



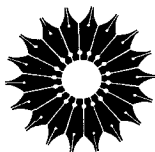
آشنایی با

# فیزیک هسته‌ای

جلد دوم

کنت کرین

ترجمه ناصر میرفخرایی، مجید مدرس



آشنایی با

# فیزیک هسته‌ای

جلد دوم

کنت کرین

ترجمه ناصر میرفخرایی، مجید مدرس

مرکز نشر دانشگاهی، تهران

# بسم الله الرحمن الرحيم

## فهرست

صفحه	عنوان
۱	پیشگفتار
۷	قسمت ۳. واکنشهای هسته‌ای
۸	۱.۱. واکنشهای هسته‌ای
۹	۱.۱.۱ انواع واکنشها و قوانین پایستگی
۱۱	۲.۱.۱ انرژی واکنشهای هسته‌ای
۲۰	۳.۱.۱ ایزوسپین
۲۴	۴.۱.۱ سطح مقطعهای واکنش
۲۸	۵.۱.۱ روشهای تجربی
۲۹	۶.۱.۱ پراکندگی کولنی
۳۹	۷.۱.۱ پراکندگی هسته‌ای
۴۲	۸.۱.۱ <sup>†</sup> سطح مقطعهای پراکندگی و واکنش
۴۹	۹.۱.۱ <sup>*</sup> مدل اپتیکی
۵۲	۱۰.۱.۱ واکنشهای هسته مرکب
۵۶	۱۱.۱.۱ واکنشهای مستقیم
۶۱	۱۲.۱.۱ <sup>*</sup> برهم‌کنشهای تشدید
۶۹	۱۳.۱.۱ <sup>*</sup> واکنشهای یون سنگین
۸۰	مراجع مطالعات تکمیلی
۸۰	مسائل

۸۵	۱۲. فیزیک نوترون
۸۶	۱.۱۲ چشمه‌های نوترون
۸۹	۲.۱۲ جذب و کندسازی نوترونها
۹۴	۳.۱۲ آشکارسازهای نوترون
۱۰۰	۴.۱۲ سطح مقطع واکنشهای نوترون
۱۰۴	۵.۱۲ گیراندازی نوترون
۱۱۰	۶.۱۲ تداخل و پراش نوترونها
۱۲۱	مراجع مطالعات تکمیلی
۱۲۲	مسائل
۱۲۵	۱۳. شکافت هسته‌ای
۱۲۶	۱.۱۳ چرا هسته‌ها شکافته می‌شوند
۱۳۳	۲.۱۳ ویژگیهای شکافت
۱۳۸	۳.۱۳ انرژی شکافت
۱۴۳	* ۴.۱۳ شکافت و ساختار هسته‌ای
۱۵۰	۵.۱۳ واکنشهای شکافت کنترل شده
۱۵۹	۶.۱۳ رآکتورهای شکافت
۱۶۶	* ۷.۱۳ محصولات رادیواکتیو شکافت
۱۷۱	* ۸.۱۳ رآکتور شکافت طبیعی
۱۷۷	۹.۱۳ بمبهای شکافتی
۱۸۱	مراجع مطالعات تکمیلی
۱۸۳	مسائل
۱۸۷	۱۴. همجوشی هسته‌ای
۱۸۹	۱.۱۴ فرایندهای بنیادی همجوشی
۱۹۰	۲.۱۴ مشخصات همجوشی
۱۹۵	* ۳.۱۴ همجوشی خورشیدی
۲۰۰	۴.۱۴ رآکتور همجوشی کنترل شده
۲۱۷	۵.۱۴ سلاحهای گرما هسته‌ای
۲۲۳	مراجع مطالعات تکمیلی

۲۲۴	مسائل
۲۲۶	۱۵ <sup>o</sup> . شتابدهنده‌ها
۲۳۱	۱.۱۵ شتابدهنده‌های الکتروستاتیکی
۲۴۰	۲.۱۵ شتابدهنده‌های سیکلوترون
۲۵۱	۳.۱۵ سنکروترونها
۲۵۹	۴.۱۵ شتابدهنده‌های خطی
۲۶۶	۵.۱۵ شتابدهنده‌های با باریکه برخوردی
۲۷۲	مراجع مطالعات تکمیلی
۲۷۴	مسائل
۲۷۷	قسمت ۴. گسترشها و کاربردها
۲۷۸	۱۶ <sup>o</sup> . اسپین و گشتاور هسته‌ای
۲۷۹	۱.۱۶ اسپین هسته
۲۸۱	۲.۱۶ گشتاورهای هسته‌ای
۲۸۸	۳.۱۶ ساختار فوق‌ریز
۳۰۱	۴.۱۶ اندازه‌گیری گشتاور هسته
۳۳۵	مراجع مطالعات تکمیلی
۳۳۶	مسائل
۳۳۹	۱۷ <sup>o</sup> . فیزیک مزونها
۳۴۰	۱.۱۷ فرضیه یوکاوا
۳۴۲	۲.۱۷ خواص مزونهای $\pi$
۳۶۱	۳.۱۷ واکنشهای پيون - نوکلئون
۳۷۱	۴.۱۷ تشدیدهای مزونی
۳۷۸	۵.۱۷ مزونها و باریونهای شگفت
۳۸۷	۶.۱۷ نقص CP در واپاشی K
۳۹۵	مراجع مطالعات تکمیلی
۳۹۶	مسائل

۳۹۹	۱۸*. فیزیک ذرات
۴۰۰	۱.۱۸ خانواده و برهم‌کنشهای ذره
۴۱۰	۲.۱۸ تقارنها و قوانین پایستگی
۴۲۲	۳.۱۸ مدل کوآرکی
۴۲۵	۴.۱۸ گلوئونها و کوآرکهای رنگی
۴۳۰	۵.۱۸ واکنشها و واپاشیها در مدل کوآرکی
۴۳۸	۶.۱۸ افسون، زیبایی، و حقیقت
۴۴۸	۷.۱۸ دینامیک کوآرکها
۴۵۵	۸.۱۸ نظریه‌های وحدت بزرگ
۴۶۲	مراجع مطالعات تکمیلی
۴۶۴	مسائل
۴۶۶	۱۹*. اختر فیزیک هسته‌ای
۴۶۷	۱.۱۹ کیهانشناسی مهبانگ داغ
۴۷۳	۲.۱۹ برهم‌کنشهای ذره‌ای و هسته‌ای در جهان اولیه
۴۷۸	۳.۱۹ تشکیل هسته‌های اولیه
۴۸۳	۴.۱۹ تشکیل هسته‌ها در ستارگان ( $A \leq 60$ )
۴۹۱	۵.۱۹ تشکیل هسته‌ها در ستارگان ( $A > 60$ )
۴۹۷	۶.۱۹ کیهان‌گاشماری هسته‌ای
۵۰۳	مراجع مطالعات تکمیلی
۵۰۵	مسائل
۵۰۸	۲۰*. کاربردهای فیزیک هسته‌ای
۵۰۸	۱.۲۰ تحلیل عناصر ردیابی
۵۱۶	۲.۲۰ طیف‌سنجی جرمی با استفاده از شتابدهنده‌ها
۵۱۹	۳.۲۰ کاربردهای واپاشی آلفا
۵۲۱	۴.۲۰ پزشکی هسته‌ای تشخیصی
۵۳۳	۵.۲۰ پزشکی هسته‌ای درمانی
۵۳۸	مراجع مطالعات تکمیلی

۵۴۱

پیوستها

۵۴۲

الف. نسبیت خاص

۵۴۶

ب. چارچوب مرجع مرکز جرم

۵۵۱

ج. جدول خواص هسته‌ای

۵۶۵

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 مسود 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 شخصی خودش از شرکت فعال در این طرح شد. این پیشنهاد را من با بی‌میلی و تأسف پذیرفتم. استاد لطف کردند و حق 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. به‌خاطر 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 به‌جریان منطقی بحث نطمه‌ای وارد کند، قابل اجراست.



پیش‌نیاز ریاضی این کتاب در حد معادلات دیفرانسیل است.

**تأکید.** این کتاب دارای دو ویژگی برجسته است. نخستین ویژگی آن، وسعت نظر و 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 نثلی یا نیمساله خیلی زیاد است. بنا بر این 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 واپاشی 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 مطالب 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 واپاشی 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 واپاشی است، موضوعات سنتی را همراه با مطالب جدیدی که پل ارتباطی بین واپاشی هسته‌ای و جریان تحقیقی معاصر (مانند مد واپاشی «سنگین» مثلاً به صورت  $\alpha$  که اخیراً کشف شده است، واپاشی دوتایی، گسیل نوکلئون تأخیری در واپاشی بتا، 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، اختریف 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،

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 ۲۵ کاربردهایی را متذکر شده‌ام که، مانند مورد روش 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 بی‌نتیجه خواهد بود.

ترتیب. 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 پیش‌تیاژ 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. بسه 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. حسرف 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 بر 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 نسبیت 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 بسايد 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 ریدز)
- ۱۹۱۱ اتم هسته‌ای (رادرفورد\*)
- ۱۹۱۲ ساخت اتاناک ابر (ویلسون\*)
- ۱۹۱۳ کشف ایزوتوپهای پایدار (تامسون\*)
- ۱۹۱۳ مدل اتمی سیاره‌ای (نیلس بور\*)
- ۱۹۱۴ تعیین بار هسته با استفاده از پرتوهای ایکس (موزلی)
- ۱۹۱۹ تراجهش 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 دوگراف)
- 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 رادیواکتیویته بتا (فرمی\*)
- ۱۹۳۵ فرضیه مزون (یوکاوا\*)
- ۱۹۳۵ عرضه تکنیک همفرودی (بوته\*)
- ۱۹۳۶ پیشنهاد نظریه هسته مرکب (نیلس بور\*)
- ۱۹۳۷ کشف لپتون  $\mu$  در پرتوهای کیهانی (ندرمیر و اندرسون\*)
- ۱۹۳۸ کشف شکافت هسته‌ای (هان\* و اشتراسن)
- ۱۹۳۸ طرح همجوشی گرما هسته‌ای به مثابه چشمه انرژی در ستارگان (بته\*)

\* 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 آورده‌ایم نبوده باشد.

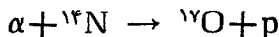
- ۱۹۳۹ مدل قطره - مایع برای شکافت (نیلس بور\* و ویلر)
- ۱۹۴۰ تولید نخستین عنصر فرا اورانیم (مک میلان\* و سی بورگک\*)
- ۱۹۴۱ ساخت نخستین بتاترون، شتابدهنده الکترون با القای مغناطیسی (کرست)
- ۱۹۴۲ ساخت نخستین رآکتور شکافت کنترل شده (فرمی\*)
- ۱۹۴۴ حصول پایداری فاز برای سنکروترون (مک میلان\* و وکسلر)
- 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 سنکروسیکلوترون پروتونی  $350\text{ MeV}$  (برکلی)
- ۱۹۴۷ کشف مزون  $\pi$  (پاول\*)
- ۱۹۴۸ ساخت نخستین شتابدهنده خطی پروتون،  $32\text{ MeV}$  (آلوارز\*)
- ۱۹۴۹ پیشنهاد مدل پوسته‌ای برای ساختار هسته (مایر\*، جنسن\*، هاگسل، سوئس)
- ۱۹۴۹ ساخت شمارگر سوسوزن (کالمن، کولتمان، مارشال)
- ۱۹۵۲ ساخت نخستین سیکلوترون پروتونی،  $23\text{ GeV}$  (بروکهاون)
- ۱۹۵۲ آزمایش نخستین بمب گرما هسته‌ای
- ۱۹۵۳ فرضیه شگفتی (گلگمن\* و نیشی جیما)
- ۱۹۵۳ پیشنهاد مدل جمعی برای ساختار هسته (آگه بور\*، موتسون\*، رینواتر\*)
- ۱۹۵۳ تولید ذرات شگفت برای نخستین بار (بروکهاون)
- ۱۹۵۵ کشف پادپروتون (چمبرلین\* و سگره\*)
- ۱۹۵۶ آشکارسازی تجربی نوترینو (راینز و کوان)
- ۱۹۵۶ نقض پارته در برهم‌کنشهای ضعیف (لی\*، یانگ\*، وو، و همکاران)
- ۱۹۵۸ گسیل بدون پس‌زنی پرتوهای گاما (موسباور\*)
- ۱۹۵۹ ساخت سنکروترون  $26\text{ GeV}$  (سرن)
- ۱۹۶۴ مشاهده نقض CP در واپاشی  $K^0$  (کرونین\* و فیچ\*)
- ۱۹۶۴ پیشنهاد مدل کوآرک برای هادرونها (گلگمن\* و زوایک)
- ۱۹۶۷ راه‌اندازی اولیه شتابدهنده SLAC برای الکترونها  $20\text{ GeV}$  (استانفورد)
- ۱۹۶۷ پیشنهاد مدل الکتروضعیف (واینبرگ\* و سلام\*)
- ۱۹۷۰ فرضیه افسون (گلاشو\*)
- ۱۹۷۱ ساخت برخورد دهنده پروتون-پروتون (سرن)
- ۱۹۷۲ ساخت سنکروترون پروتونی  $500\text{ GeV}$  (فرمی‌لب)
- ۱۹۷۴ کشف ذره  $J/\psi$  و تأیید کوآرک افسونگر (ریشتر\* و تینگت\*)
- ۱۹۷۵ کشف لبتون  $\tau$  (پرل)
- ۱۹۷۷ کشف ذره  $T$  و طرح کوآرک‌ته (لدرمن)
- ۱۹۸۳ راه‌اندازی برخورد دهنده پروتون-پادپروتون  $300\text{ GeV}$  (سرن)
- ۱۹۸۳ کشف بوزونهای ضعیف  $W^\pm$  و  $Z^0$  (روبیما\*)

قسمت ۳

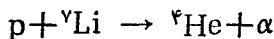
واکنشهای هسته‌ای

## واکنشهای هسته‌ای

هرگاه ذرات انرژی دار حاصل از یک رآکتور یا شتابدهنده (یا حتی حاصل از یک چشمه رادیواکتیو) به توده‌ای از ماده برخورد کنند، این امکان وجود دارد که واکنش هسته‌ای صورت گیرد. چنین واکنشی اولین بار با استفاده از ذرات آلفای حاصل از یک چشمه رادیواکتیو در آزمایشگاه رادرفورد انجام گرفت. در برخی از این آزمایشهای اولیه، ذرات آلفا فقط به صورت کشان توسط هسته‌های هدف پراکنده می‌شدند. این پدیده که به نام پراکنندگی رادرفورد معروف است، اولین شاهد دال بر وجود هسته‌های اتمی را به دست داد. در آزمایشهای دیگر، رادرفورد موفق شد که فرایند تغییر یا تبدیل نوع هسته را همانند آنچه در سال ۱۹۱۹ میلادی در واکنش زیر صورت گرفت، مشاهده کند



اولین شتابدهنده ذره که قادر به انجام واکنشهای هسته‌ای بود، توسط کاک کرافت و والتون ساخته شد. نامبردگان در سال ۱۹۳۰ میلادی واکنش زیر را مشاهده کردند

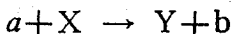


در این فصل انواع مختلف واکنشهای هسته‌ای و خواص آنها را مورد بحث قرار می‌دهیم. در بیشتر حالات، با پرتابه‌های سبک، معمولاً  $A \leq 4$ ، سروکار داریم که بر هدقهای سنگین فرود می‌آیند. با این حال، واکنشهای جالب و جدیدی نیز مطرح می‌شوند که توسط یونهای سنگین شتابدار (معمولاً  $A \leq 40$ )، و حتی باریکه‌های ذرات سنگین همانند اورانیوم نیز مورد توجه بوده‌اند) به وجود می‌آیند. ضمناً تنها با واکنشهایی سروکار داریم که تحت نام «انرژی پایین» یعنی از مرتبه  $10 \text{ MeV}$  به‌ازای هر نوکلئون یا کمتر، رده‌بندی می‌شوند.

درگستره  $1\text{GeV} - 100\text{MeV}$ ، که «انرژی میانی» نام دارد، تولید مزونی می‌تواند صورت گیرد و پروتونها و نوترونها به یکدیگر تبدیل شوند. در «انرژی بالا»، انواع ذرات عجیب و غریب را می‌توانیم تولید کنیم، و حتی می‌توانیم آرایش کوارکها را هم که سازنده نوکلئونها هستند تغییر دهیم. در فصول ۱۷ و ۱۸ انواع واکنشهای اخیر مسورد بحث قرار خواهند گرفت.

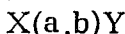
## ۱.۱۱ انواع واکنشها و قوانین پایستگی

واکنش هسته‌ای معمولاً به شکل زیر نوشته می‌شود



که در آن  $a$  پرتابه‌شتابدار،  $X$  هدف (معمولاً ساکن در آزمایشگاه)، و  $Y$  و  $b$  محصولات واکنش هستند. معمولاً  $Y$  محصول سنگینی است که در هدف متوقف می‌شود و مستقیماً قابل مشاهده نیست، در حالی که  $b$  ذره سبکی است که می‌تواند آشکارسازی و اندازه‌گیری شود. عموماً  $a$  و  $b$  را نوکلئونها یا هسته‌های سبک تشکیل می‌دهند، ولی هرگاه  $b$  یک پرتو  $\gamma$  باشد واکنش را گیراندازی تابشی می‌نامند. (هرگاه  $a$  یک پرتو  $\gamma$  باشد، فرایند را واکنش فوتونی هسته می‌نامند).

واکنش فوق را می‌توان به شکل خلاصه شده‌ی زیر نیز نشان داد



که راه ساده‌ای برای نمایش واکنش است زیرا براساس آن می‌توان واکنشهای باخواص مشترک، مثلاً واکنشهای  $(\alpha, n)$  یا  $(n, \gamma)$ ، را در یک رده‌ی عمومی قرارداد.

واکنشها به راههای مختلفی رده‌بندی می‌شوند. هرگاه ذرات فرودی و خروجی یکسان باشند (که در این صورت  $X$  و  $Y$  نیز هسته‌های یکسان‌اند)، فرایند یک نوع پراکندگی است. اگر  $Y$  و  $b$  درحالت‌های پایه خود قرار داشته باشند پراکندگی کشسان است، و هرگاه  $Y$  و  $b$  درحالت برانگیخته قرار گیرند (که عموماً از این حالت به سرعت باگسیل  $\gamma$  واپاشیده می‌شوند) پراکندگی ناکشسان خواهد بود. گاهی اوقات  $a$  و  $b$  ذراتی یکسان‌اند، ولی واکنش موجب می‌شود که نوکلئون دیگری نیز جداگانه پرتاب شود (به طوری که درحالت نهایی سه‌ذره حضور دارند)، این واکنش را اخراجی می‌نامند. در واکنش انتقالی یک یا دو نوکلئون بین پرتابه و هدف مبادله می‌شود. مثلاً دوترون ورودی به پرتون یا نوترون خروجی تبدیل می‌شود و لذا نوکلئونی به هدف  $X$  اضافه شده و  $Y$  را تشکیل می‌دهد. واکنشها را می‌توان براساس سازوکاری که حاکم بر فرایند است نیز رده‌بندی کرد. در واکنشهای مستقیم (که در آنها واکنشهای انتقالی زیرگروه مهمی را تشکیل می‌دهند)، تنها تعداد خیلی کمی از نوکلئونها در واکنش شرکت دارند، و نوکلئونهای باقیمانده در هدف به صورت تماشاجی غیرفعال ظاهر می‌شوند. در این واکنشها ممکن است نوکلئون مزوی از یک حالت مدل



پوسته‌ای حذف یا بدان افزوده شود و لذا می‌تواند به‌عنوان یکی از روشهای بررسی ساختار پوسته‌ای هسته‌ها مورد استفاده قرار گیرد. در این واکنشها می‌توان به تعدادی از حالت‌های برانگیخته  $\gamma$  دسترسی پیدا کرد. ازسوی دیگر با سازوکار هسته‌هوکب روبه‌رو می‌شویم که در آن، تا قبل از پرتاب نوکلئون خروجی، هسته‌های ورودی و هدف موقتاً درهم ادغام می‌شوند و تقسیم کامل انرژی انجام می‌شود. فرایند اخیر قابل‌قیاس با تبخیر يك مسولکول از مایع داغ است. بین این فرایند حدی، واکنشهای تشدیدي قرار دارند که در آنها، قبل از پرتاب ذره خروجی، ذره ورودی حالت «شبه مقید» پیدا می‌کند.

### مشاهده پذیرها

تکنیک‌هایی در اختیار داریم که می‌توانیم انرژی ذرات خروجی را با دقت زیاد (شاید با تفکیک  $10\text{ keV}$  با طیف‌سنج مغناطیسی) اندازه‌گیری کنیم. راستای گسیل ذره خروجی را می‌توان تعیین کرد و با شمارش تعداد ذرات گسیل شده در زوایای مختلف، توزیع زاویه‌ای آنرا (معمولاً نسبت به محور باریکه اصلی) به دست آورد. با تعیین احتمال مشاهده ذره  $b$ ، با انرژی مشخص و در تحت زاویه مشخص  $(\theta, \phi)$  نسبت به محور باریکه، سطح مقطع جزئی به دست می‌آید. با انتگرال‌گیری سطح مقطع جزئی روی تمام زوایا، سطح مقطع کلی گسیل ذره  $b$  در انرژی مشخص معلوم می‌شود (کدگاهی آنرا سطح مقطع جزئی می‌گویند). ضمناً با انتگرال‌گیری روی تمام انرژی‌های  $b$ ، سطح مقطع کلی مطلق به دست می‌آید که در حقیقت همان احتمال تشکیل هسته  $\gamma$  در واکنش است. به‌عنوان مثال، در فعالسازی نوترونی یا تولید رادیوایزوتوپ این کمیت مورد توجه است.

با انجام آزمایشهای قطبش می‌توان سمتگیری اسپین هسته محصول  $\gamma$  یا شاید وابستگی اسپینی سطح مقطع واکنش را استنباط کرد. برای انجام این آزمایشها می‌توان از يك باریکه فرودی ذرات قطبیده، يك هدف هسته‌های قطبیده، و يك طیف‌سنج برای تعیین قطبیدگی ذره خروجی  $b$  استفاده کرد.

تابشهای  $\gamma$  یا الکترونیهای تبدیل حاصل از واپاشی حالت‌های برانگیخته  $\gamma$  را می‌توان به‌طور همزمان مشاهده کرد. این اندازه‌گیری معمولاً در هم‌فرودی با ذره  $b$  انجام می‌گیرد تا به کمک آن معلوم شود که تابشها از کدامین حالت برانگیخته ناشی شده‌اند. ضمناً ممکن است توزیع زاویه‌ای تابشهای  $\gamma$  را به دست آوریم تا به کمک آن بتوانیم خواص حالت‌های برانگیخته را تعبیر کنیم، و مخصوصاً وضعیت اسپین-پاریته آنها را درک کنیم.

### قوانین پایستگی

در واکنشهای هسته‌ای همان قوانین پایستگی به کار رفته در مطالعه واپاشیهای رادیواکتیو را در نظر می‌گیریم. با استفاده از پایستگی انرژی کل و ثبات خطی می‌توان انرژی‌های نامعلوم ولی احتمالاً قابل اندازه‌گیری محصولات را با انرژی معلوم و قابل کنترل پرتابه مرتبط ساخت. بنابراین، با اندازه‌گیری انرژی  $b$  می‌توان انرژی برانگیختگی حالت‌های  $\gamma$  یا

اختلاف جرم بین  $X$  و  $Y$  را نتیجه گرفت. پایستگی عدد پروتونی و عدد نوترونی نتیجه‌ای از انرژی پایین فرایند است که در آن تشکیل مزون یا تغییر آرایش کوآرک رخ نمی‌دهد. (در مقیاس زمانی و اکنشهای هسته‌ای که در حدود  $10^{-16}$  تا  $10^{-22}$  ثانیه است، برهم کنش ضعیف نیز قابل اغماض است.) در انرژیهای بالاتر، عدد نوکلئونی کل (یا همان‌طور که در فصل ۱۸ بحث خواهیم کرد، عدد باریونی کل) هنوز هم پایسته است ولی در انرژی پایین، عدد پروتونی و عدد نوترونی به‌طور جداگانه پایسته است. پایستگی تکانه زاویه‌ای ما را قادر می‌سازد که اسپین ذرات درگیر شوند را با تکانه زاویه‌ای مدارای حمل شده به وسیله ذره خروجی، که با اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای آن قابل تعیین است، مرتبط سازیم و بنا بر این اسپین حالت‌های هسته‌ای را نتیجه بگیریم. پایستگی پادبسته نیز مورد استفاده است. به موجب این قانون، پاریته خالص قبل از واکنش باید با پاریته خالص بعد از آن مساوی باشد. هرگاه تکانه زاویه‌ای مدارای ذره خروجی معلوم باشد، با استفاده از قاعده (۱-) و دیگر پاریته‌های مشخص در واکنش می‌توان پاریته‌های نامعلوم حالت‌های برانگیخته را به دست آورد. در بخش ۳.۱۱ کمیت دیگری را نیز که در واکنشهای هسته‌ای پایسته است، مورد بحث قرار می‌دهیم.

### ۲.۱۱ انرژی و اکنشهای هسته‌ای

بر طبق پایستگی انرژی نسبیاتی کل، در واکنش اساسی  $X(a,b)Y$  خواهیم داشت

$$m_X c^2 + T_X + m_a c^2 + T_a = m_Y c^2 + T_Y + m_b c^2 + T_b \quad (۱۰۱۱)$$

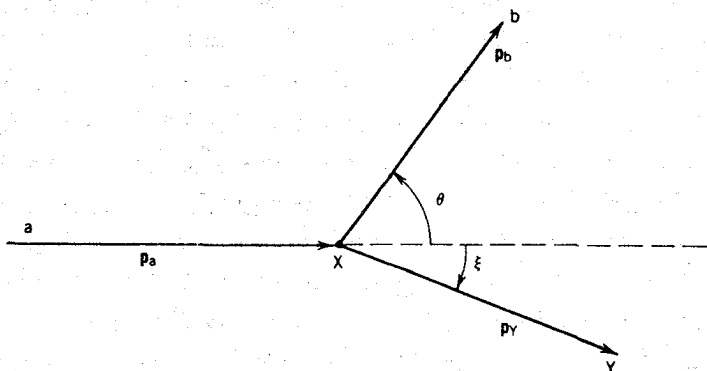
که در آن  $T$  انرژی جنبشی (در انرژی پایین می‌توان رابطه‌ی نسبیتی  $\frac{1}{2}mv^2$  را به کار برد) و  $m$ ها جرمهای سکون‌اند. مقدار  $Q$  واکنش، همانند مقادیر  $Q$  واپاشی رادیواکتیو، به صورت انرژی-جرم اولیه منهای انرژی-جرم نهایی تعریف می‌شود

$$Q = (m_i - m_f) c^2 = (m_X + m_a - m_Y - m_b) c^2 \quad (۲۰۱۱)$$

که درست مساوی انرژی جنبشی اضافی محصولات نهایی است

$$Q = T_f - T_i = T_Y + T_b - T_X - T_a \quad (۳۰۱۱)$$

مقدار  $Q$  ممکن است مثبت، منفی، یا صفر باشد. اگر  $Q > 0$  (یعنی  $m_i > m_f$ ) یا  $(T_f > T_i)$  باشد، واکنش را گرمازا یا انرژی‌زا می‌نامند. در این حالت، جرم هسته‌ای یا انرژی بستگی به صورت انرژی جنبشی محصولات نهایی آزاد می‌شود. برای  $Q < 0$  (یعنی  $m_i < m_f$  یا  $T_f < T_i$ )، واکنش گرماگیر یا انرژی‌گیر نام دارد و انرژی جنبشی اولیه در شکل جرم هسته‌ای یا انرژی بستگی ظاهر می‌شود. البته تغییر جرم و انرژی باید طبق رابطه معروف نسبیت خاص  $\Delta E = \Delta mc^2$  با یکدیگر مرتبط باشند، یعنی هر تغییر



شکل ۱۰۱۱ نمایش هندسی واکنش اساسی  $a+X \rightarrow b+Y$ .

انرژی جنبشی سیستم ذرات برهم کنشی باید با تغییر مساوی در انرژی سکون آن در توازن قرار گیرد.

معادلات (۱۰۱۱) تا (۳۰۱۱) در هر چارچوب مرجعی معتبرند. ابتدا آنها را در چارچوب مرجع آزمایشگاه، یعنی وقتی که هسته‌های هدف را در حال سکون در نظر می‌گیریم (درواکنشهای هسته‌ای با انرژیهای MeV، انرژی گرمایی متناظر با دمای اطاق قابل اغماض است)، به کار می‌بریم. هرگاه صفحه واکنش را به کمک راستای باریکه فرودی و راستای یکی از ذرات خروجی تعریف کنیم، در این صورت پایستگی مسؤلفه تکانه عمود بر این صفحه فوراً نشان می‌دهد که حرکت دومین ذره خروجی نیز باید در همین صفحه قرار گیرد. شکل ۱۰۱۱ وضعیت هندسی را در صفحه واکنش نشان می‌دهد. پایستگی تکانه خطی در راستای باریکه و عمود بر آن روابط زیر را به دست می‌دهد

$$p_a = p_b \cos \theta + p_Y \cos \xi \quad (۴۰۱۱ \text{ الف})$$

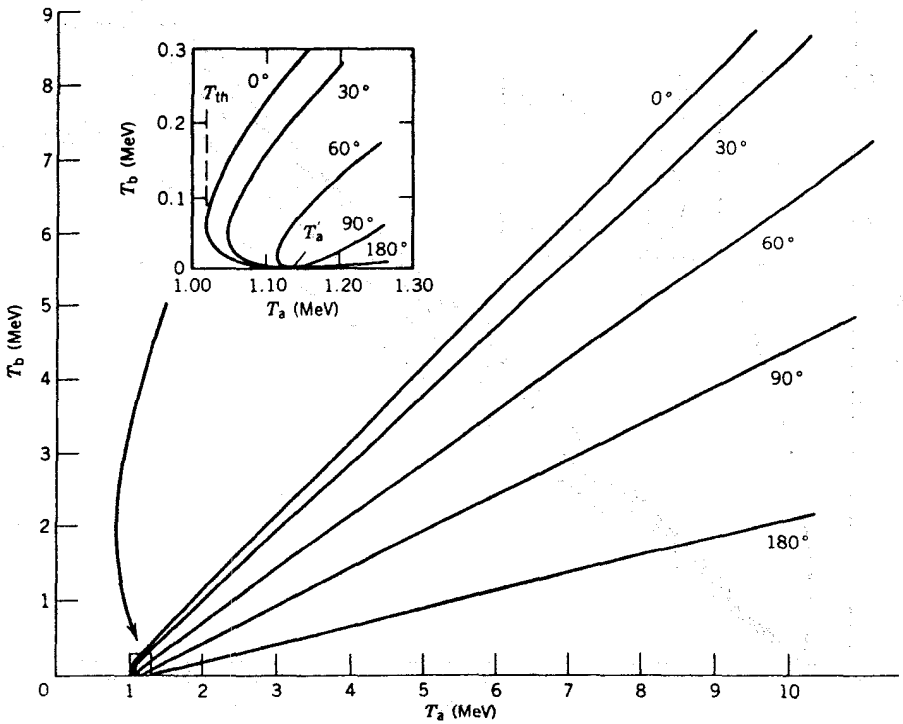
$$0 = p_b \sin \theta - p_Y \sin \xi \quad (۴۰۱۱ \text{ ب})$$

با توجه به اینکه  $Q$  کمیتی معلوم است و  $T_a$  (ولذا  $p_a$ ) پارامتری قابل کنترل، معادلات (۳۰۱۱) و (۴۰۱۱ الف و ب)، یک دستگاه متشکل از سه معادله و چهار مجهول ( $\theta$ ،  $\xi$ ،  $T_b$ ، و  $T_Y$ ) است که جواب یگانه‌ای ندارد. هرگاه به طور معمول، ذره  $Y$  قابل مشاهده نباشد، از حذف  $\xi$  و  $T_Y$  در معادلات می‌توانیم رابطه بین  $T_b$  و  $\theta$  را به دست آوریم

$$T_b^{1/2} = \quad (۵۰۱۱)$$

$$\frac{(m_a m_b T_a)^{1/2} \cos \theta \pm \{m_a m_b T_a \cos^2 \theta + (m_Y + m_b)[m_Y Q + (m_Y - m_a) T_a]\}^{1/2}}{m_Y + m_b}$$

در شکل ۲۰۱۱ الف) این رابطه برای واکنش  ${}^2\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ ، که در آن



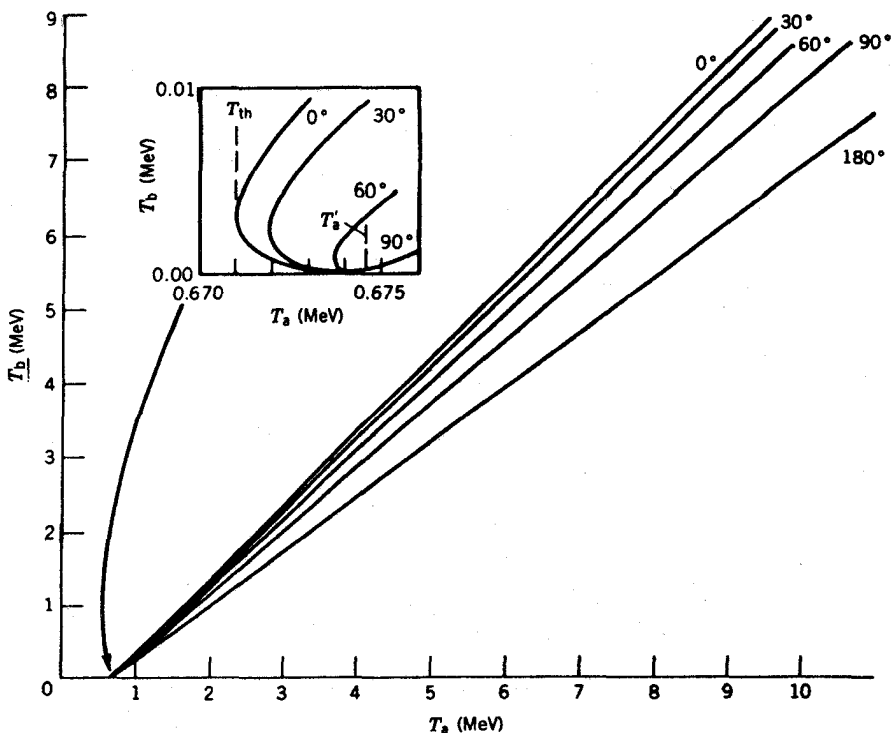
شکل ۲۰۱۱ (الف) نمایش تغییرات  $T_a$  بر حسب  $T_b$  برای واکنش  ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ . ناحیه مربوط به رفتار دو مقداره در نزدیکی انرژی  $1.0\text{ MeV}$  در داخل کادر مربعی نشان داده شده است.

$Q = -763775\text{ keV}$  است، ترسیم شده است. بجز برای ناحیه بسیار کوچک انرژی بین  $1.019\text{ MeV}$  و  $1.147\text{ MeV}$ ، بین  $T_b$  و  $\theta$  تناظر یک-به-یک (به ازای مقدار مشخص  $T_a$ ) وجود دارد. یعنی، با ثابت نگاه داشتن انرژی فرودی و انتخاب مقدار  $\theta$  برای مشاهده ذرات خروجی، انرژی آنها هم انتخاب می‌شود. چند خصوصیت دیگر شکل ۲۰۱۱ نیز قابل مشاهده اند که به کمک معادله (۵.۱۱) می‌توان به طور صریح آنها را نشان داد.

۱. یک مقدار کمینه مطلق برای  $T_a$  وجود دارد که کمتر از آن واکنش غیر ممکن است. این موضوع فقط برای  $Q < 0$  رخ می‌دهد که مقدار  $T_a$  متناظر انرژی آستانه  $T_{th}$  نام دارد

$$T_{th} = (-Q) \frac{m_Y + m_b}{m_Y + m_b - m_a} \quad (6.11)$$

شرط آستانه همیشه برای  $\theta = 0^\circ$  (و بنا بر این برای  $\xi = 0^\circ$ ) روی می‌دهد، یعنی محصولات  $Y$  و  $b$  در راستای مشترکی (ولی هنوز هم به صورت هسته‌های مجزا) حرکت می‌کنند.



شکل ۲۰۱۱ (ب) نمایش تغییرات  $T_a$  بر حسب  $T_b$  برای واکنش  $^{14}\text{C}(p,n)^{14}\text{N}$  ناحیهٔ دو مقداره در داخل کادر مریمی نشان داده شده است.

درفریند انتقال تکانهٔ عمود بر راستای باریکه به محصولات، هیچ انرژی «تلف نمی‌شود». هرگاه  $Q > 0$  باشد، هیچ شرط آستانه‌ای وجود ندارد و حتی برای انرژیهای بسیار کوچک نیز واکنش «انجام» خواهد شد، با این حال ممکن است مجبور شویم که سدهای کولنی را نیز در نظر بگیریم. این سدها که در اینجا در نظر گرفته نشده‌اند، تمایل دارند که  $a$  و  $X$  را در خارج از برد نیروی هسته‌ای متقابل نگه دارند.

۲. برای انرژیهای تابشی بین  $T_{th}$  و حد فوقانی  $T'_a$  با وضعیت دومقداره سروکار داریم

$$T'_a = (-Q) \frac{m_Y}{m_Y - m_a} \quad (۷.۱۱)$$

این فرایند نیز فقط برای  $Q < 0$  صورت می‌گیرد و تنها برای واکنشهای هسته‌هایی که جرمشان باهم قابل مقایسه باشد مهم است. با استفاده از معادلات (۶.۱۱) و (۷.۱۱) می‌توان این گستره را با تقریب زیر بیان کرد

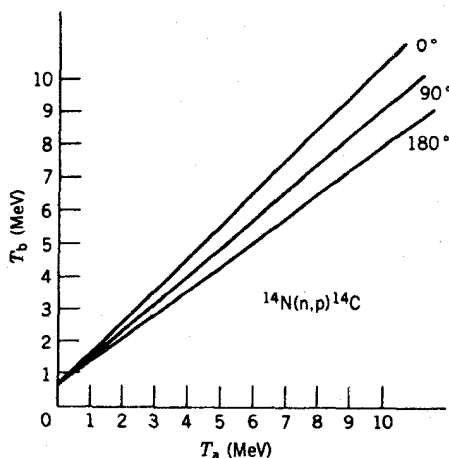
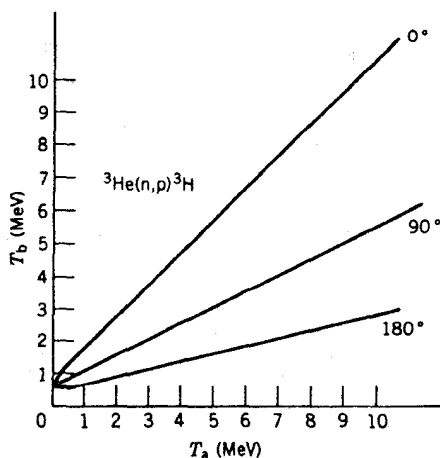
$$T'_a - T_{th} \cong T_{th} \frac{m_a m_b}{m_Y (m_Y - m_a)} \left( 1 - \frac{m_b}{m_Y} + \dots \right) \quad (۸.۱۱)$$

ملاحظه می‌شود که اگر عدد جرمی  $a$  و  $b$  مساوی ۴ یا کمتر و  $Y$  نیز هسته متوسط یا سنگینی باشد، در این صورت گستره  $(T'_a - T_{th})$  خیلی کوچکتر از ۱٪ انرژی آستانه می‌شود. شکل ۲.۱۱ (ب) ناحیه دو مقدره را برای واکنش  ${}^{14}\text{C}(p, n){}^{14}\text{N}$  نشان می‌دهد. ۳. یک زاویه بیشینه  $\theta_m$  نیز وجود دارد که به‌ازای آن این رفتار دو مقدره قابل مشاهده است. هنگامی که  $T_a$  در گستره مجاز قرار دارد، مقدار این زاویه را می‌توان از صفر قرار دادن عبارت زیر رادیکال در معادله (۵.۱۱) به دست آورد

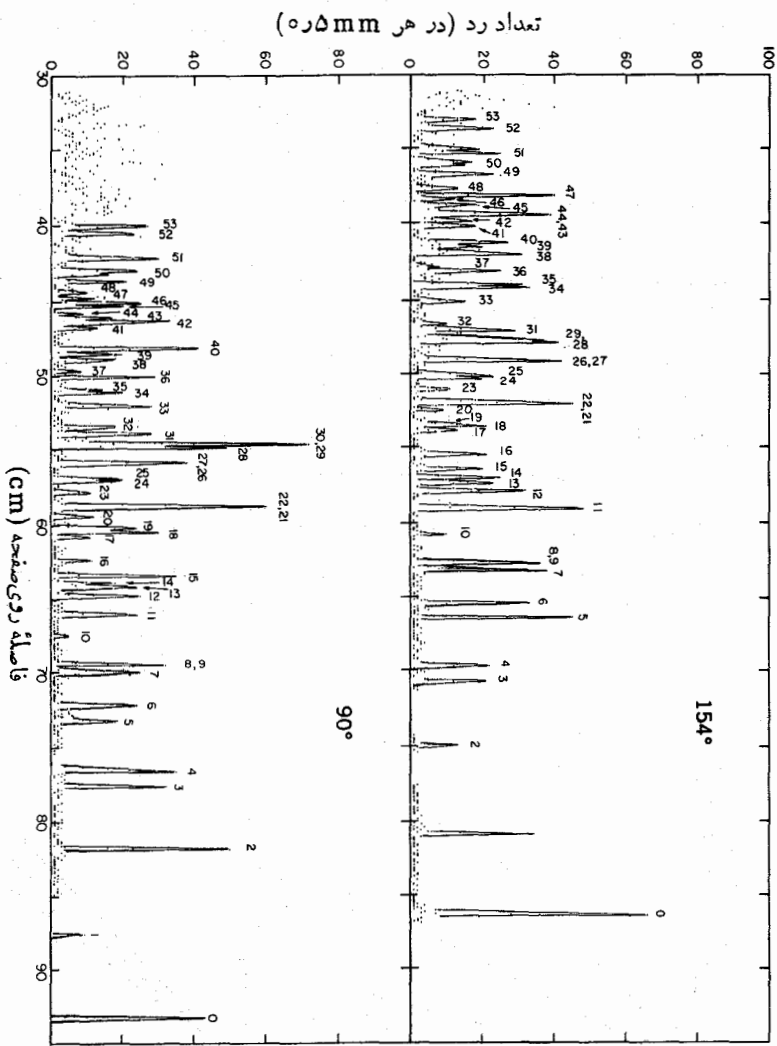
$$\cos^2 \theta_m = \frac{(m_Y + m_b)[m_Y Q + (m_Y - m_a)T_a]}{m_a m_b T_a} \quad (9.11)$$

برای  $T_a = T'_a$ ، رفتار دو مقدره بین  $\theta = 0^\circ$  و  $\theta_m = 90^\circ$  قرار می‌گیرد، نزدیک  $T_a = T_{th}$  این رفتار فقط در نزدیکی  $\theta_m = 0^\circ$  رخ می‌دهد. ۴. واکنشهای با  $Q > 0$  نه دارای آستانه هستند و نه رفتار دو مقدره. با معکوس کردن واکنشهای نشان داده شده در شکل‌های ۲.۱۱ (الف) و ۲.۱۱ (ب)، یعنی  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  و  ${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}$ ، می‌توان این موضوع را درک کرد. در هر یک از این واکنشها می‌توان تبدیل منفرد  $+Q \rightarrow -Q$  را انجام داد. شکل ۳.۱۱ منحنیهای  $T_b$  را بر حسب  $T_a$  برای این حالتها نشان می‌دهد. واکنشها تا انرژی  $0 \rightarrow T_a$  (یعنی به‌طور بدون آستانه) رخ می‌دهند، و منحنیها برای تمام مقادیر  $\theta$  و  $T_a$  تک مقدارند.

هر گاه برای هر  $\theta$  و  $T_a$  مشخص،  $T_{th}$  را اندازه‌گیری کنیم، در این صورت می‌توانیم مقدار  $Q$  واکنش را تعیین کنیم و روابط جرمی بین اجزای اصلی را به دست آوریم. لذا با معلوم بودن  $m_a$ ،  $m_b$ ، و  $m_X$  می‌توان طریقه‌ای برای تعیین جرم  $Y$  به دست آورد. از حل معادله (۵.۱۱) برای  $Q$  خواهیم داشت

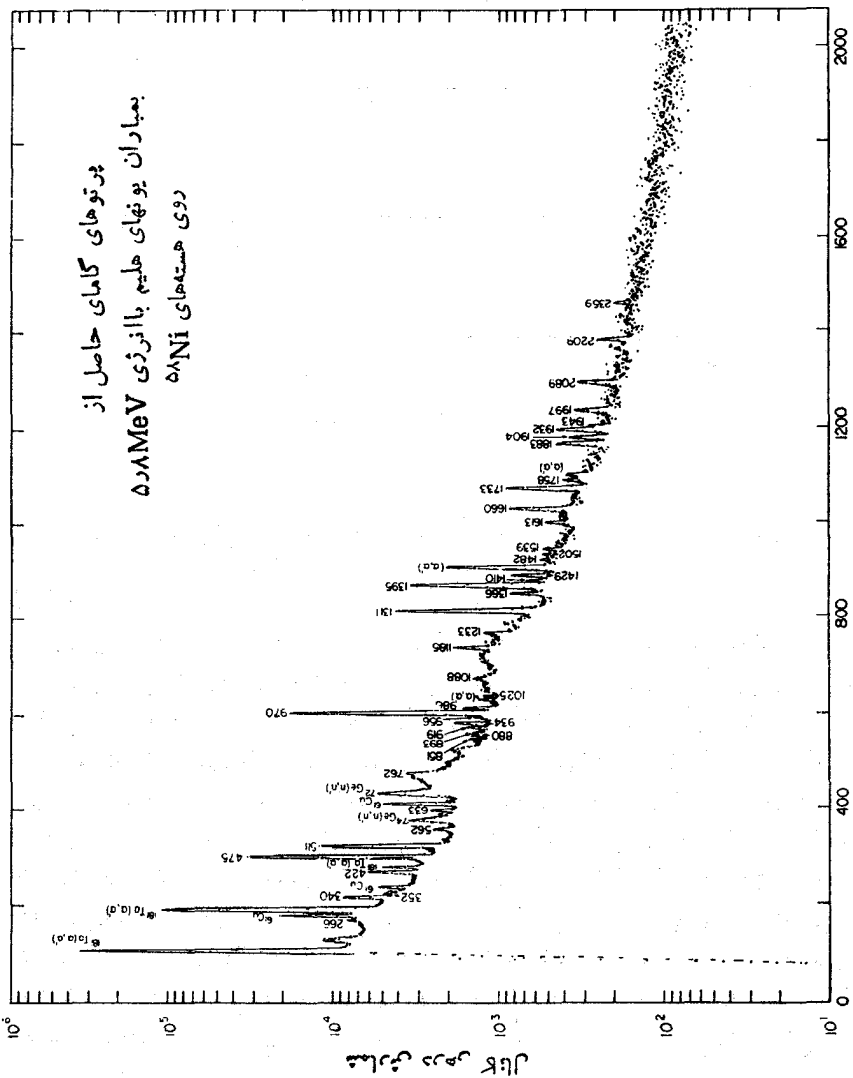


شکل ۳.۱۱ نمایش تغییرات  $T_b$  بر حسب  $T_a$  برای واکنشهای  ${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}$  و  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  هیچ رفتار دو مقدره‌ای رخ نمی‌دهد.



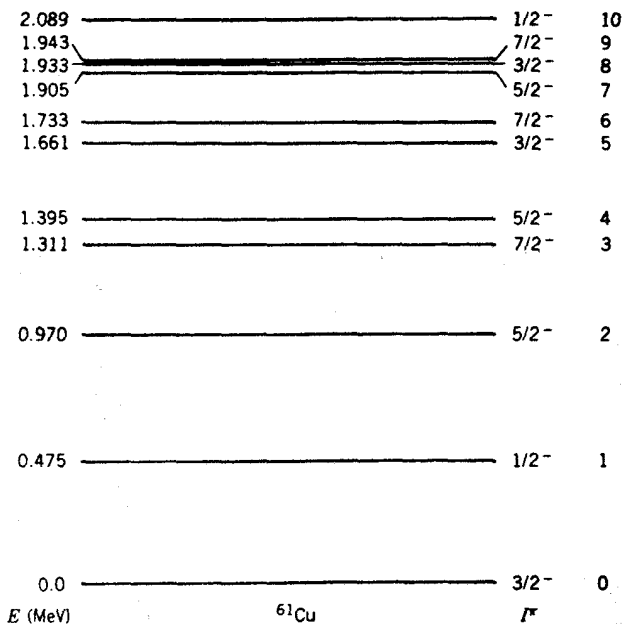
شکل ۴۱۱. الف) طیف پرتوهای حاصل از واکنش  $^{61}\text{Cu}(\text{He}, p)^{58}\text{Ni}$  گروه پروتون با بالاترین انرژی به حالت پایسته  $^{61}\text{Cu}$  منتهی می‌شود، درحالی که گره‌های باقیمانده به حالت‌های بن‌انگیزته (متحصن شده با ۱، ۲، ۳، ...) منبج می‌شوند. طیف‌های پدید آمده در زوایای  $90^\circ$  و  $154^\circ$  وابستگی زاویه‌ای شدیدی نشان می‌دهند. مخصوصاً تغییر سطح مقطع گره‌های ۱ و ۲ را در این دو زاویه مورد توجه قرار دهید. ب) پرتوهای حاصل از واکنش (ج) نمودار ترانزجرفی حاصل از  $^{61}\text{Cu}$ .

پرتوهای گامای حاصل از  
 بمباران یونهای هلیم با انرژی ۵۸ MeV  
 روی هسته‌های  $^{58}\text{Ni}$



شماره کانال  
 شکل ۴-۱۱ (ب)





شکل ۴.۱۱ (ج)

$$Q = T_b \left(1 + \frac{m_b}{m_Y}\right) - T_a \left(1 - \frac{m_a}{m_Y}\right) - 2 \left(\frac{m_a}{m_Y} \frac{m_b}{m_Y} T_a T_b\right)^{1/2} \cos \theta \quad (10.11)$$

این روش اعتبار کلی ندارد، زیرا  $m_Y$  ممکن است در طرف راست معادله نیز ظاهر شود ولی معمولاً می‌توان با دقت کافی جرمها را با اعداد جرمی درست جایگزین کرد، خصوصاً هنگامی که اندازه‌گیری در زاویه  $90^\circ$  صورت گیرد آخرین جمله حذف می‌شود.

به عنوان مثالی از کاربرد این روش، واکنش  $^{25}\text{Ne} (^4\text{B}, ^7\text{Li}) ^{26}\text{Mg}$  را در نظر می‌گیریم. هسته  $^{26}\text{Mg}$  قبل از واکنش از فزونی نوترون بر خوردار است و حذف دو پروتون اضافی در واکنش منجر به هسته نهایی  $^{25}\text{Ne}$  می‌شود که فزونی نوترون قابل توجهی دارد. داده‌های گزارش شده توسط ویل کوكس و همکاران يك قله  $^8\text{B}$  با انرژی  $558\text{MeV}$  را نشان می‌دهد که در زاویه  $10^\circ$  آزمایشگاه برای باریکه فرودی  $^7\text{Li}$  با انرژی  $789\text{MeV}$  مشاهده شد. با قراردادن اعداد جرمی معلوم، به کمک معادله (10.11) نتیجه می‌شود  $Q = -22727\text{MeV}$  که جرم  $^{25}\text{Ne}$  را برابر  $24997905\text{u}$  به دست می‌دهد. تکرار محاسبه و قراردادن جرمهای حقیقی به جای اعداد جرمی، نتیجه را حتی در این سطح دقت نیز تغییر نخواهد داد.

هر گاه واکنش به حالتی بسرانگیخته  $Y$  منجر شود، معادله مقدار  $Q$  جرم-انرژی

حالت برانگیخته رانیز شامل می‌شود

$$Q_{ex} = (m_x + m_a - m_y^* - m_b)c^2 = Q_0 - E_{ex} \quad (11.11)$$

که در آن  $Q_0$  مقدار  $Q$  مربوط به حالت پایه  $Y$  است و  $m_y^*c^2 = m_y c^2 + E_{ex}$  را به عنوان جرم-انرژی حالت برانگیخته در نظر گرفته‌ایم  $E_{ex}$  انرژی برانگیختگی بالاتر از حالت پایه است). بزرگترین مقدار مشاهده شده  $T_b$  معمولاً برای واکنشهایی است که به حالت پایه منجر می‌شوند، و لذا می‌توان معادله (۱۰.۱۱) را برای تعیین  $Q_0$  به کار برد. مقادیر متوالیاً کوچکتر  $T_b$  به حالت‌های برانگیخته بالاتر مربوط می‌شوند، و با اندازه‌گیری  $T_b$  می‌توان  $Q_{ex}$  و انرژی برانگیختگی  $E_{ex}$  را به دست آورد.

شکل ۴.۱۱ نمونه‌ای از این اندازه‌گیری را نشان می‌دهد. قله‌های موجود در شکل برای تعیین  $T_b$  به کار می‌روند که از آن می‌توان مقادیر  $Q$  و انرژی‌های حالت برانگیخته زیر را به دست آورد (میزان خطای این انرژی‌ها در حدود  $\pm 0.0005 \text{ MeV}$  است):

$E_{ex} (\text{MeV})$	$Q (\text{MeV})$	قله
۰۰۰	۳۱۵۲	۰
۰۰۴۷۹	۳۰۶۳۱	۱
۰۰۹۷۰	۴۰۱۲۲	۲
۱۰۳۱۲	۴۰۴۶۴	۳
۱۰۳۹۵	۴۰۵۴۷	۴
۱۰۶۵۸	۴۰۸۱۰	۵
۱۰۷۳۲	۴۰۸۸۴	۶
۱۰۹۱۹	۵۰۰۶۱	۷
۱۰۹۳۸	۵۰۰۹۰	۹ و ۸
۲۰۰۸۸	۵۰۲۴۰	۱۰

این حالت‌های برانگیخته را در شکل ۴.۱۱ نشان داده‌ایم. طیف پرتوهای  $\gamma$  گسیل شده در تعقیب واکنش نیز در شکل نشان داده شده است. متناظر با هر مقدار استنتاجی  $E_{ex}$  می‌توان گذارها را ملاحظه کرد و لذا به صورت گذارهای مستقیم از حالت برانگیخته به حالت پایه تعبیر کرد. بالاخره، با استفاده از مطالعات توزیع زاویه‌ای حاصل از واکنش می‌توان وضعیت‌های اسپین-پارینه حالت‌های برانگیخته را نتیجه گرفت که به نمودار ترانز نشان داده شده در شکل منجر می‌شود. توجه کنید که چگونه در تشکیل نمودار تراز، اجزای مختلف داده‌ها یکدیگر را تکمیل می‌کنند. مثلاً، به کمک پرتوهای گاما نمی‌توان گفت کدامین گذار حالت پایه را به بزرگ‌ترین حالت برانگیخته متصل می‌سازد و لذا انرژی حالت‌های برانگیخته چه اندازه است. اما، طیف پروتون مستقیماً انرژی‌های حالت برانگیخته را به دست می‌دهد، و با توجه به انرژی‌های پرتو  $\gamma$  که با دقت زیادتری قابل اندازه‌گیری است، می‌توان مقادیر

دقیقتی را برای انرژیهای حالتها به دست آورد.

### ۱۱-۳. ایزوسپین

برهم کنشهای یک نوکلئون با اطرافیان خود (مثلاً نوکلئونهای دیگر) در بیشتر حالات بستگی به آن ندارد که مؤلفه اسپین نوکلئون نسبت به محور اختیاری  $z$  دارای مقدار  $m_s = +1/2$  است یا  $m_s = -1/2$ . در فرمول بندی فیزیکی هسته‌ای احتیاجی نیست که بین نوکلئون با «اسپین-بالا» و نوکلئون با «اسپین-پایین» تمایزی قائل شویم. چندگانگی سمتگیریهای اسپین (که برای یک نوکلئون منفرد مساوی ۲ است) ممکن است در معادلات وارد شود، مثلاً مورد آمار برهم کنش، ولی مقدار واقعی تصویر اسپین ظاهر نمی‌شود. مورد استثنایی برای این قاعده وقتی بروز می‌کند که یک میدان مغناطیسی اعمال شود. یعنی برهم کنش مغناطیسی نوکلئون به مؤلفه اسپین آن نسبت به راستای میدان خارجی وابسته است.

استقلال از بار نیروهای هسته‌ای بدان معنی است که در اکثر حالات نیازی نداریم در فرمول بندی بین نوترونها و پروتونها تمایزی قائل شویم. این امر موجب می‌شود که آنها را به صورت اعضای یک خانواده مشترک به نام نوکلئونها، گروه بندی کنیم. فرمول بندی برهم کنشهای هسته‌ای ممکن است به چندتا یکی حالتها نوکلئونی (دو) وابسته باشد ولی مستقل از بار الکتریکی نوکلئون (یعنی پروتون یا نوترون بودن آن) است. البته برهم کنش الکترومغناطیسی موردی استثنایی است که در آن می‌توان بین پروتونها و نوترونها تمایز قائل شویم. اگر نیروی هسته‌ای قوی را به تنهایی در نظر بگیریم، تقارن بین پروتونها و نوترونها معتبر باقی می‌ماند.

طبیعتاً این واکنجی دو حالتی به فرمول بندی منجر می‌شود که قابل مقایسه با فرمول بندی برهم کنش مغناطیسی یک ذره با اسپین  $1/2$  است. نوترونها و پروتونها را به صورت دو حالت متفاوت از یک ذره منفرد، یعنی نوکلئون، در نظر می‌گیریم. به هر نوکلئون یک بردار اسپین پنداری به نام ایزوسپین<sup>۱</sup> نسبت می‌دهیم. بنا بر این همانند دو حالت واکن اسپینی یک نوکلئون در غیاب یک میدان مغناطیسی، دو حالت واکن هسته‌ای نوکلئون در غیاب میدانهای الکترومغناطیسی به صورت «ایزوسپین-بالا» و «ایزوسپین-پایین» هستند که به ترتیب آنها را به دلخواه به پروتون و نوترون نسبت می‌دهیم. یعنی وقتی که عدد کوانتومی ایزوسپین یک

۱. غالباً ایزوسپین را اسپین ایزوتوپی یا اسپین ایزوباری می‌نامند. نام اولی به خاطر آن است که مقدار تصویر آن برابر  $(Z - N)/2$  است که بین ایزوتوپها تمایز قائل می‌شود، و نام دومی به آن علت است که عدد کوانتومی ایزوسپین برای مشخص کردن چندتا بهای ایزوباری قابل استفاده است. نام «ایزوسپین» مجادله لفظی را متوقف ساخته است و امروزه عموماً به عنوان اصطلاح قبول شده‌ای مورد استفاده است.

۲. در ابتدا فیزیکدانان هسته‌ای، نوترون را به صورت عضو ایزوسپین-بالا در خانواده نوکلئون تعریف کردند. فیزیکدانان ذرات بنیادی نیز ایزوسپین را برای مشخص کردن حالتها یار متفاوت ذرات در برهم کنش قوی به کار می‌برند، ولی اصرار دارند که ارتباط با پارالکتیکی را با انتخاب ایزوسپین-بالا برای پروتون نشان دهند. امروزه این انتخاب مورد قبول فیزیکدانان هسته‌ای نیز قرار گرفته است.

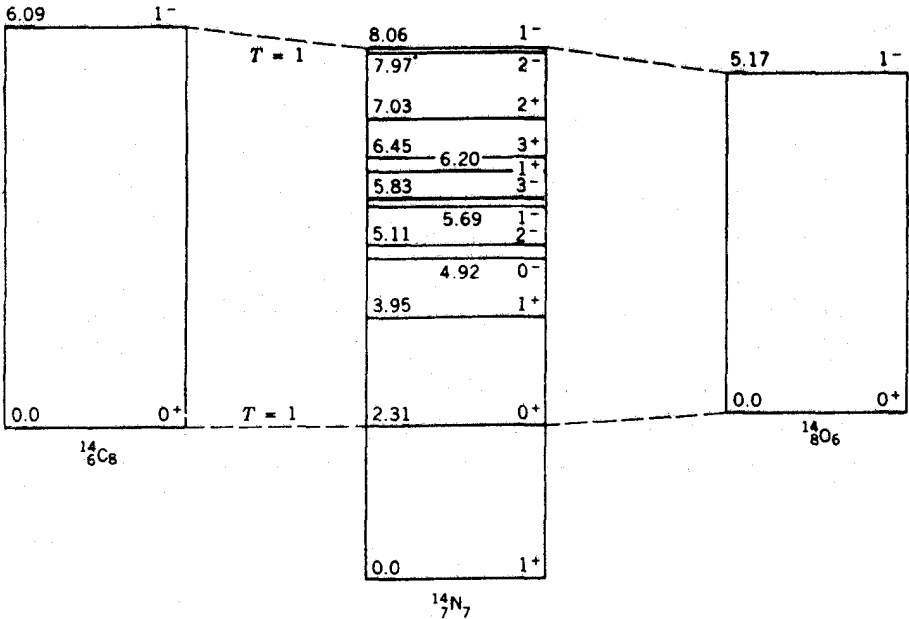
نوکلئون به صورت  $1/2 = t$  باشد، به ترتیب برای پروتون و نوترون خواهیم داشت:  $m_z = +1/2$  و  $m_z = -1/2$ . این تصاویر نسبت به محور دلخواهی اندازه گیری می شوند که در دستگاه مختصاتی که محورهای آن با اعداد ۱، ۲، و ۳ نامگذاری شده اند، «محور ۳» نام دارد تا آنرا از محور آزمایشگاهی  $z$  در دستگاه مختصات  $x, y, z$  متمایز سازد. ایزوسپین از قواعد معمول بردارهای تکانه زاویه ای پیروی می کند، بنابراین یک بردار ایزوسپین  $t$  به طول  $\sqrt{t(t+1)}\hbar$  را که تصاویر محور ۳ آن به صورت  $t_z = m_z\hbar$  هستند به کار می بریم.

برای سیستمی متشکل از چند نوکلئون، ایزوسپین از قواعد جفت شدگی مشابه با قواعد بردارهای تکانه زاویه ای معمولی پیروی می کند. مثلاً هر سیستم دونوکلئونی می تواند ایزوسپین کل  $T$  مساوی با صفر یا یک را دارا باشد که (به طور نیمه کلاسیکی) به سمتگیریهای پادموازی یا موازی دوبردار ایزوسپین  $1/2$  مربوط می شود. مؤلفه محور ۳ بردار ایزوسپین کل  $T_z$ ، حاصل جمع مؤلفه های محور ۳ نوکلئونهاست و لذا برای هر هسته خواهیم داشت

$$T_z = \frac{1}{2}(Z - N) \quad (12.11)$$

این حاصل جمع با یکی  $\hbar$  بیان می شود که در اینجا آنرا صریحاً نشان نداده ایم. برای هر هسته مشخص،  $T_z$  توسط تعداد پروتونها و نوترونها تعیین می شود. برای هر مقدار  $T_z$ ، عدد کوانتومی ایزوسپین کل  $T$  می تواند هر مقداری را حداقل به بزرگی  $|T_z|$  اختیار کند. در اینجا فوراً دو سؤال مرتبط زیر مطرح می شوند: آیا می توان عدد کوانتومی  $T$  را به حالت های هسته ای منفرد نسبت داد؟ آیا چنین انتسابی مثلاً در پیش بینی احتمال واپاشی یا واکنش می تواند مفید باشد؟

به عنوان یک مثال، یک سیستم دونوکلئونی را در نظر می گیریم که در آن  $T$  می تواند ۰ یا ۱ باشد. بنا بر این چهار مؤلفه محور ۳ ممکن خواهند بود:  $T_z = +1$  (دوپروتون)،  $T_z = -1$  (دونوترون)، و دو ترکیب با  $T_z = 0$  (یک پروتون و یک نوترون). در دو حالت اول باید  $T = 1$  شود در حالی که دو حالت بعدی می توانند به صورت  $T = 0$  یا  $T = 1$  مطرح باشند. هرگاه برهم کنش هسته ای کاملاً مستقل از بار باشد (و اگر از برهم کنش الکترومغناطیسی «جلوگیری» شود)، در این صورت سه تصویر محور ۳ مربوط به  $T = 1$  (۱، ۰، -۱) باید از انرژی یکسانی برخوردار باشند، در حالی که حالت منفرد  $T = 0$  ممکن است دارای انرژی متفاوتی باشد. درحقیقت، می دانیم که سه تایی ایزوسپین (که همان تک تایی  $I = 0$  اسپین معمولی است) نامقید است. این موضوع در فصل ۴ مورد بحث قرار گرفت. مثال واضح تری از انتساب ایزوسپین را می توان در هسته های  $A = 14$  یافت. شکل ۵.۱۱ حالت های  $^{14}\text{C}$  ( $T_z = -1$ )،  $^{14}\text{N}$  ( $T_z = 0$ )،  $^{14}\text{O}$  ( $T_z = +1$ ) را نشان می دهد. برای  $^{14}\text{N}$  می دانیم که هر  $T$  صحیح می تواند یک مؤلفه صفر محور ۳ داشته باشد و بنا بر این مقادیر ممکن  $T$  در گستره صفر تا بیشینه  $A/2$  یا ۷ قرار می گیرند. گرایش به طرف تقارن هسته ای (که در جمله تقارنی فرمول نیمه تجربی جرم منعکس شده است) نشان می دهد که



شکل ۵.۱۱ ترازهای انرژی پایین ایزووارهای  $A=14$ . حالت‌های پایه  $^{14}\text{C}$  و  $^{14}\text{O}$  نسبت به  $^{14}\text{N}$  به خاطر اختلاف جرم پروتون-نوترون و نیز انرژی کولنی جابه‌جاشده‌اند، و جابه‌جایی آنها به ترتیب برابر  $236$  و  $44\text{MeV}$  است. ترازهای انرژی در  $^{14}\text{C}$  و  $^{14}\text{O}$  دارای  $T=1$ ، و ترازهای  $^{14}\text{N}$  دارای  $T=0$  اند بجز ترازهای با انرژیهای  $231$  و  $806\text{MeV}$  که در آنها  $T=1$  است.

پایینترین حالتها به احتمال زیاد به صورت  $T=|T_p|$ ، یعنی کوچکترین مقدار ممکن  $T$ ، هستند. این موضوع یقیناً در مورد حالت پایه برقرار است، ولی انتساب ایزوسپین به حالت‌های برانگیخته باید بر اساس مطالعات واپاشی یا واکنش و یا موازین تقارن صورت گیرد. در شکل ۵.۱۱ انرژی‌های طوری تنظیم شده‌اند که اختلاف جرم پروتون-نوترون (اثر الکترومغناطیسی) و انرژی کولنی هسته کنار گذاشته شوند. در این صورت، انرژی حالتها فقط باید از نیروی هسته‌ای ناشی شود. توجه کنید که انرژی حالت‌های  $0^+$  در هر سه هسته تقریباً یکسان است؛ اینها همان حالت‌های سه‌تاییه  $T=1$  هستند. برای سه‌تاییه  $1^-$  نیز بسا سازگاری مشابهی روبه‌رو می‌شویم.

این گونه تفکرات در باره انتساب  $T$  را می‌توان از طریق مطالعات واپاشی یا واکنش اثبات کرد. به عنوان مثال، نظریه جفت‌شدگی تکانه زاویه‌ای به قواعدگزینش برای گذارهای  $E1$  منجر می‌شود:  $\Delta T$  باید صفر یا  $\pm 1$  باشد، به استثنای اینکه گذارهای  $T=0$  به  $T=0$  ممنوع‌اند و گذارهای  $\Delta T=0$  هم در هسته‌های با  $T_p=0$  ممنوع‌اند. به منظور آزمودن این قواعد، نیمه‌عمرهای گذارهای  $E1$  برای  $1^-$  به  $0^+$  را در هسته‌های  $^{14}\text{O}$ ،  $^{14}\text{C}$  و  $^{14}\text{N}$  مورد بررسی قرار می‌دهیم. نیمه‌عمرهای اندازه‌گیری شده حالت‌های مشابه

به ترتیب عبارت اند از  $10^{-4} \times 10^{21}$ ، کمتر از ۷، و  $27 \text{ fs}$ . گذار  $^{14}\text{N}$  که يك گذار  $E_1$  با  $\Delta T = 0$  درهسته  $T_p = 0$  است، بنا بر قاعده گزینش ایزوسپین ممنوع است و در واقع همان طور که نیمه عمر بلندتر آن نشان می دهد قویاً گذار منع شده ای است (بر آورد و اسکوف نیمه عمر را در حدود  $7 \times 10^{-3} \text{ fs}$  به دست می دهد).

و اپاشی تراز  $1^-$  را هم با  $T = 0$  و انرژی  $569 \text{ MeV}$  در نظر می گیریم. و اپاشی  $E_1$  به حالت پایه  $0^+$  یا  $1^+$  با  $T = 0$  باید از نظر قاعده گزینش ممنوع باشد در حالی که و اپاشی  $E_1$  به تراز  $0^+$  با  $T = 1$  در  $231 \text{ MeV}$  مجاز است. به خاطر اینکه احتمال گذار  $E_1$  متناسب با  $E^3$  است، شدت گذار با انرژی بالاتر باید در حدود ۵ برابر بیشتر باشد، اما در عمل مشاهده می شود که شدت گذار انرژی پایینتر در حدود دو برابر است. اثر قاعده گزینش ایزوسپین به کاهشی در حدود يك مرتبه بزرگی در شدت نسبی انتظاری گذار  $E_1$  با انرژی  $569 \text{ MeV}$  منجر می شود.

قواعد گزینش مشابهی نیز در و اپاشی بتا را به کاد برده می شود. جزء ماتریس فرمی ممنوع است مگر وقتی که  $\Delta T = 0$  باشد، که همان مورد و اپاشیهای آینه ای است که در نیمه بالای جدول ۳.۹ ذکر شده است. و اپاشیهای غیر آینه ای به صورت  $\Delta T = 1$  هستند، و سهم گذار فرمی در نقض قاعده گزینش ایزوسپین به اندازه چند مرتبه بزرگی کاهش می یابد. و اپاشیهای  $0^+$  به  $0^+$ ، که صرفاً بر اساس تکانه زاویه ای معمولی باید از نوع و اپاشیهای فرمی خالص در رده ابر مجاز باشد (جدول ۲.۹)، برای  $\Delta T \neq 0$  به اندازه سه مرتبه بزرگی ممنوع شده اند؛ مقادیر  $\log f t$  از حدود ۳.۵ برای و اپاشیهای  $\Delta T = 0$  که بر اساس قاعده گزینش ایزوسپین مجازند تا ۷ یا بیشتر برای و اپاشیهای  $\Delta T \neq 0$  که از لحاظ ایزوسپین ممنوع اند، افزایش می یابند.

واکنشهای هسته ای نیز اثرات ایزوسپین را نشان می دهند. از آنجا که نیروهای هسته ای تمایزی بین پروتونها و نوترونها قائل نیستند، ایزوسپین باید مطلقاً در تمام واکنشهای هسته ای پایسته باشد. هنگامی که تعداد پروتونها و نوترونها ثابت می ماند مؤلفه محور ۳ خود به خود پایسته است. اما این نیز حقیقت دارد که عدد کوانتومی ایزوسپین کل  $T$  در واکنشها ناوردا باقی می ماند. واکنش  $^{14}\text{N} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^1\text{H}$  را در نظر می گیریم که به حالت های  $^{14}\text{N}$  منجر می شود. تمام چهار ذره برهم کنشی در حالت های پایه  $T = 0$  قرار دارند. بنا بر این اگر ذرات محصول در حالت های پایه خود قرار گیرند،  $T$  پایسته است. برانگیختگی  $^4\text{He}$  در واکنشهای انرژی پایین نامحتمل به نظر می رسد، زیرا اولین حالت برانگیخته آن در بالای  $20 \text{ MeV}$  قرار دارد و لذا انتظار می رود که در این واکنش تنها بتوان به حالت های برانگیخته  $T = 0$  در  $^{14}\text{N}$  دسترسی یافت. حالت  $T = 1$  با انرژی  $231 \text{ MeV}$  تراکم نخواهد داشت. مشاهده هر جمعیت کوچکی از این حالت را باید ناشی از ناخالصیهای ایزوسپین در ذرات بوهم کنش کننده تلقی کرد. مشاهده شده است که سطح مقطع برای رسیدن به حالت  $231 \text{ MeV}$  در حدود ۲ مرتبه بزرگی کوچکتر از سطح مقطعیهای رسیدن به حالت های  $T = 0$  مجاور آن است که کار آیی و تأثیر قاعده گزینش ایزوسپین را نشان می دهد. در واکنش مشابه  $^{14}\text{N}(\alpha, d)^{14}\text{C}$  سطح مقطع برای حالت  $231 \text{ MeV}$  در حدود سه مرتبه

بزرگی کوچکتر از سطح مقطعهای مجاز ایزوسپین است، و در  ${}^{14}\text{N}({}^6\text{Li}, d){}^{10}\text{B}$  و  ${}^{14}\text{N}({}^6\text{Li}, \alpha){}^{14}\text{C}$  نیز سطحمقطعها حداقل دو مرتبه بزرگی کوچکترند. در مغایرت با آن، در واکنش  ${}^{14}\text{N}({}^3\text{H}, \gamma){}^{10}\text{B}$  تراز  $T=1$  با شدتی قابل مقایسه با شدت تراز مجاور  $T=0$  از تراکم برخوردار است. قاعده گزینش ایزوسپین احتمال رسیدن به تراز  $T=1$  را منع نمی‌کند. ( $T$  کل در هسته‌های اولیه برابر  $1/2$  است، ایزوسپین  $1/2$  مربوط به  ${}^3\text{H}$  می‌تواند با  $T=0$  یا  $T=1$  در  ${}^{14}\text{N}$  جفت شود و برآیند  $1/2$  را نتیجه دهد.)

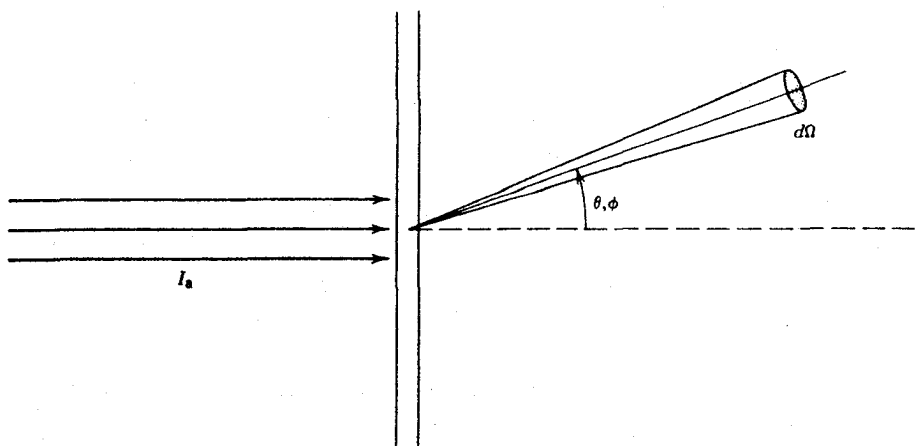
اعضای یک چندتایی ایزوسپین، مثلاً زوج هسته‌های آینه‌ای یا مجموعه سه‌حالتی که در شکل ۵.۱۱ با خط‌چین بهم وصل شده‌اند، حالت‌های مانسته ایزوباری نامیده می‌شود. در بخش ۸.۹، در بحث واپاشی بتا با این اصطلاح آشنا شدیم. در هسته‌های مجاور، حالت‌های مانسته بجز برای تغییر تعداد پروتونها و نوترونها، از تابع موجهای نوکلئونی یکسانی برخوردارند. در حالت‌های پایه  ${}^{14}\text{C}$  و  ${}^{14}\text{O}$ ، نوکلئونها قویاً به‌طریق تزیویتی با هم جفت شده‌اند (با دو حفره پروتونی جفت‌شده در  ${}^{14}\text{C}$  و دو حفره نوترونی جفت‌شده در  ${}^{14}\text{O}$ )، و حالت مانسته  $2.31\text{ MeV}$  در  ${}^{14}\text{N}$  با حفره‌های قویاً جفت‌شده نوترونی و پروتونی فرد، باید از تابع موج مشابهی برخوردار باشند. از آنجا که حالت‌های مانسته از مبادله یک پروتون با یک نوترون به‌دست می‌آیند، لذا در واپاشی بتا (شکل ۱۷.۹) و در واکنشهای  $(p, n)$  یا  $(n, p)$  قویاً میل به تراکم دارند. در هسته‌های متوسط و سنگین، قراردادن یک پروتون در حالتی که قبلاً بایک نوترون اشغال شده بود مستلزم انتقال انرژی زیادی است، زیرا با توجه به  $N > Z$  و بنا بر مدل پوسته‌ای انرژی حالت نوترون از پروتون بیشتر است. حالت‌های مانسته در هسته‌های متوسط و سنگین ممکن است در انرژیهای  $10\text{ MeV}$  و بالاتر ظاهر شوند و بنا بر این در مطالعات واپاشی و واکنش انرژی پایین عموماً سهمی نخواهند داشت.

### ۴.۱۱ سطح مقطعهای واکنش

در فصل ۴ ماهیت سطح مقطعها و کاربرد آنها را در پراکندگی نوکلئون-نوکلئون مورد توجه قرار دادیم. در این بخش پاره‌ای از تعاریف کلی‌تر کمیات مختلف قابل اندازه‌گیری را که تحت نام «سطح مقطع» رده‌بندی می‌شوند ارائه می‌دهیم.

به‌زبان عادی، سطح مقطع معیاری است که احتمال نسبی وقوع واکنش را نشان می‌دهد. هر گاه برای ثبت ذره گسیل‌شده  $b$  در راستای  $(\theta, \phi)$  نسبت به راستای باریکه از یک آشکارساز استفاده شود، آشکارساز از دید هسته هدف با زاویه فضایی کوچک  $d\Omega$  تعریف می‌شود (شکل ۶.۱۱). هر گاه جریان ذرات فرودی شامل  $I_a$  ذره در واحد زمان و هدف شامل  $N$  هسته هدف در واحد سطح باشد و ذرات خروچی نیز با آهنگ  $R_b$  ظاهر شوند، در این صورت سطح مقطع واکنش عبارت است از

$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N} \quad (13.11)$$



شکل ۶۰۱۱ وضعیت هندسی واکنش که باریکه فرودی، هدف و باریکه خروجی را تحت زاویه فضایی  $d\Omega$  در جهت  $\theta, \phi$  نشان می‌دهد.

با این تعریف،  $\sigma$  دارای بعد سطح به ازای هر هسته است، اما  $\sigma$  می‌تواند خیلی بزرگتر یا کوچکتر از سطح هندسی قرص هسته هدفی باشد که در برابر باریکه ورودی قرار می‌گیرد. برای یک هسته نوعی به شعاع  $R = 6 \text{ fm}$ ، سطح هندسی  $\pi R^2$  در حدود  $10^6 \text{ fm}^2 = 10^6 \text{ b}$  خواهد بود. برای گیراندازی نوترون به وسیله  $^{235}\text{Xe}$ ، سطح مقطع در حدود  $10^6 \text{ b}$  است در حالی که برای واکنشهای دیگری که احتمال وقوع بسیار کمتری دارند، سطح مقطع ممکن است بر حسب میلی بارن یا میکروبارن باشد. شما می‌توانید  $\sigma$  را به صورت کمیتی تصور کنید که با بعد سطح بیان می‌شود، ولی با احتمال وقوع واکنش متناسب است.

آشکارا فقط زاویه فضایی کوچک  $d\Omega$  را اشغال می‌کند و لذا تمام ذرات خروجی را مشاهده نخواهد کرد. تنها کسر کوچک  $dR_b$  عملاً شمرده می‌شود و لذا فقط کسری از سطح مقطع، یعنی  $d\sigma$ ، تعیین می‌شود. علاوه بر این، ذرات خروجی عموماً به طور یکنواخت در تمام راستاها گسیل نمی‌شوند بلکه از توزیع زاویه‌ای برخوردارند که به  $\theta$  و احتمالاً به  $\phi$  نیز وابسته است. هر گاه این تابع توزیع زاویه‌ای را به دلخواه  $r(\theta, \phi)$  نمایش دهیم، در این صورت  $dR_b = r(\theta, \phi) d\Omega / 4\pi$  (کمیت  $4\pi$  به این علت وارد شده است که  $d\Omega / 4\pi$  به صورت کسری بعد درآید). بنا بر این داریم

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \phi)}{4\pi I_0 N} \quad (14.11)$$

کمیت  $d\sigma / d\Omega$  را سطح مقطع جزئی (یا سطح مقطع دیفرانسیل) می‌نامند، و اندازه‌گیری آن می‌تواند اطلاعات مهمی را درباره توزیع زاویه‌ای محصولات واکنش به دست دهد.



این کمیت غالباً در کتابها و مقالات به صورت  $\sigma(\theta, \phi)$  یا  $\sigma(\theta)$  یا گاهی اوقات (متأسفانه) به عنوان «سطح مقطع» معرفی می‌شود. (هرگاه به یک منحنی «سطح مقطع» بر حسب  $\theta$  نگاه کنید، متوجه خواهید شد که مراد سطح مقطع جزئی است). از آنجا که زاویه فضایی بر حسب استرادیان (سطح یک کره تحت زاویه فضایی  $4\pi$  استرادیان در مرکزش دیده می‌شود) اندازه گیری می‌شود، یکای سطح مقطع جزئی بر حسب بارن بر استرادیان است. با انتگرال گیری روی تمام زوایا می‌توان سطح مقطع واکنش،  $\sigma$ ، را به دست آورد. با توجه به  $d\sigma/d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$  خواهیم داشت<sup>۱</sup>

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (15.11)$$

توجه کنید که اگر  $d\sigma/d\Omega$  ثابت باشد (مستقل از زاویه)، مقدار این انتگرال برابر توجه کنید که اگر  $\sigma = 4\pi(d\sigma/d\Omega)$  می‌شود. این موضوع، ورود ثابت  $4\pi$  را در معادله (۱۴.۱۱) توجیه می‌کند. در این حال تابع  $r(\theta, \phi)$  به ثابت  $R_0$  تبدیل می‌شود و معادله (۱۴.۱۱) با معادله (۱۳.۱۱) سازگاری دارد.

