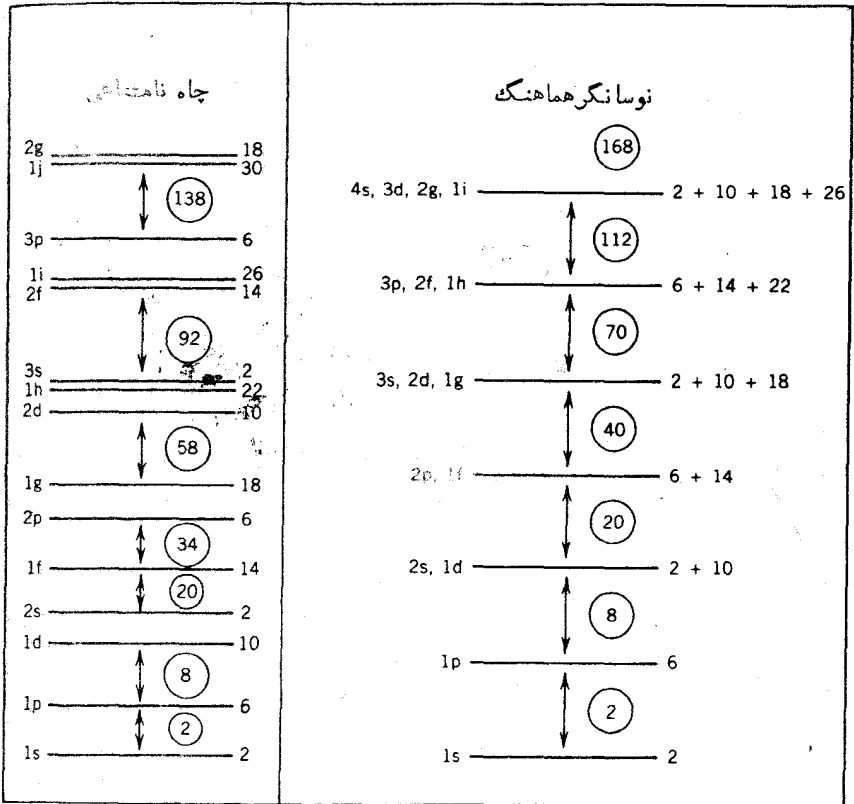
شکل ۳.۵ شواهد اضافی در تأیید ساختار پوسته‌ای هسته‌ها. (الف) انرژی ذرات آلفای گسیل شده از ایزوتوپ‌های مختلف Rn. به افزایش ناگهانی انرژی در دختر هسته $N=126$ (یا مادر هسته $N=128$) توجه کنید. انرژی بستگی دختر هسته هر چه بیشتر باشد، ذره آلفا می‌تواند با انرژی زیادتری گسیل شود. (ب) سطح مقطع گیراندازی نوترون در هسته‌های مختلف. سطح مقطع در نواحی $N=50, 82, 126$ تقریباً به اندازه دو مرتبه بزرگی کاهش می‌یابد. (ج) تغییرات شعاع یار هسته در فواصل $\Delta N=2$. به صعودهای ناگهانی در نقاط $N=20, 28, 50, 82, 126$ توجه کنید و آن را با شکل 1.۵ مقایسه کنید. برای برجسته کردن اثرات پوسته‌ای، اختلاف شعاع ΔR به اختلاف استاندارد حاصل از رابطه $A^{1/3}$ تقسیم شده است.

تا تراز نوکلئونهای ظرفیت پر شده باشد، هیچ راهی برای کسب انرژی نوکلئون نمی‌ماند مگر آنکه مقدار انرژی به اندازه‌ای باشد که نوکلئون را به تراز ظرفیت برساند. سایر ترازهای نزدیکتر به تراز اولیه نوکلئون همگی پر هستند و نمی‌توانند یک نوکلئون اضافی را بپذیرند. انرژی لازم برای این انتقال که از تراز نزدیک به تراز پایه به نوار ظرفیت انجام می‌شود، بیشتر از مقداری است که معمولاً در برخورد بین دو نوکلئون از یکی از آنها به دیگری منتقل می‌شود. از این رو، چنین برخوردی بین نوکلئونها نمی‌تواند صورت گیرد، و گویی نوکلئونها در حرکت مداری‌شان با هیچ گونه مانعی از طرف نوکلئونهای درون هسته روبه‌رو نمی‌شوند!

پتانسیل مدل پوسته‌ای

نخستین گام در ارائه مدل پوسته‌ای، انتخاب پتانسیل هسته‌ای مناسب است. در آغاز دو نوع پتانسیل چاه نامتناهی و نوسانگر هماهنگ را در نظر می‌گیریم که حل معادله سه بعدی شرودینگر مربوط به آنها را در فصل ۲ دیدیم. ترازهای انرژی حاصل را در شکل ۴۰۵ نشان داده‌ایم. همچنانکه در فیزیک اتمی دیدیم، واگنی هر تراز را تعداد نوکلئونهایی که می‌توانند در آن قرار بگیرند تعیین می‌کند. به عبارت دیگر، واگنی هر تراز برابر $(2l+1)$ می‌شود که در آن عامل $(2l+1)$ از طریق واگنی m_l و عامل ۲ از طریق واگنی m_s حاصل شده است. برای نامگذاری این ترازها، مثل مورد فیزیک اتمی، از نمادهای طیف‌نمودی استفاده می‌کنیم. اما این نمادگذاری از یک نظر با فیزیک اتمی تفاوت دارد. در اینجا n عدد کوانتومی اصلی نیست، بلکه صرفاً شماره تراز مربوط به l مشخص را نشان می‌دهد. بنابراین $1d$ به معنی اولین (یا پایتترین) حالت d ، $2d$ به معنی دومین حالت d است و همین‌طور... (در نمادگذاری فیزیک اتمی، هیچ حالتی به صورت $1d$ یا $2d$ نداریم). در شکل ۴۰۵، عدد اشغال هر تراز و تعداد جمعی نوکلئونهای متناظر به پوسته‌های اصلی کامل را هم نشان داده‌ایم. (نوترونها و پروتونها، چون ذرات نایکسان هستند، به‌طور جداگانه شمرده می‌شوند. بنا بر این در تراز $1s$ ، علاوه بر ۲ نوترون، ۲ پروتون هم می‌تواند قرار گیرد.) ظهور اعداد جادویی ۲، ۸، و ۲۰ در هر دو نوع پتانسیل دل‌گرم‌کننده است، ولی در ترازهای انرژی بالاتر هیچ‌گونه ارتباطی با اعداد جادویی تجربی به چشم نمی‌خورد.

به‌عنوان اولین گام در اصلاح مدل، سعی می‌کنیم پتانسیل واقع بینانه‌تری را انتخاب کنیم. چاه نامتناهی، بنا بر دلایلی، تقریب خوبی برای پتانسیل هسته‌ای نیست: برای جدا کردن یک نوترون یا پروتون از هسته، با صرف انرژی کافی باید بتوانیم آن را از چاه خارج کنیم. در این صورت، عمق چاه نمی‌تواند بی‌نهایت باشد! علاوه بر آن، پتانسیل هسته‌ای نباید تیز باشد بلکه مثل توزیع بار و جرم هسته‌ای، مقدار پتانسیل بعد از شعاع میانگین R باید به آهستگی به سوی صفر میل کند. از طرف دیگر، پتانسیل نوسانگر هماهنگ هم

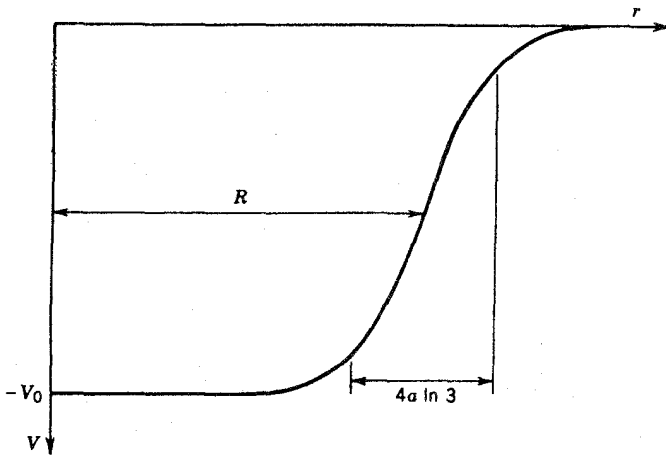


شکل ۴.۵ ساختار پوسته‌ای حاصل از پتانسیلهای چاه نامتناهی و نوسانگرهماهنگ. ظرفیت هر تراز را درست‌تر نشان داده‌ایم. فاصله زیاد بین ترازها را ناشی از پشدن پوسته‌ها می‌دانیم. اعداد درون دایره‌ها نشانگر تعداد کل نوکلئونهای موجود در پوسته‌های پر هستند.

لبه‌اش به قدر کافی تیز نیست و انرژی جدایی آن نیز بی‌نهایت می‌شود. از این‌رو، شکل واقع بینانه‌تر پتانسیل را به صورت بینایی

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp[(r-R)/a]} \quad (1.5)$$

انتخاب می‌کنیم که منحنی نمایش آن در شکل ۵.۵ رسم شده است. پارامترهای a و R به ترتیب شعاع میانگین و ضخامت پوست هستند که مقادیرشان طبق اندازه‌گیریهای مذکور در فصل ۳ انتخاب می‌شود: $R = 1.25A^{1/3} \text{ fm}$ و $a = 0.524 \text{ fm}$. عمق چاه V_0 چنان تنظیم می‌شود که برای انرژیهای جدایی که از مرتبه 50 MeV است، مقادیر مناسبی



شکل ۵.۵ واقع بینانه پتانسیل درمدل پوسته‌ای. «ضخامت پوست» $4a \ln 3$ برابر فاصله‌ای است که در طی آن پتانسیل از $0.97V_0$ به $0.17V_0$ کاهش می‌یابد.

به دست آید. ترازهای انرژی حاصل را در شکل ۶.۵ نشان داده‌ایم. نتیجه پتانسیل جدید، در مقایسه با نوسانگر هماهنگ (شکل ۴.۵)، این است که واکنش I را در پوسته‌های اصلی بر طرف می‌کند. هر چه به طرف انرژی‌های بالاتر پیش می‌رویم، فاصله ایجاد شده در این مورد بیشتر و بیشتر می‌شود، به طوری که سرانجام این فاصله با فاصله بین ترازهای نوسانگر هماهنگ قابل مقایسه خواهد شد. وقتی پوسته‌های حاصل را به ترتیب با $(1+27)2$ نوکلئون پر می‌کنیم، باز هم اعداد جادویی ۲، ۸، و ۲۰ را به دست می‌آوریم، ولی اعداد جادویی بالاتر را نمی‌توان با این محاسبات پیدا کرد.

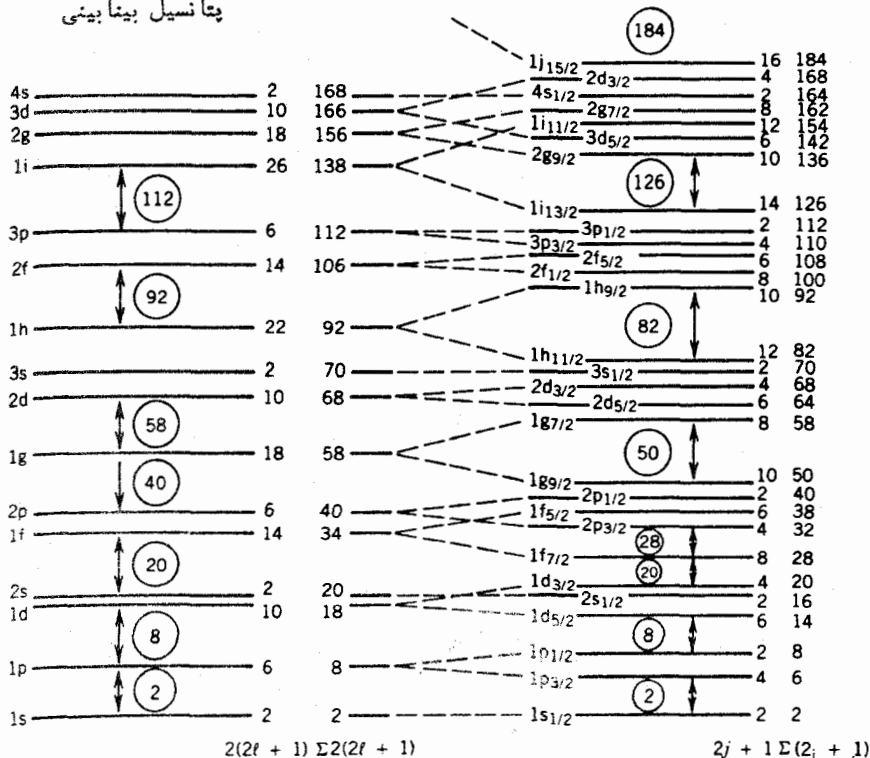
پتانسیل اسپین - مدار

این پتانسیل را چگونه می‌توانیم اصلاح کنیم تا همه اعداد جادویی را از آن به دست آوریم؟ چون نمی‌خواهیم محتوای فیزیکی مدل را از بین ببریم، مسلماً نمی‌توانیم تغییر زیادی در پتانسیل وارد کنیم. دلایل توجیهی معادله (۱.۵) را به عنوان یک حدس خوب پتانسیل هسته‌ای قبلاً ارائه کردیم. بنابراین، برای بهبود محاسبات لازم است که جمله‌های مختلفی به معادله (۱.۵) افزوده شود. در دهه ۱۹۴۰ تلاش‌های نافرجام زیادی برای یافتن این جمله تصحیحی صورت گرفت و سرانجام مایر، هاکسل، سوئس، و جنسن در سال ۱۹۴۹ موفق شدند که با افزودن یک پتانسیل اسپین - مدار فاصله‌های مناسبی بین زیر پوسته‌ها به دست آورند.

در اینجا، باردیگر به فیزیک اتمی روی می‌آوریم و یکی دیگر از مفاهیم آن را به کار می‌گیریم. برهم کنش اسپین - مدار در فیزیک اتمی کسه مولد ساختار ریز مشاهده شده در

پتانسیل بینا پینی همراه
با پتانسیل اسپین - مدار

پتانسیل بینا پینی



شکل ۶۰۵ در نمودار چپ، ترازهای انرژی حاصل از پتانسیل شکل ۵.۵ را نشان داده‌ایم. درست‌راست هر تراز، ظرفیت نوکلئونی تراز و تعداد کل نوکلئونهای منتهی به آن تراز مشخص شده است. نمودار سمت راست، تأثیر برهم‌کنش اسپین-مدار را به صورت شکافتگی ترازهای $l > 0$ و تبدیل آنها به دو تراز جدید نشان می‌دهد. اثر پوسته‌ای کاملاً نمایان شده است، و اعداد جادویی دقیقاً بازتولید شده‌اند.

خطوط طیفی است، از برهم‌کنش الکترومغناطیسی بین گشتاور مغناطیسی الکترون و میدان مغناطیسی ناشی از حرکت الکترون به دور هسته حاصل می‌شود. اثر این برهم‌کنش نوعاً خیلی کوچک و شاید از مرتبه یک قسمت از ۱۰۵ قسمت فاصله بین ترازهای اتمی است. هیچ برهم‌کنش الکترومغناطیسی از این نوع نخواهد توانست تغییرات محسوسی را در فواصل تراز هسته‌ای ایجاد و اعداد جادویی تجربی را بازتولید کند. با وجود این، در اینجا مفهوم نیروی اسپین-مدار هسته‌ای را به همان صورت نیروی اسپین-مدار اتمی، ولی نه از نوع الکترومغناطیسی آن، در نظر می‌گیریم. در واقع، با توجه به آزمایشهای

پراکنندگی در فصل ۴، شواهدی قوی در دست داریم که حاکی از وجود نیروی اسپین-مدار در برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون است.

برهم‌کنش اسپین-مدار را به صورت $V_{so}(r)\mathbf{l}\cdot\mathbf{s}$ در نظر می‌گیریم، ولسی شکل $V_{so}(r)$ خیلی مهم نیست. این عامل $\mathbf{l}\cdot\mathbf{s}$ است که باعث تجدید سازمان ترازها می‌شود. همچنانکه در فیزیک اتمی دیدیم، حالتها را در حضور برهم‌کنش اسپین-مدار باید با تکانه زاویه‌ای کل $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ نشانه‌گذاری کنیم. عدد کوانتومی اسپین هر نوکلئون برابر $s = 1/2$ است، پس مقادیر ممکن برای عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای کل عبارت‌اند از $j = l + 1/2$ و $j = l - 1/2$ (البته به استثنای مورد $l = 0$ که در آن فقط مقسدار $j = 1/2$ مجاز است). مقدار انتظاری $\mathbf{l}\cdot\mathbf{s}$ را با استفاده از یک شگرد متداول می‌توان محاسبه کرد. نخست، مقدار $\mathbf{j}^2 = (\mathbf{l} + \mathbf{s})^2$ را به دست می‌آوریم

$$\mathbf{j}^2 = \mathbf{l}^2 + 2\mathbf{l}\cdot\mathbf{s} + \mathbf{s}^2$$

$$\mathbf{l}\cdot\mathbf{s} = \frac{1}{2}(\mathbf{j}^2 - \mathbf{l}^2 - \mathbf{s}^2) \quad (2.5)$$

با قرار دادن مقادیر انتظاری در این معادله، حاصل می‌شود

$$\langle \mathbf{l}\cdot\mathbf{s} \rangle = \frac{1}{2} [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \hbar^2 \quad (3.5)$$

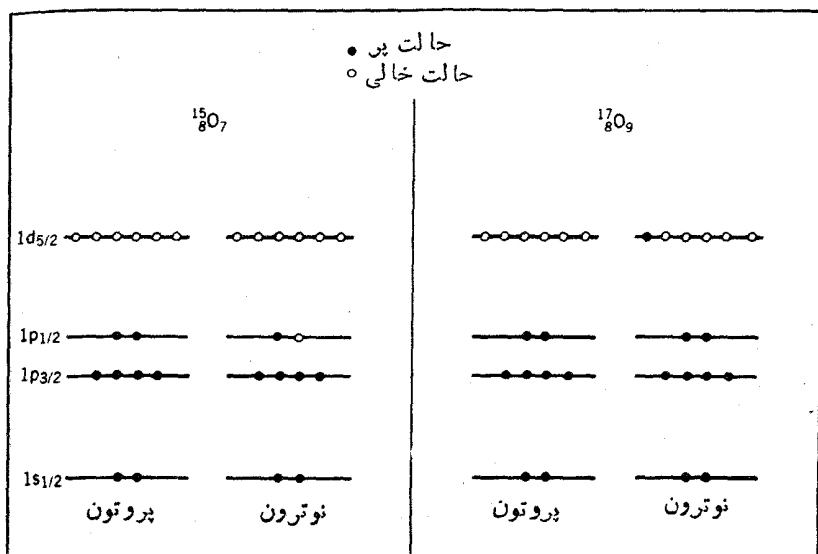
اکنون تراز $1f$ ($l=3$) را که دارای واگنی $14 = 2(2l+1)$ است در نظر می‌گیریم. مقادیر ممکن برای j در این تراز عبارت‌اند از $7/2$ ، $5/2$ ، $3/2$ و $1/2$. بنا براین، ترازهای مورد نظر به صورت $1f_{7/2}$ و $1f_{5/2}$ خواهند بود. واگنی هر تراز برابر $(2j+1)$ است که از مقادیر m_j حاصل می‌شود. (در حضور برهم‌کنش اسپین-مدار، m_l و m_s دیگر اعداد کوانتومی «خوب» به حساب نمی‌آیند و نمی‌توان آنها را برای نمایاندن حالتها یا شمردن واگنيتها به‌کار برد.) در این صورت، ظرفیت نوکلئونی تراز $1f_{5/2}$ برابر ۶ و ظرفیت $1f_{7/2}$ برابر ۸ می‌شود که از جمع آنها مجدداً تعداد ۱۴ حالت به دست می‌آید (تعداد حالت‌های ممکن باید حفظ شود، فقط نحوه دسته‌بندی آنها را تغییر داده‌ایم). فاصله انرژی بین حالت‌های $1f_{5/2}$ و $1f_{7/2}$ ، که زوج اسپین-مدار یا دوتایه نامیده می‌شوند، متناسب با مقدار $\langle \mathbf{l}\cdot\mathbf{s} \rangle$ است. در واقع می‌توان اختلاف انرژی هر زوج حالتی را که در آن $l > 0$ باشد، به کمک معادله (۳.۵) محاسبه کرد

$$\langle \mathbf{l}\cdot\mathbf{s} \rangle_{j=l+1/2} - \langle \mathbf{l}\cdot\mathbf{s} \rangle_{j=l-1/2} = \frac{1}{2} (2l+1) \hbar^2 \quad (4.5)$$

شکافتگی (یا فاصله) انرژی بین حالتها با افزایش l افزایش می‌یابد. حال اگر اثر $V_{so}(r)$ را به صورت منفی در نظر بگیریم، عضوی از زوج که مقدار j در آن بزرگتر است در سطح

پایینتر قرار خواهد گرفت. اثر این شکافتگی را در نمودار شکل ۶.۵ نشان داده‌ایم. در اینجا، تراز $1f_{7/2}$ در فاصله (با گاف) بین پوسته‌های دوم و سوم قرار می‌گیرد. ظرفیت این تراز برابر ۸ نوکلئون است، و بدین‌سان عدد جادویی ۲۸ از آرایش جدید حاصل خواهد شد. (شکافتگی‌های dp به اندازه‌ای نیستند که تغییرات مهمی در دسته‌بندی ترازها به وجود آورند.) اثر مهم بعدی ناشی از جمله تصحیحی اسپین-مدار را در تراز $1g$ می‌بینیم. حالت $1g_{9/2}$ آن قدر به پایین رانده می‌شود که در پوسته اصلی پایینتر قرار می‌گیرد، و وقتی ظرفیت ۱۰ نوکلئونی آن به پوسته ۴۰ نوکلئونی قبلی افزوده می‌شود، عدد جادویی ۵۰ به دست می‌آید. این اثر روی پوسته‌های اصلی دیگر نیز تکرار می‌شود. در هر یک از این موارد، عضو کم انرژی تر زوج اسپین-مدار از پوسته بعدی به پوسته قبلی تنزلی کند، و بدین ترتیب باقیمانده اعداد جادویی هم طبق انتظار به دست می‌آید (حتی یک عدد جادویی جدید، ۱۸۴، هم پیش‌بینی می‌شود که هنوز در عمل مشاهده نشده است).

برای بررسی نمونه‌ای از کاربرد مدل پوسته‌ای، نحوه پر شدن ترازهای انرژی را در تشکیل هسته‌های ^{15}O و ^{17}O در نظر می‌گیریم. در هر دو مورد، تعداد ۸ پروتون در یک پوسته اصلی قرار می‌گیرد و نقشی در ساختار هسته‌ای ندارد. پر شدن ترازهای انرژی در نمودار شکل ۷.۵ نشان داده شده است. مدل پوسته‌ای در نهایت به این نتیجه می‌رسد که فقط نوکلئون تزویج نشده در تعیین خواص هسته دخالت دارد. نوترون تزویج نشده در هسته ^{15}O در تراز $1p_{1/2}$ قرار دارد. بنابراین، حالت پایه ^{15}O را باید با اسپین $1/2$



شکل ۷.۵ پر شدن پوسته‌ها در ^{15}O و ^{17}O . ترازهای کامل پروتونی در ساختار هسته دخالتی ندارد. خواص حالت پایه را عمدتاً نوترون منفرد تعیین می‌کند.

و پارته فرد پیش‌بینی کنیم، زیرا پارته از (-1) به دست می‌آید. حالت پایه 170 را با مشخصات یک نوترون منفرد در تراز $d_{5/2}$ ، یعنی اسپین $5/2$ و پارته زوج، تعیین می‌کنیم. این دو پیش‌بینی دقیقاً با آنچه در عمل برای اسپین و پارته مشاهده می‌شود، سازگاری دارند. در واقع، در گستره‌ای که مدل پوسته‌ای برای هسته‌های A فرد اعتبار دارد (به دلایلی که بعداً در همین فصل خواهیم دید، عموماً برای هسته‌هایی که در آنها $150 < A < 220$ و $190 < A$ است)، با چنین سازگاریهایی بین پیش‌بینی مدل و مشاهدات تجربی روبرو می‌شویم. این موفقیت در پیش‌بینی اسپین و پارته حالت پایه هسته‌ها را باید پیروزی بزرگی برای مدل پوسته‌ای به‌شمار آورد.

گشتاور دوقطبی مغناطیسی

یکی دیگر از موارد سازگاری قابل قبول (ولی نه چندان دقیق) بین خواص هسته‌ای مشاهده شده و پیش‌بینی مدل پوسته‌ای، مورد گشتاور دوقطبی مغناطیسی است. چنانکه در فصل ۳ دیدیم، گشتاور مغناطیسی را از طریق مقدار انتظاری عملگر گشتاور مغناطیسی در حالتی که تصویر z تکانه زاویه‌ای حداکثر مقدارش را دارد، محاسبه می‌کنیم. بنابراین، با در نظر گرفتن هر دو جمله l و s باید مقدار زیر را در حالی که $j_z = j\hbar$ است، به دست آوریم

$$\mu = \mu_N \frac{g_l l_z + g_s s_z}{\hbar} \quad (5.5)$$

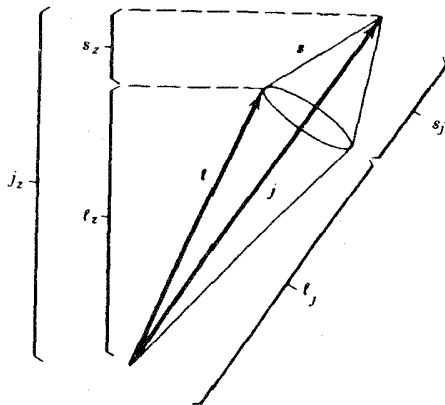
این مقدار را به‌طور مستقیم نمی‌توان تعیین کرد. زیرا، وقتی در سیستمی که در آن j دقیقاً تعریف شده است کار می‌کنیم، مقادیر l_z و s_z دقیقاً مشخص نیستند. این عبارت را با استفاده از $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ می‌توان به صورت زیر نوشت

$$\mu = \frac{[g_l j_z + (g_s - g_l) s_z] \mu_N}{\hbar} \quad (6.5)$$

و چنانچه مقدار انتظاری آن را در حالت $j_z = j\hbar$ در نظر بگیریم، خواهیم داشت

$$\langle \mu \rangle = \left[\frac{g_l j + (g_s - g_l) \langle s_z \rangle}{\hbar} \right] \mu_N \quad (7.5)$$

مقدار انتظاری $\langle s_z \rangle$ را با یادآوری این نکته که \mathbf{j} تنها بردار مورد توجه در این مسئله است (بردارهای \mathbf{l} و \mathbf{s} تنها در ارتباطشان با \mathbf{j} در نظر گرفته می‌شوند)، به آسانی می‌توان محاسبه کرد. وقتی که به‌طور مشخص $\langle s_z \rangle$ را محاسبه می‌کنیم، همچنانکه از نمودار برداری شکل ۸.۵ استنباط می‌شود، تنها قسمتی که باقی می‌ماند همان مؤلفه \mathbf{s} در امتداد \mathbf{j} است. مقدار لحظه‌ای s_z تغییر می‌کند، اما مؤلفه آن در امتداد \mathbf{j} ثابت می‌ماند. بنابراین، برای بردار \mathbf{s}_j که مؤلفه \mathbf{s} در امتداد \mathbf{j} است، باید بتوانیم عبارتی به دست آوریم. بردار یکه



شکل ۸.۵ همان‌طور که بردار تکانه زاویه‌ای کل \mathbf{j} با ثابت ماندن j_z با حرکت تقدیمی به دور محور z در گردش است، بردارهای \mathbf{l} و \mathbf{s} هم حول z در گردش‌اند. مؤلفه‌های \mathbf{l} و \mathbf{s} در امتداد z ثابت می‌مانند، ولی l_x و s_x تغییر می‌کنند.

امتداد \mathbf{j} برابر $|\mathbf{j}|$ ، و مؤلفه \mathbf{s} در امتداد \mathbf{j} برابر $|\mathbf{s} \cdot \mathbf{j}| / |\mathbf{j}|$ است. بنابراین، بردار \mathbf{s}_j برابر $\mathbf{j} \frac{|\mathbf{s} \cdot \mathbf{j}|}{|\mathbf{j}|^2}$ می‌شود که با قرار دادن مقادیر انتظاری خواهیم داشت

$$\langle s_z \rangle = \frac{j}{2j(j+1)} [j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)] \hbar \quad (8.5)$$

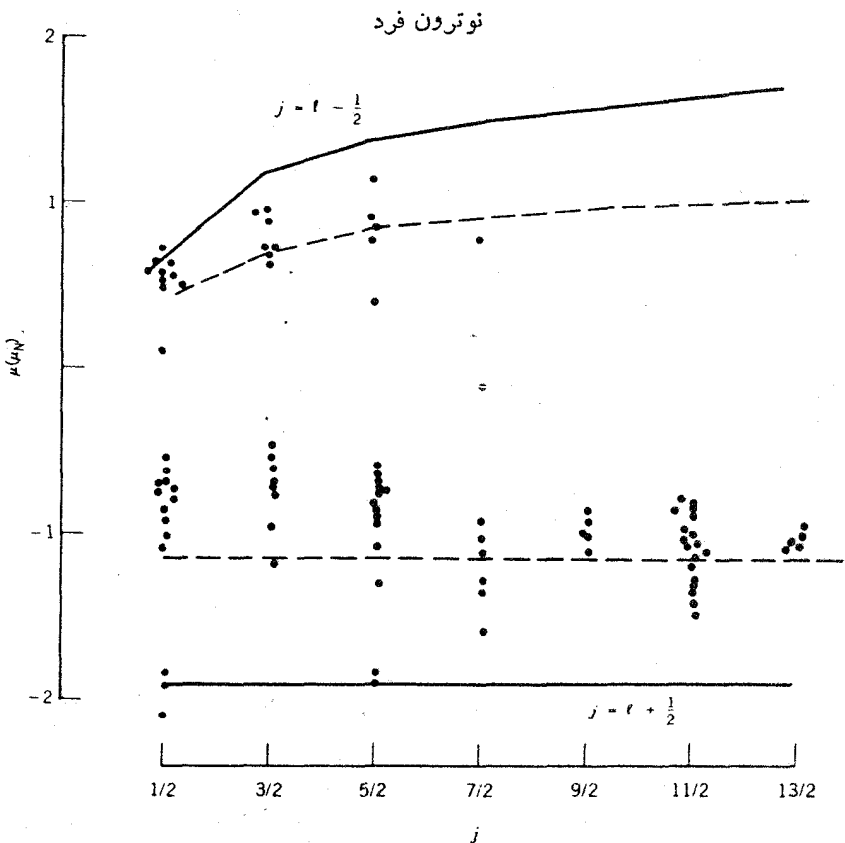
که در آن $\mathbf{s} \cdot \mathbf{j} = \mathbf{s} \cdot (\mathbf{l} + \mathbf{s})$ به کمک معادله (۳.۵) محاسبه می‌شود. پس برای $j = l + 1/2$ داریم $\langle s_z \rangle = \hbar/2$ ، و برای $j = l - 1/2$ داریم $\langle s_z \rangle = -\hbar/2$. گشتاورهای مغناطیسی متناظر به این مقادیر عبارت‌اند از

$$j = l + \frac{1}{2} \quad \langle \mu \rangle = \left[g_l \left(j - \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} g_s \right] \mu_N \quad (9.5)$$

$$j = l - \frac{1}{2} \quad \langle \mu \rangle = \left[g_l \frac{j(j+3/2)}{(j+1)} - \frac{1}{2} \frac{1}{j+1} g_s \right] \mu_N$$

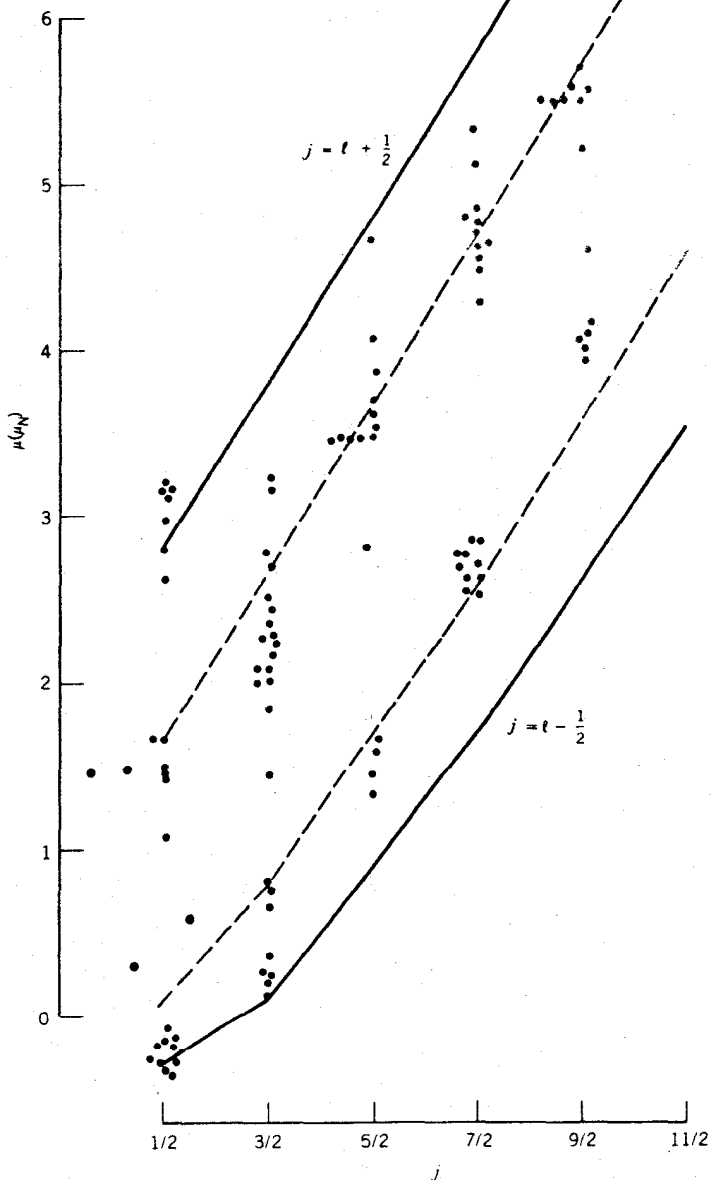
نتایج اندازه‌گیری شده گشتاورهای مغناطیسی را با مقادیر حاصل از محاسبات مبتنی بر مدل پوسته‌ای برای هسته‌های A فرد در شکل ۹.۵ مقایسه کرده‌ایم. مقادیر محاسبه شده به صورت خطوط پر که خطوط اشمیت نامیده می‌شوند نموده شده‌اند. این محاسبه را نخستین بار اشمیت در سال ۱۹۳۷ انجام داد. مقادیر تجربی که در محدوده خطوط اشمیت قرار دارند، بزرگی‌شان عموماً کوچکتر و پراکندگی‌شان خیلی زیاد است. یکی از نقضهای این نظریه، قبول این فرض است که عامل g نوکلئون موجود در هسته را با g نوکلئون آزاد برابر می‌گیرد. در فصل ۳ اختلاف قابل توجه بین عامل اسپینی g مربوط به نوکلئونها و مقدار انتظاری ۲ را برای ذره «بنیادی» با اسپین ۱/۲ شرح دادیم. اگر این اختلاف قابل توجه را ناشی از «ابر مزونی» اطراف نوکلئون بدانیم، جای هیچ تعجبی نیست که ابر مزونی

درون هسته که در آن مزونها و نوکلئونهای دیگر هم حضور دارند، با ابرمزونوی نوکلئون آزاد تفاوت داشته باشد. معمولاً این اثر را با کاهش (تقریباً اختیاری) عامل g در محاسبه وارد می‌کنند که برای نمونه خطوط متناظر به $(\text{آزاد}) g_p = g_n = 9.5$ را در شکل ۹.۵ نشان داده‌ایم. در این صورت، سازگاری کلی بین مقادیر تجربی و نظری بهتر می‌شود، ولی پراکندگی نقاط حاکی از آن است که محاسبه گشتاور مغناطیسی در این مدل بیش از حد ساده در نظر گرفته شده است. با وجود این، موفقیت محاسبه در نشان دادن روند کلی مقادیر تجربی گشتاورهای مغناطیسی، دال بر آن است که مدل پوسته‌ای می‌تواند دستکم درکی تقریبی از ساختار این گونه هسته‌ها به دست بدهد.



شکل ۹.۵ مقادیر تجربی گشتاور مغناطیسی هسته‌های نوترون فرد و پروتون فرد مدل پوسته‌ای. خطوط اشمیت را برای $(\text{آزاد}) g_p = g_n = 9.5$ به صورت خطوط پر، و برای $(\text{آزاد}) g_p = g_n = 9.5$ به صورت خط چین نشان داده‌ایم.

پروتون فرد



شکل ۹.۵ (ادامه).

گشتاور چارقطبی الکتریکی

گشتاور چارقطبی الکتریکی در مدل پوسته‌ای به کمک عملگر چارقطبی الکتریکی $3z^2 - r^2$ ، در حالتی که تصویر تکانه زاویه‌ای کل ذره فرد در امتداد محور z بیشینه (یعنی $m_j = +j$) است، محاسبه می‌شود. در اینجا فرض می‌کنیم که ذره فرد یک پروتون است. اگر تکانه زاویه‌ای این ذره (تاحدی که در مکانیک کوانتومی مجاز است) در امتداد محور z قرار گیرد، مدار درون آن باید عمده‌تاً در صفحه xy قرار داشته باشد. همچنانکه در بحث پس از معادله (۳۶.۳) گفتیم، در این صورت گشتاور چارقطبی منفی و از مرتبه $(r^2) - Q \approx$ خواهد بود. بعضی از مقادیر تجربی گشتاور چارقطبی هسته‌هایی که یک پروتون بعد از یک زیر پوسته کامل دارند، در جدول ۱۰۵ نشان داده شده است. مقدار (r^2) در گستره یسن $b = ۰.۵۳$ تا $b = ۰.۳۵$ ، بنه ترتیب برای هسته‌های $A = ۷$ تا $A = ۲۰۹$ ، تغییر می‌کند. از این رو، سازگاری بین مقادیر تجربی و انتظاری را باید خوب بدانیم.

محاسبه دقیقتر کوانتوم مکانیکی، گشتاور چارقطبی تک‌ذره‌ای یک پروتون فرد را در حالت j مدل پوسته‌ای چنین به دست می‌دهد

$$\langle Q_{sp} \rangle = -\frac{2j-1}{2(j+1)} \langle r^2 \rangle \quad (10.5)$$

برای یک کره باردار یکنواخت داریم $\langle r^2 \rangle = (3/5)R^2 = (3/5)R_0^2 A^{2/3}$. با استفاده از این نتایج می‌توان گشتاور چارقطبی هسته‌های موجود در جدول ۱۰۵ را محاسبه کرد. علامت مقادیر محاسبه شده به درستی به دست می‌آید، ولی اندازه آنها به میزان ۳ تا ۲ برابر کوچکتر است.

در مورد هسته‌هایی که یک نوترون فرد دارند، در دسر بزرگتری داریم. نوترون بدون بار در خارج از یک زیر پوسته کامل نباید مولد گشتاور چارقطبی باشد. با توجه به جدول ۱۰۵ معلوم می‌شود که مقادیر مربوط به نوترون فرد عموماً از مقادیر مربوط به پروتون فرد کوچکترند، ولی مسلم است که این مقادیر برابر صفر نیستند.

هنگامی که یک زیر پوسته بیش از یک ذره منفرد داشته باشد، تمام ذرات موجود در زیر پوسته می‌توانند در تولید گشتاور چارقطبی شرکت کنند. چون ظرفیت هر زیر پوسته برابر $(2j+1)$ است، تعداد نوکلئونهای موجود در زیر پوسته پرنشده از 1 تا $2j$ نوکلئون تغییر می‌کند. گشتاور چارقطبی در این حالت عبارت است از

$$\langle Q \rangle = \langle Q_{sp} \rangle \left[1 - 2 \frac{n-1}{2j-1} \right] \quad (11.5)$$

که در آن n تعداد نوکلئونهای موجود در زیر پوسته $(1 \leq n \leq 2j)$ و Q_{sp} گشتاور چارقطبی ذره منفرد است که از معادله (۱۰.۵) به دست می‌آید. هنگامی که $n=1$ باشد داریم $Q = Q_{sp}$ ، ولی وقتی که $n=2j$ باشد (یعنی زیر پوسته‌ای که از حالت کاملاً پرفقط یک نوکلئون کمتر دارد) داریم $Q = -Q_{sp}$. در جدول ۱۰۵ گشتاورهای چارقطبی مربوط

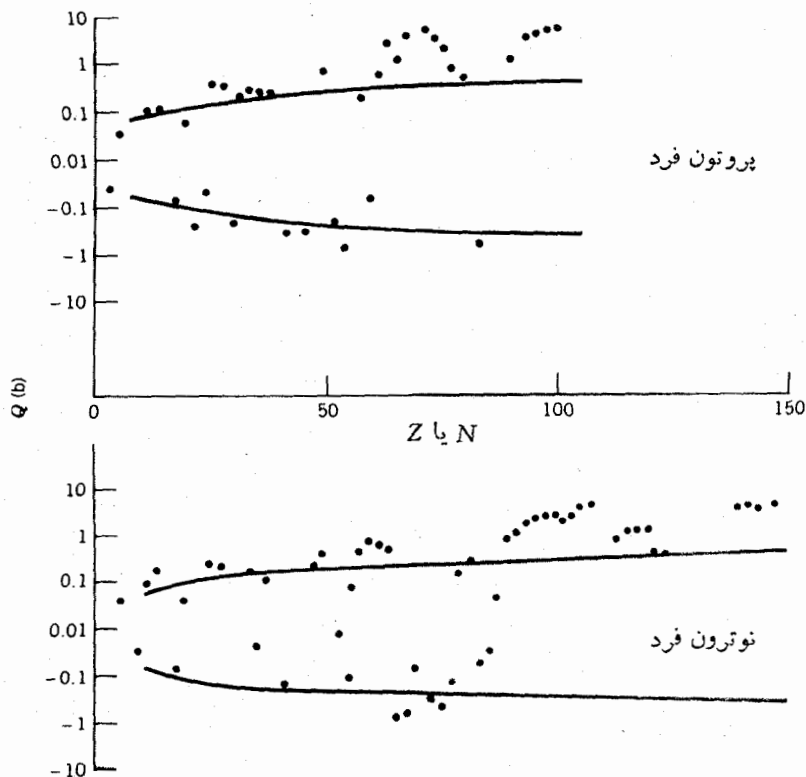
جدول ۱۰۵ گشتاورهای چارقطبی مدل پوسته‌ای.

حالت مدل پوسته‌ای	مقدار محاسبه شده Q (پروتون منفرد)	ذره منفرد			مقدار اندازه گیری شده Q			حفره منفرد	
		p	n	n	p	n	p	n	
$1p_{7/2}$	-۰۰۰۱۳	-۰۰۰۳۶۶(${}^7\text{Li}$)	-۰۰۰۲۶(${}^{17}\text{O}$)	+۰۰۰۴۰۷(${}^{11}\text{B}$)	+۰۰۰۵۳(${}^9\text{Be}$)				
$1d_{5/2}$	-۰۰۰۳۶	-۰۰۱۲(${}^{19}\text{F}$)	-۰۰۰۶۴(${}^{33}\text{S}$)	+۰۰۱۴۰(${}^{27}\text{Al}$)	+۰۰۲۰۱(${}^{25}\text{Mg}$)				
$1d_{7/2}$	-۰۰۰۳۷	-۰۰۰۸۲۴۹(${}^{35}\text{Cl}$)	-۰۰۰۸۰(${}^4\text{Ca}$)	+۰۰۰۵۶(${}^{39}\text{K}$)	+۰۰۰۴۵(${}^{35}\text{S}$)				
$1f_{7/2}$	-۰۰۰۷۱	-۰۰۲۶(${}^{43}\text{Sc}$)	-۰۰۲۰۸۵(${}^{52}\text{Cr}$)	+۰۰۴۰(${}^{59}\text{Co}$)	+۰۰۲۲(${}^{47}\text{Ti}$)				
$2p_{7/2}$	-۰۰۰۵۵	-۰۰۲۰۹(${}^{63}\text{Cu}$)	-۰۰۲۰(${}^6\text{Ni}$)	+۰۰۱۹۵(${}^{67}\text{Ga}$)	+۰۰۲۰(${}^{57}\text{Fe}$)				
$1f_{5/2}$	-۰۰۰۸۶		-۰۰۱۷(${}^{73}\text{Ge}$)	+۰۰۲۷۴(${}^{85}\text{Rb}$)	+۰۰۱۵(${}^{67}\text{Zn}$)				
$1g_{9/2}$	-۰۰۱۳	-۰۰۳۲(${}^{87}\text{Nb}$)		+۰۰۸۶(${}^{115}\text{In}$)	+۰۰۲۵(${}^{85}\text{Kr}$)				
$1g_{7/2}$	-۰۰۱۴	-۰۰۴۹(${}^{113}\text{Sb}$)		+۰۰۲۰(${}^{137}\text{La}$)					
$2d_{5/2}$	-۰۰۱۲	-۰۰۳۶(${}^{121}\text{Sb}$)	-۰۰۲۳۶(${}^9\text{Zr}$)		+۰۰۴۴(${}^{111}\text{Cd}$)				

عدم قطعیت مقادیر این جدول نوعاً در حدود چند قسمت از آخرین رقم با معنایی است که در اینجا ذکر شده است.

به این حالت‌های موسوم به «حفره» را هم نشان داده‌ایم، و چنانکه می‌بینیم رابطه (حفره) $-Q = Q(\text{ذره})$ با تقریب خوبی برقرار است. بویژه باید به این نکته در جدول توجه داشت که گشتاور چارقطبی حالت‌های حفره مثبت است، یعنی علامت آن نسبت به گشتاور چارقطبی حالت‌های ذره‌ای تغییر کرده است.

پیش از آنکه هیجان ناشی از موفقیت این مدل ساده بر ما غلبه کند، رفتار و نظم عمومی گشتاورهای دوقطبی را به‌طور دسته‌جمعی در نظر می‌گیریم. مقادیر اندازه‌گیری شده گشتاور چارقطبی حالت پایه، برای هسته‌هایی که عدد جرمی فرد دارند، به‌طور خلاصه در شکل ۱۰.۵ نشان داده شده است. شواهدی از تغییر علامت Q که در معادله (۱۱.۵)



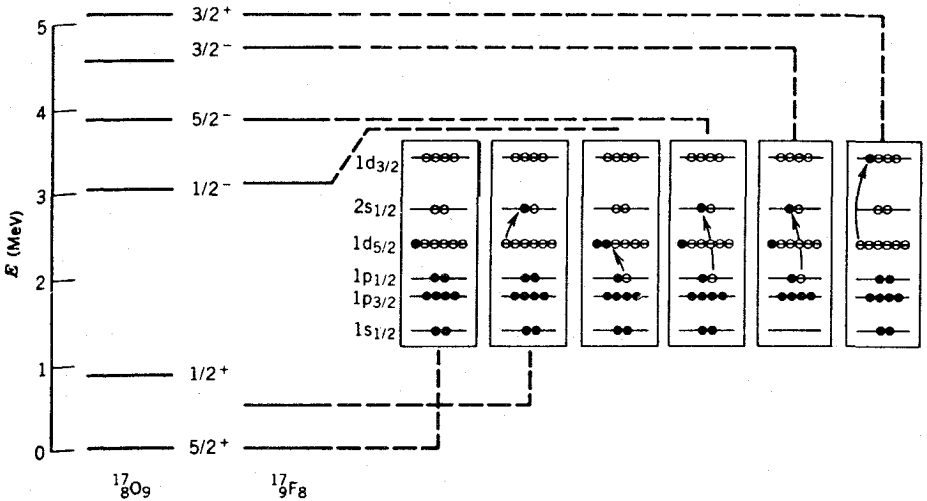
شکل ۱۰.۵ مقادیر تجربی گشتاور چارقطبی الکتریکی برای هسته‌هایی که پروتون فرد و نوترون فرد دارند. خطوط پر حدود انتظاری $Q \sim (Z^2)$ را برای هسته‌های مدل پوسته‌ای نشان می‌دهند. بجز در نواحی $60 < Z < 80$ ، $90 < Z < 120$ ، و $N > 140$ که مقادیر تجربی یک مرتبه از مقادیر پیش‌بینی شده در مدل پوسته‌ای بزرگترند، اطلاعات تجربی در محدوده مدل قرار دارند.

پیش بینی شده است، در این شکل دیده می‌شود. اما در این مورد با نظمی سراسری روبه‌رو نیستیم، زیرا تعداد مقادیر گشتاور چار قطبی مثبت خیلی بیشتر از گشتاورهای منفی است. نکته ناخوشایندتر اینکه، این مدل از پیش بینی گشتاورهای چار قطبی بسیار بزرگ چندین بارنی که در مورد بعضی از هسته‌های سنگین دیده شده است، ناتوان است. با توضیح این نارساییها، به جنبه‌های دیگری از ساختار هسته‌ای رهبری می‌شویم که در چارچوب مدل پوسته‌ای توجیه پذیر نیستند. این ویژگیهای جدید را در دو بخش آخر این فصل مورد بحث قرار می‌دهیم.

نوکلئونهای ظرفیت

مدل پوسته‌ای، با وجود سادگی اش، در توضیح اسپین و پاریتته حالت پایه تقریباً تمام هسته‌های A فرد موفق است و برای گشتاورهای دوقطبی مغناطیسی و چار قطبی الکتریکی آنها نیز توضیحی نسبتاً موفق (و رضایت بخش) به دست می‌دهد. کاربرد خاصی از مدل پوسته‌ای را که در اینجا در نظر گرفتیم، مدل ذره خیلی مستقل می‌گویند. فرضیه‌اساسی مدل ذره خیلی مستقل این است که به استثنای یکی از نوکلئونها، بقیه نوکلئونهای موجود در هسته تزویج شده‌اند و خواص هسته از حرکت همین نوکلئون تزویج نشده منفرد ناشی می‌شود. روشن است که چنین برخوردی مسئله را بیش از حد ساده می‌کند، و بهتر است که در تقریب بعدی تمام ذرات موجود در زیر پوسته پرنشده را در نظر بگیریم. برای نمونه، در مورد هسته‌ای مانند ${}^{42}_{20}\text{Ca}_{22}$ که بعد از پوسته کامل $N=20$ دارای سه نوترون است، نوع خیلی مستقل مدل پوسته‌ای فقط بیست و سومین نوترون را در نظر می‌گیرد، در حالی که در محاسبه کاملتر مدل پوسته‌ای باید هر سه نوترون ظرفیت را در نظر گرفت. برای هسته ${}^{45}_{23}\text{Ti}_{22}$ باید هر پنج ذره (۲ پروتون، ۳ نوترون) بالاتراز پوسته‌های $Z=20$ و $N=20$ را در نظر بگیریم.

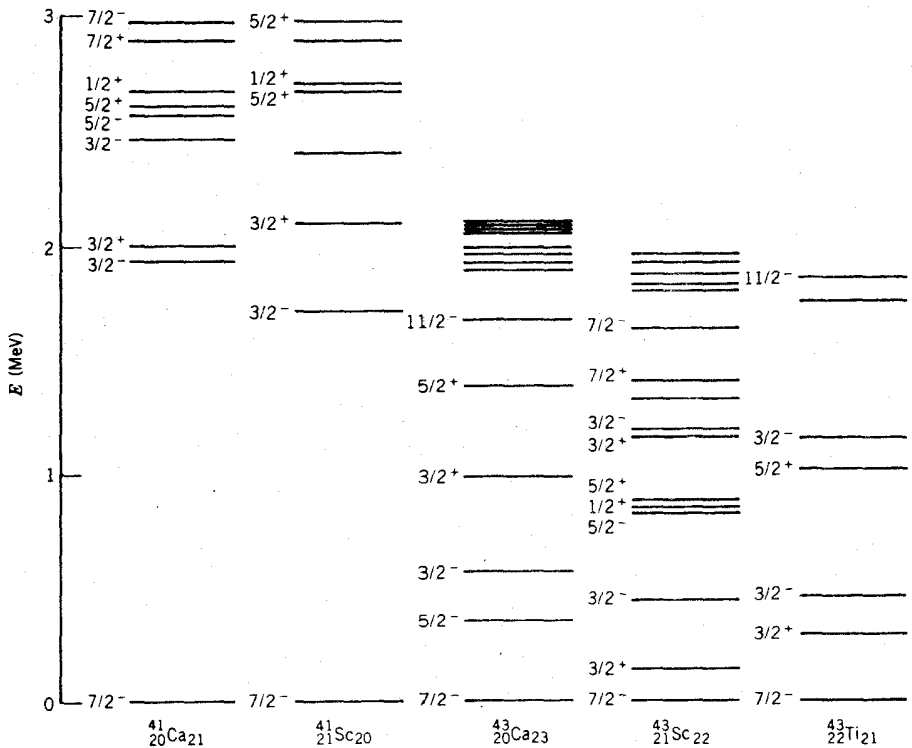
اگر مدل ذره خیلی مستقل معتبر بود، باید می‌توانستیم با بررسی حالت برانگیخته هسته‌ها نمودار ترازهای انرژی شکل ۶.۵ را باز تولید کنیم. در اینجا نمونه‌هایی را مورد بررسی قرار می‌دهیم. برخی از حالت‌های برانگیخته هسته‌های ${}^{18}_{8}\text{O}_9$ و ${}^{19}_{9}\text{F}_8$ را که هر کدام از آنها پس از بخش مرکزی دوجادویی ($Z=8$ و $N=8$) فقط شامل یک نوکلئون هستند، در شکل ۱۱.۵ نشان داده‌ایم. حالت پایه، همچنانکه از حالت $d_{5/2}$ نهمین نوکلئون مدل پوسته‌ای انتظار می‌رود، به صورت $(5/2)^+$ است. با توجه به شکل ۶.۵ انتظار خواهیم داشت که متناظر با ترازهای $1s_{1/2}$ و $1d_{7/2}$ در مدل پوسته‌ای، با حالت‌های برانگیخته‌ای با اسپین-پاریتته $(1/2)^+$ و $(3/2)^+$ روبه‌رو شویم. طبق این فرضیه، وقتی که به هسته انرژی می‌دهیم، بخش مرکزی هسته هیچ تغییری نمی‌کند ولی نوکلئون فرد با جذب انرژی به یکی از ترازهای بالاتر مدل پوسته‌ای خواهد رفت. حالت $(1/2)^+$ که مورد انتظار مدل پوسته‌ای است، به عنوان اولین حالت برانگیخته ظاهر می‌شود، و حالت $(3/2)^+$ هم در فاصله زیادی بالاتر از آن قرار می‌گیرد. اما حالت‌های $(1/2)^-$ ،



شکل ۱۱۰۵ ترازهای ^{17}O و ^{17}F از دیدگاه مدل پوسته‌ای. تمام ترازهای پایینتر از حدود 5 MeV نشان داده شده‌اند. شباهت بین ترازهای این دو هسته حاکی از ساختار یکسانی است که نوکلئونهای ظرفیت به وجود می‌آورند. حالت‌های پارینه-زوج را به آسانی می‌توان برانگیختگی تنها نوکلئون فرد از حالت پایه $d_{5/2}$ به حالت $2s_{1/2}$ یا $1d_{3/2}$ توضیح داد. حالت‌های پارینه-فرد ساختار پیچیده‌تری دارند. یکی از پیکر بندی‌های ممکن نشان داده شده است، ولی پیکر بندی‌های دیگر نیز حائز اهمیت‌اند.

$-(3/2)$ و $-(5/2)$ را چگونه می‌توان به حساب آورد؟ (حالت‌های پارینه-منفی $2p_{1/2}$ ، $2p_{3/2}$ و $1f_{5/2}$ در مدل پوسته‌ای خیلی بالاتر از حالت $1d_{3/2}$ قرار می‌گیرند که در این صورت، حالت اخیر باید پایتتر ظاهر شود.) در شکل ۱۱۰۵ یکی از توضیحات ممکن برای حالت $-(1/2)$ نشان داده شده است: به جای آنکه نوکلئون فرد به حالت برانگیخته بالاتر برود، زوج نوکلئون موجود در تراز $1p_{1/2}$ می‌شکند و یکی از نوکلئونهای آن در اثر برانگیزش به تراز $d_{5/2}$ می‌رود و با نوکلئون موجود در آنجا زوج جدیدی تشکیل می‌دهد. در این صورت، نوکلئون فرد در حالت $1p_{1/2}$ خواهد بود که به حالت برانگیخته $-(1/2)$ منجر می‌شود. (چون انرژی تزویج با افزایش l افزایش می‌یابد، در واقع از نقطه نظر انرژی بهتر است که زوج $l=1$ شکسته و زوج $l=2$ تشکیل شود.) تأیید این فرضیه مستلزم آن است که به کمک آزمایش مشخص شود که خواص حالت $-(1/2)$ با خواص مورد انتظار حالت $p_{1/2}$ در مدل پوسته‌ای سازگاری دارد. برای حالت $-(3/2)$ نیز می‌توان از فرضیه‌ای مشابه استفاده کرد (با شکستن زوج $p_{3/2}$)، ولی حالت $-(5/2)$ و بسیاری از حالت‌های برانگیخته دیگر بدون توضیح می‌ماند.

در شکل ۱۲۰۵ وضعیت مشابهی را برای هسته‌های پوسته $1f_{7/2}$ نشان داده‌ایم.



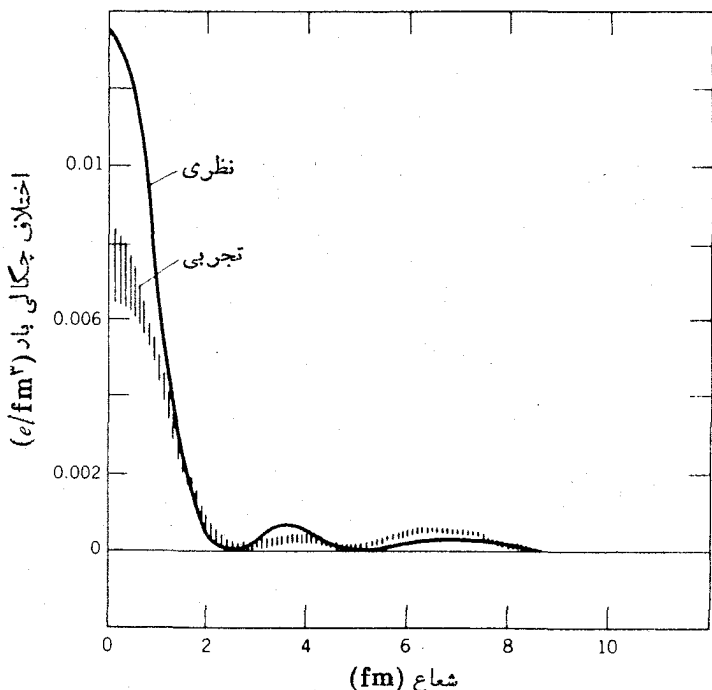
شکل ۱۲۰۵ ترازهای انرژی چند هسته که تعداد ذرات موجود در پوسته $1f_{7/2}$ در آنها فرد است.

حالت پایه $-(7/2)$ مربوط به $(1f_{7/2})$ و حالت برانگیخته $-(3/2)$ مربوط به $(2p_{3/2})$ ، طبق انتظار در هسته‌های ^{41}Ca و ^{41}Sc که هر یک در خارج از بخش مرکزی دوجادویی $(Z = 20, N = 20)$ فقط یک نوکلئون منفرد دارند، ظاهر می‌شود. چنانکه دیده می‌شود، ساختار ^{43}Ca کاملاً با ^{41}Ca تفاوت دارد. در مورد ^{43}Ca تعداد حالت‌های کم-انرژی خیلی زیاد است. این حالتها در نتیجه جفت‌شدگی سه ذره در پوسته $1f_{7/2}$ حاصل می‌شوند و اختلاف بین مدل پوسته‌ای کامل و مدل پوسته‌ای ذره خیلی مستقل را نشان می‌دهند. اگر فقط ذره فرد در ساختار هسته اهمیت داشته باشد، ترازهای ^{43}Ca باید با ترازهای ^{41}Ca مشابه باشد. تأثیر قابل توجه نوترونهای بیست و یکم و بیست و دوم در ^{43}Sc ، که در مدل حدی ذره خیلی مستقل از آنها صرف نظر می‌شود، بخوبی در نمودار تراز انرژی مشخص شده است. نمودار تراز انرژی ^{43}Ti هم تأثیر مشابه پروتونهای بیست و یکم و بیست و دوم را بر ترازهای مدل پوسته‌ای نوترون بیست و یکم نشان می‌دهد.

مدل پوسته‌ای نه تنها برای تعیین خواص اسپین-باریته، گشتاور دو قطبی مغناطیسی، گشتاور چار قطبی الکتریکی، و حالت برانگیخته هسته‌ها، بلکه برای محاسبه احتمال گذار

هسته‌ای از يك حالت به حالت ديگر در اثر واپاشی راديو اکتیو یا واکنش هسته‌ای نیز به کار برده می‌شود. پیش‌بینی مدل پوسته‌ای را در مورد این فرایندها در فصل‌های بعدی خواهیم دید.

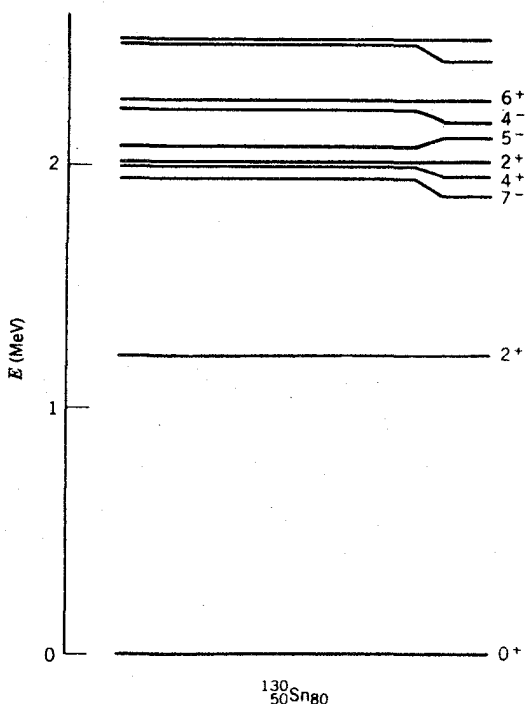
بحث مدل پوسته‌ای را در اینجا با اشاره به پرسشی که در آغاز مطرح کردیم به پایان می‌رسانیم. چگونه می‌توانیم مطمئن باشیم که فرض اولیه ما، مبنی بر وجود نوکلئون با خواص مداری مشخص در اعماق هسته، معتبر می‌ماند؟ حقیقت این است که بسیاری از آزمایش‌هایی که در مورد مدل پوسته‌ای انجام می‌شوند، به خواصی مانند اسپین و گشتاورهای الکترومغناطیسی نوکلئون‌های ظرفیت که محل استقرارشان در نزدیکی سطح هسته است، مربوط می‌شوند. به همین ترتیب، بسیاری از ابزارهای تجربی کاوش درون هسته نیز بیشتر از خواص سطحی هسته‌ها خبر می‌دهند. ذرات مورد استفاده در تحقیق نیروی هسته‌ای هم از جمله این ابزارها هستند. برای آنکه بتوانیم به پرسش مطرح شده پاسخ دهیم، به وسیله کاوردهای نیاز داریم که به اعماق هسته رسوخ کنند. با استفاده از این وسیله باید بتوانیم به جای خواص سطحی، خواص درونی هسته‌ها را مورد اندازه‌گیری قرار دهیم. همچنانکه در مطالعه توزیع بار هسته در فصل ۳ عمل کردیم، الکترون‌های پرانرژی را به عنوان وسیله کاورده اختیار می‌کنیم. خاصیتی که می‌خواهیم اندازه‌گیری کنیم، چگالی بار يك نوکلئون منفرد در مدار است که کمیتی معادل مربع تابع موج آن $|\psi|^2$ است. با مراجعه به شکل ۱۲.۲، به خاطر می‌آوریم که فقط تابع موج حالت S می‌تواند عمیقاً به درون هسته نفوذ کند و تابع موج حالت‌های دیگر در مرکز هسته به صفر میل می‌کند ($\psi \rightarrow 0$, $\psi \rightarrow 0$). پس برای این منظور، هسته‌ای مانند ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ را انتخاب می‌کنیم که از تمامی زیر پوسته‌های پایینتر از گاف $Z = 82$ يك پروتون منفرد مربوط به مدار $3s_{1/2}$ را کم دارد. اما چگونه می‌توانیم سهم پروتون $3s_{1/2}$ را به تنهایی در توزیع بار اندازه‌گیری کنیم و پروتون‌های دیگر را در نظر نگیریم؟ با اندازه‌گیری اختلاف توزیع بار بین هسته‌های ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ و ${}^{208}_{81}\text{Tl}$ که پوسته پروتونی کاملی دارد، می‌توان به این هدف دست یافت. هر گونه اختلاف بین توزیع بسارهای این دو هسته را باید به پروتون $3s_{1/2}$ موجود در ${}^{208}\text{Pb}$ نسبت داد. اختلاف توزیع بار تجربی که اخیراً در يك آزمایش اندازه‌گیری شده است، در شکل ۱۳.۵ نموده شده است. نتیجه تجربی بخوبی با مربع يك تابع موج S $3s$ قابل مقایسه است (در اینجا از همان تابع موج نوسانگر هماهنگ شکل ۱۲.۲ استفاده شده است، با این استثنا که ترسیم فعلی تغییرات $|\psi|^2$ را نشان می‌دهد نه $r^2 R^2$ را). پس اعتبار این فرضیه که ویژگی‌های مداری نوکلئون‌ها حتی در اعماق درون هسته‌ها هم حفظ می‌شود، به تأیید می‌رسد. با استفاده از این گونه آزمایش‌ها مطمئن می‌شویم که توصیف ذره مستقل که در نظریه پوسته‌ای نقشی اساسی بر عهده دارد، صرفاً به خاطر سهولت در تحلیل اندازه‌گیری‌های نزدیک به سطح هسته اختیار نشده است، بلکه می‌توان آن را معرف رفتار نوکلئون در سراسر حجم هسته تلقی کرد.



شکل ۱۳-۵ اختلاف چگالی بار بین ^{206}Pb و ^{205}Tl که با استفاده از پراکندگی الکترون حاصل شده است. منحنی «نظری»، صرفاً مربع تابع موج $3s$ را در یک نوسانگر هماهنگ نشان می‌دهد. تغییرات چگالی بار به کمک نظریه پنجویی باز تولید می‌شود.

۲-۵ هسته‌های Z زوج و N زوج و ساختار جمعی

اکنون سعی می‌کنیم که ساختار هسته‌های با تعداد زوج پروتون و نوترون را (که هسته‌های زوج-زوج نامیده می‌شوند) درک کنیم. برای نمونه، هسته ^{132}Sn را که تراز انرژی آن در شکل ۱۳-۵ نموده شده است، در نظر می‌گیریم. بنا بر پیش‌بینی مدل پوسته‌ای، حالت پایه تمام هسته‌های زوج-زوج به صورت 0^+ (اسپین صفر، پاریتت زوج) خواهد بود، زیرا همه نوکلئونها در این گونه هسته‌ها تزویج شده‌اند. موافق مدل پوسته‌ای، تعداد ۵۰ پروتون هسته ^{132}Sn پوسته $g_{9/2}$ را پر می‌کند و تعداد ۸۰ نوترون آن برای پر کردن پوسته $h_{11/2}$ که متناظر با عدد جادویی ۸۲ است، ۲ نوترون کم دارد. برای تشکیل حالت برانگیخته، می‌توان یکی از زوجها را شکست و یک نوکلئون آن را به تراز بالاتری برد که در این صورت جفت‌شدگی بین این دو نوکلئون فرد، اسپین و پاریتت ترازا را مشخص خواهد کرد. با لای بردن یکی از پروتونهای $g_{9/2}$ یا یکی از نوترونهای $h_{11/2}$ مستلزم انرژی زیاد است، زیرا در این موارد باید از فاصله زیاد بین پوسته‌های اصلی عبور کرد (شکل ۶-۵).



شکل ۱۴۰۵ چند تراز انرژی سطح پایین در هسته ^{130}Sn .

بنابراین انتظار می‌رود که مؤلفه‌های اصلی تابع‌موجهای مربوط به حالت‌های برانگیخته پایین، از برانگیزش نوترون در داخل آخرین پوسته اصلی اشغال شده حاصل شود. برای نمونه، اگر فرض کنیم پیکربندی حالت پایه ^{130}Sn به صورت زیر پوسته‌های کامل $s_{1/2}$ و $d_{3/2}$ و اشغال ۱۰ نوترون در زیر پوسته $h_{11/2}$ (که با ۱۲ نوترون پر می‌شود) باشد، حالت برانگیخته را می‌توان با شکستن زوج $s_{1/2}$ و رساندن یکی از نوترونهای آن به زیر پوسته $h_{11/2}$ به وجود آورد. در این صورت، یک نوترون در زیر پوسته $s_{1/2}$ و ۱۱ نوترون در زیر پوسته $h_{11/2}$ موجود خواهند بود. خواص چنین سیستمی عمده‌تاً از جفت‌شدگی نوترون موجود در $s_{1/2}$ و نوترون تزویج نشده $h_{11/2}$ حاصل خواهد شد. جفت‌شدگی تکانه‌های زاویه‌ای j_1 و j_2 در مکانیک کوانتومی، مقادیری با حداکثر $(j_1 + j_2)$ تا حداقل $|j_1 - j_2|$ به فاصله‌های واحد به دست خواهد داد. مقادیر ممکن در این مورد عبارت‌اند از $6 = (1/2) + (11/2)$ و $5 = (1/2) - (11/2)$. احتمال دیگر این است که یکی از زوج‌های $d_{3/2}$ شکسته شود و باز هم یک نوترون فرد در زیر پوسته $h_{11/2}$ قرار گیرد. در این صورت، بزرگی تکانه زاویه‌ای در گستره مقادیر $7 = (3/2) + (11/2)$ تا $4 = (3/2) - (11/2)$ قرار خواهند گرفت. چون نوترونهای $s_{1/2}$ و $d_{3/2}$ پاریته زوج و نوترون $h_{11/2}$ پاریته فرد دارند، تمام این جفت‌شدگی‌ها به حالت‌های با پاریته فرد

منجر خواهند شد. هنگامی که نمودار تراز ^{130}Sn را بررسی می‌کنیم، عملاً با چند حالت پاریته فرد واسپینهایی که در گستره ۴ تا ۷ قرار دارند، و انرژیهای حدود ۲ MeV، روبه‌رو می‌شویم. این انرژی از مشخصه لازم برای شکستن يك زوج و برانگیزش یکی از ذرات درون پوسته برخوردار است، و بدین گونه می‌توان گفت دلیلی قوی که حاکی از درك این حالتهاست در اختیار داریم. احتمال دیگر در تشکیل حالتیهای برانگیخته این است که یکی از زوجهای $h_{11/2}$ شکسته شود، و هر دو عضو زوج شکسته در همان زیر پوسته $h_{11/2}$ نگهداشته شوند. در این صورت، جفت‌شدگی مجدد این دو نوکلئون به اسپینی غیر از صفر قبلی منجر خواهد شد که بنا بر قواعد جفت‌شدگی تکانه زاویه‌ای می‌تواند برابر با هر مقداری از $11 = (11/2) + (11/2)$ تا $0 = (11/2) - (11/2)$ باشد. این دو نوترون موجود در $h_{11/2}$ را باید مانند ذرات یکسان تلقی کرد، و بنا بر این تابع موج مربوط به آنها باید متقارن در نظر گرفته شود. این شرط، اسپین برآیند حاصل از جفت‌شدگی را به مقدار زوج محدود می‌کند و در نتیجه حالتیهای ممکن عبارت‌اند از 0^+ ، 2^+ ، 4^+ ، 6^+ ، 8^+ ، 10^+ . برای این حالتها در ناحیه ۲ MeV می‌توان نمونه‌های متعددی به دست آورد. بدین ترتیب، به نظر می‌رسد که مدل پوسته‌ای در این مورد هم می‌تواند توصیفی قابل قبول از ساختار ترازا ارائه دهد.

یکی از استثناهای مهم این تعبیر موفق، حالت 2^+ در انرژی حدود ۱۲ MeV است. در شرایطی که بحث ما به حالتیهای نوترونی محدود است، طریقه‌های ممکن برای جفت‌شدگی دو نوترون در تشکیل 2^+ چه خواهد بود؟ چنانکه در بالا گفته شد، حالت 2^+ می‌تواند از جفت‌شدگی دو نوترون در $h_{11/2}$ حاصل شود. همچنین به کمک برانگیزش می‌توان يك زوج از نوترونهاي $d_{3/2}$ را تا زیر پوسته $h_{11/2}$ بالا برد (که بدین ترتیب این پوسته کاملاً پر و پیکربندی بسیار پایدار خواهد شد)، و آنگاه با شکستن جفت‌شدگی دو نوترون باقیمانده در $d_{3/2}$ و جفت‌شدن مجدد آنها به حالت 2^+ دست یافت. يك احتمال دیگر هم این خواهد بود که زوج نوترونهاي $s_{1/2}$ در زیر پوسته $h_{11/2}$ قرار گیرد، و سپس یکی از نوترونهاي $d_{3/2}$ به زیر پوسته $s_{1/2}$ برود. در این صورت، در هر کدام از زیر پوسته‌های $s_{1/2}$ و $d_{3/2}$ يك نوترون فرد خواهیم داشت که از جفت‌شدگی آنها ممکن است حالت 2^+ حاصل شود. به هر حال، در تمام این موارد نخست باید يك زوج شکسته شود، و در نتیجه انرژی حالتیهای انتظاری در حدود ۲ MeV خواهد بود.

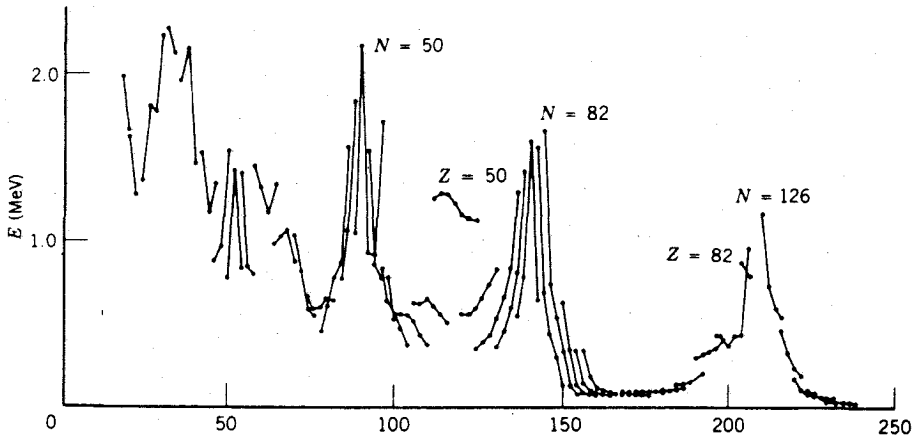
البته توصیف مدل پوسته‌ای صرفاً نوعی تقریب است، و بعید است که بتوانیم حالتیهای مدل پوسته‌ای «تاب» را در يك نمودار تراز انرژی پیچیده پیدا کنیم. رهیافت بهتر این است که وقتی از مدل پوسته‌ای به عنوان وسیله‌ای برای تعبیر ساختار هسته‌ای استفاده می‌کنیم، حالتیهای فیزیکی را به صورت ترکیبی از حالتیهای مدل پوسته‌ای در نظر بگیریم

$$\psi(2^+) = a\psi(v h_{11/2} \oplus v h_{11/2}) + b\psi(v d_{3/2} \oplus v d_{3/2}) + c\psi(v d_{3/2} \oplus v s_{1/2}) + \dots \quad (12.5)$$

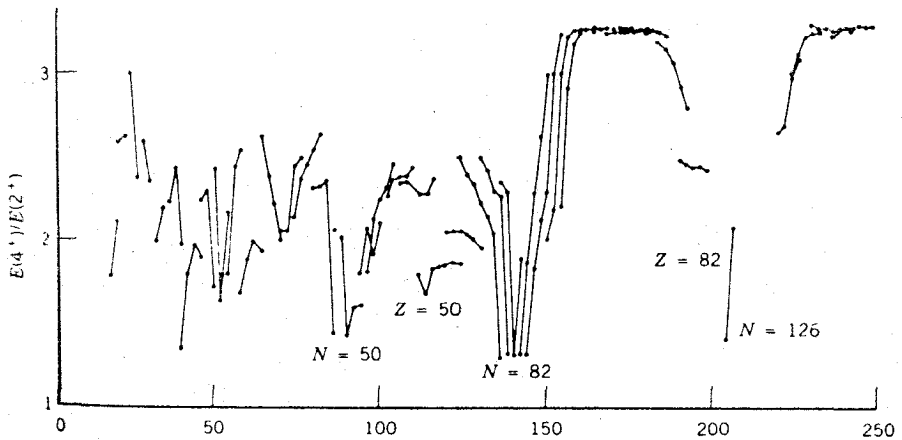
که در آن ν نشانه نوترون است و علامت \oplus حاکی از این است که جفت‌شدگی تکانه زاویه‌ای را باید چنان تنظیم کنیم که برابند 2^+ حاصل شود. اکنون مسئله پیچیده‌ی حالت 2^+ در انرژی پایین را می‌توان چنین بیان کرد: انرژی هر یک از حالت‌های سازنده (یا حالت‌های جزئی) در حدود 2 MeV است، اما درباره‌ی برهم‌کنش هسته‌ای که منجر به ترکیب مناسبی از ضرایب a, b, c, \dots در بسط (۱۲.۵) می‌شود و حالت برابند را تا انرژی 1.2 MeV تنزل می‌دهد، چه می‌توان گفت؟

نخستین حدس ما این است که چنین ساختاری ممکن است از ترازهای خاصی از مدل پوسته‌ای، در حالی که با ذرات ظرفیتی هسته ^{130}Sn اشغال شده‌اند، حاصل شود. وقتی هسته‌های زوج-زوج دیگر را مورد بررسی قرار می‌دهیم، به این واقعیت درخور توجه می‌رسیم: از کاربرد مدل پوسته‌ای در صدها مورد هسته‌های زوج-زوج شناخته شده معلوم می‌شود که همگی آنها دارای یک حالت «بی‌هنجار» 2^+ هستند که انرژی آن معادل یا کوچکتر از نصف انرژی لازم برای شکستن یک زوج نوکلئونی است. این حالت 2^+ جز در چند مورد استثنایی، در همه موارد پایینترین حالت برانگیخته است. از این رو، ظهور این حالت یک امر تصادفی نیست که از ساختار مدل پوسته‌ای ^{130}Sn حاصل شده باشد بلکه از یک خاصیت کلی هسته‌های زوج-زوج ناشی می‌شود که صرفنظر از اشغال حالت‌های خاص مدل پوسته‌ای، در سراسر گستره جرم معتبر است. چنانکه خواهیم دید، خواص کلی دیگری هم وجود دارند که در همه هسته‌ها مشترک‌اند، پس همان بهتر که این خواص را نه با حرکت چند نوکلئون ظرفیت بلکه با تمام هسته مرتبط بدانیم. این گونه خواص را که منشأ آنها در حرکت دسته‌جمعی اجزای هسته‌ای است و بسیاری از نوکلئون‌های هسته در ایجادشان شرکت دارند، خواص جمعی می‌گویند. خواص جمعی هسته‌ها بر حسب عدد جرمی به‌طور ملایم و تدریجی تغییر می‌کند، و اکثراً هم از تعداد و نوع نوکلئون‌های ظرفیت که خارج از زیرپوسته‌های کامل قرار دارند، مستقل است (هرچند که نوکلئون‌های ظرفیت در ساختار پوسته‌ای ادغام‌شونده در ساختار جمعی شرکت خواهند داشت).

در شکل‌های ۱۵.۵ و ۱۶.۵ چهار خاصیت مختلف هسته‌های زوج-زوج را که حاکی از رفتار جمعی هسته‌ها هستند، نشان داده‌ایم. با توجه به شکل ۱۵.۵ (الف) به نظر می‌رسد که انرژی نخستین حالت برانگیخته 2^+ با افزایش A به تدریج کاهش می‌یابد (نواحی نزدیک به پوسته‌های کامل استثناست). مقادیر $E(2^+)$ در ناحیه تقریبی $A = 150$ تا $A = 190$ هم فوق‌العاده ثابت‌اند و هم بسیار کوچک. در شکل ۱۵.۵ (ب) نیز، به استثنای نواحی نزدیک به پوسته‌های کامل، نسبت $E(2^+)/E(2^+)$ برای هسته‌های سبکتر از $A = 150$ تقریباً برابر ۲۰ و برای هسته‌های $190 < A < 150$ و $A > 230$ برابر مقدار ثابت ۳۳ است. گشتاور مغناطیسی حالت‌های 2^+ (طبق شکل ۱۶.۵ الف) در گستره مقادیر ۷ تا ۱۰ تقریباً ثابت می‌ماند، و گشتاور چارقفبی الکتریکی (طبق شکل ۱۶.۵ ب) برای هسته‌های $A < 150$ دارای مقادیر کوچک و برای هسته‌های $A > 150$ دارای مقادیر خیلی بزرگتری است. برای توضیح این خصوصیات باید دو نوع ساختار جمعی در نظر



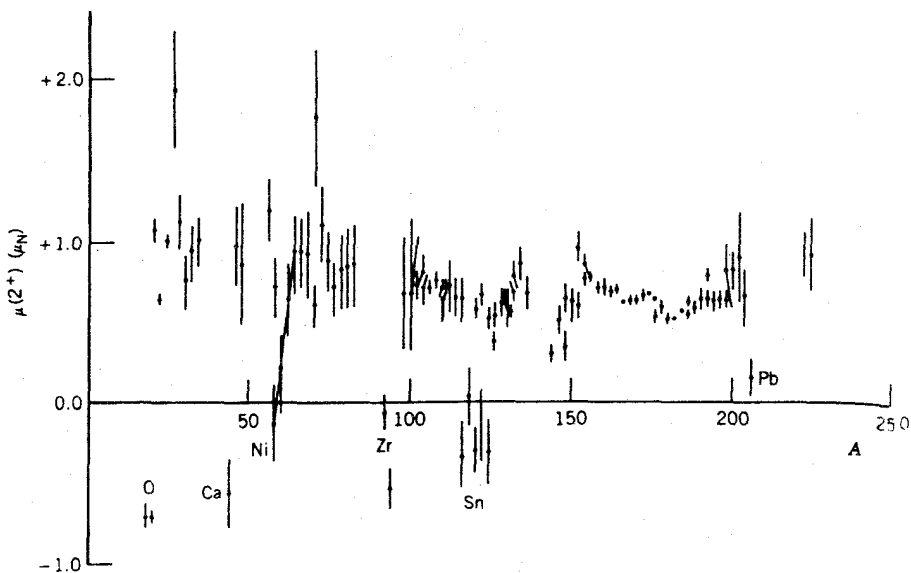
شکل ۱۵.۵ (الف) انرژی پایینترین حالت‌های 2^+ در هسته‌های زوج-زوج. نقاط مربوط به این وتوپهای متوالی با خط به هم وصل شده‌اند.



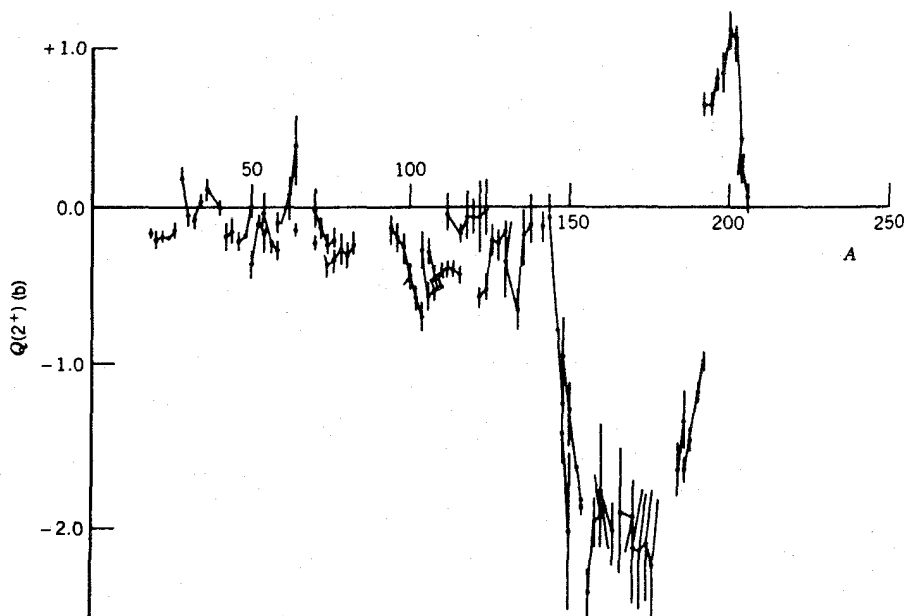
شکل ۱۵.۵ (ب) نسبت $E(4+)/E(2^+)$ برای پایینترین حالت‌های 2^+ و 4^+ در هسته‌های زوج-زوج. نقاط مربوط به این وتوپهای متوالی با خط به هم وصل شده‌اند.

بگیریم، زیرا به نظر می‌رسد که یک دسته از خواص به هسته‌های $A < 150$ و دسته دیگر به هسته‌های $150 < A < 190$ مربوط می‌شوند.

هسته‌های با عدد جرمی $A < 150$ را عموماً به کمک مدلی که مبتنی بر ارتعاشات حول شکل تعادل کروی است بررسی می‌کنیم، در حالی که خواص هسته‌های با عدد جرمی بین ۱۵۰ و ۱۹۰ خیلی شبیه اثرات دورانی سیستم‌های غیر کروی است. ارتعاش و دوران،



شکل ۱۶.۵ (الف) گشتاور مغناطیسی پایینترین حالت‌های 2^+ در هسته‌های زوج-زوج. هسته‌های مدل پوسته‌ای که رفتار غیر جمعی دارند، مشخص شده‌اند.



شکل ۱۶.۵ (ب) گشتاور چار قطبی الکتریکی پایینترین حالت‌های 2^+ در هسته‌های زوج-زوج. نقاط مربوط به ایزوتوپ‌های متوالی با خط بهم وصل شده‌اند.

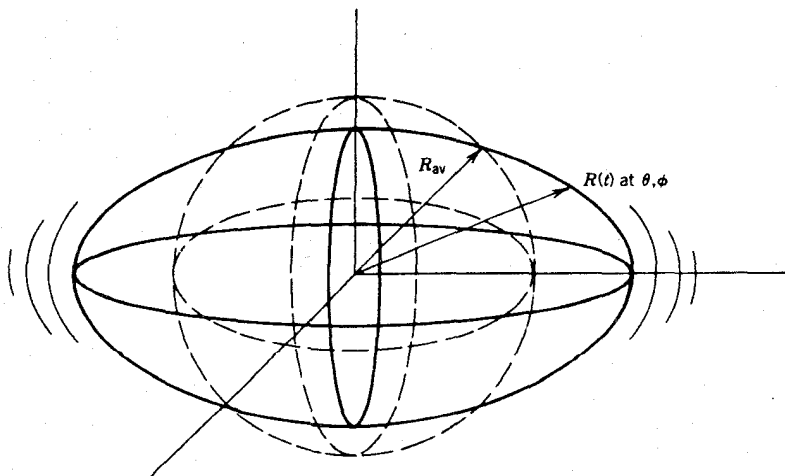
دو نوع اصلی حرکت جمعی در هسته‌هاست که هر يك از آنها را به نوبت بررسی خواهیم کرد. مدل جمعی هسته‌ها را غالباً مدل «قطره مایع» می‌گویند، زیرا ارتعاش و دوران هسته کاملاً مشابه ارتعاش و دوران قطره مایع معلق است و با همان تحلیل ریاضی می‌توان هسته‌ها را مورد بررسی قرار داد.

ارتعاشات هسته‌ای

با در نظر گرفتن قطره مایعی که با بسامد زیاد در حال ارتعاش باشد، می‌توان به مفهوم قابل قبولی از فیزیک ارتعاشات هسته‌ای دست یافت. هر چند که شکل چنین قطره‌ای به طور متوسط کروی است، ولی شکل لحظه‌ای آن کروی نیست. مختصه لحظه‌ای $R(t)$ يك نقطه از سطح هسته را در زوایای (θ, ϕ) به آسانی می‌توان، مطابق شکل ۱۷۰۵، به صورت هماهنگ‌گ کروی $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ نشان داد. هر مؤلفه از هماهنگ‌گ کروی دارای دامنه $\alpha_{\lambda\mu}(t)$ خواهد بود

$$R(t) = R_{av} + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (13.5)$$

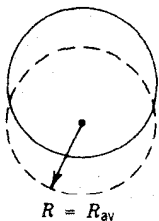
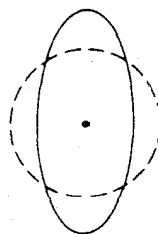
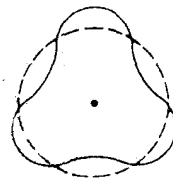
دامنه‌های $\alpha_{\lambda\mu}$ کاملاً اختیاری نیستند؛ تقارن انعکاسی مستلزم آن است که $\alpha_{\lambda\mu} = \alpha_{\lambda-\mu}$ شود و اگر مایع هسته‌ای را تراکم ناپذیر بگیریم، محدودیت‌های دیگری هم وارد خواهند شد. جمله ثابت $(\lambda = 0)$ ، در شعاع متوسط $R_{av} = R_0 A^{1/3}$ مستقر است. ارتعاش نمونه‌وار



شکل ۱۷۰۵ يك هسته در حال ارتعاش با شکل تعادل کروی. مختصه وابسته به زمان $R(t)$ ، يك نقطه از سطح هسته را تحت زوایای θ, ϕ مشخص می‌کند.

$\lambda = 1$ را که ارتعاش دوقطبی نامیده می‌شود، در شکل ۱۸.۵ نشان داده‌ایم. باید توجه داشته باشیم که در این ارتعاش با جابه‌جایی مرکز جرم روبه‌رو هستیم، و بنابراین نمی‌توانیم آن را نتیجه عملکرد نیروهای درون هسته به شمار آوریم. در این صورت، پایینترین مد بعدی ارتعاش را که ارتعاش (چارقطبی) $\lambda = 2$ است، در نظر می‌گیریم. همانند نظریه کوانتومی الکترومغناطیس که در آن واحد انرژی الکترومغناطیسی را فوتون می‌نامند، یک کوانتوم انرژی ارتعاشی را فوتون می‌گویند. در هر جایی که ارتعاش مکانیکی وجود داشته باشد، می‌توان گفت که فوتونهای ارتعاشی تولید می‌شود. بدین گونه، واحد منفرد انرژی ارتعاشی متناظر به $\lambda = 2$ را فوتون چارقطبی می‌نامند.

در اینجا نتیجه افزایش یک واحد انرژی ارتعاشی (یسا یک فوتون چارقطبی) را به حالت پایه هسته‌ای زوج-زوج مورد بررسی قرار می‌دهیم. فوتون $\lambda = 2$ حاوی ۲ واحد تکانه زاویه‌ای (که درست مانند مورد Y_{1m} با $l = 2$ ؛ باعث افزایش مؤلفه Y_{μ} به تابع موج هسته می‌شود) و پارامتر زوج است، زیرا پارامتر Y_{1m} به صورت $(-1)^l$ است. با افزودن دو واحد تکانه زاویه‌ای به حالت 0^+ یک حالت 2^+ حاصل می‌شود که با نتایج تجربی اسپین-پارامترهای برانگیخته هسته‌های زوج-زوج سازگاری دقیقی دارد. (در این نظریه، انرژی فوتون چارقطبی پیش‌بینی نمی‌شود و باید آن را به صورت یک پارامتر قابل تنظیم در نظر گرفت.) اکنون فرض می‌کنیم که فوتون چارقطبی دومی را هم به هسته افزودیم. تعداد مؤلفه‌های ممکن μ برای هر فوتون برابر ۵ است و همچنانکه در جدول ۲.۵ نموده شده است، برای این دو فوتون تعداد ۲۵ ترکیب $\lambda\mu$ قابل تصور است. حال ترکیبات مختلف را بررسی می‌کنیم. در میان این ترکیبات، یک حالت با جمع کل $\mu = +4$ وجود دارد. طبیعی است که این ترکیب را متناظر با انتقال با ۴ تکانه زاویه‌ای (یک تابع Y_{1m} که در آن $m = +4$ و در نتیجه $l = 4$ است) تلقی کنیم. دو ترکیب با مقدار کل $\mu = +3$ وجود دارد که یکی از $(\mu_1 = +1, \mu_2 = +2)$ و دیگری از $(\mu_1 = +2, \mu_2 = +1)$ به دست می‌آید. اما وقتی ترکیب متقارن تابع موجهای

 $\lambda = 1$ (دوقطبی) $\lambda = 2$ (چارقطبی) $\lambda = 2$ (هشت‌قطبی)

شکل ۱۸.۵ سه مد از پایینترین مد‌های ارتعاشی هسته. در این شکلها، برش مرکزی هسته‌ها نشان داده شده است. منحنیهای خطچین شکل تعادل کروی، و خطوط پر وضعیت لحظه‌ای سطح در حال ارتعاش را نشان می‌دهد.

جدول ۲۰۵ مؤلفه Z تکانه برابند از جمع تصاویر تکانه‌های زاویه‌ای دوفونون در راستای Z به‌دست می‌آید.

μ_2	μ_1				
	-۲	-۱	۰	+۱	+۲
-۲	-۴	-۳	-۲	-۱	۰
-۱	-۳	-۲	-۱	۰	+۱
۰	-۲	-۱	۰	+۱	+۲
+۱	-۱	۰	+۱	+۲	+۳
+۲	۰	+۱	+۲	+۳	+۴

۱. مقادیر این جدول نشان می‌دهد که $\mu = \mu_1 + \mu_2$ است.

فونونی (مطابق آنچه در بخش ۷.۲ گفته شد، فونونهای با اسپین درست باید تابع موجهای متقارن داشته باشند) را مورد توجه قرار می‌دهیم، فقط یک نوع ترکیب دیده می‌شود. سه ترکیب با مقدار $\mu = +۲$ وجود دارد که از مجموعه‌های

$$(\mu_1, \mu_2) = (+۲, ۰), (+۱, +۱), (۰, +۲)$$

حاصل می‌شود. از ترکیب اولی و سومی باید یک تابع موج متقارن به‌دست آید. پیش از این دیدیم که ترکیب $(+۱, +۱)$ متقارن است. اگر تعداد ترکیبهای ممکن را به‌همین طریق تعیین کنیم، تعداد ترکیبهای مجاز را نه ۲۵ بلکه ۱۵ خواهیم یافت: یک ترکیب با $\mu = +۴$ ، یک ترکیب دیگر با $\mu = +۳$ ، دو تا با $\mu = +۲$ ، دو تا با $\mu = +۱$ ، سه تا با $\mu = ۰$ ، دو تا با $\mu = -۱$ ، دو تا با $\mu = -۲$ ، یکی با $\mu = -۳$ ، و یکی با $\mu = -۴$ به‌دست می‌آید. این ترکیبها را به‌صورت زیر می‌توان دسته‌بندی کرد

$$l = 4 \quad \mu = +4, +3, +2, +1, 0, -1, -2, -3, -4$$

$$l = 2 \quad \mu = +2, +1, 0, -1, -2$$

$$l = 0 \quad \mu = 0$$

به این ترتیب، در انرژی معادل دو برابر انرژی نخستین حالت 2^+ (چون انرژی دوفونون یکسان، دو برابر انرژی یکی از آنهاست)، انتظار داریم که با سه تایی‌های از حالت‌های 0^+ ، 2^+ ، 4^+ روبرو شویم. سه تایی 0^+ ، 2^+ ، 4^+ یکی از ویژگیهای مشترک هسته‌های ارتعاشی

است و پشتوانه‌ای قوی برای اعتبار این مدل به شمار می‌رود. این سه حالت، به دلیل اثرات دیگری که در این مدل ساده در نظر گرفته نشده‌اند، هرگز انرژی دقیقاً یکسان ندارند. با محاسبهٔ مشابهی می‌توان نشان داد که با افزودن سه فونون چارقطبی به هسته، حالت‌های 0^+ ، 2^+ ، 3^+ ، 4^+ ، 6^+ به دست می‌آیند (مسئلهٔ ۱۰ را ببینید).

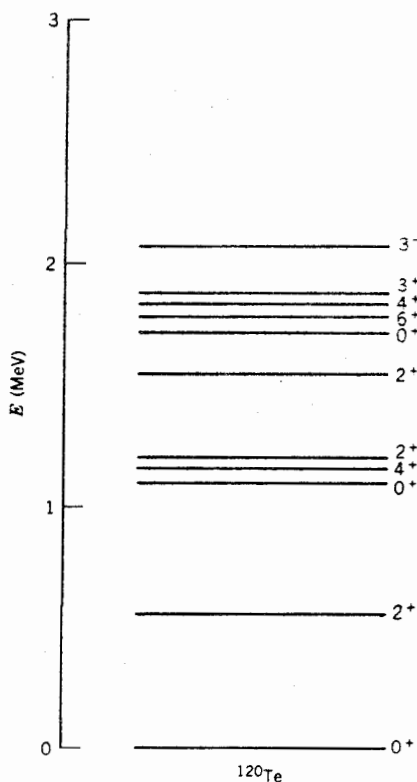
مد ارتعاشی بعدی، مد هشت‌قطبی $\lambda = 3$ است که حاوی سه واحد تکانهٔ زاویه‌ای با پارامتر منفی است. با افزایش یک فونون منفرد هشت‌قطبی به حالت پایهٔ 0^+ ، یک حالت 3^- حاصل می‌شود. معمولاً در انرژی‌های اندکی بالاتر از سه تاییهٔ دوفونونی، چنین حالت‌هایی را هم می‌توان در هسته‌های ارتعاشی پیدا کرد. وقتی به طرف انرژی‌های بالاتر می‌رویم، ساختار ارتعاشی به تدریج با ساختار برانگیزش ذره‌ای جایگزین می‌شود که با شکسته شدن یک زوج حالت پسیاه متناظر است. بررسی این گونه برانگیختگیها بسیار پیچیده است، و جای بحث آن در ساختار جمعی هسته‌ها نیست.

مدل ارتعاشی متضمن چند پیش‌بینی است که می‌توان آنها را در آزمایشگاه مورد بررسی قرار داد. اگر شکل تعادل را کروی بگیریم، از گشتاور چارقطبی نخستین حالت 2^+ باید صرف‌نظر کرد. چنانکه در شکل ۱۶.۵ (ب) دیدیم، مقادیر این گشتاورها کوچک و اغلب در ناحیهٔ $A < 150$ نزدیک به صفر هستند. گشتاور مغناطیسی نخستین حالت‌های 2^+ به صورت $2(Z/A)$ پیش‌بینی می‌شود که برای هسته‌های مورد نظر در گسترهٔ ۸۸ تا ۱۰۰ قرار می‌گیرد، و سازگاری قابل قبولی هم با آزمایش دارد. اگر حالت 4^+ را عضوی از سه تاییهٔ دوفونونی و حالت 2^+ را نخستین حالت برانگیخته بگیریم، نسبت $E(4^+)/E(2^+)$ برابر با ۲۰۰ پیش‌بینی می‌شود که طبق شکل ۱۵.۵ (ب)، در ناحیهٔ $A < 150$ سازگاری قابل قبولی با آزمایش نشان می‌دهد. در فصل ۱۰، سازگاری قابل قبول دیگری را بین مقادیر تجربی و نظری احتمال گذار پرتوگاما خواهیم دید. نمونه‌ای از ساختار تراز انرژی‌های پایین را برای یک نوع هستهٔ «ارتعاشی» در شکل ۱۹.۵ نشان داده‌ایم که در آن بسیاری از ویژگی‌های پیش‌بینی شده به آسانی قابل مشاهده است. بدین سان، می‌توان گفت که مدل ارتعاشی کروی تصویر نسبتاً دقیقی از ساختار این گونه هسته‌ها به دست می‌دهد.

دورانهای هسته‌ای

حرکت دورانی را تنها در هسته‌هایی می‌توان مشاهده کرد که شکل تعادل غیر کروی دارند. این هسته‌ها را که ممکن است تغییر شکل زیادی به نسبت شکل کروی در آنها رخ داده باشد، غالباً هسته‌های تغییر شکل یافته می‌گویند. این گونه هسته‌ها در گستره‌های جرمی $190 < A < 220$ و $A > 220$ (خاکهای نادر و آکتینیدها) دیده می‌شوند. در شکل ۱۰.۵ دیدیم که گشتاور چارقطبی هسته‌های با عدد جرمی فرد نیز در این نواحی به طور استثنایی بزرگ است. شکل عمومی این نوع هسته‌ها را به صورت یک بیضیوار دوار (شکل ۲۰.۵) می‌توان نشان داد که سطح آن با معادلهٔ زیر توصیف می‌شود

$$R(\theta, \phi) = R_{av} [1 + \beta Y_{20}(\theta, \phi)] \quad (14.5)$$

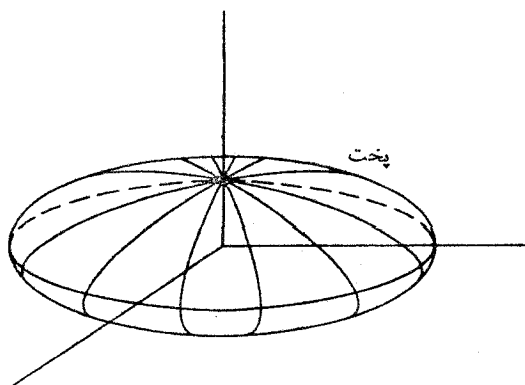
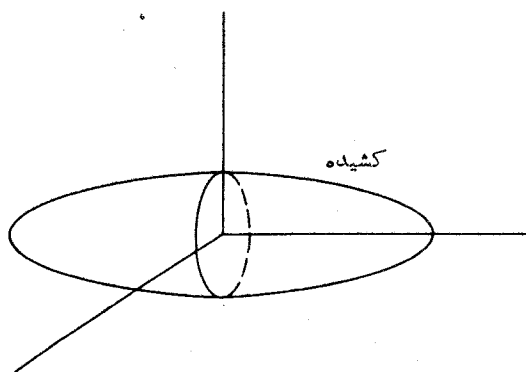


شکل ۱۹۰۵ ترازهای انرژی پایین در ^{120}Te . حالت تک فونون چارقطبی (اولین 2^+)، سه تاییه دو فونونی، و پنج تاییه سه فونونی را به آسانی می توان مشاهده کرد. حالت 3^- را می توان ناشی از ارتعاش هشت قطبی دانست. در انرژیهای بالاتر از 2 MeV ، ساختار آنچنان پیچیده است که هیچ گونه نقش ارتعاشی در آن دیده نمی شود.

چون این معادله مستقل از ϕ است، هسته دارای تقارن استوانه‌ای می شود. رابطه بین پارامتر تغییر شکل β و خروج از مرکز بیضی به صورت زیر است

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{\Delta R}} \frac{\Delta R}{R_{av}} \quad (15.5)$$

که در آن ΔR اختلاف طول محورهای بزرگ و کوچک بیضی است. معمولاً شعاع متوسط هسته را به صورت $R_{av} = R_0 A^{1/3}$ در نظر می گیرند که چندان دقیق نیست. چون حجم هسته‌ای که با معادله (۱۴.۵) توصیف می شود کاملاً برابر $4/3\pi R_{av}^3$ نمی شود، تقریب حاضر دقت زیادی ندارد (مسئله ۱۱ را ببینید). محور تقارن معادله (۱۴.۵) محور مرجعی



شکل ۲۰۵ شکل تعادل هسته‌های با تغییر شکل دائمی. اختلاف بین این طرح شکلها و شکل‌های ۱۷.۵ و ۱۸.۵ در آن است که این طرح شکلها تصاویری فوری از سطح متحرك هسته در يك لحظه خاص زمانی نیستند، بلکه شکل هسته را در حالت ایستا نشان می‌دهند.

است که زاویه θ نسبت به آن تعریف می‌شود. هنگامی که $\beta > 0$ باشد، هسته به صورت يك بیضیوار کشیده و طویل است؛ و هنگامی که $\beta < 0$ باشد، هسته به شکل يك بیضیوار پهنت و پهن درمی‌آید.

یکی از نشانه‌های تغییر شکل پایدار در هسته، وجود گشتاور چارقطبی الکتریکی قابل توجه است که نمونه‌های آن در شکل ۱۰۵ نموده شده است. رابطه بین گشتاور چارقطبی و پارامتر تغییر شکل به صورت زیر است

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} R_{AV}^2 Z \beta (1 + 0.16\beta) \quad (16.5)$$

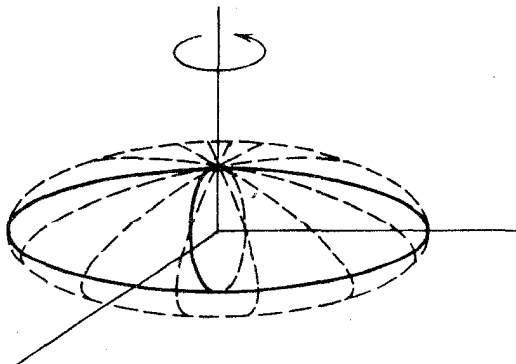
گشتاور چارقطبی Q_0 را گشتاور چارقطبی ذاتی می‌نامند و فقط در چارچوب مرجعی که نسبت به هسته در حال سکون باشد قابل مشاهده است. در چارچوب مرجع آزمایشگاه،

هسته حالت دورانی دارد و اندازه گیری گشتار چار قطبی آن به مقدار کاملا متفاوت Q منتهی می شود. در واقع، چنانکه در شکل ۲۱.۵ دیده می شود، از دوران يك توزیع ذاتی کشیده حول محوری که بر محور تقارن آن عمود باشد (دورانهای حول محور موازی با محور تقارن قابل مشاهده نیستند)، توزیعی حاصل می شود که متوسط زمانی آن به صورت پخت است. بنا بر این برای وقتی که $Q_0 > 0$ باشد، خواهیم داشت $Q < 0$. رابطه بین Q_0 و Q به تکانه زاویه ای هسته بستگی دارد: برای حالت های 2^+ داریم $Q = - (2/7) Q_0$. مطابق شکل ۱۶.۵ (ب)، برای هسته هایی که در ناحیه تغییر شکل دائمی پایدار قرار دارند $(190 \leq A \leq 150)$ ، داریم $Q \approx -2b$ که در این صورت $Q_0 = +7b$ خواهد شد. با توجه به معادله (۱۶.۵) معلوم می شود که $\beta \approx 0.29$ است. این مقدار نشانگر انحراف قابل توجهی نسبت به هسته کروی است، به طوری که بنا بر معادله (۱۵.۵)، اختلاف طول نیم محوره های بزرگ و کوچک در حدود ۳ رده شعاع هسته می شود.

انرژی جنبشی يك جسم دوار به صورت $\frac{1}{2} I \omega^2$ است، که در آن I گشتاور لختی جسم است. این مقدار انرژی را می توان بر حسب تکانه زاویه ای $I \omega = I$ به صورت $I^2/2$ نوشت. اگر مقادیر کوانتوم مکانیکی I^2 را در نظر بگیریم و عدد کوانتومی تکانه زاویه ای را با I نشان دهیم، بنا بر مکانیک کوانتومی انرژی جسم دوار چنین می شود

$$E = \frac{\hbar^2}{2I} I(I+1) \quad (17.5)$$

افزایش انرژی دورانی هسته با افزایش عدد کوانتومی I متناظر است، و از توالی حالت های برانگیخته هسته يك نواد دورانی به وجود می آید. (حالت های برانگیخته در مولکولها هم نواد دورانی تشکیل می دهند که در این مورد دوران مولکول حول مرکز جرم آن خواهد بود.) حالت پایه يك هسته Z زوج و N زوج، همیشه حالت 0^+ است و تقارن آینه ای



شکل ۲۱.۵ از دوران يك توزیع کشیده ایستا حول محور عمود بر محور تقارن، يك توزیع پخت عملا مسطح حاصل می شود.

هسته در این مورد خاص باعث می‌شود که تمامی حالت‌های دورانی به‌مقادیر زوج I محدود شوند. بنابراین، توالی حالت‌ها چنین خواهد شد

$$E(0^+) = 0$$

$$E(2^+) = 6 \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}$$

$$E(4^+) = 20 \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}$$

$$E(6^+) = 42 \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}$$

$$E(8^+) = 72 \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}$$

و همین‌طور تا آخر.

حالت‌های برانگیخته یک نمونه از هسته‌های دوار را در شکل ۲۲.۵ نشان داده‌ایم. نخستین حالت برانگیخته دارای انرژی $E(2^+) = 914 \text{ keV}$ است، و در نتیجه داریم

$$12^+ \text{ ————— } 2082.7$$

$$10^+ \text{ ————— } 1518.1$$

$$8^+ \text{ ————— } 1024.6$$

$$6^+ \text{ ————— } 614.4$$

$$4^+ \text{ ————— } 299.5$$

$$2^+ \text{ ————— } 91.4$$

$$0^+ \text{ ————— } 0$$

I انرژی (keV)

شکل ۲۲.۵ حالت‌های برانگیخته ناشی از دوران ^{164}Er در حالت پایه.

$\hbar^2/2g = 1502 \text{ keV}$. انرژیهای چند حالت بعدی در ایسن نوار دورانی حالت پایه عبارتند از

$$E(4^+) = 20 \frac{\hbar^2}{2g} = 305 \text{ keV}, \quad (\text{اندازه گیری شده: } 300 \text{ keV})$$

$$E(6^+) = 42 \frac{\hbar^2}{2g} = 640 \text{ keV}, \quad (\text{اندازه گیری شده: } 614 \text{ keV})$$

$$E(8^+) = 72 \frac{\hbar^2}{2g} = 1092 \text{ keV}, \quad (\text{اندازه گیری شده: } 1025 \text{ keV})$$

ترازهای انرژی محاسبه شده کاملاً دقیق نیستند (شاید به این دلیل که هسته تا حدودی مثل شاره نوکلئونی عمل می‌کند و درست مانند جسم صلبی که گشتاور لختی ثابتی داشته باشد نیست)، اما آن قدر خوب هستند که مطمئن شویم دست کم ایده‌های تقریبی از منشأ ترازهای برانگیخته در اختیار داریم. بویژه نسبت $E(4^+)/E(2^+)$ برابر با ۳۳۳ پیش‌بینی می‌شود که سازگاری درخور توجهی با نتایج ترازهای هسته‌های $150 < A < 190$ و $A > 230$ در شکل ۱۵-۵ (ب) دارد.

با بررسی گشتاور لختی هسته تغییر شکل یافته در دو حالت حدی می‌توان اطلاعاتی از ساختار این گونه هسته‌ها به دست آورد. گشتاور لختی حالت صلب یک بیضیوار دوار به جرم M که سطح آن با معادله (۱۴-۵) مشخص می‌شود، عبارت است از

$$J_r = \frac{2}{5} MR_{av}^2 (1 + 0.31\beta) \quad (18.5)$$

که اگر $\beta = 0$ باشد، مقدار آن با گشتاور لختی یک کره توپر برابر می‌شود. با استفاده از این معادله، مقدار ثابت انرژی دورانی یک هسته در ناحیه تغییر شکل ($A \approx 170$) چنین می‌شود

$$\frac{\hbar^2}{2J_r} \cong 6 \text{ keV}$$

مرتبه بزرگی این مقسدار ثابت درست است، ولی مقدار آن در مقایسه با مقادیر تجربی [حدود ۱۵ keV برای $E(2^+) = 90 \text{ keV}$] خیلی کم است. یعنی، گشتاور لختی حالت صلب بایک مضرب ۲ تا ۳ بزرگتر از مقدار مورد انتظار است. اکنون اگر حالت حدی دیگر را در نظر بگیریم و هسته را به صورت شاره‌ای که در یک ظرف بیضیوار دوار قرار گرفته است تصور کنیم، گشتاور لختی آن چنین خواهد شد

$$J_r = \frac{9}{8\pi} MR_{av}^2 \beta \quad (19.5)$$

که با استفاده از آن، مقدار ثابت انرژی دورانی به صورت زیر برآورد می‌شود

$$\frac{\hbar^2}{2I_f} \cong 90 \text{ keV}$$

پس معلوم می‌شود که گشتاور لختی شاره خیلی کوچک است، و در نتیجه خواهیم داشت $I_f > I_r > I_f$. بنا براین رفتار دورانی هسته‌ها را می‌توان به صورت رفتار بینابینی جسم صلب و جسم شاره‌ای توضیح داد. ذرات جسم صلب قویاً درقید یکدیگرند، درحالی که در شاره‌ها قید ذرات با یکدیگر خیلی ضعیف است. (شاید با توجه به شناختی که از نیروی هسته‌ای داریم، باید می‌توانستیم ایسن نتیجه را حدس بزنیم. نیروی قوی فقط بیسن یک نوکلئون و نوکلئوهای دیوار به دیوار آن وجود دارد، و درست به همین دلیل است که ساختار بلندبردی را که مشخصه جسم صلب است نمی‌توان از هسته انتظار داشت.)

یکی دیگر از نشانه‌های صلب نبودن هسته، افزایش گشتاور لختی آن در تکانه‌های زاویه‌ای زیاد یا بسامدهای دورانی زیاد است. این اثر که آن را «کشیدگی گریز از مرکز» می‌نامند، اغلب در واکنشهای یون سنگین دیده می‌شود که در بخش ۱۳.۱۱ درباره آنها بحث خواهد شد.

البته هسته هیچ‌گونه «ظرفی» ندارد که به شاره دوار شکل بدهد، بلکه این همان پتانسیل ناشی از نوکلئوهای درون هسته است که شکل هسته را تعیین می‌کند. مطلب بعدی ایسن است که ببینیم آیا مفهوم شکل برای یک هسته دوار معنایی دارد یا نه. اگر دوران هسته در مقایسه با سرعت نوکلئوهای موجود در «مدار» که با پتانسیل هسته‌ای (واز دید چارچوب مرجع در حال سکون نسبت به هسته) مشخص می‌شود خیلی سریع باشد، دراین صورت چون حرکت نوکلئونها تحت الشعاع دوران هسته قرار می‌گیرد، مفهوم شکل ایستای هسته خیلی بسامعی نیست. انرژی جنبشی متوسط هر یک از نوکلئوهای هسته، از مرتبه 20 MeV و تقریباً متناظر با سرعت $0.2c$ است. این مقدار برآورد معقولی از سرعت حرکت نوکلئوهای درون هسته به دست می‌دهد. سرعت زاویه‌ای یک حسالت دورانی از رابطه $\omega = \sqrt{2E/I}$ به دست می‌آید، که در آن E انرژی حالت مورد نظر است. برای نخستین حالت دورانی داریم $\omega \cong 1.1 \times 10^{20} \text{ rad/s}$ ، و دراین صورت نوکلئونی که نزدیک به سطح هسته باشد با سرعت مماسی $0.05c \cong v$ دوران خواهد کرد. بدین ترتیب معلوم می‌شود که حرکت دورانی در مقایسه با حرکت دورانی خیلی کندتر است. بنا براین تصویر درست یک هسته تغییر شکل یافته دوار همانند شکل تعادل پایداری است که در اثر حرکت درونی سریع نوکلئونها در پتانسیل هسته‌ای حاصل می‌شود، و درحالی که این توزیع نوکلئونی به‌طور نسبتاً کند دوران می‌کند این دوران تأثیر چندانی بر ساختار هسته یا بر مدارهای نوکلئونی نخواهد داشت. (به‌همین دلیل، مدل دورانی را گاهی مدل «بی‌درو» می‌گویند.)

تشکیل انواع دیگر حالت‌های برانگیخته که نوارهای دورانی جدیدی به وجود

می‌آوردند نیز امکان پذیر است. نمونه‌هایی از این گونه حالتها که به دلیل تغییر دادن ساختار ذاتی هسته حالت‌های ذاتی نامیده می‌شوند، عبارت‌اند از: حالت‌های ارتعاشی (که در آن هسته حول يك شكل تعادل تغییر شکل یافته ارتعاش می‌کند) و برانگیختگی ذره‌ای زوج-شکن. اگر اسپین حالت ذاتی غیرصفر باشد، نوار دورانی مبتنی بر آن حالت به ترتیب دارای مقادیر اسپین $I, I+1, I+2, \dots$ خواهد شد. حالت‌های ارتعاشی هسته‌های تغییر شکل یافته بر دو نوع است: ارتعاشهای β که طی آن پارامتر تغییر شکل β نوسان می‌کند و هسته تقارن استوانه‌ای‌اش را حفظ می‌کند، و ارتعاشهای γ که طی آن تقارن استوانه‌ای هسته نقض می‌شود. (اگر هسته را به صورت توپ فوتبال در نظر بگیریم، ارتعاشهای بتا به بالا و پایین رفتن دوسر توپ و ارتعاشهای گاما به جلو و عقب رفتن دو پهلوی آن مربوط می‌شود). هر دو حالت ارتعاشی و برانگیزش ذره‌ای در انرژی‌های حدود 1 MeV اتفاق می‌افتند، درحالی‌که فواصل انرژی دورانی خیلی خیلی از این مقدار کمتر است (از مرتبه $10 - 20 \text{ keV} \approx \hbar^2/2J$).

در شکل ۲۳.۵، ساختار کامل هسته ^{164}Er را در انرژی پایین نشان داده‌ایم. اگرچه از کل مجموعه حالت‌های برانگیخته هیچ نقش مشخصی به دست نمی‌آوریم، ولی این حالتها را با توجه به اسپین-پارته‌شان می‌توان به صورت نوارهای دورانی با فواصل مشخصه $I(I+1)$ دسته‌بندی کرد. برای شناسایی ساختار هسته، از خواص دیگر حالت‌های برانگیخته (مانند احتمال گسیل پروتوگاما) هم می‌توان کمک گرفت.

حرکت‌های جمعی دورانی و ارتعاشی هر دو باعث تولید گشتاور مغناطیسی در هسته می‌شوند. حرکت پروتونها را می‌توان به صورت يك جریان الکتریکی در نظر گرفت، و در این صورت گشتاور مغناطیسی ناشی از يك پروتون منفرد با عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای I عبارت است از $\mu = I\mu_N$. اما چنانکه می‌دانیم، کل تکانه زاویه‌ای يك هسته صرفاً از پروتونهای آن حاصل نمی‌شود بلکه نوترونهای هسته هم در ایجاد تکانه زاویه‌ای کل سهیم‌اند. اگر حرکت جمعی پروتونها و نوترونهای درون هسته را یکسان بگیریم (که فرضی است معقول ولی نه چندان دقیق)، سهم تقریبی پروتونها را در ایجاد تکانه زاویه‌ای کل هسته به نسبت Z/A به دست خواهیم آورد. (در اینجا فرض می‌کنیم که حرکت جمعی نوترونها دخالتی در تولید گشتاور مغناطیسی هسته ندارد، و همچنین فرض می‌کنیم که همه نوترونها و پروتونها به صورت دوه‌دو باهم جفت شده‌اند به طوری که گشتاور مغناطیسی ناشی از اسپین نیز در گشتاور مغناطیسی هسته سهمی ندارد.) بدین ترتیب، گشتاور مغناطیسی يك حالت دورانی یا ارتعاشی با تکانه زاویه‌ای I در مدل جمعی چنین پیش‌بینی می‌شود

$$\mu(I) = I \frac{Z}{A} \mu_N \quad (20.5)$$

برای هسته‌های سبک که در آنها $Z/A \approx 0.5$ است، داریم $\mu(2) \approx +1\mu_N$ ، درحالی‌که برای هسته‌های سنگین که در آنها $Z/A \approx 0.4$ است، داریم $\mu(2) \approx +0.8\mu_N$.

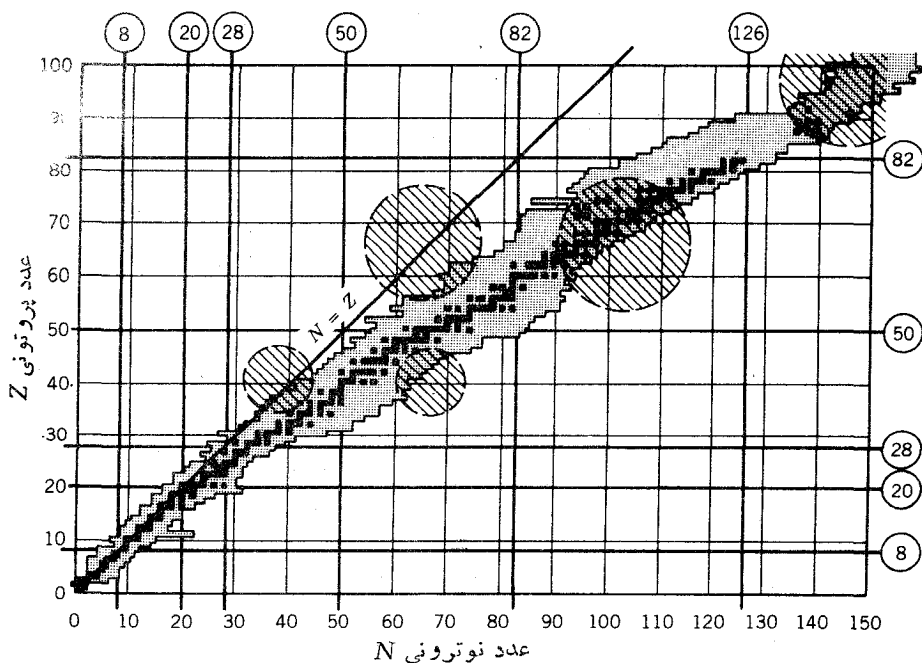


شکل ۲۳.۵ حالت‌های ^{164}Er در انرژی پای‌تر از ۲ MeV. اکثر حالت‌ها را می‌توان در سه نوار دورانی جای داد که به ترتیب عبارت‌اند از: حالت پایه هسته تغییر شکل یافته، ارتعاش نوع گاما (که در آن ارتعاش سطوح بر محور تقارن عمود است)، و ارتعاش نوع بتا (که در آن ارتعاش سطوح به موازات محور تقارن است). منشأ بسیاری از حالت‌های برانگیخته دیگر را می‌توان در برانگیزش ذره‌ای زوج-شکن و نوارهای دورانی مربوط به آن جستجو کرد.

با توجه به شکل ۱۶.۵ (الف) معلوم می‌شود که به استثنای مورد هسته‌های با پوسته پر (که مدل جمعی برای آنها معتبر نیست)، مقادیر گشتاور مغناطیسی حالت‌های 2^+ در سایر موارد بخوبی با این پیش‌بینی سازگار است.

به عنوان آخرین نکته در این آشنایی مختصر با حرکت جمعی هسته، باید بکوشیم که منشأ رفتار جمعی را با رهیافتی میکروسکوپی‌تر در ساختار هسته جستجو کنیم. این قضیه بویژه در مورد هسته‌های دورانی با تغییر شکل دائمی صادق است. قبلاً دیده‌ایم که مدل پوسته‌ای را می‌توان با یک پتانسیل کروی متقارن بخوبی برای بسیاری از هسته‌ها به کار برد. وقتی که به هسته انرژی می‌دهیم، به آسانی می‌توانیم پتانسیل مدل پوسته‌ای را در اطراف وضع تعادل در حال ارتعاش تصور کنیم. در این صورت، حرکت ارتعاشی هسته را به طور طبیعی می‌توان به کمک مدل پوسته‌ای بررسی کرد. چنانکه در بحث از ساختار ^{130}Sn در آغاز این بخش گفتیم، ساختار ارتعاشی جمعی را حتی با رهیافت میکروسکوپی‌تر هم می‌توان

بررسی کرد. برای نمونه، می‌توان تمام نوکلئونهای ظرفیت (یعنی نوکلئونهای خارج از پوسته‌های بسته) را در نظر گرفت، تمام جفت‌شدگیهای ممکن که منجر به اسپین برابری 2^+ می‌شوند (از جمله آنهایی که زوج-شکن هستند) را پیدا کرد، و کوشید که ترکیب درست تابع موجهایی را که نخستین حالت برانگیخته مورد مشاهده 2^+ را تولید می‌کنند به دست آورد. اگر تعداد جفت‌شدگیهای ممکن زیاد باشد، این روش ممکن است از لحاظ ریاضی پیچیدگی داشته باشد. اما مدل پوسته‌ای مبنای این روش، اساساً اختلاف چندانی با مدل ذره کاملاً مستقل که در بخش قبلی بررسی شد ندارد. این رهیافت برای هسته‌های کروی کارایی دارد، ولی به طور طبیعی به یک هسته دورانی با تغییر شکل دائمی منجر نمی‌شود. سؤال بسیار حساسی که در اینجا مطرح می‌شود این است: مدارهای مدل پوسته‌ای که با استفاده از پتانسیل کروی محاسبه می‌شوند، چگونه به یک هسته غیر کروی منجر می‌شوند؟ با روی هم قرار دادن یک نمودار «اعداد جادویی» و یک نمودار انواع هسته‌های شناخته شده، همچنانکه در شکل ۲۴.۵ می‌بینیم، به جواب این سؤال نزدیک می‌شویم.



شکل ۲۴.۵ مناطق هاشورخورده، نواحی دور از پوسته‌های پر هستند که انتظار داریم اثرات دسته‌جمعی تعداد زیادی از ذرات منفرد و ترکیب چندین حالت مدل پوسته‌ای به پیدایش یک تغییر شکل دائمی در هسته منجر شود. این گونه هسته‌های تغییر شکل یافته را در تمامی نواحی همپوشی بین مناطق هاشورخورده و مناطق مر بوط به انواع هسته‌های شناخته شده شناسایی کرده‌اند.

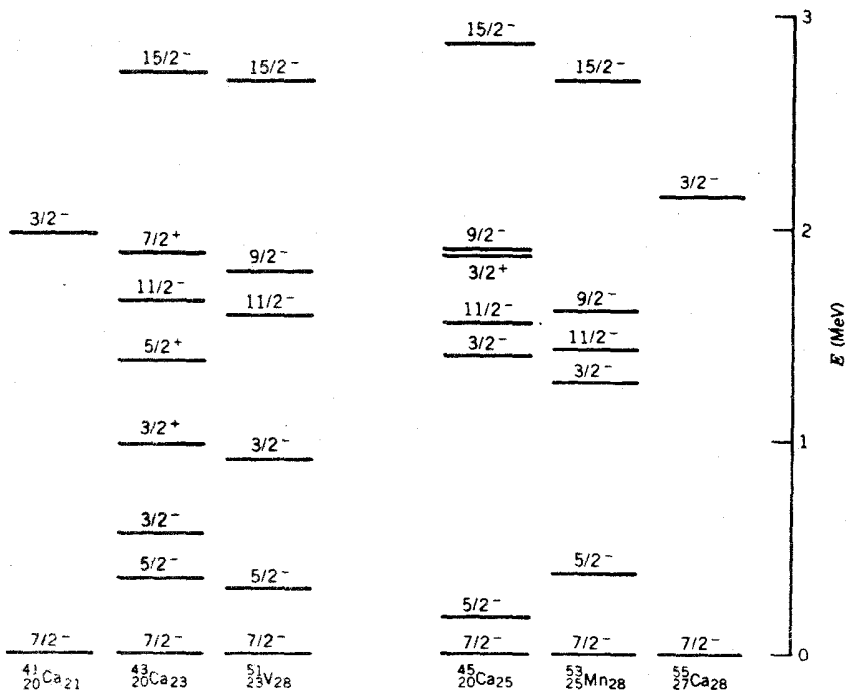
هسته‌های تغییر شکل یافته را فقط در نواحی دور از پوسته‌های کامل نوترونی و پروتونی می‌توان یافت. درست همان‌طور که تشریح مساعی چندزوج نوکلئونی خارج از پوسته پر به ساختار میکروسکوپی ارتعاشی هسته‌های کروی منجر می‌شود، تشریح مساعی چندین زوج از نوکلئونهای ظرفیت هم می‌تواند آنچنان تغییری در هسته مرکزی نوکلئونها به وجود آورده که شکل تعادل هسته قویاً دگرگون شود.

۳.۵ مدل‌های هسته‌ای واقعیت‌ر

مدل پوسته‌ای هسته‌های A فرد و مدل جمعی هسته‌های زوج-زوج، هر دو ایده‌آل‌سازیهایی هستند که فقط به‌طور تقریبی برای هسته‌های واقعی قابل استفاده‌اند. ساختار هسته‌های واقعی خیلی پیچیده‌تر از آن چیزی است که در این مدل‌های ساده مطرح می‌شود. بعلاوه، در هسته‌های واقعی نمی‌توان یک نوع ساختار را در نظر نگرفت و فقط نوع دیگر را مطرح کرد. از این رو، حتی در هسته‌های با خواص شدیداً جمعی نیز با اثرات ذره منفرد روبه‌رو می‌شویم. ضمناً بخش مرکزی هسته‌های مدل پوسته‌ای هم می‌تواند در خواص جمعی آن نقشی داشته باشد که تاکنون در این نوع بررسیها از آن صرف‌نظر کرده‌ایم. ساختار بسیاری از هسته‌ها را نمی‌توان به‌سادگی در یک گروه از دسته‌بندی دوگانه ذره منفرد و حرکت جمعی قرار داد، بلکه معمولاً لازم است که ترکیبی از هر دو مدل را برای توصیف ساختار هسته در نظر بگیریم. این مدل هسته‌ای وحدت‌یافته از لحاظ ریاضی پیچیده‌تر از آن است که در اینجا مطرح شود، و به همین جهت ما در اینجا صرفاً برخی از خواص هسته‌ها را شرح می‌دهیم و می‌کشیم رابطه آنها را با وجوه بنیادین مدل‌های پوسته‌ای و جمعی نشان دهیم.

مدل پوسته‌ای چند ذره‌ای

در بررسی مدل پوسته‌ای، فقط اثرات ناشی از آخرین تک‌ذره تزویج نشده را در نظر گرفتیم. رهیافت واقع‌بینانه‌تر برای هسته‌های A فرد این است که تمام ذرات خارج از پوسته‌های پر را در نظر بگیریم. برای نمونه هسته‌های Z فرد یا N فرد را در فاصله بین ۲۵ تا ۲۸ در نظر می‌گیریم که در این صورت نوکلئونهای فرد در پوسته $f_{7/2}$ قرار دارند. برای سهولت، بحثمان را فقط به یک نوع نوکلئون محدود می‌کنیم و نوکلئون نوع دیگر را نه فقط با تعداد زوج بلکه با یک عدد جادویی در نظر می‌گیریم. در شکل ۲۵.۵، حالت‌های برانگیخته انرژتی پایین را برای چندتسا از این هسته‌ها نشان داده‌ایم. هسته‌هایی که ساختارشان توسط یک ذره منفرد تعیین می‌شود (${}^{41}\text{Ca}$ و ${}^{55}\text{Co}$)، ترازهای مورد انتظار را نشان می‌دهند: حالت پایه $(7/2^-)$ که متناظر با ذره منفرد $f_{7/2}$ با پارینته فرد است (و یا متناظر با تهیجای نوکلئونی در ${}^{55}\text{Co}$ است، زیرا یک حفره یا تهیجای منفرد در پوسته مانند یک ذره منفرد عمل می‌کند)؛ و حالت برانگیخته $(3/2^-)$ در انرژی حدود 2MeV



شکل ۲۵.۵ حالت‌های برانگیخته چند هسته که در پوسته $f_{7/2}$ دارای نوکلئونهای ظرفیت‌اند. تمام ترازهای زیر ۲ MeV بوده شده‌اند، و حالت $(15/2)^-$ نیز بدانها افزوده شده است.

که با برانگیزش ذره منفرد با پاریتۀ فرد به حالت $p_{3/2}$ مشاظر است. هسته‌هایی که ۳ یا ۵ ذره در تراز $f_{7/2}$ دارند، طیف حالت‌هایشان خیلی غنیتر است، و مخصوصاً باید توجه داشت که حالت‌های خیلی کم انرژی با پاریتۀ منفی را نمی‌توان به کمک مدل پوسته‌ای تک‌ذره‌ای توضیح داد. برای نمونه اگر حالت $(5/2)^-$ از برانگیختگی یک ذره منفرد و انتقال آن به پوسته $f_{5/2}$ حاصل شود، چون تراز $f_{5/2}$ بالاتر از تراز $p_{3/2}$ قرار می‌گیرد (شکل ۶.۵) انتظار داریم که این حالت با انرژی بیش از ۲ MeV ظاهر شود. پایینترین تراز $(5/2)^-$ در هسته‌های تک‌ذره در انرژی ۲۶ MeV (در مورد ^{41}Ca) و ۳۳ MeV (در مورد ^{55}Co) دیده می‌شود.

در اینجا برای نشان دادن پیکربندی ذره‌های پوسته $f_{7/2}$ از نمادگذاری اختصاری $(f_{7/2})^n$ استفاده می‌کنیم، و مقادیر I را برای پیکربندی $(f_{7/2})^3$ مورد بررسی قرار می‌دهیم. (به خاطر تقارن بین ذرات و حفره‌ها، ترازهای مربوط به سه حفره یا پنج ذره در پوسته $f_{7/2}$ با ترازهای سه ذره یکسان خواهد بود.) نوکلئونها چون اسپین نیم‌درست دارند، باید از اصل پاولی پیروی کنند، و در نتیجه هیچ دو ذره‌ای نمی‌توانند مجموعه اعداد کوانتومی یکسان داشته باشند. تکانه زاویه‌ای هر ذره در مدل پوسته‌ای

به صورت $z = 7/2$ توصیف می‌شود که تصاویر آن (m) در راستای z دارای مقادیر $\pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2, \pm 7/2$ است. بنابراین پاولی، مقادیر m برای این سه ذره با هم متفاوت است. در این صورت، فوراً معلوم می‌شود که حداکثر بزرگی تصویر برآیند برای این سه ذره $(M = m_1 + m_2 + m_3)$ برابر است با $(15/2) + (7/2) + (5/2) + (3/2) = 15/2$ اگر اصل پاولی را در نظر بگیریم، حداکثر بزرگی تصویر برآیند برابر $21/2$ خواهد شد. بنا بر این، انتظار می‌رود که در پیکربندی $(f_{7/2})^3$ مقدار I متناظر به هیچ حالتی بزرگتر از $15/2$ نباشد. بیشینه تکانه زاویه‌ای برآیند در این مورد برابر $I = 15/2$ است که می‌تواند تمام مقادیر ممکن M را از $15/2$ تا $-15/2$ به خود بگیرد. مقدار بعد از حداکثر M برابر $13/2$ است که فقط از مجموع $1/2 + 5/2 + 7/2$ قابل حصول است (مجموعه‌های $3/2 + 3/2 + 7/2$ و $1/2 - 1/2 + 7/2 + 7/2$ مجاز نیستند). این حالت منفرد $M = 13/2$ باید به همان M حالتی که قبلاً به پیکربندی $I = 15/2$ نسبت دادیم متعلق باشد، یعنی امکان ندارد که برآیندی به صورت $I = 13/2$ در این پیکربندی وجود داشته باشد. با ادامه این بحث معلوم می‌شود که برای مقدار

$$M = +\frac{11}{2} \left(+\frac{7}{2} + \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \text{ و } +\frac{7}{2} + \frac{5}{2} - \frac{1}{2} \right)$$

دو امکان وجود دارد، یعنی دو حالت ممکن برای $M = +11/2$ قابل تصور است: یکی از این دو حالت برای پیکربندی $I = 15/2$ است و دیگری حالتی است که به پیکربندی $I = 11/2$ نسبت می‌دهیم. با تکمیل این بحث، حالت‌های ممکن برای پیکربندی $(f_{7/2})^3$ یا $(f_{7/2})^5$ را چنین به دست می‌آوریم: $15/2, 11/2, 9/2, 7/2, 5/2, 3/2, I$. چون هر ذره از پیکربندی‌های سه ذره‌ای یا پنج ذره‌ای پاریته منفی دارد، پاریته برآیند به صورت $(-1)^3$ است. هسته‌هایی که در شکل ۲۵.۵ نشان داده شده‌اند، حالت‌های کم انرژی با پاریته منفی را با اسپین‌های مورد انتظار نشان می‌دهند [همچنین عدم امکان حالت‌های $(1/2)^-$ و $(13/2)^-$ نیز چنانکه انتظار می‌رود، مشخص شده است].

این تحلیل اگرچه نسبتاً موفق است، ولی کامل نیست. در صورتی که تمام ذرات ظرفیتی را واقعاً مستقل و معادل در نظر بگیریم، انرژی هر تراز باید مستقل از سمنگیری مقادیر متفاوت m باشد. این بدان معنی است که تمامی برآیندهای I باید انرژی یکسان داشته باشند. این نتیجه گیری حتی به طور تقریبی هم درست نیست. مثلاً در مورد چند تاییه $(f_{7/2})^3$ ، فاصله انرژی بین بالاترین و پایینترین تراز انرژی برابر 277 MeV است که مقدار آن در همان حدود انرژی برهم کنشهای زوج شکتی و برانگیزش ذره‌ای است. این گونه شکافتگی انرژی را با فرض برهم کنش باقیمانده بین ذرات ظرفیت می‌توان توضیح داد. بدین ترتیب، ساختار تراز انرژی این هسته‌ها وسیله‌ای برای بررسی برهم کنش نوکلئون-نوکلئون در یک محیط جدید در اختیار ما می‌گذارد که با آنچه در بررسی نوکلئون آزاد در فصل ۴ دیدیم متفاوت است.

به‌عنوان آخرین کلام، یکی دیگر از ویژگیهای عام پیکر بندیهای n ذره‌ای يك پوسته را بدون اثبات در اینجا ذکر می‌کنیم. این نکته که با آزمون تجربی قابل تحقیق است، بدین صورت است که گشتاور مغناطیسی هر پیکر بندی متناسب با تکانه زاویه‌ای آن I خواهد بود. یعنی اگر دو حالت مختلف ۲۰۱ متعلق به يك پیکر بندی مشخص را در نظر بگیریم، داریم

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{I_1}{I_2} \quad (21.5)$$

متأسفانه تعداد موارد کاملاً مشخص گشتاور مغناطیسی حالت برانگیخته کمتر از آن است که این پیش‌بینی قابل تحقیق باشد. در مورد ^{51}V می‌دانیم که گشتاور مغناطیسی حالت پایه برابر $0.0001 \mu_N \pm 0.0001 \mu_N$ و گشتاور نخستین حالت برانگیخته برابر $0.33 \mu_N \pm 0.01 \mu_N$ است. نسبت بین این دو گشتاور برابر 1.33 ± 0.11 می‌شود که با نسبت مورد انتظار $1.34 = (5/2)/(7/2)$ سازگار است. نسبت بین گشتاورها برای همان حالتها در مورد ^{53}Mn برابر

$$\frac{0.0007 \mu_N \pm 0.0002 \mu_N}{0.30 \mu_N \pm 0.02 \mu_N} = 1.55 \pm 0.14$$

می‌شود. بدین گونه می‌توان گفت که شواهد حاصل از گشتاور مغناطیسی، فرض اولیه ما را درباره ماهیت این حالتها تأیید می‌کند.

حالتهای تک-ذره‌ای در هسته‌های تغییر شکل یافته

ترازهای انرژی مدل پوسته‌ای هسته بسر پایه فرض کروی بودن پتانسیل هسته‌ای محاسبه می‌شوند. اما می‌دانیم که این فرض برای هسته‌های موجود در گستره $190 \leq A \leq 150$ و $A > 230$ درست نیست. برای این گونه هسته‌ها باید از پتانسیلی در مدل پوسته‌ای استفاده کنیم که تقریبی از شکل واقعی هسته، یعنی بیضیوار دوار، باشد. در محاسبات معادله شرودینگر با پتانسیل غیر کروی، تکانه زاویه‌ای l دیگر به صورت عدد کوانتومی «خوب» نیست. یعنی، حالت‌های پتانسیل غیر کروی را نمی‌توان مثل مورد مدل پوسته‌ای کروی با نمادهای طیف نمودی (s, p, d, f ، و غیره) مشخص کرد. به عبارت دیگر، حالت‌های حاصل از مدل غیر کروی به صورت مخلوطی از مقادیر مختلف l هستند (که با در نظر گرفتن پارامتر، انتظار داریم این مخلوط فقط از مقادیر زوج l یا فقط از مقادیر فرد l تشکیل شود).

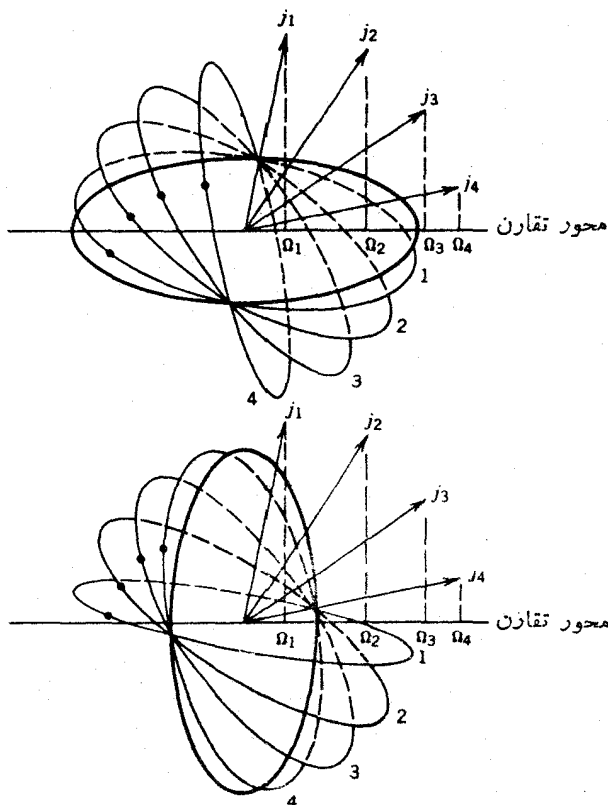
در مورد پتانسیل کروی، ترازهای انرژی هر حالت از ذره منفرد دارای واگنی $(2j+1)$ است. (این بدان معنی است که تمامی سمتگیرهای بردار j که تعداد آنها نسبت به هر محور دلخواه به $2j+1$ می‌رسد، با هم معادل هستند.) این واگنی ترازها یا هم‌ارزی سمتگیرها، دیگر برای پتانسیلی که تغییر شکل داده است معتبر نیست و ترازهای انرژی پتانسیل تغییر شکل یافته به سمتگیری فضایی مدار بستگی دارد. دقیقتر بگوییم،

انرژی هر تراز به مؤلفه J در راستای محور تقارن قلب هسته بستگی پیدا می‌کند. برای نمونه، یک نوکلئون $f_{7/2}$ می‌تواند دارای هشت مؤلفه مجاز J باشد که مقدار آنها از $7/2 -$ تا $7/2 +$ تغییر می‌کند. این مؤلفه J در راستای محور تقارن را عموماً با Ω نشان می‌دهند. چون هسته‌ها نسبت به جهات دوگانه محور تقارن دارای تقارن آینه‌ای هستند، انرژی مؤلفه‌های $\Omega +$ و $\Omega -$ با هم مساوی و در نتیجه واگنی هر تراز برابر 2 خواهد شد. یعنی اگر پتانسیل مرکزی تغییر شکل پیدا کند، حالتی که قبلاً با نماد $f_{7/2}$ مشخص شد به چهار حالت شکافته می‌شود که عبارت‌اند از $7/2, 5/2, 3/2, 1/2 = \Omega$ که پاریتۀ همه آنها منفی است. «مدار»های مجاز مختلف ذره فرد را برای تغییر شکل‌های کشیده و پخت در شکل ۲۶.۵ نشان داده‌ایم. در تغییر شکل کشیده، مدارهای که کوچکترین مقدار ممکن Ω (مساوی $1/2$) را داراست قویترین برهم‌کنش را با قلب هسته خواهد داشت، بدین ترتیب بستگی این مدار از همه بیشتر و انرژی آن از همه پایینتر است. در تغییر شکل پخت، با وضعیت متفاوتی روبه‌رو می‌شویم. در این مورد، مدارهای که بزرگترین مقدار Ω (مساوی J) را داراست قویترین برهم‌کنش و پایینترین انرژی ممکن را خواهد داشت. چگونگی شکافته شدن حالت‌های $f_{7/2}$ ، در اثر افزایش تغییر شکل هسته، در شکل ۲۷.۵ نموده شده است.

البته باید به خاطر داشته باشیم که شکل‌های ۲۶.۵ و ۲۷.۵ چندان دقیقی ندارند، زیرا اعداد کوانتومی l و J که با استفاده از پتانسیل کروی برای ذره منفرد به دست آمده‌اند در مورد پتانسیل تغییر شکل یافته فاقد اعتبارند. برای مثال، حالت پاریتۀ منفی $\Omega = 5/2$ را نمی‌توان همان حالت $f_{7/2}$ دانست، هر چند که وقتی $0 \rightarrow \beta$ تفاوت بین این دو حالت از میان می‌رود. تابع موج حالت $\Omega = 5/2$ را می‌توان به صورت مخلوطی (بسیار ترکیب خطی) از تعداد زیادی l و J مختلف نوشت (برای آنکه مؤلفه $5/2$ حاصل شود، فقط مقادیر $5/2 \leq J$ را باید در نظر گرفت). معمولاً تقریب را به صورتی در نظر می‌گیرند که پوسته‌های اصلی مختلف نوسانگر (شکل‌های ۳.۵ و ۶.۵) با هم مخلوط نمی‌شوند. بنا بر این، برای نمونه، حالت $\Omega = 5/2$ که در شرایط $0 \rightarrow \beta$ به سمت تراز $2 f_{7/2}$ میل می‌کند، فقط شامل بعضی از حالت‌های پوسته پنجم نوسانگر ($2 f_{5/2}, 2 f_{7/2}$) خواهد بود. پوسته‌های چهارم و ششم نوسانگر، پاریتۀ متقابل دارند و در نتیجه قابل اختلاط نیستند. پوسته‌های پاریتۀ فرد بعدی نیز خیلی از هم فاصله دارند و نمی‌توانند بخوبی با هم مخلوط شوند. اگر تابع موجهای کروی را با ψ_{Nlj} نشان دهیم، باید داشته باشیم

$$\psi'(\Omega) = \sum_{lj} a(Nlj) \psi_{Nlj} \quad (22.5)$$

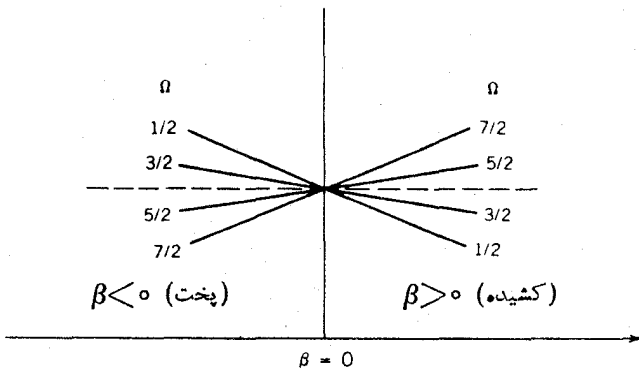
که در آن $\psi'(\Omega)$ معرف تابع موج حالت تغییر شکل یافته Ω است و $a(Nlj)$ ضرایب بسط هستند. برای حالت $\Omega = 5/2$ داریم



شکل ۲۶-۵ مدارهای ذره منفرد با $j = 7/2$ و تصاویر مجاز آن در راستای محور تقارن. تغییر شکل کشیده در بالا و تغییر شکل پخت در پایین نشان داده شده است. تصاویر مجاز عبارت‌اند از $\Omega_4 = 7/2$ و $\Omega_3 = 5/2$ ، $\Omega_2 = 3/2$ ، $\Omega_1 = 1/2$ (برای وضوح شکل، فقط تصاویر مثبت را نشان داده‌ایم). توجه داشته باشید که در مورد هسته کشیده، مدار ۱ (به‌طور متوسط) از همه مدارهای دیگر به قلب هسته نزدیک‌تر است و از همه قویتر با آن برهم‌کنش می‌کند، در حالی که در مورد هسته پخت، مدار ۴ قویترین برهم‌کنش را با قلب هسته خواهد داشت.

$$\psi'(\Omega) = a\left(\frac{5}{2}\right)\psi_{\frac{5}{2}, \frac{5}{2}} + a\left(\frac{3}{2}\right)\psi_{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}} + a\left(\frac{1}{2}\right)\psi_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} + a\left(\frac{11}{2}\right)\psi_{\frac{11}{2}, \frac{11}{2}} \quad (23.5)$$

ضرایب $a(Nlj)$ را می‌توان از حل معادله شرودینگر با پتانسیل تغییر شکل یافته به دست آورد، که محاسبه آن نخستین بار در سال ۱۹۵۵ توسط نیلسون انجام شد. مقدار این



شکل ۲۷۰۵ نتیجه سم‌تکیریهای مختلف مدار $f_{7/2}$ را مستقیماً در این شکل نشان داده‌ایم. چنانکه در شکل ۲۶۰۵ دیده می‌شود، مداری که مؤلفه‌اش در راستای محور تقارن برابر $\Omega = 1/2$ است قویترین برهم‌کنش را با قلب هسته کشیده دارد، و در نتیجه انرژی آن از همه مدارهای دیگر کمتر می‌شود. در مورد قلب هسته پخت، مداری که مؤلفه آن برابر $\Omega = 7/2$ باشد پایینترین انرژی را داراست.

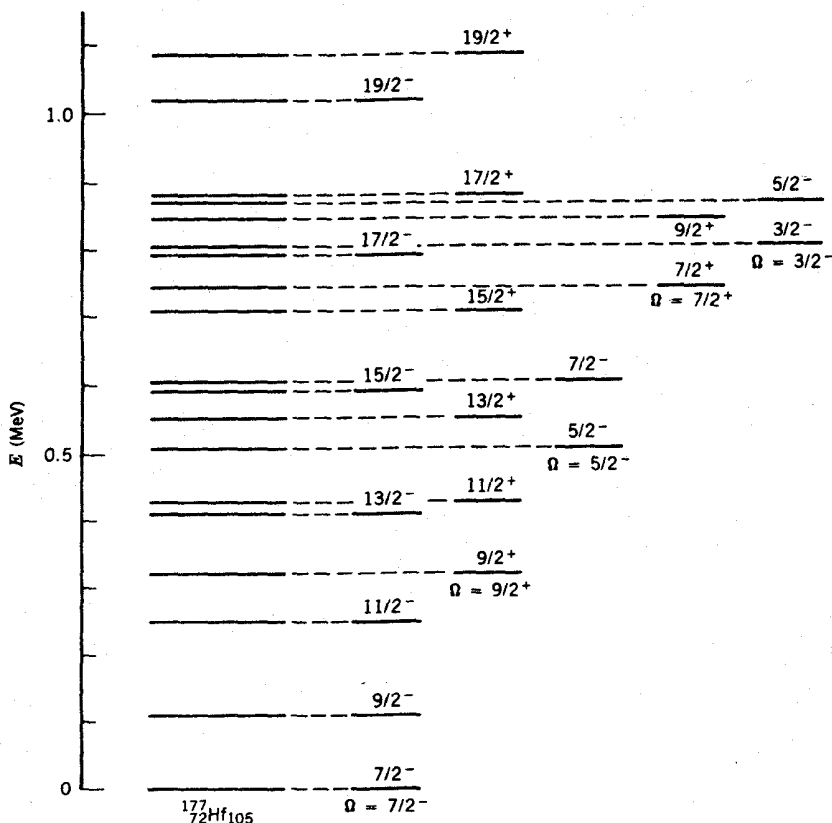
ضرایب به تبعیت از β تغییر می‌کند، و طبعاً انتظار داریم که به ازای $\beta \rightarrow 0$ مقدار $a[\Omega(7/2)]$ به ۱ میل کند و ضرایب دیگر همگی صفر شوند. به ازای $\beta = 0.3$ (که معرف یک نمونه از تغییر شکل کشیده است)، نیلسون مقادیر این ضرایب را برای تراز $\Omega = 5/2$ که در اینجا مورد بحث است، به صورت زیر به دست آورد

$$a\left(\Omega \frac{5}{2}\right) = 0.267 \quad a\left(\Omega \frac{7}{2}\right) = 0.832$$

$$a\left(\Omega \frac{9}{2}\right) = 0.415 \quad a\left(\Omega \frac{11}{2}\right) = -0.255$$

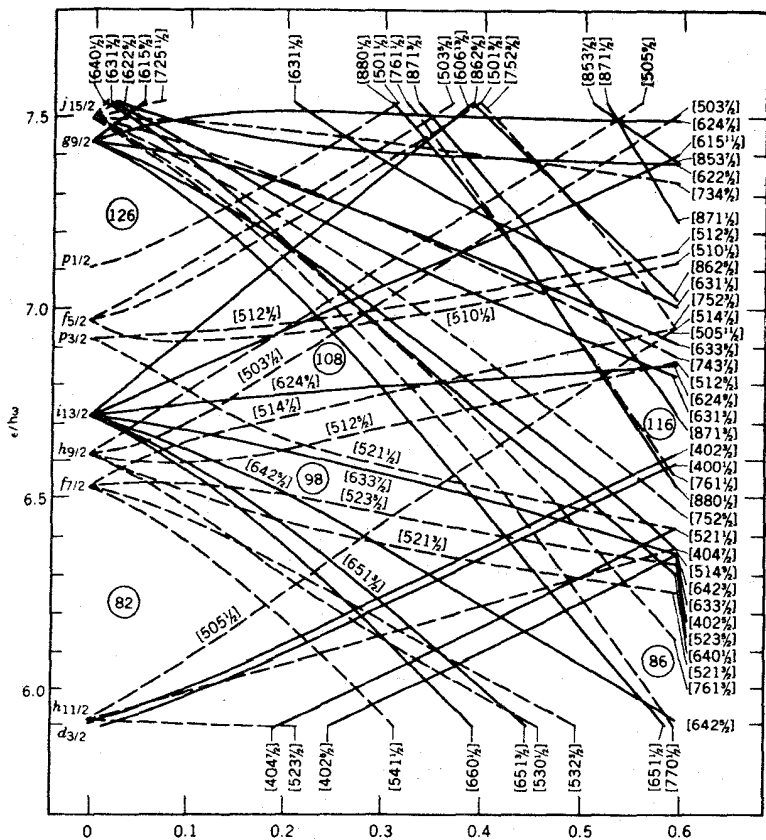
وقتی که این تابع موجهای حالت‌های تک-ذره هسته‌های تغییر شکل یافته را در اختیار داشته باشیم، آنگاه می‌توانیم هسته‌ها را در حال دوران در نظر بگیریم. در این صورت، برای هر حالت ذره منفرد یک سری حالت‌های دورانی به دست می‌آوریم که فاصله انرژی بین آنها با عبارت $I(I+1)$ متناسب است. در پایینترین حالت نوار دورانی $I = \Omega$ است، و تکانه زاویه‌ای حالت‌های متوالی، با افزایش انرژی دوران، به صورت $\Omega, \Omega+1, \Omega+2, \dots$ افزایش می‌یابد. شکل ۲۸۰۵ ترازهای انرژی هسته ^{177}Hf را نشان می‌دهد. در این هسته، علاوه بر دو نوار دورانی کاملاً مشخص، چند حالت تک-ذره‌ای دیگر هم مشاهده شده است.

برای تعبیر ترازهای تک-ذره مشاهده شده، به نموداری مشابه شکل ۲۷۰۵ نیازمندیم که تمام حالت‌های مجاز تک-ذره و چگونگی تغییر انرژی آنها را بر حسب تغییر شکل هسته



شکل ۲۸.۵ ترازهای انرژی ^{177}Hf همانند مورد ^{164}Er (در شکل ۲۳.۵)، با استفاده از وضعیت اسپین-پاریته می‌توان حالت‌ها را به صورت نوارهای دورانی دسته‌بندی کرد. در پایینترین حالت هر نوار $I = \Omega$ است و فاصله انرژی حالت‌های بالاتر از $I(I+1)$ به دست می‌آید.

نشان دهد. شکل ۲۹.۵ چنین نموداری را برای حالت‌های نوترونی هسته‌های موجود در ناحیه $190 \leq A \leq 150$ نشان می‌دهد. با توجه به اینکه واگنی هر یک از ترازهای ذره منفرد در هسته تغییر شکل یافته برابر ۲ است، درست مانند آنچه در مورد مدل پوسته‌ای با پتانسیل کروی عمل کردیم، در هر حالت دو نوترون قرار می‌دهیم تا به $N = 105$ برسیم و همین‌طور در هر حالت دو پروتون می‌گذاریم تا به $Z = 72$ برسیم. اکنون به دلیل توزیع نوکلئونی از حالت‌های تک-ذره‌ای پروتون‌ها صرف‌نظر می‌کنیم، و به بررسی ترازهای مجاز یکصد و پنجمین نوترون در هسته تغییر شکل یافته‌ای با مقدار مثلاً $\beta \approx 0.3$ می‌پردازیم. چنانکه در نمودار می‌بینیم، ترازهای انتظاری تک-ذره دقیقاً با ترازهای مشاهده شده در ^{177}Hf مطابقت دارند.



تغییر شکل

شکل ۲۹.۵ ترازهای انرژی نوترونها در یک پتانسیل تغییر شکل یافته کشیده. تغییر شکل را اساساً با پارامتر β برآورد می کنند. اعداد درون قلابها نمایانگر حالتها هستند؛ در اینجا فقط اولین عدد که همان عدد کوانتومی اصلی N مربوط به پوسته نوسانگر و معرف پاریته حالت $N(-)$ است و همچنین آخرین عدد که همان مؤلفه Ω است، مورد توجه ماست. خطوط پر حالتی با پاریته زوج، و خط چینها حالتی با پاریته فرد را نشان می دهند. برای تغییر شکل بین ۲ و ۳ (که معرف تغییر شکل نوعی هسته های موجود در این ناحیه است)، یکصد و پنجمین نوترون ^{177}Hf در حالت $[514(7/2)]$ یعنی یک حالت پاریته - فرد که در آن $\Omega = 7/2$ است، قرار می گیرد. یک برانگیزش کوچک کافی است که این نوترون را به حالت $[624(9/2)]$ که یک حالت پاریته - زوج و $\Omega = 9/2$ است، برساند. هر دو حالت ذاتی (و نوارهای دورانی مربوط به آنها) را می توان در شکل ۲۸.۵ مشاهده کرد. حالتی دیگری که در ^{177}Hf مشاهده می شوند، از شکست زوج نوترونی یک حالت پایینتر و برانگیختگی یکی از آنها و تزویج آن با نوترون $(7/2)-$ حاصل می شوند. بدین گونه، مثلاً، می توان یک نوترون منفرد در حالت $[512(5/2)]$ به دست آورد که نمایشگر حالت پاریته - فرد $\Omega = 5/2$ در ^{177}Hf است.

بنا بر این، ساختار کلی هسته‌های تغییر شکل یافته α فرد با نوارهای دورانی مشخص می‌شود. این نوارها را بر اساس حالت‌های تک-ذره که با استفاده از پتانسیل مدل پوسته‌ای تغییر شکل یافته محاسبه می‌شوند، می‌توان تعیین کرد. حالت‌های نوترون و پروتون (با استقرار دو نوکلئون در هر حالت) پر می‌شوند، و خواص هسته با استفاده از خواص ذره منفرد در مدل تک ذره قابل برآورد است. این مدل که تابع موجهای آن توسط نیلسون محاسبه شده است، در توجیه خواص هسته‌های موجود در این ناحیه موفقیت چشمگیری داشته است. به طور کلی می‌توان گفت که محاسبات مبتنی بر خواص ذره منفرد، برای ناحیه تغییر شکل یافته بسیار موفقتر از ناحیه هسته‌های کروی بوده است.

در این فصل، نمونه‌هایی از ساختار هسته‌ای را که مبتنی بر خواص ایستای هسته‌ها بوده‌اند بررسی کرده‌ایم که اهم آنها عبارت‌اند از: ترازهای انرژی، وضعیت اسپین-پاریته، گشتاور دو قطبی مغناطیسی و چار قطبی الکتریکی. با استفاده از تابع موجهای حاصل از حل معادله شرودینگر در مدل‌های مختلف می‌توان بسیاری از ویژگی‌های دیگر ساختار هسته‌ای، از جمله گذار بین حالت‌های هسته‌ای متفاوت را محاسبه کرد. اغلب مشاهده می‌شود که اگر برای نمونه بخواهیم فقط با استفاده از ترازهای انرژی شواهدی برای ساختار جمعی فراهم آوریم ممکن است تلاشمان بی نتیجه بماند، در حالی که استفاده از احتمال گذار بین حالت‌های برانگیخته وجود اثرات جمعی را به طور قطعی ثابت می‌کند. همچنین ممکن است با مواردی روبرو شویم که یک حالت برانگیخته خاص به راه‌های مختلف قابل تعبیر باشد. حالت ارتعاشی یا جفت شدگی دو ذره‌ای را می‌توان به عنوان نمونه‌هایی از این موارد یادآور شد. معمولاً با بررسی احتمال گذار، می‌توانیم تعبیرهای مختلف را با هم مقایسه کنیم و نقاط قوت و ضعف آنها را دریابیم. بنا بر این بررسی کامل ساختار هسته‌ای مستلزم مطالعه واپاشیهای رادیواکتیو و واکنشهای هسته‌ای است که اولی گذار خود به خودی بین حالتها را نشان می‌دهد، و در دومی آزمایشگر می‌تواند حالت‌های ابتدایی و نهایی را به میل خود انتخاب کند. در این دو زمینه تحقیقی، ما می‌توانیم احتمالات واپاشی و واکنش را محاسبه و با مقادیر تجربی آنها مقایسه کنیم، و بدین گونه ساختار حالت‌های هسته‌ای را مورد پژوهش قرار دهیم. قسمت اعظم باقیمانده این کتاب، به مطالعه روشهای متداول در هر یک از این دو شاخه طیف‌نمایی هسته‌ای اختصاص خواهد داشت.

مراجع مطالعات تکمیلی

کتابهای درسی فیزیک هسته‌ای که شامل مطالب پیشرفته‌تر و مفصلتر درباره مدل‌های هسته‌ای هستند، عبارت‌اند از

B. L. Cohen, *Concepts of Nuclear Physics* (New York: McGraw-Hill, 1971),
ترجمه فارسی این کتاب تحت عنوان مفاهیم فیزیک هسته‌ای در سال ۱۳۷۰ توسط مرکز
نشر دانشگاهی منتشر شده است. -و.

H. Frauenfelder, E. M. Henley, *Subatomic Physics* (Englewood Cliffs, NJ : Prentice-Hall, 1974),

ترجمه فارسی این کتاب تحت عنوان فیزیک زیر اتمی بزودی توسط مرکز نشر دانشگاهی منتشر خواهد شد. و.

M. A. Preston, *Physics of Nucleus* (Reading, MA : Addison-Wesley, 1962).

دو اثر تئنگاری زیر به ترتیب درباره مدل پوسته‌ای و مدل جمعی نوشته شده‌اند. مؤلفان از برندگان جایزه نوبل هستند که به خاطر کارشان در مدل‌های هسته‌ای به دریافت این جایزه نایل شده‌اند.

M. G. Mayer, J. H. D. Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure* (New York : Wiley, 1955),

A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Reading, MA : Benjamin, 1975).

مرجع زیر یکی دیگر از کتابهای پیشرفته و جامع است

J. M. Eisenberg, W. Greiner, *Nuclear Models* (Amsterdam : North-Holland, 1970).

مسائل

۱. با استفاده از مدل پوسته‌ای، وضعیت پاریته و اسپین انتظاری حالت‌های پایه را در هسته‌های زیر مشخص کنید: (الف) ${}^7\text{Li}$ ، (ب) ${}^{11}\text{B}$ ، (ج) ${}^{15}\text{C}$ ، (د) ${}^{17}\text{F}$ ، (ه) ${}^{31}\text{P}$ ، (و) ${}^{141}\text{Pr}$.
۲. ترازهای پایین در هسته ${}^{13}\text{C}$ عبارت‌اند از: حالت پایه $(1/2)^-$ ، حالت $(1/2)^+$ با انرژی 3.09 MeV ، حالت $(3/2)^-$ با انرژی 3.68 MeV ، حالت $(5/2)^+$ با انرژی 3.85 MeV . حالت‌های دیگر در حدود انرژی 7 MeV و بالاتر هستند. تعبیر این چهار حالت را بر اساس مدل پوسته‌ای بیان کنید.
۳. بنا بر نمودار تراز انرژی شکل ۶.۵، برای حالت پایه ${}^{203}\text{Tl}$ ($Z = 81$) انتظار داریم که $I^\pi = (11/2)^-$ شود، ولی وضعیت مشاهده شده به صورت $(1/2)^+$ است. در مورد هسته‌های ${}^{207}\text{Pb}$ ($N = 125$) و ${}^{199}\text{Hg}$ ($N = 119$) هم با شرایط مشابهی روبرو می‌شویم: وضعیت انتظاری این هسته‌ها $(13/2)^+$ و وضعیت مشاهده شده $(1/2)^-$ است. به فرض آنکه نیروی تزویج قویاً بر حسب I افزایش یابد، پیکربندی مدل پوسته‌ای این هسته‌ها را که با وضعیت مشاهده شده اسپین-پاریته سازگار باشد مشخص کنید.
۴. شکل ۶.۵، متوسط حالت‌های تک‌ذره‌ای مدل پوسته‌ای را فقط به‌طور کلی نشان می‌دهد. انرژی حالتها بر حسب تعداد نوترونها و پروتونهای هسته تغییر می‌کند. برای نشان

دادن این اثر، حالت‌های پنجاه و یکمین پروتون را در ایزوتوپهای Sb در نظر بگیرید. به‌همان شیوه شکل ۲۵.۵، نموداری تهیه کنید که حالت‌های $(5/2)^+$ و $(7/2)^+$ را در هسته‌های ^{132}Sb و ^{133}Sb نشان دهد. (برای کسب اطلاعات مربوط به ترازهای انرژی به جدول ایزوتوپها رجوع کنید.) مواضع نسبی حالت‌های پروتونی $d_{5/2}$ و $g_{7/2}$ را به‌صورت تابعی از تعداد نوترون مورد بحث قرار دهید.

۵. در مدل پوسته‌ای تک ذره، حالت پایه یک هسته با تعداد فرد پروتون و نوترون را از جفت‌شدگی حالت‌های پروتون و نوترون در این مدل تعیین می‌کنند: $I = j_p + j_n$. هسته‌های $^{16}\text{N}^- - 2$ ، $^{12}\text{B} - 1$ ، $^{34}\text{P} - 1$ ، و $^{28}\text{Al} - 3$ را در نظر بگیرید. با رسم نمودارهای برداری ساده این جفت‌شدگیها را نشان دهید، سپس j_p و j_n را به ترتیب با $I_p + S_p$ و $I_n + S_n$ جایگزین کنید. با بررسی نمودارهای این چهار هسته، برای سمتگیری نسبی S_p و S_n در حالت پایه یک قاعده تجربی به دست آورید. سرانجام، با استفاده از قاعده تجربی به دست آمده، وضعیتهای I^π را در ^{26}Na و ^{28}Na پیش‌بینی کنید.

۶. (الف) اگر انرژی یک حالت تک ذره در غیاب برهم‌کنش (شکافتگی) اسپین-مدار برابر E_0 باشد، انرژی هر یک از اعضای دوتایه اسپین-مدار را که اختلاف انرژی‌شان از معادله (۴.۵) به دست می‌آید پیدا کنید. (ب) نشان دهید که «گرانیگاه» این دوتایه روی E_0 قرار دارد.

۷. گشتاور چارقطبی انتظاری $^{209}\text{Bi} (9/2)^-$ را بر اساس مدل پوسته‌ای محاسبه کنید، و آن را با مقدار تجربی $b \ 37.05 -$ مقایسه کنید.

۸. مقادیر انتظاری گشتاور دوقطبی مغناطیسی هسته‌های زیر را با استفاده از مدل پوسته‌ای محاسبه و آن را با مقادیر تجربی زیر مقایسه کنید:

هسته	I^π	μ_N تجربی (μ_N)
^{76}Ge	$(\frac{1}{2})^-$	+۰.۰۵۱۰
^{87}Sr	$(\frac{9}{2})^+$	-۱.۰۰۹۳
^{91}Zr	$(\frac{5}{2})^+$	-۱.۳۰۴
^{47}Sc	$(\frac{7}{2})^-$	+۰.۵۳۴
^{147}Eu	$(\frac{11}{2})^-$	+۰.۶۰۶

۹. بسامد ارتعاشی متناظر به نمونه‌ای از ارتعاشات چارقطبی را حساب کنید. با در نظر گرفتن مقادیر نمونه طول عمر و پاشی حالت‌های 2^+ در هسته‌های ارتعاشی (این مقادیر را می‌توان در جدول ایزوتوپها پیدا کرد)، نتیجه‌گیری کنید که واپاشیها در مقایسه با ارتعاشات هسته‌ای به‌طور کلی در زمان طولانیتر یا کوتاهتری اتفاق می‌افتند. چنانکه در معادله (۱۳.۵) دیده می‌شود، اگر α نمایشگر دامنه ارتعاش باشد، آیا می‌توان کمیت‌های متناسب با $\langle \alpha \rangle$ را مشاهده کرد؟ متناسب با $\langle \alpha^2 \rangle$ را چطور؟
۱۰. با مشخص کردن فهرست حالت‌های ممکن m برای سه فونون چارقطبی ($l=2$) و ترکیب‌های قرینه آنها، نشان دهید که حالت‌های برآیند مجاز عبارت‌اند از: 0^+ ، 2^+ ، 3^+ ، 4^+ و 6^+ .
۱۱. حجم هسته‌ای را که سطح آن از معادله (۱۴.۵) به‌دست می‌آید تعیین کنید.
۱۲. یک هسته بیضوی با توزیع بار یکنواخت را در نظر بگیرید که سطح آن با معادله (۱۴.۵) مشخص می‌شود. نشان دهید که گشتاور چارقطبی الکتریکی این هسته که با معادله (۳۶.۳) تعریف می‌شود، به‌صورت معادله (۱۶.۵) درمی‌آید.
۱۳. ترازهای انرژی ^{174}Hf دارای دو نوار دورانی مشابه به‌صورت زیر است:

$E(12^+)$	$E(10^+)$	$E(8^+)$	$E(6^+)$	$E(4^+)$	$E(2^+)$	$E(0^+)$	
۲۲۰۲۱	۱۲۴۸۶	۱۲۰۱۰	۰۶۶۰۸	۰۲۹۷	۰۲۰۹۱	۰	نوار ۱:
۲۲۴۸۹	۲۲۰۲۶	۱۲۶۳۰	۱۲۳۰۷	۱۲۰۶۳	۰۲۹۰۰	۰۲۸۲۷	نوار ۲:

(مقادیر بالا بر حسب MeV داده شده‌اند). گشتاور لختی این دو نوار را باهم مقایسه کنید، و درباره اختلاف آنها اظهار نظر کنید.

۱۴. اختلاف بین ترازهای انرژی پایین در هسته‌های ^{17}O و ^{19}O به علت وجود حالت‌های $I^\pi = (9/2)^+$ و $I^\pi = (3/2)^+$ در هسته ^{19}O است. این دو حالت در هسته ^{17}O دیده نمی‌شوند. نشان دهید که این دو حالت ممکن است از پیکربندی $(d_{5/2})^3$ حاصل شوند که در هسته ^{17}O مورد انتظار نیستند.

۱۵. هسته ^{24}Mg دارای یک حالت برانگیخته اول 2^+ در انرژی 1.369 MeV و یک حالت برانگیخته دوم 4^+ در انرژی 4.123 MeV است. گشتاور دو قطبی مغناطیسی حالت 2^+ برابر $1.02 \mu_N$ و گشتاور چارقطبی الکتریکی آن برابر 0.27 b است. کدام یک از مدل‌های هسته‌ای می‌تواند توصیفی دقیق از این حالت‌ها به‌دست دهد؟ انتخاب خود را با محاسبه پارامترهای خاص مدل مورد نظر توجیه کنید.

قسمت ۲

واپاشی هسته‌ای
و رادیواکتیویته

واپاشی رادیواکتیو

واپاشی رادیواکتیو کانیهای طبیعی حاوی اورانیم و توریم تا حدود زیادی منشأ مطالعات اولیه فیزیک هسته‌ای بوده است. این واپاشیها دارای نیمه‌عمرهایی در حدود عمر زمین‌اند، که این امر نمایانگر باقی ماندن این مواد از دوران اولیه پیدایش ماده در اثر گردهمایی نوکلئونهاست. هسته‌های با عمر کوتاهتر مدتها قبل واپاشیده و ناپدید شده‌اند، و امروز ما فقط واپاشیهای با عمر طولانی را مشاهده می‌کنیم. اگر ^{235}U و ^{238}U دارای نیمه‌عمرهای بسیار طولانی نبودند، امروز دیگر اورانیمی در طبیعت وجود نداشت و احتمالاً رآکتورهای هسته‌ای و سلاحهای هسته‌ای هم در کار نبودند.

علاوه بر رادیواکتیوئته طبیعی، هسته‌های رادیواکتیو را از طریق واکنشهای هسته‌ای در آزمایشگاه نیز می‌توانیم تولید کنیم. این عمل اولین بار در سال ۱۹۳۴ توسط ایرن کوری و فردریک ژولیو، با بمباران آلومینیم به وسیله ذرات آلفای حاصل از واپاشی پولونیم رادیواکتیو، انجام شد. در این واکنش ایزوتوپ ^{20}P تولید می‌شود که از طریق گسیل پوزیترون با نیمه‌عمر ۲۵ دقیقه واپاشیده خواهد شد. طبق گفته آنها:

آخرین آزمایشهای ما حقیقت تکان دهنده‌ای را نشان داده است: هنگامی که يك ورقه آلومینیم تحت تأثیر تابشهای يك ترکیب پولونیم قرار می‌گیرد، گسیل پوزیترون بلافاصله پس از برداشتن ترکیب رادیواکتیو متوقف نمی‌شود. ورقه همچنان رادیواکتیو می‌ماند و گسیل پرتوهای ناشی از واپاشی مانند يك عنصر رادیواکتیو معمولی به‌طور نمایی فرومی‌افتد.

برای این کار در زمینه رادیواکتیویته مصنوعی، جایزه نوبل شیمی سال ۱۹۳۵ به تیم ژولیو-کوری داده شد (در پی يك سنت خانوادگی-والدین ایرن، پی‌یر، و ماری کوری برای کار در زمینه رادیواکتیویته طبیعی عنصر رادیم در جایزه نوبل فیزیک سال ۱۹۰۳ با بکرل شریک شدند، و ماری کوری نخستین کسی است که با دریافت جایزه نوبل شیمی در سال ۱۹۱۱ برای دومین بار به دریافت این جایزه مفتخر شد).
در این فصل قوانین فیزیکی حاکم بر تولید و واپاشی مواد پرتوزا را بررسی خواهیم کرد. در اینجا منظور از مواد پرتوزا موادی است که هسته‌های آنها در اثر گسیل خود به خود تابش تغییر حالت می‌دهد.

۱.۶ قانون واپاشی رادیواکتیو

سه سال پس از کشف رادیواکتیویته در سال ۱۸۹۶ ملاحظه شد که آهنگ واپاشی يك ماده پرتوزای خالص با گذشت زمان طبق يك قانون نمایی کاهش می‌یابد. تشخیص اینکه رادیواکتیویته نماینده تغییر در ترك تك آنها و نه در كل نمونه است، مستلزم سپری شدن مدت زمان بیشتری بود. پس از گذشت دو سال دیگر مشخص شد که واپاشی دارای طبیعت آماری است، یعنی پیش بینی زمان فروپاشی يك اتم معین غیر ممکن است، و معلوم شد که این فرضیه مستقیماً به قانون نمایی منجر می‌شود. این موضوع عدم قابلیت پیش بینی رفتار يك ذره، امروزه دانشمندان را نگران نمی‌کند، ولی پذیرش آن در مراحل آغازین و قبل از گسترش نظریه کوانتومی مشکل بود. تلاش فراوان همین محققان از خود گذشته بود که آنچه را که امروز حقایق مسلم به نظر می‌رسند، پابرجا ساخت.
اگر N هسته پرتوزا در زمان t در نمونه‌ای موجود باشند و هسته‌های جدیدی وارد نمونه نشوند، تعداد dN هسته که در زمان dt واپاشیده می‌شوند با N متناسب خواهد بود، در نتیجه داریم

$$\lambda = -\frac{(dN/dt)}{N} \quad (۱.۶)$$

که در آن λ يك مقدار ثابت است که ثابت واپاشی یا فروپاشی نامیده می‌شود. طرف راست معادله (۱.۶) احتمال واپاشی يك اتم در واحد زمان است. اینکه این احتمال بدون توجه به عمر اتمها ثابت می‌ماند، فرض اساسی نظریه آماری واپاشی رادیواکتیو است. (طول عمر بشر از این قانون پیروی نمی‌کند!)

با انتگرال گیری از معادله (۱.۶) به قانون نمایی واپاشی رادیواکتیو می‌رسیم

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (۲.۶)$$

که در آن N_0 ، ثابت انتگرال گیری، تعداد اولیه هسته‌های موجود در $t = 0$ است. نیمه عمر

$t_{1/2}$ زمان لازم برای واپاشی نیمی از هسته‌هاست. با قرار دادن $N = N_0/2$ در معادله (۲.۶) داریم

$$t_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (3.6)$$

تعیین طول عمر متوسط، τ ، (که گاهی فقط طول عمر خوانده می‌شود) نیز مفید است. این زمان طبق تعریف میانگین مدت زمانی است که هسته قبل از واپاشی باقی می‌ماند. تعداد هسته‌هایی که تا زمان t باقی می‌مانند برابر $N(t)$ ، و تعدادی که بین t و $t+dt$ واپاشیده می‌شوند برابر $|dN/dt| dt$ است. بنابراین عمر متوسط عبارت است از

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t |dN/dt| dt}{\int_0^{\infty} |dN/dt| dt} \quad (4.6)$$

که مخرج آن نشان‌دهنده تعداد کل واپاشی‌هاست. پس از انتگرال‌گیری نتیجه زیر به دست می‌آید

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (5.6)$$

بنابراین عمر متوسط برابر عکس ثابت واپاشی است.

با استفاده از معادله (۲.۶) می‌توان تعداد هسته‌های از نوع معین را که پس از زمان t ناواپاشیده مانده‌اند، پیش‌بینی کرد. متأسفانه، قانون به این صورت ارزش محدودی دارد، زیرا اندازه‌گیری کمیت N مشکل است. به جای شمارش تعداد هسته‌های ناواپاشیده در یک نمونه، بهتر است تعداد واپاشیهایی که در فاصله زمانی بین t_1 و t_2 رخ می‌دهند شمرده شوند (از طریق مشاهده تابشهای گسیل شده). اگر تغییر تعداد هسته‌های موجود در فاصله t و $t + \Delta t$ برابر ΔN باشد، خواهیم داشت

$$|\Delta N| = N(t) - N(t + \Delta t) = N_0 e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (6.6)$$

اگر فاصله زمانی Δt که طی آن شمارش انجام می‌شود بسیار کوچکتر از λ^{-1} (و در نتیجه، در واقع $\Delta t \ll t_{1/2}$) باشد، می‌توان از جمله مرتبه بالا در بسط دومین جمله پرانتز صرف‌نظر کرد و نوشت

$$|\Delta N| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \Delta t \quad (7.6)$$

در حد دیفرانسیلی رابطه به صورت زیر درمی‌آید

$$\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (۸.۶)$$

با تعریف فعالیت یا اکتیویته A به صورت آهنگ واپاشیهای که در نمونه رخ می‌دهند، داریم

$$A(t) \equiv \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (۹.۶)$$

اکتیویته اولیه در $t = 0$ برابر $A_0 = \lambda N_0$ است. در حقیقت، می‌توانستیم معادله (۸.۶) را با مشتق‌گیری از معادله (۲.۶) مستقیماً به دست آوریم، ولی با انتخاب راه طولانیتر بر نکته‌ای مهم تأکید کردیم که غالباً نادیده گرفته می‌شود: اندازه‌گیری تعداد شمارشهای ΔN در فاصله زمانی Δt ، در صورتی اکتیویته نمونه را به دست می‌دهد که $\Delta t \ll t_{1/2}$ باشد. تعداد واپاشیها در فاصله زمانی t_1 تا t_2 برابر است با

$$\Delta N = \int_{t_1}^{t_2} A dt \quad (۱۰.۶)$$

که فقط در حالت $\Delta t \ll t_{1/2}$ برابر $A \Delta t$ می‌شود (یک نمونه نادر را در نظر بگیرید که در آن $t_{1/2} = 18$ باشد، در این صورت تعداد شمارش در دقیقه با شمارش در ساعت برابر است). برای تشخیص ارتباط بیشتر بین A و ΔN به مسئله ۱ در انتهای این فصل رجوع کنید. اکتیویته یک نمونه رادیواکتیو درست برابر تعداد واپاشیهای نمونه در واحد زمان است، و تعداد واپاشی در ثانیه یکای مناسبی برای اندازه‌گیری است. یکای دیگر اندازه‌گیری اکتیویته کوری (Ci) است، که در ابتدا نماینده اکتیویته یک گرم رادیم محسوب می‌شد، ولی در حال حاضر به صورت ساده‌تر تعریف می‌شود

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ واپاشی در ثانیه}$$

اغلب چشمه‌های رادیواکتیوی که در آزمایشگاهها مورد استفاده قرار می‌گیرند دارای اکتیویته‌ای در محدوده میکروکوری و میلی‌کوری هستند. یکای اکتیویته در دستگاه SI بکرل (Bq) نامیده می‌شود که برابر یک واپاشی در ثانیه است. بسا وجود این، کوری به عنوان یکای اکتیویته به اندازه‌ای جا افتاده است که بکرل هنوز به صورت یکای متداول در نیامده است.

توجه کنید که اکتیویته فقط تعداد فروپاشی در ثانیه را بدون هیچگونه اطلاعی از نوع تابشهای گسیلی و یا انرژی آنها به دست می‌دهد. اگر بخواهیم اثرات تابش در یک سیستم زیست‌شناختی را بررسی کنیم، اکتیویته کمیت مفیدی نیست، زیرا تابشهای مختلف ممکن است اثرات متفاوتی داشته باشند. در بخش ۸.۶ دربارۀ برخی یکاهای دیگر

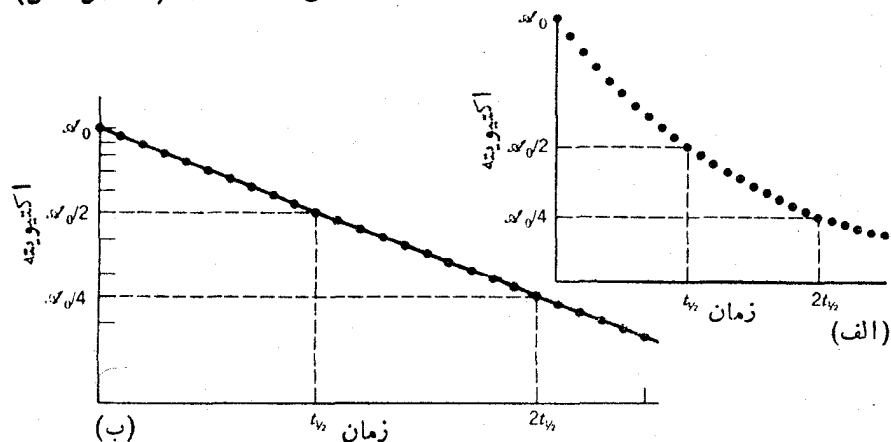
اندازه‌گیری تابش که اثرات نسبی زیست‌شناختی در آنها در نظر گرفته می‌شود، بحث خواهیم کرد.

معادله (۹.۶) نشان می‌دهد که اکتیویته با گذشت زمان به صورت نمایی فرومی افتد. بنابراین می‌توانیم تغییرات اکتیویته برحسب زمان را با شمارش تعداد واپاشیها در يك رشته فواصل زمانی کوتاه Δt اندازه بگیریم. با رسم این اطلاعات روی نمودار نیمه لگاریتمی، مطابق شکل ۱۰.۶، (یعنی نمودار $\ln A$ برحسب t) خط راستی با شیب $-\lambda$ حاصل می‌شود، که از روی آن می‌توان نیمه‌عمر واپاشی رادیواکتیو را تعیین کرد.

این روش اندازه‌گیری فقط برای نیمه‌عمرهایی مفید است که بسیار کوتاه یا بسیار بلند باشند. از یک سو، نیمه‌عمر باید به اندازه کافی کوتاه باشد تا بتوانیم واپاشی نمونه را مشاهده کنیم. و از سوی دیگر برای نیمه‌عمرهای بسیار بیش از عمر انسان، قادر به مشاهده کاهش قابل ملاحظه در اکتیویته نمونه نیستیم. در این موارد، می‌توان معادله (۱۰.۶) را مستقیماً با اندازه‌گیری dN/dt (که همان میزان اکتیویته در این فرایند ساده واپاشی است) و تعیین تعداد آنها (مثلاً به روش وزن کردن نمونه‌ای که ترکیب شیمیایی آن به دقت شناخته شده است) به کار برد.

برای نیمه‌عمرهای بسیار کوتاه (کوتاهتر از مثلاً يك ثانیه) مشاهده آهنگ فروپاشیهای متوالی نیز سودمند نیست، زیرا اکتیویته نمونه در زمانهای لازم برای روشن و خاموش کردن دستگاه شمارش قابل اندازه‌گیری نیست. در این صورت، از روش دقیقتری که در فصل ۷ شرح داده شده است، استفاده می‌کنیم که اندازه‌گیریهای روزانه نیمه‌عمرهای حدود نانوثانیه (10^{-9} s) و حتی پیکوثانیه (10^{-12} s) را ممکن می‌سازد.

این نکته مهم را باید به خاطر سپرد که قانون ساده واپاشی نمایی رادیواکتیو فقط در شرایط محدودی به کار می‌رود - در این موارد، مقدار معینی از ماده اولیه (با گسیل تابش)



شکل ۱۰.۶ واپاشی نمایی اکتیویته. (الف) نمودار خطی. (ب) نمودار نیمه‌لگاریتمی.

به يك عنصر پایدار نهایی واپاشیده می شود. تحت این شرایط که هسته رادیواکتیو ۱ با ثابت واپاشی λ_1 به هسته پایدار ۲ واپاشیده می شود، تعداد هسته های موجود برابر است با

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_1 t} \quad (الف \ ۱۱.۶)$$

$$N_2 = N_0 (1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (ب \ ۱۱.۶)$$

توجه کنید که تعداد هسته های نوع ۲ از صفر شروع می شود و با افزایش $t \rightarrow \infty$ به N_0 می رسد (تمام هسته های نوع ۱ در نهایت به نوع ۲ تبدیل می شوند) و نیز توجه کنید که داریم $N_1 + N_2 = N_0$ (تعداد کل هسته ها ثابت است). اگر هسته های نوع ۲ نیز رادیواکتیو باشند، و یا اگر هسته های نوع ۱ در حال تولید هم باشند (مثلا در اثر واکنش هسته ای)، در این صورت معادلات (۱۱.۶) قابل استفاده نیستند. این موارد را در بخشهای ۳.۶ و ۴.۶ بررسی می کنیم.

در بسیاری از موارد، يك هسته اولیه می تواند به دو طریق یا بیشتر واپاشیده شود که در این صورت حالت نهایی شامل دو هسته متفاوت یا بیشتر است. اگر این دو مد واپاشی را a و b بنامیم، آهنگ واپاشی در مد a با ثابت واپاشی جزئی λ_a برابر $(dN/dt)_a$ و آهنگ واپاشی در مد b با ثابت λ_b برابر $(dN/dt)_b$ خواهد شد

$$\lambda_a = - \frac{(dN/dt)_a}{N} \quad (۱۲.۶)$$

$$\lambda_b = - \frac{(dN/dt)_b}{N}$$

آهنگ واپاشی کل برابر است با

$$- \left(\frac{dN}{dt} \right)_t = - \left(\frac{dN}{dt} \right)_a - \left(\frac{dN}{dt} \right)_b = N(\lambda_a + \lambda_b) = N\lambda_t \quad (۱۳.۶)$$

که در آن $\lambda_t = \lambda_a + \lambda_b$ ثابت واپاشی کل است. بنابراین هسته ها طبق رابطه $N = N_0 e^{-\lambda_t t}$ واپاشیده می شوند، و فعالیت $|dN/dt|$ با ثابت واپاشی λ_t فرومی افتد. حال اگر تابشهایی را که منجر به حالت های نهایی a یا b می شوند بشماریم، فقط ثابت واپاشی کل λ_t را مشاهده خواهیم کرد؛ و هرگز با يك واپاشی نمایی فعالیت با ثابت های λ_a یا λ_b روبه رو نمی شویم. ثابت های واپاشی نسبی λ_a و λ_b احتمال واپاشی در مد a یا b را نشان می دهند. بنابراین کسری معادل λ_a/λ_t از هسته ها در مد a و کسر λ_b/λ_t از هسته ها در مد b واپاشیده می شوند، به طوری که

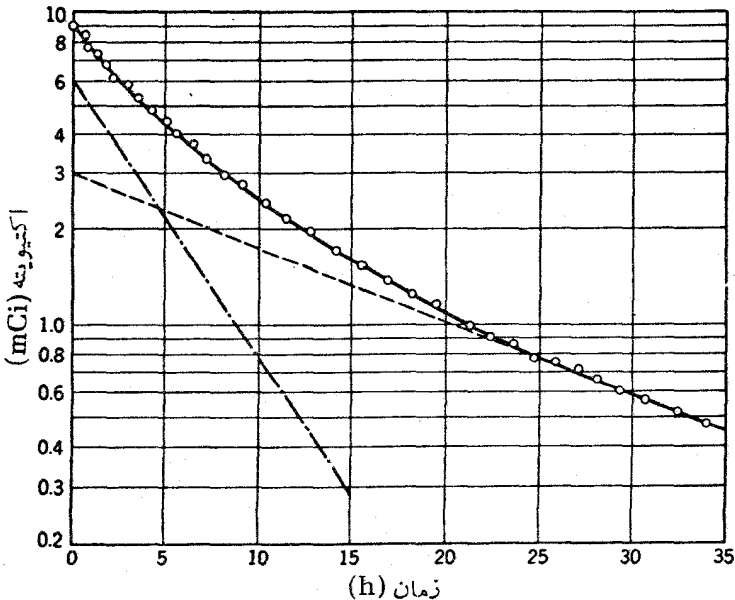
$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_1 t}$$

$$N_{\gamma.a} = \left(\frac{\lambda_a}{\lambda_1}\right) N_0 (1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (14.6)$$

$$N_{\gamma.b} = \left(\frac{\lambda_b}{\lambda_1}\right) N_0 (1 - e^{-\lambda_1 t})$$

عوامل جداگانه λ_a و λ_b هرگز در هیچ جمله‌ی نمایی‌ای ظاهر نمی‌شوند؛ یعنی ما نمی‌توانیم یک مد واپاشی را برای مشاهده واپاشی مد دیگر «متوقف کنیم».

حالت خاص دیگر، مورد یک نمونه با دو یا چند هسته رادیواکتیو با طرح‌های واپاشی نامرتب است. مخلوط ^{64}Cu (۱۲۷h) و ^{61}Cu (۳۴h) را در نظر بگیرید؛ البته این مخلوطها را نمی‌توان به‌طور شیمیایی از هم جدا کرد. اکتیویته یک مخلوط خاص بر حسب زمان، بر روی کاغذ نیمه‌لگاریتمی در شکل ۲.۶ رسم شده است. فرض می‌کنیم که در انتهای سمت راست منحنی فقط یک نوع اکتیویته وجود دارد (زیرا منحنی خطی است). شیب حدی این خط نیمه‌عمر ۱۲۷h را نشان می‌دهد. با (۱) امتداد دادن این خط، و (۲) به دست آوردن تفاوت بین منحنی و این خط راست در نقاط مختلف محور زمان، و (۳) رسم این تفاوت بر همان مبنا، خط نقطه‌چین مستقیمی را که نشان‌دهنده نیمه‌عمر ۳۴h



شکل ۲.۶ منحنی واپاشی نمونه‌ای که حاوی مخلوطی از ^{64}Cu (۱۲۷h) و ^{61}Cu (۳۴h) است.

است به دست می آوریم. محل برخورد هر يك از این خطوط با محور قائم، شمارش اولیه هر مؤلفه را به دست می دهد. این روش را در صورتی که نیمه عمرها تفاوت قابل ملاحظه با هم داشته باشند، می توان برای مخلوطهای دارای بیش از دو مؤلفه نیز تعمیم داد.

۲.۶ نظریه کوانتومی و پاشیهای رادیواکتیو

ترازهای انرژی که از حل معادله شرودینگر برای پتانسیلهای گوناگون مستقل از زمان به دست می آیند يك خصوصیت مشترك دارند که همان حالتهاى مانا در آنهاست. يك سیستم کوانتومی که ابتدا در يك حالت مانای خاص است همواره در آن حالت باقی می ماند و گذاری (یعنی واپاشی) به حالتهاى دیگر نخواهد داشت. وجود يك سیستم کوانتومی گاه در يك حالت و گاهی در حالت دیگر با ساختن مخلوطی از دو یا چند حالت مانند $\psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2$ امکان پذیر است. در این رابطه $|c_1|^2$ احتمال وجود سیستم در حالت ۱ و $|c_2|^2$ احتمال وجود در حالت ۲ است. برای پتانسیلهای مستقل از زمان، c_1 و c_2 مستقل از زمان اند که با مشاهدات مربوط به حالتهاى واپاشنده که در آنها احتمال وجود در يك حالت بر حسب زمان تغییر می کند، توافق ندارد. به علاوه، از نظر فلسفی ناچاریم که پنداره حالتهاى ناب با توابع خوش تعریف را از سر بیرون کنیم که در این صورت تعبیر ساختار هسته ای واقعاً مشکل می شود.

بنابراین رهیافت زیر را انتخاب می کنیم: پتانسیل به صورت $V + V'$ در نظر گرفته می شود که V پتانسیل هسته ای است که حالتهاى مانا را می دهد و V' پتانسیل اضافی بسیار ضعیفی است که می تواند سبب گذار بین حالتها شود. در حال حاضر با چشمپوشی از V' ، معادله شرودینگر را برای پتانسیل V حل می کنیم و تابع موجهای ایستای هسته را به دست می آوریم، سپس از این توابع برای محاسبه احتمال گذار بین «حالتهاى مانا» در اثر V' استفاده می کنیم. این احتمال گذار همان ثابت واپاشی λ است که از قاعده طلایی فرمی به دست می آید و در بخش ۸.۲ بررسی شد

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V'_{fi}|^2 \rho(E_f) \quad (15.6)$$

که در آن داریم

$$V'_{fi} = \int \psi_f^* V' \psi_i dv \quad (16.6)$$

با معلوم بودن تابع موجهای اولیه و نهایی ψ_f و ψ_i ، می توان «جزء ماتریس» V' و در نتیجه احتمال گذار را (که می تواند با مقدار تجربی مقایسه شود) به دست آورد.

احتمال گذار به چگالی حالتهاى نهایی $\rho(E_f)$ ، در فاصله انرژی dE_f ، نیز بستگی دارد. بنا بر این تعداد حالتهاى نهایی قابل حصول دستگاه برابر $dn_f = \rho(E_f) dE_f$ است.

اگر تعداد حالات نهایی قابل حصول برای واپاشی زیاد باشد، احتمال گذار بزرگ خواهد بود. چگالی حالات نهایی دارای دو جزء است، زیرا حالت نهایی پس از واپاشی شامل دو مؤلفه حالت هسته نهایی و حالت ذره گسیل شده است. با شروع از حالت هسته، هر یک از این مؤلفه‌ها را به ترتیب بررسی می‌کنیم.

با حل معادله شرودینگر برای پتانسیل مستقل از زمان V حالت‌های مانای $\psi_a(\mathbf{r})$ هسته به دست می‌آید. تابع موج وابسته به زمان برای حالت a به صورت زیر است

$$\Psi_a(\mathbf{r}, t) = \psi_a(\mathbf{r}) e^{-iE_a t/\hbar} \quad (17.6)$$

که در آن E_a انرژی حالت است. احتمال وجود سیستم در حالت a برابر $|\Psi_a(\mathbf{r}, t)|^2$ است که برای حالت مانا مستقل از زمان است. برای سازگاری با قانون واپاشی رادیواکتیو، علاقه‌مندیم که احتمال وجود سیستم در حالت a بر حسب زمان به صورت e^{-t/τ_a} کاهش یابد

$$|\Psi_a(t)|^2 = |\Psi_a(t=0)|^2 e^{-t/\tau_a} \quad (18.6)$$

که در آن $\tau_a = 1/\lambda_a$ طول عمر میانگین حالت با ثابت واپاشی λ_a است. بنابراین باید معادله (17.6) را به صورت زیر بنویسیم

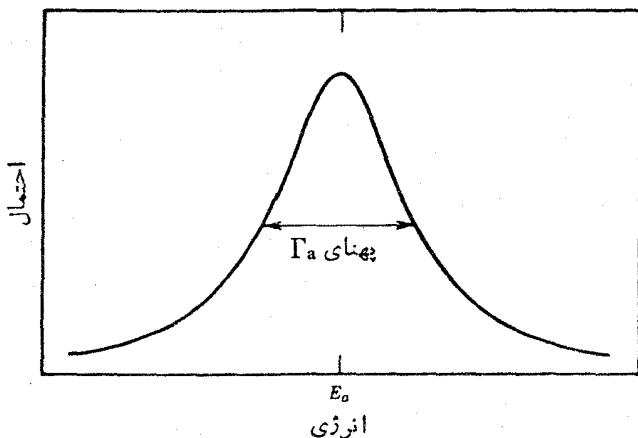
$$\Psi_a(\mathbf{r}, t) = \psi_a(\mathbf{r}) e^{-iE_a t/\hbar} e^{-t/\tau_a} \quad (19.6)$$

بهایی که برای حضور جمله حقیقی در نمای Ψ_a می‌پردازیم، از دست دادن توانایی تعیین دقیق انرژی حالت است، زیرا دیگر حالت مانایی نداریم [رابطة عدم قطعیت انرژی-زمان، معادله (2.2)]، را ببینید. اگر يك حالت همواره وجود داشته باشد، داریم $\Delta t \rightarrow \infty$ که می‌توانیم انرژی آن را دقیقاً تعیین کنیم زیرا $\Delta E = 0$ است. اگر عمر متوسط يك حالت τ باشد، نمی‌توانیم انرژی آن را با دقتی بیش از $\Delta E \sim \hbar/\tau$ تعیین کنیم. این بحث را می‌توانیم با محاسبه توزیع حالات انرژی (در حقیقت تبدیل فوریه e^{-t/τ_a}) جلدی‌تر کنیم. احتمال مشاهده دستگاه در فاصله انرژی E و $E+dE$ در مجاورت E_a از مربع توزیع زیر به دست می‌آید

$$P(E) dE = \frac{dE}{(E - E_a)^2 + \Gamma_a^2/4} \quad (20.6)$$

که در آن $\Gamma_a = \hbar/\tau_a$ پهنای حالت a است. شکل 3.6 تابع $P(E)$ را نشان می‌دهد. اگر انرژی این سیستم را اندازه بگیریم، ممکن است مقدار E_a را به دست نیاوریم (اگرچه متوسط اندازه گیرهای متعدد مقدار E_a را می‌دهد). پهنای Γ_a معیاری از عدم توانایی ما در تعیین دقیق انرژی حالت است (در اینجا کوتاهی از ما یا وسیله اندازه‌گیری نیست - طبیعت محدودیت عدم قطعیت را اعمال می‌کند، و چنانکه در شکل 3.6 نشان داده شده است، يك حالت با انرژی «دقیق» E_a قابل مشاهده نیست).

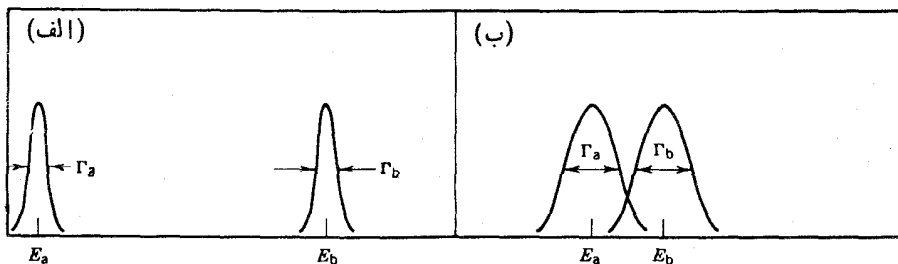
اگر حالات هسته دارای انرژی دقیق نباشند، آیا می‌توانیم از گذار بین ترازهای



شکل ۳۰۶ احتمال اندازه گیری انرژی يك حالت ناپایدار به پهنای Γ_a .

مشخص صحبت کنیم؟ بلی، زیرا پهنای ترازهای هسته‌ای کم انرژی در مقایسه با فاصله بین آنها کوچک است. حالات هسته‌ای نوعاً دارای طول عمرهای بیش از 10^{-12} تا 10^{-10} ثانیه هستند که با $10^{-10} \text{ MeV} < \Gamma$ متناظرند. ترازهای هسته‌ای گسسته و کم انرژی که در واپاشیهای عادی (و در بسیاری از واکنشهای هسته‌ای) دیده می‌شوند دارای فواصلی از مرتبه 10^{-3} MeV و بیشتر هستند. بنابراین اگر بخواهیم حالت نهایی هسته‌ای را پس از فرایند واپاشی اندازه بگیریم (به عنوان مثال بسا اندازه گیری انرژی ذره گسیل شده) همپوشی توزیعهای انرژی دو حالت نهایی مختلف a و b و ایجاد ابهام در حالت «مانای» ناشی از واپاشی بسیار نامحتمل است (شکل ۳۰۶).

بنابراین نتیجه می‌گیریم که صحبت از حالات شبه مانای گسسته منطقی است زیرا فاصله بین آنها بسیار بیشتر از پهنایشان است، و نیز می‌توانیم نتیجه بگیریم که این حالات



شکل ۳۰۶ هنگامی که پهنای حالت ناپایدار در مقایسه با فاصله بین آنها کوچک است، مانند مورد (الف)، حالتها گسسته و قابل مشاهده‌اند. در مورد (ب) حالتهای a و b در اثر همپوشی کاملاً با هم مخلوط شده‌اند؛ این حالتها تابع موجهای متمایز قابل مشاهده ندارند.

هسته‌ای در چگالی حالات نهایی سهمی ندارند زیرا تنها يك حالت هسته‌ای قابل حصول در فرایند واپاشی وجود دارد.

بنا بر این تنها میدان تابش در چگالی حالات سهیم است و باید خصوصیات تابش گسیلی را در محاسبه $\rho(E_f)$ در نظر بگیریم. در حال حاضر به اظهار نظرهای کلی در مورد $\rho(E_f)$ قناعت می‌کنیم. اگر فقط احتمال تشکیل حالت هسته‌ای E_f را مشاهده کنیم، باید کلیه تابشهای با انرژی $E_i - E_f$ را در نظر بگیریم. بویژه آنکه تابشها می‌توانند در هر جهت و با هر نوع قطبش (اگر تابشها از ذرات اسپین‌دار تشکیل شده باشند، اسپین می‌تواند جهت گیریهای مختلف داشته باشد) گسیل شوند. در اینجا فرض می‌کنیم که جهت تابش و قطبش آنها را مشاهده نمی‌کنیم. همین فرایند شمارش تعداد حالات نهایی قابل حصول است که چگالی حالتها را به دست می‌دهد و آن را در بحث انواع خاص تابش در فصول ۸ تا ۱۰ بیشتر مورد بررسی قرار می‌دهیم.

در حل معادله دیفرانسیل (۱۰۶) برای به دست آوردن قانون واپاشی رادیواکتیو، فرض کردیم که احتمال واپاشی λ اولاً کوچک و ثانیاً مستقل از زمان است که اتفاقاً همان فرضیهایی هستند که در تعیین قاعده طلایی فرمی به کار بردیم. اگر V' مستقل از زمان باشد، λ که از رابطه (۱۵۰۶) محاسبه می‌شود نیز مستقل از زمان خواهد بود. در این شرایط، تأثیر V' بر حالت‌های مانای a و b ناشی از V به صورت زیر است

$$\psi_a \rightarrow \psi_a + \frac{V'_{ba}}{E_b - E_a} \psi_b$$

و احتمال اینکه دستگاهی که قبلاً در حالت a بوده در حالت b دیده شود متناسب با $|V'_{ba}|^2$ است. ما این موضوع را به صورت «واپاشی» از حالت a به حالت b مشاهده می‌کنیم. برای استفاده از قاعده طلایی فرمی نیز احتمال واپاشی باید کوچک باشد، به طوری که دامنه ψ_b در رابطه فوق کوچک شود. همین ضرورت است که منجر به فرایند واپاشی می‌شود. اگر احتمال واپاشی بزرگ بود، تابش کافی برای ایجاد گذار معکوس $a \rightarrow b$ از طریق فرایند جذب تشدید می‌داشت. در این صورت، سیستم مشابه يك سیستم کلاسیک متشکل از دو نوسانگر جفت شده بین حالات a و b نوسان می‌کرد.