در بیشتر کار بردهای فیزیک هسته‌ای، احتمال یافتن ذره گسیل شده  $b$  در زاویه مشخص را به سادگی در نظر نمی‌گیریم بلکه ما یلیم که احتمال وجود ذره را با انرژی معین، که با انرژی خاصی از هسته باقیمانده  $Y$  متناظر است، بیابیم. بنابراین لازم است تعریف سطح مقطع را اصلاح کنیم تا احتمال مشاهده  $b$  را در گستره زاویه‌ای  $d\Omega$  و در گستره انرژی  $dE_b$  به دست آوریم. بررسی این موضوع به مفهوم سطح مقطع جزئی دومتغییره  $d^2\sigma/dE_b d\Omega$  منتهی می‌شود. در نوشته‌های علمی، این وابستگی اضافی انرژی صریحاً بیان نمی‌شود و معمولاً سطح مقطعه‌ها به صورت  $d\sigma/d\Omega$  بر حسب  $\theta$  ترسیم می‌شوند که در آنها احتمال رسیدن به یک حالت انرژی نهایی خاصی مطرح است. این درحقیقت همان  $d^2\sigma/dE_b d\Omega$  است، هر چند که ممکن است به این صورت مشخص نشده باشد. برای حالت‌های ناپیوسته، ممکن است تنها یک تراز منفرد در گستره انرژی  $dE_b$  موجود باشد و تمایز را بی‌اهمیت سازد. از طرف دیگر، هرگاه راستای ذره  $b$  مطرح نباشد (با احتاطه- کردن ناحیه هدف با آشکارسازهای حاوی زاویه فضایی  $4\pi$ ، یا به طور کلی با عدم مشاهده  $b$ )، در این صورت هنوز هم با سطح مقطع جزئی دیگری به صورت  $d\sigma/dE$  سروکار داریم که در اینجا  $E$  ممکن است معرف انرژی برانگیختگی  $Y$  باشد.

سطح مقطع دیگری نیز وجود دارد که می‌تواند مورد توجه قرار گیرد و آن سطح مقطع کلی  $\sigma_t$  است. در اینجا برای یک ذره تابشی مشخص  $a$ ، سطح مقطعه‌های واکنش  $\sigma$  را برای تمام ذرات خروجی مختلف و ممکن  $b$ ، بدون توجه به راستای انرژی، با هم جمع می‌کنیم. با این سطح مقطع می‌توانیم بگوییم که احتمال انجام واکنش یک ذره

۱. در مختصات کروی، جزء سطح روی کره مساوی  $r^2 d\Omega$  یا  $r^2 \sin\theta d\theta d\phi$  است لذا داریم  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$

جدول ۱۰۱۱ سطح مقطعی و اکنش

سطح مقطع	نماد	روش	کاربرد ممکن
کلی	$\sigma_i$	تضعیف باریکه	حفاظت گذاری
واکنش	$\sigma$	اندازه گیری روی تمام زوایا و تمام انرژیهای $b$ (تمام حالت های برانگیخته ( $Y$ )	تولید ایزوتوپ پرتو زای $Y$ در یک واکنش هسته ای
جزئی (زاویه ای)	$d\sigma/d\Omega$	مشاهده $b$ در جهت $(\theta, \phi)$ ولی انتگرال گیری روی تمام انرژیها	تشکیل باریکه ذرات $b$ در جهت مشخص (یا پس زنی $Y$ در جهت مشخص)
جزئی (انرژی)	$d\sigma/dE$	عدم مشاهده $b$ و لسی مشاهده برانگیختگی $Y$ که گسیل $\gamma$ را به دنبال دارد.	مطالعه و پاشی حالت های برانگیخته $Y$
جزئی (دو متغیره)	$d^2\sigma/dE_b d\Omega$	مشاهده $b$ در جهت $(\theta, \phi)$ در یک انرژی مشخص	اطلاعات پیرامون حالت های برانگیخته $Y$ با توجه به توزیع زاویه ای $b$

تابشی باهدف به طور کلی چه اندازه است، که در این صورت ذره از باریکه ذرات تابشی حذف خواهد شد. این موضوع را مستقیماً می توان اندازه گیری افت شدت یک باریکه موازی شده در عبور از ضخامت مشخص از ماده هدف تعیین کرد.

هنگامی که واکنش ویژه ای را مورد بحث قرار می دهیم، معنی صحیح واژه سطح مقطع دقیقاً به چیزی وابسته است که اندازه گیری می کنیم. در جدول ۱۰۱۱، اندازه گیریهای مختلف همراه با نحوه انجام آنها و کاربرد نتایج آنها خلاصه شده است. مثلاً گاه بخواهیم ایزوتوپ پرتو زایی را به صورت هسته باقیمانده  $Y$  ایجاد کنیم، راستای گسیل ذره  $b$  و نیز حالت های برانگیخته  $Y$  که ممکن است تولید شوند مطلقاً مورد نظر نیست زیرا این حالتها سریعاً با گسیل  $\gamma$  به حالت پایه  $Y$  واپاشیده می شوند. معمولاً در نوشته های علمی، بین این تعاریف دقیقاً تمایزی قائل نمی شوند و غالباً از آنها به صورت ساده «سطح مقطع» یاد می شود. عموماً با توجه به زمینه ای که مطرح می شود، منظور از سطح مقطع مشخص است و لذا لزومی ندارد که تمایز دقیقی بین آنها در نظر گرفته شود.

## ۵.۱۱ روشهای تجربی

مطالعهٔ يك واکنش هسته‌ای نیاز به بساریکهٔ ذرات، هدف، و دستگاه آشکارسازی دارد. با انواع مختلف شنا بدهنده‌ها (فصل ۱۵ را ببینید) می‌توان بساریکهٔ ذرات باردار را تولید کرد. به کمک رآکتورهای هسته‌ای و نیز بساریکهٔ ثانوی حاصل از شنا بدهنده‌های ذرات باردار نیز می‌توان به بساریکهٔ نوترونی دسترسی یافت، برای انجام طیف‌نمایی دقیق ذرهٔ خروجی  $b$  و هستهٔ باقیماندهٔ  $Y$ ، تهیهٔ بساریکه باید بر اساس ضوابط زیر باشد:

۱. بساریکه باید به شدت کانونی و موازی شده باشد، به طوری که بتوان راستای مرجع دقیقی را برای تعیین  $\theta$  و  $\phi$  در اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای در اختیار داشت.
۲. بساریکه باید انرژی کاملاً معینی داشته باشد، در غیر این صورت، در مشاهدهٔ يك حالت برانگیختهٔ خاص که با استفاده از تعیین  $Q_{ex}$  و  $E_{ex}$  و به کمک معادلهٔ (۵.۱۱) انجام می‌شود، ممکن است با تغییرات  $T_a$  روبه‌رو شویم که به دو یا چند مقدار متفاوت  $E_{ex}$  برای  $T_b$  یکسان منجر می‌شود.
۳. بساریکه باید شدت زیادی داشته باشد، تا بتوان آمار مورد نیاز برای آزمایشهای دقیق را جمع‌آوری کرد.
۴. هر گاه بخواهیم اندازه‌گیریهای زمان‌گیری (نظیر اندازه‌گیری طول عمرهای حالت‌های برانگیختهٔ  $Y$ ) انجام دهیم، بساریکه باید به صورت چپ‌تیز درآید تا برای تشکیل حالت مورد نظر علامت مرجعی در اختیار داشته باشیم. تنها باید در فواصل زمانی حداقل مساوی با تفکیک زمانی دستگاه اندازه‌گیری و ترجیحاً مساوی با همان مرتبهٔ زمانی که قصد اندازه‌گیری آن را داریم، از هم مجزا شده باشند.
۵. در شرایط ایده‌آل، بساریکهٔ شنا بدهنده باید به آسانی قابل‌گزینش باشد تا بتوان انرژی تابشی  $T_a$  یا حتی نوع ذرهٔ تابشی را در یک زمان معقول تغییر داد. نیاز تنظیم دقیق شنا بدهنده‌های بزرگ جدید و تقاضای جریانهای شدید از منابع یونی، عملاً الزام فوق را با مشکلاتی مواجه می‌سازد. معمولاً زمان بساریکهٔ شنا بدهنده‌ها قبلاً برای مدت زمان طولانی (عموماً ۶ ماه تا یک سال) بر نامه‌ریزی شده‌است، بنا بر این آزمایشهای با شرایط بساریکه‌ای مشترک رامی‌توان با هم دسته‌بندی کرد و زمان تنظیم بساریکه را به حداقل رساند.
۶. شدت بساریکهٔ تابشی باید تقریباً ثابت و به آسانی قابل‌اندازه‌گیری باشد، زیرا شناخت آن برای تعیین سطح مقطع لازم است. هر گاه آشکارسازی را از یک محل به محل دیگر تغییر مکان دهیم، باید بدانیم که آیا تغییر آهنگ آشکارسازی ذرهٔ  $b$  از وابستگی زاویه‌ای سطح مقطع جزئی ناشی می‌شود یا اینکه صرفاً از تغییر شدت بساریکهٔ تابشی سرچشمه می‌گیرد.
۷. بر طبق تمایل و تقاضای آزمایش‌کنندگان، بساریکه ممکن است قطبیده باشد (یعنی اسپین ذرات تابشی تماماً در جهت مشخصی همراستا شده باشد) یا ناقطبیده.
۸. بساریکه باید از طریق کانالهای خلأ کامل به ناحیهٔ هدف انتقال یابد تا از تضعیف بساریکه

و نیز تولید محصولات ناخواسته در اثر برخورد با مولکولهای هوا جلوگیری شود.

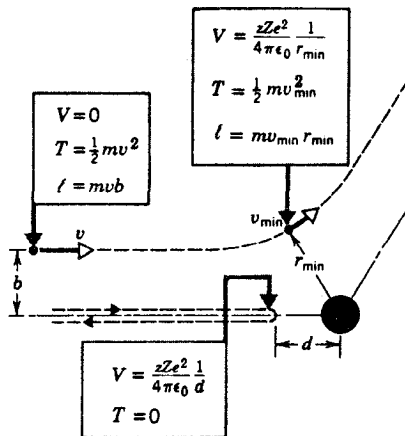
هدفها ممکن است بر طبق اهداف آزمایش بسیار متنوع باشند. هر گاه بخواهم بهره  $\text{يك}$  واکنش (یعنی  $\sigma$  یا  $\sigma_p$ ) را، مثلاً از طریق مشاهده تضعیف باریکه یا واپاشی ایزوتوپ پرتوزای  $\gamma$ ، اندازه گیری کنیم، ممکن است هدف جامد ضخیمی را انتخاب کنیم. چنین هدفی می تواند ذرات خروجی  $b$  را کاهش دهد، پراکنده کند، یا حتی متوقف سازد که در این نوع اندازه گیری اشکالی به وجود نمی آورد، از طرف دیگر، هر گاه بخواهیم ذراتی ( $b$ ) را مشاهده کنیم که تحت تأثیر برهم کنش در هدف قرار نگرفته اند، هدف بسیار نازک مورد نیاز خواهد بود. معمولاً از ورقه های فلزی به عنوان هدف استفاده می شود ولی برای غیر فلزات، از جمله ترکیباتی نظیر اکسیدها، ماده هدف غالباً در پوشش نازکی قرار می گیرد که سهمی درواکنش ندارد و یا روی عبور ذره  $b$  تأثیر نمی گذارد. برای بیشتر کار بردها، هدفهای خیلی نادر (و اغلب گران قیمت) ایزوتوپهای جدا شده به کار می روند.  $\text{يك}$  باریکه قویاً کانونی شده با شدت زیاد (عملاً به قطر چند میلی متر) توان گرمایی قابل ملاحظه ای را به هدف منتقل می کند (جذب  $1 \mu\text{A}$  پروتون  $10 \text{ MeV}$  توانی حدود  $10 \text{ W}$  منتقل می کند) که برای سوزاندن این هدفها کافی است، بنابراین لازم است برای خنک کردن هدف و بیرون کشیدن گرمای تولید شده به وسیله باریکه، راهی پیدا کرد. همانند باریکه، تغییر هدفها نیز باید نسبتاً به آسانی صورت گیرد تا از اتلاف زمان با ارزش باریکه جلوگیری شود. در بعضی موارد ممکن است لازم باشد که اسپین هسته های هدف را قطبیده کنیم.

در آشکارسازی ممکن است از یکی از آشکارسازهای زیر (یا تمام آنها) استفاده شود: آشکارسازهای ذره یا تلسکوپسی به منظور تعیین انرژی و نوع ذرات خروجی، طیف سنجهای مغناطیسی برای تفکیک خوب انرژی (بعضی اوقات لازم است که حالتهای برانگیخته نزدیک به یکدیگر  $\gamma$  را مشخص سازیم)، آشکارسازهای حساس نسبت به مکان ذره (نظیر شمارگرهای تناسبی چندیمی) برای انجام کارهای دقیق مربوط به توزیع زاویه ای، آشکارسازهای پرتو  $\gamma$  برای مشاهده و انگیزختگی حالتهای برانگیخته  $\gamma$  (در هم فرودی با ذره  $b$ )، قطب سنجها جهت اندازه گیری قطبیدگی ذرات  $b$ ، و غیره. از آنجا که درشتابنده های جدید، زمان باریکه از ارزش و اهمیت زیادی برخوردار است، همیشه تأکید می شود که بیشترین مقدار داده ها را در کوتاه ترین زمان ممکن به دست آوریم. از این رو، برنامه هایی که در آنها از چند آشکارساز به طور همزمان استفاده می شود، خیلی متداول اند؛ بدین ترتیب علامتهای زیادی به طور همزمان به آشکارسازها می رسند و توسط کامپیوتر روی خط انبار می شوند تا در آینده و در فرصت کافی با «نمایش مجلد» مورد تجزیه و تحلیل قرار گیرند (غالباً در خلال آزمایش، تمام توجه آزمایش کنندگان متوجه باریکه و آشکارسازهاست و زمان کمتری برای تحلیل داده ها باقی می ماند).

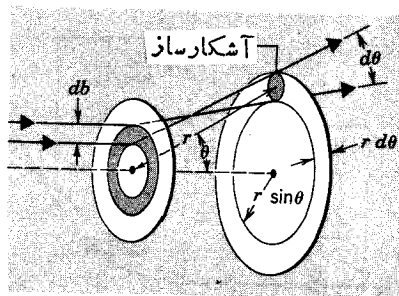
باریکه ذرات باردار می‌توان به مطالعه آن پرداخت. این پراکندگی می‌تواند کشسان یا ناکشسان باشد.

پراکندگی کولنی کشسان پراکندگی رادرفورد نام دارد، زیرا آزمایشهای اولیه پراکندگی ذرات آلفا (۱۹۱۳-۱۹۱۱) در آزمایشگاه رادرفورد انجام شدند. این آزمایشها که نخستین بار توسط گایگر ومارسدن انجام شدند منجر به کشف وجود هسته شدند. در شکل ۷.۱۱ ترتیب هندسی آزمایش پراکندگی نشان داده شده است. همان‌طور که می‌دانیم برای مدارهای نامقید تحت تأثیر نیروی  $1/r^2$ ، ذره پراکنده شده مسیر هذلولی شکلی را دنبال می‌کند (فرض می‌کنیم که هسته هدف، جرم بسیار زیادی دارد و در نتیجه به عنوان مرکز پراکندگی ثابت باقی می‌ماند). درغیاب نیروی دافعه، ذره در امتداد خط مستقیمی که به فاصله  $b$  از هسته قرار دارد به سوی هدف حرکت می‌کند. این فاصله پارامتر برخورد نام دارد.  $\theta$  زاویه پراکندگی است. در فواصل خیلی دور از هسته، ذره فرودی از انرژی پتانسیل کولنی قابل اغماضی برخوردار است. لذا انرژی کل آن را تنها انرژی جنبشی  $T_a = (1/2)mv_0^2$  تشکیل می‌دهد. در فواصل زیاد، تکانه زاویه‌ای آن نسبت به هسته هدف مساوی است با:  $|\mathbf{r} \times m\mathbf{v}| = mv_0 b$ . هنگام عبور از نزدیکی هسته هدف، ذره به کمترین فاصله جدایی  $r_{min}$  می‌رسد (که مقدار آن به  $b$  بستگی دارد) و حداقل مقدار مطلق آن در برخورد شاخ به شاخ ( $b=0$ ) دیده می‌شود. در حالت اخیر ذره فرودی قبل از آنکه حرکت خود را معکوس سازد، به‌طور لحظه‌ای به حال سکون درمی‌آید. در این نقطه انرژی جنبشی اولیه آن به انرژی پتانسیل کولنی تبدیل می‌شود

$$\frac{1}{2} mv_0^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{d} \quad (16.11)$$



شکل ۷.۱۱ مسیر ذره در پراکندگی رادرفورد. کمترین فاصله نزدیک به هسته هدف نیز نشان داده شده است.



شکل ۸.۱۱ ذرات فرودی در حلقه بین  $b$  و  $b + db$  به‌طور یکنواخت روی طوقی به‌پهنای زاویه‌ای  $d\theta$  توزیع می‌شوند. آشکارساز در فاصله  $r$  از ورقه پراکنده قرار دارد.

که در آن  $ze$  بار ذره فرودی و  $Ze$  بار هدف است. فاصله  $d$  کمترین فاصله نزدیکی نام دارد. در نقاط مختلف مسیر، قسمتی از انرژی به‌صورت انرژی جنبشی و قسمتی به‌صورت انرژی پتانسیل است. پایستگی انرژی (برای هر مقدار پارامتر برخورد) رابطه زیر را به‌دست می‌دهد

$$\frac{1}{2} mv_0^2 = \frac{1}{2} mv^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{r} \quad (17.11)$$

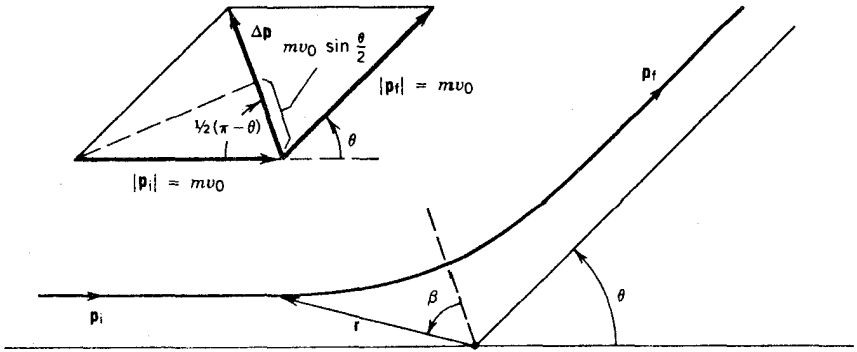
پراکنده‌گی حول محور باریکه دارای تقارن استوانه‌ای است (زیرا نیروی کولنی متقارن است)، و بنا بر این سطح مقطع مستقل از زاویه سمتی  $\phi$  خواهد بود. از این‌رو مطالعه را روی یک حلقه یا طوق (شکل ۸.۱۱) دنبال می‌کنیم. ذرات با پارامتر برخورد بین  $b$  و  $b + db$  در داخل حلقه‌ای تحت‌زاویای بین  $\theta$  و  $\theta + d\theta$  پراکنده می‌شوند. فرض می‌کنیم هدف شامل  $n$  هسته در واحد حجم و به‌قدر کافی نازک است به‌طوری‌که هر نوع «همپوشی» یک هسته توسط هسته دیگر قابل اغماض باشد. هدف را به‌صورت ورقه‌ای به ضخامت  $x$  در نظر می‌گیریم. در این صورت، تعداد هسته‌ها در واحد سطح مساوی  $nx$  خواهد بود و کسر  $df$  از ذرات فرودی که از میان ناحیه حلقه‌ای شکل به مساحت  $2\pi b db$  عبور می‌کند برابر است با

$$df = nx (2\pi b db) \quad (18.11)$$

کسر  $f$  با پارامترهای برخورد کوچکتر از  $b$  مساوی است با

$$f = nx \pi b^2 \quad (19.11)$$

هرگاه ذرات با پارامتر برخورد  $b$  پراکنده شوند تحت‌زاویه  $\theta$  بیرون می‌آیند، لذا معادله (۱۹.۱۱) همچنین کسری را به‌دست می‌دهد که ذرات آن در زاویای بزرگتر از  $\theta$  پراکنده شده‌اند. اما برای ادامه بحث باید از رابطه بین  $b$  و  $\theta$  آگاهی داشته باشیم. (در اینجا



شکل ۹.۱۱ مسیر هذلولی شکل یک ذره پراکنده شده.  $\beta$  و  $r$  مختصات لحظه‌ای هستند. تغییر تکانه برابر  $\Delta p$  است که در راستای خط چین روی نیمساز زاویه  $(\pi - \theta)$  قرار دارد.

فرض می‌کنیم که هر ذره فرودی فقط یکبار پراکنده می‌شود. بحث بیشتر درباره این فرض را بعداً خواهیم دید.

تکانه خطی خالص ذرات پراکنده شده فقط از لحاظ جهت تغییر می‌کند؛ بدین معنی که در فواصل دور از پراکندگی، تکانه خطی ذره ورودی و خروجی هر دو مساوی  $mv_0$  است (این موضوع از این فرض نتیجه می‌شود که هدف به قدری سنگین است که هیچ حرکتی ندارد). تغییر بردار تکانه (شکل ۹.۱۱) برداری به بزرگی زیر است

$$\Delta p = 2mv_0 \sin \frac{\theta}{2} \quad (20.11)$$

که در راستای نیمساز  $\pi - \theta$  قرار دارد. طبق قانون دوم نیوتون  $F = dp/dt$ ، این کمیت با مقدار ضربه خالص نیروی کولنی در همان راستا برابر است

$$\Delta p = \int dp = \int F dt = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dt}{r^2} \cos \beta \quad (21.11)$$

که در آن  $\beta$  زاویه بین نیمساز و بردار لحظه‌ای  $\mathbf{r}$  است که مکان ذره را مشخص می‌سازد. در وضعیت اولیه دور از پراکندگی، که زمان نظیر آن را  $t = 0$  اختیار می‌کنیم، زاویه  $\beta$  برابر  $(\pi/2 - \theta/2)$  - و در وضعیت نهایی ( $t = \infty$ )، زاویه  $\beta$  برابر  $(\pi/2 - \theta/2)$  + است.

سرعت لحظه‌ای  $\mathbf{v}$  را می‌توان بر حسب مؤلفه‌های شعاعی (در امتداد  $\mathbf{r}$ ) و مماسی

نوشت

$$\mathbf{v} = \frac{dr}{dt} \hat{\mathbf{r}} + r \frac{d\beta}{dt} \hat{\boldsymbol{\beta}} \quad (22.11)$$

که در آن  $\hat{r}$  و  $\hat{\beta}$  معروف بردارهای یکه در راستاهای شعاعی و مماسی اند. تنها مؤلفه‌ی مماسی است که در تکانه زاویه‌ای حول هسته سهم دارد

$$l = |m\mathbf{r} \times \mathbf{v}| = mr^2 \frac{d\beta}{dt} \quad (23.11)$$

در فواصل دور از هسته، تکانه زاویه‌ای برابر  $mv_0 b$  است. پایداری تکانه زاویه‌ای رابطه‌ی زیر را به دست می‌دهد

$$mv_0 b = mr^2 \frac{d\beta}{dt}$$

$$\frac{dt}{r^2} = \frac{d\beta}{v_0 b} \quad (24.11)$$

پس از قرار دادن در معادله (۲۱.۱۱) خواهیم داشت

$$\Delta p = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 v_0 b} \int_{-(\pi/2 - \theta/2)}^{+(\pi/2 - \theta/2)} \cos \beta d\beta$$

$$= \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 v_0 b} \cos \frac{\theta}{2} \quad (25.11)$$

ترکیب این نتیجه با معادله (۲۵.۱۱) رابطه‌ی مورد نیاز بین  $b$  و  $\theta$  را به دست می‌دهد

$$b = \frac{d}{\gamma} \cot \frac{\theta}{2} \quad (26.11)$$

که در آن  $d$  کمترین فاصله نزدیکی حاصل از معادله (۱۶.۱۱) است. از ترکیب معادلات (۱۸.۱۱) و (۲۶.۱۱) چنین داریم

$$|df| = \pi n x \frac{d^2}{\gamma} \cot \frac{\theta}{2} \csc^2 \frac{\theta}{2} d\theta \quad (27.11)$$

آهنگ پراکنده‌گی یا تعداد ذراتی که در زاویه‌ی فضایی واحد به حلقه می‌رسند، عبارت است از

$$r(\theta, \phi) = \frac{I_a |df|}{d\Omega / 4\pi} \quad (28.11)$$

که در آن  $I_a$  آهنگ برخورد ذرات فرودی روی هدف است (ولذا  $I_a |df|$  تعداد ذراتی است که با پارامتر برخورد بین  $b$  و  $b + db$  روی آن فرود می‌آیند). با توجه به اینکه در این



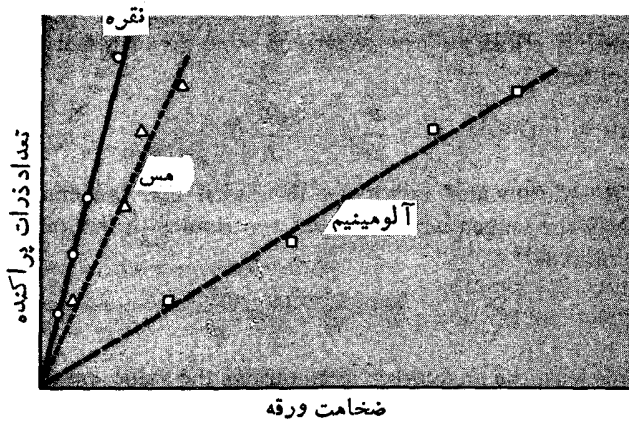
وضعیت هندسی  $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$  است (انتهای گیری  $d\phi d\theta \sin\theta$  روی  $\phi$ ) نتیجه نهایی به صورت زیر به دست می‌آید

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{1}{4T_a}\right)^2 \left(\frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}}\right) \quad (29.11)$$

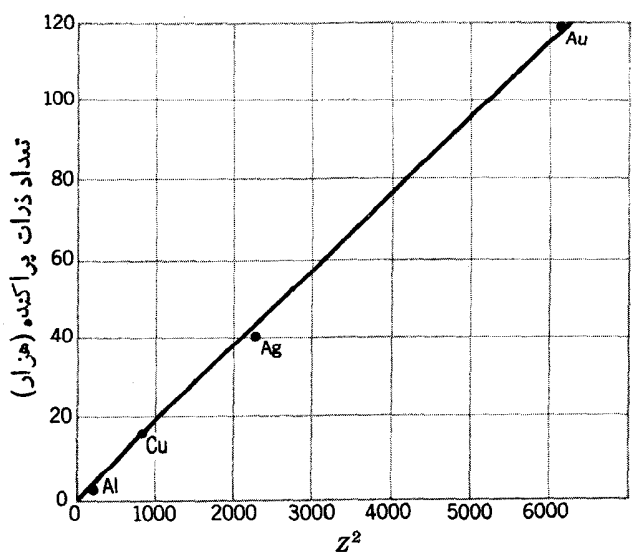
این همان سطح مقطع جزئی پراکندگی رادرفورد است که غالباً سطح مقطع رادرفورد نامیده می‌شود. خصوصاً به وابستگی  $\sin^{-4}(\theta/2)$  که مشخصه این نوع پراکندگی است توجه کنید.

در یک رشته آزمایشهای مشکل و پرحمت، گایگر و ماسردن سه جنبه از فرمول رادرفورد، یعنی وابستگی سطح مقطع به  $Z^2$ ،  $T_a^{-2}$ ، و  $\sin^{-4}(\theta/2)$  را اثبات کردند. شکل (۱۰.۱۱) سازگاری بسیار عالی نتایج آزمایش را با پیش‌بینیهای فرمول نشان می‌دهد. با ارزشترین جنبه آزمایش پراکندگی، و بخشی که منجر به ارائه مفهوم اتم هسته‌ای توسط رادرفورد شد، کسر پراکنده شده در زوایای بزرگ یا زوایای بزرگتر از  $90^\circ$  است. به عنوان مثال، ورقه طلای با ضخامت  $10^{-4} \times 20 \text{ cm}$  را در نظر می‌گیریم که ذرات آلفای با انرژی  $8.0 \text{ MeV}$  روی آن تابیده می‌شوند. از معادله (۲۶.۱۱) معلوم می‌شود که  $b = 14 \text{ fm}$  است، که به کمک آن معادله (۱۹.۱۱) مقدار  $f = 7.5 \times 10^{-5}$  را به دست می‌دهد. این کسر بزرگی از ذرات است که در چنین زوایایی پراکنده می‌شوند و مستلزم وجود هسته‌های متراکم و چگال است که بتوانند به عنوان پراکنده کننده عمل کنند.

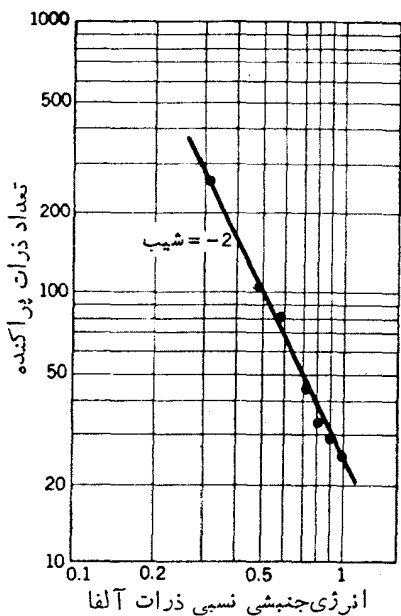
اینک به وضعیت زوایای کوچک توجه کنیم. در ورقه طلای فوق حدود  $12 \times 10^{18}$  هسته در هر سانتی‌متر مربع وجود دارد که از دید ذرات آلفا به معنی وجود فواصل از مرتبه  $200 \times 10^3 \text{ nm}$  فضای عرضی بین هسته‌هاست. این بدان معنی است که حدود  $2/3$  ذرات آلفا از پارامتر برخورد  $200 \times 10^3 \text{ nm}$  یا بزرگتر برخورد دارند. برای چنین پارامتر برخوردی، زاویه پراکندگی برابر  $16^\circ$  است. بنابراین زاویه پراکندگی متوسط از مرتبه  $1^\circ$  یا کمتر است. برای اینکه پراکندگی در زوایای بزرگ دیده شود، یا باید تعداد زیادی پراکندگی در زوایای کوچک وجود داشته باشد، و یا یک پراکندگی منفرد در زاویه بزرگ. البته هرگاه تعداد زیادی پراکندگی جداگانه با ماهیت کاتوره‌ای موجود باشند، پاره‌ای از آنها باعث افزایش زاویه پراکندگی نهایی و برخی موجب کاهش آن می‌شوند. برای مشاهده پراکندگی در زاویه کل حدود میانگین  $N\theta$ ، لازم است در حدود  $N^2$  پراکندگی جداگانه وجود داشته باشد. هرگاه پراکندگی در زاویه ثابت  $\theta$  بزرگتر از  $1^\circ$  را مورد مشاهده قرار دهیم، در صورتی که ضخامت  $x$  ورقه پراکنده تغییر کند، انتظار داریم که احتمال مشاهده ذرات پراکنده شده در پراکندگی چندباره بر حسب  $\sqrt{x}$  تغییر کند، در حالی که در حالت مربوط به پراکندگی منفرد باید بر حسب  $x$  تغییر کند (زیرا با افزایش تعداد هسته‌ها، به طور خطی شانس بیشتری وجود دارد که پراکندگی منفرد با زاویه بزرگ وجود داشته باشد).



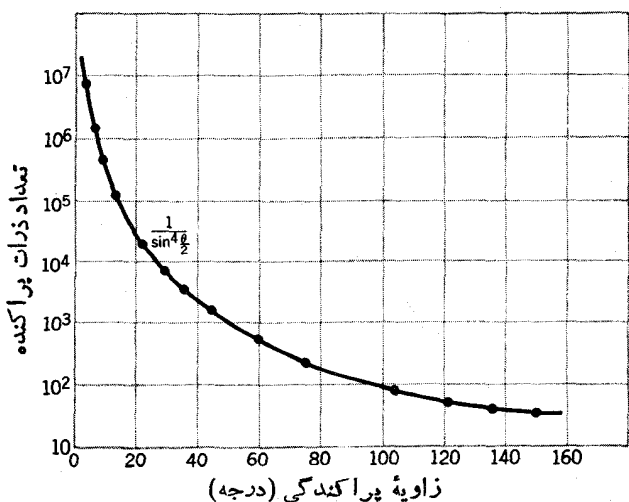
شکل ۱۰.۱۱ (الف) بستگی آهنک پراکنده‌گی به ضخامت ورقه برای سه ورقه پراکنده متفاوت.



شکل ۱۰.۱۱ (ب) بستگی آهنک پراکنده‌گی به چهار هسته‌ای  $Z$  برای ورقه‌های مواد مختلف. نتایج بر حسب  $Z^2$  رسم شده‌اند.



شکل ۱۰.۱۱ (ج) بستگی آهنک پراکنده به انرژی جنبشی ذرات فرودی آلفا در پراکنده‌گی از یک ورقه منفرد. به مقیاس لگاریتم-لگاریتم توجه کنید. شیب ۲- نشان می‌دهد که  $\log N$  متناسب است با  $2 \log T$  یا  $N \propto T^{-2}$ . این نتیجه از فرمول رادرفورد قابل پیش‌بینی است.



شکل ۱۰.۱۱ (د) بستگی آهنک پراکنده به زاویه پراکنده  $\theta$  (با استفاده از ورقه‌طلا). وابستگی  $\sin^{-4}(\theta/2)$  دقیقاً با پیش‌بینی فرمول رادرفورد سازگاری دارد.

شکل ۱۰.۱۱ (الف) تغییر تعداد ذرات پراکنده شده را بر حسب  $\theta$  نشان می‌دهد که رفتار خطی آن کاملاً مشهود است.

بحث ما دربارهٔ پراکندگی رادرفورد کاملاً بر اساس مفاهیم کلاسیکی استوار بوده و هیچ اثر کوانتومی در آن وارد نشده است. بویژه باید توجه داشت که اصل عدم قطعیت هر گونه بحث مبتنی بر مسیرهای ثابت و مدارهای ذره‌ای را با تردید روبه‌رو می‌کند. هر تلاش به منظور تعیین محل یک ذره با پارامتر برخوردی که عدم قطعیت اختیاری کوچکی داشته باشد موجب ظهور عدم قطعیت در تکانهٔ عرضی و از این رو در زاویهٔ پراکندگی می‌شود. در اینجا اشکال تجربی «هدف‌گیری» یک باریکه با پارامتر برخورد ویژه رامورد بحث قرار نمی‌دهیم. گسترهٔ پارامتر برخورد، با توجه به بستگی  $d\sigma/d\Omega$  با  $\theta$ ، خود به خود در نظر گرفته شده است. آنچه را که در اینجا بحث می‌کنیم این است که آیا فرض مسیرهای مشخص باعث بروز خطاهای فاحش در سطح مقطع رادرفورد می‌شود یا نه.

با وجود عدم قطعیت  $\Delta b$  در پارامتر برخورد، عدم قطعیت  $\Delta p$  در تکانهٔ عرضی از مرتبهٔ  $\hbar/\Delta b$  خواهد بود. فقط در صورتی که  $\Delta b \ll b$  و عرضی  $\Delta p \ll p$  باشد، نتیجه‌گیری کلاسیکی بامعنی خواهد بود

$$b\Delta p_{\text{عرضی}} \gg \Delta b \Delta p \gtrsim \hbar$$

$$\frac{b\Delta p_{\text{عرضی}}}{\hbar} \gg 1 \quad (30.11)$$

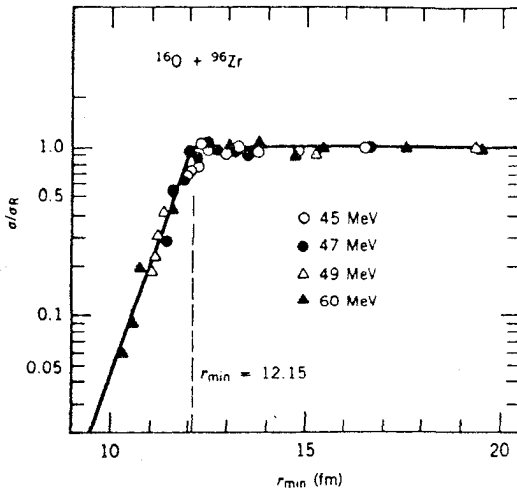
در اینجا دو حالت حدی رادرفوردی می‌گیریم: (۱) پراکندگی  $90^\circ$ ، که برای آن داریم  $b = d/2 = 14 \text{ fm}$  و  $\Delta p_{\text{عرضی}} = mv_0 = 250 \text{ MeV}/c$  که در آن فرض شده است ذرات آلفای  $8 \text{ MeV}$  روی ورقه‌ای از طلا تابیده می‌شوند. برای این حالت، نسبت موجود در معادلهٔ (۳۰.۱۱) در حدود ۱۸ است که به طور معقولی از حد کوانتومی فاصله دارد. (۲) پراکندگی زاویهٔ کوچک ( $\theta \approx 1^\circ$ )، که برای آن داریم  $b = 1600 \text{ fm}$  و  $\Delta p_{\text{عرضی}} \approx mv_0 \tan \theta \approx 4 \text{ MeV}/c$  در اینجا نسبت پیشگفته در حدود ۳۲ است که مجدداً از حد کوانتومی فاصله دارد.

بالاخره آنچه باعث تأیید محاسبهٔ کلاسیکی می‌شود صرفاً ناشی از حسن تصادف در فیزیک کوانتومی است: محاسبهٔ کوانتومی سطح مقطع پراکندگی کولنی به همان نتیجهٔ محاسبهٔ کلاسیکی معادلهٔ (۲۹.۱۱) منجر می‌شود. این موضوع ناشی از ویژگی نیروی  $1/r^2$  است که در آن نتیجهٔ کوانتومی محض شامل هیچ ضربی از  $\hbar$  نیست و لذا «حد کلاسیکی»  $\hbar \rightarrow 0$  نتیجهٔ کوانتومی را بدون تغییر باقی می‌گذارد.

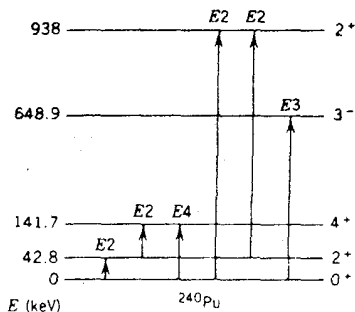
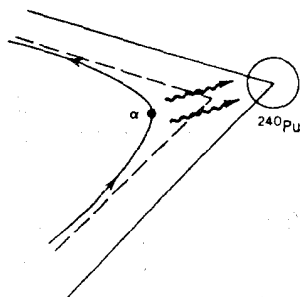
با افزایش انرژی ذرهٔ تابشی سرانجام به نقطه‌ای خواهیم رسید که کمترین فاصلهٔ نزدیکی به حدود شعاع هسته‌ای کاهش می‌یابد و لذا پرتابه و هدف نیروی هسته‌ای یکدیگر را حس می‌کنند. در این نقطه، فرمول رادرفورد که صرفاً بر اساس برهم‌کنشهای کولنی نتیجه شده است، برای محاسبهٔ سطح مقطع با شکست مواجه می‌شود. این موضوع قبلاً در شکل

۱۱.۳ نشان داده شد (در این صورت همان‌طور که در حالت پراکندگی پروتون-پروتون، معادله (۴۳.۴)، مشاهده کردیم، سطح مقطع شامل دو قسمت کولنی و هسته‌ای است). بنابراین همانند آنچه در شکل ۱۱.۱۱ نشان داده شده است، فاصله بین هسته‌ای که در آن فرمول رادرفورد باشکست مواجه می‌شود معیاری از شعاع هسته‌ای است.

تا اینجا تنها پراکندگی کولنی کشسان را در نظر گرفتیم. پراکندگی کولنی ناکشسان را برانگیختگی کولنی می‌نامند. در این حالت، هسته هدف (و شاید هم پرتابه که البته عمومیت ندارد) بر اثر رویارویی در یک حالت برانگیخته قرار می‌گیرد و سپس با گسیل پرتوهای  $\gamma$  به سرعت واپاشیده می‌شود. این فرایند را می‌توان به صورت گسیل و جذب فوتونهای مجازی با محتملترین مد  $E_2$  در نظر گرفت. بدین ترتیب، برای مطالعه اولین حالت‌های برانگیخته  $2^+$  در هسته‌های  $Z$  زوج و  $N$  زوج از این فرایند به‌طور وسیعی استفاده شده است. از آنجا که احتمال جذب فوتون در فرایند  $2^+ \rightarrow 0^+$  با احتمال گسیل فوتون  $0^+ \rightarrow 2^+$  رابطه نزدیک دارد، احتمال برانگیختگی کولنی می‌تواند معیاری از نیمه‌عمر حالت  $2^+$  را به دست دهد. علاوه بر این، از آنجا که زمان دوام حالت  $2^+$  خیلی بیشتر از زمان رویارویی بین هدف و پرتابه است، یک برهم‌کنش مرتبه دوم بین پرتابه و هسته‌های حالت برانگیخته هدف وجود دارد. این برهم‌کنش می‌تواند منشأ متفاوتی داشته باشد، از جمله جذب



شکل ۱۱.۱۱ پراکندگی کشسان  $^{16}\text{O}$  از  $^{96}\text{Zr}$  در انرژیهای تابشی متفاوت. محور افقی کمترین فاصله جدایی  $r_{\min}$  بین پرتابه و هدف را نشان می‌دهد که متناسب با  $b$  و در نتیجه متناسب با  $\theta$  تغییر می‌کند. محور عمودی سطح مقطع را بر حسب سطح مقطع محاسبه شده رادرفورد نشان می‌دهد. اثرات پراکندگی هسته‌ای در فواصل کمتر از  $12.15 \text{ fm}$  ظاهر می‌شوند که متناظر با  $R_0 = 1.7 \text{ fm}$  و به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای بزرگتر از شعاع متوسط  $1.25 \text{ fm}$  است. اما با «ضخامت پوست» حدود  $0.5 \text{ fm}$  که اجازه می‌دهد دو توزیع هسته‌ای در این فواصل بزرگتر برهم‌نهی کنند سازگاری دارد.



شکل ۱۲.۱۱ پراکندگی کولنی ناکشسان (پرانگیختگی کولنی). پرتا به از طریق برهم کنش کولنی با هدف انرژی مبادله می‌کند (فوتونهای مبادله شده به صورت خطوط موجدار در شکل نشان داده شده‌اند) و هدف  $^{240}\text{Pu}$  که در آغاز در حالت پایه خود قرار دارد می‌تواند به یکی از حالت‌های پراکنجسته رانده شود. چندممد مختلف پراکنجستگی، از جمله فرایندهای دومرحله‌ای، نشان داده شده‌اند. طیف ذرات آلفایی که به طور ناکشسان پراکنده شده‌اند نشان می‌دهد کدامیک از حالت‌های پراکنجسته  $^{240}\text{Pu}$  پراکنجسته شده‌اند.

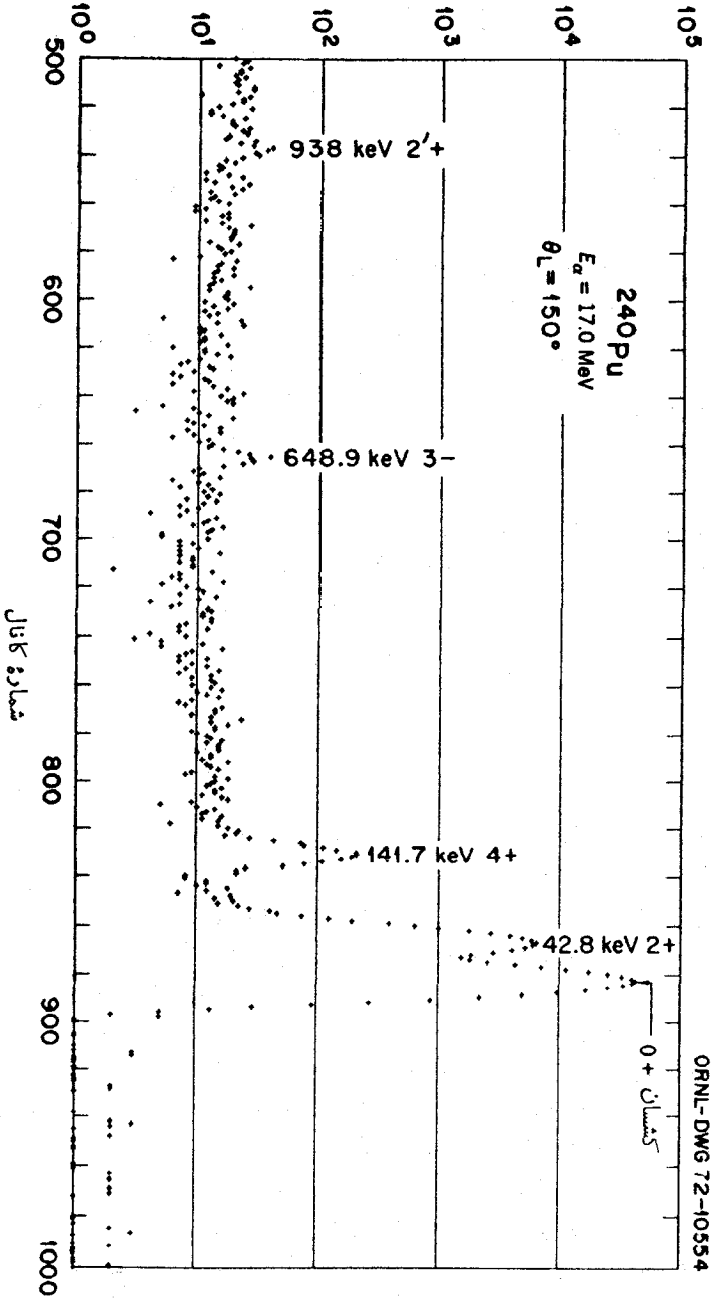
فوتون که موجب گذار به طرف بالای  $4^+ \rightarrow 2^+$  می‌شود و تغییر تراکم حالت  $m$  تراز  $2^+$  در اثر برهم کنش گشتاور چارقطبی آن با گرادیان میدان الکتریکی پسترتا به متحرک. شکل ۱۲.۱۱ چند نمونه از نتایج پراکندگی کولنی ناکشسان را نشان می‌دهد. انرژی کاهش یافته ذرات آشکار شده دقیقاً با انرژی که به طور همزمان در گسیل پرتو  $\gamma$  از حالت‌های پراکنجسته مشاهده می‌شود سازگاری دارد.

### ۷.۱۱ پراکندگی هسته‌ای

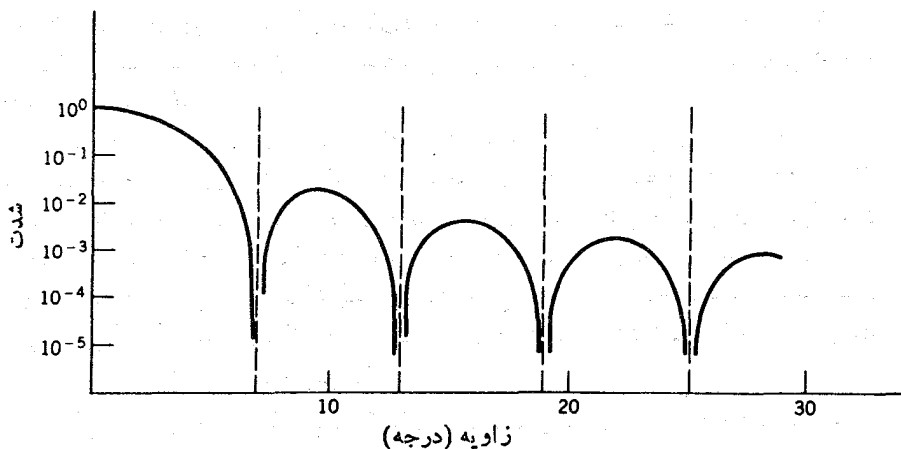
پراکندگی هسته‌ای کشسان ذرات با مسئله معروف پراش نور توسط قرص کدر در اپتیک تشابه زیادی دارد. (شکل‌های ۳.۴ و ۱۳.۱۱). در حالت اپتیکی، پراش در لبه تیز قرص منجر به یک رشته کمینه‌ها و بیشینه‌ها می‌شود. اولین کمینه در زاویه  $\theta \sim \lambda/R$  تشکیل می‌شود و کمینه‌های بعدی به فواصل تقریباً (ولسی نه کاملاً) مساوی از هم قرار می‌گیرند، و شدت بیشینه‌های بینابینی به تدریج به طور قابل توجهی کاهش می‌یابد.

هسته یک مرکز جذب بسیار قوی برای نوکلئونهاست و بنا بر این مقایسه آن را با قرص کدر باید کاملاً معتبر دانست. برای ذرات باردار، لازم است تداخل بین پراکندگی هسته‌ای و کولنی را مورد نظر قرار دهیم، شکل ۹.۴ و معادله (۴.۳.۴). همان‌طور که در شکل ۱۱.۱۱ نشان داده شده است، همین اثر است که به انحراف سطح مقطع‌های پراکندگی از فرمول رادرفورد منجر می‌شود. هرگاه بخواهیم پراکندگی کشسان نوکلئونها را در شکل نقش «پراش گونه» مشاهده کنیم، باید اثرات پراکندگی رادرفورد را حذف کنیم که می‌تواند به دو طریق صورت گیرد. راه اول آن است که از نوترونهای بدون بار به عنوان ذره پراکنده شونده استفاده شود. شکل ۱۴.۱۱ مثالی از پراکندگی کشسان نوترون را نشان می‌دهد.

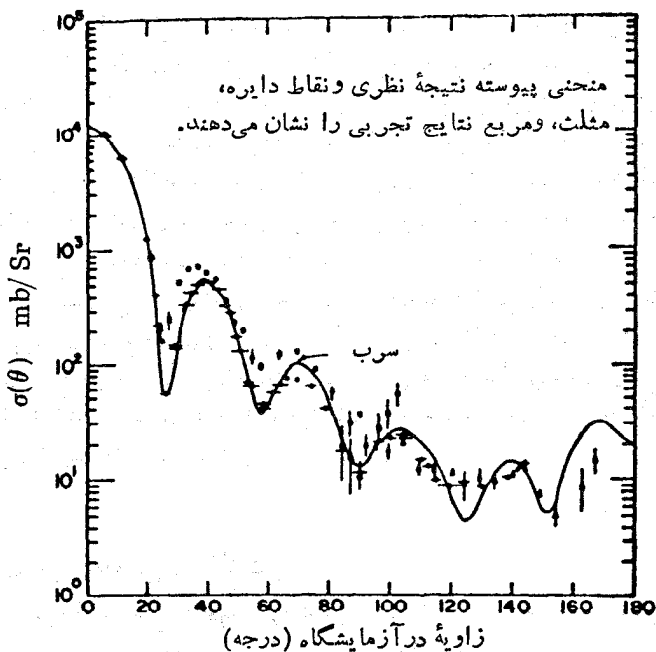
شمارش هر کانال



شکل ۱۳-۱۱ (ادامه)



شکل ۱۳.۱۱ نقش پراش حاصل از نور تابیده شده به یک روزنه دایره‌ای. یک قرص دایره‌ای نیز نقش مشابهی را نتیجه می‌دهد. شدت کمینه‌ها به صفر می‌رسد. این منحنی برای طول موج مساوی با ده برابر قطر روزنه یا قرص ترسیم شده است.



شکل ۱۴.۱۱ پراکندگی کشسان نوترونهای ۱۴ MeV توسط Pb.



يك اختلاف خاص بين پراکندگی هسته‌ای و پراش اپتیکی آن است که کمینه‌ها به‌صفر سقوط نمی‌کنند. این موضوع نتیجه مستقیم پخش بودن سطح هسته‌ای است (یعنی هسته‌ها فاقد لبه‌های تیزند).

در مورد ذرات باردار، به‌منظور کاهش اثر داخل یا پراکندگی کولنی، لازم است از دو طریق اقدام شود: در انرژی بالاتر کار کنیم به طوری که سطح مقطع رادرفورد کوچک باشد و پرتابه به‌آسانی بتواند در هسته نفوذ کرده و برهم کنش هسته‌ای را حس کند، و همچنین آزمایش را در زوایای بزرگتر انجام دهیم که در آن هم سطح مقطع رادرفورد کوچک است و پارامتر برخورد کوچک نیز کم می‌کند تا نفوذ ذره در هسته تضمین شود. مثالی از پراکندگی کشسان نوکلئون در شکل ۱۵.۱۱ نشان داده شده است، که در آن اثرات «پراش گون» به‌وضوح دیده می‌شود.

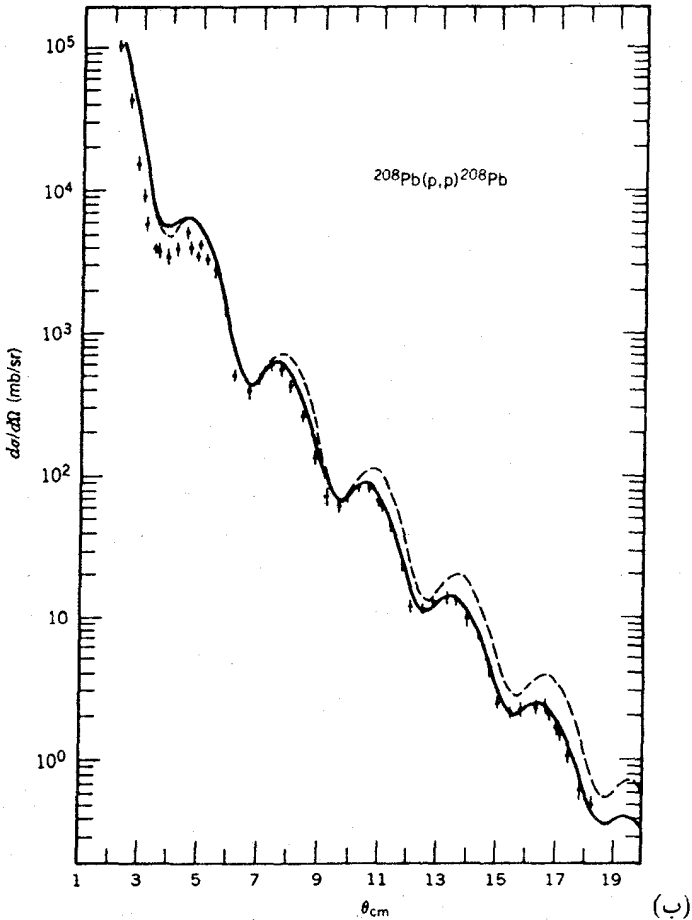
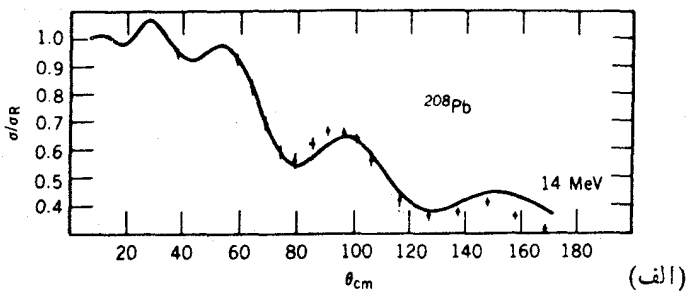
یکی از نتایج مطالعات پراکندگی کشسان نوکلئون تعیین شعاع هسته‌ای است. با آنکه مقدار شعاع هسته‌ای می‌تواند به طریقی به‌مدل پتانسیل به‌کاررفته جهت تحلیل پراکندگی وابسته باشد (نظیر چاه مربعی بحث شده در فصل ۴)، نتایج عموماً همانند مطالعات دیگر به‌صورت  $R = R_0 A^{1/3}$  به‌دست می‌آید که در آن  $R_0 = 1.25 \text{ fm}$  است. در بخش ۹.۱۱ تأثیر این آزمایشها را روی اطلاعات مربوط به پتانسیل به‌تفصیل مورد بحث قرار خواهیم داد.

پراکندگی هسته‌ای ناکشسان، مثل پراکندگی کولنی ناکشسان، هنگامی نتیجه می‌شود که هسته هدف از پرتابه انرژی بگیرد و به‌حالت‌های برانگیخته برود. (ممکن است پرتابه‌ها نیز در حالت‌های برانگیخته قرار گیرند، که در اینجا از این اثر چشمپوشی می‌کنیم.) هرگاه توزیع انرژی پرتابه‌های پراکنده‌شده رادرفوردی ثابت اندازه‌گیری کنیم. قله کشسان منفردی را مشاهده خواهیم کرد که پرتابه پراکنده‌شده با بالاترین انرژی را نشان می‌دهد. هر قله ناکشسان به‌حالت برانگیخته ویژه‌ای از هسته هدف مربوط می‌شود. شکل ۱۴.۱۱ نمونه‌ای از پراکندگی هسته‌ای ناکشسان بوده و مثال دیگر در بخش ۱۱.۱۱ بحث شده است. از بررسی وضعیت قله‌های ناکشسان می‌توان به‌انرژی حالت برانگیخته آگاهی یافت. به‌کمک ارتفاع نسبی آنها نیز می‌توان سطح مقطعی نسبی برانگیختگی هر حالت را مطالعه کرد، که همچنین اطلاعاتی از تابع موج حالت برانگیخته به‌دست می‌دهد. ضمناً می‌توان توزیع زاویه‌ای پرتابه‌های پراکنده‌شده را برای هر حالت برانگیخته اندازه‌گیری کرد و از آن اطلاعاتی درباره اسپین و پاریتت حالت‌های برانگیخته به‌دست آورد.

## ۸.۱۱ سطح مقطعی پراکندگی و واکنش

در این بخش پاره‌ای از جزئیات سطح مقطعی واکنش را کاملتر از آنچه قبلاً در بخش ۲.۴ بحث کردیم، مورد بررسی قرار می‌دهیم. قبل از مطالعه این بخش بهتر است که مطالب آنرا مجدداً مرور کنید.

محور  $z$  را در راستای باریکه تابشی در نظر می‌گیریم و فرض می‌کنیم که باریکه را



شکل ۱۵-۱۱ پراکندگی کسسان پروتونها بر اثر  $^{208}\text{Pb}$  (الف) در انرژی پایین (۱۴ MeV)، رفتار پراش گونه فقط در زوایای بزرگ (بالتر از  $60^\circ$ ) روی می‌دهد. در این زوایا پراکندگی هسته‌ای صورت می‌گیرد، زیرا کمترین فاصله بین پرتابه و هدف (۱۲٫۶ fm) در  $60^\circ$  که از فرمول رادرفورد به دست می‌آید) با فاصله بین هسته‌ای مناسب برای پرتابه‌های هسته‌ای (۱۱٫۱۱ fm) سازگاری دارد. مقدار اخیر با استفاده از  $R_0 = 1.7 \text{ fm}$  محاسبه شده است (شکل ۱۱-۱۱). این شکل را با شکل مربوط به پراکندگی نوترون یا همین انرژی (شکل ۱۴-۱۱) مقایسه کنید. (ب) در انرژی تابشی  $1050 \text{ MeV}$  سد کولنی به آسانی نفوذپذیر است و اثرات پراش در زوایای کوچک هم قابل مشاهده اند.

بتوان با موج تخت  $e^{ikz}$  و بانگانه  $p = \hbar k$  نشان داد. ذرات خروجی با امواج کروی نمایش داده می‌شوند، و بنابراین اگر موج تخت تابشی را به صورت برهم‌نهی از امواج کروی در نظر بگیریم، انجام مطالعه آسانتر خواهد شد

$$\psi_{\text{inc}} = Ae^{ikz} = A \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) j_l(kr) P_l(\cos \theta) \quad (31.11)$$

$A$  ثابت بهنجارش است که به‌طور مناسب اختیار می‌شود. توابع شعاعی  $j_l(kr)$  توابع بسل کروی اند که قبلاً در جدول ۳.۲ داده شده‌اند. این توابع جوابهای قسمت شعاعی معادله شرودینگر، معادله (۶۰.۲)، در ناحیه‌ای دور از هدف است که در آن پتانسیل هسته‌ای حذف می‌شود. توابع زاویه‌ای  $P_l(\cos \theta)$  چند جمله‌ایهای لژاندر هستند

$$P_0(\cos \theta) = 1$$

$$P_1(\cos \theta) = \cos \theta \quad (32.11)$$

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

این بسط موج تابشی (وسر انجام، موج پراکنده شده) بسط موج جزئی نام دارد و هر موج جزئی به تکانه زاویه‌ای ویژه  $l$  مربوط می‌شود. این عمل تنها هنگامی معتبر است که پتانسیل هسته‌ای به صورت مرکزی فرض شود. آنچه این روش را مفید می‌سازد آن است که اغلب کفایت می‌کند اثر پتانسیل هسته‌ای را تنها روی تعدادی از امواج جزئی بسایمتر (نظیر  $l=0$  یا موج  $s$  پراکنده‌گی نوکلئون-نوکلئون که در فصل ۴ بحث شد) در نظر بگیریم. هرگاه ذرات با تکانه  $p$  با پارامتر برخورد  $b$  برهم‌کنش کنند، در این صورت تکانه زاویه‌ای نسبی (نیمه کلاسیکی) عبارت است از

$$l\hbar = pb$$

یا

$$b = l \frac{\hbar}{p} = l \frac{\lambda}{2\pi} = l\lambda \quad (33.11)$$

که  $\lambda = \lambda / 2\pi$  طول موج کاهیده دوبروی است، و ضمناً  $\lambda = \hbar^{-1}$ . بر طبق مکانیک کوانتومی،  $l$  فقط بر حسب واحدهای درست قابل تعریف است و لذا بر آورد نیمه کلاسیکی را باید تا حدودی مورد تجدید نظر قرار داد. یعنی ذراتی که تکانه‌های زاویه‌ای (نیمه کلاسیکی) آنها بین  $0 \leq l \leq \hbar$  است با پارامترهای برخورد بین  $0 \leq b \leq \lambda$  و از این رو در عمل روی ناحیه‌ای به مساحت (سطح مقطع) حداکثر  $\pi \lambda^2$ ، برهم‌کنش می‌کنند. وقتی که  $\hbar \leq l \leq 2\hbar$  باشد، سطح مقطع حلقه‌ای به شعاع داخلی  $\lambda$  و شعاع خارجی  $2\lambda$  است که

مساحت آن برابر  $3\pi\lambda^2$  می شود. بنا براین می توان ناحیه برهم کنش را به تعدادی منطقه تقسیم کرد که هر کدام از آنها متناظر با تکانه زاویه ای ویژه  $l$  و مساحت  $\pi[(l+1)\lambda]^2 - \pi(l\lambda)^2 = (2l+1)\pi\lambda^2$  برای پراکندگی هسته ای می توان بیشینه پارامتر برخورد را حدود  $R = R_1 + R_2$  (حاصل جمع شعاعهای هسته های تابشی و هدف) تخمین زد، و لذا بیشینه مقدار  $l$  احتمالاً در  $R/\lambda$  روی می دهد و سطح مقطع کلی به صورت زیر به دست می آید

$$\sigma = \sum_{l=0}^{R/\lambda} (2l+1)\pi\lambda^2 = \pi(R+\lambda)^2 \quad (34.11)$$

که بر اوردی معقول است، زیرا نه فقط فاصله برهم کنش  $R$  را در بر دارد بلکه اجازه می دهد خصوصیت موجی ذره تابشی در فاصله ای در مرتبه  $\lambda$  گسترش یابد و شعاع برهم کنش مؤثر را به  $(R+\lambda)$  افزایش دهد. بعداً خواهیم دید که چگونه می توان با محاسبه درست این تخمین را اصلاح کرد.

هنگامی که موج دوراز هسته است،  $j_l(kr)$  بسط ساده زیر را دارد

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

$$= i \frac{e^{-i(kr - l\pi/2)} - e^{+i(kr - l\pi/2)}}{2kr} \quad (35.11)$$

به طوری که داریم

$$\psi_{inc} = \frac{A}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} i^{l+1} (2l+1) [e^{-i(kr - l\pi/2)} - e^{+i(kr - l\pi/2)}] P_l(\cos\theta) \quad (36.11)$$

جمله اول گروه با مؤلفه  $e^{-ikr}$  معرف موج کروی فرودی است که روی هدف همگرا می شود، در حالی که جمله دوم با مؤلفه  $e^{+ikr}$  معرف موج کروی خروجی است که از هسته هدف بیرون می آید. البته برهم نهی این دو موج، موج تخت را به دست می دهد.

پراکندگی فقط می تواند روی موج خروجی تأثیر بگذارد. این تأثیر ممکن است به دو صورت باشد. از طریق تغییر فاز (همانند تغییر فاز بحث شده در فصل ۴) و از طریق تغییر دامنه. تغییر دامنه بدان معنی است که نسبت به ذرات فرودی، تعداد ذرات کمتری خارج می شوند و لذا در تعداد خالص ذرات اتلافی ظاهر می شود. با این حال، باید به خاطر داشت که تابع موج فقط معرف ذراتی است که تکانه شان برابر  $\hbar k$  است. هر گاه پراکندگی ناکشسان باشد (یا واکنش هسته ای دیگری صورت گیرد)، ممکن است انرژی (یا حتی هویت) ذره خروجی تغییر کند. بنا بر این تعجب آور نخواهد بود که بر اثر پراکندگی ناکشسان تعداد کمتری ذره در جمله  $e^{ikr}$  وجود داشته باشند. این طور مرسوم است که مجموعه خاصی از شرایط

(غیر از راستای حرکت) ذرهٔ خروجی هستهٔ باقیمانده را کانال واکنش می‌نامند. بنا بر این ممکن است واکنش از طریق کانال کشسان یا از طریق یکی از چند کانال ناکشسان صورت گیرد. هرگاه تکانهٔ زاویه‌ای یا انرژی کافی وجود نداشته باشد ممکن است پاره‌ای از کانالها برای ذرات برهم‌کنشی بسته باشد و دسترسی به یک پیکر بندی نهایی ویژه غیر قابل حصول شود.

تغییرات موج جزئی خروجی  $M$  را با استفاده از ضریب مختلط  $\eta_l$  در جملهٔ خروجی ( $e^{ikr}$ ) معادلهٔ (۳۶.۱۱) به حساب می‌آوریم

$$\psi = \frac{A}{\sqrt{kr}} \sum_{l=0}^{\infty} i^{l+1/2} (\nu l + 1) [e^{-i(kr - l\pi/2)} - \eta_l e^{+i(kr - l\pi/2)}] P_l(\cos \theta) \quad (37.11)$$

این موج معرف برهم‌نهی امواج تابشی و پراکنده شده است،  $\psi = \psi_{inc} + \psi_{sc}$ ، یعنی دقیقاً همان است که در معادلهٔ (۲۳.۴) دیدیم. برای یافتن خود موج پراکنده شده، معادلهٔ (۳۷.۱۱) را از معادلهٔ (۳۶.۱۱) کم می‌کنیم

$$\begin{aligned} \psi_{sc} &= \frac{A}{\sqrt{kr}} \sum_{l=0}^{\infty} i^{l+1/2} (\nu l + 1) (1 - \eta_l) e^{i(kr - l\pi/2)} P_l(\cos \theta) \\ &= \frac{A}{\sqrt{k}} \frac{e^{ikr}}{r} \sum_{l=0}^{\infty} (\nu l + 1) i (1 - \eta_l) P_l(\cos \theta) \end{aligned} \quad (38.11)$$

از آنجا که تنها اجزایی از  $\psi_{sc}$  را به حساب آوردیم که عدد موج  $k$  در آنها مساوی موج تابشی است، رابطهٔ فوق فقط معرف پراکندگی کشسان خواهد بود. اینک همانند آنچه در معادلهٔ (۲۴.۴) انجام دادیم، چگالی جریان پراکنده شده را به دست می‌آوریم

$$j_{sc} = \frac{\hbar}{2mi} \left( \psi_{sc}^* \frac{\partial \psi_{sc}}{\partial r} - \frac{\partial \psi_{sc}^*}{\partial r} \psi_{sc} \right) \quad (39.11)$$

$$= |A|^2 \frac{\hbar}{\sqrt{mkr}^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (\nu l + 1) i (1 - \eta_l) P_l(\cos \theta) \right|^2 \quad (40.11)$$

جریان تابشی مثل معادلهٔ (۲۶.۴) است

$$j_{inc} = \frac{\hbar k}{m} |A|^2 \quad (41.11)$$

و با توجه به معادلهٔ (۲۷.۴)، برای سطح مقطع جزئی خواهیم داشت

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\sqrt{k}^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (\nu l + 1) i (1 - \eta_l) P_l(\cos \theta) \right|^2 \quad (42.11)$$

برای تعیین سطح مقطع کلی به انتگرال چند جمله‌ای لواندر نیاز داریم

$$\int P_l(\cos \theta) P_{l'}(\cos \theta) \sin \theta d\theta d\phi = \frac{4\pi}{2l+1} \quad \begin{matrix} l=l' \\ (43.11) \end{matrix}$$

$$= 0 \quad \begin{matrix} l \neq l' \end{matrix}$$

بنابراین خواهیم داشت

$$\sigma_{sc} = \sum_{l=0}^{\infty} \pi \lambda^2 (2l+1) |1 - \eta_l|^2 \quad (44.11)$$

هرگاه پراکندگی کشسان تنها فسر ایند قابل تحقق باشد، در این صورت  $|\eta_l| = 1$  و به طور قراردادی می‌توان نوشت  $\eta_l = e^{i\delta_l}$  که اختلاف فاز جزئی  $l$  است. برای این حالت داریم  $|1 - \eta_l|^2 = 4 \sin^2 \delta_l$

$$\sigma_{sc} = \sum_{l=0}^{\infty} 4\pi \lambda^2 (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (45.11)$$

که برای  $l=0$  مستقیماً به معادله (۳۰.۴) تبدیل می‌شود.

هرگاه علاوه بر پراکندگی کشسان فرایندهای دیگری (پراکندگی ناکشسان یا واکنشهای دیگر) نیز موجود باشند، در این صورت معادله (۴۵.۱۱) معتبر نخواهد بود، زیرا  $|\eta_l| < 1$ . تمام این فرایندها را با هم تحت اصطلاح سطح مقطع واکنش  $\sigma_r$  رده بندی می‌کنیم، که در آن مقصود از «واکنش» تمام فرایندهای هسته‌ای غیر از پراکندگی کشسان است. برای تعیین این سطح مقطع، باید معادله (۳۷.۱۱) را بر آورد کنیم تا آهنگ «محو شدن» ذرات از کانال با عدد موج  $k$  را به دست آوریم. یعنی اختلاف بین جریان تابشی و جریان خروجی را به ترتیب با استفاده از جمله اول و دوم معادله (۳۷.۱۱) به دست می‌آوریم

$$|j_{in}| - |j_{out}| = \frac{|A^2| \hbar}{4\pi m k r^2} \left\{ \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^{l+1} e^{il\pi/x} P_l(\cos \theta) \right|^2 - \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^{l+1} \eta_l e^{-il\pi/x} P_l(\cos \theta) \right|^2 \right\} \quad (46.11)$$

و سطح مقطع واکنش به صورت زیر درمی‌آید

$$\sigma_r = \sum_{l=0}^{\infty} \pi \lambda^2 (2l+1) (1 - |\eta_l|^2) \quad (47.11)$$

سطح مقطع کلی که شامل تمام فرایندهاست، به صورت زیر است

$$\begin{aligned}\sigma_t &= \sigma_{sc} + \sigma_r \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} 2\pi \lambda^2 (\nu l + 1) (1 - \operatorname{Re} \eta_l)\end{aligned}\quad (48.11)$$

در کاربرد این نتایج باید به نکات زیر توجه داشت:

۱. ممکن است پراکندگی کشسان در غیاب فرایندهای دیگر مطرح شود، یعنی  $|\eta_l| = 1$  و در این صورت معادله (۴۷.۱۱) حذف می‌شود. با این حال، تصور واکنش‌های دیگر در غیاب پراکندگی کشسان ممکن نیست. یعنی هر انتخابی از  $\eta_l$  که در آن برای یک تابع جزئی معین  $\sigma_r \neq 0$  باشد، سطح مقطع  $\sigma_{sc}$  برای آن موج جزئی مقداری غیر صفر خواهد داشت. با مراجعه به مدل پراش مربوط به پراکندگی در نظر گرفته شده در بخش ۷.۱۱ می‌توان این مسئله را درک کرد. هرگاه ذرات را از باریکه تابشی حذف کنیم، «سایه‌ای» در پشت سر هدف تشکیل خواهد شد که ذرات تابشی در داخل سایه پراشیده می‌شوند.

۲. برای یک «قرص سیاه» جذب‌کننده، همانند معادله (۳۴.۱۱)، تمام امواج جزئی تا  $l = R/\lambda$  کاملاً جذب می‌شوند (برای جذب کامل  $\eta_l = 0$ ) و امواج  $l > R/\lambda$  دست نخورده باقی می‌مانند ( $\eta_l = 1$ ). در این صورت داریم

$$\sigma_{sc} = \pi(R + \lambda)^2 \quad (49.11)$$

و

$$\sigma_r = \pi(R + \lambda)^2 \quad (50.11)$$

در نتیجه

$$\sigma_t = 2\pi(R + \lambda)^2 \quad (51.11)$$

یعنی سطح مقطع کلی دو برابر مساحت ناحیه هندسی است! تعبیر این اثر غیر کلاسیکی را نیز می‌توان در ناحیه «سایه» به دست آورد. هسته هدف نمی‌تواند صرفاً جذب‌کننده باشد و سایه تیزی تشکیل دهد، بلکه باید در داخل ناحیه سایه نیز نقش پراش به وجود آورد.

طرز استفاده این نتایج در مطالعه ساختار هسته‌ای مشابه همان روشی است که در بخش ۴ برای پراکندگی نوکلئون-نوکلئون به کار برده شد. بدین معنی که برای پتانسیل هسته‌ای شکلی را در نظر می‌گیریم و معادله شرودینگر را در داخل ناحیه برهم‌کنش  $0 \leq r \leq R$  حل می‌کنیم، و شرایط مرزی را در سطح هسته مورد استفاده قرار می‌دهیم. به این ترتیب، قادر خواهیم بود  $\eta_l$  را محاسبه کنیم و از مقایسه با مقادیر تجربی  $\sigma_{sc}$  و  $\sigma_r$  متوجه شویم که آیا شکل انتخابی پتانسیل معقول بوده است یا خیر. در عمل این کار، جز برای کانال کشسان، برای کانالهای دیگر بسیار مشکل خواهد بود زیرا تمام کانالهای ناکشسان و واکنش‌های

درهم ادغام می‌شوند و دستگاه معادلات پیچیده‌ای را به وجود می‌آورند. در بخش ۹.۱۱ روش مخصوصی را که مدل اپتیکی نامیده می‌شود، برای پراکندگی کشسان مورد بحث قرار می‌دهیم.

### ۹.۱۱ مدل اپتیکی

مدل ساده‌ای که به طور کلی برای توضیح پراکندگی کشسان در حضور اثرات جذبی هسته به کار می‌رود، مدل اپتیکی است. علت این نامگذاری آن است که این محاسبه شباهت زیادی به محاسبهٔ مربوط به نور تابیده شده بر کرهٔ شیشه‌ای تاحدی کدر دارد (این مدل به نام «مدل گوی بلوری کدر» نیز معروف است).

در این مدل، پراکندگی به صورت پتانسیل مختلط  $U(r)$  نمایش داده می‌شود

$$U(r) = V(r) + iW(r) \quad (52.11)$$

توابع حقیقی  $V$  و  $W$  طوری انتخاب می‌شوند که وابستگی شعاعی پتانسیل به طور مناسبی در نظر گرفته شود. قسمت حقیقی،  $V(r)$ ، پاسخگوی پراکندگی کشسان است و برهم کنش هسته‌ای معمولی بین هدف و پرتابه را توضیح می‌دهد و بنا بر این ممکن است خیلی شبیه به پتانسیل مدل پوسته‌ای باشد. قسمت موهومی،  $W(r)$ ، پاسخگوی جذب هسته است. با در نظر گرفتن یک شکل چاه مر بعی برای  $U(r)$  می‌توان این موضوع را نشان داد

$$\begin{aligned} U(r) &= -V_0 - iW_0, & r < R \\ &= 0, & r > R \end{aligned} \quad (53.11)$$

موج پراکنده شدهٔ خروجی را به شکل  $e^{ikr}/r$  اختیار می‌کنیم و از حل معادلهٔ شرودینگر برای این پتانسیل به روش متداول به دست می‌آوریم  $k = \sqrt{2m(E + V_0 + iW_0)}/\hbar$ . لذا عدد موج  $k$  مختلط است،  $k = k_r + ik_i$ ، که در آن  $k_r$  و  $k_i$  به ترتیب قسمت‌های حقیقی و موهومی اند. رفتار تابع موج به شکل  $e^{-k_i r} \cdot e^{ik_r r}/r$  است، و چگالی احتمال شعاعی متناسب با  $e^{-2k_i r}$  است. بنا بر این موج، هنگام عبور از هسته، به صورت نمایی تضعیف می‌شود. [انتخاب  $W_0 > 0$  در معادلهٔ (۵۳.۱۱) باعث افت شدت می‌شود نه افزایش آن.] هرگاه فرض کنیم که جذب نسبتاً ضعیف است (یعنی  $W_0$  در مقایسه با  $E + V_0$  کوچک باشد)، در این صورت می‌توانیم قضیهٔ دو جمله‌ای را برای بسط عبارت  $k$  به کار ببریم

$$k \cong \sqrt{\frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2}} + \frac{iW_0}{2} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \left( \frac{1}{E + V_0} \right)} \quad (54.11)$$

عمق پتانسیل مدل پوسته‌ای معمول  $V_0$  در حدود  $40 \text{ MeV}$  است، و برای یک پرتابهٔ نوعی با انرژی پایین می‌توانیم بنویسیم  $E = 10 \text{ MeV}$ . مسافتی که در آن شدت به نسبت  $e^{-1}$



تضعیف می‌شود (یک نوع مسافت آزاد متوسط) عبارت است از

$$d = \frac{1}{\gamma k_i} = \frac{1}{W_0} \sqrt{\frac{\hbar^2(E+V_0)}{2m}} \quad (55.11)$$

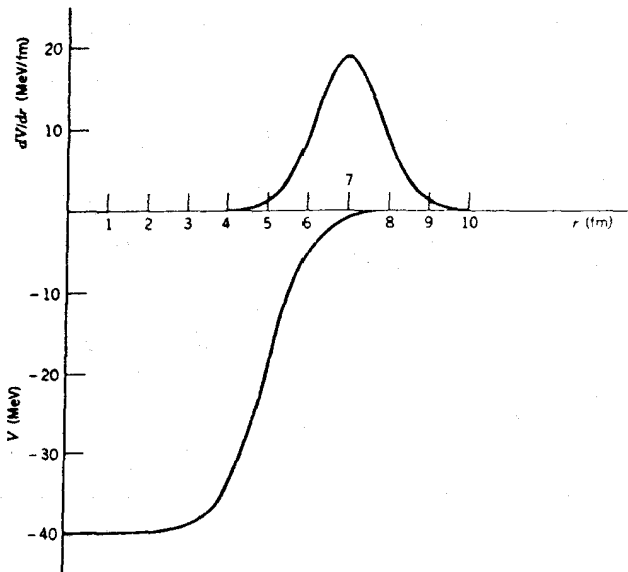
هرگاه این مسافت حداکثر از مرتبه شعاع هسته‌ای (مثلاً ۳ fm) باشد، در این صورت  $W_0 \approx 11 \text{ MeV}$  خواهد شد. بنا بر این برای حالت معمولی که در آن جذب نسبتاً ضعیفتر از پراکندگی کشسان است، برآورد مقادیر به صورت  $|V| \sim 40 \text{ MeV}$  و  $|W| \sim 10 \text{ MeV}$  خواهد بود.

برای به کار بردن مدل اپتیکی باید به طریق زیر اقدام کرد: ابتدا شکلی را برای پتانسیل اختیار می‌کنیم. غالباً شکل چاه مربعی به این منظور کافی است (با  $R = 1.4 A^{1/3}$ ) که برای احتساب سطح هسته‌ای پخش شده تا حدی بزرگتر از معمول در نظر گرفته شده است، ولی شکل تفصیلی تر آن اغلب به صورت زیر انتخاب می‌شود

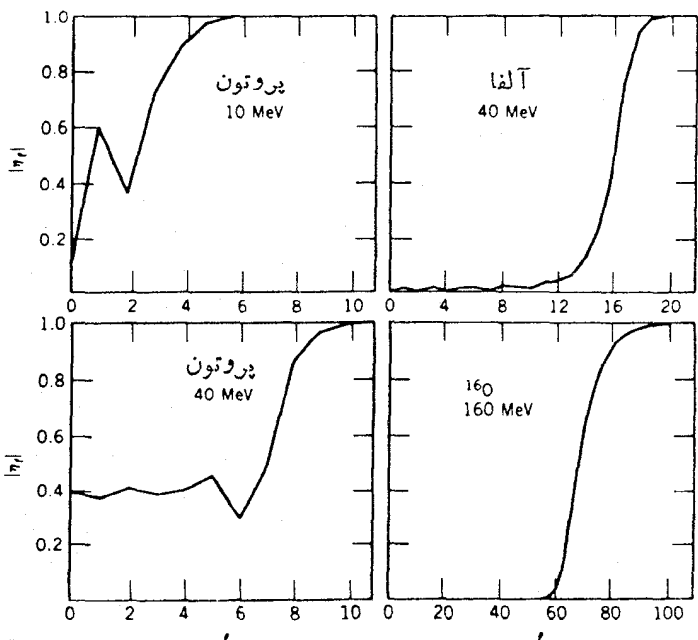
$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (56.11)$$

که درست همانند چاه مورداستفاده در مدل پوسته‌ای، معادله (۱.۵)، است. ثابتهای  $V_0$ ،  $R$ ، و  $a$  طوری تنظیم می‌شوند تا بهترین سازگاری را با داده‌های پراکندگی به دست دهند. قسمت جاذبه  $W(r)$  در انرژیهای پایین باید شکل خیلی متفاوتی داشته باشد. به دلیل اصل طرد، نوکلئونهای قویاً مقید در نواحی درونی هسته‌ای نمی‌توانند در جذب نوکلئونهای تابشی شرکت کنند. فقط نوکلئونهای «ظرفیت» نزدیک به سطح می‌توانند انرژی نسبتاً کم ذره تابشی را جذب کنند. بنا بر این تابع  $W(r)$  غالباً متناسب با  $dV/dr$  اختیار می‌شود تا همانند آنچه در شکل ۱۶.۱۱ نشان داده شد، تنها در نزدیکی سطح شکل مناسب و قابل توجه داشته باشد. [در انرژی بالاتر، که نوکلئونهای درونی تر نیز می‌توانند در جذب شرکت کنند،  $W(r)$  ممکن است بیشتر شبیه  $V(r)$  به نظر رسد.] یک جمله اسپین-مداد نیز به پتانسیلهای اپتیکی جدید اضافه می‌شود. این جمله نیز در نزدیکی سطح دارای قله است، زیرا چگالی اسپین نوکلئونهای داخلی تر حذف می‌شوند. بالاخره، اگر ذره تابشی باردار باشد، باید یک جمله کولنی نیز در نظر گرفته شود. برای پتانسیل انتخاب شده، می‌توان معادله شرودینگر را حل کرد و با استفاده از شرایط مرزی در  $r=R$ ، همانند آنچه در فصل ۴ برای مسئله نوکلئون-نوکلئون صورت گرفت، دامنه‌های پراکندگی مختلط  $\eta_1$  را به دست آورد. با استفاده از این دامنه‌ها می‌توان سطح مقطعی محاسبه شده را با نتایج تجربی مقایسه کرد. شکل ۱۷.۱۱ نمونه‌هایی از چند مقدار  $\eta_1$  را نشان می‌دهد.