ارتباط نهایی بین احتمال واپاشی مؤثر برای مجموعه‌ای از تعداد زیادی از هسته‌ها و احتمال واپاشی میکروسکوپی که با استفاده از مکانیک کوانتومی برای يك هسته متفرد محاسبه می‌شود، مستلزم آن است که هر هسته از این مجموعه تابش خود را مستقل از همه هسته‌های دیگر گسیل کند. فرض می‌کنیم که واپاشی يك هسته معین، مستقل از واپاشی همسایگان آن است. با این فرض اطمینان خواهیم یافت که ثابت واپاشی اندازه گیری شده در آزمایشگاه با محاسبات کوانتوم مکانیکی قابل مقایسه باشد.

۳.۶ تولید و واپاشی عناصر رادیواکتیو

در بسیاری موارد شرط اساسی قانون نمایی، یعنی عدم ورود هسته‌های جدید به نمونه، برقرار نمی‌ماند. در حل معادله (۱.۶) تعداد هسته‌های موجود در زمان $t = 0$ برابر N_0 بود. اما در بسیاری از کاربردها، فعالیت رادیواکتیو را مانند مورد واکنشهای هسته‌ای به‌طور پیوسته به وجود می‌آوریم. در این صورت معادله (۲.۶) دیگر معتبر نیست و باید فرایندهای تولید و واپاشی عناصر رادیواکتیو به تفصیل بررسی شوند.

فرض می‌کنیم که هدفی متشکل از هسته‌های پایدار را در یک رآکتور یا شتابدهنده مانند سیکلوترون قرار داده‌ایم. هسته‌های هدف با جذب نوترون یا ذرات باردار، نمونه‌های رادیواکتیو تولید می‌کنند. آهنگ تولید R این هسته‌ها به تعداد N_0 اتمهای هدف، شار یا جریان I ذرات فرودی، و به سطح مقطع σ واکنش (که نماینده احتمال برهم‌کنش ذره فرودی با یک هسته هدف است) بستگی دارد. شار ذرات در یک رآکتور یا سیکلوترون می‌تواند تا $10^{14}/s \cdot cm^2$ برسد و سطح مقطع نوعی واکنشها در حدود بارن ($10^{-24} cm^2$) است. بنابراین احتمال تبدیل یک هسته هدف پایدار به هسته رادیواکتیو در حدود $10^{-10}/s$ است. حتی اگر واکنش ساعتها هم ادامه داشته باشد، تعداد مطلق ذرات هدف تبدیل شده کوچک خواهد بود (مثلا کمتر از 10^{-6} برابر ذرات اولیه). بنابراین با تقریب خوب می‌توانیم تعداد هسته‌های هدف را ثابت در نظر بگیریم، و با این تقریب آهنگ تولید R ثابت خواهد بود. (با «مصرف شدن» هسته‌های هدف، N_0 اندکی کاهش می‌یابد و در نتیجه آهنگ تولید در طی زمان کاهش می‌یابد. بدیهی است که وقتی $\infty \rightarrow t$ ، تعداد N_0 در نهایت به صفر میل می‌کند. ولی در زمانهای معمولی واکنشها و با در نظر گرفتن سطح مقطعهای عادی، این اثر قابل چشمپوشی است). بنابراین، رابطه

$$R = N_0 \sigma I \quad (21.6)$$

نشانگر مقدار ثابتی است که آهنگ تولید هسته‌های رادیواکتیو را به دست می‌دهد. اکنون تعداد هسته‌هایی را که در اثر واکنش تولید می‌شوند با N_1 نشان می‌دهیم. این هسته‌ها با ثابت واپاشی λ_1 به هسته‌های پایدار تبدیل می‌شوند که تعداد آنها را با N_2 مشخص می‌کنیم. بنابراین تعداد هسته‌های N_1 موجود، به علت تولید با آهنگ R افزایش، و در اثر واپاشی رادیواکتیو کاهش می‌یابد

$$dN_1 = R dt - \lambda_1 N_1 dt \quad (22.6)$$

حل این معادله به آسانی به صورت زیر به دست می‌آید

$$N_1(t) = \frac{R}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (23.6)$$

و

$$A_1(t) = \lambda_1 N_1(t) = R(1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (24.6)$$

اگر زمان پرتودهی در مقایسه با یک نیمه عمر کوتاه باشد، با بسط نما و حفظ جملات خطی t رابطه زیر به دست می آید

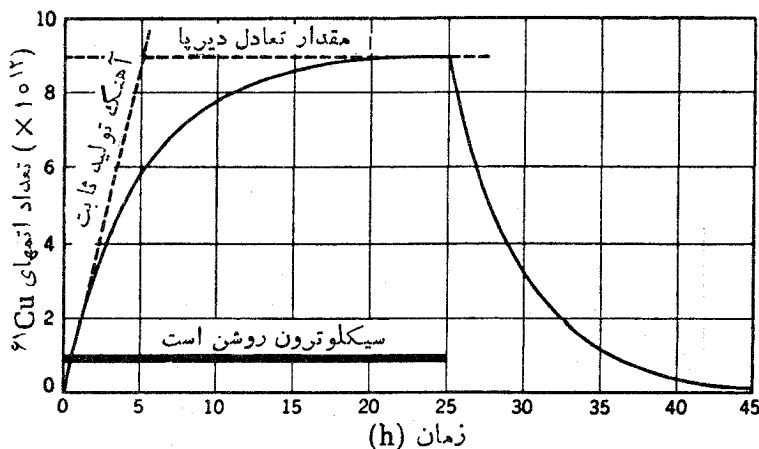
$$A_1(t) \cong R\lambda_1 t \quad t \ll t_{1/2} \quad (25.6)$$

بنا بر این برای زمانهای کوتاه، اکتیویته با آهنگ ثابت افزایش می یابد. این حالت متناظر با انباشته شدن خطی (بر حسب زمان) هسته های تولید شده است، که در اثر واپاشی رادیواکتیو از تعداد آنها هنوز به طور چشمگیری کاسته نشده است. برای زمانهایی که در مقایسه با نیمه عمر طولانی هستند، جمله نمای به صفر میل می کند و اکتیویته تقریباً ثابت می ماند

$$A_1(t) \cong R \quad t \gg t_{1/2} \quad (26.6)$$

در این حالت آهنگ تولید عنصر رادیواکتیو جدید با آهنگ واپاشی عنصر قدیمتر برابر است. این یک نمونه از تعادل دیرپا است که در بخش بعد به تفصیل بررسی می شود. اگر نمونه را به مدت t_1 پرتودهی کنیم و سپس آن را از شتاب دهنده یا رآکتور خارج کنیم، طبق قانون ساده نمایی واپاشیده می شود، زیرا در این حال هیچ اکتیویته جدیدی به وجود نمی آید. شکل ۵.۶ فعالیت حاصل از تولید ^{61}Cu ($t_{1/2} = 3.4 \text{ h}$) را در اثر بمباران ^{61}Ni توسط دوتریون نشان می دهد.

با توجه به معادله (۲۴.۶) ملاحظه می شود که ۷۵٪ اکتیویته بیشینه در اثر پرتودهی در دو نیمه عمر و ۸۷٪ در سه نیمه عمر حاصل می شود. ادامه کار پرتودهی افزایش کمتری را در اکتیویته نمونه موجب می شود، به طوری که با پرتودهی بیشتر از ۲ تا ۳ نیمه عمر



شکل ۵.۶ نمودار تعداد اتمهای رادیواکتیو ^{61}Cu موجود در هدف Ni در طول مدت بمباران توسط دوتریونهای یک سیکلوترون، و در زمان پس از قطع بمباران.

اکتیویته اضافی نسبتاً اندکی حاصل می‌شود. در حقیقت، چون هزینه استفاده از آکتور یا شتابدهنده معمولاً با زمان پرتودهی رابطه مستقیم دارد، بهترین نتیجه (حداکثر اکتیویته به ازای واحد هزینه) با توقف در نزدیکی ناحیه خطی ($t \ll t_{1/2}$) حاصل می‌شود.

۴.۶ رشد اکتیویته دختر- هسته

وضعیت دیگری که اغلب با آن سروکار پیدا می‌کنیم مسئله واپاشیهای رادیواکتیوی است که منجر به تولید هسته‌های رادیواکتیو می‌شوند. در این صورت، ممکن است با یک سری یا زنجیره‌ای از واپاشیهای رادیواکتیو $1 \leftarrow 2 \leftarrow 3 \leftarrow \dots$ روبه‌رو شویم که معمولاً هسته اولیه (نوع ۱) را هسته مادر و «نسل‌های» بعد را دختر (نوع ۲)، نوه (نوع ۳)، وغیره می‌نامند.

فرض می‌کنیم که در $t = 0$ تعداد هسته‌های مادر برابر N_0 است و هیچ محصول واپاشی وجود ندارد

$$N_1(t=0) = N_0$$

$$N_2(t=0) = N_3(t=0) = \dots = 0 \quad (27.6)$$

ثابت‌های واپاشی مختلف با $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ نشان داده می‌شوند. در این محاسبات فرض می‌کنیم که عنصر نوه، محصول نهایی واپاشی، پایدار است. تعداد هسته‌های مادر با گذشت زمان طبق معمول به صورت زیر کاهش می‌یابد

$$dN_1 = -\lambda_1 N_1 dt \quad (28.6)$$

تعداد هسته‌های دختر در اثر واپاشی مادر افزایش و در نتیجه واپاشی خودش کاهش می‌یابد

$$dN_2 = \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt \quad (29.6)$$

تعداد هسته‌های مادر را می‌توان مستقیماً با انتگرال‌گیری از معادله (۲۸.۶) به دست آورد

$$N_1(t) = N_0 e^{-\lambda_1 t} \quad (30.6)$$

برای حل معادله (۲۹.۶)، جوابی به صورت $N_2(t) = Ae^{-\lambda_1 t} + Be^{-\lambda_2 t}$ در نظر می‌گیریم که با قرار دادن آن در معادله (۲۹.۶) و استفاده از شرایط اولیه $N_2(0) = 0$ خواهیم داشت

$$N_2(t) = N_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (31.6)$$

$$A_2(t) \equiv \lambda_2 N_2(t) = N_0 \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (32.6)$$

توجه کنید که اگر هسته‌های نوع ۲ پایدار باشند ($\lambda_2 \rightarrow 0$)، معادله (۳۱.۶) به معادله (۳۱.۶) تبدیل می‌شود. همچنین می‌توان نتایج قسمت قبل را به صورت حالت خاص معادله (۳۱.۶) در نظر گرفت. فرض می‌کنیم λ_1 بسیار کوچک است (ولی برابر صفر نیست)، به طوری که داریم $N_1 \simeq N_0 - N_0 \lambda_1 t$. در یک واکنش هسته‌ای، تعداد هسته‌های هدف طبق رابطه $N_0 - Rt$ با آهنگ R کاهش می‌یابد، و در نتیجه با یکی گرفتن λ_1 و R و چشمپوشی از λ_1 در مقایسه با λ_2 ، معادله (۳۱.۶) به معادله (۲۴.۶) برای فعالیت نوع ۲ تبدیل می‌شود.

حالت $\lambda_1 \ll \lambda_2$

در این مورد عمر مادری به اندازه‌ای طولانی است که واپاشی آن با آهنگ اساساً ثابتی صورت می‌گیرد؛ برای تمام زمانهای عملی $e^{-\lambda_1 t} \simeq 1$ است و داریم

$$N_2(t) \simeq N_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (33.6)$$

که به همان صورت معادله (۲۴.۶) است. بنابراین اکتیویته A_2 چنانکه در شکل ۵.۶ نشان داده شده است به مقدار حدی $N_0 \lambda_1$ میل می‌کند.

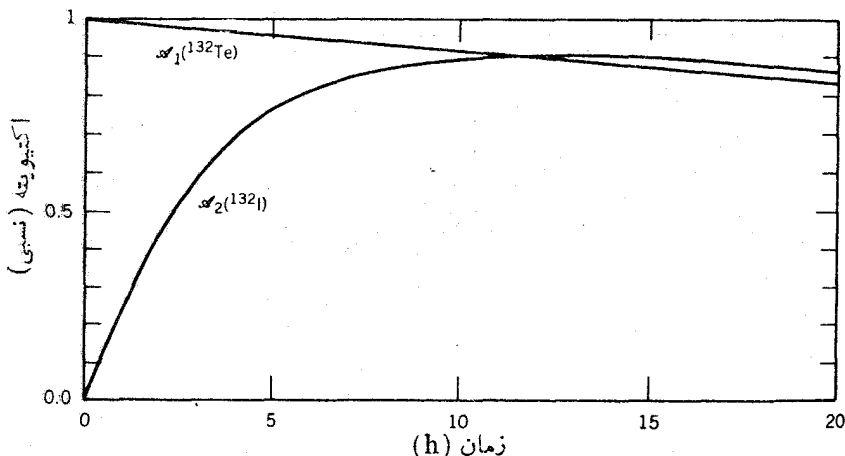
این مثال دیگری از تعادل دیرپاست، که در آن با بزرگ شدن t آهنگ واپاشی هسته نوع ۲ با آهنگ تولید آن برابر می‌شود: $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$ [توجه کنید که در این حالت طبق معادله (۲۹.۶) داریم $dN_2/dt = 0$] شکل ۶.۶ مثالی از تعادل دیرپای تقریبی را نشان می‌دهد.

حالت $\lambda_1 < \lambda_2$

با استفاده از معادلات (۳۰.۶) و (۳۱.۶) می‌توانیم نسبت دو اکتیویته را محاسبه کنیم

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}) \quad (34.6)$$

با افزایش زمان، جمله‌نمایی کوچکتر می‌شود و نسبت A_2/A_1 به مقدار ثابت حدی



شکل ۶۰۶ در واپاشی $^{132}\text{Te}(78\text{ h}) \rightarrow ^{132}\text{I}(228\text{ h}) \rightarrow ^{132}\text{Xe}$ پس از تقریباً ۱۲ ساعت تعادل دیر یا حاصل می شود.

با $\lambda_2/(\lambda_2 - \lambda_1)$ میل می کند. اکتیویته‌ها ثابت نیستند، ولی هسته‌های نوع ۲ (عملاً) با ثابت واپاشی نوع ۱ واپاشیده می شوند. این وضعیت که در شکل ۷۰۶ نشان داده شده است، تعادل گذرا نامیده می شود.

$$\lambda_1 > \lambda_2 \text{ حالت}$$

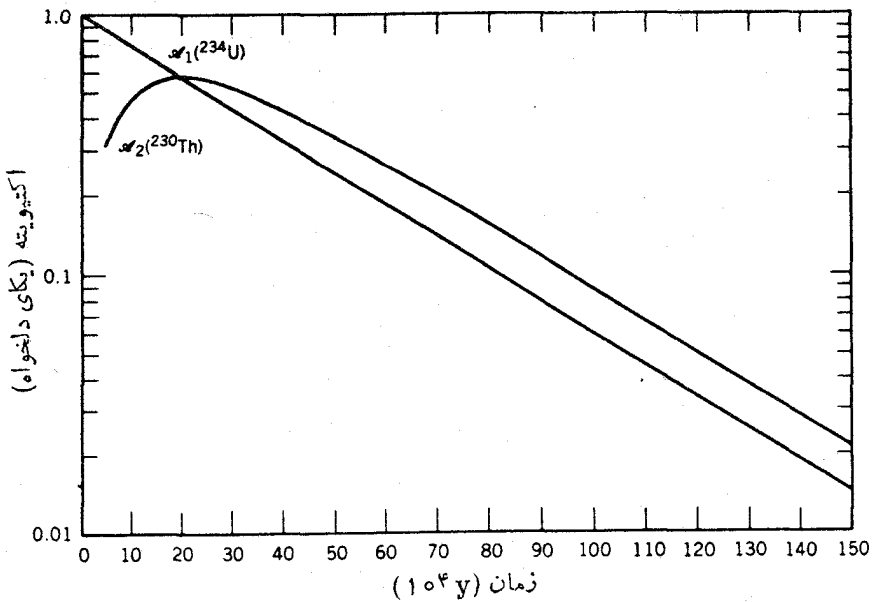
در این مورد مادر به سرعت واپاشیده می شود و اکتیویته دختر پس از رسیدن به مقدار بیشینه با ثابت واپاشی خاص خودش کاهش می یابد. در چنین حالتی تعداد هسته‌های نوع ۱ کم و تقریباً ناچیز است. اگر زمان به اندازه‌ای طولانی باشد که $e^{-\lambda_1 t}$ به سمت صفر میل کند، معادله (۳۱۰۶) به صورت زیر درمی آید

$$N_2(t) \cong N_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t} \quad (35.6)$$

که نشان می دهد واپاشی هسته‌های نوع ۲ تقریباً طبق قانون نمایی است.

سریهای واپاشی

حال اگر فرض کنیم که چند نسل متوالی هسته‌های رادیواکتیو وجود داشته باشند (یعنی، اگر هسته‌های نوع ۴، ۵، ۶، و... نیز رادیواکتیو باشند)، چون هر نمونه از نمونه قبل از خود به وجود می آید، می توانیم معادله (۲۹۰۶) را به آسانی تعمیم دهیم



شکل ۷.۶ مثالی از تعادل در واپاشی ^{234}U ($2.45 \times 10^5 \text{ y}$) به ^{230}Th ($8.0 \times 10^4 \text{ y}$) نسبت A_2/A_1 به سمت مقدار ثابت ۱٫۴۸ میل می کند.

$$dN_i = \lambda_{i-1} N_{i-1} dt - \lambda_i N_i dt \quad (36.6)$$

یک جواب عمومی برای موردی که در ابتدا N_0 هسته نوع ۱ وجود داشته باشد و هیچ هسته نوع دیگر موجود نباشد، از معادلات باقیمانده دست می آید، که در آن اکتیویته عنصر n م زنجیره بر حسب ثابت واپاشی کلیه اعضای قبل از آن داده می شود

$$A_n = N_0 \sum_{i=1}^n c_i e^{-\lambda_i t} \\ = N_0 (c_1 e^{-\lambda_1 t} + c_2 e^{-\lambda_2 t} + \dots + c_n e^{-\lambda_n t}) \quad (37.6)$$

که در آن داریم

$$c_m = \frac{\prod_{i=1}^n \lambda_i}{\prod_{i=1}^n (\lambda_i - \lambda_m)} \\ = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \dots \lambda_n}{(\lambda_1 - \lambda_m)(\lambda_2 - \lambda_m) \dots (\lambda_n - \lambda_m)} \quad (38.6)$$

علامت پریم در مخرج رابطه فوق (علامت حاصلضرب II') نشان می‌دهد که جملات با $i = m$ حذف شده‌اند.

در این مورد نیز می‌توان به تعادل دیر پا رسید، که در این صورت داریم

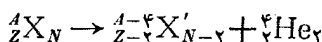
$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_n N_n$$

۵.۶ انواع واپاشیها

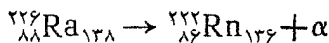
سه نوع عمده واپاشی که در فصول ۸، ۹، و ۱۰ به تفصیل بررسی می‌شوند، واپاشیهای آلفا، بتا، و گاما هستند. در فرایندهای واپاشی آلفا و بتا، یک هسته ناپایدار برای رسیدن به هسته پایدارتر (یعنی برای نزدیک شدن به پایدارترین ایزوبار با عدد جرمی مسود نظر) یک ذره α یا β گسیل می‌کنند. در فرایندهای واپاشی گاما، یک حالت برانگیخته بدون هیچگونه تغییر هسته‌ای به حالت پایه واپاشیده می‌شود.

واپاشی آلفا

در این فرایند، هسته یک ذره آلفا گسیل می‌کند (که رادر فور و همکارانش نشان دادند که این ذره همان هسته هلیوم، ${}^4_2\text{He}$ ، است). هسته ${}^4_2\text{He}$ از آن رو به‌عنوان عامل این فرایند درآمده است که سیستمی با پیوند بسیار مستحکم است، و در نتیجه انرژی جنبشی آزاد شده در واپاشی به حداکثر می‌رسد. این واپاشیها، چنانکه در فصل ۸ خواهیم دید، فرایندهای ترجیحی هستند. این فرایند واپاشی را به‌صورت زیر می‌توان نشان داد



که در آن X و X' نماینده علائم شیمیایی هسته‌های اولیه و نهایی اند. باید توجه داشته باشیم که در فرایند واپاشی، تعداد پروتونها و نوترونها هر یک به‌تنهایی باید پایسته بماند. نمونه زیر مثالی از فرایند واپاشی آلفا است

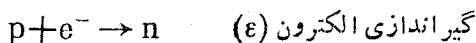


که در آن نیمه‌عمر برابر ۱۶۰۰ سال است و ذره α با انرژی جنبشی حدود ۴.۸ MeV ظاهر می‌شود.

واپاشی بتا

در اینجا هسته می‌تواند اضافه نوترون یا اضافه پروتون خود را مستقیماً با تبدیل پروتون به نوترون و یا نوترون به پروتون برطرف کند. این فرایند به سه صورت امکان پذیر است،

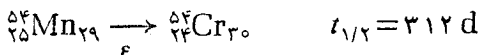
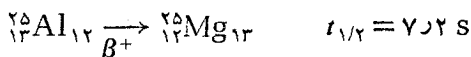
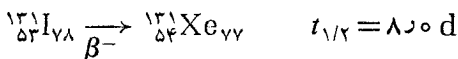
که در هر يك از آنها برای پایستگی بارالکتریکی باید ذره باردار دیگری نیز گسیل شود (بعدها معلوم شد که این ذره باردار که در ابتدا ذره β خوانده می‌شد، الکترون معمولی است).



نخستین فرایند که به نام واپاشی بتای منفی یا واپاشی نگاترون معروف است، مستلزم آفرینش و گسیل يك الکترون معمولی است. دومین فرایند واپاشی بتای مثبت یا واپاشی پوزیترون زاست، که در آن يك الکترون با بار مثبت گسیل می‌شود. در سومین فرایند، يك الکترون اتمی که به هسته نزدیک است بلعیده می‌شود، و بدین ترتیب تبدیل پروتون به نوترون تحقق می‌یابد.

در هر سه فرایند، ذره دیگری به نام نوترینو نیز گسیل می‌شود، ولی چون نوترینو بارالکتریکی ندارد، انضمام آن در فرایند واپاشی هویت سایر ذرات نهایی را تغییر نمی‌دهد. توجه کنید که در واپاشیهای بتای مثبت و منفی، يك ذره خلق می‌شود (با صرف انرژی واپاشی و طبق رابطه $m = E/c^2$). الکترون و پوزیترون قبل از واپاشی در هسته وجود ندارند. (برخلاف مورد واپاشی آلفا، که در آن نوکلئونهای گسیلی قبل از واپاشی در هسته موجودند.)

چند نمونه از فرایند واپاشی بتا را به صورت زیر است



در این فرایند Z و N هر يك به اندازه يك واحد تغییر می‌کنند، اما عدد جرمی کل ($Z + N$) ثابت می‌ماند.

واپاشی گاما

گسیل رادیواکتیو γ مشابهاً به گسیل تابشهای اتمی، مانند گذارهای اپتیکی یا پرتو x است.

يك حالت هسته‌ای برانگیخته با گسیل يك فوتون γ با انرژی برابر با اختلاف انرژی دو حالت (منهای تصحیح قابل چشم‌پوشی مربوط به انرژی «پس‌زنی» هسته گسیلنده) به حالت هسته‌ای پایتتر با حالت پایه تنزل می‌کند. گسیل گاما در تمام هسته‌هایی که حالت برانگیخته مقید دارند ($A > 5$) مشاهده می‌شود، و معمولاً به دنبال واپاشیهای آلفا و بتا صورت می‌گیرد، زیرا در این واپاشیها معمولاً هسته دختر در حالت برانگیخته تشکیل می‌شود.

نیمه‌عمر گسیل γ معمولاً بسیار کوتاه، عموماً کمتر از 10^{-9} s است. ولی در مواردی نیمه‌عمرهای طولانیتر در حدود ساعت یا روز نیز مشاهده شده است. این گذارها را گذارهای ایزومری و حالت‌های برانگیخته با عمر طولانی را حالت‌های ایزومری یا ایزومرها (یا گاهی حالت‌های شبه پایدار) می‌نامند. معیار روشنی برای طبقه‌بندی حالتها به صورت ایزومری و غیر ایزومری وجود ندارد. قبلاً معیار این تقسیم‌بندی، قابلیت اندازه‌گیری نیمه‌عمر به‌طور مستقیم بود، ولی امروزه می‌توانیم نیمه‌عمرهای خیلی کم‌تر از 10^{-9} s را نیز اندازه بگیریم. مسلماً حالت با $t_{1/2} = 10^{-6}$ s ایزومر است و حالت با نیمه‌عمر $t_{1/2} = 10^{-12}$ s ایزومر نیست، ولی بین این دو حد با وضعیتی نسبتاً مبهم روبه‌رو می‌شویم. معمولاً حالت‌های شبه پایدار را با شاخص بالای m مشخص می‌کنیم: مانند $^{110}\text{Ag}^m$ یا $^{110}\text{Ag}^m$. فرایندی که غالباً با گسیل γ رقابت می‌کند تبدیل داخلی است، که در آن هسته با انتقال مستقیم انرژی اش به يك الکترون اتمی و الکترون اتمی می‌شود. این الکترون سپس در آزمایشگاه به صورت الکترون آزاد ظاهر می‌شود. (این فرایند با واپاشی بتا از خیلی تفاوت دارد، زیرا در این فرایند تغییری در Z و N رخ نمی‌دهند، هرچند که اتم در اثر واپاشی یونیده می‌شود.)

شکافت خود به خود

اغلب تصور می‌کنیم که شکافت تحت شرایط غیر طبیعی و مصنوعی، مثلاً در يك رآکتور هسته‌ای، رخ می‌دهد. اما بعضی هسته‌ها در طبیعت وجود دارند که عمل واپاشی رادیواکتیو در آنها به صورت شکافت خود به خود ظاهر می‌شود. این فرایند با شکافت ایجاد شده توسط نوترون، که در رآکتورها رخ می‌دهد، مشابهت دارد ولی با این تفاوت که در این مورد لزومی به گیراندازی قبلی نوترون برای شروع شکافت نیست. در این فرایند، هسته سنگینی که نوترون اضافی دارد تقریباً به دو نیمه تقسیم می‌شود و به دو هسته سبکتر تبدیل می‌شود. هسته‌های نهایی، برخلاف واپاشی آلفا و بتا دقیقاً مشخص نیستند، بلکه به‌طور آماری در گستره هسته‌های میان وزن توزیع می‌شوند. هسته‌های $t_{1/2} = 2.76 \text{ h}$ ^{252}Fm و $t_{1/2} = 6.05 \text{ d}$ ^{254}Cf نمونه‌هایی هستند که خود به خود شکافته می‌شوند.

گسیل نوکلئون

بادور شدن هر چه بیشتر از «دره» هسته‌های پایدار، اختلاف انرژی بین ایزومرهای مجاور

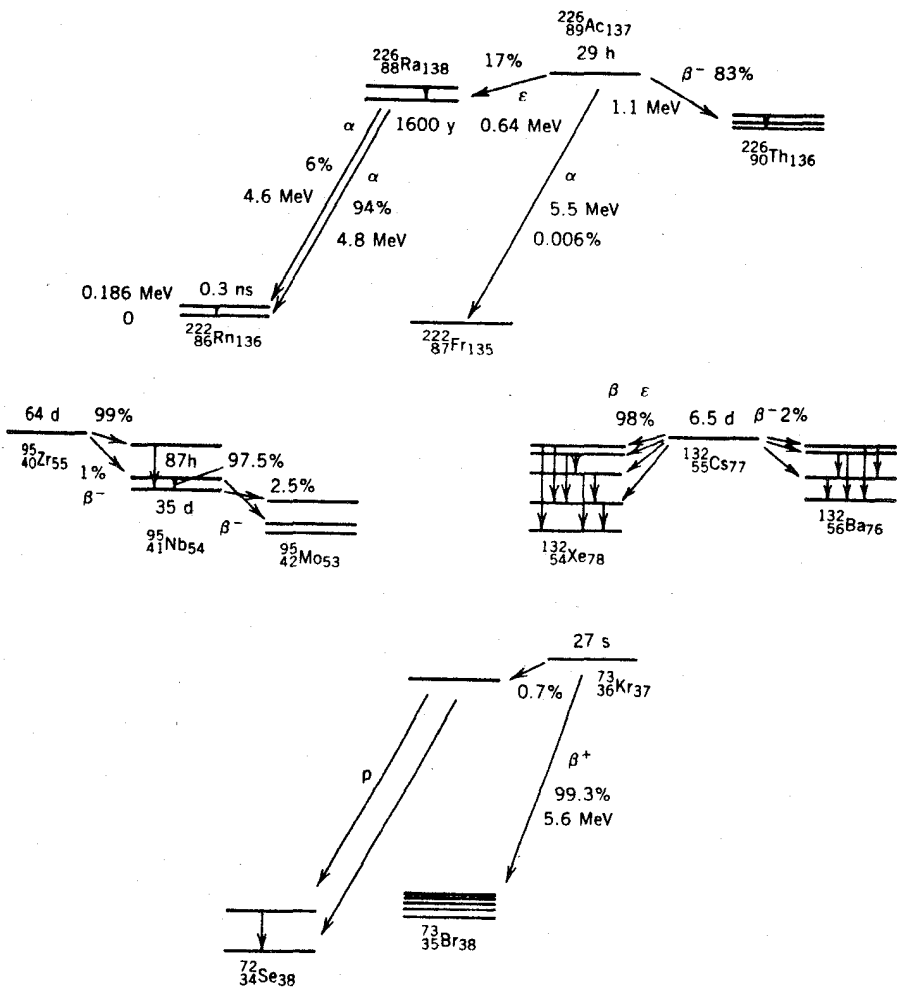
افزایش می‌یابد (سه‌میهای جرمی برای هسته‌های با A ثابت در شکل ۱۸.۳). سرانجام این اختلاف انرژی از انرژی بستگی نوکلئون (که به‌طور متوسط برابر 8 MeV است) بیشتر می‌شود و واپاشی رادیواکتیو با گسیل نوکلئون امکان‌پذیر می‌شود. این نوع واپاشی اغلب در محصولات شکافت که اضافه نوترون زیادی دارند رخ می‌دهد، و همین فرایند است که نوترونهای «تاخیری» (تاخیری در حد نیمه‌عمر واپاشی نوکلئونی) مورد نیاز کنترل رآکتورهای هسته‌ای را تأمین می‌کند. به‌عنوان مثال، ^{138}I با تابش بتا با نیمه‌عمر 6.5 s به ^{138}Xe واپاشیده می‌شود. بیشتر این واپاشیها منجر به حالات برانگیخته کم انرژی در ^{138}Xe می‌شوند. ولی در حدود 5% از واپاشیها در ^{138}I به ترازهای برانگیخته ^{138}Xe با انرژی بیش از 6.5 MeV منجر می‌شوند، که این حالات با گسیل مستقیم نوترون به ^{137}Xe منتهی می‌شوند. به‌همین ترتیب، 7% از واپاشیهای ^{73}Kr از طریق گسیل β^+ ($t_{1/2} = 27 \text{ s}$) به ترازهای ^{73}Br با انرژی حدود 5 MeV منتهی می‌شوند، که این حالات با گسیل پروتون به حالات ^{72}Se واپاشیده می‌شوند.

نسبتهای انشعاب و نیمه‌عمرهای جزئی

انواع مختلف فرایندهای واپاشی در شکل ۸.۶ خلاصه شده‌اند، و شکل ۹.۶ بخش کوچکی از جدول هسته‌های پایدار و رادیواکتیو (شکل ۱۰.۱) را نشان می‌دهد که در آن چند فرایند واپاشی مشخص شده است. بعضی هسته‌ها فقط طی یک فرایند واپاشیده می‌شوند، و لسی غالباً نمودار واپاشی بسیار پیچیده و شامل گسیل آلفا، بتا، و گاما در مدهایی است که با همدیگر در رقابت‌اند. شدت نسبی مدهای رقیب را نسبتهای انشعاب می‌نامیم. بنابراین ^{226}Ra در واپاشی آلفا با نسبت انشعاب 94% به حالت پایه و با نسبت انشعاب 6% به اولین حالت برانگیخته ^{222}Rn واپاشیده می‌شود. اغلب مدهای مختلف واپاشی با هم قابل رقابت‌اند: واپاشی ^{226}Ac به صورت‌های گسیل α (50.6%)، گسیل β^- (43%)، و گیراندازی الکترون ϵ (17%) انجام می‌شود؛ واپاشی ^{132}Cs به صورت‌های گسیل β^- (2%)، β^+ (98%) صورت می‌گیرد؛ حالت شبه پایدار $^{95\text{m}}\text{Nb}$ با گسیل β^- (47.5%) و با گذار ایزومری (97.5%) واپاشیده می‌شود. گذار ایزومری خود شامل یک شاخه 27% درصدی گسیل γ و یک شاخه 73% درصدی تبدیل داخلی است.

معمولاً نسبت انشعاب را با ثابت واپاشی جزئی یا نیمه‌عمر جزئی مشخص می‌کنیم. به‌عنوان مثال واپاشی ^{226}Ac ($t_{1/2} = 29 \text{ h}$) را در نظر می‌گیریم. ثابت واپاشی کسل برابر است با

$$\lambda_i = \frac{0.693}{t_{1/2}} = 0.024 \text{ h}^{-1} = 6.6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$$



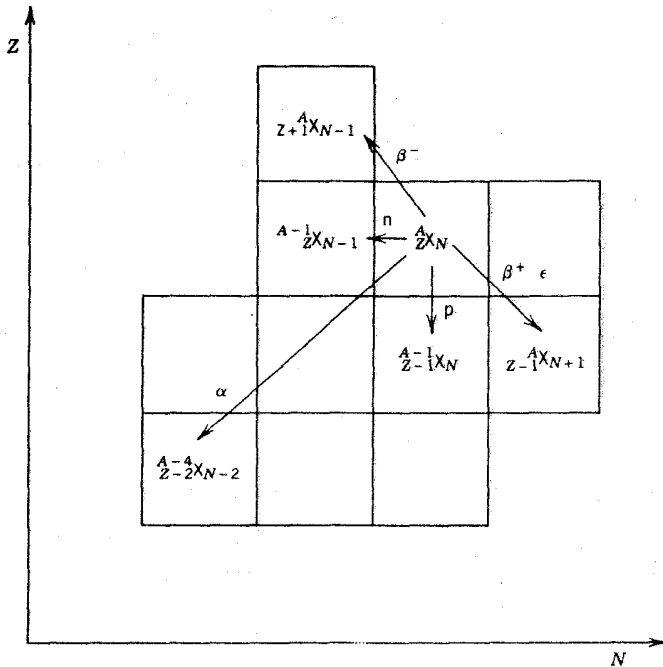
شکل ۸۰۶ انواع مختلف فرایندهای واپاشی.

و ثابتهای واپاشی جزئی عبارت اند از

$$\lambda_{\beta} = 0.83\lambda_t = 5.85 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda_{\epsilon} = 0.17\lambda_t = 1.11 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda_{\alpha} = 6 \times 10^{-5}\lambda_t = 4 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$$



شکل ۹.۶ هسته اولیه $\frac{A}{2}X_N$ از طریق فرایندهای مختلف واپاشی می تواند به حالت های نهایی متنوعی برسد.

و نیمه عمرهای جزئی به قرار زیرند

$$t_{1/2, \beta} = \frac{0.693}{\lambda_{\beta}} = 1.3 \times 10^5 \text{ s} = 3.5 \text{ h}$$

$$t_{1/2, \epsilon} = \frac{0.693}{\lambda_{\epsilon}} = 6.1 \times 10^5 \text{ s} = 170 \text{ h}$$

$$t_{1/2, \alpha} = \frac{0.693}{\lambda_{\alpha}} = 1.7 \times 10^9 \text{ s} = 55 \text{ y}$$

استفاده از نیمه عمر جزئی روشی آسان برای معرفی نسبت های انشعاب است؛ نظری به شکل های بالا نشان می دهد که برای ^{226}Ac احتمال گسیل α بسیار کمتر از β است. اما، در عمل مشاهده می شود که اکتیویته فقط با نیمه عمر کل واپاشیده می شود. حتی اگر واپاشی ^{226}Ac را با توجه به گسیل α مورد مشاهده قرار دهیم، اکتیویته با گذشت زمان با نیمه عمر 29 h کاهش می یابد. (اگر این مطلب حقیقت نداشت و دو ناظر واپاشی ^{226}Ac را یکی با مشاهده β و دیگری با مشاهده α بررسی می کردند. چون قانون واپاشی رادیواکتیو تعداد هسته های ناواپاشیده را معین می کند، ناظر β نتیجه می گرفت که نیمی از هسته های ^{226}Ac پس از

۳۵ ساعت باقیمانده است، درحالی که ناظر α برای مشاهده واپاشی نیمی از هسته‌ها باید ۵۵ سال صبر می‌کرد! درحقیقت، نیمی از هسته‌ها در هر ۲۹ ساعت بدون توجه به روش مشاهده واپاشیها واپاشیده می‌شوند.)

۶.۶ راديو اکتیویته طبیعی

زمین وسایر سیارات منظومه شمسی در حدود $10^9 \times 45$ سال قبل از موادی تشکیل شدند که از نظر آهن، کربن، اکسیژن، سیلیسیم، و سایر عناصر میان وزن و سنگین غنی بودند. این عناصر هم به نوبه خود از ترکیب هیدروژن و هلیم که طی انفجار بزرگ موسوم به مهیا ننگ در حدود $10^9 \times 15$ سال قبل تولید شده بودند به وجود آمدند. در فاصله زمانی $10^9 \times 10$ سال بین مهیا ننگ تا تشکیل منظومه شمسی، هیدروژن و هلیم در قسمتهای داخلی ستاره‌ها، نواخترها، و ابرنواخترها «پخته» شدند و به صورت عناصر سنگین تر درآمدند که ما زمینی‌ها هم امروز از بقایای تغییر شکل یافته همان ستاره‌های نابود شده به شمار می‌رویم. بیشتر عناصری که به این طریق تولید شدند راديو اکتیو بودند، اما از آن زمان تا کنون به هسته‌های پایدار واپاشیده‌اند. نیمه عمر تعداد اندکی از عناصر راديو اکتیو در مقایسه با عمر زمین طولانی است، و بنابراین هنوز هم می‌توانیم راديو اکتیویته آنها را ملاحظه کنیم. همین راديو اکتیویته است که بخش عمده‌ای از اکتیویته محیط طبیعی ما را تشکیل می‌دهد، و احتمالاً گرمای درونی سیاراتی مانند زمین نیز از همین جا نشأت می‌گیرد.

اگرچه انواع زیادی عناصر راديو اکتیو طبیعی با عمر طولانی وجود دارند، ولی منشأ اغلب آنهايي که امروزه مشاهده می‌شوند به عناصر بسیار سنگین مربوط می‌شود که هیچ ایزوتوپ پایداری ندارند. این نوکلیدها با گسیل α و β واپاشیده می‌شوند، و Z و A در آنها آن قدر کاهش می‌یابد تا سرانجام يك هسته پایدار سبکتر حاصل می‌شود. واپاشی آلفا A را چهار واحد تغییر می‌دهد ولی واپاشی بتا از سبب تغییر A نمی‌شود. از این رو، در طبیعت با چهار زنجیره واپاشی مستقل با اعداد جرمی $4n$ ، $4n+1$ ، $4n+2$ ، و $4n+3$ روبه‌رو می‌شویم که در آنها n عدد صحیح است. فرایندهای واپاشی باعث وفور هسته‌هایی خواهند شد که دراز - عمرترین عضو زنجیره محسوب می‌شوند، و اگر طول عمر این نوع نوکلیدها دست کم در حدود عمر زمین باشد، هنوز هم قادر به مشاهده اکتیویته ناشی از آنها خواهیم بود. این چهار زنجیره در جدول ۱.۶ فهرست شده‌اند. توجه کنید که نیمه عمر دراز - عمرترین عضو نپتونیم به اندازه‌ای کوتاه بوده است که از زمان تشکیل زمین تا کنون دوام نیاورده است؛ به همین دلیل این سری را در مواد طبیعی مشاهده نمی‌کنیم.

به عنوان مثال، سری توریم را در نظر بگیرید که در شکل ۱.۰۶ نشان داده شده است. فرض می‌کنیم که در مدت زمان کوتاه، انواع ایزوتوپهای پلوتونیم (Pu) را تولید کرده‌ایم. ایزوتوپهای ^{232}Pu و ^{236}Pu به سرعت به ^{228}U با نیمه عمر ۷۲ سال و سایر نمونه‌های با نیمه عمر خیلی کوتاهتر واپاشیده می‌شوند. بنابراین، طی زمانی که در مقایسه با ۷۲ سال

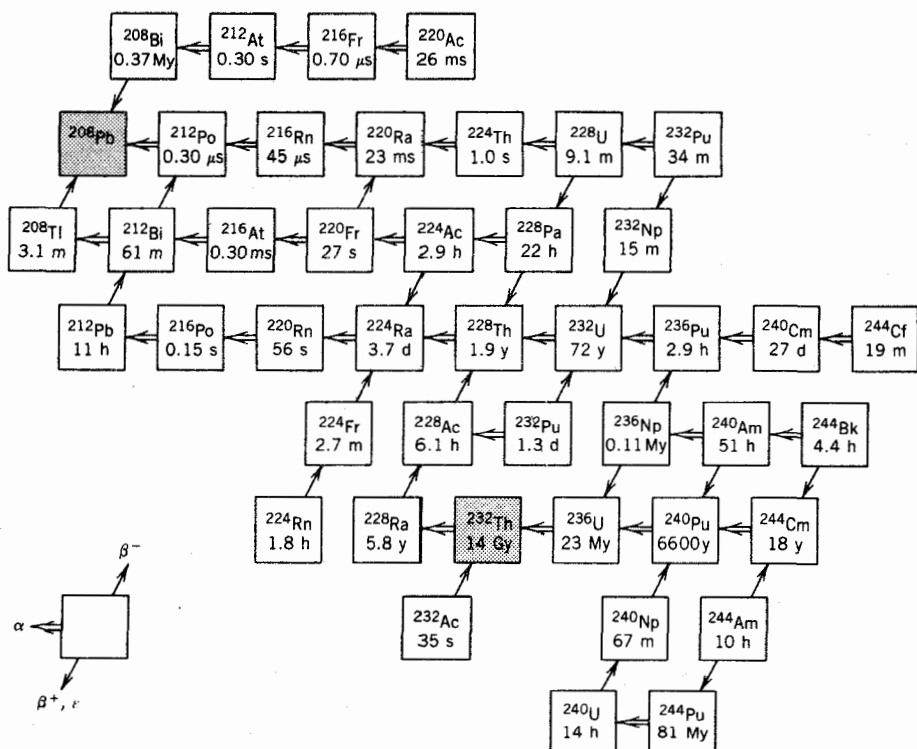
جدول ۱۰۶. بعضی از مشخصات سریهای فروپاشی عناصر سنگین.

نام سری	نوع*	هسته پایدار نهایی	دراز - عمرترین عضو	
			هسته	نیمه عمر (y)
توریم	$4n$	^{208}Pb	^{232}Th	1.41×10^{10}
نپتونیم	$4n+1$	^{209}Bi	^{237}Np	2.14×10^6
اورانیم	$4n+2$	^{206}Pb	^{238}U	4.47×10^9
اکتینیم	$4n+3$	^{207}Pb	^{235}U	7.04×10^8

* همواره عدد صحیح است.

طولانی است (مثلاً ۱۰^۳ سال) رد کلیه این ایزوتوپها از بین می رود و فقط محصول پایدار نهایی ^{208}Pb به جا می ماند. ایزوتوپهای ^{240}Pu و ^{244}Pu بسیار کندتر به ^{236}U تبدیل می شوند (اولی نسبتاً سریعتر و دومی خیلی به کندی). اورانیم ^{238}U به نوبه خود به دراز-عمرترین عضو این سری یعنی ^{232}Th واپاشیده می شود. در طی زمانی بیشتر از 1.06×10^8 سال و کمتر از 1.09×10^9 سال، ^{240}Pu و ^{244}Pu اولیه (و ^{236}U واسطه) تماماً واپاشیده شده و به صورت ^{232}Th درآمده اند، که واپاشی ^{232}Th هنوز هم قابل مشاهده است.

این ایزوتوپهای رادیواکتیو در موادی که در اطراف ما وجود دارند، و مخصوصاً در صخره ها و کانیهای که 1.09×10^9 سال قبل همراه با زمین تشکیل شده اند، دیده می شوند. [در حقیقت، بررسی واپاشی آنها روش قابل اعتمادی برای تعیین زمان تشکیل صخره ها و در نتیجه عمر زمین به شمار می رود؛ برای بحث در مورد این روشها به بخش ۷۰۶ و فصل ۱۹ (جلد دوم، ترجمه فارسی) رجوع کنید.] عموماً عناصر رادیواکتیو به صورتی وجود دارند که بامواد معدنی پیوند خورده اند و تهدیدی برای سلامت ما نیستند، ولی تمام سریهای رادیواکتیو طبیعی حاوی گاز رادیواکتیو رادن هستند. این عنصر، اگر در اعماق صخره ها تشکیل شود، معمولاً قبل از واپاشی شانس اندکی برای رسیدن به سطح صخره و در نتیجه ورود به هوا را خواهد داشت. اما با شکسته شدن صخره ها، گاز رادن به خارج از صخره فرار می کند (در حقیقت، در سالهای اخیر وجود گاز رادن در هوا مقدمه بروز زلزله تشخیص داده شده است). احتمال فرار رادن از سطح کانیها، و مخصوصاً مصالحی که برای ساختمانها به کار می روند، نیز وجود دارد. استنشاق این گاز رادیواکتیو می تواند علت بسیاری از سرطانهای ریه محسوب شود، و ظن قوی می رود که این فرایند سرطانزایی در اثر سیگار کشیدن و به واسطه تجمع این محصولات رادیواکتیو در ریه ها تشدید شود. شایان ذکر است که تمایل اخیر به احداث



شکل ۱۰۰۶ واپاشیهای رادیواکتیو طبیعی در سری توریم. بعضی نیمه عمرها با My (10^6y) و 10^9y (10^9y) مشخص شده اند. دراز - عمرترین اعضای رادیواکتیو این سری (که توریم نامگذاری شده است) و همچنین محصول پایدار نهایی آن به صورت سایه دار نشان داده شده اند.

ساختمانهای عایق بندی شده و کاملاً بسته برای صرفه جویی انرژی ممکن است به افزایش گاز رادن منجر شده باشد، و در حال حاضر پژوهشهای زیادی در این زمینه انجام می شود که اندازه گیری تجمع گاز رادن در ساختمانها نیز از آن جمله است.

سریهای عناصر سنگین تنها چشمه ایزوتوپهای رادیواکتیو طبیعی با نیمه عمر طولانی در مواد زمینی نیستند. جدول ۲۰۶ فهرستی از چشمه های دیگر را نشان می دهد که برخی از آنها می توانند برای عمرسنجی رادیواکتیو نیز به کار روند.

چشمه های رادیواکتیو دیگر با نیمه عمر نسبتاً کوتاه نیز وجود دارند که باقیمانده عناصر تولید شده به هنگام تشکیل زمین نیستند، بلکه در زمان معاصر و به طور پیوسته تولید می شوند. این عناصر که شامل ^3H و ^{14}C هستند، در اثر برخورد پرتوهای کیهانی (پروتونهای پراانرژی) با اتمهای موجود در جو و وقوع واکنش های هسته ای در جو فوقانی به وجود می آیند. ایزوتوپ ^{14}C کاربردهای مهمی در عمرسنجی رادیواکتیو دارد.

جدول ۲۰۶ برخی ایزوتوپهای رادیواکتیو طبیعی.

ایزوتوپ	$t_{1/2}(y)$
${}^{40}\text{K}$	1.28×10^9
${}^{87}\text{Rb}$	4.8×10^{10}
${}^{112}\text{Cd}$	9×10^{15}
${}^{115}\text{In}$	4.74×10^{14}
${}^{138}\text{La}$	1.03×10^{11}
${}^{176}\text{Lu}$	3.76×10^{10}
${}^{187}\text{Re}$	5×10^{10}

۷.۶ عمرسنجی رادیواکتیو

گرچه نمی توان زمان واپاشی يك هسته را به دقت تعیین کرد، ولی تعیین دقیق زمان لازم برای واپاشی نیمی از تعداد زیادی از هسته ها امکان پذیر است. ممکن است دو گفته فوق متناقض به نظر آیند؛ ارتباط آنها به واسطه استنتاجهای آماری است که با مطالعه فرایندهای تصادفی فراهم می شود. اگر اتاقی حاوی يك مولکول گاز داشته باشیم، نمی توانیم با اطمینان احتمال وجود آن را در نیمه چپ یا راست اتاق پیش بینی کنیم. اما اگر با تعداد بسیار زیاد N مولکول ($N \sim 10^{24}$) در اتاق سروکار داشته باشیم، انتظار داریم که به طور متوسط $N/2$ مولکول در هر نیمه راست و چپ وجود داشته باشد. به علاوه، افت و خیز تعداد موجود در هر نیمه محتوی $N/2$ مولکول در حدود \sqrt{N} خواهد بود؛ بنابراین افت و خیز تعداد مولکولهای موجود در هر نیمه اتاق در حدود $\sqrt{N}/N \approx 10^{-12}$ خواهد شد. کسر مولکولهای موجود در هر نیمه اتاق برابر $0.5000000000000001 \pm 0.0000000000000005$ می شود؛ این دقت بسیار زیاد (و نامعقول) به علت بزرگ بودن N و کوچک بودن خطای نسبی $N^{-1/2}$ حاصل می شود.

برای واپاشی رادیواکتیو هم با وضعیت مشابهی روبرو می شویم. (قوانین شمارش آماری در فصل ۷ به تفصیل مورد بررسی قرار می گیرند.) اگر در لحظه $t = 0$ مجموعه ای متشکل از تعداد زیاد N هسته رادیواکتیو در دست باشد، پس از گذشت يك نیمه عمر کسر باقیمانده هسته ها برابر $N_0^{-1/2} \pm 1/2$ خواهد شد. بنابراین، به رغم ماهیت کاتوره ای

فرایند واپاشی، واپاشی هسته‌های رادیواکتیو زمان‌سنج بسیار دقیق و کاملاً قابل اعتمادی برای ثبت گذشت زمان است. یعنی اگر ثابت واپاشی λ را بدانیم، کاهش نمایی اکتیویته یک نمونه می‌تواند برای اندازه‌گیری زمان به‌کار رود.

استفاده از این فرایند وقتی با مشکل روبرو می‌شود که بخواهیم آن را در واپاشیهایی که طی زمانهای زمین‌شناختی (γ تا $\sim 10^9$) رخ می‌دهند به‌کار ببریم، زیرا در این مورد تغییرات اکتیویته برحسب زمان را اندازه نمی‌گیریم. در عوض، از تعداد نسبی هسته‌های مادر و دختر در زمان t_1 (زمان حال) در مقایسه با تعداد آنها در زمان t_0 (وقتی که «زمان‌سنج» شروع به‌کار کرده‌است، که معمولاً همان زمان چگالش موادی مانند صخره‌های کانی است که بر اثر آن هسته‌های مادر در مرحله‌های فعلی محبوس شده‌اند) استفاده می‌کنیم. این فرایند در اصل فرایندی نسبتاً ساده است. با معلوم بودن واپاشی ایزوتوپ مادر P به دختر D ، فقط (مثلاً با استفاده از روشهای شیمیایی) تعداد اتمهای موجود P و D یعنی $N_P(t_1)$ و $N_D(t_1)$ را می‌شماریم

$$N_D(t_1) + N_P(t_1) = N_P(t_0) \quad (39.6)$$

$$N_P(t_1) = N_P(t_0) e^{-\lambda(t_1 - t_0)} \quad (40.6)$$

$$\Delta t \equiv t_1 - t_0 = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N_P(t_0)}{N_P(t_1)}$$

$$\Delta t = \frac{1}{\lambda} \ln \left(1 + \frac{N_D(t_1)}{N_P(t_1)} \right) \quad (41.6)$$

با معلوم بودن ثابت واپاشی (که می‌توان آن را در آزمایشگاه اندازه گرفت) و نسبت فعلی هسته‌های دختر به‌مادر، سن نمونه مستقیماً به‌دست می‌آید. دقت این روش به‌دقت شناخت λ و آمار شمارش N_D و N_P بستگی دارد.

معادلات (۳۹.۶) و (۴۰.۶) متضمن فرضیهایی است که باید قبل از کاربرد معادله (۴۱.۶) برای تعیین عمر نمونه به‌دقت بررسی شوند. در معادله (۳۹.۶) فرض شده‌است $N_D(t_0) = 0$ و این بدان معنی است که در لحظه $t = 0$ هیچ اتم دختری وجود ندارد؛ همچنین فرض شده‌است که تعداد کل اتمها ثابت مانده‌است، یعنی هیچ اتم مادر یا دختری از محیط اولیه کانی یا جسم جامد فرار نمی‌کند. در بحث زیر خواهیم دید که می‌توان طرز تعیین Δt را چنان اصلاح کرد که تعداد اتمهای دختر در لحظه t_0 را هم شامل شود (اگرچه در تحلیل امروزه که در زمان t_1 انجام می‌شود، نمی‌توانیم بگوییم که چه اتمهای دختری ابتدا در نمونه موجود بودند و کدامیک از آنها در اثر واپاشی در زمان Δt ناشی شده‌اند). در معادله (۴۰.۶) فرض شده‌است که تغییرات N_P فقط در اثر واپاشی مورد نظر حاصل می‌شود، یعنی هیچ اتم مادری به‌روشهای دیگر (مثلاً در اثر واپاشی قبلی و یا در اثر واکنشهای هسته‌ای ایجاد شده توسط پرتوهای کیهانی) تولید نمی‌شود.

اکنون محدودیت فرضها را در معادله (۳۹.۶) کمتر می‌کنیم، و فرض می‌کنیم تعدادی هسته دختر هم در لحظه $t = t_0$ در نمونه وجود داشته باشند. این هسته‌های دختر می‌توانند ناشی از واپاشی هسته‌های مادر در زمان قبل از t_0 یا فرایندهایی (مانند یک انفجار ابرنواختر) باشند که هسته‌های اولیه مادر را به وجود آورده‌اند. چگونگی تشکیل این هسته‌های دختر اولیه در محاسبات ما حائز اهمیت نیست. بنابراین می‌توان نوشت

$$N_D(t_1) + N_P(t_1) = N_D(t_0) + N_P(t_0) \quad (42.6)$$

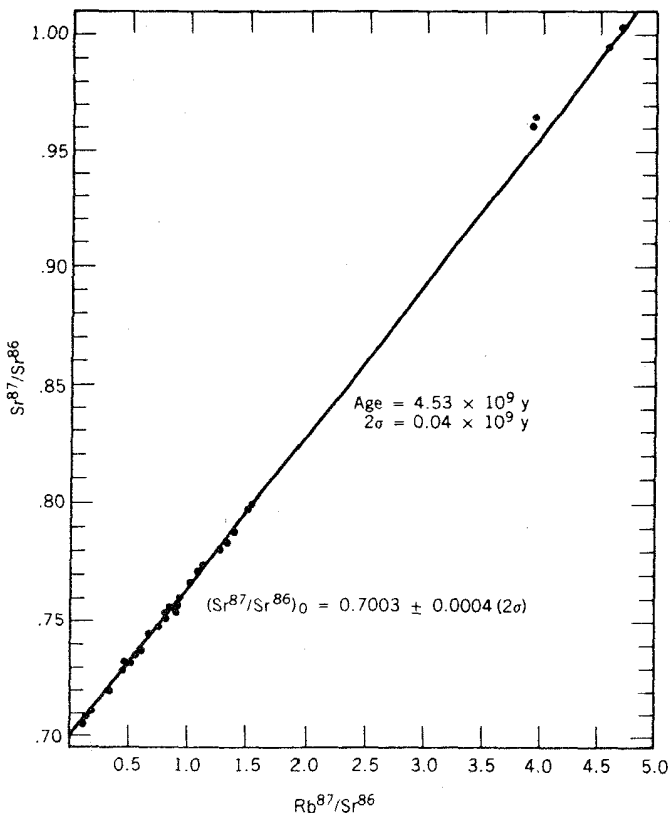
به علت ورود مجهول $N_D(t_0)$ ، نمی‌توان معادله را مستقیماً حل کرد و Δt را به دست آورد. اما اگر ایزوتوپ دختر دیگری مانند D' هم در نمونه وجود داشته باشد که رادیواکتیو نبوده و از واپاشی مادری با عمر طولانی نیز تشکیل نشده باشد، می‌توانیم عمر نمونه را تعیین کنیم. تعداد موجود این ایزوتوپ پایدار را با $N_{D'}$ نشان می‌دهیم که اگر D' پایدار باشد داریم $N_{D'}(t_1) = N_{D'}(t_0)$ و در این صورت

$$\frac{N_D(t_1) + N_P(t_1)}{N_{D'}(t_1)} = \frac{N_D(t_0) + N_P(t_0)}{N_{D'}(t_0)} \quad (43.6)$$

که می‌توانیم آن را به صورت زیر بنویسیم

$$\frac{N_D(t_1)}{N_{D'}(t_1)} = \frac{N_P(t_1)}{N_{D'}(t_1)} [e^{\lambda(t_1 - t_0)} - 1] + \frac{N_D(t_0)}{N_{D'}(t_0)} \quad (44.6)$$

نسبت‌های $N_D(t_1)/N_{D'}(t_1)$ و $N_P(t_1)/N_{D'}(t_1)$ را می‌توان در آزمایشگاه اندازه‌گیری کرد، ولی هنوز هم دو مجهول عمر Δt و نسبت اولیه ایزوتوپها $N_D(t_0)/N_{D'}(t_0)$ در معادله (۴۴.۶) باقی می‌مانند. کانیهای که از یک منشأ به صورت بلور درآمده‌اند باید سن و نسبت ایزوتوپی $N_D(t_0)/N_{D'}(t_0)$ یکسان داشته باشند، اگرچه $N_P(t_0)$ اولیه در آنها ممکن است بسیار متفاوت باشد (مثلاً به علت ترکیب شیمیایی متفاوت). اگر این فرضیه‌ها صحیح باشند، انتظار داریم که در حال حاضر کانیهای را با نسبت‌های مختلف $N_D(t_1)/N_{D'}(t_1)$ و $N_P(t_1)/N_{D'}(t_1)$ و مقادیر یکسان Δt و $N_D(t_0)/N_{D'}(t_0)$ مشاهده کنیم. این فرضها را می‌توان با رسم $y = N_D(t_1)/N_{D'}(t_1)$ بر حسب $x = N_P(t_1)/N_{D'}(t_1)$ برای کانیهای مختلف آزمود. معادله (۴۴.۶) به صورت $y = mx + b$ خط راستی با شیب $m = e^{\lambda(t_1 - t_0)} - 1$ و محل برخورد $b = N_D(t_0)/N_{D'}(t_0)$ است. شکل ۱۱.۶ نمونه‌ای از کاربرد این روش را برای واپاشی ${}^{87}\text{Sr}(t_{1/2} = 488 \times 10^6 \text{y}) \leftarrow {}^{87}\text{Rb}$ نشان می‌دهد، که در آن مبنای مقایسه ${}^{86}\text{Sr}$ پایدار است. اگرچه نسبت فعلی ${}^{87}\text{Rb}$ به ${}^{86}\text{Sr}$ با بیش از یک مرتبه بزرگی تغییر می‌کند، ولی با استفاده از کلیه اطلاعات موجود سن زمین را برابر $485 \times 10^9 \text{y}$ $\Delta t = 485 \times 10^9 \text{y}$ به دست می‌آوریم. در این روش، برآزش خطی مناسب اهمیت زیادی دارد، زیرا همین برآزش است که فرضهای ناپدید نشدن هسته‌های مادر و دختر را توجیه می‌کند.



شکل ۱۱.۶ روش عمرسنجی Rb-Sr با در نظر گرفتن ^{87}Sr اولیه. رفتار خطی با معادله (۴.۴.۶) سازگار است.

از دیگر روشهای مشابه برای عمرسنجی کانیهای زمین، ماه و شهابسنگها هم سن مشترک ^{235}U و ^{238}U به ^{207}Pb و ^{206}Pb ، و شکافت خود به خود ^{238}U و ^{235}U است که بررسی آنها با جداسازی شیمیایی محصولات شکافت و یا با مشاهده میکروسکوپی ردهای به جامانده در کانیها در اثر شکافت - پارهها انجام میگیرد.

برای عمرسنجی نمونههای نه چندان قدیمی مواد آلی، از روش عمرسنجی ^{14}C استفاده می شود. CO_2 جذب شده در مواد آلی تقریباً به طور کامل از ^{14}C پایدار (۹۸.۸۹٪) و مقدار اندک ^{14}C پایدار (۱.۱٪) تشکیل شده است. ^{14}C رادیواکتیو در اثر بمباران نیتروژن جو با پرتوهای کیهانی به طور پیوسته در جو فوقانی تشکیل می شود، و بنا بر این تمام مواد زنده به علت وجود مقداری ^{14}C در بدنشان اندکی رادیواکتیووند. چون آنتگ تولید ^{14}C

با پرتوهای کیهانی طی هزاران سال نسبتاً ثابت بوده است، مقدار کربن موجود در مواد آلی زنده با کربن جو به تعادل می‌رسد که مقدار آن یک اتم ^{14}C به ازای هر 10^{12} اتم ^{12}C است. نیمه‌عمر ^{14}C برابر 5730 سال است، و بنابراین هر گرم کربن اکتیویته‌ای در حدود 15 واپاشی در دقیقه خواهد داشت. هنگامی که موجود زنده می‌میرد، چون جذب ^{14}C جدید متوقف می‌شود و محتوای قبلی طبق قانون واپاشی رادیواکتیو کاهش می‌یابد، تعادل آن با کربن جو برهم می‌خورد. بنا بر این می‌توانیم عمر نمونه‌ها را با اندازه‌گیری اکتیویته ویزه (اکتیویته هر گرم) محتوای کربن آنها تعیین کنیم. این روش تا زمانی که شدت ^{14}C برای تعیین اکتیویته کافی باشد به کار می‌رود. اگر 10 نیمه‌عمر یا بیشتر از مرگ موجود زنده گذشته باشد، واپاشی به قدری ضعیف می‌شود که روش ^{14}C قابل استفاده نیست. روشهای جدید استفاده از شتابدهنده‌ها به عنوان طیف‌سنج جرمی، با توانایی شمارش مستقیم اتمهای ^{14}C ، این محدودیت را پشت سر می‌گذارند؛ این روشها در فصل 20 مورد بررسی قرار می‌گیرند.

فرض اصلی در این روش این است که طی حدود 50000 سال اخیر تولید ^{14}C توسط پرتوهای کیهانی با آهنگ نسبتاً ثابتی ادامه داشته است. می‌توان این فرض را با مقایسه عمرهای تعیین شده به روش رادیوکربن با عمرهای شناخته شده به طرق مستقل (برای مثال، به طریق سوابق تاریخی یا شمارش حلقه درخت) آزمود. این مقایسه‌ها توافق بسیار خوبی را نشان می‌دهند، و فرض نسبتاً یکنواخت بودن شار پرتوهای کیهانی را تأیید می‌کنند.

در هزاران سال بعد، ممکن است روش رادیوکربن دیگر قابل استفاده نباشد. طی 100 سال اخیر، سوزاندن سوختهای فسیلی تعادل جو را با رقیق کردن آن با کربن پایدار برهم زده است (هیدروکربنهای موجود در سوختهای فسیلی به اندازه‌ای قدیمی‌اند که تقریباً تمام ^{14}C موجود در آنها واپاشیده و ناپدید شده است). طی دهه‌های 1950 و 1960 ، آزمایش سلاحهای هسته‌ای در جو مقداری ^{14}C اضافی وارد جو کرده است که به این ترتیب تراکم کربن 14 شاید به دو برابر مقدار تعادل ناشی از پرتوهای کیهانی رسیده است.

۸.۶ یكاهای اندازه‌گیری تابش

اکتیویته يك نمونه رادیواکتیو (بر حسب کوری یا واپاشی در ثانیه) به نوع تابش یا انرژی آن بستگی ندارد. بنابراین اکتیویته وسیله مفیدی برای مقایسه دو چشمه مختلف از يك نوع ایزوتوپ واپاشنده است (10mCi از ^{60}Co از 1mCi از آن قویتر است)، ولی چگونه می‌توان واپاشیهای مختلف را با هم مقایسه کرد؟ به عنوان مثال، چگونه قدرت يك چشمه ^{60}Co به اکتیویته 10mCi با قدرت چشمه ^{14}C با همان اکتیویته قابل مقایسه است، یا چگونه می‌توان يك چشمه $10\mu\text{Ci}$ گاماگسیل را با يك چشمه 10mCi آلفاگسیل مقایسه کرد؟ و منظور از «قدرت» چشمه تابش دقیقاً چیست؟

یکی از ویژگیهای عام تابشهای هسته‌ای قابلیت یونش (جداسازی الکترونها از اتمهایی است که با آنها برهم‌کنش می‌کنند. (به این دلیل تابشهای هسته‌ای را معمولاً تابشهای یوننده می‌گویند) بحث را از بررسی عبور پرتو X و پرتو γ از هوا آغاز می‌کنیم. فوتونها از طریق فرایندهای مختلف (براکندگی کامپتون، اثر فوتوالکتریک و تولید زوج الکترون - پوزیترون) به دفعات با اتمهای هوا برهم‌کنش می‌کنند. هر یک از این فرایندها الکترون آزاد تولید می‌کند، که معمولاً انرژی نسبتاً زیادی دارد، این الکترونهاى ثانویه به سهم خود می‌توانند تولید یونش (والکترونهاى اضافی) کنند. بار الکتریکی کل Q یونهای تولیدی در جرم m هوا را پرتوگیری x می‌نامند، و در صورتی که چشمه‌های γ پرتوگیری یکسانی ایجاد کنند، حتی اگر انرژی پرتوهای γ و اکتیویته چشمه‌ها کاملاً متفاوت باشند، می‌توانیم شدت آنها را باهم برابر بگیریم. تعریف مشخص پرتوگیری به صورت زیر است

$$X = \frac{Q}{m} \quad (۴۵.۶)$$

یکای آن در دستگاه SI کولن بر کیلوگرم است. اغلب بدیای دنتگن (R) برمی‌خوریم، که به صورت پرتوگیری منجر به ایجاد یک واحد الکتروستاتیکی بار (در دستگاه cgs که در آن e برابر $۱۰^{-۱۰} \times ۴۸۰ \times ۱۰^{-۱۰}$ واحد الکتروستاتیک است) در ۱ سانتی‌متر مکعب هوا در دمای $۰^{\circ}C$ و فشار ۷۶۰ mm (یعنی در جرمی معادل ۰.۰۰۱۲۹۳ گرم هوا) تعریف می‌شود. بنا بر این

$$1R = \frac{1 \text{ esu}}{0.001293 \text{ g}} = ۲۵۸ \times 10^{-۴} \text{ C/kg}$$

اگر به هر یون باری معادل بار یک الکترون تخصیص دهیم، پرتوگیری $1R$ به معنای تشکیل $۱۰^{۱۵} \times ۱.۶۱$ یون در هر سانتی‌متر مکعب است. برای تشکیل یک جفت یون در هوا به طور متوسط ۳۴ eV لازم است. بنا بر این پرتوگیری $1R$ منجر به جذب انرژی $۷۵۸ \times ۱۰^{۱۰} \text{ eV/cm}^3$ یا ۱۱۳ erg/cm^3 یا ۸۸ erg/g در هوا می‌شود.

یونش تولیدی پرتو γ به انرژی آن بستگی دارد. با انرژی ۳۴ eV لازم برای تولید هر یون در هوا، انتظار می‌رود که یک پرتو γ با انرژی 1 MeV به طور متوسط در حدود ۳۰۰۰۰ یون تولید کند. یک چشمه رادیواکتیو با اکتیویته معین معمولاً پرتوهای γ با انرژی و شدتهای مختلف تولید می‌کند. پرتوگیری ناشی از این چشمه به تعداد و پاشی، شدت و انرژی هر یک از پرتوهای γ بستگی دارد و آهنگ پرتوگیری (پرتوگیری در واحد زمان) به اکتیویته چشمه بستگی پیدا می‌کند. همچنین مقدار این کمیت تابع فاصله از چشمه است؛ اگر بخواهیم یونش تولیدی در 1 cm^3 هوا را اندازه بگیریم، بدیهی است

که این یونش به نزدیک یادور بودن حجم هوا از چشمه بستگی دارد. بنا بر این می توان نوشت

$$\frac{\Delta X}{\Delta t} = \Gamma \frac{A}{d^2} \quad (۴۶.۶)$$

که در آن $\Delta X/\Delta t$ آهنگ پرتو گیری، A اکتیویته، d فاصله از چشمه و Γ ثابت ویژه پرتو γ است که به جزئیات گسیل پرتو γ از هر نوکلید رادیواکتیو (کسر پرتوهای γ با انرژی معین و قابلیت یونندگی فوتونها با انرژی معین) بستگی دارد. معمولاً $d = 1\text{ m}$ را به عنوان فاصله استاندارد برای اندازه گیری رابطه بین آهنگ پرتو گیری و اکتیویته در نظر می گیرند، که در نتیجه Γ دارای یکای $(\text{Ci}/\text{m}^2)/(\text{R}/\text{h})$ خواهد بود. بعضی مقادیر مشخص Γ در جدول ۳۰۶ داده شده است.

جدول ۳۰۶ ثابتهای ویژه پرتو گاما برای رادیوایزوتوپهای مختلف.*

Γ	انرژی پرتو γ (MeV) و فراوانی آن (%)	$t_{1/2}$	نوکلید
۱۰۲۰	۰۰۵۱۱ (۱۸۱)، ۰۲۲۷۵ (۱۰۰)	۲۶۶y	^{22}Na
۱۰۸۴	۰۱۳۶۹ (۱۰۰)، ۰۲۷۵۴ (۱۰۰)	۱۵۰۰۲h	^{24}Na
۰۰۶۰	۰۱۴۳ (۱)، ۰۱۹۲ (۳)، ۰۰۹۹ (۵۶)، ۰۲۹۲ (۴۴)	۴۴۰۶d	^{59}Fe
۰۰۵۹	۰۰۱۴ (۹)، ۰۱۲۲ (۸۵)، ۰۱۳۶ (۱۱)	۲۷۰d	^{57}Co
۱۰۲۸	۰۱۷۳ (۱۰۰)، ۰۳۳۳ (۱۰۰)	۵۲۷y	^{60}Co
۰۰۲۲	۰۰۸ (۲)، ۰۲۸۴ (۶)، ۰۳۶۴ (۸۲)، ۰۶۳۷ (۷)، ۰۷۲۳ (۲)	۸۰۰۶d	^{131}I
۰۰۳۲	۰۰۳۲ (۸)، ۰۶۶۲ (۸۵)	۳۰۱y	^{137}Cs
۰۰۲۳	۰۴۱۲ (۹۵)، ۰۶۷۶ (۱)	۲۷d	^{198}Au
۰۰۸۴			^{226}Ra و دختران

* یکای Γ در اینجا $\text{R} \cdot \text{m}^2/\text{h} \cdot \text{Ci}$ است. به رابطه بین Γ و انرژی و شدت پرتوهای γ توجه کنید.

آهنگ جذب انرژی در موادی غیر از هوا که در معرض پرتوهای یوننده قرار گیرند، متفاوت خواهد بود. بنابراین، وجود يك استاندارد برای جذب انرژی پرتوهای یوننده در مواد مختلف ضروری است. این کمیت دز جذب شده D در ماده است که میزان انرژی جذب شده از تابش یوننده را در واحد جرم ماده تعیین می‌کند. متداولترین یکای دز جذب شده راد (rad) نامیده می‌شود که برابر جذب ۱۰۰ ارگ انرژی در هر گرم ماده است. (بنابراین در هوا داریم $0.888 rad = 1 R$). یکای دز جذب شده در دستگاه SI گری (Gy) نامیده می‌شود که برابر جذب ۱ ژول انرژی در هر کیلوگرم ماده است، در نتیجه $1 Gy = 100 rad$.

برای تعریف استانداردهای حفاظت انسان در برابر تابش، تعیین برآوردی از اثرات زیست‌شناختی تابشهای مختلف ضروری است. یعنی، بعضی تابشها ممکن است انرژی‌شان را در مسیری طولانی از دست دهند، در نتیجه در فواصل کوتاه (مثلاً در حدود ابعاد سلولهای انسانی) انرژی نسبتاً کمی از خود باقی می‌گذارند. پرتوهای گاما و بتا از این نوع هستند. سایر انواع تابشها، مثلاً ذرات آلفا، انرژی خود را با سرعت از دست می‌دهند و اساساً تمام انرژی خود را در مسیر بسیار کوتاهی بر جای می‌گذارند. بنا بر این، احتمال آسیب به سلول در اثر يك راد تابش α بسیار بیشتر از يك راد تابش γ است. برای کمیت بخشیدن به این تفاوتها، تأثیر نسبی زیست‌شناختی (RBE) را به صورت نسبت دز يك تابش خاص به دز پرتوهای X که همان اثر زیست‌شناختی را به وجود می‌آورد، تعریف می‌کنیم. مقادیر RBE از ۱ تا ۲۰ برای تابش α تغییر می‌کند. از آنجا که اندازه‌گیری RBE نسبتاً مشکل است، معمولاً به جای آن از عامل کیفیت (QF) استفاده می‌شود که برای نوع (یا انرژی) خاص تابش به صورت انرژی بر جای مانده در واحد طول مسیر تعریف می‌شود. تابشهایی که انرژی کمی در واحد طول از دست می‌دهند (β و γ) دارای QF نزدیک به ۱ هستند، در حالی که برای تابشهایی که انرژی بیشتری در واحد طول از دست می‌دهند (ذرات α) مقدار QF تا حدود ۲۰ قابل افزایش است. جدول ۴.۶ نمونه بعضی مقادیر QF را نشان می‌دهد.

جدول ۴.۶ عامل کیفیت برای تابش جذب شده.

نوع تابش	QF
پرتوهای X، β ، و γ	۱
p و n کم انرژی ($\sim keV$)	۲-۵
p و n پر انرژی ($\sim MeV$)	۵-۱۰
α	۲۰

تأثیر یک تابش خاص بزرگ اندام زیست‌شناختی به دز جذب شده D و عامل کیفیت آن QF بستگی دارد. حاصلضرب این دو کمیت را دز معادل می‌گویند

$$DE = D \cdot QF \quad (۴۷.۶)$$

اگر از راد به عنوان یکای دز استفاده شود، دز معادل برحسب یکای (rem) به دست می‌آید. اگر از یکای گری در دستگاه SI استفاده شود، دز معادل برحسب سیورت (Sv) خواهد بود. دیدیم که $1 Gy = 100 rad$ است، و بنابراین داریم $1 Sv = 100 rem$. ملاحظه می‌شود که «شدت» تابش برحسب اینکه آهنگ واپاشی (اکتیویته) مورد نظر باشد یا تأثیر آن بر روی اندامهای زنده (دز معادل)، به طرق مختلف قابل تعریف است. خلاصه‌ای از کمیت‌های مختلف و یکاهای سنتی و بین‌المللی (SI) این کمیتها در جدول ۵.۶ داده شده است.

استانداردهای پرتوگیری تابشی افراد اجتماع و کارکنان حرفه‌ای تابش را برحسب رم در دوره‌های خاصی از زمان (به‌طور فصلی یا سالانه) تعریف می‌کنند. انسان از چشمه‌های زمینه طبیعی (پرتوهای کیهانی و ایزوتوپهای رادیواکتیو طبیعی مانند سریهای اورانیم و توریم و $40K$) سالانه در حدود ۱ تا ۲ رم دریافت می‌کند. کمیسیون بین‌المللی حفاظت در برابر تابش (ICRP) حد سالانه دز جذب شده در تمام بدن را به $5 rem$ برای افراد عادی اجتماع و $5 rem$ برای کارکنان حرفه‌ای تابش محدود کرده است. اما حد سالانه دز جذب شده در نواحی فوق‌العاده حساس بدن، مانند مغز استخوان، در عکسبرداری پرتو X قفسه سینه در حدود $5 rem$ و در عکسبرداری از دندان در حدود $2 rem$ تعیین شده است. متأسفانه، محاسبه و اندازه‌گیری اثرات زیست‌شناختی پرتوگیری مشکل است، و بنابراین رهنمود باید درجهتی باشد که پرتوگیری را تا حد امکان

جدول ۵.۶ کمیتها و یکاهای اندازه‌گیری تابش.

یکای SI	یکای سنتی	ماهیت فیزیکی	کمیت
بکرل (Bq)	کوری (Ci)	آهنگ واپاشی	اکتیویته (A)
کوان بر کیلوگرم (C/kg)	روننگن (R)	یونش در هوا	پرتوگیری (X)
گری (Gy)	راد (rad)	جذب انرژی	دز جذب شده (D)
سیورت (Sv)	رم (rem)	تأثیر زیست‌شناختی	دز معادل (DE)

پایین نگه دارد. به همین دلیل، بسیاری از پزشکان دیگر عکسبرداری از قفسه سینه را با استفاده از پرتو X در معاینه های سالانه پزشکی توصیه نمی کنند و دندانپزشکان معمولاً هنگام عکسبرداری از دهان يك پیش بند سربی روی قسمتهای حساس بدن بیمار قرار می دهند.) اگر چه شواهد موجود قاطعیت ندارد، ولی دلایلی بر خطر سرطان زایی تابش و آسیب ژنتیکی آن حتی در دزهای خیلی پایین در دست است، در حالی که آثار دیگر مانند تولید آب مروارید و عقیم پبازی آستانه ای دارند که در کمتر از آن خطری وجود ندارد. بسیاری از معلومات ما در این زمینه در نتیجه مطالعات انجام شده در مورد بازماندگان انفجار هسته ای هیروشیما و ناگازاکی در جنگ دوم جهانی است، که طبق آن می دانیم خطر مرگ پس از جذب ۱۰۰ رم در فاصله زمانی کوتاه قطعی است، ولی شواهد واضحی دال بر رابطه خطی بین دز و خطر وجود ندارد. مباحثات مربوط به جذب دزهای کم در فواصل زمانی طولانی هنوز هم در جریان است، که برای استانداردهای حفاظت در برابر تابش و سلامت افراد اجتماع نتایجی جدی در بر خواهد داشت.

مراجع مطالعات تکمیلی

برای مطالعه تفصیلی تر مکانیک کوانتومی فرایندهای واپاشی می توانید به کتاب زیر رجوع کنید

M. G. Bowler, *Nuclear Physics* (Oxford: Pergamon, 1973).

برای بررسی کاملتر سریهای واپاشی رادیواکتیو می توانید به کتاب زیر رجوع کنید

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

روشهای عمرسنجی رادیواکتیو منظومه شمسی در مراجع زیر مرور شده است

L. T. Aldrich and G. W. Wetherill, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 8, 257 (1958),

G. W. Wetherill, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 25, 283 (1975).

برای کسب اطلاعات بیشتر درباره رادیواکتیویته جو و اقیانوسها به مقاله زیر رجوع

کنید

D. Lal and H. E. Suess, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 18, 407 (1968).

اطلاعات مشروحتر درباره پرتوگیری تابشی را می توان در مراجع مختلف فیزیک

بهداشت، از جمله کتاب زیر، یافت

E. Pochin, *Nuclear Radiation: Risks and Benefits* (Oxford: Clarendon, 1983).

مسائل

۰۱. سه چشمه رادیواکتیو که اکتیویته هر يك از آنها در زمان $t = 0$ برابر $100 \mu\text{Ci}$ است،

مفروض اند. نیمه عمر آنها به ترتیب برابر 1.0×10^5 s، 1.0×10^6 h، و 1.0×10^7 d است. (الف) چند هسته رادیواکتیو در $t = 0$ در هر چشمه وجود دارد؟ (ب) چند هسته بین $t = 0$ و $t = 1$ s در هر چشمه واپاشیده می شود؟ (ج) تعداد واپاشی هر چشمه در فاصله $t = 0$ و $t = 1$ h چقدر است؟

۲. ساماریم طبیعی شامل ۱۵۱٪ ایزوتوپ رادیواکتیو ^{147}Sm است که با گسیل α واپاشیده می شود. یک گرم ساماریم طبیعی در هر ثانیه تعداد (89 ± 5) ذره آلفا گسیل می کند. با استفاده از این اطلاعات، نیمه عمر ^{147}Sm و خطای اندازه گیری آن را محاسبه کنید.

۳. از جمله محصولات رادیواکتیو گسیل شده در حادثه رآکتور چرنوبیل در سال ۱۹۸۶، ^{137}Cs و ^{131}I ($t_{1/2} = 8.0 \text{ d}$) و ^{137}Cs ($t_{1/2} = 3.0 \text{ y}$) بودند. تعداد اتمهای ^{137}Cs تولید شده در فرایند شکافت در حدود پنج برابر ^{131}I است. (الف) کدام ایزوتوپ سهم بیشتری در اکتیویته ابر تابش رادیواکتیو دارد؟ فرض کنید که رآکتور قبل از آزاد شدن تابش چندین روز به طور پیوسته کار کرده است، (ب) چه مدت پس از وقوع حادثه اکتیویته های این دو ایزوتوپ با هم برابر می شوند؟ (ج) در حدود ۱٪ از شکافتها منجر به تولید ^{131}I می شوند و در هر شکافت در حدود 2.0 MeV انرژی آزاد می شود. با در نظر گرفتن اندازه رآکتور چرنوبیل (1000 MW)، اکتیویته ^{131}I را بر حسب کوری پس از ۲۴ ساعت کار محاسبه کنید.

۴. زنجیره واپاشیهای رادیواکتیو $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ را در نظر بگیرید که در آن هسته نوع ۳ پایدار است. (الف) نشان دهید که معادله $(3.1.6)$ از حل معادله $(2.9.6)$ به دست می آید. (ب) معادله دیفرانسیلی برای تعداد هسته های نوع ۳ بنویسید، و آن را بر حسب $N_3(t)$ حل کنید. (ج) مقدار $N_1(t) + N_2(t) + N_3(t)$ را به دست آورید و تعبیر فیزیکی آن را بیان کنید. (د) N_1 ، N_2 ، و N_3 را به ازای مقادیر کوچک t ، یعنی فقط با در نظر گرفتن جملات خطی آنها، مورد بررسی قرار دهید و تعبیر فیزیکی نتایج را بیان کنید. (ه) حد مقادیر N_1 ، N_2 ، و N_3 را در حالت $t \rightarrow \infty$ بیابید و تعبیر فیزیکی آنها را بیان کنید.

۵. بدن انسان به طور متوسط حاوی ۱۸٪ کربن و ۲.۵٪ پتاسیم است. اکتیویته ذاتی ناشی از ^{14}C و ^{40}K را برای یک فرد متوسط محاسبه کنید.

۶. ایزوتوپ رادیواکتیوی را با استفاده از یک واکنش هسته ای در یک سیکلوترون تولید می کنیم. در پایان پرتو دهی که در مقایسه با نیمه عمر واپاشی خیلی کوتاه است، از یک روش شیمیایی برای استخراج ایزوتوپ رادیواکتیو استفاده می کنیم. زمان انجام این کار برابر 1 h و کارایی بازیافت ماده رادیواکتیو ۱۰۰٪ است. پس از جداسازی شیمیایی، اکتیویته نمونه را در فواصل زمانی 1 min مورد شمارش قرار دادیم که نتایج زیر به دست آمده اند (زمان پایان پرتو دهی را $t = 0$ در نظر گرفته ایم):

زمان t (دقیقه)	واپاشی در هر دقیقه	زمان t (دقیقه)	واپاشی در هر دقیقه
۶۲۰	۵۹۲	۱۲۵۰	۲۱۵
۶۸۰	۵۲۷	۱۳۰۰	۲۰۸
۷۳۰	۵۱۰	۱۳۸۰	۱۸۷
۸۵۰	۴۳۱	۱۴۴۰	۱۷۷
۹۰۰	۳۸۰	۱۴۹۰	۱۵۸
۹۷۰	۳۵۳	۱۵۶۰	۱۴۲
۱۰۱۰	۳۱۸	۱۶۳۰	۱۲۵
۱۰۵۰	۳۱۰	۱۷۰۰	۱۱۰
۱۱۲۰	۲۹۰	۱۷۵۰	۱۰۹
۱۲۰۰	۲۴۲	۱۸۰۰	۱۰۰

(الف) این اطلاعات را روی کاغذ نیمه لگاریتمی رسم کنید و با استفاده از آن نیمه عمر و اکتیویته اولیه را (در لحظه $t = 0$) به دست آورید. گستره خطای هر یک از نقاط اطلاعاتی را نشان دهید، و خطای حاصل را در نیمه عمر بر آورده کنید. (ب) با استفاده از یک روش تحلیلی، برآزش خطی حداقل مربعات را در مورد این اطلاعات انجام دهید (به صورت $\log N$ بر حسب t) و نیمه عمر و خطای آن را تعیین کنید.

۷. نمونه‌ای از یک عنصر متشکل از دو ایزوتوپ طبیعی را با استفاده از گیراندازی نوترون رادیواکتیو می‌کنیم. پس از یک ساعت پرتو دهی در رآکتور، نمونه را به اتاق شمارش منتقل و تعداد کل واپاشیها را در فواصل یک ساعته به طور روزانه ثبت می‌کنیم. خلاصه اطلاعات ثبت شده به قرار زیر است:

زمان (d)	تعداد واپاشی	زمان (d)	تعداد واپاشی
۰	۱۰۲۵۱۵	۲۰	۲۳۷۲
۱	۷۹۲۰۵	۴۰	۱۴۲۱
۲	۶۱۹۰۳	۶۰	۱۱۳۵
۳	۴۸۲۱۳	۸۰	۸۶۲
۴	۳۷۴۳۱	۱۰۰	۷۲۵
۵	۲۹۳۶۷	۱۲۰	۵۵۱
۶	۲۳۵۱۱	۱۴۰	۴۶۲
۷	۱۸۴۹۵	۱۶۰	۳۵۹
۸	۱۴۸۲۹	۱۸۰	۲۶۵
۹	۱۱۸۵۳	۲۰۰	۲۲۵
۱۰	۹۵۹۵		

با استفاده از این اطلاعات، نیمه عمر و اکتیویته اولیه هر دو ایزوتوپ را به دست آورید.
عنصر مورد آزمایش چیست؟

۸. يك فرايند واپاشی ساده را در نظر بگیرید که در آن تعداد N_0 هسته رادیواکتیو اولیه نوع A به هسته پایدار نوع B تبدیل می شود. چند واپاشی در فاصله زمانی t_1 تا $t_1 + \Delta t$ رخ می دهد؟ این مسئله را به دو طریق حل کنید: (۱) با استفاده از معادله (۱۰.۶)، و (۲) با استفاده از تفاوت بین $N(t_1)$ و $N(t_1 + \Delta t)$. گوشزد: در حالت کلی فقط روش اول صحیح است؛ مسئله بعد را ببینید.

۹. فرايند واپاشی $A \rightarrow B \rightarrow C$ را در نظر بگیرید که در آن $N_A(t=0) = N_0$ و $N_B(t=0) = N_C(t=0) = 0$. تعداد واپاشیهای هسته نوع B در فاصله بین t_1 و $t_1 + \Delta t$ چقدر است؟ (راهنمایی: با مراجعه به مسئله قبل بگویید چرا روش (۲) در این مورد عملی نیست. شکلهای ۶.۶ و ۷.۶ هم ممکن است شواهد قانع کننده ای در اختیار بگذارند.)

۱۰. هسته های نوع A که با آهنگ ثابت R در يك رآكتور هسته ای تولید می شوند، در اثر واپاشی به هسته نوع B تبدیل می شوند که آن هم به نوبه خود به هسته نوع C واپاشیده می شود. (الف) معادلات دیفرانسیل N_B ، N_A و N_C را بر حسب زمان بنویسید و آنها را حل کنید. (ب) حاصل جمع $N_A + N_B + N_C$ را به دست آورید و تعبیر فیزیکی آن را بیان کنید.

۱۱. ایزوتوپ رادیواکتیو ^{233}Pa ($t_{1/2} = 27 \text{rod}$) در اثر گیراندازی نوترون در ^{232}Th تولید می شود. ایزوتوپ تولید شده ^{233}Th با نیمه عمر 22.3min واپاشیده می شود و به صورت ^{233}Pa در می آید. گیراندازی نوترون در 1 گرم ^{232}Th ، در شار نوترونی يك رآكتور، با آهنگ $10^{18} \text{s}^{-1} \times 20$ تولید ^{233}Th می کند. (الف) در پایان يك ساعت پرتو دهی نوترونی، اکتیویته ^{233}Th و ^{233}Pa چقدر است؟ (ب) پس از يك ساعت پرتو دهی، نمونه انبار می شود تا اکتیویته ^{233}Th بتواند ناپدید شود. اکتیویته های ^{233}Pa و ^{233}Th پس از گذشت ۲۴ ساعت و ۴۸ ساعت از انبار سازی چقدر است؟ (ج) واپاشی ^{233}Pa منجر به تولید ^{233}U می شود که آن هم به نوبه خود رادیواکتیو است ($t_{1/2} = 16 \times 10^5 \text{y}$). اکتیویته ^{233}U يك سال پس از انبار کردن نمونه چقدر است؟ (راهنمایی: برای به دست آوردن اکتیویته ^{233}U ضرورتی ندارد که معادله دیفرانسیل دیگری نوشته شود.)

۱۲. اکتیویته ای از هسته های A به B و سپس هسته B به هسته پایدار C واپاشیده می شود. (الف) با بحث کیفی نشان دهید که چرا در زمانهای کوتاه باید $A_A > A_B$ باشد، در حالی که در زمانهای طولانی $A_B > A_A$ خواهد شد. (ب) بنابراین زمانی مانند T باید وجود داشته باشد که در آن $A_A = A_B$ است. زمان T را بر حسب ثابتهای واپاشی λ_B و λ_A محاسبه کنید.

۱۳. زنجیره واپاشی $^{139}\text{Cs} \rightarrow ^{139}\text{Ba} \rightarrow ^{139}\text{La}$ در يك نمونه بدواً خالص ^{139}Cs با اکتیویته اولیه 1 mCi مشاهده شده است. نیمه عمر ^{139}Cs برابر 9.5 min ،

نیمه عمر ^{139}Ba برابر 8299 min و ^{139}La پایدار است. اکتیویته بیشینه ^{139}Ba چقدر است و در چه زمانی حاصل می شود؟

۱۴. در فرایند واپاشی $^{231}\text{Th} \rightarrow ^{231}\text{Pa}$ $^{235}\text{U} \rightarrow ^{231}\text{Th}$ $t_{1/2} = 704 \times 10^8 \text{ y}$ برای ^{235}U $t_{1/2} = 2505 \text{ h}$ برای ^{231}Th اکتیویته های ^{235}U و ^{231}Th را بر حسب زمان از $t = 100 \text{ h}$ تا $t = 1000 \text{ h}$ رسم کنید. فرض کنید اکتیویته اولیه ^{235}U در نمونه 100 mCi است. درباره شرط تعادل دیر پا در این فرایند واپاشی بحث کنید.

۱۵. واپاشی آغازی ^{238}U $t_{1/2} = 447 \times 10^8 \text{ y}$ منجر به تولید ^{234}Th با نیمه عمر 241 d می شود. هر نمونه ای از سنگ معدن اورانیم باید اکتیویته ^{234}Th را در تعادل دیر پا با مادر هسته ^{238}U نشان دهد، اکتیویته ^{234}Th در هر گرم اورانیم چقدر است؟

۱۶. نموداری مشابه شکل ۱۰.۶ تهیه کنید که سری رادیواکتیو ^{238}U را نشان دهد.

۱۷. واپاشی رادیواکتیو ^{232}Th در نهایت به تولید ^{208}Pb پایدار منجر می شود. در یک نمونه سنگ معدن، مقدار 365 g ^{232}Th و 75 g ^{208}Pb دیده شده است. (الف) عمر این نمونه را با استفاده از نسبت Th/Pb محاسبه کنید. (ب) اگر نمونه سنگی بزرگ باشد، ذرات آلفای گسیل شده در فرایندهای واپاشی به دام می افتند. اگر چنین سنگی را خرد کنیم، ذرات آلفای آن را می توان به صورت گاز هلیوم گردآوری کرد. در فشار 760 mm و دمای 0°C حجم گاز گردآوری شده از این صخره چقدر است؟

۱۸. می خواهیم عمر یک تیرچوبی را که در ساختمان یک کلیه باستانی مورد استفاده قرار گرفته است، تعیین کنیم. با بررسی نمونه ای از این چوب برای تعیین محتوای ^{14}C ، تعداد 21 واپاشی در دقیقه مشاهده شده است. نمونه دیگری با همان اندازه و همان نوع چوب که از یک درخت تازه بریده گرفته ایم، تعداد 53 واپاشی در دقیقه به دست داده است. عمر نمونه باستانی چقدر است؟

۱۹. نشان دهید که محتوای کنونی ^{14}C در یک ماده آلی، اکتیویته ای در حدود 15 واپاشی در دقیقه در هر گرم کربن دارد.

۲۰. احتمال وقوع یک واپاشی ^{14}C در ریه ها طی یک تنفس چقدر است؟ مقدار CO_2 جو در حدود 0.03% است، و در یک تنفس متوسط در حدود 50 لیتر هوا را به ریه ها وارد و 30 بعد آن را خارج می کنیم.

۲۱. (الف) شار پرتوگاما (تعداد γ در هر واحد سطح) در فاصله 100 m از یک چشمه ^{60}Co با اکتیویته 75 mCi چقدر است؟ (ب) در این فاصله، چند یون در دقیقه در هر سانتی متر مکعب هوا تولید می شود؟



آشکار سازی تابشهای هسته‌ای

اصول اساسی کار اغلب آشکار سازهای تابش هسته‌ای مشابهاست. تابش وارد آشکار سازی می‌شود، با اتمهای ماده آشکار ساز برهم کنش می‌کند (بخشی از انرژی خود را از دست می‌دهد)، و تعداد زیادی الکترون کم انرژی را از مدارهای اتمی خود آزاد می‌کند. این الکترونها سپس گردآوری می‌شوند و جهت تحلیل توسط مدار الکترونیکی به صورت یک تپ ولتاژ یا جریان درمی‌آیند. انتخاب ماده مناسب برای آشکار سازهای تابش به نوع تابش مورد آشکار سازی و اطلاعات مورد نظر بستگی دارد. برای ذرات α حاصل از واپاشیهای رادیواکتیو و یا ذرات باردار حاصل از واکنشهای هسته‌ای در انرژیهای کم (MeV)، آشکار سازهای بسیار نازک کفایت می‌کند، زیرا بیشینه برد این ذرات در اغلب جامدات نوعاً کمتر از $100 \mu\text{m}$ است. برای الکترونها، مشابهاً آنچه در تابش β گسیل می‌شوند، آشکار سازی به ضخامت 1 mm تا 1 cm لازم است، در حالی که به علت سرد زیاد پرتوهای γ ، حتی آشکار سازی به ضخامت 5 cm ممکن است برای تبدیل فوتونهای پر انرژی (MeV یا بیشتر) به تپ الکترونیکی کافی نباشد. صدای تیک آشنای شمارگر گایگر ممکن است برای نشان دادن حضور تابش کافی باشد؛ در این مورد تمامی انواع تابشهای فرودی، خروجی یکسانی تولید می‌کنند. برای اندازه گیری انرژی تابش، باید آشکار سازی را انتخاب کنیم که دامنه تپ خروجی آن متناسب با انرژی باشد. در اینجا باید ماده‌ای را برگزینیم که تعداد الکترونها آزاد شده در آن زیاد باشد، بدین ترتیب با افت وخیز آماری یا با از دست دادن شمارش چند ذره، توانایی تعیین انرژی به طور قابل ملاحظه تغییر نمی‌کند. برای تعیین زمان گسیل تابش، باید ماده‌ای را انتخاب کنیم که در آن الکترونها به سرعت تبدیل

به‌تپ شوند؛ در این مورد تعداد الکترونهاي گرد آوری شده حائز اهمیت کمتری است. برای تعیین نوع ذره (مانند مورد يك واکنش هسته‌ای که در آن انواع مختلفی از ذرات تولید می‌شوند)، باید ماده‌ای را انتخاب کنیم که در آن جرم یا بسار ذره اثر مشخصی ایجاد کند. برای اندازه‌گیری اسپین یا قطبش ذرات تابشی، باید از آشکارسازی استفاده کنیم که بتواند حالات مختلف اسپین یا قطبش را تفکیک کند. در مواردی که انتظار آهنگ شمارش فوق‌العاده زیادی را داریم، باید از آشکارسازی استفاده کنیم که بتواند به‌سرعت پس از هر شمارش به حالت عادی بازگردد؛ و برای آهنگ شمارش خیلی کند باید هم خود را مصروف آشکارسازی هر واقعه و تقلیل اثر تابش زمینه کنیم. بالاخره، اگر به‌بازسازی مسیر تابشهای آشکار شده علاقه‌مندیم، باید آشکارسازی داشته باشیم که نسبت به محل ورود تابش به آشکارساز حساس باشد.

در این فصل انواع مختلف آشکارسازها را مورد بررسی قرار می‌دهیم. البته تمام شرایط فوق هرگز در يك آشکارساز جمع نمی‌شوند، بلکه هر آشکارسازی فقط از یکی از این خصوصیتها برخوردار است. بحث ما محدود به تابشهایی است که در اغلب واپاشیهای هسته‌ای یا مطالعه واکنشها با آنها روبرو می‌شویم: یعنی ذرات باردار سنگین (پروتونها، آلفاها) با انرژی ناهمبندی، الکترونهاي نسبیتی (با انرژی حدود MeV)، فوتونها در ناحیه پرتو X و پرتو گاما. آشکارسازهای نوترون جداگانه در فصل ۱۲ (جلد دوم، ترجمه فارسی) مورد بررسی قرار می‌گیرند.

۱۰۷ برهم‌کنشهای تابش با ماده

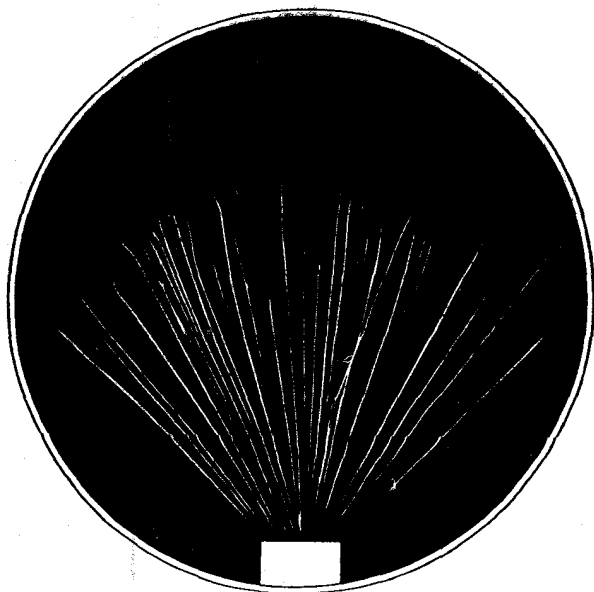
ذرات باردار سنگین

اگرچه پراکندگی کولنی ذرات باردار توسط هسته‌ها (که پراکندگی رادرفورد خوانده می‌شود) فرایندی مهم در فیزیک هسته‌ای است، تأثیر آن بر کاهش انرژی ذره باردار در طی عبور از ماده آشکارساز اندک است. از آنجا که هسته‌های آشکارساز فقط کسر بسیار کوچکی در حدود 10^{-15} از حجم آنها را اشغال می‌کنند، احتمال برخورد ذره با الکترون (تقریباً) 10^{15} بار بیش از احتمال برخورد با هسته است. بنابراین سازوکار غالب در کاهش انرژی ذرات باردار، پراکندگی کولنی آنها در رویارویی با الکترونهاي اتمی آشکارساز است. با توجه به پایستگی انرژی و تکانه در برخورد الاستیک سر به سر بین يك ذره سنگین به جرم M و يك الکترون به جرم m (که برای سهولت آن را ساکن فرض می‌کنیم)، کاهش انرژی جنبشی ذره به‌صورت زیر به‌دست می‌آید

$$\Delta T = T \left(\frac{2m}{M} \right) \quad (107)$$

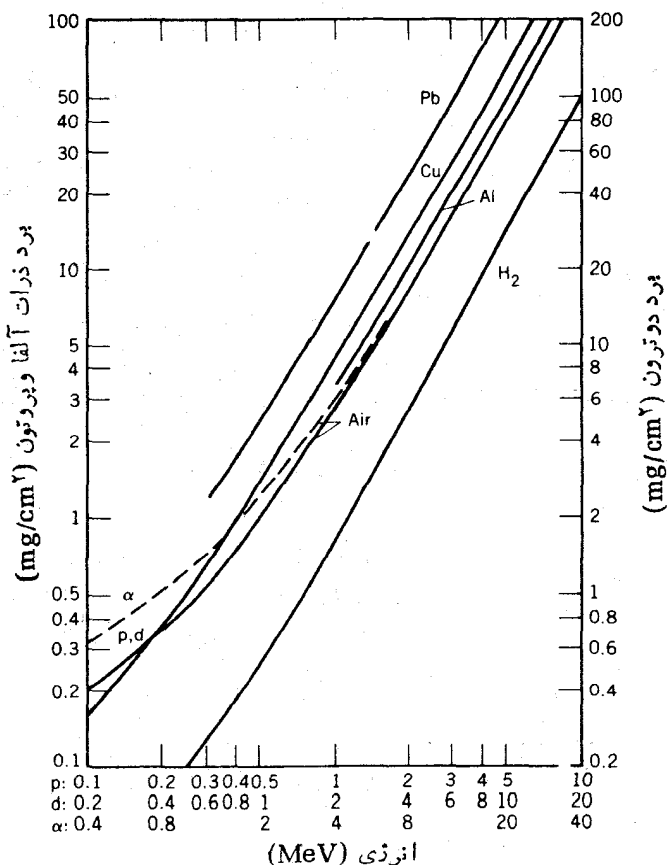
برای ذره α به انرژی 5 MeV (نمونه ذرات گسیل شده در واپاشی رادیواکتیو)، این مقدار برابر 27 keV است. بلافاصله می‌توان به‌چهار نتیجه زیر رسید:

۱. برای اینکه ذره تمام انرژی خود را از دست بدهد، چندین هزار واقعه از این نوع لازم است (بیشترین مقدار انرژی انتقالی در برخورد سر به سر به الکترون منتقل می‌شود؛ در اغلب برخوردها، کاهش انرژی خیلی کمتر از این مقدار است).
۲. در يك برخورد خراشان بين الکترون و ذره سنگین، زاویه انحراف ذره سنگین بسیار کوچک است و بنا بر این ذره تقریباً مسیر مستقیمی را می‌پیماید.
۳. به علت برد نامتناهی نیروی کولنی، ذره به طور همزمان با الکترونهاي زیادی برهم کنش می‌کند و بنا بر این انرژی خود را به تدریج و به طور پیوسته در طول مسیر از دست می‌دهد. پس از طی مسافتی معین، ذره تمام انرژی اش را از دست می‌دهد؛ که این فاصله را برد ذره می‌نامند. برد با در نظر گرفتن نوع ذره، نوع ماده مورد گذار، و انرژی ذره تعیین می‌شود. رد ذرات آلفا را در اتاقک ابر در شکل ۱۰۷ نشان داده‌ایم، در این مسیرها پس از يك فاصله نسبتاً مشخص دیگر اثری از ذرات دیده نمی‌شود. ما معمولاً با برد میانگین سروکار داریم که طوری تعریف می‌شود که برد نیمی از ذرات از آن بلندتر و نیم دیگر کوتاهتر است؛ تغییرات حول مقدار میانگین بسیار کوچک است و حداکثر به چند درصد می‌رسد و بدین ترتیب می‌توان برد میانگین را کمیتی دقیق و مفید دانست.
۴. انرژی لازم برای یونش يك اتم (یعنی جداساختن يك الکترون) در حدود 10 eV است؛ بنا بر این بسیاری از برخوردها می‌توانند انرژی لازم جهت یونش را به اتم



شکل ۱۰۷ رد ذرات آلفای حاصل از واپاشی ^{210}Po در اتاقک ابر.