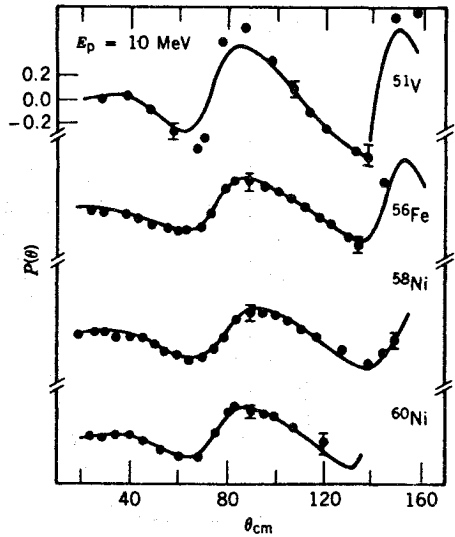
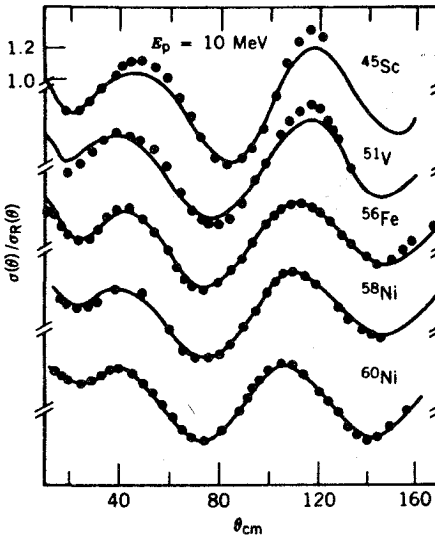
برآزش کامل مدل اپتیکی با داده‌های پراکندگی غالباً بسیار جالب است. شکل ۱۸.۱۱ مثالی از چند برآزش با سطح مقطعی پراکندگی کشسان و قطبشها را نشان می‌دهد. مدل اپتیکی تنها در بحث رفتار میانگین در واکنشهایی نظیر پراکندگی مفید است. فقط در این روش میانگین است که بسیاری از جنبه‌های جالب ساختار میکروسکوپی هسته‌ها



شکل ۱۶.۱۱ تابعهای مدل اپتیکی  $V(r)$  و  $W(r) = dV/dr$ . پارامترهای نوعی انتخاب شده عبارتند از  $V_0 = 40 \text{ MeV}$ ,  $R = 1.25 A^{1/3}$ ,  $a = 0.523 \text{ fm}$  و  $A = 64$ .



شکل ۱۷.۱۱ مقادیر دامنه‌های پراکندگی مختلط  $\eta_1$  برای پراکندگی پرتابه‌های مختلف در برابر هدف  $^{58}\text{Ni}$ . نزدیک شدن  $|\eta_1|$  به عدد ۱ در انرژی‌های بالا متناظر است با  $\sigma_T \rightarrow 0$ ، به طوری که تعداد ذرات جذب شده اندک است و تنها پراکندگی کشسان صورت می‌گیرد.



شکل ۱۰.۱۱ برآزش مدل اپتیکی با سطح مقطع‌های جزئی (در طرف چپ، سطح مقطع نسبی در مقایسه با سطح مقطع رادرفورد نشان داده شده است) و قطبشهای حاصل از پروتونهای ۱۰ MeV که توسط هدفهای مختلف به طور کشسان پراکنده شده‌اند. خطوط پر برآزش یاداده‌های تجربی با استفاده از بهترین مجموعه پارامترهای مدل اپتیکی است.

به صورت غیر مستقیم به حساب می‌آیند. محاسبه با استفاده از مدل اپتیکی، همانند آنچه در این بخش توضیح داده شد، با این موضوع سروکار ندارد که ذرات جذب شده عملاً به کجای روند بلکه فقط محو شدن ذرات را از کانال کشسان در نظر می‌گیرد. درحقیقت، برهم کنشهای بسیار متعدد بین نوکلئونهای هدف و پرتابه به قدری پیچیده‌اند که نمایش آنها در یک پتانسیل منفرد تقریبی قابل توجه است. با این حال، مدل اپتیکی در محاسبه پراکندگی کشسان و ناکشسان موفق است و می‌تواند به درک برهم کنشهای هسته‌ای کمک کند.

### ۱۰.۱۱ واکنشهای هسته‌ای مرکب

فرض کنیم ذره تابشی با پارامتر برخوردی که در مقایسه با شعاع هسته‌ای کوچک است، وارد هسته هدف شود. در این صورت احتمال زیادی وجود دارد که با یکی از نوکلئونهای هدف، مثلاً از طریق انجام یک پراکندگی ساده، برهم کنش کند. نوکلئون پس زده و ذره تابشی (که اینک انرژی کمتری دارد) می‌توانند هر یک متوالیاً با نوکلئونهای دیگر برخورد کنند. پس از چند برهم کنش، انرژی تابشی بین تعداد زیادی از نوکلئونهای سیستم متشکل از پرتابه و هدف تقسیم می‌شود. افزایش میانگین انرژی هر نوکلئون منفرد تا آن حد نخواهد بود که آن را از هسته آزاد سازد، اما از آنجا که تعداد زیادی برخورد های کم و بیش

کاتوره‌ای رخ می‌دهد، با توزیع آماری انرژی روبه‌رو هستیم و برای يك نوکلئون منفرد احتمال کوچکی وجود دارد که با کسب مقدار کافی انرژی تقسیم شده موفق به فرار از هسته شود. این عمل شبیه به تبخیر مولکولها از مایع داغ است.

این نوع واکنشها يك حالت میانه‌ای مشخصی دارند که از جذب ذره تابشی شروع و به گسیل ذره (یا ذرات) ختم می‌شود. حالت میانه هسته مرکب نام دارد. بنا بر این واکنش

$$a + X \rightarrow Y + b$$

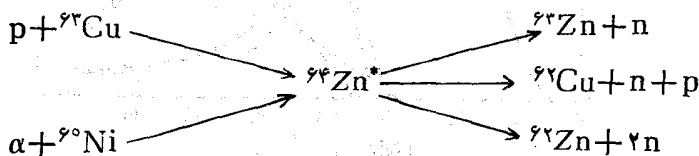
به‌طور نمادی به‌صورت زیر نوشته می‌شود



که  $C^*$  معرف هسته مرکب است.

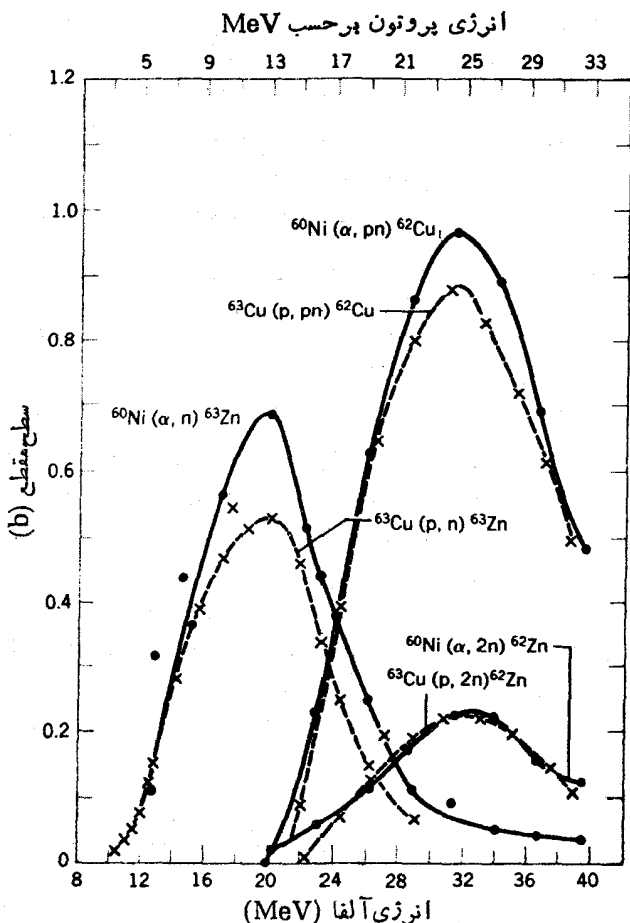
با نوشتن واکنش به این شکل می‌توان فرض کرد که واکنش انجام شده از طریق هسته مرکب يك فرایند دو مرحله، شامل تشکیل هسته مرکب و واپاشی آن، است. هر هسته مرکب ممکن است به طرق مختلفی واپاشیده شود و فرض اساسی مدل هسته مرکب برای واکنشهای هسته‌ای این است که احتمال نسبی واپاشی به هر مجموعه خاصی از محصولات نهایی مستقل از طرز تشکیل هسته مرکب است. احتمال واپاشی فقط به انرژی کل داده شده به سیستم بستگی دارد. درحقیقت، هسته مرکب فرایند تشکیل خود را «فراموش» می‌کند و واپاشی آن بر اساس قواعد آماری حاکم انجام می‌شود.

اینک مثال ویژه‌ای را در نظر می‌گیریم. هسته مرکب  ${}^{64}\text{Zn}^*$  می‌تواند از طریق چند واکنش مختلف، از جمله  $p + {}^{63}\text{Cu}$  و  $\alpha + {}^{60}\text{Ni}$  تشکیل شود. ضمناً می‌تواند به طرق مختلفی نظیر  ${}^{63}\text{Zn} + n$ ،  ${}^{62}\text{Zn} + p + n$  و  ${}^{62}\text{Cu} + p + n$  واپاشیده شود. یعنی داریم



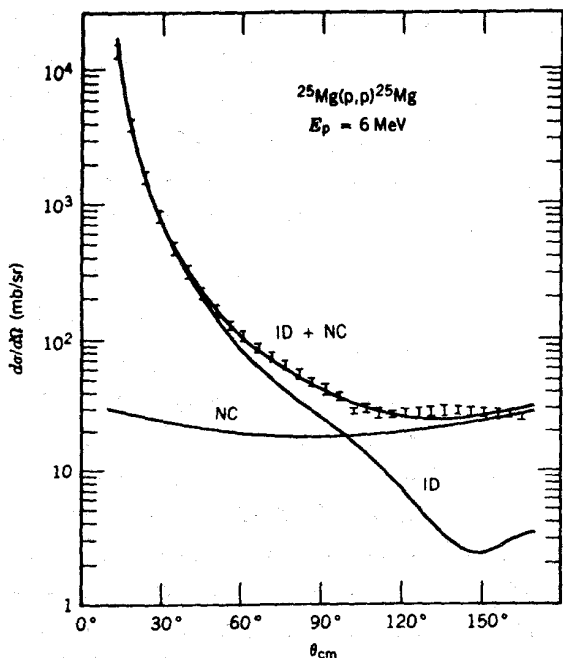
هرگاه این مدل صحیح باشد، انتظار داریم که مثلاً سطح مقطعهای نسبی  ${}^{63}\text{Cu}(p,n){}^{63}\text{Zn}$  و  ${}^{60}\text{Ni}(\alpha,n){}^{62}\text{Zn}$  در انرژیهای تابشی که انرژی برانگیختگی یکسانی را به  ${}^{64}\text{Zn}^*$  می‌دهند، یکسان باشند. شکل ۱۹-۱۱ سطح مقطعها را برای حالت نهایی نشان می‌دهد. مقیاسهای انرژی برای پروتونها و ذرات آلفای تابشی طوری جا به‌جا شده‌اند که به برانگیختگی مشترکی برای هسته مرکب مربوط شوند. سازگاری بین هر سه جفت سطح مقطعها قابل توجه است، و این درحقیقت نشان می‌دهد که واپاشی  ${}^{64}\text{Zn}^*$  به هر يك از حالات نهایی تقریباً مستقل از چگونگی تشکیل اولیه آن است.

در انرژیهای تابشی پایین (۲۰-۱۰ MeV)، مدل هسته مرکب از بهترین کارایی برخوردار است. در این انرژیها، برای پرتابه تابشی شانس اندکی وجود دارد که با حفظ هویت و حداکثر مقدار انرژی از هسته فرار کند. در هسته‌های متوسط و سنگین هم که فضای داخلی هسته برای جذب انرژی به‌قدر کافی بزرگ است، این مدل به‌ترین شکل کار می‌کند.

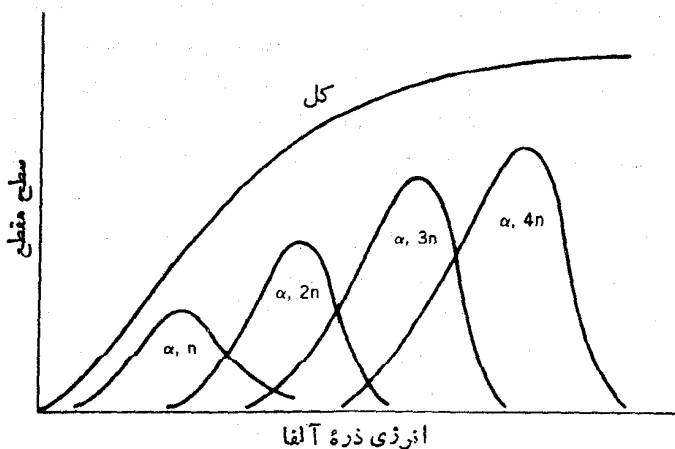


شکل ۱۹.۱۱ سطح مقطعی واکنشهای مختلفی که به هسته مرکب  ${}^{64}\text{Zn}$  منجر می‌شوند از ویژگیهای مشابهی برخوردارند، که این امر با فرضهای اساسی مدل هسته مرکب سازگاری دارد.

مشخصه دیگر واکنشهای هسته مرکب، توزیع زاویه‌ای محصولات است. به خاطر برهم کنشهای کاتوره‌ای بین نوکلئونها انتظار داریم که ذره خروجی با توزیع زاویه‌ای تقریباً همسانگرد (یعنی به طور یکسان در تمام راستاها) گسیل شود. همان طور که در شکل ۲۰.۱۱ نشان داده شده است، این انتظار با تجربه سازگاری دارد. در حالتی که ذره تابشی به صورت یون سنگین باشد، تکانه زاویه‌ای با مقادیر زیاد می‌تواند به هسته مرکب منتقل شود و برای بیرون کشیدن این تکانه زاویه‌ای ذرات گسیل شونده تمایل دارند در زوایای قائم نسبت به بردار تکانه زاویه‌ای و در نتیجه ترجیحاً در زوایای  $0^\circ$  و  $180^\circ$  گسیل شوند. با پرتاهای سبک این اثر قابل اغماض است.



شکل ۲۰.۱۱ منحنی مشخص شده با علامت NC سهم حاصل از تشکیل هسته مرکب را در سطح مقطع واکنش  $^{25}\text{Mg}(p,p)^{25}\text{Mg}$ ، و منحنی مشخص شده با علامت ID سهم حاصل از واکنشهای مستقیم را نشان می‌دهد. توجه کنید که سهم واکنش مستقیم از وابستگی زاویه‌ای قوی برخوردار است در حالی که سهم هسته مرکب وابستگی زاویه‌ای کوچکی را نشان می‌دهد.



شکل ۲۱.۱۱ در انرژیهای تابشی بالاتر، احتمال زیادی وجود دارد که نوترونهای اضافی از هسته مرکب «تبخیر» شوند.

قیاس «تبخیر» که در بالا ذکر شد، قیاس کاملاً بجایی است. درحقیقت هر چه انرژی داده شده به هستهٔ مرکب بیشتر باشد، احتمال تبخیر ذرات بیشتر می‌شود. برای هر حالت نهایی، سطح مقطع دارای شکل شبه گاوسی است که در شکل ۱۹.۱۱ نشان داده شد. شکل ۲۱.۱۱ سطح مقطعی را برای واکنشهای  $(\alpha, xn)$  نشان می‌دهد که در آن  $x = 1, 2, 3, \dots$  است. برای هرواکنش، سطح مقطع تا مقدار بیشینه‌ای افزایش و سپس در انرژیهای بالاتر که هسته را برای گسیل یک نوترون اضافی آماده‌تر می‌سازد کاهش می‌یابد.

### ۱۱.۱۱ واکنشهای مستقیم

در نقطهٔ مقابل واکنشهای هستهٔ مرکب، واکنشهای مستقیم قرار دارند که در آنها ذرهٔ تابشی عمدتاً در سطح هستهٔ هدف برهم کنش انجام می‌دهد. چنین واکنشهایی را فرایندهای پیراهونی نیز می‌نامند. با افزایش انرژی ذرهٔ تابشی، طول موج دوبروی آن کاهش می‌یابد و به‌حدی می‌رسد که با احتمال بیشتری با جسمی به بزرگی نوکلئون برهم کنش انجام می‌دهد تا با جسمی به اندازهٔ هسته. یک نوکلئون تابشی با انرژی  $1 \text{ MeV}$  طول موج دوبرویی در حدود  $4 \text{ fm}$  دارد و لذا نوکلئونهای منفرد را «نمی‌بیند» و احتمال بیشتری وجود دارد که از طریق یک واکنش هستهٔ مرکب برهم کنش کند. طول موج دوبروی یک نوکلئون  $20 \text{ MeV}$  در حدود  $1 \text{ fm}$  است و بنابراین ممکن است بتواند در فرایندهای مستقیم شرکت کند. فرایندهای مستقیم با بیشترین احتمال بایک نوکلئون یا چند نوکلئون ظرفیت نزدیک به سطح هستهٔ هدف انجام می‌شوند.

البته ممکن است در یک واکنش مشخص، هر دو فرایند هستهٔ مرکب و مستقیم سهم داشته باشند. چگونه می‌توان سهم هر یک را تشخیص داد و یا فهمید که کدامیک از آنها اهمیت بیشتری دارد؟ دو اختلاف اساسی وجود دارد که به‌طور تجربی می‌تواند قابل مشاهده باشد: (۱) فرایندهای مستقیم خیلی تند و از زمانی از مرتبهٔ  $10^{-22} \text{ s}$  روی می‌دهند در حالی که فرایندهای هستهٔ مرکب در زمانهای طولانیتر، شاید از مرتبهٔ  $10^{-16}$  تا  $10^{-18} \text{ s}$ ، صورت می‌گیرند. این زمان اضافی برای توزیع و تمرکز مجدد انرژی لازم می‌شود. برای تشخیص این دو بازهٔ زمانی فوق‌العاده کوتاه از یکدیگر، روشهای تجربی مبتکرانه‌ای وجود دارد. (۲) توزیعهای زاویه‌ای ذرات خروجی در واکنشهای مستقیم تمایل دارند که نسبت به واکنشهای هستهٔ مرکب قلهٔ تیزتری داشته باشند.

پراکندگی ناکشسان می‌تواند از طریق فرایند مستقیم یا هستهٔ مرکب انجام شود که نوع آن عمدتاً به انرژی ذرهٔ تابشی وابسته است. واکنش برونکی دوترون  $(d, n)$  مثالی از یک واکنش انتقالی است که در آن یک پروتون منفرد از پرتابه به هدف منتقل می‌شود، و این فرایند نیز ممکن است توسط هردو سازوکار انجام شود. واکنش دیگر برونکی دوترون، یعنی  $(d, p)$ ، ممکن است با احتمال زیاد توسط فرایند مستقیم انجام شود، زیرا «تبخیر» پروتون از هستهٔ مرکب به‌خاطر سد کولنی با مانع روبه‌رو است. احتمال اینکه واکنش  $(\alpha, n)$  از طریق فرایند مستقیم انجام شود خیلی کم است، زیرا این فرایند مستلزم یک انتقال منفرد سه‌نوکلئون

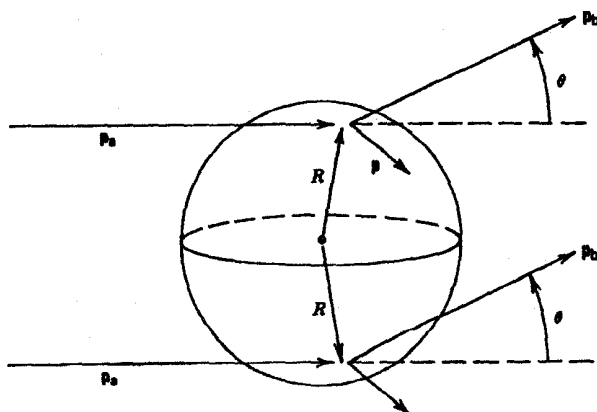
به حالت‌های ظرفیت هدف است که بی‌اندازه غیرمحمول خواهد بود.

یکی از کاربردهای مخصوصاً مهم واکنشهای انتقالی ذره منفرد بخصوص  $(d, p)$  و  $(d, n)$  را مطالعه حالت‌های برانگیخته مدل پوسته‌ای با انرژی پایین تشکیل می‌دهد. در هر واکنش معین می‌توان چند حالت از این نوع تمرکز را یافت. با استفاده از انرژی نوکلئون خروجی می‌توان یک حالت برانگیخته بخصوص را انتخاب کرد. با انجام این عمل، مایلم که مشخصات حالت مدل پوسته‌ای آن را تعیین کنیم. برای این کار به توزیع زاویه‌ای ذرات گسیل شده نیاز داریم که غالباً اسپین و پارینته حالتی را که از یک واکنش مخصوص حاصل می‌شود به دست می‌دهد. بنا بر این در مطالعات واکنشهای انتقالی، توزیعهای زاویه‌ای از اهمیت زیادی برخوردارند. (مثلاً واکنشهای قاپ‌ذنی  $(p, d)$  که در آن نوکلئونی از هدف جذب پرتابه می‌شود نیز می‌تواند اطلاعاتی را درباره حالت‌های ذره منفرد به دست دهند.) در اینجا انتقال تکانه زاویه‌ای در یک واکنش برکنی دوترون را با تفصیل بیشتری مورد نظر قرار می‌دهیم. در آرایش هندسی شکل ۲۲.۱۱، ذره تابشی با تکانه  $p_a$  باعث تولید ذره خروجی با تکانه  $p_b$  می‌شود، در حالی که هسته باقیمانده (هسته هدف به اضافه نوکلئون منتقل شده) باید با تکانه  $p = p_a - p_b$  پس‌زنی کند. در فرایند مستقیم می‌توان فرض کرد که نوکلئون منتقل شده به طور لحظه‌ای تکانه پس‌زنی را با خود منتقل می‌کند و باید در مداری با تکانه زاویه‌ای مداری  $l = R p$  قرار گیرد، البته با این فرض که برهم‌کنش در سطح هسته روی می‌دهد. بردارهای تکانه طبق قانون کسینوسها با یکدیگر ارتباط دارند

$$p^2 = p_a^2 + p_b^2 - 2 p_a p_b \cos \theta$$

$$= (p_a - p_b)^2 - 2 p_a p_b (1 - \cos \theta) \quad (۵۷.۱۱)$$

با در دست داشتن انرژیهای ذرات ورودی و خروجی می‌توان رابطه مستقیمی بین  $l$  و  $\theta$  به دست



شکل ۲۲.۱۱ آرایش هندسی واکنشهای مستقیم که عمدتاً در سطح هسته اتفاق می‌افتند.



آورد، یعنی ذراتی که تحت زاویه مشخص بیرون می‌آیند باید متناظر با تکانه زاویه‌ای خاصی از ذره دوار باشند.

اینک مثال خاصی را در نظر می‌گیریم. واکنش (d, p) در هسته  ${}^{90}\text{Zr}$  به حالت‌های مدل پوسته‌ای نوترون منفرد در  ${}^{91}\text{Zr}$  منجر می‌شود. مقدار  $Q$  در حدود  $5\text{MeV}$  است، و در نتیجه یک دوترون تابشی با انرژی  $5\text{MeV}$  پروتونی با انرژی حدود  $10\text{MeV}$  تولید می‌کند که باید انرژی برای انگیختگی احتمالی  ${}^{91}\text{Zr}$  را از آن کم کرد. از آنجا که در این انرژیها  $p_a \approx p_b = 140\text{MeV}/c$ ، معادله (۵۷.۱۱) نتیجه زیر را به دست می‌دهد

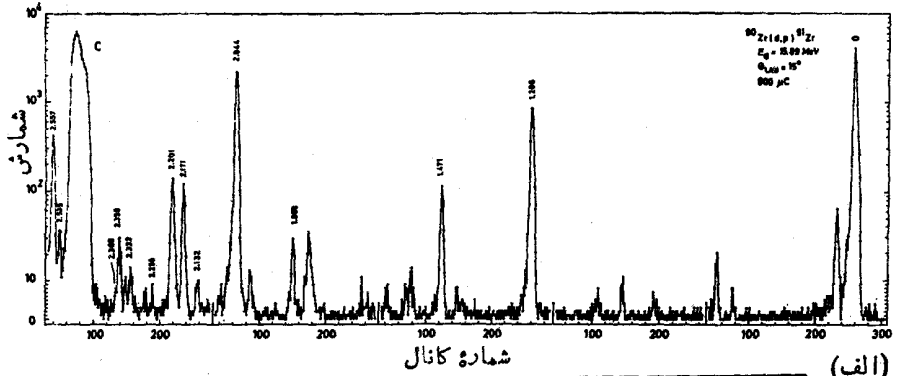
$$l = \left[ \frac{2c^2 p_a p_b (2 \sin^2 \theta / 2)}{\hbar^2 c^2 / R^2} \right]^{1/2} \cong \lambda \sin \frac{\theta}{2}$$

برای هر انتقال تکانه زاویه‌ای انتظار داریم که پروتونهای خروجی را در زوایای زیر بیابیم  $0^\circ$  به ازای  $l=0$ ؛  $14^\circ$  به ازای  $l=1$ ؛  $29^\circ$  به ازای  $l=2$ ؛  $44^\circ$  به ازای  $l=3$ . این برآورد نیمه کلاسیکی ساده با وجود اسپینهای ذاتی ذرات، که در اینجا صرف نظر شده‌اند، تغییر خواهد کرد. همان‌طور که در شکل ۲۲.۱۱ نشان داده شده است، بین پراکندگیهایی که در طرفین هسته اتفاق می‌افتند نیز تداخلی صورت می‌گیرد. وجود این تداخل باعث ظهور کمینه‌ها و بیشینه‌هایی در توزیع زاویه‌ای می‌شود.

شکل ۲۳.۱۱ نتیجه مطالعات واکنشهای (d, p) را در مورد  ${}^{90}\text{Zr}$  نشان می‌دهند. چند حالت پایین در طیف پروتون مشاهده می‌شود و با توجه به توزیعهای زاویه‌ای می‌توان به هر یک از این حالتها اسپین و پاریتته خاصی در  ${}^{91}\text{Zr}$  نسبت داد. به‌حضور کمینه‌ها و بیشینه‌ها در توزیع زاویه‌ای توجه کنید. معمولاً انتقال تکانه زاویه‌ای نیز تغییر پاریتته واکنشها را به دست می‌دهد؛ وقتی که پاریتته تغییر نکند داریم، زوج  $l=0$  و چنانچه تغییری در پاریتته به وجود آید، فرد  $l=1$  خواهد شد. هر گاه بخواهیم با واکنشهای انتقالی ذره منفرد نظیر (d, p) به مطالعه حالت‌های مدل پوسته‌ای در هسته‌های A فرد پردازیم، هسته Z زوج و N زوج را به‌عنوان هدف به کار می‌بریم و لذا اسپین و پاریتته اولیه  $0^+$  است. اگر تکانه زاویه‌ای مداری منتقل شده  $l$  باشد، در این صورت حالت هسته‌ای نهایی  $l \pm 1/2$  خواهد بود، که دخالت اسپین نوکلئون منتقل شده را مجاز می‌دارد. مثلاً برای  $l=2$ ، می‌توان به حالت‌های  $z=3/2$  یا  $z=5/2$  رسید که هر دو پاریتته زوج خواهند داشت.

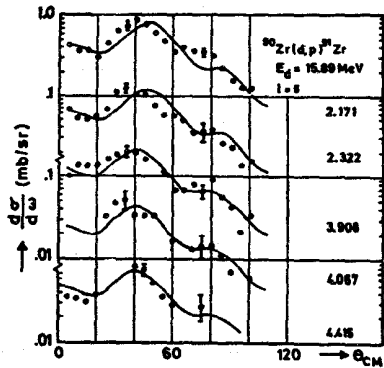
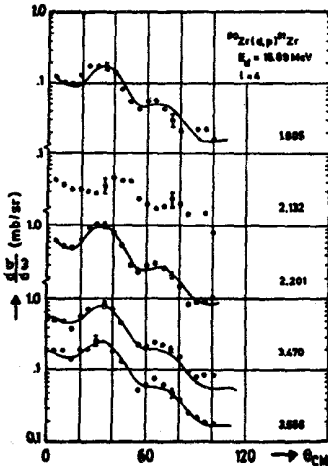
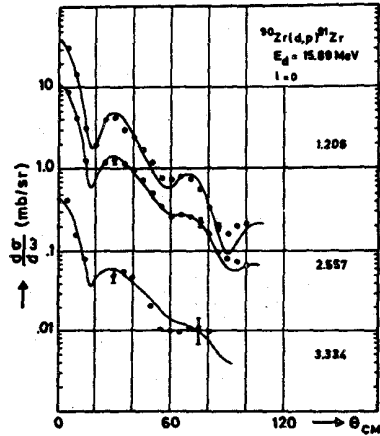
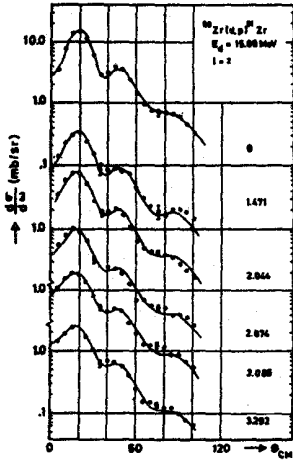
نظریه کامل واکنشهای مستقیم خیلی مفصل و خارج از سطح این کتاب است، ولی می‌توان رتوس مطالب را به صورت تمرینی از کاربرد اصول مکانیک کوانتومی ارائه داد. دامنه گذار برای اینکه سیستم از حالت اولیه (X+a) به حالت نهایی (Y+b) برود، از جزء ماتریسی معمول مکانیک کوانتومی به دست می‌آید

$$M = \int \psi_Y^* \psi_b^* V \psi_X \psi_a dv \quad (58.11)$$



شماره کانال

(الف)

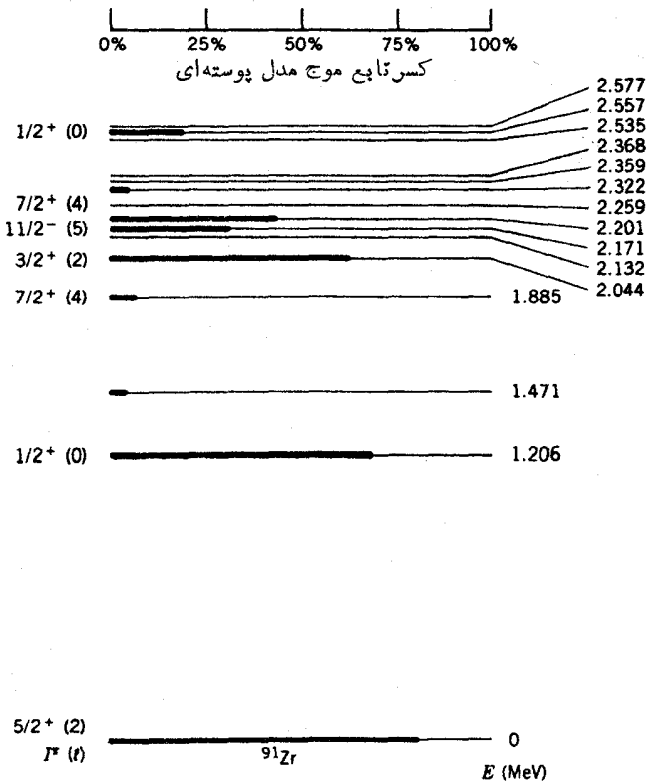


(ب)

شکل ۲۴۰۱۱ (الف) طیف پروتون حاصل از  $^{90}\text{Zr}(d, p)^{91}\text{Zr}$ . قله‌ها حاکی از حالت‌های نهایی  $^{91}\text{Zr}$  هستند. قله بزرگ واقع در طرف چپ از ناخالصی کربن حاصل می‌شود. (ب) توزیمهای زاویه‌ای برای تعیین مقدار  $l$  تنظیم شده‌اند. توجه کنید که با افزایش  $l$  موقعیت پیشینه اول به طرف زوایای بزرگتر تغییر می‌کند. این موضوع از معادله (۵۷.۱۱) قابل پیش‌بینی است. برای درک حالت‌های پراکنده شده به شکل ۲۴۰۱۱ رجوع کنید.

برهم کنش  $V$  باید تابع بسیار پیچیده‌ای از مختصات مختلف هسته‌ای باشد. یک فرض بسیار ساده استفاده از موج تخت تقریب بودن است، که در آن  $\psi_a$  و  $\psi_b$  به صورت امواج تخت در نظر گرفته می‌شوند. با استفاده از بسط موج کسروی به شکل معادله (۳۱.۱۱) می‌توان  $e^{ip \cdot r/\hbar}$  را بسط داد و بادر نظر گرفتن این فرض که برهم کنش در سطح هسته روی می‌دهد، انتگرال را فقط در  $r = R$  محاسبه کرد. جزء ماتریسی با  $j_l(kR)$  متناسب است که در آن  $k = p/\hbar$  از طریق معادله (۵۷.۱۱) وابستگی زاویه‌ای را به طور صریح نشان می‌دهد. در این صورت سطح مقطع متناسب با  $[j_l(kR)]^2$  است که نتایجی به صورت شکل ۲۳.۱۱ به دست می‌دهد.

یک مرحله دیگر این محاسبه را نیز در نظر می‌گیریم. مدل اپتیکی را با توجه به این



شکل ۲۳.۱۱ نمودار تراز استنتاجی  $^{91}\text{Zr}$  هر مقدار  $I$  (بجز صفر) که از توزیعهای زاویه‌ای شکل ۲۳.۱۱ به دست آمده باشد به انتساب پارامتر مشخص با دو مقدار ممکن  $I \pm 1/2$  منجر می‌شود. در اینکه کدامیک صحیح است باید از آزمایشهای دیگر تعیین شود. شدت نسبی ذره منفرد در هر تراز به کمک طول سایه نشان داده شده است. بنا بر این حالت پایه تقریباً حالت مدل پوسته‌ای خالص  $d_{5/2}$  است.

حقیقت به کار می‌بریم که امواج تخت ورودی و خروجی به وسیله هسته تغییر شکل داده می‌شوند (یا واپیچیده می‌شوند). این موضوع به عنوان تقریب بودن موج واپیچیده یا DWBA شناخته می‌شود. حتی می‌توان از تابع موجهای مدل پوسته‌ای صریح نیز برای حالت نهایی استفاده کرد، و بالاخره سطح مقطع جزئی را برای واکنش به دست آورد. از آنجا که هیچ حالت مدل پوسته‌ای «خالص» وجود ندارد، سطح مقطع محاسبه شده ممکن است نماینده چندین حالت نهایی متفاوت باشد. هر کدام از این حالتها يك سطح مقطع جزئی خواهد داشت که شکل آن را می‌توان با دقت بر اساس این مدل محاسبه کرد، اما دامنه سطح مقطع هر حالت خاصی به کسری از حالت مدل پوسته‌ای خالص موجود در تابع موج آن حالت وابسته است. بنا بر این سطح مقطع اندازه‌گیری شده با عددی بین صفر و يك که ضریب طیفی  $S$  نام دارد، از مقدار محاسبه شده ذره منفرد مدل پوسته‌ای به دست می‌آید

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{محاسبه شده}} = S \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{اندازه گیری شده}} \quad (59.11)$$

در يك حالت مدل پوسته‌ای خالص  $S = 1$  است. اغلب در عمل می‌بینیم که تابع موج مدل پوسته‌ای روی چندین حالت توزیع شده است. شکل ۲۴.۱۱ مثالهایی از ضرایب طیفی اندازه‌گیری شده را برای  ${}^9\text{Zr}$  نشان می‌دهد.

### ۱۲.۱۱ واکنشهای تشدیدي

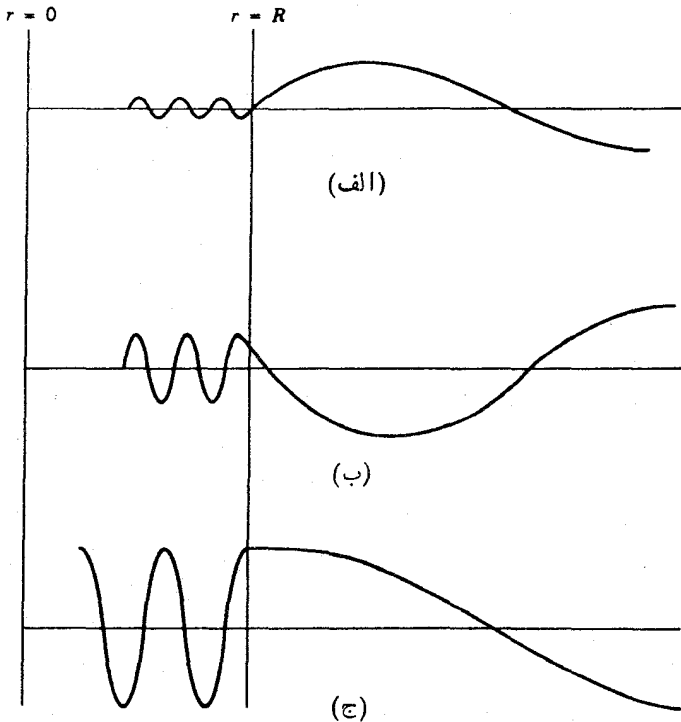
مدل هسته مرکب برای واکنشهای هسته‌ای طوری با حالتهای هسته‌ای نامقید سروکار دارد که گویی از پیوستار بدون ساختاری تشکیل می‌شوند. یعنی ممکن است حالتهای هسته‌ای ناپوسته‌ای وجود داشته باشند، اما تعداد آنها بسیار زیاد است و به قدری نزدیک به یکدیگر قرار دارند که طیف پیوسته‌ای را تشکیل دهند. هر يك از این حالتها فرضاً ناپوسته در مقابل واپاشی ناپایدار است و بنا بر این پهنای مشخصی خواهد داشت. هنگامی که حالتها به قدری فراوان باشند که فاصله بین آنها خیلی کوچکتر از پهنای حالتها منفرد باشد، در این صورت پیوستار هسته مرکب حاصل می‌شود.

حالتهای مقید مطالعه شده به وسیله واکنشهای مستقیم، در انتهای دیگر مقیاس قرار می‌گیرند. از آنجا که این حالتها در مقابل گسیل ذره پایدارند، میانگین عمر آنها خیلی طولیتر (مثل مشخصه واپاشی  $\gamma$ ) و پهنای متناظرشان خیلی کوچکتر است. مثلاً حالتی با طول عمر ۱ ps دارای پهنایی در حدود  $10^{-3}$  eV است، که خیلی کوچکتر از فاصله نوعی بین حالتها مقید است. بنا بر این حق داریم که آنها را به صورت حالتها ناپوسته با تابع موجهای مشخص در نظر بگیریم.

بین این دو حد ناحیه تشدید (ترازهای ناپوسته در ناحیه هسته مرکب) قرار دارد. احتمال تشکیل این ترازها خیلی زیاد (سطح مقطعهای بزرگ) و پهنای آنها خیلی کوچک

است زیرا در انرژی تابشی پایین، جایی که احتمال وقوع این تشدیدها زیاد است، حالت شبه مقیدی که تشکیل شده است معمولاً فقط دو مد واپاشی در اختیار دارد: پرتاب مجدد ذره تابشی، همانند پراکندگی کشسان یا ناکشسان، یا گسیل  $\gamma$ .

برای درک کیفی تشکیل تشدیدها، پتانسیل هسته‌ای ذره گیراندازی شده را به صورت چاه مربعی نمایش می‌دهیم. تابع موجهای نوسانی در داخل و خارج چاه باید به طور هموار برهم منطبق شوند، همان طور که در شکل ۷.۴ (الف) این کار را برای پراکندگی نوکلئون-نوکلئون انجام دادیم. شکل ۲۵.۱۱ چند نمونه از چگونگی امکان وقوع آن را نشان می‌دهد. بر حسب فاز تابع موج درون هسته، تطبیق ملایم دامنه‌های نسبی تابع موجهای داخل و خارج هسته می‌تواند به روشهای بسیار متفاوتی اتفاق بیفتد. در حالت (الف)، ذره تابشی از احتمال نسبتاً کوچکی برای نفوذ به هسته برخوردار است و یک حالت شبه مقید را تشکیل می‌دهد. در حالت (ج)، احتمال خیلی زیادی برای نفوذ وجود دارد. با تغییر انرژی ذره



**شکل ۲۵.۱۱ (الف)** درموردی که احتمال تشدید خیلی ضعیف است. تابع موجهای بیرونی و درونی به طور نامتناسبی برهم منطبق می‌شوند و نفوذ به هسته اندک است. (ب) همان طور که تطبیق بهبود می‌یابد، احتمال بیشتری برای نفوذ وجود دارد. (ج) در حالت تشدید، دامنه‌ها بخشوبی برهم منطبق می‌شوند، ذره تابشی به آسانی نفوذ می‌کند، و سطح مقطع به بیشینه می‌رسد.

تابشی، فازنسی تابع موجهای داخلی و خارجی تغییر می‌کند و در نتیجه محل نقطه تطبیق و دامنه‌های نسبی نیز تغییر می‌کنند. تنها به‌ازای انرژیهای تابشی مشخص می‌توانیم به شرایط نشان داده شده در قسمت (ج) شکل ۲۵.۱۱ برسیم که آنها را انرژیهای تشدید در سطح مقطع می‌نامند.

در یک تشدید منزوی منفرد با انرژی  $E_R$  و پهنای  $\Gamma$ ، نمایه انرژی سطح مقطع در نزدیکی تشدید، صفت مشخصه توزیع انرژی حالت واپاشنده با طول عمر  $\tau = \hbar/\Gamma$  را نشان می‌دهد. برای مثال به معادله (۲۰.۶) یا شکل ۳.۶ مراجعه کنید. تشدیدهایی روی می‌دهد که سطح مقطع کلی دارای بیشینه است. از معادله (۴۸.۱۱)، با این فرض که فقط یک موج جزئی  $I$  برای حالت تشدید مهم است، یک تشدید پراکندگی به‌ازای  $\eta_i = -1$  به دست می‌آید که به اختلاف فاز  $\delta_i = \pi/2$  مربوط است.

از بسط اختلاف فاز حول مقدار  $\delta_i = \pi/2$  می‌توان شکل تشدید را به دست آورد. هرگاه  $\cot \delta_i$  را بسط دهیم، همگرایی بهتر بسط سری تیلور را خواهیم داشت

$$\cot \delta_i(E) = \cot \delta_i(E_R) + (E - E_R) \left( \frac{\partial \cot \delta_i}{\partial E} \right)_{E=E_R} + \frac{1}{2} (E - E_R)^2 \left( \frac{\partial^2 \cot \delta_i}{\partial E^2} \right)_{E=E_R} + \dots \quad (60.11)$$

که در آن

$$\left( \frac{\partial \cot \delta_i}{\partial E} \right)_{E=E_R} = - \left( \frac{\partial \delta_i}{\partial E} \right)_{E=E_R} \quad (61.11)$$

بنابراین با تعریف  $\Gamma$  به صورت زیر

$$\Gamma = 2 \left( \frac{\partial \delta_i}{\partial E} \right)_{E=E_R}^{-1} \quad (62.11)$$

می‌توان نشان داد که جمله مرتبه دوم حذف می‌شود و لذا (با چشمپوشی از جملات مرتبه بالاتر) خواهیم داشت

$$\cot \delta_i = - \frac{(E - E_R)}{\Gamma/2} \quad (63.11)$$

از آنجا که  $\Gamma$  پهنای کامل تشدید است، سطح مقطع باید به نصف مقدار مرکزی در  $E - E_R = \pm \Gamma/2$  سقوط کند. از معادله (۶۳.۱۱) ملاحظه می‌شود که این امر وقتی روی می‌دهد که  $\cot \delta_i = \pm 1$ ، یا  $\delta_i = \pi/4$ ،  $3\pi/4$ ، قابل قیاس با  $\delta_i = \pi/2$  در مرکز تشدید) باشد. سطح مقطع به  $\sin^2 \delta_i$  وابسته است که در واقع به نصف مقدار مرکزی در

با پهنای نشان داده شده در شکل ۳.۶ سازگاری دارد. از معادله (۶۳.۱۱) خواهیم داشت

$$\sin \delta_l = \frac{\Gamma/2}{[(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4]^{1/2}} \quad (64.11)$$

و با استفاده از معادله (۴۵.۱۱)، سطح مقطع پراکندگی به صورت زیر درمی آید

$$\sigma_{sc} = \frac{\pi}{k^2} (2l+1) \frac{\Gamma^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (65.11)$$

این نتیجه را می توان به دو طریق تعمیم داد. در حالت اول، می توان اثرات ذرات برهم کنشی با اسپین را در نظر گرفت. هر گاه  $s_x$  و  $s_a$  اسپین ذرات تابشی و هدف و  $I$  نیز تکانه زاویه ای کل تشدید باشد، داریم

$$I = s_a + s_x + I \quad (66.11)$$

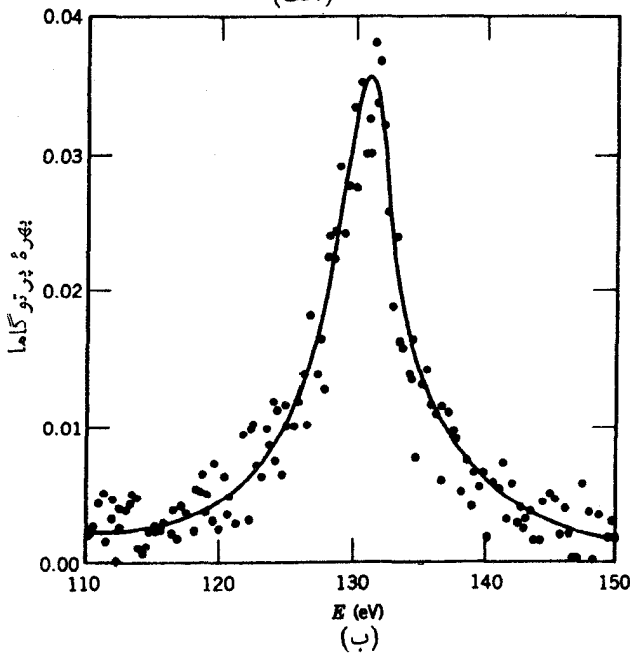
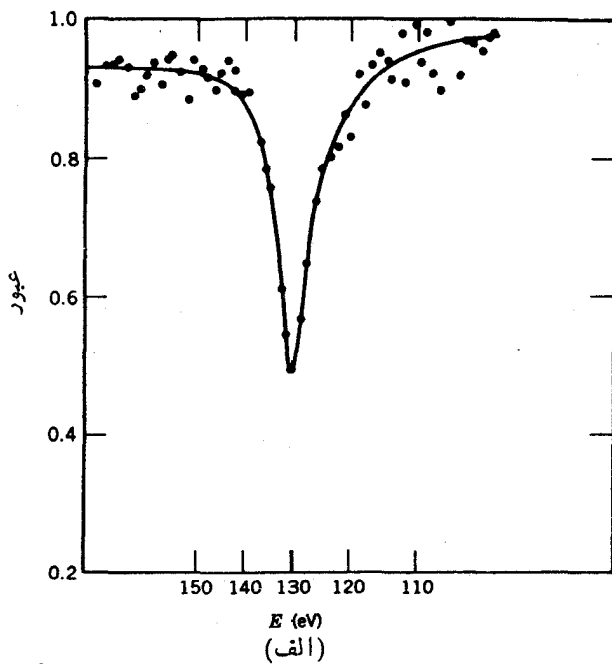
لذا عامل  $(2I+1)$  در معادله (۶۵.۱۱) را باید با عامل آماری کلی تر زیر جایگزین کرد

$$g = \frac{2I+1}{(2s_a+1)(2s_x+1)} \quad (67.11)$$

توجه کنید که برای ذرات بدون اسپین،  $g$  به صورت  $(2I+1)$  درمی آید. دومین تغییری که باید وارد کنیم این است که پهنای ورود و خروج جزئی را در نظر بگیریم. هر گاه تشدید از طریق زیادی بتواند واپاشیده شود، در این صورت پهنای کل  $\Gamma$  مجموع تمام پهنایهای جزئی  $\Gamma_i$  است

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i \quad (68.11)$$

عامل  $\Gamma^2$  در مخرج معادله (۶۵.۱۱) به پهنای واپاشی حالت تشدید و از این رو طول عمر آن مربوط می شود:  $\Gamma = \hbar/\tau$ . مشاهده تنها يك کانال ورودی یا خروجی منفرد تأثیری روی این عامل ندارد، زیرا تشدید همیشه با طول عمر یکسان  $\tau$  واپاشیده می شود. در مقام مقایسه در واپاشی رادیواکتیو، فعالیت بر حسب زمان متناسب با ثابت واپاشی کل کاهش می یابد، و این امر حتی اگر فقط شاخه منفردی را بایک ثابت واپاشی جزئی خیلی متفاوت مشاهده کنیم نیز صادق است. از طرف دیگر، عامل  $\Gamma^2$  در صورت مستقیماً با تشکیل تشدید و با احتمال واپاشی آن در کانال خروجی خاص ارتباط دارد. در حالت مربوط به پراکندگی کشسان که برای آن



شکل ۴۶.۱۱ تشدید نوترون  $130\text{eV}$  در پراکندگی از هدف  $^{59}\text{Co}$ . (الف) شدت نوترونهای عبور کرده از هدف  $^{59}\text{Co}$  را نشان می‌دهد. در حالت تشدید، احتمال انجام واکنش به حد اکثر می‌رسد و شدت باریکه عبوری به حداقل سقوط می‌کند. در (ب) بهره پرتو  $\gamma$  برای گیراندازی تابشی نوترون به وسیله  $^{59}\text{Co}$  نشان داده شده است. در اینجا، بهره پرتوهای  $\gamma$  وقتسی بیشینه است که احتمال تحقق واکنش به بیشترین مقدار خود برسد.



معادله (۶۵.۱۱) را به دست آورده‌یم، کانالهای ورودی و خروجی یکسان‌اند. یعنی، برای  
 $a + X \rightarrow a + X$  باید پهنای جزئی  $\Gamma_{aX}$  کانالهای ورودی و خروجی را به کار بریم

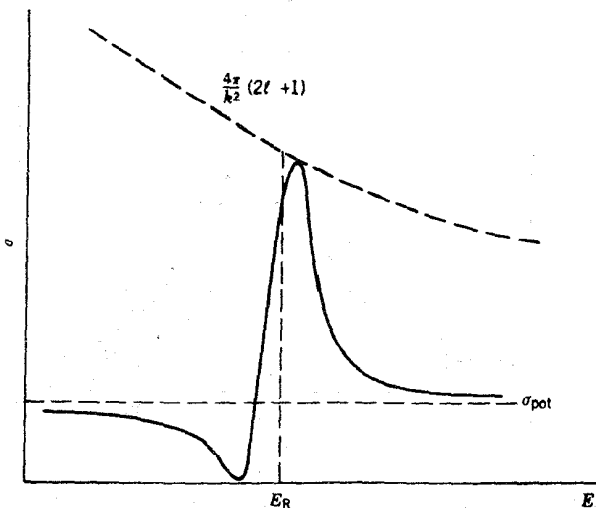
$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} g \frac{(\Gamma_{aX})^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (۶۹.۱۱)$$

به طریق مشابه، برای واکنش  $a + X \rightarrow b + Y$ ، یک پهنای خروجی متناسب باید  
 به کار رود

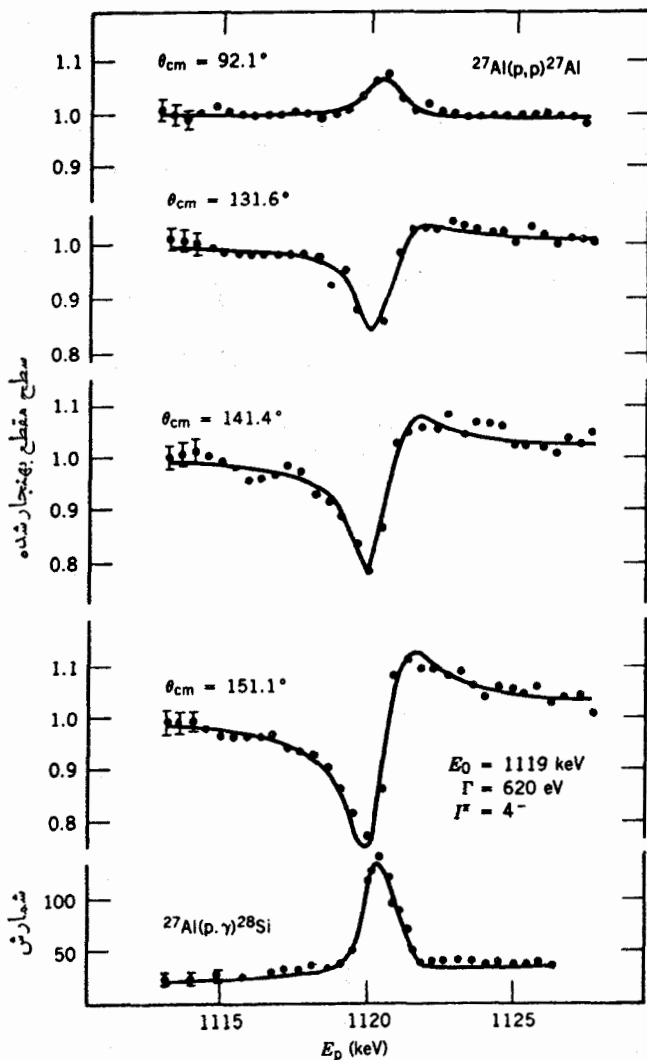
$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} g \frac{\Gamma_{aX} \Gamma_{bY}}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (۷۰.۱۱)$$

معادلات (۶۹.۱۱) و (۷۰.۱۱) نمونه‌هایی از فرمول برایت-ویگنر برای شکل یک  
 تشدید منزوی منفردند. شکل ۲۶.۱۱ چنین تشدید را با شکل برایت-ویگنر نشان می‌دهد.  
 سطح مقطع جذب تشدید تابش  $\gamma$  از شکل مشابهی، که از معادلات (۲۹.۱۰) و (۳۰.۱۰)  
 به دست می‌آید، برخوردار است.

بین بسیاری از تشدیدهای پراکندگی کشسان و آنچه از فرمول برایت-ویگنر به دست  
 می‌آید، تفاوت شکل وجود دارد. این امر حاکی از وجود سهم دیگری از پراکندگی مستقیم  
 ذره تابشی در دامنه واکنش بر اثر پتانسیل هسته‌ای، بدون تشکیل حالت تشدید، است. این



شکل ۲۷.۱۱ تداخل بین پراکندگیهای پتانسیلی و تشدید، تشدیدهای با این شکل مشخصه  
 را ایجاد می‌کند.



شکل ۲۸-۱۱ تشدیدهای واکنش  $^{27}\text{Al}(p,p)^{27}\text{Al}$  و این تشدیدها در هسته  $^{28}\text{Si}$  روی می‌دهند. توجه کنید که بهره  $(p,\gamma)$  تشدیدي را در همان انرژی نشان می‌دهد.

فرایند را پراکندگی پتانسیلی یا پراکندگی کشان-شکل می‌نامند. پراکندگی پتانسیلی و پراکندگی تشدیدي هر دو در دامنه پراکندگی کشان سهیم هستند و تداخل بین این دو فرایند باعث تغییر سطح مقطع می‌شود. تداخل می‌تواند سطح مقطع ترکیب شده را به مقداری کوچکتر از آنچه که برای هر یک از فرایندها به تنهایی وجود دارد کاهش دهد. بنا بر این صحیح نخواهد بود که سطح مقطعی این دو فرایند را به طور ساده باهم جمع کنیم. برای هر دو فرایند باهم

می‌توان نوشت

$$\eta_l = e^{\gamma i(\delta_{lR} + \delta_{lP})} \quad (۷۱.۱۱)$$

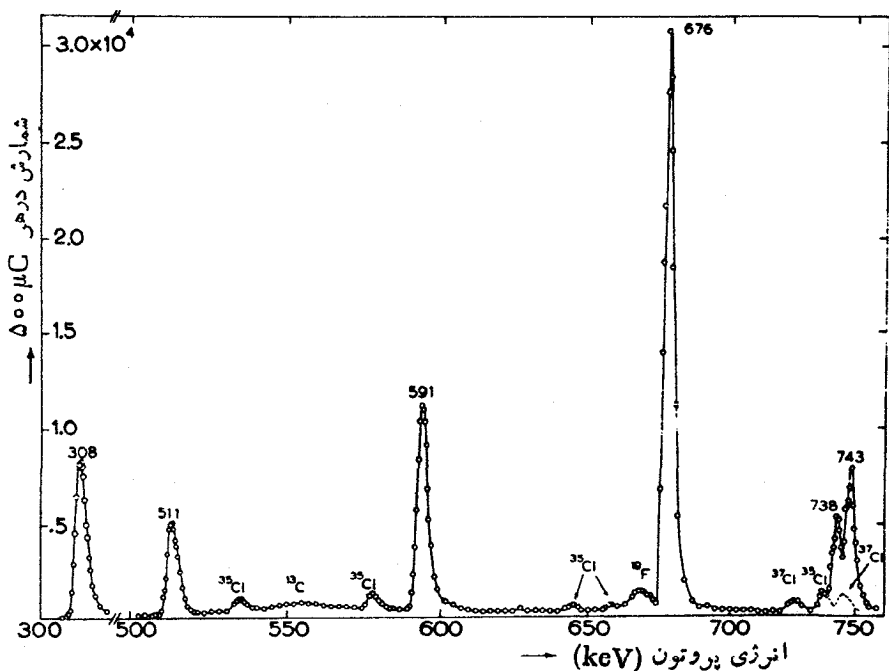
که در آن  $\delta_{lR}$  همانند مورد معادلات (۶۳.۱۱) یا (۶۴.۱۱) تغییر فاز تشدید، و  $\delta_{lP}$  قسمت اضافی تغییر فاز بر اثر پراکندگی پتانسیلی است. از معادله (۶۴.۱۱) سطح مقطع را به دست می‌آوریم

$$\sigma_{sc} = \frac{\pi}{k^2} (\gamma l + 1) \left| e^{-\gamma i \delta_{lP}} - 1 + \frac{i\Gamma}{(E - E_R) + i\Gamma/2} \right|^2 \quad (۷۲.۱۱)$$

در نواحی دور از تشدید  $(E - E_R) \gg \Gamma/2$  و جمله پراکندگی پتانسیلی حکمفرما می‌شود

$$\sigma \cong \sigma_{pot} = \frac{4\pi}{k^2} (\gamma l + 1) \sin^2 \delta_{lP} \quad (۷۳.۱۱)$$

در  $E = E_R$ ، جمله تشدید حاکم است و



شکل ۲۹.۱۱ تشدیدهای مشاهده شده درگیر اندازی پروتوزای پروتون در  $^{23}\text{Na}$ . در این حالت، بهره کل پرتوهای  $\gamma$  در گستره انرژی ۱۳-۳ MeV به صورت تابعی از انرژی پروتون تابشی اندازه گیری شده است. به دلیل استفاده از هدف  $\text{NaCl}$  قله‌های  $\text{Cl}$  نیز ظاهر شده‌اند.

$$\sigma \cong \sigma_{\text{res}} = \frac{4\pi}{k^2} (\gamma I + 1) \quad (۷۴.۱۱)$$

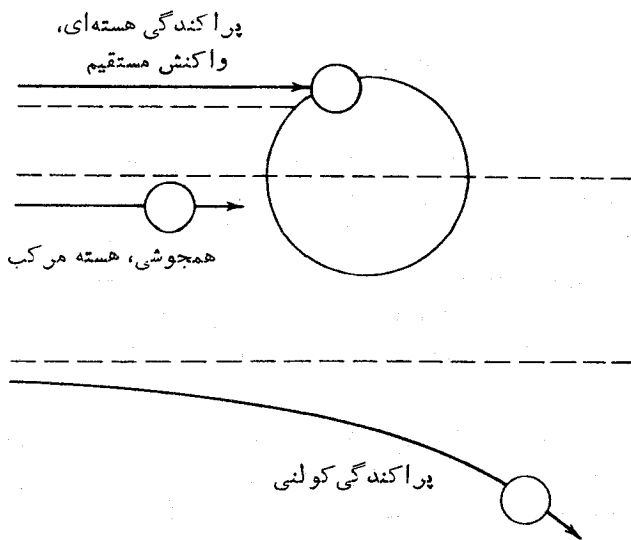
در نزدیکی ناحیه تشدید، تداخل بین دو جمله وجود دارد که شکل مشخصه نشان داده شده در شکل ۲۷.۱۱ را ایجاد می کند. طبق این مدل، انتظار داریم که يك «فرورفتگی» تداخلی را در قسمت انرژی پایین تشدید مشاهده کنیم. ارتفاع تشدید باید با افزایش انرژی تابشی تقریباً به صورت  $k^{-2}$  (یعنی به صورت  $E^{-1}$ ) کاهش یابد، و «زمینه» غیر تشدیدی حاصل از پراکندگی پتانسیلی نیز تقریباً باید ثابت باقی بماند. شکل ۲۸.۱۱ سطح مقطعهای پراکندگی را با خصوصیت تشدیدی کاملاً واضح نشان می دهد. انتظارات مدل تشدیدی به وضوح بر آورد شده است.

واکنشهای گیراندازی پر توza نیز از خود خصوصیت تشدیدی نشان می دهند. شکل ۲۹.۱۱ مثالهایی از واکنشهای  $(p, \gamma)$  را نشان می دهد. توجه کنید که این يك طیف  $\gamma$  به مفهوم متداول نیست. محور افقی انرژی پروتون تابشی را نشان می دهد نه انرژی گامای گسیل شده را. تشدیدهای مشاهده شده در پراکندگی نوترون با تفصیل بیشتر در فصل ۱۲ بررسی می شوند.

### ۱۳.۱۱ واکنشهای یون سنگین

از نقطه نظر واکنشهای هسته ای، هر پرتابه با  $A > 4$  یون سنگین نامیده می شود. شناخته شدهایی که به مطالعه واکنشهای یون سنگین اختصاص دارند، می توانند باریکه یونهای مختلف تا  $238\text{U}$  را با انرژیهایی از مرتبه  $1-10\text{MeV}$  به ازای هر نوکلئون ایجاد کنند، هر چند که انرژیهای خیلی بالاتر نیز امکان پذیر است.

در شکل ۳۰.۱۱ تنوع فرایندهایی که می توانند در واکنشهای یون سنگین رخ دهند به صورت ساده ای نشان داده شده است. در پارامتر برخوردی بزرگ، اثرات کولنی حاکم اند و ممکن است پراکندگی رادرفورد یا برانگیختگی کولنی اتفاق بیفتد. هنگامی که چگالیهای هسته ای هدف و پرتابه شروع به همپوشی می کنند، واکنشهای هسته ای می توانند روی دهند. همان طور که قبلاً در این فصل بحث شد، در همپوشیهای کوچک، پراکندگی کشسان یا ناکشسان معمولی و انتقال چند نوکلئون از طریق واکنشهای مستقیم ممکن است اتفاق بیفتد. در پارامتر برخوردی کوچک، خصوصیات جدید و غیر معمولی این واکنشها پدیدار می شوند. هر گاه پارامتر برخورد به قدری کوچک باشد که هسته ها بتوانند کاملاً همپوشی داشته باشند، يك هسته مرکب که معرف همجوشی کامل دو هسته است می تواند به صورت يك حالت میانه تشکیل شود. اما، برای غلبه بر سد کولنی دافعه، یون تابشی باید کاملاً پر انرژی باشد و از این رو هسته مرکب با انرژی برانگیختگی قابل توجهی تشکیل می شود. این هسته مرکب ممکن است يك حالت غیر معمول از ماده هسته ای باشد که در واکنشهای با هسته های سبک نتوان به آن دسترسی یافت. به خاطر انرژی تابشی زیاد، هسته مرکب ممکن است به چگالی یسا

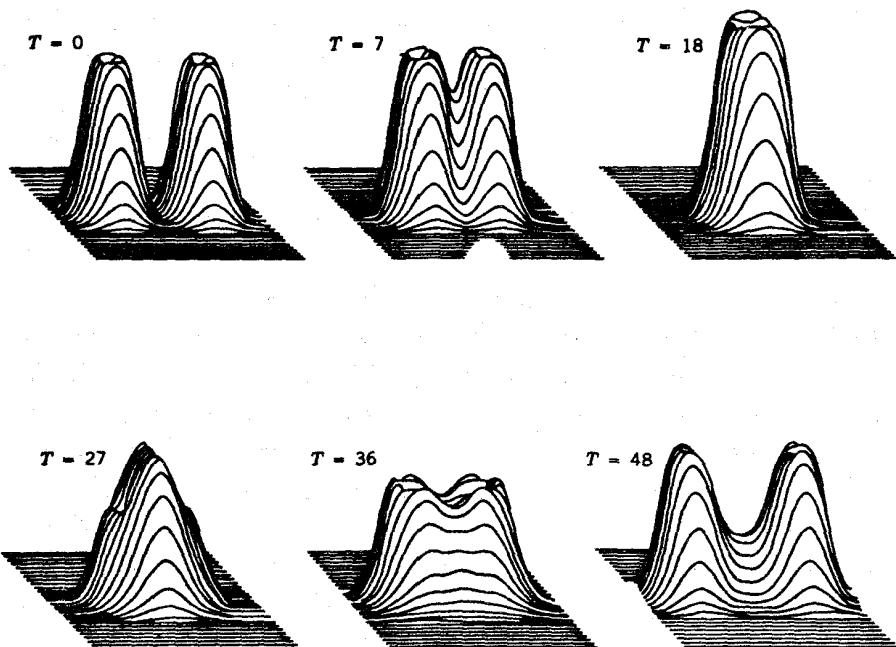


شکل ۳۰.۱۱ هنگامی که انرژی برای نفوذ در سد کولنی کافی باشد، فرایندهای پراکندگی یون سنگین به پارامتر برخورد بستگی دارند.

«دمایی» (یعنی انرژی جنبشی میانگین داخلی به ازای هر نوکلئون) ورای آنچه که در واکنشهای یونهای سبک قابل حصول باشد برسد. بنا بر این تحلیل این حالت‌های مرکب و مدهای واپاشی آنها، معرف به چالش گرفتن نظریه هسته‌ای است. آیا می‌توان با برون‌یابی معادله حالت ماده هسته‌ای «عادی»، به معادله‌ای برای ماده هسته‌ای «غیر عادی» رسید؟ شکل ۳۱.۱۱ محاسبات انجام شده برای حالت‌های میانه را نشان می‌دهد که هسته مرکب به شدت برانگیخته  $^{24}\text{Mg}$  از طریق آنها مسیر واکنش  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  را طی می‌کند.

وقتی که حالت مرکب برانگیخته تشکیل شد، کانال‌های زیادی برای واپاشی آن وجود خواهند داشت. هسته مرکب ممکن است کم و بیش به نصف شکافته شود. این عمل یا از طریق کانال ورودی اصلی ( $^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ) یا از طریق کانال خیلی نزدیک ( $^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{15}\text{O} + ^9\text{Be}$ ) صورت می‌گیرد. برای هسته‌های سنگینتر، مطالعه مد شکافت امکان می‌دهد که نظریه‌هایی را که از مطالعه حالت‌های آشنا تر شکافت فرآورانیوم (فصل ۱۳) حاصل شده است، بررسی کنیم.

نوع محتملتر واپاشی هسته مرکب از طریق گسیل ذره صورت می‌گیرد، زیرا سد کولنی بزرگی مانع از تحقق شکافت است. گسیل ذرات باردار (پروتونها یا ذرات  $\alpha$ ) نیز به علت سد کولنی منع شده است. در واکنشهای هسته‌های سنگین، هسته مرکب از لحاظ پروتون خیلی غنی است ولی مد واپاشی ترجیحی هنوز هم گسیل نوترون است. حتی برای هسته‌های سنگین با فزون‌ی ۱۵ تا ۲۵ پروتون یا بیشتر نیز این موضوع معتبر باقی می‌ماند. لذا این امکان وجود دارد که هسته‌های دور از پایداری را از طریق واکنشهای ( $\text{HI}$ ,  $xn$ ) در ناحیه



شکل ۳۱.۱۱ دوهسته پرخوردکننده  $^{12}\text{C}$  در زمانهای مختلف نشان داده شده‌اند (واحد زمان مساوی  $3.3 \times 10^{-24}\text{s}$ ، و سطح نشان داده شده معرف  $1\text{fm}^2$  است). مقیاس عمودی چگالی هسته‌ای را نشان می‌دهد که در  $T=11$  به قله می‌رسد. توجه کنید قبل از اینکه سیستم مرکب شکسته شود، نوسانات داخلی روی می‌دهند. انرژی پرتابه تابشی در حدود  $700\text{MeV}$  بوده است.

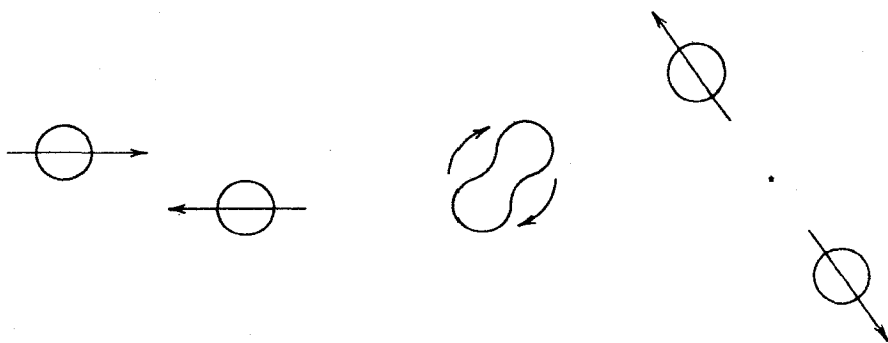
غنی از پروتون مطالعه کنیم، که در آن HI معرف یون سنگین است و  $x$  ممکن است عددی در گستره  $5-10$  باشد.

یکی از کاربردهای خاص این واکنشها جستجو برای هسته‌های پایدار یا تقریباً پایدار عناصر فوق سنگین است. اتمهای فرااورانیم که از طریق روش واپاشی بتایزای گیراندازی نوترون مطالعه شده‌اند، عدد اتمی شان با پله‌های واحد افزایش می‌یابد، ولی این روش قابلیت کار بردی خود را برای هسته‌های حول  $Z=104$  یا  $Z=105$  که در آنها نیمه عمر واپاشی شکافت خود به خود خیلی کوتاه (حدود ثانیه) است از دست می‌دهد. با افزایش  $Z$ ، نیمه عمر شکافت خود به خود باید مرتباً کاهش یابد (زیرا انرژی کولنی که موجب ناپایداری منجر به شکافت هسته می‌شود بر حسب  $Z^2$  افزایش می‌یابد)، تا اینکه به ناحیه پوسسته بسته بعدی یا «عدد جادویی» پروتونها نزدیک شویم که از طریق محاسبه مقدار آن برابر  $Z=114$  (به جای  $126$  که برای نوترونها شناخته شده است) به دست آمده است.

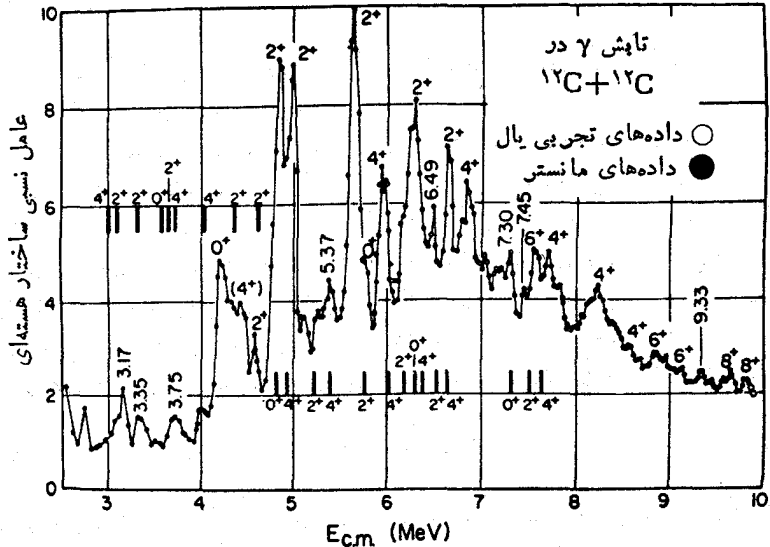
برای جستجوی هسته‌های فوق سنگین مستقیماً نیز می‌توانیم اقدام کنیم که این امر از طریق بمباران سنگینترین هدفهای شبه پایدار ممکن ( $^{249}\text{Cf}$  با  $\gamma_{1/2} = 351$ ) با استفاده از

باریکه‌هایی نظیر  $^{32}\text{S}$  یا  $^{40}\text{Ca}$  صورت می‌گیرد. به این ترتیب ممکن است محصولات پایداری را حول  $Z=114$  و  $N=164$  به دنبال گسیل چند نوکلئون از حالت مرکب تولید کنیم. امکان دیگر آن است که درواکنشی نظیر  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ ، حالت مرکب فوق‌العاده سنگین و به شدت ناپایداری را تولید کنیم، با این امید که یکی از کانالهای واپاشی شکافت از احتمال زیاد ایجاد هسته فوق سنگین پایدار برخوردار باشد. با آنکه در این مورد تلاشهای زیادی ادامه داشته است، مع‌هذا تاکنون موفقیتی در هیچکدام از این دو روش گزارش نشده است.

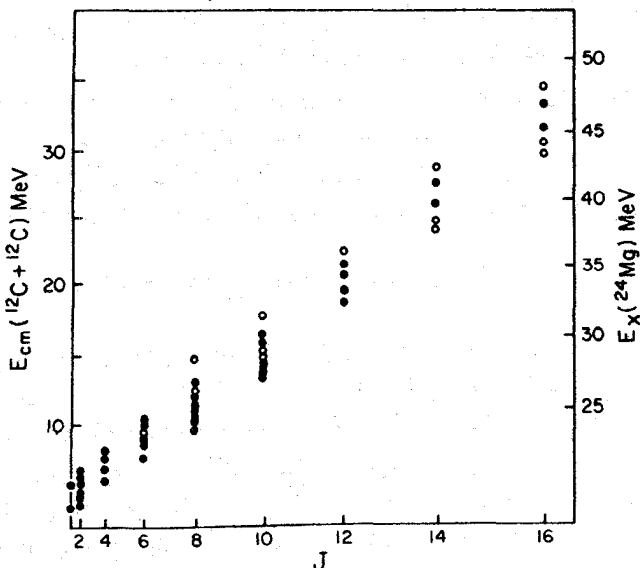
یکی دیگر از ویژگیهای واکنشهای یون سنگین را انتقال مقادیر زیاد تکانه زاویه‌ای به هسته مرکب تشکیل می‌دهد. مثلا درواکنش  $^{40}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ ، ارتفاع سد کولنی در حدود  $200\text{MeV}$  است. هرگاه از  $^{40}\text{Ca}$  تابشی با انرژی  $200\text{MeV}$  استفاده کنیم، يك برخورد خراشان می‌تواند تکانه زاویه‌ای در حدود  $140 \hbar$  را در اختیار سیستم بگذارد. حتی در برخوردهای با پارامتر برخورد کوچکتر، انتقال تکانه زاویه‌ای به مقدار  $40 \hbar \lesssim l$  به هسته مرکب غیر معمول نیست. در این سرعتهای دورانی، نیروی هسته‌ای قادر نخواهد بود که شتاب مرکز گرای لازم را فراهم سازد و سیستم مرکب ممکن است کاملا ناپایدار باشد و بنا بر این تشکیل آن نیز میسر نشود. در چنین حالتی، تشکیل نوع جدیدی از سیستم امکان پذیر است که آن را مولکول هسته‌ای می‌نامند. شکل ۳۲.۱۱ فرایند را به صورت ساده نشان می‌دهد. این دو هسته سیستم مرکبی را تشکیل نمی‌دهند که متناظر با تقسیم کامل انرژی تابشی است. به جای آن، سیستمی تشکیل می‌شود که قابل مقایسه با يك مولکول دواتمی است که برای زمان کوتاهی وجود دارد و سپس با همان پیکربندی ذرات تابشی شکسته و از هم جدا می‌شود. از آنجا که سیستم به ذرات اولیه واپاشیده می‌شود، سیستم ترکیبی برخلاف فرض اساسی مدل هسته مرکب، قویاً «خاطره» قبلی خود را حفظ می‌کند. دلیل این حالت‌های مولکولی از مشاهده برانگیختگیهای دورانی و ارتعاشی حاصل می‌شود که با آنچه در مورد مولکولهای معمولی مشاهده شده است ارتباط نزدیک دارد. شکل ۳۳.۱۱ مثالی از حالت‌های مشاهده شده در



**شکل ۳۲.۱۱** در تشکیل مولکول هسته‌ای، همجوشی کامل دوزره تحقق نمی‌یابد. اینها «خاطره‌ای» از خصوصیات قبلی خود را حفظ می‌کنند و سپس شکسته و از هم جدا می‌شوند. انرژی داخلی سیستم می‌تواند درست مانند يك مولکول معمولی از خود مؤلفه‌های دورانی و ارتعاشی نشان دهد.



تشدیدها در واکنشهای  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$



شکل ۳۳.۱۱ (الف) حالت‌های مولکولی  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . مقیاس عمودی سطح مقطع را در حالتی نشان می‌دهد که عامل نفوذپذیری کولمبی «غیر جالب» حذف شده و عامل ساختار هسته‌ای باقی مانده است. تشدیدهای با انتسابهای اسپین-پاریته مشخص شده‌اند که می‌توان آنها را به ترتیب دورانی  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ , ... درونی ... (ب) ترسیم منحنی انرژی‌های برانگیختگی داخلی تشدیدها برحسب  $(l+1)l$  آشکار می‌سازد که حالتها حقیقتاً به ترتیب دورانی رده‌بندی شده‌اند.



مولکول هسته‌ای  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  را نشان می‌دهد. تشدیدهای سطح مقطع مناظر باحالت‌های دورانی و ارتعاشی مجاز در سیستم مولکولی است.

در هسته‌های سنگین‌تر، حالت‌های به شدت برانگیخته با  $40 < I < 50$  می‌توانند در سیستم مرکب وجود داشته باشند. گسیل چندنوترون از سیستم برانگیخته می‌تواند تکانه زاویه‌ای را به مقدار کوچکی تغییر دهد (یک نوترون  $5 \text{ MeV}$  فقط می‌تواند حداکثر  $3\pi/2 \sim I$  را با خود حمل کند)، و به دنبال گسیل نوترون، حالت‌های مقید برانگیخته در هسته نهایی می‌توانند با اعداد کوانتومی تکانه زاویه‌ای  $40$  یا بیشتر تشکیل شوند. با فرض اینکه هسته محصول از نوع هسته تغییر شکل یافته  $Z$  زوج و  $N$  زوج باشد، حالت‌های برانگیخته یک طیف دورانی مطابق شکل ۲۲.۵ نشان خواهند داد. انرژی‌های دورانی با معادله (۱۷.۵) داده می‌شوند

$$E = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} I(I+1) \quad (75.11)$$

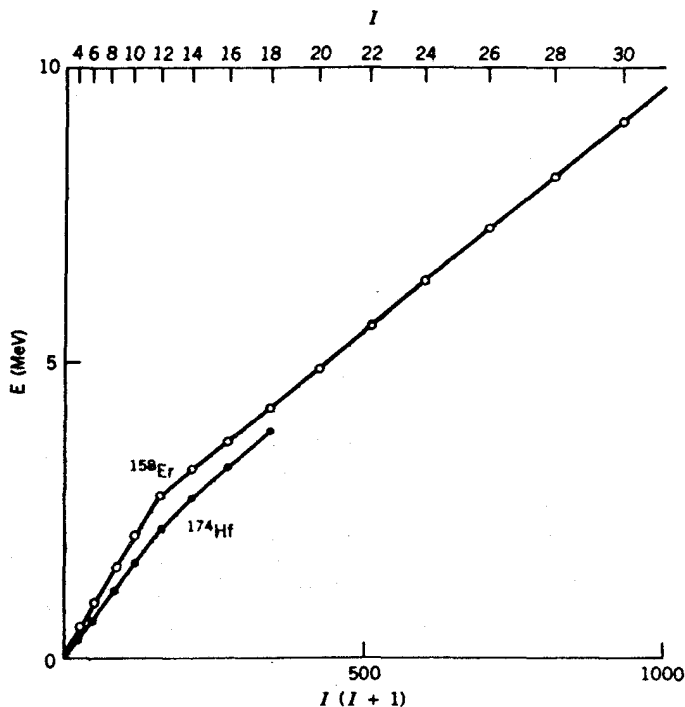
و همانند آنچه در شکل ۱۸.۱۰ نشان داده شده است، این حالت‌ها از طریق یک سری گذارهای گامای  $E\gamma$  به صورت پایایی به حالت پایه انتقال می‌یابند. مشاهده این گذارهای پایایی  $E\gamma$  راهی را برای مطالعه این حالت‌های برانگیخته فراهم می‌سازد. به خصوص، می‌توان مطالعه کرد که آیا فرض گشتاور لختی ثابت  $\mathcal{I}$  در چنین برانگیختگی‌های بالایی معتبر باقی می‌ماند یا خیر. یک راه برای بررسی این فرض آن است که انرژی حالت‌ها را بر حسب  $I(I+1)$  ترسیم کنیم و ببینیم که آیا، همانند آنچه معادله (۷۵.۱۱) پیش‌بینی می‌کند، شیب منحنی ثابت باقی می‌ماند یا خیر. شکل ۳۴.۱۱ مثالی از این نوع ترسیم را نشان می‌دهد و به نظر می‌آید که انحرافی از رفتار خطی مورد انتظار وجود داشته باشد.