منتقل کنند. (اگر انرژی کافی برای تولید یون به الکترون داده نشود، اتم به یک حالت برانگیخته می‌رود و سپس به سرعت به حالت پایه و آن‌گیخته می‌شود). به علاوه، الکترونهای با انرژی حدود keV (که به نام پرتوهای دلتا معروف اند) می‌توانند در اثر برخورد تولید یون کنند، که منجر به الکترونهای ثانویه بیشتر می‌شود. برای تعیین کاهش انرژی ذره، باید الکترونهای اولیه و ثانویه و برانگیختگی اتمی را در نظر بگیریم. رابطه بین برد و انرژی برای هوا و سایر مواد متداول در شکل ۲۰۷ نشان داده شده است. برای موادی که نشان داده نشده‌اند، با استفاده از رابطه نیمه تجربی زیر که به نام قانون براگ - کلیمان معروف است، می‌توان برد را برآورد کرد



شکل ۲۰۷ رابطه برد - انرژی در مواد مختلف. به علت کاهش انرژی ذره در اثر پراکندگی توسط الکترونهای اتمی، برد با چگالی نسبت معکوس دارد. بنابراین برای سهولت حاصلضرب برد در چگالی را بر حسب mg/cm² در نظر می‌گیرند. متأسفانه این حاصلضرب نیز در نشریات علمی «برد» نامیده می‌شود.

$$\frac{R_1}{R_0} \approx \frac{\rho_0 \sqrt{A_1}}{\rho_1 \sqrt{A_0}} \quad (2.7)$$

که در آن R برد، ρ چگالی، A وزن اتمی است. شاخصهای ۱۰ و ۱ به ترتیب نشانه‌های مربوط به ماده‌ی شناخته شده و ناشناخته‌اند.

رابطه نظری بین برد و انرژی را می‌توان از یک محاسبه کوانتوم مکانیکی فرایند برخورد، که برای اولین بار در سال ۱۹۳۰ توسط هانس بته انجام شد، به دست آورد. این محاسبه، مقدار افت انرژی در واحد طول را (که گاهی توان ایستاندگی نامیده می‌شود) به صورت زیر به دست می‌دهد

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi z^2 N_0 Z \rho}{mc^2 \beta^2 A} \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (3.7)$$

که در آن $v = \beta c$ سرعت ذره، ze بار الکتریکی ذره، Z ، A ، ρ به ترتیب عدد اتمی، وزن اتمی، و چگالی ماده مورد گذار، N_0 عدد آووگادرو، و m جرم الکترون است. پارامتر I انرژی برانگیزش متوسط الکترونهاى اتمی است که می‌توان آن را با متوسط گیری بر روی کلیه فرایندهای یونش و برانگیختگی محاسبه کرد. در عمل I را به عنوان یک ثابت تجربی در نظر می‌گیرند، که مقدار آن بر حسب eV در حدود Z ۱۰ است. برای مثال، در هوا $I = 86 \text{ eV}$ و در آلومینیم $I = 163 \text{ eV}$ است. برد را می‌توان با انتگرال گیری از معادله (۳.۷) در گستره انرژی ذره به دست آورد

$$R = \int_T^0 \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (4.7)$$

اما، معادله (۳.۷) در قسمت کم انرژی نزدیک به انتهای برد معتبر نیست، و این عمدتاً بدان سبب است که در این معادله گیراندازی الکترونها توسط ذرات کند در نظر گرفته شده است. می‌توان معادله (۴.۷) را به صورت زیر نوشت

$$R = Mz^{-2} \int f(v) dv \quad (5.7)$$

که در آن $f(v)$ تابع سرعت ذره و مستقل از جرم و بار آن است. بنابراین می‌توانیم برد ذرات مختلف با سرعت اولیه یکسان را در محیط گذار با هم مقایسه کنیم

$$\frac{R_1}{R_0} = \frac{M_1 z_1^2}{M_0 z_0^2} \quad (6.7)$$

الکترونها

الکترونها (مثبت و منفی) همانند ذرات باردار سنگین از طریق پراکندگی کولنی با الکترونهاى

اتمی برهم‌کنش می‌کنند. اما، در اینجا چند تفاوت اساسی وجود دارد: (۱) الکترونها به‌خصوص آنها که در واپاشی بتازا گسیل می‌شوند، سرعت‌های نسبیتهی دارند. (۲) الکترونها در برخورد با دیگر الکترونها به میزان زیادی منحرف می‌شوند، و در نتیجه مسیرهای درهم‌برهمی دارند. بنابراین برد (که به‌صورت فاصله‌خطی نفوذ در ماده تعریف می‌شود) با طول مسیری که الکترون طی می‌کند، بسیار متفاوت است. (۳) در برخوردهای سربه‌سر يك الکترون با الکترون دیگر، کسر بزرگی از انرژی اولیه ممکن است به الکترون مسورد برخورد منتقل شود (درحقیقت، در برخوردهای الکترون-الکترون باید هویت دو ذره را در نظر بگیریم؛ بعد از برخورد نمی‌توانیم بگوییم که کدام الکترون فرودی و کدامیک هدف بوده است). (۴) به‌علت امکان تغییرات سریع جهت و اندازه‌ی سرعت الکترون، شتابهای بزرگی حاصل می‌شوند، و ذرات باردار شتابان باید انرژی الکترومغناطیسی تابش کنند. این تابش را برمشترالمونگک یا تابشی ترمزی می‌نامند.

رابطه‌ی افت انرژی در واحد طول مسیر برای الکترونها نیز توسط بته به‌دست آمده است، و می‌توان آن را مشابه معادله‌ی (۳.۷) به‌صورت زیر نوشت

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{Z^2 N_0 Z \rho}{mc^2 \beta^2 A} \left[\ln \frac{T(T+mc^2)^2 \beta^2}{2I^2 mc^2} + (1-\beta^2) - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right] \quad (7.7)$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{Z^2 N_0 (T+mc^2)}{137 m^2 c^4 A} \left[2 \ln \frac{2(T+mc^2)}{mc^2} - \frac{4}{3} \right] \quad (8.7)$$

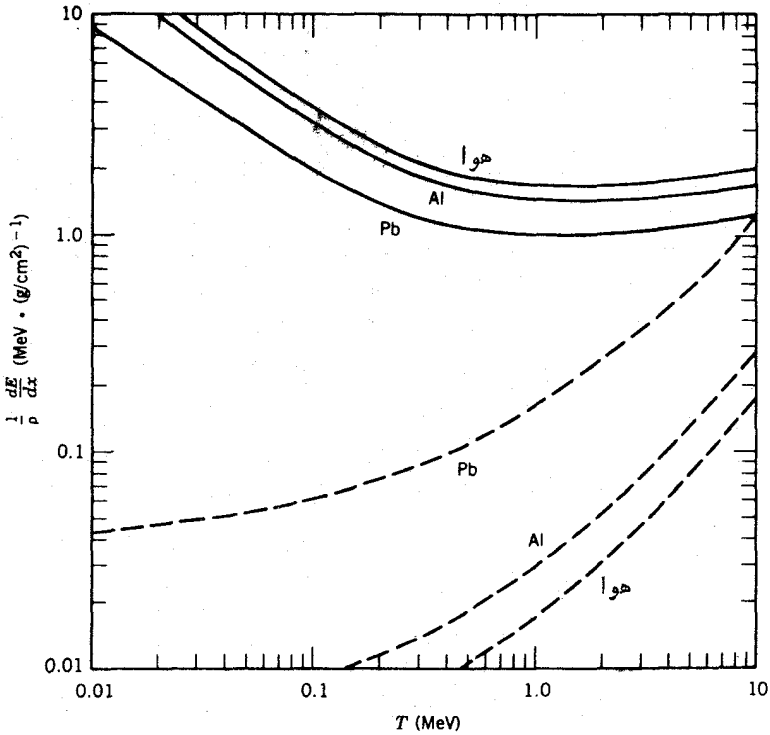
که در آن T انرژی جنبشی الکترون است. شاخصهای C و r به ترتیب نماینده‌ی افت انرژی به‌علت برخورد و تابش است. رابطه‌ی افت تابشی فقط برای انرژیهای نسبیتهی معتبر است؛ در انرژی کمتر از ۱ MeV می‌توان از افت تابشی صرف‌نظر کرد. افت انرژی کل مجموع این دو مقدار است

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_c + \left(\frac{dE}{dx}\right)_r \quad (9.7)$$

برای برآورد سهم نسبی این دو جمله می‌توان نسبت آنها را تشکیل داد، که در ناحیه‌ی نسبیتهی تقریباً برابر است با

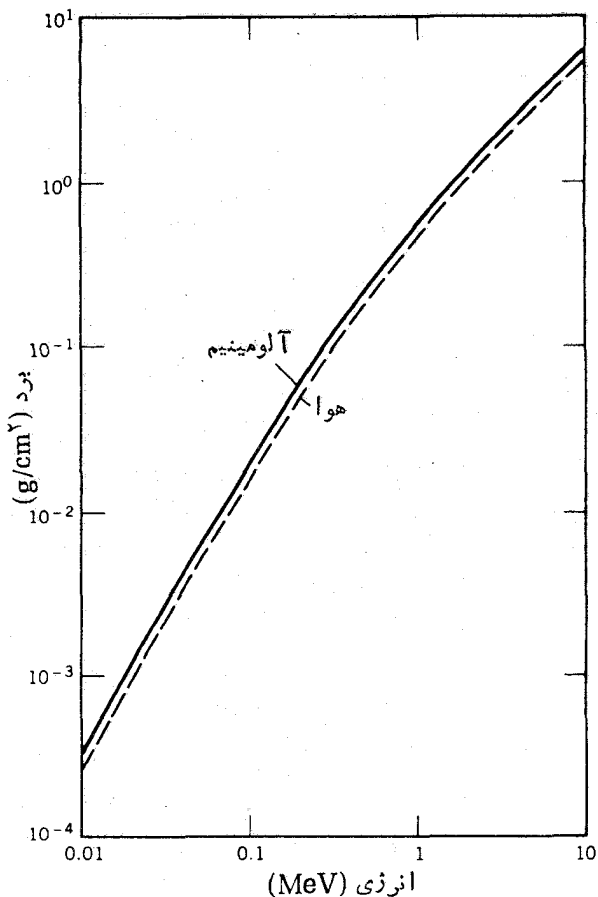
$$\frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_c} \approx \frac{T+mc^2}{mc^2} \cdot \frac{Z}{1600} \quad (10.7)$$

بدین‌سان، جمله‌ی تابشی فقط در انرژیهای زیاد و در مواد سنگین قابل ملاحظه است. در



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 چینها 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 انتگرال گیری 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 یازیکه‌های الکترون تک انرژی برای به دست 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 بنا بر این می‌توانیم شکل ۴.۷ را برای برآورد برد (بر حسب mg/cm^2 که در حقیقت حاصلضرب برد در چگالی است) در سایر مواد نیز به کار ببریم.



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

تابش الکترومغناطیسی

برهم کنش پرتوهای گاما و ایکس با ماده از طریق سه فرایند صورت می گیرد که عبارت اند از جذب فوتو الکتریک، پراکندگی کامپتون، و تولید زوج. در اثر فوتو الکتریک، یک فوتون جذب اتم می شود و یکی از الکترونها ی اتمی، که در این مورد فوتو الکترون خوانده می شود، آزاد می گردد. (الکترونها ی آزاد نمی توانند فوتون را جذب کنند و پس زده شوند. انرژی و تکانه توأمآ در چنین فرایندی پایسته نخواهند بود؛ برای جذب تکانه یک اتم سنگین لازم است که در این حال انرژی منتقل شده به اتم نیز اندک 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 فوتوالکتريک دشوار است، ولی با توجه به مطالعات تجربی برخی از ویژگیهای آن شناخته شده است: این پدیده برای فوتونهای کم انرژی (۱۰۰ 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 فوتوالکتريک جهشهای ناپیوسته‌ای در انرژیهای متناظر با انرژی بستگی پوسته‌های الکترونی خاص وجود دارد. یعنی، انرژی بستگی يك الکترون از پوسته K در سرب برابر ۸۸ keV است. فوتونهای فرودی با انرژی کمتر از ۸۸ keV نمی‌توانند فوتوالکترونیهای پوسته K را آزاد کنند (اگرچه می‌توانند الکترونیهای با انرژی بستگی کمتر مربوط به پوسته‌های بالاتر را آزاد کنند). با افزایش انرژی فوتون به بیش از ۸۸ keV، آمادگی الکترونیهای پوسته K برای شرکت در فرایند جذب فوتوالکتريک 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 فوتوالکتريک را نشان می‌دهد.

پراکندگی کامپتون فرایندی است که در اثر آن فوتون از يك الکترون آزاد پراکنده می‌شود، و سبب تولید يك 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 مداری الکترونیهای پوسته‌های سست خارجی در اتم زیاد است). اصل پایستگی تکانه خطی و انرژی (با استفاده از دینامیک نسبیتی) روابط زیر را می‌دهد

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

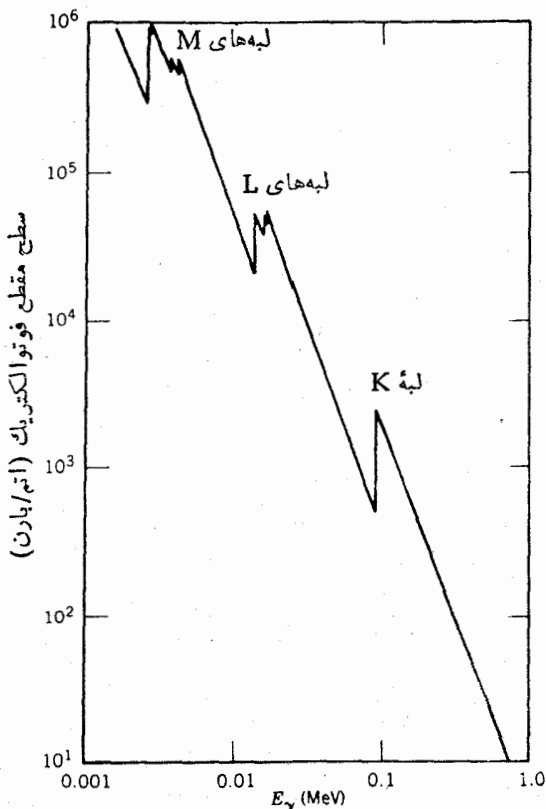
$$0 = \frac{E'_\gamma}{c} \sin \theta - \frac{mc\beta \sin \phi}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (13.7)$$

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

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

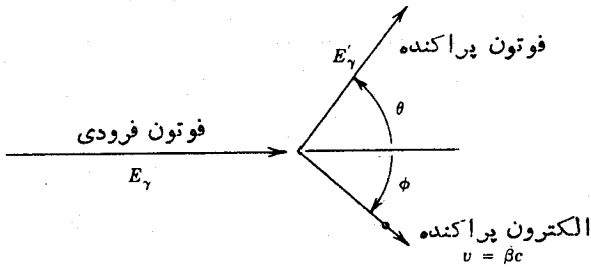


شکل ۵۰۷ سطح مقطع فوتو الکترونیک در Pb. جهش‌های گسته متناظر با انرژی بستگی پوسته‌های مختلف الکترونی است. برای مثال، انرژی بستگی الکترون K برابر ۸۸ keV است. برای تبدیل سطح مقطع به ضریب جذب خطی τ بر حسب cm^{-1} ، آن را در 0.۰۳۳×10^{24} ضرب کنید.

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.

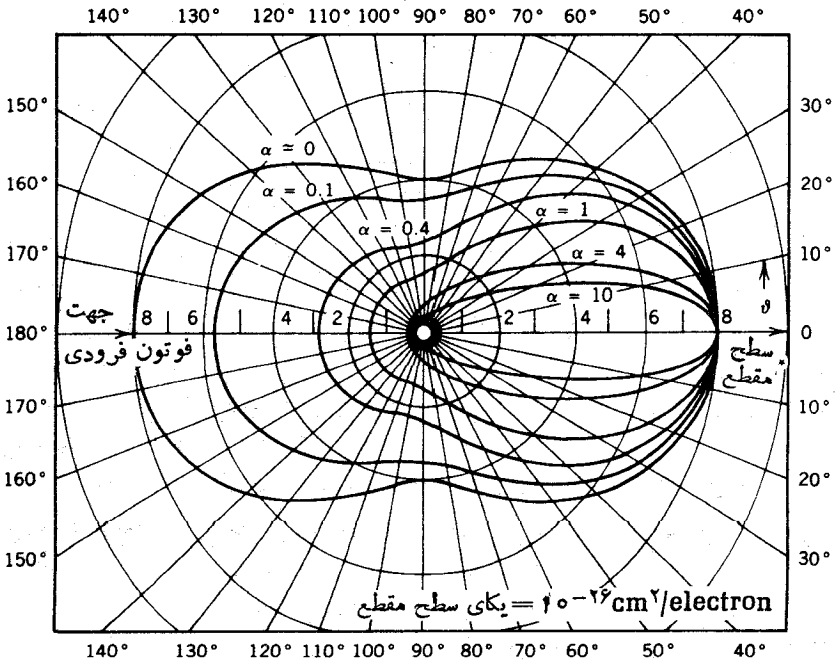
احتمال پراکنندگی کامپتون در زاویه θ را می‌توان با محاسبات کوانتوم مکانیکی این پدیده به دست آورد. حاصل این محاسبه فوول‌کلاین - نیشینا برای سطح مقطع دیفرانسیلی هر الکترون است

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = r_0^2 \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]^2 \left[\frac{1 + \cos\theta}{2} \right] \times \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right] \quad (16.7)$$



شکل ۶.۷ 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 ۷.۷ نشان داده شده است. اگر به جذب فوتونها (یعنی حذف آنها از باریکه فوتونهای فرودی) علاقه‌مند باشیم، باید از معادله (۱۶.۷) در تمام زوایا انتگرال بگیریم زیرا در این حالت فوتونهای پراکنده را مشاهده نمی‌کنیم. نتیجه برای هر الکترون موجود در محیط پراکنده به صورت زیر است



شکل ۷.۷ سطح مقطع پراکندگی کامپتون برای انرژیهای فرودی مختلف. این نمودار قطبی نمایانگر شدت تابش پراکنده بر حسب زاویه پراکندگی θ است.

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

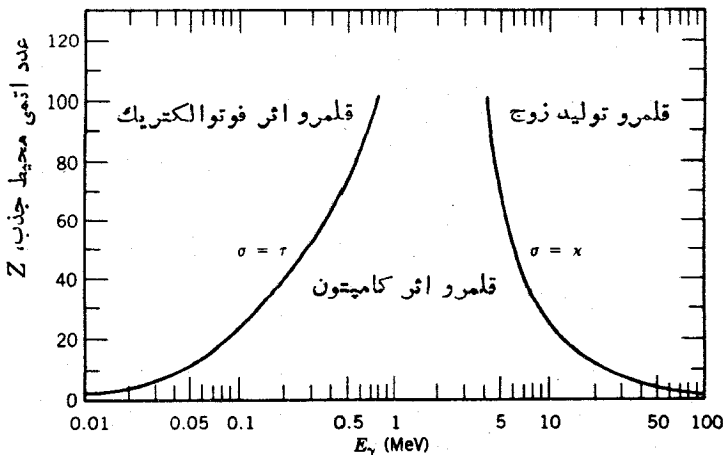
سومین فرایند برهم کنش تولید زوج است، که در آن با ناپدیدشدن فوتون، یک زوج الکترون-پوزیترون به وجود می آید. در این فرایند، بنا بر پایداری انرژی داریم

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

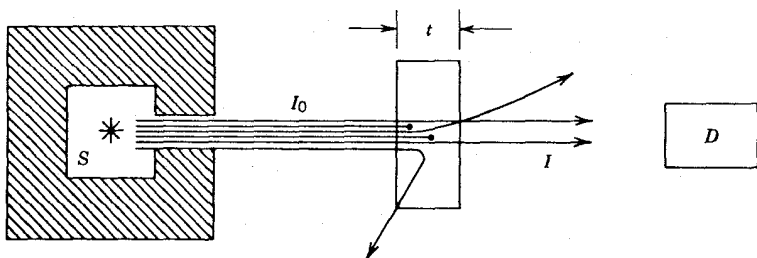
که در آن T_+ و T_- انرژیهای پوزیترون و الکترون است. مانند جذب فوتو الکترونیک، این فرایند برای پایداری تکانه محتاج حضور یک اتم سنگین در نزدیکی محل تحقق آن است، ولی انرژی پس زنی اتم در مقایسه با سایر جملات معادله (۱۸.۷) ناچیز است.

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

باریکه کاملاً همسوسده ای از فوتونهای تک انرژی را در نظر بگیریم که بر تیغه ای از ماده به ضخامت x فرود می آید (شکل ۹.۷). فوتون ممکن است در اثر جذب فوتو الکترونیک یا تولید زوج ناپدید شود، و یا در اثر پراکندگی کامپتون منحرف شود و به آشکارساز نرسد. فوتونهایی به آشکارساز می رسند که هیچگونه برهم کنشی نداشته اند؛ 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 نمی کند ولی انرژی کم می شود). احتمال کسب حذف یک فوتون در واحد طول μ را ضریب تضعیف خطی کل می نامند؛ این ضریب مجموع احتمالات نسبی جذب فوتو الکترونیک (τ)، پراکندگی کامپتون (σ)، و تولید زوج (κ) است



شکل ۸.۷ سه فرایند برهم کنش پرتو گاما و منطقه غلبه آنها.



شکل ۹۰۷ آزمایشی برای اندازه‌گیری جذب تابش در تینغه‌ای 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 پراکننده و تعداد اتمها در واحد حجم است. کلیه کمیت‌های معادله (۱۹.۷) دارای بعد l^{-1} (طول) هستند.

کاهش نسبی شدت در عبور از ضخامت dx ماده برابر است با

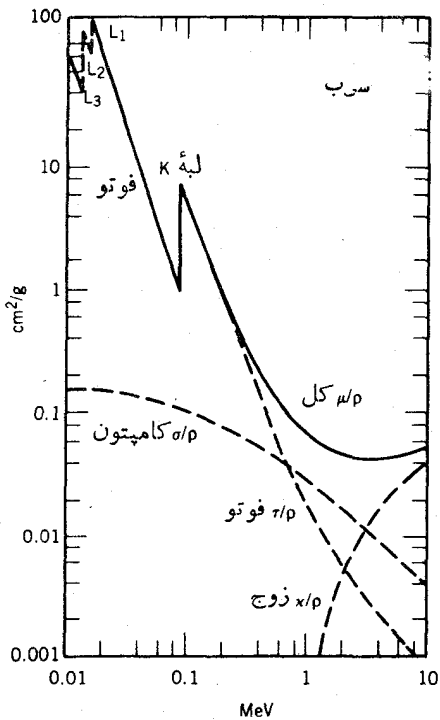
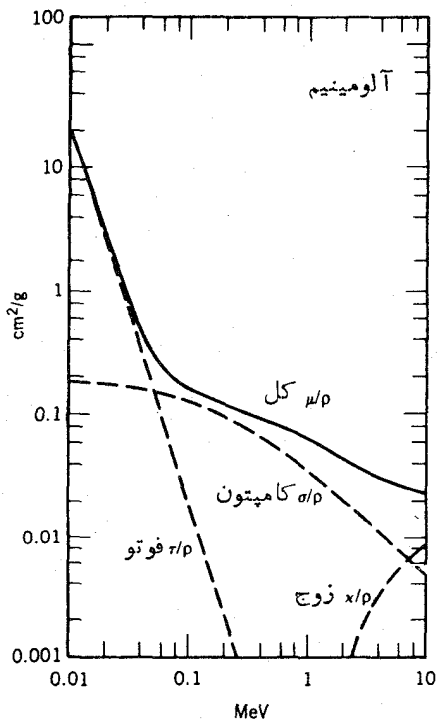
$$\frac{dI}{I} = -\mu dx \quad (21.7)$$

و بنابراین، شدت خروجی از ضخامت t عبارت است از

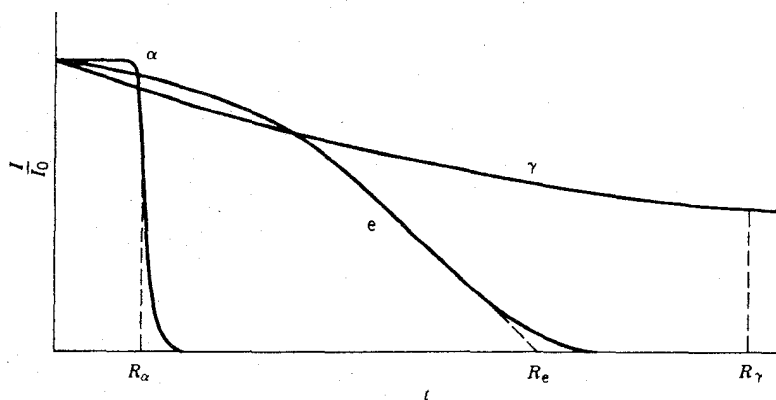
$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (22.7)$$

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 گاما با همان انرژی و با آرایش هندسی شکل ۹۰۷ را بررسی کنیم، نتایج ممکن است مانند شکل ۱۱۰۷ به‌نظر برسند. شدت α تا ضخامت نزدیک به برد میانه‌نگین بدون تغییر است و سپس به‌سرعت به‌صفر می‌رسد؛ برد α با انرژی ۱ MeV در آلومینیم در حدود 3×10^5 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 ۱۸ cm است. شدت گاما به‌طور نمایی کاهش می‌یابد؛ برد میانه‌نگین (یعنی ضخامتی که در آن $I = 0.5 I_0$ می‌شود) برای گامای با انرژی ۱ MeV در آلومینیم در حدود ۴۳ cm است.



شکل ۱۰۷ ضرایب تضعیف جرمی فوتون در طی فرایندهای سه گانه در Al و Pb. 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 ازماده 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 پرونیابی 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 کاربردهای تاحدودی مختلف مفهوم برد در این موارد توجه کنید، ونسبت به درك این مطلب که انرژی هر يك از ذرات مشاهده شده α و β ونه پرتوهای γ در آرایش هندسی شكل ۹۰۷ در طی عبور باریکه از ماده کاهش می یابد نیز توجه داشته باشید.

۲.۷ شمارگرهای گازی

کار کرد بسیاری از آشکارسازهای تابش هسته‌ای مبتنی بر استفاده از يك میدان الكتريکی برای جداسازی و شمارش یونهای (یا الكترونهاي) تشکیل شده در اثر عبور تابش از آشکارساز است. ساده ترین آشکارسازی که این عمل را انجام می دهد اتافك یونش است، که می توانیم آن را خازنی باصفحات موازی تلقی کنیم که ناحیه بین صفحات آن از گازی، که معمولاً هواست، پر شده است. میدان الكتريکی در این ناحیه مانع از ترکیب مجدد یونها و الكترونها می شود، و برای درك بهتر وضعیت درون اتافك باید گفت درحالی که ابری از الكترونها به سوی صفحه متصل به پتانسیل مثبت رانده می شود یونهای مثبت به طرف صفحه دیگر خازن سوق داده می شوند. انرژی متوسط لازم برای تولید يك یون در هوا برابر 34 eV است؛ بنابراین تابش با انرژی 1 MeV حداکثر تعداد 3×10^4 زوج یون- الكترون تولید می کند. برای این اتافك متوسط، در حدود $10 \times 10 \text{ cm}$ که فاصله بین صفحات آن برابر 1 cm باشد، ظرفیت برابر 10^{-12} F و تپ ولتاژ حاصل در حدود

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

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

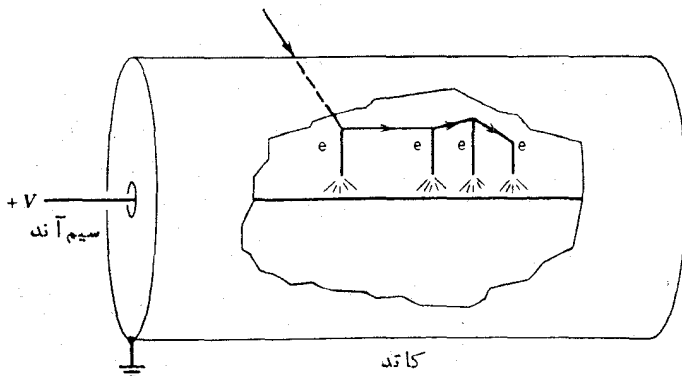
دامنه این علامت متناسب با تعداد یونهای تولیدی (و در نتیجه انرژی به جا مانده در آشکارساز) و مستقل از ولتاژ بین صفحات است. ولتاژ مورد استفاده سرعت سوق ابرهای الكترونی و یونی را به سوی الكترودها تعیین می کند. برای ولتاژ تقریباً 100 V ، سرعت یونها در حدود 1 m/s است و زمان عبور از اتافك 1 سانتی متری تقریباً برابر 0.8 ns می شود. (الکترونها تحرك بیشتری دارند و در حدود 1000 بار سریعتر حرکت می کنند.) این زمان در مقیاس شمارش هسته‌ای بسیار طولانی است (در يك چشمه ضعیف رادیواکتیو به فعالیت $1 \mu\text{Ci}$ به طور متوسط در هر $30 \mu\text{s}$ يك واپاشی صورت می گیرد)، در نتیجه اتافك یونش کاربردی در شمارش تپهای مستقل ندارد. ولی کاربرد زیادی در دیدبانی تابش دارد، و بسیاری از دیدبانهای تجارتي تابش در حقیقت به صورت اتافك یونش هستند. شدت تابش به صورت جریانی ثبت می شود که صرف برهم کنش تعداد زیادی از تابشها در خلال زمان پاسخ اتافك است. جریان خروجی، هم با اکتیویته چشمه و هم 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 الکترونهاى حاصل از یونش را، به‌جای آنکه به‌کندی به‌سوی آن‌د سوق داده شوند و برخورد‌های الاستیک اتفاقی با اتمهای گاز داشته باشند، شتاب دهد. الکترونهاى شتاب گرفته‌می‌توانند انرژی لازم را جهت برخورد‌های ناالاستیک به دست آورند و حتی اتمهای جدیدی را یونیده‌کنند (و الکترونهاى بیشتری تولید کنند که می‌توانند به‌نوبه خود شتاب بگیرند). این تقویت سریع از طریق یونشهای ثانویه را بهمن تادزنند می‌نامند. اگرچه تعداد وقایع ثانویه به‌ازای هر یون اولیه زیاد است (شاید ۱۰۳ 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 ۱۲۰۷ به صورت استوانه است. میدان الکتریکی در این آرایش هندسی درفاصله r برابر است با

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (۲۳۰۷)$$

که در آن b شعاع داخلی کاتد و a شعاع خارجی سیم‌آند است. بدیهی است که بهمن در ناحیه میدان شدید نزدیک سیم‌آند 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 بهمن به‌کندی صورت می‌گیرد.



شکل ۱۲۰۷ شکل هندسی يك شمارگر تناسبی استوانه‌ای. تابش ورودی تعداد زیادی زوج الکترون- یون تولید می‌کند. سرعت سوق الکترونها، قبل از رسیدن به‌حوالی سیم‌آند که در آنجا شتاب می‌گیرند و یونهای ثانویه بسیاری تولید می‌کنند، نسبتاً کم است.

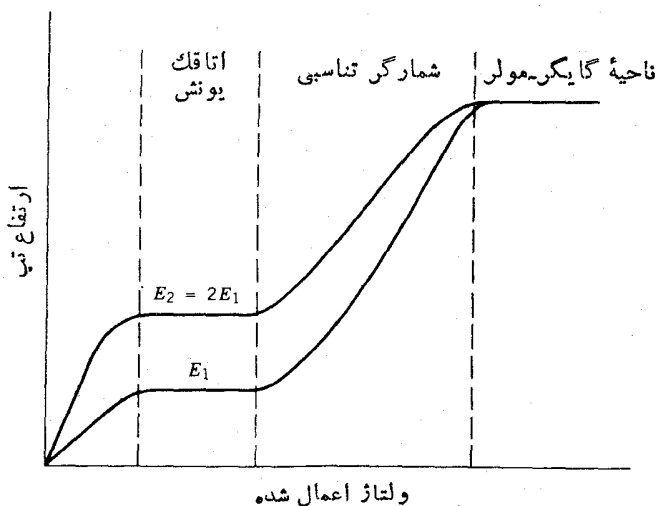
(واقعه اولیه‌ای که در ناحیه میدان شدید ایجاد شده باشد ضریب تقویت کوچکتری دارد زیرا فرصت کافی برای برخورد زیاد را نخواهد داشت.)

از آنجا که علامت خروجی شمارگر تناسبی عمدتاً ناشی از فرایند بهمن است، که به سرعت تحقق می‌یابد، تعیین زمان با استفاده از زمان‌سوق الکترونهای 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 $10^6/8$ به صورت تب‌شمار مورد استفاده قرار گیرد.

اگر میدان الکتریکی با زهم افزایش یابد، بهمنهای ثانویه ایجاد می‌شوند. نقطه شروع این بهمنها ممکن است گسیل فوتونهای ناشی از امتهای برانگیخته 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 شمارگر گازی 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 الکترونهای 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} - 10^{-8} 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 یک تپ خروجی فقط یک الکترون کافی است). برای جلوگیری از تحقق این واقعه، گاز درمی 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 ۹۰٪ آرگون و ۱۰٪ اتانول باشد. وقتی که فضای بار که عمدتاً از یونهای آرگون تشکیل شده است به سوی کاتد به حرکت درمی‌آید، برخوردهایی با گاز فرونشانی صورت می‌گیرد که طی آن به احتمال زیاد یک 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 ۱۳۰۷ ارتفاع تپهای ایجاد شده توسط شمارگرهای گازی مختلف بر حسب ولتاژ مورد استفاده، برای دو دسته ذرات تابشی که انرژی آنها با ضریب ۲ با هم متفاوت است. در ناحیه گایگر-مولر، برای کلیه تابشها تپ خروجی با ارتفاع یکسان تولید می شود؛ در سایر نواحی، ارتفاع تپ خروجی با انرژی که تابش از طریق یونش اولیه از دست می دهد متناسب است.

باید به طور دوره ای تعویض شود. در طرحهای دیگر شمارگر گایگر از هالوژنها به عنوان گاز فرونشانی استفاده شده است. در این نوع شمارگر، ترکیب مجدد مولکول تجزیه شده، ضرورت تعویض شمارگر را از میان می برد.

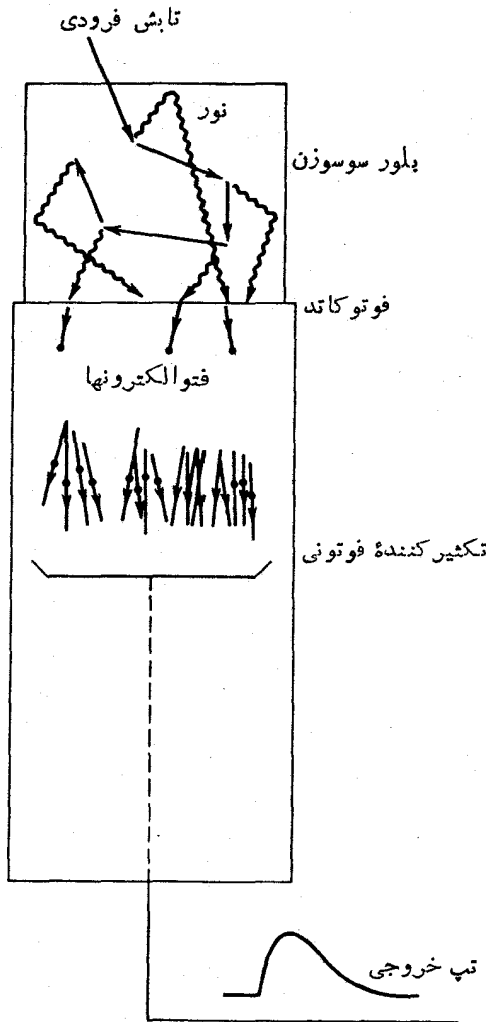
نواحی مختلف کار شمارگرهای گازی در شکل ۱۳۰۷ نشان داده شده اند. در ولتاژهای کم، ترکیب مجدد الکترونها و یونهای اولیه صورت می گیرد. با افزایش V به ناحیه اتاقک یونش می رسیم که در آن تپ خروجی با یونش اولیه تولید شده در اثر تابش و در نتیجه با انرژی آن متناسب، ولی از ولتاژ دوسر شمارگر مستقل است. در ناحیه تناسبی، دامنه تپ با افزایش V زیاد می شود که این امر کار تجزیه و تحلیل را آسانتر می کند، ولی تپ خروجی هنوز هم از طریق یونش ایجاد شده با انرژی تابش متناسب است. بالاخره، به ناحیه پلاتوی گایگر می رسیم که در آن کلیه تابشها، بدون توجه به مقدار یونش اولیه یا انرژی تابش، خروجی یکسانی تولید می کنند.

۳.۷ آشکارسازهای سوسوزن (سنتیلاسیون)

نقطه ضعف شمارگرهای گازی بازده کم آنها برای بسیاری از تابشهای مسورد توجه در فیزیک هسته ای است. دلیل اصلی آن هم 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 گسردآوری و تبدیل به تب الکترونیکی باشند، و درغیاب تابش جریان الکتریکی در آن باید بسیار کوچک یا صفر باشد تا نطفه زمینه قابل توجه نباشد. (۲) الکترونها یزادی باید در اثر تابش به آسانی از اتمها قابل جدا شدن باشند، و الکترونها و اتمهای یونیده باید بتوانند به سهولت در ماده حرکت کنند. (درحقیقت، خود یونها در جسم جامد حرکت نمی‌کنند، بلکه جای خالی الکترون یا «حفره» در اثر انتقالهای متوالی الکترون از يك اتم به اتم بعدی پر می‌شود، به طوری که به نظر می‌رسد که «حفره» حرکت می‌کند.) با توجه به شرط اول باید از يك جسم نارسانا به این منظور استفاده کرد، درحالی که برای تحقق شرط دوم به يك جسم رسانی نیاز داریم. بدیهی است که برای مصالحه باید از جسم نیمرسانا استفاده کنیم، که در بخش بعدی آن را بررسی خواهیم کرد. مواد نیمرسانای 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 زیرکانه‌ای حل می‌کنند: الکترونها ی تولید شده در فرایند یونش همان الکترونها یی نیستند که تب الکترونیکی را به وجود می‌آورند. رابط میان الکترونها ی یونش و الکترونها ی مولد تب، 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 اتمها 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 حداکثر يك فوتو الکترون به ازای هر فوتون تولید می‌شود. (۴) این الکترونها ی ثانویه تکثیر می‌شوند، شتاب می‌گیرند، و در لوله تکثیرکننده فوتونی (PM) به صورت تب 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 يك نوع سوسوزن متداول، NaI بلورین، در اثر رطوبت تغییر می‌کند؛ بخار آب بلور شفاف را به گرد کدر تبدیل می‌کند و از این رو NaI باید همیشه سر بسته باقی بماند. از طرف دیگر، بسیاری از سوسوزنها ی پلاستیکی را می‌توان با اره‌های معمولی برید و به شکل و اندازه دلخواه در آورد.

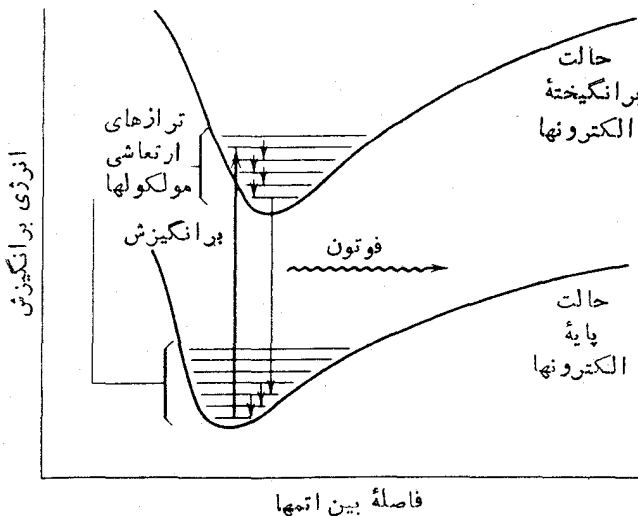


شکل ۱۴۰۷ فرایندهای اساسی در یک آشکارسازی سوسوزن.

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 می‌توانند نسبت به یکدیگر ارتعاش کنند. فاصله نوعی انرژیهای ارتعاشی در حدود 10^3 eV است، در حالی که انرژی برانگیزش الکترونها در حدود چند eV است. ساختار حاصل می‌تواند به صورت شکل ۱۵.۷ باشد. الکترونها برانگیخته معمولاً الکترونها می‌باشند که در پیوند ماده شرکت فعال ندارند. در هیدروکربنهای معطر، مانند مولکولهایی که با ساختار حلقوی بنزن مشخص می‌شوند، سه الکترون از چهار الکترون ظرفیت کربن در مداروارها (اوربیتالها) می‌مخلط می‌باشند که مداروار σ خوانده می‌شوند؛ این الکترونها قویاً در فاصله بین هر کربن و دو کربن طرفین آن و یک هیدروژن جایگزین شده‌اند. چهارمین الکترون که در مداروار 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 (~ 1 ps) به پایین‌ترین حالت ارتعاشی حالت برانگیخته الکترون واپاشیده می‌شوند که



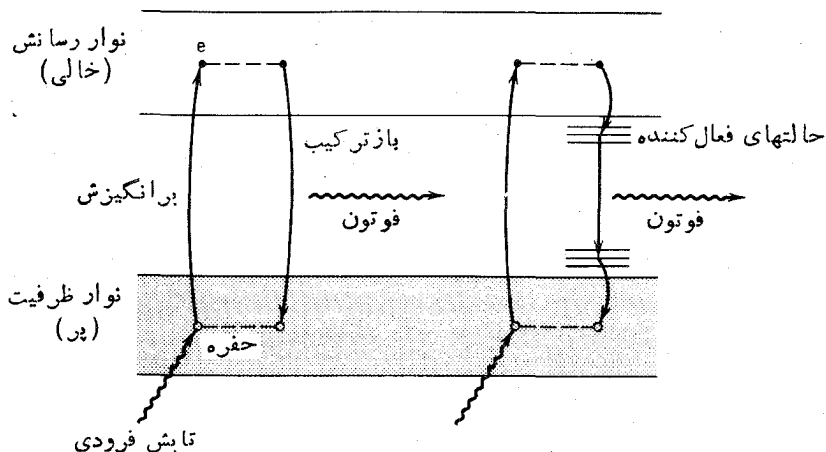
شکل ۱۵.۷ ساختار الکترونی یک سوسوزن آلی. حالات الکترونی به صورت کمیته پتانسیل حاصل از ترکیب اثرات جاذبه مولکولی که مانع جداسازی اتمها می‌شود و دافعه‌ای که مانع نزدیکی اتمها می‌شود (زیرا اصل پاولی مانع از همپوشی تابع موجهاست) نشان داده شده‌اند. در داخل کمیته پتانسیل الکترون، تعدادی تراز ناشی از ارتعاش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

آنگاه این حالت (در زمانی حدود ۱۰ ns) به یکی از حالات ارتعاشی حالت پایه الکترون واپاشیده می شود. اینها هم به نوبه خود به حالت پایه ارتعاشی واپاشیده خواهند شد.

در شرایط متعارفی، در دمای اتاق تمام مولکولهای یک سوسوزن در پایین ترین 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 غیرمحمتمل 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 می دهد: 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 بلوری را بی مصرف می کند. برهم کنشهای دسته جمعی آنها در یک بلور سبب می شوند که ترازهای انرژی به صورت یک رشته نوارهای انرژی در آیند. بالاترین نوارها نواد ظرفیت و نواد رسانش هستند (شکل ۱۶.۷). در یک ماده عایق مانند NaI، حالتیهای نوار ظرفیت معمولاً پر و حالتیهای نوار رسانش خالی هستند. تابش ورودی می تواند سبب عبور الکترون از گاف انرژی (بیش از ۴ eV) و ورود به نوار رسانش شود. بالاخره، الکترون انرژی خود را با گسیل یک فوتون از دست می دهد و به نوار ظرفیت برمی گردد.

برای افزایش احتمال گسیل فوتون و کاهش خود جذب بی نور، مقادیر اندک ناخالصی به نسام فعال کننده به بلور افزوده می شود. از عنصر تسالیم به عنوان یک فعال کننده متداول



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

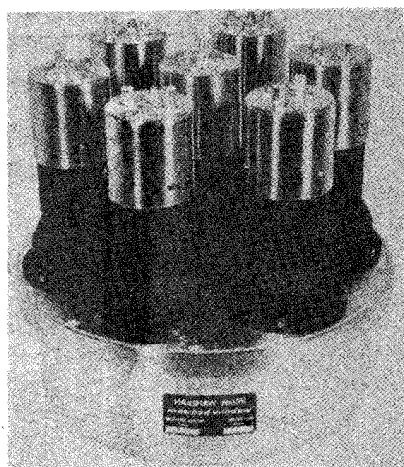
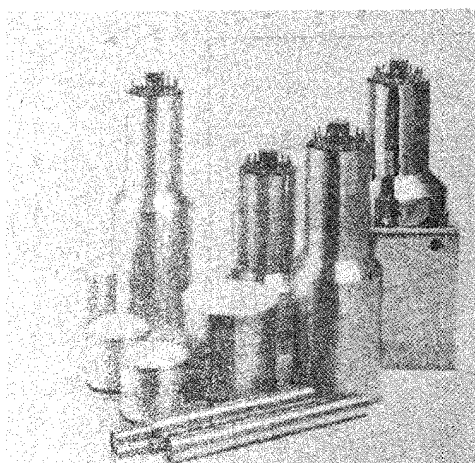
استفاده می‌شود، و در این صورت آشکارساز را مثلاً به صورت NaI(Tl) نشان می‌دهند. فعال‌کننده سبب ایجاد حالت‌های جدیدی در گراف انرژی می‌شود و گسیل نور بین این حالات فعال‌کننده صورت می‌گیرد. در مورد NaI ، طول موج بیشینه گسیل از 303 nm در NaI(Tl) خالص به 410 nm در NaI(Tl) منتقل می‌شود. این انرژی نمی‌تواند در 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 پروهای γ مورد نظر باشد معمولاً NaI(Tl) انتخاب می‌شود، مقدار بزرگ Z در I (۵۳) 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 گسیل (nm)	خروجی نسبی ^۱	ثابت زمانی (ns)
آتراسن	جامد آلی	۱٫۲۵	۱٫۶۲	۴۴۷	۰٫۴۳	۳۰
پایلوت B	پلاستیک					
	(جامد آلی)	۱٫۰۳	۱٫۵۸	۴۰۸	۰٫۳۰	۱۲۸
NE ۲۱۳	مایع آلی	۰٫۸۷	۱٫۵۰۸	۴۲۵	۰٫۳۴	۳۲۷
NaI(Tl)	بلور معدنی	۳٫۶۷	۱٫۸۵	۴۱۰	۱٫۰۰	۲۳۰
CsF	بلور معدنی	۴٫۱۱	۱٫۴۸	۳۹۰	۰٫۰۵	۵

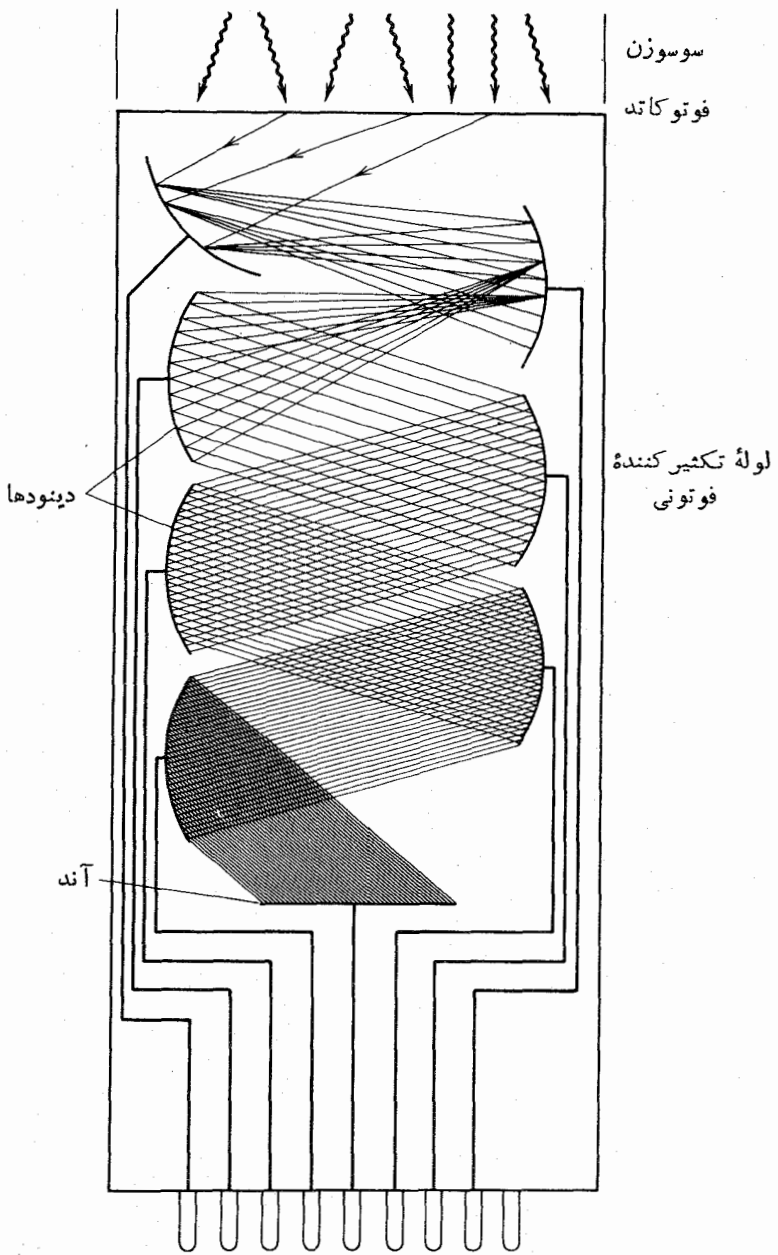
۱. خروجی نسبی شامل بازده نوعی جذب فوتون و نور خروجی حاصل است.



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 باشکل 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 لنازی که توسط یک منبع تغذیه و تعدادی تقسیم کننده و لناز 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 ۵۱۰ (در حدود ۱۰^۷) خواهد بود. برای طیف سنجهای انرژی، دو مشخصه مهم خطی بودن و پایداری را باید مورد توجه قرار داد.



شکل ۱۸۰۲ نمودار طرز کار تکثیر کننده فوتونی. الکترونهاى رها شده از کاتد در اولین دینود جذب و چندبرابر می شوند. هر دینود در پتانسیلی بالاتر از دینود قبلی قرار دارد، یک لوله می تواند ۱۰ تا ۱۴ دینود داشته باشد. در هر مرحله، تعداد الکترونها با ضریبی از مرتبه ۵ افزایش می یابد.

خطی بودن به معنی تناسب مستقیم دامنهٔ تب نهایی خروجی با تعداد وقایع سوسوزنی، و در نتیجه تناسب بین دامنهٔ تب و انرژی به جا مانده در آشکارساز در اثر تابش است. چون بهرهٔ هر مرحلهٔ دینود به اختلاف ولتاژ بستگی دارد، هر تغییری در ولتاژ سبب تغییر تب خروجی می‌شود؛ بنابراین پایا ساختن منبع تغذیه ضرورت پیدا می‌کند.

انواع مختلفی از لوله‌های تکثیر کننده در دسترس اند، و در انتخاب آنها پارامترهایی مانند اندازهٔ فیزیکی، پاسخ فوتوکاتد به طول موجهای فرودی مختلف، حساسیت فوتوکاتد، بهره، میزان نوفه، و خصوصیات زمانی دخالت دارند.

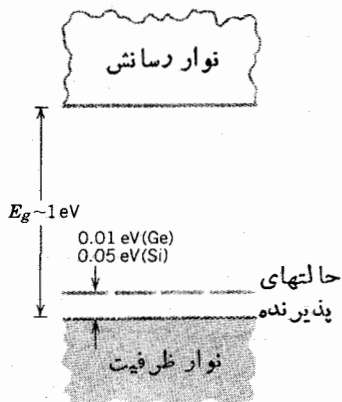
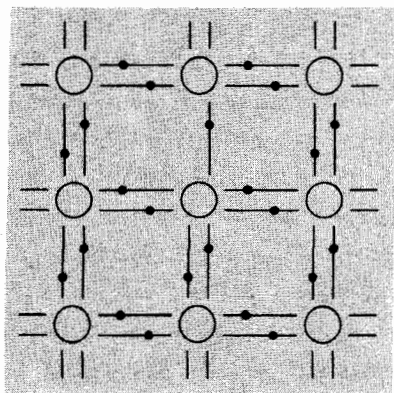
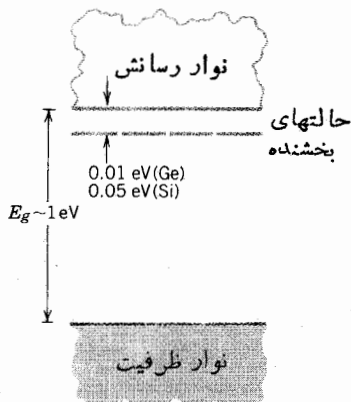
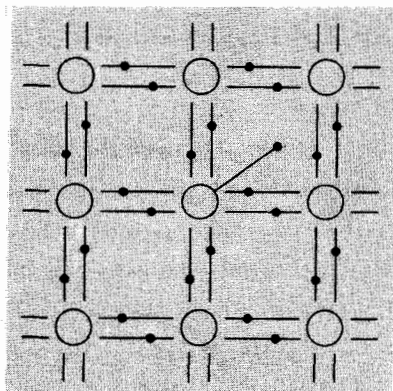
۴.۷ آشکارسازهای نیمرسانا

همان‌طور که در بخش قبلی بحث شد، مواد نیمرسانای جامد (مانند ژرمانیم و سیلیسیم) را می‌توان به جای سوسوزنها برای آشکارسازی تابش به کار برد. عناصر Si و Ge هر دو به صورت بلور جامد هستند که در آنها اتمهای چهار ظرفیتی چهار پیوند کووالان با اتمهای مجاور تشکیل می‌دهند. 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 اندازهٔ گاف انرژی است، که در عایق در حدود 5 eV و در نیمرسانا در حدود 1 eV است. در دمای اتاق تعداد اندکی از الکترونها (شاید یکی از هر 10^9 الکترون) در اثر برانگیختگی از گاف عبور می‌کنند و به نوار رسانش می‌روند و از خود جای خالی به نام «حفره» در نوار ظرفیت برجای می‌گذارند. با پرسیدن این جای خالی توسط الکترون اتم مجاور (و تولید یک حفرهٔ جدید) به نظر می‌رسد که حفره در بلور مهاجرت می‌کند (ولی البته اتمهای با بار مثبت حرکت نمی‌کنند).

برای کنترل رسانش الکتریکی در نیمرساناها، مقادیر کمی از مواد ناخالصی به نام آلاینده به آنها اضافه می‌شوند. در فرایند آلاییدن، اتمهای ۳ یا ۵ ظرفیتی در شبکهٔ بلور وارد می‌شوند. در مورد اتمهای ۵ ظرفیتی (P, As, Sb)، چهار الکترون در پیوند کووالانی با Si و Ge شرکت می‌کنند، پنجمین الکترون به آسانی در شبکه حرکت می‌کند و درست در زیر نوار رسانش مجموعه‌ای از حالت‌های بخشندهٔ گسسته از هم را تشکیل می‌دهد. به علت وجود حاملین بار منفی (الکترونها)، این نوع ماده را نیمرسانای نوع n می‌نامند. از سوی دیگر اگر از اتمهای ۳ ظرفیتی استفاده کنیم، تلاش در جهت تشکیل پیوندهای کووالانی با چهار اتم بلور منجر به تولید حفره‌های اضافی در بلور می‌شود. این عمل نسبت تشکیل حالت‌های پذیرنده در بالای نوار ظرفیت می‌شود، و مادهٔ حاصل را نیمرسانای نوع p می‌نامند زیرا حاملین بار حفره‌های با بار مثبت اند. شکل ۱۹.۷ ساختار نواری این نیمرساناها را نشان می‌دهد.

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

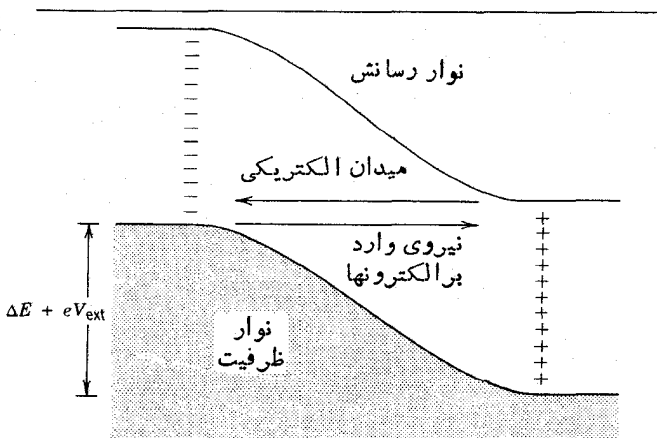
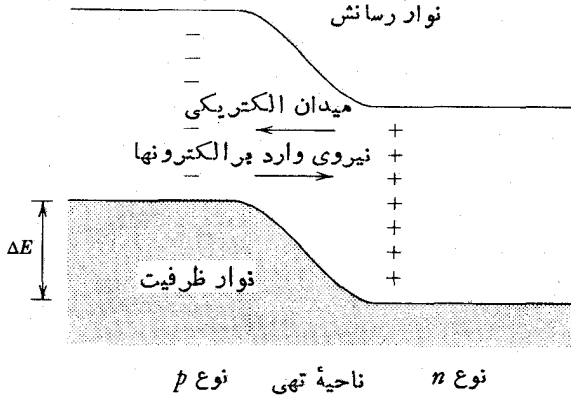
با تماس مواد نوع n و نوع p با یکدیگر، الکترونها از طریق بخش در پیوندگاه از ماده نوع n به ماده نوع p نفوذ می‌کنند و در مجاورت پیوندگاه با حفره‌ها ترکیب می‌شوند. بدین ترتیب حاملین بار خنثی می‌شوند، و ناحیه‌ای به نام ناحیه تپی به وجود می‌آید. بخش الکترونها از ناحیه نوع n جایگاههای بخشنده ثابت و یونیده برجای



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 بخشنده 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 ناحیهٔ نوع p جایگاه‌های پذیرندهٔ ثابت با بار منفی باقی می‌گذارد. فضای بار ناشی از جایگاه‌های ثابت، میدانی الکتریکی به‌وجود می‌آورد که در نهایت از مهاجرتهای بیشتر جلوگیری می‌کند. نتیجهٔ این ترکیب، تولید یک دیود پیوندی مطابق شکل ۲۰.۷ است.

اگر تابش هسته‌ای وارد ناحیهٔ تهی شود و زوج الکترون-حفره به وجود آورد، نتیجه بسیار شبیه همان فرایندی است که در یک اتاقک یونش اتفاق می‌افتد (در حقیقت، ناحیهٔ 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



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

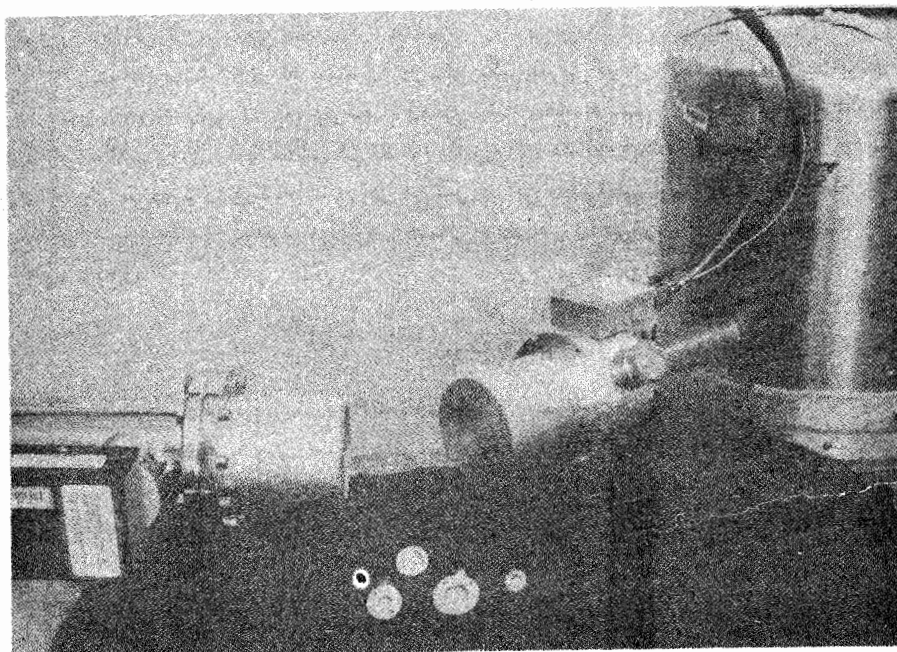
الکترونیکی تولید می‌کند که دامنه آن با انرژی تابش متناسب است.

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 با راندن 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 Si و Ge 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 حالت‌های 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 Si و Ge بسا 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 نگه داشته 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 نگه داشتن آشکارساز، برانگیختگی گرمایی الکترونها و عبور آنها را از کاف 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 نگه داشتن 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 Si و Ge 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 نشاندن می‌شود. سپس یک لایه نازک طلا از طریق تبخیر بر سطح فوقانی آن نشاندن می‌شود تا به عنوان یک اتصال الکتریکی عمل کند. در این صورت، کل ضخامتی که ذره برای رسیدن به ناحیه تهی باید از آن عبور کند در حدود ۱۰ 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 ۲۱۰۷ چهار اندازه مختلف آشکارسازهای سیلیسیم سد سطحی در قسمت جلو نشان داده شده‌اند. دو آشکارساز بزرگ گاما از نوع Ge در زمپ‌های 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 زمپ‌ها 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 کانسوره‌ای 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، باید

توزیع آماری نتایج ممکن مختلف را بدانیم. نمونه‌ای متشکل از N هسته را در نظر بگیرید. 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 دو جمله‌ای به دست 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 دو جمله‌ای روبه‌رو می‌شویم. نمونه‌ای از این توزیع را در شکل ۲۲.۷ 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

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

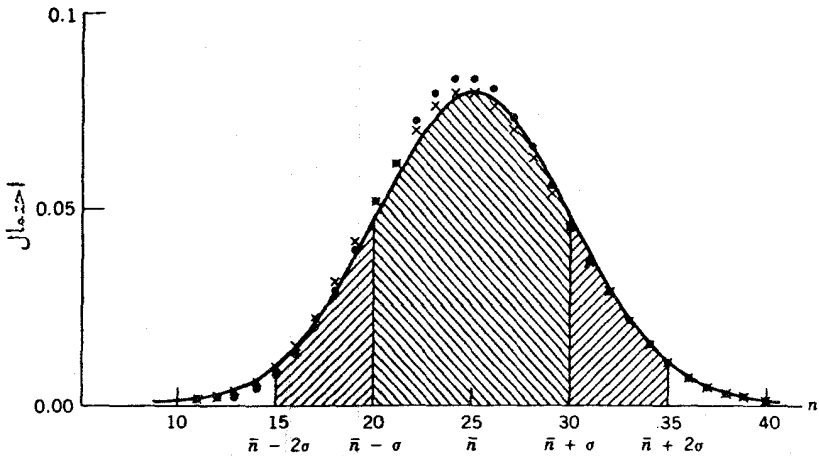
$$\sigma^2 \equiv \sum_{n=0}^N (n - \bar{n})^2 P(n) = \bar{n}(1-p) \quad (26.7)$$

انحراف معیاد σ اندازه تقریبی «پهنای» توزیع آماری را به دست می‌دهد. وقتی n و N کوچک اند، توزیع دو جمله‌ای 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 ددرستر برای این توزیع، هنگامی به دست 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 به دست 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 دو جمله‌ای (●)، پواسون (X)، 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 اندازه‌گیریها 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 انجام دهیم و تعداد کس M شمارش را ثبت کنیم ($M = \sum_{i=1}^m n_i$). در این صورت، داریم

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

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

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

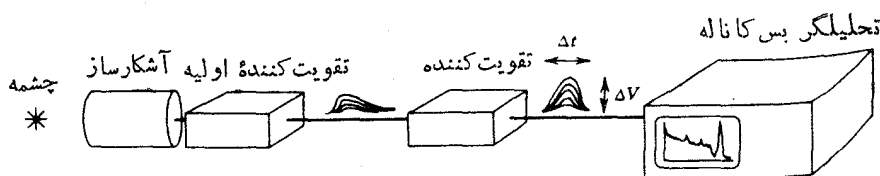
بدین سان، انحراف استاندارد (یا مقدار خطای) بهترین برآورد مقدار حقیقی \bar{n} با ضریب $1/\sqrt{m}$ کاهش یافته است. هر اندازه گیری مستقل دیگری که متعاقباً انجام شود، خطای میانگین را تقلیل می‌دهد.

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 اندازه‌گیری انرژی

نمودار ساده‌ای از دستگاهی را که می‌تواند برای اندازه‌گیری انرژی تابشهای هسته‌ای مورد استفاده قرار گیرد، در شکل ۲۳.۷ نشان داده‌ایم. معمولاً سیگنال الکترونیکی حاصل از آشکارساز هسته‌ای مستقیماً به تقویت‌کننده اولیه می‌رود، و در آن تب بار آشکارساز به تب و لناژ تبدیل می‌شود (مثلاً، با پر شدن یک خازن) و سپس این تب به قسمت بعدی مدار فرستاده می‌شود. دستگاه تقویت‌کننده با تأمین بهره و لناژ، تب حاصل از تقویت‌کننده اولیه را به حدود چند ولت می‌رساند و بدین ترتیب پردازش آن را به سهولت امکان‌پذیر می‌سازد. تقویت‌کننده 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 پس‌کاناله (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؛



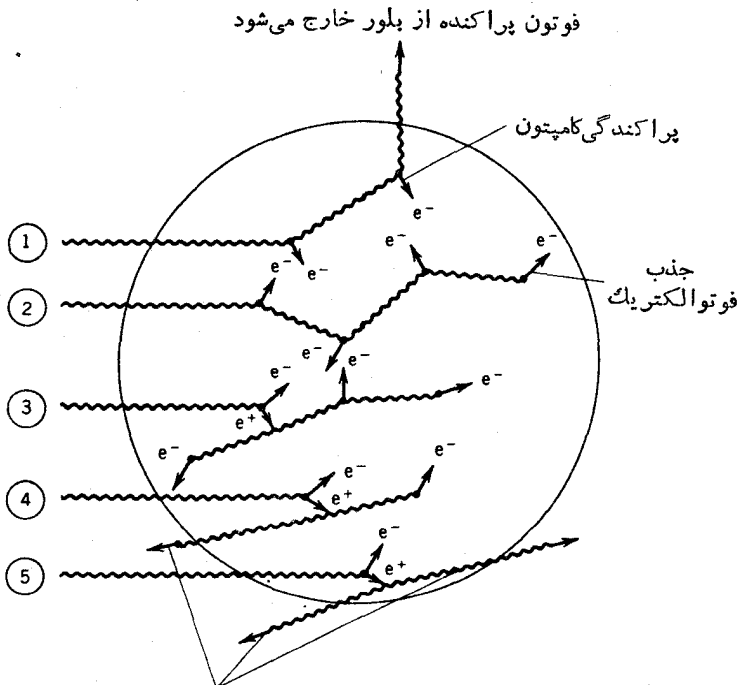
شکل ۲۳۰۷ نمودار ساده‌ای از دستگاه الکترونیکی که می‌توان آن را در اندازه‌گیری انرژی تابشهای حاصل از یک چشمه به کار برد. تپهای بین تقویت کننده اولیه و تقویت کننده عموماً دارای زمان صعود کوتاه (ns) و زمان نزول طولانی (ms) و دامنه‌ای در حدود میلی‌ولت هستند. تپهای خارج شده از تقویت کننده مقارن‌ترین و پهنای 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.

واژه‌مین روست که محور افقی را غالباً به صورت شماره 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 ۲۴۰۷ 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 هر پراکندگی، فوتون قسمتی از انرژی خود را از دست می‌دهد و یک الکترون آزاد تولید می‌شود. به تدریج فوتون با یکی از دو سرنوشت زیر روبرو خواهد شد: یا پراکندگی کامپتون ادامه می‌یابد و در نهایت انرژی فوتون به قدری کم می‌شود که در اثر جذب فوتو الکترونیک ناپدید می‌شود، و یا آن قدر به لبه بلور نزدیک می‌شود که در اثر پراکندگی از آن خارج می‌شود. انرژی فوتون به صورت انرژی الکترونها در می‌آید (انرژی فوتو الکترونها یا الکترونهای 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 فوتو الکترونیک 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 (۱۵۰۷) انرژی جنبشی الکترون را به دست می‌آوریم

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

از آنجا که پراکندگی در کلیه زوایا امکان پذیر است، انرژی الکترون پراکنده در گستره ۰ برای $\theta = 0^\circ$ تا $\theta = 180^\circ$ قرار می‌گیرد. این الکترونها معمولاً به‌طور کامل جذب آشکارساز می‌شوند، و (در صورت فرار فوتون پراکنده) سهم آنها در پاسخ انرژی آشکارساز به‌صورت طیف پیوسته‌ای است که پیوستار کامپتون خوانده می‌شود و محدوده آن از انرژی صفر تا یک انرژی بیشینه است که آن را به کامپتون می‌گویند. (این

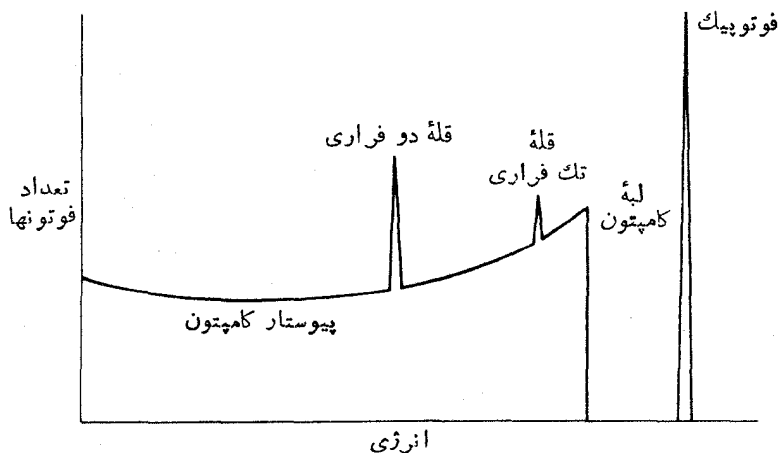


فوتون ناپودی 511 keV از بلور خارج می‌شود

شکل ۲۴۰۷ فرایندهایی که در آشکارسازی پرتو گاما رخ می‌دهند. (۱) فوتون پس از چند پراکندگی کامپتون آشکارساز را قبل از به‌جا گذاشتن همه انرژی خود ترک می‌کند. (۲) پس از چند پراکندگی کامپتون، جذب فوتو الکتریک صورت می‌گیرد و تمام انرژی پرتو گاما در بلور به‌جا می‌ماند. (۳) به ترتیب فرایندهای تولید زوج، ناپودی پوزیترون، پراکندگی کامپتون، و جذب فوتو الکتریک صورت می‌گیرند، و در نتیجه در این حالت هم تمام انرژی پرتو گاما در بلور به‌جا می‌ماند. (۴) یکی از فوتوهای ناپودی آشکارساز را ترک می‌کند، و پرتو گاما انرژی کامل منهای 511 keV را به‌جا می‌گذارد. (۵) هر دو فوتون حاصل از ناپودی آشکارساز را ترک می‌کنند، در نتیجه انرژی به‌جا مانده برابر انرژی کل منهای 1022 keV است. فرایندهای (۴) و (۵) در صورتی رخ می‌دهند که انرژی پرتو گاما بیش از 1022 keV باشد.

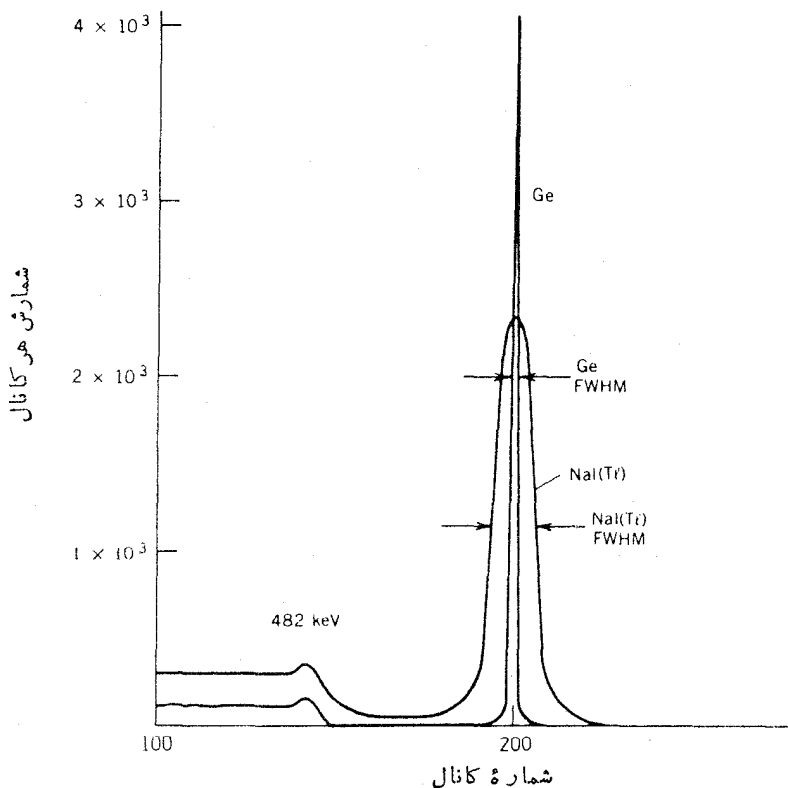
قسمت پیوستار طیف به صورت منحنی تخت نیست؛ فرمول کلاین - نیشینا یا معادله (۱۶.۷) چگونگی تغییرات احتمال پراکندگی را بر حسب زاویه نشان می‌دهد. قله با انرژی $E = E_\gamma$ که با جذب کامل فوتوالکتریک متناظر است (وقله انرژی کامل یا فوتوپیک خوانده می‌شود) و پیوستار کامپتون را از شکل ۲۵.۷ نشان داده‌ایم.

تاکنون سومین فرایند برهم‌کنش 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، ناپودی صورت می‌گیرد که طی آن پوزیترون و الکترون اتمی ناپدید می‌شوند و به جای آنها دو فوتون با انرژی mc^2 یا 511keV به وجود می‌آیند. این دو فوتون می‌توانند بدون برهم‌کنش 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 یکن‌تر کند، و پراکندگی چندگانه کامپتون فاصله بین لبه کامپتون و فوتوپیک را پر می‌کند. قله‌های فرار فقط وقتی که انرژی پرتو گاما بیش از 1.022MeV باشد، ظاهر می‌شوند.

دامنه‌های نسبی فوتوپیک، پیوستار کامپتون، و قله‌های فرار به اندازه و شکل آشکارساز بستگی دارند. به‌طور کلی، هرچه آشکارساز بزرگتر باشد، پیوستار کامپتون نسبت به فوتوپیک کوچکتر خواهد بود، زیرا احتمال آنکه فوتون پراکنده بتواند بدون برهم‌کنش مجدد تا سطح آشکارساز پیش برود کاهش می‌یابد. به‌همین ترتیب، در یک آشکارساز بزرگ، احتمال گیراندازی یک یا هر دو فوتون 511 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 662 keV در این واپاشی گسیل می‌شود. پیوستار و لبه کامپتون در این طیفها به‌سهولت قابل مشاهده‌اند. «درة» 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 662 keV است. توان تفکیک (FWHM) آشکارساز NaI(Tl) در حدود 40 keV است، درحالی‌که برای Ge در حدود 1 keV است. شدت (یا مساحت زیر قله) در Ge در حدود ۱۱٪ شدت در NaI(Tl) است.

نمی‌رسد ولت‌کامپتون 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 بعلاوه قیمت آنها نیز ارزاتر است (قیمت NaI در حدود $1/10$ 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 قله‌ها به صورت پهنای مشخصه آشکارساز NaI(Tl) باشد رسیدن به این هدف امکان پذیر 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. پیشرفت روشهای پالایش Ge، تولید آشکارسازهای با حجم بزرگ را امکان پذیر 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 برهم کنش فوتون با آن همواره کوچکتر خواهد بود و بنابراین بازده نسبی آن نیز کمتر است. ضریب جذب فوتو الکترون تقریباً متناسب با Z^4 تغییر می‌کند.

حال دلایل توان تفکیک تجربی را با توجه به آمار فرایند آشکارسازی بررسی می‌کنیم. قله‌های انرژی کامل در هر دو آشکارساز NaI(Tl) و Ge را می‌توان تقریباً با شکل گاوسی نشان داد، و پهنای قله‌ها 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 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 بادستکاری 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 $\bar{\sigma}$ ، 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 بنابراین تعداد فوتونهای نور (به طور متوسط) در حدود ۲۱۰۰۰ است. سهم این مقدار در توان تفکیک در حدود $21000 / \sqrt{21000} / 235$ یا حدود ۱۶٪ است. این تعداد در فوتوکاتد، کاهش بیشتری می‌یابد. ضریب عبور نور از انتهای شیشه‌ای بولۀ تکثیرکننده نوعاً حدود ۸۵٪ است و بازده کوانتومی یک نمونه از فوتوکاتد (یعنی، تعداد فوتوالکترونهاى گسیلی به ازای هر فوتون فرودی) در حدود ۲۳٪ است. بنابراین تعداد فوتوالکترونها فقط در حدود ۲۰٪ تعداد فوتونهای فرودی، یا در حدود 4200 است و سهم آن در تفکیک انرژی در حدود $4200 / \sqrt{4200} / 235$ یا ۳۶٪ 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 بنابراین این تعداد اساسی‌ترین سهم را در تفکیک انرژی داد. 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. بهنای نیم ارتفاع مطلق FWHM (بهنای قلۀ 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 ۲۲۰۰۰۰ 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) به‌میزانی بیش از یک مرتبه بزرگی بهتر می‌شود که این تفاوت را می‌توان با توجه به خصوصیات جذب تابش در آشکارسازها به سهولت درک کرد.

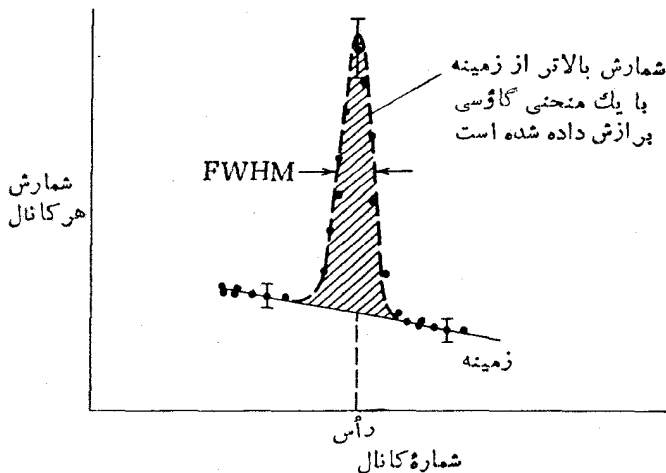
در برآورد توان تفکیک Ge چند عامل را نادیده گرفته‌ایم. درحقیقت جذب را نمی‌توان به‌خوبی به کمک آمار پواسون توصیف کرد؛ توجه به ماهیت صحیح فرایند آماری (به طریق تجربی) مقدار محاسبه شده را به حدود 10 keV تقلیل می‌دهد. فرایندهای غیر آماری (گردآوری بار توسط میدان الکتریکی، نوفه الکترونیکی در تقویت‌کننده اولیه و تقویت‌کننده) تا حدودی تعابیل به افزایش این مقدار دارند. نمونه‌ای از این مقدار برای یک آشکارساز خوب امروزی برابر 107 keV در انرژی 1332 keV (انرژی پرتوگامای

حاصل از ${}^{60}\text{Co}$ که به‌عنوان استاندارد اندازه‌گیری تفکیک در نظر گرفته می‌شود) است، که در صورت معتبر بودن رابطه $E^{1/2}$ با تفکیک 1.72 keV در انرژی 62 keV ممتاز 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 پراثریتر 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 ۲۷.۷). 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 خاص بیش از زمینه در کانال i است. روش دقیقتر برازش یک تابع گاوسی به‌قله است. این عمل را با در نظر گرفتن بستگی تابعی به‌صورت



شکل ۲۷.۷ مساحت سطح یک قله کاملاً تفکیک شده 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 لگاریتم گیری می‌توان به ساده‌ترین شکل انجام داد

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

یک برآزش کمترین مربعات، پارامترهای \bar{x} ، σ ، و A را به دست می‌دهد. با انتگرال گیری 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 گونه موارد، معمولاً زمینه را نمی‌توان با تقریب خطی به خوبی نشان داد. قله‌های نزدیک به هم را که ممکن است همپوشی داشته باشند، نمی‌توان به این طریق برآزش داد. حتی فرض شکل گاوسی هم همیشه معتبر نیست، زیرا ممکن است در قسمت‌های کم انرژی و پر انرژی منحنی گاوسی «دنباله‌های» نهایی وجود داشته باشند. در این صورت، بر نامه‌های برآزش 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 به دست آورد. برای تعیین انرژی باید دستگاه MCA را مدرج کرد، به طوری 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 \bar{x} و E به دست آورد. چون دستگاههای MCA (و سایر قسمت‌های دستگاه، از جمله آشکارساز و تقویت کننده) ممکن است کمی غیرخطی باشند، توصیه می‌شود که انرژیهای درجه بندی E_1 و E_2 حتی الامکان 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 تب صفر نیست. برخی از چشمه‌های استاندارد مدرج سازی 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 NaI(Tl) و Ge بر حسب انرژی پرتو γ در شکل ۲۸.۷ نشان داده شده است.

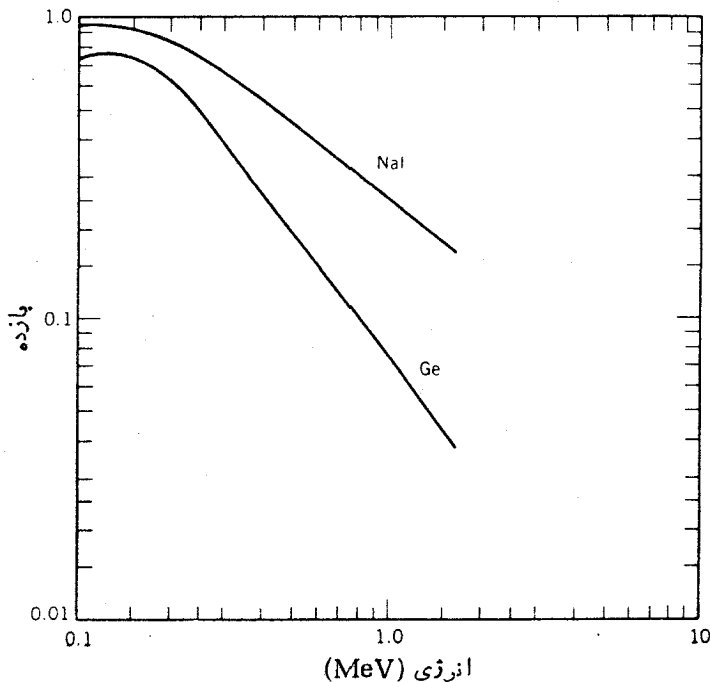
جدول ۲۰۷ استانداردهای متداول مورد استفاده در مدرج کردن آشکارسازها.

انرژی (keV)	تابش	$t_{1/2}$	نوکلید
88037 ± 00005	γ	۴۵۳ d	^{109}Cd
12206135 ± 000013	γ	۲۷۱ d	^{57}Co
136747434 ± 000030			
41180441 ± 000015	γ	۲۰۶۹۶ d	^{198}Au
6619661 ± 00003	γ	۳۰۱۷ y	^{137}Cs
1173238 ± 00015	γ	۵۰۲۷۱ y	^{60}Co
13322513 ± 00018			
281965 ± 0001	e^-	۳۸ y	^{207}Bi
975963 ± 0001			
5485974 ± 0012	α	۴۳۳ y	^{241}Am
4784950 ± 0025	α	۱۶۰۰ y	^{226}Ra
5489966 ± 0030			
6002955 ± 0009			
7687009 ± 0006			

۷.۷ اندازه‌گیری‌های همفرودی و تفکیک زمانی

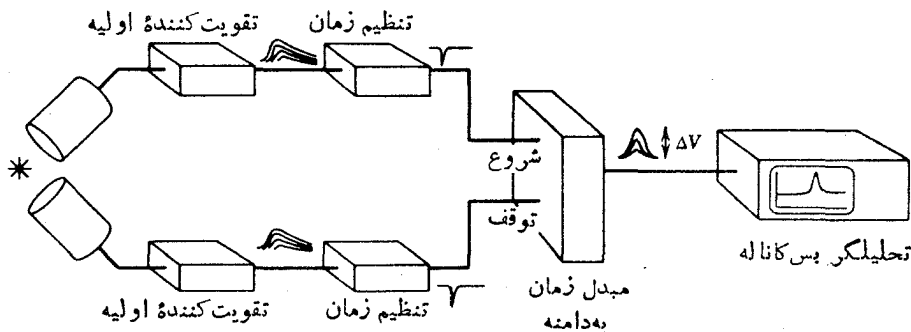
وقتی می‌خواهیم تابشهایی را که به‌طور متوالی یکی پس از دیگری گسیل می‌شوند - برای مثال، پرتوهای گاما را پس از یک واپاشی بتا - بررسی کنیم، معمولاً از دستگاهی مانند شکل ۲۹.۷ استفاده می‌کنیم. هدف اصلی این دستگاه، تعیین همفرودی زمانی واقعی تابش دوم با تابش اول است. به عبارت دیگر، آیا فاصله زمانی بین دو تابش به اندازه کافی کوتاه است تا سرچشمه گرفتن آنها را از یک هسته در گسیل بیایی 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 امکان پذیر 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 فوتوویک 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 1.332 MeV (گسیل شده از ^{60}Co) در فوتوویک Ge را، با در نظر گرفتن عامل زاویه فضایی، برابر ۸٪ این مقدار در NaI(Tl) در نظر می‌گیرند.

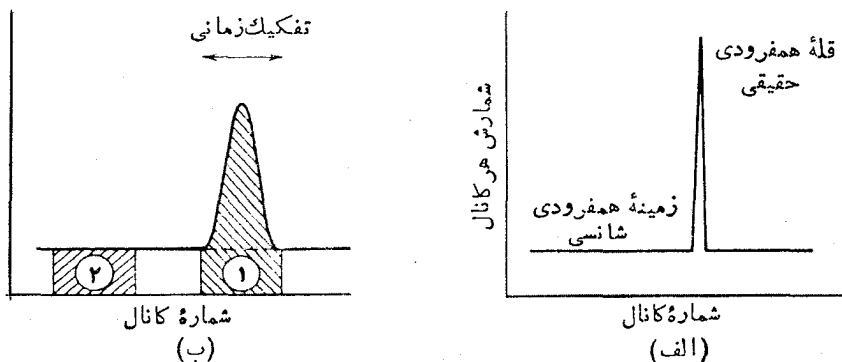
کانال شروع TAC، فقط زمان کوتاهی (در حدود نانوثانیه) برای ورود دومین تابش و راه اندازی کانال توقف صبر می‌کنیم. هرچه این زمان طولانیتر باشد، احتمال تولید یک همفرودی شانسی در اثر تابش هسته دیگر بیشتر می‌شود. (در این بحث فرض می‌کنیم که فاصله زمانی بین گسیل دو تابش از هسته ناچیز است. موردی را که این نکته در آن صادق نیست در قسمت بعد بررسی می‌کنیم.) طیف ارتفاع تب، به تشخیص همفرودیهای حقیقی و شانسی فقط تاحدی کمک می‌کند. ارتفاعهای تب، 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 اپاشی 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 دستگامی که برای تعیین همفرودی زمانی دو تاپش حاصل از چشمه (یعنی، اینکه آیا فاصله زمانی آنها به اندازه کافی کوتاه است تا سرچشمه گرفتن آنها را از یک هسته درگسیل 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، درحالی که همفرودیهایی 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 همفرودیهایی 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 همفرودیهایی حقیقی و شانسی را به دست می‌دهد. اگر زمینه تخت باشد، ناحیه ۲ همفرودیهایی شانسی را نشان می‌دهد و تفاضل دو ناحیه نمایانگر همفرودیهایی حقیقی است.

نشان می‌دهد که در آن علامت زمانی بی‌هیچ ابهام و عدم قطعیتی از تابش فرودی گرفته می‌شود. آشکارسازهای واقعی والکترونیک وابسته به آنها نتیجه بی‌چیده تری را نشان می‌دهند (مثلاً در اثر نوفه الکترونیکی، و یا در اثر مشکلات ناشی از راه‌اندازی مدار تنظیم زمان با استفاده از تپ تقویت کننده اولیه). طیف زمانی حاصل از آشکارساز واقعی در شکل ۳۰.۷ (ب) نشان داده شده است. در این مورد قله تیز هم‌فرودهای 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 هم‌فرودهای شانس) قله هم‌فرودی حقیقی را به دست آوریم.

با استفاده از این روش، همواره می‌توانیم هم‌فرودهای شانس را تصحیح کنیم. ولی اگر آهنگ هم‌فرودهای 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 هم‌فرودهای شانس به کمترین سطح ممکن تقلیل یابد. این کار به دو طریق امکان پذیر 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. بنابراین کاهش اکتیویته، آهنگ هم‌فرودهای شانس را کم می‌کند. از طرف دیگر، کاهش بیش از اندازه آن می‌تواند آهنگ هم‌فرودهای حقیقی را به اندازه‌ای کم کند که سبب نقصان دقت آماری شود. بنابراین 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 هم‌فرودهای 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 تقویت کننده اولیه است، بستگی دارد. در آشکارسازهای ژرمانیم، مخصوصاً بلورهای با حجم بزرگی که در حال حاضر برای آشکارسازی پرتو گاما به کار می‌روند، زمان گردآوری بار در حجم آشکارساز می‌تواند تفکیک را به حدود ۱۰ ns تقلیل دهد. برای آشکارسازهای کوچک NaI با تکثیر کننده‌های فوتونی سریع، مقادیر تفکیک در گستره ۱ ns است، و در سوسوزنهای پلاستیکی مقادیر کوچکتر حدود ۱۰۰ ps هم امکان پذیر 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 بنازای دو گانه (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.

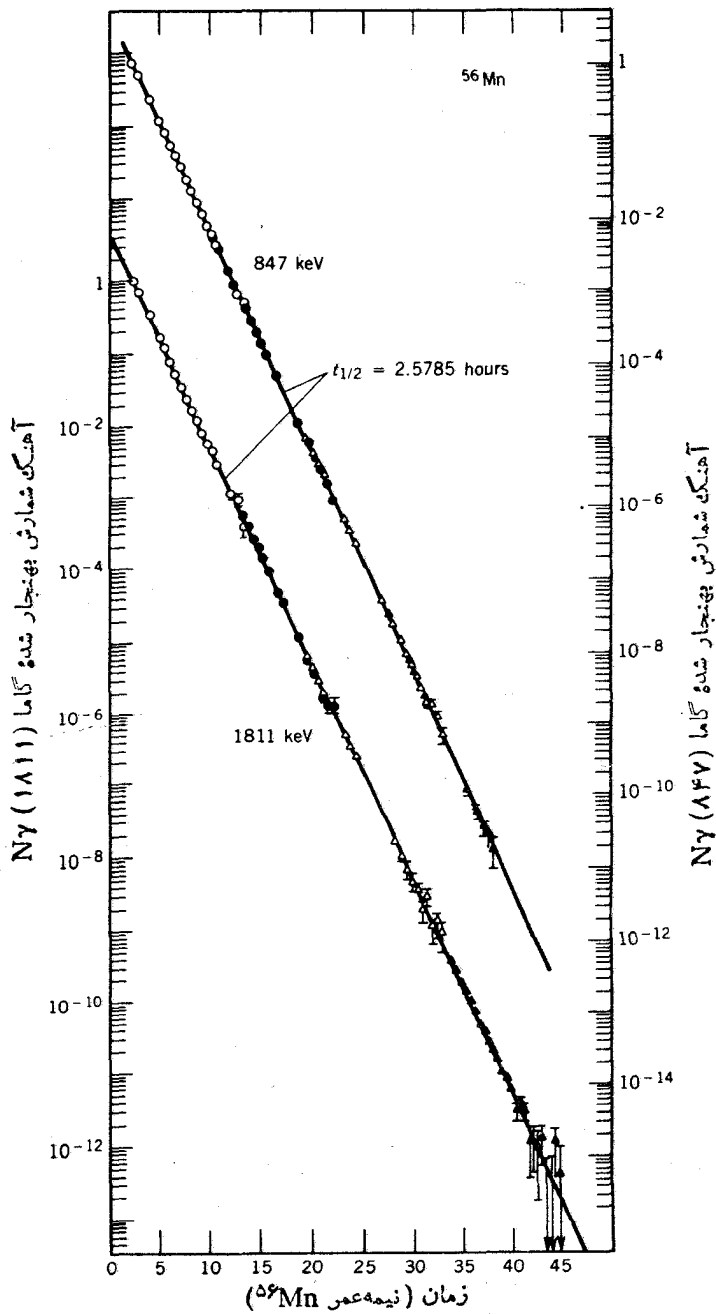
مسلماً سراسر ترین روش، مشاهده کاهش نمایی اکتیویته بر حسب زمان است که در شکل ۱.۶ نشان داده شده است. رسم اکتیویته A بر حسب t در مقیاس نیمه‌لگاریتمی مستقیماً ثابت واپاشی λ و در نتیجه نیمه عمر را به دست می‌دهد. برای نیمه‌عمرهای در گستره دقیقه تا ساعت، این روش آزمایشگاهی بسیار ساده است. می‌توانیم از تابش 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، اگر چه 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 ۳۱.۷ 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 و 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. بنا بر این، دستگاه MCA کار شمارش و خواندن تمام شمارنده‌ها را انجام می‌دهد، و بدین سان می‌توانیم منحیثیهای واپاشی را مشابه شکل ۱.۶ روی صفحه نمایش مشاهده کنیم.

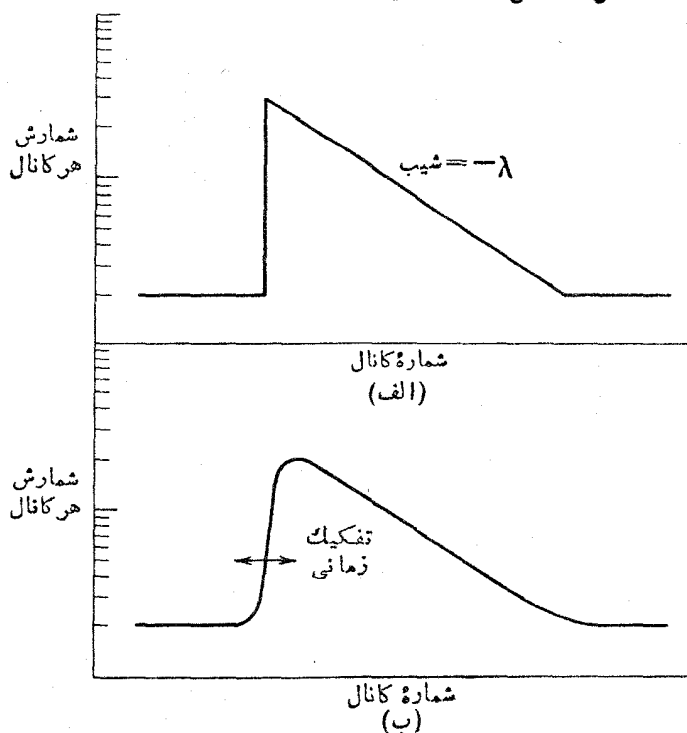
اساساً می‌توانیم این روش را به نیمه‌عمرهای کوتاه و کوتاهتر نیز گسترش دهیم، ولی در زمانهای حدود 10^{-3} تا 10^{-2} به بن بست می‌رسیم. بیشتر آشکارسازهای تابش نمی‌توانند آهنگ شمارش بیش از $10^5/s$ را تحمل کنند. اگر زمان درنگ برابر 10^{-3} باشد، بیشترین شمارش ممکن در هر کانال در حدود ۱۰۰ خواهد بود؛ و چون 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 هم‌فردی 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.

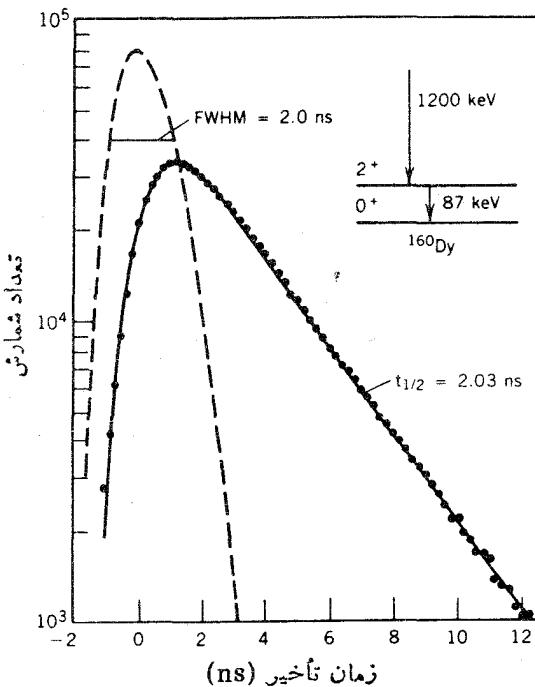


شکل ۳۲.۷ اگر حالت هسته‌ای بین اولین و دومین تابش در مقایسه با تفکیک زمانی دارای نیمه‌عمر خیلی کوتاه نباشد، کاهش نمایی آن قابل مشاهده می‌شود. این طیف‌های TAC را برای مشاهده اثر واپاشی حالت (الف) آشکارساز ایده‌آل، (ب) آشکارساز حقیقی، باید با شکل ۳۰.۷ مقایسه کرد.

این آزمایش، چگونگی کاربرد همفرودی تأخیری را نشان می‌دهد. نمونه‌ای از نتایج تجربی حاصل از این روش 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



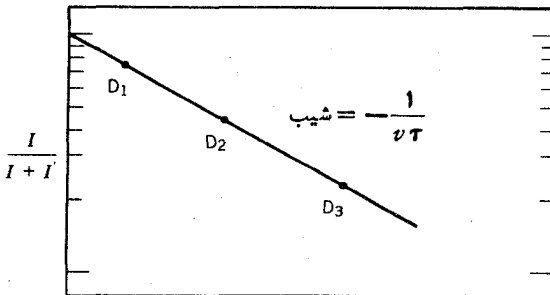
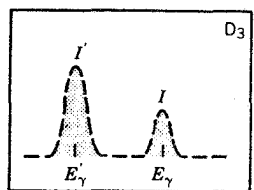
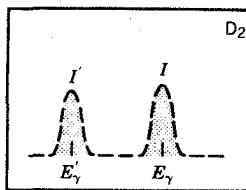
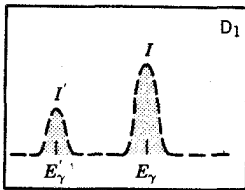
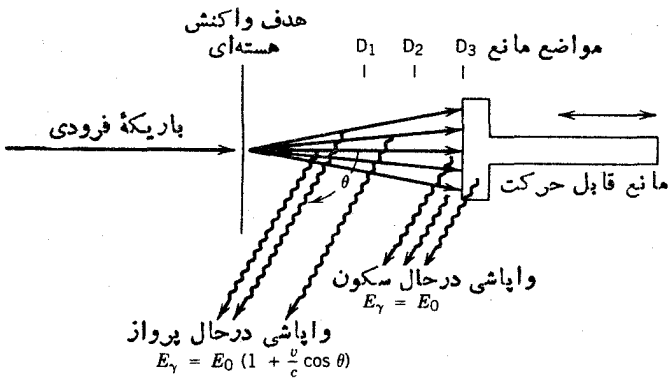
شکل ۳۳.۷ نمونه‌ای از اندازه‌گیری نیمه عمر با روش همفرودی تأخیری. منحنی خطچین پاسخ انتظاری را برای دو تابشی که به‌طور لحظه‌ای گسیل می‌شوند، یعنی در يك فاصله زمانی که در مقایسه با تفکیک زمانی دستگاه (۲ ns) کوتاه است، نشان می‌دهند. این همان منحنی به اصطلاح «آنی» است. منحنی تأخیری، گرد شدن ناشی از تفکیک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

آزمایشها را در بخشهای ۱۰-۱۱ و ۹-۱۰ (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 پر توهای گاما نیز از آنها گسیل شوند. این پر توهای گاما دارای انتقال دوپلر خواهند بود. اگر باریکه‌های پهن‌تری (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 دو قله‌ی پر تو گاما، یکی با انرژی منتقل شده و دیگری با انرژی منتقل نشده، مشاهده می‌کنیم. نسبت شدت‌های دو قله به مسافت پیش از توقف هسته‌های پس زده 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 پر توهای گاما در قله منتقل نشده با مساحت پس زنی به طور نمایی بستگی دارد، و این امر به نوبه خود نیمه عمر تراز برانگیخته را تعیین می‌کند. این روش برای گستره ۱۰-۱۵ تا ۱۲-۱۰ S مفید است. در کمتر از ۱۲-۱۰ S، فاصله پس زنی به قدری کوتاه است که این روش به آسانی قابل استفاده نیست. (برای نمونه نوکلئون غیر نمایی با $v = 0.1c$ ، مسافت طی شده در ۱۲-۱۰ S برابر ۳ mm است.) در عوض، در یک روش دیگر به هسته پس زنی 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 به طور پیوسته کم می‌شود، و بنا بر این انرژی گامای گسیل شده به طور پیوسته از مقدار بدون انتقال تا مقدار انتقال یافته تغییر می‌کند. با درک سازوکار 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 ۱۵-۱۰ S به کار برد. در شکل ۳۵.۷ کاربرد هر دو روش نشان داده شده است.

۹.۷ سایر انواع آشکارساز

طیف‌سنجی مغناطیسی

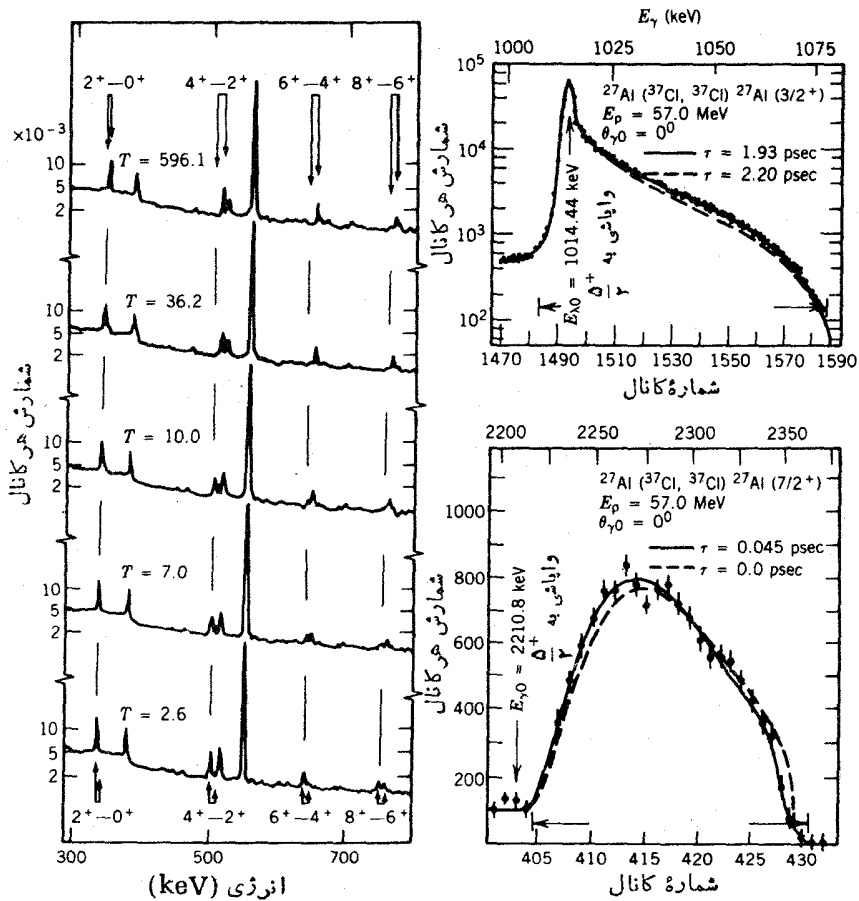
در اندازه‌گیری‌های اپتیکی، برای پاشیدگی نور و تجزیه آن به طول موجهای تشکیل دهنده از تسوری پراش استفاده می‌کنیم. بدین طریق جدا سازی فضایی طول موجها امکان پذیر می‌شود، یعنی طول موجهای مختلف در مکانهای مختلف ظاهر می‌شوند، و بدین ترتیب می‌توانیم اثر آنها را روی فیلم عکاسی ثبت کنیم (در طیف نگار) و یا شدت 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 لیم وسیله‌ای با باشندگی 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



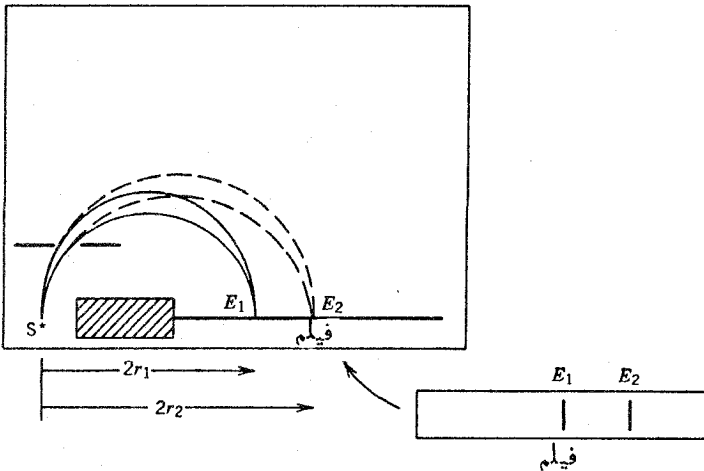
شکل ۳۵۰۷ روشهای انتقال دوپلر برای تعیین طول عمر. در قسمت چپ اطلاعات خام از گذارهای حالت پایه نوار چرخشی (2^+ , 4^+ , 6^+ , و 8^+) و 1^{22}Xe نشان داده شده است. محل گذارهای منتقل شده و منتقل نشده در بالا و پایین علامت گذاری شده است. این اطلاعات با آشکارساز تحت زاویه 0° و با ترتیب هندسی شکل ۳۴۰۷ گرفته شده اند. به همین دلیل، خط انتقالی به جای انرژی کمتر دارای انرژی بیشتر است. طیفهای مختلف در فواصلی ازمانع که متناظر با زمانهای پرواز $2^+ \rightarrow 0^+$ تا 2^+ ps تا 596 ± 1 ps بوده اند گرفته شده اند. نیمه عمرهای استنتاجی به ترتیب برای $2^+ \rightarrow 0^+$ برابر 596 ± 1 ps، برای $4^+ \rightarrow 2^+$ برابر 36.2 ± 0.5 ps، برای $6^+ \rightarrow 4^+$ برابر 10.0 ± 0.5 ps، برای $8^+ \rightarrow 6^+$ برابر 7.0 ± 0.5 ps، و نیمه عمرهای استنتاجی به ترتیب برای $2^+ \rightarrow 0^+$ کمتر از 2.6 ps است. در قسمت راست دو مورد 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 بالایی در حدود 0.05 ± 0.01 ps، و نیمه عمر نمونه پایینی در حدود 0.13 ± 0.025 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 متحرک در جهات مختلف را در یک مکان مشترک در وسیله خروجی جمع‌آوری کنیم.

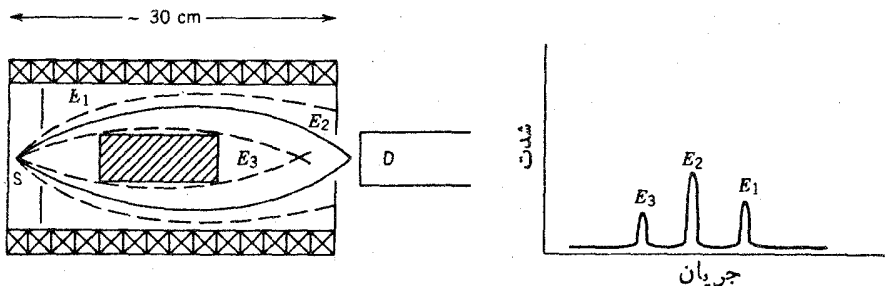
طرح طیف‌سنجیهای مغناطیسی با طرح طیف‌سنجیهای جرمی که در بخش ۲.۳ مورد بررسی قرار گرفت و در شکل ۱۳.۳ نشان داده شد، نقاط مشترک بسیار دارد.

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

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



شکل ۳۶.۷ یک طیف‌سنج مغناطیسی ساده. میدان مغناطیسی یکنواخت B بر صفحه‌ی کاغذ عمود است. تکانه ذره، شعاع انحنای r مسیر را تعیین می‌کند. یک اثر کانونی‌کننده هم وجود دارد که ذرات گسیل شده در هر گستره‌ی زاویه‌ای کوچک را در یک نقطه‌ی مشترک فیلم جمع‌آوری می‌کند.



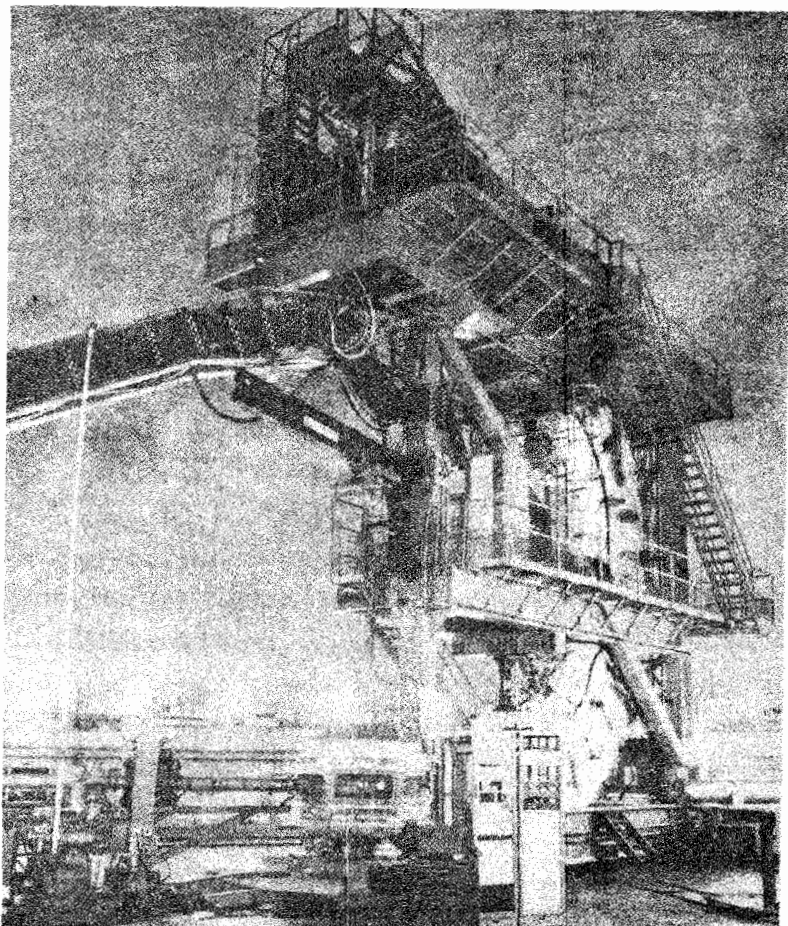
شکل ۳۷.۷ یک طیف‌سنج با «عدسی» مغناطیسی که برای الکترونها طرح شده است. طرز کار آن بسیار شبیه عدسیهای اپتیکی است. پیچ‌ها یک میدان مغناطیسی در امتداد محور دستگاه ایجاد می‌کنند. ذراتی که انرژی کاملاً مشخص E_1 داشته باشند، روی شکاف خروجی کانونی می‌شوند و به آشکارساز می‌رسند، ولی ذرات با انرژیهای دیگر ثبت نمی‌شوند. تغییر جریان پیچ‌ها، کانونی کردن گروههای انرژی دیگر و مشاهده آنها را توسط آشکارساز ممکن می‌سازد.

عبور می‌کنند و سایر الکترونها از آن رد نمی‌شوند. شدت الکترونهاي خروجی به‌ازای جریانهای فرودی مختلف را یک آشکارساز ثبت می‌کند. تفکیک $\Delta E/E$ قابل حصول برای این وسیله نوعاً کمتر از ۰.۱٪ است، در حالی که بهترین تفکیک برای الکترونها در یک آشکارساز Si(Li) ممکن است در حدود ۰.۵٪ 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 طیف‌سنجهای مغناطیسی برای ذرات سنگین، مانند آلفا و پروتون، نیز بر همین اساس است ولی جرم بزرگتر این 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 به‌جای پیچ‌های حامل جریان ضروری می‌سازد. با وجود این، شعاع انحنای مسیر ذرات معمولاً بزرگ است و در نتیجه اندازه فیزیکی این وسایل بسیار بزرگتر از طیف‌سنجهای الکترون می‌شود. اندازه یک طیف‌سنج نمونه ممکن است به‌حدود چند متر، و وزن کل آهن موجود در آن می‌تواند به ۱۰۰ تن برسد. شکل ۳۸.۷ نمونه‌ای از طیف‌سنج مغناطیسی را نشان می‌دهد که برای ذرات سنگین باردار طرح شده است. تفکیک این دستگاه نیز در حدود ۰.۱٪ 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 می‌کند و معمولاً در آخرین شمارگر به‌طور کامل جذب می‌شود. برای جذب کامل انرژی ذره، آخرین شمارگر معمولاً دارای بیشترین حجم است؛ بقیه شمارگرهای تلسکوپی بسیار نازک‌اند، به‌طوری‌که ذره فقط کمی از انرژی ΔE را در



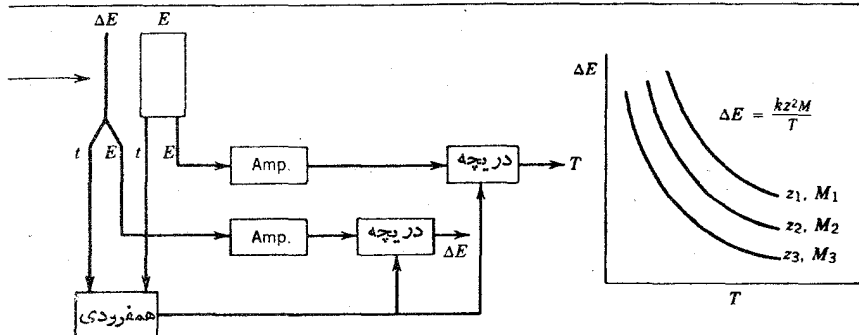
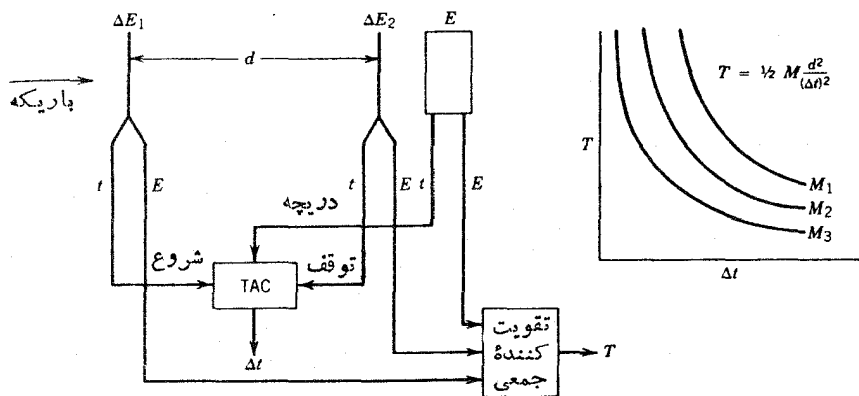
شکل ۳۸۰۷ طیف‌سنج پروتون یا تفکیک‌بالا در آزمایشگاه فیزیک مزونها در لوس‌آلاموس. باریکه پروتون فرودی از طریق لوله‌های پایینی سمت چپ وارد و در اتاقک هدف در ناحیه مرکزی پراکنده می‌شود. پروتونهای پراکنده دوباره توسط آهنرباهای خم‌کننده عمودی به اندازه 75° منحرف می‌شوند و در قسمت بالای ساختمان آشکارسازی می‌شوند. 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 می توان مسیر ذره را ثبت کرد.

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

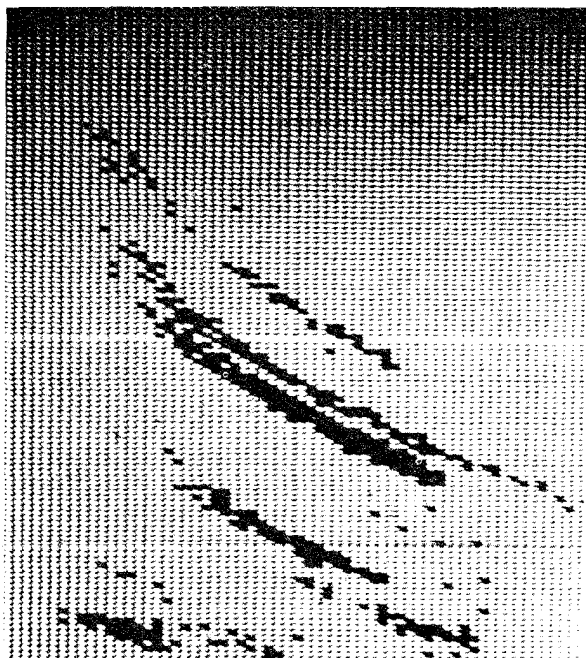
شکل ۳۹.۷ دو تلسکوپ ساده را نشان می دهد که می توانند برای شناسایی ذرات مورد استفاده قرار گیرند. در روش نخست، از دو شمارگر نازک برای استخراج علائم زمانی استفاده می کنیم. این علائم زمانی را می توان با استفاده از یک TAC برای استنتاج زمان لازم برای طی فاصله بین دو شمارگر به کار برد. بدین وسیله می توان سرعت 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 می گیرد، و یک تقویت کننده جمع، سه مقدار کاهش انرژی را برای به دست آوردن انرژی ذره جمع می کند. رسم تغییرات انرژی بر حسب ΔE خانواده ای از هذلولیها را تولید می کند که تعیین کننده جرم ذره اند. (پایین) روش $\Delta E \cdot T$ نیز خانواده ای از هذلولیها را به وجود می آورد که M و z را تعیین می کنند.

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.

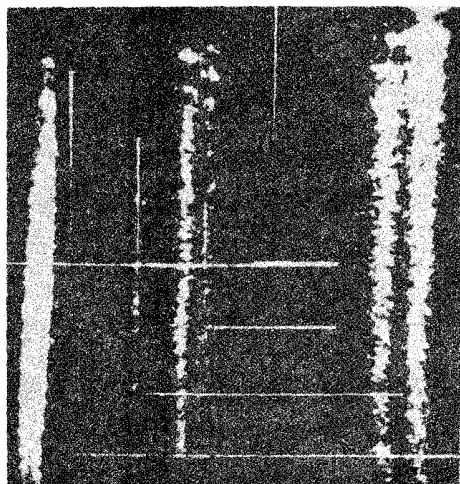
دومین روش متضمن اندازه‌گیری کاهش انرژی در شمارگر نازک است. با استفاده از معادله توان ایستاندگی بته، معادله (۳.۷)، مشاهده می‌شود که با تقریب خوب داریم $\Delta E \propto v^{-2}$ ، زیرا عوامل درون پرانتز برای ذرات نسانسیتی کوچک هستند. بنابراین حاصلضرب $\Delta E \cdot T$ برابر kz^2M است که در آن ze بار ذره، 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 مشابه ذرات نسبیتی سبک نوشت]. شکل ۴۱.۷ نتایج تحلیلی $\Delta E \cdot T$ را برای باریکه‌ای از ذرات نشان می‌دهد.



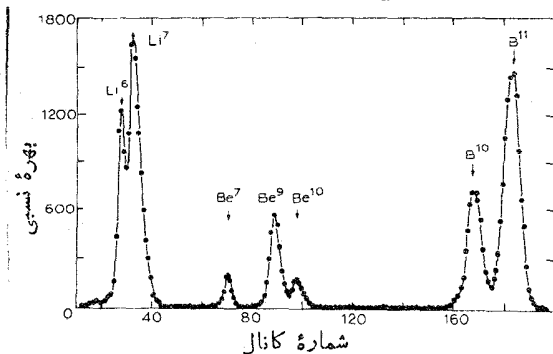
شکل ۴۰.۷ شناسایی ذره به روش زمان پرواز. اطلاعات T بر حسب ΔE درست‌مشا به شکل ۳۹.۷ رسم شده‌اند. هدلولیها از بالا به ترتیب ^{16}O ، ^{13}C ، ^{12}C ، ^7Li ، ^6Li ، ^4He را نشان می‌دهند.



ارتفاع تپ آشکارساز E



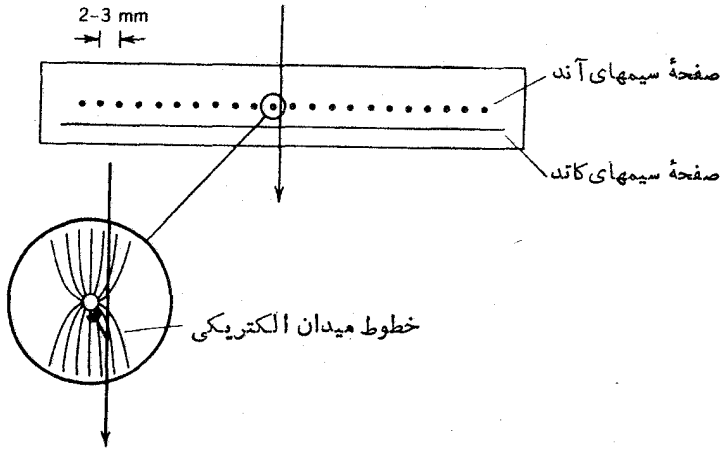
ارتفاع تپ تکثیر کننده



شکل ۴۱۰۷ روش $\Delta E \cdot T$ 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 $\Delta E \cdot T$ روی محور افقی نشان داده شده است. این روش رسم اطلاعات نشان می‌دهد که $\Delta E \cdot T$ واقعاً ثابت است. دو تصویر پایین سمت راست، طیف متناظر با تصویر نشان داده شده است. شماره کانال، ارتفاع تپ حاصلضرب $\Delta E \cdot T$ 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.

شماره‌گرهای تناسبی چندسیمی

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



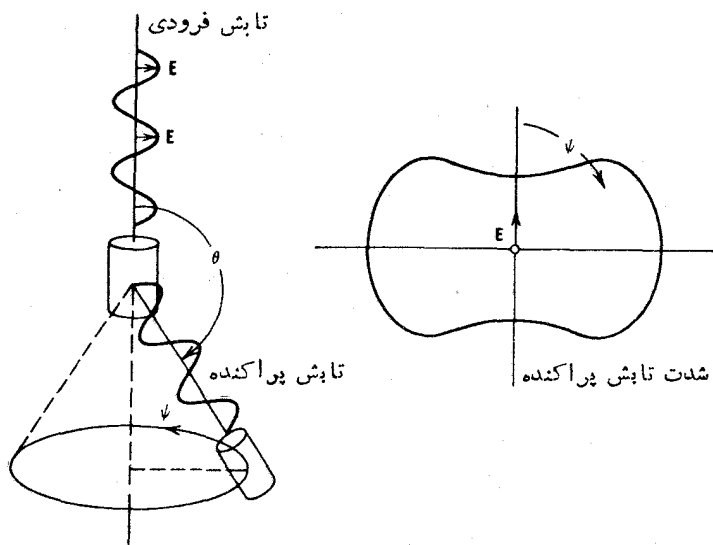
شکل ۴۲.۷ نمودار ساده‌ای از یک شمارگر تناسبی چندسیمی. عبور ذره باردار از مجاورت یکی از سیمهای آند بهمنی به وجود می‌آورد که به عنوان یک علامت منفرد فقط روی همان سیم خوانده می‌شود. بنا بر این می‌توان محل ذره را با دقتی در حدود فاصله بین سیمها تعیین کرد. سیمها و پنجره‌های ورودی و خروجی فوق‌العاده نازک‌اند، 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 یا 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 \mathbf{E} میدان تابش الکترومغناطیسی تعیین می‌شود.

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

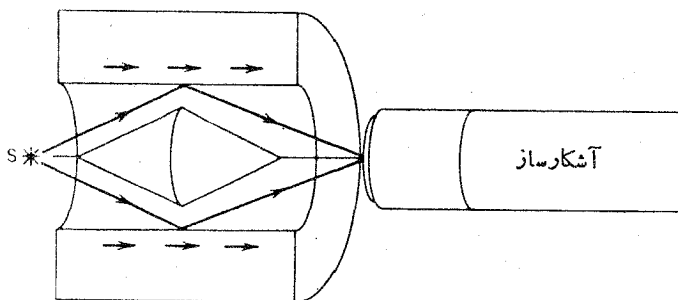


شکل ۴۳.۷ يك قطب‌سنج کامپتون. با حرکت آشکارساز درمختصات استوانه‌ای و به‌ازای مقادیر مختلف ψ ، شدت تابش پراکنده به علت بستگی فرایند پراکندگی کامپتون به قطبیدگی تغییر می‌کند. با اندازه‌گیری شدت تابش پراکنده در دو یا چند زاویه ψ ، می‌توان صفحه قطبش (یا راستای E) را استنتاج کرد.

قطبیدگی خطی تابش فرودی را تعیین کنیم. روش دیگر، که غالباً برای اندازه‌گیری قطبش دایره‌ای به‌کار می‌رود، بر مبنای احتمال پراکندگی فوتونها از الکترونهای قطبیده مواد 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 پاد موازی بودن اسپینهای آنها بستگی دارد. اصل پاولی 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 پاولی به‌کار نمی‌رود و در انرژیهای کم مقدار سطح مقطعا 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 آهن‌پراکننده شده است. وادون‌سازی جهت مغناطیس (با معکوس کردن جریان آهن‌پرای الکترونیکی) 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 خواند.

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 طیف‌سنجها، 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

۱. با استفاده از بردهای داده‌شده در شکل ۲۰۷، بردهای زیر را محاسبه کنید: (الف) يك ذره آلفای 10 MeV در طلا؛ (ب) يك پروتون 5 MeV در بزرلیم؛ (ج) يك پروتون 1 MeV در آب. بردها را بر حسب سانتی‌متر بیان کنید.
۲. برد ذرات ${}^3\text{H}$ و ${}^3\text{He}$ با انرژی 400 MeV را در آلومینیم (بر حسب سانتی‌متر) محاسبه کنید.
۳. 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 باضرب ۱۰۱۲ 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، به‌طور متوسط ۱۰۰ شمارش در ثانیه تولید می‌کند. این شمارگر به‌صورت 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 10^4 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 تک‌انرژی با انرژی نسبتاً بالا گسیل می‌کند، شامل سه قله مشخص در ارتفاعات ۷۳۸، ۶۴۹ و ۵۶۰ V 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 لیدهای کامپتون را در طیف پرتو گامای 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 مورد 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 به‌تنهایی 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 كل 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.

۱۵. 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 کنند. 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.)

۱۶. 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 غلنکها 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 1.0 mm در دست برابر 50% باشد. بازده آشکارسازی، وقتی که ورقه ای در کار نیست، برابر 1% است. برای برنامه ریزی کار غلنکها، 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.

۱۷. 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 هلیوم تشکیل می‌شوند. در آزمایشهای رادرفورد، ذرات با نفوذ از دیواره‌ای نازک وارد يك اتاقک تخلیه شده می‌شدند و پس از چند روز گردآوری، طیف‌نمایی اتمی وجود گاز هلیوم را در اتاقک 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 آلفازا

گسیل آلفازا 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 [۲۳۲] (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 ${}^8\text{Be}$ یا ${}^{12}\text{C}$ ، 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 مادهای مختلف واپاشی [۲۳۲].*

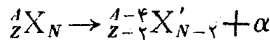
انرژی آزاد شده (MeV)	ذره گسیل شده	انرژی آزاد شده (MeV)	ذره گسیل شده
+۵۸۴۱	${}^4\text{He}$	-۷۷۲۶	n
-۲۸۵۹	${}^5\text{He}$	-۶۸۱۲	${}^1\text{H}$
-۶۱۹	${}^6\text{He}$	-۱۵۷۷۵	${}^2\text{H}$
-۳۷۲۹	${}^7\text{Li}$	-۱۵۷۲۴	${}^3\text{H}$
-۱۹۹۴	${}^8\text{Li}$	-۹۹۹۲	${}^4\text{He}$

* 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 $\gamma 10^{16}$ 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 خورد 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 (تاتکانه خطی پایسته بماند). بنا بر 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. بنا بر 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 ۱.۸ فهرست شده است.) مقادیر Q را می توان از جدول 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 $931.5 \text{ MeV}/u$ 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 ناسبیتی 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

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

به علت کوچکی نسبت جرمها در مقایسه با ۱ (به خاطر داریم که X' نماینده یک هسته سنگین است)، نوشتن این نسبت به صورت 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 طیف‌سنج 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 به علت کوتاه بودن عمر X' اندازه‌گیری مستقیم جرم آن امکان‌پذیر نیست.

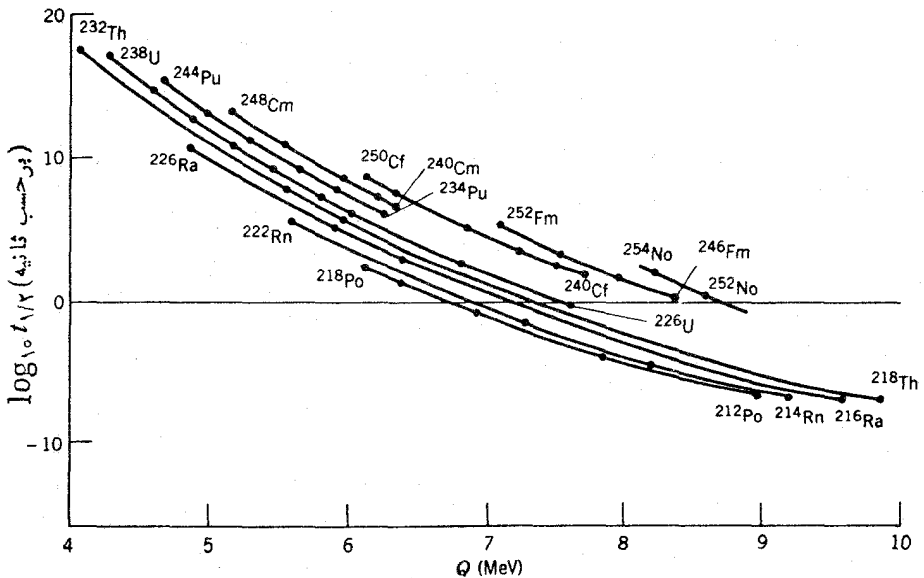
۳.۸ رده‌بندی واپاشی آلفا

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.

چنانکه در مسوارد حدی ^{232}Th ($10^{10} \times 1.04$ ؛ $Q = 4.08 \text{ MeV}$) و ^{238}Th ($10^{-7} \times 1.0$ ؛ $Q = 9.85 \text{ MeV}$) 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، پراکنده‌گی قابل ملاحظه‌ای را از روند عمومی گایگر - ناتال نشان می‌دهد. اما اگر فقط آلفا گسیلها 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 Q 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.

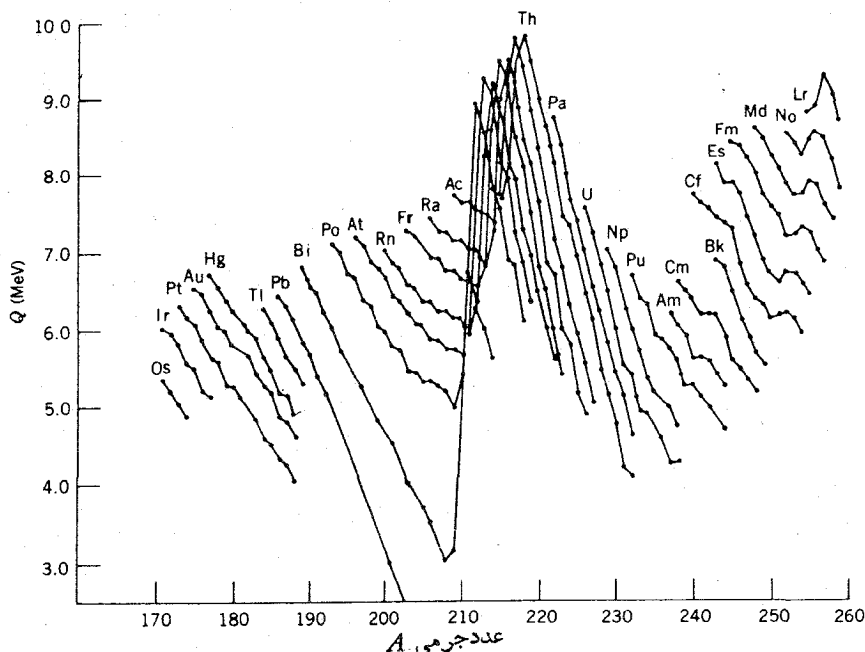


شکل ۱۰۸ رابطه معکوس بین نیمه‌عمر واپاشی آلفا و انرژی واپاشی که قاعده گایگر - ناتال خوانده می‌شود. فقط هسته‌های Z زوج و N زوج نشان داده شده‌اند. خطوط پر نقاط تجربی را به هم وصل می‌کنند.

شکل ۲.۸ رابطه سیستماتیک مهم دیگری را برای آلفاگسیلها نشان می دهد. در مرحله اول با توجه به اطلاعات مربوط به $A > 212$ ، ملاحظه می شود که افزودن نوترون به هسته سبب کاهش انرژی فروپاشی می شود که در این صورت بنا بر قاعده گایگر - ناتال نیمه عمر افزایش می یابد، و هسته پایدارتر می شود. ناپیوستگی بارزی را که در نزدیکی $A = 212$ برای $N = 126$ می بینیم می توانیم دلیل دیگری بر ساختار پوسته ای هسته بدانیم. بستگی سیستماتیک Q به A با پیش بینی فرمول نیمه تجربی جرم، معادله (۲۸.۳)، قابل مقایسه است

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

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



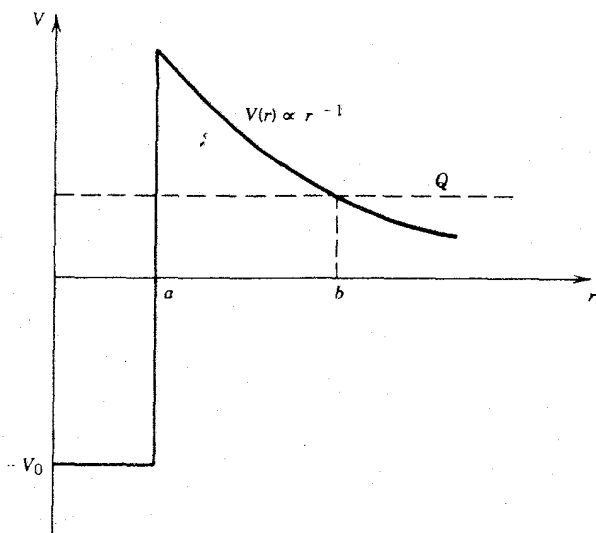
شکل ۲.۸ انرژی آزاد شده در واپاشی آلفا برای زنجیره های ایزوتوپی مختلف هسته های سنگین. برخلاف شکل ۱.۸ ایزوتوپهای A فرد و A زوج هر دو نشان داده شده اند، و پراکنده های ناشی از فرد و زوج بودن کوچک است. اثرات بسته شدن پوسته در $N = 126$ (فروفتگی بزرگ در شکل) و $Z = 82$ (فاصله بیش از مقدار متوسط بین زنجیره های Pb ، Bi ، Po و موضوع قابل مشاهده است.

در معادله (۹.۸) از تقریب $A \gg Z$ 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 ^{232}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 به طور صحیح پیش‌بینی می‌کند، اگرچه تغییرات Q بر حسب A از مقدار واقعی‌اش کوچکتر است (این رابطه، مقدار $\Delta Q = -0.17 \text{ MeV}$ را به ازای تغییر واحد در A به دست می‌دهد، در حالی که برای Th مقدار متوسط مشاهده شده برابر $\Delta Q = -0.40 \text{ MeV}$ به ازای 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 چندانانی برای وجود ذره α به طور 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 چاه‌های 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 هتسکل از ذره α هسته دختر بر حسب فاصله بین آنها. در داخل حصار هسته در $r = a$ انرژی پتانسیل به صورت چاه مربعی 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 هیچ یک از دو طرف وارد این ناحیه شود، همان‌طور که یک توپ تیس 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 «نشت» 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 نشت به اندازه‌ای کوچک است که ذره α به‌طور متوسط باید قبل از فرار تقریباً 10^{28} 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 ۱۰.۳ و ۱۱.۱ (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، تونل‌زدن در سد، به‌صورتی که نیروی هسته‌ای بین ذره و هدف بتواند سبب واکنش هسته‌ای شود، فرایندی نسبتاً غیرمحتمل است.

در تحلیل نظری واکنشهای هستهای توسط ذرات باردار، برای محاسبه احتمال نفوذ در سد از صورتبندی مشابه واپاشی آلفا استفاده می‌شود. واکنشهای همجوشی، نظیر آنچه سبب آزاد شدن انرژی در ستارگان می‌شود، نیز با استفاده از رهیافت نفوذ در سد تحلیل می‌شوند [بخش ۲۰۱۴ (جلد دوم، ترجمه فارسی) را ببینید].

ثابت فروپاشی یک نوع هسته آلفاگسیل، بنا بر نظریه یک 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 $r \ll a$ بسیار شبیه «توپ بیلپارد» 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 $r \ll a$ به دست آوریم. اگر عمق چاه را برابر $V_0 \approx 35 \text{ MeV}$ بگیریم، برای ذره‌ای با انرژی $Q = 5 \text{ MeV}$ داریم $Q \approx 6 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$. 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 یک بعدی بخش ۳۰۲، به دست آورد. ابتدا از نتیجه مسئله یک 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 یک بعدی بود که برای پتانسیل $1/r$ کولنی مستقیماً قابل استفاده نیست، ولی با این کار می‌توانیم دستکم بروردی 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

$$B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{zZ'e^2}{a} \quad (11.0.8)$$

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 متوسطی برابر $(B - Q)/2$ در نظر گرفت. به طور مشابه می‌توان یک پهنای متوسط برابر $(b - a)/2$ انتخاب کرد. بنابراین عامل k در معادله (۳۹.۲) به صورت $(B - Q)/2 \cdot \sqrt{2m/\hbar^2}$ درمی‌آید. برای یک نمونه هسته سنگین ($Z = 90$ ، $a = 7.5 \text{ fm}$)، ارتفاع سد B در حدود 34 MeV و در نتیجه k در حدود 1.6 fm^{-1} است. شعاع b که در آن ذره α سد را «ترك می‌کند»

با مساوی گرفتن انرژی ذره 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 $(b-a) \gg \lambda$ است و می‌توان معادله (۳۹.۲) را به صورت تقریبی زیر نوشت

$$P \approx e^{-2k_0 \cdot (1/2)(b-a)} \quad (13.8)$$

ذیرا 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 $\lambda \sim 10^{-3} \text{ s}$ و $\tau_{1/2} \sim 7000 \text{ s}$. یک تغییر مختصر Q و تنزل آن به 5 MeV مقدار P را به 1×10^{-30} و $\tau_{1/2}$ را به حدود 10^8 s تغییر می‌دهد. حتی این محاسبه تقریبی می‌تواند، مطابق شکل ۱۰.۸، تغییر چندین مرتبه‌ای بزرگی $\tau_{1/2}$ 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 $r = zZ'e^2 / 4\pi\epsilon_0 Q$ و 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

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

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 بازتولید روند نیمه عمرها در گستره‌ای 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 زاویه‌ای ذره آلفای خروجی را در نظر نگرفتیم، و هسته را کره‌ای به شعاع میانگین $1.75 A^{1/3} \text{ fm}$ فرض کردیم. تقریب اخیر بر نیمه عمرهای محاسبه شده تأثیر اساسی دارد. هسته‌های با $A \gg 235$ شدیداً تغییر شکل یافته‌اند و نیمه عمرهای محاسبه شده نسبت به تغییرات کوچک در شعاع میانگین فرضی فوق‌العاده حساس‌اند. برای مثال، تغییر شعاع میانگین به $1.75 A^{1/3}$ (تغییر ۴٪ در مقدار a) نیمه عمر را با ضریب ۵ تغییر می‌دهد! در حقیقت، به علت این حساسیت شدید، روش کار اغلب معکوس می‌شود - یعنی نیمه عمرهای اندازه‌گیری شده غالباً برای استنتاج شعاع هسته مورد استفاده قرار می‌گیرند. آنچه از محاسبه حاصل

جدول ۲۰۸ نیمه عمرهای محاسبه شده برای واپاشی آلفای ایزوتوپهای Th.

$t_{1/2}(s)$	$Q(\text{MeV})$	A	
محاسبه شده	اندازه گیری شده		
3.3×10^{-7}	۱۰-۵	۸۹۵	۲۲۰
6.3×10^{-5}	2.8×10^{-3}	۸۱۳	۲۲۲
3.3×10^{-2}	۱.۵۴	۷۳۱	۲۲۴
6.0×10^1	۱.۸۵۴	۶۴۵	۲۲۶
2.4×10^6	6.0×10^2	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.^۱

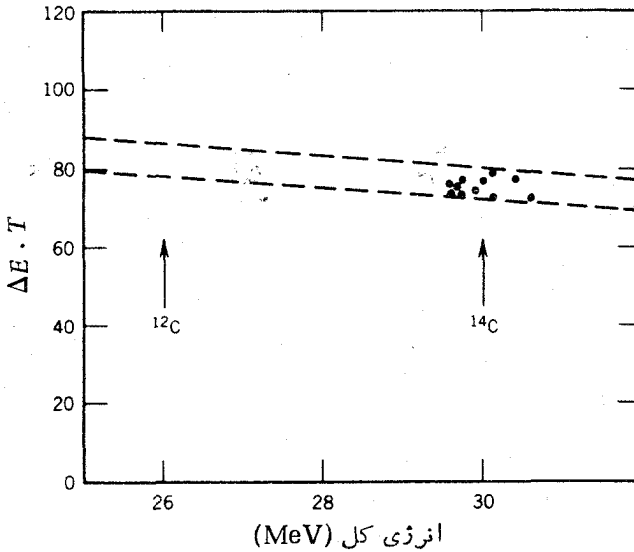
اگرچه این نظریهٔ بسیار ساده کاملاً صحیح نیست، ولی برآورد خوبی از نیمه‌عمرهای واپاشی به‌دست می‌دهد. همچنین ما را قادر می‌سازد که دلیل عدم تسری واپاشی به سایر ذرات سبک را، علی‌رغم مقدار مجاز Q ، درک کنیم. برای مثال، در واپاشی $^{208}\text{Po} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{220}\text{Th}$ مقدار Q برابر 321 MeV خواهد شد و بنا بر معادلهٔ (۱۸۰۸) برای واپاشی کربن‌زای ^{220}Th داریم $2.17 \times 10^6 \text{ s} = 23 \times 10^6$. این مقدار با ضریب 10^{12} طولانیتر از نیمه‌عمر واپاشی آلفازاست و در نتیجه واپاشی به‌سهولت قابل مشاهده نیست. این مد واپاشی که اخیراً مشاهده شده است، اولین نمونهٔ بک‌فرایند واپاشی خودبه‌خود با گسیل ذرهٔ سنگین‌تر از ذرهٔ آلفاست. ^{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 آلفازاست. شکل ۴۰۸ 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 ۴۰۸ انتهای پراورزی دنبالهٔ هذلولی مورد انتظار را برای مشاهدهٔ کربن‌نشان می‌دهد. با توجه به جدول جرم‌های اتمی، مقدار Q واپاشی برابر 318 MeV محاسبه می‌شود که (پس از تصحیح پس‌زنی) انرژی جنبشی ^{14}C را برابر 298 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 $333 \mu\text{Ci}$ 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 زمینی 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 پارهای واپاشی سنگینتر از جمله ^{24}Ne هم گزارش شده است. از سوی دیگر، می‌توانیم با استفاده از معادلهٔ (۱۸۰۸) و با قراردادن $z = 2$ ، 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).



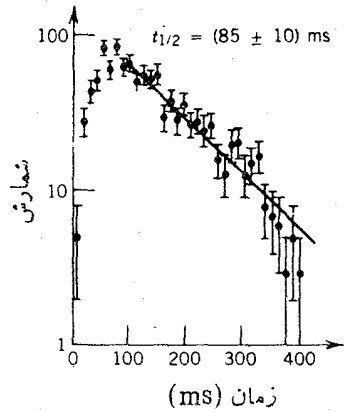
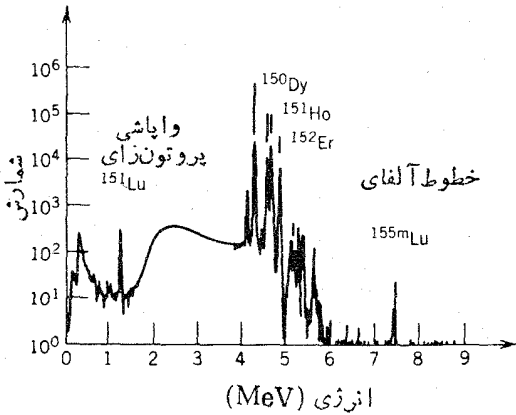
شکل ۴۰۸ قسمتی از دنباله‌دهندگانی $\Delta E \cdot T$ که تعداد ذرات مورد مشاهده ^{14}C را در اثر واپاشی ^{223}Ra نشان می‌دهد. خط‌چینها حدود مورد انتظار کربن را نشان می‌دهند. آشکارسازی ۱۱ مورد واپاشی ^{14}C در طی مدت ۶ ماه شمارش حاصل شده است.

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 است. این نوع واپاشیها اخیراً در تعداد کمی از هسته‌های ناپایدار سرشار از پروتون، طی واکنشهای هسته‌ای بمباران هدف $N \approx Z$ با پرتا به‌های $N \approx Z$ ، 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 امکان‌پذیر 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 امکان‌پذیر است و در نتیجه در این حالت انرژی جداسازی پروتون منفی است. بانگامی به جدول جرم اتمی^۱ معلوم می‌شود که فقط با موارد معدودی از انرژی جداسازی منفی روبه‌رو 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 پرتا به‌های

1. A. H. Wapstra and G. Audi, *Nucl. Phys.*, A 432, 1 (1985).

2. Hofmann *et al.*, *Z. Phys. A* 305, 111 (1982).

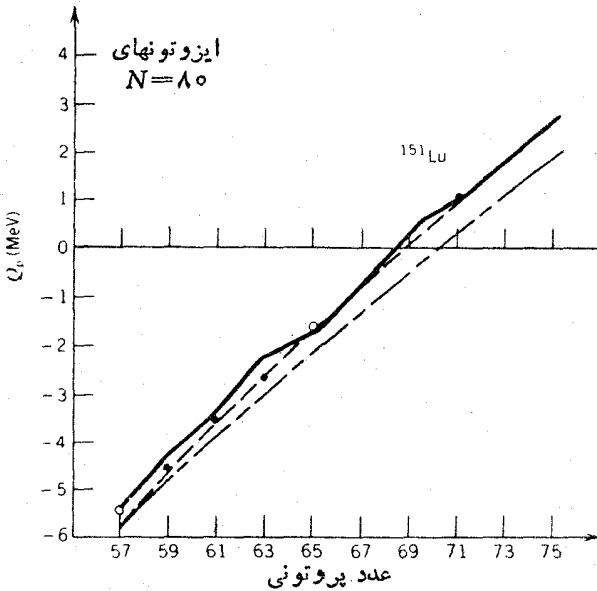


شکل ۵.۸ (چپ) طیف ذرات باردار گسیل شده در واپاشیهای محصولات واکنش هسته‌ای $^{96}\text{Ru} + ^{58}\text{Ni}$. قله‌های پس از 4 MeV نماینده واپاشیهای آلفازاست، قله 2.2 MeV از گسیل پروتون حاصل شده است. (راست) با توجه به افت قله پروتون در طی زمان، نیمه عمر واپاشی پروتون‌زا برابر 85 ms به دست می‌آید.

^{58}Ni بمباران شد. شکل ۵.۸ طیف ذرات سبک گسیل شده در اثر این واکنش را نشان می‌دهند. قله‌های پراثری تر مربوط به واپاشیهای آلفا از هسته‌های ناپایدار تولید شده در واکنش در حوالی $A = 150$ است. قله 1.239 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 85 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 برون‌یابیهای 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 $177 \mu\text{s}$ 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.



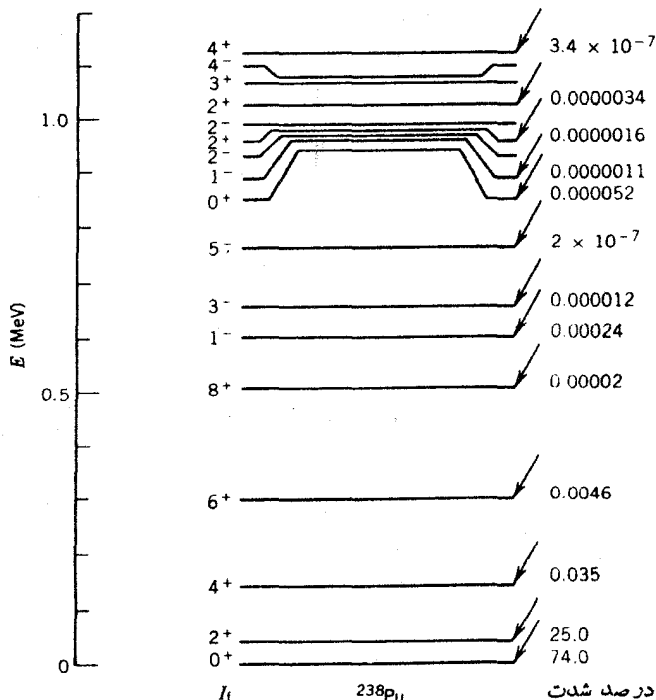
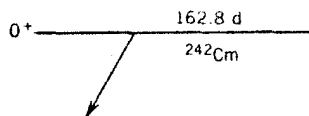
شکل ۶۰۸ انرژیهای واپاشی پروتون‌زا در ایزوتونهای $N=80$. خطوط پر از محاسبات نظری مبتنی بر فرمولهای جرم هسته‌ای (مانند فرمول نیمه تجربی جرم) حاصل شده‌اند. انرژی واپاشی فقط برای ^{151}Lu مثبت است.

۵.۸ تکانه زاویه‌ای و پارینه در واپاشی آلفا

تا کنون از بحث در مورد تکانه زاویه‌ای ذره آلفا صرف‌نظر 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 I_α نشان می‌دهیم. بنابراین، تابع موج ذره α با Y_{lm} نشان داده می‌شود که در آن $l = I_\alpha$ است. در نتیجه، تغییر پارینه در گسیل α به صورت $l^\alpha (-1)$ است، و قاعده گزینش پارینه که گذارهای مجاز و مطلقاً ممنوع را با توجه به پایستگی پارینه مشخص می‌کند، چنین می‌شود: اگر پارینه‌های اولیه و نهایی یکسان باشند l_α باید زوج، و در صورت مختلف بودن پارینه‌ها l_α باید فرد باشد.

در مطالعه 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، 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 (۶۰.۲) دیدیم که «پتانسیل مرکز گریز» $\frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2}$ 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 در سمت 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 دلایل، 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 77.05% ؛ و برای 8^+ شدت $5-10 \times 84\%$. این نتایج با شدتهای مشاهده شده توافق دقیق ندارند ولی ایده‌ای تقریبی از منشأ کاهش شدت به دست می‌دهند.

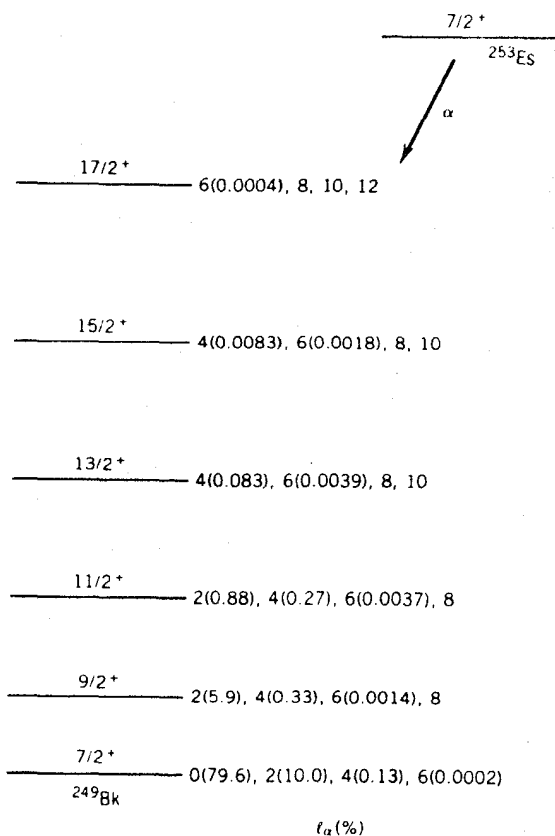
در بالای نوار حالت پایه، شدتهای واپاشی آلفا بسیار کوچک و از مرتبه 10^{-6} تا 10^{-1} شدت واپاشی کل می‌شود. این مسئله ناشی از هماهنگی ضعیف تابع موجهای اولیه و نهایی است. بسیاری از این حالات برانگیخته از ارتعاشات یا برانگیزشهای ذره‌ای زوج شکنی حاصل می‌شوند که هیچ شباهتی به حالت پایه تزویج شده بدون ارتعاش 0^+ در 24 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 968.0 و 986.0 MeV ، حالت 3^+ در انرژی 570.1 و حالت 4^- در 83.0 MeV . واپاشی آلفا با این حالتها با توجه به قاعده گزینش پارته مطلقاً ممنوع است. برای مثال، واپاشی $3 \rightarrow 0$ باید دارای $3 = I_\alpha$ باشد که مستلزم تغییر پارته بین حالتهاى 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 پارته شوند، و بنابراین واپاشیهای $2^- \rightarrow 0^+$ و $4^- \rightarrow 0^+$ مجاز نیستند.

اگر اسپین هیچ يك از حالتهاى 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 پارته)، و طبق قوانین جفت شدگی، تکانه زاویه‌ای داریم $4 \leq I_\alpha \leq 0$. بنابراین، این واپاشی تحت شرایط I_α مساوی ۱ یا ۳ امکان پذیر است. سؤال بعدی که پیش می‌آید این است که کدام يك از حالتهاى 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 يك 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 $I = 1$ را تابع $Y_1(\theta, \phi)$ تعیین می‌کند، در حالی که واپاشی آلفاى $I = 3$ از توزیع $Y_3(\theta, \phi)$ به دست می‌آید. اصولاً، با تعیین توزیع فضایی این واپاشیها می‌توان اندازه‌های نسبی مقادیر مختلف I 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 چار قطبی 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، معمولا به دماهای کمتر از 10^{-4} K نیاز داریم (یعنی کمتر از 10^{-4} 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



I_α (%)

شکل ۸.۸ شدت مؤلفه‌های مختلف تکانه زاویه‌ای در واپاشی ^{253}Es . برای $l = 8$ 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 بنابراین باید در سد نازکتر و کوتاهتری نفوذ کند. بنابراین 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 ۳ تا ۴ بار محتملتر از گسیل از استواست.

۶.۸ طیف نمایی واپاشی آلفا

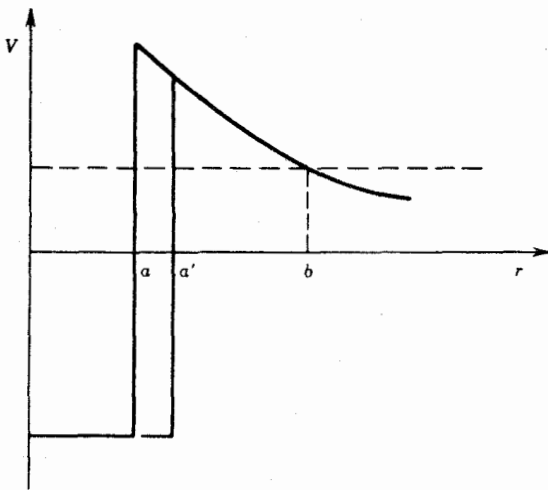
آخرین مطلب مورد بحث در واپاشی آلفا این است که با مطالعه واپاشی آلفا چه اطلاعاتی از ترازهای هسته‌ای به دست می‌آوریم.

برای مثال، واپاشی ۵۳ ساعتی ^{251}Fm را به ترازهای ^{247}Cf در نظر می‌گیریم. (ترازهای ^{247}Cf در اثر واپاشی بتازای ^{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.)

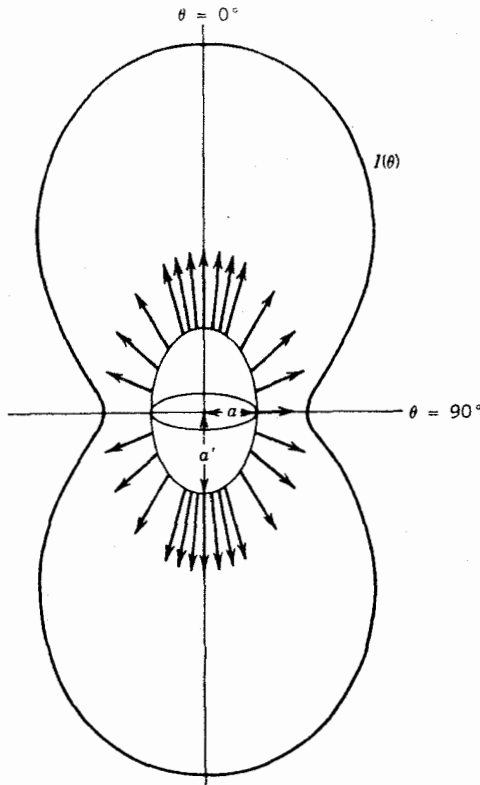
شکل ۱۱.۸ طیف انرژی حاصل از واپاشیهای آلفای ^{251}Fm را نشان می‌دهد. چنانکه می‌بینید، ۱۳ گروه متمایز ذره آلفا در این طیف قابل تشخیص‌اند، که هر گروه احتمالاً واپاشی به یک حالت برانگیخته خاص ^{247}Cf را نشان می‌دهد. چگونه می‌توانیم این اطلاعات را برای بازسازی طرح تراز ^{247}Cf به کار ببریم؟ بر اساس طیف 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.

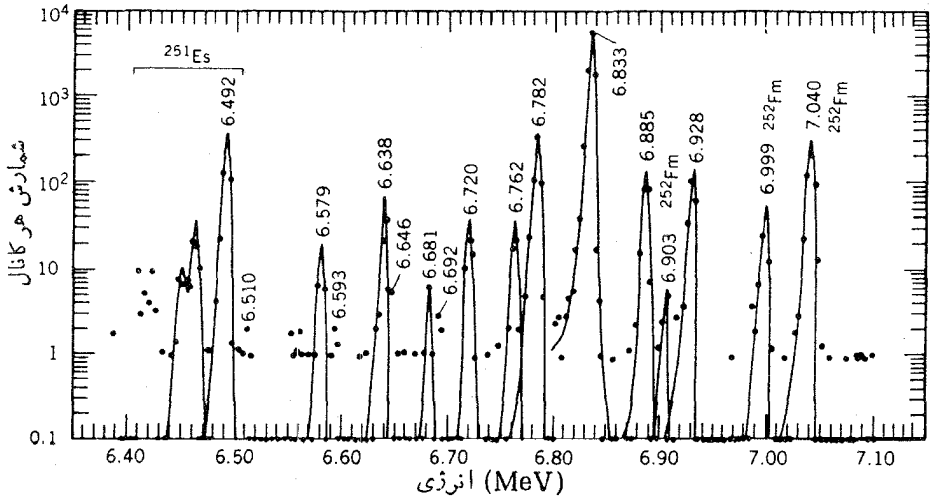
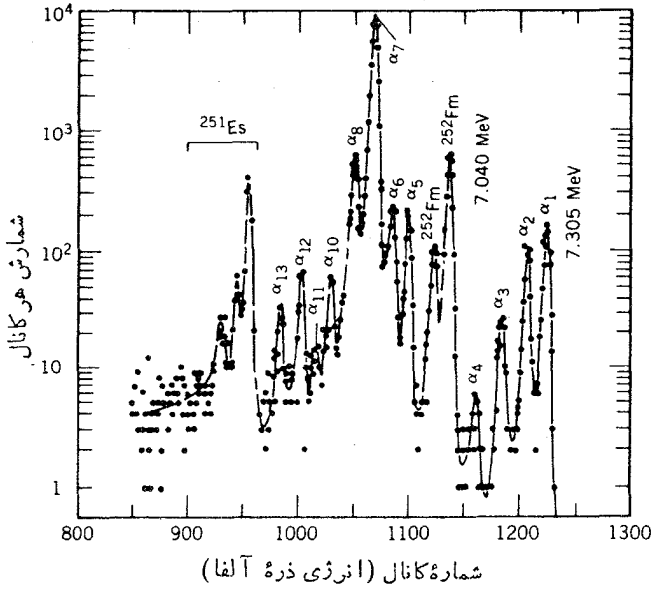
حالات برانگیخته مختلف ^{247}Cf با گسیل فوتونهای پرتو گاما به سرعت به حالت پایه واپاشیده می‌شوند، بنابراین برای به دست آوردن طرح واپاشی اطلاع از انرژیها و شدتهای پرتوهای گاما نیز مفید است. شکل ۱۲.۸ پرتوهای گامای مشاهده شده، و جدول ۴.۸ انرژیها و شدتهای به دست آمده را نشان می‌دهد.

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



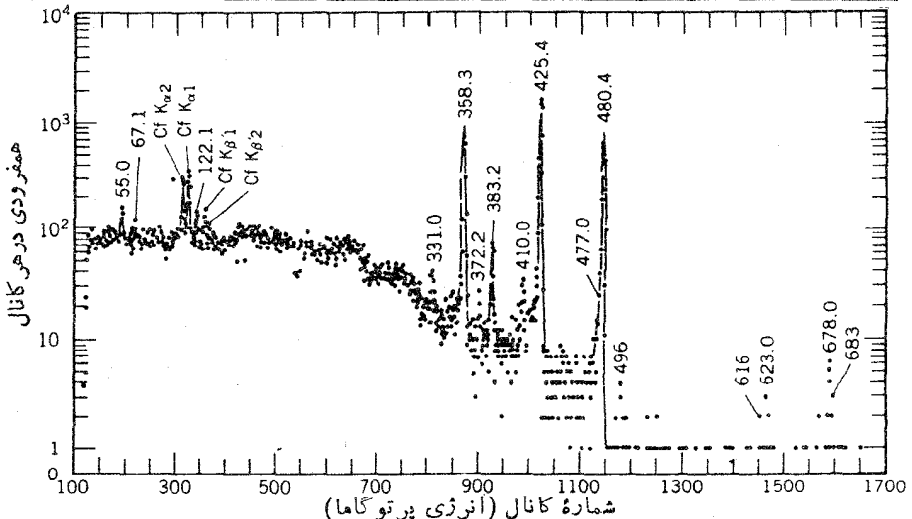
شکل ۹۰۸ در یک هسته تغییر شکل یافته، ذرات آلفایی که از محل قطبها خارج می‌شوند در فاصله جدایی بزرگتر a' وارد سد کولنی می‌شوند، و بنا بر این باید در سد کوتاهتر و نازکتری نفوذ کنند. بدین سان، احتمال مشاهده گسیل α در محل قطبها بیشتر از محل استواست.





شکل ۱۱۰۸ 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.

گروه α	انرژی α (keV)	انرژی واپاشی (keV)	انرژی حالت برانگیخته (keV)	شدت α (%)
α_1	7305 ± 3	7423	0	1.5 ± 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	1.8 ± 0.1
α_6	6885 ± 2	6996	427	1.7 ± 0.1
α_7	6833 ± 2	6944	479	87.0 ± 0.9
α_8	6782 ± 2	6892	531	4.8 ± 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 ۱۲۰۸ طیف پرتوگامای ناشی از ^{251}Fm در همفرودی با تمام واپاشیهای آلفازا در گستره 6.5 تا 7.7 MeV. این طیف با استفاده از آشکارساز Ge(Li) به دست آمده است.

جدول ۴-۸ پرتوهای گامای ^{247}Cf در پی واپاشی آلفای ^{251}Fm .

شدت (درصد واپاشیها)	انرژی (keV)	شدت (درصد واپاشیها)	انرژی (keV)
51 ± 4	42594 ± 0.1	0.58 ± 0.08	5590 ± 0.2
0.54 ± 0.08	47790 ± 0.3	0.28 ± 0.05	6791 ± 0.2
21 ± 2	48094 ± 0.1	0.28 ± 0.05	12291 ± 0.2
~ 0.08	496 ± 1	0.35 ± 0.07	33190 ± 0.3
~ 0.05	616 ± 1	17 ± 1.5	35893 ± 0.1
0.07 ± 0.02	62390 ± 0.8	0.25 ± 0.05	37292 ± 0.4
0.26 ± 0.06	67890 ± 0.8	192 ± 0.13	38292 ± 0.3
~ 0.04	683 ± 1	0.50 ± 0.07	41090 ± 0.3

است، زیرا واپاشیهای آلفای $0^+ \rightarrow 0^+$ بسیار قوی هستند و هیچگونه ممنوعیتی در اثر تفاوت تابع موجهای حالت‌های ابتدایی و انتهایی هسته به وجود نمی آید. 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 کم انرژی‌تر نسبت به حالت پایه فقط 55 keV تفاوت انرژی دارد. اگر فرض کنیم که این واپاشی به اولین حالت برانگیخته منجر شود، آنگاه با مشاهده 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 آلفای بعدی به حالت برانگیخته‌ای که $3 \text{ keV} \pm 123$ بالاتر از حالت پایه است منجر می‌شود، و در بین پرتوهای گاما هم انرژی 12291 keV وجود دارد که با گذار از دومین حالت برانگیخته به حالت پایه متناظر است. همچنین با انرژی گذار $(5590 - 12291) \text{ keV} = 6791 \text{ keV}$ روبه‌رو می‌شویم که ناشی از گذار بین دومین و اولین حالت برانگیخته است.

فرض می‌کنیم که این سه حالت (با انرژیهای فرضی صفر، 5590 keV ، و 12291 keV) یک نوار دورانی تشکیل می‌دهند، که مطابق بحثی که در بخش ۳.۵ در مورد هسته‌های A فرد تغییر شکل یافته مطرح کردیم، دارای حالت‌هایی با تکانه زاویه‌ای $0, 1, 2, \dots, I$ هستند که در آنها I 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

$$\begin{aligned} \Delta E_{\gamma_1} &\equiv E_{\gamma} - E_1 = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [(\Omega + 1)(\Omega + 2) - \Omega(\Omega + 1)] \\ &= \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} 2(\Omega + 1) \end{aligned} \quad (19.8)$$

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

$$\begin{aligned} \Delta E_{\gamma_2} &\equiv E_{\gamma} - E_2 = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [(\Omega + 2)(\Omega + 3) - \Omega(\Omega + 1)] \\ &= \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} 2(2\Omega + 3) \end{aligned} \quad (20.8)$$

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 $\hbar^2/2\mathcal{J} = 611 \pm 0.02 \text{ keV}$. بنابراین، به نظر می‌رسد که این سه حالت یک نوار دورانی با $I = 7/2, 9/2, 11/2$ را تشکیل می‌دهند. با نتایج به دست آمده می‌توان انرژی حالت $13/2$ را پیش‌بینی کرد

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

و برای حالت $15/2$

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

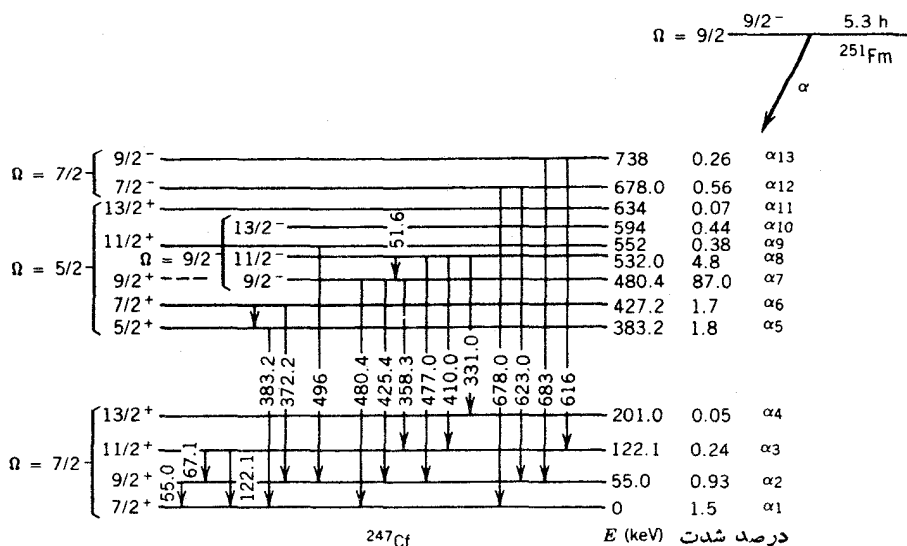
ظاهراً حالت $13/2$ از واپاشی بسیار ضعیف α حاصل می‌شود، ولی واپاشیهای گام‌زای آن ممکن است آنچنان ضعیف باشد که اثری از آن در طیف شکل ۱۲.۸ مشاهده نشود. واپاشی به حالت $15/2$ هنوز مشاهده نشده است.

حالات باقیمانده را می‌توان به کمک مطالعات هم‌فردی 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 بدنبال واپاشی آلفا گسیل می‌شوند ثبت خواهند شد (حتی آنهایی که مانند گسیل دوگامای پیاپی به‌طور غیرمستقیم گسیل می‌شوند). ارتباط هم‌فردیهای مشاهده شده به شرح زیر است:

پر توهای گاما (keV)	دریچه همفرودی
۳۸۳۲	α_5
۳۸۳۲، ۳۷۲۲	α_6
۴۸۰۴، ۴۲۵۴، ۳۵۸۳، ۱۲۲۱، ۶۷۱، ۵۵۰	α_7
۴۸۰۴، ۴۷۷۰، ۴۲۵۴، ۴۱۰۰، ۳۵۸۳، ۳۳۱۰	α_8
۶۷۸۰، ۶۲۳۰	α_{12}

واپاشی α_5 منجر به حالت برانگیخته‌ای با انرژی 3832 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 پرتوگامای همفرود با این انرژی که نماینده گذار مستقیم به حالت پایه است، وجود ندارد. اما با گذاری با انرژی 3722 keV روبرو می‌شویم که وقتی به 550 keV افزوده شود، مقدار 4272 keV که به انرژی این حالت بسیار نزدیک است حاصل می‌شود. بنا بر این، نتیجه می‌گیریم که این حالت برانگیخته با انرژی 4272 keV به اولین حالت برانگیخته با انرژی 550 keV واپاشیده می‌شود. به علاوه، یک گذار همفرودی در انرژی 3832 keV هم وجود دارد که در این صورت این حالت 4272 keV باید با گسیل یک پرتو γ با انرژی $440 \text{ keV} = 3832 - 4272$ به حالت تثبیت شده قبلی در 3832 keV واپاشیده شود؛ این پرتو γ هنوز مشاهده نشده است. واپاشی α_7 به حالت 4804 keV ، واپاشی به حالت پایه و حالت‌های 550 keV و 1221 keV را نشان می‌دهد ($4804 = 4254 + 550$ و $4804 = 3583 + 1221$). همین‌طور، واپاشی α_8 به حالت 5320 keV ، نمایانگر گذارهای مستقیم به حالت‌های پایتتر ($5320 = 4100 + 1221 + 3310 = 5320$)، $5320 = 4770 + 550$ است، در حالی که واپاشی مستقیم به حالت پایه وجود ندارد. این واپاشی همچنین گذارهای همفرودی ناشی از تراز 4804 keV را نشان می‌دهد، که در این صورت باید گذاری با انرژی $(5320 - 4804) = 516 \text{ keV}$ نیز وجود داشته باشد. به طور مشابه، سایر واپاشیهای آلفازا و بتازا را بررسی می‌کنیم. شکل ۱۳.۸ همین طرح‌های واپاشی را نشان می‌دهد.

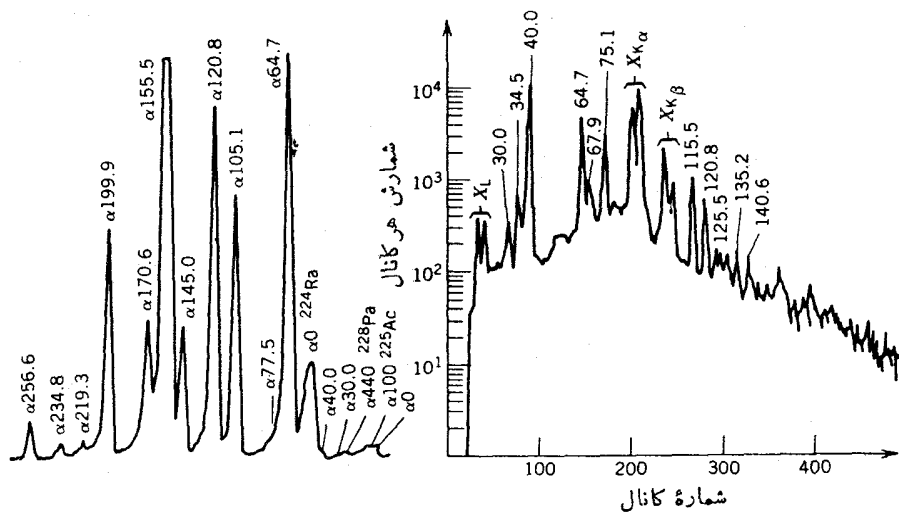
برای حالات بالاتر از نوار حالت پایه، تعیین اسپین و تکانه زاویه‌ای ذاتی Ω به آسانی نوار دورانی حالت پایه نیست. برای این منظور، به اطلاعات دیگری از واپاشیهای گاما نیاز داریم؛ که اندازه گیریهای مربوط به آنها در فصل ۱۰ مورد بررسی قرار گرفته‌اند. به شاخه قوی α در انرژی 4804 keV توجه کنید. دلیل این امر، یکسان بودن تابع موجهای حالات ابتدایی و انتهایی است - که هر دو از حالت تک ذره‌ای تغییر شکل یافته



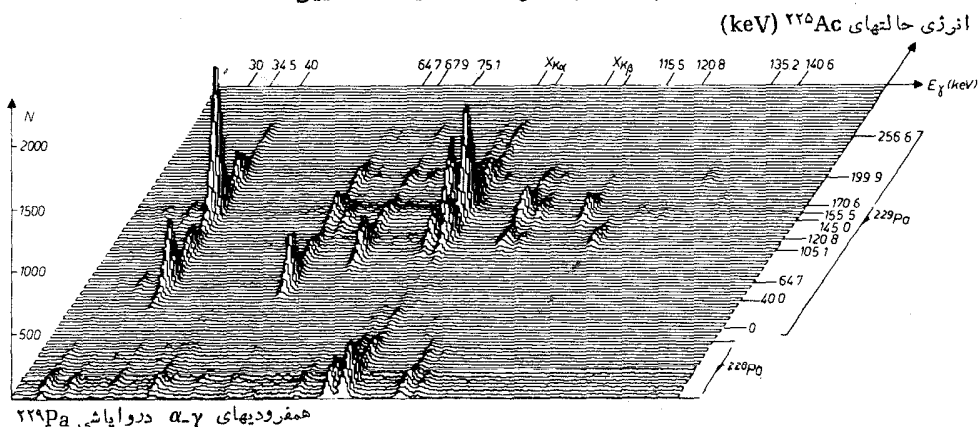
شکل ۱۳۰۸ طرح واپاشی ^{251}Fm به ترازهای ^{247}Cf که از طیف‌نمایی α و γ استنتاج شده است. اسپین ترازهای بالاتر با استفاده از تکنیک‌های پرتو γ و تبدیل داخلی که در فصل ۱۵ توضیح داده شده‌اند، تعیین شده است.

$\Omega = 9/2$ 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.

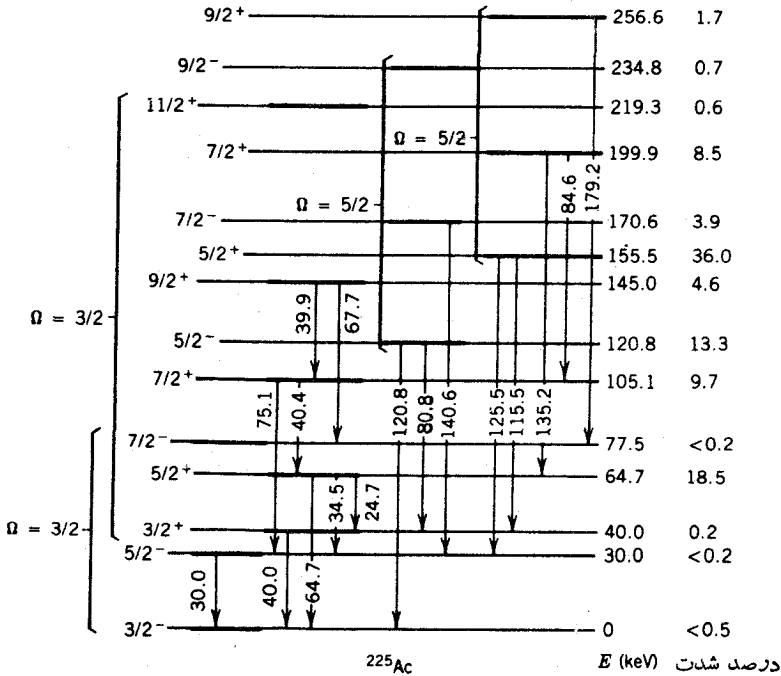
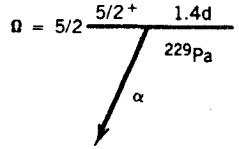
مثال دیگری از مطالعه طیف‌نمایی هسته‌ای با استفاده از واپاشی آلفا در شکلهای $^{140.8}$ تا $^{160.8}$ نشان داده شده است. شکل ۱۴۰۸ طیف‌های α و γ ناشی از واپاشی $^{229}\text{Pa} \rightarrow ^{225}\text{Ac}$ را نشان می‌دهد و چنانکه می‌بینید، واپاشی به حالت پایه (که با α_0 نشان داده شده است) قابل تأیید نیست. در این مورد هم، هم‌فرودیه‌های α - γ به روشن کردن طرح واپاشی کمک می‌کنند، و یک روش بسیار آموزنده نمایش هم‌فرودیه‌ها را در شکل ۱۵۰۸ نشان داده‌ایم. هرقله 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 پارامتر 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؛ بنابراین از 105.1 keV واپاشی منجر به حالت برانگیخته 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.



شکل ۱۵۰۸ نمایش سه‌بعدی (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 .

$\Omega = 3/2, 5/2$. به هسته واپاشنده ^{229}Pa اسپین - پارته $(5/2)^+$ 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 گسروه مشاهده شده α با بیشترین انرژی ($\alpha_{64.7}$ یا $\alpha_{30.0}$) اگر با دقت بنگریم) را متناظر با گذار به حالت پایه در نظر می‌گیریم، مرکب خطا می‌شویم.

مراجع مطالعات تکمیلی

بخشهای مشروحتری از واپاشی آلفا را می‌توان در فصل ۱۶ کتاب

و فصل ۱۳ کتاب

- I. Kaplan, *Nuclear Physics* (Reading, MA: Addison - Wesley, 1955),
یافت. برای مروری بر نظریه واپاشی آلفازا 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 آلفازا در طیف نمایی 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

- ۰۱ مقدار Q را برای واپاشیهای زیر به دست آورید:
(الف) ${}^{243}\text{Am} + \alpha \rightarrow {}^{239}\text{Bk}$ ؛ (ب) ${}^{251}\text{Cf} \rightarrow {}^{247}\text{Cm} + \alpha$ ؛
(ج) ${}^{227}\text{Ra} + \alpha \rightarrow {}^{223}\text{Th}$.
- ۰۲ برای واپاشیهای مسئله ۱، انرژی جنبشی و سرعت هسته دختر را پس از واپاشی تعیین کنید.
- ۰۳ با استفاده از جرمهای اتمی معلوم، مقدار Q را برای واپاشیهای زیر محاسبه کنید:
(الف) ${}^{238}\text{U} + \alpha \rightarrow {}^{242}\text{Pu}$
(ب) ${}^{204}\text{Pb} + \alpha \rightarrow {}^{208}\text{Po}$
(ج) ${}^{196}\text{Pt} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{208}\text{Po}$
(د) ${}^{208}\text{Pb} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^{210}\text{Bi}$
- ۰۴ در واپاشی ${}^{242}\text{Cm}$ به ${}^{238}\text{Pu}$ ، انرژی بیشینه α برابر 5.01 ± 0.09 keV است.
با معلوم بودن جرم ${}^{238}\text{Pu}$ ، جرم ${}^{242}\text{Cm}$ را محاسبه کنید.
- ۰۵ بالاترین انرژی ذرات آلفای گسیل شده در واپاشی ${}^{238}\text{U}$ به ${}^{234}\text{Th}$ برابر
 4.196 ± 0.004 keV است. با استفاده از این مقدار و جرم معلوم ${}^{238}\text{U}$ ، جرم ${}^{234}\text{Th}$ را
محاسبه کنید.
- ۰۶ با استفاده از اصل عدم قطعیت، کمینه سرعت و انرژی جنبشی يك ذره آلفای محبوس
در يك هسته سنگین را برآورد کنید.
- ۰۷ (الف) مقادیر Q رادرو واپاشیهای ${}^{224}\text{Ra} \rightarrow {}^{212}\text{Pb} + {}^{12}\text{C}$ و ${}^{224}\text{Ra} \rightarrow {}^{210}\text{Pb} + {}^{14}\text{C}$
محاسبه کنید. (ب) نیمه عمرهای این دو فرایند واپاشی را برآورد کنید. ${}^{224}\text{Ra}$ يك
هسته آلفا گسیل با نیمه عمر ۳.۶۶ روز است.
- ۰۸ مقدار Q واپاشی آلفازای ${}^{203}\text{Tl}$ ، با استفاده از جرم هسته‌های اولیه و نهایی، برابر

91 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 ($Q = 4869\text{ MeV}$)، مقادیر نیمه عمر انتظاری جهت تولید ^{222}Rn به شعاعهای ۷۵، ۸۵، ۹۵، 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 $Q = 6217\text{ MeV}$ ، 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 نانسیستی 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 R 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 بر حسب Z ، برای وقتی که A ثابت باشد، رسم کنید. از معادلهٔ (۹.۸) برای تحلیل این نمودار استفاده کنید.
- ۰۱۷ در واپاشی $^{224}\text{Th} \rightarrow ^{224}\text{Ra} + \alpha$ ، انرژی ذره آلفا با انرژی بیشینه برابر 58423 MeV و انرژی ذرهٔ بعدی برابر 58431 MeV است. (الف) واپاشی با انرژی بیشینه به حالت پایهٔ ^{224}Ra منتهی می‌شود. چرا این رویداد فرایندی طبیعی است؟ (ب) مقدار Q این واپاشی را از انرژی اندازه‌گیری شدهٔ α محاسبه کنید. (ج) انرژی اولین حالت برانگیختهٔ ^{224}Ra را محاسبه کنید.
- ۰۱۸ مقدار Q برای واپاشی $^{232}\text{U} \rightarrow ^{228}\text{Th} + \alpha$ برابر 4909 MeV است. انرژی حالات برانگیختهٔ ^{228}Th در این واپاشی برابر 29 ، 42 ، 72 ، و 97 keV است. انرژیهای پنج گروه از پرنرژی‌ترین 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 6113 ، 6070 ، 5977 ، 5817 ، و 5609 MeV است. هر حالت از طریق یک گذار γ به حالت بلافاصله پایینتر مرتبط می‌شود. انرژیهای پرتوهای گاما را محاسبه کنید.
- ۰۲۰ واپاشی آلفای هسته‌ای با جرم حدود 200 دارای دو مؤلفه با انرژیهای 49687 و 49650 MeV است. هیچیک از این مؤلفه‌ها به حالت پایهٔ هستهٔ دختر منتهی نمی‌شوند، ولی به دنبال هریک 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 واپاشنده 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 آلفای ^{244}Cm با شدت $10^{-4} \times 106\%$ به حالت برانگیختهٔ 0^+ هستهٔ ^{240}Pu با انرژی 861 MeV منتهی می‌شود، در حالی که شدت نسبی واپاشی به حالت پایهٔ 0^+ برابر 767% 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 به جرم حدود 240 ذرات آلفا با انرژیهای زیر (بر حسب MeV) گسیل می‌کند: (α_0) ، 58545 ، (α_1) ، 58513 ، (α_2) ، 58486 ، (α_3) ، 58496 ، (α_4) ، 58443 ، (α_5) ، 58417 ، و (α_6) ، 58389 . پرتوهای گامای زیر هم در هستهٔ دختر مشاهده شده‌اند (انرژیها بر حسب 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 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

شدت واپاشیهای $0, 2, 4, 6$ را در گذار به حالت پایه برآورد و آنها را با مقادیر اندازه گیری شده مقایسه کنید. (ب) با فرض برتری مؤلفه $l_\alpha = 2$ ، شدتهای نسبی واپاشیهای منتهی به حالت $(9/2)^+$ و $(11/2)^+$ را برآورد کنید. مقدار Q حالت پایه برابر 6747 MeV و حالتهای برانگیخته برابر 42 keV و 94 keV است.

۲۴. واپاشی $(I=7/2, \pi=+)$ ^{252}Es به دنباله‌ای از حالات پاریته 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 l_α را بیابید.

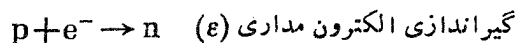
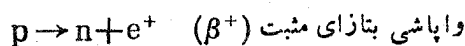
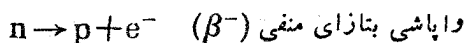
واپاشی بتازا

گسیل الکترونهاى منفى معمولى از هسته يکى از اولين پديده هاى واپاشى راديو اکتیوى بود که مشاهده شد. فرايند معکوس گيراندازى الکترون مدارى توسط هسته، تا سال ۱۹۳۸ مشاهده نشد. در اين سال آلوارز پرتوهاى α مشخصه گسيل شده در اثر پرشدن جاى خالى الکترونهاى گيراندازى شده را آشکارسازى کرد. در سال ۱۹۳۴ ژوليو-کورى براى اولين بار فرايند گسيل الکترون مثبت (پوزيترون) در واپاشى راديو اکتیوى را، فقط دو سال پس از کشف پوزيترون در پرتوهاى کیهانى، مشاهده کردند. سه فرايند فوق ارتباط نزديک باهم دارند و تحت عنوان مشترک واپاشى بتازا رده بندى مى شوند.

اساسى ترين فرايند واپاشى بتازا تبديل يك پروتون به نوترون و يا يك نوترون به پروتون است. در يك هسته، واپاشى بتازا Z و N را يك واحد تغيير مى دهد $Z \rightarrow Z \pm 1$ ، $N \rightarrow N \mp 1$ به طورى که $A = N + Z$ ثابت مى ماند. بنا بر اين واپاشى بتازا راه ساده اى براى «فرولغز يدن» هسته هاى ناپايدار در سهمى جرم (برای مثال، شکل ۱۸.۳) با A ثابت و رسيدن به ايزوبار پايدار است.

برخلاف واپاشى آلفا، درک واپاشى بتازا آهنگک پيشرفت بسيار کندى داشته است و غالباً نتايج آزمائيشى به معماهاى جديدى منجر شده اند که نظريه هاى موجود را مورد ترديد قرار داده اند. همان طور که آزمائيشهاى اوليه رادرفورد نشان دادند که ذرات آلفا هسته هاى ${}^4\text{He}$ هستند، آزمائيشهاى اوليه در مورد ذرات بتاى منفى نشان دادند که اين ذرات داراى بار و جرم الکترون معمولى هستند. در بخش ۲.۱ در مورد دلايل 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 بر خلاف واپاشی آلفا است که طی آن می توان فرض کرد که ذره قبل از هسته موجود بوده است. بنا بر این فرایندهای اساسی واپاشی بتایی به قرار زیرند:

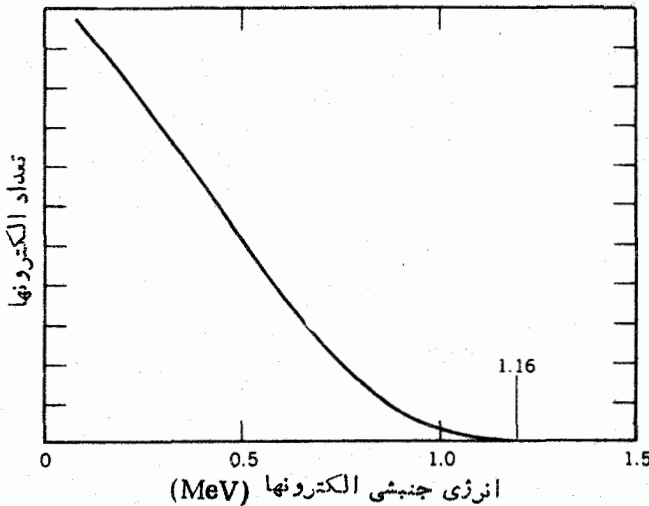


این فرایندها کامل نیستند، زیرا ذره دیگری را (که يك نوترینو یا پادنوترینو است) در هر مورد باید در نظر گرفت. دو فرایند آخر فقط برای پروتونهای وابسته به هسته رخ می دهند؛ و از نظر انرژی برای پروتونهای آزاد یا پروتون اتم هیدروژن ممنوع اند.

۱.۹ آزاد شدن انرژی در واپاشی بتا

توزیع پیوسته انرژی الکترونها در واپاشی بتا از يك 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 از يك 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 ۱.۹) روبه رو می شویم.

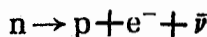
در يك کوشش اولیه برای به حساب آوردن این انرژی «گمشده» فرض شد که بتاها واقعاً با انرژی جنبشی 1.16 MeV گسیل می شوند، ولی قبل از رسیدن به دستگاه آشکارسازی در اثر برخورد با الکترونهای اتمی انرژی خود را از دست می دهند. این احتمال با آزمایشهای دقیق به وسیله گرماسنجی که چشمه بتا را محصور نگه می دارد و انرژی واپاشی را با تبدیل آن به گرما اندازه گیری می کند، منتفی 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 ۱.۹ مشخصه واپاشی خود الکترونهاست و ناشی از برهم کنشهای بعدی نیست.



شکل ۱۰۹ توزیع پیوسته انرژی الکترونها ناشی از واپاشی بتازای ^{210}Bi (RaE) نیز نشان می‌دهند).

برای توجیه این طرز آزاد شدن انرژی، پاؤلی 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. پایداری بار الکتریکی ایجاب می‌کند که نوترینو خنثی باشد، و بنا بر پایداری تکانه زاویه‌ای و ملاحظات آماری در فرایند واپاشی باید اسپین آن (مانند الکترون) $1/2$ باشد. آزمایش نشان می‌دهد که در حقیقت 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 3 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 متناظر 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 $513 \text{ MeV} \pm 0.0782$ است. با استفاده از جرهای اندازه‌گیری شده نوترون، الکترون، و پروتون می‌توانیم مقدار Q را محاسبه کنیم

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

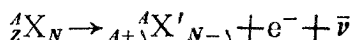
بنابراین در محدوده دقت اندازه‌گیری انرژی بیشینه (در حدود 13 keV) می‌توانیم پادنوترینو را بی‌جرم در نظر بگیریم. چنانکه در بخش ۶.۹ خواهیم دید، آزمایشهای دیگر حد بالای کمتری را به دست می‌دهند، که به هر حال در بحث فعلی جرم نوترینو و پادنوترینو را صفر می‌گیریم.

با استفاده از پایستگی تکانه خطی می‌توان واپاشی بتا را فرایندی سه‌جسمی در نظر گرفت، ولی این مطالب مستلزم اندازه‌گیری همزمان تکانه هسته پس‌زن و تکانه الکترون است. انجام این نوع آزمایشها مشکل است زیرا هسته کم انرژی ($T \ll \text{keV}$) به آسانی پراکنده می‌شود، ولی این آزمایش در چند مورد انجام شده است و نتیجه حاصل از آنها نشان می‌دهد که جمع برداری تکانه‌های خطی الکترون و هسته پس‌زن با وجود ذره 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 ذره سوم الزامی است، زیرا جمع تکانه‌های الکترون و هسته برخلاف واپاشی دو جسمی مسلماً صفر نیست.

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

و بسايد از سینماتیک نسبیتی استفاده کنیم.) هستهٔ پوزون انرژی بسیار کمی دارد و می‌توان آن را به‌طور نانسبیتی 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

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

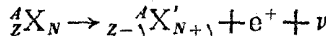
در واپاشی ${}^{210}\text{Bi} \rightarrow {}^{210}\text{Po}$ ، با استفاده از جدول جرم داریم

$$\begin{aligned} Q_{\beta^-} &= [m({}^{210}\text{Bi}) - m({}^{210}\text{Po})] c^2 \\ &= (2099984095 \text{ u} - 2099982848 \text{ u}) (931.502 \text{ MeV/u}) \\ &= 1161 \text{ MeV} \end{aligned}$$

طبق شکل ۱۰۹ داریم $(T_e)_{\max} = 116 \text{ MeV}$ که با مقدار مورد 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 گیر اندازی نوترون به دست آمده است. از معادله (۶.۹) و مقدار اندازه گیری شده Q_{β^-} برای تعیین $m(^A X')$ استفاده شده است.

نمونه‌ای از واپاشی پوزیترون‌زا به صورت زیر است

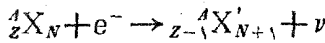


و محاسبات مشابه مورد قبل نشان می‌دهد که

$$Q_{\beta^+} = [m(^A X) - m(^A X') - 2 m_e] c^2 \quad (۹.۹)$$

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

در فرایندهای گیر اندازی الکترون، مانند فرایند زیر



برای محاسبه مقدار Q باید توجه کنیم که اتم X' بلافاصله پس از گیر اندازی در یک حالت برانگیخته اتمی است. یعنی گیر اندازی از یک پوسته داخلی مانند پوسته K انجام می‌شود، و بنا بر این یک جای خالی الکترون در آن پوسته به وجود می‌آید. جای خالی با گذارهای نزولی الکترون پوسته‌های بالاتر به سرعت پر می‌شود و در نتیجه پرتوهای X مشخصه گسیل می‌شوند. در این صورت، انرژی کل یک یا چند پرتو X گسیل شده با انرژی بستگی الکترون گیر اندازی 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 گیر افتاده پوسته n ($n = K, L, \dots$)، از جرم اتمی حالت پایه بیشتر است. به این ترتیب، مقدار Q برابر است با

$$Q_e = [m(^A X) - m(^A X')] c^2 - B_n \quad (۱۰.۹)$$

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

در واپاشی پوزیترون‌زا، عباراتی مانند معادلات (۷.۹) و (۸.۹) نشان می‌دهند که انرژی نوترینو دارای توزیع پیوسته‌ای از صفر تا Q_{β^+} (منهای انرژی قابل چشمپوشی پس‌زنی هسته) است. اما در گیر اندازی الکترون، حالت نهایی دو جسمی سبب می‌شود که مقادیر انرژی پس‌زنی و E_n منحصر به فرد باشند. با چشمپوشی از انرژی پس‌زنی، یک نوترینوی تک‌انرژی با انرژی Q_e گسیل می‌شود.

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^-	$^{99}\text{Tc} \rightarrow ^{99}\text{Ru} + e^- + \bar{\nu}$
۷۲ s	۳۰۲۶	β^+	$^{25}\text{Al} \rightarrow ^{25}\text{Mg} + e^+ + \nu$
۴۲۲ 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 نیمه‌عمر آنها را نشان می‌دهد.

۲.۹ نظریه فرمی درباره واپاشی بتازا

در محاسبه نیمه‌عمر واپاشی آلفا در فصل ۸ دیدیم که احتمال نفوذ در سد، عامل حساسی در تعیین نیمه‌عمرهای 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 الکترون و نوترینو حاصل شود.

در سال ۱۹۳۴، فرمی بر مبنای فرضیه پاؤلی دایر بر وجود نوترینو نظریه‌ای موفق را برای واپاشی بتازا پیشنهاد کرد. مهمترین ویژگیهای واپاشی را از عبادت 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 مرتبه ثانیه و طولانیتر) آن بسیار طولانیتر از زمان مشخصه هسته‌ای (10^{-20} s) است. نتیجه این محاسبه، با در نظر گرفتن برهم کنش مولد واپاشی به عنوان يك اختلال ضعیف، قاعده طلایی فرمی نامیده می‌شود که نتیجه کلی هر آهنگ گذار است که قبلاً به صورت معادله (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 فاصله بین حالت 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 فاصله 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، کلیه 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 کرد:

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

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 باید 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

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

که در آن اکنون p تابع موج حالت نهایی هسته و φ_e و φ_p 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 بنا بر این جهت های \mathbf{p} و \mathbf{q} مورد توجه نیستند. اگر دستگاه مختصاتی را در نظر بگیریم که محورهای آن p_x ، p_y ، p_z و q_x ، q_y ، q_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 در جعبه ای به حجم V محبوس باشد (این مرحله فقط برای تکمیل بهنجار سازی 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 $(p_x, p_y, p_z, q_x, q_y, q_z)$ تشکیل می شود و واحد حجم در این فضا h^6 است.

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

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

برای الکترونی با انرژی جنبشی 1 MeV داریم $p = 1.4\text{ MeV}/c$ و $p/\hbar = 0.0007\text{ fm}^{-1}$ بنابراین در حجم هسته، $pr \ll 1$ می توان نماها را بسط داد و فقط جمله اول را نگه 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 می شود. فرض کنید می خواهیم توزیع تکانه و انرژی الکترونها گسیل شده را تعیین کنیم. آنگاه واپاشی جزئی با الکترونها و نوترینوهای با تکانه مورد نظر عبارت است از

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

که در آن $M_{fi} = \int \psi_f^* O_X \psi_i dv$ جزء ماتریس هسته ای است. انرژی نهایی E_f فقط برابر $E_e + E_p = E_e + qc$ است و در نتیجه به ازای E_e ثابت داریم $dq/dE_f = 1/c$. تا آنجا که به شکل طیف الکترون مربوط است، کلیه عوامل معادله (20.9) را که شامل تکانه نیستند (از جمله M_{fi} که در حال حاضر آن را مستقل از p در نظر می گیریم) می توان به صورت ثابت C در نظر گرفت، و توزیع حاصل تعداد الکترونها با تکانه بین p و $p+dp$ را به دست می دهد

$$N(p)dp = Cp^2 q^2 dp \quad (21.9)$$

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

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

و شکل طیف به صورت زیر به دست می آید

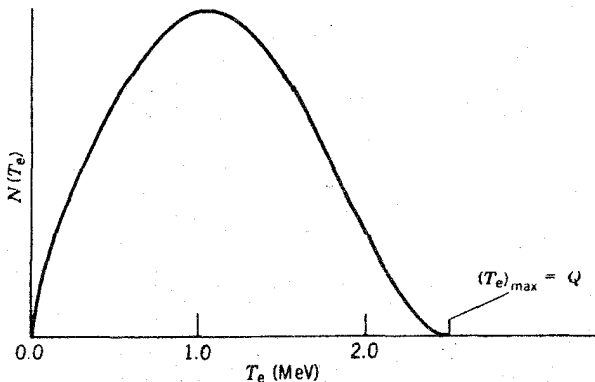
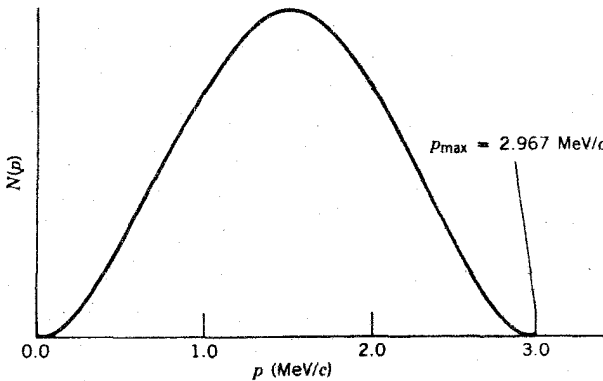
$$N(p) = \frac{C}{c^3} p^2 (Q - T_e)^2 \quad (23.9)$$

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

این تابع در $p = 0$ و نیز در نقطه پایانی $T_e = Q$ به صفر میل می کند، که چگونگی آن در شکل ۲.۹ نشان داده شده است.

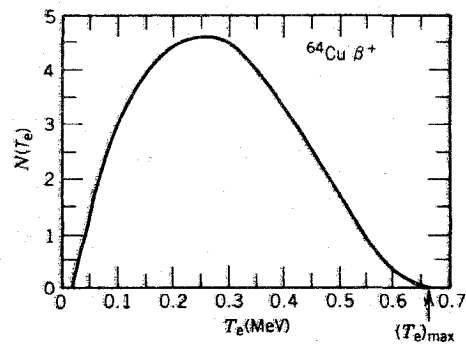
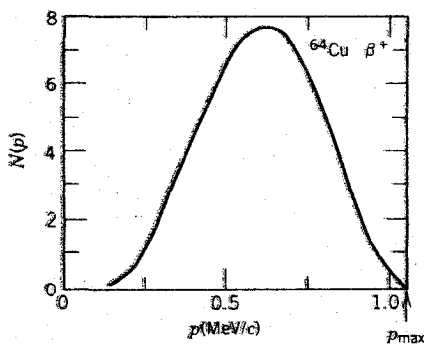
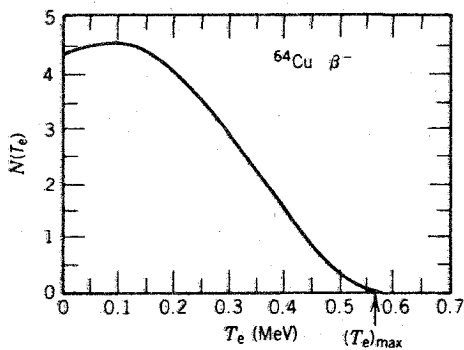
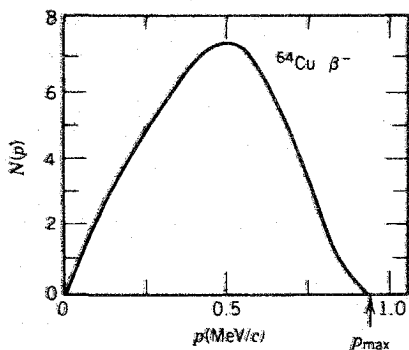
اغلب علاقه مندیم که توزیع طیف انرژی الکترونها را تعیین کنیم. اگر تعداد الکترونهاي موجود در فاصله انرژی T_e و $T_e + dT_e$ را با $N(T_e)dT_e$ نشان دهیم، با توجه به $c^3 pdp = (T_e + m_e c^2)dT_e$ داریم

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



شکل ۲.۹ توزیع مورد انتظار انرژی و تکانه الکترون بنایس پیش بینی معادلات (۲۴.۹) و (۲۵.۹). این توزیعها به ازای $Q = 2.5 \text{ MeV}$ 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 بتای مثبت و منفی ^{64}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 نیمه‌کلاسیک 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 تاکنون فرض می‌کردیم که تأثیری در شکل طیف ندارد. این تقریب (که تقریب مجاز نیز نامیده می‌شود) معمولاً بسیار خوب است، ولی در موادی تقریب بسیار



شکل ۳.۹ طیفهای تکانه انرژی جنبشی الکترونها و پوزیترونهای گسیل شده در واپاشی ^{64}Cu در مقایسه با شکل ۲.۹، در اثر برهم‌کنشهای کولنی با دختر هسته 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 پارامتره انواع واپاشیهای ممکن را محدود می کند.