روش آموزنده‌تر آن است که داده‌ها را روی ساختار دورانی ترسیم کنیم. بنا بر معادله (۷۵.۱۱) انرژی یک گذار از حالت  $I$  به حالت بعدی پایینتر  $I-2$  عبارت است از

$$E(I) - E(I-2) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} (4I-2) \quad (76.11)$$

انرژی‌های گذار باید به طور خطی بر حسب  $I$  افزایش یابند. شکل ۳۵.۱۱ نشان می‌دهد که این موضوع برای گذارهای پایینتر حقیقت دارد، اما با رفتن به طیف  $I$  بزرگتر اعتبارش را از دست می‌دهد، و در حقیقت در حدود  $I=16$  رفتار آن کاملاً تغییر می‌کند ولی سپس به نظر می‌آید که با رفتن به حالت‌های بالاتر وضع قبلی خود را بازمی‌یابد.

اینک فرض می‌کنیم که گشتاور لختی ثابت نیست بلکه با رفتن به حالت‌های دورانی سریع‌تر، تدریجاً افزایش می‌یابد. این اثر که از نظر کلاسیکی «کشیدگی گریز از مرکز» نام دارد، برای یک چرخنده صلب روی نمی‌دهد اما برای یک سیال ممکن است صورت گیرد. از آنجا که گشتاور لختی هسته‌های دورانی، همان‌طور که در مواد (۱۸.۵) و (۱۹.۵) توضیح داده شد، دارای مقدار بینابینی چرخنده صلب و سیال است، تعجب آور نخواهد بود که کشیدگی گریز از مرکز رخ دهد. با نمایش انرژی دورانی بر حسب بسامد دوران



شکل ۳۴.۱۱ انرژیهای دورانی  $^{158}\text{Er}$  و  $^{174}\text{Hf}$ . هیچ حالت از خود وابستگی خطی مورد نظر  $E$  با  $I(I+1)$  را نشان نمی‌دهد اما در  $^{174}\text{Hf}$  انحراف نسبتاً تدریجی است، در حالی که در  $^{158}\text{Er}$  به نظر می‌آید که یک تغییر ناگهانی در شیب (و لذا در گشتاور لختی) در مجاورت  $I = 12 - 14$  رخ می‌دهد.

$$E = \frac{1}{2} \mathcal{J} \omega^2 \quad (۷۷.۱۱)$$

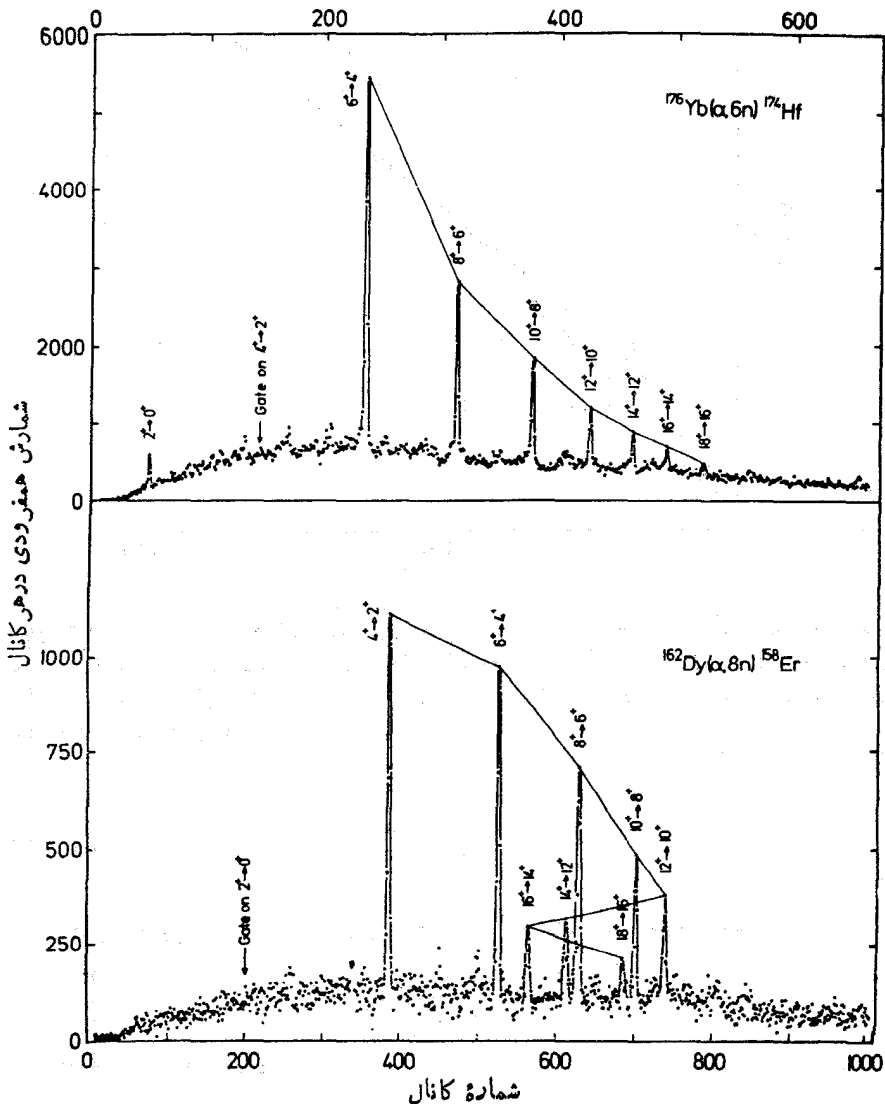
در این صورت می‌توان فرض کرد  $\mathcal{J}$  یا با افزایش تکانه زاویه‌ای تغییر می‌کند

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 + kI(I+1) \quad (۷۸.۱۱)$$

و یا با افزایش بسامد دوران

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 + k'\omega^2 \quad (۷۹.۱۱)$$

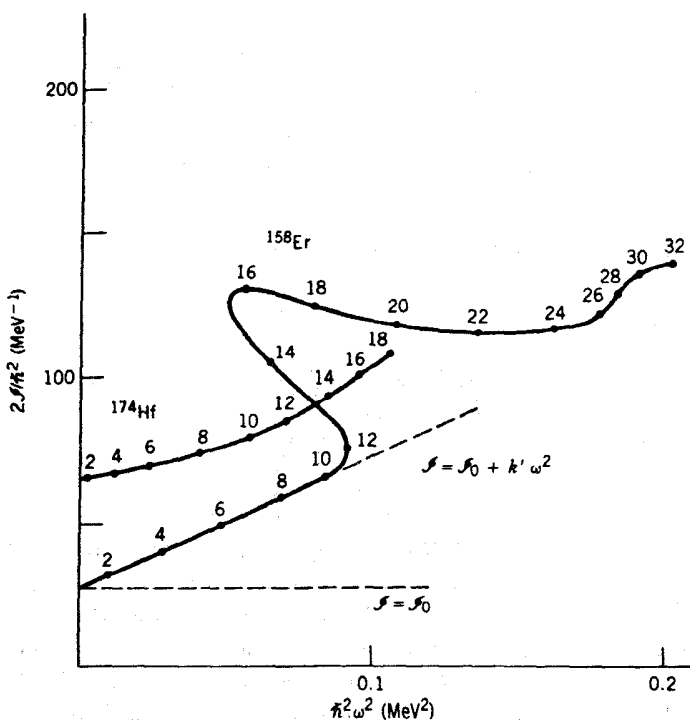
که در آنها  $k$  و  $k'$  ثابتهای تناسب‌اند. از معادله (۷۶.۱۱) داریم



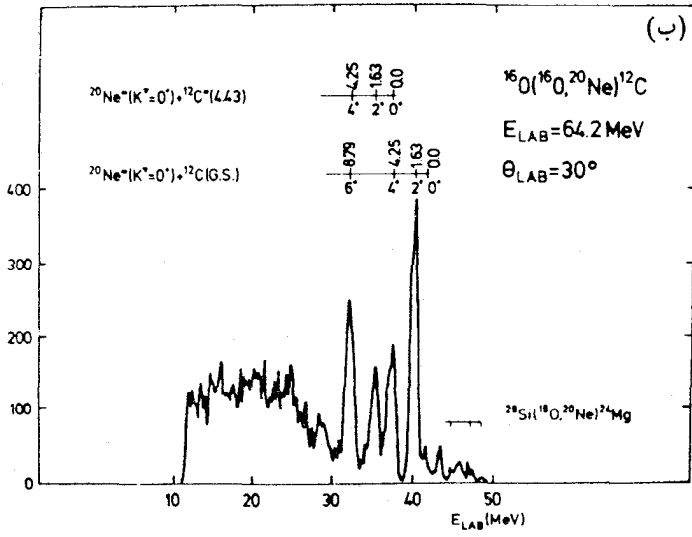
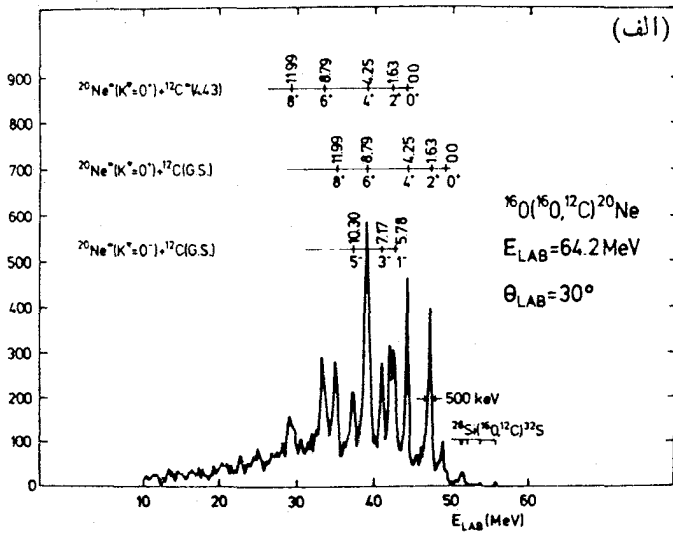
شکل ۳۵.۱۱ طیفهای پرتوگامای ناشی از گذارهای بین حالت‌های دورانی در  $^{158}\text{Er}$  و  $^{174}\text{Hf}$ . برای یک چرخنده کامل، انرژیهای پرتو  $\gamma$  باید با آهنگ یکدیگر اختی بر حسب  $I$  افزایش یابند. برای  $^{174}\text{Hf}$  چنین است، ولی برای  $^{158}\text{Er}$  در گستره  $I = 12 - 16$  انرژی با افزایش  $I$  شروع به کاهش می‌کند و پس از  $I = 16$  مجدداً افزایش می‌یابد.

$$\frac{2J}{\hbar^2} = \frac{2I - 2}{E(I) - E(I-2)} \quad (۸۰.۱۱)$$

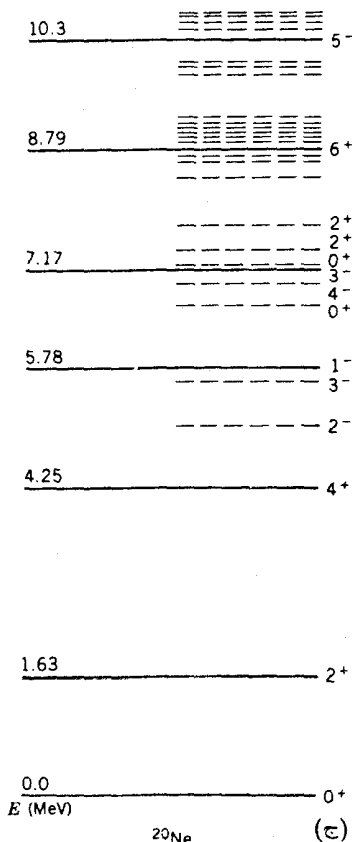
واژترسیم  $J$ ، که برحسب این یکاها اندازه گیری شده است، برحسب  $\omega$  ممکن است با رفتار خطی و یا اینکه (اگر کشیدگی رخ ندهد) بایک مقدار ثابت  $J_0$  روبه رو شویم. شکل ۳۶.۱۱ یک نمونه از چنین ارتباطی را نشان می دهد. به نظر می آید که در حالت های تکانه زاویه ای پایتتریک افزایش تدریجی در  $J$  وجود داشته باشد، سپس در  $I=16$  یک تغییر اساسی اتفاق می افتد و آنگاه به کشیدگی تدریجی برمی گردد. این اثر که پس خمیدگی نامیده می شود، به این علت روی می دهد که انرژی دورانی از انرژی مورد نیاز برای شکستن یک زوج نوکلئون تزویج شده تجاوز می کند. هنگامی که این عمل رخ می دهد (در انرژی متناظر با  $I=16$ )، نوکلئونهای تزویج نشده به مدارهای مختلف می روند و گشتاور لختی هسته تغییر می کند. سپس این وضعیت تا  $I=30$  پایدار می ماند، و آنگاه زوج دیگری شکسته می شود و تغییر دیگری در گشتاور لختی صورت می گیرد.



شکل ۳۶.۱۱ گشتاور لختی، طبق معادله (۸۰.۱۱)، به صورت تابعی از  $2J/\hbar^2$  بنا بر فرمول نیمه کلاسیکی  $1/4[E(I) - E(I-2)]^2$  به افزایش تدریجی گشتاور لختی برای حالت های پایتتریک در  $^{158}\text{Er}$  و  $^{174}\text{Hf}$  و نیز به پس خمیدگی در  $^{158}\text{Er}$  توجه کنید.



شکل ۳۷.۱۱ واکنشهای انتقال ذره  $\alpha$  که منجر به تولید  $^{20}\text{Ne}$  می شود. در بالا (الف) طیف مشاهده شده  $^{12}\text{C}$  و در پایین (ب) طیف  $^{20}\text{Ne}$  نشان داده شده است. هر یک از حالت های برانگیخته  $^{20}\text{Ne}$  علامت گذاری شده اند. مقداری قله در طیف به واکنشهایی نسبت داده می شود که در آن  $^{12}\text{C}$  در اولین حالت برانگیخته خود در  $4.43\text{ MeV}$  قرار گیرد. در شکل صفحه بعد (ج) حالت های برانگیخته  $^{20}\text{Ne}$  نشان داده شده اند. به نحوه گزینش واکنش در تولید حالت های معین واحترزاز حالت های دیگر توجه کنید؛ خط چینها حالت هایی را نشان می دهند که در واکنش تولید نشده اند. از آنجا که پرتاب  $^{16}\text{O}$  هدف از نوع هسته های پوسته بسته دوگانه اند ( $Z=8, N=8$ ), حالت های مشاهده شده در  $^{20}\text{Ne}$  متناظر با اضافه شدن یک ذره  $\alpha$  در هسته ای با عدد جادویی دوگانه هستند. یعنی، چهار نوکلئون ظرفیت طوری جفت شده اند که اسپین پرايند مساوی صفر است، اما تکانه زاویه ای مداری غیر صفر است. تنها مجموعه کوچکی از حالت های  $^{20}\text{Ne}$  از این ویژگی برخوردار است.



شکل ۳۷.۱۱ (ادامه).

مطالعهٔ خواص هسته‌های باتکانهٔ زاویه‌ای زیاد مثال دیگری ازحالت غیر معمول مادهٔ هسته‌ای است که فقط از طریق یون سنگین قابل تولید است.

آخرین نمونه از مطالعات ساختار هسته‌ای که از طریق واکنشهای یون سنگین قابل بررسی است، واکنش انتقالی ذرهٔ آلفا نظیر  $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})$  است. در بحث واپاشی آلفا از در فصل ۸، به «تشکیل قبلی» ذرهٔ  $\alpha$  در داخل هسته اشاره کردیم. از آنجا که ذرهٔ  $\alpha$  ساختار پایداری دارد، نوکلئونهای موجود در هسته را حتی در هسته‌هایی که واپاشی آلفا ندارند، می‌توان دارای احتمال زیاد تشکیل تصادفی ذرهٔ آلفا تصور کرد. این امر به مدل هسته‌ای خوشهٔ  $\alpha$  منجر می‌شود که در آن خصوصیات ساختار هسته‌ای چنین خوشه‌هایی را جستجو می‌کنیم. حالت‌های ناشی از واکنشهای  $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})$ ، که در آن چهار نوکلئون به‌طور همزمان به‌هستهٔ هدف انتقال می‌یابند، ممکن است بر حسب انتقال یک خوشهٔ  $\alpha$  از  $^{16}\text{O}$  به‌هدف مورد تحلیل قرار گیرد. شکل ۳۷.۱۱ سطح مقطع تشکیل حالت‌های  $^{20}\text{Ne}$  را از طریق واکنشهای انتقال  $\alpha$  نشان می‌دهد.

## مراجع مطالعات تکمیلی

توصیف کاملتر واکنشهای هسته‌ای، تقریباً در سطحی مشابه همین فصل، در کتاب زیر ارائه شده است:

G. R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions* (New York: Wiley, 1980),  
کتاب زیر مرجع دیگری در سطح همین کتاب است:

I. E. McCarthy, *Nuclear Reactions*, (Oxford: Pergamon, 1966),  
مطالب کتاب درسی زیر پیشرفته‌تر است.

P. E. Hodgson, *Nuclear Reactions and Nuclear Structure*, (Oxford: Clarendon, 1971).

جامع‌ترین مقالات مروری جدید در مورد تمام جنبه‌های واکنشهای هسته‌ای را می‌توان در مجموعه چهار قسمتی زیر یافت:

*Nuclear Spectroscopy and Reactions*, edited by Joseph Cerny (New York: Academic, 1974),

این مجموعه شامل فصولی در مورد واکنشهای مستقیم، واکنشهای تشدید، پراکندگی، برانگیختگی کولتی، و واکنشهای یون سنگین همراه با مطالبی در مورد روشهای تجربی است.

خلاصه‌های جامعی از نقش ایزوسپین در واپاشیها و واکنشهای هسته‌ای را می‌توان در کتاب زیر یافت:

*Isospin in Nuclear physics*, edited by D. H. Wilkinson (Amsterdam; North-Holland, 1969),

مقدمه ویلکنسون را قویاً به عنوان مروری از تکامل تاریخی ایزوسپین و نظریه هسته‌ای توصیه می‌کنیم.

اثرات سرعت‌های دورانی زیاد توسط R. M. Lieder, H. Ryde در کتاب زیر ارائه شده است.

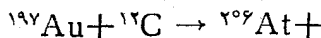
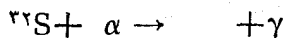
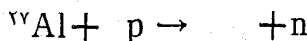
*Advances in Nuclear Physics*, Vol. 10, edited by M. Baranger and E. Vogt, (New York, Plenum, 1978),

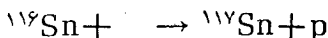
به همین منظور ضمناً به مرور خلاصه زیر نیز مراجعه کنید:

R. M. Diamond and F. S. Stephens, *Nature* 310, 457 (1984).

## مسائل

۰۱ واکنشهای زیر را کامل کنید:





۲. الف) معادلات (۳.۱۱) و (۴.۱۱) را برای  $\cos \theta$  حل کنید. (ب) رابطه بین  $\cos \theta$  و  $p_b$  را برای پراکندگی کشسان تعیین کنید. (ج) نشان دهید که مقدار بیشینه  $\theta$  فقط وقتی وجود دارد که  $m_a > m_Y$ . (د) بیشینه زاویه‌ای را به دست آورید که ذرات  $\alpha$  پس از پراکندگی کشسان از هدفهای هیدروژن و دوتریم در آن ظاهر می‌شوند.

۳. می‌خواهیم اولین حالت برانگیخته  $^{16}\text{O}$  را در انرژی  $6.049 \text{ MeV}$  مورد بررسی قرار دهیم. الف) اگر از واکنش  $(\alpha, n)$  و هدف  $^{12}\text{C}$  استفاده شود، کمینه انرژی ذرات آلفای تابشی چقدر باید باشد تا بتوانند این حالت برانگیخته را تولید کنند. (ب) نوترونهای حاصل درجه راستایی حرکت می‌کنند؟ (ج) هرگاه بخواهیم آشکارسازی نوترونها تحت زاویه  $90^\circ$  نسبت به باریکه تابشی انجام شود، کمینه انرژی  $\alpha$  چقدر باشد تا حالت برانگیخته مورد نظر را به وجود آورد؟

۴. الف) در پراکندگی کولنی پروتونهای  $7.50 \text{ MeV}$  با هدف  $^7\text{Li}$ ، انرژی پروتونهایی که به صورت کشسان در زاویه  $90^\circ$  پراکنده می‌شوند چقدر است؟ (ب) انرژی پروتونهایی که به طور نا کشسان در زاویه  $90^\circ$  پراکنده می‌شوند، هنگامی که  $^7\text{Li}$  در اولین حالت برانگیخته خود ( $4.77 \text{ MeV}$ ) قرار می‌گیرد، چقدر است؟

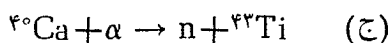
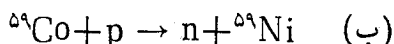
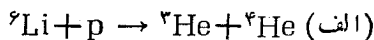
۵. واکنش  $(n, p)$  را می‌توان معادل واپاشی  $\beta^+$  در حالتی در نظر گرفت که هسته‌های اولیه ونهایی یکسان اند. عبارتی به دست آورید که رابطه میان مقدار  $Q$  واکنش  $(n, p)$  را با بیشینه انرژی آزاد شده در واپاشی  $\beta^+$  نشان دهد. برای تأیید رابطه به دست آمده، چند مثال ذکر کنید.

۶. مقدار  $Q$  واکنش  $^6\text{Be}(p, d)^5\text{Be}$  مساوی است با  $55.95 \pm 0.04 \text{ keV}$ . با استفاده از از این مقدار و با در نظر گرفتن جرمهای دقیق شناخته شده  $^1\text{H}$ ،  $^2\text{H}$  و  $^9\text{Be}$ ، جرم  $^8\text{Be}$  را به دست آورید.

۷. الف) مقدار  $Q$  واکنش  $^2\text{H} + ^4\text{He} \rightarrow ^3\text{He} + ^3\text{H}$  را تعیین کنید. (ب) انرژی آستانه برای پروتونهای تابشی روی  $^4\text{He}$  چقدر است؟ انرژی آستانه ذرات آلفای تابشی روی هیدروژن چقدر است؟

۸. برای واکنش  $^2\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + n$ ، انرژی نوترون خروجی را بر حسب تابعی از زاویه خروجی نسبت به راستای  $^2\text{H}$  تابشی بر  $^2\text{H}$  ساکن ترسیم کنید. انرژیهای تابشی را برابر  $2.000, 2.050, 2.100 \text{ MeV}$  در نظر بگیرید.

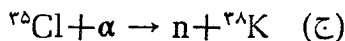
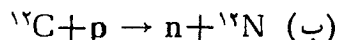
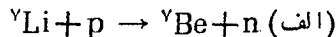
۹. مقادیر  $Q$  را در واکنشهای زیر محاسبه کنید:



۱۰. برای واکنشهای گرماگیر زیر مقدار  $Q$  و انرژی جنبشی آستانه را به دست آورید. در هر



حالت فرض کنید که ذره سبکتر روی ذره سنگین ساکن تابیده می‌شود:



۱۱. در انرژی آستانه، ذرات محصول  $Y + b$  با سرعت یکسانی حرکت می‌کنند. با استفاده از پایستگی تکانه، رابطه‌ای بین  $T_b$  و  $T_a$  در این حالت به دست آورید و سپس عبارت خود را در معادله (۵.۱۱) قرار دهید تا شرط آستانه (۶.۱۱) نتیجه شود.

۱۲. می‌خواهیم حالت‌های برانگیخته پایین  ${}^{35}\text{Cl}$  (۱۹۲۱۹، ۱۷۶۳، ۲۶۴۶، ۲۶۹۴، ۳۰۵۳، و ۳۱۶۳ MeV) را از طریق واکنش  ${}^{32}\text{S}(\alpha, p)$  بررسی کنیم. (الف) به کمک ذرات تابشی  $\alpha$  با انرژی  $5000 \text{ MeV}$  به کدام یک از این حالت‌های برانگیخته می‌توان دسترسی یافت؟ (ب) مجدداً با استفاده از ذرات تابشی آلفای  $5000 \text{ MeV}$  انرژی‌های پروتون مشاهده شده در زوایای  $45^\circ$  و  $90^\circ$  را به دست آورید.

۱۳. در واکنش  ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$  (پروتون‌های تابشی  $1806 \text{ MeV}$  روی هدف لیتیم) سطح مقطع جزئی (در سیستم مرکز جرم) در زاویه مرکز جرم  $75^\circ$  به مقدار بیشینه  $167 \text{ b/sr}$  می‌رسد. (الف) سینماتیک واکنش را در دستگاه آزمایش ترسیم کنید و تمام تکانه‌ها، راستاها، و انرژی‌ها را مشخص سازید. (ب) با فرض اینکه ضخامت هدف  $10 \text{ mg/cm}^2$  است و باریکه‌ای از پروتون‌ها به جریان  $100 \mu\text{A}$  روی سطح  $1 \text{ cm}^2$  پخش شده باشد، تعداد ذرات آلفایی را که در هر ثانیه در شرایط فوق به آشکارسازی به سطح  $5 \text{ cm}^2$  واقع در  $120 \text{ cm}$  از هدف برخورد می‌کنند به دست آورید.

۱۴. ایزوتوپ پرتوزای  ${}^{15}\text{O}$  را که در پزشکی کاربردهای مهمی دارد، (فصل ۲۰ را ببینید) می‌توان در واکنش  ${}^{12}\text{C}(\alpha, n)$  ایجاد کرد. (الف) هنگامی که انرژی آزمایشگاه ذرات تابشی آلفا  $146 \text{ MeV}$  باشد، سطح مقطع به حداکثر می‌رسد. انرژی برانگیختگی حالت هسته مرکب چقدر است؟ (ب) سطح مقطع واکنش در انرژی تابشی فوق  $25 \text{ mb}$  است. با فرض اینکه یک هدف کربن  $10 \text{ mg/cm}^2$  و جریان  $20 \text{ nA}$  از ذرات آلفا به کار برده شوند، فعالیت  ${}^{15}\text{O}$  را که پس از  $30 \text{ min}$  تابش دهی حاصل می‌شود محاسبه کنید.

۱۵. در یک آزمایش برانگیختگی کولنی، ذرات آلفا به طور ناگهان از هسته‌های  ${}^{160}\text{Dy}$  پراکنده می‌شوند. (الف) اگر انرژی تابشی  $50600 \text{ MeV}$  باشد، انرژی ذرات آلفای مشاهده شده در  $\theta = 150^\circ$  را که به طور کشسان پراکنده شده‌اند به دست آورید. (ب) حالت‌های  ${}^{160}\text{Dy}$  با مشخصات زیر شناخته شده‌اند ( $0^+ (8087 \text{ MeV})$ ،  $2^+ (284 \text{ MeV})$ ، و  $4^+ (966 \text{ MeV})$ ). با در نظر گرفتن تنها مد برانگیختگی  $E_2$ ، انرژی‌های ذرات آلفای مشاهده شده در  $150^\circ$  را که به طور ناگهان پراکنده

شده اند به دست آورید.

۱۶. انرژی پروتونهای تابشی را درباریکه‌ای که توسط هسته‌های طلا پراکندگی کولنی می‌یابد در حالت زیر به دست آورید. فرض می‌کنیم که کمینه فاصله بین پرتابه و هدف برابر فاصله بین دو هسته درست در وضعیت تماس لبه‌ای باشد.

۱۷. ذرات آلفای با انرژی  $8.0 \text{ MeV}$  با آهنک  $10^7 \times 3.0$  در ثانیه روی ورقه طلا به ضخامت  $10^{-6} \times 4.0 \text{ cm}$  تابیده می‌شوند. آشکارسازی به شکل حلقه در فاصله  $3.0 \text{ cm}$  از ورقه پراکنده و هم‌مرکز با راستای باریکه قرار دارد. شعاع داخلی حلقه  $5.0 \text{ cm}$  و شعاع خارجی آن  $7.0 \text{ cm}$  است. باجه آهنکی ذرات پراکنده شده به آشکارساز برخورد می‌کنند.

۱۸. ذرات آلفای با انرژی  $5.0 \text{ MeV}$  توسط یک ورقه طلا پراکندگی کولنی می‌یابند. (الف) هنگامی که ذرات پراکنده شده در زاویه  $90^\circ$  مشاهده می‌شوند، پارامتر برخورد چقدر است؟ (ب) برای همین پراکندگی تحت زاویه  $90^\circ$ ، کوچکترین فاصله بین ذرات  $\alpha$  و هسته را به دست آورید و انرژیهای پتانسیل و جنبشی ذره  $\alpha$  را در این فاصله تعیین کنید.

۱۹. پروتونهای با انرژی  $4.0 \text{ MeV}$  به وسیله یک ورقه نقره‌ای به ضخامت  $10^{-6} \times 4.0 \text{ cm}$  پراکندگی کولنی می‌یابند. چه کسری از پروتونهای تابشی در زوایای زیر پراکنده می‌شوند؟ (الف) بیشتر از  $90^\circ$ ، (ب) کمتر از  $10^\circ$ ، (ج) بین  $5^\circ$  و  $10^\circ$ .

۲۰. معادلات (۴۹.۱۱) تا (۵۱.۱۱) را برای پراکندگی از «قرص سیاه» به دست آورید.

۲۱. هسته مرکب حاصل از بمباران هدف آلومینیم را توسط پروتونها، و نیز حداقل ۵ طریق مختلف برای واپاشی هسته مرکب را بنویسید.

۲۲. برای حالت‌های  $^{61}\text{Cu}$  که در واکنش  $(\alpha, p)$ ، شکل ۴۰.۱۱، تولید می‌شوند انتقال  $l$  را برای هر حالت به دست آورید.

۲۳. در واکنش  $(d, p)$  که به حالت‌های  $^{91}\text{Zr}$  منجر می‌شود (شکل‌های ۲۳.۱۱ و ۲۴.۱۱)، حالت‌های تکانه زاویه‌ای نهایی ممکن را در وضعیتی مورد بحث قرار دهید که واکنش بتواند از طریق سازوکار هسته مرکب انجام شود. به عنوان مثال، بررسی کنید که آیا هنوز امکان دارد که یک حالت نهایی  $I^\pi = (7/2)^+$  به طور یگانه‌ای به  $l = 4$  وابسته باشد؟ حالت‌های نهایی دیگر را نیز مورد بحث قرار دهید.

۲۴. ترازهای پایین  $^{43}\text{Sc}$  در شکل ۱۲.۵ نشان داده شده‌اند. می‌خواهیم حالت‌های  $^{43}\text{Sc}$  تا حالت برانگیخته  $-(7/2)$  با استفاده از واکنش  $(d, n)$  پر شود. محتملترین زاویه نوترونهای خروجی برای هر حالت برانگیخته را محاسبه کنید. (سعی کنید انرژیهای حاصل برانگیخته را از روی شکل برآورد کنید.)

۲۵. واکنش  $(d, p)$  روی هدف  $^{49}\text{Ti}$  [حالت پایه  $-(7/2)$ ]، حالت‌های «جمعی»  $0^+$ ،  $2^+$  و  $4^+$  را به ترتیب با انرژیهای  $0.000$ ،  $1.555$ ،  $2.675 \text{ MeV}$  در  $^{50}\text{Ti}$  تولید می‌کند. مقادیر تکانه زاویه‌ای منتقل شده در این واکنش مستقیم چقدر است؟

۰۲۶ واکنش ( ${}^3\text{He}, p$ ) روی هدف  $Z$  زوج و  $N$  زوج منجر به حالت‌های نهایی معینی می‌شود که با انتقال یکی از مقادیر  $2, 0$  یا  $4 = l$  متناظر است. (الف) برای هر انتخاب، انتساب‌های اسپین-پاریته ممکن را در هسته نهایی بنویسید. (ب) در بعضی موارد تحلیل‌ها نشان می‌دهند که بعضی حالتها با مخلوطی از  $0 = l$  و  $2 = l$ ، و برخی دیگر با مخلوطی از  $2 = l$  و  $4 = l$  تولید می‌شوند. آیا امکان دارد که اسپین نهایی در هر يك از این حالات به‌طور یگانه تعیین شود؟

۰۲۷ واکنش ( $d, p$ ) روی  ${}^{52}\text{Cr}$  به حالت پایه  $-(3/2)$  در  ${}^{53}\text{Cr}$  منجر می‌شود. تفاوت تحلیل انتقال تکانه زاویه‌ای در این واکنش، بین تحلیل بر حسب واکنشهای مستقیم و تحلیل بر حسب واکنشهای هسته مرکب، چگونه پیدا می‌شود؟

## فیزیک نوترون

نوترون به عنوان عضو بدون بار جفت نوکلئونی، در مطالعه نیروهای هسته‌ای نقش اساسی دارد. نوترونهای حتی با انرژی خیلی کم ( $eV$  یا کمتر)، بی آنکه تحت تأثیر سد کولنی قرار گیرند، می‌توانند به داخل هسته نفوذ کنند و واکنشهای هسته‌ای را موجب شوند. در مقابل، قسمتی از بی‌اطلاعی ما در مورد فرایندهای درون ستاره‌ای از اشکال مطالعه واکنشهای پروتونی در انرژیهای خیلی پایین حدود  $keV$  ناشی می‌شود. از طرف دیگر، هنگام استفاده از نوترونها به عنوان یک کاوشگر هسته‌ای، عدم برهم کنش کولنی باعث پاره‌ای مسائل تجربی می‌شود. گزینش انرژی و کانونی کردن یک بساریکه نوترون تابشی کار مشکلی است، و نوترونها نمی‌توانند رویدادهای یونش اولیه را در آشکار سازها ایجاد کنند (برهم کنش نوترونها با الکترونهای اتمی، هنگام عبور از ماده، قابل اغماض است).

اولین مشاهده تجربی نوترون در ۱۹۳۵ میلادی روی داد. بوته و بکروفتی بریلیم را با ذرات آلفا (ی حاصل از واپاشی پرتوزا) بمباران کردند، تابش خیلی نافذ ولی نایونده‌ای به دست آوردند که آنرا پرتوگامای با انرژی بالا شمردند. بزودی کوری و ژولیو متوجه شدند که وقتی این تابش بر پارافین وارد می‌شود، پروتون پراشوری گسیل می‌شود. آنها با توجه به برد این پرتونها، انرژی‌شان را مساوی  $3.5 MeV$  تعیین کردند. هرگاه تابش تحت مطالعه حقیقتاً پرتو  $\gamma$  می‌بود، پروتونهای بایست در اثر برخورد کامپتون گونه از پارافین کنده می‌شدند. با استفاده از فرمول پراکندگی کامپتون نشان داده شد که انرژی این «تابش  $\gamma$ » باید اقلابرابر  $5.2 MeV$  باشد تا بتواند چنین پرتونهایی را آزاد سازد. به نظر می‌رسید که پرتوگامای گسیل شده با این انرژی کاملاً غیرمحمول است. در سال ۱۹۳۲ میلادی، چادویک با فراهم ساختن تفسیر صحیح موفق شد هویت تابش نامعلوم را به این صورت مشخص سازد که شامل ذرات خنثی (بنا بر این نافذ و نایونده) با جرمی تقریباً مساوی جرم پروتون است.

بنا بر این دریک بر خورد رودررو، نوترون  $5.3 \text{ MeV}$  می توانست انرژی خود را کاملاً به پروتون برخوردشونده منتقل سازد. چادویک با انجام آزمایشهای اضافی پس زنی بانوترونها فرضیه خود را تأیید کرد. عموماً او را به عنوان کاشف نوترون می شناسند.

نوترون آزاد در مقابل واپاشی بتازا ناپایدار است و نیمه عمری در حدود  $10.6 \text{ min}$  دارد. در هسته ها، نوترون مقید ممکن است از طول عمر بسیار زیاد (حتی پایدار) یا عمر بسیار کوتاه برخوردار باشد. علی رغم ناپایداری نوترونها، آزاد، خواص آنها، خصوصاً گشتاور دو قطبی مغناطیسی آن  $\mu_N = 1.83 \times 10^{-26} \text{ J/T}$  و اختلاف جرم پروتون-نوترون  $m_n - m_p = 1.293 \times 10^{-3} \text{ MeV}$  با دقت زیاد اندازه گیری شده است.

تحقیقات پایه بانوترونها تقریباً به روزهای اولیه فیزیک هسته ای بر می گردد، امروزه نیز همچنان میدان تحقیقی فعال و مهیجی به شمار می رود. مثلاً اثرات تداخل با باریکه نوترون موجب شده است که پاره ای از جنبه های اساسی مکانیک کوانتومی برای اولین بار نشان داده شود. اگر نوترون یک ذره بنیادی یا حتی یک ذره مرکب باشد که در آن نیروهای بستگی نسبت به عملیات پارته و برگشت زمانی متقارن باشند، گشتاور دو قطبی الکتریکی نوترون باید برابر صفر شود. آزمایشهای خیلی دقیق و مفصلی انجام شده است که همگی گشتاور دو قطبی الکتریکی صفر را نشان می دهند، اما حد آن به قدری پایین است ( $10^{-25} \text{ e.cm}$ ) که تقریباً امکان دارد بین نظریه های رقیب برای برهم کنشهای بین ذرات بنیادی تمایزی قائل شد. نظریه های معروف به وحدت بزرگ که برای وحدت بخشیدن برهم کنشهای قسوی (هسته ای)، الکترومغناطیسی، و ضعیف (واپاشی بتازا) در تلاش اند، پیش بینی می کنند که پایستگی عدد نوکلئونی (واقعاً عدد باریونی) می تواند نقض شود، و نوترون به پاد ذره خود، پاد نوترون، تبدیل شود و سپس مجدداً به صورت نوترون در آید. هیچ شاهدهی تاکنون برای این اثر نیز مشاهده نشده است، ولی با تحقیقات جاری تلاش می شود که دامنه معلومات مسأله درباره تبدیل نوترون-پاد نوترون گسترش یابد.

## ۱.۱۲ چشمه های نوترون

باریکه های نوترونی را می توان در انواع مختلف واکنشهای هسته ای ایجاد کرد. نوترونها را نمی توان همانند ذرات باردار شتاب داد، ولی می توان از نوترونها با انرژی بالا شروع کرده و انرژی آنها را از طریق برخوردهای با اتمهای مواد مختلف کاهش داد. این فرایند کاهش انرژی را «کنندسازی» نوترون می نامند. نوترونها حاصل می توانند انرژیهای خیلی پایینی داشته باشند، و به طور قراردادی با اسمی زیر نامیده می شوند.

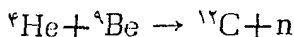
$E \approx 0.025 \text{ eV}$  گرمایی

$E \sim 1 \text{ eV}$  فوق گرمایی

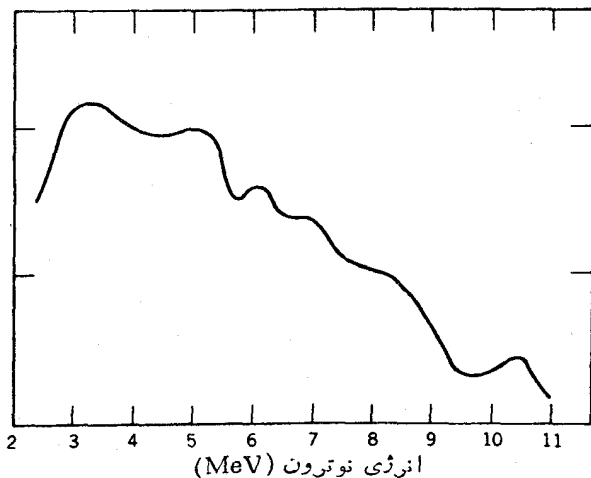
$E \sim 1 \text{ keV}$  کند

$$E = 100 \text{ keV} - 10 \text{ MeV} \quad \text{تند}$$

چشمه  $\alpha$ -Be و اکنش به کاررفته در کشف نوترون را می‌توان به منظور ایجاد چشمه نوترون در آزمایشگاه مورد استفاده قرار داد. ایزوتوپ پایدار بربلیوم،  ${}^9\text{Be}$ ، دارای یک نوترون مقید نسبتاً سست است (با انرژی بستگی  $1.7 \text{ MeV}$ )، هرگاه یک ذره آلفای حاصل از واپاشی پرتوزا ( $5-6 \text{ MeV}$ ) به هسته  ${}^9\text{Be}$  برخورد کند، یک نوترون می‌تواند آزاد شود



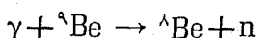
مقدار  $Q$  برای این واکنش مساوی  $5.7 \text{ MeV}$  است. هرگاه یک ماده گسیل‌کننده  $\alpha$  با طول عمر طولانی نظیر  ${}^{226}\text{Ra}$  را با  ${}^9\text{Be}$  مخلوط کنیم، نوترون با آهنگ ثابتی تولید خواهد شد. از  ${}^{226}\text{Ra}$  و دخترانش ذرات آلفایی گسیل می‌شوند که انرژی‌شان در حدود ۵ تا تقریباً  $8 \text{ MeV}$  است، و از این رو نوترونهايي در اختیار خواهیم داشت که طیف انرژی آنها تا حدود  $13 \text{ MeV}$  می‌رسد. نوترونها به دلایل زیر تک انرژی نیستند: (۱) استفاده از چندگروه  $\alpha$ ، (۲) کندشدن ذرات آلفا در اثر برخورد در ماده جامد، (۳) راستاهای مختلف گسیل نوترونها نسبت به ذرات آلفا (که راستاهایشان را نمی‌شناسیم)، (۴) امکان تولید  ${}^{12}\text{C}$  در حالت برانگیخته. محتملترین انرژی نوترون حدود  $5 \text{ MeV}$  و آهنگ تولید در حدود  $10^7$  نوترون در ثانیه برای هر کوری از  ${}^{226}\text{Ra}$  است. در شکل ۱۰۱۲ یک طیف نوعی نوترون نشان داده شده است.



شکل ۱۰۱۲ طیف انرژی نوترون حاصل از یک چشمه  $\text{Ra-Be}$  که با شمارگر پس‌زنی پروتون اندازه‌گیری شده است. چندین گروه نوترون حضور دارند که از برهم‌کنشهای ذرات آلفای پانزدهای مختلف حاصل می‌شوند و در آنها  ${}^{12}\text{C}$  در حالت پایه یا در حالت‌های برانگیخته  ${}^{12}\text{C}$  یا  ${}^{13}\text{C}$  تولید می‌شود.

به دلیل گسیل بالای  $\gamma$  که از  $^{226}\text{Ra}$  و دخترانش ناشی می‌شود، چشمه نوترون رادیم-بریلیم با چشمه‌های دیگری جایگزین شده است که در آنها از  $^{210}\text{Po}$  ( $138\text{d}$ )،  $^{241}\text{Am}$  ( $458\text{y}$ )، و  $^{238}\text{Pu}$  ( $86\text{y}$ ) استفاده می‌شود. قدرت این چشمه‌ها در حدود  $10^6 \times 3 - 2$  نوترون در ثانیه به ازای هر کوری از فعالیت آلفاست.

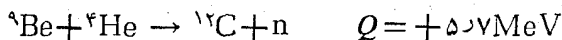
چشمه فوتونوترون در فرایندی مشابه فرایند چشمه‌های  $(\alpha, n)$  که در بالا بحث شد، می‌توان واکنش  $(\gamma, n)$  را برای ایجاد نوترون به کار برد. مزیت ایجاد فوتونوترون آن است که می‌توان نوترون‌ها را خیلی بیشتر تک انرژی ساخت، خصوصاً اگر چشمه فوتون تقریباً تک انرژی باشد. مثلاً،  $^{24}\text{Na}$  پر توگامای با انرژی  $2.76\text{MeV}$  گسیل می‌دارد. جذب این فوتون برای غلبه بر انرژی بستگی نوترون در  $^9\text{Be}$  کافی خواهد بود

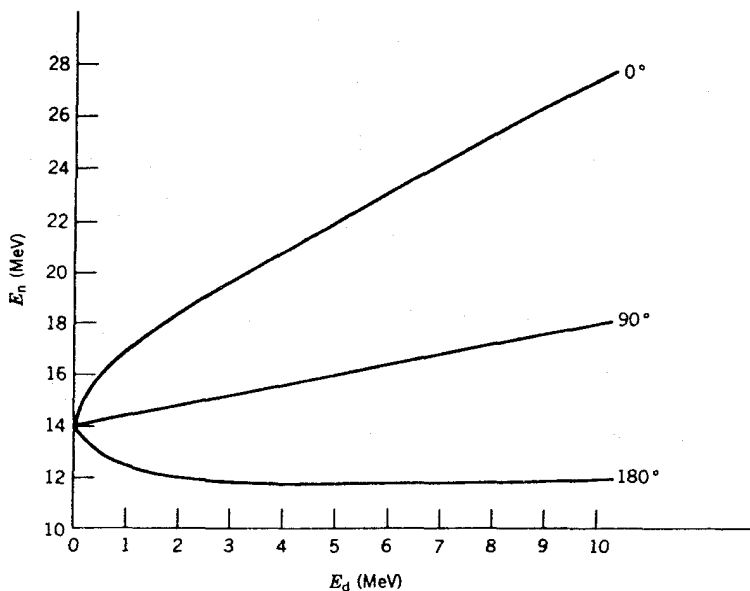


بهره این فرایند قابل قبول است ( $2 \times 10^6$  نوترون در ثانیه به ازای هر کوری از فعالیت  $^{24}\text{Na}$ )، اما نیمه عمر  $^{24}\text{Na}$  کوتاه است ( $15\text{h}$ ). انرژی نوترون در حدود  $8\text{MeV}$  است. ایزوتوپ با طول عمر بیشتر  $^{124}\text{Sb}$  ( $60\text{d}$ ) است که یک پرتوقوی گاما با انرژی اندکی بالاتر از انرژی بستگی نوترون در  $^9\text{Be}$  تولید می‌کند. انرژی نوترون گسیل شده در این فرایند خیلی پایینتر و در حدود  $24\text{keV}$  است.

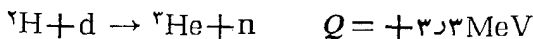
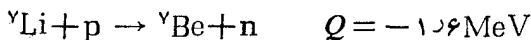
شکافت خود به خود، چشمه متداول نوترون‌های حاصل از شکافت خود به خود، ایزوتوپهای نظیر  $^{252}\text{Cf}$  ( $2745\text{y}$ ) است. نوترون‌ها مستقیماً در فرایند شکافت با آهنگی حدود ۴ نوترون در هر شکافت ایجاد می‌شوند. شکافت فقط در حدود ۳٪ واپاشیها را تشکیل می‌دهد (و بقیه از نوع واپاشی آلفا است)، آهنگ ایجاد نوترون  $2.3 \times 10^{12}$  نوترون در ثانیه به ازای هر گرم از  $^{252}\text{Cf}$  یا  $4.3 \times 10^9$  نوترون در ثانیه به ازای هر کوری از  $^{252}\text{Cf}$  است. انرژی نوترون از مشخصه شکافت است و یک توزیع پیوسته با انرژیهای متوسط  $1 - 3\text{MeV}$  را نشان می‌دهد.

**واکنشهای هسته‌ای.** البته تعدادی واکنشهای هسته‌ای هستند که در آنها نوترون ایجاد می‌شود. این امر نیاز به یک شتابدهنده برای ایجاد باریکه‌ای از ذرات دارد تا واکنش را آغاز کنند، و لذا استفاده از آنها به آسانی کاربرد واپاشی پرتوزای چشمه مورد بحث بالا نیست. با این حال، با انتخاب دقیق انرژی تابشی وزاویه‌ای که در آن نوترون گسیل شده را مشاهده می‌کنیم، غالباً می‌توان باریکه تک انرژی قابل قبولی را برای هر انرژی به دست آورد. پاره‌ای از واکنشهای مورد استفاده عبارتند از





شکل ۲۰۱۲ نوترونهای گسیل شده در واکنش  ${}^2\text{H}(d,n){}^4\text{He}$



شکل ۲۰۱۲ وابستگی انرژی نوترون را با انرژی ذرات تابشی و نیز با راستای نوترون خروجی برای واکنش اول نشان می‌دهد.

**چشمه رآکتور.** شار نوترون در قلب رآکتور شکافت هسته‌ای می‌تواند خیلی بالا، نوعاً  $10^{14}$  نوترون در سانتی‌متر مربع در ثانیه، باشد. طیف انرژی تا  $5-7 \text{ MeV}$  ادامه می‌یابد، ولی قله‌ها در  $1-2 \text{ MeV}$  قرار دارند. انرژی این نوترونها عموماً در داخل رآکتور به انرژی گرمایی کاهش می‌یابد، ولی نوترونهای تند نیز در قلب رآکتور حضور دارند. با ایجاد حفره کوچکی در حفاظ و محفظه رآکتور می‌توان باریکه‌ای از نوترونها را برای آزمایشهای مختلف به داخل آزمایشگاه برد. شار نوترونی بالای حاصل از رآکتور خصوصاً برای ایجاد ایزوتوپهای پرتوزا از طریق گیراندازی نوترون مورد استفاده‌اند، که نمونه آن تحلیل فعالسازی نوترونی است.

### ۲۰۱۲ جذب و کندسازی نوترونها

هنگام عبور باریکه نوترونها از حجم زیاد ماده، شدت باریکه در اثر واکنشهای هسته‌ای



کاهش می‌یابد و بخشی از نوترون‌ها از باریکه حذف می‌شوند. برای نوترون‌های تند، واکنشهای زیادی نظیر  $(n, p)$ ،  $(n, \alpha)$ ، یا  $(n, 2n)$  امکان‌پذیر است، ولی علت اصلی ناپدید شدن نوترون‌های کند یا گرمایی، گیراندازی است که به صورت واکنش  $(n, \gamma)$  انجام می‌شود. غالباً سطح مقطع این واکنشهای گیراندازی تحت الشعاع یک یا چند تشدید قرار می‌گیرد که در آن سطح مقطع خیلی بزرگ می‌شود. در خارج از ناحیه تشدید، سطح مقطع با افزایش سرعت به شکل  $v^{-1}$  کاهش می‌یابد. بنا بر این همان‌طور که نوترون‌ها در اثر فرایندهای پراکندگی کشسان و ناکشسان کند می‌شوند، فرایند جذب نیز محتمل‌تر می‌شود. نوترون‌های با انرژی اولیه در گستره  $1 \text{ MeV}$  فرایندهای پراکندگی زیادی را متحمل می‌شوند تا اینکه انرژیهای آنها به گستره  $eV$  کاهش می‌یابد. در این حال، احتمال جذب تشدید می‌یابد یا غیر تشدید آن فوق‌العاده زیاد خواهد شد.

نوترون‌های طی عبور از ضخامت  $dx$  ماده با  $n dx$  اتم در هر واحد سطح باریکه یا ماده مواجه می‌شوند که در آن  $n$  تعداد اتمهای ماده در واحد حجم است. هر گاه  $\sigma$  سطح مقطع کل نوترون (بادر نظر گرفتن فرایندهای پراکندگی که موجب خروج نوترون‌ها از باریکه می‌شوند) باشد، در این صورت کاهش شدت  $I$  برابر است با

$$dI = -I \sigma_t n dx \quad (۱۰۱۲)$$

با افزایش ضخامت هدف، شدت طبق رابطه‌ی نمایشی زیر کاهش می‌یابد

$$I = I_0 e^{-\sigma_t n x} \quad (۲۰۱۲)$$

باید به خاطر داشت که این رابطه فقط برای نوترون‌های تک انرژی نوشته شده است، یعنی شدت اولیه نوترون‌های با انرژی مشخص طبق معادله (۲۰۱۲) کاهش می‌یابد. البته، ممکن است در همان زمان نوترون‌های با انرژی کمتر را هم (مثلاً به وسیله پراکندگی) به وجود آوریم که این نوترون‌ها می‌توانند سطح مقطع خیلی متفاوتی داشته باشند، ولی این اثر در معادله (۲۰۱۲) منظور نشده است. بنا بر این نمی‌توان آن را با اطمینان برای محاسبه کاهش تعداد کل نوترون‌ها به کار برد، بلکه تنها تغییر شدت نوترون‌هایی را می‌دهد که انرژی اولیه مشخصی دارند.

اینکه برخورد کشسان بین یک نوترون با انرژی اولیه  $E$  و سرعت  $v$  را با اتم هدفی به جرم  $A$  که در آغاز در حال سکون قرار دارد در نظر می‌گیریم. با کاربرد ساده قوانین پایستگی انرژی و تکانه خطی، نسبت بین انرژی نهایی  $E'$  و انرژی اولیه نوترون به صورت زیر به دست می‌آید

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A+1)^2} \quad (۳۰۱۲)$$

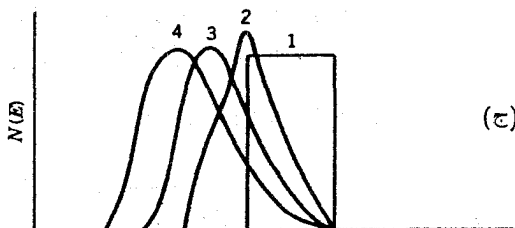
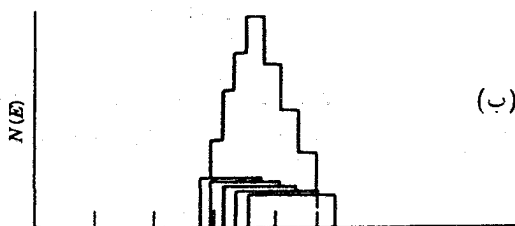
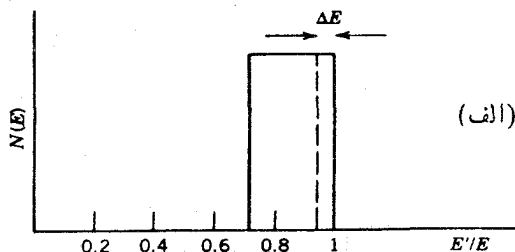
که در آن  $\theta$  زاویه پراکندگی در دستگاه مرکز جرم است (ولی  $E$  و  $E'$  در آزمایشگاه اندازه‌گیری می‌شوند). در نبود پراکندگی ( $\theta = 0$ )، از معادله (۳۰۱۲) نتیجه  $E'/E = 1$

به دست می آید که باید هم این چنین باشد. بیشینه اتلاف انرژی برای برخورد رودررو  $(\theta = 180^\circ)$  عبارت است از

$$\left(\frac{E'}{E}\right)_{\min} = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \quad (4.12)$$

توجه کنید که برای  $A=1$  (پراکندگی حاصل از هیدروژن)، نوترون تمام انرژی خود را به پروتون مورد برخورد می دهد.

برای نوترونهای با انرژی حدود  $10 \text{ MeV}$  و کمتر، پراکندگی عملاً به صورت موج



شکل ۴.۱۲ (الف) نوترون تک انرژی با انرژی  $E$ ، پس از یک پراکندگی موج در برخورد با  $^{12}\text{C}$ ، توزیع مسطحی از انرژیهای آزمایشگاه  $E'$  را از  $0.72E$  تا  $E$  به دست می دهد. (ب) با تقسیم توزیع پراکندگی به پنج قسمت باریک تقریباً تک انرژی به پهنای  $\Delta E$ ، پس از دومین پراکندگی، پنج توزیع مسطح نشان داده شده را به دست می آوریم که حاصل جمع آن همان توزیع قله ای است. (ج) محاسبه دقیق توزیع انرژی پس از ۱، ۲، ۳، ۴ پراکندگی.

$S$  است و بنا بر این (در دستگاه مرکز جرم) به طور قابل توجهی مستقل از  $\theta$  است. همان طور که در شکل ۳.۱۲ (الف) نشان داده شده است، مقادیر  $E'/E$  به طور یکنواخت بین  $E'/E = 1$  و مقدار کمینه‌ای که با معادله (۴.۱۲) داده می‌شود توزیع شده‌اند.

از آنجا که هر نوترون چندین بار پراکنده می‌شود، لازم است به طور تکراری اتلاف انرژی را محاسبه کنیم. در حالت مربوط به دومین پراکندگی، نوترونهای تابشی دیگری تک انرژی نیستند بلکه انرژی‌شان همانند شکل ۳.۱۲ (الف) توزیع شده است. هر گاه هر بازه انرژی به پهنای  $\Delta E$  را به صورت انرژی یک نسل جدید از نوترونهای تقریباً تک انرژی در نظر بگیریم، می‌توانیم نتیجه تقریبی این اثر را مطابق شکل ۳.۱۲ (ب) به دست آوریم. با ادامه این عمل، «نسلهای» متوالی توزیع انرژی را همانند شکل ۳.۱۲ (ج) به دست می‌آوریم. برای اینکه محاسبات را بیشتر به صورت کمی در آوریم، پارامتر  $\xi$  را به عنوان مقدار میانگین  $\log(E/E')$  پس از یک برخورد منفرد تعریف می‌کنیم

$$\xi = \left[ \log \frac{E}{E'} \right]_{av} \quad (5.12)$$

$$= \frac{\int \log \left[ \frac{(A+1)^2}{A^2 + 1 + 2A \cos \theta} \right] d\Omega}{\int d\Omega} \quad (6.12)$$

که در آن  $d\Omega$  جزء زاویه فضایی در دستگاه مرکز جرم است. در اینجا مجدداً فرض می‌کنیم که پراکندگی به صورت همسانگرد است. با انتگرال گیری خواهیم داشت

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \log \frac{A-1}{A+1} \quad (7.12)$$

مقدار میانگین  $\log E'$  پس از هر برخورد به مقدار  $\xi$  کاهش می‌یابد، و پس از  $n$  برخورد، مقدار میانگین  $\log E'$  مساوی  $\log E'_n$  می‌شود

$$\log E'_n = \log E - n\xi \quad (8.12)$$

که مستقیماً از معادله (۵.۱۲) نتیجه می‌شود.

جدول ۱.۱۲ مقادیر  $\xi$  را برای چند کندساز متداول نشان می‌دهد. هر گاه منظور ما کاهش میانگین انرژی نوترون از مقدار متناظر به نوترونهای گسیل شده از شکافت نوعی ( $E \sim 2 \text{ MeV}$ ) به مقداری باشد که مشخصه حرکت گرمایی ( $E_n \sim 0.025 \text{ eV}$ ) است، تعداد دفعات برخورد در جدول ۱.۱۲ داده شده است.

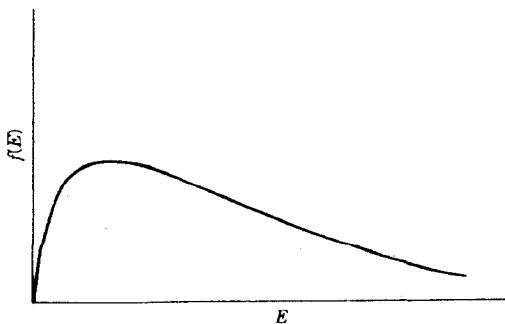
جدول ۱۰۱۲ خواص کندسازی هسته‌های مختلف.

هسته	$\xi$	$n$ (برای گرمایی شدن)
$^1\text{H}$	۱۲۰۰	۱۸
$^2\text{H}$	۰٫۷۲۵	۲۵
$^4\text{He}$	۰٫۴۲۵	۴۳
$^{12}\text{C}$	۰٫۱۵۸	۱۱۰
$^{238}\text{U}$	۰٫۰۰۸۴	۲۲۰۰

در محاسبات قبلی فرض شده است اتمهایی که نوترونها را پراکنده می‌سازند در حال سکون قرار دارند. این تقریب برای نوترونهای با انرژی از مرتبه  $\text{MeV}$  حقیقتاً تقریب خوبی به شمار می‌رود، ولی با نزدیک شدن به انرژیهای گرمایی، درمی‌یابیم که حرکت گرمایی اتمهای کندساز با سرعت نوترونها قابل مقایسه است. در این حالت با استفاده از مکانیک آماری، پراکندگی بهتر مورد تحلیل قرار می‌گیرد و می‌توان به سادگی فرض کرد که پس از گذشت زمان کافی، نوترونها در دمای  $T$  به تعادل گرمایی با کندساز خواهند رسید. در این حالت، نوترونها با توزیع سرعت ماکسولوی توصیف می‌شوند

$$f(v)dv = 4\pi n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT} dv \quad (9.12)$$

که در آن  $f(v)dv$  کسری از نوترونهای با سرعت بین  $v$  و  $v+dv$  را به دست می‌دهد. در اینجا  $m$  جرم نوترون و  $n$  تعداد کل نوترونها در واحد حجم است. با نوشتن مجدد آن بر حسب انرژی خواهیم داشت



شکل ۴۰۱۲ توزیع انرژی ماکسول، معرف طیف انرژی نوترون پس از چند پراکندگی است.

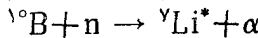
$$f(E)dE = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} dE \quad (10.12)$$

که نمودار آن در شکل ۴.۱۲ نشان داده شده است و به نظر می‌رسد شبیه شکل ۳.۱۲ (ج) باشد، که در آن اثر گرمایی شدن نوترون طی تعداد کمی برخورد ترسیم شده است.

### ۳.۱۲ آشکارسازهای نوترون

از آنجا که نوترون‌ها هیچ نوع یونش مستقیمی ایجاد نمی‌کنند، آشکارسازهای نوترون باید بر اساس آشکارسازی رویدادهای ثانویه و اکنشه‌های هسته‌ای، نظیر  $(n, p)$ ،  $(n, \alpha)$ ،  $(n, \gamma)$ ، یا  $(n, \text{fission})$ ، یا به وسیلهٔ پراکندگی هسته‌ای ذرات باردار سبک صورت گیرد که پس از پراکندگی قابل آشکارسازی است.

برای نوترون‌های گرمایی و کند، آشکارسازهای مبتنی بر واکنشهای  $(n, p)$  و  $(n, \alpha)$  با استفاده از علامتی که ذرات پر انرژی  $p$  یا  $\alpha$  بر جای می‌گذارند، وسیلهٔ مستقیمی را برای مشاهدهٔ نوترون‌ها فراهم می‌سازند. در این مورد عموماً از ایزوتوپ  $^{10}\text{B}$  برای ساخت اتاقک یونش یا شمارگر تناسبی که محتوی گاز  $\text{BF}_3$  یا دارای آستری از فلز بور یا یک ترکیب بور است، استفاده می‌شود. واکنش به صورت زیر است



که در آن  $^7\text{Li}$  ترجیحاً در حالت برانگیخته با انرژی  $4.8\text{MeV}$  قرار می‌گیرد (بور طبیعی شامل حدود ۲۰٪ ایزوتوپ  $^{10}\text{B}$  است، لذا مواد غنی شده با  $^{10}\text{B}$  بازدهی آشکارساز را افزایش می‌دهند). نوترون‌های گرمایی دارای سطح مقطع حدود  $3840\text{b}$  هستند که مقدار خیلی بزرگی است. تا حدود  $100\text{keV}$  سطح مقطع از قانون  $1/v$  پیروی می‌کند، لذا وابستگی سطح مقطع با انرژی تا بشی هیچ نوع پیچیدگی یا تشدید ندارد و قابل پیش بینی است (شکل ۵.۱۲).

سطح مقطع وابسته به  $1/v$  مزیت دیگری نیز دارد. فرض کنید در حال مشاهدهٔ باریکهٔ موازی شده‌ای از نوترون‌ها یا شار همسانگردی (شاید در نزدیکی قلب یک رآکتور) هستیم که توزیع سرعت آن در واحد حجم  $n(v)dv$  نوترون با سرعت‌های بین  $v$  و  $v+dv$  است. شاری که از آشکارساز می‌گذرد برابر  $n(v)v dv$  است و اگر شمارگر شامل  $N$  هستهٔ بور با سطح مقطع  $\sigma$  باشد، احتمال تحقق برهم‌کنش در هر ثانیه (با آهنگ شمارش، اگر قادر باشیم هر واکنش را آشکارسازی کنیم و بشماریم) برای نوترون‌های با سرعت بین  $v$  و  $v+dv$  برابر است با

$$dR = N\sigma n(v)v dv \quad (11.12)$$

برای نوترون‌هایی که طیفی از سرعت‌های مختلف داشته باشند، آهنگ شمارش کل عبارت است از

$$R = \int N \sigma n(v) v dv \quad (12.12)$$

$$= NC \int n(v) dv \quad (13.12)$$

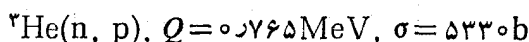
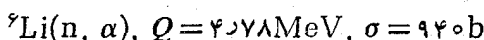
که در رابطه آخر فرض می‌شود  $\sigma \propto v^{-1}$  که در نتیجه به جای حاصلضرب  $\sigma v$  ثابت  $C$  قرار گرفته است. در این صورت انتگرال فوق تعداد کل نوترونهاى موجود در واحد حجم،  $n$ ، را به دست می‌دهد و آهنگ شمارش برابر است با

$$R = NCn \quad (14.12)$$

یعنی، تا وقتی که بتوانیم برای هر توزیع سرعت از سهم شار نوترون خارج از ناحیه  $1/v$  در سطح مقطع صرف نظر کنیم،  $R$  مستقیماً با چگالی نوترون متناسب است.

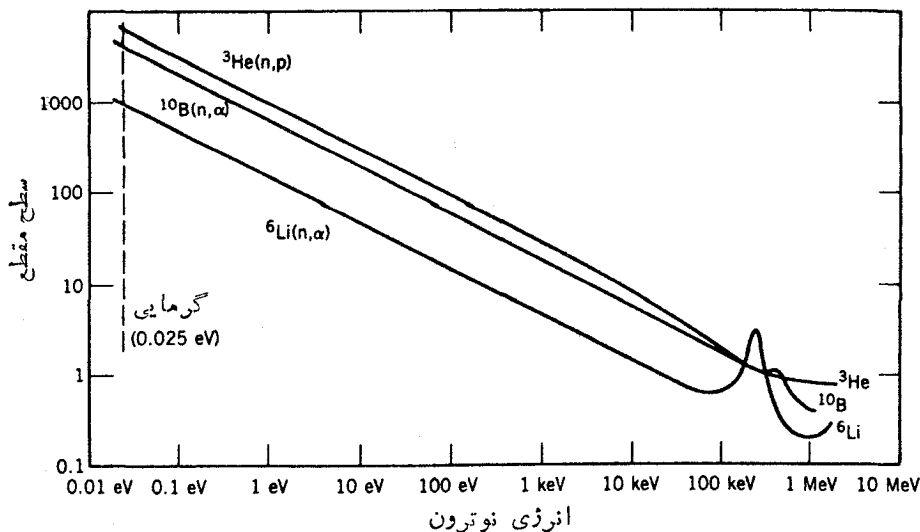
مقدار  $Q$  برای واکنشی که به حالت برانگیخته  ${}^7\text{Li}$  منجر می‌شود برابر  $2.31 \text{ MeV}$  است و برای نوترونهاى تابشی با انرژی جنبشی کم در قیاس با این مقدار، پایستگی تکانه ایجاب می‌کند که انرژی بین  ${}^7\text{Li}$  و  $\alpha$  تقسیم شود و بنا بر این سهم انرژی جنبشی ذره  $\alpha$  مساوی برابر  $1.47 \text{ MeV}$  می‌شود. انرژی جنبشی نوترون تابشی، اگر در گستره  $\text{eV}$  یا حتی  $\text{keV}$  باشد، این مقدار را به طور اساسی تغییر نمی‌دهد و بجز حالتی که در آن هر دو ذره به دیواره برخورد کنند، می‌توان به طور همزمان  ${}^7\text{Li}$  ( $T = 0.84 \text{ MeV}$ ) را نیز به خوبی آشکارساخت و در این صورت نوترون يك اتلاف انرژی  $2.31 \text{ MeV}$  را به عنوان نشانه گذار در شمارگر بر جای می‌گذارد. از آنجا که در شمارگر تناسبی نمی‌توان انرژیهای  $\text{MeV}$  را با دقت  $\text{eV}$  یا  $\text{keV}$  اندازه گیری کرد، از این وسیله نمی‌توان برای اندازه گیری انرژی نوترونهاى کم انرژی استفاده کرد.

وسایل مشابه دیگر بر اساس واکنشهای زیر برای نوترونهاى گرمایی کار می‌کنند:



در شکل ۵.۱۲ سطح مقطعهای نوترون برای این واکنشها با هم مقایسه شده است. طریقه دیگر اندازه گیری شدت نوترون این است که ماده ای را در معرض برخورد با نوترون قرار دهیم که پس از گیراندازی نوترون به صورت پرتوزا در آید. این ماده باید سطح مقطع گیراندازی مشخصی برای نوترونهاى با انرژی بخصوص داشته باشد. هرگاه ماده را از برابر شار نوترونی برداریم و فعالیت القایی آن را (مثلاً با استفاده از يك آشکارساز پرتوی) اندازه گیری کنیم، می‌توانیم شار نوترون را به دست آوریم.

از جمله ابتدایی ترین وسایل به کار رفته برای تعیین انرژی نوترون، وسایل مکانیکی نظیر گزینشگر سرعت بوده اند که شامل يك مانع چرخشی از ماده ای با قابلیت جذب بالا، مثل



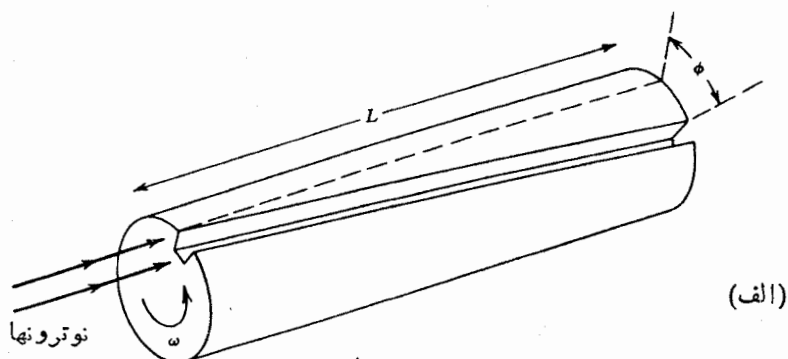
شکل ۵.۱۲ سطح مقطعهای نوترونی برای  ${}^3\text{He}(n,p)$ ،  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ ، و  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ . سطح مقطع رفتار  $1/v$  را برای  $E < 1 \text{ keV}$  نشان می‌دهد ولی در انرژی بیشتر از  $100 \text{ keV}$  شروع به نمایش تشدید می‌کند

Cd برای نوترونهاي گرمایی، است (شکل ۶.۱۲). این وسیله فقط برای سرعتهای نوترون گرمایی قابل استفاده است اما می‌توان آن را برای گزینش نوترونها از توزیع پیوسته سرعت، نظیر آنچه در یک رآکتور ایجاد می‌شود، به کار برد.

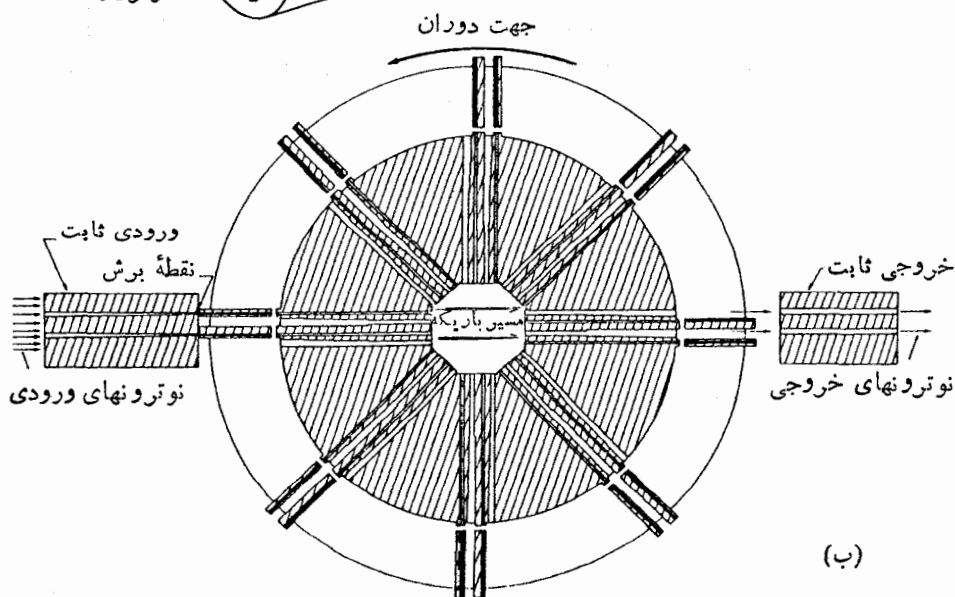
طریقه دیگر اندازه‌گیری سرعت، استفاده از روشهای مختلف زمان پرواز است [بخش ۹.۷ و شکل ۳۹.۷ (جلد اول، ترجمه فارسی)]. هرگاه دسته نوترونهايي را به صورت یک تپ کوتاه داشته باشیم، می‌توانیم مدت زمان حرکت آنها را در فاصله چند متر اندازه‌گیری کنیم. (سرعت نوترونهاي گرمایی در حدود  $v = 2200 \text{ m/s}$  است، و لذا زمان حرکت آنها از مرتبه  $10^{-3} \text{ s}$  و به آسانی قابل اندازه‌گیری است.) برای انرژیهای زیادتر، با استفاده از مسیرهای پرواز طولانیتر  $100 \text{ m}$  و حساسیت بیشتر روشهای اندازه‌گیری زمان کوتاه می‌توان سرعت را برای نوترونهاي با انرژیهای از مرتبه  $\text{MeV}$  به دقت تعیین کرد.

تپ اولیه نوترونها برای اندازه‌گیری زمان می‌تواند یا به وسیله «برشگر» نشان داده شده در شکل ۶.۱۲ و یا به وسیله یک شتابدهنده تپشی ذره باردار فراهم شود که در آن نوترونها از طریق واکنشهای نظیر آنچه در بخش ۱۰.۱۲ ارائه شد، تولید می‌شوند. هرگاه تپ اولیه شامل گستره وسیعی از سرعتها باشد، روش شروع-توقف که مبتنی بر استفاده از مبدل زمان به دامنه است می‌تواند، همانند شکل ۷.۱۲، طیف انرژی نوترونها را به نمایش درآورد.

در ناحیه انرژی گرمایی، با استفاده از پراش بلور می‌توان انرژی را به طور خیلی دقیق



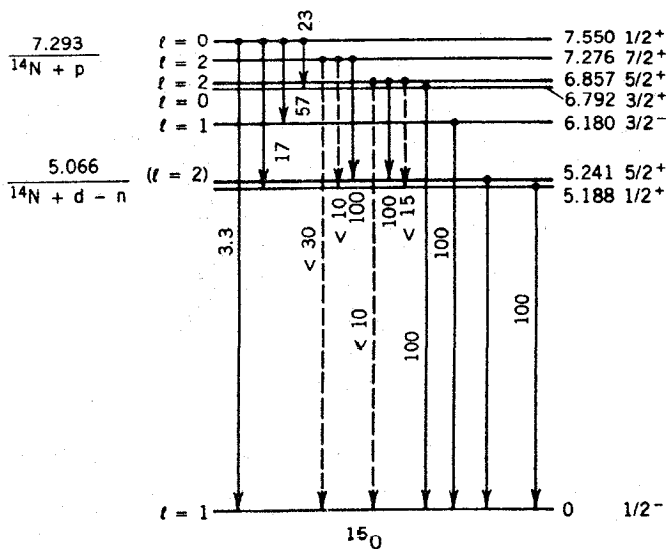
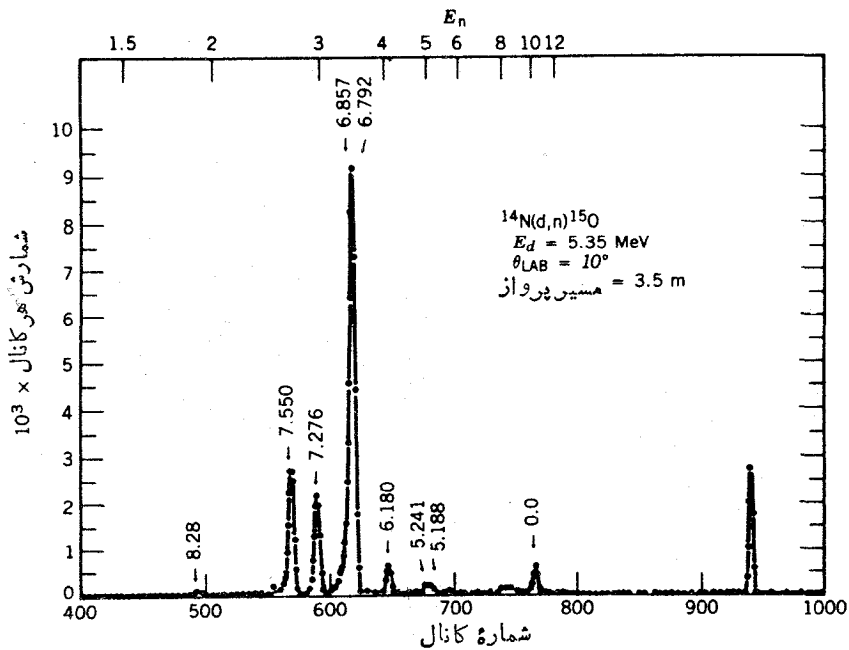
(الف)



(ب)

شکل ۶.۱۲ (الف) گزینشگر سرعت نوترون از یک استوانه دوار که یک یا چند شیار مارپیچ در سطح آن ایجاد شده است تشکیل می‌شود. استوانه از ماده‌ای نظیر کادمیم ساخته می‌شود که قدرت جذب نوترونی آن زیاد است. گزینشگر نوترونها پی را عبور می‌دهد که با سرعت  $v$  طول  $L$  استوانه را در زمانی می‌پیمایند که در آن استوانه به اندازه زاویه  $\phi$  چرخیده است، یعنی  $t = L/v = \phi/\omega$ ، و در نتیجه  $v = L\omega/\phi$ . با تغییر سرعت زاویه‌ای  $\omega$ ، سرعت مورد نظر را برای نوترون انتخاب می‌کنند. (ب) مانع دوار یا «برشگر» برای ایجاد تب نوترونی. جریان پیوسته‌ای از نوترونها از طرف چپ وارد می‌شود. در صورتی که شکافهای چرخانه در امتداد شکافهای ورودی قرار گیرند، تب نوترونی از طرف راست خارج خواهد شد. چرخانه از فولاد زنگ نزن با شکافهای فنولی ساخته می‌شود.





شکل ۲۰۱۲ طیف زمان پرواز نوترونهای گسیل شده در واکنش  $^{14}\text{N}(d, n)^{15}\text{O}$ . زمان گیری پرمینای یک باریکه تپشی دوترونها انجام گرفته است. قله واقع در منتهی الیه سمت راست از پرتوهای  $\gamma$  که البته با بالاترین سرعت ممکن حرکت می کنند حاصل شده است. قله های نوترون همان طور که نشان داده شده است، به حالتهای پایه و برانگیخته  $^{15}\text{O}$  مربوط می شوند. مقادیر  $I$  از اندازه گیری توزیع زاویه ای سطح مقطع، یا  $d\sigma/d\Omega$ ، به دست می آیند.

تعیین کرد. طول موج دوبروی نوترونهای گرمایی حدود  $0.1 \text{ nm}$  است که در حدود فاصله بین اتمها در شبکه بلور است. هرگاه باریکه‌ای از نوترونهای گرمایی به بلور تابیده شود، طبیعت موجی باریکه از طریق مجموعه‌ای از بیشینه‌های تداخلی ظاهر می‌شود. این بیشینه‌ها در زوایایی روی می‌دهند که از شرط براگ تعیین می‌شوند

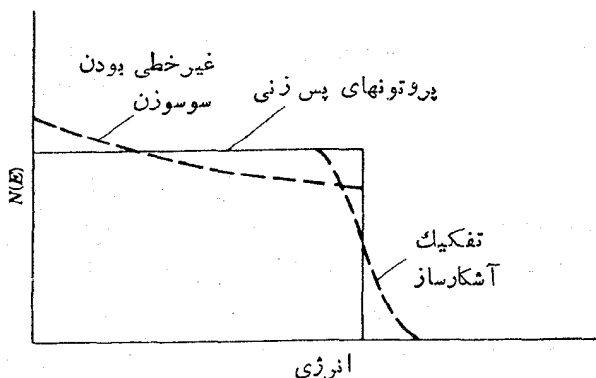
$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (15.12)$$

که در آن  $d$  فاصله شبکه‌ای،  $n$  مرتبه بیشینه تداخلی، و  $\theta$  زاویه‌ای است که باریکه‌های تابشی و بازتابیده با سطح بلور تشکیل می‌دهند. این روش که غالباً در مطالعه خواص بلورین یا فواصل بین اتمی مواد به کار می‌رود، در بخش ۶.۱۲ مورد بحث قرار می‌گیرد. برای اندازه‌گیری انرژی نوترونهای تند، متداول‌ترین روش استفاده از پس‌زنی حاصل از پراکندگی کشسان بین نوترون و یک هدف سبک (H،  $^2\text{H}$ ،  $^3\text{He}$ ،  $^4\text{He}$  و غیره) است. این پراکندگی کشسان قبلاً در بخش ۲.۱۲ در ارتباط با کند سازی نوترون مورد بحث قرار گرفت که می‌توان نتایج به دست آمده از آن بخش را به کار برد. در بحث متعاقب معادله (۲.۱۲) نشان دادیم که نوترون پراکنده شده دارای گستره پيوسته‌ای از انرژی از  $E' = E$  تا مقدار کمینه داده شده با معادله (۲.۱۲) است. هسته پس از برخورد دارای انرژی پس‌زنی زیر است

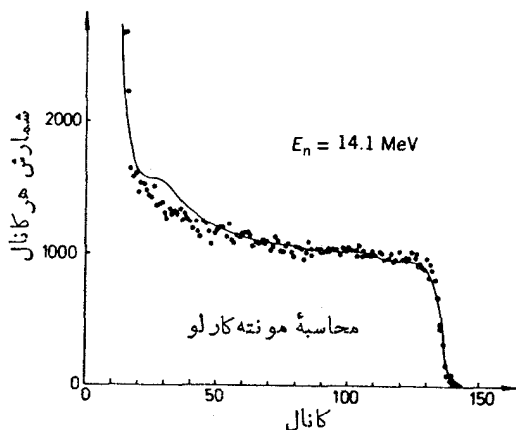
$$E_R = E - E' \quad (16.12)$$

که از صفر تا مقدار بیشینه زیر گسترش دارد

$$\begin{aligned} (E_R)_{\max} &= E - (E')_{\min} \\ &= E \frac{4A}{(A+1)^2} \end{aligned} \quad (17.12)$$



شکل ۸.۱۲ طیف ایده‌آل پس‌زنی پروتون (حاصل از نوترونهای تابشی تک انرژی) می‌تواند به دلایل محدودیت تفکیک آشکارساز غیرخطی بودن سوسوزن تعیین شکل دهد.