بدین سان طیف کامل β شامل سه عامل زیر است:

۱. عامل آماری $(Q - T_0)^2 p^2$ ، 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 بسک وابستگی اضافی تکانه الکترون و نوترینو را هم به صورت $S(p, q)$ از جملات ممنوع وارد کند

$$N(p) \propto p^2 (Q - T_0)^2 F(Z', p) |M_{fi}|^2 S(p, q) \quad (26.9)$$

۳.۹ آزمون های تجربی «کلاسیک» برای نظریه فرمی

شکل طیف β

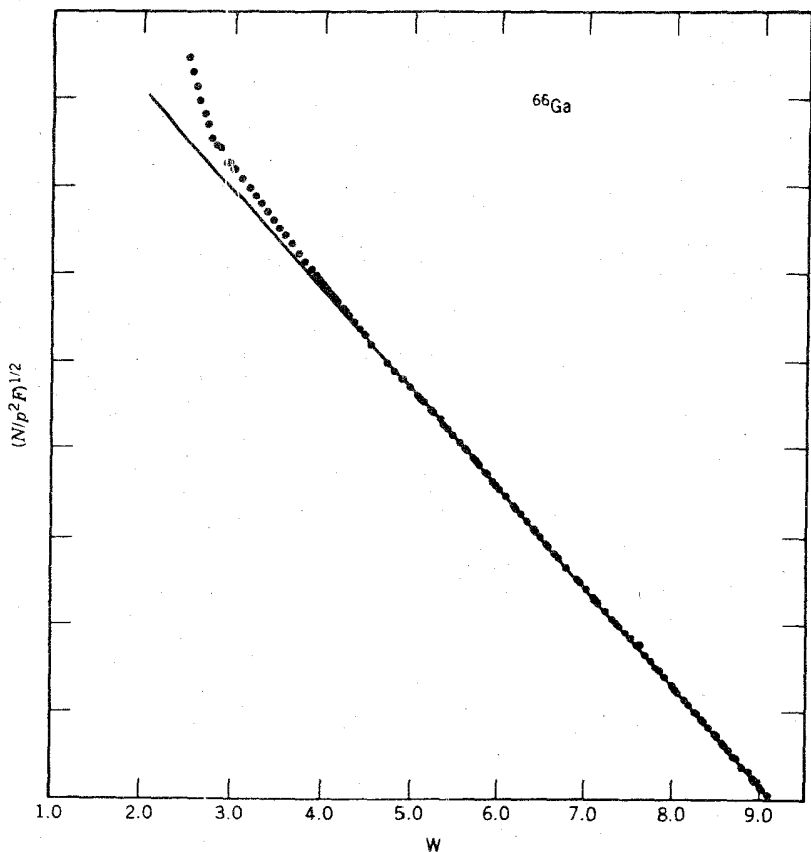
در تقریب مجاز، معادله (۲۶.۹) را می توان به صورت زیر بازنویسی کرد

$$(Q - T_0) \propto \sqrt{\frac{\dot{N}(p)}{p^2 F(Z', p)}} \quad (27.9)$$

با رسم $\sqrt{N(p)/p^2 F(Z', p)}$ بر حسب T_0 خط راستی حاصل می شود که محور x را در انرژی واپاشی Q قطع می کند. این نمودار را نمودار کوری (و گاهی هم نمودار فرمی یا نمودار فرمی-کوری) می نامند. مثالی از نمودار کوری 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 کوری استاندارد به صورت خط راست نیست، ولی

با رسم $\sqrt{N(p)/p^2 F(Z', p) S(p, q)}$ بر حسب T_0 می توان خطی بودن را بدان بازگرداند، که در اینجا تابع S از وابستگی به تکانه و از جملات مرتبه بالاتر در بسط موج

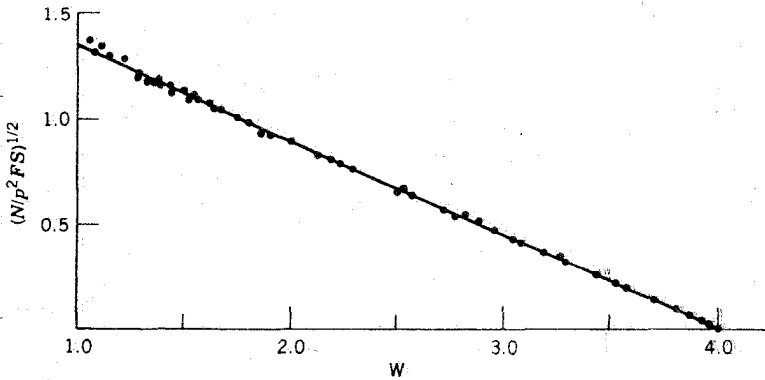
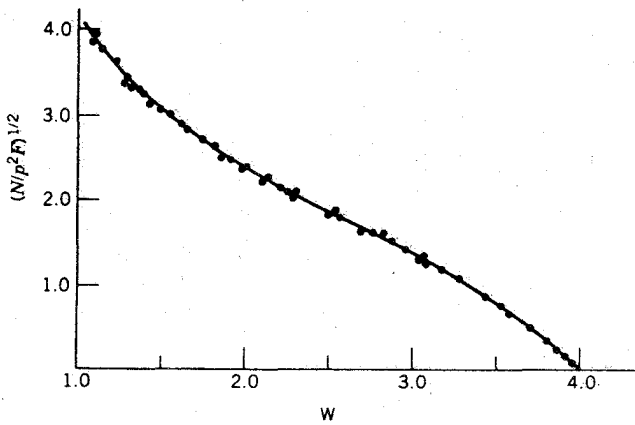


شکل ۴.۹ نمودار فرمی-کوری برای واپاشی مجاز $0^+ \rightarrow 0^+$ در ^{66}Ga . مقیاس افقی، انرژی کل نسبی $(T_e + m_e c^2)$ بر حسب $m_e c^2$ است. انحراف از خط راست در انرژی کم، از پراکندگی الکترونیهای کم انرژی در داخل چشمه رادیواکتیو ناشی می‌شود.

تخت حاصل می‌شود. تابع S را عامل شکل می‌نامند. برای مثال در مورد بعضی واپاشیهای ممنوع اول، این تابع صرفاً به صورت $q^2 + p^2$ است. همان‌طور که در شکل ۵.۹ نشان داده شده است، بادر نظر گرفتن عامل شکل نموداری خطی به دست می‌آید.

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).

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

$$\lambda = \frac{g^2 |M_{fi}|^2}{4\pi^3 \hbar^3 c^3} \int_0^{p_{\max}} F(Z', p) p^3 (Q - T_e)^3 dp \quad (28-9)$$

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

$$f(Z', E_0) = \frac{1}{(m_e c)^2 (m_e c^2)} \int_0^{p_{\max}} F(Z', p) p^3 (E_0 - E_e)^3 dp \quad (29-9)$$

که در آن مقادیر ثابت برای بی بعد 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 باکو تا بهترین 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. بعلاوه، با قراردادن $M_{fi} = \sqrt{2}$ 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 $M^5 L^5 T^{-2}$ است و هیچ ترکیبی از ثابت های بنیادی \hbar (با بعد $M^1 L^2 T^{-1}$) و c (با بعد $L^1 T^{-1}$) را نمی توان برای تبدیل g به یک ثابت بی بعد به کار برد. (برای مثال، $\hbar c^3$ دارای بعد $M^5 L^5 T^{-5}$ 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 $i = -2, j = 3, k = -1$ 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 $0^+ \rightarrow 0^+$.

$ft(s)$	واپاشی
3100 ± 31	${}^1_0\text{C} \rightarrow {}^1_0\text{B}$
3092 ± 4	${}^{14}_0\text{O} \rightarrow {}^{14}_0\text{N}$
3084 ± 76	${}^{18}_0\text{Ne} \rightarrow {}^{18}_0\text{F}$
3014 ± 78	${}^{22}_0\text{Mg} \rightarrow {}^{22}_0\text{Na}$
3081 ± 4	${}^{26}_0\text{Al} \rightarrow {}^{26}_0\text{Mg}$
3052 ± 51	${}^{26}_0\text{Si} \rightarrow {}^{26}_0\text{Al}$
3120 ± 82	${}^{30}_0\text{S} \rightarrow {}^{30}_0\text{P}$
3087 ± 9	${}^{34}_0\text{Cl} \rightarrow {}^{34}_0\text{S}$
3101 ± 20	${}^{34}_0\text{Ar} \rightarrow {}^{34}_0\text{Cl}$
3102 ± 8	${}^{38}_0\text{K} \rightarrow {}^{38}_0\text{Ar}$
3145 ± 138	${}^{38}_0\text{Ca} \rightarrow {}^{38}_0\text{K}$
3091 ± 7	${}^{42}_0\text{Sc} \rightarrow {}^{42}_0\text{Ca}$
3275 ± 1039	${}^{42}_0\text{Ti} \rightarrow {}^{42}_0\text{Sc}$
3082 ± 13	${}^{46}_0\text{V} \rightarrow {}^{46}_0\text{Ti}$
2834 ± 657	${}^{46}_0\text{Cr} \rightarrow {}^{46}_0\text{V}$
3086 ± 8	${}^{50}_0\text{Mn} \rightarrow {}^{50}_0\text{Cr}$
3091 ± 5	${}^{54}_0\text{Co} \rightarrow {}^{54}_0\text{Fe}$
2549 ± 1280	${}^{62}_0\text{Ga} \rightarrow {}^{62}_0\text{Zn}$

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 $G = 10 \times 10^{-5}$ به دست می آید. ثابت قابل

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

۱	پیون-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 قابل توجهی در توصیف این پدیده‌ها دارد که غالباً آنها را به‌عنوان مثالهایی از برهم‌کنش عمومی فرمی مورد بحث 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 تبدلی توصیف می‌کند (همان‌طور که در مورد نیروی قوی در فصل ۴ بحث شد)، در توصیف این خصوصیات موفق‌تر است. این ذرات تبدلی که اخیراً کشف شده‌اند (و به نام نامبارک بوزونهای برداری میانه 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 اندازه بگیریم. بدین‌سان، با مقایسه این دو مقدار می‌توان جرم نوترینو را استنتاج کرد.

به این طریق می‌توان نتیجه گرفت که جرم سکون نوترینو کوچکتر از حدود $1 \text{ keV}/c^2$ 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 $E_p \gg m_p c^2$ است و نوترینو را می توان در تقریب حدی نسبتی $E_p \approx qc$ 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 $E_p \sim m_p c^2$ 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 نانسبیتی بررسی کنیم. بنا بر این داریم

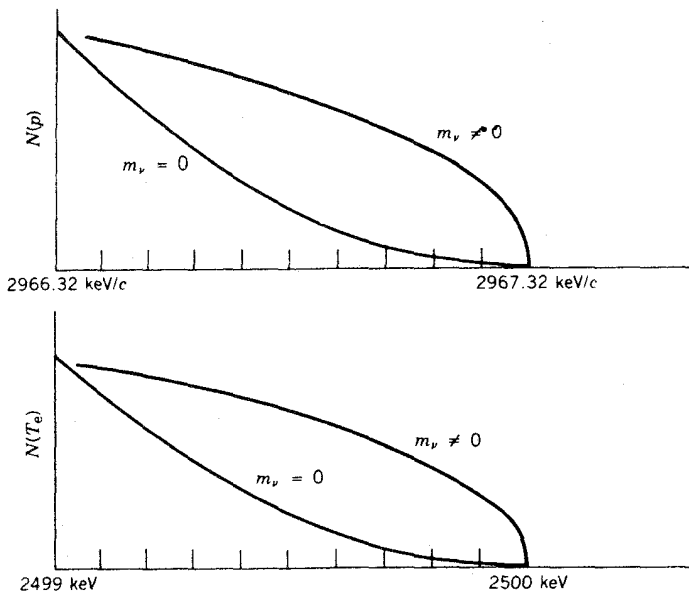
$$N(p) \propto p^2 [Q - \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} + m_e c^2]^{1/2} \quad (۳۲.۹)$$

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

$$N(T_e) \propto (T_e^2 + 2T_e m_e c^2)^{1/2} (Q - T_e)^{1/2} (T_e + m_e c^2) \quad (۳۳.۹)$$

کمیت داخل کرشه 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 $m_p = 0$ باشد داریم $dN/dp \rightarrow 0$ ، در حالی که اگر $m_p > 0$ باشد خواهیم داشت $dN/dp \rightarrow \infty$ یعنی طیف تکانه برای $m_p = 0$ با شیب صفر، و برای $m_p > 0$ 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 (۱۸۶ keV)، و تسایع موجهای اتمی تک الکترونی هم بخوبی شناخته شده اند. (در حقیقت، محاسبه حالت یون حاصل ${}^3\text{He}$ يك مسئله استاندارد در مکانیک کوانتومی مقدمه اتی 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 $m_p c^2 < 200 \text{ eV}$ را گزارش کردند، اما برگویست در دو دهه

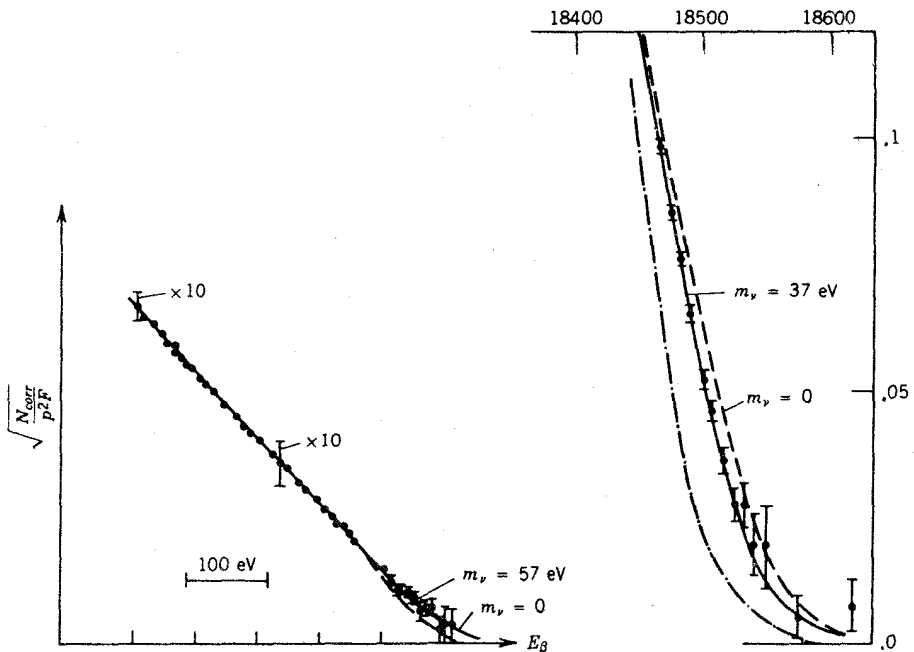


شکل ۶۰۹ نمودار گسترش یافته حد فوقانی (یا ناحیه آخرین keV) طیفهای تکانه و انرژی شکل ۲۰۹. ضرایب بهنجارش اختیاری اند، اما نکته قابل توجه تفاوت شکل طیفها برای حالتها $m_\nu = 0$ و $m_\nu \neq 0$ است. شیب منحنی در نقطه پایان، برای $m_\nu = 0$ بر ابر صفر و برای $m_\nu \neq 0$ بی نهایت است.

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، 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 ظاهرأ نامرتبط فیزیکی 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 که در واپاشی بتا زا گسیل می شوند، به سایر نوترینوها که نوترینوهای τ و موئون 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 واپاشی 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 حالت اتمی 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 بساید 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. بنابراین 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 $s = 2$ به وجود می‌آیند. در این حالت، این ذرات نمی‌توانند هیچگونه تکانه زاویه‌ای مداری با 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 ($I = 0$) تفیسی 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 امکان‌پذیر 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.

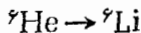
بنابر این قواعد گزینش برای واپاشیهای بتازای مجاز به صورت زیر است

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

نمونه‌هایی از واپاشیهای بتازای مجاز عبارت‌اند از:



این واپاشی $0^+ \rightarrow 0^+$ به حالت برانگیخته ^{14}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 $^{34}\text{Cl} \rightarrow ^{34}\text{S}$ و $^{10}\text{C} \rightarrow ^{10}\text{B}^*$ نمونه‌های دیگری از این نوع‌اند که در هر دو 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 $[(1/2)^- \rightarrow (3/2)^-]$ $^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{B}$ ، $[(7/2)^+ \rightarrow (9/2)^+]$ $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In}$ و $^{230}\text{Pa} \rightarrow ^{230}\text{Th}$ ($2^- \rightarrow 3^-$).

$$n \rightarrow p$$

در این مورد داریم $[(1/2)^+ \rightarrow (1/2)^+]$ $\Delta I = 0$ ، و بنا بر این قواعد گزینش فرمی (F) و گاموف-تِلر (GT) هر دو 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 دامنه‌های فرمی و گاموف-تالر (یعنی اجزای ماتریس) را به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$y = \frac{g_F M_F}{g_{GT} M_{GT}} \quad (34.9)$$

که در آن M_{GT} و M_F اجزای حقیقی ماتریس هسته‌ای فرمی و گاموف-تالر هستند. با تعریف g_{GT} و g_F به صورت ثابتهای مشابه با ثابت g در معادله (28.9)، تغییر شدت واپاشیهای فرمی و گاموف-تالر امکان پذیر می‌شود. (در آهنگ واپاشی باید به جای $|M_F|^2$ مقدار $|M_F|^2 + g_{GT}^2 M_{GT}^2$ 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 0.0003 ± 0.0467 . یعنی ۸۲ درصد از این واپاشی از نوع گاموف-تالر 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 ${}^{41}_{21}\text{Ca} \rightarrow {}^{41}_{20}\text{Sc}$ که بیست و یکمین پروتون به صورت بیست و یکمین نوترون درمی‌آید، تغییری 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 تا حدی 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-تالر 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 هسته‌اند 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 تُلر.

%GT	%F	$= g_F M_F / g_{GT} M_{GT}$	واباشی	
۸۲	۱۸	0.467 ± 0.003	$n \rightarrow p$	واباشیهای آینه‌ای
۸۱	۱۹	0.479 ± 0.001	${}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$	
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	${}^{24}\text{Na} \rightarrow {}^{24}\text{Mg}$	واباشیهای 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 واباشی بتازا، 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 خلاصه مقادیر نسبت g_F و دامنه‌های فرمی به گاموف-تُلر را برای بعضی هسته‌های آینه‌ای، با در نظر گرفتن فرضیه CVC (g_F نسبت به مقدار متناظر با واباشی نوترون بدون تغییر می‌ماند) و $|M_F| = 1$ ، نشان می‌دهد. این مقادیر از آهنگهای واباشی به دست آمده‌اند.

برای واباشیهای $n \rightarrow p$ که در آنها تابع موجهای اولیه و نهایی بسیار با هم متفاوت اند، جزء ماتریس فرمی صفر است، و بنا بر این اندازه‌گیری نسبت g_F برای این واباشیها راهی برای تعیین میزان خلوص تابع موجها به دست می‌دهد. جدول ۳.۹ بعضی از مقادیر مشخصه

ر 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.

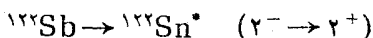
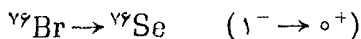
واپاشیهای ممنوع

«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 پارتهای مخالف داشته باشند، و بنابراین قاعدهٔ گزینش واپاشی مجاز نقض خواهد شد. برای تغییر پارته، 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، درحالی 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-تیلر با اسپینهای موازی ($S=1$) هستند. با توجه به جهت‌شدگی $S=0$ 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 جهت‌شدگی $S=1$ با $l=1$ برای واپاشیهای گاموف-تیلر، کل مقدار تکانهٔ زاویه‌ای انتقال یافته برابر $0, 1, 2$ یا 3 واحد می‌شود، به طوری که $\Delta I = 0, 1, 2$. بنابراین قاعدهٔ گزینش برای واپاشیهای ممنوع اول به صورت زیر است

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

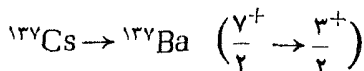
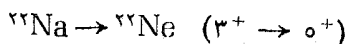
برخلاف سادگی نسبی واپاشیهای مجاز، در این حالت با شش جزء ماتریس مختلف برای واپاشیهای ممنوع اول روبه‌رو می‌شویم، و تحلیل آهنگهای واپاشی یا توزیعهای زاویه‌ای بسیار پیچیده می‌شود. ما فقط چند مورد از واپاشیهای ممنوع اول را ذکر می‌کنیم.



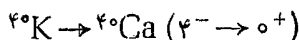
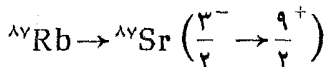
گذارهای با $\Delta I \geq 2$ وبدون تغییر پارینه، در هیچیک از طرق قواعد گزینش مجاز یا ممنوع اول امکان پذیر نیستند. برای این گذارها باید گسیل β با $I = 2$ را در نظر بگیریم، در نتیجه این نوع واپاشیها را واپاشی ممنوع دوم می‌نامند. وقتی $S = 0$ یا $S = 1$ را با $I = 2$ جفت کنیم، می‌توانیم اسپین هسته را به هر مقدار از $\Delta I = 0$ تا $\Delta I = 3$ (البته با چند استثنا مانند $0 \rightarrow 0$ و $0 \rightarrow 1/2$) تغییر دهیم. موارد $1, 2$ و 3 در حوزة قواعد گزینش واپاشیهای مجاز قرار دارند، و انتظار داریم که سهم جملات مربوط به واپاشیهای ممنوع دوم در آنها ناچیز (شاید در توزیعهای 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

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

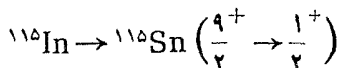
نمونه‌هایی از واپاشیهای ممنوع دوم عبارت‌اند از



با ادامه این فرایند، به واپاشیهای ممنوع سوم ($I = 3$) 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 ($I = 4$) 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 ۱۰^{۱۶} 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 پیکربندی 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 ۱ MeV دارای مقدار بیشینه‌ای از مرتبه $l \approx 0.4 \times 10^6$ 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

$$1 + \dots + \frac{1}{2} \left[\frac{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}}{\hbar} \right]^2 + \dots + \frac{1}{6} \left[\frac{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}}{\hbar} \right]^3 + \dots$$

(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 پارامترها وضعیت متقابل داشته باشند)، باید جمله بعدی را در نظر بگیریم که در این صورت سهم هسته (بجز اسپین) عبارت است از $\int \psi^* \mathbf{r} \psi dV$ و واپاشیهای ممنوع اول از همین جملات حاصل می‌شوند. چنانکه دیدیم، مقدار متوسط $\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar$ با انتگرال گیری روی تمام حجم هسته به دست می‌آید که از مرتبه ۱۰^{۱۰} است. چون احتمال گذار با مجذور مقدار انتگرال متناسب است، احتمال واپاشیهای ممنوع اول فقط در حدود ۱۰^{-۴} برابر واپاشیهای مجاز خواهد بود.

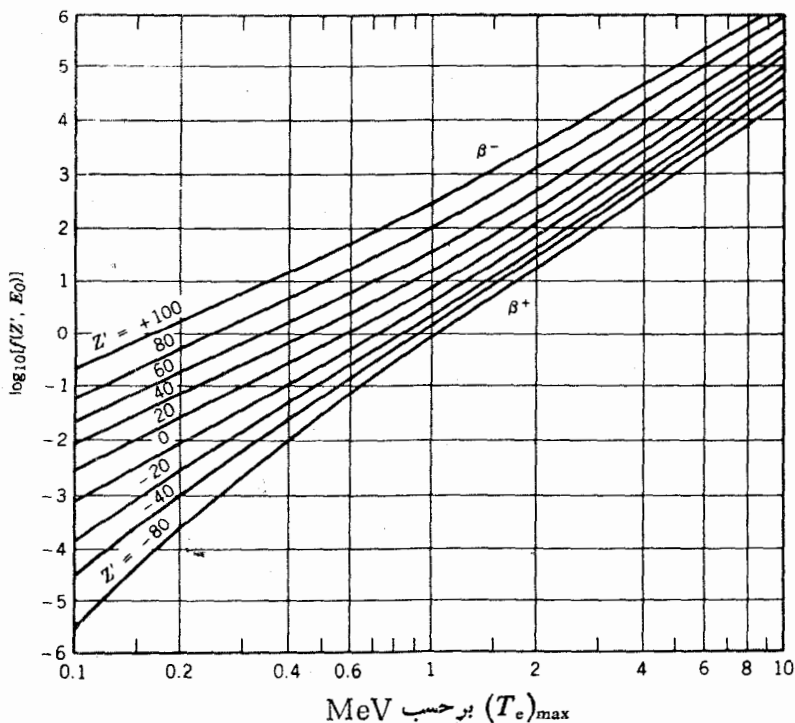
همچنین این انتگرال بجز در حالتی که حالت‌های اولیه و نهایی پارامتر مخالف داشته باشند برابر صفر می‌شود، که می‌توان آن را با نوشتن \mathbf{r} به صورت $Y_\nu(\theta, \phi)$ نشان داد. این مطلب، چنانکه در بخش قبل دیدیم، بار دیگر قاعده گزینش «آری- $\Delta\pi$ » را برای واپاشیهای ممنوع اول به دست می‌دهد.

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

می‌دهد و احتمال‌گذار متناظر به هریک از آنها با ضریب $(p \cdot r/h)^2$ 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.

به‌عنوان مثال، واپاشی بتازای منفی ^{203}Hg را در نظر می‌گیریم. نیمه‌عمر آن برابر ۴۶۸ روز است، بنا بر این داریم $\log_{10} f t_{1/2} = 6.6$. مقدار Q برای واپاشی آن و تبدیل به ^{203}Tl برابر 491 MeV است. اما چون ۱۰۰ درصد واپاشیها به تراز برانگیخته



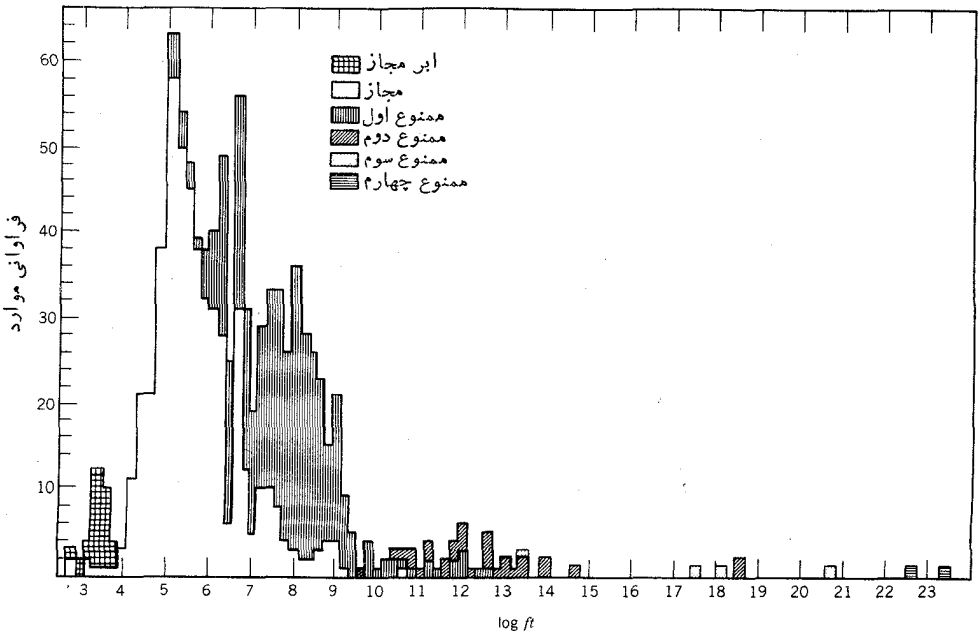
شکل ۸.۹ انتگرال فرمی که با معادله (۲۹.۹) تعریف شده است. عدد اتمی Z' مربوط به هسته دختر است؛ منحنیهای با Z' مثبت برای واپاشی بتازای منفی و Z' منفی برای واپاشی بتازای مثبت در نظر گرفته شده‌اند.

در ^{203}Tl در 279 keV منجر می‌شود، انرژی نقطه پایمان برابر $212 \text{ MeV} = 279 - 491$ خواهد شد. با توجه به شکل ۸.۹ می‌دانیم $\log_{10} f = -0.1$ و در نتیجه داریم

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

به عنوان دومین مثال، واپاشی بتازای مثبت ^{22}Na به حالت پایه $^{22}\text{Ne} (Z' = 10)$ را در نظر می‌گیریم. نیمه‌عمر برابر ۲۶۵ سال است، ولی نسبت انشعاب به حالت پایه فقط ۶۵٪ درصد است. بنابراین نیمه‌عمر جزئی برابر $10^{-4} \times 6/6 \times 265$ ، و در نتیجه $\log_{10} t_{1/2} = 11.1$ است. مقدار Q واپاشی β^+ برابر 1.8 MeV است، بنابراین، با توجه به شکل ۸.۹ مقدار $\log_{10} f = 1.6$ و $\log_{10} ft = 1.6 + 11.1 = 12.7$ خواهد شد.

در مجموعه‌های گردآوری شده برای اطلاعات واپاشی هسته‌ای، مقادیر $\log ft$ مستقیماً داده می‌شوند. ما می‌توانیم نوع واپاشی (مجاز یا ممنوع $2n$) 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 $(\log ft)$.

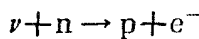
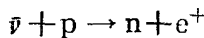
مختلف واپاشی نشان می‌دهد. میزان تأثیر مراتب مختلف در این شکل بخوبی قابل مشاهده است، به طوری که هر درجه ممنوعیت اضافی مقدار $\log f$ را در حدود ۳٫۵ افزایش می‌دهد که این امر نمایانگر کاهش احتمال گذار به مقدار $10^{-4} \times 3$ است. (در هر نوع واپاشی نیز پراکندگی قابل ملاحظه‌ای وجود دارد، که قسمت عمده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

مقدار $\log f$ برای بیشتر واپاشیهای مجاز در گستره ۳٫۵ تا ۷٫۵، و برای اغلب واپاشیهای ممنوع اول در گستره ۶٫۰ تا ۹٫۰ قرار می‌گیرد. تعداد واپاشیهای ممنوع دوم که شناخته شده‌اند نسبتاً کمتر است و مقدار $\log f$ برای آنها در حدود ۱۰ تا ۱۳ است، و مقدار مربوط به واپاشیهای ممنوع سوم نیز (که منحصر به چهار مورد است) در گستره ۱۴ تا ۲۰ قرار دارد. دومورد واپاشی ممنوع چهارم هم شناخته شده‌اند که مقدار $\log f$ 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 $\log f = ۵٫۰$ را به دست آوریم، معلوم می‌شود که واپاشی به احتمال زیاد از نوع مجاز است، و از این رو می‌توان پارتیه 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 از 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 لپتونی 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 ν و $\bar{\nu}$ 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 ν و $\bar{\nu}$ 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 به کار 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 پاؤلی تحقق پذیر نبود. برای درک مشکل گیراندازی نوترینوی گریز پا، احتمال واکنش گیراندازی نوترینو را برآورد می‌کنیم. مشابه معادله (۲۷.۴)، سطح مقطع واکنش $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ را به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$\sigma = \frac{\text{احتمال وقوع واکنش برای هر اتم هدف}}{\text{شار فرودی } \bar{\nu}} \quad (۳۵.۹)$$

احتمال واکنش را می‌توان با استفاده از قاعدهٔ تلاابی 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 بسا 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 $\bar{\nu}$ به کار ببریم و سطح مقطع را به صورت زیر به دست آوریم

$$\sigma = \frac{\frac{2\pi}{\hbar} \cdot \frac{g^2}{V^2} |M_{fi}|^2 \int \frac{4\pi p^2 dp V}{h^3 dE}}{c/V} \quad (۳۶.۹)$$

با استفاده از $dp/dE = E/c^2 p$ داریم

$$\sigma = \frac{2\pi}{\hbar c} g^2 |M_{fi}|^2 \frac{4\pi p E}{c^2 h^3} \quad (۳۷.۹)$$

برای برآورد عددی، از جزء ماتریسی که برای واپاشی بتازای نوترون در بخش ۴.۹ به دست آوردیم، یعنی $g_F^2 \approx 6 \times 10^{-6} (1 + \gamma^2) = g_F^2 |M_{fi}|^2$ ؛ و برای g_F 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 $m_{\nu} c^2 > m_p c^2$ است، باید انرژی اضافی لازم را از طریق پاد نوترینوی 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 روبرو می‌شود، احتمال واکنش در حجم 1 cm^3 از جسم جامد برابر $10^{-19} \text{ cm}^{-1} = (10^{-43} \text{ cm}^2)(10^{24} \text{ cm}^{-3})$ 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 ۱۹۵۰ 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. آهنگ گسیل متوسط در حدود 6 در هر شکافت است، و شار خالص $\bar{\nu}$ در این آزمایشها به حدود 10^{13} پاد نوترینو 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 9.1 MeV از خود گسیل خواهد کرد. بنابراین، علامت مشخصه $\bar{\nu}$ وجود یک علامت نورانی حاصل از نابودی پوزیترون (فوتونهای 9.1 MeV)، و متعاقب آن گسیل یک پرتو گامای 9.1 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، روبرو می‌شدند. برای قطعی ساختن ارتباط این وقایع با گیراندازی $\bar{\nu}$ ، آزمایشهای اضافی ضرورت پیدا کردند که به دنبال 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 گیر اندازی $\bar{\nu}$ توسط نوترینوها، دیویس و همکارانش آزمایشی انجام دادند. آنها برای مشاهده واکنش $\bar{\nu} + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^{-} + {}^{37}\text{Ar}$ و بزرگ CCl_4 و یک رآکتور به منظور تولید پادنوترینو استفاده کردند. دیویس با خالی کردن دوره‌ای مخزن و جستجوی هسته‌های رادیواکتیو ${}^{37}\text{Ar}$ در گاز تخلیه شده، نتیجه گرفت که واکنش انجام نمی‌شود. نتیجه منفی این آزمایش نشان داد که ذرات ν و $\bar{\nu}$ ذراتی واقعاً متفاوت اند.

بنابراین متفاوت بودن ν و $\bar{\nu}$ قطعی است، ولی تاکنون مشخص نکرده‌ایم که چه خاصیت بنیادی باعث تمایز این دو ذره می‌شود. از نظر تجربی، یک 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 هلیسیت نامیده می‌شود، به صورت زیر تعریف شده است

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

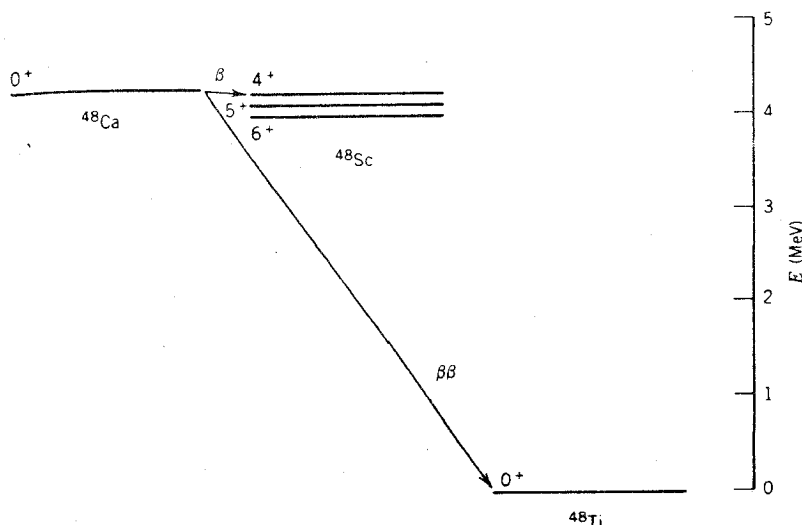
که مقدار آن برای $\bar{\nu}$ برابر $+1$ و برای ν برابر -1 است. (غالباً گفته می‌شود که $\bar{\nu}$ «راست‌دست» و ν «چپ‌دست» است، زیرا حرکت تقدیمی \mathbf{s} حول \mathbf{p} برای پادنوترینوها ردهایی مشابه شیارهای یک پیچ راست گرد و برای نوترینوها ردهایی مشابه یک پیچ چپ گرد ایجاد می‌کند.) برای الکترونها حاصل از واپاشی بتازا نیز خصوصیتی مشابه وجود دارد، که بنا بر آن هلیسیت الکترونها منفی برابر $h = -v/c$ و هلیسیت الکترونها مثبت برابر $h = +v/c$ می‌شود. اما این یک خصوصیت ذاتی برای کلیه الکترونها مثبت و منفی نیست، بلکه فقط مربوط به الکترونهاست که در واپاشی بتازا گسیل می‌شوند. الکترونها اتمی و همین‌طور پوزیترونها ناشی از تولید زوج ($\gamma \rightarrow e^{+} + e^{-}$) هیچک هلیسیت خاصی ندارند. اما نوترینوها و پادنوترینوها همگی دارای هلیسیت معین هستند، و همیشه با پادنوترینوهای «راست‌دست» و نوترینوهای «چپ‌دست» رو به روی شویم. دیویس برای مشاهده نوترینوهای گسیل شده از خورشید در اثر فرایند همجوشی از روش مشابهی استفاده کرد. (همجوشی هسته‌های سبک، محصولاتی تولید می‌کند که کم‌بود نوترون دارند و در اثر واپاشی بتازای مثبت، به جای $\bar{\nu}$ ، ν گسیل می‌کنند.) 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 1500 m 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 هسته‌ای رخ می‌دهد، به سوی ما می‌آیند. از طرف دیگر، نوری که از خورشید به ما می‌رسد از سطح خورشید سرچشمه می‌گیرد و حاوی اطلاعات نسبتاً کمی در مورد فرایندهایی است

که در قلب خورشید رخ می دهند. آهنگ انتظاری تبدیل ^{37}Cl به ^{37}Ar توسط نوترینوهای خورشیدی در مخزن دیوس در حدود یک اتم در هر روز است؛ اما به رغم سالها تلاش قهرمانانه، آهنگ مشاهده شده فقط در حدود یک سوم مقدار انتظاری است که این امر می تواند نمایانگر دو نوع خطا باشد: (الف) خطا در فرضهای اولیه مربوط به آهنگ گسیل نوترینو از خورشید (و در نتیجه نارسایی نظریه موجود در مورد فرایندهای خورشیدی)، یا (ب) وجود خطا در نظریه های فعلی درباره خواص نوترینو.

۷.۹ واپاشی دو بتایی

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 حالت های 4^+ ، 5^+ و 6^+ در ^{48}Sc برای واپاشی قابل حصول هستند که واپاشیهای ممنوع چهارم یا ششم را ایجاد می کنند. اگر از تخمین تجربی $\log ft \sim 23$ برای واپاشیهای ممنوع چهارم استفاده کنیم (بنا توجه به شکل ۸.۹ و $\log f \approx -2$)، مقدار $\log t \sim 25$ یا $t_{1/2} \sim 10^{25} \text{ s}$ خواهد بود. بنا بر این «پایدار» دانستن هسته ^{48}Ca نباید تعجب آور باشد.

یک طریقه ممکن دیگر برای واپاشی، واپاشی دو بتایی ($\beta\beta$) است. این یک فرایند مستقیم است، و محتاج حالت میانی ^{48}Sc نیست. (در حقیقت، در ادامه بحث می بینیم که در بیشتر واپاشیهای دو بتایی 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 ردهٔ ابرمجاز قرار می‌دهد. با بازنویسی معادلهٔ واپاشی تک بتایی (۳۰.۹) به صورت زیر می‌توانیم برآوردی تقریبی از احتمال این واپاشی را به دست آوریم

$$\lambda_{\beta} = \left(\frac{m_e c^2}{\hbar} \right) \left\{ f g^2 \frac{m_e^4 c^4 |M_{fi}|^2}{2 \pi^2 \hbar^6} \right\} \quad (39.9)$$

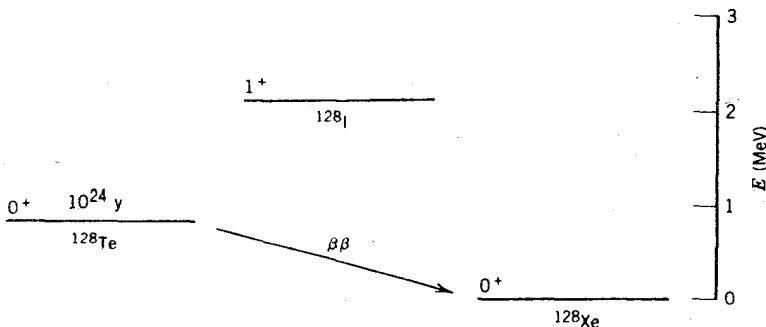
مقدار تقریبی جملهٔ اول برابر $1.0 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$ است که می‌تواند به عنوان عامل مقیاس ابعادی در نظر گرفته شود. جملهٔ باقیمانده بی‌بعد است و حاوی کلیهٔ اطلاعات مربوط به واپاشی بتازا و احتمالهای گذار هسته‌ای است. مقدار آن برابر $f \approx 1.5 \times 10^{-25}$ (با استفاده از $|M_{fi}| = \sqrt{2}$) است.

آهنگ واپاشی دوبتایی تقریباً از رابطهٔ زیر به دست می‌آید

$$\lambda_{\beta\beta} = \left(\frac{m_e c^2}{\hbar} \right) \left\{ f g^2 \frac{m_e^4 c^4 |M_{fi}|^2}{2 \pi^2 \hbar^6} \right\}^2 \quad (40.9)$$

که نیمه عمری از مرتبهٔ 10^{17} سال را مشخص می‌کند و با واپاشی تک بتایی قابل مقایسه است (اگرچه نباید این محاسبهٔ ساده را چندان جدی گرفت).

واپاشی دوبتایی همچنین می‌تواند 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 دوبتایی $^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$ با $Q = 0.87 \text{ MeV}$ از نقطه نظر انرژی ممکن است. در حقیقت، چنین موقعیتهایی محتملترین



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

موارد مشاهده واپاشیهای دوتایی هستند، زیرا ماتامیلی 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 دوروش اساسی وجود دارد. روش اول، روش طیف نمایی جرمی است که در آن به جستجوی دختر هسته‌های پایدار در کانیهای که عمر زمین شناختی معینی دارند می پردازیم. برای مثال، با مشاهده فراوانی اضافی ^{128}Xe (نسبت به فراوانی آن در Xe جو) در يك صخره حاوی تلوریم، می توانیم نیمه عمر واپاشی دوتایی ^{128}Te و تبدیل آن را به ^{128}Xe برآورد کنیم. با فرض معقول طولی 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 می توان 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 عبارت اند از

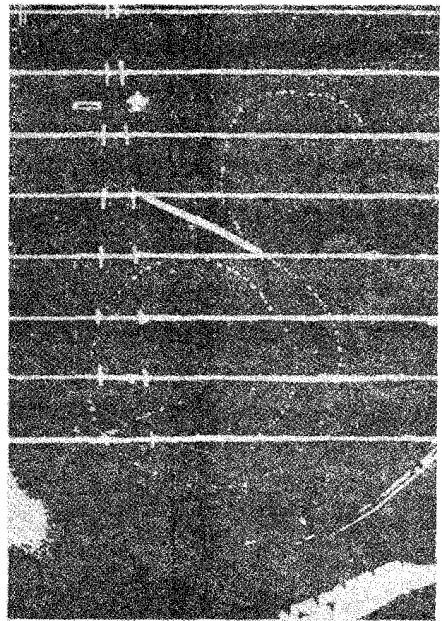
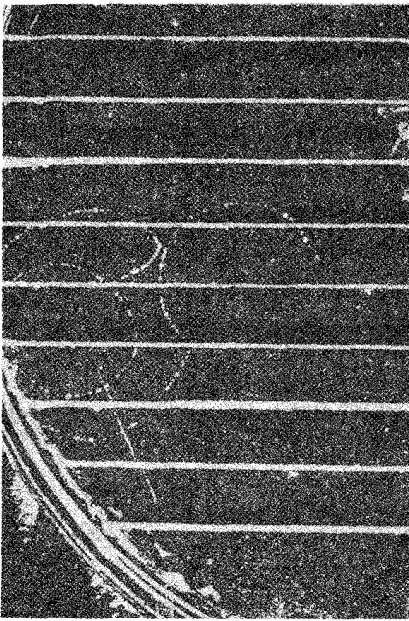
$$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe} \quad (375 \pm 10) \times 10^{24} \text{ y}$$

$$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe} \quad (272 \pm 0.6) \times 10^{21} \text{ y}$$

$$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr} \quad (177 \pm 0.3) \times 10^{20} \text{ y}$$

بدیهی است که نیمه عمرهای طولانی مانع از آشکارسازی مستقیم واپاشی دوتایی می شوند. 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 مون بلان 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 می دهد که در آن دو الکترون گسیل می شوند. 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 یک فرایند در اتاقک ابر که تصور می‌رود از واپاشی دوبتایی ^{82}Se حاصل شده است. خطوط افقی رگه‌های ماده چشمه ^{82}Se هستند. واپاشی دوبتایی، زوج‌ردهای خمیده‌ای را که از یکی از رگه‌های میانی تصویر سمت چپ ناشی می‌شوند به وجود آورده است. فرایندهای زمینه‌ای ناشی از رادیواکتیویته طبیعی نیز در تصویر دیده می‌شوند. این فرایندها شامل تولید دو الکترون متوالی واپاشی بتا (مانند واپاشیهای زنجیری رادیواکتیو طبیعی در شکل ۱۰.۶) و تولید یک 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. یک میدان مغناطیسی عمود بر صفحه تصویر سبب خمیدگی ردها می‌شود، به طوری که می‌توان تکانه الکترون را تعیین کرد.

اورانیم، ناشی شده است. آزمایش دقیقتری از جستجوی فرایندهای دوبتایی توسط الیوت، هان، و موئه گزارش شده است.^۱ آنها توانسته‌اند تقریباً ۳۰ فرایند واپاشی دوبتایی را طی مدت بیش از ۳۰۰۰ ساعت اندازه‌گیری کنند. حد پایین نیمه‌عمر دوبتایی حاصل در حدود $10^{20} \times 100$ 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 v 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 دوتایی «بدون نوترینو» امکان پذیر خواهد بود:

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

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

آزمایشی که برای جستجوی واپاشی دوتایی بدون نوترینو طرح شده بود در مورد ${}^{76}\text{Ge}$ به اجرا درآمد. در این آزمایش از یک آشکارساز Ge هم به عنوان چشمه هسته‌های واپاشنده و هم آشکارساز این واپاشیها استفاده شد. کل انرژی قابل استفاده واپاشی 204 MeV است و اگر هر دو الکترون در آشکارساز متوقف شوند، یک واقعه منفرد با انرژی 204 MeV ثبت می‌شود. مشکل کار در این آزمایش، کاهش زمینه (ناشی از رادیو اکتیویته طبیعی، آلوده کننده‌های رادیو اکتیو مصنوعی و تابشهای کیهانی) به سطحی به اندازه کافی پایین است به طوری که ناحیه 204 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 ملاحظه‌ای در شمارش زمینه ندارند (مثلاً پیچهای فولادی زنگ نرسزنی که آلودگی ${}^{60}\text{Co}$ را در خود نشان می‌دادند با پیچهای برنجی جایگزین شدند، و اشراهای اندیم جایگزین و اشراهای لاستیکی شد) احاطه شود. پس از ۹ ماه شمارش، قله قابل مشاهده‌ای در انرژی 204 MeV وجود نداشت، و در نتیجه برای نیمه عمر عددی بزرگتر از 10^{23} y حاصل شد. این آزمایشها با این امید که بهبود مداوم حساسیت، مشاهده مستقیم واپاشیهای دوتایی و دوتایی بدون نوترینو را امکان پذیر سازد، ادامه دارند.

اگر چه تعبیر نظری نتایج تجربی کار دشواری است، ولی ادامه جستجو برای دستیابی به شواهد واپاشی دوتایی 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 هلیسیته معین (± 1) غیر ممکن است، و بنا بر این مشاهده واپاشی دوتایی بدون نوترینو بلافاصله نادرست بودن خصوصیات «کلاسیک» نوترینو را مطرح می‌کند.

۸.۹ گسیل نوکلئون تأخیری در واپاشی بتا

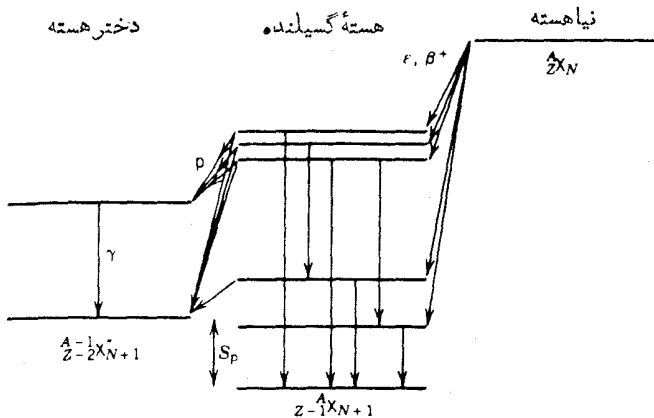
پرتوهای گاما تنها تابش گسیل شده از حالات برانگیخته هسته‌ای پس از واپاشی بتا از

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

نیستند. بعضی اوقات این حالات ناپایدارند و يك يا دو نوكلئون از خود گسیل می کنند. گسیل نوكلئون به سرعت رخ می دهد (به طوری که با گسیل گاما رقابت می کند) و در نتیجه گسیل نوكلئون را با نیمه عمرهای مشخصه واپاشی بتازا می توان بررسی کرد.

برای واپاشی هسته هایی که فقط يك يا 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 هسته های پایدار، انرژی واپاشی حالت های شدیداً برانگیخته ممکن است به حدی برسد که هسته با گسیل نوكلئون واپاشیده شود. نمودار ساده ای از این فرایند برای گسیل پروتون در شکل ۱۳۰۹ نشان داده شده است. مادر هسته اولیه گسیل کننده β را نیا هسته می نامند؛ خود نوكلئونها از هسته گسیلنده صادر می شوند و این فرایند سرانجام به حالاتی از هسته دختر منتهی می شود.

در سالهای اخیر، علاقه به بررسی گسیل نوكلئون تأخیری، مطالعات تجربی هسته های دور از حالت پایدار را افزایش داده است. اهمیت نو ترونهای تأخیری در کنترل رآکتورهای هسته ای [فصل ۱۳ (جلد دوم، ترجمه فارسی)] سبب علاقه بیشتر در این مورد شده است. اما تاریخ کشف این پدیده به زمان پیدایش فیزیک هسته ای برمی گردد - 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 می شود، که این هسته به سهم خود ذرات آلفای با انرژی 8.784 MeV گسیل می کند. (از آنجا که حالت واپاشنده آلفا Z یک حالت پایه 0^+ از یک هسته زوج-زوج است، واپاشی عملاً به طور ۱۰۰٪ به حالت پایه ^{208}Pb منجر می شود.) اما تعداد کمی از ذرات آلفا با انرژیهای بیشتر هم مشاهده شده اند (۵۰۳۵ در صد



شکل ۱۳۰۹ نمودار ساده گسیل نوكلئون تأخیری در واپاشی بتازا. واپاشی نیا هسته به تراکم حالت های بسیار برانگیخته گسیلنده که در مقابل گسیل نوكلئون ناپایدارند منجر می شود. 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 $MeV 949.09$ ، 0.020 درصد با $MeV 422.10$ ، و 0.017 درصد با $MeV 543.10$ ، 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 نیاسته به هر یک از حالات هسته گسیلنده، و احتمال واپاشی نوکلئون زای گسیلنده به حالتی قابل حصول دختر هسته احتیاج دارد. این مشکل در هسته های سنگین در اثر چگالی زیاد حالات برانگیخته پیچیده تر است - فاصله متوسط بین حالتیهای برانگیخته در انرژی زیاد ممکن است در حدود eV باشد که بسیار کوچکتر از توان تفکیک گروههای 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 ۱۳.۹ 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 گاما زای حالت گسیلنده یا واپاشیهای بتازا به ترازهای پایتتر 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 بنابراین 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 نیاسته 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 نیاسته اکثر واپاشیهای بتازا را به طرف خود می کشد

(جزء ماتریس نوع فرمی این حالت مخصوصاً بزرگ است). این حالت را حالت مسانسته 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 ^{14}N در نظر می گیریم که با گسیل بتای منفی به ^{14}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 ^{14}O از واپاشی بتازا حاصل شده اند، و هر یک با گسیل یک نوترون به حالت پایه ^{14}O تبدیل می شود. (این مطلب در حالت کلی حقیقت ندارد، ولی اولین حالت برانگیخته ^{14}O دارای بیش از ۶ MeV انرژی است؛ خواهیم دید که واپاشی بتازای ^{14}N انرژی کافی برای رسیدن به چنین حالت بسیار برانگیخته ای را ندارد.)

برای تحلیل انتقال انرژی در واپاشی، به انرژی جدایی نوترون در ^{14}O احتیاج داریم. با استفاده از معادله (۲۶.۳) می نویسیم

$$S_n = [m(^{16}\text{O}) - m(^{14}\text{O}) + m_n]c^2 \\ = (15999491464 \text{ u} - 1699991306 \text{ u} + 10008664967 \text{ u}) \\ \times 931.5 \text{ MeV/u} = 4144 \text{ MeV}$$

این مقدار انرژی لازم برای جدا ساختن یک نوترون از هسته ^{14}O است. حالت ابتدایی سیستم را هسته ^{14}O در حالت برانگیخته با انرژی E_x در نظر می گیریم. بنابراین انرژی اولیه برابر $m(^{14}\text{O})c^2 + E_x$ است. انرژی نهایی برابر $m(^{14}\text{O})c^2 + E'_x + m_n c^2 + T_n + T_R$ است، که در آن T_n انرژی جنبشی نوترون و T_R انرژی پس زنی ^{14}O است که برای برقراری پایستگی تکانه الزامی است. انرژی برانگیختگی احتمالی هسته ^{14}O را به صورت E'_x در نظر گرفته ایم؛ بعداً نشان خواهیم داد که مقدار آن در این مورد باید صفر باشد. بنابراین پایستگی انرژی داریم

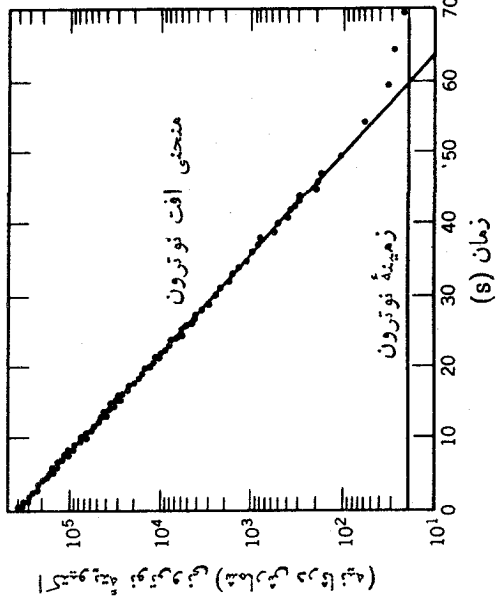
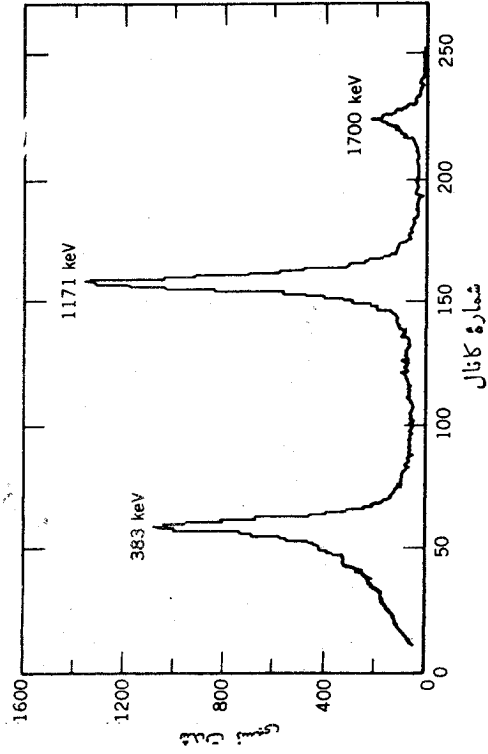
$$m(^{14}\text{O})c^2 + E_x = m(^{14}\text{O})c^2 + E'_x + m_n c^2 + T_n + T_R$$

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

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



کتیویته نوترونی (شمارش در ثانیه)

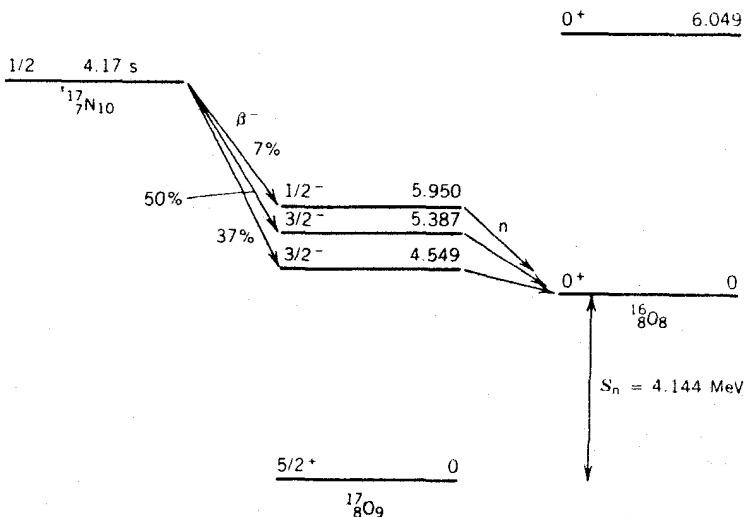
شکل ۱۴.۹: نوترونهاي تأخيري در واپاشي بتازای ^{235}U . طيف انرژي نوترون در سمت چپ، و افت اکتیویته نوترونی بر حسب زمان در سمت راست نشان داده شده است.

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 ۴۵۵۱ ، ۵۳۸۸ ، و ۵۹۹۵ 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 ($E'_x \geq ۶۰۴۹$ MeV) یعنی اولین حالت برانگیخته و حالت‌های بالاتر) را در نظر بگیریم، پایینترین برانگیختگی ممکن در ^{17}O برابر ۱۰۶۶ MeV به دست می‌آید که از مقدار Q واپاشی بتازای ^{17}N (۸۶۸ MeV) بزرگتر است. بنا بر این، حالات برانگیختهٔ ^{16}O در این واپاشی متراکم نمی‌شوند.

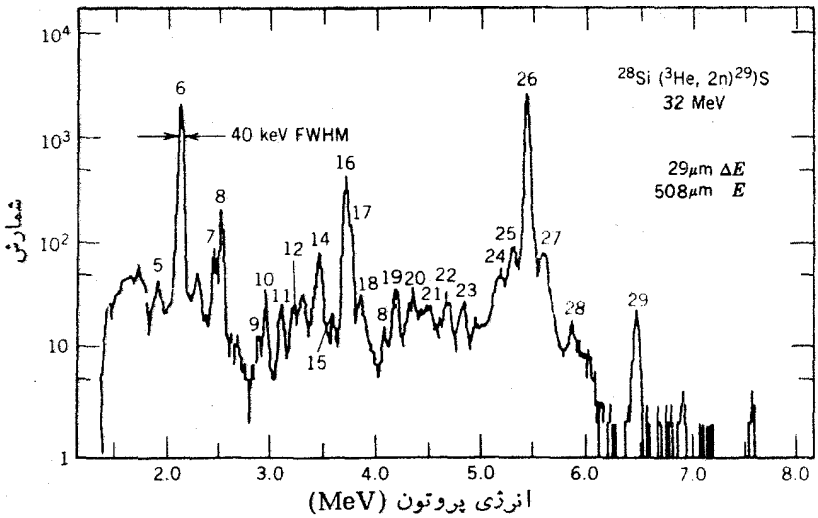
شکل ۱۴.۹ نیز آهنگ گسیل نوترون را برحسب زمان نشان می‌دهد، که با استفاده از آن نیمه‌عمر ^{17}N برابر ۴۱۷ s به دست می‌آید. این نیمه‌عمر برای اینکه واپاشی را یک فرایند گسیل مستقیم نوترون بدانیم، بسیار طولانی است و بنا بر این باید آن را یک فرایند گسیل تأخیری در واپاشی بتازا در نظر بگیریم. واپاشی حاصل در شکل ۱۵.۹ نشان داده شده است.



شکل ۱۵.۹ نوترونهای تأخیری در واپاشی بتازای ^{17}N .

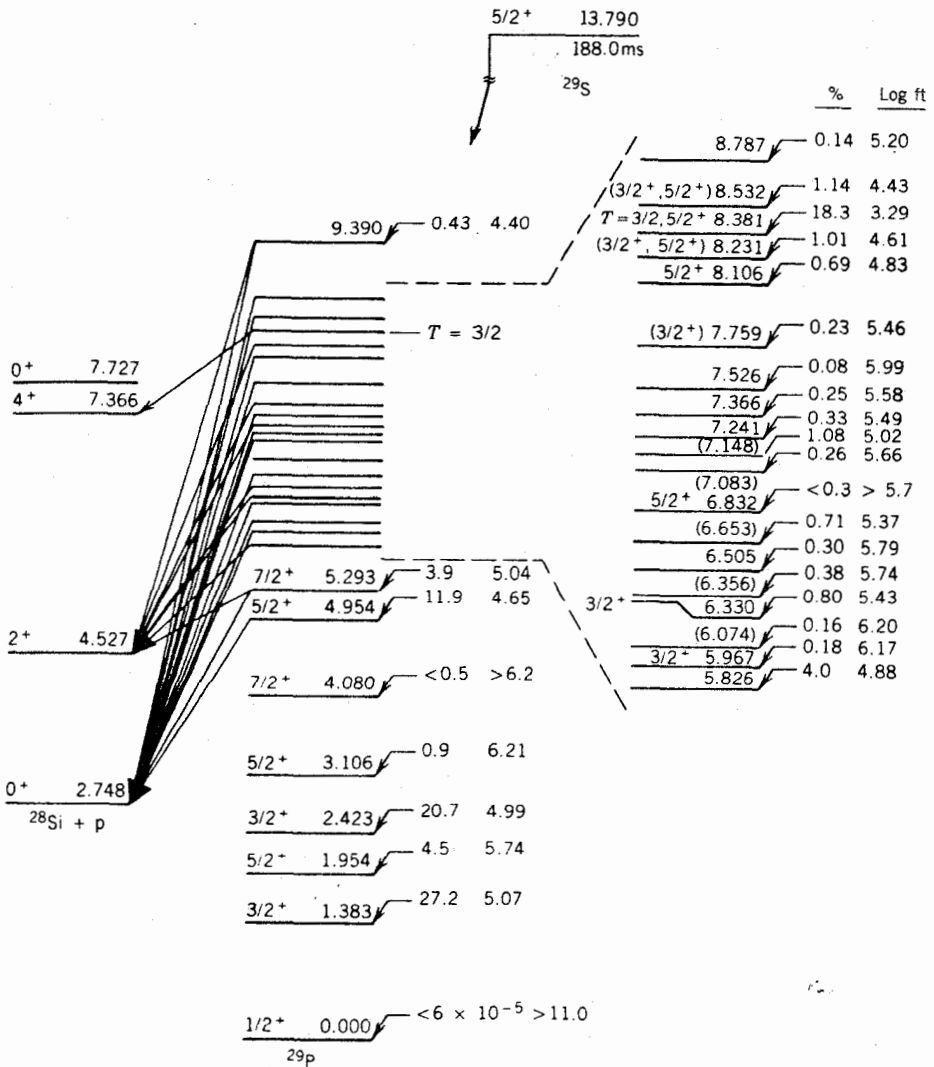
گسیل پروتون از هسته‌های حاوی پروتون اضافی به سهولت انجام می‌گیرد، که مسلماً یکی از مصادیق آن مورد ^{29}S ($N=13, Z=16$) است. فعال‌سازی از طریق واکنش $^{28}\text{Si} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^{29}\text{S} + 2n$ انجام شده است، که این واکنش سبب افزایش دو پروتون و کم شدن یک نوترون از هسته پایدار اولیه ($N=14, Z=14$) می‌شود. نیا هسته ^{29}S با واپاشی بتازی 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 ^{28}Si و ^{29}P 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 1.7778 MeV است، و بنابراین دو گروه پروتون با تفاوت انرژی 1.7778 MeV را می‌توان در نظر گرفت که از یک تراز گسیلنده به این دو حالت نهایی در دختر هسته برسند (گروههای ۱۶ و ۲۶، ۲۷ و ۱۸، 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

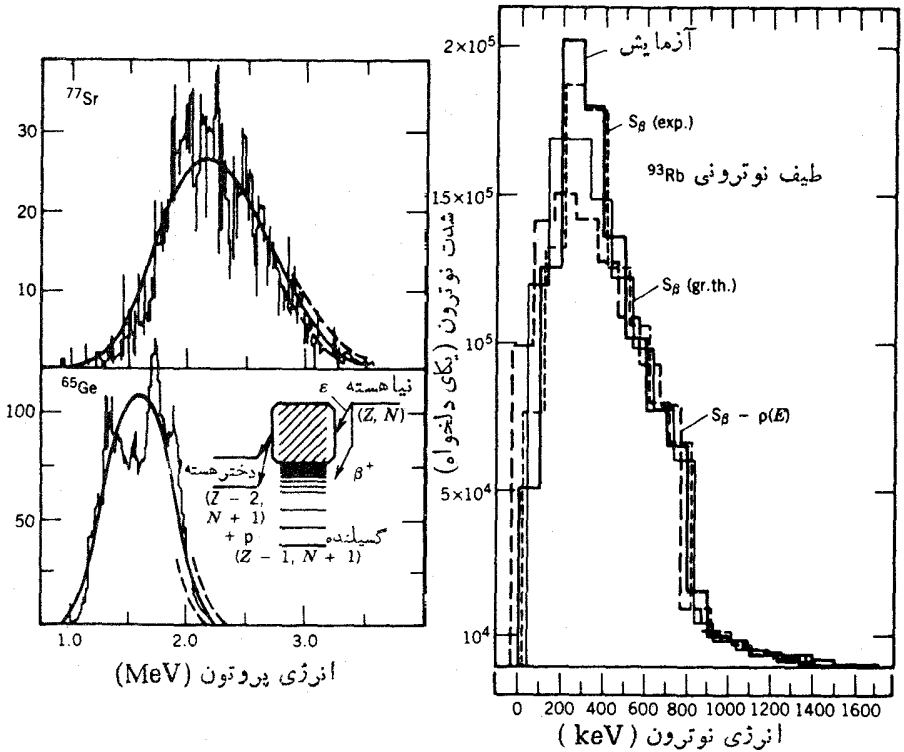


شکل ۱۶.۹ پروتونهای گسیل شده پس از واپاشی بتازی ^{29}S . پروتونها با استفاده از یک تلسکوپ $\Delta E \cdot E$ متشکل از آشکارسازهای Si مشاهده شده‌اند. اعداد به واپاشیهای پروتونی ویژه حالت‌های برانگیخته ^{29}P مربوط می‌شوند.

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 ۱۸۰۹).



شکل ۱۷۰۹ 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. به‌شاکه واپاشی قوی (مقدار ft کوچک) در واپاشی به حالت 8.381 MeV توجه کنید که حالت مانسته حالت پایه ^{29}S است.



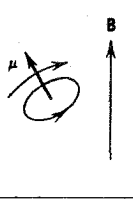
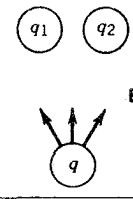
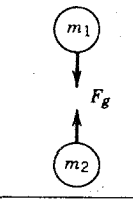
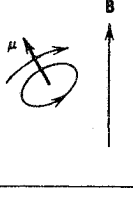
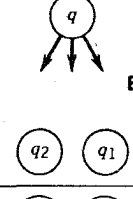
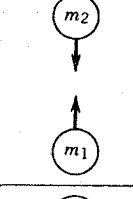
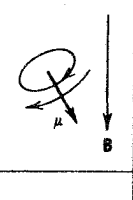
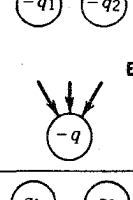
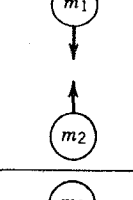
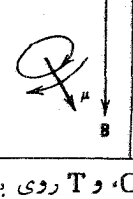
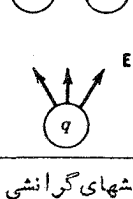
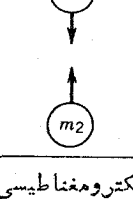
شکل ۱۸.۹ گسیل پروتون (چپ) و نوترون (راست) پس از واپاشی بتا از هسته‌های سنگین. فاصله بین حالت‌های برانگیخته گسیلنده به اندازه‌ای کوچک است که به جای قله‌های منفرد، شکلهای ۱۴.۹ و ۱۶.۹ فقط یک توزیع پهن مشاهده می‌شود. برای برآزش داده‌های تجربی، به‌جای محاسبات تفصیلی هر یک از حالت‌های هسته‌ای، از مدل‌های آماری استفاده می‌شود.

۹.۹ ناپایستگی پاریته

عملکرد پاریته (در تمایز با عدد کوانتومی پاریته) را می‌توان به‌صورت انعکاس تمامی 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 ناورد است. 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 ماکروسکوپیکی 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

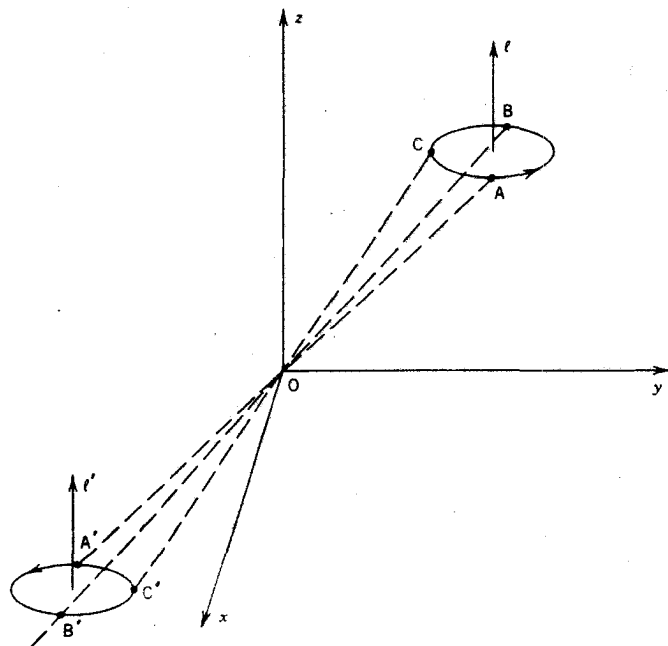
را ایجاب نمی‌کند، و کاملاً محتمل است که انسانی در طبیعت به وجود آید که قلبش در طرف راست بدن قرار داشته باشد. در اینجا چیزی که مورد توجه ماست، تقارن انعکاسی خود قوانین طبیعت است و نه ترتیب تصادفی بخشهایی از طبیعت که این قوانین بر آنها حکم فرماست. در حقیقت، سه نوع «انعکاس» مختلف وجود دارند که ما اغلب با 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، و T روی برهم کنشهای گرانشی و الکتر و مغناطیسی. در تمام موارد نمودارهای انعکسی وضعیتهای فیزیکی ممکن را نشان می‌دهند، و از همین رو این برهم کنشها را نسبت به P، C، و T ناورد می‌گویند.

می‌دهد که سه فرایند اصلی موجود در طبیعت در اثر عملکردهای P، C، و T به چه صورتی درمی‌آیند. توجه کنید که علامت بعضی از بردارها در اثر عملکرد پاریته P تغییر می‌کند (بردارهای مکان، سرعت، نیرو، میدان الکترویکتی) 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 ناوردا



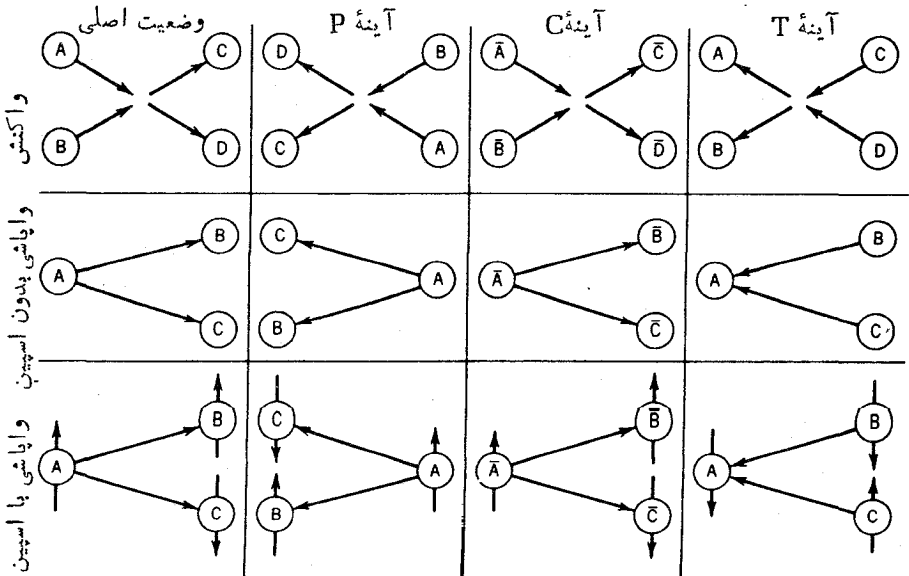
شکل ۲۰.۹ اثر عملکرد P بر جسم چرخان. اگر انعکاس نقاط A، B، و C واقع بر مدار حرکت را نسبت به مبدأ پیدا کنیم ($\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$)، نقاط A'، B'، و C' حاصل می‌شوند. چون ذره اصلی از A به B و از آنجا به C حرکت می‌کند، ذره انعکاسی از A' به B' و از آنجا به C' حرکت خواهد کرد. استفاده از قاعده دست راست برای تعیین جهت تکانه زاویه‌ای نشان می‌دهد که l و l' هردو به طرف بالا هستند. بنابراین، 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 برهسم كنش هسته‌ای نسبت به اثر P, C, T ، 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 فرودآوریم). می‌توانیم عمل همیوخی 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 ناوردا 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 ، و 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 یا 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 و T در فیزیک هسته‌ای.

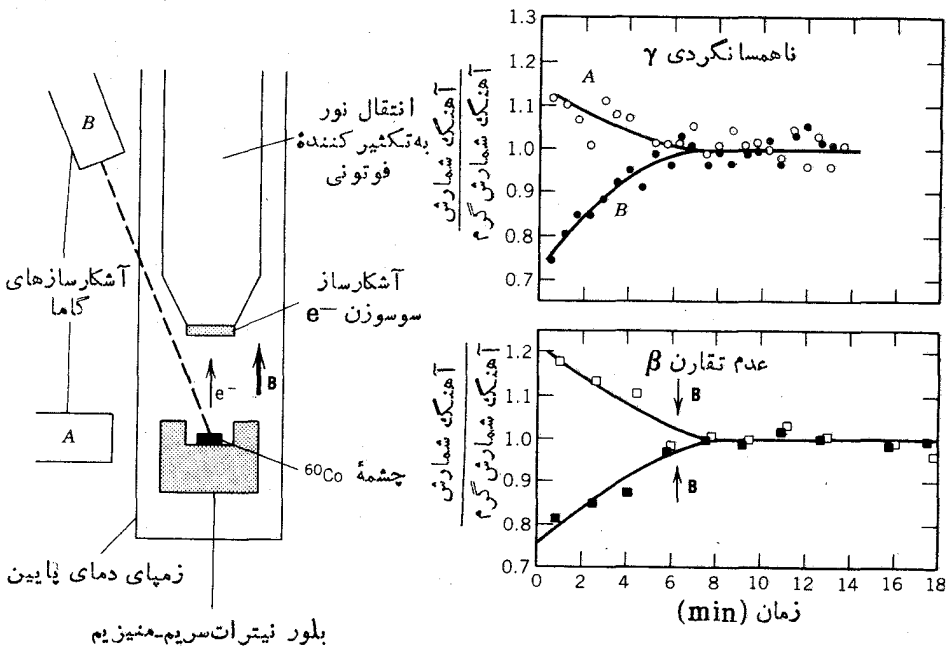
انعکاسی را با وضوح بیشتری تشخیص دهیم.

یکی از راه حلها این است که برای ذره واپاشنده A برودار 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، واگر 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 بینیم 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 برای 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 - π الهام گرفته بودند. در آن زمان به دو ذره به نامهای θ و π برخورد کرده بودند که به نظر می رسید اسپین، جرم، و طول عمر یکسانی دارند؛ و این حاکی از آن بود که θ و π 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 بتازای هسته ای بود، لی و یانگ اظهار نظر کردند که θ و π در حقیقت ذره واحدی (به نام امروزی مزون K) هستند که می توانند به حالت های نهایی با پاریته های مختلف واپاشیده شود، مشروط بر آنکه عملکرد P برای واپاشی بتازا فرایندی ندارد نباشد.

گروه های آزمایشی متعددی در صدد آزمون پیشنهاد لی و یانگ بر آمدند، و بزودی وو و همکارانش با استفاده از واپاشی بتازای ^{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 ($20 \pm 0.1 \text{ K}$)، 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 بتازا نسبت به عملکرد P به اثبات می رسید. در واقع آنچه مشاهده شد، این بود که دست کم ۷۰٪ ذرات B 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.

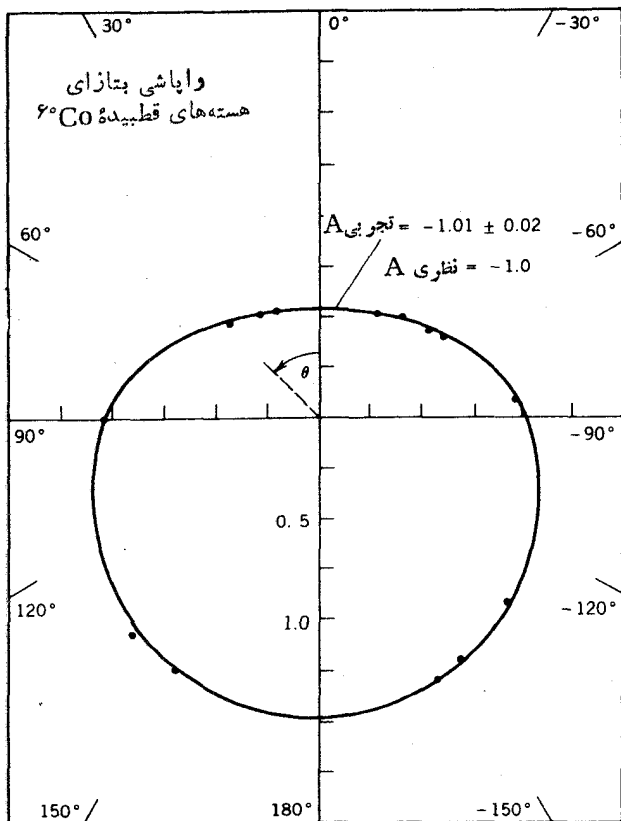
بیست و پنج سال پس از آزمایش نخستین، گروه پژوهشی وو آزمایش ^{60}Co را با



شکل ۲۴۰۹ نمودار ساده‌ای از آزمون تجربی نقض پارته در واپاشی ^{60}Co . وسایل آزمایش در طرف چپ نشان داده شده است. از بلور نیترات سرب-منیزیم برای خنک کردن چشمه رادیو اکتیو تا دمای ۱ K 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 ۲۱۰۹ و ۲۴۰۹). 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 ۲۳۰۹ نتیجه این آزمایش جدید را که دلیل روشنی بر نقض قانون پارته است، نشان می‌دهد.

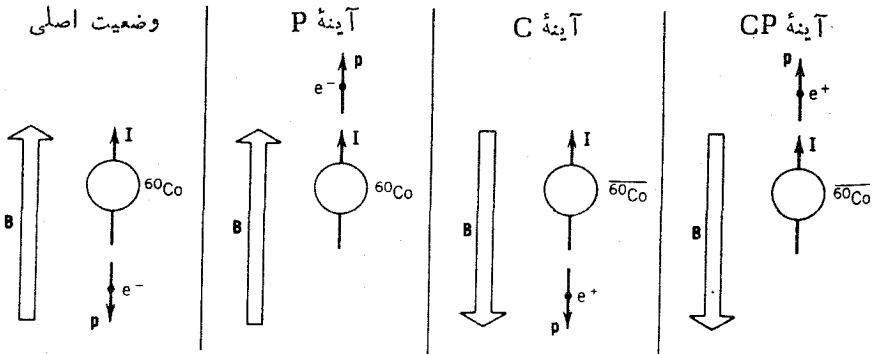
شکل ۲۴۰۹ آزمایش ^{60}Co وانعکاس آن را در آینه P به طور ساده نشان می‌دهد. در آزمایش انعکاسی P، الکترون‌ها به جای خلاف میدان مغناطیسی ترجیحاً در جهت آن گسیل می‌شوند. چون این حالت در طبیعت مشاهده نمی‌شود، باید نتیجه گرفت که لااقل تا آنجا که به واپاشی بتا مربوط می‌شود، عملکرد P تقارن معتبری نیست. نتیجه شگفت دیگری نیز از این آزمایش حاصل می‌شود. انعکاس آزمایش اصلی در آینه C را در شکل ۲۴۰۹ در نظر بگیرید. الکترونهای جاری در سیم‌ها که میدان مغناطیسی را به وجود می‌آورند



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

به‌پوزیترون تبدیل می‌شوند، و در نتیجه جهت میدان مغناطیسی معکوس می‌شود. در آزمایش انعکاسی C ، ذرات β اکنون ترجیحاً در جهت میدان مغناطیسی گسیل می‌شوند. بنا بر این ماده و پادماده در واپاشی بتازا رفتاری متفاوت دارند، که نقض تقارن C است.^۱ اما اگر انعکاس آزمایش را مطابق شکل ۲۳.۹ در آینه‌ای به دست آوریم که عملکردهای P و C را هم‌زمان انجام دهد، به‌حالت 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 ناپایستگی P را برطیف‌نمایی هسته‌ای بررسی کنیم. برهم‌کنش 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 برهم‌کنشی حاصل می‌شود که علت واپاشی بتازاست:

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

به‌طور کلی، اثر ضعیف $V_{\text{ضعیف}}$ برطیف‌نمایی هسته‌ای در مقایسه با قوی $V_{\text{قوی}}$ بسیار کوچک است، ولی ضعیف $V_{\text{ضعیف}}$ دارای خصوصیت نقض تقارن P است که قوی $V_{\text{قوی}}$ فاقد آن است. تا آنجا که به‌حالات هسته‌ای مربوط می‌شود، اثر ضعیف $V_{\text{ضعیف}}$ این است که سهم کوچکی از پارینه «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 قابل‌ملاحظه‌ای در طیف‌نمایی هسته‌ای ندارد. ولی این اثرات در دو مورد به‌خصوص قابل‌ملاحظه‌اند. در اولین مورد، شدت تابش گاماها ی گسیل‌شده از هسته قطبیده در جهت میدان مغناطیسی قطبیده و 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 ۲- 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 $B = 3.78 \text{ MeV}$ ، $Q = 1.7 \text{ MeV}$) برابر 2×10^{-21} s 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

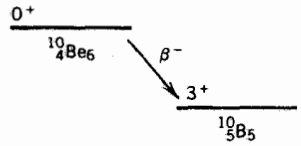
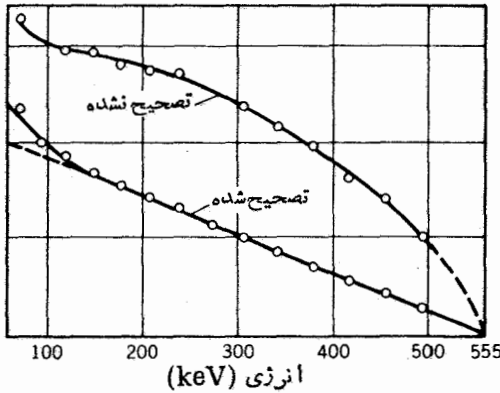
۱۰.۹ طیف‌نمایی بتا

در این بخش روشهای به دست آوردن خصوصیات حالات هسته‌ای (به‌خصوص انرژیهای برانگیختگی و تعیین اسپین-پاریته) را از طریق اندازه‌گیری واپاشیهای بتا از 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 همبوسی 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.

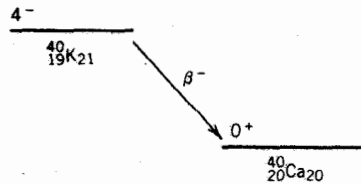
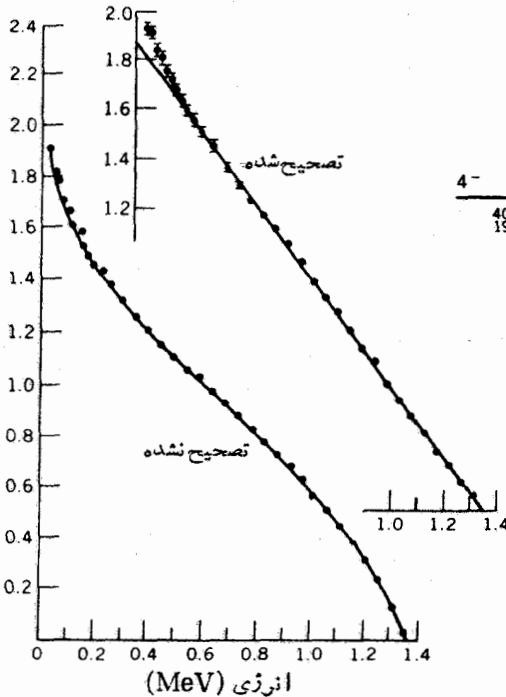
اگرچه شکل طیف β و نیمه‌عمر واپاشی (در حقیقت، مقدار f) به‌طور مطلق نوع واپاشی را مشخص نمی‌کنند، ولی سر نخهای مؤثری در مورد نوع واپاشی (و در نتیجه اسپین-پاریته نسبی حالات اولیه و نهایی هسته) به دست می‌دهند. همان‌طور که در بخش ۳.۹ بحث شد، نمودار فرمی-کوری خطی، بدون در نظر گرفتن عامل شکل، نوع مجاز واپاشی را نشان می‌دهد، و بنابراین انتظار داریم که قواعد « $\Delta I = 0$ یا 1 » و « $\Delta \pi = 0$ » 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 ۵۰۹ دیده می‌شود، به احتمال زیاد واپاشی ممنوع نوع اول را نشان می‌دهد. شکل‌های ۲۵۰۹ و ۲۶۰۹ چگونگی استفاده از شکل واپاشی را برای به دست آوردن



شکل ۲۵۰۹ نمودار فرمی-کوری تصحیح نشده برای واپاشی ${}^{10}\text{Be}$ ، و تصحیح عامل شکل برای گذار ممنوع دوم.

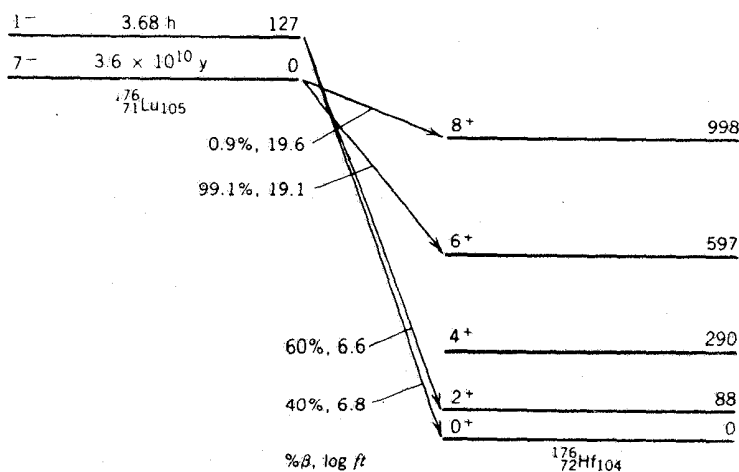


شکل ۲۶۰۹ نمودار فرمی-کوری تصحیح نشده برای واپاشی ${}^{40}\text{K}$ ، و تصحیح عامل شکل برای گذار ممنوع سوم.

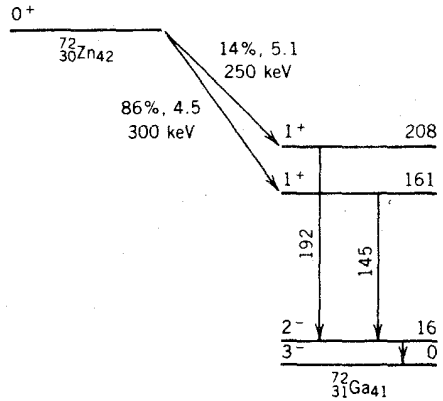
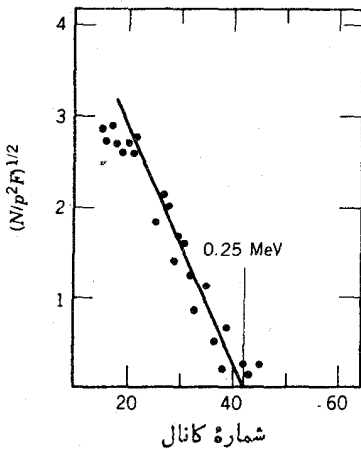
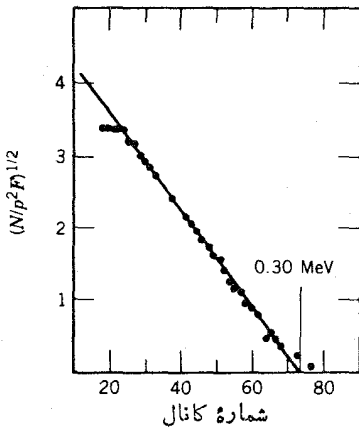
خصوصیات حالت ابتدایی نشان می‌دهند. نمودار فرمی - کوری واپاشی ^{10}Be با استفاده از عامل شکل واپاشیهای ممنوع دوم، نه $\Delta I = 3$ و $\Delta \pi = 0$ ، خطی شده است. ^{10}Be مانند کلیه هسته‌های Z زوج، و N زوج دارای حالت پایه 0^+ است، بنابراین بلافاصله برای حالت نهایی ^{10}B اسپین - پاریتت 3^+ به دست می‌آید. به علاوه، مقدار $\log ft$ که برابر ۱۳٫۴ است با مقدار مربوط به واپاشیهای ممنوع دوم سازگار است. واپاشی ^{40}K 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 $\Delta \pi = 0$ » خطی شده است. حالت نهایی، حالت پایه ^{40}Ca است که اسپین - پاریتت 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 مطالعهٔ 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، درحالی‌که از مقدار اسپین - پاریتت شناخته شده انتظار داریم که واپاشی از نوع ممنوع اول باشد (که مقدار 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 تابع موجهای حالت‌های اولیه و نهایی است.

واپاشی هسته‌های ^{22}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

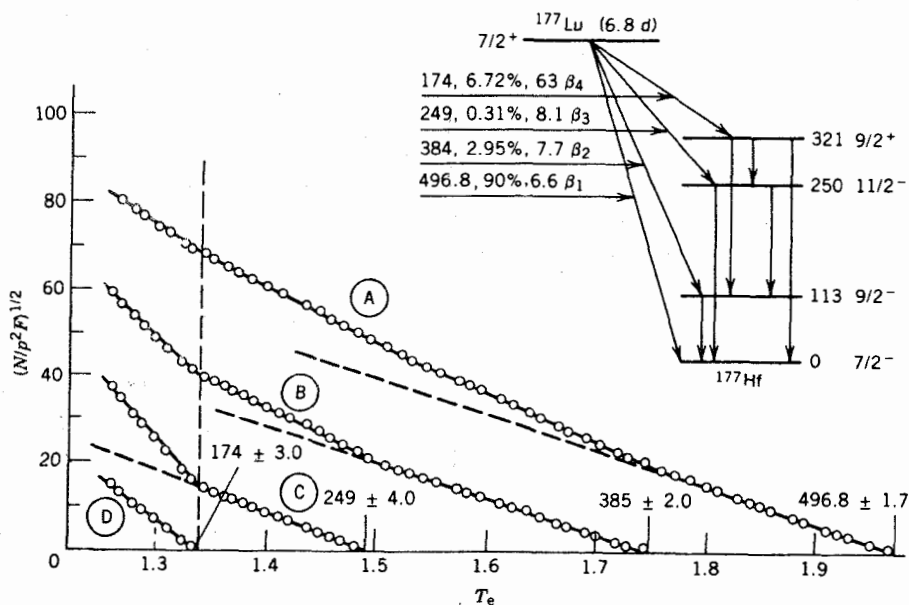


شکل ۲۷٫۹ واپاشی بتازای ^{176}Lu ، انرژی ترازها بر حسب keV داده شده است.



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 در حالت همفرودی با پرتوهای گامای با انرژی 192 keV (شکل پایینی) و 145 keV (شکل بالایی) در سمت چپ نشان داده 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 $\log f t$ 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

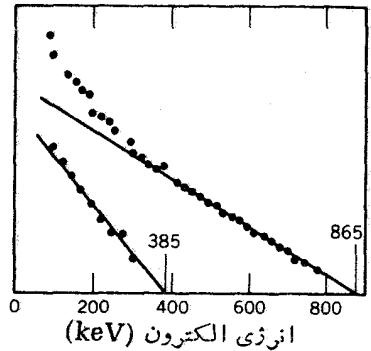
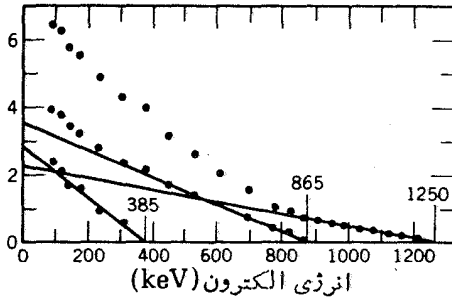


شکل ۲۹۰۹ نمودار فرمی-کوری واپاشی بتازای ^{177}Lu . منحنی A نماینده طیف کامل بتاست. با برون‌یابی قسمت پراثری (که از قرار معلوم فقط شامل یک مؤلفه است) منحنی خط‌چین به‌دست می‌آید. از تفاضل خط برون‌یابی شده و منحنی A، منحنی B حاصل می‌شود. قسمت خطی B نقطه پایان مؤلفه بعدی را به‌دست می‌دهد، و با تکرار این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

باشد. با برون‌یابی قسمت خطی پراثری و کم کردن آن، طیف باقیمانده نقطه پایانی 385 keV را نشان می‌دهد، با تکرار همین عمل، دو مؤلفه دیگر نیز به‌دست می‌آیند. در اینجا مستقیماً نمی‌توانیم بگوئیم که پراثرترین 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 کم‌انرژی 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

$$\begin{aligned}
 m(^{177}\text{Lu}) &= m(^{176}\text{Lu}) + m(n) - 700726 \text{ MeV}/c^2 \\
 &= 1769943766 \pm 0000006 \text{ u}
 \end{aligned}$$

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



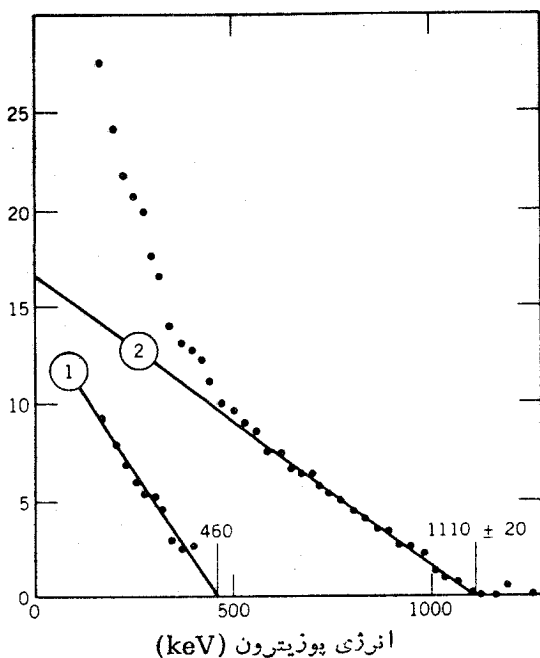
شکل ۳۰.۹ طیف الکترون حاصل از واپاشی بتازای ^{176}Lu . طیف متفرد (سمت چپ) با استفاده از روش جداسازی، مانند شکل ۲۹.۹، به سه مؤلفه تبدیل می‌شود. طیف همفرودی با پرتو گاما (در سمت راست) پر انرژی‌ترین مؤلفه را نشان نمی‌دهد، اگر این مؤلفه با هیچ گامایی همفرود نباشد باید گذار به حالت پایه شمرده شود.

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

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

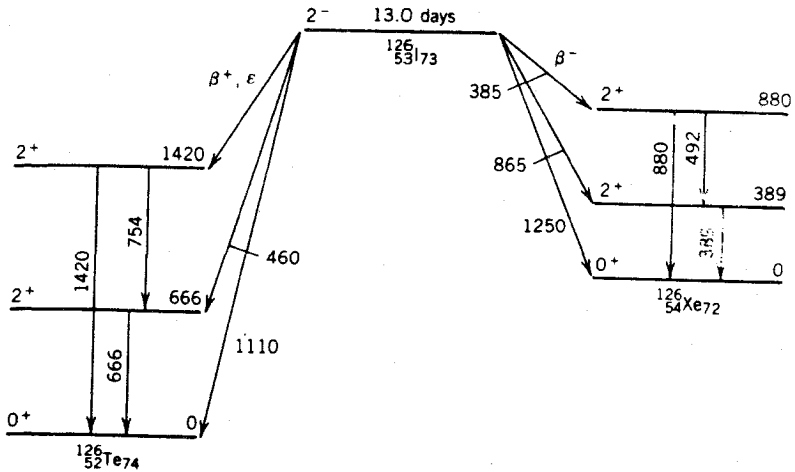
که سازگاری بسیار خوبی با انرژی بالاترین گروه β دارد. بنا بر این نتیجه می‌گیریم که این گروه به حالت پایه ^{177}Hf منجر می‌شود، و گسروهای پایینتر به ترتیب به ترازهای بالاتر 112 keV ($385 - 497$)، 248 keV ($249 - 497$)، و 323 keV ($174 - 497$) منتهی می‌شوند. همان‌طور که در بخش ۸.۱۰ خواهیم دید، نتایج حاصل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

به عنوان آخرین مثال در مطالعه طیف نمایی، واپاشی هسته‌های ^{176}Lu را در نظر می‌گیریم که با گسیل 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 $= \Delta\pi$ »، آن را به صورت خطی در می‌آورد و عمل جداسازی به ظهور سه گروه مختلف منتهی می‌شود. در اینجا فقط دو گروه پایینتر با تابش γ همفرودی دارند، یعنی بالاترین گروه به تولید ^{176}Xe در حالت پایه (0^+) منجر می‌شود و در نتیجه حالت واپاشنده باید به صورت 2^- باشد (زیرا بالاترین گروه به صورت $\Delta I = 2$ و «آری $= \Delta\pi$ » است). سایر گروهها باید به حالات برانگیخته 385 keV ($865 - 1250$) و 865 keV ($385 - 1250$) منجر شوند. (تعویض پذیری اعداد تصادفی است.) همین‌طور طیف پوزیترون نیز (شکل ۳۱.۹) دو گروه را نشان می‌دهد که با همین استدلال به حالت پایه و اولین حالت برانگیخته ^{176}Te منجر می‌شوند. طیف γ گذارهایی قوی با

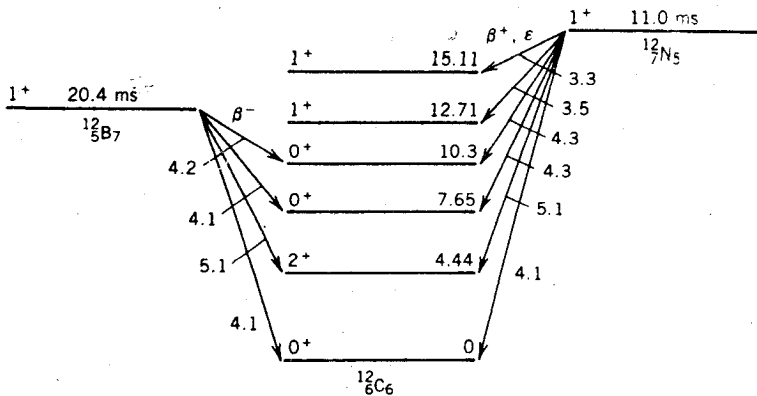


شکل ۳۱۰۹ طیف پوزیترون حاصل از واپاشی پیتازای ^{131}I . عمل جداسازی وجود دومؤلفه را در طیف نشان می‌دهد.

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 $\log f t$ و گذارهای «تقاطع» مشاهده شده به حالت پایه، اسپین-پاریته اولیه حالات برانگیخته به صورت 2^+ و دومین حالات برانگیخته نیز 2^+ است. محاسبه اجزای ماتریس β با استفاده از تابع موجهای هسته‌ای، فرایندی مشکل است و بنا بر این معمولاً به مقایسه 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 $f t$ به حالات برانگیخته مختلف برای واپاشیهای بتازای مثبت و منفی یکسان است. انتظار داریم که تابع موجهای اولیه و نهایی مربوط به گذار هفتمین پروتون به ششمین نوترون (بر مبنای مدل پوسته‌ای) مشابه تابع موجهای گذار هفتمین نوترون به ششمین پروتون باشد. مقادیر $f t$ با این انتظار سازگاری دارند. گذار پروتون به نوترون که نوترون را در همان حالت پوسته‌ای پروتون اولیه باقی می‌گذارد منجر به اشغال حالت برانگیخته 11 MeV در ^{12}C می‌شود. بنابراین، این حالت دارای همان تابع موج هسته‌ای حالت پایه ^{12}B و ^{12}N است (بجز تفاوت میان پروتونها و نوترونها) و حالت مانده ^{12}B و ^{12}N شمرده می‌شود. مقدار مخصوصاً کوچک $f t$ در واپاشی ^{12}N به این حالت، بر تعبیر



شکل ۳۴۰۹ نمودار واپاشی ^{126}I که حاکی از اطلاعات مربوط به β و γ است. انرژی ذرات و ترازها بر حسب keV است.