شکل ۹.۱۲ طیف نوترونهاي تک انرژی (۱۴ MeV) که با استفاده از یک سوسوزن آلی مشاهده شده است.

برای هیدروژن  $(E_R)_{\max} = E$  است، در حالی که برای  ${}^3\text{He}$  داریم  $(E_R)_{\max} = 0.75E$ . در شکل ۸.۱۲ پاسخ یک آشکارساز ایده آل پس زنی پروتون نسبت به نوترونهاي تک انرژی نشان داده شده است.

معمولاً سیگنال پس زنی پروتون با استفاده از یک ماده سوسوزن که نظیر پلاستیک یا مایع آلی سرشار از هیدروژن است، مشاهده می شود. بنابراین سوسوزن هم به عنوان هدف پروتونی نوترون و هم به عنوان آشکارساز پروتون پس زنی به کار می رود. با در نظر گرفتن تفکیک انرژی سوسوزن و اثرات هندسی، طیف انرژی مشاهده شده برای نوترونهاي تک انرژی شبیه توزیع پیوسته ای است که در شکل ۹.۱۲ نشان داده شده است. هر گاه نوترونهاي تابشی دارای چندین مؤلفه انرژی متمایز باشند، آشکارسازی طیفهای روی هم افتاده ممکن است مشکل باشد.

بازدهی آشکارسازهای سوسوزن پس زنی پروتون برای نوترونهاي با انرژی MeV می تواند در مرتبه ۵۰٪ باشد.

### ۴.۱۲ سطح مقطع واکنشهای نوترون

فرمول بندی تحلیل واکنشهای هسته ای در فصل ۱۱ مورد بحث قرار گرفته است. در این بخش چند مثال کاربردی از واکنشهای نوترون را ارائه می دهیم و جنبه های خاصی از ساختار هسته ای را که می توان مورد تحقیق قرار داد نشان خواهیم داد.

ابتدا وابستگی  $1/v$  سطح مقطع نوترون کم انرژی را در نظر می گیریم. با استفاده از دو روش خیلی متفاوت می توان این نتیجه را به دست آورد. در بخش ۸.۱۱ بر آوردی از سطح مقطع انجام دادیم و معادله (۵۰.۱۱) یعنی  $\sigma_r = \pi(R + \lambda)^2$  را بر اساس مدل جذب

کل به دست آوردیم. اصلاح عمده در این برآورد می تواند شامل بازتاب تابع موج نوترون تابشی در سطح هسته باشد. احتمال نفوذ ذره تابشی به ناحیه پتانسیل هسته ای که در آن ذره قابل جذب می شود چقدر است؟

در بخش ۳.۲ (جلد اول، ترجمه فارسی) احتمال عبور را برای سد پتانسیل مربع مستطیل محاسبه کردیم. با در نظر گرفتن این عامل، سطح مقطع به صورت زیر برآورد می شود

$$\sigma = \pi(R + \lambda)^2 \frac{4kK}{(k + K)^2} \quad (18.12)$$

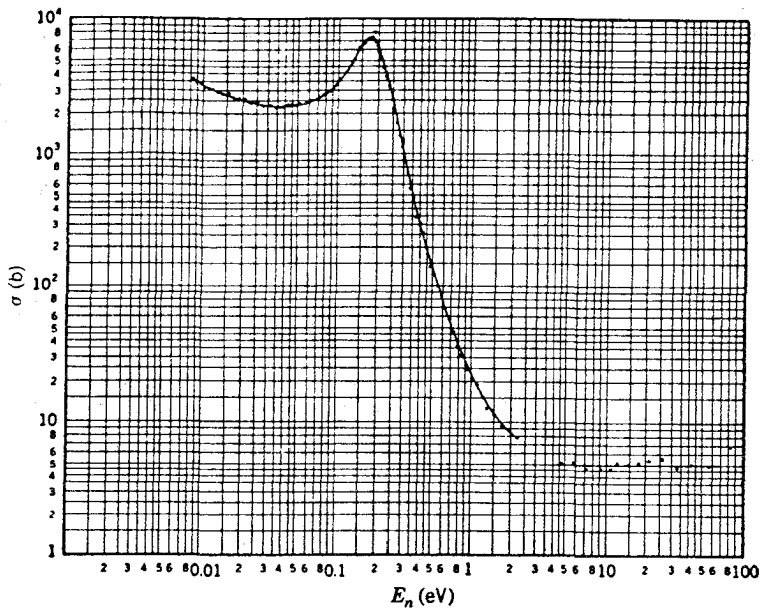
که در آن برای سدی به عمق  $-V_0$  داریم  $k = \sqrt{2mE/\hbar^2}$  و  $K = \sqrt{2m(E + V_0)/\hbar^2}$  است. بنابراین، برای نوترونهاي کم انرژی،  $E \ll V_0$  و  $k \ll K$  و نیز  $\lambda = k^{-1} \gg R$  داریم

$$\sigma \cong \frac{4\pi}{kK} \quad (19.12)$$

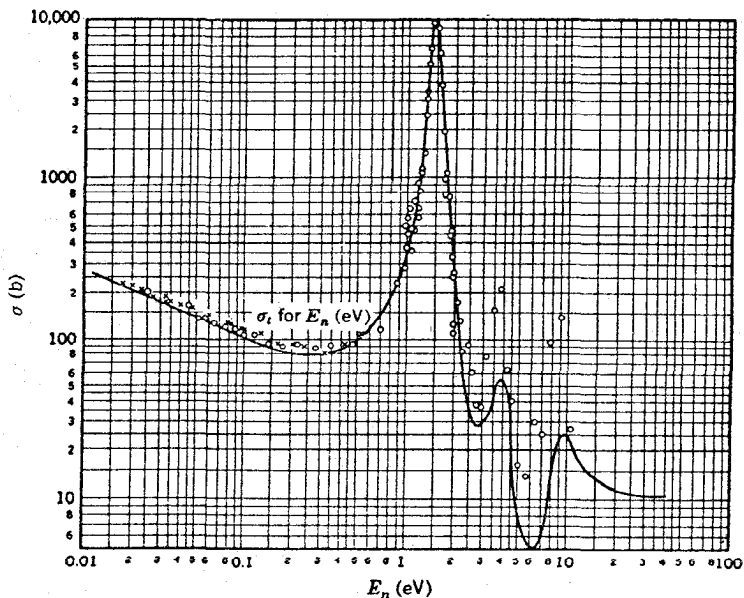
و چون  $k = p/\hbar = mv/\hbar$  است، سطح مقطع به  $1/v$  بستگی پیدا می کند. نتیجه مشابهی را می توان از روش کاملاً متفاوت دیگر و با استفاده از فرمول تشدید تک تراز، معادله (۷۰.۱۱)، به دست آورد. به دنبال گیراندازی نوترون، سازوکار واپاشی اصلی را گسیل  $\gamma$  تشکیل می دهد که احتمال تحقق آن عملاً مستقل از تغییرات انرژی تابشی یا تشدید است. بنابراین می توان  $\Gamma$  را به صورت مستقل از انرژی نوترون در نظر گرفت. پهنای نوترون  $\Gamma_n$  که به کانال ورودی مربوط می شود، به چگالی حالت های نهایی نوترون گیراندازی شده  $dn/dE$  که بر طبق معادله (۱۵.۹) با سرعت نوترون متناسب است، بستگی دارد. (این مسئله تا حدودی با واپاشی آلفا شباهت دارد که در آن احتمال واپاشی شامل عاملی متناسب با  $v$  است که با در نظر گرفتن تعداد دفعاتی که ذره  $\alpha$  با سد هسته ای روبه رو و آماده واپاشی می شود به دست می آید.) دور از ناحیه تشدید،  $E \ll E_R$ ، و وقتی که  $\Gamma_n \propto v$  باشد، داریم

$$\sigma \cong \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_n \Gamma}{E_R^2 + \Gamma^2/4} \propto \frac{1}{v} \quad (20.12)$$

همان طور که با سطح مقطع های ترسیم شده در شکل ۵.۱۲ نشان دادیم، قانون  $1/v$  برای واکنش های دور از ناحیه تشدید به طور کاملاً دقیقی برقرار است. در ناحیه تشدید، نظریه دقیقی برای پیش بینی محل تشدیدها وجود ندارد. ساختار سطح مقطع ممکن است تحت الشعاع یک تشدید منفرد و منزوی [مثل مورد d] در شکل ۱۰.۱۲ (الف)] قرار گیرد و یا به صورت ساختار پیچیده [مانند آنچه در مورد In و U در شکل های

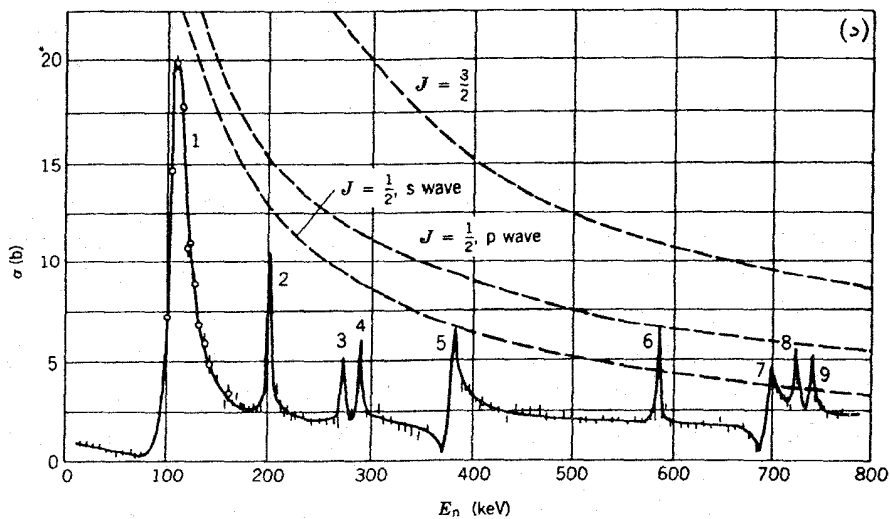
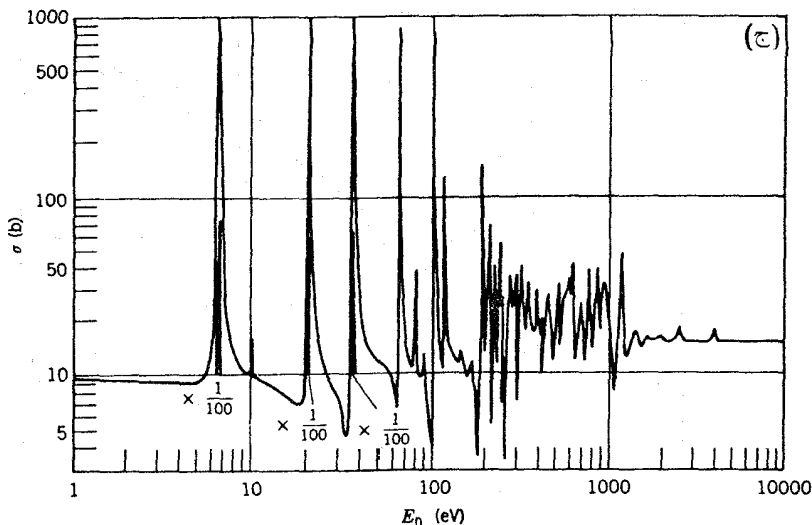


(الف)



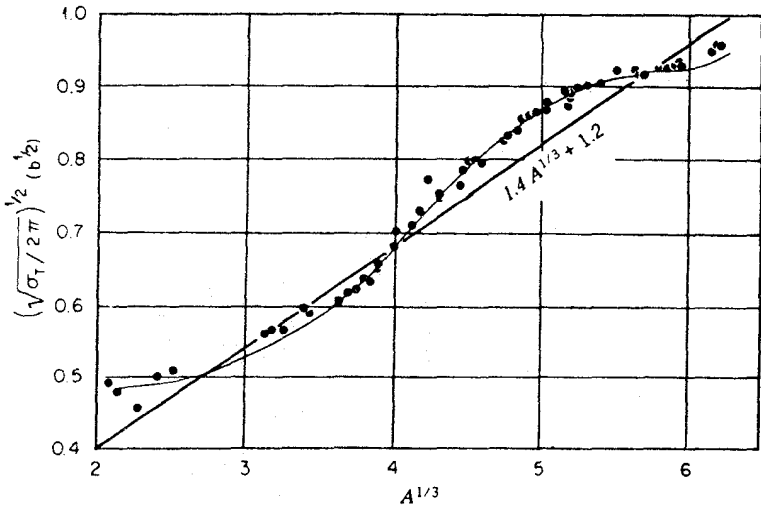
(ب)

شکل ۱۰۱۲ تشدید در سطح مقطع کلی نوترون. (الف) برای Cd یک تشدید منفرد و منزوی روی زمینه  $1/v$  قرار گرفته است. (ب) چندین تشدید نزدیک هم در In (ج) چندین قله تیز در ناحیه تشدید  $^{238}\text{U}$ . (د) برای  $^{32}\text{S}$ ، ارتفاع نسبی قله‌های تشدید حاکی از اسپین تشدیدهاست.



شکل ۱۰.۱۲ (ادامه).

۱۰.۱۲ (ب و ج) نشان داده شده است [ باشد. در بعضی حالات، شدت تشدید می‌تواند برای تعیین اسپین آنها به کار رود. مثلاً در ساختار تشدید  $^{22}\text{S}$  (که يك هستهٔ زوج-زوج با اسپین صفر است)، گیراندازی موج s منجر به تشدید با اسپین کل  $I = 1/2$  (ناشی از اسپین ذاتی نوترون) می‌شود. گیراندازی موج p می‌تواند نتیجهٔ  $I = 1/2$  یا  $I = 3/2$  را به دست دهد که بستگی به آن دارد که s و I نوترون پاد موازی یا موازی باشند. رابطهٔ

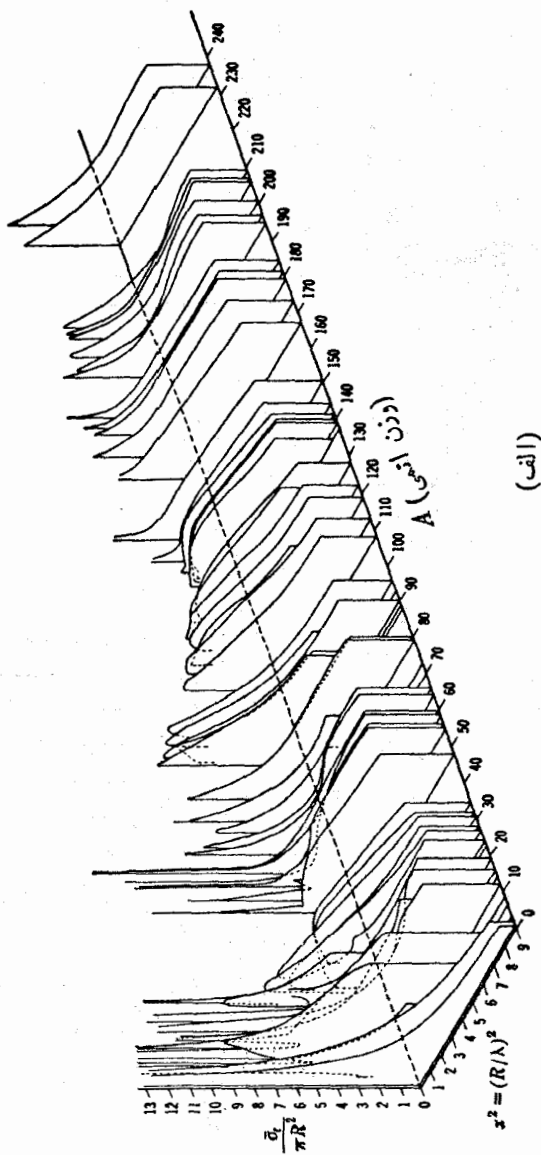


شکل ۱۱.۱۲ سطح مقطع کلی نوترونهای ۱۴ MeV که بر حسب  $A^{1/3}$  ترسیم شده است. خط مستقیم معرف  $R + \chi = 1.4 A^{1/3} + 1.2 \text{ fm}$  است که به طور معقولی با داده‌ها سازگاری دارد. منحنی گذرنده از نقاط اطلاعاتی از یک محاسبه اصلاح شده با استفاده از مدل اپتیکی حاصل شده است.

بین سطح مقطع در ناحیه تشدید و کمی پیچیده تر از وابستگی  $(1 + 21)$  است که در معادله (۴۷.۱۱) پیش بینی شد، و لسی اثر کلسی آن در افزایش سطح مقطع به وضوح دیده می‌شود. با رفتن به طرف انرژیهای بالاتر، خواص میکروسکوپی اهمیت کمتری پیدا می‌کنند، زیرا ساختار مشاهده شده غالباً میانگینی از چند تشدید همپوشان را نمایش می‌دهد. یکی از دلایل قابلیت کاربرد خاصیت میانگین از برآورد هندسی سطح مقطع کلی، معادله (۵۱.۱۱)، به دست می‌آید. شکل ۱۱.۱۲ کمیت  $(\sigma_T/2\pi)^{1/2}$  را نشان می‌دهد که برای نمایش  $R + \chi$  ترسیم شده است (در اینجا  $R = R_0 A^{1/3}$  و  $\chi$  برای نوترونهای ۱۴ MeV برابر  $1.2 \text{ fm}$  است). شعاع  $R_0$  مساوی  $1.4 \text{ fm}$  اختیار شده است که تا حدی بزرگتر از برآورد رایج  $1.25 \text{ fm}$  است، زیرا ضخامت پوسته‌ای بر هم کنش هسته‌ای نیز در نظر گرفته شده است. تغییرات سطح مقطع کلی بر حسب انرژی  $A$  در شکل ۱۲.۱۲ نشان داده شده است. با استفاده از مدل اپتیکی (بخش ۹.۱۱) می‌توان سطح مقطع کلسی نوترون را برای این هسته‌ها محاسبه کرد و نتایجی به دست آورد که در شکل ۱۲.۱۲ نشان داده شده است. سازگاری بین نتایج بزرگ مقیاس تجربی و محاسباتی، قابل قبول است.

### ۵.۱۲ گیراندازی نوترون

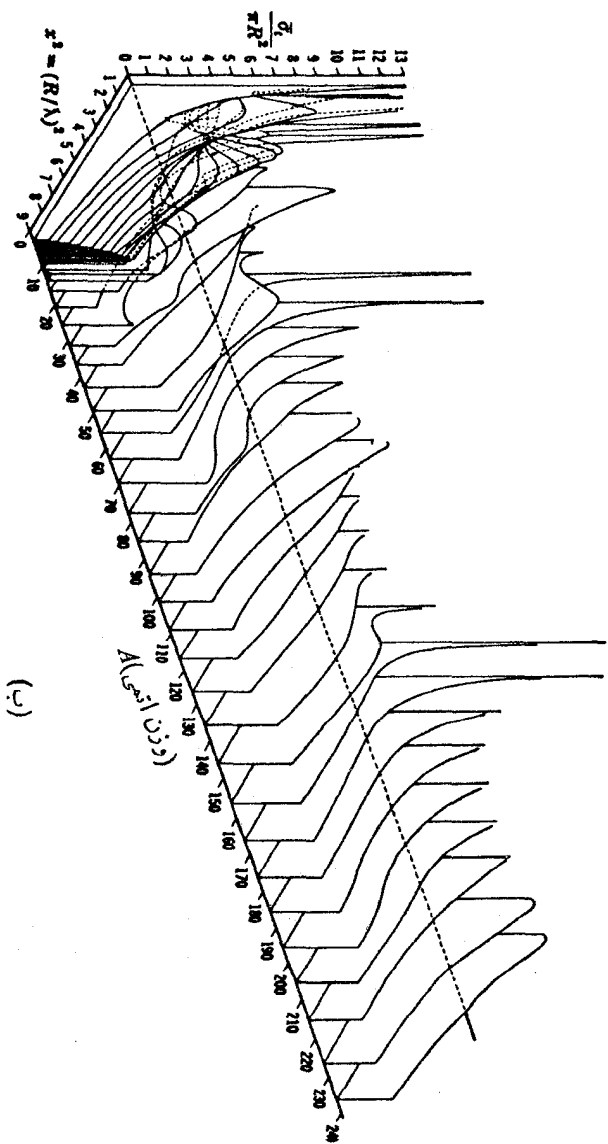
شکل ۱۳.۱۲ پاره‌ای از فرایندهایی را نشان می‌دهد که به دنبال گیراندازی نوترون ممکن



(الف)

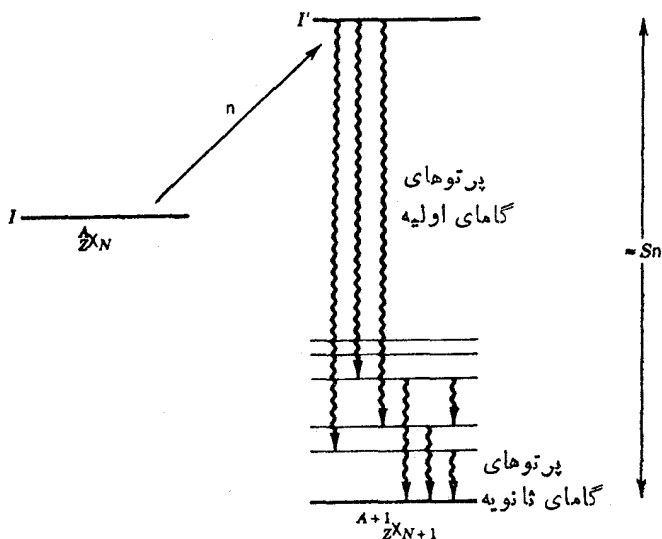
شکل ۱۳-۱۴ سطح مقطع کلی نوترونها با انرژی مختلف (  $x$  يك پارامتر بدون بعد انرژی است ) محاسبه شده (الف) نتایج تجربی و منحنیهای (ب) نتایج محاسبه شده را با استفاده از مدل ایتیکی نشان می دهند.





(ب)

شکل ۱۳.۱۳ (۱۵۱۵۱).



شکل ۱۳.۱۲ گیراندازی نوترون کم انرژی منجر به حالت  $I'$  می شود که از آن پرتوهای اولیه  $\gamma$  و سپس پرتوهای ثانویه  $\gamma$  گسیل خواهد شد.

است اتفاق بیفتند. اگرچه این امکان وجود دارد که نوترون بازگسیل شود، ولی برای هسته های سنگین و نوترونهای تابشی کم انرژی این مد واپاشی حالت مرکب یا حالت تشدید فرونشانده می شود، و گسیل  $\gamma$  محتملترین فرایند واپاشی به شمار می رود. (گسیل ذره باردار به واسطه سدکولنی ممنوع است و احتمالاً جز درهسته های خیلی خیلی سبک اتفاق نمی افتد.) انرژی برانگیختگی  $E_x$  مربوط به  $A'$  درست برابر  $S_n + E_n$  است، یعنی انرژی جدایی نوترون به اضافه انرژی نوترون تابشی. برای نوترونهای کم انرژی،  $E_x$  نوعاً در حدود ۵-۱۰ MeV است.

واکنشهای گیراندازی نوترون را می توان برای تعیین انرژی وانتساب اسپین-پاریته حالت های گیراندازی به کار برد. فرض کنیم هسته اولیه دارای اسپین  $I$  و پاریته  $\pi$  (+ یا -) است. اسپین  $I'$  حالت گیراندازی شده به وسیله تکانه زاویه ای مدارای نوترون  $l$  و تکانه زاویه ای اسپین  $s$  که به مقدار مربوط به هسته هدف اضافه شده است، تعیین می شود

$$I' = I + l + s \quad (21.12)$$

و رابطه بین پاریته ها نیز به صورت زیر است

$$\pi' = \pi (-1)^l \quad (22.12)$$

برای نوترونهای تابشی با انرژی گستره گرمایی، تنها گیراندازی موج  $s$  روی خواهد داد

که برای آن  $I' = I \pm 1/2$  (به استثنای  $I = 0$  که در این حالت فقط  $I' = 1/2$  می‌شود) و  $\pi' = \pi$  است.

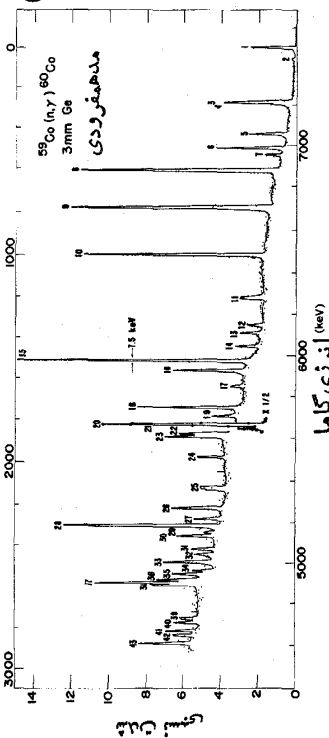
معمولاً حالت گیراندازی را می‌توان به صورت یک حالت هسته مرکب، یعنی به صورت تعداد زیادی ترازهای منفرد تفکیک نشده که دارای  $I' = I + 1/2$  و  $I' = I - 1/2$  هستند، در نظر گرفت. گاهی هم گیراندازی ممکن است تحت الشعاع یک یا چند تشدید قرار گیرد، و در حالت‌های برگزیده مشخصی امکان دارد که گیراندازی از طریق همسویی موازی یا پادموازی اسپین هسته‌های هدف با اسپین نوترون‌ها فقط به تشدیدهای  $I' = I + 1/2$  یا  $I' = I - 1/2$  منجر شود.

در واپاشی گاما ازای حالت گیراندازی، تمام حالت‌های برانگیخته  $A'$  می‌توانند تا حدودی اشغال شوند و تنها عامل محدودکننده قواعد گزینش تابش  $\gamma$  است. برای تابش دوقطبی، پیشینه تغییر اسپین مساوی یک واحد است و لذا تابش اولیه (یعنی تابشی که مستقیماً از حالت گیراندازی حاصل می‌شود) به حالت‌های با اسپین‌های  $I' + 1$  تا  $I' - 1$  می‌رسد. با در نظر گرفتن رابطه بین  $I'$  و  $I$ ، حالت‌های برانگیخته‌ای که از طریق تابش اولیه حاصل شده‌اند دارای اسپین‌هایی در گستره  $I - 3/2$  تا  $I + 3/2$  (به استثنای  $I \leq 1$ ) خواهند بود. برای تابش دوقطبی، احتمال گسیل، همانند معادله (۱۲.۱۰)، با  $E_\gamma^3$  متناسب است. بنا بر این با احتمال خیلی زیادی می‌توان گذارهای با بالاترین انرژی، یعنی گذارهایی را که به پایتترین حالت‌های برانگیخته منجر می‌شوند، مشاهده کرد. بنا بر این طیف  $\gamma$  در مؤلفه اصلی را نشان می‌دهد: مؤلفه اولیه که شامل تابش‌های مستقیم با انرژی  $10\text{MeV} - 5$  حاصل از گذار حالت گیراندازی به حالت‌های برانگیخته پایین، معمولاً زیر  $2\text{MeV}$  است و مؤلفه ثانویه که شامل تابش‌های کم انرژی بین حالت‌های برانگیخته پایتترین است.

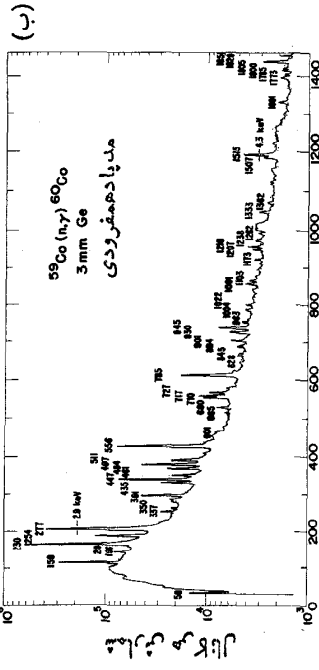
احتمال تابش اولیه دوقطبی الکتریکی تقریباً  $100$  برابر تابش دوقطبی مغناطیسی است، و لذا با احتمال زیاد حالت‌های برانگیخته پایتتر که پاریتشان مخالف پاریت حالت گیراندازی است اشغال خواهند شد. با این حال، تابش دوقطبی مغناطیسی اغلب قابل مشاهده است. این موضوع برای تابش چندقطبی مرتبه بالاتر از دوقطبی نیز مطرح است. معمولاً شدت این تابش نسبت به تابش دوقطبی الکتریکی کمتر است.

یکی از جنبه‌های مفید مطالعه پرتوهای گامای ناشی از گیراندازی نوترون این است که تابش اولیه در گذار به حالت‌های برانگیخته پایتتر کاملاً به‌طور غیر گزینشی گسیل می‌شود. هیچ قاعده گزینش قوی که مبتنی بر ساختار هسته‌ای باشد، واپاشی‌های اولیه به هیچ‌یک از حالت‌های برانگیخته را ممنوع نمی‌سازد. مثلاً اگر حالت گیراندازی دارای  $I' = 4$  باشد، انتظار داریم که تابش دوقطبی مستقیماً به تمام حالت‌های با اسپین  $3$  و  $4$  و  $5$  منجر شود. این امر با واپاشی آلفا یا بتا تفاوت دارد. در این واپاشی‌ها فرایند گسیل توسط قواعد گزینش کنترل می‌شود که ممکن است واپاشی به حالت‌هایی را که فقط با در نظر گرفتن جفت‌شدگی‌های تکانه زاویه‌ای محتمل به نظر می‌رسند، ممنوع سازد. بنا بر این گیراندازی نوترون به‌عنوان یک وسیله نسبتاً کامل طیف‌نمایی حالت‌های برانگیخته قابل استفاده است. البته این امر مستلزم آن است که بتوانیم طیف بسیار پیچیده تابشها را از هم باز کنیم، بدین سان قادر

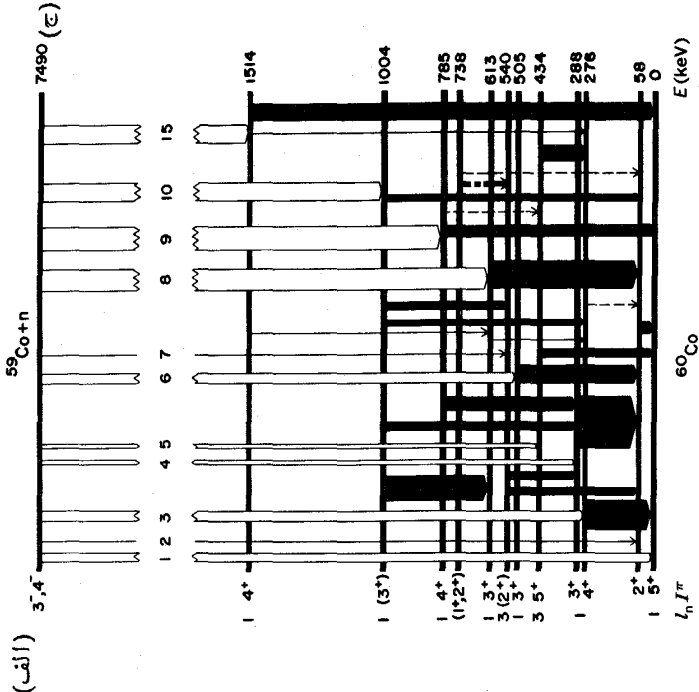
انرژی برانکشیستی



انرژی گاما



شماره کانال



شکل ۱۴.۱۲ پر توهای گامای حاصل از گیراندازی نوترون گرمایی توسط  $^{59}\text{Co}$ . (الف) گذارهای اولیه حاصل از حالت گیراندازی، که روی نمودار تراز سمت راست به صورت سفید نشان داده شده است. (ب) گذارهای ثانویه بین حالت‌های برانکشیستی کم انرژی، که روی نمودار (ج) به صورت سیاه نشان داده شده است. چون اسپین  $^{59}\text{Co}$  مساوی  $7/2$  و پاریته آن منفی است، حالت گیراندازی باید ترکیبی از اسپین-پاریته  $3^-$  و  $4^-$  باشد. گذارهای اولیه دو قطبی الکتریکی، طبق شکل، فقط به حالت‌های پایین  $1^+$ ،  $2^+$ ،  $3^+$ ،  $4^+$  و  $5^+$  منجر می‌شوند. هیچ گذار اولیه‌ای که به حالت  $1^+$  در  $^{60}\text{Co}$  منجر می‌شود قابل انتظار نیست، و هیچ چیزی هم مشاهده نشده است. از آنجا که حالت گیراندازی غالباً به صورت  $3^-$  است، حالت‌های  $2^+$  فقط به صورت ضعیف دیده می‌شوند (ضخامت خطوط سمت راست با شدت گذار متناسب است). برای نمونه، به گذارهای با اعداد ۲ و ۷ توجه کنید.

خواهیم بود که دربارهٔ تعداد و موقعیت حالت‌های برانگیخته اطلاعات زیادی به دست آوریم. شکل ۱۴.۱۲ مثالی از تابش‌های اولیه و ثانویه  $\gamma$  را که بدنال گیر اندازی نوترون گسیل شده‌اند، همراه با ساختار تفصیلی حالت‌های برانگیخته‌ای که ممکن است حاصل شوند، نشان می‌دهد.

کاربرد دیگر واکنش  $(n, \gamma)$  وقتی مطرح می‌شود که حالت پایه  $A'$  (یا حالت ایزومری دراز-عمر آن) خود پرتوزا باشد. در این صورت، فعالیت  $A'$  را (معمولاً بدون نیاز به مشاهدهٔ واپاشی گاماها حاصل از حالت گیر اندازی) به‌طور جمعی در نظر می‌گیریم. فعالیت بر اساس معادلهٔ (۲۴.۶) تولید می‌شود که می‌توان آن را به‌شکل مفید زیر بیان کرد

$$A = 0.602 \frac{m}{A} \sigma \frac{\phi}{3.7 \times 10^{10}} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (24.12)$$

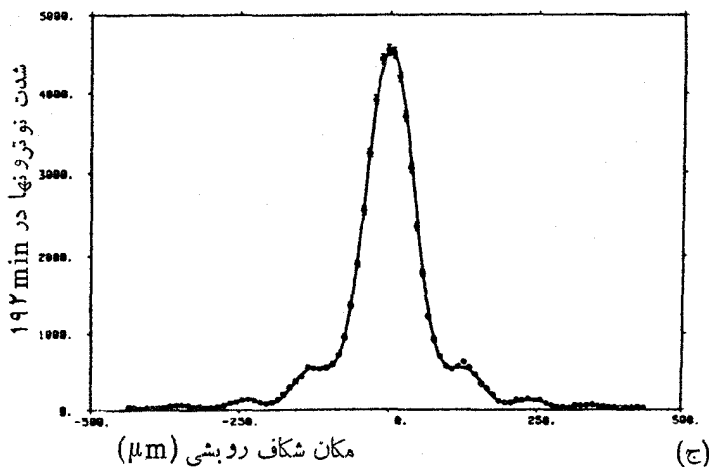
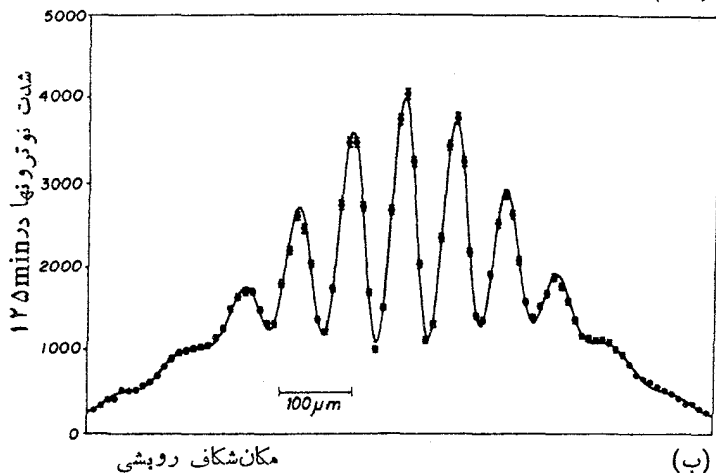
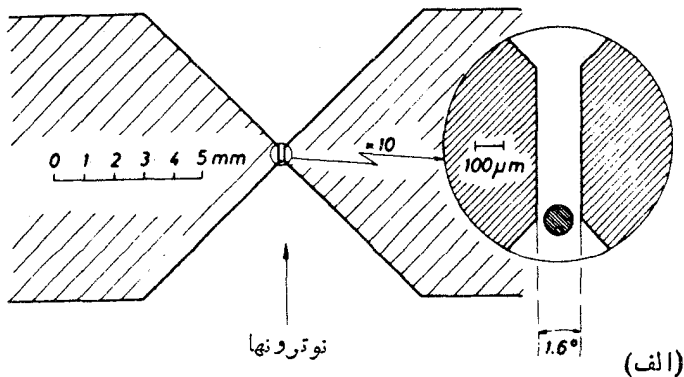
که در آن  $A$  فعالیت بر حسب کوری،  $m/A$  نسبت بدون بعد بین جرم هدف و جرم اتمی آن،  $\sigma$  سطح مقطع گیر اندازی (معمولاً برای نوترونهای گرمایی) بر حسب بارن،  $\phi$  شار نوترون بر حسب نوترون در هر سانتی متر مربع در هر ثانیه، و  $t$  مدت زمان بمباران نوترون است.

این تکنیک کاربردهای متنوعی دارد: با استفاده از یک سطح مقطع مشخص، اندازه‌گیری شار نوترون را به دست می‌دهد و لذا حدود شدت نوترون را خواهیم داشت. از طرف دیگر هر گاه  $\phi$  معلوم باشد، می‌توان سطح مقطع‌های نامعلوم را تعیین کرد. اما متداولترین کاربرد، استفاده از حالت‌هایی است که  $\phi$  و  $\sigma$  معلوم‌اند و با انجام تحلیل کیفی  $m$  را تعیین می‌کنیم. پس از آنکه نمونهٔ نامعلوم را در معرض نوترون قرار دادیم، می‌توانیم تابش‌های متعدد و متفاوتی را مشاهده کنیم که از واپاشی ایزوتوپ‌های تولید شده بر اثر گیر اندازی نوترون حاصل می‌شوند. اندازه‌گیری دقیق طیف پرتو  $\gamma$  این امکان را فراهم می‌سازد که نوع ایزوتوپها و مقدار آنها را تعیین کنیم، و با استفاده از آن کمیات اولیهٔ حاضر در نمونه تحت پرتوهی را به دست آوریم. این روش را تحلیل فعالسازی نوترون می‌نامند که در زمینه‌های مختلف کاربردهای مهمی دارد، از جمله در تحقیق آلودگی محیط زیست، باستان‌شناسی، و امور قضایی. این نوع کاربرد سرد روش‌های هسته‌ای را در فصل ۲۵ مورد بحث قرار خواهیم داد.

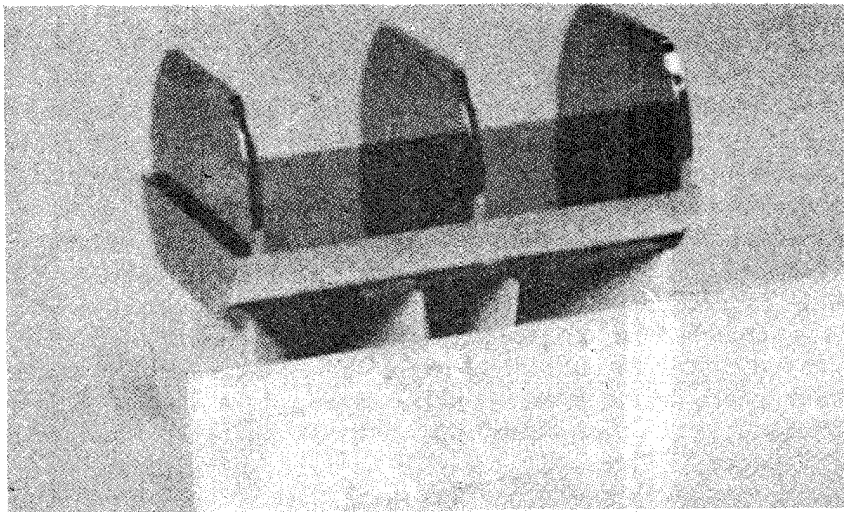
## ۶.۱۲ تداخل و پراش نوترونها

باریکه‌های نوترونی را به خوبی می‌توان برای مشاهدهٔ اثرات وابسته به رفتار موجی ذرات مادی به کار برد. در فصل ۱۱ مثالهایی از پراش نوکلئونها را در پراکندگی از هسته‌ها در حالت‌هایی ملاحظه کردیم که طول موج ذرهٔ تابشی قابل مقایسه با اندازهٔ هسته بود. اما، در گستره‌های دیگر طول موج می‌توان اثراتی نظیر تداخل لایهٔ نازک یا تداخل تک‌شکاف و دو شکاف را مشاهده کرد که غالباً در تابش‌های اپتیکی دیده می‌شوند.

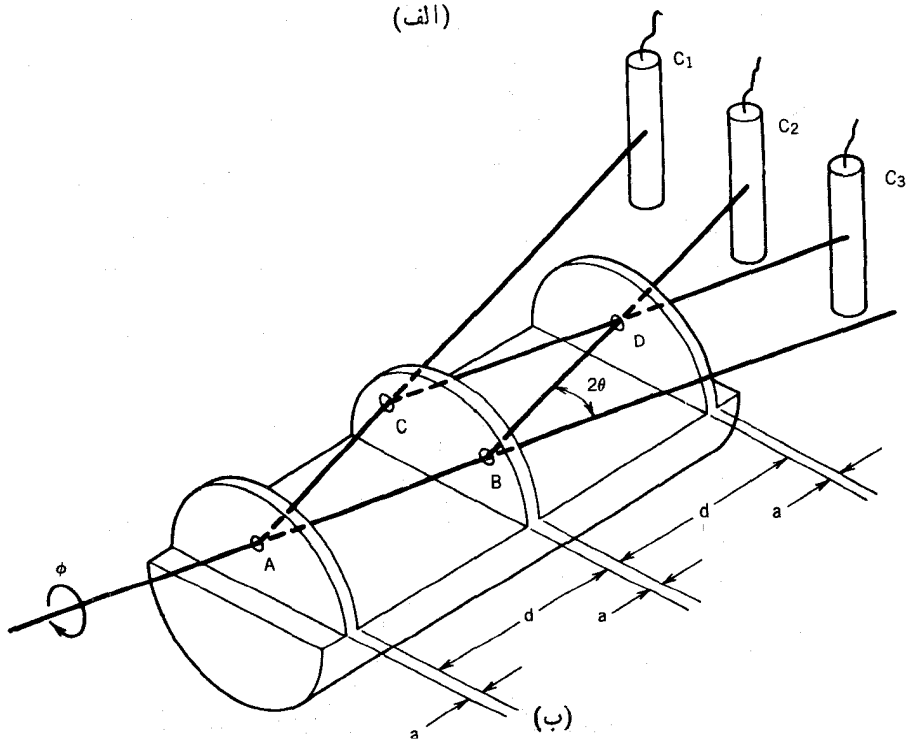
در شکل ۱۵.۱۲ نتایج حاصل از آزمایش‌های تداخل تک‌شکاف و دو شکاف نشان داده



شکل ۱۵.۱۲ (الف) دستگاه دوشکاف برای نوترونها. سیمی از جنس بور یا جذب بالا درگاف بین دو تکه شیشه جاذب نوترون نصب می شود تا یک دوشکاف را تشکیل دهد. (ب) نقش تداخلی دوشکاف. نقطه ها مربوط به نقاط تجربی اند و منحنی از معادله شرودینگر برای نوترون با طول موج ۱۸۴۵ nm محاسبه شده است (ج) نقش تداخلی تک شکاف.



(الف)



(ب)

شکل ۱۶.۱۲ (الف) عکس تداخل سنج نوترون که از یک قطعه منفرد سیلیسیم به قطر ۵cm و طول ۹cm تراشیده شده است. سه تیغه همان طور که در پلور اصلی قرار دارند به قاعده متصل اند، و لذا اتمهای موجود در تیغهها به طور فضایی هم دوس اند. (ب) نمودار ساده تداخل سنج. شمارگر  $C_1$  باریکه غیر تداخلی را می شمارد، در حالی که  $C_2$  و  $C_3$  دو باریکه تداخلی را که در  $D$  ترکیب مجدد می شوند، می شمارند.

شده است. اثرات تداخل بسیار آشکار است و نتایج قابل قیاسی را به خطا طر می آورد که با استفاده از امواج نوری حاصل می شود.

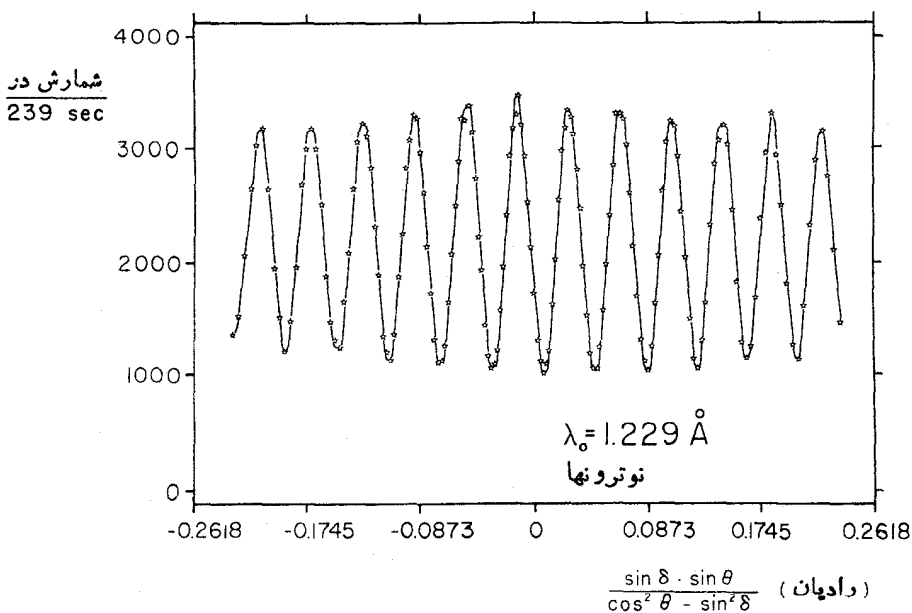
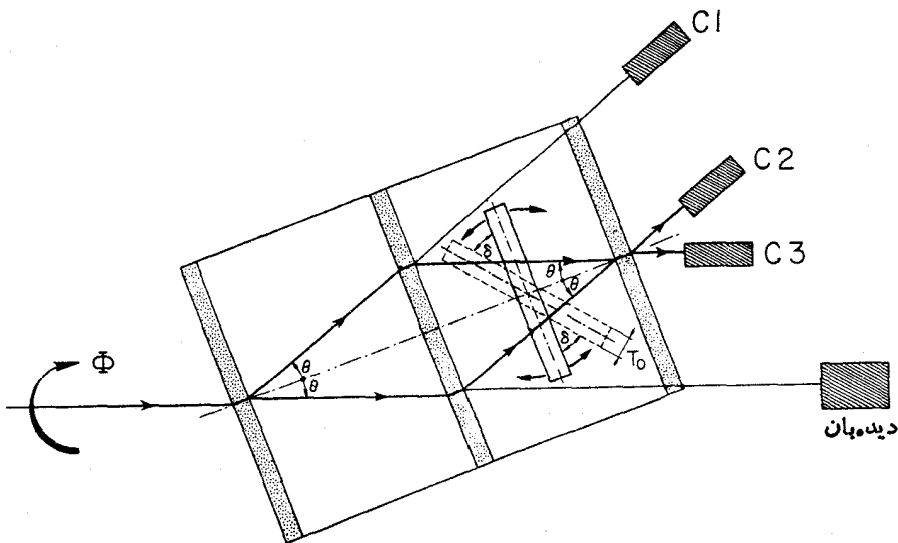
مبتکرانه ترین نمایش تداخل نوترون، با تداخل سنج شکل ۱۶.۱۲ انجام شده است. دستگاه شامل سه «باریکه - شکاف» مشابه است که هر کدام از آنها يك باریکه عبوری منحرف نشده و يك باریکه پراشیده منحرف شده در زاویه  $2\theta$  را عبور می دهد (پراش نوترون را بعداً در این بخش مورد بحث قرار خواهیم داد). برای به دست آوردن پراشهای مشابه در سه باریکه - شکاف و تضمین موازی بودن دقیق این سه صفحه، تمام دستگاه را با استفاده از تگ بلور بزرگ سیلیسیمی به طول ۹cm و قطر ۵cm می تراشند. کارتیغه سوم ترکیب مجدد دو باریکه تداخلی  $BD$  و  $CD$  در باریکه های خروجی است که اطلاعات تداخلی را به صورت يك تغییر شدت خالص نشان می دهد. (تغییرات در دو باریکه مکمل یکدیگرند و اطلاعات یکسانی را در بر دارند). بدون ترکیب مجدد که توسط بلور سوم انجام می شود، تداخل فقط می تواند در نقطه منفرد  $D$  که باریکه های تداخلی همدیگر را قطع می کنند اتفاق بیفتد. شکل ۱۷.۱۲ اثرات تداخلی مشاهده شده با این دستگاه را نشان می دهد.

تداخل سنج نوترون را در دو آزمایش قابل ملاحظه که در آنها جنبه های کوانتومی که آزمون نشان با هیچ وسیله دیگری قابل حصول نبوده است، به کار برده اند. در اولین آزمایش، تداخل سنج حول محور افقی  $AB$  در شکل ۱۶.۱۲ دوران می کند. به ازای يك مقدار مشخص زاویه دوران، یکی از باریکه ها مثلاً  $ABD$  در ارتفاع بیشتری نسبت به دیگری ( $ACD$ ) قرار می گیرد و بنا بر این پتانسیل گرانشی متفاوتی،  $mg y$ ، را متحمل می شود. پتانسیل گرانشی متفاوت بین دو باریکه باعث تغییر فاز نسبی می شود که هنگام ترکیب مجدد باریکه ها بر نحوه تداخل آنها اثر می گذارد. با تغییر زاویه  $\phi$  (که دوران حول محور را نشان می دهد)، شدت باریکه ترکیبی نیز تغییر می کند. شکل ۱۸.۱۲ تغییرات شدت را بر حسب تغییر  $\phi$  نشان می دهد. این آزمایش که ۵۰ سال پس از کار دو بروی و بعد از ارائه معادله شرودینگر انجام گرفت، اولین آزمایشی است که نشان می دهد معادله شرودینگر و قوانین مکانیک کوانتومی برای میدانهای گرانشی قابل استفاده اند. نتایج تجربی حساسیت زیادی نسبت به پارامترهای فیزیکی نشان می دهند - حتی امکان دارد افت وانحنای بلور را که بر اثر وزن آن حاصل می شود (حدود  $2\pi m$ ) بر آورد کرد، و همچنین اثر کوریولیس را روی مسیرهای نوترون که از دوران زمین ناشی می شود مشاهده کرد.

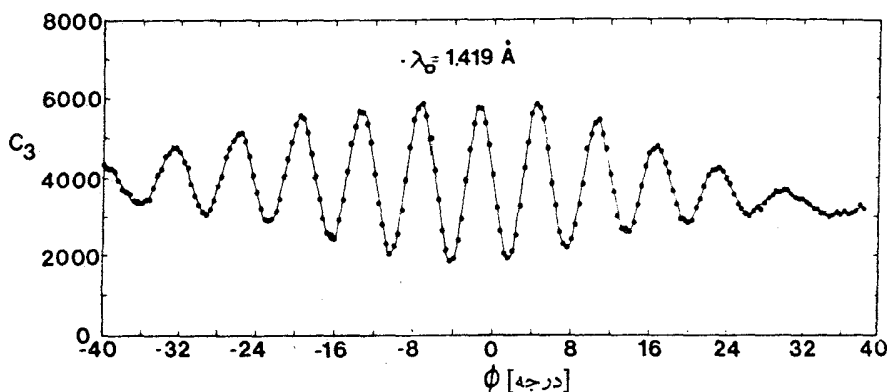
یکی دیگر از آزمایشهای تداخل سنجی بنیادی غیر معمول با نوترون بدین گونه انجام می شود که یکی از مسیرهای نوترون (مثلاً  $AB$ ) را از میان میدان مغناطیسی عبور می دهند. در ناحیه میدان مغناطیسی، گشتاور مغناطیسی نوترون حول راستای میدان حرکت تقدیمی خواهد داشت، و این حرکت باعث تغییر فاز تابع موج نوترون می شود که مجدداً به صورت تغییر شدت باریکه ترکیبی قابل مشاهده است.

مکانیک کوانتومی برای ذرات با اسپین  $1/2$  يك نتیجه غیر معمولی (و قبلاً آزمایش نشده ای) را پیش بینی می کند، که بنا بر آن فاز تابع موج به ازای دوران به اندازه زاویه  $\alpha$





شکل ۱۷.۱۴ تیغه سیلیسیمی واقع در بین دومین و سومین صفحه پراش می تواند آزادانه دوران کند [زاویه  $\delta$  در شکل (الف)]. با این دوران، دویاریکه نوترون باید از میان ضخامت‌های مختلف سیلیسیم عبور کنند که باعث تغییر فاز و تغییر شدت آنها در ترکیب مجدد است. شکل (ب) تغییر شدت را نشان می‌دهد که در شمارگر C۳ هنگامی که  $\delta$  تغییر می‌کند مشاهده شده است.

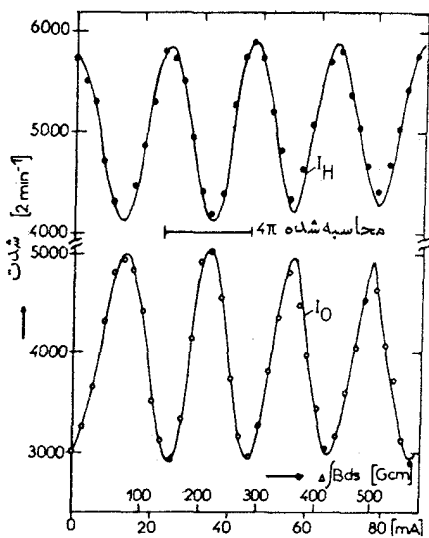
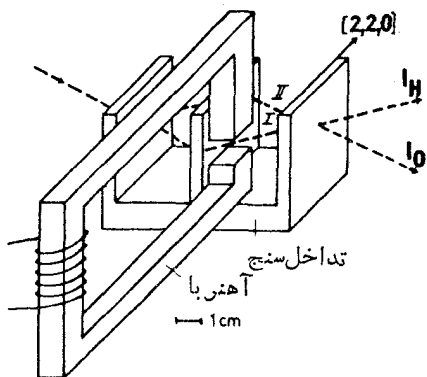


شکل ۱۸.۱۲ تداخل نوترون در میدان گرانشی. با دوران تداخل سنج به اندازه زاویه  $\phi$  حول محور افقی، همانند شکل ۱۷.۱۲، پتانسیلهای گرانشی دویاریکه تداخلی تغییر می کند. اختلاف فاز حاصل باعث تغییر شدت پاریکه های ترکیبی می شود که نمودار آن نشان داده شده است. توجه کنید که دوران ۳ تا ۴۰ آهنگ شمارش شمارگر  $C_3$  را با ضرب ۳ تغییر می دهد.

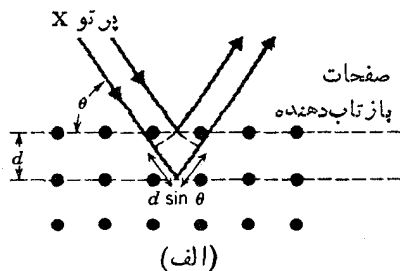
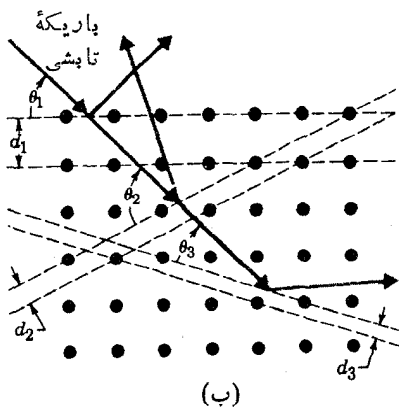
مساوی  $e^{i\alpha}$  است که در آن  $S$  اسپین بر حسب یکای  $\hbar$  است. وقتی  $\alpha$  برابر  $2\pi$  (یعنی  $360^\circ$ ) می شود، فاز مساوی  $e^{i2\pi}$  یا ۱ - است. بنابراین یک دوران کامل  $360^\circ$  سیستم موجب تغییر فاز تابع موج می شود! مطمئناً این یک اثر غیر کلاسیکی است، زیرا در فیزیک کلاسیک یک دوران  $360^\circ$  تمام معادلات را بدون تغییر باقی می گذارد. اما، تغییر فاز پاریکه های تداخلی باعث می شود که نتیجه تداخل مثلاً از حالت بیشینه (مربوط به  $|\psi|^2 = |\psi_{ACD} + \psi_{ABD}|^2$ ) به کمینه ( $|\psi|^2 = |\psi_{ACD} - \psi_{ABD}|^2$ ) برسد. در آزمایشهای تداخل نوترون نه تنها اثرات حرکت تقدیمی اسپین نوترون مشاهده شده است بلکه برای اولین بار نشان داده شد که برای بازگرداندن سیستم به پیکربندی اولیه یک دوران  $720^\circ$  و نه دوران  $360^\circ$  مورد نیاز است. شکل ۱۹.۱۲ تغییرات شدت تداخلی را بر حسب تغییر میدان مغناطیسی نشان می دهد.

شاید متداولترین کاربرد تداخل نوترون به صورت پراش نوترونها از بلور باشد. با استفاده از پراش می توان یک چشمه نوترون یا یک آشکارساز نوترونها تک انرژی فراهم ساخت، یا با استفاده از آن می توان ساختار بلوری مواد را مطالعه کرد. شکل ۲۰.۱۲ کاربرد اصلی قانون برراگ، معادله (۱۵.۱۲)، را در پراش توسط یک بلور منفرد نشان می دهد. برای نوترونهايي که طول موج آنها از مرتبه فاصله بین اتمهای بلور  $d$  است، تداخل ظاهراً به صورت «بازتاب» از صفحات گذرنده از اتمهای شبکه حاصل می شود. فاصله بین اتمها در جامدات معمولاً از مرتبه  $0.1 \text{ nm}$  است، و طول موج دوبروی  $0.1 \text{ nm}$  در تناظر با انرژی نوترون گرمایی است.

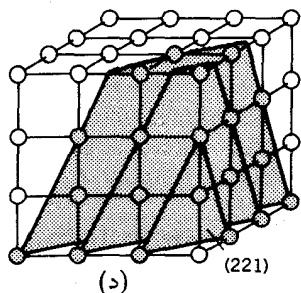
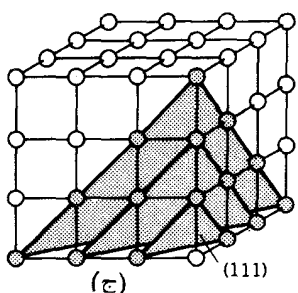
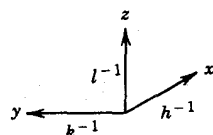
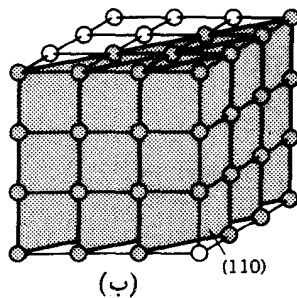
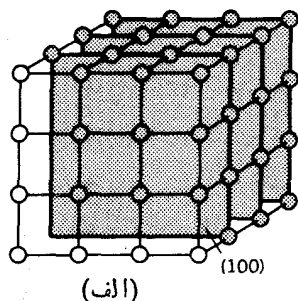
انتخاب مجموعه بخصوص از صفحات بازتاب دهنده اختیاری است. شکل ۲۰.۱۲



شکل ۱۹-۱۲ تداخل سنج نوترون که برای نمایش دوران اسپین نوترون در میدان مغناطیسی به کار رفته است. نوترونهای ناقطبیته با طول موج  $\lambda = 1.8 \text{ nm}$  روی تداخل سنج تابیده می شوند. یکی از پارامترها که شدت آن می تواند تغییر کند از میان میدان مغناطیسی عبور می کند. اسپینهای نوترونی در شاخه I نسبت به اسپینهای نوترونی در شاخه II حرکت تقدیمی انجام می دهند. این داده ها نشان می دهند که برای به دست آوردن تداخل سازنده به یک تغییر فاز  $\pi$  نیاز خواهیم داشت.



شکل ۲۰-۱۲ (الف) پارامتر تابشی می تواند از دو ردیف موازی و مجاور آنها یک شبکه بازتابنده شود. هرگاه اختلاف مسیر،  $2d \sin \theta$ ، مضرب درستی از طول موج باشد، تداخل سازنده وجود خواهد داشت. (ب) برای انتخاب مجموعه صفحات موازی و بازتاب دهنده در شبکه، طرق متفاوتی وجود دارد که هر کدام از آنها به مقدار بخصوصی از  $d$  و  $\theta$  متناظرند.

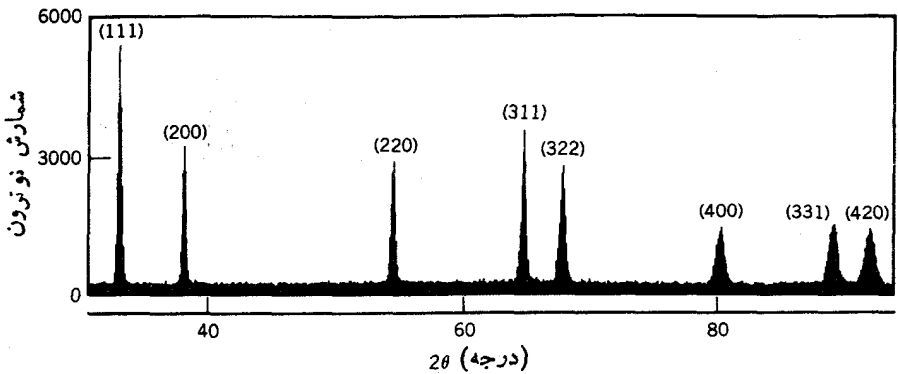


شکل ۲۱.۱۲ صفحات اتمها در شبکه مکعبی سه بعدی [این شکل مشابه سه بعدی شکل ۲۰.۱۲ (ب) است]. شاخصهای  $(hkl)$  اعداد درست متناسب با عکس مختصات صفحه را نسبت به سه محور  $x, y, z$  نشان می‌دهند. لذا صفحه  $x=1, y=\infty, z=\infty$  به صورت  $(100)$  نشان داده شده است. صفحه  $x=1, y=1, z=2$  به صورت  $(\frac{1}{2}11)$  و سپس با تغییر اعداد به همان نسبت به صورت  $(221)$  نشان داده شده است.

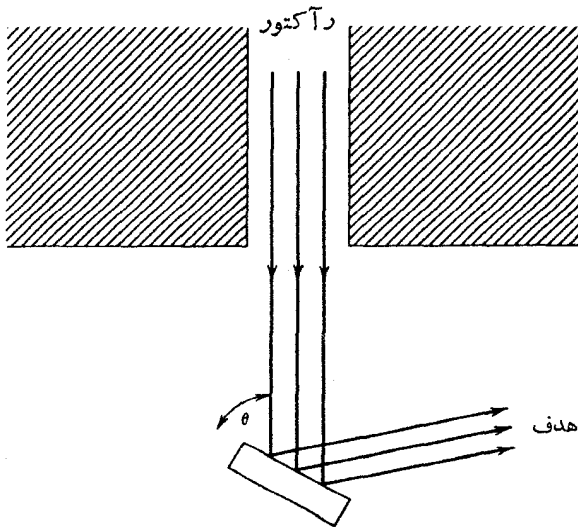
چند انتخاب دیگر را نیز نشان می‌دهد که به زوایای متفاوت  $\theta$  و فواصل اتمی متفاوت  $d$  مربوط می‌شوند. در سه بعد، می‌توان انتخاب صفحات را با مجموعه‌ای از شاخصها مشخص ساخت که اساساً تعداد فواصل شبکه بسط را در امتداد سه محور مختصات به دست می‌دهند. شکل ۲۱.۱۲ چند مثال از صفحات شبکه‌ای متفاوت را در سه بعد نشان می‌دهد.

شدت هر بازتاب بخصوص ممکن است تابع پیچیده‌ای از خواص بلور و دامنه‌های پراکندگی نوترون باشد (که ممکن است حاصل جمع امواج هم‌دوس ناشی از ایزوتوپهای متفاوتی را که می‌توانند در بلور حضور داشته باشند شامل شود). شکل ۲۲.۱۲ نمونه‌ای از یک طیف پراکندگی است که برای نوترونهای با طول موج مشخصی گرفته شده است. نمونه پراکنده در این حالت بود در متشکل از بلورکهای بسیار زیاد بوده است که تمام سمتگیریهایی ممکن را به طور همزمان داشته‌اند.

طریق دیگر انجام آزمایش، استفاده از باریکه‌ای از نوترونها با انرژیهای مختلف نظیر نوترونهایی است که می‌توان از یک رآکتور به دست آورد. هر گاه باریکه تحت زاویه



شکل ۲۳.۱۲ نقش پراش پودر نیکل با استفاده از نوترونهای تایشی با طول موج  $114 \text{ nm}$  در زاویه پراکندگی  $2\theta$  نشان داده شده است و قله‌ها با شاخصهای صفحات شبکه‌ای، همانند در شکل ۲۱.۱۲، مشخص شده‌اند.

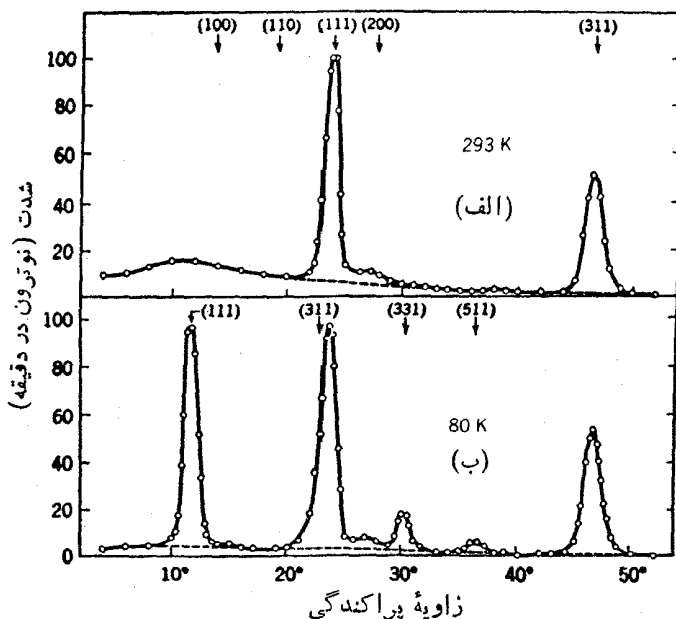


شکل ۲۳.۱۲ تک‌فاز ساز مولد پاریکه نوترونهای تک انرژی. پاریکه موازی شده‌ای از نوترونهای رآکتور با طیف وسیعی از طول موجها توسط یک پلور منفرد بازتابیده می‌شود (بازتاب پراگه). برای مقدار مشخص  $\theta$ ، بیشینه تداخلی در طول موج بخصوصی دیده خواهد شد، ولذا با تغییر  $\theta$  می‌توان طول موج را انتخاب کرد. همانند شکل ۲۰.۱۲ (ب)، ممکن است قله‌های بازتابیده دیگری در زوایای دیگر وجود داشته باشند که در شکل نشان داده نشده‌اند.

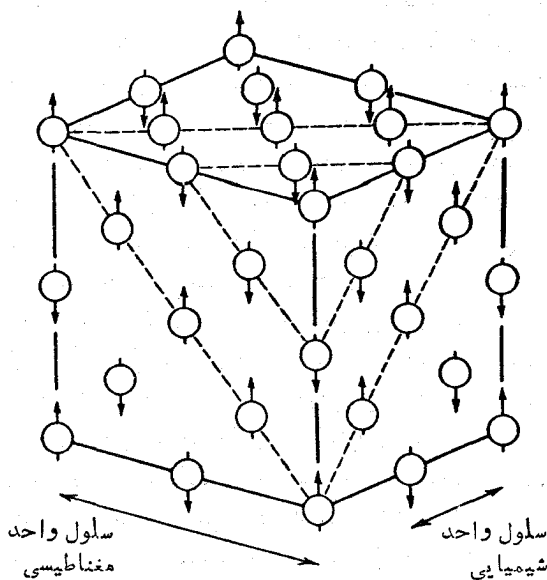
مشخصی روی یک بلور پراکننده تابیده شود (شکل ۲۳.۱۲)، نوترونهای تک انرژی را

مشاهده خواهیم کرد که طبق قانون براگک بازتابیده خواهند شد (فرض می‌کنیم که همان زاویه، در یک طول موج متفاوت و مجموعه دیگری از صفحات بلور صدق نکند). هرگاه زاویه  $\theta$  را اندکی تغییر دهیم، شرط براگک برای طول موج یا انرژی کمی متفاوت برقرار خواهد شد. بنا بر این یک تکفام ساز نوترون در اختیار خواهیم داشت که چشمه‌هایی از نوترونها با انرژی مورد نظر را در گستره‌ای از زوایای بخصوص به دست می‌دهد.

با استفاده از نقشه‌های پراش پودری، نظیر آنچه در شکل ۲۲.۱۲ نشان داده شده است، می‌توان نوع ساختار بلور را همان‌طور که در مورد مشخصه شبکه مکعبی نیکسل دیدیم تعیین کرد. برای سیستم‌های پیچیده‌تر و از جمله ساختارهای نسبتاً نامرتب مایعات و شیشه‌ها، و ساختارهای بسیار پیچیده مولکولهای زیست‌شناسی نیز می‌توان همین مطالعات را انجام داد. سازوکار اصلی پراکندگی نوترون همان پراکندگی هسته‌ای است که قبلاً در این فصل و در فصل ۱۱ مورد بحث قرار دادیم. سازوکار دیگر پراکندگی مغناطیسی است که در آن گشتاور مغناطیسی نوترون بر اثر گشتاور مغناطیسی الکترونی پراکنده می‌شود. اگر امکان داشته باشد که پراکندگی هسته‌ای را از پراکندگی مغناطیسی جدا کنیم (مثلاً با استفاده از نوترونها قطبیده)، ممکن است ساختارهای مغناطیسی را که می‌توانند به مراتب پیچیده‌تر و جالب‌تر از آرایش فیزیکی آنها در شبکه باشند، مشخص کنیم. شکل ۲۴.۱۲ نقش پراش نوترونی را در  $MnO$  در دماهای بالاتر و پایینتر از دمای نیل، که دمای گذار پادفرم مغناطیسیها در برابر



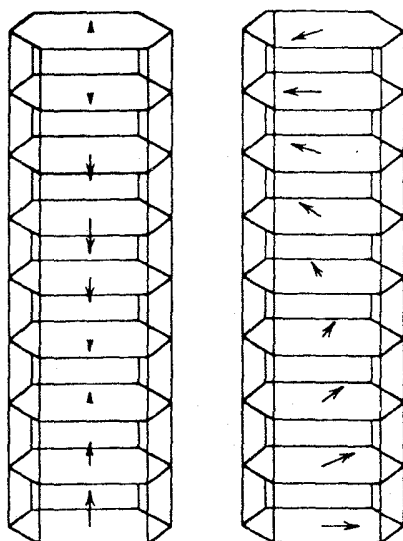
شکل ۲۴.۱۲ نقش پراش نوترونی در  $MnO$  (الف) بالاتر و (ب) پایینتر از دمای گذار پادفرم مغناطیسی. به اختلافی ضریب ۲ در محل قله ۱۱۱ توجه کنید.



شکل ۲۵.۱۲ ساختار بلوری MnO. در ساختار پاد فرومغناطیسی، شبکه در هر فاصله  $2a$  تکرار می‌شود (که در آن  $a$  فاصله بین اتمهای Mn است)، در حالی که در دمای بالا همه اسپینها با هم موازی اند و شبکه در هر فاصله  $a$  تکرار می‌شود.

دمای کوری در فرومغناطیسها است، نشان می‌دهد. MnO در پایینتر از دمای نیل یک نوع ماده پاد فرومغناطیس است که از لایه‌هایی که سم‌گیری اسپینی مخالف یکدیگر دارند تشکیل شده است (در ساختار فرومغناطیسی، تمام اسپینها با هم موازی اند). شکل ۲۵.۱۲ نمایشی از این ساختار را نشان می‌دهد. فاصله اصلی مورد نیاز برای تکرار این ساختار (که بعد سلول واحد نام دارد) دو برابر آن چیزی است که در دمای بالاتر از دمای نیل، یعنی دمایی که در آن ساختار مغناطیسی به صورت غیر تناوبی تکرار می‌شود، لازم می‌شود. برای فاصله اصلی  $d$  که در معادله براگ ظاهر می‌شود به اختلافی با ضریب ۲ برمی‌خوریم، و نتیجه این می‌شود که قله‌های پراکندگی مغناطیسی به ازای مقادیری از  $\theta$  ظاهر می‌شوند که در آنها  $\sin\theta$  نصف آن چیزی است که برای پراکندگی هسته‌ای به وجود می‌آید.

ساختار بلوری فلزات حاکی کمیاب نسبتاً مشابه بلورهای ششگوش است، ولی خواص مغناطیسی آنها خیلی متفاوت و همانند MnO است که با دما تغییر می‌کند. در بعضی حالات گشتاور مغناطیسی الکترونی بر صفحه ششگوش عمود است، اما ممکن است به طرق غیر معمولی از یک لایه به لایه بعد مدوله شود، مثلاً در چند لایه جهت گشتاور به طرف بالا و سپس در چند لایه به طرف پایین باشد و یا به طور سینوسی تغییر کند. در ساختارهای دیگر، گشتاور الکترونی در صفحه ششگوش قرار می‌گیرد، اما از یک لایه به لایه بعد به اندازه زاویه



شکل ۱۲.۲۶ دو مثال از ساختارهای مغناطیسی خاکیه‌ای کمیاب که با استفاده از پراش نوترون مطالعه شده‌اند. ساختار اصلی بلور به صورت طبقاتی از صفحات با آرایه‌های ششگوشی اتمهاست. پیکانها گشتاورهای دو قطبی مغناطیسی مؤثر را نشان می‌دهند. ساختار طرف چپ، مشخصه فلز آریم را در گستره دمایی ۵۸K-۵۲، و شکل سمت راست وضعیت تریم را در گستره دمایی ۲۳۰K-۲۲۰ نشان می‌دهد. در پایینتر از ۲۲۰K، گشتاور تریم از یک صفحه به صفحه دیگر دوران نمی‌کند بلکه راستای ثابتی دارد. در پایینتر از ۲۰K، گشتاور آریم دارای یک مؤلفه دورانی در صفحه ششگوش و یک مؤلفه عمودی با اندازه ثابت است.

معینی دوران می‌کند. این نوع ساختارهای مغناطیسی را که در شکل ۱۲.۲۶ نشان داده شده‌اند، فقط می‌توان با استفاده از پراش نوترون مطالعه کرد.

### مراجع مطالعات تکمیلی

یک مقدمه غیر تکنیکی درباره فیزیک نوترون را می‌توان در کتاب زیر یافت

D. J. Hughes, *The Neutron Story* (New York: Doubleday, 1959),

تحقیقات جدید درباره نوترونهای بسیار کم انرژی در مقاله زیر توصیف شده است

R. Golub, W Mampe, J. M. Pendlebury, and P. Ageron «Ultracold Neutrons» *Scientific American*, June (1979).

برای بررسی کلی فیزیک نوترون به کتابهای زیر رجوع کنید:

L. F. Curtiss, *Introduction to Neutron Physics*, (Princeton, NJ: Van Nostrand, 1959),



- D. J. Hughes, *Pile Neutron Research* (Cambridge, Addison-Wesley, 1953):
- D. J. Hughes, *Neutron Optics* (New York: Interscience, 1954).  
برای مطالعه پیشرفته تر و مفصلتر به منابع زیر رجوع کنید:
- I. I. Gurevich and L. V. Tarasov, *Low-Energy Neutron Physics* (Amsterdam; North-Holland, 1968),
- J.E. Lynn, *The Theory of Neutron Resonance Reactions* (Oxford: Clarendon 1968),
- Fast Neutron Physics*, edited by J. B. Marion and J. L. Fowler (New York: Interscience, 1960),
- C.G. Windsor, *Pulsed Neutron Scattering*, (New York. Halsted, 1981).  
بررسی جامع پراش نوترون را در مرجع زیر می توان یافت:
- G.E. Bacon, *Neutron Diffraction*, 3rd ed. (Oxford: Clarendon, 1975).  
گزارشهای پژوهشهای اخیر نوترونها را می توان در منابع زیر به دست آورد:
- Neutron Sources for Basic Physics and Applications*, edited by S. Cierjacks, (Oxford: Pergamon, 1983),
- Neutron Interferometry*, edited by U. Bonse and H. Rauch (Oxford. Clarendon, 1979),
- Neutron Scattering - 1981*, edited by John Faber, Jr. (New York: American Institute of Physics, 1982).

### مسائل

۱. در واکنش  $\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$  بیشینه و کمینه انرژیهای نوترون را هنگامی که انرژی آلفای تابشی مساوی (الف)  $700\text{MeV}$ ، (ب)  $10\text{MeV}$  باشد، به دست آورید.
۲. به فرض اینکه نوترونهای حاصل از واکنش مسئله ۱ به طور یکنواخت در فضا گسیل شوند، طیف انرژی یا تعداد نسبی نوترونهای گسیل شده در هر انرژی را از کمینه تا بیشینه به طور تریسمی نشان دهید.
۳. باریکه پروتون  $5000\text{MeV}$  برای ایجاد نوترون از طریق واکنش  ${}^7\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}$  در دسترس است. برای آزمایش بخصوص، یک باریکه پروتون با انرژی  $1775\text{MeV}$  مورد نیاز است. (الف) در چه راستایی نسبت به باریکه تابشی می توان نوترونهای با انرژی  $1775\text{MeV}$  را یافت؟ (ب) هرگاه نوترونها را از طریق روزنه ای به قطر  $1\text{cm}$  که از هدف واکنش فاصله دارد خارج کنیم. بخش انرژی باریکه نوترون چقدر خواهد بود؟
۴. مشاهده نوترونها در ابتدا از طریق فرایند «پرتاب به خارج» پروتونهای ناشی از پراکندگی رو در رو صورت گرفته است. هرگاه انرژی پروتونها برابر  $53\text{MeV}$  باشد، انرژی

- ذره تابشی را درحالت‌های زیر محاسبه کنید: (الف) اگر ذره تابشی يك فوتون باشد، (ب) هرگاه ذره تابشی يك نوترون باشد.
۵. نوترونی با انرژی جنبشی  $E$  به‌طورکشان از يك اتم هدف ساکن پراکنده می‌شود. بیشینه افت انرژی نوترون را برای هدف‌های زیر به‌دست آورید. (الف) هدف  ${}^2\text{H}$ ، (ب) هدف  ${}^{12}\text{C}$ ، و (ج) هدف  ${}^{238}\text{U}$ .
۶. برای کندی‌سازی نوترون به‌وسیله پروتون‌ها، نموداری رسم کنید که انرژی میانگین باریکه نوترون‌های اولیه با انرژی  $200\text{MeV}$  را برحسب تابعی از زمان نشان دهد. فرض می‌کنیم زمان متوسط بین برخوردها  $t$  باشد، چه مدت طول می‌کشد تا نوترون‌ها ۵۰٪ انرژی خود را از دست بدهند؟ برای از دست دادن ۹۰٪ انرژی چه زمانی باید سپری شود؟
۷. چشمه‌ای نقطه‌ای از نوترون‌های تند (مثلاً چشمه رادیم-بریلیم) در مرکز يك مخزن آب قرار دارد. نموداری رسم کنید که چگالی نوترون‌های گرمایی را برحسب تابعی از فاصله تا چشمه نشان دهد. منحنی ترسیمی باید فقط جنبه‌های کلی را نشان دهد و لازم نیست که خیلی دقیق باشد. مسافت آزاد متوسط نوترون‌ها در آب برای نوترون‌های تند حدود چند سانتی‌متر و برای نوترون‌های کند حدود چنددهم سانتی‌متر است.
۸. معادله  $(7.12)$  را به‌دست آورید.
۹. تعداد برخوردهای لازم را برای کاهش انرژی نوترون از  $1\text{MeV}$  به  $1\text{eV}$  در پراکنندگی از هدف (الف) هیدروژن، (ب) کربن، (ج) بریلیم، (د) آهن به‌دست آورید.
۱۰. در پراکنندگی بین نوترون‌های تابشی و پروتون‌های ساکن هدف، نشان دهید زاویه بین دو ذره پراکنده شده همیشه  $90^\circ$  است.
۱۱. شدت يك چشمه نوترون‌های گرمایی را به کمک شمارش پرتو زایی القایی در يك ورقه نازک فلز ایندیم، که در معرض تابش نوترون‌ها قرار گرفته است، اندازه‌گیری می‌کنیم. سطح ورقه برابر  $300 \times 300\text{mm}^2$  وضخامت آن برابر  $100\mu\text{m}$  است. فعال‌سازی و تبدیل  ${}^{115}\text{In}$  به  ${}^{116}\text{In}$  ( $t_{1/2} = 54\text{min}$ ) به‌وسیله نوترون‌های گرمایی با سطح مقطع  $160\text{b}$  صورت می‌گیرد. ورقه برای مدت يك دقیقه تحت پرتوگیری قرار می‌گیرد ولی پس از خاتمه پرتوگیری، مدت  $30\text{min}$  طول می‌کشد تا شمارش واپاشی‌های حاصل از ورقه آغاز شود. بازده دستگاه آشکارسازی فقط برابر  $10^{-4} \times 24$  است و در يك ساعت شمارش کلا  $485 \times 10^4$  شمارش ثبت می‌شود. شار نوترون گرمایی را به‌دست آورید.
۱۲. درگیر اندازی نوترون کم انرژی در هدف  ${}^{55}\text{Mn}$ ، گذارهای اولیه  $\gamma$  به شرح زیر مشاهده شده‌اند (انرژیها برحسب  $\text{MeV}$  است):  $3.72703$ ،  $7.72438$ ،  $7.71597$ ،  $7.70578$ ،  $6.9287$  (الف) انرژی‌های حالت‌های برانگیخته  ${}^{56}\text{Mn}$  را به‌دست آورید. (ب) اسپین و پاریتی  ${}^{55}\text{Mn}$  به‌صورت  $I^\pi = (5/2)^-$  است. اسپین و پاریتی‌های  $I^\pi$  ممکن را برای

حالت‌های برانگیخته  $^{56}\text{Mn}$  که از طریق گذارهای اولیه اشغال می‌شوند، به دست آورید.  
 ۱۳. (الف) هسته  $^{143}\text{Nd}$  دارای حالت پایه  $-(7/2)$  است. به دنبال گیراندازی نوترون گرمایی در این هسته، آیا انتظار دارید که یک گذار اولیه قوی از حالت گیراندازی به حالت پایه  $^{144}\text{Nd}$  مشاهده کنید؟ (ب) آیا انتظار همین وضعیت را در حالت گیراندازی  $^{119}\text{Sn}(1/2)^+$  دارید؟

۱۴. باریکه‌ای از نوترون‌های با انرژی  $50\text{keV}$  روی ورقه‌ای از گرافیت به ضخامت  $2.5\text{cm}$  برخورد می‌کند. شدت باریکه عبوری برابر  $26\%$  شدت باریکه اصلی است. از این نتیجه، چه تغییر فازی را در پراکندگی به دست می‌آورید؟ (با تقریب خوبی می‌توان جز از تغییر فاز موج  $s$  از بقیه تغییرات صرف نظر کرد، چرا؟)

۱۵. باریکه‌ای از نوترون‌های به طول موج  $\lambda$  در راستای  $x$  روی بلوری که با شبکه مکعبی شکل  $21.12$  نشان داده شده است، تابیده می‌شود. فاصله بین اتم‌های مجاور در راستای محورها مختصات برابر  $a$  است. (الف) فاصله  $d$  بین صفحات شبکه را برای  $4$  حالت مختلف بر حسب  $a$  به دست آورید. (ب) راستای فضایی نوترون‌های پراکنده شده را در هر حالت برای تداخل مرتبه اول تعیین کنید.

## شکافت هسته‌ای

پیشرفت فیزیک هسته‌ای در سالهای دهه ۱۹۳۰ خیلی با سرعت صورت گرفت. به دنبال کشف نوترون توسط چادویک در سال ۱۹۳۲ میلادی، قدم طبیعی بعدی را مطالعه اثرات هسته‌های مختلف که در معرض پرتوهای نوترونی قرار می‌گرفتند تشکیل داد (درحقیقت، این نوع مطالعه چندسال جلوتر با استفاده از باریکه‌های ذرات باردار حاصل از شتابدهنده‌های اولیه آغاز شده بود). انریکو فرمی و همکارانش در ایتالیا، عناصر مختلفی را در معرض پرتوهای نوترونی قرار دادند و پرتوزایی القاایی حاصل از گیراندازی نوترون را مطالعه کردند. آنها کشف کردند که خیلی از هسته‌ها به دنبال گیراندازی نوترون، با گسیل  $\beta^-$  واپاشیده می‌شوند و طی این فرایند، هسته‌ها تمایل دارند که با تبدیل یک نوترون به یک پروتون، فزونی نوترون را جبران کنند. نتیجه آن، هسته باقی‌مانده‌ای است که عدد اتمی آن به اندازه یک واحد بیشتر است. (فرمی به خاطر همین کارش جایزه نوبل سال ۱۹۳۸ را دریافت کرد.) قدم طبیعی بعدی آن بود که از این روش برای افزایش عدد اتمی استفاده شود و عناصر فرااورانیم را تولید کنند، یعنی عناصری که بالاتر از سنگینترین عنصر طبیعی که در طبیعت یافت می‌شود (اورانیم) قرار می‌گیرند. درحقیقت، روش پرتودهی اورانیم با نوترونها منجر به آشکار سازی فعالیتهای بتا زایی شد که در آغاز آنها را ناشی از عناصر جدید فرااورانیم می‌دانستند، ولی تلاشهای جداسازی شیمیایی این عناصر به منظور مطالعه خواص آنها نتایج گیج کننده‌ای را به وجود آورد. خصوصاً به نظر می‌رسید که فعالیت القاایی یک رفتار شیمیایی مشابه با باریوم از خود نشان می‌دهد که به دنبال آن در آغاز فرض می‌شد این

خواص ناشی از رادیم است که در جدول تناوبی درست زیر باریم یافت می‌شود و لذا ساختار اتمی و خواص شیمیایی آن خیلی مشابه خواص باریم است. اما، رادیم از طریق واکنش  $(n, \alpha)$  در اورانیم ایجاد می‌شود که باید خیلی غیرمحمول باشد. در سال ۱۹۳۹ میلادی، هان و اشتراسمن به کمک روشهای پرتوشیمیایی دقیق نشان دادند که درحقیقت فعالیت القایی از خود باریم است و نه چیز دیگری که از لحاظ شیمیایی مشابه آن باشد. کارهای بعدی بسیاری از هسته‌های میان-جرم دیگر را که در بمباران اورانیم با نوترونها تشکیل می‌شوند ظاهر ساخت. آزمایشهای با استفاده از اتاقکهای یونش نشان داد که انرژی آزاد شده به دنبال گیراندازی نوترون خیلی بزرگ و از مرتبه  $100\text{ MeV}$  است، که مسلماً از هر انرژی واپاشی آلفا زایی که قبلاً مشاهده شده بود بیشتر است. با توجه به این امر، مایتنروفریش در ۱۹۳۹ اعلام داشتند که هسته‌های اورانیم به دنبال گیراندازی نوترون به شدت ناپایدار می‌شوند و تقریباً به دو نیمه تقسیم و شکافته می‌شوند (واژه شکافت از زیست‌شناسان اخذ شده است که آن را در مورد تقسیم یا خسته‌ها به کار می‌برند).

شکافت عمدتاً در اثر رقابت بین نیروهای هسته‌ای و کولنی در هسته‌های سنگین حاصل می‌شود. انرژی بستگی هسته‌ای کل تقریباً متناسب با  $Z^2$  افزایش می‌یابد، در حالی که انرژی دافعه کولنی پروتونها به طور سریعتر، مثلاً متناسب با  $Z$ ، افزایش می‌یابد. هرگاه گسیل یک پاره سنگین را به صورت یک فرایند واپاشی مشابه با واپاشی آلفا در نظر بگیریم، در این صورت می‌توان هسته‌های سنگین را به صورت هسته‌های واقع در نزدیکی لبه چاه پتانسیل شکل ۳۰۸ در نظر گرفت، که در آن سد کولنی خیلی نازک و به آسانی قابل نفوذ است. در این صورت شکافت می‌تواند خود به خود به عنوان یک فرایند واپاشی طبیعی روی دهد، یا می‌تواند از طریق جذب یک ذره با انرژی نسبتاً کم، نظیر یک فوتون یا نوترون ایجاد شود (این نوع ذرات حالت‌های برانگیخته یا حالت‌های هسته‌ای مرکبی را ایجاد می‌کنند که از نظر انرژی در حدی هستند که می‌توانند بر سد فائق شوند یا با سهولت بیشتری نفوذ کنند).

با آنکه با فراهم ساختن انرژی برانگیختگی کافی می‌توان شکافت را در هر هسته‌ای ایجاد کرد، با این حال این فرایند فقط برای هسته‌های سنگین (توریم و هسته‌های بالاتر) از اهمیت عملی برخوردار است. قابلیت کاربرد شکافت، برای به دست آوردن انرژی فوق‌العاده زیاد قابل استفاده، بزودی پس از کشف آن تحقق یافت. مشخصه دیگر این فرایند آن است که در هر رویداد شکافتی که به وسیله نوترون ایجاد می‌شود، علاوه بر دو پاره سنگین، چندین نوترون ایجاد می‌کنند که خود می‌توانند رویدادهای شکافت جدیدی را موجب شوند. این واکنش زنجیره‌ای شکافتها می‌تواند خیلی به سرعت وبدون کنترل، همانند موارد شکافت انفجاری، یا به آرامی و تحت کنترل دقیق، همانند مورد رآکتورهای شکافت، روی دهد. به خاطر همین کاربردهای درخور توجه و ترس‌آور است که شکافت هسته‌ای نقش برجسته‌ای را در بسیاری از فرایندهای تکنیکی و نیز در تصمیم‌گیریهای سیاسی ایفا می‌کند.

### ۱۰۱۳ چرا هسته‌ها شکافته می‌شوند

از نظر انرژی آمادگی هسته‌ها را به شکافته شدن می‌توان فوراً با توجه به انرژی بستگی به

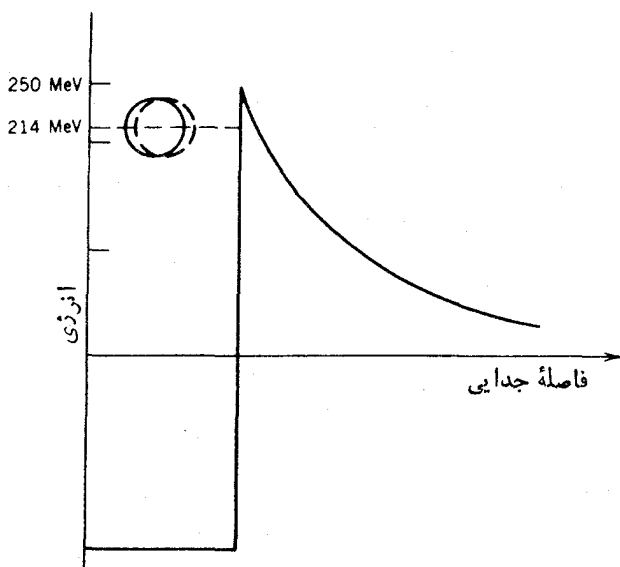
ازای هر نوکلئون، شکل ۱۶.۳، درك كرد. يك هستهٔ سنگين واقع در ناحیه اورانيم دارای انرژی بستگی حدود  $7.6 \text{ MeV}$  به‌ازای هر نوکلئون است. هر گاه  $^{238}\text{U}$  به دوپارهٔ مساوی با  $A \approx 119$  تقسیم شود، انرژی بستگی آنها به‌ازای هر نوکلئون در حدود  $8.5 \text{ MeV}$  می‌شود. حرکت به سوی يك سیستم به‌شدت مقیدتر بدان معنی است که با آزادسازی انرژی سروکار داریم. یعنی انرژی از مقدار متناظر به هستهٔ مقید  $^{238}\text{U}$  که برابر  $7.6 \times 238 = -1809 \text{ MeV}$  است به مقدار متناظر به دو هستهٔ مقید  $^{119}\text{Pd}$  که مساوی  $8.5 \times 119 \times 2 = -2033 \text{ MeV}$  است، تغییر می‌کند. برای پایستگی انرژی، حالت نهایی باید شامل يك انرژی اضافی  $214 \text{ MeV}$  باشد که می‌تواند در شکل‌های مختلفی ظاهر شود (گسیل ذرات نوترون، بتا، و گاما از پاره‌ها)، ولی بخش عمدهٔ آن (۸۵٪) به‌صورت انرژی جنبشی پاره‌ها ظاهر می‌شود، زیرا دافعهٔ کولنسی آنها را از یکدیگر دور می‌سازد. در محاسبهٔ احتمالات واپاشی، جمله‌ای وجود دارد که به‌رهابی انرژی وابسته است؛ بدین معنی که هر چه انرژی بیشتری آزاد شود، طرق بیشتری برای محصولات واپاشی وجود دارد که انرژی را تقسیم کنند، تعداد حالت‌های نهایی قابل‌حصول پس از واپاشی بیشتر است و احتمال واپاشی نیز زیادتر خواهد بود. با توجه به مقدار زیاد انرژی آزاد شده، شکافت باید يك طریقهٔ واپاشی سهل‌الوصولی برای این هسته‌ها باشد که «از منحنی انرژی بستگی بالا می‌روند».

در حالی که واپاشی شکافت حقیقتاً وجود دارد، ولی آن‌طور که بحث ما نشان می‌دهد تقریباً احتمال تحقق زیادی ندارد. به‌این معنی که با موفقیت نمی‌تواند با واپاشی خود به خود آلفا ازای هستهٔ  $^{238}\text{U}$  رقابت کند (نیمه‌عمر واپاشی آلفا در حدود  $4.5 \times 10^9 \text{ y}$  است،  $t_{1/2}$  است، در حالی که نیمه عمر جزئی شکافت حدود  $10^{16} \text{ y}$  است). بنا بر این، شکافت را نمی‌توان يك فرایند واپاشی مهم تلقی کرد مگر اینکه با هسته‌های با جرم  $250$  یا بالاتر سروکار داشته باشیم. آنچه مانع از تحقق فرایند شکافت می‌شود سد کولنسی است که برای فرایند واپاشی آلفا نیز ممانعت به‌عمل می‌آورد. هر گاه  $^{238}\text{U}$  را به دوپارهٔ یکسان تقسیم کنیم که درست به‌طور سطحی در تماس باشند (فاصله  $R_1 + R_2$  که در آن  $R_1 = R_2 = 1.25 (119)^{1/3} = 6.1 \text{ fm}$  است)، در این صورت سد کولنی برابر است با

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$$

$$= (1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}) \frac{46^2}{12.2 \text{ fm}} = 250 \text{ MeV}$$

هر گاه موقعیت دوپارهٔ در حال سکون واقع در فاصلهٔ جدایی بین‌هایت دور از یکدیگر را به عنوان صفر مقیاس انرژی در نظر بگیریم، در این صورت می‌توانیم این سیستم را با شکل ۱۰.۱۳ نمایش دهیم. در داخل ناحیهٔ پتانسیل هسته‌ای،  $^{238}\text{U}$  می‌تواند به‌صورت دو هستهٔ  $^{119}\text{Pd}$  وجود داشته باشد زیرا تعداد بسیار زیادی از حالت‌های نهایی با آزادسازی  $214 \text{ MeV}$  انرژی قابل‌حصول‌اند. با این حال، سد کولنی مانع جدا شدن پاره‌های می‌شود،

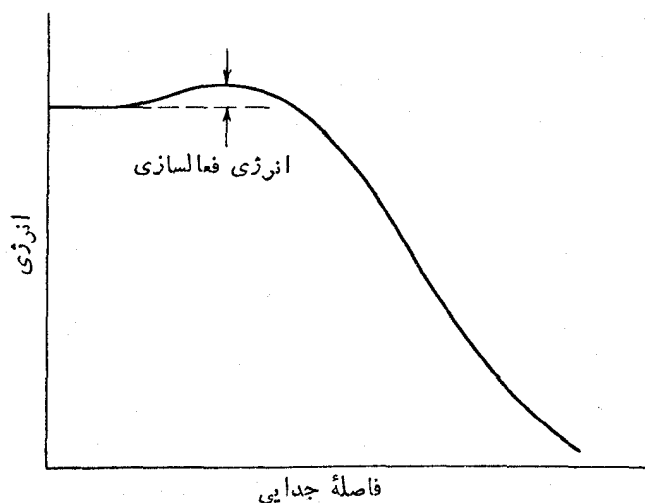


شکل ۱۰۱۳ در داخل جبه پتانسیل هسته‌ای،  $^{238}\text{U}$  شاید به‌طور لحظه‌ای بتواند به‌صورت دوپاره  $^{119}\text{Pd}$  وجود داشته باشد، ولی سد کولنی مانع از جدا شدن آنها می‌شود.

و احتمال واپاشی کوچک است زیرا نفوذ از سد نمی‌تواند صورت گیرد. این محاسبه بسیار خام می‌تواند نشان دهد که چرا شکافت به آسانی قابل تحقق نیست، ولی نباید آن را خیلی جدی بگیریم زیرا اعدادی که به کار بردیم (حدود  $250\text{ MeV}$  برای ارتفاع سد و  $214\text{ MeV}$  برای انرژی آزاد شده) برآوردهایی هستند که به آسانی می‌توانند تا ۱۰٪ یا ۲۰٪ تغییر کنند. مثلاً فرض اینکه  $^{238}\text{U}$  به دوپاره یکسان شکافته شود ممکن است خیلی واقع بینانه نباشد. اگر نسبت اعداد جرمی و اتمی دوپاره به تقریب به صورت ۱:۲ باشد، نظیر  $^{79}\text{Zn}$  و  $^{159}\text{Sm}$ ، ارتفاع سد کولنی از  $250$  به  $221\text{ MeV}$  کاهش می‌یابد. آزاد شدن چند نوترون، اعداد جرمی پاره‌های نهایی را تغییر خواهد داد به طوری که ممکن است پاره‌های خیلی مقیدتر و تقریباً پایدارتری ایجاد کند (هسته‌های نظیر  $^{119}\text{Pd}$ ،  $^{79}\text{Zn}$ ، و  $^{159}\text{Sm}$  از فزونی نوترون زیادی برخوردارند و تشکیل آنها در شکافت غیرمحمول است). ضمناً، بعید است که محاسبه سد کولنی مبتنی بر لبه تیز در  $R = R_1 + R_2$  دقیقاً حکمفرما باشد.

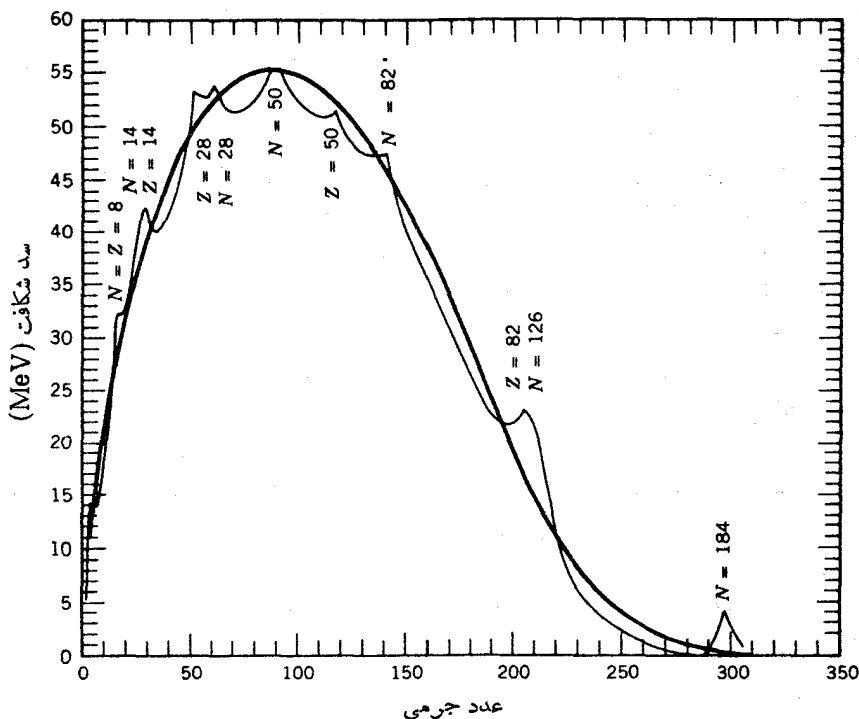
با این حال آنچه مسلم است این است که ارتفاع سد کولنی تقریباً مساوی با انرژی آزاد شده در شکافت هسته‌های سنگین است و محققاً بعضی هسته‌ها وجود دارند که برای آنها آزادسازی انرژی می‌تواند دوپاره را تا نزدیکی لبه سد کولنی بالا ببرد، و لذا فرصت محقولی فراهم آورد که این پاره‌ها از سد نفوذ کنند. این هسته‌ها همان هسته‌هایی هستند که

شکافت خود به خود در آنها صورت می‌گیرد و فرایند شکافت در آنها با موفقیت با دیگر فرایندهای واپاشی پرتوزا رقابت می‌کند. ممکن است هسته‌های دیگری باشند که حالت دو پاره‌ای جدا شده آنها بتواند آنها را در بالای سد قرار دهد و (اگر تشکیل شوند) باعث شکافت خود به خود آنی در آنها شود. البته چنین هسته‌هایی در طبیعت وجود ندارند؛ محاسبات نشان می‌دهد که در حدود  $A = 300$  همیچ گونه سدی در مقابل شکافت وجود نخواهد داشت. ضمناً ممکن است هسته‌های دیگری هم باشند که به قدر کافی پایینتر از لبه سد قرار می‌گیرند به طوری که شکافت خود به خود در آنها مشاهده نمی‌شود. ولی جذب مقدار نسبتاً کمی انرژی، نظیر آنچه از یک فوتون یا نوترون کم انرژی حاصل می‌شود، حالت بینابینی را تشکیل می‌دهد (شاید یک حالت هسته مرکب) که در نزدیکی لبه سد قرار می‌گیرد و در نتیجه شکافت القایی را به آسانی امکان پذیر می‌سازد، در این صورت، فرایند شکافت به طور موفقیت آمیزی با دیگر مدهای واپاشی هسته مرکب رقابت می‌کند. هرگاه حالت بینابین پایینتر از لبه سد قرار گیرد، شکافت ممنوع است. و دیگر مدهای واپاشی، از جمله گسیل مجدد ذره جذب شده، ممکن است حکم شود. شکافت زیر آستانه ممکن است کاربردهای مهمی در ساختار هسته‌ای داشته باشد. زیرا غالباً تشدیدهایی وجود دارند که می‌توانند احتمال شکافت را بالا ببرند (این موضوع در بخش ۴.۱۳ مورد بحث قرار خواهد گرفت). توانایی اینکه در یک هسته شکافت القایی تحقق یابد، دقیقاً به انرژی سیستم بینابین وابسته است؛ برای بعضی هسته‌ها جذب نوترونهای گرمایی ممکن است به قدر کافی بتواند هسته‌ها را به لبه سد برساند، در حالی که برای هسته‌های دیگر ممکن است نوترونهای تند



شکل ۲.۱۳ سدی تا نسایل هموار با شکافت خود به خود  $^{238}\text{U}$  مخالفت می‌ورزد. برای غلبه برسد شکافت، لازم است مقداری انرژی مساوی با انرژی فعالسازي فراهم شود.





شکل ۳۰۱۳ تغییرات انرژی فعالسازی شکافت بر حسب عدد جرمی. منحنی پررنگ مبتنی بر مدل قطره مایع است که فقط برای پایدارترین ایزوتوپ در هر عدد جرمی محاسبه شده است، و منحنی کم‌رنگ تأثیر ساختار پوسته‌ای را نشان می‌دهد. به انرژیهای حدود  $5\text{ MeV}$  در اطراف اورانیم، و انرژی صفر در اطراف عدد جرمی ۲۸۵ (که باعث ناپایداری شدید این هسته‌ها در مقابل شکافت خود به خود می‌شود)، و پایداری حول جرم ۳۰۰ که ناشی از بستار پوسته‌ای مورد انتظار نوترون است توجه کنید.

(با انرژی مرتبه  $\text{MeV}$ ) مورد نیاز باشند. شکل ۲۰۱۳ نمایش واقع بینانه‌تری از سد شکافت را برای هسته‌های سنگین نشان می‌دهد.

محاسبه مفصلتر انرژی مورد نیاز برای القای شکافت در شکل ۳۰۱۳ نشان داده شده است، که در آن اساساً ارتفاع سد شکافت نسبت به حالت پایه (که معمولاً انرژی فعالسازی نامیده می‌شود) مشخص شده است. این محاسبه مبتنی بر مدل قطره مایع است که فقط با خواص متوسط هسته‌ای سروکار دارد. استفاده از اثرات پیچیده‌تر مبتنی بر مدل پوسته‌ای محاسبه را به طریقی اصلاح می‌کند و نشان می‌دهد که بعضی از هسته‌های ابر سنگین حوالی  $A=300$  ممکن است در مقابل شکافت از پایداری بیشتری برخوردار باشند. نتایج دیگر ساختار پوسته‌ای را در بخش ۴۰۱۳ مورد بحث قرار می‌دهیم.

استفاده از فرمول نیمه تجربی جرم، معادله (۲۸.۳)، رهیافتی آموزنده برای درک شکافت به دست خواهد داد. در اینجا يك هسته را که در آغاز کروی شکل است در نظر می‌گیریم که به تدریج کشیده می‌شود و تأثیر این کشیدگی را روی انرژی بستگی آن مورد مطالعه قرار می‌دهیم. کشیدگی می‌تواند با ثابت نگاه داشتن حجم انجام شود، ولی جملات سطحی و کولنی که در آغاز برای هسته کروی محاسبه شده بودند، محققاً تحت تأثیر کشیدگی قرار خواهند گرفت. هسته کشیده شده را به صورت بیضیوار دوار با حجم  $(4/3)\pi ab^2$  در نظر می‌گیریم، که در آن  $a$  نیم قطر بزرگ و  $b$  نیم قطر کوچک است. انحراف بیضیوار از کره‌ای به شعاع  $R$  بر حسب پارامتر تغییر شکل  $\epsilon$  عبارت است از:

$$a = R(1 + \epsilon)$$

$$b = R(1 + \epsilon)^{-1/2} \quad (10.13)$$

که در آن  $\epsilon$  خروج از مرکز بیضی است و با پارامتر تغییر شکل  $\beta$  که در معادله (۱۵.۵) تعریف شد، به صورت  $\epsilon = \beta \sqrt{5/4\pi}$  ارتباط دارد. یادآوری می‌شود که با توجه به  $R^3 = ab^2$ ، حجم هسته با افزایش تغییر شکل ثابت می‌ماند. هنگامی که کره کشیده شود و بر اثر تغییر شکل به شکل بیضیوار درآید، سطح آن به صورت  $S = 4\pi R^2(1 + (2/5)\epsilon^2 + \dots)$  افزایش می‌یابد، که در نتیجه جمله انرژی سطحی نیز در فرمول نیمه تجربی جرم افزایش می‌یابد. جمله انرژی کولنی را می‌توان با عامل  $(1 - (1/5)\epsilon^2 + \dots)$  اصلاح کرد، و لذا اختلاف انرژی (در واقع، کاهش انرژی بستگی) يك هسته کروی و يك هسته بیضیوار با حجم یکسان برابر است با

$$\Delta E = B(\epsilon) - B(\epsilon = 0)$$

$$= -a_s A^{2/3} (1 + \frac{2}{5}\epsilon^2 + \dots) - a_c Z^2 A^{-1/3} (1 - \frac{1}{5}\epsilon^2 + \dots)$$

$$+ a_s A^{2/3} + a_c Z^2 A^{-1/3}$$

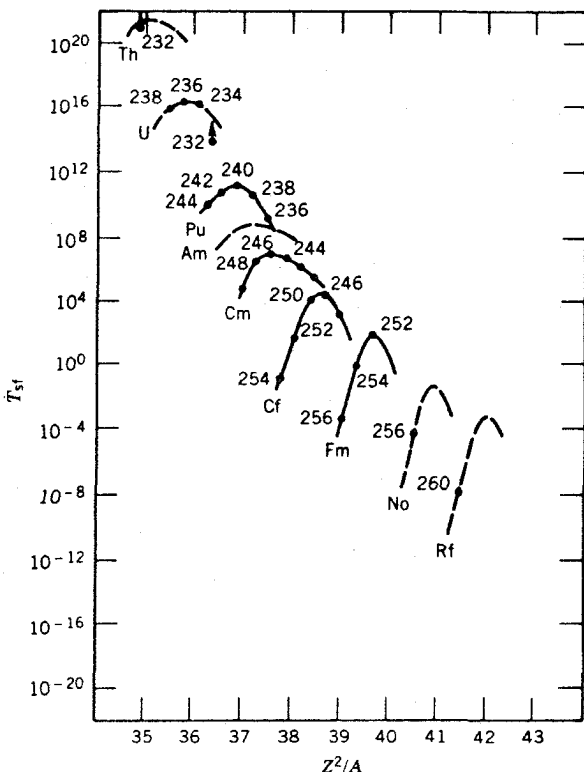
$$\cong (-\frac{2}{5}a_s A^{2/3} + \frac{1}{5}a_c Z^2 A^{-1/3})\epsilon^2 \quad (20.13)$$

هرگاه جمله دوم بزرگتر از جمله اول باشد، اختلاف انرژی مثبت است. یعنی با کشیده شدن هسته انرژی حاصل می‌شود و هرچه هسته بیشتر کشیده شود، انرژی بیشتری حاصل خواهد شد. چنین هسته‌ای در مقابل کشیدگی ناپایدار است و به آسانی شکافته خواهد شد. بنابراین شرط شکافت خود به خود چنین است

$$\frac{1}{5}a_c Z^2 A^{-1/3} > \frac{2}{5}a_s A^{2/3}$$

و با استفاده از مقادیر  $a_c$  و  $a_s$  خواهیم داشت

$$\frac{Z^2}{A} > 47 \quad (30.13)$$



شکل ۴.۱۳ طول عمرهای شکافت خودبه خود. به طور کلی، با افزایش  $Z^2/A$  طول عمر کاهش می‌یابد.

این برآورد را باید تا حدی اصلاح کرد تا نفوذ کوانتوم مکانیکی از سد نیز که بنا بر آن فرایند شکافت خود به خود حتی با انرژی تغییر شکل منفی هم امکان پذیر است، به حساب آورده شود. بعلاوه، هسته‌های موجود در ناحیهٔ حول اورانیم دارای تغییر شکل تعادلی دائم هستند، یعنی شکل تعادل بیضیوار است نه کروی. با این حال، همان‌طور که در شکل ۴.۱۳ نشان داده شده است، پارامتر  $Z^2/A$  به عنوان نشانه‌ای از توانایی یک هسته برای شکافت خودبه خود به کار می‌رود. هرچه مقدار  $Z^2/A$  بزرگتر باشد، نیمه عمر شکافت خود به خود کوتاهتر است. برون یابی نیمه عمرهای شکافت خود به خود برای  $Z^2/A \cong 47$  مقدار تقریباً  $10^{-20}$  s را به دست می‌دهد. بنا بر این در مقیاس زمان هسته‌ای، برای هسته‌های واقع در ورای مقدار بحرانی  $Z^2/A$ ، شکافت «فوری» اتفاق می‌افتد. با این حال، چنین هسته‌هایی تاکنون شناخته نشده‌اند و لسی برای هسته‌ای با  $A=300$  و  $Z/A=0.4$  داریم  $Z^2/A=48$  که در این صورت، همان‌طور که در شکل ۳.۱۳ نشان داده شده است، چنین



شکل ۵.۱۳. نمایش تغییرشکل‌های هسته در فرایند شکافت.

برآوردی با انرژی فعالسازی صفر برای  $A = 300$  سازگاری دارد. از نقطه نظری فیزیکی، آنچه را که در خلال کشیدگی روی می‌دهد می‌توان به وسیله یک رشته از ترسیمها که در شکل ۵.۱۳ نشان داده شده است توصیف کرد. به تدریج که تغییر شکل شدیدتر می‌شود، ناحیه بینابینی هسته «تنگتر» و سرانجام هسته به دو قسمت شکافته می‌شود.

### ۲.۱۳ ویژگیهای شکافت

#### توزیع جرم پاره‌ها

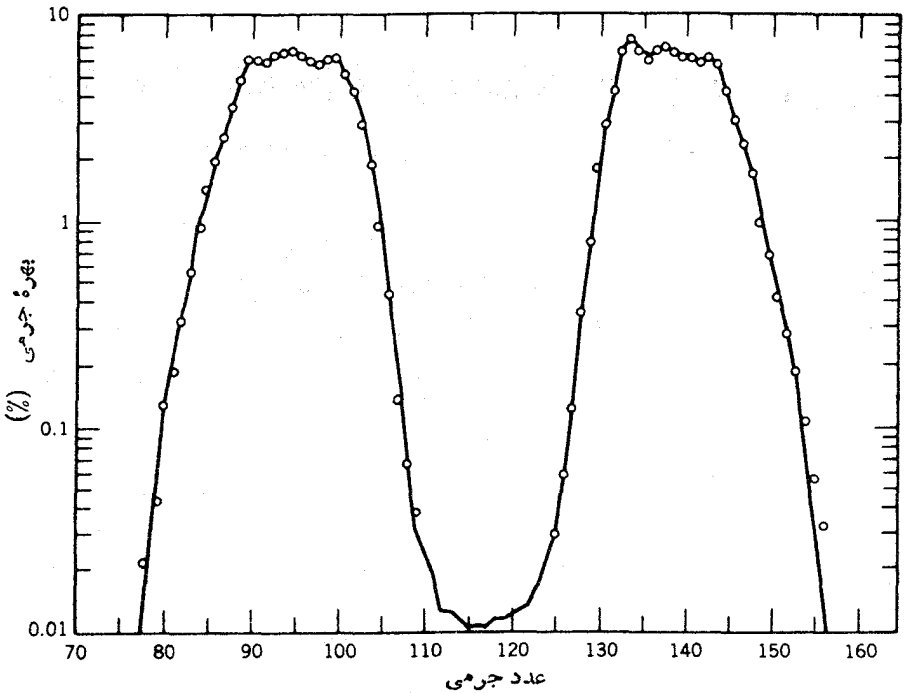
یک واکنش نوعی شکافت القایی با نوترون عبارت است از



که با استفاده از نوترونهای تابشی با انرژی گرمایی امکان‌پذیر است. محصولات شکافت به صورت یگانه‌ای تعیین نمی‌شوند، بلکه توزیع جرمی از محصولات شکافت مطابق آنچه در شکل ۶.۱۳ نشان داده شده است، به دست می‌آید. این توزیع باید حول مرکز متقارن باشد. به ازای هر پاره سنگین باید یک پاره سبک متناظر وجود داشته باشد. ولی توجه کنید که شکافت به دو پاره مساوی یا تقریباً مساوی ( $A_1 \approx A_2$ )، در مقایسه با بهره بیشینه که برای پاره‌های با  $A_1 \approx 95$  و  $A_2 \approx 140$  اتفاق می‌افتد، در حدود ۶۰۰ بار کمتر محتمل است. با کمال تعجب تاکنون برای این توزیع جرمی که مشخصه فرایندهای شکافت با انرژی پایین است، توضیح قانع‌کننده‌ای پیدا نشده است. در مقابل، شکافتهای القا شده با ذرات پراثری توزیع جرمی را نشان می‌دهد که در ناحیه متناظر به پاره‌های با جرم مساوی به حداکثر می‌رسند.

#### تعداد نوترونهای گسیل شده

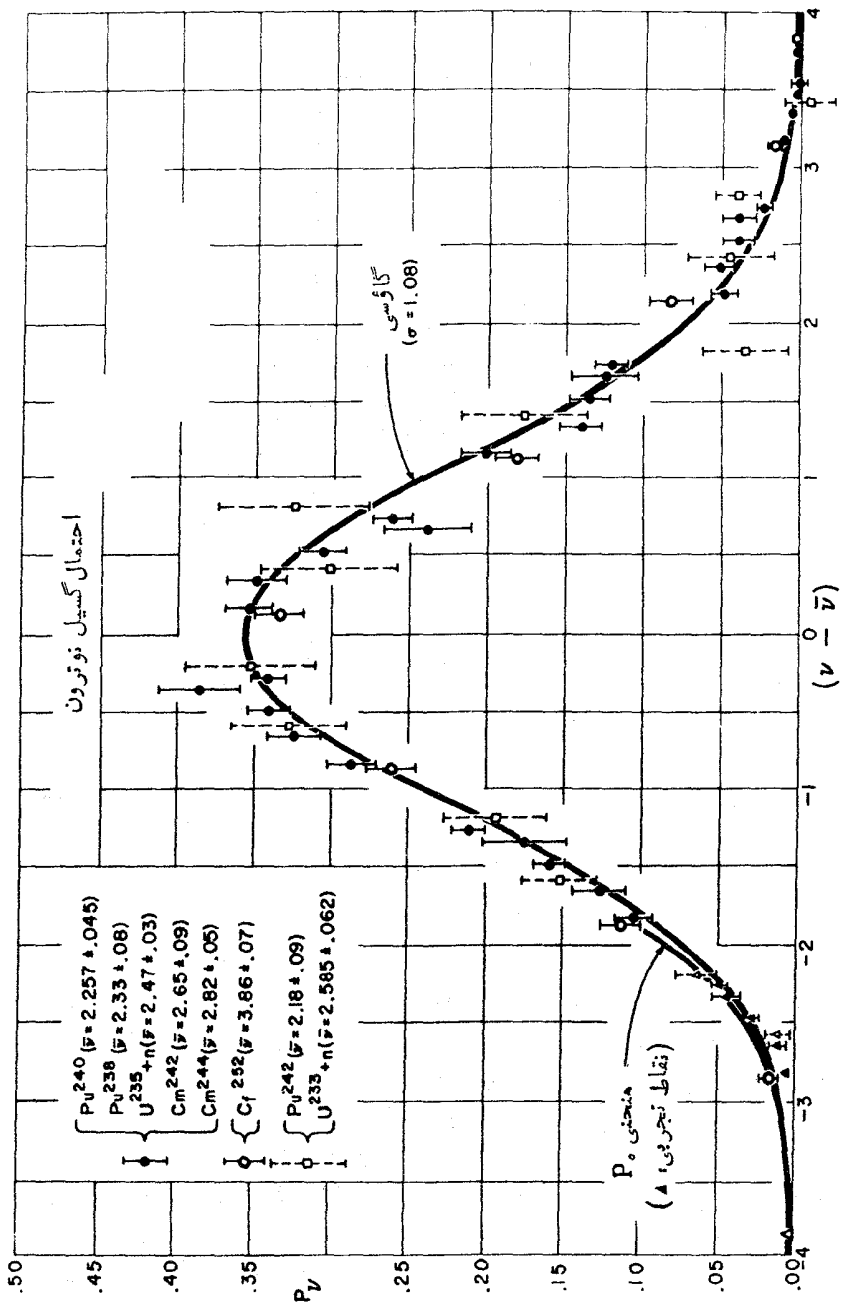
شکافت پاره‌های با اعداد اتمی نزدیک به  $A = 95$  و  $A = 140$  باید در تقسیم ۹۲ پروتون با هم شریک شوند. اگر این عمل به تقریب به تناسب جرمهای آنها صورت گیرد، هسته‌های تشکیل شده باید  ${}^{95}_{37}\text{Rb}$  و  ${}^{140}_{55}\text{Cs}$  باشند. این هسته‌ها فوق‌العاده سرشار از نوترون هستند - پایدارترین هسته‌ها در این ناحیه جرم دارای نسبت  $Z/A \approx 0.41$  هستند در حالی که برای این محصولات شکافت داریم:  $Z/A = 0.39$ . ایزوبار پایدار  $A = 95$  دارای  $Z = 42$  و ایزوبار پایدار  $A = 140$  دارای  $Z = 58$  است. شکافت - پاره‌ها این



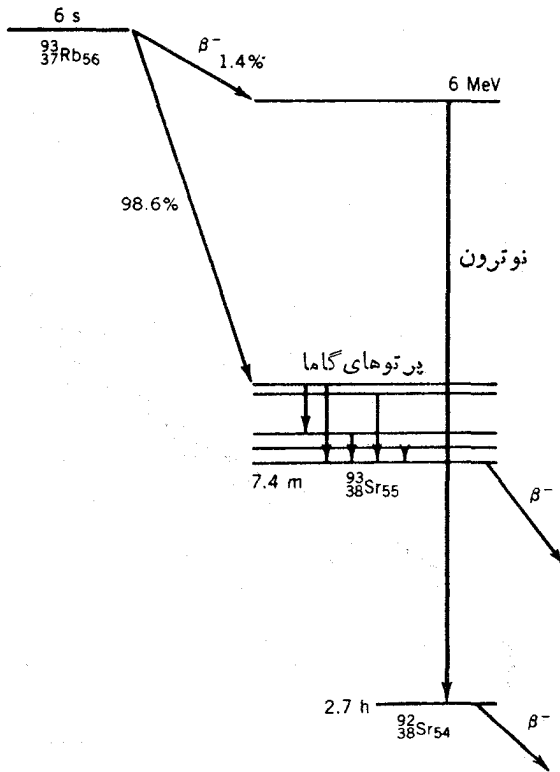
شکل ۶۰۱۳ توزیع جرم شکافت - پاره‌های حاصل از شکافت گرمایی  $^{235}\text{U}$ . به تقارن پاره‌های سبک و سنگین، حتی در تغییرات کوچک نزدیک بیشینه‌ها، توجه کنید.

فزون‌نوترون را از طریق گسیل یک یا چند نوترون در لحظه وقوع شکافت (در خلال  $10^{-16}$  s) از خود دور می‌کنند. این نوترون‌ها به نام نوترونهای آنی معروف اند. تعداد نوترونهای آنی گسیل شده در هر رویداد شکافت معین، متناسب با ماهیت پاره‌ها (و با انرژی ذره تابشی در حالت شکافت القا‌یی) تغییر می‌کند. میانگین تعداد نوترونهای آنی، که آن را با نماد  $\nu$  نمایش می‌دهند، مشخصه فرایند شکافت مورد نظر است. برای شکافت القا‌یی با نوترونهای گرمایی، مقادیر تجربی  $\nu$  عبارت‌اند از  $2.48$  برای  $^{233}\text{U}$ ،  $2.42$  برای  $^{235}\text{U}$ ، و  $2.86$  برای  $^{239}\text{Pu}$ . همان‌طور که در شکل ۷۰۱۳ نشان داده شده است، توزیع حول میانگین حاکی از رفتار آماری مورد انتظار یک فرایند تبخیر است. توزیع گاوسی که گسیل نوترون را کنترل می‌کند به‌طور قابل ملاحظه‌ای مستقل از هسته‌ای است که شکافته می‌شود، و به نظر می‌رسد که تمام هسته‌ها از این لحاظ رفتاری یکسانی دارند.

علاوه بر نوترونهای آنی، اغلب نوترونهای تأخیری نیز در فرایند شکافت گسیل می‌شوند. این نوترون‌ها به دنبال واپاشی بتا از شکافت - پاره‌ها گسیل می‌شوند، و نمونه‌هایی از گسیل نوکلئون تأخیری در واپاشی بتا هستند که در بخش ۸.۹ مورد بحث قرار گرفت. زمانهای تأخیر نوعاً خیلی کوتاه و معمولاً از مرتبه ثانیه‌ای هستند. شکل ۸۰۱۳ یکی از این نوع



شکل ۷.۱۳ توزیع نوتردهای حاصل از شکافت، با آنکه میانگین تعداد نوتردها،  $\bar{\nu}$ ، با هسته‌کائنده تغییر می‌کند، توزیع حول میانگین مستقل از هسته اولیه است.



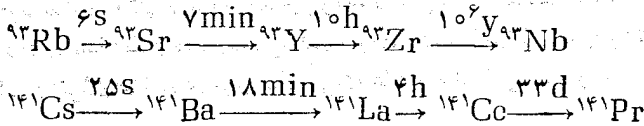
شکل ۸۰۱۳ گسیل نوترونهاي تأخيري در  $^{93}\text{Rb}$ . پس از واپاشي بتازاي اوليه، انرژي حالت پراكنيخته  $^{93}\text{Sr}$  به حدي است كه اين هسته با گسيل نوترون به صورت  $^{92}\text{Sr}$  درمي آيد. زمان تأخير نوترونهاي تأخيري نسبت به نوترونهاي آني حاصل از شكافت به مشخصه طول عمر ميانگين  $^{93}\text{Rb}$  بستگي دارد.

حالتها را نشان مي دهد. به دنبال واپاشي بتازاي شش ثانيه اي  $^{93}\text{Rb}$ ، دختر - هسته  $^{93}\text{Sr}$  در حالت به شدت برانگيخته قرار مي گيرد كه اتفاقاً انرژي آن از انرژي جدايي نوترون بيشتر است. بنا بر اين، اين حالت مي تواند با گسيل نوترون با واپاشي گاما از رقايت كند. در اين حالت، انشعاب گسيل نوترون با شدت ۱۴٪ انجام مي شود.

شدت كلي نوترونهاي تأخيري به حدود يك نوترون در هر صد شكافت مي رسد، ولي همين نوترونها براي كنترل رآكتورهاي هسته اي نقش اساسي ايضا مي كنند. هيچ سيستم مكانيكي نمي تواند براي جلوگيري از تغييرات آماري نوترونهاي آني كه باعث از كنترل خارج شدن رآكتور مي شود به سرعت كافي پاسخ دهد، ولي حقيقتاً با استفاده از نوترونهاي تأخيري اين امكان وجود دارد كه رآكتور را كنترل كنيم.

فرایندهای واپاشی رادیواکتیو

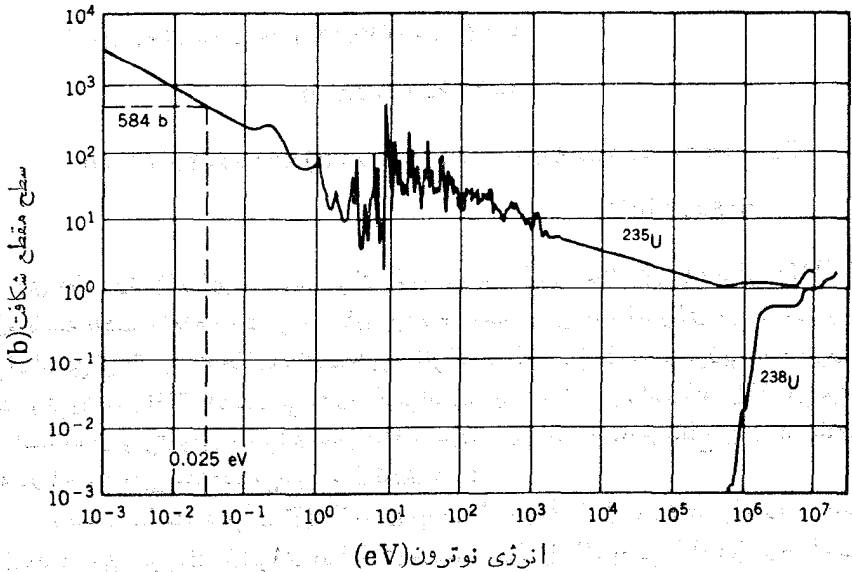
محصولات اولیه شکافت به شدت پرتوزا هستند و با گسیل تابشهای متعدد  $\beta$  و  $\gamma$  (که نهایتاً در انرژی کل حاصل از شکافت سهم دارند) به سوی ایزو بارهای پایدار نزدیک می شوند. نمونه هایی از زنجیره های واپاشی عبارت اند



این محصولات پرتوزا، محصولات پسماند رآکتورهای هسته ای را تشکیل می دهند. بسیاری از آنها با سرعت خیلی زیاد واپاشیده می شوند ولی بعضی دیگر، خصوصاً اعضای نزدیک به عناصر پایدار زنجیره، از نیمه عمرهای طولی برخوردارند.

سطح مقطع شکافت

شکل ۹.۱۳ ۹۰۱۳ سطح مقطعهای شکافت القایی نوترون را در  ${}^{238}\text{U}$  و  ${}^{235}\text{U}$  نشان می دهد. سطح مقطع  ${}^{235}\text{U}$  بسیاری از ویژگیهای سطح مقطعهای نوترون را که در فصل ۱۱ بررسی شد، نشان می دهد. ناحیه گرمایی وابستگی معمول  $1/v$  سطح مقطع را نشان می دهد، و در ناحیه  $1-100\text{eV}$  تشدیدهای بسیار زیادی در منحنی دیده می شود. برای  ${}^{235}\text{U}$ ، سطح-مقطع گرمایی شکافت (۵۸۴b) بر سطح مقطع پراکندگی (۹b) و گیر اندازی تابشی (۹۷b)



شکل ۹.۱۳ سطح مقطعهای شکافت القایی نوترون در  ${}^{235}\text{U}$  و  ${}^{238}\text{U}$ .



غلبه دارد. ضمناً توجه کنید که سطح مقطع گرمایی ۳ مرتبه بزرگی بیشتر از سطح مقطع نوترونهای تند است. هر گاه بخواهیم از نوترونهای با انرژی حدود MeV که از شکافت حاصل می‌شوند برای القای شکافتهای جدید استفاده کنیم، نوترونها باید ابتدا تا انرژیهای گرمایی کنند شوند تا سطح مقطع آنها افزایش یابد. برای  $^{238}\text{U}$ ، هیچ گونه شکافتی در ناحیه فاحش در رفتار، همان طور که در بخش بعدی خواهیم دید، از ارتباط بین انرژی برانگیختگی سیستم مرکب و انرژی فعالسازی مورد نیاز برای غلبه بر سد ناشی می‌شود.

### ۳.۱۳ انرژی شکافت

در این بخش، انرژی حاصل از شکافت را به تفصیل مورد بررسی قرار می‌دهیم. هنگامی که  $^{235}\text{U}$  نوترون را گیر می‌اندازد و حالت مرکب  $^{236}\text{U}^*$  تشکیل می‌دهد، انرژی برانگیختگی عبارت است از

$$E_{ex} = [m(^{236}\text{U}^*) - m(^{236}\text{U})]c^2$$

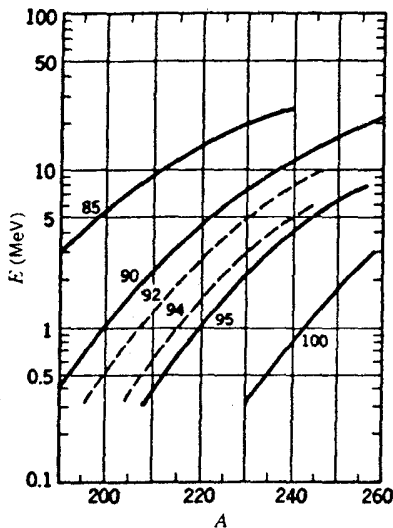
انرژی حالت مرکب را می‌توان مستقیماً از انرژیهای جرم  $^{235}\text{U}$  و  $n$  به دست آورد. با فرض اینکه انرژی جنبشی نوترون آنقدر کوچک است که قابل اغماض باشد (یعنی در ناحیه گرمایی)، خواهیم داشت

$$\begin{aligned} m(^{236}\text{U}^*) &= m(^{235}\text{U}) + m_n \\ &= (235.043924 \text{ u} + 1.008665 \text{ u}) \\ &= 236.052589 \text{ u} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{ex} &= (236.052589 \text{ u} - 236.045563 \text{ u}) 931.5 \text{ MeV/u} \\ &= 6.5 \text{ MeV} \end{aligned}$$

انرژی فعالسازی (انرژی مورد نیاز برای غلبه بر سد شکافت، شکل ۲.۱۳) برای  $^{236}\text{U}$  که از محاسبه به دست آمده است برابر  $6.2 \text{ MeV}$  است. بنابراین، انرژی مورد نیاز برای برانگیختن  $^{236}\text{U}$  به یک حالت شکافت پذیر (انرژی فعالسازی) از مقدار انرژی که با افزودن یک نوترون به  $^{235}\text{U}$  به دست می‌آوریم کمتر است. این بدان معنی است که  $^{235}\text{U}$  می‌تواند با استفاده از نوترونهای با انرژی صفر شکافته شود، و این امر با سطح مقطع بزرگ شکافت که در ناحیه گرمایی مشاهده می‌شود سازگاری دارد.

یک محاسبه مشابه برای  $^{238}\text{U} + n \rightarrow ^{239}\text{U}^*$  نتیجه  $E_{ex} = 4.8 \text{ MeV}$  را به دست می‌دهد که خیلی کوچکتر از انرژی فعالسازی محاسبه شده  $^{239}\text{U}$ ، یعنی  $6.6 \text{ MeV}$ ، است. (جدول ۱.۱۳ و شکل ۱۰.۱۳) انرژیهای فعالسازی محاسبه شده برای هسته‌ها را در این



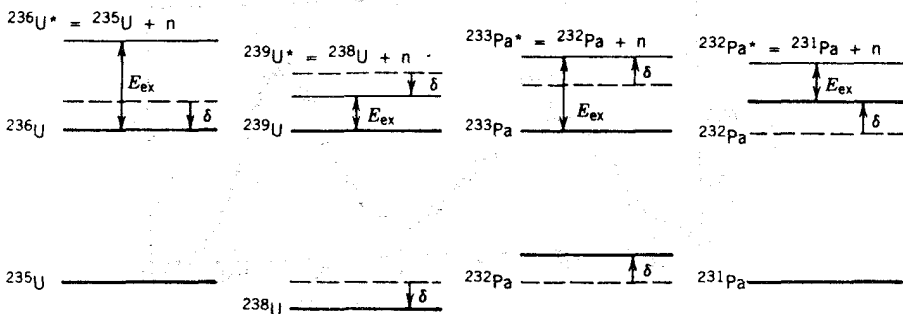
شکل ۱۰.۱۳ انرژی فعالسازی هسته‌های سنگین. این منحنی، وابستگی صریح  $A$  و  $Z$  (که در شکل ۳.۱۳ نشان داده نشده است) را که با استفاده از مدل قطره مایع محاسبه شده است، نشان می‌دهد.

ناحیه به دست می‌دهند). بنا بر این برای شکافت  $^{238}\text{U}$ ، نوترونهای با انرژی از مرتبه  $\text{MeV}$  مورد نیازند که با آستانه مشاهده شده برای شکافت القاوی  $^{238}\text{U}$  با نوترون، مانند آنچه در شکل ۹.۱۳ نشان داده شده است، سازگاری دارد.

بنا بر این توضیح اصلی اختلاف فوق العاده شکافت پذیری  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  را باید در اختلاف انرژیهای برانگیختگی آنها که به ترتیب برابر  $6.5$  و  $4.8 \text{ MeV}$  است، جستجو کرد. از طرف دیگر، این اختلاف را می‌توان برحسب جمله انرژی تزیویج  $\delta$  در فرمول نیمه تجربی جرم، معادله  $(28.3)$ ، درک کرد. شکل ۱۱.۱۳ اثر جمله تزیویج را نشان می‌دهد. انرژی بستگی  $^{235}\text{U}$  به اندازه مقدار  $\delta$ ، که تقریباً برابر  $6.5 \text{ MeV}$  است، افزایش یافته است (یعنی انرژی حالت پایه آن کم شده است). در این صورت، انرژی برانگیختگی به مقدار  $\delta$  نسبت به آنچه در غیاب تزیویج دارا بود افزایش می‌یابد. در مورد  $^{238}\text{U}$ ، انرژی حالت پایه قبل از گیراندازی به مقدار  $\delta$  کاهش می‌یابد، و در نتیجه انرژی حالت گیراندازی کوچکتر می‌شود. بنا بر این انرژی برانگیختگی به اندازه  $\delta$  نسبت به موقعی که جمله نیروی تزیویج وجود ندارد، کاهش یافته است. از این رو، اختلاف انرژی برانگیختگی بین  $^{235}\text{U} + n$  و  $^{238}\text{U} + n$  در حدود  $2.8$  یا  $1.1 \text{ MeV}$  می‌شود که در بسیاری از موارد به خوبی پاسخگوی اختلاف مشاهده شده است.

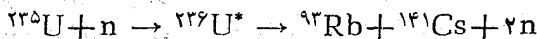
ملاحظات مشابه مبتنی بر نیروی تزیویج باعث می‌شود که نتایج اضافی زیر را همانند آنچه در شکل ۱۱.۱۳ نشان داده شده است انتظار داشته باشیم: افزایش انرژی برانگیختگی

انرژی فعالسازي $A+1$ بر حسب MeV	سطح مقطع (b)	نوکلید
	$200 \pm 20$	$^{227}_{90}\text{Th}_{137}$
	$< 0.3$	$^{228}_{90}\text{Th}_{138}$
۸۷۳	$30 \pm 3$	$^{229}_{90}\text{Th}_{139}$
۸۷۳	$< 0.001$	$^{230}_{90}\text{Th}_{140}$
۷۷۶	$1500 \pm 300$	$^{230}_{91}\text{Pa}_{139}$
۷۷۶	$0.0019 \pm 0.0003$	$^{231}_{91}\text{Pa}_{140}$
۷۷۲	$700 \pm 100$	$^{232}_{91}\text{Pa}_{141}$
۷۷۱	$< 0.1$	$^{233}_{91}\text{Pa}_{142}$
۶۷۸	$300 \pm 300$	$^{231}_{92}\text{U}_{139}$
۶۷۹	$76 \pm 4$	$^{232}_{92}\text{U}_{140}$
۶۷۵	$530 \pm 5$	$^{233}_{92}\text{U}_{141}$
۶۷۵	$< 0.0005$	$^{234}_{92}\text{U}_{142}$
۶۷۲	$584 \pm 1$	$^{235}_{92}\text{U}_{143}$
۶۷۶	$(2.77 \pm 0.3) \times 10^{-6}$	$^{238}_{92}\text{U}_{146}$
۵۷۹	$1000 \pm 400$	$^{234}_{93}\text{Np}_{141}$
۵۷۹	$3000 \pm 600$	$^{236}_{93}\text{Np}_{143}$
۶۷۲	$0.0020 \pm 0.0005$	$^{237}_{93}\text{Np}_{144}$
۶۷۰	$17 \pm 1$	$^{238}_{93}\text{Np}_{145}$
۶۷۳	$< 0.001$	$^{239}_{93}\text{Np}_{146}$
۶۷۲	$17 \pm 1$	$^{238}_{94}\text{Pu}_{144}$
۶۷۰	$742 \pm 3$	$^{239}_{94}\text{Pu}_{145}$
۶۷۳	$< 0.008$	$^{240}_{94}\text{Pu}_{146}$
۶۷۰	$1010 \pm 10$	$^{241}_{94}\text{Pu}_{147}$
۶۷۲	$< 0.2$	$^{242}_{94}\text{Pu}_{148}$
۶۷۵	$3.24 \pm 0.15$	$^{241}_{95}\text{Am}_{146}$
۶۷۲	$2100 \pm 200$	$^{242}_{95}\text{Am}_{147}$
۶۷۳	$< 0.008$	$^{243}_{95}\text{Am}_{148}$
۶۷۰	$2200 \pm 300$	$^{244}_{95}\text{Am}_{149}$
۶۷۱	$610 \pm 30$	$^{243}_{96}\text{Cm}_{147}$
۶۷۳	$1.0 \pm 0.5$	$^{244}_{96}\text{Cm}_{148}$
۵۷۹	$2000 \pm 200$	$^{245}_{96}\text{Cm}_{149}$
۶۷۰	$0.2 \pm 0.1$	$^{246}_{96}\text{Cm}_{150}$

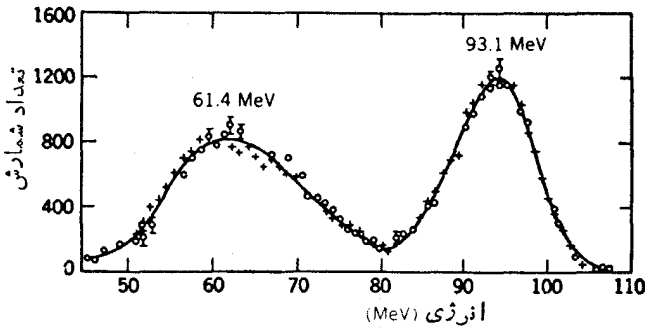


شکل ۱۱.۱۳ اثر تزویج روی انرژیهای برانگیختگی. ترازهای خط چین انرژیهای هسته‌ای را در غیاب تزویج نشان می‌دهند که با در نظر گرفتن اثر تزویج به مقدار  $\delta$  افزایش یا کاهش می‌یابند.

برای شکافت القایی با نوترون در  $^{232}\text{Pa}$  و کاهش انرژی در  $^{231}\text{Pa}$ . بنابراین انتظار داریم که  $^{232}\text{Pa}$  با نوترونهای گرمایی آسانتر از  $^{231}\text{Pa}$  شکافته شود. جدول ۱۰.۱۳ سطح-مقطعهای نوترون گرمایی را برای انواع مختلف هسته‌ها در این ناحیه نشان می‌دهد. به وضوح مشاهده می‌شود که گیراندازی نوترون در هسته  $N$  فرد به یک پیکر بندی  $N$  زوج (تزویج-شده) پایدارتر منجر می‌شود که افزایش  $E_{ex}$  را به مقدار  $\delta$  به دنبال دارد. گیراندازی هسته‌های  $N$  زوج به کاهشهایی در  $E_{ex}$  به همان مقدار  $\delta$  منجر می‌شود. بنابراین انتظار داریم که به طور کلی، سطح مقطع هسته‌های  $N$  فرد نسبت به نوترون گرمایی خیلی بزرگتر از هسته‌های  $N$  زوج باشد، و داده‌های ارائه شده در جدول ۱۰.۱۳ با این انتظار سازگاری دارد. بزرگی سطح مقطعهای  $^{235}\text{U}$  و  $^{239}\text{Pu}$  به طور چشمگیری مدیون نیروی تزویج است. اینک به بررسی انرژی آزاد شده در شکافت و اینکه این انرژی به کجا می‌رود می‌پردازیم. بدین منظور، مجموعه‌ای خاص از محصولات نهایی را در نظر می‌گیریم



با استفاده از جرمهای  $^{93}\text{Rb}$  (۹۲۹۹۲۱۷۲u) و  $^{141}\text{Cs}$  (۱۴۰۹۱۹۴۹u)، مقدار  $Q$  را از طریق محاسبه مساوی با  $181\text{MeV}$  به دست می‌آوریم. مقدار انرژی آزاد شده توسط دیگر محصولات نهایی (که ممکن است با گسیل تعداد متفاوتی نوترون همراه باشند) تقریباً به همین اندازه است، و لذا کاملاً معقول است که مقدار  $200\text{MeV}$  را به عنوان عدد میانگین انرژی آزاد شده در شکافت  $^{235}\text{U}$  اختیار کنیم (این مقدار با مقدار برآورد شده  $199\text{MeV}$  به ازای هر نوکلئون که قبلاً معرفی شد و نیز با انرژی دافعه کولنی دو شکافت-پاره با فاصله تقریبی  $R = R_1 + R_2$  سازگاری دارد). دافعه کولنی سعی دارد که دوباره را از یکدیگر دور سازد و انرژی پتانسیل را به جنبشی تبدیل کند و انرژی جنبشی حدود  $200\text{MeV}$  را در فرایند شکافت به آنها منتقل سازد. شکل ۱۴.۱۳ توزیع انرژی مشاهده شده در شکافت-پاره



شکل ۱۳-۱۳ توزیع انرژی شکافت - پاره‌های حاصل از شکافت گرمایی  $^{235}\text{U}$ . این داده‌ها به کمک اتاقک یونی به دست آمده‌اند. کارهای بعدی نشان داد که برای شکافت - پاره‌ها درجه بندی چندین دقیق نیست، و انرژیهای تعیین شده در  $5\text{MeV}$  پایینتر برآورد شده است.

را نشان می‌دهد. دو مقدار انرژی که احتمال خیلی بالاتری دارند متناظر به مقادیر حدود  $66\text{MeV}$  و  $98\text{MeV}$  هستند. این دو مقدار به ترتیب به پاره‌های سنگین و سبک شکافت مربوط می‌شوند. از آنجا که تکانه نوترونها خیلی کوچک است، بنا بر پایستگی تکانه لازم است که دو پاره دارای تکانه‌های تقریباً مساوی (ومخالف) باشند،  $m_1 v_1 = m_2 v_2$ ، که از روی آن به آسانی معلوم می‌شود که نسبت بین انرژیهای جنبشی باید مساوی با عکس نسبت جرمها باشد

$$\frac{\frac{1}{2}m_1 v_1^2}{\frac{1}{2}m_2 v_2^2} = \frac{m_2}{m_1} \quad (۴-۱۳)$$

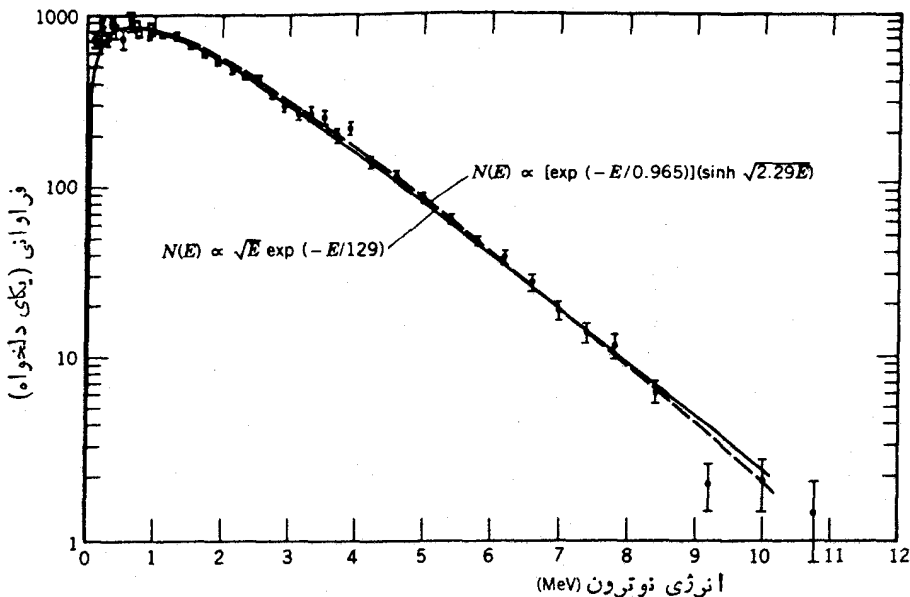
نسبت  $66\text{MeV}/98\text{MeV} = 0.67$  کاملاً با نسبت محتملترین جرمهای به دست آمده از شکل ۱۳-۱۳، یعنی  $0.68 = (140/95)^{-1}$ ، سازگاری دارد. لذا به نظر می‌رسد که این توزیع انرژیها مشخصه توزیع جرمها باشد، و نشان می‌دهد که به طور میانگین در حدود  $165\text{MeV}$  یا تقریباً  $80\%$  انرژی شکافت به صورت انرژی جنبشی پاره‌ها ظاهر می‌شود. شکل ۱۳-۱۳ توزیع انرژی نوترونهای آنسی را که به دنبال شکافت  $^{235}\text{U}$  حاصل می‌شوند نشان می‌دهد. انرژی متوسط در حدود  $2\text{MeV}$  است، و با توجه به میانگین حدود  $2.5$  نوترون به ازای هر شکافت، میانگین انرژی حمل شده به وسیله نوترونهای شکافت در حدود  $5\text{MeV}$  می‌شود. این نکته همچنین نشان می‌دهد که هر نوترون متوسط، تکانه‌ای فقط در حدود  $2\%$  تکانه هریک از پاره‌ها را حمل می‌کند. بدین ترتیب، فرض قابل اغماض بودن تکانه نوترون در برآورد معادله (۴-۱۳) تأیید می‌شود.

دیگر قسمتهای انرژی آزاد شده در شکافت به صورت زیر ظاهر می‌شود:

پرتوهای گامای آنی،  $8\text{MeV}$

و پاشیهای بتا از حاصل از پاره‌های رادیواکتیو،  $19\text{MeV}$

و پاشیهای گامای حاصل از پاره‌های رادیواکتیو،  $7\text{MeV}$

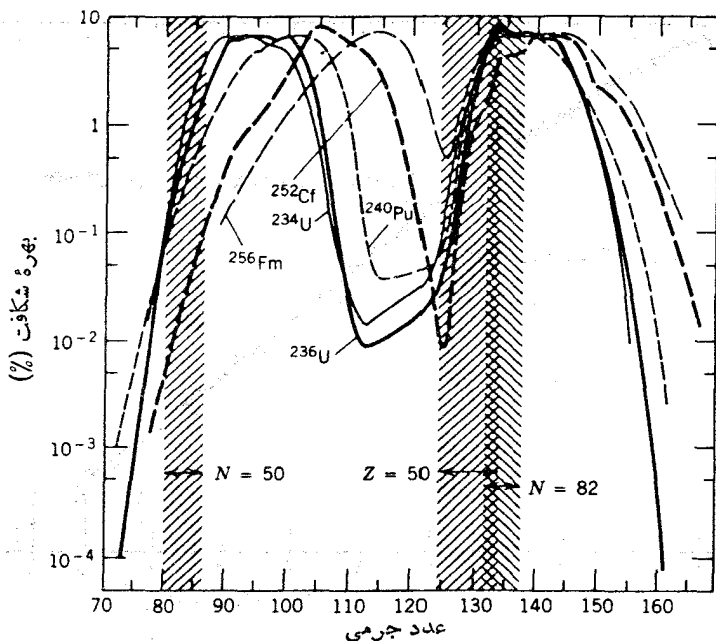


شکل ۱۳.۱۳ طیف انرژی نوترونهاي گسيل شده از شکافت  $^{235}\text{U}$  بر اثر نوترونهاي گرمایی.

این مقادیر فقط تخمینی اند و آشکاراً به ماهیت دقیق شکافت - پاره‌ها و واپاشی آنها وابسته‌اند، و با اختلاف ۱-۲ MeV مشخصه انواع زیادی از واپاشیها را تشکیل می‌دهند. پرتوهای گامای آبی الزاماً در لحظه شکافت گسیل می‌شوند (شاید دیرتر از نوترونها آبی ولی هنوز هم در طی مدت  $10^{-14}$  s). تابشهای  $\beta$  و  $\gamma$  طبق نمودار واپاشی زنجیره شکافت - پاره‌های سبک و سنگین گسیل می‌شوند. به طور میانگین، از انرژی واپاشی بتا تا حدود ۳۰ تا ۴۰ درصد به ذرات  $\beta$  و بقیه ( $\sim 12 \text{ MeV}$ ) به نوترینوها داده می‌شود. انرژی نوترینو را اتلافی تلقی می‌کنیم، که هیچ سهمی در انرژی قابل بهره‌داری یا گرمایش سوخت رآکتور و همچنین هیچ گونه سهمی در خطرات ناشی از محصولات پسماند رادیواکتیو ندارد.

### ۴.۱۳ شکافت و ساختار هسته‌ای

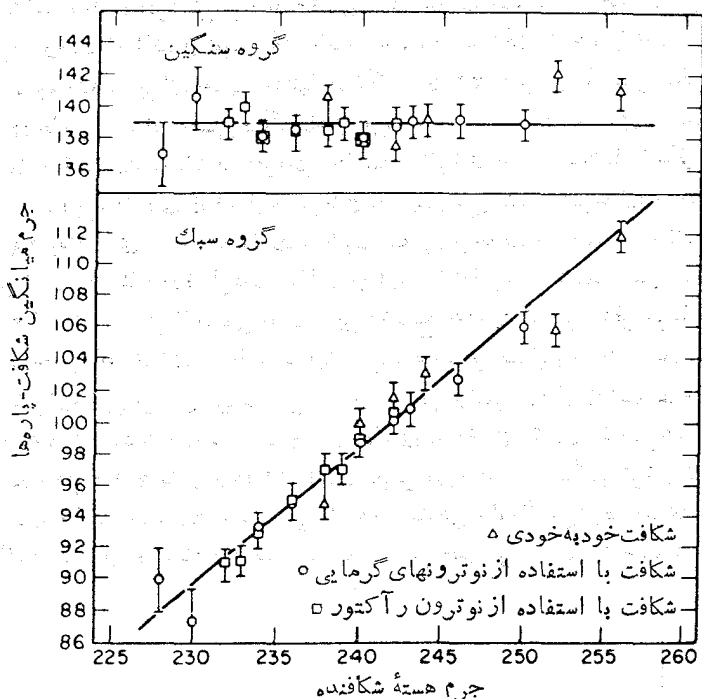
طبق مدل قطره مایع، فرایند شکافت معمولاً به صورت یک پدیده جمعی مورد بحث قرار می‌گیرد و قیاس با قطره مایع باردار نه تنها به طور تحلیلی مفید است بلکه تصویر ذهنی مفیدی از فرایند به دست می‌دهد. بنابراین رویه‌روشدن با این نکته شاید تعجب آور است که اثرات پوسته‌ای نقش بسیار مهم و در بیشتر حالات نقش قاطعی در تعیین نتیجه شکافت برعهده داشته باشد. به عنوان نشانه‌ای از اهمیت ساختار پوسته‌ای، در اینجا توزیع جرم نامتقارن شکافت - پاره‌ها (شکل ۶.۱۳) را به تفصیل مورد بررسی قرار می‌دهیم. شکل ۱۴.۱۳



شکل ۱۴.۱۳ توزیع جرم شکافت-پاره‌های حاصل از شکافت  $^{239}\text{Pu}$ ،  $^{235}\text{U}$ ،  $^{233}\text{U}$ ، توسط نوترون گرمایی همراه با شکافت خود به خود  $^{252}\text{Cf}$  و  $^{256}\text{Fm}$ . نواحی هاشور خورده مواضع تقریبی هسته‌های پایوسته پُر را نشان می‌دهند.

توزیع جرم را برای شکافت  $^{236}\text{U}$  و چند هسته شکافته دیگر که جرم سنگین دارند نشان می‌دهد. این توزیعها يك ویژگی غیرمنتظره را آشکارا نشان می‌دهند، توزیع جرم پاره‌های سنگین بخوبی برهم منطبق اند درحالی که توزیع پاره‌های سبکتر خیلی با هم فرق می‌کند. از مقایسه  $^{236}\text{U}$  با  $^{256}\text{Fm}$  متوجه می‌شویم که  $Z$ ،  $N$ ، و  $A$  همگی حدود ۸۵٪ افزایش می‌یابند و اگر مدل قطره مایع برای فرایند شکافت يك توصیف کامل ارائه دهد، انتظار داریم که هر دو توزیع پاره‌های سبک و سنگین حدود ۸۵٪ بین  $^{236}\text{U}$  و  $^{256}\text{Fm}$  تغییر کند، یعنی میانگین جرمها از حدود ۹۵ و ۱۴۰ در  $^{236}\text{U}$  به حدود ۱۰۳ و ۱۵۲ در  $^{256}\text{Fm}$  برسد. در عوض، جرمهای میانگین مشاهده شده در  $^{256}\text{Fm}$  در حدود ۱۱۴ و ۱۴۱ است، که تقریباً تمام ۲۰ واحد جرم اضافی  $^{256}\text{Fm}$  به پاره سبکتر داده شده است.

يك نشانه محسوستر این اثر را در شکل ۱۵.۱۳ مشاهده می‌کنیم، که در آن جرمهای میانگین پاره‌های سبک و سنگین در گستره جرمی ۲۲۸ تا ۲۵۶ نشان داده شده است. میانگین جرم پاره‌های سنگین در حدود ۱۴۰ تقریباً ثابت می‌ماند، درحالی که میانگین جرم پاره‌های سبکتر به طور خطی با افزایش  $A$  فزونی می‌گیرد. در تمام این گستره، نوکلئونهای اضافی همگی به طرف پاره سبکتر می‌روند، درحالی که در شکافت قطره مایع انتظار داریم که



شکل ۱۵.۱۳ وابستگی جرم میانگین گروه‌های سبک و سنگین شکافت - پاره‌ها با جرم هسته شکافته.

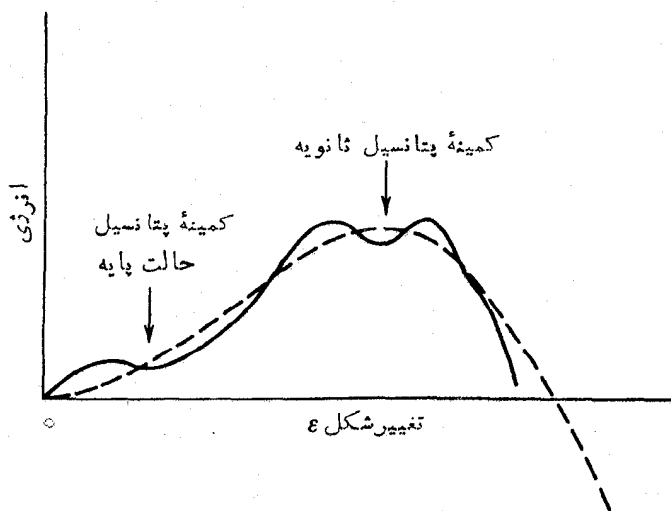
میانگین جرمها تقریباً با جرم قطره متناسب باشد.

این رفتار غیر معمول مشاهده شده را می‌توان با مدل پوسته‌ای توضیح داد. شکل ۱۴.۱۳ نواحی را نشان می‌دهد که در آن انتظار داریم شکافت-پاره‌های با «اعداد جادویی» پروتونها یا نوترونها که توسط مدل پوسته‌ای قابل پیش‌بینی است، حاصل شوند. یعنی برای  $Z=50$ ، هسته‌ای پایدار با  $Z/A=0.4$  (ولذا با  $A=125$ ) و محصولات شکافتی سرشار از نوترون که تا حداقل نسبت  $Z/A=0.38$  (مربوط به  $A=132$ ) و از این رو حدود ۷ نوترون بیش از حد پایداری) ادامه دارند، حاصل خواهند شد. درست در لبه پایینیتر توزیع جرم پاره سنگینتر با هسته جادویی دوگانه  $^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$  رو به رومی شویم. این پیکر بندی استثنائاً پایدار لبه پایینی توزیع جرم پاره سنگینتر را تعیین می‌کند. چنین اثری برای پاره سبکتر وجود ندارد، و در واقع توزیع جرم پاره سبکتر عملاً هیچ انطباقی حتی با هسته‌های جادویی یگانه هم ندارد ولذا از بسته شدن پوسته تأثیری نمی‌پذیرد.

محسوسترین اثر ساختار پوسته‌ای را در سد شکافت مشاهده می‌کنیم. هنگامی که کشیدگی هسته آغاز می‌شود (که با پارامتر خروج از مرکز  $e$  قابل تشخیص است)، طبق معادله (۲۰.۱۳)



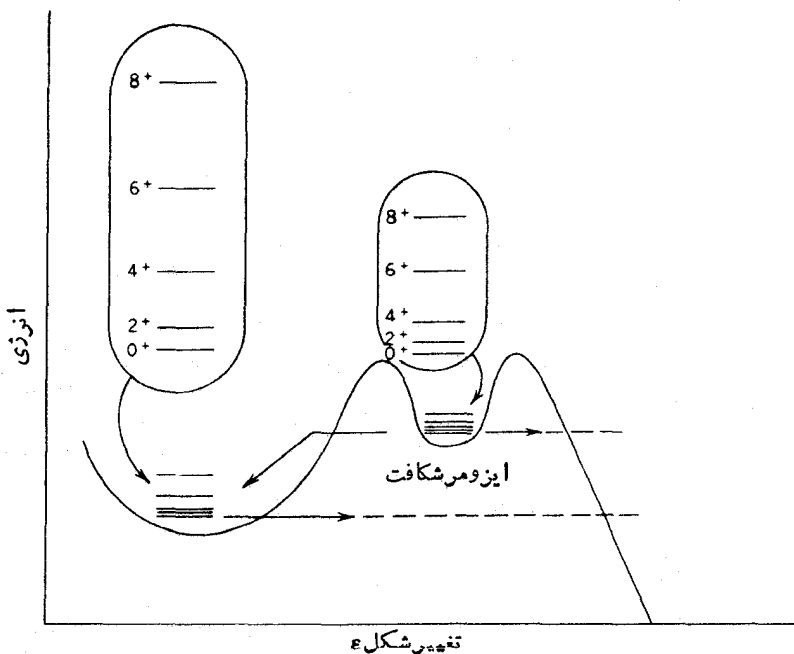
انرژی متناسب با  $E^2$  افزایش می‌یابد و تقریباً یک تناسب سهموی حاصل می‌شود. حالت‌های ذره منفرد در هسته که اکنون تغییر شکل یافته است، مانند شکل ۲۹.۵ با تغییر شکل تغییر می‌کند. توجه کنید که برای بعضی حالتها در شکل ۲۹.۵، انرژی با تغییر شکل افزایش می‌یابد، درحالی که برای بعضی دیگر کاهش می‌یابد. هرگاه نوکلئونهای ظرفیت درحالی با شیب مثبت قرار داشته باشند، افزایش خالص انرژی با تغییر شکل اندکی سریعتر از سهمی است، زیرا انرژی ذره منفرد نیز با  $E$  افزایش می‌یابد. با این حال، با افزایش  $E$  در شکل ۲۹.۵ به نقطه‌ای از یک حالت با شیب منفی برخورد می‌کنیم. با انتخاب حالت پایینترین انرژی، اینک ذره ظرفیت حالت جدید را تعقیب می‌کند و تغییر خالص انرژی بر حسب  $E$  اندکی پایینتر از سهمی است. این وضع به همین ترتیب باقی می‌ماند تا تقاطع جدیدی با حالتی که انرژی آن با  $E$  افزایش می‌یابد صورت گیرد، بدین سان انرژی کل مجدداً بالاتر از سهمی قرار می‌گیرد. این نوسان حاصل از تغییر رفتار ذرات ظرفیت بر حسب  $E$  در شکل ۱۶.۱۳ نشان داده شده است. در نقطه‌ای که وقوع شکافت آغاز می‌شود، شکل سد منفرد که در شکل ۲.۱۳ نشان داده شده است تغییر می‌کند و وابستگی انرژی ناشی از مدل پوسته‌ای ذره منفرد به صورت سد شکافتی با دو برآمدگی جلوه‌گر می‌شود. اثر خالص آن است که احتمال زیادی برای شکافت وجود دارد، و دیگر احتیاجی نیست که هسته را برانگیخته



**شکل ۱۶.۱۳** منحنی خطچین انرژی هسته‌ای را درغیاب اثرات پوسته‌ای نشان می‌دهد. این شکل یک برش خیلی بزرگ شده از شکل ۲.۱۳ است که برای تغییر شکل‌های کوچک تقریباً سهمی است. منحنی پر، به سبب ساختار پوسته‌ای، در اطراف منحنی خطچین نوسان می‌کند. نتیجه آن است که یک کمینه پتانسیل در حالت پایه تغییر شکل یافته و یک کمینه پتانسیل ثانویه با تغییر شکل پیشتر حاصل می‌شود.