شکل ۳۴۰۹ نمودار واپاشیهای بتازای ^{12}B و ^{12}C 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 پدید می آید. 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-پاریته $(\gamma/2)^-$ ، 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 بنابراین انتظار داریم که واپاشی ^{47}Ca به ^{47}Sc [مجدداً از $(\nu/2)^-$ به $(\nu/2)^-$] مقدار $\log f$ مشابهی داشته باشد. اما مقدار مشاهده شده برابر ۸٫۵ است، یعنی این واپاشی ۱۰۵ بار کندتر صورت می‌گیرد! بنابراین گذار بیست و هفتمین نوترون به بیست و یکمین پروتون فرایندی پیچیده‌تر است، و شش نوترون دیگر هم در پوسته $f_{7/2}$ باید تأثیر قابل ملاحظه‌ای 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 $(\nu/2)^-$ به $(\nu/2)^-$ هسته‌های با پوسته $f_{7/2}$ ($20 \leq N, Z \leq 28$) در جدول ۴٫۹ خلاصه شده است. چنانکه مشاهده

جدول ۴٫۹ واپاشیهای بتا در پوسته $f_{7/2}$ از $(\nu/2)^-$ به $(\nu/2)^-$

${}^A_Z X_N \rightarrow {}^A_{Z'} X'_{N'}$	$ Z - N' = N - Z' $	$\log f_t$
${}^{41}_{21}\text{Sc}_{20} \rightarrow {}^{41}_{20}\text{Ca}_{21}$	۰	۳٫۵
${}^{42}_{22}\text{Ti}_{21} \rightarrow {}^{42}_{21}\text{Sc}_{22}$	۰	۳٫۵
${}^{45}_{23}\text{V}_{22} \rightarrow {}^{45}_{22}\text{Ti}_{23}$	۰	۳٫۶
${}^{47}_{24}\text{Cr}_{23} \rightarrow {}^{47}_{23}\text{V}_{24}$	۰	۳٫۶
${}^{47}_{21}\text{Sc}_{22} \rightarrow {}^{47}_{20}\text{Ca}_{23}$	۲	۵٫۰
${}^{45}_{22}\text{Ti}_{23} \rightarrow {}^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$	۲	۴٫۶
${}^{47}_{24}\text{Cr}_{23} \rightarrow {}^{47}_{25}\text{Mn}_{22}$	۲	۵٫۲
${}^{45}_{20}\text{Ca}_{25} \rightarrow {}^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$	۴	۶٫۰
${}^{47}_{21}\text{Sc}_{26} \rightarrow {}^{47}_{22}\text{Ti}_{25}$	۴	۵٫۳
${}^{49}_{23}\text{V}_{26} \rightarrow {}^{49}_{22}\text{Ti}_{27}$	۴	۶٫۲
${}^{51}_{24}\text{Cr}_{27} \rightarrow {}^{51}_{23}\text{V}_{28}$	۴	۵٫۴
${}^{47}_{20}\text{Ca}_{27} \rightarrow {}^{47}_{21}\text{Sc}_{26}$	۶	۸٫۵
${}^{49}_{21}\text{Sc}_{28} \rightarrow {}^{49}_{22}\text{Ti}_{27}$	۶	۵٫۷

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 جامتر 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 وو 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 فوتونو 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 بتا 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) ${}^9\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C}$ ؛ (ب) ${}^{152}\text{Sm} \rightarrow {}^{152}\text{Eu}$ ؛ (ج) ${}^{89}\text{Zr} \rightarrow {}^{89}\text{Y}$.

۰۳ هسته ${}^{196}\text{Au}$ می تواند از طرق بتای 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 ${}^{11}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{C}$ برابر $1.053 \pm 0.003 \text{ MeV}$ 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 $3.510 \pm 0.004 \text{ MeV}$ 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؟

- ۰۷ واپاشی بتازای ^{191}Os فقط منجر به حالت بسرانگیخته ^{191}Ir با انرژی 171 keV می شود. بیشینه انرژی جنبشی طیف β را محاسبه کنید.
- ۰۸ (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 می شود) 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. ۰۹ جزء (یا اجزای) جا افتاده در فرایندهای زیر را پیدا کنید.



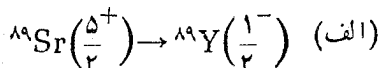
- ۰۱۰ در واپاشی نوترون، انرژی جنبشی پروتون را (الف) وقتی که الکترون دارای انرژی جنبشی قابل چشمپوشی است؛ (ب) وقتی که نوترینو دارای انرژی قابل چشمپوشی است، محاسبه کنید.

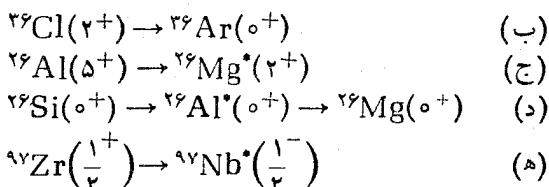
۰۱۱ گیراندازی الکترون توسط ${}^7\text{Be}$ یکی از محتملترین فرایندهای تسولید نوترینو در خورشید است. انرژی نوترینوی گسیل شده و انرژی جنبشی هسته ${}^7\text{Li}$ را محاسبه کنید.

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

۰۱۳ (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 $Q = (m_i - m_f)c^2$ به کار می رود، از رابطه $c^2 [m({}^A\text{X}) - m({}^A\text{X}')]]$ با استفاده از جرمهای اتمی به دست می آید. (ب) با چشمپوشی از انرژی جنبشی اندکی که به هسته نهایی داده می شود (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 ۶.۰۹) 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 $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$ (مسئله ۱۲) و نوترینوی واپاشی ${}^7\text{Be}$ (مسئله ۱۱) مورد بحث قرار دهید.

۰۱۴ واپاشیهای زیر را بر حسب درجه ممنوعیت طبقه بندی کنید:





۱۵. نشان دهید که شیب طیف انرژی الکترون در واپاشیهای مجاز در نزدیکی $T_e = Q$ برای $m_p = 0$ برابر صفر، و برای $m_p \neq 0$ برابر بینهایت است.

۱۶. واپاشی گیراندازی الکترون ممکن است در هریک از پوسته‌های اتمی L, K, \dots 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 هرگونه استتار الکترونی چشمپوشی کنید.

۱۷. الف) واپاشی بتازای منفی $0^+ \rightarrow 0^+$ را در نظر بگیرید. با استفاده از هلیسیتة نوترینو و الکترون گسیل شده، معادله (۳۸.۹)، تعیین کنید که ν و e^- به طور موازی یا یکدیگر گسیل می‌شوند یا پادموازی. (ب) این عمل را برای واپاشی $0^+ \rightarrow 1^+$ تکرار کنید. (ج) این نتایج چه تأثیری بر هسته پسنزده دارند؟ (د) آیا این نتایج در مورد واپاشی بتازای مثبت هم صادق خواهند بود؟

۱۸. واپاشی ^{20}Na به حالت برانگیخته ^{20}Ne با گسیل پوزیترون با بیشینه انرژی 555 MeV صورت می‌گیرد. این حالت برانگیخته با گسیل α با حالت پایه ^{16}O واپاشیده می‌شود. انرژی آلفای گسیل شده را محاسبه کنید.

۱۹. پس از واپاشی ^{17}Ne ، واپاشی یک حالت بسیار برانگیخته ^{17}F منجر به گسیل پروتونی با انرژی 10597 MeV و رسیدن به حالت پایه ^{16}O می‌شود. بیشینه انرژی پوزیترونهاي گسیل شده در واپاشی به حالت برانگیخته ^{17}F چقدر است؟

۲۰. يك فرایند واپاشی بتازای منفی شامل سه مؤلفه با انرژیهای 0.672 MeV ، 0.536 MeV و 0.256 MeV است. اولین مؤلفه دارای دو پرتو گامای همفرد با انرژیهای 0.468 MeV و 0.316 MeV است که با یکدیگر نیز همفردند. دومین مؤلفه دارای گاماهاي همفرودي با انرژیهای 0.604 MeV ، 0.308 MeV ، 0.136 MeV ، 0.468 MeV ، 0.612 MeV و 0.296 MeV است. سومین مؤلفه با کلیه گاماهاي فوق به اضافه 0.885 MeV ، 0.589 MeV و 0.416 MeV همفرد است. با استفاده از اطلاعات فوق، نمودار واپاشی را رسم و اختلاف جرم بین حالات پایه هسته‌ها را پیدا کنید.

۲۱. واپاشی ^{198}Au به ^{198}Pt از طریق گیراندازی الکترون مشاهده نشده است، اگرچه واپاشی مشابه ^{196}Au به ^{196}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}Au بیان کنید. (از جدول ایزوتوپها یا مرجع طیف‌نمایی مشابه استفاده کنید.)

۰۲۲. 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 $d_{7/2}$ 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.

۰۲۳. 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.

۰۲۴. اطلاعات موجود در مورد واپاشیهای پوزیترون‌زای $g_{7/2} \rightarrow g_{9/2}$ 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).

۰۲۵. 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 0^+ و 2^+ 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، در حالی که 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^+ ، جدول‌مسابه‌ای 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؟

۰۲۶. 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) $^{65}\text{Cu} \rightarrow ^{65}\text{Ni}$ و $^{65}\text{Zn} \rightarrow ^{65}\text{Cu}$ که در آنها واپاشیهای حالت پایه به حالت پایه در هر دو از نوع گاموف - تلمر $(5/2)^-$ 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 حالت برانگیخته کم انرژی فقط به طور ضعیف، با مقدار f كه 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 كه چرا از واپاشی مجاز ممانعت می شود. برای پیدا كردن سایر واپاشیهای منع شده با همان مشخصات مدل پوسته ای، از جدول ایزوتوپها استفاده کنید.

واپاشی گامازا

بیشتر واپاشیهای آلفا و بتا، و در حقیقت 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 پارینته 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 نظری می گیریم. برای پایداری تکانه، هسته نهایی باید دارای تکانه پس زنی p_R و انرژی پس زنی T_R باشد، که آن را به صورت نانسیتی در نظر می گیریم ($T_R = p_R^2/2M$). با توجه به پایداری انرژی و تکانه داریم

$$E_i = E_f + E_\gamma + T_R \quad (۱.۱۰)$$

$$0 = p_\gamma + p_R$$

که از آن به دست می آید $p_R = p_\gamma$ ؛ یعنی هسته با تکانه ای برابر با تکانه پرتو γ و در جهت مخالف آن پس زده می شود. با تعریف $\Delta E = E_i - E_f$ و استفاده از رابطه نسبیتی $E_\gamma = cp_\gamma$ خواهیم داشت

$$\Delta E = F_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \quad (۲.۱۰)$$

که جوابی به صورت زیر دارد

$$E_\gamma = Mc^2 \left[-1 \pm \left(1 + 2 \frac{\Delta E}{Mc^2} \right)^{1/2} \right] \quad (۳.۱۰)$$

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

$$E_\gamma \cong \Delta E - \frac{(\Delta E)^2}{2Mc^2} \quad (۴.۱۰)$$

که با تقریب $\Delta E \cong E_\gamma$ از معادله (۲.۱۰) نیز مستقیماً به دست می آید. بنا بر این انرژی واقعی پرتو γ تا اندازه ای کمتر از بیشینه انرژی قابل دسترسی در واپاشی، ΔE است. تصحیح پس زنی برای انرژی معمولاً ناچیز و در حدود 10^{-5} است که بسیار کوچکتر از خطای تجربی در اندازه گیری انرژی است. در يك مورد انرژی پس زنی نقش مهمی را داراست. این مورد که به نام اثر موسباور معروف است، در بخش ۹.۱۰ بحث شده است. بجز این مورد، در بقیه این فصل فرض می کنیم که $E_\gamma = \Delta E$ است. برای پرتوهای γ کم انرژی، انرژی پس زنی کمتر از ۱ eV است و اثر ناچیزی دارد. انرژی پس زنی پرتوهای γ پر انرژی (مانند تابشهای ۵ تا ۱۰ MeV که پس از گیراندازی نوترون گسیل می شوند) در گستره 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.

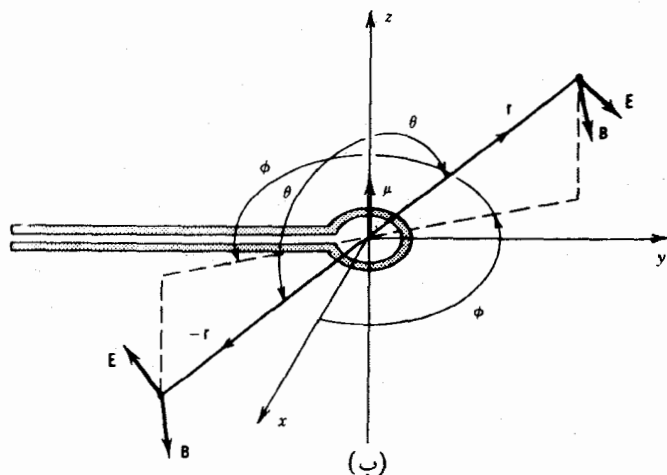
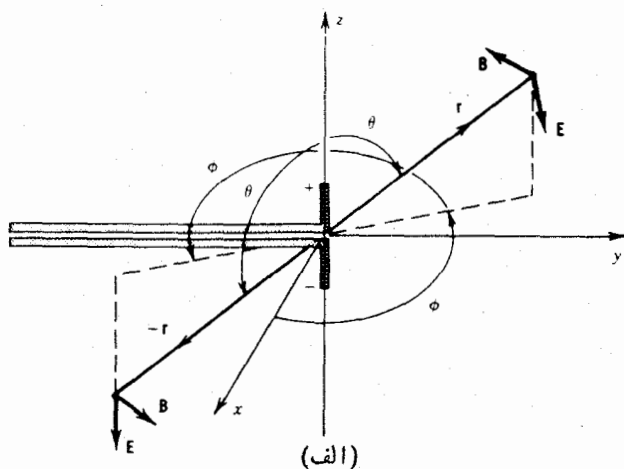
۲.۱۵ تابش الکترومغناطیسی کلاسیک

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 تابش تولید می‌شود. میدان تابش را (در فاصله‌ای که در مقایسه با ابعاد چشمه بزرگ است) می‌توان مساند میدان ایستا، بر طبق سرشت چندقطبی آن، تحلیل کرد. به‌عنوان مثال، پایینترین مرتبه چند قطبی، 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 ۱.۱۵ میدانهای تابش ایجاد شده در این دو مورد را نشان می‌دهد. دوقطبی الکتریکی متناوب شکل ۱.۱۵ (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 ۱.۱۵ (ب) به‌صورتی هستند که اغلب می‌توان آنها را به‌یک آهنربای میله‌ای نسبت داد.



شکل ۱۰۱۵ 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 E و 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 E و 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 رامی‌توان 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 با هم متفاوت اند. 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 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 L قطبی، نسبت به یک جهت انتخابی مناسب، به صورت چندجمله‌ای $P_L(\cos\theta)$ است. متداولترین موارد عبارت‌اند از دوقطبی که برای آن $P_1 = (1/2)(3\cos^2\theta - 1)$ ، و چارقطبی که برای آن

$$P_2 = \frac{1}{8}(35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3)$$

۲. پاریتة میدان تابش به صورت زیر است

$$\begin{aligned} \pi(ML) &= (-1)^{L+1} \\ \pi(EL) &= (-1)^L \end{aligned} \quad (7.10)$$

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

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

$$P(\sigma L) = \frac{2(L+1)c}{\epsilon_0 L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+2} [m(\sigma L)]^2 \quad (8.10)$$

که در آن $m(\sigma L)$ دامنة گشتاور چندقطبی الکتریکی یا مغناطیسی وابسته به زمان، و فاکتور d 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 نخواهیم 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 ببرند. همان طور که در مورد تابش α و β بحث کردیم، احتمال واپاشی از جزء ماتریس مربوط به عملگر چندقطبی به دست می آید

$$m_{fi}(\sigma L) = \int \psi_f^* m(\sigma L) \psi_i dv \quad (9.10)$$

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، پاریته، و مرتبه چند قطبی 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

$$\lambda(\sigma L) = \frac{P(\sigma L)}{\hbar\omega} = \frac{2(L+1)}{\epsilon_0 \hbar L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} [m_{fi}(\sigma L)]^2 \quad (10.10)$$

این تعریف ثابت واپاشی را نمی‌توانیم بدون تعیین جزء ماتریس $m_{fi}(\sigma L)$ که مستلزم شناخت تابع موجهای حالت ابتدایی و نهایی است، پیشتر ببریم. می‌توانیم با فرض اینکه گذار به علت یک تک فوتون است که هسته را از یک 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 $e(3z^2 - r^2)$ درمی‌آید. اگر قسمتهای شعاعی تابع موجهای هسته‌ای ψ_0 و ψ_1 را تا شعاع هسته R ثابت و برای $r > R$ صفر در نظر بگیریم، قسمت شعاعی احتمال گذار به صورت زیر است

$$\int_0^R r^2 r^L dr / \int_0^R r^2 dr = \frac{r^3}{L+3} R^L \quad (11.10)$$

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

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

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

$$\begin{aligned} \lambda(E_1) &= 1.0 \times 10^{14} A^{2/3} E^3 \\ \lambda(E_2) &= 7.3 \times 10^7 A^{4/3} E^5 \\ \lambda(E_3) &= 3.4 A^2 E^7 \\ \lambda(E_4) &= 1.1 \times 10^{-5} A^{8/3} E^9 \end{aligned} \quad (13.10)$$

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 $(3r^{L-1})/(L+2)$ 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

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

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

$$\begin{aligned} \lambda(M1) &= 596 \times 10^{13} E^2 \\ \lambda(M2) &= 395 \times 10^9 A^{2/3} E^5 \\ \lambda(M3) &= 16 A^{4/3} E^7 \\ \lambda(M4) &= 495 \times 10^{-6} A^2 E^9 \end{aligned} \quad (15.10)$$

این برآوردهای آهنگ‌گذار به نام برآوردهای وایسکوف معروف اند و به معنی محاسبات نظری واقعی نیستند تا با آهنگهای گذار اندازه‌گیری شده مقایسه شوند. در عوض، به کمک این برآوردها می‌توان آهنگهای گذار را به‌طور نسبی باهم مقایسه کرد. برای مثال، اگر آهنگ واپاشی مشاهده شده برای یک 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. به‌طور مشابه اگر آهنگ گذار بسیار بیش از برآورد وایسکوف باشد، می‌توان تصور کرد که بیش از یک 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 یک واحد، احتمال گذار را با ضریب $5-10$ کاهش می‌دهد. در آنها هم اثر مشابهی رخ می‌دهد، که در آنها متداولترین گذارها گذارهای دوقطبی است. (۲) برای یک مرتبه معین چندقطبی، احتمال تابش الکتربیکی در هسته‌های متوسط و سنگین دومرتبه بزرگی بیش از تابش مغناطیسی است. در بخش ۷.۱۵ توافق این پیش‌بینی 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 به‌جای $3/(L+2)$ 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 $(L+2)^2/(L+3)^2$ ضرب شوند.

۴.۱۵ قواعد گزینش تکانه زاویه‌ای و پاریته

يك ميدان الكتر ومغناطیسی 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 در آید. 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 چند قطبی مرتبه L شامل عامل $Y_{LM}(\theta, \phi)$ است که به تکانه L مربوط می شود. بنابراین، نتیجه می گیریم که چند قطبی مرتبه L به ازای هر فوتون تکانه‌ای معادل $L\hbar$ منتقل می کند.

گذارد 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. پایداری 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 هستند. در این مورد میدان تابش از مخلوط تابش دو قطبی، چار قطبی، 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 (آری $\Delta\pi$)، میدان تابش باید پاریته فرد داشته باشد. طبق معادله (۷.۱۵)، چند قطبیهای الکتریکی و مغناطیسی باید دارای پاریته مختلف باشند. گذارهای الکتریکی در صورتی پاریته زوج دارند که زوج $L = 1$ باشد، در حالی که پاریته گذارهای مغناطیسی در صورت فرد $L = 2$ زوج می شود. بنابراین، يك گذار «نه $\Delta\pi$ » از چند قطبیهای الکتریکی زوج و چند قطبیهای مغناطیسی فرد تشکیل شده است. از طرف دیگر يك گذار «آری $\Delta\pi$ »، 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 $\Delta\pi$ » است. قبلا نتیجه گرفتیم که $L = 1, 2, 3, 4$ است. تابش $L = 1$ نباید دارای خصوصیت مغناطیسی (برای چند قطبی الکتریکی زوج و مغناطیسی فرد داریم «نه $\Delta\pi$ ») 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 $\Delta\pi$)، میدان تابش به صورت M_2, E_1, M_3 ، و M_4 درمی آید.

بنابراین، قواعد گزینش تکانه زاویه‌ای و پارینه به صورت زیر است:

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

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

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

استثنای قاعده گزینش تکانه زاویه‌ای هنگامی به وجود می‌آید که $I_i = I_f$ باشد، زیرا در این مورد هیچ گزارد تک قطبی ($L = 0$) وجود ندارد که در آن يك تك فوتون گسیل شود. از نظر کلاسیک، گشتاور تک قطبی همسان 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 دو قطبی ($L = 1$) 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 بسرانگیخته $2^+ (I_i = 2)$ زوج ($\pi_i = \pi_f$) در هسته‌های Z زوج، N زوج با گسیل يك چارقطبی الکتریکی خالص ($E2$) به حالت پایه واپاشیده می‌شود. قواعد گزینش فوق، بلافاصله تابش الکتریکی $L = 2$ را با «نه $\Delta\pi$ » به دست می‌دهند.

برای $I_i = I_f = 0$ ، قواعد گزینش فقط $L = 0$ را به دست می‌دهند که قبلاً 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 ۶.۱۰ آن‌را مورد بررسی قرار می‌دهیم. در این فرایند، گسیل انرژی برانگیختگی با بیرون انداختن يك الکترون همدادی 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_i و I_f دارای مقادیری هستند که بنا بر قواعد گزینش، 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 $I_f = (5/2)^+$ ($M1, E2, M3, E4$) را در نظر می‌گیریم. اگر يك هسته میان وزن $A = 125$ در نتیجه $25 = A^{2/3}$ 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

$$\lambda(M1) : \lambda(E2) : \lambda(M3) : \lambda(E4) = 1 : 1.74 \times 10^{-3} : 2.1 \times 10^{-10} : 1.73 \times 10^{-13}$$

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 $E1, M2, E3, M4$

با نسبت‌های زیر حاصل می‌شوند

$$\lambda(E_1) : \lambda(M_2) : \lambda(E_3) : \lambda(M_4) = 1 : 2.3 \times 10^{-7} : 2.1 \times 10^{-10} : 2.1 \times 10^{-17}$$

در اینجا انتظار می‌رود که فقط E_1 در گذار سهمی باشد.
بر مبنای برآوردهای تک‌زده‌ای، به انتظاراتی نسبتاً کلی می‌رسیم:

۱. پایبندترین چندقطبی مجاز معمولاً غالب است.
۲. برای هسته‌های متوسط و سنگین، گسیل چندقطبی الکتریکی 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)

$$\frac{\lambda(EL')}{\lambda(ML)} = \frac{\lambda(EL')}{\lambda(EL)} \cdot \frac{\lambda(EL)}{\lambda(ML)} \approx 10^{-5} \times 10^2 \approx 10^{-3}$$

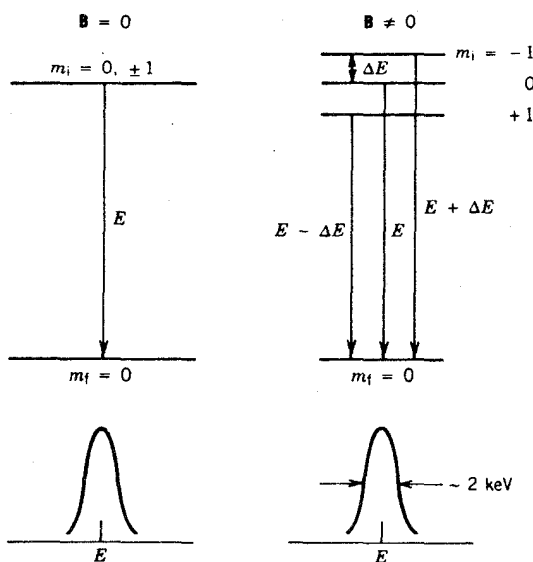
$$\frac{\lambda(ML')}{\lambda(EL)} = \frac{\lambda(ML')}{\lambda(ML)} \cdot \frac{\lambda(ML)}{\lambda(EL)} \approx 10^{-5} \times 10^{-2} \approx 10^{-7}$$

ملاحظه می‌شود که چرا رقابت بین M_2 و E_1 بسیار ضعیفتر از رقابت بین E_2 و M_1 است. بساید به خاطر داشته باشیم که این برآوردها فقط بر مبنای تقریب‌های 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 چندقطبیهها 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_β و I_α 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_α می‌توانیم گستره L را با اندازه‌گیری L تعیین کنیم). حتی اندازه‌گیری طول عمر 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 الکتریکی یا مغناطیسی تابش باید به اندازه‌گیریهای اضافی نظیر اندازه‌گیری قطبیدگی تابش دست یازید.

برای روشن‌شدن موضوع، یک 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 یک زیرتراز به صورت $m_f = 0$ دارد. توزیع زاویه‌ای معمولاً به مقادیر m_f و m_i 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 یک 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 $(1 + \cos^2\theta)(1/2)$ 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 قراردادن هسته‌ها در یک میدان مغناطیسی بسیار قوی است، به طوری که برهم‌کنش گشتاور مغناطیسی μ مربوط به تراز I_i سبب شکافتگی آن تراز برحسب سمتگیری نسبی I_i و میدان B خواهد شد. (این پدیده درست‌مشابه پدیده‌زیمان در اتم‌هاست.) 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 نشان داده شده داریم $I_i = 1$ ، $2I_i + 1 = 3$ ، $I_f = 0$ و $\Delta E = \mu B$. این سه گذار در قواعد گسینیش $\Delta m = 0, \pm 1$ صدق می‌کنند. خطوط گامای مشاهده شده در زیر هر نمودار نشان داده 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 مؤلفهٔ با انرژی $E + \Delta E$ را انتخاب کنیم، توزیع $(1 + \cos^2 \theta) / 2$ 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 فاصلهٔ حدود ۲ keV از یکدیگر را تفکیک کنند. بنابراین، در عمل مخلوطی از مقادیر ممکن $m_i \rightarrow m_f$ (۰ → ۰، ۱ → ۰، ۰ → ۰، ۰ → ۱) 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

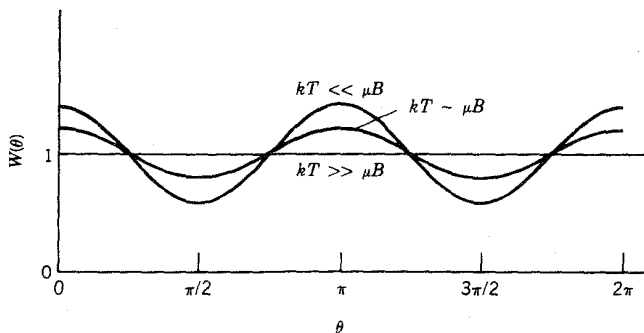
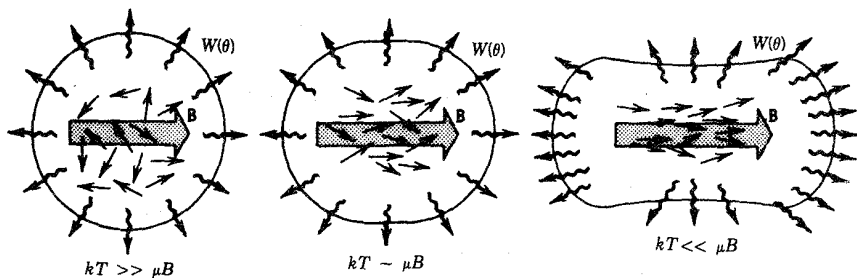
که داریم

$$W(\theta) \propto \frac{1}{3} \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] + \frac{1}{3} (\sin^2 \theta) + \frac{1}{3} \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] = \text{const.}$$

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 سمنگیری هسته‌ای دمای پایین خوانده می‌شود، روشی نیرومند برای تعیین خصوصیت چندقطبی پرتو γ و استنباط اسپین هسته‌ای است. شکل ۳۰۱۰ توزیعهای زاویه‌ای مشخصهٔ تابش دوقطبی را نشان می‌دهد. توجه کنید که با استفاده از این روش هنوز نمی‌توانیم یک مؤلفهٔ گذار را از دیگری تمیز دهیم؛ فقط شرایطی ایجاد کرده‌ایم که در آن مؤلفه‌های مختلف سهمهای نامساوی در مخلوط دارند.

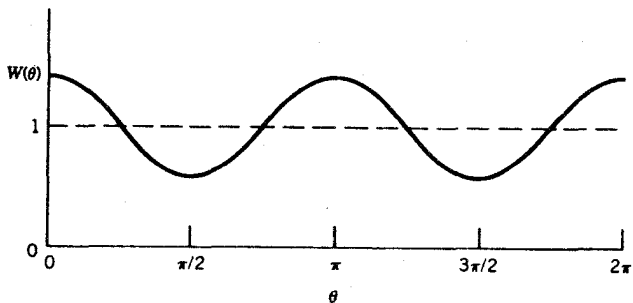
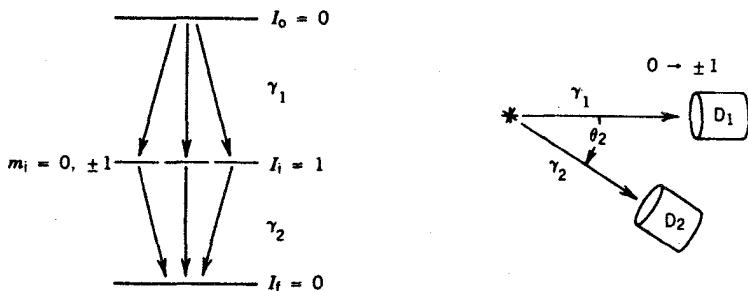
روش دوم شامل ایجاد مخلوط نامساوی از تراکمهای $p(m_i)$ با استفاده از مشاهدهٔ تابش قبلی است. برای سهولت، فرض می‌کنیم که تراز I_i با گذارهایی از حالت اسپینی $I_0 = 0$ متراکم شده است، در این صورت همان‌طور که در شکل ۴۰۱۰ نشان داده‌ایم، با



شکل ۳۰۱۰ 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 به‌علت 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 غیریکنواخت می‌شود. در دمای بسیار پایین، اسپینها به‌طور کامل با میدان هم‌خط می‌شوند. اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای تابش دو قطبی، 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 $(1 + \cos^2 \theta_1) (1/2)$ متناسب است. از آنجا که 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

$$W(\theta) \propto \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] + 0 (\sin^2 \theta) + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] \\ \propto 1 + \cos^2 \theta$$



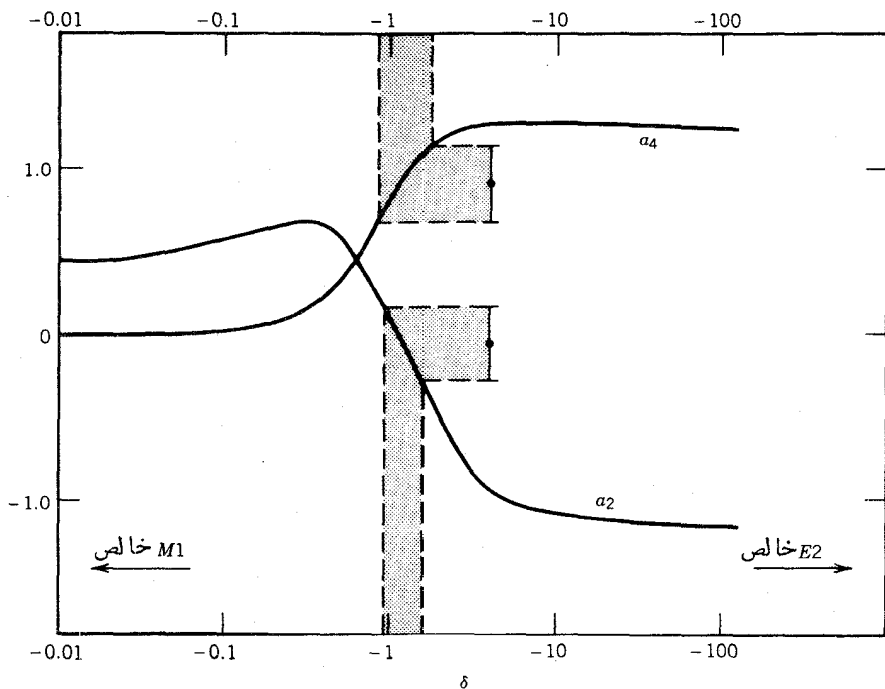
شکل ۴۰۹۰ اندازه گیری همبستگی زاویه‌ای. در يك تسوالی دو تایشی که در اینجا به صورت $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ فرض می‌شود، توزیع زاویه‌ای γ_2 نسبت به جهت γ_1 اندازه گیری می‌شود. يك نتیجه کلی حاصل از دو گذار دوقطبی در شکل پایین نشان داده شده است.

این نوع آزمایش را همبستگی زاویه‌ای می‌نامند. در این مورد هم، مؤلفه‌های منفرد γ_2 مشاهده نمی‌کنیم، بلکه يك توزیع تراکم m حالتی از حالت I_i را ایجاد می‌کنیم. این نمونه‌های اندازه گیری توزیع زاویه‌ای را به عنوان ساده ترین مورد تابش دوقطبی در نظر گرفتیم. به طور کلی، توزیع زاویه‌ای یا همبستگی تابش چندقطبی به صورت چند جمله‌ای توانهای زوج $\cos \theta$ است

$$W(\theta) = 1 + \sum_{k=1}^L a_{\gamma k} \cos^k \theta \quad (17.10)$$

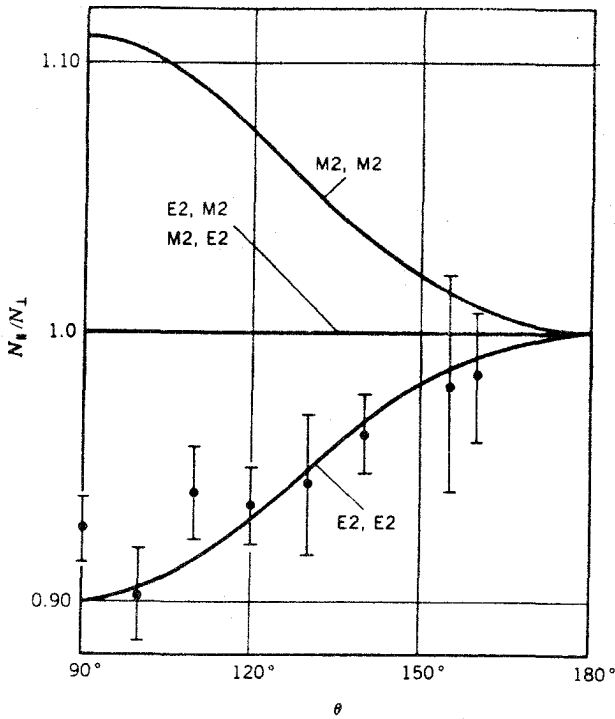
که در آن ضرایب $a_{\gamma k}$ به I_f, I_i, L ، و نیز به اینکه آزمایش توزیع زاویه‌ای دمای پایین یا آزمایش همبستگی را انجام دهیم، بستگی دارد. برای مثال، برای همبستگی زاویه‌ای $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ که در آن γ_1 و γ_2 تابش E_2 هستند $[\gamma_2]$ طبق قواعد گزینش (معادله ۱۶.۱۰) E_2 خالص است؛ γ_1 مخلوط ناچیزی از M_3 و چند قطبیه‌های بسالتر دارد، داریم $a_2 = 1/8$ و $a_4 = 1/24$ ، در حالی که برای $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ همبستگی زاویه‌ای به صورت $a_2 = -3$ و $a_4 = 4$ است. با رجوع به هدف اصلی این بحث، همبستگی زاویه‌ای $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ را که در آن γ_1 مخلوط M_1 و E_2 (با 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 ۵۰۱۰ 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 (۹۰۱۰) 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 $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 2^+$ را با انرژی 110Cd در $818-658\text{ keV}$ 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 ۵۰۱۰ نشان داده شده است، نسبت استخراج شده جزء ماتریسهای چندقطبی برابر $\delta = -1.2 \pm 0.2$ 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 استخراج نیمه‌عمرهای جزئی که در بخش ۷۰۱۰ بحث شد، حائز اهمیت است. بنا بر این، اندازه‌گیری‌های توزیع زاویه‌ای و همبستگی نقش فوق‌العاده مهمی در طیف‌نمایی هسته‌ای دارند.



۵

شکل ۵۰۱۰ تحلیل اطلاعات همبستگی زاویه‌ای برای نسبت جزء ماتریسهای E_2 به M_1 در یک گذار. پاره‌خطهای عمودی خط‌گستره‌های تعیین تجربی a_4 و a_2 را نشان می‌دهند، و هر یک از آنها مقدار δ خاص خود را دارد. منحنیهای a_4 و a_2 با استفاده از نظریه و برای توالی $0 \rightarrow 2 \rightarrow 2$ در 110Cd 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 به‌دوگزار در واپاشی ^{46}Sc مربوط می‌شوند. منحنیهای نظری برای ترکیبهای مختلف تابشهای $M2$ و $E2$ رسم شده‌اند. نتایج نشان می‌دهند که هر دو گزار 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 جهت 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 به‌دست آوریم، زیرا تابش در جهت $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ منتشر می‌شود. انتخاب \mathbf{r} و \mathbf{E} برای تعریف قطبش يك قرارداد است و دارای اهمیت ذاتی نیست.) مانند مورد قبل، باید از يك توزیع نابرابر حالات m شروع کنیم. (در مورد کلاسیک، این مطلب با شناخت

جهت محور دوقطبی معادل می‌شود. زیرا یک جهت معین E ممکن است متناظر با یک دوقطبی الکتریکی در جهت z یا یک دوقطبی مغناطیسی در جهت y باشد.) این نوع اندازه‌گیری، توزیع قطبش خطی نامیده می‌شود، و معمولاً با استفاده از وابستگی به قطبش پراکنندگی 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 اندازه‌گیری 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 پدیدۀ 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 خنثی‌سازی انرژی بستگی B ، برای بیرون راندن الکترون از پوسته اتمی مصرف می‌شود

$$T_e = \Delta E - B \quad (18.10)$$

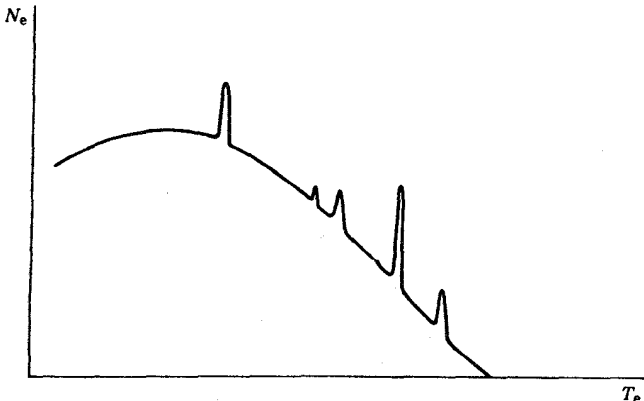
همان‌طور که در بحث انرژی بستگی هسته‌ای عمل کردیم، B را مثبت در نظر می‌گیریم. بدیهی است که انرژی یک حالت مقید منفی است، و ما در اینجا انرژی بستگی را به صورت انرژی لازم برای انتقال از حالت مورد بحث به انرژی صفر در نظر می‌گیریم. به علت اینکه انرژی بستگی الکترون از مدار به مدار دیگر فرقی نمی‌کند، حتی برای 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 ۷۰۱۰).

طبق معادله (۱۸۰۱۰)، فرایند تبدیل داخلی انرژی آستانه‌ای برابر انرژی بستگی در يك مدار خاص دارد؛ در نتیجه الکترونهاي تبدیل با توجه به پوسته الکترونی که از آن سرچشمه گرفته‌اند با K, L, 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 الکترونهاي 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؛ الکترونهاي ناشی از این پوسته‌ها به ترتیب الکترونهاي تبدیل L_{II}, L_{III} و L_{I} 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 الکترونهاي پوسته‌های بالاتر پر می‌شود، و در نتیجه گسیل پرتو x مشخصه را نیز همراه الکترونهاي تبدیل داخلی مشاهده می‌کنیم. به همین دلیل، در مطالعه گسیل γ از يك چشمه رادیواکتیو، در نزدیکی انتهای کم انرژی طیف معمولاً پرتوهای x نیز مشاهده می‌شوند.

برای نشان دادن چگونگی محاسبه انرژی الکترون، واپاشی بتازای ^{203}Tl به ^{203}Hg را در نظر می‌گیریم که به دنبال آن يك پرتو γ با انرژی 279.190 keV گسیل می‌شود. برای محاسبه انرژی الکترونهاي تبدیل، باید انرژی بستگی الکترونهاي 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 ایزدتوپها در پیوست ج درج شده است. برای Tl با استفاده از این جدول مقادیر زیر به دست می‌آید



شکل ۷۰۱۰ نمونه‌ای از طیف الکترون که ممکن است از يك چشمه رادیواکتیو گسیل شود. چند قلّه ناپیوسته تبدیل داخلی روی زمینه پیوسته واپاشی بتا 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. بنا بر این انتظار داریم که الکترونهاي تبدیل با انرژیهای زیر گسیل شوند

$$T_e(K) = 279190 - 857529 = 1937661 \text{ keV}$$

$$T_e(L_I) = 279190 - 157347 = 263843 \text{ keV}$$

$$T_e(L_{II}) = 279190 - 147698 = 264492 \text{ keV}$$

$$T_e(L_{III}) = 279190 - 127657 = 266533 \text{ keV}$$

$$T_e(M_I) = 279190 - 37704 = 2754196 \text{ keV}$$

شکل ۸.۱۰ طیف الکترون ^{203}Hg را نشان می‌دهد. در این شکل طیف پیوسته β و خطوط الکترونی، در انرژیهای محاسبه شده، قابل مشاهده‌اند.

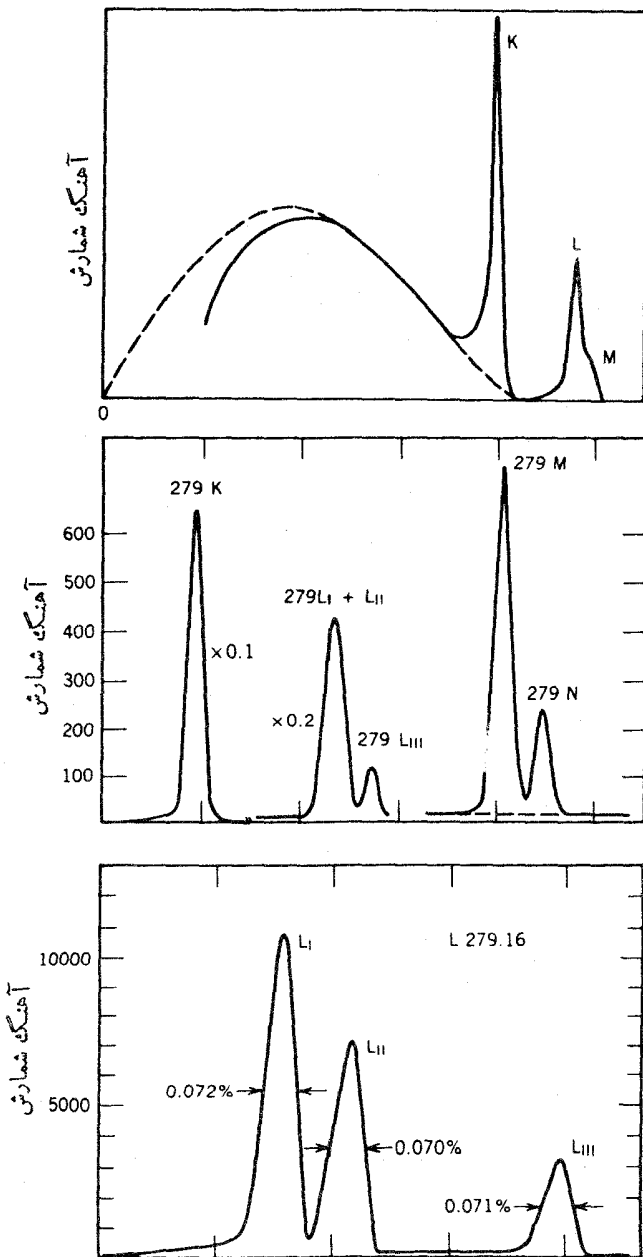
یکی از نکاتی که در این شکل کاملاً مشهود است، شدت متغیر الکترونهاي تبدیل در واپاشی است. این تغییرات، چنانکه خواهیم دید، به خصوصیت چندقطبی میدان تابش بستگی دارد؛ درحقیقت، اندازه‌گیری احتمالات نسبی گسیل الکترون تبدیلی یکی از راههای اصلی تعیین مشخصات چندقطبی است.

در بعضی موارد، تبدیل داخلی شدیداً بر تابش γ مرجح است؛ دربقیه موارد ممکن است در مقایسه با گسیل γ کاملاً ناچیز باشد. به عنوان يك قانون کلی، در محاسبه احتمال گسیل γ باید تصحیح تبدیل داخلی انجام شود. یعنی اگر نیمه عمر يك تراز خاص را بدانیم، احتمال واپاشی کل λ_e (برابر $0.693/t_{1/2}$) 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 تهابی 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 ۸۰۱۵ 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 LIII نیز تفکیک شده است. در تفکیک خیلی بهتر شکل پایینی، خطوط LI و LII 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

$$\alpha_L = \alpha_{LI} + \alpha_{LII} + \alpha_{LIII} \quad (24.10)$$

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 استثناء 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 $\psi_{f,N}$ نهفته‌اند، و عملگر چندقطبی الکترومغناطیسی یکسانی $m(\sigma L)$ بر گسیل γ و تبدیل داخلی حاکم است. بنابراین، 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 Z که فرایند در آن رخ می‌دهد، انرژی گذار، و چندقطبی

بودن آن (و بنا براین، 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 نانسیستی، نتایج آموزندهٔ زیر را برای چند قطبیه‌های الکتریکی (E) و مغناطیسی (M) به‌دست می‌دهد

$$\alpha(EL) \cong \frac{Z^2}{n^3} \left(\frac{L}{L+1} \right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+5/2} \quad (26.10)$$

$$\alpha(ML) \cong \frac{Z^2}{n^3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+3/2} \quad (27.10)$$

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 $(Z/n)^3$ 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 نسبیستی در نظر گرفت (انرژیهای گذار نوعاً ۵۰ eV تا ۱ MeV هستند، بنا براین شرط $T_e \ll m_e c^2$ حقیقت ندارد) 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 به روشنی نشان می‌دهند.

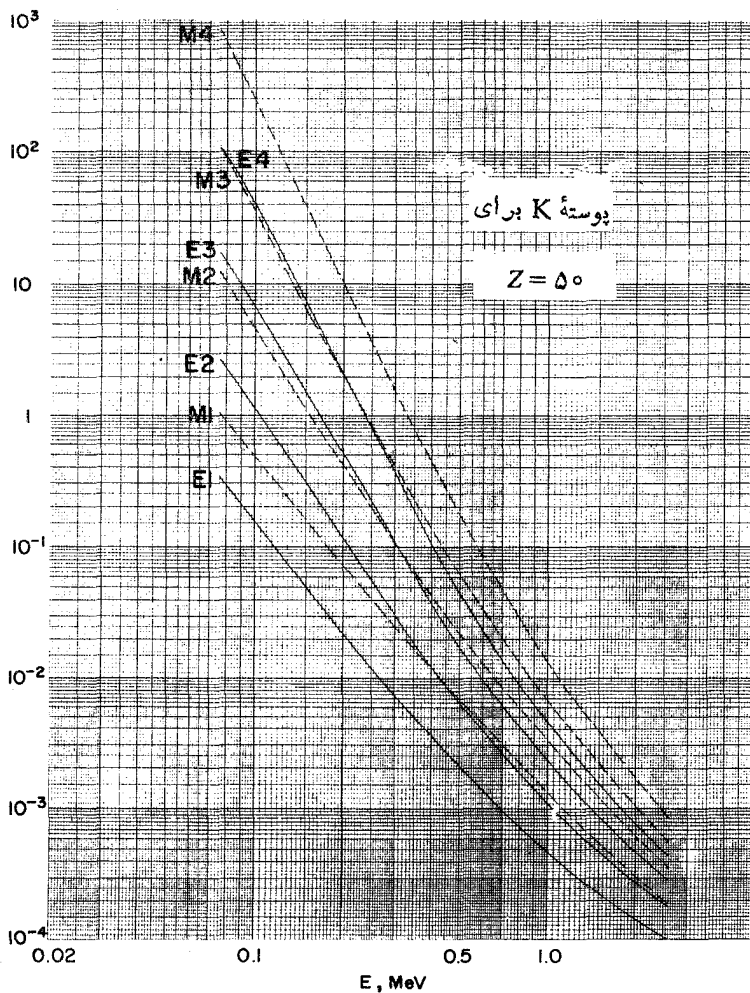
- این ضرایب متناسب با Z^3 افزایش می‌یابند، و در نتیجه فرایند تبدیل در هسته‌های سنگین مهمتر از هسته‌های سبک است. برای مثال، گذار $E2$ با انرژی 1.27 MeV در ${}^{22}\text{Ne}$ دارای $\alpha_K = 6.8 \times 10^{-6}$ و گذار $E2$ با انرژی 1.22 MeV در ${}^{182}\text{W}$ دارای $\alpha_K = 2.5 \times 10^{-3}$ است؛ نسبت آنها همان‌طور که انتظار می‌رود برابر $(10/74)^3$ است.
- ضریب تبدیل با افزایش انرژی گذار به سرعت کاهش می‌یابد. (برعکس، احتمال گسیل γ با افزایش انرژی به سرعت افزایش می‌یابد.) برای مثال، در هسته ${}^{56}\text{Co}$ سه گذار $M1$ با انرژیهای 158 keV ($\alpha_K = 0.011$)، 370 keV ($\alpha_K = 0.0034$)، و 812 keV ($\alpha_K = 0.00025$) وجود دارند، که کاهش آنها همان‌طور که از معادلهٔ (27.10) انتظار می‌رود تقریباً به صورت $E^{-2.5}$ است.

۳. ضرایب تبدیل با افزایش مرتبه چندقطبی به سرعت افزایش می‌یابند: درحقیقت، برای مقادیر زیادتر I ، گسیل الکترون تبدیل ممکن است بسیار محتملتر از گسیل γ باشد. برای مثال، در ^{99}Tc یک گذار M_1 با انرژی 141 keV و $\alpha_K = 0.105$ وجود دارد، درحالی که برای گذار M_4 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 370 باشد که با نتیجه مشاهده شده (حدود 300) کاملاً سازگار است.

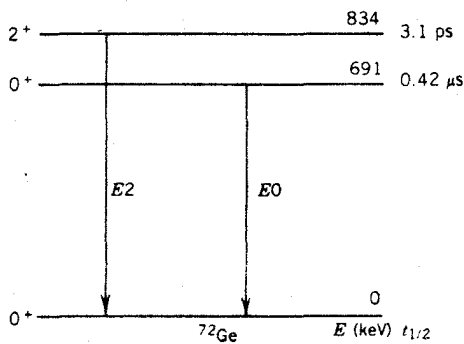
۴. ضرایب تبدیل برای پوسته‌های اتمی بالاتر ($n > 1$) متناسب با $1/n^3$ کاهش می‌یابد. بنا بر این، برای یک گذار معین به تقریب می‌توان انتظار داشت که $\alpha_K/\alpha_L \approx 8$ باشد. استفاده از تابع موجهای صحیح الکترون سبب تغییر قابل ملاحظه در این برآورده می‌شود، ولی بسیاری از مقادیر تجربی α_K/α_L در گستره 3 تا 6 قرار می‌گیرند و بنا بر این حتی در این مورد هم برآورد ما قابل استفاده است.

بنا بر این انتظار داریم که درسته‌های سنگین برای گذارهای کم انرژی و چندقطبیهایی مرتبه بالا با ضرایب تبدیل نسبتاً بزرگ پوسته K ، و در سایر موارد (پوسته‌های اتمی بالاتر، انرژیهای گذار بیشتر، هسته‌های سبکتر و چندقطبیهایی مرتبه پایینتر) با مقادیر کوچکتر روبرو شویم.

درحالی که 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؛ بنا بر این با اندازه گیری α می‌توانیم پاریته نسبی حالات هسته‌ای را تعیین کنیم. در یک کاربرد دیگر هم استفاده از تبدیل داخلی نقش حیاتی دارد، و آن مشاهده گذارهای E_0 است که از طریق تابش الکترومغناطیسی ممنوع اند، زیرا گشتاور تک قطبی هسته (یعنی بار آن) نمی‌تواند به نقاط خارج از هسته تابش کند. گذار E_0 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 کوره کروی باردار متقارن در نظر بگیریم؛ که تنها حرکت ممکن در آن به صورت تیش است که میدان الکترونیکی را در نقاط خارج از کوره 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 تر از ^{76}Ge صورت می‌گیرد که در شکل ۱۰.۱۰ نشان داده شده است. حالت برانگیخته 0^+ با تبدیل E_0 و با نیمه عمر $42 \mu\text{s}$ به حالت پایه واپاشیده می‌شود. حالت



شکل ۹.۱۰ ضرایب تبدیل داخلی پوسته K برای $Z=50$.



شکل ۱۰.۱۰ 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 $10^{-4} \times 49$ است. مقایسه این آهنگها که متضمن بر آورد اجزای ماتریس هسته ای است (زیرا نمی توانیم نسبت λ_e/λ_γ را برای گذار E_0 در نظر بگیریم، اجزای ماتریس آن حذف نمی شوند)، می تواند اطلاعاتی در مورد ساختار داخلی حالت برانگیخته 0^+ در اختیار ما بگذارد.

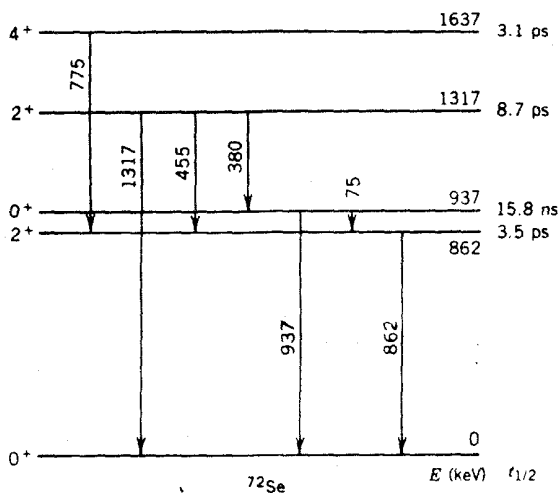
۷.۱۰ طول عمرهای گسیل γ

در فصل ۷، روشهای اندازه گیری نیمه عمرهای حالات برانگیخته را مورد بحث قرار دادیم. يك 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 آهنگ واپاشی جزئی گسیل گاما را همانند آنچه در پایان بخش ۵.۶ دیدیم، بر آورد 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. بنا بر این، ثابت واپاشی کل آن عبارت است از

$$\lambda_t = \frac{0.693}{t_{1/2}} = \frac{0.693}{87 \times 10^{-12} \text{ s}} = 8.0 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

این آهنگ واپاشی درست برابر مجموع آهنگهای واپاشی متناظر به سه گذار تخلیه کننده تراز



شکل ۱۱.۱۰ ترازهای انرژی در ^{72}Se .

مورد بحث است

$$\lambda_t = \lambda_{\gamma, 1317} + \lambda_{\gamma, 455} + \lambda_{\gamma, 380}$$

$$= \lambda_{\gamma, 1317}(1 + \alpha_{1317}) + \lambda_{\gamma, 455}(1 + \alpha_{455}) + \lambda_{\gamma, 380}(1 + \alpha_{380})$$

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

$$\lambda_t = \lambda_{\gamma, 1317} + \lambda_{\gamma, 455} + \lambda_{\gamma, 380}$$

از اندازه‌گیری شدتهای نسبی این سه پرتو γ نتایج زیر حاصل شده‌اند

$$\lambda_{\gamma, 1317} : \lambda_{\gamma, 455} : \lambda_{\gamma, 380} = 51 : 39 : 10$$

بنابراین آهنگهای واپاشی جزئی برای این سه پرتو γ عبارت‌اند از

$$\lambda_{\gamma, 1317} = 0.51(80 \times 10^{10} \text{s}^{-1}) = 41 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$$

$$\lambda_{\gamma, 455} = 0.39(80 \times 10^{10} \text{s}^{-1}) = 31 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$$

$$\lambda_{\gamma, 380} = 0.10(80 \times 10^{10} \text{s}^{-1}) = 0.80 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$$

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

$$\lambda_{E\gamma, 1317} = 8.7 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$$

$$\lambda_{E\gamma, 455} = 4.3 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$$

$$\lambda_{E\gamma, 380} = 1.7 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$$

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 ۲.۴ است (با استفاده از جداول یا نمودارها). به‌طور تجربی می‌دانیم که $73 : 27 = \lambda_{\gamma, 75} : \lambda_{e, 937}$ است و در نتیجه داریم

$$\lambda_{e, 937} = 473 \times 10^6 s^{-1}$$

$$\lambda_{\gamma, 75} = 1716 = 10^7 s^{-1}$$

بالاخره، برای گذار 862 keV به دست می آوریم

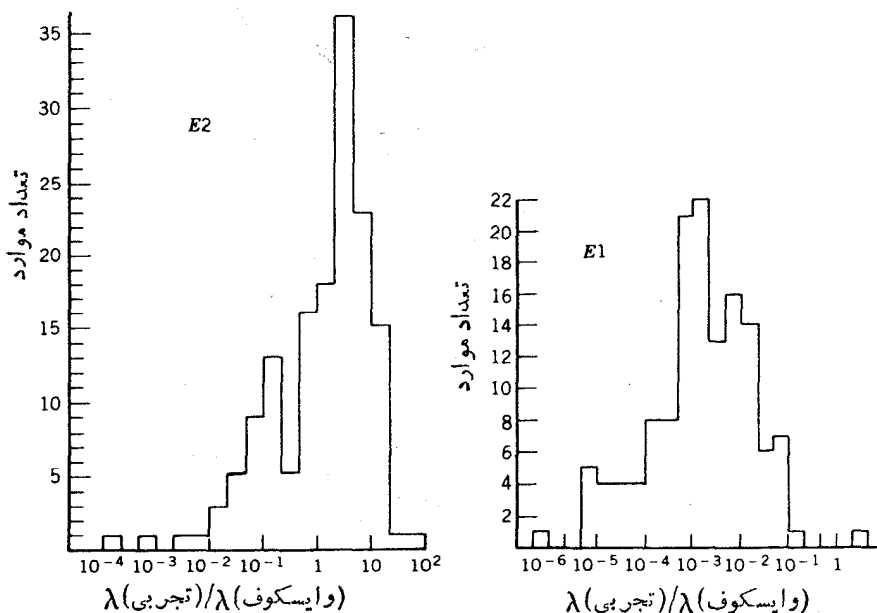
$$\lambda_{\gamma, 862} = 270 \times 10^{11} s^{-1}$$

با استفاده از برآوردهای وایسکوف، مقادیر محاسبه شده عبارت اند از

$$\lambda_{E2, 75} = 572 \times 10^4 s^{-1}$$

$$\lambda_{E2, 862} = 170 \times 10^{10} s^{-1}$$

نتیجه ای که از این محاسبات به دست می آید نشان می دهد که آهنگ گذارهای اندازه گیری شده معمولا يك مرتبه بزرگی از برآوردهای وایسکوف برای گذارهای $E2$ بزرگتر است. این مطلب، شاهدهی قوی بر ویژگیهای جمعی ساختار هسته ای است که در فصل ۵ بحث شد. برآوردهای وایسکوف بر این فرض استوارند که گذار از حرکت يك تك نوکلئون حاصل می شود، و این حقیقت که این مقادیر بسیار کوچک هستند نشان می دهد که نوکلئونهای بسیاری در گذار شرکت دارند. نتایج مشابهی را برای گذارهای متعدد $E2$ در شکل ۱۲.۱۰ نشان داده ایم، و چنانکه دیده می شود، این تشدید یا شتاب گیری



شکل ۱۲.۱۰ نمایش گذارهای $E1$ و $E2$. این شکلها نمایش تغییرات تعداد موارد را بر حسب نسبت آهنگ واپاشی مشاهده شده به مقدار محاسبه شده مبتنی بر فرمول وایسکوف نشان می دهند.

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 $\alpha_{L+M+\dots} = 1.0 \times 10^{-2}$ تعیین کنیم. با استفاده از جدول ۱۰.۱۰، ضرایب تبدیل باقیمانده را می‌توان به طریق زیر تعیین کرد

$$\alpha_K(434) = \frac{I_K(434)}{I_\gamma(434)}$$

$$\alpha_K(614) = \frac{I_K(614)}{I_\gamma(614)}$$

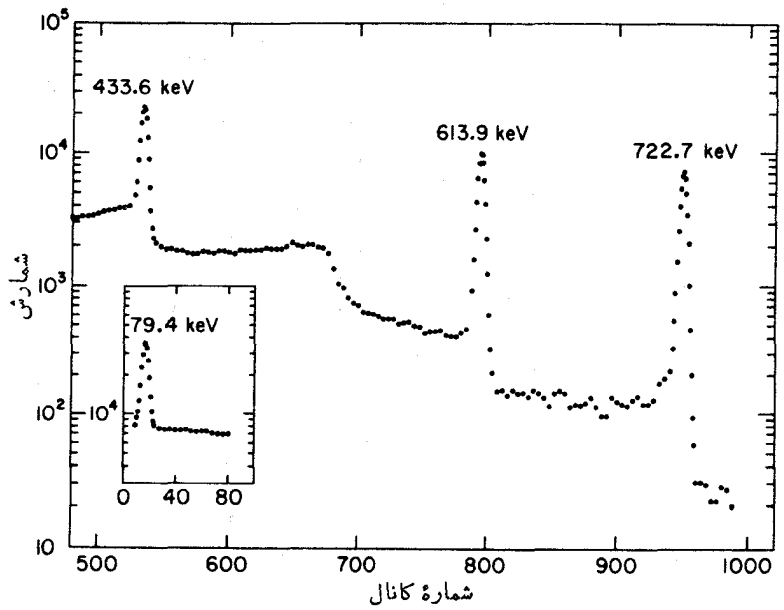
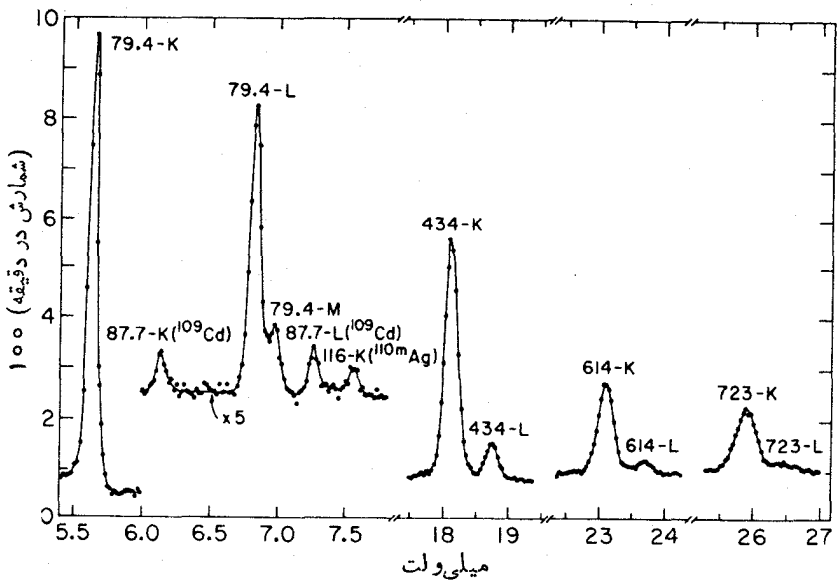
که در آن I نماینده شدتهای موجود در جدول است. از آنجا که به‌جای شدتهای مطلق، شدتهای نسبی را در اختیار داریم، نسبتهای زیر را تشکیل می‌دهیم

$$\frac{\alpha_K(614)}{\alpha_K(434)} = \frac{I_K(614)}{I_K(434)} \cdot \frac{I_\gamma(434)}{I_\gamma(614)}$$

$$\alpha_K(614) = \alpha_K(434) \cdot \frac{I_K(614)}{I_K(434)} \cdot \frac{I_\gamma(434)}{I_\gamma(614)}$$

$$= 7.89 \times 10^{-3} \cdot \frac{38 \pm 3}{100} \cdot \frac{100}{103 \pm 3}$$

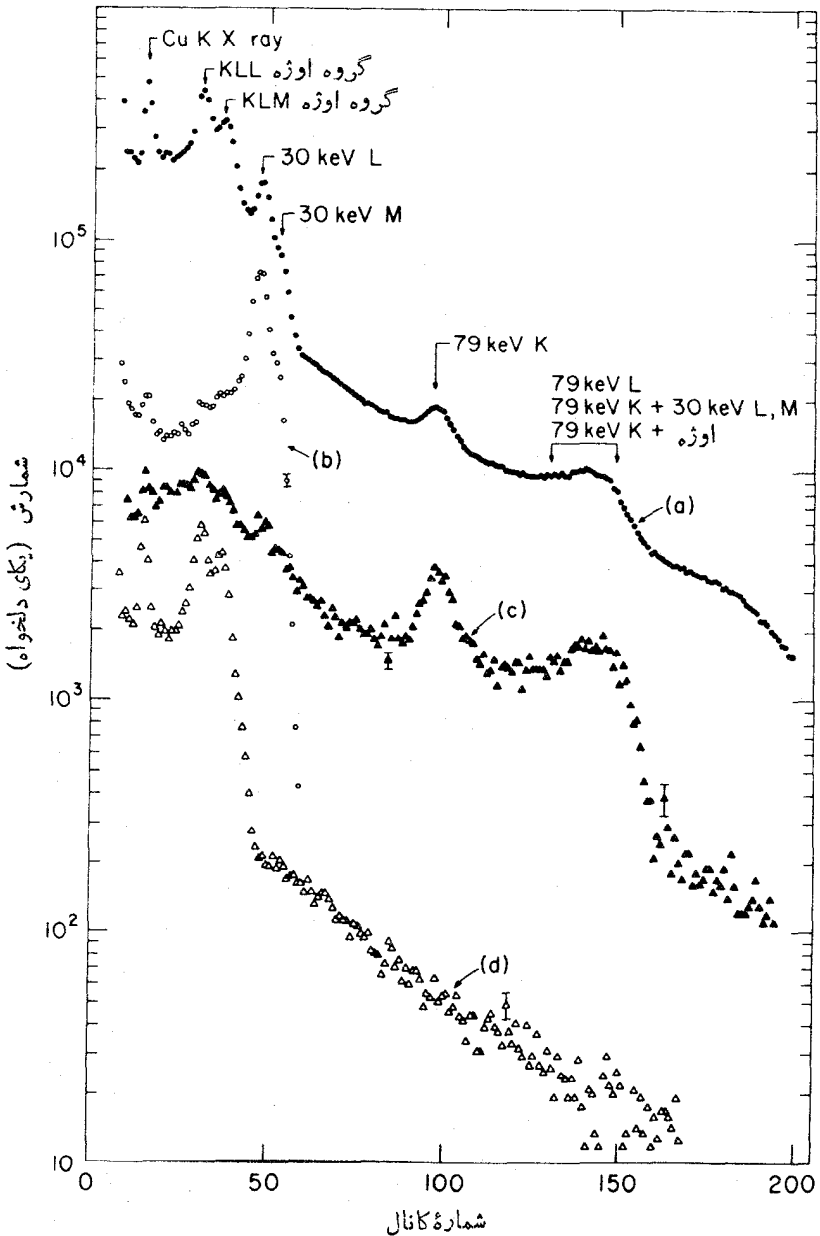
$$= (2.83 \pm 0.24) \times 10^{-3}$$



شکل ۱۴۰۱۵ طیفهای پرتو گاما (پایین) 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 بر تو γ در گذارهای ناشی از واپاشی ^{108m}Ag .

ضرایب تبدیل ($\times 10^{-3}$)		شدت نسبی الکترون	شدت نسبی γ	انرژی گذار (keV)
نظری	تجربی			
$770(E1), 710(M1), 2700(E2)$	220 ± 26	$204 \pm 10(K)$	73 ± 0.8	792
$34(E1), 88(M1), 777(E2)$	27 ± 4	$25 \pm 2(L)$		
$789(E2)$	≈ 789	$\approx 100(K)$	≈ 100	440
$102(E2)$	117 ± 0.18	$148 \pm 23(L+...)$		
$103(E1), 301(M1), 292(E2)$	283 ± 0.24	$37 \pm 3(K)$	103 ± 3	614
$012(E1), 035(M1), 036(E2)$	039 ± 0.12	$51 \pm 16(L+...)$		
$072(E1), 206(M1), 191(E2)$	193 ± 0.11	$250 \pm 12(K)$	102 ± 3	740
$008(E1), 022(M1), 023(E2)$	035 ± 0.06	$48 \pm 0.8(L+...)$	016 ± 0.002	632



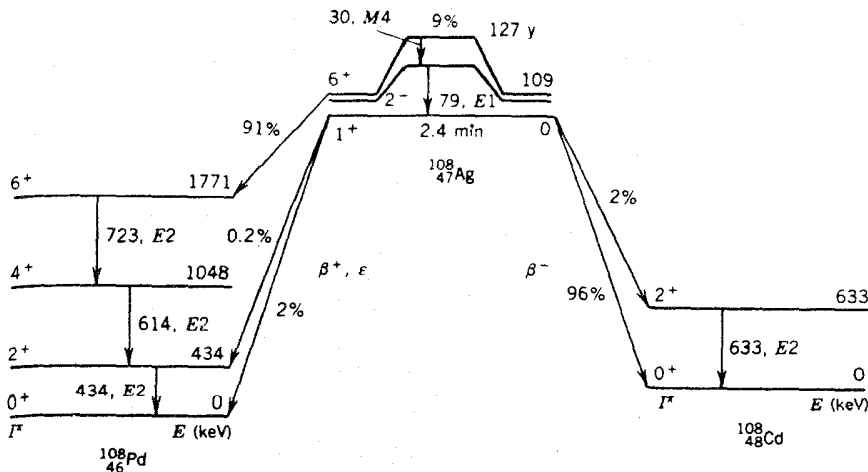
شکل ۱۵۰۱۰ طیفهای همفرودی در واپاشی ^{108}mAg . (الف) طیف منفرد برای مقایسه. (ب) طیف همفرود با پرتو گامای ۰.۷۹ keV. (ج) طیف همفرود با پرتوهای ایکس K. (د) طیف همفرود با پرتوهای گامای ۰.۴۳۴، ۰.۶۱۴، و ۰.۷۲۳ keV.

با روشی مشابه، می‌توان ضرایب تبدیل باقیمانده را به صورتی که در جدول ۱۰۱۰ آمده است محاسبه کرد، و سپس با استفاده از آنها مقادیر نظری را به دست آورد که این مقادیر هم در جدول نشان داده شده‌اند.

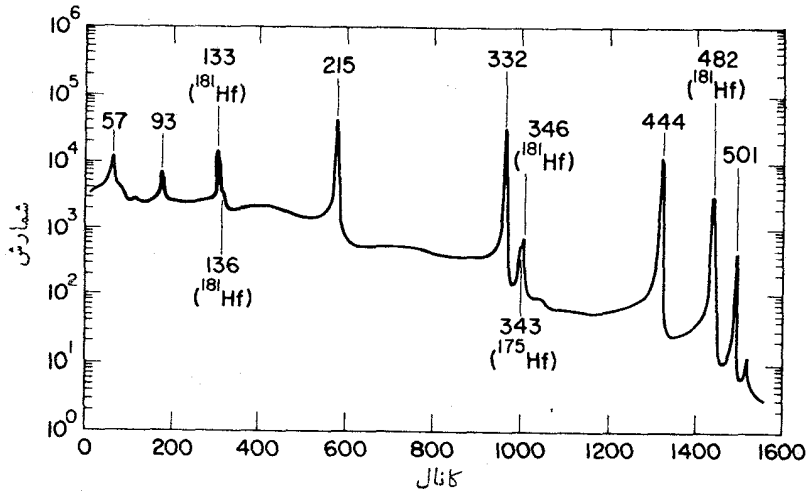
گذارهای ۶۱۴ و ۷۲۳ keV یا از نوع M_1 هستند یا E_2 ، ولی با توجه به ضرایب تبدیل نمی‌توان در این مورد قطعیانه اظهار نظر کرد، زیرا در عمل (برای این عدد اتمی و گستره انرژی γ) مقادیر M_1 و E_2 تقریباً با هم برابرند.

اطلاعات بیشتر را می‌توان از آزمایشهای همفرودی که نتایجشان در شکل ۱۵۰۱۰ نشان داده شده‌اند، به دست آورد. در انتهای کم-انرژی طیف الکترون، گذار دیگری با انرژی ۳۵۰۴ keV دیده می‌شود؛ شدت آن برای مشاهده بسیار کم است ولی با توجه به شدت نسبی زیر پوسته‌های $L_{II}/(L_{II}+L_{III})$ نتیجه می‌گیریم که این گذار از نوع M_2 است. این گذار و گذار ۷۹۰۲ keV هیچکدام با گذارهای ۴۳۴، ۶۱۴ یا ۷۲۳ keV همفرود نیستند. این مطلب قویاً بر این نکته دلالت دارد که گذارهای ۳۵۰۴ و ۷۹۰۲ keV در پی واپاشی ایزومری ^{108}Ag اتفاق می‌افتند. علاوه، 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 ۱۶۰۱۰ نشان داده شده‌است. اسپین ترازهای ۱۰۸۴ و ۱۷۷۱ keV از اندازه‌گیری همبستگی زاویه‌ای و قطبش خطی به دست 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 ۱۶۰۱۰ نمودار واپاشی ^{108}Ag . ایزومر ۱۲۷ ساله در ۹۱٪ موارد با واپاشی بتا زار و در ۹٪ موارد با گسیل پرتوهای γ واپاشیده می‌شود. نسیتهای انشعاب واپاشی بتا زار حالت پایه با نیمه عمر ۲۴ min نیز نشان داده شده است.



شکل ۱۷۰۱۰ طیف پرتوگامای ناشی از واپاشی ^{180m}Hf . نمونه رادیواکتیو با فملاسازی نوترونی ساخته شده است که سایر ایزوتوپهای Hf را هم تولید می‌کند؛ پرتوهای گامای ناشی از این ایزوتوپها مشخص شده‌اند.

واپاشی حالت پایه ^{108}Ag اتفاق بیفتد. (در غیر این صورت، واپاشی بتا با شکل $2^+ \rightarrow 6^+$ درمی‌آید که با توجه به ممنوعیت چهارم آن احتمال مشاهده بسیار ضعیفی خواهد داشت.) حالت ایزومری ۱۲۷ ساله در ۹۱٪ موارد از طریق واپاشی مجاز بتا با حالت 6^+ در ^{108}Pd می‌رسد، و این حالت سپس از طریق سه گذار متوالی واپاشیده می‌شود. به علت ناچیز بودن تغذیه برای ترازهای 4^+ یا 2^+ (تراز 2^+ فقط با ۲٫۴ درصد از ۹٪ واپاشیها تغذیه می‌شود)، 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 ۲٫۴ min واپاشیده می‌شود.

به عنوان دومین مثال، واپاشی ایزومری ^{180m}Hf را در نظر می‌گیریم. طیف پرتو گامای آن در شکل ۱۷۰۱۰ و شدت‌های گاما و ضرایب تبدیل استنتاج شده در جدول ۲۰۱۰ نشان داده شده‌اند. ضرایب تبدیل گذارهای ۹۳، ۲۱۵، ۳۳۲، و ۴۴۳ keV قویاً نشان‌دهنده قطبیت E_2 هستند، در حالی که گذارهای ۵۷ و ۵۰۱ keV به ترتیب به قطبیت‌های E_3 و E_1 دلالت می‌کنند.

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 ۹۳ keV مشخص شده است. در این ناحیه، در انتظار دنباله حالت‌های دورانی 0^+ ، 2^+ ، 4^+ ، 6^+ ، ... با فاصله مشخصه $I(I+1)$ هستیم، و بنا بر این می‌توانیم در جستجوی یک حالت 4^+ با انرژی معادل ۱۰/۳ انرژی حالت 2^+ یا ۳۱۰ 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 (پوسته اتمی)		
$0.452(E1)$	$0.430 \pm 0.029(L)$	51.3 ± 1.2	57.5
$0.105(E1)$	$0.083 \pm 0.007(M)$		
$0.031(E1)$	$0.023 \pm 0.004(N+...)$		
$1.10(E2)$	$\equiv 1.10(K)$	17.6 ± 0.4	93.3
$2.72(E2)$	$3.13 \pm 0.19(L)$		
$0.85(E2)$	$0.91 \pm 0.11(M+...)$		
$0.14(E2)$	$0.123 \pm 0.009(K)$	86.2 ± 0.8	215.3
$0.071(E2)$	$0.077 \pm 0.011(L)$		
$0.042(E2)$	$0.038 \pm 0.003(K)$	$\equiv 100.0 \pm 1.0$	332.3
$0.013(E2)$	$0.015 \pm 0.002(L)$		
$0.020(E2)$	$0.0189 \pm 0.0017(K)$	87.7 ± 1.6	443.2
$0.005(E2)$	$0.0044 \pm 0.0007(L)$		
$0.124(M2), 0.038(E3)$	$0.037 \pm 0.012(K)$	15.4 ± 0.4	500.7
$0.062(M2), 0.016(E3)$	$0.016 \pm 0.005(L)$		

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 $4^+ - 6^+$ 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 $6^+ - 8^+$ و $(465 \text{ keV} = 651 - 1116)$ مربوط شود. برای تعیین جایگاه گذارهای 57 و

۵۰۱ keV، انرژی حاصل جمع $۵۰۰۰۷ = ۴۴۳۲۲ + ۵۷۲۵$ را مورد توجه قرار می‌دهیم که قویاً دال بر وجود ترازوی 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 $۴۴۳۲۲ + ۵۷۲۵$ 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 (یسا حاصل جمع ضرایب تبدیل منفرد) است. با استفاده از اطلاعات جدول ۲.۱۰ شدتهای نسبی زیر را می‌توان محاسبه کرد

$$I_T(۵۷۲۵) = ۸۷۲۱ \pm ۲۲۹ \quad I_T(۳۳۲۲۳) = ۱۰۵۵۳ \pm ۱۲۱$$

$$I_T(۹۳۲۳) = ۱۰۸۲۱ \pm ۲۲۸ \quad I_T(۴۴۳۲۲) = ۸۹۲۷ \pm ۱۲۶$$

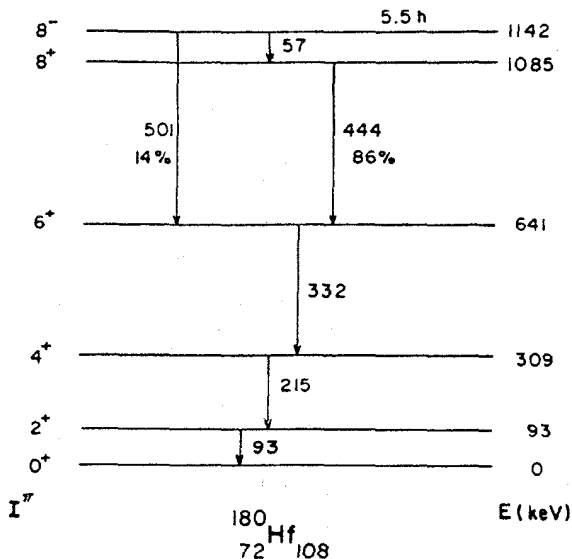
$$I_T(۲۱۵۲۳) = ۱۰۳۲۴ \pm ۱۲۰ \quad I_T(۵۰۰۰۷) = ۱۶۲۲ \pm ۰۲۴$$

توجه کنید که در محدوده خطاهای موجود، همان‌طور که در مورد گذارهای متوالی انتظار داریم، $I_T(۹۳۲۳) = I_T(۲۱۵۲۳) = I_T(۳۳۲۲۳)$ است. کوچکتر بودن شدت ۴۴۳۲۲ می‌تواند دال بر وجود انشعاب دیگری غیر از گذار $۸^+ - ۶^+$ 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 $I_T(۴۴۳۲۲) = I_T(۵۷۲۵)$ نمایانگر متوالی بودن آنهاست؛ و رابطه $I_T(۳۳۲۲۳) = I_T(۵۷۲۵) + I_T(۵۰۰۰۷)$ آن دو انشعایی را که منجر به تغذیه ۶^+ می‌شوند، یکی از طریق گذار ۵۷۲۵ keV و دیگری با گذار ۵۰۰۰۷ keV نشان می‌دهد.

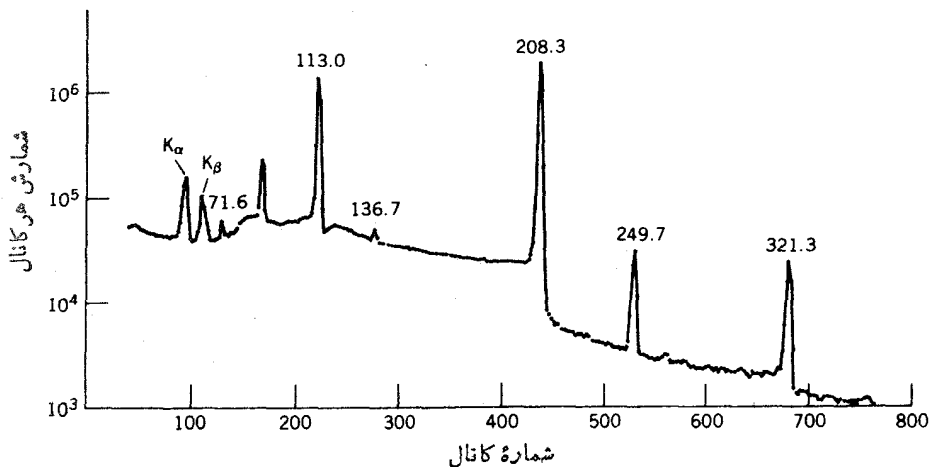
پارینته ترازوی که گذارهای ۵۷۲۵ keV و ۵۰۰۰۷ keV را گسیل می‌کند، باید منفی باشد (به علت ماهیت E_1 و E_3 آنها)، و اسپین آن باید برابر ۷، ۸، یا ۹ باشد تا واپاشی ۸^+ از طریق گذار E_1 ممکن شود. می‌توان امکان حالت ۷^- را منتفی دانست زیرا لازمه آن این است که گذار ۵۰۰۰۷ keV به حالت ۶^+ از نوع E_1 باشد، و همچنین ۹^- را می‌توان به کمک آزمایشهای همبستگی زاویه‌ای حذف کرد. این آزمایشها نشان می‌دهند که گذار ۵۰۰۰۷ keV دارای يك مؤلفه كوچك (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 مسورد واپاشیهای گامازا به بسیاری از اندازه‌گیریهای دیگر نیز نیاز است. نیمه‌عمر ۵۵ h یکی از طولانی‌ترین موارد شناخته‌شده برای ایزومرهای گاما گسیل است.

به عنوان مثال آخر، واپاشی ۷۶ روزه ^{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 . قله 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 ۱۰۰۹ بررسی کردیم، که عبارت‌اند از چهار واپاشی منتهی به حالت پایه و حالات برانگیخته ۱۱۳، ۲۵۰، و ۳۲۱ keV. گذارهای ناشی از هریک از این حالات برانگیخته به حالت پایه را می‌توانیم در جدول ۳۰۱ مشاهده کنیم، و بنا بر این می‌توانیم انرژی حالات برانگیخته را در ۱۱۳ و ۲۴۹٫۷، ۳۲۱٫۳ keV در نظر بگیریم. (این انرژیهای γ با دقت $\pm ۰٫۱$ keV تعیین

جدول ۳.۱۰ گذارهای گاما در واپاشی ^{137}La .

ضریب تبدیل		شدت نسبی γ	انرژی گذار (keV)
نظریه (چندقطبی)	تجربه (پوشه انی)		
$0.77(E1), 9.25(M2)$	$0.90 \pm 0.11(K)$	2.4 ± 0.1	71.6
$0.571(E1), 2.43(M2)$	$0.587 \pm 0.10(L1)$	≈ 100	113.5
$2.24(M1), 0.74(E2)$	$0.78 \pm 0.05(K)$		
$0.345(M1), 0.5076(E2)$	$0.5091 \pm 0.0511(L1)$	0.92 ± 0.05	126.7
$1.245(M1), 0.38(E2)$	$0.29 \pm 0.08(K)$		
$0.20(M1), 0.505(E2)$	$0.508 \pm 0.02(L1)$		
$0.546(E1), 2.505(M2)$	$0.5046 \pm 0.0054(K)$	1.4 ± 10	208.3
$0.5053(E1), 0.38(M2)$	$0.50543 \pm 0.00056(L1)$		
$0.24(M1), 0.5094(E2)$	$0.101 \pm 0.0004(K)$	2.5 ± 0.2	249.7
$0.5155(E1), 0.24(M2)$	$0.102 \pm 0.013(K)$	3.6 ± 0.2	221.2
$0.5018(E1), 0.5081(M2)$	$0.5017 \pm 0.0002(L1)$		

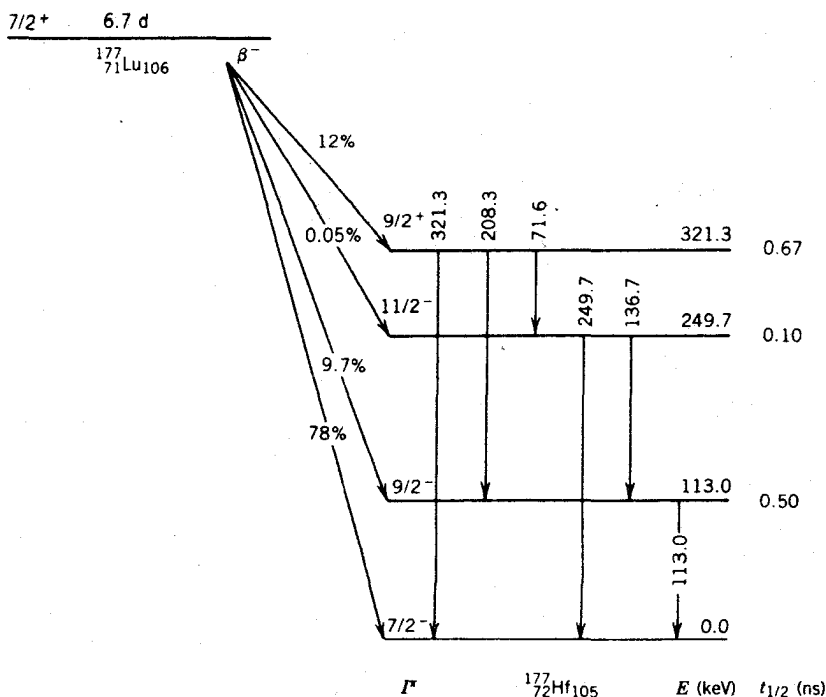
شده‌اند، درحالی‌که دقت انرژی‌های β فقط در حدود $\pm 3 \text{ keV}$ است. در گذارهای جدول ۳.۱۰ با کلیه گذارهای ممکن، بین حالات برانگیخته، روبرو می‌شویم

$$321.3 - 249.7 \text{ keV} = 71.6 \text{ keV}$$

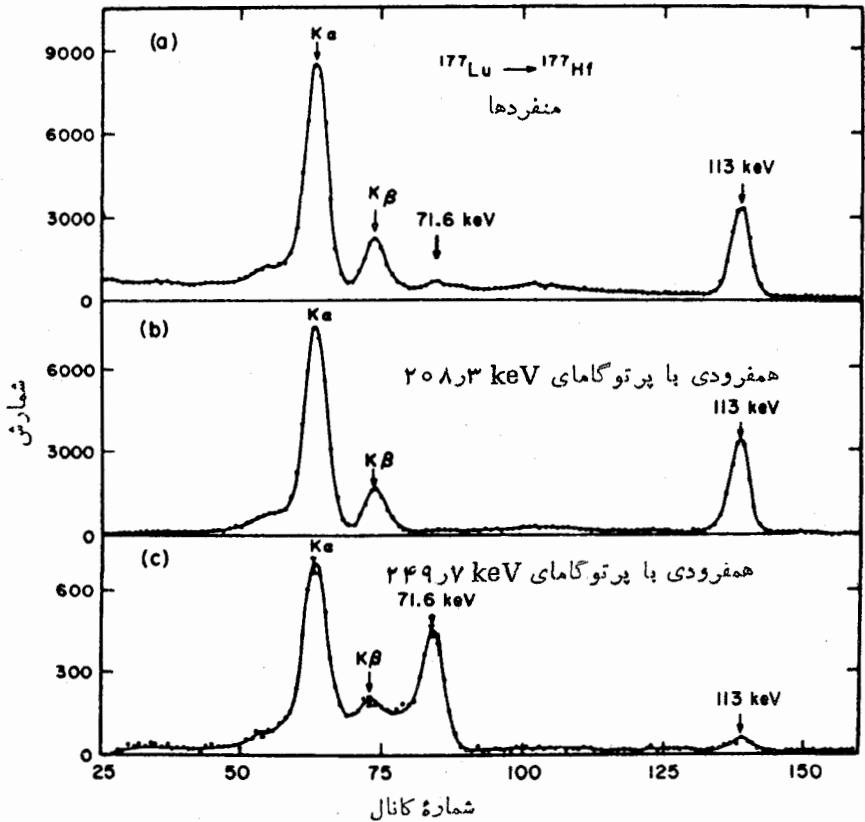
$$321.3 - 113.0 \text{ keV} = 208.3 \text{ keV}$$

$$249.7 - 113.0 \text{ keV} = 136.7 \text{ keV}$$

می‌دانیم که حالت پایه و دو تراز برانگیخته اولیه در ^{177}Hf پایینترین حالات یک نوار دورانی با اسپینهای $(7/2)^-$ ، $(9/2)^-$ ، $(11/2)^-$ ، ... هستند. انتظار داریم که گذار 113.0 keV به صورت $(7/2)^- \rightarrow (9/2)^-$ و در نتیجه از نوع $M1 + E2$ ، گذار 136.7 keV به صورت $(9/2)^- \rightarrow (11/2)^-$ و از نوع $M1 + E2$ ، و گذار 249.7 keV به صورت $(7/2)^- \rightarrow (11/2)^-$ و از نوع $E2$ باشد. این انتظارات با ضرایب تبدیل هم سازگارند. واپاشیهای تراز 321.3 به هر سه تراز پایینتر از طریق گذارهای $M2 + E1$ صورت می‌گیرد، و در نتیجه فقط انتساب $(9/2)^+$ امکان‌پذیر است. نمودار واپاشی استنباط شده را در شکل ۲۰.۱۰ نشان داده‌ایم. برای بررسی صحت



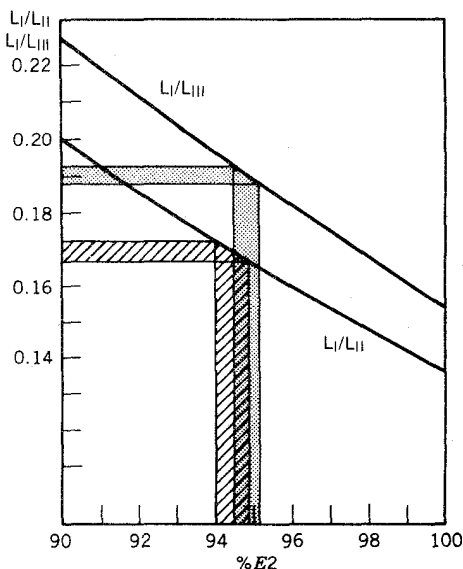
شکل ۲۰.۱۰ نمودار واپاشی ^{177}Lu و تبدیل آن به ^{177}Hf . شدتهای انشعاب β به‌طور غیرمستقیم از شدتهای پرتو γ استنتاج شده‌اند، و با آنچه در شکل ۲۹.۹ دیدیم فرق دارند.



شکل ۲۱.۱۰ 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 keV در طیف همفرودی 249.7 keV حاصل آزمایشی استادانه است.)

و سقم جایگاه تخصیص داده شده به این گذارها، می توان از اندازه گیریهای همفرودی پرتو γ استفاده کرد که نمونه ای از آن در شکل ۲۱.۱۰ نشان داده شده است. طیف همفرودی، ارتباط همفرودی گذارهای 113 keV - 208 keV و 71.6 keV - 249.7 keV را به روشنی نشان می دهد.

به عنوان نکته نهایی درباره این واپاشی، خاطر نشان می کنیم که نسبتی زیر پسته L می تواند مؤلفه های نسبی M_1 و E_2 را در گذار 113 keV تعیین کند. شکل ۲۲.۱۰ وابستگی نسبتهای L_I/L_{III} و L_I/L_{II} را در مورد مؤلفه E_2 نشان می دهد. این اطلاعات



شکل ۲۲-۱۰ تعیین سهم E_2 در گذار $113\text{r}0 \text{ keV}$ هسته ^{177}Hf با استفاده از اطلاعات زیر پوسته L . نوارهای افقی گستره نسبتهای تجربی زیر پوسته L ، 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 (۴.۱۰) 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

$$\sigma_0 = 2\pi \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^2 \frac{2I_c + 1}{2I_g + 1} \frac{1}{1 + \alpha} \quad (29.10)$$

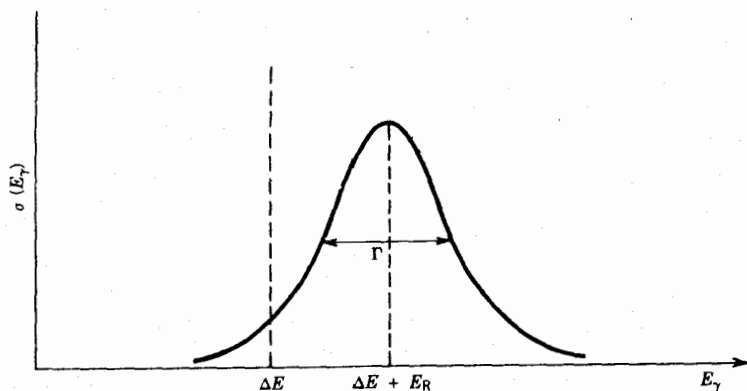
که در آن α ضریب تبدیل I_g و I_c اعداد کوانتومی مربوط به اسپین حالات پایه و برانگیخته است. چون انرژی حالت برانگیخته «تیز» نیست، حتی اگر انرژی γ تا اندازه‌ای با مقدار تشدید تفاوت داشته باشد، جذب صورت می‌گیرد. همان‌طور که در فصل ۶ بحث شد، هر حالت با عمر متوسط τ دارای پهنای $\Gamma = \hbar/\tau$ است، و از 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 بانبشیم (به طوری که فرایندهای پراکندگی و جذب مربوط به الکترونهاى اتمی از بین بروند)، سطح مقطع جذب تشدیدى برابر خواهد بود با

$$\sigma(E_\gamma) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{[E_\gamma - (\Delta E + E_R)]^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (30.10)$$

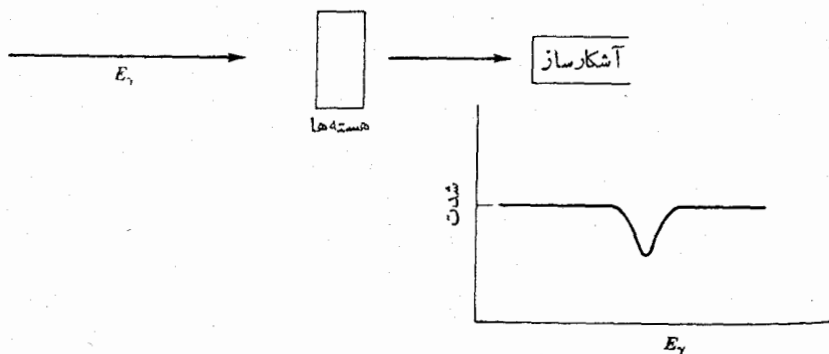
که در آن E_R همان تصحیح پس‌زنی $E_\gamma^2/2Mc^2$ است. این توزیع در شکل ۲۳.۱۰ رسم شده است. به طور کلی برای حالات هسته‌ای با عمرهای متوسط نانوثانیه تا پیکوثانیه، پهنای حالتها در گستره 10^{-6} تا 10^{-2} eV است.

شکل ۲۴.۱۰ نمای ساده‌ای از آزمایش جذب تشدیدى 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 غیرمحمول 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 در غیاب پس‌زنی اتفاق می‌افتد، جا به جا می‌کند.



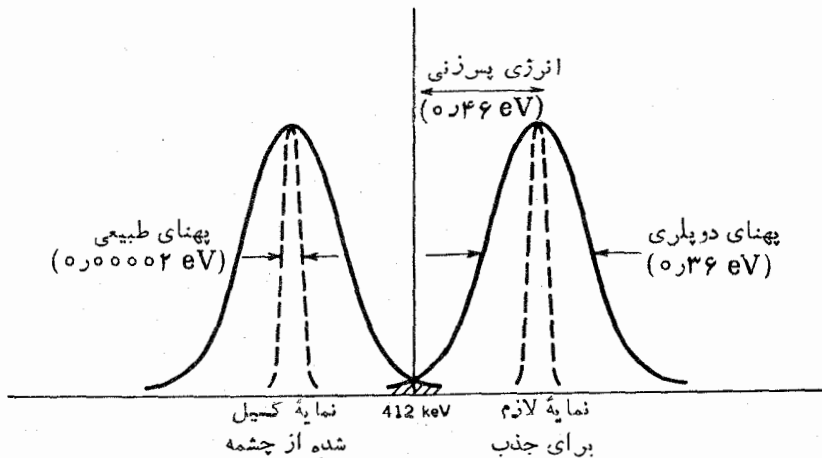
شکل ۳۴-۱۰ طرح يك آزمایش برای مشاهده جذب تشدید در هسته‌ها.

$\exp - (mc^2 / 2kT)(1 - E'_\gamma / E_\gamma)^2$ خواهد بود که توزیعی گاوسی با پهنای زیر را به دست 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 نسبیستی تولید می‌شود.) بنابراین در آزمایشگاههای معمولی، باید به چشمه‌های عادی تابش γ که فقط فوتونهای با انرژی نا پیوسته گسیل می‌کنند، قناعت کنیم. اما، برای جذب تشدیدی باید چشمه رادیواکتیوی داشته باشیم که پرتوهای γ با فاصله انرژی حداکثر 10 eV از انرژی تشدید مورد نظر $E_R + \Delta E$ 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 به یک پرتو گامای قوی با انرژی 412 keV گسیل می‌شود. حال اگر بگذاریم که پرتو γ برده‌ای 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 $0.46\text{ eV} = E_{\gamma} / 2Mc^2$ 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 $E_R + \Delta E$ می‌شود. این وضعیت در شکل ۲۵۰۱۰



شکل ۲۵۰۱۰ 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 (گرمایی) 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.

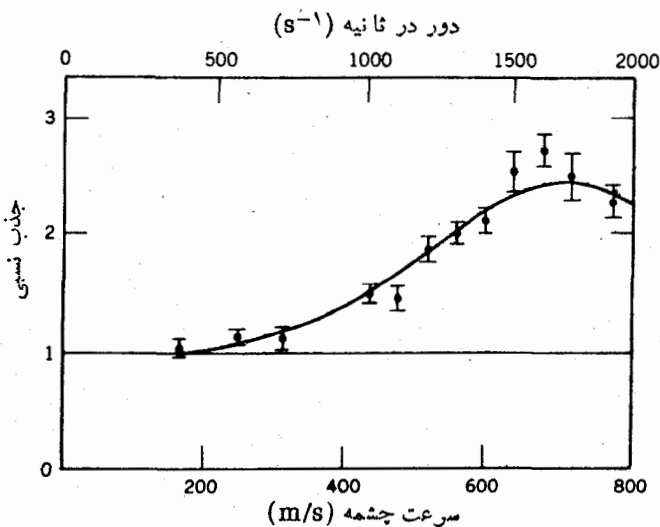
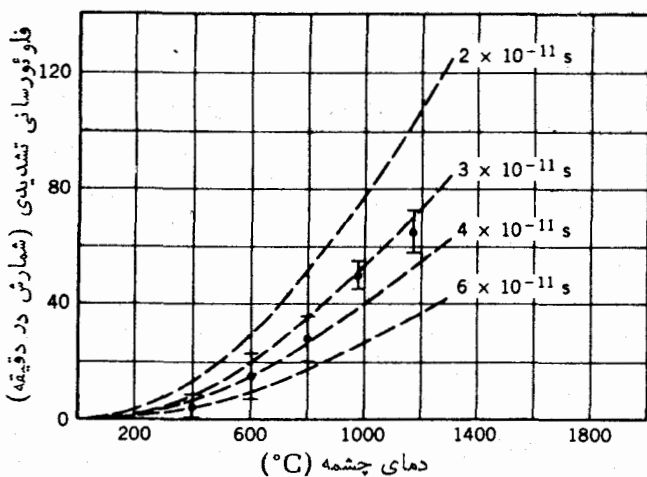
(به تفاوت میان این مورد و مورد تابش اتمی توجه کنید. انرژی گذارهای اپتیکی در حدود چند eV است؛ تصحیح پس‌زنی در Hg برابر $10^{-11} \times 27 \text{ eV}$ است، و در نتیجه همپوشی تقریباً کاملی بین نمایه‌های گذار چشمه و اتم جاذب وجود دارد. بنابراین، انجام آزمایشهای جذب تشدید اتمی نسبتاً آسان است.)