کنیم تا به لبه سد نزدیک شود. هرگاه آن را تا سطح چاهی که در فاصلهٔ دو برآمدگی پدید می‌آید برانگیخته سازیم، احتمال نفوذ از دوسد نازکتر بیشتر می‌شود و شکافت می‌تواند تحقق یابد.

پس از کشف ایزومرهای شکافت (یا ایزومرهای شکلی) در سال ۱۹۶۲ میلادی، یعنی حالت‌های برانگیختهٔ ایزومری با نیمه عمرهای کوتاه غیرمعمول برای شکافت خود به‌خود، استفاده از سد دوکوهان لازم بود. امروزه چند ده ایزومر شکافت شناخته شده‌اند. انرژی برانگیختگی این ایزومرها در حدود ۳-۲ MeV (ولذا خیلی پایینتر از ارتفاع سد ۶-۷ MeV) است، ولی نیمه عمر آنها برای شکافت خود به‌خود در گسترهٔ  $10^{-6}$  -  $10^{-9}$  s است. فرض شده بود که این ایزومرها در واقع حالت‌هایی از چاه پتانسیل بینا بینی هستند که می‌توانند یا از طریق شکافت و نفوذ از سد نسبتاً نازک، یا با گسیل  $\gamma$  و بازگشت به حالت پایه، واپاشیده شوند. شکل ۱۷.۱۳ این وضعیت را نشان می‌دهد. غالباً، حالت پایهٔ عادی حالتی است با یکی از کمترین تغییر شکل‌های پایدار، در حالی که چاه به حالت‌های با تغییر شکل خیلی بیشتر متناظر است. به راحتی می‌توان دید که چرا این حالتها در مقایسه با حالت‌های پایه



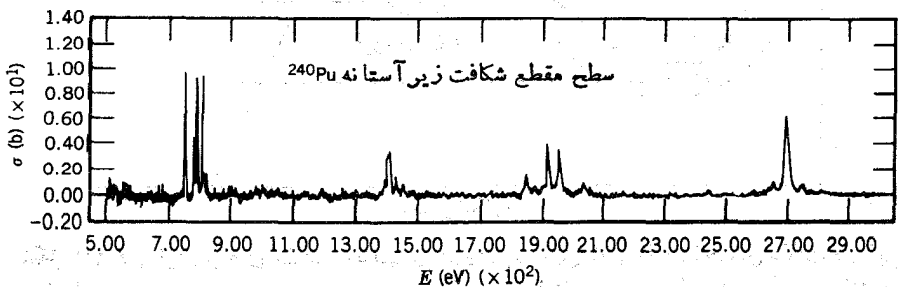
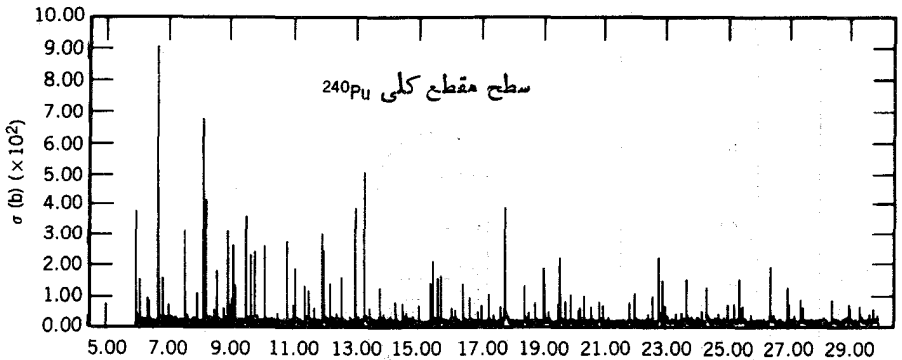
تغییر شکل ۴

شکل ۱۷.۱۳ ایزومرهای شکافت، حالت‌هایی از چاه پتانسیل فانویه‌اند. احتمال شکافت در این حالتها، در مقایسه با حالت پایه عادی، بیشتر است زیرا نفوذ از سد پتانسیل خیلی نازک‌تری صورت می‌گیرد. حالت‌های برانگیختهٔ دورانی نشان می‌دهند که چاه دوم متناظر به تغییر شکل بیشتر است و لذا به گشتاور لختی بزرگتری مربوط می‌شود.

طول عمرهای شکافت خود به خود کوتاهی دارند.

با اندازه‌گیری طیفهای دورانی حالتی برای انگیخته در چاه پتانسیل دوم، این توضیح ایزومرهای شکافت تأیید شد. طیف دورانی در معادله (۱۷.۵) نمایش داده شد. با افزایش تغییر شکل، گشتاور لختی نیز بزرگتر می‌شود و حالتی دورانی از نظر انرژی به یکدیگر نزدیکتر می‌شوند. شکل ۱۷.۱۳ دو رشته از حالتی دورانی را نشان می‌دهد که گشتاور لختی در یکی تقریباً دو برابر دیگری است. این حالتها را با مشاهده گذارهای  $\gamma$  از نوع  $E2$  تشخیص داده‌اند.

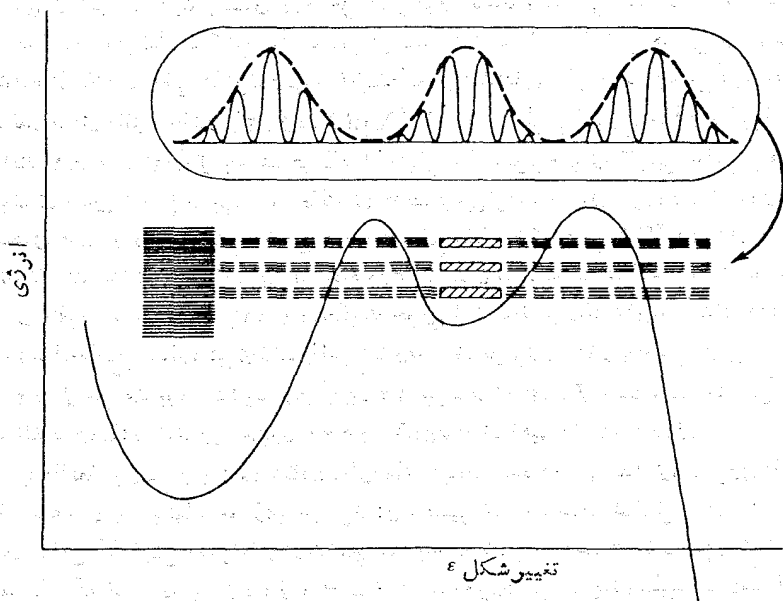
یکی دیگر از پیامدهای چاه پتانسیل دوم تأثیر آن بر ساختار تشدیدها در سطح مقطع شکافت است. همانطور که در شکل ۹.۱۳ نشان داده شده، مقدار زیادی تشدیدهای شکافت منفرد در ناحیه  $eV-keV$  وجود دارد. این تشدیدها را می‌توان به این صورت در نظر گرفت که از حالتی برای انگیخته چاه پتانسیل اول سرچشمه می‌گیرند. در هر هسته، در برانگیختگی  $6\text{ MeV}$  که به دنبال گیراندازی نوترون اتفاق می‌افتد، چگالی تراز خیلی بالاست و حالتی خیلی زیادی وجود دارند که میانگین فاصله انرژی آنها از مرتبه  $eV$  است. احتمالاً تمام این حالتی برای انگیخته مرکب در پی گیراندازی نوترون به شکافت منجر نمی‌شوند. در شکل ۱۸.۱۳ سطح مقطع شکافت با سطح مقطع کلی نوترون برای  $^{240}\text{Pu}$  مقایسه شده است.



شکل ۱۸.۱۳ مقایسه سطح مقطع شکافت با سطح مقطع کلی  $^{240}\text{Pu}$  به گروه پستی تشدیدهای شکافت توجه کنید.

چنانکه ملاحظه می شود، تعدادی از تشدیدها که احتمالاً به شکافت منجر می شوند، در سطح مقطع شکافت وجود دارد. تشدیدهای دیگر از طریق فرایندهای دیگر، شاید از طریق گسیل  $\gamma$  یا نوترون، واپاشیده می شوند.

بررسی دقیقتر شکل ۱۸.۱۳ اثر جالبتری را نشان می دهد. تشدیدهای شکافت در گروه های کاملاً مجزا دسته بندی می شوند. دلیل وقوع این اثر آن است که چاه دوم کاملاً به اندازه چاه اول عمیق نیست. چگالی حالت های هر هسته به انرژی برانگیختگی فراتر حالت پایه وابسته است. هرچه بیشتر از حالت پایه فراتر رویم، حالتها به یکدیگر نزدیکتر می شوند. به طور میانگین، حالت های موجود در چاه دوم در مقایسه با حالت های چاه اول، هنگامی که انرژیها یکسان باشد، از یکدیگر فاصله بیشتری دارند، شاید فاصله میانی یکسوم در چاه دوم برابر  $1000-10000 \text{ eV}$  و در چاه اول برابر  $1-100 \text{ eV}$  باشد. اختلاف دیگر آن است که احتمال شکافت در حالت های چاه دوم بیشتر است (زیرا باید تنها از یک سد نفوذ کنند) و لذا پهنای آنها هم از حالت های چاه اول بیشتر است. شکل ۱۹.۱۳ نمودار ساده ای از رابطه بین حالتها را در دو چاه ارائه و نشان می دهد که چگونه حالت های شکافتی از طریق انطباق انرژی حالت های



**شکل ۱۹.۱۳** تعداد زیادی از حالت های نزدیک به هم در چاه اول و تعدادی از حالت های پهن و دور از یکدیگر در چاه دوم. تشدید شکافت هنگامی اتفاق می افتد که حالت های چاه اول از لحاظ انرژی (واسپین باریته) با حالت های چاه دوم جور شوند. هر گاه به همین حالت های انتخاب شده ای در چاه اول برسیم، مشاهده خواهیم کرد که با احتمال زیادی به شکافت منجر می شوند. ساختار تشدید شکافت نتیجه نیز نشان داده شده است.

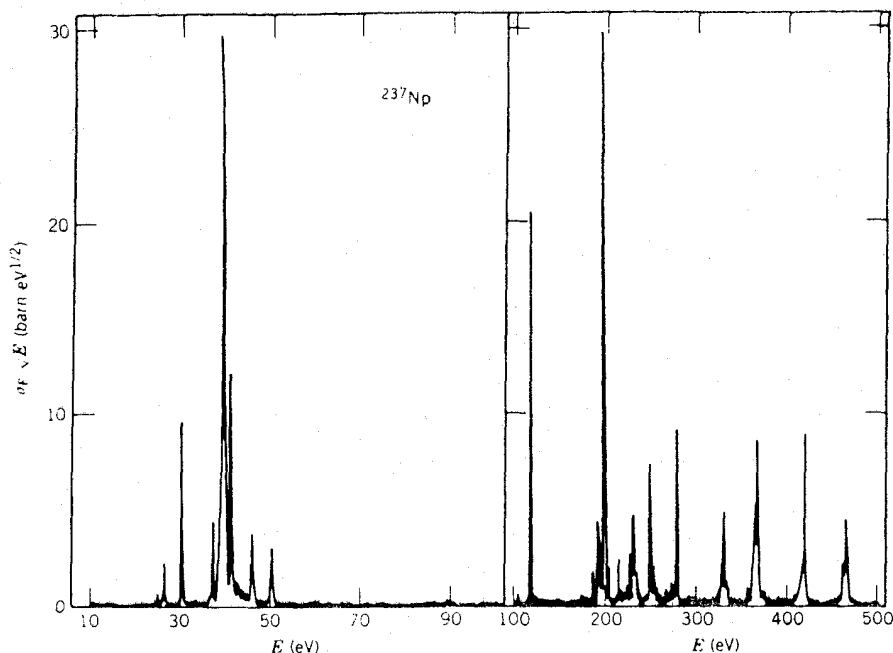
باریک و نزدیک به هم چاه اول، و حالت‌های بهتر و با فاصله بیشتر چاه دوم انتخاب شده‌اند. اثر این تشدید بر سطح مقطع نیز نشان داده شده است که به ساختار تشدیدی شکل ۱۸-۱۳ منجر می‌شود.

تشدیدهای حقیقی شکافت نوترونی جفت شدگی نسبتاً پیچیده‌ای از تابع موجهای مربوط به حالت‌های چاه اول و دوم را شامل می‌شوند. از آنجا که تکانه زاویه‌ای و پاریته همیشه اعداد کوانتومی خوبی‌اند، حالتها را فقط در صورتی که تکانه زاویه‌ای یکسانی داشته باشند می‌توانیم با هم ترکیب کنیم. به هر کدام از حالت‌های پهن موجود در چاه دوم اسپین-پاریته مشخص نسبت داده می‌شود، و جفت شدگی آن با حالت‌های همپوش چاه اول وقتی امکان پذیر خواهد بود که اسپین-پاریته انتسابی یکسان باشد. بنابراین بجز حالت‌های با انتساب اسپین-پاریته مناسب، دیگر حالت‌های چاه اول که در داخل پهنای انرژی يك حالت از چاه دوم قرار می‌گیرند همه در این سطح مقطعهای شکافت تشدیدی شرکت نخواهند داشت. هر گاه با گیراندازی نوترونهای موج s حالت‌های چاه اول را برانگیخته کنیم، تنها انتسابهای اسپینی ممکن در ترانه‌های چاه اول عبارت‌اند از  $I + 1/2$  و  $I - 1/2$  که در آن I اسپین هسته هدف اصلی است. بنابراین انتظار داریم که گروه بندیه‌ها شامل مقدار زیادی تشدید با انتسابهای اسپین-پاریته یکسان در داخل هر گروه باشد (که این انتساب می‌تواند از يك گروه به گروه دیگر تفاوت کند). تأیید این فرضیه به کمک آزمایشهایی حاصل می‌شود که با استفاده از شکافت ناشی از نوترونهای قطبیده که بر هدفهای قطبیده فرود می‌آیند انجام می‌شوند. برای مثال، حالت  $^{237}\text{Np}(I = 5/2)$  را در نظر می‌گیریم. حالت‌های گیراندازی می‌توانند  $I = 2$  یا  $I = 3$  باشند. هر گاه آزمایش را با نوترونهای تابشی با اسپین موازی با اسپینهای هدف انجام دهیم، تنها حالت‌های  $I = 3$  می‌تواند اشغال شود، و باید قادر باشیم تشدیدهای  $I = 3$  را جدا کنیم. شکل ۲۰-۱۳ سطح مقطع شکافت  $^{237}\text{Np}$  را نشان می‌دهد. قله‌های تفکیک نشده پهن حالت‌هایی از چاه دوم را نشان می‌دهند که هر کدام شامل تعدادی حالت‌های منفرد هستند. در شکل ۲۱-۱۳، تفکیک خوبی از تشدید نزدیک  $40\text{eV}$  نشان داده شده است، و سطح مقطع اندازه‌گیری شده با اسپینهای موازی نوترون و هدف حاکی از این است که قله‌ها  $I = 3$  خواهد بود. تشدید پهن  $120\text{eV}$  نیز دارای  $I = 3$  است، در حالی که در درتک تک‌گروه‌های با انرژی حدود  $230$  و  $375\text{eV}$  خواهیم داشت  $I = 2$ .

بامطالعه توزیع زاویه‌ای شکافت-پاره‌های ایجاد شده در گیراندازی نوترون ناقطبیده توسط هسته‌های با اسپینهای موازی نیز می‌توان به همین نتیجه رسید. شکل ۲۲-۱۳ نمایش ساده‌ای از این آزمایش و نمونه‌ای از نتایج تشدیدهای گروه  $40\text{eV}$  را در  $^{237}\text{Np}$  نشان می‌دهد. با آنکه تمایزی بین  $I = 2$  و  $I = 3$  همانند مورد نوترونهای قطبیده کاملاً قاطع نیست، داده‌های مربوط به  $I = 3$  نتایج مشابهی را برای این گروه از تشدیدها نشان می‌دهند.

## ۵-۱۳ واکنشهای شکافت کنترل شده

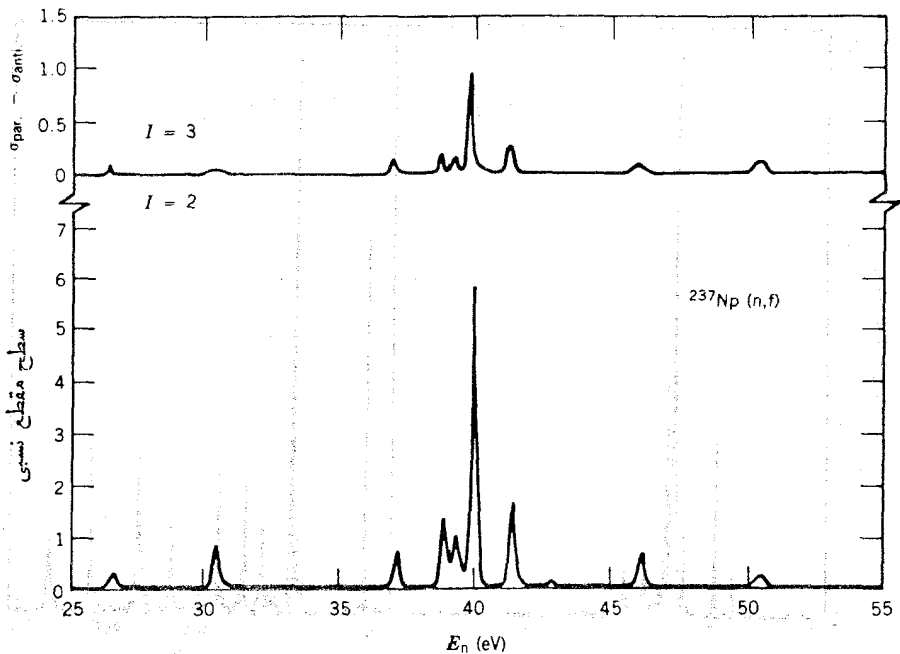
اینک حجم بسیار بزرگی از اورانیم را در نظر می‌گیریم و متلافرض می‌کنیم که ترکیب ایزوتوپی



شکل ۲۰.۱۳ تشدیدهای شکافت در  $^{237}\text{Np}$ . قله‌های پهن در طیف تفکیک نشده طرف راست تعدادی حالت‌های تفکیک نشده هستند که به حالت‌های پهن چهارم مربوط می‌شوند. در طرف چپ، تفکیک خوبی از یک تشدید در انرژی حدود ۴۰ eV نشان داده شده است که مشخصه حالت‌های پاریک در چاه اول است.

آن به صورت طبیعی باشد ( $^{235}\text{U}$  ۷۲.۲۳۵٪ و  $^{238}\text{U}$  ۲۸.۲۳۸٪). به طور میانگین، هر رویداد شکافت منفرد در حدود ۲.۵ نوترون ایجاد می‌کند. هر یک از این نوترون‌های «نسل دوم» قادرند که رویداد شکافت دیگر را به وجود آورند و باز هم نوترون‌های بیشتری تولید کنند، و الی آخر. این فرایند یک واکنش زنجیره‌ای است. هر رویداد شکافت حدود ۲۰۰ MeV انرژی را به شکل انرژی جنبشی پاره‌های سنگین (یعنی گرما) و تابش آزاد می‌سازد.

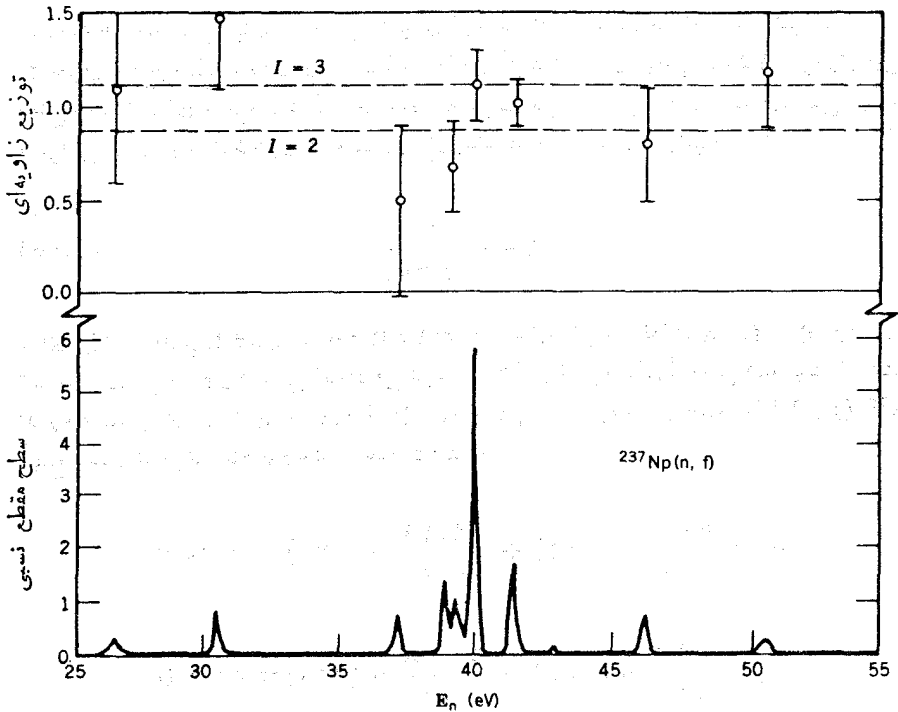
برای سادگی، ضریب تکثیر نوترون  $k_{\infty}$  را برای محیط نامتناهی تعریف می‌کنیم (منظور از محیط نامتناهی این است که از اتلاف نوترون‌ها از طریق نشت از سطح خارجی صرف نظر می‌شود). ضریب تکثیر، تغییر خالص تعداد نوترون‌های گرمایی را از یک نسل به نسل بعد به دست می‌دهد. به طور متوسط، هر نوترون گرمایی  $k_{\infty}$  نوترون گرمایی جدید تولید می‌کند. برای ادامه یک واکنش زنجیره‌ای باید داشته باشیم  $k_{\infty} \geq 1$ . با آنکه به طور میانگین ۲.۵ نوترون در هر شکافت گسیل می‌شود، اینها نوترون‌های خند هستند که برایشان سطح مقطع شکافت کوچک است. به خاطر سطح مقطع بزرگ نوترون‌های گرمایی (حدود ۵۸۰ b) که از قانون  $1/v$  ناشی می‌شود،



شکل ۲۱.۱۳ در قسمت پایین، گروه ۴۰ eV تشدیدهای شکافت  $^{237}\text{Np}$  مثل شکل ۲۰.۱۳ نشان داده شده است. در قسمت بالا، اختلاف سطح مقطع برای اسپینهای موازی و پاد موازی نوترون و  $^{237}\text{Np}$  نشان داده شده است، که این اختلاف برای  $I=3$  مثبت و برای  $I=2$  منفی است. واضح است که اسپین تمام گروه به صورت  $I=3$  است که با منشأ مشترک این حالتها و تشدید پهن چاه دوم سازگاری دارد.

خوب است که این نوترونها را کند کنیم و به سرعتهای گرمایی برسانیم. در این فرایند، تعداد زیادی نوترون ممکن است جذب شوند یا به طریقی طی واکنش زنجیره‌ای تلف شوند و تعداد ۲٫۵ نوترون تند به ازای هر شکافت می‌تواند به آسانی به کمتر از یک نوترون گرمایی کاهش یابد، و عملاً باعث توقف واکنش شود.

همان‌طور که در بخش ۲.۱۲ بحث کردیم، نوترونها در برخورد های کشسان با هسته‌ها انرژی از دست می‌دهند. یکی از انواع متداول کندساز، کربن به صورت قالبهای گرافیتی است (بهترین نوع کندساز، سبک‌ترین هسته‌هاست که نوترون بیشترین انرژی ممکن را در یک برخورد کشسان به آن منتقل می‌سازد، کربن یک کندساز عملاً قابل قبول است، زیرا به صورت جامد در دسترس است و لذا آزمایش‌های زیادی برای پراکننده برخورددار است. ضمناً ارزان و با صرفه است و به آسانی قابلیت کاربرد دارد). شبکه‌ای از قالبهای اورانیوم که لابه‌لای آن قطعات گرافیت قرار دارد یک پیل واکنش زنجیره‌ای تأمید می‌شود.



شکل ۲۲-۱۳ همانند در شکل ۲۱-۱۳، در قسمت پایین ناحیه مر بوط به گروه ۴۰ eV برای تشدیدهای شکافت  $^{237}\text{Np}$  نشان داده شده است. در قسمت بالا، ضریب توزیع زاویه‌ای شکافت-پاره‌های ناشی از هسته‌های موازی  $^{237}\text{Np}$  نشان داده شده است. نتایج به‌طور کلی با  $I=3$  سازگاری دارند، ولی تمایز بین  $I=3$  و  $I=2$  به‌خوبی داده‌های شکل ۲۱-۱۳ روشن نیست.

برای اولین بار چنین پبلی توسط فرمی و همکارانش در سال ۱۹۴۲ میلادی در دانشگاه شیکاگو ساخته شد. چنانچه ضریب تکثیر  $k$  (برای یک پیل متناهی) دقیقاً برابر ۱۰ باشد، پیل را بحرانی، پبلی را که در آن  $k < 1$  زیر بحرانی، و پیل با ضریب  $k > 1$  را ابر بحرانی می‌نامند. برای به‌دست آوردن جریان پایدار از انرژی، باید پیل را دقیقاً در حالت بحرانی نگه داریم.

برای محاسبه ضریب تکثیر  $k_{\infty}$ ، لازم است سرنوشت مجموعه‌ای از نوترونهای گرمایی را از یک نسل به نسل بعد دنبال کنیم. فرض کنیم  $N$  نوترون گرمایی در نسل فعلی حضور دارند. با آنکه هر شکافت به‌طور متوسط  $\nu$  نوترون ایجاد می‌کند، تعداد  $\nu N$  نوترون تند حاصل از شکافت را بلافاصله در دسترس نخواهیم داشت، زیرا تمامی نوترونهای اولیه باعث وقوع یک شکافت نخواهند شد. پاره‌ای از طریق فرایندهای دیگر، که عمده‌ترینشان واکنشهای  $(n, \gamma)$  و  $(n, \alpha)$  است، جذب خواهند شد. در اینجا  $\eta$  را به‌عنوان تعداد



متوسط نوترونهاى شکافت ایجاد شده به ازای هر نوترون گرمایی اولیه تعریف می‌کنیم. واضح است که  $\eta < \nu$ ، زیرا پاره‌ای از نوترونهاى گرمایی اولیه باعث شکافت نمی‌شوند. هرگاه  $\sigma_f$  معرف سطح مقطع شکافت و  $\sigma_a$  سطح مقطع دیگر فرایندهای جذبى باشد (هردوی این سطح مقطعیها برای نوترونهاى گرمایی محاسبه می‌شوند)، در این صورت احتمال نسبی اینکه نوترونی باعث وقوع شکافت شود مساوی  $\sigma_f / (\sigma_f + \sigma_a)$  است و در نتیجه

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_a} \quad (5.13)$$

برای  $^{235}\text{U}$  داریم  $\sigma_f = 584 \text{ b}$  و  $\sigma_a = 97 \text{ b}$  و به این ترتیب تعداد  $\eta = 2.08$  نوترون تند به ازای هر نوترون گرمایی ایجاد می‌شوند.  $^{238}\text{U}$  با نوترونهاى گرمایی قابلیت شکافت ندارد و لذا برای آن داریم  $\sigma_f = 0$  اما  $\sigma_a = 275 \text{ b}$ . برای مخلوط طبیعی  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$ ، سطح مقطعیهای مؤثر شکافت و جذب عبارت‌اند از

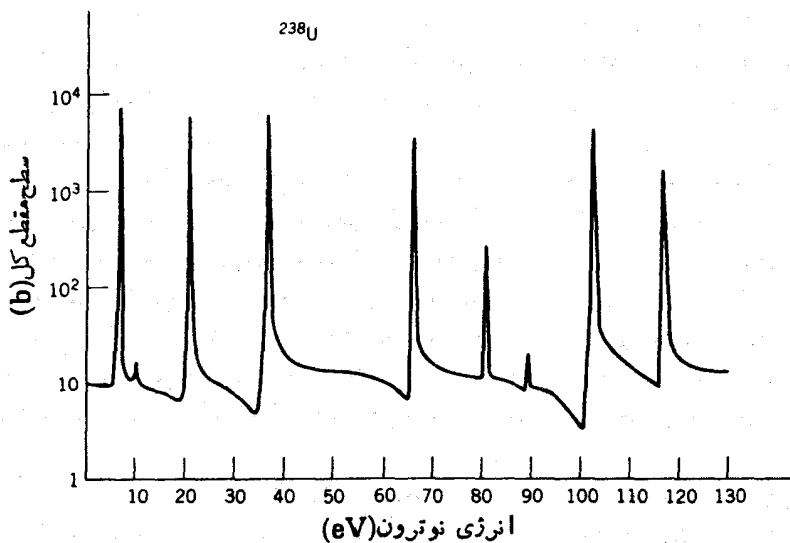
$$\sigma_f = \frac{0.72}{100} \sigma_f(235) + \frac{99.28}{100} \sigma_f(238) = 420 \text{ b}$$

$$\sigma_a = \frac{0.72}{100} \sigma_a(235) + \frac{99.28}{100} \sigma_a(238) = 373 \text{ b}$$

و مقدار مؤثر  $\eta$  مساوی ۱.۳۳ می‌شود. این عدد خیلی به ۱.۰ نزدیک است، لذا باید فرایندهایی را که باعث اتلاف نوترونها می‌شوند به حداقل برسانیم تا یک رآکتور بحرانی به دست آوریم. هرگاه از اورانیوم غنی شده استفاده کنیم که در آن نسبت  $^{235}\text{U}$  تا ۳٪ افزایش می‌یابد، مقدار مؤثر  $\eta$  مساوی ۱.۸۴ می‌شود که به طور قابل توجهی دور از مقدار بحرانی قرار دارد، و بدین ترتیب امکان این فراهم می‌شود که نوترونهاى بیشتری به راههای مختلف تلف شوند و شرط بحرانی همچنان برقرار بماند.

در این مرحله، بخشی از  $N$  نوترون گرمایی جذب شده‌اند و بقیه تولید شکافت کرده‌اند، و اینک تعداد  $\eta N$  نوترون تند در اختیار داریم که باید تا انرژیهای گرمایی کندسازی شوند. هنگامی که این نوترونهاى تند در محیط پیل واکنش زنجیره‌ای به حرکت درمی‌آیند، پاره‌ای از آنها ممکن است با هسته‌های  $^{238}\text{U}$  مواجه شوند که دارای سطح مقطع کوچکی (در حدود  $1 \text{ b}$ ) برای شکافت توسط نوترونهاى تند است. این امر باعث مختصر افزایش در تعداد نوترونهاى تند می‌شود و لذا باید ضریب شکافت  $k$  را نیز در نظر بگیریم. اینک تعداد نوترونهاى تند مساوی  $\eta \epsilon N$  است. مقدار  $\epsilon$  برای اورانیوم طبیعی در حدود ۱.۰۳ است.

کندسازی نوترونها به کمک مخلوطی از سوخت رآکتورویک کندساز سبک، نظیر کربن، که معمولاً به شکل گرافیت است صورت می‌گیرد. همان‌طور که در جدول ۱.۱۲ اشاره شد،



شکل ۲۳۰۱۳ ناحیهٔ تشدید گیراندازی نوترون  $^{238}\text{U}$ .

برای آنکه نوترونها با انرژی  $\text{MeV}$  به گرمایی تبدیل شوند، حدود  $100$  بر خورد با کربن باید انجام گیرد. در این فرایند، نوترونها باید از ناحیهٔ انرژی  $10-1000\text{eV}$  بگذرند، که در آن  $^{238}\text{U}$  دارای تعداد زیادی تشدیدهای گیراندازی (شکل ۲۳۰۱۳) با سطح مقطعهای در حدود  $10000\text{b}$  (بزرگتر از سطح مقطع شکافت  $^{235}\text{U}$ ) است. هرگاه بخواهیم تمامی نوترونها به صورت گرمایی درآیند، باید طریقی را پیدا کنیم که نوترونها از گیراندازی تشدیدمی معاف شوند. اگر اورانیم و گرافیت به صورت پودر نرم و ظریف خوب بایکدیگر مخلوط شده باشند، برای نوترونها تقریباً غیرممکن خواهد بود که از گیراندازی تشدیدمی در  $^{238}\text{U}$  فرار کنند. در این نوع مخلوط، یک نوترون ممکن است قبل از رویارویی بایک هستهٔ  $^{238}\text{U}$  چند مرتبه توسط کربن پراکنده شود، و بنابراین هنگامی که انرژی آن در ناحیهٔ بحرانی است احتمالاً از کنار  $^{238}\text{U}$  عبور خواهد کرد. هرگاه قطعات گرافیت را بزرگتر سازیم، سرانجام به وضعیتی خواهیم رسید که در آن نوترونها می توانند از طریق پراکنده‌گیهای زیاد بدون ترك محیط گرافیت و بی آنکه با  $^{238}\text{U}$  مواجه شوند، کاملاً به صورت گرمایی درآیند، به این ترتیب، امکان اجتناب از ناحیهٔ تشدید خطرناک فراهم می شود. میانگین مسافت مورد نیاز یک نوترون حاصل از شکافت برای رسیدن به انرژیهای گرمایی در گرافیت حدود  $19\text{cm}$  است. بنابراین اگر پیل را به صورت ماتریسی از میله‌های سوخت اورانیم بسازیم که با فاصلهٔ تقریبی  $19$  سانتیمتری گرافیت از یکدیگر جدا شده باشند، اتلافهای نوترونی ناشی از گیراندازی تشدیدمی را به حداقل رسانیده ایم. البته، هنوز هم امکان دارد که تعدادی نوترون در فاصلهٔ خیلی نزدیک به سطح گرافیت قرار داشته باشند و قبل از آن که کاملاً گرمایی شوند وارد

اورانیم شوند، لذا گیراندازی تشدید نمی‌تواند کاملاً حذف شود. این اثر را با استفاده از ضریب تقلیل  $p$ ، که احتمال فراد از تشدید نامیده می‌شود، در تعداد نوترونهاى باقیمانده پس از گرمایی شدن که اینک برابر  $\eta \epsilon p N$  است، به حساب می‌آوریم. مقدار نوعی  $p$  ممکن است در حدود ۰٫۹ باشد.

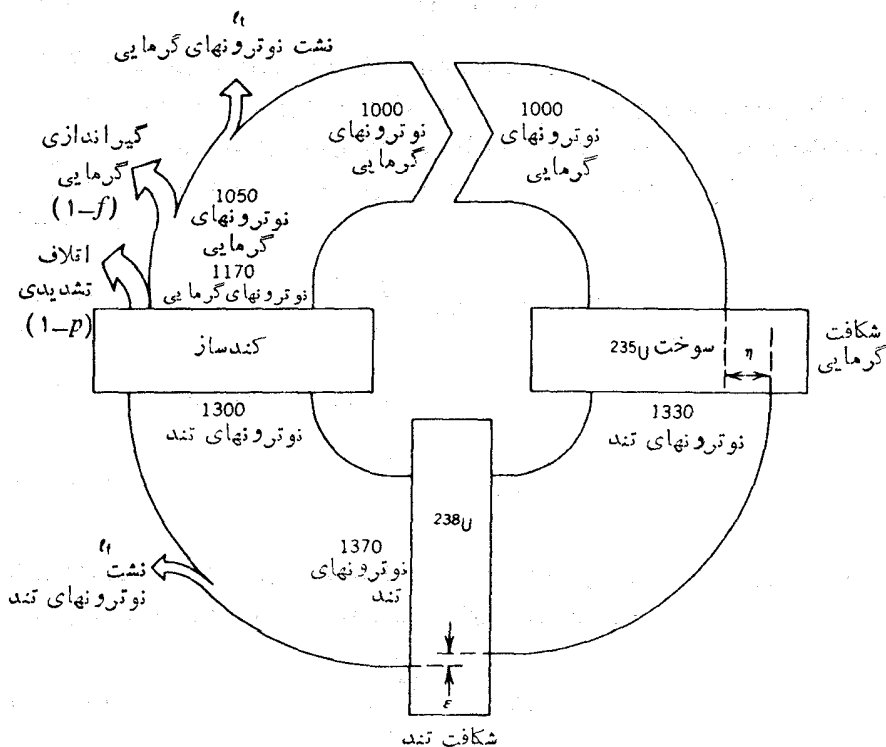
چون نوترونها به محض گرمایی شدن باید در اورانیم جذب شوند، قطعات گرافیت را نباید خیلی بزرگ انتخاب کرد. در هر حال، احتمال گیراندازی نوترونهاى گرمایی توسط گرافیت و نیز هر کدام از اجزای ساختاری رآکتور (نظیر مواد به کار رفته برای پوشش و غلاف عناصر سوخت) وجود دارد. يك دليل انتخاب کربن به عنوان کندساز آن است که از سطح مقطع گرمایی خیلی کوچکی ( $b = 0.0034$ ) برخوردار است، ولی مقدار بسیار زیادی از آن در دسترس است. ضریب بهره‌وری گرمایی  $k_{\infty}$  کسری از نوترونهاى گرمایی را نشان می‌دهد که عملاً در  $U^{235}$  و  $U^{238}$  جذب می‌شوند. این ضریب نیز ممکن است نوعاً حدود ۰٫۹ باشد.

تعداد نوترونهاى که نهایتاً در کندساز مواد دیگر گیراندازی نمی‌شوند و باقی می‌مانند مساوی  $\eta \epsilon p f N$  است و بر حسب اینکه بزرگتر یا کوچکتر از تعداد اصلی  $N$  باشد وضعیت بحرانی رآکتور را تعیین می‌کند. ضریب تکثیر عبارت است از

$$k_{\infty} = \eta \epsilon p f \quad (6.13)$$

که به دلایل واضح به عنوان فرمول چهارضریب معروف است. شکل ۲۴.۱۳ فرایندهایی را نشان می‌دهد که در خلال يك چرخه رآکتور می‌توانند برای نوترونها صورت گیرند. طرح واقعی رآکتور، ایجاد سازگاری بین تلاشهایی است که به منظور بهینه‌سازی هر سه عامل مربوط به وضعیت هندسی ( $\epsilon, p, f$ ) صورت می‌گیرند. به عنوان مثال، قطعات بزرگ  $U$  تمایل به کاهش  $p$  دارند زیرا جذب تشدیدى عمدتاً روی سطح صورت می‌گیرد. نوترون با انرژی  $100-10$  eV که داخل قطعه اورانیم می‌شود، بعید است که بتواند قبل از جذب مسافت زیادی را طی کند. اورانیم موجود در مرکز قطعه هرگز چنین نوترونهاىی را نخواهد دید، و از لحاظ جذب تشدیدى، جرم ناحیه مرکزی اورانیم هر قطعه را می‌توان این طور در نظر گرفت که گویی حضور ندارد. هر چه قطعات اورانیم بزرگتر باشد، سطح آن بیشتر می‌تواند به عنوان حفاظ اورانیم مرکزی در برابر جذب نوترون عمل کند. از طرف دیگر هر گاه قطعات خیلی بزرگ باشند، همان اثر برای نوترونهاى گرمایی که شکافت را موجب می‌شوند پیش می‌آید. یعنی شکافت بیشتر در نزدیکی سطح روی می‌دهد و هر چه به طرف مرکز قطعه اورانیم پیش می‌رویم، چگالی نوترونهاى گرمایی کاهش می‌یابد.

با استفاده از چهارضریب برآورد شده برای اورانیم طبیعی و رآکتور گرافیتی، ضریب تکثیر مساوی  $k_{\infty} = 1.11$  می‌شود. برای يك رآکتور واقعی، چنین محاسبه‌ای هنوز هم مناسب نیست، زیرا از نشت نوترونها از سطح چشمپوشی کرده‌ایم. برای نوترونهاى تند و نوترونهاى گرمایی باید این نشت را در نظر گرفت. هر گاه  $l_f$  و  $l_s$  کسرهای نوترونهاى



شکل ۲۴.۱۳ نمایش طرح دایره فرایندهایی که در خلال یک نسل منفرد نوترانها روی می دهند. چرخه برای ضریب تکثیر  $k$  دقیقاً مساوی با ۱۰۰۰ ترسیم شده است.

اتلافی بر اثر نشست نوترانهای تند و گرمایی باشند، فرمول کامل ضریب تکثیر عبارت است از

$$k = \eta \epsilon p f (1 - l_f)(1 - l_t) \quad (7.13)$$

هر چه رآکتور بزرگتر باشد، نسبت سطح به حجم کوچکتر است و کسر نوترانهای که نشست می کنند نیز کوچکتر خواهد بود. هر گاه  $l_f$  و  $l_t$  کوچک باشند، در این صورت  $k_{\infty} - k \approx k(l_f + l_t)$ . انتظار داریم که با افزایش مساحت سطح، نشست کل  $(l_f + l_t)$  کاهش یابد. بعلاوه، نشست باید با افزایش مسافتی که نوتران قادر است قبل از جذب طی کند نیز افزایش یابد. این فاصله طول کوچ  $M$  نام دارد که شامل دو سهیم است: طول پخش  $L$  برای نوترانهای گرمایی، یعنی مسافتی که نوتران گرمایی می تواند قبل از جذب به طور متوسط طی کند، و فاصله کند شوندگی  $L_s$  که طی آن نوتران تند تا انرژی گرمایی کند می شود:

$$M = (L_d^2 + L_s^2)^{1/2} \quad (۸.۱۳)$$

برای گرافیت داریم  $L_d = 5.08 \text{ cm}$  و  $L_s = 1.87 \text{ cm}$ . اگر بعد رآکتور برابر  $R$  باشد ( $R$  برای کره همان شعاع، و برای مکعب طول هر ضلع است)، منطقی است فرض کنیم که  $(k_\infty - k) \propto R^{-2}$  و نیز  $k$  به  $M$  وابسته است. هرگاه اینها تنها پارامترهای فیزیکی موجود باشند، در این صورت به کمک تحلیل ابعادی انتظار داریم

$$k_\infty - k \propto \frac{M^2}{R^2} \quad (۹.۱۳)$$

و اندازه بحرانی  $R_c$  متناظر با  $k = 1$  عبارت است از

$$R_c \propto \frac{M}{\sqrt{k_\infty - 1}} \quad (۱۰.۱۳)$$

ثابت تناسب مورد نیاز برای اینکه معادله (۱۰.۱۳) را به صورت تساوی درآوریم، به وضع هندسی بستگی دارد که از مرتبه واحد است. برای آرایش کروی داریم

$$R_c = \frac{\pi M}{\sqrt{k_\infty - 1}} \quad (۱۱.۱۳)$$

و برآوردهای ما برای رآکتور گرافیت-اورانیم طبیعی مقدار  $R_c = 5 \text{ m}$  را به دست می‌دهد، یعنی یک شبکه کروی به شعاع  $5 \text{ m}$  که شامل قطعات اورانیم و گرافیت است می‌تواند به «حالت بحرانی» درآید. از احاطه کردن قلب رآکتور با موادی که نوترونهای فراری را به داخل آن بازمی‌تابانند، می‌توان اندازه بحرانی را تا حدی کاهش داد.

قبل از ترک این مقدمه کوتاه در نظریه رآکتور، ناپتهای زمانی موجود در تکثیر نوترون را در نظر می‌گیریم. نوترونها توسط ثابت زمانی  $\tau$  مشخص می‌شوند. این زمان شامل زمان لازم برای کندسازی (حدود  $10^{-6} \text{ s}$ ) و زمان پخش با انرژیهای گرمایی نوترون قبل از جذب آن (در حدود  $10^{-3} \text{ s}$ ) است. هرگاه ضریب تکثیر را  $k$  بگیریم و تعداد نوترون در زمان  $t$  موجود باشند، در این صورت به طور متوسط، تعداد  $kN$  نوترون در زمان  $t + \tau$  در زمان  $t$  وجود خواهند داشت، والی آخر. در بازه زمانی کوتاه  $dt$ ، افزایش عبارت است از

$$dN = (kN - N)dt / \tau \quad (۱۲.۱۳)$$

که از آن حاصل می‌شود

$$N(t) = N_0 e^{(k-1)t/\tau} \quad (۱۳.۱۳)$$

هر گاه  $k = 1$  باشد، در این صورت  $N$  ثابت خواهد بود؛ این يك حالت عملیاتی دلخواه برای رآکتور است. هر گاه  $k < 1$ ، تعداد نوترونها به طور نمایی کاهش می یابد. برای  $k > 1$ ، تعداد نوترونها به طور نمایی با زمان رشد می کند، در حالت اخیر ثابت زمانی مشخصه به صورت  $\tau/(k-1)$  خواهد بود. حتی اگر رآکتور فقط اندکی ابر بحرانی باشد ( $k = 1.01$ )، ثابت زمانی از مرتبه ۸۱ s است. راه اندازی رآکتوری که در آن تعداد نوترونها در يك ثانیه با ضریب  $(= 22000)$  افزایش یابد خطرناك است. در عمل، با داخل کردن ماده ای نظیر کادمیم به درون قلب رآکتور، کنترل تعداد نوترونها امکان پذیر است. این ماده، نوترونهای گرمایی را به شدت جذب می کند. میله های کنترل کادمیم که به طور مکانیکی جا به جا می شوند می توانند به تدریج از قلب رآکتور خارج یا سریعاً در آن داخل شوند. هر گاه قلب طوری طرح ریزی شود که برای نوترونهای آنی اندکی زیر بحرانی باشد، تعداد کم نوترونهای تأخیری می توانند برای رسیدن به حالت بحرانی مورد استفاده قرار گیرند، و چون ثابتهای زمانی نوترون تأخیری نسبتاً طولانی است (از چند ثانیه تا چند دقیقه)، میله های کنترل را می توان برای حصول به آهنگگ واکنش ثابت به کار برد.

### ۶.۱۳ رآکتورهای شکافت

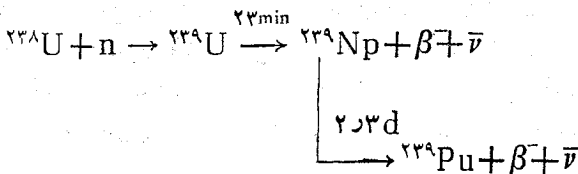
مهندسی رآکتور هسته ای يك رشته تخصصی پیچیده است و به صورت خلاصه حق مطلب ادا نمی شود. با این حال، خواص کلی و گروه بندی رآکتورها به حدی است که آموزشده خواهد بود فهرست آنها را بیان کنیم و بعضی را به اختصار شرح دهیم. تمام رآکتورها عناصر اصلی یکسانی به صورت زیر دارند: سوخت، یا ماده شکافت پذیر؛ کندساز برای کند کردن نوترونها و رساندن آنها به حالت گرمایی (در رآکتوری که از نوترونهای تند استفاده می شود، کندساز وجود ندارد)؛ بازتابنده، که قلب رآکتور (عناصر سوخت به علاوه کندساز) را احاطه کرده است تا نشت نوترونها و لذا اندازه بحرانی قلب رآکتور را کاهش دهد؛ محفظه نگهداری برای جلوگیری از فرار شکافت-پارهای پرتوزا، که بعضی از آنها به صورت گاز هستند؛ حفاظ برای جلوگیری از خروج نوترونها و پرتوهای  $\gamma$  که ممکن است منجر به آسیبهای زیست شناختی افراد و کارکنان رآکتور شود؛ سردکننده برای خارج کردن گرما از قلب؛ سیستم کنترل که با استفاده از آن می توان سطح قدرت را کنترل کرد و در خلال کار معمول رآکتور آن را ثابت نگاه داشت، و سیستمهای اضطراری متنوع که وقتی کار سیستمهای کنترل و سردکننده با اختلال مواجه شود رآکتور را از کار می اندازند.

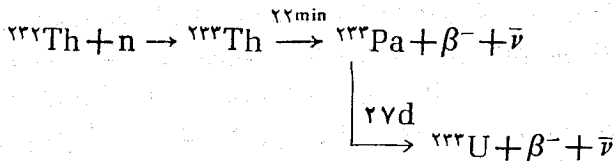
**انواع رآکتورها.** اولین و شاید مهمترین رده بندی اصلی آن است که به چه منظوری رآکتور مورد استفاده قرار می گیرد، و تقریباً می توان سه گروه را تعریف کرد: تولید قدرت، تحقیقات، و تبدیل. رآکتورهای قدرت برای استخراج انرژی جنبشی شکافت-پارها که به صورت گرما ظاهر می شود طرح ریزی شده اند و در آن آنها انرژی گرمایی به صورت انرژی

الکتربیکی درمی آید. مثلاً این عمل از طریق جوشاندن آب و هدایت بخار حاصل به طرف توربین و گردش آن صورت می‌گیرد. بنابراین در طراحی رآکتورهای قدرت به جزئیات ترمودینامیکی بازده ماشینهای گرمایی به همان اندازه باید توجه کرد که به مسائل مهندسی هسته‌ای آن. هزینه مجتمع سوخت کسر نسبتاً کوچکی از هزینه یک رآکتور قدرت را تشکیل می‌دهد، زیرا اکثر هزینه‌های رآکتور به حفاظ و محفظه نگهداری و وسایل تولید الکتروسیستمه مربوط می‌شود. بنابراین ساخت رآکتورهای قدرت بزرگ از نظر اقتصادی مقرون به صرفه است. مثلاً ساختن ده رآکتور که قدرت هر یک برابر ۱۰۰ MW باشد، خیلی پرهزینه‌تر از یک رآکتور تنها با توان ۱۰۰۰ MW است. با این حال، باید توجه داشت که پسماندهای گرمایی این نوع رآکتور خیلی زیاد است. در اینجا لازم است تأکید شود که این پسماندهای گرمایی هیچ ربطی به ماهیت هسته‌ای منبع قدرت ندارند. بر طبق قانون دوم ترمودینامیک، هر ماشین گرمایی ۱۰۰۰ MW باید مقدار قابل توجهی از گرما را در ناحیه محدودی تخلیه کند (بعلاوه، چون نیروگاه هسته‌ای نسبت به نیروگاه سوخت فسیلی با بازده ترمودینامیکی نسبتاً پایینتری کار می‌کند، گرمای بیشتری را تخلیه می‌کند).

رآکتورهای تحقیقاتی معمولاً برای ایجاد نوترون و به منظور تحقیق در زمینه‌هایی نظیر فیزیک هسته‌ای یا فیزیک حالت جامد طراحی می‌شوند. این رآکتورها عموماً در سطح قدرت پایین، در گستره ۱۰-۱ MW، کار می‌کنند. ویژگیهای طراحی اساسی رآکتورهای تحقیقاتی می‌تواند شامل این موارد باشد: شار زیاد نوترون (شار  $10^{13} n/cm^2/s$  متداول است، ولی شار رآکتورهای تخصصی ممکن است در عملیات پایدار در حدود یک تا دو مرتبه بزرگی بیشتر شود و برای عملیات تپشی می‌تواند به مراتب از این مقدار بیشتر باشد)، سهولت در دسترسی به نوترونها (بسیاری از رآکتورهای تحقیقاتی دارای کانالهای مخصوص باریکه نوترون هستند که به ناحیه قلب هدایت می‌شوند تا امکان تحقیق در خارج از حفاظ فراهم شود، مثلاً برای استفاده در دستگاه پراش نوترون در مطالعه ساختار بلورها)، و کیفیت خوب طیف نوترون (ستون‌گره‌هایی عبارت از قطعه‌ای از گرافیت با ضخامت کافی است که نزدیک قلب قرار دارد تا نوترونهای تند را حذف کند و اجازه دهد که نمونه‌های کوچک واقع در درون آن در معرض تابش نوترونهای با طیف گرمایی نسبتاً خالص قرار گیرند).

رآکتور هیدرولیک رآکتوری است که با کارایی زیاد ماده غیر قابل شکافت با نوترونهای گرمایی را به ماده شکافت پذیر با این نوترونها تبدیل می‌کند. مشخصاً مبدلهایی که معمولاً به کار می‌روند عبارتند از رآکتورهای که  $^{238}U$  را به  $^{239}Pu$  و  $^{232}Th$  را به  $^{233}U$  تبدیل می‌کنند. در هر دو حالت، تبدیل از طریق گیراندازی یک نوترون و سپس دو واپاشی بی‌آبی بتا حاصل می‌شود





ایزوتوپهای نظیر  ${}^{238}\text{U}$  و  ${}^{232}\text{Th}$ ، که می‌توانند به ماده شکافت پذیر با نوترون گرمایی تبدیل شوند به نام بارود معروف اند. در اصل، امکان دارد رآکتور طوری طراحی شود که در آن مقدار  $\eta$  حداقل برابر ۲ باشد. با دوترون گسیل شده به ازای هر نوترون جذب شده در سوخت، یک نوترون می‌تواند برای ادامه واکنشهای زنجیره‌ای به کار رود و دیگری وارد ماده بارور شود. به فرض اینکه سایر اتلافهای نوترون به حداقل ممکن برسد، هر گاه  $\eta > 2$  باشد، در این صورت رآکتور می‌تواند بیشتر از ماده قابل شکافت مصرف شده تولید کند. چنین رآکتوری به نام زاینده معروف است. برای نوترونهای گرمایی و سوخت  ${}^{239}\text{Pu}$  داریم  $\eta = 2.1$  و بعید است که اتلاف نوترونها (گیراندازی تشدید، نشت وغیره) به حدی پایین نگاه داشته شود که زاینده‌گی در این نوع رآکتور امکان پذیر باشد. در مورد نوترونهای تند (با انرژی مرتبه MeV) و سوخت  ${}^{239}\text{Pu}$  داریم  $\eta = 3$  و زاینده‌گی با احتمال خیلی زیاد امکان پذیر خواهد بود. بنا بر این، تحقیقات زیادی برای طراحی و ساخت رآکتورهای زاینده به استفاده از نوترونهای تند صورت می‌گیرد. یکی از مزایای این روش ایجاد ماده شکافت پذیر آن است که، پس از گذشت زمان کافی از زایش، ماده شکافت پذیر تازه ساخته شده را می‌توان به کمک امکانات شیمیایی از ماده بارور جدا کرد. این روش خیلی آسانتر از روشهایی است که برای جداسازی ایزوتوپهای قابل شکافت و غیر قابل شکافت نظیر  ${}^{235}\text{U}$  و  ${}^{238}\text{U}$  از یکدیگر باید به کار رود.

**انرژی نوترون.** ممکن است رآکتورهایی طراحی شوند که با نوترونهای گرمایی، نوترونهای بینابینی، یا نوترونهای تند کار کنند. در آخرین بخش، تولید و مصرف نوترونی برای رآکتورهای گرمایی مورد بحث قرار گرفت. یک مزیت رآکتور با انرژی بینابینی (eV تا keV) این است که نسبت به رآکتورهای گرمایی به حجم بسیار کمتری نیاز دارد. این رآکتورها در ابتدا به عنوان مولد نیروی محرکه، مثلا در زیر دریاییها، توسعه یافتند. رآکتورهای تند اصلا به کندساز نیاز ندارند (ولذا نمی‌توان از ماده کندسازی نظیر آب به عنوان خنک کننده در حال گردش در قلب رآکتور استفاده کرد). به خاطر سطوح مقطعی پایینتر نوترونهای تند، نیاز سوختی رآکتورهای تند ۱۰ تا ۱۰۰ برابر سوخت رآکتورهای گرمایی برای قدرت یکسان است. با این حال، به علت عدم وجود کندساز، قلب رآکتور تند حجم بسیار کوچکتري نسبت به قلب رآکتور گرمایی دارد.

**انواع سوخت.** متداولترین سوختهای به کار رفته عبارتند از اورانیم طبیعی ( ${}^{235}\text{U}$  ۷۲ درصد)، اورانیم غنی شده ( ${}^{235}\text{U}$  بیش از ۷۲ درصد)،  ${}^{239}\text{Pu}$ ، و  ${}^{233}\text{U}$ . این دو سوخت اخیر را از برداشش شیمیایی ماده بارور خارج شده از رآکتورهای زاینده یا مبدل به دست می‌آورند. اورانیم غنی شده که به عنوان متداولترین سوخت مصرفی در رآکتورهای



قدرت به کارمی‌رود، با تحمل هزینه زیاد و با استفاده از فرایندهایی که نسبت به اختلاف جرم کوچک بین  $U^{235}$  و  $U^{238}$  حساسیت دارند، تولید می‌شود. یکی از این فرایندها عبارت است از پخش گازی که در آن گاز اورانیم هگزافلورید ( $UF_6$ ) از یک سد متخلخل عبور داده می‌شود. ضریب پخش گاز باریشده دوم جرم آن نسبت عکس دارد و ایزوتوپهای سبکتر کمی سریعتر پخش می‌شوند. این امر به خاطر میانگین سرعت بالاتر آن در مخلوطی از  $U^{235}$  و  $U^{238}$  در حال تعادل گرمایی است (میانگین انرژیهای جنبشی با هم مساوی است، در نتیجه مولکول سبکتر سرعت بیشتری دارد). غنی‌سازی پس از یک بار عبور از میان سد خیلی کوچک و از مرتبه ۴ درصد غنای قبلی به طور نسبی است (یعنی مقدار اولیه ۷۲ درصد  $U^{235}$  تبدیل می‌شود به ۷۲ × ۱۰۰۰۴ درصد)، و لذا افزایش غنا بسیار اندک است و این فرایند باید هزاران مرتبه تکرار شود تا  $U^{235}$  با غنای بالا (تقریباً خالص) قابل تهیه باشد.  $Pu^{239}$  و  $U^{235}$  خیلی غنی شده، مواد شکافت پذیر مورد نیاز بمبها هستند، در حالی که در انواع مختلف رآکتورها اورانیم ۲ تا ۳ درصد غنی‌شدگی به کار می‌رود.

کند ساز. کندساز ایده آل باید (۱) ارزان و فراوان باشد، (۲) از نظر شیمیایی پایدار باشد، (۳) جرمی تقریباً معادل یک واحد داشته باشد (تا بیشینه مقدار انرژی را در برخورد با نوترون جذب کند)، (۴) مایع یا جامد باشد تا چگالی آن زیاد باشد، و (۵) سطح مقطع گیراندازی نوترون آن کمترین مقدار ممکن را داشته باشد. کربن در شکل گرافیت می‌تواند نیازمندیهای ۱، ۲، ۴، ۵ را تأمین کند، و برای جبران افت نسبتاً کم انرژی نوترون در هر برخورد باید مقدار کندساز را افزایش دهیم. آب معمولی نیازمندیهای ۱، ۲، ۳، ۴ را تأمین می‌کند ولی پروتونهایی موجود در آب، سطح مقطع زیادی برای گیراندازی نوترون دارند ( $n + p \rightarrow d + \gamma$ ). سطح مقطع گیراندازی نوترون در آب سنگین ( $D_2O$ ) خیلی کوچک است، ولی گیراندازی آن منجر به تولید تریتم پر توza می‌شود که یک محصول مخصوصاً نامطبوع برای سیستمهای زیست‌شناختی است. ضمناً بسیار نادر و جداسازی آن نسبتاً پرهزینه است. جداسازی دوتریم از هیدروژن معمولی، به حدی که جداسازی یکی از ایزوتوپهای اورانیم از دیگری مشکل است، دشوار نیست زیرا نسبت جرمی ۱:۲ منجر به اثرات کاملاً محسوسی می‌شود. به خاطر کوچک بودن سطح مقطع گیراندازی، در رآکتورهای با کندساز آب سنگین می‌توان از اورانیم طبیعی به عنوان سوخت استفاده کرد. جذب نوترون اضافی در رآکتورهای با کندساز آب سبک، مستلزم استفاده از اورانیم غنی‌شده است. بریلیم ( $Z=4$ ) و  $BeO$  نیز به عنوان کندساز به کار می‌روند. اما به خاطر سمی بودن، کار کردن با آنها خطرناک است.

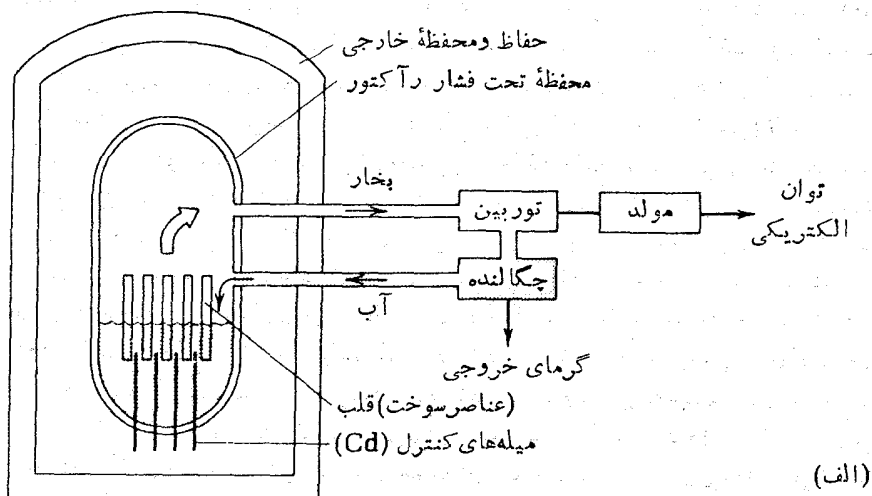
طور تجمیع. رآکتورها را می‌توان به دو صورت چندقن که در آن سوخت و کندساز به طور جداگانه در کنار هم قرار دارند، یا همگن که در آن سوخت و کندساز کاملاً با هم مخلوط شده‌اند، رده‌بندی کرد. رآکتورهای همگن را نسبت به چندگن می‌توان با تحلیل ریاضی ساده‌تری بررسی کرد. در رآکتورهای چندگن، محاسبه ضریب بهره‌وری گرمایی  $k$  و احتمال فرار از تشدید  $p$  ممکن است مشکل باشد. مخلوط همگن گرافیت و اورانیم طبیعی را نمی‌توان به حالت بحرانی رسانید، اما همین سوخت و کندساز با آرایش چندگن قابل بحرانی شدن است.

خنک کننده. خنک کننده يك عنصر ضروری هر رآکتور است، زیرا بدون آن گرمای ایجاد شده قلب رآکتور را ذوب می کند (که نتیجه آن «ذوب شدگی» است). در طراحی رآکتورهای قدرت، یکی از جنبه‌هایی که توجه به آن ضرورت اساسی دارد قابلیت خنک کننده در انتقال مؤثر انرژی گرمایی است. مواد خنک کننده می توانند به صورت گاز (هوا، CO<sub>۲</sub>، هلیوم)، آب یا مایعات دیگر، یا حتی جامدهای مذاب باشند که از ظرفیت گرمایی زیادی برخوردارند. چون بخار ظرفیت گرمایی کمی دارد، در رآکتورهایی که از آب به عنوان خنک کننده استفاده می شود، فشار را در سطح بالایی (از مرتبه ۱۰۰۰ اتمسفر) نگه می دارند تا آب در دماهای بالاتر از نقطه جوش معمولی در حالت مایع بماند. این رآکتورها به نام رآکتورهای آب تحت فشار معروف اند. سدیم مایع نیز به عنوان خنک کننده در رآکتورهای تند زاینده مورد مطالعه قرار گرفته است. این رآکتورها چگالی سوخت بالایی دارند و لذا انتقال گرما از حجم نسبتاً کوچکشان باید به طور مؤثر انجام شود و استفاده از خنک کننده آب هم، به خاطر خاصیت کندسازی اش، مجاز نیست. با آنکه سدیم مایع به شدت خورنده است و به واسطه سطح مقطع گیراندازی بالای آن رادیواکتیو می شود، دمای جوش بالای آن موجب می شود که تحت فشار معمولی به صورت مایع باقی بماند و نیازی به سیستم فشار بالا ندارد.

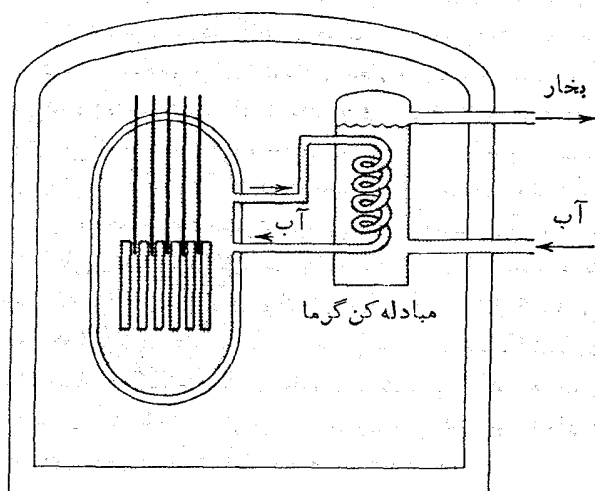
بر اساس این مطالعات طراحی، می توان چند سیستم رآکتور متداول را مورد بررسی قرار داد. شکل ۲۵.۱۳ رآکتورهای آب جوشان و آب تحت فشار را نشان می دهد که می توانند برای تولید قدرت به کار روند. در این طراحیها از آب معمولی (سبک) به عنوان کندساز و خنک کننده استفاده می شود. رآکتور آب جوشان، آب را (به عنوان کندساز) در داخل قلب به جریان می اندازد و سپس در دستگاههای مولد آنرا به صورت بخار به حرکت در می آورد. يك محفظه تحت فشار مستحکم برای نگهداری بخار مورد نیاز است. با آنکه آب خالص رادیواکتیو نمی شود (به جز کسر بسیار کوچک ایزوتوپ <sup>۱۸</sup>O موجود در آب که سطح مقطع گیراندازی نوترونی کوچکی دارد)، ناخالصیهای حتی در سطح چند قسمت در هر میلیون نیز در شار نوترونی زیاد قلب رآکتور به شدت رادیواکتیو می شوند و گردش این بخار رادیواکتیو در خارج از محفظه خود مستلزم طراحی خاصی است. رآکتور آب تحت فشار این خطر بالقوه را از طریق تبادل گرما بین آب با فشار بالا که در داخل قلب جریان دارد و يك خط تولید بخار مجزا که برای راه اندازی مولدهای الکتریکی در نظر گرفته می شود، بر طرف می سازد. همان طور که قبلاً ذکر شد، در رآکتورهایی که با آب سبک کندسازی می شوند باید از اورانیم غنی شده استفاده کرد. غنی سازی متداول برای این رآکتورها حدود ۳ تا ۴ درصد است. از آنجا که در ایالات متحده دسترسی به اورانیم غنی شده نسبتاً آسان است، بیشتر رآکتورها با این طراحی اصلی استفاده از آب سبک ساخته می شوند.

از طرف دیگر، در کانادا به لحاظ داشتن اورانیم طبیعی و نیز توانایی تولید آب سنگین، رآکتورهای قدرت با D<sub>۲</sub>O کندسازی می شوند (واژ D<sub>۲</sub>O یا H<sub>۲</sub>O به عنوان خنک کننده استفاده می شود). شکل ۲۶.۱۳ طرح اصلی يك رآکتور با کندساز آب سنگین را نشان می دهد.

رآکتورهای کندساز با گرافیت آرایش چندگن دارند و می توانند از اورانیم طبیعی

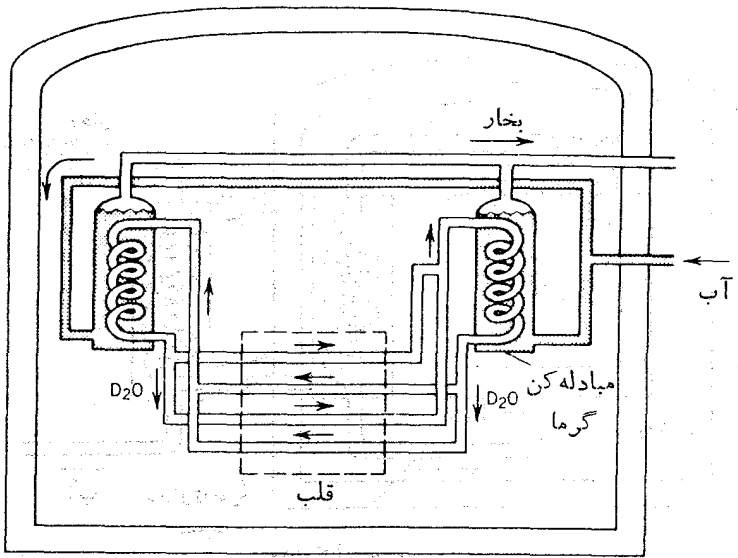


(الف)

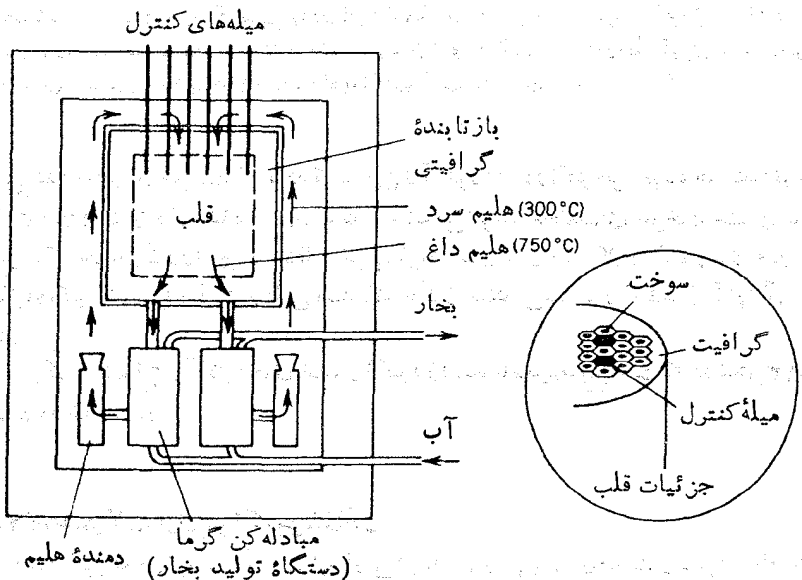


(ب)

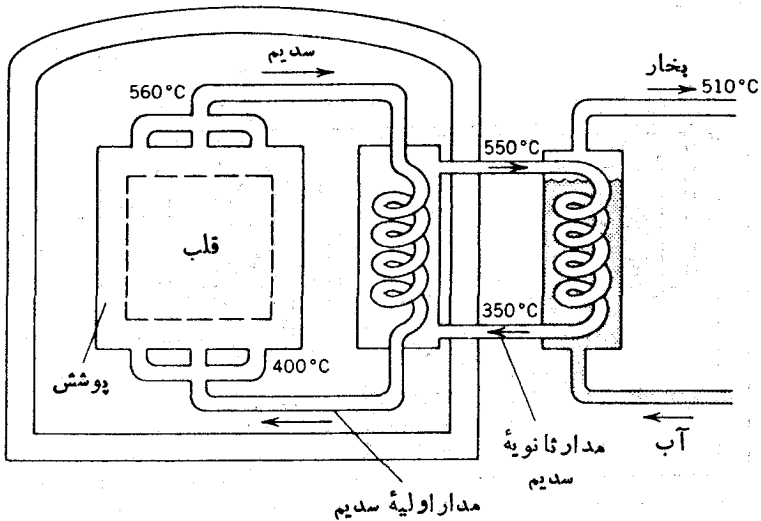
شکل ۲۵.۱۳ نمودار ساده رآکتورهای آب جوشان (الف) و آب تحت فشار (ب). قلب رآکتور از تعدادی میله‌های محتوی قرصهای اکسید اورانیوم در محفظه‌ای فلزی (آلیاژ زیر کونیم یا فولاد زنگ نزن) تشکیل شده است. میله‌های کنترل کادمیم می‌توانند وارد قلب شوند و نوترون‌ها را جذب کنند تا سطح توان را ثابت نگاه دارند. رآکتور آب جوشان همراه با تجهیزات تولید برق نشان داده شده است. بسیاری از جزئیات، از جمله سیستم خنک کننده قلب در مواقع مهم و اضطراری، نشان داده نشده است.



شکل ۲۶.۱۳ نمودار طرحوارهٔ رآکتور اورانیم-دوتریم کانادا (CANDU). مدار بسته‌ای از خنک‌کنندهٔ  $D_2O$  پس از عبور از قلب گرما را در مبادله‌کن به آب معمولی منتقل می‌سازد، و بخار تولید شده به توربین انتقال می‌یابد.  $D_2O$  تحت فشار قرار دارد تا در حالت مایع باقی بماند.



شکل ۲۷.۱۳ نمودار طرحوارهٔ رآکتور خنک شده با گاز. برای خارج کردن گرما گاز هلیم را از قلب رآکتور عبور می‌دهند، سپس هلیم داغ را برای تولید بخار به کار می‌برند. درست راست شکل بعضی جزئیات قلب نشان داده شده است. عناصر سوخت به صورت میله‌های شش گوشه‌شکل حاوی مادهٔ قابل شکافت هستند که در داخل کندساز گرافیتی قرار دارند، و کانالی هم برای جریان گاز در نظر گرفته شده است. قلب با بازتابندهٔ گرافیتی احاطه شده است.



**شکل ۲۸۰۱۳** نمودار طر حواره يك رآكتور تند زاینده خنك شده باسدیم مایع. قلب شامل  $^{235}\text{U}$  و  $^{239}\text{Pu}$  است. درحالی که پوشش به صورت  $^{238}\text{U}$  بارور است که به ماده قابل شکافت تبدیل خواهد شد. يك مبادله کن گرمایی به عنوان واسطه انتقال گرما از سدیم به آب (که باهم واکنش انفجاری دارند) مورد نیاز است تا از حضور همزمان آنها در قلب رآكتور جلوگیری کند، و نیز آب را از تماس مستقیم باسدیم که به شدت رادیواکتیو است دور نگهدارد.

یا غنی شده به عنوان سوخت استفاده کنند. این رآكتورها، در اکثر طراحیها، همانند آنچه در شکل ۲۷۰۱۳ نشان داده شده است، با گاز خنك می شوند. مجتمعهای سوخت چنان ساخته می شوند که جریان گاز را جهت انتقال خوب گرما آسان سازند. اکثر رآكتورهای قدرت در بریتانیای کبیر از نوع رآكتورهایی هستند که با گاز خنك می شوند و کندساز آنها گرافیت است.

یکی از انواع رآكتورهای تند، رآكتور زاینده باسدیم مایع است که در شکل ۲۸۰۱۳ نشان داده شده است.

### ۷۰۱۳ محصولات رادیواکتیو شکافت

پاره-هسته‌هایی که در فرایند شکافت ایجاد می شوند، فزونی نوترون دارند و بنا بر این با واپاشی بتازای منفی به ایزو بار پایدار درزنجیره جرم می رسند. این محصولات رادیواکتیو شکافت و واپاشی آنها به چند دلیل حائز اهمیت اند: (۱) کسر کوچکی (در حدود ۱۰ تا ۱۵ درصد) از انرژی شکافت از طریق گسیل بتا و گاما آزاد می شود. پس از خاموش شدن رآكتور (یعنی

بعد از اینکه میله‌های کنترل وارد قلب رآکتور می‌شوند و فرایند شکافت متوقف می‌شود، تولید گرما از طریق این فرایندهای واپاشی ادامه می‌یابد، و مقدار آن در طی زمان مطابق نیمه عمرهای واپاشی محصولات رادیو اکتیو کاهش می‌یابد. (۲) نزدیکی هر یک از زنجیره‌ها به پایداری باداثر همراه است. انرژی واپاشی کاهش (شکل ۱۸.۳) و نیمه عمر افزایش می‌یابد. باقیمانده محصولات رادیو اکتیو با عمرهای خیلی طولانی (نیمه عمر حدود چند سال) قسمت اعظم پسماند خطرناک حاصل از رآکتورهای هسته‌ای را تشکیل می‌دهد. (۳) پاره‌ای از محصولات شکافت که در خلال کار رآکتور در عناصر سوخت انباشته می‌شوند، به‌خاطر بزرگ بودن سطح مقطعهای گیراندازی نوترون‌شان ممکن است در فرایند شکافت ایجاد اختلال کنند. (۴) بسیاری از محصولات رادیو اکتیو کاربردهای تحقیقاتی مهمی دارند، و استخراج‌شان از عناصر سوخت مصرف شده تنها طریقه اقتصادی تولید آنهاست. هر یک از این چهار موضوع را به نوبت مورد بحث قرار خواهیم داد.

همان‌طور که در بخش ۳.۱۳ برآورد شد، انرژی بتازایی کل حاصل از واپاشیهای شکافت-پاره‌ها در حدود  $19\text{ MeV}$  است. البته این فرایند مضمّن چندین واپاشی متوالی تا رسیدن به پایداری است، که انرژی هر یک از آنها در گستره  $6\text{ MeV}$  تا  $1\text{ MeV}$  قرار دارد. در هر هسته واپاشنده، تعداد زیادی حالت‌های برانگیخته وجود دارند که می‌توانند طی واپاشی اشغال شوند. اما، احتمال گسیل بتا طبق معادله (۲۸.۹). واپاشیهای با انرژی بالاتر را ترجیح می‌دهد، و بنا بر این محتملترین واپاشیها آنها می‌باشند که بیشترین انرژیها را منتقل می‌کنند و پایینترین حالت‌های برانگیخته دختر-هسته را اشغال می‌کنند. به این دلیل است که میانگین انرژی واپاشی گامای حاصل از محصولات شکافت تنها در حدود  $7\text{ MeV}$  و خیلی کوچکتر از انرژی  $\beta$  است.

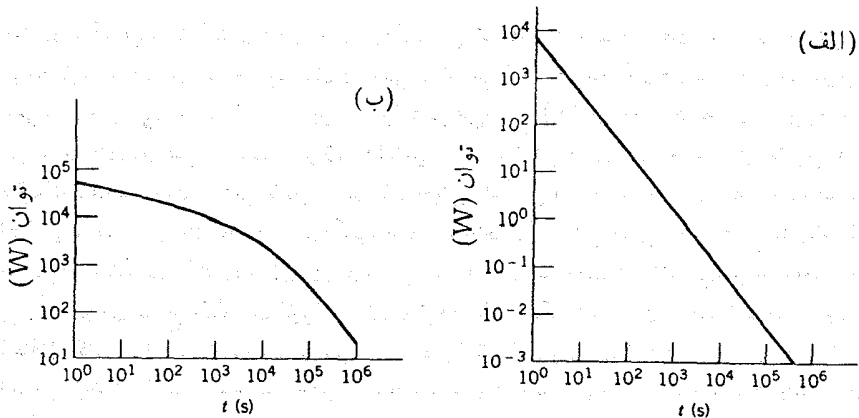
انرژی واپاشی بتا را بین الکترون و پادنوترینو تقسیم می‌شود. پادنوترینو از مجموعه سوخت خارج می‌شود و هیچ‌گونه سهمی در گرمایش یا تابش ناشی از واپاشی ندارد. میانگین انرژی داده شده به الکترون در حدود  $0.4\text{ eV}$  —  $0.3\text{ eV}$  انرژی واپاشی است، و بنا بر این به‌طور میانگین تنها  $8\text{ MeV}$  —  $6\text{ MeV}$  از  $19\text{ MeV}$  به‌صورت گرما ظاهر می‌شود.

برای محاسبه انرژی واقعی که به‌صورت انرژی واپاشیهای  $\beta$  و  $\gamma$  ظاهر می‌شود، باید دقیقاً بدانیم چه ایزوتوپهایی تولید شده‌اند، و نیز از تمامی شدت انشعابهای  $\beta$  و احتمالات واپاشی آنها آگاهی داشته باشیم. اکثر این اطلاعات، خصوصاً برای محصولات شکافت در شروع زنجیره واپاشی که طول عمرهای کوتاهتری دارند، در دسترس نیست. در عوض، بر اساس برآورد اختلاف جرمها و نیمه عمرها رقم میانگینی را اختیار می‌کنیم

$$\beta(t) = 1.26t^{-1/2}\text{ MeV/s} \quad (14.13)$$

$$\gamma(t) = 1.40t^{-1/2}\text{ MeV/s} \quad (15.13)$$

که در آن  $\beta$  و  $\gamma$  به ترتیب توان ناشی از شکافت و در واپاشیهای  $\beta$  و  $\gamma$  بر حسب توابعی از زمان  $t$  در فاصله بین  $1\text{ s}$  تا  $10^6\text{ s}$  به دست می‌دهند.



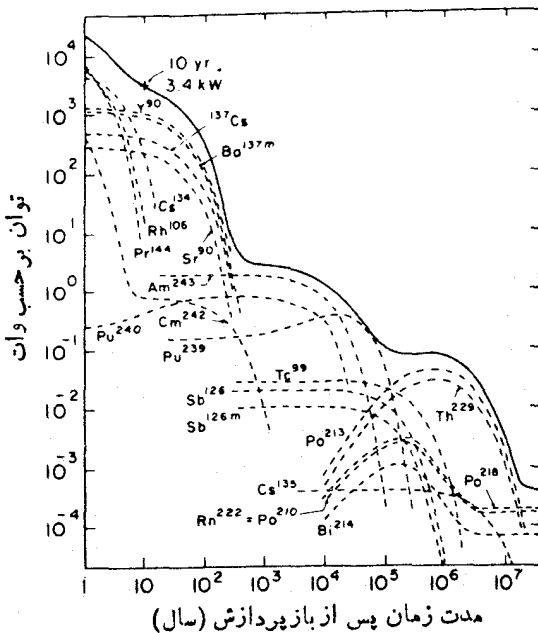
**شکل ۲۹.۱۳** (الف) توان ذخیره‌ای ناشی از واپاشیهای بتا و گاما از محصولات شکافت رادیو-اکتیو به ازای هر ثانیه از کار رآکتور در سطح توان ۱ MW ( $3.1 \times 10^{16}$  شکافت در ثانیه). (ب) گرمای کل ناشی از واپاشی محصولات رادیو-اکتیو در رآکتور ۱ MW در زمان  $t$  پس از خاموش شدن و به دنبال  $T = 8h$  کار رآکتور. توجه کنید که توان ناشی از واپاشی، برای زمانی در حدود یک ساعت پس از خاموش شدن، در سطح ۱٪ توان اولیه و یا بیشتر باقی می‌ماند. برای رآکتورهای قدرت، مقیاس توان هر دو شکل در عدد ۱۰۰۰ ضرب می‌شود.