روشهایی چند برای غلبه بر تفاوت انرژی $2 E_R$ 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 $2 E_R$ برسد. از آنجا که انرژی انتقال دوپلری برابر $E_\gamma(1+v/c) = E'_\gamma$ است، سرعت لازم به صورت زیر به دست می‌آید

$$v = c \frac{2 E_R}{E_\gamma} \quad (32.10)$$

که برابر $2.2 \times 10^{-6} \text{ c}$ یا 670 m/s است. آزمایشهایی از این نوع، معمولاً با اتصال چشمه به نوک قسمت چرخنده در یک 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 موسباور نامیده می‌شود. در سال ۱۹۵۸ رودولف موسباور یک 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 بنابراین انرژی پس‌زنی کافی برای اینکه اتم جایگاه خود در شبکه را ترک کند وجود ندارد. این اثر تا اندازه‌ای مانند تفاوت بین ضرب‌بزدن با چوگان به یک تک‌آجر و ضرب‌بزدن به یک آجر در دیوار آجر است. جرمی که در عبارت مربوط به پس‌زنی به کار می‌رود به جای جرم یک 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

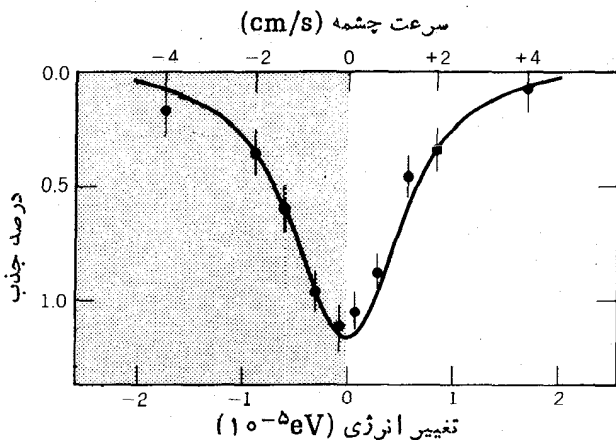


شکل ۲۶.۱۰ روشهای پهن‌شدگی گرمایی (بالا) و گریز از مرکز (پایین) برای مشاهده تشدید هسته‌ای در ^{198}Hg . نقاط اطلاعاتی شکل بالا، جذب تشدید فزاینده‌ای را با افزایش دما نشان می‌دهد (پهن‌شدن خطوط شکل ۲۵.۱۰ و افزایش همپوشی). خط‌چینها رفتار مورد انتظار برای طول‌عمر حالت‌های برانگیخته مختلف را نشان می‌دهند (یعنی، برای پهناهای طبیعی مختلف). با استفاده از این داده‌ها طول‌عمر در حدود 35 ps تعیین شده است. نمودار پایینی، نتایج انتقال دوپلری تابش گسیل‌شده از چشمه را پس از اتصال به نوك به نوك چرخنده نشان می‌دهد. در این مورد، خط‌گسیلی 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 هر دو دارای پهنای خط طبیعی هستند)، سرعت لازم در حدود $5 \times 10^{-11} \text{c}$ یا 15mm/s می‌شود، که بهبود قابل ملاحظه‌ای نسبت به 700m/s در آزمایش گریز از مرکز است! شکل ۲۷.۱۰ نتیجه این تشدید را که نخستین بار در سال ۱۹۵۸ توسط موسباور به دست آمد، نشان می‌دهد.

نکته قابل ملاحظه در اثر موسباور، 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 موسباور، 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 10^5eV ، یعنی اثر یک قسمت در 10^{10} ، را اندازه‌گیری کنیم. در ^{57}Fe که اغلب در اندازه‌گیری اثر موسباور به کار می‌رود، پهنای خط مشاهده شده (طبیعی) از مرتبه 10^{-8}eV است، و بدین سان اثرات تجربی از مرتبه یک قسمت در 10^{12} قابل اندازه‌گیری هستند!

اگرچه نظریه اثر موسباور 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 بی‌شمار از بیشتر یا کمتر بودن انرژی پس‌زنی از



شکل ۲۷.۱۰ اثر موسباور با استفاده از پرتوهای گامای 129keV 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 شیوه‌های متعددی غیر خارج ساختن آنها از جایگاههای شبکه‌ای جذب کنند. در انرژیها و دماهای پایین، عمل در مرحله اول از طریق ارتعاشات شبکه‌ای که فونون نامیده می شوند، صورت می‌گیرد. (انتشار این فونونها در شبکه، خصوصیات شناخته شده‌ای مانند امواج مکانیکی و صوتی را موجب می‌شود.) این ارتعاشات در طیفی از بسامدها، از صفر تا مقدار بیشینه ω_{\max} ایجاد می‌شوند. انرژی متناظر با بیشترین بسامد ارتعاشی معمولاً بر حسب دمای خاصی بیان می‌شود که آن را دمای دبی θ_D می‌نامند. این دما طوری تعریف شده است که $\hbar\omega_{\max} = k\theta_D$ می‌شود، که در آن k ثابت بولتزمن است. برای اجسام معمولی داریم $\hbar\omega_{\max} \sim 0.01 \text{ eV}$ و $K \sim 1000 \theta_D$ کسر بدون پس‌زنی برابر است با

$$f = \exp\left[-\frac{\langle x^2 \rangle}{(\lambda/2\pi)^2}\right] \quad (33.10)$$

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 امکان‌پذیر می‌سازد و کسر بدون پس‌زنی را به صورت زیر به دست می‌دهد

$$f = \exp\left\{-\frac{6E_R}{k\theta_D} \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^2 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x dx}{e^x - 1}\right]\right\} \quad (34.10)$$

در دماهای پایین $T \ll \theta_D$ ، آخرین جمله در نما قابل چشم‌پوشی است. مقادیر θ_D برای فلزات مختلف تغییر قابل ملاحظه‌ای ندارد ($\theta_D \sim 400 \text{ K}$ برای Fe و 300 K برای Ir). بنا بر این، در تعیین کسر بدون پس‌زنی، انرژی پس‌زنی E_R نقش اصلی را برعهده دارد. برای گذار 1474 keV در ^{57}Fe داریم $E_R = 0.002 \text{ eV}$ و $f = 0.92$ ، در حالی 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 می‌شود.] چون فرایندهای بدون پس‌زنی در هر دو مورد چشمه و جذب ضروری هستند، کسر بدون پس‌زنی کلی از حاصلضرب عوامل چشمه و جذب تعیین می‌شود. بنابراین، تعجب آور نیست که آزمایش اولیه موسباور با Ir اثری فقط به میزان ۱٪ را نشان داد، در حالی که Fe اثر بسیار بزرگتری را نشان می‌دهد.

اثر موسباور در موارد گوناگون کاربردهای فراوان پیدا کرده است. مورد استفاده اصلی آن در کارهایی است که در آنها باید خواص محیط فیزیک 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 می‌کنند و به نام انتقال سرخ گرانشی معروف است. یکی از پایه‌های نظریه نسبیت عام اینشتین، اثر هم‌ارزی است که بر طبق آن نمی‌توان تمایزی

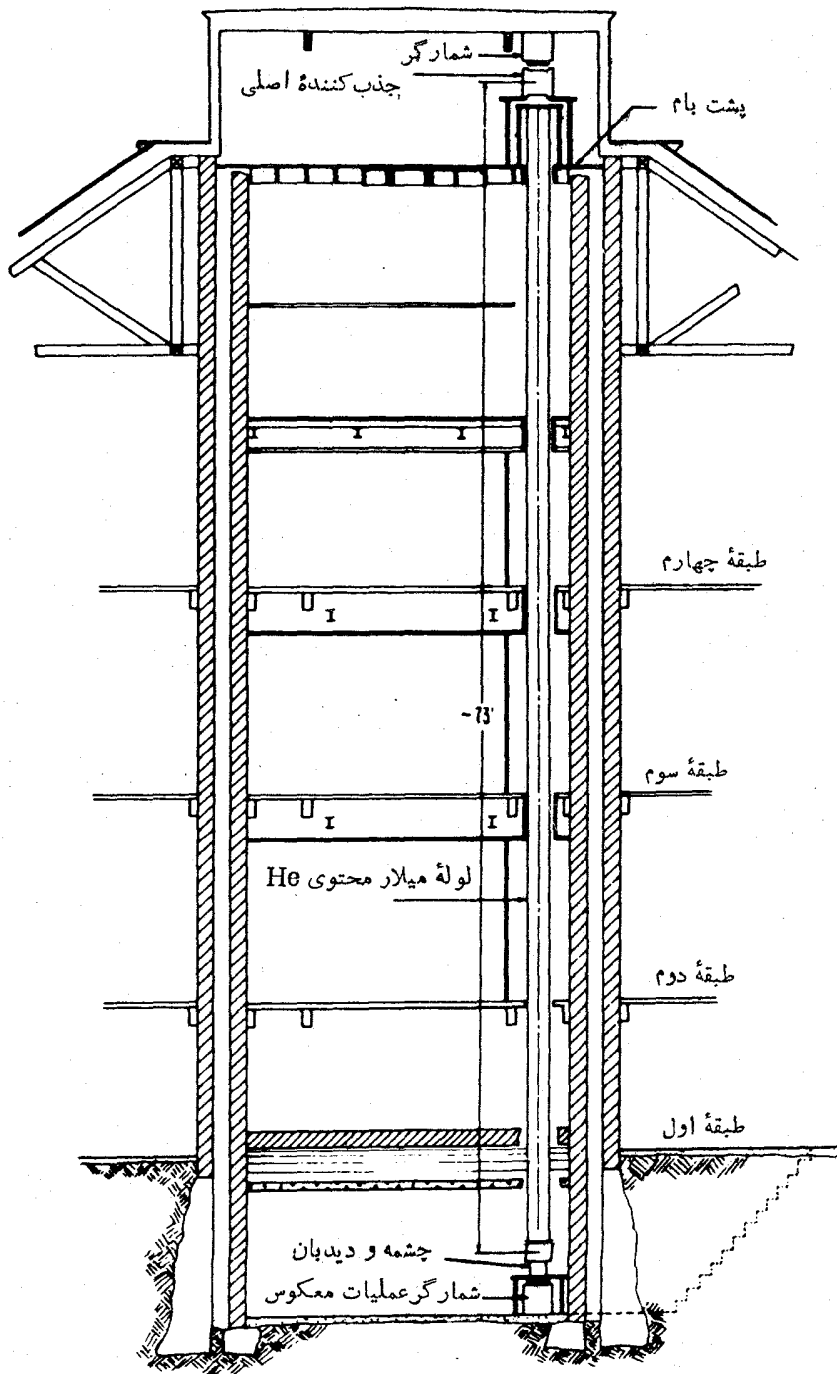
بین اثرات يك میدان گرانشی یکنواخت موضعی و اثرات يك چارچوب مرجع شتابدار یکنواخت قائل شد. اگر بخواهیم گسیل و جذب تابش را در چارچوب مرجع شتابداری مشاهده کنیم که در آن فاصله بین چشمه و جاذب H است، در زمان H/c که تابش مسافت بین چشمه و جاذب را می‌پیماید، هسته جاذب باید سرعتی برابر gH/c کسب کند که در آن g شتاب است و مقدار آن برابر (ولی در خلاف جهت) شتاب گرانشی میدان یکنواخت انتخاب شده است. بنا بر این انتقال دوپلری فوتونهای تابش به صورت زیر خواهد بود

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta v}{c} = \frac{gH}{c^2} \quad (35.10)$$

که مقدار آن در میدان گرانشی زمین در حدود 1×10^{-16} در هر متر است. در آزمایش اصلی پاوند و ربکا از هسته ^{57}Fe استفاده شد (از يك چشمه ^{57}Co به قدرت 1 Ci)، و فوتونهای 14.4 keV مسافتی معادل 22.8 m را در برج آزمایشگاه فیزیک جفرسون در هاروارد به طرف بالا پیمودند (شکل ۲۸.۱۰). اثر مورد انتظار از مرتبه 10^{-15} تا 2×10^{-15} بود، که حتی برای حساسیت (Γ/E_γ) تقریبی 3×10^{-13} در ^{57}Fe مستلزم تلاشی قهرمانانه بود. برای مشاهده این انتقال اندک (که در حدود 10^{-2} برابر پهنای تشدید بود)، پاوند و ربکا کوشش خود را روی قسمتهایی از طر فین منحنی تشدید که دارای بزرگترین شیب بودند متمرکز کردند. برای کاهش اثرات سیستماتیک، لازم بود که از دمای 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 چهارماه آزمایش، نتیجه به صورت $10^{-15} \times (49052 \pm 50541) \text{ eV}$ به دست آمد که با مقدار انتظاری $10^{-15} \times 49055$ برای مسیر رفت و برگشت 45 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 ریز 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 بارداد 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 ۲۸۰۱۰ نمای ساده‌ای از آزمایش انتقال سرخ گرانشی در برج هاروارد. برای تقلیل جذب درهوا، فوتونها در یک لوله میلار محتوی گاز He حرکت می‌کنند. در این شکل، چشمه در پایین و هسته جذب و دستگاه شمارگر در بالا قرار گرفته‌اند.

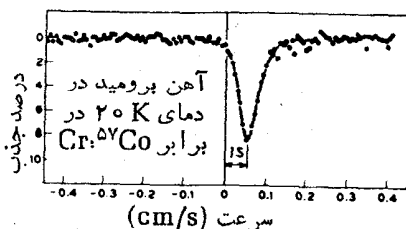
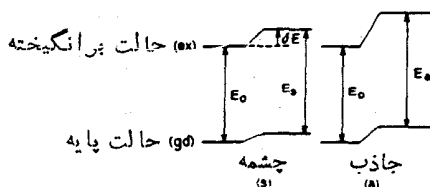
یابند، زیرا انرژی کل مشاهده شده (اتمی + هسته‌ای) نمی‌تواند در اثر نیروهای داخلی تغییر کند. اگر E_0 نماینده انرژی فوتون در غیاب این اثر $E_0 = E_c - E_g$ که در آن e نماینده حالت برانگیخته و g نشان‌دهنده حالت پایه است) باشد، انرژی مشاهده شده عبارت است از

$$E = (E_c + \Delta E_c) - (E_g + \Delta E_g)$$

$$= E_0 + \Delta E_c - \Delta E_g \quad (۳۶.۱۰)$$

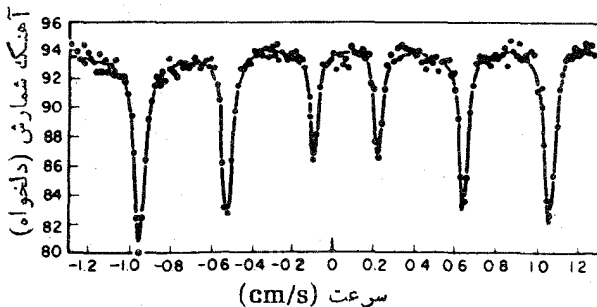
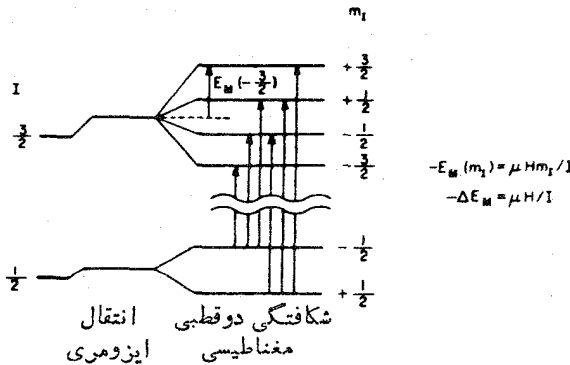
زیرا حالات پایه و برانگیخته دارای تابع موجهای مختلف و در نتیجه شعاعهای متفاوت هستند. اگر چشمه و جاذب در آزمایش موسباور دارای محیط شیمیایی یکسان باشند، تشدید تغییر نمی‌کند، ولی اگر چشمه و جاذب با هم فرق داشته باشند، انرژیهای گذار اندکی متفاوت خواهند بود. در این مورد، یکی از قله‌های شکل ۲۵.۱۰ نسبت به موردی 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 هسته‌ای دارای انتقالهای مختلف هستند. تأثیر این امر بر تشدید این است که موضع آن را نسبت به سرعت نسبی صفر جلوتر می‌برد.

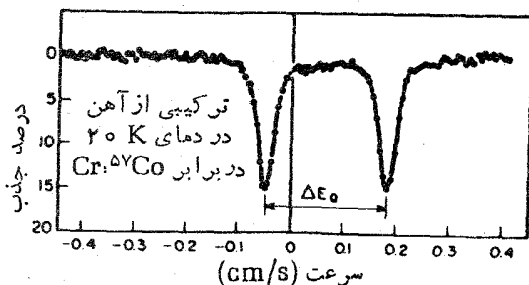
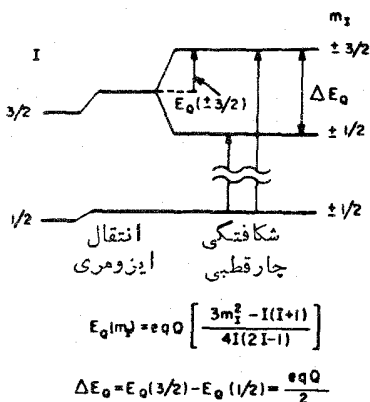
نامیده می‌شود و متناظر با از بین رفتن واکنشی m تاییه مربوط به یک تراز با تکانه زاویه‌ای I در میدان مغناطیسی است. میدان تراز را به $2I - 1$ زیر تراز با فاصله‌های مساوی می‌شکافد. طول موجهای اتمی در اثر زمین نوعاً به اندازه یک قسمت در 10^4 منتقل می‌شوند؛ گشتاورهای مغناطیسی هسته‌ای فقط 10^{-3} برابر گشتاورهای 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 دوقطبی 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 دوقطبی 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 دوقطبی، فقط $\Delta m_1 = 0$ یا $\Delta m_1 = \pm 1$ مجاز است، و به همین دلیل تعداد ۶ مؤلفه مختلف مشاهده می‌شود.

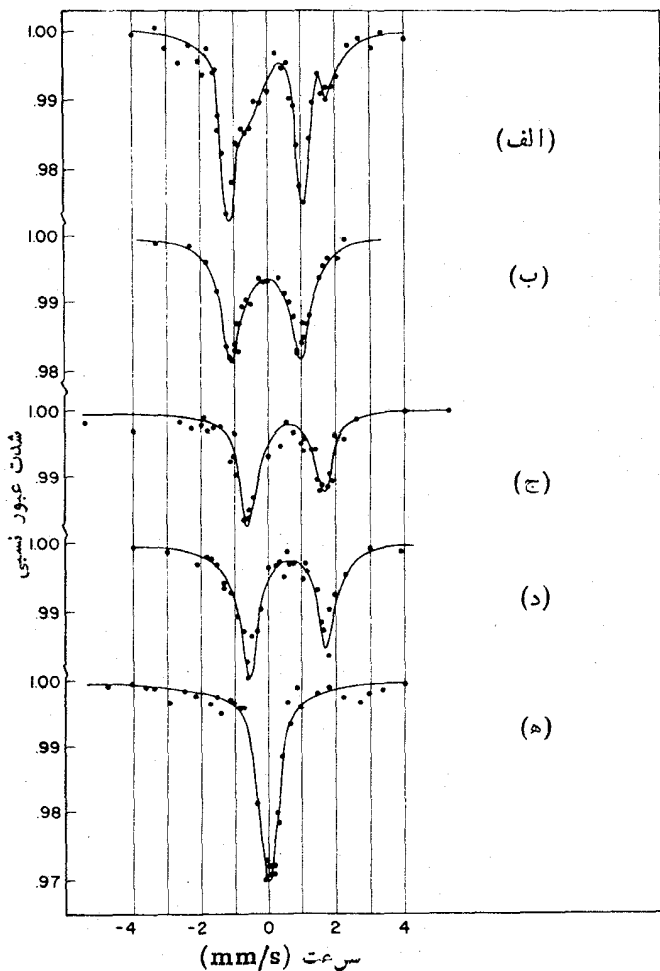
را به دقت تعیین کند. همچنین اگر گشتاور معلوم باشد، می‌توان اندازه میدان مغناطیسی را استنتاج کرد که حاوی اطلاعات مهمی در مورد ساختار اتمی است.

بالاخره، گشتاور چار قطبی هسته‌ای می‌تواند با شیب میدان الکتریکی برهم کنش کند و سبب شکافتگی چار قطبی 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}Fe را نشان می‌دهد. توجه کنید که در برهم کنشهای چار قطبی الکتریکی در ^{57}Fe دو خط ظاهر می‌شود (درحالی که در مورد دو قطبی 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،



شکل ۳۱.۱۰ شکافتگی فوق ریز چار قطبی الکتریکی. در رابطه شکافتگی انرژی، Q نماینده گشتاور چار قطبی 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 موسباور را از مکان متناظر به سرعت صفر دور می‌کند.

هموگلوبین پروتئین سبب قرمز شدن رنگ خون می شود و عامل پیوند اکسیژن در جریان خون است. هموگلوبین از نظر Fe غنی است و بنابراین می تواند در آزمایشهای موسباور مورد استفاده قرار گیرد. شکل ۳۲.۱۰ چند نمونه از نتایج این نوع آزمایش را نشان می دهد. خون اکسیژن دار یک طیف موسباور با شکافتگی چار قطبی را نشان می دهد، ولی



شکل ۳۲.۱۰ آزمایشهای اثر موسباور که محیطهای شیمیایی مختلف Fe را در هموگلوبین نشان می دهند. چشمه این آزمایشها ^{57}Co موجود در Pt بود. جاذبهها به ترتیب عبارت بودند از (الف) گلبولهای قرمز موش در ۴K، (ب) هموگلوبین اکسیژن دار موش در ۷۷K، (ج) هموگلوبین انسان در CO_2 در ۷۷K، (د) هموگلوبین انسان در N_2 در ۷۷K و (ه) هموگلوبین انسان در CO در ۷۷K. به تفاوت انتقالهای ایزومری و شکافتگی چار قطبی الکتریکی 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 چارکتبی و انتقال ایزومری نیست. هموگلوبین اکسیژن‌دار با قرار گرفتن در میدان مغناطیسی قوی از خود شکافتگی دوقطبی 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.

مراجع مطالعات 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. Weitheim, *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 شده اند

Applications of Mössbauer Spectroscopy, Vols. I and II, edited by R. L. Cohen (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. بنا بر دست داشتن انرژی فوتون، انرژی حالت برانگیخته را بیابید و درباره رابطه بین انرژی پس‌زنی هسته و خطای تجربی انرژی فوتون بحث کنید: (الف) $14759786 \pm 00005 \text{ keV}$ (ب) 517 در $12749545 \pm 00017 \text{ keV}$ (ج) 110°Cd در $3451152 \pm 00047 \text{ keV}$ (د) ^{22}Ne در $884954174 \pm 000074 \text{ keV}$ (ه) ^{56}Fe در ^{192}Ir .

۰۲. پس از واپاشی ^{198}Au ، سه پرتو γ از حالات ^{198}Hg گسیل می‌شوند که انرژی‌شان (بر حسب keV) به ترتیب عبارت‌اند از: 41180441 ± 000015 ؛ 675888743 ± 000069 ؛ و 108769033 ± 000074 . 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 $E_1 \rightarrow E_0$ ، $E_2 \rightarrow E_0$ ، $E_1 \rightarrow E_2$ 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 چارقاتی 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 چارقاتی الکتریکی بیازمایید.

۰۴. (الف) برای يك هسته سبك ($A \approx 10$) نسبت احتمالات گسیل تابش چارقاتی و دو قطبی را طبق برآورد وایسکوف محاسبه کنید. کلیه انتخابهای ممکن برای پارینته 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 $E2$ به حالت 2^+ واپاشیده می‌شود. این مشاهده را با محاسبه مبتنی بر برآوردهای وایسکوف در موارد زیر توجیه کنید: (الف) نسبت بین احتمال واپاشی $E2$ و واپاشیهای هشت قطبی ($L=3$) و شانزده قطبی ($L=4$) به حالت 2^+ ، و (ب) نسبت بین احتمال واپاشی $E2$ و واپاشی شانزده قطبی به حالت

بایه. (یادآوری: این حالات، حالات دورانی جمعی هستند که برای آنها برآوردهای وایسکوف را نباید چندان جدی گرفت.)
 ۰۶ برای گذارهای گامای زیر، کلیه چندقطبیهای مجاز را به دست آورید و نشان دهید که کدام چندقطبی در تابش گسیلی شدت بیشتری دارد.

$$\frac{9^-}{2} \rightarrow \frac{7^+}{2} \quad (\text{الف})$$

$$4^+ \rightarrow 2^+ \quad (\text{د})$$

$$\frac{11^-}{2} \rightarrow \frac{3^+}{2} \quad (\text{ب})$$

$$\frac{11^-}{2} \rightarrow \frac{3^+}{2} \quad (\text{ه})$$

$$1^- \rightarrow 2^+ \quad (\text{ج})$$

$$3^+ \rightarrow 3^+ \quad (\text{و})$$

۰۷ 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 $E1$ ، $E2$ ، و $E3$ هستند. دو نمودار تراز مختلف و قابل قبول را برای این هسته (که ضمناً با نظام شناخته‌شده 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 قایل شد.

۰۸ 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.

۰۹ حالت ایزومری 2^+ در ${}^{60}\text{Co}$ با انرژی ۵۸۰۶ 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 $E4$ باشد، تغییر نیمه عمر را چگونه برآورد می‌کنید؟ (ج) حالت 2^+ با گسیل مستقیم β نیز به ${}^{60}\text{Ni}$ واپاشیده می‌شود. انرژی بیشینه β برابر 1.55 MeV و $\log ft$ برابر 7.2 است. حالت 2^+ در 25 درصد موارد با گسیل β و در 99.75 درصد موارد با گسیل γ و تبدیل داخلی واپاشیده می‌شود. در نظر گرفتن گسیل β چه تأثیری در نیمه عمر مشاهده شده دارد؟

۰۱۰ 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) پنج یاشش نمونه از گذارهای $0^+ \rightarrow 2^+$ از اولین حالات برانگیخته «دورانی» هسته‌های $190 < A < 150$ را انتخاب کنید. (برای دستیابی به اطلاعات طیف‌نمایی هسته از مراجع استاندارد استفاده کنید.) نسبت بین آنتگ واپاشی مشاهده‌شده 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» $150 < A < 60$ ، 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 ۱۳۰۱۰ 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 نیمه‌عمرهای جزئی استفاده کنید). نمونه‌های مورد بررسی شامل ^{181}Ta ، ^{165}Ho ، ^{147}Eu ، ^{73}As ، ^{39}Ar 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 ^{52}Mn ، ^{86}Rb ، ^{92}Mo ، ^{114}In ، و ^{202}Pb هستند. طول عمرهای جزئی این گذارها را با استفاده از اطلاعات طیف‌نمایی به دست آورید، و آنها را با مقادیر محاسبه‌شده از برآوردهای وایسکوف مقایسه کنید.
۱۴. جذب يك 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 ۲۰۵، 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 يك واحد تغییر کند، و فقط گذارهای $E2$ مجاز هستند. يك نمودار تراز ارتعاشی رسم کنید که کلیه گذارهای مجاز γ را با شروع از چندتایی سه فونونی نشان دهد (از شکل ۱۹۰۵ به عنوان مبنا استفاده کنید).
۱۶. يك نمودار واپاشی، انرژیهای زیر را (بر حسب keV) نشان می‌دهد: ۴۲۱، ۳۲۷، ۷۴۸، ۸۴۰، ۱۲۶۱، و ۱۵۸۸. از مطالعات همفرودی این واپاشی به دو نتیجه می‌رسیم: فقط یکی از گاماها باهیچ گامای دیگری همفرود نیست، و هیچیک از گاماها با بیش از سه گامای دیگر همفرود نیست. گاماها پس از يك واپاشی بتا که فقط به يك تراز منتهی می‌شود گسیل می‌شوند. با استفاده از این اطلاعات يك نمودار تراز قابل قبول پیشنهاد کنید. (یادآوری: دوتریپ سازگار با اطلاعات داده شده برای این پرتوهای گاما می‌توان ارائه داد.)

۱۷. در مطالعه الکترونیهای تبدیل گسیل شده از یک فرایند واپاشی، انرژیهای زیراندازه گیری شده اند (بر حسب keV): ۲۰۷۷۴۰، ۲۰۴۳۶۴، ۱۹۳۳۳۶، ۱۵۷۷۵۷، ۱۵۴۳۸۱، ۱۴۳۳۵۳، ۱۲۵۸۱۰، ۷۵۵۲۷، ۴۹۰۵۳، ۴۶۲۲۷، ۳۴۳۹۹. انرژی بستگی الکترونها در پوسته‌های مختلف عبارت انداز: keV ۸۳۱۰ (پوسته K)، keV ۱۴۸۴ (پوسته L)، keV ۳۷۵۶ (پوسته M)، و keV ۸۰ (پوسته N). حداقل تعداد گاماهاى مولد این گروه الکترونیهای مشاهده شده و انرژیهایشان 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 یک از گذارهای اثر موسباور که در زیر مشخص شده‌اند، پهنای طبیعی، پهنای دوپلری در دمای اتاق، پهنای دوپلری در دمای هلیوم مایع (۴K)، و انرژی پس‌زنی هسته را پیدا کنید: (الف) گذار keV ۰.۷۳، ns ۶۳ در ^{192}Ir ؛ (ب) گذار keV ۱۳۳۴، ns ۹۸ در ^{57}Fe ؛ (ج) گذار keV ۰.۶۲، μs ۰.۶ در ^{181}Ta ؛ (د) گذار keV ۲۳۳۹، ns ۱۷۷۸ در ^{119}Sn ؛ (ه) گذار keV ۰.۹۵، ps ۲۲ در ^{165}Ho . نیمه عمرها داده شده‌اند.

۲۰. جذب تابش دوقطبی مغناطیسی گذار موسباور keV ۲۷۷۸ در ^{129}I هسته را از حالت پایه $^{+}(7/2)$ به حالت برانگیخته $^{+}(5/2)$ می‌برد. مقدار گشتاورهای دوقطبی مغناطیسی و چارقطبی الکتریکی به ترتیب $\mu(7/2) = +26 \mu_N$ ، $\mu(5/2) = +28 \mu_N$ ، $Q(7/2) = -0.55 \text{ b}$ ، و $Q(5/2) = -0.68 \text{ b}$ است. نمودار شکافتگی حالت m تایسه را (مشابه شکل‌های ۳۰.۱۰ و ۳۱.۱۰) برای موارد دوقطبی مغناطیسی و چارقطبی الکتریکی رسم کنید، و تعداد مؤلفه‌های طیف موسباور را نشان دهید. راهنمایی: میدان مغناطیسی (H یا B) و شیب میدان الکتریکی (q یا V_{zz}) را می‌توان مثبت در نظر گرفت.

۲۱. در اغلب کارهای فیزیک هسته‌ای، ثابت واپاشی λ را برای یک نمونه هسته‌ای، ثابت واقعی در نظر می‌گیریم. اما، در این فصل و در فصل قبلی با دوفرایند روبه‌رو شده‌ایم که در آنها آهنگ واپاشی هسته‌ها می‌تواند تا حدی به حالت شیمیایی آنهایشان بستگی داشته باشد. درباره این دوفرایند بحث کنید و نشان دهید که چگونه حالت اتمی می‌تواند در آهنگ واپاشی هسته‌ها مؤثر باشد. [برای بحث پیرامون این موضوع و نمونه‌های این فرایند، می‌توانید به مقالهٔ مروری زیر رجوع کنید:

G. T. Emery, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 22, 165 (1972)].

پیوستها

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 بامختصات (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 می توان با استفاده از معادلات بالا و با محاسبه dy'/dt' ، dx'/dt' و dz'/dt' از يك چارچوب به چارچوب ديگر تبديل كرد. معادلات تبديل سرعت چنين می شوند

$$v'_x = \frac{v_x - u}{1 - uv_x/c^2}$$

$$v'_y = \frac{v_y}{\gamma(1 - uv_x/c^2)} \quad (۲. الف)$$

$$v'_z = \frac{v_z}{\gamma(1 - uv_x/c^2)}$$

يکي از پيامدهای مهم اين تبديلهای در فيزيک هسته ای و ذرات بنيادی، اتساع زمان است. اين بدان معنی است که مدت زمان تحقق يك پديده که در يك چارچوب مرجع اندازه گيري می شود، با اندازه گيري زمان همان پديده در چارچوب مرجعی که نسبت به اولی در حرکت است متفاوت خواهد بود. مدت زمان تحقق پديده در چارچوبی که نسبت بدان «در حال سکون» است، يعنی چارچوبی که رویدادهای ابتدا و انتهای فاصله زمانی تحقق پديده مورد نظر در آن در يك نقطه ثابت (x, y, z) رخ می دهد، از مدت زمان اندازه گيري شده در چارچوب مرجع متحرك کمتر است. اين مدت زمان اندازه گيري شده در چارچوب مرجع «در حال سکون» را زمان ويژه می گویند. فاصله زمان اندازه گيري شده در تمام چارچوبهای مرجع متحرك، طولانیتر از زمان ويژه است. برای نمونه، طول عمر ذرات و پاشنده عموماً در چارچوب آزمایشگاه اندازه گيري می شود که در آن ذره ممکن است در حال حرکت باشد. بنابراین طول عمری که ما در آزمایشگاه اندازه می گيريم از طول عمر ويژه، که در چارچوب سکون ذره اندازه گيري می شود، بيشتر است. رابطه بين فاصله زمانی ويژه Δt_0 و فاصله زمانی Δt که در چارچوب متحرك اندازه گيري می شود، به صورت زیر است

$$\Delta t = \gamma \Delta t_0. \quad (۳. الف)$$

بايد توجه داشت که در سرعتهای نسبی کم $\gamma \approx 1$ است، درحالی که در سرعتهای نسبی نزديک به سرعت نور داریم $\gamma \rightarrow \infty$.

الف. ۴. ديناميك نسبیتی

در نسبیت خاص، برای آنکه فرمولبندی تحليل برخوردها از سازگاری درونی برخوردار باشد، مجبور می شويم که مفاهيم بنيادی جرم، تکانه، و انرژی را از نو تعريف کنیم. تکانه نسبیتی ذره ای که با سرعت v در حرکت است، چنين می شود

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (\text{الف. ۴})$$

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 سیکلوترونها)، 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

$$T = \frac{1}{2} mv^2 \left(1 + \frac{3}{4} \frac{v^2}{c^2} + \dots \right) \quad (\text{الف. ۸})$$

بدین گونه، در سرعتهایی که نسبت به c کوچک اند، فرمول کلاسیک $\frac{1}{2} mv^2$ 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 پایداری تکانه خطی و پایداری 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 ناسبیتی 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

$$p'_x = \gamma(p_x - uE/c^2)$$

$$p'_y = p_y$$

$$p'_z = p_z$$

$$E' = \gamma(E - up_x)$$

(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.

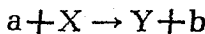
پیوست ب

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، کاربرد نسبیت خاص باعث می‌شود که چارچوب مرکز جرم با چارچوب مرکز تکانه تفاوت داشته باشد. برای واکنشها و واپاشیهای بی‌که در این کتاب بررسی می‌شوند و در انرژیهای پایین رخ می‌دهند، با اطمینان خاطر می‌توان معادلات ناسبیتی را به کار برد و وجه افتراق بین چارچوبها را بی‌اهمیت دانست. اگر بخواهیم کاملاً درست عمل کنیم، باید مطابق معادله (ب.۲) چارچوب CM را به صورت چارچوب مرکز تکانه تعریف کنیم و در عین 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 کاربرسی، 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 نانسیتی قابل استفاده است، تکانه‌های خطی اولیه عبارت اند از

$$p_x = m_a v_a \quad (۱.ب)$$

$$p'_x = m_a v'_a + m_x v'_x = 0 \quad (۲.ب)$$

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

$$v'_a = v_a - v_{CM} \quad (۳.ب)$$

$$v'_x = -v_{CM} \quad (۴.ب)$$

می‌توان نشان داد که شرط لازم و کافی برای برقراری معادله (ب. ۲) چنین است

$$v_{CM} = v_a \frac{m_a}{m_a + m_x} \quad (۵.ب)$$

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

$$p_x = m_b v_b \cos \theta_b + m_Y v_Y \cos \theta_Y \quad (۶.ب)$$

$$p_y = m_b v_b \sin \theta_b - m_Y v_Y \sin \theta_Y \quad (۷.ب)$$

که در آنها با فرض θ_b و θ_Y در دو طرف محور x ، علامتهای مؤلفه‌های y را به طور صریح در معادله (ب. ۷) مشخص کرده‌ایم.

جهات 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

$$m_b v'_b + m_Y v'_Y = 0 \quad (۸.ب)$$

با استفاده از معادلات (ب. ۶) تا (ب. ۸) 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 به طور کامل برقرار نیستند. رابطه بین سرعت نهایی و سرعت اولیه CM چنین به دست می‌آید

$$v_{CM,f} = \left(\frac{m_a + m_x}{m_b + m_y} \right) v_{CM,i} \quad (9.ب)$$

یادآور می‌شود که در برخورد الاستیک، داریم $v_{CM,f} = v_{CM,i}$. نسبت بین جرمها در معادله (9.ب) معمولاً خیلی به واحد 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 کسل انرژی واکنش است.

با استفاده از قانون پایستگی انرژی در چارچوبهای L و CM انرژی ذره b را به صورت زیر به دست می‌آوریم

$$T'_b = \frac{m_b}{m_y + m_b} \left[Q + \left(1 - \frac{m_a}{m_x + m_b} \right) T_a \right] \quad (10.ب)$$

معادله متناظر برای انرژی T_b را در چارچوب L به صورت معادله (5.11) در اختیار داشتیم. اگر معادلات تکانه و سرعت را به همین ترتیب بررسی کنیم، رابطه زیر را برای تبدیل زوایا به دست می‌آوریم

$$\tan \theta_b = \frac{\sin \theta'_b}{\cos \theta'_b + \gamma} \quad (11.ب)$$

که در آن داریم

$$\gamma = \frac{v_{CM}}{v_b} \quad (12.ب)$$

$$= \left[\frac{m_a m_b T_a}{m_x m_y T_a + Q(1 + m_a/m_x)} \right]^{1/2} \quad (13.ب)$$

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 به نوع 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 مقطعهای ديفرانسیلی چنین می‌شود

$$d\sigma = \sigma(\theta)d\Omega = \sigma(\theta')d\Omega' \quad (ب.۱۴)$$

با در دست داشتن سطح مقطع ديفرانسیلی $\sigma(\theta)$ که در آزمایشگاه اندازه‌گیری می‌شود، سطح مقطع ديفرانسیلی 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 کاهیده 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 کاهیده 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 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 (با علامتهای قراردادی e 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.

	Z	A	جرم اتمی		فراوانی یا نیمه‌عمر				
			(u)	I^{π}	نیمه‌عمر	I^{π}			
H	1	1	1.007825	$\frac{1}{2}^+$	99.985%				
			2.014102	1^-	0.015%				
			3.016049	$\frac{1}{2}^+$	12.3 y (β^-)				
He	2	3	3.016029	$\frac{1}{2}^+$	1.38×10^{-4} %				
			4.002603	0^+	99.99986%				
Li	3	6	6.015121	1^-	7.5%				
			7.016003	$\frac{1}{2}^+$	92.5%				
			8.022486	2^+	0.84 s (β^-)				
Be	4	7	7.016928	$\frac{3}{2}^-$	53.3 d (ϵ)				
			8.005305	0^+	0.07 fs (α)				
			9.012182	$\frac{3}{2}^-$	100%				
			10.013534	0^+	1.6 My (β^-)				
			11.021658	$\frac{1}{2}^+$	13.8 s (β^-)				
B	5	8	8.024606	2^+	0.77 s (ϵ)				
			9.013329	$\frac{1}{2}^-$	0.85 as (α)				
			C	6	9	9.031039	$\frac{3}{2}^-$	0.13 s (ϵ)	
						10.016856	0^+	19.2 s (ϵ)	
						11.011433	$\frac{3}{2}^-$	20.4 m (ϵ)	
						12.000000	0^+	98.89%	
N	7	12	12.018613	1^+	11 ms (ϵ)				
			13.005739	$\frac{1}{2}^-$	9.96 m (ϵ)				
O	8	16	16.000000	0^+	99.63%				
			16.000109	$\frac{1}{2}^-$	0.366%				
			16.006100	2^-	7.13 s (β^-)				
			16.006100	2^-	7.13 s (β^-)				

		جرم اتمی		فروانی یا نیمه عمر		جرم اتمی		فروانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I^n			Z	A	(u)	I^n
	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	14.008595	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	$\frac{3}{2}^+$	0.038 %	Si	14	26.992330	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	17.002095	$\frac{5}{2}^+$	64.5 s (ϵ)		30	29.973770	0^+	3.10 %
	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	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	17.017690	$\frac{1}{2}^-$	0.11 s (ϵ)		32	31.973907	1^+	14.3 d (β^-)
	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	30.984903	0^+	1.2 s (ϵ)
	21	20.993843	$\frac{3}{2}^+$	0.27 %		31	30.979554	$\frac{1}{2}^+$	2.6 s (ϵ)
	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	20.007344	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	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	21.011716	$(\frac{3}{2}, \frac{5}{2})^+$	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	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	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			Z	A	(u)	I^n		
	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 ⁺	0.26 s (ϵ)
		47	46.961677	$\frac{1}{2}$ ⁺	17.5 s (β^-)			47	46.962905	$\frac{3}{2}$ ⁻	0.51 s (ϵ)
Ca	20	38	37.976318	0 ⁺	0.44 s (ϵ)			48	47.954033	0 ⁺	21.6 h (ϵ)
		39	38.970718	$\frac{3}{2}$ ⁺	0.86 s (ϵ)			49	48.951338	$\frac{5}{2}$ ⁻	41.9 m (ϵ)
		40	39.962591	0 ⁺	96.94 %			50	49.946046	0 ⁺	4.35 %
		41	40.962278	$\frac{7}{2}$ ⁻	0.10 My (ϵ)			51	50.944768	$\frac{7}{2}$ ⁻	27.7 d (ϵ)
		42	41.958618	0 ⁺	0.647 %			52	51.940510	0 ⁺	83.79 %
		43	42.958766	$\frac{7}{2}$ ⁻	0.135 %			53	52.940651	$\frac{3}{2}$ ⁻	9.50 %
		44	43.955481	0 ⁺	2.09 %			54	53.938882	0 ⁺	2.36 %
		45	44.956185	$\frac{7}{2}$ ⁻	165 d (β^-)			55	54.940842	$\frac{3}{2}$ ⁻	3.50 m (β^-)
		46	45.953689	0 ⁺	0.0035 %			56	55.940643	$\frac{3}{2}$ ⁻	5.9 m (β^-)
		47	46.954543	$\frac{7}{2}$ ⁻	4.54 d (β^-)	Mn	25	50	49.954240	0 ⁺	0.28 s (ϵ)
		48	47.952533	0 ⁺	0.187 %			51	50.948213	$\frac{5}{2}$ ⁻	46.2 m (ϵ)
		49	48.955672	$\frac{3}{2}$ ⁻	8.72 m (β^-)			52	51.945568	6 ⁺	5.59 d (ϵ)
		50	49.957519	0 ⁺	14 s (β^-)			53	52.941291	$\frac{7}{2}$ ⁻	3.7 My (ϵ)
Sc	21	42	41.965514	0 ⁺	0.68 s (ϵ)			54	53.940361	3 ⁺	312 d (ϵ)
		43	42.961150	$\frac{7}{2}$ ⁻	3.89 h (ϵ)			55	54.938047	$\frac{5}{2}$ ⁻	100 %
		44	43.959404	2 ⁺	3.93 h (ϵ)			56	55.938907	3 ⁺	2.58 h (β^-)
		45	44.955910	$\frac{7}{2}$ ⁻	100 %			57	56.938285	$\frac{5}{2}$ ⁻	1.6 m (β^-)
		46	45.955170	4 ⁺	83.8 d (β^-)			58	57.940060	3 ⁺	65 s (β^-)
		47	46.952409	$\frac{7}{2}$ ⁻	3.35 d (β^-)	Fe	26	51	50.956825	($\frac{5}{2}$) ⁻	0.25 s (ϵ)
		48	47.952235	6 ⁺	43.7 h (β^-)			52	51.948114	0 ⁺	8.27 h (ϵ)
		49	48.950022	$\frac{7}{2}$ ⁻	57.0 m (β^-)			53	52.945310	$\frac{7}{2}$ ⁻	8.51 m (ϵ)
		50	49.952186	5 ⁺	1.71 m (β^-)			54	53.939613	0 ⁺	5.8 %
Ti	22	43	42.968523	$\frac{7}{2}$ ⁻	0.51 s (ϵ)			55	54.938296	$\frac{3}{2}$ ⁻	2.7 y (ϵ)
		44	43.959690	0 ⁺	54 y (ϵ)			56	55.934939	0 ⁺	91.8 %
		45	44.958124	$\frac{7}{2}$ ⁻	3.09 h (ϵ)			57	56.935396	$\frac{1}{2}$ ⁻	2.15 %
		46	45.952629	0 ⁺	8.2 %			58	57.933277	0 ⁺	0.29 %
		47	46.951764	$\frac{5}{2}$ ⁻	7.4 %			59	58.934877	$\frac{3}{2}$ ⁻	44.6 d (β^-)
		48	47.947947	0 ⁺	73.7 %			60	59.934078	0 ⁺	1.5 My (β^-)
		49	48.947871	$\frac{7}{2}$ ⁻	5.4 %			61	60.936748	($\frac{3}{2}, \frac{5}{2}$) ⁻	6.0 m (β^-)
		50	49.944792	0 ⁺	5.2 %			62	61.936773	0 ⁺	68 s (β^-)
		51	50.946616	$\frac{1}{2}$ ⁻	5.80 m (β^-)	Co	27	54	53.948460	0 ⁺	0.19 s (ϵ)

		جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر				جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I ⁿ			Z	A	(u)	I ⁿ		
	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	64.932738	$\frac{3}{2}^-$	15.2 m (ε)
	57	56.936294	$\frac{7}{2}^-$	271 d (ε)			66	65	65.931590	0 ⁺	9.4 h (ε)
	58	57.935755	2 ⁺	70.8 d (ε)			67	66	66.928204	$\frac{3}{2}^-$	78.3 h (ε)
	59	58.933198	$\frac{7}{2}^-$	100 %			68	67	67.927982	1 ⁺	68.1 m (ε)
	60	59.933820	5 ⁺	5.27 y (β ⁻)			69	68	68.925580	$\frac{3}{2}^-$	60.1 %
	61	60.932478	$\frac{7}{2}^-$	1.65 h (β ⁻)			70	69	69.926028	1 ⁺	21.1 m (β ⁻)
	62	61.934060	2 ⁺	1.5 m (β ⁻)			71	70	70.924701	$\frac{3}{2}^-$	39.9 %
	63	62.933614	($\frac{7}{2}$) ⁻	27.5 s (β ⁻)			72	71	71.926365	3 ⁻	14.1 h (β ⁻)
Ni	28	55	$\frac{7}{2}^-$	0.19 s (ε)			73	72	72.925169	$\frac{3}{2}^-$	4.87 h (β ⁻)
	56	55.942134	0 ⁺	6.10 d (ε)			74	73	73.926940	(4) ⁻	8.1 m (β ⁻)
	57	56.939799	$\frac{3}{2}^-$	36.0 h (ε)			75	74	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	66.932737	($\frac{1}{2}$) ⁻	19.0 m (ε)
	60	59.930788	0 ⁺	26.1 %			68	67	67.928096	0 ⁺	271 d (ε)
	61	60.931058	$\frac{3}{2}^-$	1.13 %			69	68	68.927969	$\frac{5}{2}^-$	39.0 h (ε)
	62	61.928346	0 ⁺	3.59 %			70	69	69.924250	0 ⁺	20.5 %
	63	62.929670	$\frac{1}{2}^-$	100 y (β ⁻)			71	70	70.924954	$\frac{1}{2}^-$	11.2 d (ε)
	64	63.927968	0 ⁺	0.91 %			72	71	71.922079	0 ⁺	27.4 %
	65	64.930086	$\frac{5}{2}^-$	2.52 h (β ⁻)			73	72	72.923463	$\frac{9}{2}^+$	7.8 %
	66	65.929116	0 ⁺	54.8 h (β ⁻)			74	73	73.921177	0 ⁺	36.5 %
	67	66.931570	?	21 s (β ⁻)			75	74	74.922858	$\frac{1}{2}^-$	82.8 m (β ⁻)
Cu	29	59	$\frac{3}{2}^-$	82 s (ε)			76	75	75.921402	0 ⁺	7.8 %
	60	59.937366	2 ⁺	23.4 m (ε)			77	76	76.923548	$\frac{7}{2}^+$	11.3 h (β ⁻)
	61	60.933461	$\frac{3}{2}^-$	3.41 h (ε)			78	77	77.922853	0 ⁺	1.45 h (β ⁻)
	62	61.932586	1 ⁺	9.73 m (ε)			79	78	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	70.927114	$\frac{5}{2}^-$	61 h (ε)
	65	64.927793	$\frac{3}{2}^-$	30.8 %			72	71	71.926755	2 ⁻	26.0 h (ε)
	66	65.928872	1 ⁺	5.10 m (β ⁻)			73	72	72.923827	$\frac{3}{2}^-$	80.3 d (ε)
	67	66.927747	$\frac{3}{2}^-$	61.9 h (β ⁻)			74	73	73.923928	2 ⁻	17.8 d (ε)
	68	67.929620	1 ⁺	31 s (β ⁻)			75	74	74.921594	$\frac{3}{2}^-$	100 %
Zn	30	61	$\frac{3}{2}^-$	89 s (ε)			76	75	75.922393	2 ⁻	26.3 h (β ⁻)
	62	61.934332	0 ⁺	9.2 h (ε)			77	76	76.920646	$\frac{3}{2}^-$	38.8 h (β ⁻)
	63	62.933214	$\frac{3}{2}^-$	38.1 m (ε)			78	77	77.921830	(2 ⁻)	91 m (β ⁻)
	64	63.929145	0 ⁺	48.6 %			79	78	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	71.927110	0 ⁺	8.4 d (ε)
	67	66.927129	$\frac{5}{2}^-$	4.10 %			73	72	72.926768	$\frac{9}{2}^+$	7.1 h (ε)
	68	67.924846	0 ⁺	18.8 %			74	73	73.922475	0 ⁺	0.87 %
	69	68.926552	$\frac{1}{2}^-$	56 m (β ⁻)			75	74	74.922522	$\frac{5}{2}^+$	119.8 d (ε)
	70	69.925325	0 ⁺	0.62 %			76	75	75.919212	0 ⁺	9.0 %
	71	70.927727	$\frac{1}{2}^-$	2.4 m (β ⁻)			77	76	76.919913	$\frac{1}{2}^-$	7.6 %
	72	71.926856	0 ⁺	46.5 h (β ⁻)			78	77	77.917308	0 ⁺	23.5 %
	73	72.929780	($\frac{3}{2}$) ⁻	24 s (β ⁻)			79	78	78.918498	$\frac{7}{2}^+$	< 0.065 My (β ⁻)

جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر							
Z	A	(u)	I^π		Z	A	(u)	I^π			
	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	($\frac{9}{2}$) ⁺	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							
Z	A	(u)	I^π		Z	A	(u)	I^π			
	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	102.908980	$\frac{7}{2}^{+}$	65.7 m (ϵ)	
Tc	43	94	93.909654	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^-)	
Ru	44	94	93.911361	0 ⁺	52 m (ϵ)		112	111.907010	2 ⁻	3.14 h (β^-)	
		95	94.910414	$\frac{5}{2}^{+}$	1.65 h (ϵ)						
		96	95.907599	0 ⁺	5.5%	Cd	48	104	103.909851	0 ⁺	58 m (ϵ)
		97	96.907556	$\frac{5}{2}^{+}$	2.88 d (ϵ)		105	104.909459	$\frac{5}{2}^{+}$	56.0 m (ϵ)	
		98	97.905287	0 ⁺	1.86%		106	105.906461	0 ⁺	1.25%	
		99	98.905939	$\frac{5}{2}^{+}$	12.7%		107	106.906613	$\frac{5}{2}^{+}$	6.50 h (ϵ)	
		100	99.904219	0 ⁺	12.6%		108	107.904176	0 ⁺	0.89%	
		101	100.905582	$\frac{5}{2}^{+}$	17.0%		109	108.904953	$\frac{5}{2}^{+}$	463 d (ϵ)	
		102	101.904348	0 ⁺	31.6%		110	109.903005	0 ⁺	12.5%	
		103	102.906323	$\frac{3}{2}^{+}$	39.4 d (β^-)		111	110.904182	$\frac{1}{2}^{+}$	12.8%	
		104	103.905424	0 ⁺	18.7%		112	111.902757	0 ⁺	24.1%	
		105	104.907744	$\frac{3}{2}^{+}$	4.44 h (β^-)		113	112.904400	$\frac{1}{2}^{+}$	12.2%	
		106	105.907321	0 ⁺	372 d (β^-)		114	113.903357	0 ⁺	28.7%	
		107	106.910130	($\frac{5}{2}^{+}$)	3.8 m (β^-)		115	114.905430	$\frac{1}{2}^{+}$	53.4 h (β^-)	
							116	115.904755	0 ⁺	7.5%	
Rh	45	98	97.910716	(2) ⁺	8.7 m (ϵ)		117	116.907228	$\frac{1}{2}^{+}$	2.4 h (β^-)	
		99	98.908192	($\frac{1}{2}^{-}$)	16.1 d (ϵ)		118	117.911700	0 ⁺	50.3 m (β^-)	
		100	99.908116	1 ⁻	20.8 h (ϵ)						
		101	100.906159	$\frac{1}{2}^{-}$	3.3 y (ϵ)	In	49	110	109.907230	2 ⁺	69.1 m (ϵ)
		102	101.906814	6 ⁺	2.9 y (ϵ)		111	110.905109	$\frac{9}{2}^{+}$	2.83 d (ϵ)	
		103	102.905500	$\frac{1}{2}^{-}$	100%		112	111.905536	1 ⁺	14.4 m (ϵ)	
		104	103.906651	1 ⁺	42.3 s (β^-)		113	112.904061	$\frac{9}{2}^{+}$	4.3%	
		105	104.905686	$\frac{7}{2}^{+}$	35.4 h (β^-)		114	113.904916	1 ⁺	71.9 s (β^-)	
		106	105.907279	1 ⁺	29.8 s (β^-)		115	114.903882	$\frac{9}{2}^{+}$	95.7%	
							116	115.905264	1 ⁺	14.1 s (β^-)	
Pd	46	99	98.911763	($\frac{5}{2}^{+}$)	21.4 m (ϵ)		117	116.904517	$\frac{9}{2}^{+}$	43.8 m (β^-)	
		100	99.908527	0 ⁺	3.6 d (ϵ)						
		101	100.908287	$\frac{5}{2}^{+}$	8.5 h (ϵ)	Sn	50	109	108.911294	$\frac{7}{2}^{+}$	18.0 m (ϵ)
		102	101.905634	0 ⁺	1.0%		110	109.907858	0 ⁺	4.1 h (ϵ)	
		103	102.906114	$\frac{5}{2}^{+}$	17.0 d (ϵ)		111	110.907741	$\frac{7}{2}^{+}$	35 m (ϵ)	
		104	103.904029	0 ⁺	11.0%		112	111.904826	0 ⁺	1.01%	
		105	104.905079	$\frac{5}{2}^{+}$	22.2%		113	112.905176	$\frac{1}{2}^{+}$	115.1 d (ϵ)	
		106	105.903478	0 ⁺	27.3%		114	113.902784	0 ⁺	0.67%	
		107	106.905127	$\frac{5}{2}^{+}$	6.5 My (β^-)		115	114.903348	$\frac{1}{2}^{+}$	0.38%	

جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		
Z	A	(u)	I ⁿ			Z	A	(u)	I ⁿ			
	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	120.911450	($\frac{5}{2}^{+}$)	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^{-})							
Te	52	117	116.908630	$\frac{1}{2}^{+}$	62 m (ϵ)		Cs	55	130	129.906753	1 ⁺	29.2 m (ϵ)
		118	117.905908	0 ⁺	6.00 d (ϵ)			131	130.905444	$\frac{5}{2}^{+}$	9.69 d (ϵ)	
		119	118.906411	$\frac{1}{2}^{+}$	16.0 h (ϵ)			132	131.906431	2 ⁻	6.47 d (ϵ)	
		120	119.904048	0 ⁺	0.091%			133	132.905429	$\frac{7}{2}^{+}$	100%	
		121	120.904947	$\frac{1}{2}^{+}$	16.8 d (ϵ)			134	133.906696	4 ⁺	2.06 y (β^{-})	
		122	121.903050	0 ⁺	2.5%			135	134.905885	$\frac{7}{2}^{+}$	3 My (β^{-})	
		123	122.904271	$\frac{1}{2}^{+}$	0.89%			136	135.907289	5 ⁺	13.1 d (β^{-})	
		124	123.902818	0 ⁺	4.6%			137	136.907073	$\frac{7}{2}^{+}$	30.2 y (β^{-})	
		125	124.904429	$\frac{1}{2}^{+}$	7.0%			138	137.911004	3 ⁻	32.2 m (β^{-})	
		126	125.903310	0 ⁺	18.7%							
		127	126.905221	$\frac{3}{2}^{+}$	9.4 h (β^{-})		Ba	56	127	126.911130	($\frac{1}{2}^{+}$)	12.7 m (ϵ)
		128	127.904463	0 ⁺	31.7%			128	127.908237	0 ⁺	2.43 d (ϵ)	
		129	128.906594	$\frac{3}{2}^{+}$	69 m (β^{-})			129	128.908642	$\frac{1}{2}^{+}$	2.2 h (ϵ)	
		130	129.906229	0 ⁺	34.5%			130	129.906282	0 ⁺	0.106%	
		131	130.908528	$\frac{3}{2}^{+}$	25.0 m (β^{-})			131	130.906902	$\frac{1}{2}^{+}$	12.0 d (ϵ)	
		132	131.908517	0 ⁺	78.2 h (β^{-})			132	131.905042	0 ⁺	0.101%	
		133	132.910910	($\frac{3}{2}^{+}$)	12.5 m (β^{-})			133	132.905988	$\frac{1}{2}^{+}$	10.7 y (ϵ)	
I	53	123	122.905594	$\frac{5}{2}^{+}$	13.2 h (ϵ)			134	133.904486	0 ⁺	2.42%	
		124	123.906207	2 ⁻	4.18 d (ϵ)			135	134.905665	$\frac{3}{2}^{+}$	6.59%	
		125	124.904620	$\frac{5}{2}^{+}$	60.2 d (ϵ)			136	135.904553	0 ⁺	7.85%	
		126	125.905624	2 ⁻	13.0 d (ϵ)			137	136.905812	$\frac{3}{2}^{+}$	11.2%	
		127	126.904473	$\frac{5}{2}^{+}$	100%			138	137.905232	0 ⁺	71.7%	
		128	127.905810	1 ⁺	25.0 m (β^{-})			139	138.908826	$\frac{7}{2}^{+}$	82.9 m (β^{-})	
								140	139.910581	0 ⁺	12.7 d (β^{-})	
								141	140.914363	$\frac{3}{2}^{+}$	18.3 m (β^{-})	

		جرم اتمی		فراوانی یا				جرم اتمی		فراوانی یا		
Z	A	(u)	I ⁿ	نیمه عمر		Z	A	(u)	I ⁿ	نیمه عمر		
La	57	135	134.906953	$\frac{5}{2}^+$	19.5 h (ε)		145	144.912743	$\frac{5}{2}^+$	17.7 y (ε)		
		136	135.907630	1 ⁺	9.87 m (ε)		146	145.914708	3 ⁻	5.5 y (ε)		
		137	136.906460	$\frac{7}{2}^+$	0.06 My (ε)		147	146.915135	$\frac{7}{2}^+$	2.62 y (β ⁻)		
		138	137.907105	5 ⁺	0.089%		148	147.917473	1 ⁻	5.37 d (β ⁻)		
		139	138.906347	$\frac{7}{2}^+$	99.911%		149	148.918332	$\frac{7}{2}^+$	53.1 h (β ⁻)		
		140	139.909471	3 ⁻	40.3 h (β ⁻)		150	149.920981	(1 ⁻)	2.68 h (β ⁻)		
		141	140.910896	$\frac{7}{2}^+$	3.90 h (β ⁻)		Sm	62	142	141.915206		0 ⁺
	142	141.914090	2 ⁻	91.1 m (β ⁻)		143		142.914626	$\frac{3}{2}^+$	8.83 m (ε)		
Ce	58	133	132.911360	$\frac{1}{2}^+$	5.4 h (ε)			144	143.911998	0 ⁺	3.1%	
		134	133.908890	0 ⁺	76 h (ε)			145	144.913409	$\frac{7}{2}^-$	340 d (ε)	
		135	134.909117	$\frac{1}{2}^+$	17.6 h (ε)			146	145.913053	0 ⁺	103 My (α)	
		136	135.907140	0 ⁺	0.190%			147	146.914894	$\frac{7}{2}^-$	15.1%	
		137	136.907780	$\frac{3}{2}^+$	9.0 h (ε)			148	147.914819	0 ⁺	11.3%	
		138	137.905985	0 ⁺	0.254%		149	148.917180	$\frac{7}{2}^-$	13.9%		
		139	138.906631	$\frac{3}{2}^+$	137.2 d (ε)		150	149.917273	0 ⁺	7.4%		
		140	139.905433	0 ⁺	88.5%		151	150.919929	$\frac{5}{2}^-$	90 y (β ⁻)		
		141	140.908271	$\frac{7}{2}^-$	32.5 d (β ⁻)		152	151.919728	0 ⁺	26.6%		
		142	141.909241	0 ⁺	11.1%		153	152.922094	$\frac{3}{2}^+$	46.8 h (β ⁻)		
		143	142.912383	$\frac{3}{2}^-$	33.0 h (β ⁻)		154	153.922205	0 ⁺	22.6%		
		144	143.913643	0 ⁺	284 d (β ⁻)		155	154.924636	$\frac{3}{2}^-$	22.4 m (β ⁻)		
		145	144.917230	$\frac{5}{2}^+$	2.98 m (β ⁻)	Eu	63	148	147.918125	5 ⁻	54.5 d (ε)	
	Pr	59	138	137.910748	1 ⁺		1.45 m (ε)		149	148.917926	$\frac{5}{2}^+$	93.1 d (ε)
			139	138.908917	$\frac{5}{2}^+$		4.4 h (ε)		150	149.919702	0 ⁻	36 y (ε)
		140	139.909071	1 ⁺	3.39 m (ε)			151	150.919847	$\frac{5}{2}^+$	47.9%	
		141	140.907647	$\frac{5}{2}^+$	100%			152	151.921742	3 ⁻	13 y (ε)	
		142	141.910039	2 ⁻	19.2 h (β ⁻)			153	152.921225	$\frac{5}{2}^+$	52.1%	
		143	142.910814	$\frac{7}{2}^+$	13.6 d (β ⁻)			154	153.922975	3 ⁻	8.5 y (β ⁻)	
		144	143.913301	0 ⁻	17.3 m (β ⁻)		155	154.922889	$\frac{5}{2}^+$	4.9 y (β ⁻)		
Nd	60	139	138.911920	$\frac{3}{2}^+$	29.7 m (ε)		156	155.924752	0 ⁺	15 d (β ⁻)		
		140	139.909306	0 ⁺	3.37 d (ε)		157	156.925418	$\frac{5}{2}^+$	15 h (β ⁻)		
		141	140.909594	$\frac{3}{2}^+$	2.5 h (ε)	Gd	64	149	148.919344	$\frac{7}{2}^-$	9.4 d (ε)	
		142	141.907719	0 ⁺	27.2%			150	149.918662	0 ⁺	1.8 My (α)	
		143	142.909810	$\frac{7}{2}^-$	12.2%			151	150.920346	$\frac{7}{2}^-$	120 d (ε)	
		144	143.910083	0 ⁺	23.8%			152	151.919786	0 ⁺	0.20%	
		145	144.912570	$\frac{7}{2}^-$	8.3%			153	152.921745	$\frac{3}{2}^+$	242 d (ε)	
		146	145.913113	0 ⁺	17.2%			154	153.920861	0 ⁺	2.1%	
		147	146.916097	$\frac{5}{2}^-$	11.0 d (β ⁻)			155	154.922618	$\frac{3}{2}^-$	14.8%	
		148	147.916889	0 ⁺	5.7%			156	155.922118	0 ⁺	20.6%	
		149	148.920145	$\frac{5}{2}^-$	1.73 h (β ⁻)			157	156.923956	$\frac{3}{2}^-$	15.7%	
		150	149.920887	0 ⁺	5.6%			158	157.924099	0 ⁺	24.8%	
		151	150.923825	($\frac{3}{2}^+$)	12.4 m (β ⁻)			159	158.926384	$\frac{3}{2}^-$	18.6 h (β ⁻)	
		152	151.924680	0 ⁺	11.4 m (β ⁻)			160	159.927049	0 ⁺	21.8%	
	Pm	61	142	141.912970	1 ⁺		40.5 s (ε)		161	160.929664	$\frac{5}{2}^-$	3.7 m (β ⁻)
		143	142.910930	$\frac{5}{2}^+$	265 d (ε)		Tb	65	156	155.924742	3 ⁻	5.34 d (ε)
		144	143.912588	5 ⁻	349 d (ε)				157	156.924023	$\frac{3}{2}^+$	150 y (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	$\frac{3}{2}^{+}$	100 %			167	166.934946	$\frac{5}{2}^{-}$	17.5 m (ε)	
	160	159.927163	3 ⁻	72.1 d (β ⁻)			168	167.933894	0 ⁺	0.135%	
	161	160.927566	$\frac{3}{2}^{+}$	6.90 d (β ⁻)			169	168.935186	$\frac{7}{2}^{+}$	32.0 d (ε)	
	162	161.929510	1 ⁻	7.76 m (β ⁻)			170	169.934759	0 ⁺	3.1%	
Dy 66	153	152.925769	$\frac{7}{2}^{-}$	6.4 h (ε)			171	170.936323	$\frac{1}{2}^{-}$	14.4%	
	154	153.924429	0 ⁺	3 My (α)			172	171.936378	0 ⁺	21.9%	
	155	154.925747	$\frac{3}{2}^{-}$	10.0 h (ε)			173	172.938208	$\frac{5}{2}^{-}$	16.2%	
	156	155.924277	0 ⁺	0.057%			174	173.938859	0 ⁺	31.6%	
	157	156.925460	$\frac{3}{2}^{-}$	8.1 h (ε)			175	174.941273	$\frac{7}{2}^{-}$	4.19 d (β ⁻)	
	158	157.924403	0 ⁺	0.100%			176	175.942564	0 ⁺	12.6%	
	159	158.925735	$\frac{3}{2}^{-}$	144.4 d (ε)			177	176.945253	$\frac{9}{2}^{+}$	1.9 h (β ⁻)	
	160	159.925193	0 ⁺	2.3%			178	177.946639	0 ⁺	74 m (β ⁻)	
	161	160.926930	$\frac{5}{2}^{+}$	19.90%		Lu 71	172	171.939085	(4 ⁻)	6.70 d (ε)	
	162	161.926795	0 ⁺	25.5%			173	172.938929	$\frac{7}{2}^{+}$	1.37 y (ε)	
	163	162.928728	$\frac{5}{2}^{-}$	24.9%			174	173.940336	1 ⁻	3.3 y (ε)	
	164	163.929171	0 ⁺	28.1%			175	174.940770	$\frac{7}{2}^{+}$	97.39%	
	165	164.931700	$\frac{7}{2}^{+}$	2.33 h (β ⁻)			176	175.942679	7 ⁻	2.61%	
	166	165.932803	0 ⁺	81.6 h (β ⁻)			177	176.943752	$\frac{7}{2}^{+}$	6.71 d (β ⁻)	
	167	166.933127	($\frac{7}{2}^{-}$)	3.1 h (β ⁻)			178	177.945963	1 ⁺	28.4 m (β ⁻)	
Ho 67	162	161.929092	1 ⁺	15 m (ε)			171	170.940490	($\frac{7}{2}^{+}$)	12.1 h (ε)	
	163	162.928731	($\frac{7}{2}^{-}$)	33 y (ε)		Hf 72	172	171.939460	0 ⁺	1.87 y (ε)	
	164	163.930285	1 ⁺	29.0 m (ε)			173	172.940650	$\frac{1}{2}^{-}$	24.0 h (ε)	
	165	164.930319	$\frac{7}{2}^{-}$	100%			174	173.940044	0 ⁺	0.16%	
	166	165.932281	0 ⁻	26.8 h (β ⁻)			175	174.941507	$\frac{5}{2}^{-}$	70 d (ε)	
	167	166.933127	($\frac{7}{2}^{-}$)	3.1 h (β ⁻)			176	175.941406	0 ⁺	5.2%	
Er 68	160	159.929080	0 ⁺	28.6 h (ε)			177	176.943217	$\frac{7}{2}^{-}$	18.6%	
	161	160.929996	$\frac{3}{2}^{-}$	3.24 h (ε)			178	177.943696	0 ⁺	27.1%	
	162	161.928775	0 ⁺	0.14%			179	178.945812	$\frac{9}{2}^{+}$	13.7%	
	163	162.930030	$\frac{5}{2}^{-}$	75.1 m (ε)			180	179.946546	0 ⁺	35.2%	
	164	163.929198	0 ⁺	1.56%			181	180.949096	$\frac{1}{2}^{-}$	42.4 d (β ⁻)	
	165	164.930723	$\frac{5}{2}^{-}$	10.4 h (ε)			182	181.950550	0 ⁺	9 My (β ⁻)	
	166	165.930290	0 ⁺	33.4%			183	182.953530	($\frac{3}{2}^{-}$)	64 m (β ⁻)	
	167	166.932046	$\frac{7}{2}^{+}$	22.9%			178	177.945750	1 ⁺	9.31 m (ε)	
	168	167.932368	0 ⁺	27.1%		Ta 73	179	178.945930	($\frac{7}{2}^{+}$)	665 d (ε)	
	169	168.934588	$\frac{1}{2}^{-}$	9.40 d (β ⁻)			180	179.947462	1 ⁺	0.0123%	
	170	169.935461	0 ⁺	14.9%			181	180.947992	$\frac{7}{2}^{+}$	99.9877%	
	171	170.938027	$\frac{5}{2}^{-}$	7.52 h (β ⁻)			182	181.950149	3 ⁻	115 d (β ⁻)	
	172	171.939353	0 ⁺	49.3 h (β ⁻)			183	182.951369	$\frac{7}{2}^{+}$	5.1 d (β ⁻)	
Tm 69	166	165.933561	2 ⁺	7.70 h (ε)			178	177.945840	0 ⁺	21.5 d (ε)	
	167	166.932848	$\frac{1}{2}^{-}$	9.25 d (ε)		W 74	179	178.947067	($\frac{7}{2}^{-}$)	38 m (ε)	
	168	167.934170	3 ⁺	93.1 d (ε)			180	179.946701	0 ⁺	0.13%	
	169	168.934211	$\frac{1}{2}^{-}$	106.5 d (ε)			181	180.948192	$\frac{9}{2}^{+}$	121 d (ε)	
	170	169.935798	1 ⁻	128.6 d (β ⁻)			182	181.948202	0 ⁺	26.3%	
	171	170.936427	$\frac{3}{2}^{+}$	1.92 y (β ⁻)			183	182.950220	$\frac{1}{2}^{-}$	14.3%	
	172	171.938097	2 ⁻	1.5 h (β ⁻)							

جرم اتمی			فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی			فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	I ^m		Z	A	(u)	I ^m	
	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	$(\frac{3}{2}^-)$	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^-)	Au 79	194	193.965348	1 ⁻	39.5 h (ϵ)
Re 75	182	181.951210	2 ⁺	12.7 h (ϵ)		195	194.965013	$\frac{3}{2}^+$	186 d (ϵ)
	183	182.950817	$(\frac{5}{2}^+)$	71 d (ϵ)		196	195.966544	2 ⁻	6.18 d (ϵ)
	184	183.952530	3 ⁻	38 d (ϵ)		197	196.966543	$\frac{3}{2}^+$	100%
	185	184.952951	$\frac{5}{2}^+$	37.40%		198	197.968217	2 ⁻	2.696 d (β^-)
	186	185.954984	1 ⁻	90.6 h (β^-)		199	198.968740	$\frac{3}{2}^+$	3.14 d (β^-)
	187	186.955744	$\frac{5}{2}^+$	62.60%		200	199.970670	1 ⁻	48.4 m (β^-)
	188	187.958106	1 ⁻	16.9 h (β^-)	Hg 80	193	192.966560	$\frac{3}{2}^-$	3.8 h (ϵ)
	189	188.959219	$(\frac{5}{2}^+)$	24.3 h (β^-)		194	193.965391	0 ⁺	520 y (ϵ)
Os 76	182	181.952120	0 ⁺	21.5 h (ϵ)		195	194.966640	$\frac{1}{2}^-$	9.5 h (ϵ)
	183	182.953290	$(\frac{9}{2}^+)$	13.0 h (ϵ)		196	195.965807	0 ⁺	0.15%
	184	183.952488	0 ⁺	0.018%		197	196.967187	$\frac{1}{2}^-$	64.1 h (ϵ)
	185	184.954041	$\frac{1}{2}^-$	93.6 d (ϵ)		198	197.966743	0 ⁺	10.0%
	186	185.953830	0 ⁺	1.6%		199	198.968254	$\frac{1}{2}^-$	16.8%
	187	186.955741	$\frac{1}{2}^-$	1.6%		200	199.968300	0 ⁺	23.1%
	188	187.955830	0 ⁺	13.3%		201	200.970277	$\frac{3}{2}^-$	13.2%
	189	188.958137	$\frac{3}{2}^-$	16.1%		202	201.970617	0 ⁺	29.8%
	190	189.958436	0 ⁺	26.4%		203	202.972848	$\frac{5}{2}^-$	46.6 d (β^-)
	191	190.960920	$\frac{9}{2}^-$	15.4 d (β^-)		204	203.973467	0 ⁺	6.9%
	192	191.961467	0 ⁺	41.0%		205	204.976047	$\frac{1}{2}^-$	5.2 m (β^-)
	193	192.964138	$\frac{3}{2}^-$	30.6 h (β^-)	Tl 81	200	199.970934	2 ⁻	26.1 h (ϵ)
	194	193.965173	0 ⁺	6.0 y (β^-)		201	200.970794	$\frac{1}{2}^+$	73 h (ϵ)
Ir 77	188	187.958830	(2 ⁻)	41.5 h (ϵ)		202	201.972085	2 ⁻	12.2 d (ϵ)
	189	188.958712	$\frac{3}{2}^+$	13.1 d (ϵ)		203	202.972320	$\frac{1}{2}^+$	29.5%
	190	189.960580	(4 ⁺)	11.8 d (ϵ)		204	203.973839	2 ⁻	3.77 y (β^-)
	191	190.960584	$\frac{3}{2}^+$	37.3%		205	204.974401	$\frac{1}{2}^+$	70.5%
	192	191.962580	4 ⁻	74.2 d (β^-)		206	205.976084	0 ⁻	4.20 m (β^-)
	193	192.962917	$\frac{3}{2}^+$	62.7%	Pb 82	201	200.972830	$\frac{5}{2}^-$	9.3 h (ϵ)
	194	193.965069	1 ⁻	19.2 h (β^-)		202	201.972134	0 ⁺	0.05 My (ϵ)
	195	194.965966	$(\frac{3}{2}^+)$	2.8 h (β^-)		203	202.973365	$\frac{5}{2}^-$	51.9 h (ϵ)
Pt 78	187	186.960470	$\frac{3}{2}^-$	2.35 h (ϵ)		204	203.973020	0 ⁺	1.42%
	188	187.959386	0 ⁺	10.2 d (ϵ)		205	204.974458	$\frac{5}{2}^-$	15 My (ϵ)
	189	188.960817	$\frac{3}{2}^-$	10.9 h (ϵ)		206	205.974440	0 ⁺	24.1%
	190	189.959917	0 ⁺	0.013%		207	206.975872	$\frac{1}{2}^-$	22.1%
	191	190.961665	$\frac{3}{2}^-$	2.9 d (ϵ)		208	207.976627	0 ⁺	52.3%
	192	191.961019	0 ⁺	0.78%		209	208.981065	$\frac{9}{2}^+$	3.25 h (β^-)
	193	192.962977	$(\frac{1}{2}^-)$	50 y (ϵ)		210	209.984163	0 ⁺	22.3 y (β^-)
	194	193.962655	0 ⁺	32.9%		211	210.988735	$(\frac{9}{2}^+)$	36.1 m (β^-)
	195	194.964766	$\frac{1}{2}^-$	33.8%		212	211.991871	0 ⁺	10.6 h (β^-)
	196	195.964926	0 ⁺	25.3%	Bi 83	206	205.978478	6 ⁺	6.24 d (ϵ)
	197	196.967315	$\frac{1}{2}^-$	18.3 h (β^-)		207	206.978446	$\frac{9}{2}^-$	32 y (ϵ)

		جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر				جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	$T^{1/2}$			Z	A	(u)	$T^{1/2}$		
	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	229.032073	($\frac{5}{2}^+$)	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 ⁺	8.8 d (ε)			231	231.035880	$\frac{3}{2}^-$	32,800 y (α)	
	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)		U 92	233	233.039628	$\frac{5}{2}^+$	0.1592 My (α)	
	210	209.982848	0 ⁺	138.4 d (α)			234	234.040947	0 ⁺	0.245 My (α)	
	211	210.986627	$\frac{9}{2}^+$	0.52 s (α)			235	235.043924	$\frac{7}{2}^-$	0.720 %	
At 85	208	207.986510	6 ⁺	1.63 h (ε)			236	236.045563	0 ⁺	23.42 My (α)	
	209	208.986149	$\frac{9}{2}^-$	5.4 h (ε)			237	237.048725	$\frac{1}{2}^+$	6.75 d (β ⁻)	
	210	209.987126	5 ⁺	8.3 h (ε)			238	238.050785	0 ⁺	99.275 %	
	211	210.987469	$\frac{9}{2}^-$	7.21 h (ε)			239	239.054290	$\frac{5}{2}^+$	23.5 m (β ⁻)	
	212	211.990725	(1 ⁻)	0.31 s (α)		Np 93	236	236.046550	(6 ⁻)	0.11 My (ε)	
	213	212.992911	$\frac{9}{2}^-$	0.11 μs (α)			237	237.048168	$\frac{5}{2}^+$	2.14 My (α)	
Rn 86	207	206.990690	$\frac{5}{2}^-$	9.3 m (ε)			238	238.050941	2 ⁺	2.117 d (β ⁻)	
	210	209.989669	0 ⁺	2.4 h (α)			239	239.052933	$\frac{5}{2}^+$	2.36 d (β ⁻)	
	211	210.990576	$\frac{1}{2}^-$	14.6 h (ε)		Pu 94	237	237.048401	$\frac{7}{2}^-$	45.3 d (ε)	
	212	211.990697	0 ⁺	24 m (α)			238	238.049555	0 ⁺	87.74 y (α)	
	218	218.005580	0 ⁺	35 ms (α)			239	239.052158	$\frac{1}{2}^+$	24,100 y (α)	
	222	222.017571	0 ⁺	3.82 d (α)			240	240.053808	0 ⁺	6570 y (α)	
	224		0 ⁺	107 m (β ⁻)			241	241.056846	$\frac{5}{2}^+$	14.4 y (β ⁻)	
Fr 87	209	208.995870	$\frac{9}{2}^-$	50 s (α)			242	242.058737	0 ⁺	0.376 My (α)	
	212	211.996130	5 ⁺	20 m (ε)			243	243.061998	$\frac{7}{2}^+$	4.96 h (β ⁻)	
	215	215.000310	$\frac{9}{2}^-$	0.12 μs (α)		Am 95	240	240.055278	(3 ⁻)	50.9 h (ε)	
	220	220.012293	1	27.4 s (α)			241	241.056824	$\frac{5}{2}^-$	433 y (α)	
	223	223.019733	($\frac{3}{2}$)	21.8 m (β ⁻)			242	242.059542	1 ⁻	16.0 h (β ⁻)	
Ra 88	222	222.015353	0 ⁺	38 s (α)			243	243.061375	$\frac{5}{2}^-$	7370 y (α)	
	223	223.018501	$\frac{1}{2}^+$	11.4 d (α)			244	244.064279	(6 ⁻)	10.1 h (β ⁻)	
	224	224.020186	0 ⁺	3.66 d (α)		Cm 96	246	246.067218	0 ⁺	4700 y (α)	
	225	225.023604	($\frac{3}{2}$) ⁺	14.8 d (β ⁻)			247	247.070347	$\frac{9}{2}^-$	16 My (α)	
	226	226.025403	0 ⁺	1602 y (α)			248	248.072343	0 ⁺	0.34 My (α)	
	227	227.029171	($\frac{3}{2}$) ⁺	42 m (β ⁻)			249	249.075948	$\frac{1}{2}^+$	64 m (β ⁻)	
Ac 89	224	224.021685	(0 ⁻)	2.9 h (ε)		Bk 97	246	246.068720	2 ⁻	1.8 d (ε)	
	225	225.023205	($\frac{3}{2}^-$)	10.0 d (α)			247	247.070300	($\frac{3}{2}^-$)	1380 y (α)	
	226	226.026084	(1 ⁻)	29 h (β ⁻)		Cf 98	251	251.079580	$\frac{1}{2}^+$	698 y (α)	
	227	227.027750	$\frac{3}{2}^-$	21.77 y (β ⁻)			252	252.081621	0 ⁺	2.64 y (α)	
	228	228.031015	(3 ⁺)	6.1 h (β ⁻)		Es 99	252	252.082944	(4 ⁺ , 5 ⁻)	472 d (α)	
Th 90	228	228.028715	0 ⁺	1.91 y (α)			253	253.084818	$\frac{7}{2}^+$	20.5 d (α)	
	229	229.031755	$\frac{5}{2}^+$	7300 y (α)							
	230	230.033128	0 ⁺	75,400 y (α)							
	231	231.036299	$\frac{5}{2}^+$	25.52 h (β ⁻)							

Z	A	جرم اتمی (u)	I^{π}	فراوانی یا نیمه عمر	
Fm	100	256	256.091767	0^+	2.63 h (f)
		257	257.095099	$(\frac{9}{2}^+)$	100 d (α)
Md	101	257	257.095580	$(\frac{7}{2}^-)$	5.2 h (e)
		258	258.098570	(8^-)	55 d (α)
No	102	258	258.098150	0^+	1.2 ms (f)
		259	259.100931	$(\frac{9}{2}^+)$	60 m (α)

Z	A	جرم اتمی (u)	I^{π}	فراوانی یا نیمه عمر	
Lr	103	260	260.105320		180 s (α)
Rf	104	261	261.108690		65 s (α)
Ha	105	261	261.111820		1.8 s (α)
		262	262.113760		34 s (f)
	106	263	263.118220		0.8 s (f)
	107	262	262.122930		115 ms (α)

واژه‌نامه

radioactive damage	آسیب تابش
scintillation detector	آشکارساز سوسوزن
semiconductor detector	آشکارساز نیم‌رسانا
partial decay rate	آهنگ 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	الکترونهاي تزويج نشده
isomer shift	انتقال ایزوتوپی پرتو ایکس
pairing energy	انتقال ایزومری
separation energy	انرژی تزويج
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	پاد هسته
anticoincidence	پاد همفرودی
multiple scattering	پراکندگی چندباره
exposure 1	پرتودهی
cosmic ray	پرتو کیهانی
exposure 2	پرتوگیری
nuclear recoil	پس زنی هسته‌ای
natural line width	پهنای خط طبیعی
Doppler broadening	پهن شدن گسی دوپلری
relative biological effectiveness	تأثیر نسبی زیست‌شناختی
prompt radiation	تابش آنی
irradiation	تابش دهی
one-pion exchange	مته: پرتودهی
two-pion exchange	تبادل تک پیونی
internal conversion	تبادل دو پیونی
photodissociation	تبدیل داخلی
multichannel analyzer	تجزیه فوتونی
nuclear transmutation	تحلیلگر بس کاناله
nuclear resonance	تراجهش هسته‌ای
secular equilibrium	تشدید هسته‌ای
transient equilibrium	تعادل دیرپا
nuclear deformation	تعادل گذرا
stopping power	تغییر شکل هسته‌ای
partial decay constant	توان ایستاندگی
transition matrix element	ثابت واپاشی جزئی
even-parity state	جزء ماتریس گذار
odd-parity state	حالت پاریته-زوج
	حالت پاریته-فرد

hole state	حالت حفره
isobaric analog state	حالت مانسته ← حالت مانسته ایزوباری حالت مانسته ایزوباری م: حالت مانسته
daughter nucleus	دختر هسته م: 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	رویاری چندباره
single encounter	رویاری منفرد
dwel time	زمان درنگ
mass chain	زنجیره جرمی
spin-orbit pair	زوج اسپین-مدار
single-particle structure	ساختار تک ذره ای م: 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 بتا
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 تفراری
mass defect	قله دوفراری
packing fraction	کاستی جرم
	کسر انباشتگی

branching fraction	م: 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 آبخاری
delayed nucleon emission	م: گسیل گامای پیاپی
β -delayed nucleon emission	گسیل گامای پیاپی ← گسیل گامای آبخاری
radioactive capture	گسیل نوکلئون تأخیری
neutrino capture	گسیل نوکلئون تأخیری درواپاشی بتازا
parent nucleus	گیراندازی پرتوزا
fission product	گیراندازی نوترون
mode	مادر ← مادر-هسته
principal decay mode	مادر-هسته
many-particle shell model	م: مادر
independent particle shell model	محصول شکافت
collective model	مد
rotational model	مد اصلی واپاشی
extreme independent particle model	مدل پوسته‌ای چندذره‌ای
liquid-drop model	مدل پوسته‌ای ذره مستقل
unified nuclear model	مدل جمعی
exchange force model	مدل دورانی
nuclear magneton	مدل ذره خیلی مستقل
first forbidden	مدل ذره منفرد ← ساختار تک‌ذره‌ای
	مدل قطره مایع
	مدل هسته‌ای وحدت یافته
	مدل نیروی تبادل
	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 ترویج
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 دوبتایی
dual radioactive decay	واپاشی رادیواکتیو دوگانه
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

همیوخی بار

فهرست راهنما

- | | |
|--|--|
| <p>اثر فوتوالکتریک ۲۵۹</p> <p>اثر موسباؤر ۴۶۱-۴۶۹</p> <p>انتقال ایزومری در ~ ۴۶۷</p> <p>پهنای خط در ~ ۴۶۳</p> <p>~ در آزمون نسبیّت عام ۴۶۴</p> <p>شکافتگی فوق ریز و ~ ۴۶۵-۴۷۱</p> <p>کسر بدون پس زنی در ~ ۴۶۴</p> <p>اثر هسته‌ای زیمان ۴۲۷، ۴۶۵-۴۶۹</p> <p>احتمال گذار ۵۹</p> <p>اختلاف انرژی کولنی ۷۶</p> <p>~ در هسته‌های آینه‌ای ۷۷</p> <p>اختلاف فاز ۱۲۰، ۱۲۱</p> <p>اسپین ۵۳</p> <p>~ هسته ۹۶</p> <p>استانداردهای پرتوگیری ۲۴۶</p> <p>استانداردهای مدرج‌سازی بر حسب انرژی</p> <p>۲۹۲</p> <p>استقلال بار ۱۳۸</p> <p>اصل طرد پاولی ۵۸</p> <p>اکتیویته (فعالیت) ۲۱۵</p> <p>~ مخلوط ۲۱۸</p> <p>واپاشی (فروپاشی) و ~ ۲۱۵-۲۱۶</p> | <p>آسیب تابش ۴۱۸</p> <p>آشکار سازهای سوسوزن (ستیلایسیون)</p> <p>۲۷۴، ۲۶۹</p> <p>~ آلی ۲۷۱</p> <p>تفکیک انرژی در ~ ۲۹۰</p> <p>تفکیک زمانی ~ ۲۹۹</p> <p>~ غیر آلی ۲۷۱</p> <p>فعال کردن ~ ۲۷۳</p> <p>آشکار سازهای نیم رسانا ۲۷۷</p> <p>ساختار نواری و ~ ۲۷۷</p> <p>ناحیه تهی ~ ۲۷۸</p> <p>~ Ge ۲۸۰</p> <p>تفکیک انرژی در ~ ۲۹۰</p> <p>تفکیک زمانی ~ ۳۰۰</p> <p>~ Si ۲۸۰</p> <p>زمان گردآوری بار در ~ ۲۸۰</p> <p>سد سطحی ~ ۲۸۰</p> <p>آمار شمارش ۲۸۱</p> <p>اتاقک یونش ۲۶۶</p> <p>~ بهمنی ۲۶۷</p> <p>اتم موثونی ۷۳</p> |
|--|--|

- ~ 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
 بر مشترک الونگ (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 چار قطبی الکتریکی ۴۶۹-۴۷۱
 برهم کنش فوق ریز دو قطبی مغناطیسی ۴۶۵-۴۶۸
 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 مربعی ~ 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
 الکترونهای 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
 اندازه گیری طول عمر
 ~ با روش انتقال دوپلر ۳۰۱-۳۰۳
 ~ با روش کاهش اکتیویته ۲۹۷
 ~ با روش همفردی تأخیری ۲۹۹-۳۰۰
 انرژی بستگی
 ~ الکترونی ۸۹
 ~ نوکلئون ۹۱
 ~ هسته‌ای ۸۹
 انرژی جداسازی پروتون ۹۰
 انرژی جداسازی نوترون ۸۹
 انرژی جدایی دینوکلئونی ۱۶۰
 ایزوبار ۱۳
 ایزوتوپ ۱۲
 ایزوتون ۱۲
 ایزومر ۲۳۱
 باریکه قطبیده ۱۴۰
 بارن ۱۰۲
 بازده آشکارسازی در Ge و NaI ۲۹۴
 برازش قله ۲۹۱
 برد
 ~ الکترون ۲۵۹، ۲۶۵
 ~ برون‌یابی شده ۲۶۵

- بارامتر تغییر شکل ۱۸۹
 پارینه ۵۵
 ~ تابهای هماهنگگ 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 دفرانسیلی ~ 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 دفرانسیلی در ~
 ۱۲۹
- سطح مقطع دفرانسیلی ~ ۱۴۶
 ~ برای حالت سه‌تابیه و تک‌تابیه ۱۲۵
 سطح مقطع کل دفرانسیلی ~ 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 دفرانسیلی ~ ۱۲۳
 سطح مقطع کل ~ ۱۲۳-۱۲۴
 ~ قطبیده ۱۴۰
 پراکندگی کامپتون ۲۶۰، ۲۸۵-۲۸۷
 توزیع انرژی در ~ ۲۶۰
 سطح مقطع دفرانسیلی ~ 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
 بر آورد وایسکوف برای ~

- پارینه ~ ۴۲۰-۴۲۱
 ~ تک قطبی ۴۲۵
 توان تابیده در ~ ۴۲۱
 توزیع زاویه‌ای ~ ۴۲۰
 جزء ماتریس ~ ۴۲۱
 ~ دو قطبی ۴۲۱-۴۱۸
 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 کاناله 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
 ۷۹، ۳۲۷
 تغییر شکل هسته‌ای ۱۸۸
 اثره روی ساختار پوسته ۲۰۱-۲۰۲
 تقنیک 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 کروی بسل (جدول) ۴۳
 توان ایستاندگی ۲۵۶
 توزیع
 ~ بهنجار (گاوسی) ۲۸۳
 ~ بواسون 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 دوپلری ~ ۴۵۸-۴۶۲
 تصحیح پس زنی ~ ۴۵۸، ۴۶۰-۴۶۱
 سطح مقطع ~ ۴۵۸-۴۵۹
 جذب فوتوالکترونیک ۲۸۵
 جزء ماتریس ۵۹، ۲۱۹، ۳۵۵

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
 رونتگن (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
 ~ فوتوالکترونیک ۲۶۱
 ~ کل ۱۲۳
 سم‌گیری هسته‌ها در واپاشی گاما ۲۲۹
 سیورت (یکا) ۲۴۶
 شعاع کلاسیک الکترون ۲۶۲
 شعاع هسته‌ها ۶۴، ۶۹
 انتقال ایزوتوپی اپتیکی و ~ ۷۴

چاه پتانسیل ۳۱

- ~ دکارتی 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

- دافعه گریز از مرکز ۴۵، ۴۷، ۵۱
 دز جذب شده ۲۴۵
 دز معادل ۲۴۶
 دوتایه جرمی ۸۵
 دوترون ۱۱۰
 اختلاط حالت $d \sim 115-116$
 اسپین ~ ۱۱۳
 انرژی بستگی ~ ۱۱۰
 پارینه ~ ۱۱۴
 جرم ~ ۱۱۰
 گشتاور چارقطبی ~ ۱۱۶
 گشتاور دوقطبی مغناطیسی ~ ۱۱۵
 دوتریم ۱۱۰

ضریب g

- ~ اور بیتالی 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 ~ پرتو گاما در NaI و Ge ۲۸۸

~ نمای جریمی ۸۲-۸۳

~ نمایی واپاشی آلفا ۳۳۳-۳۴۳

~ نمایی واپاشی گاما ۴۴۲

عامل کیفیت ۲۴۵
عدد

~ اتمی ۱۱

~ جریمی ۱۱

~ کوانتومی تکانه زاویه ای ۵۱

~ ذاتی (اسپین) ۵۳

~ مؤلفه تکانه زاویه ای ۵۳

عمرسنجی رادیواکتیو ۲۳۸

عمرسنجی رادیوکرین ۲۴۲

فراوانی ایزوتوپ ۸۷

فرض دوبروی ۱۹

فرمول کلاین-نیشینا ۲۶۱

فرمول نیمه تجربی ۹۳

فرمی (بکا) ۱۵

فلوئورسانی تشدید هسته ای ۴۵۷

قوتوپیک ۲۸۷

فیزیک نوترینو ۳۷۷

انتقال ایزوتوپی موثونی و ~ ۷۶

تعیین ~ از طریق اختلاف انرژی کولنی

۷۷-۷۸

تعیین ~ از طریق پراکندگی الکترون ۷۵

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

~ خود به 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

ضریب تبدیل داخلی ۴۳۵

تعیین ~ از شدت الکترون ۴۴۷

~ زیر پوسته L ، K ، M ۴۳۷، ۴۵۷

ضریب تضعیف خطی کل ۲۶۳

ضریب جذب

بستگی انرژی ~ ۲۶۵

~ خطی کامپتون ۴۶۴

~ کامپتون ۲۶۴

ضریب کاموف 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، ۱۰۱، ۴۱۸
 ~ در مدل پوسته‌ای ۱۶۸
 ~ چند ذره‌ای ۲۰۰-۲۰۱
 ~ در مدل جمعی ۱۹۵
 ~ دوترون ۱۱۵
 گیر اندازی
 ~ 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
 ~ از تعاشی 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
 ~ چند ذره‌ای 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 برانگ-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
 ~ C^{۱۴} 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

- نو ترینو (های) ۲۳۰
 آشکار سازی ~ ۳۷۹
 حدود جرم ~ ۳۵۱، ۳۶۵-۳۶۸
 ~ خورشیدی ۳۸۰
 هلیسیت ~ ۳۸۰
 نوسانگر هماهنگ
 تابع موج ~ سه بعدی ۴۶
 تابع موج يك بعدی ~ (جدول) ۳۷
 ترازهای انرژی ~ ۴۶-۴۸
 چگالی احتمال ~ (منحنی) ۴۷
 نوکلئون ۱۲
 نوکلید ۱۲
 نیروی تبادل ۱۴۵
 نیروی تزیویج ۹۳، ۱۰۱
 نیمه عمر ۲۱۳
 ~ جزئی ۲۳۲
 واپاشی آلفا ۲۲۹، ۳۱۶-۳۴۳
 انرژی آزاد شده در ~ ۳۱۸
 انرژی پس زنی در ~ ۳۱۹
 ~ی تریجیمی ۳۴۰
 تغییر پاریمه در ~ ۳۳۰
 تکانه زاویه ای در ~ ۳۳۰
 توزیع زاویه ای در ~ ۳۳۲
 رده بندی ~ ۳۱۹
 ساختار پوسته ای در ~ ۳۲۱
 ساختار ریز ~ ۳۳۱
 سد کوانتی برای ~ ۳۲۲-۳۲۴
 ضریب گاموف در ~ ۳۲۵
 فرایند اساسی ~ ۳۱۸
 قاعده گایگر-ناتال در ~ ۳۲۰
 مقدار Q ~ بر حسب A ۲۲۱
 مقدار Q ~ از فرمول نیمه تجریبی 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 با تمان 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 پاریمه ۵۶
 نمادهای طیف نمایی ۵۲، ۵۴
 نوار دورانی ۱۹۱
 نو ترون ۱۲

فرضیه جریان برداری پایسته (CVC)

در ~ ۳۷۵

قواعد گزینش برای ~ مجاز ۳۶۹

قواعد گزینش تکانه زاویه‌ای در ~ ۳۶۹

مقدار f در ~ ۳۷۵، ۳۶۳

مقدار Q گیراندازی الکترون در ~

۳۵۲

مقدار Q مثبت در ~ ۳۵۲

مقدار Q منفی در ~ ۳۵۲

سی ممنوع ۳۶۰

عامل شکل در ~ ۳۶۱-۳۶۲

قواعد گزینش ~ ۳۷۳

ناپایستگی پاریته در ~ ۳۹۷-۴۰۱

ناوردایی همیوگی بار در ~ ۳۹۷

نظریه فرمی درباره ~ ۳۵۴

نمودار فرمی-کسوری در ~ ۳۶۰،

۴۰۱-۴۰۲، ۴۰۴-۴۰۶

~ مجاز

~ ممنوع اول ۳۶۱

~ نوترون ۳۵۵، ۳۶۹

واپاشی فرمی در ~ ۳۶۹

واپاشی گاموف-تلر در ~ ۳۶۹-۳۷۵

هسته‌های آینه‌ای در ~ ۳۷۱

هلیسیت الکترون و نوترینو در ~ ۳۸۵

~ در ${}^{12}\text{B}$ ۴۰۷-۴۰۸

~ در ${}^{10}\text{Be}$ ۴۰۲

~ در ${}^{210}\text{Bi}$ ۳۲۹

~ در ${}^{64}\text{Cu}$ ۳۵۹

~ در ${}^{66}\text{Ga}$ ۳۶۱

~ در ${}^2\text{H}$ ۳۶۶-۳۶۸

~ در ${}^{12}\text{I}$ ۴۰۶-۴۰۸

~ در ${}^{40}\text{K}$ ۴۰۲

~ در ${}^{176}\text{Lu}$ ۴۰۳

~ در ${}^{177}\text{Lu}$ ۴۰۴-۴۰۶

مقدار Q در ~ ۳۱۹

نظریه کوانتومی ~ ۳۲۴-۳۲۶

نفوذ درسد برای ~ ۳۲۲-۳۲۴

نقض P در ~ ۴۰۱

نمودار نیمه‌عمر بر حسب انرژی در ~

۳۲۵

نیمه‌عمر محاسبه‌شده ~ ۳۲۶

هسته‌های تغییر شکل یافته در ~ ۳۳۵

همفرودی ~ با پرتو گاما ۳۳۹-۳۴۳

~ ${}^{242}\text{Cm}$ ۳۳۱

~ ${}^{252}\text{Es}$ ۳۳۳

~ ${}^{251}\text{Fm}$ ۳۳۶-۳۴۲

~ ${}^{229}\text{Pa}$ ۳۴۱-۳۴۳

واپاشی بتا (۲۲۹، ۳۴۸-۴۱۵)

آزاد شدن انرژی در ~ ۳۴۹

آهنگ واپاشی کل در ~ ۳۶۱

~ سی ابرمجاز ۳۶۳

اثرات کولنی بر ~ ۳۵۹

اثرات مدل پوسته‌ای بر ~ ۴۰۹

انتگرال فرمی در ~ ۳۶۳

تابع فرمی در ~ ۳۶۵

تعیین حدود جرم نوترینو از ~ ۳۵۱

تغییر پاریته در ~ ۳۶۹

تقارن CP در ~ ۴۰۰

تقریب مجاز در ~ ۴۰۷

ثابت شدت در ~ ۳۶۳

جزء ماتریس در ~ ۳۵۷

چگالی حالتها در ~ ۳۵۶

حالات مانسته ایزوباری در ~ ۳۸۸،

۳۹۱، ۴۰۷

طیف انرژی در ~ ۳۵۸

طیف پیوسته الکترون در ~ ۳۵۵

طیف تکانه در ~ ۳۵۷-۳۶۰

طیف نمایی همفرودی در ~ ۴۰۴

- همبستگی زاویه‌ای در ~ ۴۳۱-۴۳۰
 ~ در ^{72}Ge ۴۴۰
 ~ در ^{108m}Hf ۴۵۵-۴۴۹
 ~ در ^{72}Se ۴۴۱
 ~ در ^{108}Cd (از ^{108m}Ag)
 ۴۴۹-۴۴۵
 ~ در ^{177}Hf (از ^{177}Lu) ۴۵۶-۴۵۴
 ~ در ^{108}Pd (از ^{108m}Ag)
 ۴۴۹-۴۴۵
 واپاشی نیکاترون ۲۳۰
 واریانس ۲۸۲
 واگنی ۳۹
 ویژه مقدار ۲۲
 هسته‌های همسوشنه ۳۳۳
 واپاشی آغاز در ~ ۳۳۳
 واپاشی بتا در ~ ۳۹۷
 هلیسینه ۳۸۰
 هماهنگی‌های گروهی (جدول) ۴۲
 هماهنگی‌های گروهی (منحصر) ۴۵
 همبستگی زاویه‌ای ۴۳۱-۴۳۰
 همجوشی ۹۰
 همفرودی ۲۹۳
 اندازه‌گیری طول عمر با روش ~
 تأخیری ۳۰۰
 ~ حقیقی ۲۹۵
 ~ شانسی ۲۹۴
 وابستگی ~ به فعالیت چشمه ۲۹۶
 همیوخی بار ۳۹۴
 یكاهای اندازه‌گیری تابش ۲۴۶، ۲۴۲
 ~ در ^{12}N ۴۰۸-۴۰۷
 ~ در ^{91}Y ۴۶۲
 ~ در ^{72}Zn ۴۰۴
 واپاشی پوزیترون ۲۳۰
 واپاشی دوبتایی ۹۶، ۳۸۵-۳۸۱
 آهنگك ~ ۲۸۲
 ~ بدون نوترینو ۳۸۵
 مشاهده زمین‌شناختی ~ ۳۸۳
 مشاهده مستقیم ~ ۳۸۳
 ~ واپاشی لیتون ۳۸۳
 واپاشی ذرات آلفای بلندبرد ۳۸۶
 واپاشی (های) رادیواکتیو
 رشد ~ دختر-هسته ۲۲۵
 زنجیره ~ ۲۲۵
 قانون نمایی ~ ۲۱۳
 نظریه آماری ~ ۲۱۳
 واپاشی گامازا ۲۳۰، ۴۷۱-۴۱۶
 پس‌زنی هسته‌ای ~ ۴۱۷
 توزیع زاویه‌ای ~ ۴۲۹
 ثابت واپاشی جزئی در ~ ۴۴۱
 سمتگیری هسته‌ها در ~ ۴۲۹
 طیف نمایی همفرودی در ~ ۴۴۸
 قطبش ~ ۴۳۴-۴۳۳
 قواعدگزینش پاریته در ~ ۴۲۴-۴۲۵
 قواعدگزینش تکانه زاویه‌ای در ~
 ۴۲۴-۴۲۵
 نمایش آماری E_1 در ~ ۴۴۳
 نمایش آماری E_2 در ~ ۴۴۳
 نمایش آماری M_2 در ~ ۴۴۲
 ~ و اختلاط چندقطبیه‌ها ۴۲۶، ۴۳۱
 ۴۵۷