در خلال کار رآکتور، محصولات شکافت مرتباً ایجاد، و از طرف دیگر محصولات قبلی واپاشیده می‌شوند. هنگامی که رآکتور خاموش شود، انرژی ناشی از محصولات قبلی که هنوز هم در حال واپاشی اند به این موضوع بستگی دارد که رآکتور چه مدت و در چه سطح قدرت کار کرده است. هر گاه رآکتور از زمان صفر تا زمان  $T$  کار کند، توان گسیل شده به صورت واپاشیهای  $\beta$  و  $\gamma$  در زمان  $t$  پس از خاموش شدن، به ازای هر وات از توان کار کرد رآکتور، عبارت است از

$$P(t) = 4.10 \times 10^{11} [t^{-0.2} - (t+T)^{-0.2}] \text{ MeV/s} \quad (16.13)$$

(یعنی اینکه هر گاه رآکتور قبل از خاموش شدن با توان  $10^3 \text{ MW}$  کار کند، این عبارت باید در  $10^9$  ضرب شود). شکل ۲۹.۱۳ کاهش فعالیت‌های  $\beta$  و  $\gamma$  و سطوح توان ناشی از واپاشی پس از خاموش شدن را، که گرمای پسینی نام دارد، برای یک رآکتور تحقیقاتی که در سطح ۱ MW کار کرده است نشان می‌دهد.

هنگامی که فعالیت‌های با طول عمر بیشتر در نظر می‌گیریم که عموماً برای عناصر سوخت مصرف شده اتفاق می‌افتد، مقیاس زمانی را باید از مرتبه سال در نظر گرفت. شکل ۳۰.۱۳ فعالیت‌های محصولات شکافت و اکتینیدهای با طول عمر طولانی را نشان می‌دهد. پس از باز-پردازش سوخت رآکتور، این فعالیتها را باید به مسدودی در حدود  $10^6 - 10^5$  سال از محیط‌های زیست جدا سازی کرد و دور نگه داشت. برای رسیدن به این حد جدا سازی، چندین طرح پیشنهاد شده است ولی هیچ سیستمی تا کنون نتوانسته است که جدا سازی را بسا این



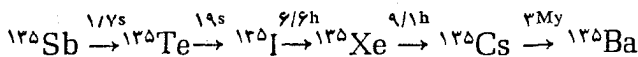
**شکل ۳۰.۱۳** توان رادیواکتیو ناشی از واپاشیهای محصولات شکافت واکتینیدها. این مقدار توان می‌تواند از محصولات پسماند رآکتوری به توان ۱۰۰۰ MW که برای حدود یک ماه کار کرده است، حاصل شود. منحنی یراز جمع سهمیه‌های ناشی از ایزوتوپهای منفرد حاصل شده است.

مقیاس زمانی تضمین‌کنند. تصور می‌شود که هرگونه نشتی از این مواد رادیواکتیو به داخل آب زیرزمینی یا زنجیره غذایی، به افزایش مرگهای ناشی از سرطان منجر می‌شود. با این حال، چالش است یادآوری کنیم که در درازمدت، مصرف اورانیم از طریق شکافت عملاً زمینه طبیعی را کاهش و لذا خطر ناشی از سرطان را تقلیل می‌دهد. زمینه طبیعی تابش در طی سوخته شدن زغال سنگ به محیط زیست وارد می‌شود و به صورت ذرات معلق درمی‌آید که مخصوصاً برای ریه‌ها خطرناک است. برآورد شده است که یک نیروگاه قدرت با سوخت زغال سنگ که با توان ۱۰۰۰ MW کار می‌کند، هر ساله حدود ۲۳ کیلوگرم اورانیم و ۴۶ کیلوگرم توریم را به داخل جو رها می‌کند که البته با محصولات واپاشی رادیواکتیویشان که غالباً رادن آن بسیار قابل ملاحظه است همراه می‌شود. پرتوهای تابشی حاصل از نیروگاههای قدرت با سوخت زغال سنگ که عامه مردم را در معرض خطر قرار می‌دهد چندین برابر تابشی است که از رآکتورهای قدرت هسته‌ای ناشی می‌شود. اطلاعات ما از اثرات سوء آزاد شدن مواد رادیواکتیو از نیروگاههای قدرت با سوخت زغال سنگ، خیلی کمتر از اطلاعات درباره خطرات تابش محصولات شکافت رادیواکتیو است.

از میان محصولات شکافت مهمترین محصولی که عملاً می‌تواند کار رآکتور را تحت



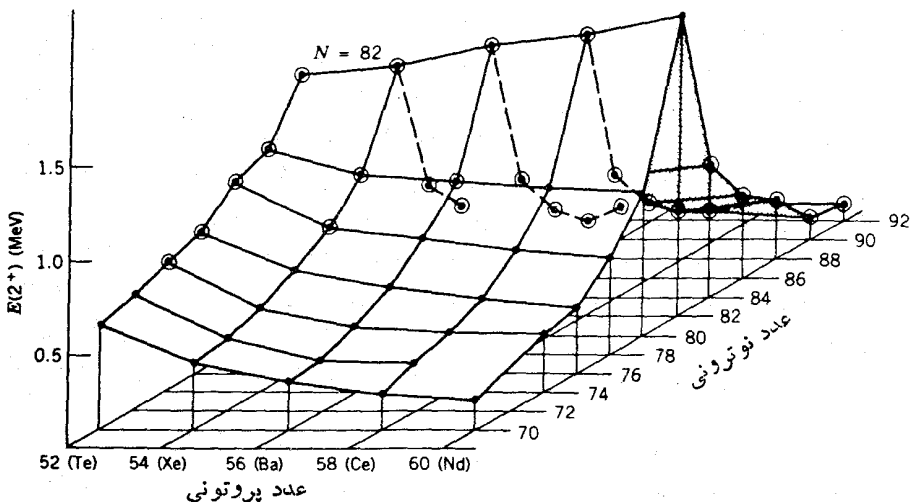
تأثیر قرار دهد  $^{135}\text{Xe}$  است که ممکن است مستقیماً در شکافت  $^{235}\text{U}$  (با بهره‌ای در حدود ۰٫۰۶ درصد) ایجاد شود یا در نتیجه واپاشی  $^{135}\text{I}$  (که بهره‌ی بالاتری در حدود ۰٫۰۶۴ درصد دارد) به وجود آید. زنجیره واپاشی ایزوتوپ باجرم  $^{135}\text{m}$  عبارت است از



فعالیت‌های  $\text{Te}$  و  $\text{Sb}$  در زمان کوتاهی در مقایسه با اثراتی که در اینجا در نظر می‌گیریم ناپدید می‌شوند، و لذا به‌عنوان اولین نمونه فعال در این زنجیره مورد نظر قرار می‌دهیم. مقیاس زمانی تولید و انباشت  $^{135}\text{Xe}$  از مرتبه ساعت است، که سطح مقطع گیراندازی نوترون گرمایی آن برابر  $27 \times 10^6 \text{b}$  است. این سطح مقطع بزرگ باعث می‌شود که مقدار نوترون‌های گرمایی موجود برای شکافت کاهش یابد و این امر ایجاد می‌کند که یک تصحیح متناظر در سیستم کنترل به عمل آید، البته اگر سطح قدرت رآکتور بخواهد ثابت باقی بماند. این اثر  $^{135}\text{Xe}$  (و دیگر ایزوتوپ‌های مشابه) مسومیت محصول شکافت نام دارد (مسائل ۱۴ و ۱۵ را ببینید).

محصولات شکافت کاربردهای بسیار زیادی در تحقیقات دارند. واضح‌ترین کاربردشان، مطالعه طیف نمایی هسته‌های حاصل از واپاشیهای محصولات شکافت است. مثلاً از طریق واپاشی گاما از پاره‌های جدا شده از محصولات دیگر، ناحیه جالب حول جرم  $150-140$  به‌دقت مورد مطالعه قرار گرفته است. برای انجام مطالعات دقیق طیف نمایی، مهم است که تنها با واپاشی منفردی سروکار داشته باشیم، و به همین منظور روش‌های خاصی برای جداسازی جرمی و شیمیایی سریع محصولات شکافت ابداع شده‌اند به طوری که پاره‌های با عمر کوتاه را نیز می‌توان مورد مطالعه قرار داد. شکل ۳۱.۱۳ نمونه‌ای از آنچه را که می‌توان از این مطالعات آموخت، نشان می‌دهد. هنگامی که نوترون‌ها به‌ورای پوسته تکمیل شده نوترونی  $N = 82$  اضافه می‌شوند، هسته‌ها به تدریج تغییر شکل پایدار پیدا می‌کنند. این موضوع با کاهش انرژی اولین حالت برانگیخته  $2^+$  نشان داده می‌شود. برای مطالعه اثر افزایش نوترون‌های اضافی، لازم است که به طرف هسته‌های بیشتر غنی شده از نوترون رفت که برای آنها محصولات شکافت با عمر کوتاه ضروری است.

از جمله محصولات شکافتی که کاربردهای پزشکی دارند، ایزوتوپ‌های  $^{131}\text{I}$  یعنی  $^{131}\text{I}$  و  $^{132}\text{I}$  هستند که در مطالعات غدد تیروئید انسان به کار می‌روند. غده تیروئید از پلاسمای خون می‌تواند ید را دریافت و آن را برای ساخت تیروکسین مصرف کند. ماده اخیر هورمونی است که متابولیسم را تنظیم می‌کند. ایزوتوپ  $^{131}\text{I}$  ( $t_{1/2} = 8.0 \text{d}$ ) از محصولات شکافت استخراج می‌شود و به صورت دز خوراکی و در حدود چند  $\mu\text{Ci}$  به بیماران داده می‌شود. یک آشکارساز پرتوگاما که در گردن بیمار قرار می‌گیرد می‌تواند انباشت ید را در او کتیبو را در تیروئید مورد بررسی قرار دهد. به این ترتیب، می‌توان کم کاری یا پرکاری فعالیت تیروئید را تشخیص داد. ایزوتوپ  $^{132}\text{I}$  ( $t_{1/2} = 2.3 \text{h}$ ) نیز به کار می‌رود و از آنجا که نیمه عمر آن کوتاهتر است، دز تابش جذب شده توسط بیمار بسیار کمتر خواهد شد. نیمه عمر کوتاه معمولاً



شکل ۳۱.۱۳ انرژیهای اولین حالت‌های برانگیخته  $2^+$  در هسته‌های  $Z$  زوج و  $N$  زوج در ناحیه جرمی ۱۴۰. پوسته بسته متناظر به  $N=82$  از ظهور قله سیستماتیک در انرژی  $2^+$  آشکار می‌شود، و کاهش سریع به انرژیهای پایین بعد از قله نیز مشخصه هسته‌های باشکلهای تعادل غیر کسروی است (هسته‌های تغییر شکل یافته). دوایر نقطه‌دار مربوط به هسته‌هایی هستند که در طرف غنی بودن نوترون واز بررسی واپاشی شکافت-پاره‌ها حاصل شده‌اند.

مشکلاتی را در استخراج و خالص کردن ایزوتوپ، قبل از اینکه به مقدار زیاد واپاشیده شود، به وجود می‌آورد. اما،  $^{132}\text{I}$  دختر هسته  $^{132}\text{Te}$  با نیمه عمر ۷۸ ساعت است و می‌توان  $^{132}\text{I}$  را از یک چشمه  $^{132}\text{Te}$  «دوشید» مثلاً با استفاده از حلالی که  $\text{I}$  را حل کند و  $\text{Te}$  در آن نامحلول بماند.

دزهای خیلی زیادتر (در حدود میلی کوری) ید رادیواکتیور را برای کاهش دادن کار تیروئیدهای خیلی فعال به کار می‌برند، دزهای هنوز بالاتر (در حدود کوری) را می‌توان در مداوای سرطانهای تیروئید به کار برد.

ید را می‌توان به آسانی از محصولات شکافت، با استفاده از خاصیت فرار بودنش، تهیه کرد. گرم شدن سوخت مصرف شده باعث می‌شود که ید به گاز تبدیل شود، و به این ترتیب بدون توسل به اعمال شیمیایی خطرناک می‌توان آن را استخراج کرد. یکی دیگر از محصولات گازی شکافت  $\text{Xe}$  است که برای بررسی و اندازه‌گیری کار ریه، از طریق استنشاق بیمار، آن را به کار می‌برند.

### ۸.۱۳ رآکتور شکافت طبیعی

البته شکافت به صورت یک فرایند طبیعی از طریق واپاشی خود به خود بعضی هسته‌های سنگین

روی می‌دهد. بسیاری از این هسته‌های سنگین دارای نیمه عمرهایی هستند که در مقایسه با فاصله بین زمان تشکیل شان (احتمالاً در انفجارات ابرنواختر) تا کنون کوتاه‌اند و لذا اکنون در طبیعت وجود ندارند، ولی با توجه به محصولات شکافتی که از خود به جای گذاشته‌اند می‌توان حضور قبلی آنها را استنباط کرد. مثال مخصوص  $^{244}\text{Pu}$  با نیمه عمر  $t_{1/2} = 81 \times 10^6$  است. با فرض اینکه منظومه شمسی در اصل از باقیمانده یک انفجار ابرنواختر که حداقل  $10^9 \times 45$  سال قبل به وقوع پیوسته است تشکیل شده باشد، تقریباً تمام اتمهای  $^{244}\text{Pu}$  تشکیل شده باید واپاشیده شده باشند و فقط محصولات شکافت آنها بر جای مانده باشد. یک محل جالب برای بررسی چنین سوابقی از ابتدای عالم، درون شهاب سنگهاست که از تحولات زمین شناختی و توزیع مجدد احتمالی کانیهای کره زمین به دور مانده است. در حقیقت، در چنین شهاب سنگهایی یک فراوانی ایزوتوبی اضافی  $^{136}\text{Xe}$  دیده می‌شود که می‌تواند ناشی از شکافت خود به خود  $^{244}\text{Pu}$  باشد.

برون‌یابی و بازگشت به عقب در مقیاس زمانی زمین‌شناختی امکان‌پذیر است، زیرا تعداد پدیده‌هایی که به طور طبیعی روی می‌دهند و می‌توانند فراوانیهای ایزوتوبی نسبی را در فاصله ۱۰۹ سال تغییر دهند، زیاد نیست. فراوانیهای ایزوتوبی که امروزه مشاهده می‌کنیم همان است که از انفجار ابرنواختر (برای بحث در مورد تشکیل عناصر فصل ۱۹ را ببینید) حاصل شده و تغییراتی هم بر اثر واپاشی ایزوتوپهای ناپایدار در آن پدید آمده است. بعلاوه انتظار داریم که این فرایندها را در سراسر منظومه شمسی از جمله در کانیهای فرآزمینی که به صورت شهاب سنگها به ما می‌رسند، مشاهده کنیم. در مورد  $^{136}\text{Xe}$ ، که تحت شرایط معمولی هیچ‌گونه ترکیب شیمیایی تشکیل نمی‌دهد، در زمانی که زمین به صورت مذاب بود ایزوتوپهای اصلی به طور یکنواخت در سراسر جو پراکنده شده‌اند. در شهاب سنگها این وضع اتفاق نیفتاده است و غالباً  $^{136}\text{Xe}$  ایجاد شده توسط شکافتهای اولیه را می‌توان از محتویات میکروسکوپی درون کانی تشخیص داد و با طیف‌نمایی جرمی تحلیل کرد تا فراوانی ایزوتوبی متفاوت آن نسبت به  $^{136}\text{Xe}$  زمین معلوم گردد.

به خاطر نیاز به کنترل دقیق میزان غنای  $^{235}\text{U}$ ، فراوانی طبیعی آن بادقت در معادن مختلف و بانمونه‌های متعدد اندازه‌گیری شده است. مقدار قبول شده فراوانی نسبی  $^{235}\text{U}$  در اورانیم طبیعی برابر  $0.0000720 \pm 0.000001$  است. حد پایین عدم قطعیت نه تنها دقت مقادیر اندازه‌گیری شده را نشان می‌دهد، بلکه تغییرات نمونه‌های به دست آمده از مکانهای خیلی متفاوت را نیز آشکار می‌سازد (ناحیه غربی ایالات متحده، کانادا، استرالیا، و آفریقا). حتی سنگهای آورده شده از کره ماه توسط سفینه آپولو نیز همین مقدار نسبی را نشان می‌دهد.

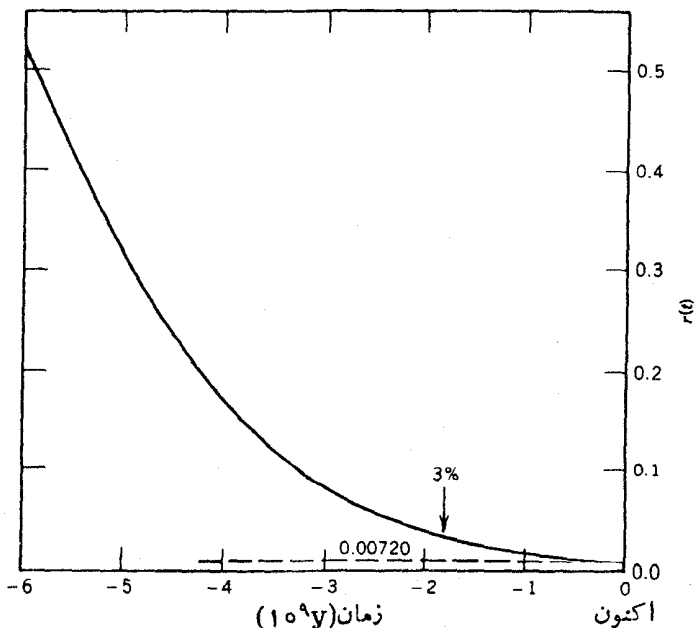
البته انتظار داریم که این نسبت در مقیاس زمانی زمین‌شناختی تغییر کند زیرا  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  هر دو رادیواکتیو هستند، و  $^{235}\text{U}$  نیمه عمر کوتاهتری ( $7.0 \times 10^8$  y) نسبت به  $^{238}\text{U}$  ( $4.5 \times 10^9$  y) دارد. به علت نیمه عمر کوتاهتر،  $^{235}\text{U}$  سریعتر از  $^{238}\text{U}$  واپاشیده می‌شود و در زمانهای گذشته،  $^{235}\text{U}$  حتماً فراوانی نسبی بزرگتری داشته است. هر گاه  $t = 0$  معرف زمان حاضر باشد و  $N_0$  و  $N_x$  به ترتیب تعداد هسته‌های  $^{235}$  و  $^{238}$  و  $\lambda_0$  و  $\lambda_x$  نیز ثابتهای واپاشی آنها باشند، در این صورت فراوانی فعلی عبارت است از

$$r(0) = \frac{N_{\Delta}(0)}{N_{\Delta}(0) + N_{\Lambda}(0)} = 0.000720 \quad (17.13)$$

و فراوانی قبلی به صورت زیر بوده است

$$r(t) = \frac{N_{\Delta}(0)e^{-\lambda_{\Delta}t}}{N_{\Delta}(0)e^{-\lambda_{\Delta}t} + N_{\Lambda}(0)e^{-\lambda_{\Lambda}t}} \quad (18.13)$$

که در آن  $t$  منفی است. شکل ۳۲.۱۳ منحنی این نسبت را نشان می‌دهد. توجه کنید که در حدود  $2 \times 10^9$  سال قبل، مقدار نسبی  $^{235}\text{U}$  در حدود ۳٪ بوده است. همان‌طور که از بحث قبل در مورد رآکتورهای کندسازی شده با آب می‌دانیم، باغناهی ۳ درصد  $^{235}\text{U}$ ، جذب نوترون در آب طبیعی مانع از تشکیل یک مجموعه بحرانی نخواهد شد. با سفر به زمانهای خیلی قبل باید فرض کنیم که در شرایط حدی ابرنواختر (که در آن عناصر سنگین ممکن است ایجاد شده باشند) به‌طور قابل توجهی بین  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  تمایز وجود نداشته است (تساوی سطح مقطعهای نوترون را در شکل ۹.۱۳ به‌خاطر آورید). بنابراین برون‌یابی به عقب تا حدود  $r = 0.000720$  می‌تواند برآوردی از زمان تشکیل این عناصر به‌دست دهد. شکل ۳۲.۱۳



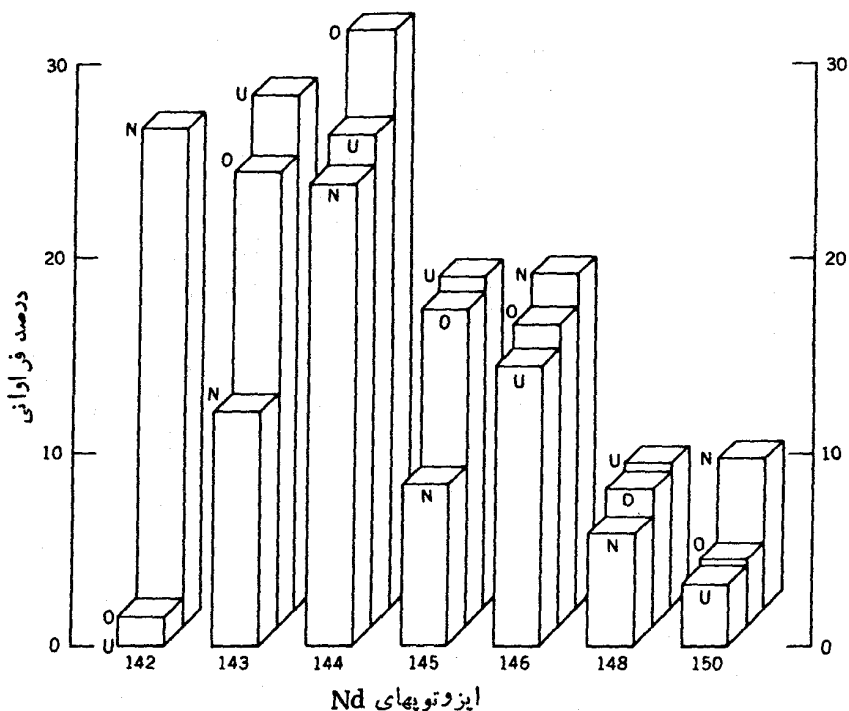
شکل ۳۲.۱۳ فراوانی  $^{235}\text{U}$  در اورانیم طبیعی. مقدار این فراوانی در حال حاضر برابر  $0.000720$  است، و  $2 \times 10^9$  سال قبل در حدود ۳٪ بوده است.

نشان می‌دهد که این وضع باید در حدود  $6 \times 10^9$  سال اتفاق افتاده باشد که با مقادیر به دست آمده از منابع دیگر برای عمر منظومه شمسی سازگاری دارد. برای بحث مفصلتر درباره نسبت  $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$  و استفاده از آن در تعیین عمر کهکشان به بخش ۶.۱۹ مراجعه کنید.

به خاطر دقت زیاد در فراوانی نسبی اندازه‌گیری شده  $^{235}\text{U}$  و یکنواختی توزیع آن، حتی بی‌هنجاریهای اندک نیز به‌طور خاصی ظاهر می‌شوند. در سال ۱۹۷۲ میلادی، نمونه‌ای از اورانیم حاصل از معدن اوکلو، یعنی جایی که امروزه به نام جمهوری گابن در سواحل غربی آفریقا معروف است، توسط کمیسیون انرژی اتمی فرانسه مورد بررسی قرار گرفت، و نشان داده شد که فراوانی نسبی  $^{235}\text{U}$  تنها در حدود  $0.00717$  است که تقریباً ۳ برابر انحراف معیار کمتر از مقدار قبول شده است. این انحراف کوچک کافی بود که کنجکای پڑوهشگسران را برانگیزد، و تحلیل نمونه‌های دیگر نشان داد که حتی فراوانی کسوچکتر  $^{235}\text{U}$  تا مرز  $0.005440$  نیز وجود دارد. از آنجا که تنها فرایند شناخته شده‌ای که منجر به کاهش تراکم و غلظت  $^{235}\text{U}$  می‌شود شکافت آن توسط نوترونهای کم انرژی است، کارشناسان نظر دادند که یک رآکتور هسته‌ای طبیعی در حدود  $2 \times 10^9$  سال قبل در منطقه اوکلو کار می‌کرده است، یعنی فراوانی نسبی  $^{235}\text{U}$  به قدر کافی بالا بود (حدود ۳ درصد) که می‌توانست موجبات فعالیت یک رآکتور کند شده با آب زیرزمینی را فراهم سازد. البته رآکتور می‌توانسته است حتی قبل از  $2 \times 10^9$  سال قبل نیز به کار افتاده باشد، اما تشکیل ذخایر اورانیم نظیر آنچه در ناحیه اوکلو وجود دارد، نیاز به انتقال یونهای اورانیل ( $\text{UO}_2^{+}$ ) از طریق آبهای زیرزمینی دارد، و اکنون اعتقاد بر آن است که قبل از تحول باکتری مولد اکسیژن در حدود  $2 \times 10^9$  سال قبل، در آب اکسیژن کافی برای تشکیل ذخیره اورانیم وجود نداشته است. بنابراین نیاز به آب با اکسیژن کافی و غنای ۳٪ برای  $^{235}\text{U}$ ، حدود نسبتاً مشخص عمر رآکتور را تضمین می‌کند.

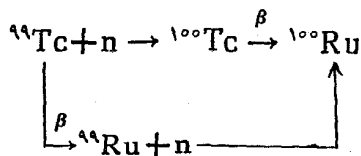
با برآورد مقدار کل ذخیره اورانیم و کمبود  $^{235}\text{U}$  در آن، معلوم شده است که حدود ۵ تن  $^{235}\text{U}$  در آن زمان شکافته شده بود. با احتساب  $200\text{MeV}$  انرژی آزاد شده در هر شکافت، این مقدار منجر به آزاد شدن انرژی کل  $2 \times 10^{30}\text{MeV}$  یا حدود  $10^8\text{MW}\cdot\text{h}$  می‌شود. یک رآکتور قدرت امروزی می‌تواند با توان  $10^3\text{MW}$  کار کند. اما بعید است که رآکتور اوکلو در این سطح قدرت عمل کرده باشد زیرا جوشیدن آب منجر به حذف کندساز می‌شد و کلار رآکتور را تا جمع‌آوری مجدد آب زیرزمینی به پایان می‌رسانید. میانگین سطح توان به احتمال زیاد چیزی در حد  $1\text{MW}$  بوده است. این برآورد نشان می‌دهد که ممکن است این رآکتور برای  $10^{10}$  ساعت یا  $10^6$  سال کار کرده باشد.

فرضیه قابل توجه رآکتور طبیعی با مشاهده فراوانی محصولات شکافت در معادن اوکلو تأیید می‌شود. شکل ۳۳.۱۳ فراوانیهای نسبی ایزوتوپهای Nd را در Nd طبیعی، در معادن اوکلو، و در بقایای محصولات شکافت  $^{235}\text{U}$  نشان می‌دهد. عدم سازگاری فراوانی Nd در اوکلو با Nd طبیعی و سازگاری آن با توزیع شکافت‌پاره‌ها دلیلی بر درستی فرضیه رآکتور طبیعی است. شکل ۳۴.۱۳ روابط مشابهی را برای فراوانی ایزوتوپهای Ru نشان می‌دهد.

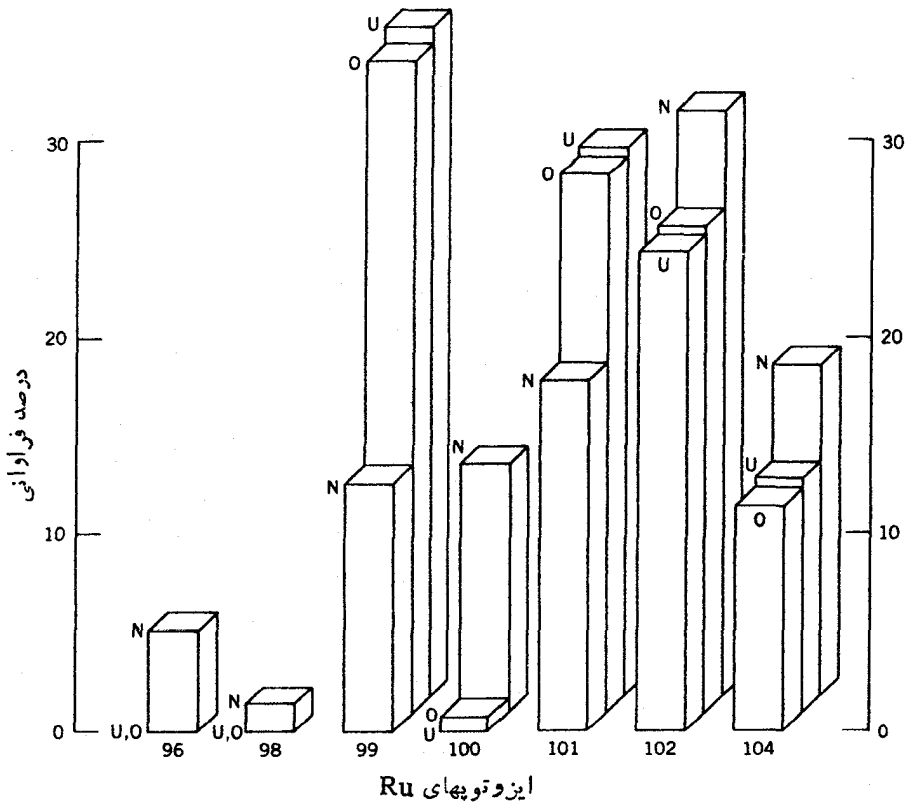


شکل ۳۳.۱۳ فراوانیهای ایزوتوپیهای ثنودیمیم. N معرف فراوانی Nd طبیعی، U نشان دهنده فراوانی ناشی از شکافت  $^{235}\text{U}$ ، و O مبین فراوانی مشاهده شده در نمونه‌های سنگ معدن اوکلو است، فراوانیهای اوکلو بیشتر با فراوانیهای شکافت  $^{235}\text{U}$  سازگارند تا فراوانیهای Nd طبیعی.

فراوانی  $^{100}\text{Ru}$  اندکی با فراوانی حاصل از شکافت معمولی  $^{235}\text{U}$  تفاوت دارد. عقیده بر آن است که این فزونی اندک از گیراندازی نوترون در محصول شکافت (رادیواکتیو)  $^{99}\text{Tc}$  حاصل می‌شود که زنجیره آن به صورت زیر است



از این دو مسیر ممکن که به تولید  $^{100}\text{Ru}$  منجر می‌شود، مسیر بالایی دارای سطح مقطع بزرگتری



شکل ۳۴.۱۳ فراوانیهای ایزوتوپهای روتنیم در Ru طبیعی (N)، در شکافت اورانیم (U) و در معادن اوکلو (O). همانند مورد ایزوتوپهای Nd، فراوانیهای اوکلو و بافراوانیهای شکافت سازگاری دارند و بافراوانیهای Ru طبیعی ناسازگارند.

است و با توجه به نیمه عمر طولانی  $^{99}\text{Tc}$  (یعنی  $1.05 \times 10^5 \text{y}$ ) مطمئن می‌شویم که این ایزوتوپ به قدر کافی دوام می‌آورد تا یک نوترون را گیراندازی کند. با استفاده از فزونی مشاهده شده  $^{100}\text{Ru}$  می‌توان طول مدت عملکرد را آکتور اوکلو را برآورد کرد. مقادیر به دست آمده در حدود  $10^6 \text{y}$  است که بابرورد مبتنی بر نقصان  $^{235}\text{U}$  سازگاری دارد.

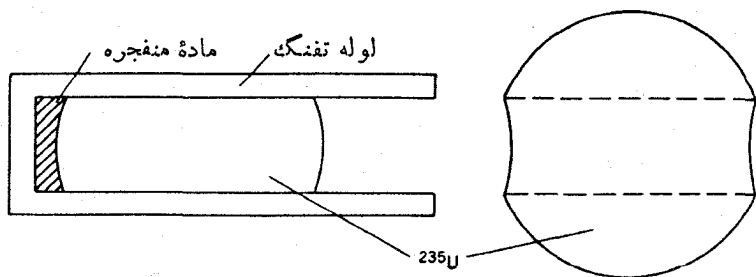
یک جنبه جالب و نهایی را آکتور اوکلو را که باید یادآور شویم آن است که محصولات شکافت هنوز هم در محل خود در ناحیه آکتور هستند و خیلی کم جا به جا شده‌اند. علی‌رغم تغییرات اقلیمی، هیچ جا به جایی در خورا همیتی در طول زمان  $2 \times 10^9$  سال برای محصولات شکافت روی نداده است. این نشان می‌دهد که طرحهای امروزی دفن محصولات پسماند رآکتورهای قدرت در زمین‌ساختیهای پایدار ممکن است شایان توجه و قابل قبول باشد.

### ۹.۱۳ بمبهای شکافتی

هرگاه آزادسازی انرژی يك مجموعه ابر بحرانی  $U_{235}$  یا  $Pu_{239}$  که به طور نمایی افزایش می یابد، بدون کنترل ادامه پیدا کند، بزودی بایک وضعیت شدیداً ناپایدار روبه رو خواهیم شد. انرژی آزاد شده در ماده شکافت پذیر باید منتشر شود، که طی این عمل غالباً سوخت شکافت پذیر متفرق می شود و لذا به صورت زیر بحرانی درمی آید. در قلب رآکتور،  $U_{235}$  نه به قدر کافی غنی شده است و نه به قدر کفایت متمرکز شده که حتی در صورت ابر بحرانی شدن، انفجاری در آن قابل تحقق باشد. برای ساختن يك بمب هسته ای، لازم است که قطعات زیر بحرانی را کنار هم بگذاریم و آنها را به صورت يك مجموعه ابر بحرانی درآوریم. این عمل باید آنقدر سریع انجام شود تا قبل از آنکه جرم لختی سوخت ابر بحرانی وارد عمل شود و مجموعه را به حالت زیر بحرانی درآورد، انرژی آزاد شده شکافت اثرات انفجاری مورد نظر را تولید کند.

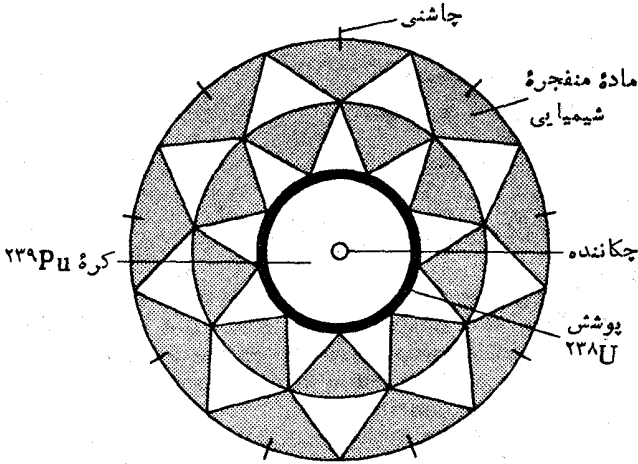
دو طرح اساسی در ساخت بمبهای مبتنی بر شکافت به کار رفته اند. اولی طرح تفنگی است که در شکل ۳۵.۱۳ نشان داده شده است. در این حالت، مقداری  $U_{235}$  خالص را به صورت کره ای که يك قاچ از وسط آن بریده شده، درمی آورند. سپس، در موقع لزوم، قاچ را به سرعت به وسط کره شلیک می کنند تا مجموعه به صورت ابر بحرانی درآید. بمبی که در سال ۱۹۴۵ روی هیروشیما در ژاپن انداخته شد، از این نوع بود. انرژی آزاد شده در حدود  $10^{14}$  بود که معادل يك بمب معمولی محتوی حدود ۲ کیلو تن TNT است. (انرژی رها شده از هر تن TNT حدود  $10^9 \times 4$  است.)

طرح دوم از نوع بمب انفجار داخلی است که در شکل ۳۶.۱۳ نشان داده شده است. در این حالت، يك جرم زیر بحرانی کروی از ماده شکافت پذیر توسط يك لایه کروی از مواد منفجره معمولی که آن را احاطه کرده است، جدامی شود. هنگامی که ماده منفجره شونده به حالت انفجار می رسد، به طور کاملاً همزمان يك موج ضربه کروی ماده شکافت پذیر را متراکم می کند و به حالت ابر بحرانی درمی آورد. در سال ۱۹۴۵ میلادی اولین بمب هسته ای که در نیومکزیکو آزمایش شد و بمبی که روی شهر ناگازاکی ژاپن منفجر شد، از همین نوع بود. بهره این سلاحها،



**شکل ۳۵.۱۳** طرح بمب تفنگی که با استفاده از  $U_{235}$  تهیه می شود. پوشش خارجی جرم بحرانی که نوترونهای فراری را به داخل کره بازمی تاباند و نیز چکاننده که چشمه نوترونی تأمین کننده نوترون اولیه برای شروع واکنش زنجیره ای در لحظه حصول جرم بحرانی است، نشان داده نشده اند.



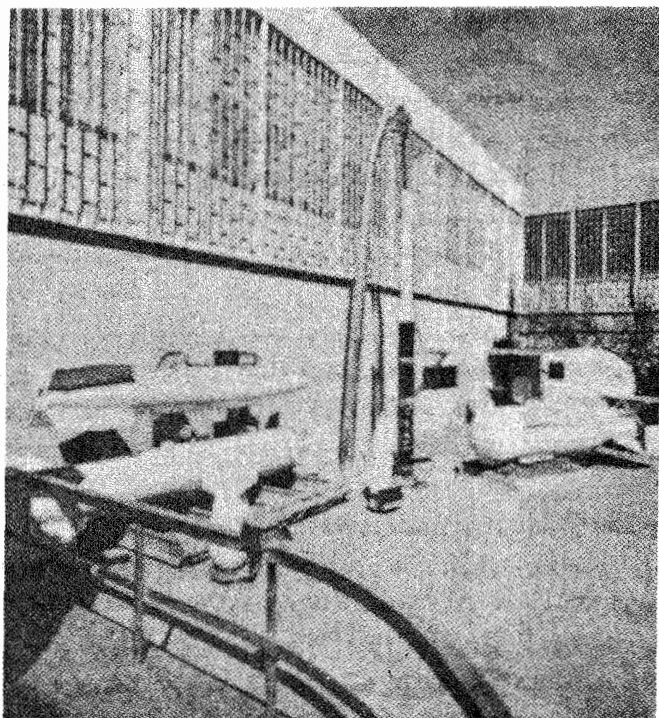


**شکل ۳۶.۱۳** بمب انفجار داخلی  $^{239}\text{Pu}$ . انفجار ماده منفجره معمولی باعث تراکم قلب  $^{239}\text{Pu}$  و رسیدن به حالت ابر بحرانی می‌شود. یک چکاننده در مرکز نوترونهای لازم را برای شروع واکنش زنجیره‌ای تأمین می‌کند. پوشش  $^{238}\text{U}$  نوترونها را به داخل قلب بازگشت می‌دهد (و نیز می‌تواند از طریق شکافتهایی که با استفاده از نوترونهای تند فراری در آن صورت می‌گیرد، نوترونهای اضافی تولید کند).

همانند بمب  $^{235}\text{U}$ ، تقریباً معادل ۲۰ کیلو تن ماده TNT بود.

با آنکه بسیاری از جزئیات ساخت بمبهای شکافتی محرمانه هستند، بر اساس ابعاد فیزیکی مشخص (شکل ۳۷.۱۳)، می‌توان بر آورد کرد که ماده شکافت پذیر کره‌ای به قطر شاید در حدود ۱۰ cm را اشغال می‌کند و لذا جرمی در حدود ۱۰ kg دارد. (سطح مقطعی شکافت نوترون تند برای  $^{239}\text{Pu}$  و  $^{235}\text{U}$  در حدود ۱ تا ۲ بارن و مسافت آزاد میانگین نوترون در حدود ۱۰ cm است. لذا اندازه کره را مسافتی که طی آن یک نوترون به احتمال زیاد بر هم کنش خواهد داشت، تعیین می‌کند.) آزاد شدن انرژی  $10^{14}$  (معادل ۲۰ کیلو تن TNT) مستلزم شکافته شدن حدود  $3 \times 10^{24}$  اتم (با انرژی آزاد شده  $200 \text{ MeV}$  به ازای هر شکافت) است که با شکافت کامل اتمهای موجود در حدود یک کیلو گرم ماده شکافت پذیر متناظر می‌شود. بنا بر این، قبل از اینکه انرژی آزاد شده چگالی مواد شکافت پذیر را به مقدار زیر بحرانی کاهش دهد، تنها حدود ۱۰٪ سوخت موجود در بمب عملاً شکافته می‌شود.

اثرات بمبهای هسته‌ای را در چند دسته می‌توان خلاصه کرد: موج انفجار (یک موج ضربه‌ای که به سرعت گسترش می‌یابد)، تابش گرمایی (که گاهی اوقات «گوی آتشین» نامیده می‌شود)، تابش هسته‌ای مستقیم (که غالباً به صورت، نوترونها و پروتوهای گامای حاصل از شکافت است)، و تابش هسته‌ای غیر مستقیم (که از واپاشی محصولات رادیواکتیو شکافت حاصل می‌شود). آسیب مستقیم ناشی از موج انفجار هسته‌ای را می‌توان به صورت یک جبهه موج کروی



**شکل ۳۷.۱۳** محفظهٔ بزرگ در طرف راست مربوط به سلاح نوع انفجار داخلی بلوتونیم موسوم به «مرد چاق» است. محفظهٔ کوچک جلوی آن نیز که «پسرك كوچك» نامیده می‌شود، مربوط به سلاح لوله تفنگی [۲۳۵] است. محفظه‌های کوچکتر طرف چپ مربوط به سلاح‌های تاکتیکی کیلو تنی هستند، و محفظهٔ بالایی در طرف چپ مربوط به بمب‌های گرما هسته‌ای است.

در نظر گرفت که به سرعت گسترش می‌یابد و باعث افزایش ناگهانی فشار هوا و سپس کاهش آن می‌شود. چگالی انرژی در این جبهه موج کروی به صورت  $1/3^2$  کاهش می‌یابد که صرفاً ناشی از یک اثر هندسی است. افزایش فشار حتی در فاصلهٔ یک کیلومتری از محل انفجار ۲۰ کیلوتن، در حدود یک اتمسفر است که برای تخریب ساختمان‌های آجری کافی است. در فاصلهٔ دو کیلومتری، افزایش فشار تنها در حدود ۲۵ درصد اتمسفر و یا شاید  $3 \text{ psi}$  است که برای تخریب ساختمان‌های چوبی کافی است و تکه‌پاره‌ها را با سرعت‌های حدود ۱۰۰ مایل در ساعت به حرکت درمی‌آورد.

شدت تابش گرمایی نیز طی گسترش موج گرمایی طبق  $1/3^2$  کاهش می‌یابد، اما علاوه بر آن، این تابش به خاطر جذب و پراکندگی انرژی در جو زمین نیز به صورت نمایی کاهش می‌یابد. در فاصلهٔ دو کیلومتری از محل انفجار ۲۰ کیلوتن، موج گرمایی (که در خلال حدود دو ثانیه پس از انفجار می‌رسد) هنوز هم برای ایجاد سوختگی‌های پوستی درجه سوم در

کسانی که در معرض تابش قرارمی گیرند کافی است و می‌تواند مواد قابل سوخت نظیر چوب و پارچه را مشتعل سازد. یکی از اثرات غیرمستقیم آتش‌سوزی ناشی از این تابش در بسیاری از مواد، ایجاد «طوفان آتشین» است که در آن گرمای آتش، بادهایی با سرعت ۵۰ تا ۱۰۰ مایل در ساعت به وجود می‌آورد که شدت آتش‌سوزی را افزایش می‌دهد و به گسترش آن کمک می‌کند (این یک اثر خاص هسته‌ای نیست، بمبهای آتش‌زا نیز همان اثر را ایجاد می‌کنند، اما یک انفجار هسته‌ای قادر است که طوفان آتشین را از یک بمب تنها هم تولید کند).

تابشهای هسته‌ای مستقیم (که از نوترونها و پروتوهای گاما تشکیل می‌شوند) نیز هم به صورت  $1/2$  و هم به طور نمایی کاهش می‌یابند و فاصله‌ای که در آن ذره‌های مهلك تابش دریافت می‌شود، همانند فاصله‌هایی است که موج انفجار خسارت‌های جدی به بار می‌آورد یا تابش گرمایی موجب سوختگیهای کشنده می‌شود (فاصله یک کیلومتری برای انفجار ۲۰ کیلو تنی). حتی ذره‌های کمتری که در فواصل بزرگتر دریافت می‌شوند نیز می‌توانند اثرات جدی درازمدت داشته باشند که افزایش موارد سرطان خون، سرطان، و نقصهای ژنتیکی از آن جمله است.

محصولات رادیواکتیو با عمر طولانی شکافت معمولاً در اثر انفجار تبخیر می‌شوند و به صورت بارشهای رادیواکتیو به روی زمین می‌ریزند. بعضی از این مواد می‌توانند به صورت ابری از بخار جابه‌جا شوند، و با ورود به ارتفاعات جو در اثر باد پراکنده شوند. این «ابر» پرتوزا می‌تواند برای یک سال یا بیشتر در جو فوقانی در گردش باشد و به تدریج روی زمین ریزش کند. بسیاری از محصولات با عمر کوتاه در خلال این مدت واپاشیده می‌شوند و توپهای مهم باقیمانده پس از این دوره عبارتند از  $^{90}\text{Sr}$  و  $^{137}\text{Cs}$ . ایزوتوپ  $^{90}\text{Sr}$  بسیار نگران‌کننده است، زیرا از نظر شیمیایی شباهت به کلسیم دارد و می‌تواند در استخوانها متمرکز شود و با واپاشی خود سرطان استخوان را به وجود آورد.

هرگاه بمب در ارتفاع کم از سطح زمین منفجر شود، مواد روی زمین بر اثر گوی آتشین تبخیر و سپس این مواد تبخیر شده هم با ابر محصولات شکافت تبخیر شده مخلوط می‌شوند و پس از پخش و سرد شدن گوی آتشین به صورت ذراتی متراکم به زمین بازمی‌گردند. این ذرات به طور نسبتاً سریع (در حدود چند ساعت) به زمین بازمی‌گردند و در محدوده‌ای که با بادهای محلی کم ارتفاع تعیین می‌شود پخش می‌شوند. جمعیت تحت پوشش موج انفجار، حتی در فاصله دهها یا صدها مایل هم می‌توانند در معرض دزهای تابش خطرناک و شاید مهلك ناشی از واپاشی محصولات شکافت با عمر کوتاه قرار گیرند (از این رو، دوره اساسی برای انفجار بمب هسته‌ای قابل تصور است: یک «انفجار هوایی» در ارتفاع بالا که هدف آن زیانهای موج انفجار روی ناحیه نسبتاً وسیع است می‌تواند به عنوان وسیله‌ای برای تخریب شهرها به کار رود و دیگر «انفجار زمینی» در ارتفاع کم که هدف آن تمرکز زیانهای موج انفجار در ناحیه‌ای کوچک است، مثل وقتی که می‌خواهند حمله‌ای علیه انبارهای موشک زیرزمینی صورت گیرد، ولی باید دانست که مقادیر ریزشهای موضعی در این حالت خیلی بالاست).

موضوع رعب‌آور و وحشتناکتر از این اثرات انفجار هسته‌ای آن است که طی یک دهه پس از ساخت و آزمایش سلاحهای شکافتی، سلاحهای گرم هسته‌ای مبتنی بر همجوشی به آزمایش

درآمدند. کارایی سلاحهای اخیر هزار مرتبه بیشتر است. حتی با آنکه اثرات بحث شده را باید به صورت ریشه دوم یا ریشه سوم کارایی در نظر بگیریم، تخریب کاملی که ممکن است در یک مرکز پر جمعیت به شعاع ۱۰ مایل (مثلاً قسمت اعظم شهر بزرگ نیویورک یا لوس آنجلس) در اثر یک انفجار منفرد صورت گیرد، واقعاً ترس آور است. مبانی نظری، کارایی، و اثرات سلاحهای گرما هسته‌ای را در بخش ۵.۱۴ مورد بحث قرار خواهیم داد.

## مراجع مطالعات تکمیلی

یکی از کارهای پیشرفته و جالب روی نظریه شکافت هسته‌ای عبارت است از:

R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, *Nuclear Fission* (New York: Academic, 1973),

کتاب زیر اثری مشابه در این زمینه است

L. Wilets, *Theories of Nuclear Fission* (Oxford: Clarendon, 1964),

مطالعه اولین مقاله در مورد کاربرد مدل قطره مایع برای توضیح شکافت بسیار مفید و کاری اساسی است.

N. Bohr, and J. Wheeler, *Phys Rev*, 56, 426 (1939),

ضمناً جنبه‌های تاریخی مسئله شکافت را می‌توان در کتاب زیر خواند:

H. G. Graetzer, and D. L. Anderson, *The Discovery of Nuclear Fission: A Documentary History* (New York: Van Nostrand, 1971).

برای مرور کلی مسائل شکافت به مقالات زیر توجه کنید:

I. Halpern, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 9, 245 (1959),

J. S. Fraser and J. C. D. Milton, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 16, 379 (1966).

داده‌های تجربی درباره مطالعات شکافت، خصوصاً اطلاعات سطح مقطعها، در سلسله گزارشهای کنفرانس تحت عنوان فیزیک و شیمی شکافت جمع‌آوری و به صورت دوره‌ای توسط آژانس بین‌المللی انرژی اتمی (وین) منتشر شده است. دوره مشابهی از مجلدات مقالات کنفرانسهای بین‌المللی به منظور استفاده صلحجویانه از انرژی اتمی نیز توسط سازمان ملل متحد چاپ و منتشر شده است.

مروری در سطح عمومی از انرژی هسته‌ای و اثرات آن را می‌توان در کتاب زیر

خواند:

D. R. Inglis, *Nuclear Energy-Its Physics and Its Social Challenge* (Reading, MA: Addison-Wesley, 1973).

تعداد زیادی کتاب درسی و تک نگاشت درباره فیزیک رآکتور و طراحی آن نوشته

شده‌اند که بعضی را در زیر نام برده‌ایم:

I. R. Cameron, *Nuclear Fission Reactors*, (New York: Plenum, 1982),

J. R. Lamarsh, *Introduction to Nuclear Reactor Theory* (Reading, MA, Addison-Wesley, 1966),

J. J. Duderstadt and L. J. Hamilton, *Nuclear Reactor Analysis* (New York:

- Wiley, 1976),  
 L. Massimo, *Physics of High-Temperature Reactors*(Oxford: Pergamon, 1976).
- برای مروری بر رآکتورهای زاینده به مراجع زیر رجوع کنید  
 W. Hafele, D. Faude, E. A. Fischer, and H. J. Lane: *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 20, 393 (1970),  
 A. M. Perry and A. M. Weinberg, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 22, 317 (1972).  
 برای بررسی خلاصه مسائل مربوط به پسماندهای رادیواکتیو به مقالات زیر رجوع کنید  
 Bernard L. Cohen, *Rev. Mod. Phys.* 49, 1 (1977), *Am. J. Phys.* 54, 38 (1986),  
 مروری از این موضوع که توسط یک گروه تحقیق انجمن فیزیک آمریکا انجام شده است، در مقاله زیر به چاپ رسیده است  
*Rev. Mod. Phys.*, 50, S1 (1978),  
 بحثی از تابشهای ناشی از نیروگاههای زغال سوز را می توان در مقاله زیر خواند  
 J. P. McBride et al, *Science* 202, 1045 (1978).  
 بسیاری از جزئیات تکنیکی ایمنی رآکتور و حفاظت در برابر تابش در کتاب زیر مرور شده است  
*Nuclear Power and Its Environmental Effects*, by S. Glasstone and W. H. Jordan, Published by the American Nuclear Society in 1980,  
 انجمن معلمین فیزیک آمریکا شش مقاله در سمپوزیوم ۱۹۸۲ درباره قدرت هسته‌ای به چاپ رسانیده است  
*The Status of the Nuclear Enterprise*, edited by Morris, W. Firebaugh.  
 رآکتور اوکلو در کتاب کنفرانس زیر مرور شده است  
*The Oklo Phenomenon*, Published by the International Atomic Energy Agency (Vienna) in 1975,  
 مراجع دیگر در این مورد عبارت اند از  
 P. K. Kuroda, *The Origin of the Chemical Elements and the Oklo Phenomenon* (Berlin: Springer-Verlag, 1982),  
 M. Maurette, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 26, 319 (1976),  
 برای مقاله‌ای در سطح عمومی رجوع کنید به  
 G. A. Cowan, «A Natural Fission Reactor» July 1976, *Scientific American*.  
 امروزه بحث از بمبهای هسته‌ای بر اساس شکافت اساساً از نظر تاریخی جالب اند (مراجع مربوط به بمبهای همجوشی و همچنین اثرات سلاحهای هسته‌ای را در فصل بعد خواهیم دید). خلاصه کار زمان جنگ روی طرح مانهاتان را که اکنون غیر محرمانه شده است می توان در کتاب زیر مطالعه کرد  
 H. D. Smyth *Atomic Energy for Military Purposes* (Washington, DC.

U.S. Government Printing Office, 1946),

جزئیات بیشتر کار در لوس آلاموس را در کتاب زیر بخوانید

L. Lamont, *Day of Trinity* (New York. Atheneum, 1965),

کارمشا بهی که یک نظر مشخص تر را در مورد طراحی بمب بیان می کند، عبارت است از

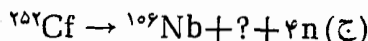
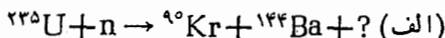
Jhon McPhee, *The Curve of Binding Energy* (New York: Farrar, Strauss and Giroux. 1974),

یک اثر جدید تاریخی در این زمینه، از دید انگلیسیها، کتاب زیر است

A. McKay, *The Making of the Atomic Age* (Oxford: Oxford University Press, 1984).

### مسائل

۰۱ انرژی آزاد شده (مقدار  $Q$ ) واکنشهای زیر را محاسبه کنید:



۰۲ در شکافت  ${}^{236}\text{U}$  به دو پاره  $A_1$  و  $A_2 = 236 - A_1$ ، انرژی دافعی کولنی دوباره را درست در لحظه ای که در تماس بایکدی بگردند، رسم کنید. تمام مقادیر  $A$  از ۱ تا ۲۳۵ را در نظر بگیرید و فرض کنید  $Z/A$  هر پاره بر آبر همین نسبت در  ${}^{236}\text{U}$  باشد.

۰۳  ${}^{252}\text{Cf}$  نیمه عمری معادل ۲۶۴ سال و شاخه شکافت خود به خودی به نسبت ۳۰۹٪ دارد. چه تعداد نوترونهای شکافت در هر ثانیه به ازای هر میلی گرم  ${}^{252}\text{Cf}$  تشکیل می شود؟ (شکل ۷.۱۳).

۰۴ ایزوتوپ  ${}^{254}\text{Cf}$  تقریباً منحصراً از طریق شکافت خود به خود واپاشیده می شود که نیمه عمر آن معادل ۵۵۰ روز است. انرژی آزاد شده در حدود  $225\text{MeV}$  به ازای هر شکافت است. (الف) کل قدرت شکافت ایجاد شده توسط ۱۰۰ میکروگرم  ${}^{254}\text{Cf}$  را محاسبه کنید. (ب) با فرض اینکه  $\text{Cf}$  شبیه یک فلز معمولی باشد، افزایش دمای نمونه  $\text{Cf}$  را در هر دقیقه که از گرمای شکافت حاصل می شود، به دست آورید.

۰۵ انرژی نوترون مورد نیاز برای ایجاد شکافت در  ${}^{208}\text{Pb}$  چقدر است؟ آیا احتمال دارد که چنین نوترونهایی از فرایند شکافت آزاد شوند و یک واکنش خود نگهدارنده وجود آورند؟

۰۶ با توجه به اینکه انرژی فعال سازی  ${}^{236}\text{U}$  مساوی  $62\text{MeV}$  است، کمینه انرژی ذره آلفایی که بتواند شکافت آن را به دنبال بمباران هدف  ${}^{232}\text{Th}$  تضمین کند چقدر است؟

۷. انرژیهای برانگیختگی و فعالسازی هسته‌های زیر را برای شکافت القایی نوترون گرمایی با هم مقایسه کنید (الف)  $^{239}\text{Pu}$ ، (ب)  $^{231}\text{Pa}$ ، (ج)  $^{237}\text{Np}$ ، (د)  $^{238}\text{Np}$ .

۸. کدامیک از هسته‌های زیر را انتظار دارید که سطح مقطع گرمایی بزرگی داشته باشند؟ (از بحث انرژی تزویج در بخش ۳۰۱۳ استفاده کنید.)

(الف)  $^{251}\text{Cf}$ ، (ب)  $^{253}\text{Es}$ ، (ج)  $^{255}\text{Fm}$ ، (د)  $^{250}\text{Bk}$ .

۹. با استفاده از شکل ۷.۱۳ کسری از شکافتهای القاشده بانوترون را در  $^{235}\text{U}$  که هیچ نوترون آبی تولید نمی‌کند، بر آورد کنید.

۱۰. تشکیل  $^{244}\text{Pu}$  در قلب یک رآکتور را که با اورانیم غنی شده به عنوان سوخت کلومی کند مورد بحث قرار دهید (اطلاعات سطح مقطعها و واپاشیها را می‌توان در جدول ایزوتوپها به دست آورد). این ایزوتوپ یکی از بقایای با عمر طولانی انفجارات ابرنواختر است که طی آن نیز این ایزوتوپ از طریق گیراندازی نوترون تشکیل شده است.

۱۱. سطح مقطع شکافت گرمایی  $^{239}\text{Pu}$  برابر  $742$  بارن است، درحالی که سطح مقطع آن برای فرایندهای جذبی دیگر (غیر شکافت) برابر  $267$  بارن است. هر شکافت، به طور متوسط، تعداد  $2.86$  نوترون تند تولید می‌کند. میانگین تعداد نوترونهای حاصل از شکافت  $^{239}\text{Pu}$  را به ازای مصرف هر نوترون گرمایی به دست آورید.

۱۲. در محاسبه گرمای ذخیره شده در قلب یک رآکتور توسط واپاشیهای رادیواکتیو محصولات شکافت، لازم است که از جزئیات طیف شناختی  $\beta$  و  $\gamma$  در هر فرایند واپاشی آگاهی داشته باشیم. یعنی با داشتن مقدار  $Q$  هر واپاشی، مجموع انرژیهای کل گسیل شده  $\beta$  و  $\gamma$  را در هر فرایند واپاشی بدانیم. آیا این معلومات برای محاسبه گرمای واپاشی کافی است؟ برای تأیید بحث خود چند مثال ذکر کنید.

۱۳. در یک رآکتور اورانیم با کند ساز آب، افزایش دمای قلب روی آهنگ شکافت چه تأثیری خواهد داشت؟ اثرات کیفی دما را مخصوصاً روی  $p$  و  $f$  در نظر بگیرید.

۱۴. مسمومیت ناشی از محصولات شکافت  $^{135}\text{I}$  و  $^{135}\text{Xe}$  را در نظر بگیرید. فرض کنید  $I$  مستقیماً در فرایند شکافت و با بهره  $\gamma_I = 6.4\%$  به ازای هر شکافت ایجاد می‌شود و از طریق واپاشی خود (تبدیل به  $^{135}\text{Xe}$ ) و نیز با گیراندازی نوترون (و تبدیل  $^{136}\text{I}$ ) از بین می‌رود. ضمناً فرض کنید  $\text{Xe}$  مستقیماً در شکافت ایجاد می‌شود ( $\gamma_{\text{Xe}} = 2.3\%$ ) و به طور غیر مستقیم هم در واپاشی  $^{135}\text{I}$  تولید می‌شود، و همچنین  $\text{Xe}$  از طریق واپاشی و نیز با گیراندازی نوترون از بین می‌رود. (الف) معادلات دیفرانسیل تغییر چگالی عددی  $I$  و  $\text{Xe}$  را ( $dn$ ) بر اثر این فرایندها بنویسید. این معادلات باید بر حسب سطح مقطع شکافت  $\sigma_f$ ، شار نوترون  $\phi$ ، چگالی عددی  $n_U$  از  $U$  شکافت پذیر، ثابتهای واپاشی  $\lambda_I$  و  $\lambda_{\text{Xe}}$ ، سطح مقطعهای گیراندازی  $\sigma_I(\gamma_b)$  و  $\sigma_{\text{Xe}}(2.7 \times 10^6 b)$ ، و بهره‌های  $\gamma_I$  و  $\gamma_{\text{Xe}}$  باشد. (ب) نشان دهید که

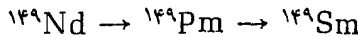
می توان سهم گیراندازی نوترون را در  $I$  صرف نظر کرد ولی نه در  $Xe$ . (ج) با توجه به شرایط اولیه  $n_1(0) = 0$ ،  $n_{Xe}(0) = 0$  و با فرض اینکه  $n_U$  و  $\phi$  ثابت اند، معادلات دیفرانسیل را حل کنید و  $n_I(t)$  و  $n_{Xe}(t)$  را به دست آورید. نشان دهید که مقادیر تعادلی در  $t$  بزرگ عبارت اند از

$$n_I = \gamma_I \sigma_f n_U \phi / \lambda_I$$

$$n_{Xe} = (\gamma_I + \gamma_{Xe}) \sigma_f n_U \phi / (\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe} \phi)$$

(د) پس از رسیدن به تعادل، رآکتور در  $t = t_0$  خاموش می شود. در این صورت  $n_I(t')$  و  $n_{Xe}(t')$  را بر حسب  $t' = t - t_0$  به دست آورید و رفتار آنها را از  $t = 0$  تا  $t \gg t_0$  رسم کنید. در شروع مجدد کار رآکتور، چه مسائلی ممکن است بروز کند؟

۱۵. نمونه دیگری از محصولات شکافت سمی (مسئله قبل) درزنجیره واپاشی مربوط به جرم ۱۴۹ تولید می شود.



سطح مقطعهای نوترون گرمایی عبارت اند از  $1400\text{b}$  برای  $^{149}\text{Pm}$  و  $42000\text{b}$  برای  $^{149}\text{Sm}$ . چگالی عددی هسته های Sm را بر حسب تسابعی از زمان، در رآکتوری که با سطح توان ثابت برای چند هفته کار می کند (و در آن  $\phi$  ثابت نگاه داشته می شود) و سپس خاموش می شود، محاسبه و ترسیم کنید. (داهنمایی: در این مقیاس زمانی Nd با سرعت کافی واپاشیده می شود، به طوری که می توانید فرض کنید Pm فقط مستقیماً در شکافت و با بهره  $\gamma_{\text{Pm}} = 1.13\%$  تشکیل می شود).

۱۶. (الف) با وجود يك مجموعه متشکل از  $n$  نوترون گرمایی در يك رآکتور اورانیم طبیعی، چه تعدادی از اتمهای  $^{235}\text{U}$  (از کل  $N$  اتم سوخت) به دنبال جذب این نوترونها محو می شوند؟ (ب) چه تعداد اتم  $^{239}\text{Pu}$  ظاهر می شوند؟ تولید  $^{239}\text{U}$  را هم بر اثر جذب نوترونهای گرمایی اولیه و هم بر اثر جذب نوترونهای تند ثانویه حاصل از شکافت در نظر بگیرید. ضمناً  $p$  را مساوی  $0.9$  و  $\epsilon$  را مساوی  $1.0$  اختیار کنید. (ج) نسبت بین تعداد به دست آمده در (ب) و (الف) را نسبت تبدیل می نامند و معرف این معنی است که رآکتور مبدل تا چه حدی به عنوان زاینده عمل می کند، یعنی تا چه حدی بیشتر از آنچه مصرف می کند سوخت جدید به وجود می آورد؟ نسبت تبدیل را بر آورد و تفسیر کنید. (د) این محاسبه را برای رآکتوری که با مخلوطی از  $1\%$  سوخت شکافت پذیر  $^{233}\text{U}$  ( $\sigma_f = 530\text{b}$ )،  $\sigma_a = 477\text{b}$ ،  $\nu = 2.49$ ) و  $99\%$  سوخت باارور  $^{232}\text{Th}$  ( $\sigma_f = 0$ )،  $\sigma_a = 74\text{b}$ ) کار می کند، تکرار کنید.

۱۷. فرض کنید که محاسبه وابستگی زمانی گرمای حاصل از واپاشی پرتوزای محصولات



شکافت، پس از خاموش شدن يك رآکتور، به شما واگذار شده است. فهرستی از اطلاعات مورد نیاز را تهیه کنید، و آنگاه توضیح دهید که این اطلاعات قابل اندازه‌گیری هستند یا باید آنها را بر آورد کرد؟ هر فرضی را که نیاز به آن دارید به دقت مشخص کنید. در بررسی این مسئله تا سرحد امکان واقع بین باشید، و به خاطر داشته باشید که امکانات زمانی و پولی شما برای انجام آزمایشها نامحدود نیست.

۱۸. ضریب بهره‌وری گرمایی  $\eta$  به نسبت کل گیراندازیها در سوخت به تعداد کل جذب در سوخت و هر چیز دیگری (کنده‌ساز، مصالح ساختمانی، و غیره) بستگی دارد. فرض کنید يك رآکتور همگن داریم که با گرافیت کندسازی می‌شود و وزن گرافیت آن ۲۵ برابر وزن اورانیوم است. اورانیوم تا ۲٪ با ایزوتوپ  $^{235}\text{U}$  غنی شده است. ضریب بهره‌وری گرمایی را محاسبه کنید. این محاسبه، برای يك آرایش ناهمگن (یا کلوخه‌ای) چه تفاوتی خواهد داشت؟

## همجوشی هسته‌ای

شکل ۱۶.۳ روش دیگری از استخراج انرژی را از هسته نشان می‌دهد، بدین معنی که به جای حرکت از هسته‌های خیلی سنگین مثل مورد شکافت، می‌توان با شروع از هسته‌های خیلی سبک از منحنی انرژی بستگی بالا رفت و به طرف هسته‌های پایدار نزدیک شد. یعنی اگر دو هسته سبک را ترکیب کنیم و هسته‌ای با جرم کمتر از  $A = 56$  تشکیل دهیم، در این عمل انرژی آزاد می‌شود. این فرایند همجوشی هسته‌ای نام دارد زیرا از همجوشی دو هسته سبک یک هسته سنگینتر ایجاد می‌شود.

فرایند همجوشی از نقطه نظر تولید انرژی دارای چند مزیت واضح نسبت به شکافت است: هسته‌های سبک فراوان و به آسانی قابل حصول‌اند، و محصولات نهایی همجوشی معمولاً هسته‌های سبک پایدارند و نه هسته‌های سنگین پرتوزا. با این حال، یک اشکال قابل توجه آن است که هسته‌های سبک قبل از اینکه بتوانند ترکیب شوند باید بر دافعه کولنی متقابل غلبه کنند. شکافتی که در اثر جذب نوترون‌ها حاصل می‌شود، سد کولنی ندارد و لذا از ذرات تابشی با انرژی خیلی کم می‌توان استفاده کرد. در حقیقت، سطح مقطع  $^{235}\text{U}$  با کاهش انرژی نوترون افزایش می‌یابد. از طرف دیگر، با کاهش انرژی، سطح مقطع واکنش‌های ناشی از ذرات باردار تمایل به کاهش دارد.

همجوشی دو هسته  $^2\text{Ne}$  را برای تشکیل  $^4\text{Ca}$  در نظر می‌گیریم. مقدار  $Q$  در حدود  $20.7\text{MeV}$  یا حدود  $5\text{MeV}$  به ازای هر نوکلئون است، که قابل مقایسه با انرژی آزاد شده در شکافت است. اما قبل از اینکه نیروهای هسته‌ای دو هسته  $^2\text{Ne}$  بتوانند برهم کنش انجام دهند، باید آنها را به قدر کافی به یکدیگر نزدیک کنیم تا توزیع هسته‌ای آنها شروع

به همپوشی کند. در نقطه‌ای که سطوح هسته‌ها در تماس با یکدیگر قرار می‌گیرند، دافعه کولانی مساوی  $21.2 \text{ MeV}$  است. اگر می‌توانستیم واکنش هسته‌ای را طوری انجام دهیم که در آن دو هسته  ${}^2\text{Ne}$  با انرژی جنبشی کل  $21.2 \text{ MeV}$  به یکدیگر نزدیک شوند، انرژی نهایی سیستم مساوی  $41.9 \text{ MeV}$  می‌شد که معرف انرژی جنبشی  $21.2 \text{ MeV}$  اولیه به علاوه  $20.7 \text{ MeV}$  انرژی آزاد شده طی واکنش (مقدار  $Q$ ) است. بنابراین بهره انرژی ضریب دو است، یعنی با صرف  $21 \text{ MeV}$  انرژی  $42 \text{ MeV}$  انرژی حاصل می‌شود.

شتاب دادن يك هسته  ${}^2\text{Ne}$  تا انرژی  $21.2 \text{ MeV}$  و برخورد دادن آن با يك هدف  ${}^2\text{Ne}$  محققاً مسئله مهمی نخواهد بود، ولی شتاب‌دهنده‌های یون سنگین ( ${}^2\text{Ne}$ ) در اصطلاح متخصصان شتاب‌دهنده يك «یون سنگین» است، در حالی که از نظر آنها «یون سبك» فقط شامل هسته‌های هیدروژن و هلیوم می‌شود) باریکه‌هایی در حدود نانو آمپر تا میکرو آمپر تولید می‌کنند. در جریان  $10^{-6} \text{ A}$ ، حتی اگر تمامی ذرات موجود در باریکه قادر به واکنش باشند (که انتظاری غیر محتمل است، زیرا مرتبه بزرگی پراکندگی چند مرتبه بیشتر از همجوشی است)، توان خروجی در حدود  $2 \text{ W}$  می‌شود که به سختی قادر است حتی چراغ آزمایشگاه شتاب‌دهنده را روشن کند!

روش دیگر انجام این کار آن است که يك محفظه گاز نئون را گرم کنیم تا انرژی گرمایی آن به قدری زیاد شود که احتمال نزدیکی دو هسته به یکدیگر و برخوردشان با انرژی  $21.2 \text{ MeV}$  قابل ملاحظه شود. به خاطر استفاده از انرژی گرمایی برای غلبه بر سه کولنی که مانع همجوشی است، این فرایند را همجوشی گرما هسته‌ای می‌نامند. چون میسائنگین انرژی جنبشی هر مولکول گاز  $(3/2kT)$  مساوی نصف  $21.2 \text{ MeV}$  است، باید داشته باشیم  $kT = 7 \text{ MeV}$ . در دمای معمولی  $kT = 0.025 \text{ eV}$  است، لذا دمای لازم برای این فرایند به حدود  $3 \times 10^8$  برابر دمای معمولی یا تقریباً  $10^{11} \text{ K}$  بالغ خواهد شد.

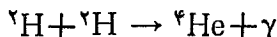
علی‌رغم موانع متعدد، امروزه تحقیقات فشرده و همه‌جانبه‌ای برای دسترسی به انرژی همجوشی در جریان است و در صدد هستند که تکنیکهای کاملی برای گرم کردن هسته‌های همجوشی پذیر و نیز افزایش چگالی آنها به وجود آورند تا تعداد واکنشها به قدر کافی زیاد و انرژی خروجی با انرژی حاصل از رآکتور شکافت ( $10^9 \text{ W}$ ) قابل مقایسه شود. البته، منشأ انرژی خورشید و ستاره‌های دیگر نیز همین فرایند همجوشی است، و در نتیجه این فرایند را باید عامل اصلی تحول و تکامل حیات در کره زمین تلقی کرد. فهم همجوشی، برای درک محصولات انتهایی واکنشهای ستاره‌ای خیلی مهم است. هنگامی که قسمت اعظم سوخت گرما هسته‌ای به مصرف می‌رسد، ستاره ممکن است از مرحله نواختر یا ابر نواختر بگذرد و در نهایت به صورت مقدار قابل توجهی خاکستر کیهانی یا به صورت ستاره نوترونی یا حفره سیاه درآید. ترس آورترین محصول فرایند همجوشی سلاحهای گرما هسته‌ای است که باید آن را بلای بزرگ تمدن امروزی و تهدید مستمر موجودیت بشر دانست.

در این فصل، مبانی فیزیکی فرایندهای همجوشی و کاربردهای مستقیم آن را در همجوشی خورشیدی، رآکتورهای همجوشی کنترل شده، و سلاحهای گرما هسته‌ای مورد بحث قرار

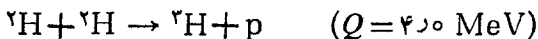
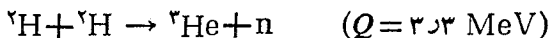
می‌دهیم. در فصل ۱۹، دیگر کاربردهای آن را در اخترفیزیک هسته‌ای در نظر خواهیم گرفت.

### ۱.۱۴ فرایندهای بنیادی همجوشی

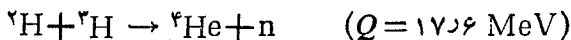
همان‌طور که در مقدمهٔ این فصل متذکر شدیم، به‌خاطر محدودیتهای مهم ناشی از سد کولنی، همجوشی هرگز نمی‌تواند (مانند فرایند شکافت) به‌صورت یک فرایند «طبیعی» روی کره زمین اتفاق بیفتد. باغلبه کردن بر سد کولنی، همجوشی خیالی محتمل می‌شود زیرا دو هستهٔ روی هم افتاده به‌سرعت به‌یک حالت کمیتهٔ انرژی می‌رسند. لذا درک و توضیح فرایندهای بنیادی همجوشی به‌طور قابل توجهی آسانتر از فرایندهای شکافت است. بنیادیترین واکنش همجوشی یعنی  $p + p \rightarrow {}^2\text{He}$  به‌خاطر ناپایدار بودن  ${}^2\text{He}$  امکان‌پذیر نیست (ولسی یک فرایند دیگر که قابل مقایسه با واپاشی بتا است و به تولید  ${}^2\text{H}$  منجر می‌شود، نخستین مرحلهٔ اصلی در همجوشی خورشیدی به‌شمار می‌رود؛ بخش ۳.۱۴). واکنش بنیادی دیگر عبارت است از



که حضور  $\gamma$  در آن برای برابری انرژی ضروری است زیرا  ${}^4\text{He}$  فاقد حالت‌های برانگیخته است. انرژی آزاد شده (مقدار  $Q$ ) مساوی است با  $3.8\text{MeV}$  که از انرژیهای جدایی نوترون و پروتون از  ${}^4\text{He}$  بیشتر است. بنابراین محتملترین واکنشها عبارت‌اند از



که واکنشهای دوتریم-دوتریم یا واکنشهای  $D-D$  نام دارند. البته هر چه محصول انتهایی پایدارتر تشکیل شود، انرژی آزاد شده در واکنش بیشتر خواهد بود. واکنشی که  ${}^4\text{He}$  را تشکیل می‌دهد، یابد به آزادسازی انرژی فوق‌العاده‌زیادی منجر شود



این واکنش به نام واکنش دوتریم-تریتم یا واکنش  $D-T$  معروف است. هرگاه انرژیهای جنبشی ذرات تابشی کم و قابل اغماض باشند، ذرات تولیدی  ${}^4\text{He}$  و  $n$  با رعایت قانون پایستگی تکانهٔ خطی مقدار انرژی  $17.6\text{MeV}$  را بین خود تقسیم می‌کنند، و یک نوترون تک انرژی با انرژی  $14.1\text{MeV}$  پدیدار می‌شود. غالباً از این واکنش به‌عنوان یک منبع نوترونهای تند استفاده می‌شود. به‌خاطر آزادسازی انرژی زیاد (و به‌خاطر اینکه سد کولنی

بلندتر از سد مربوط به واکنشهای D-D نیست)، واکنش D-T برای استفاده در رآکتورهای همجوشی کنترل شده انتخاب شده است. یک اشکال آن است که بخش بزرگ انرژی به نوترون داده می‌شود، و در این شکل استخراج آن عملاً آسان نخواهد بود. در شکافت، مقدار کمی از انرژی آزاد شده به نوترونها داده می‌شود و انرژی جنبشی شکافت-پاره‌ها به آسانی قابل استخراج است.

همجوشی چهار پروتون که سرانجام به تولید  ${}^4\text{He}$  منجر می‌شود (در چند مرحله)، منشأ انرژی گرما هسته‌ای آزاد شده در ستاره‌های شبیه به خورشید است. وقتی که سوخت هیدروژن مصرف شده باشد، مرحله بعد همجوشی هلیوم است. ساده‌ترین واکنش یعنی  ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be}$  مشاهده نشده است زیرا  ${}^8\text{Be}$  تقریباً به همان سرعتی که تشکیل می‌شود مجدداً به دو  ${}^4\text{He}$  شکسته می‌شود ( $10^{-16}\text{s}$ ). در عوض، یک فرایند پیچیده‌تر صورت می‌گیرد



احتمال گردهم قرار گرفتن سه ذره در یک نقطه بسیار کوچک و قابل اغماض است. در عوض، این فرایند (در ستاره‌ها) ابتدا به صورت تراکم تعادلی کوچکی از  ${}^8\text{Be}$  شروع می‌شود و سپس گیر اندازی یک ذره آلفای سوم توسط  ${}^8\text{Be}$  به واکنش تشدید  ${}^{12}\text{C}$  می‌انجامد. در این شرایط سطح مقطع به اندازه کافی بزرگ می‌شود و احتمال گیر اندازی آلفا قبل از شکافت شدن  ${}^8\text{Be}$  قابل ملاحظه خواهد شد. بزرگتر بودن سد کوانتی واکنشهای هلیوم نسبت به واکنشهای هیدروژن بدان معنی است که سوختن هلیوم فقط در ستاره‌های داغتر (قدیمتر) روی می‌دهد. در دماهای هنوز هم بالاتر، واکنشهای دیگری صورت می‌گیرند که می‌توانند انرژی را از همجوشی  ${}^{12}\text{C}$  و محصولات سنگینتر (تا  ${}^{56}\text{Fe}$ ) ایجاد کنند. در بخش ۳.۱۴ فرایندهای هیدروژن-سوزرا در خورشید و نیز در فصل ۱۹ جنبه‌های دیگر واکنشهای هسته‌ای ستارگان را مورد بررسی قرار خواهیم داد.

## ۲.۱۴ مشخصات همجوشی

آزاد سازی انرژی. محاسبه آزاد سازی انرژی در همجوشی بسیار مستقیمتر از آن چیزی است که در مورد شکافت دیدیم. کافی است که به سادگی مقدار  $Q$  مربوط به هر واکنش را محاسبه کنیم. در اکثر موارد همجوشی، از واکنشهای همجوشی کنترل شده تا فرایندهای خورشیدی، انرژی ذرات برهم کنشی در گستره  $10\text{eV} - 1\text{keV}$  قرار دارد. بنا بر این در مقایسه با مقادیر  $Q$  که برابری چندین MeV است، انرژیهای جنبشی اولیه کوچک‌اند. در این صورت انرژی آزاد شده و انرژی نهایی کل ذرات حاصل با مقدار  $Q$  برای ذرات نهایی  $b$  و  $\gamma$  برابر است

$$\frac{1}{2} m_b v_b^2 + \frac{1}{2} m_\gamma v_\gamma^2 \approx Q \quad (1.14)$$

مجدداً با چشمپوشی از حرکات اولیه، تکانه‌های نهایی با هم مساوی و در جهات مخالف یکدیگرند

$$m_b v_b \simeq m_Y v_Y \quad (۲.۱۴)$$

و از این رو

$$\frac{1}{2} m_b v_b^2 \simeq \frac{Q}{1 + m_b/m_Y} \quad (۳.۱۴)$$

$$\frac{1}{2} m_Y v_Y^2 \simeq \frac{Q}{1 + m_Y/m_b} \quad (۴.۱۴)$$

که از آن می‌توان توزیع انرژی و واکنشهای بنیادی همجوشی مطرح شده در بخش قبلی را محاسبه کرد.

یکی از نتایج این تقسیم انرژی به این صورت است که ذره محصول سبکتر سهم بیشتری از انرژی را با خود می‌برد. از معادله (۲.۱۴)، نسبت انرژیهای جنبشی برابر است با

$$\frac{\frac{1}{2} m_b v_b^2}{\frac{1}{2} m_Y v_Y^2} = \frac{m_Y}{m_b} \quad (۵.۱۴)$$

بنابراین در واکنش D-T، نوترون حاصل ۸۵٪ انرژی را با خود خواهد برد. در واکنشهای D-D، سهم انرژی پروتون یا نوترون حاصل ۷۵٪ انرژی موجود است. سد کولنی. هرگاه  $R_a$  و  $R_X$  شعاعهای ذرات برهم‌کنش‌کننده باشند، سد کولنی برای هنگامی که ذرات درست در تماس سطحی‌اند عبارت است از

$$V_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_a Z_X}{R_a + R_X} \quad (۶.۱۴)$$

اثر سد کولنی بر واکنش همجوشی خیلی شبیه به اثر سد کولنی در واکنش آلفاهاست. حاصلضرب  $Z_a Z_X$  سرانجام در یک عبارت نمایی احتمال نفوذ از سد ظاهر می‌شود، و لذا سطح مقطع همجوشی خیلی نسبت به سد کولنی حساسیت خواهد داشت. بنا بر این احتمال تحقق همجوشی به سرعت با افزایش  $Z_a Z_X$  کاهش خواهد یافت، و ارتفاع سد ایزوتوپهای هیدروژن کمترین مقدار ممکن است. برای واکنش D-T داریم  $V_c = 0.4 \text{ MeV}$  ولی با آنکه ارتفاع سد پایین‌ترین مقدارش را دارد، هنوز هم از انرژی ذره تابشی که حدود ۱-۱۰ keV است بیشتر است. البته لزومی ندارد که انرژی ذرات در بالای سد قرار گیرد. درست همانند آنچه در واکنش آلفاها دیدیم، احتمال نفوذ درست است که نتیجه نهایی را تعیین می‌کند.

سطح مقطع. سطح مقطع همجوشی را می‌توان با استفاده از رابطه اساسی سطح مقطعهای واکنش هسته‌ای، معادله (۷۰.۱۱)، به دست آورد. برای ذراتی که در انرژیهای گرمایی برهم کنش می‌کنند، ممکن است که واکنش دور از ناحیه تشدید صورت گیرد و لذا وابستگی انرژی سطح مقطع عمدتاً از جمله ناشی می‌شود؛ عامل  $k^{-2}$  (که یک وابستگی  $v^{-2}$  را به دست می‌دهد) و یک احتمال واکنش جزئی که برای ذرات باردار شامل یک ضریب نفوذ در سد به شکل  $e^{-\gamma G}$ ، همانند مورد مریوت به‌و‌ا‌پاشی آلفا از در معادله (۱۵.۸)، است. بنا بر این داریم

$$\sigma \propto \frac{1}{v^2} e^{-\gamma G} \quad (7.14)$$

که در آن  $G$  اساساً از معادله (۱۷.۸) و پس از قراردادن انرژی مرکز جرم  $E$  ذرات برهم کنش کننده به جای مقدار  $Q$  به دست می‌آید. چون  $E \ll B$  است، معادله (۱۷.۸) را می‌توان با تقریب به صورت زیر نوشت

$$G \simeq \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\pi Z_a Z_x}{\hbar v} \quad (8.14)$$

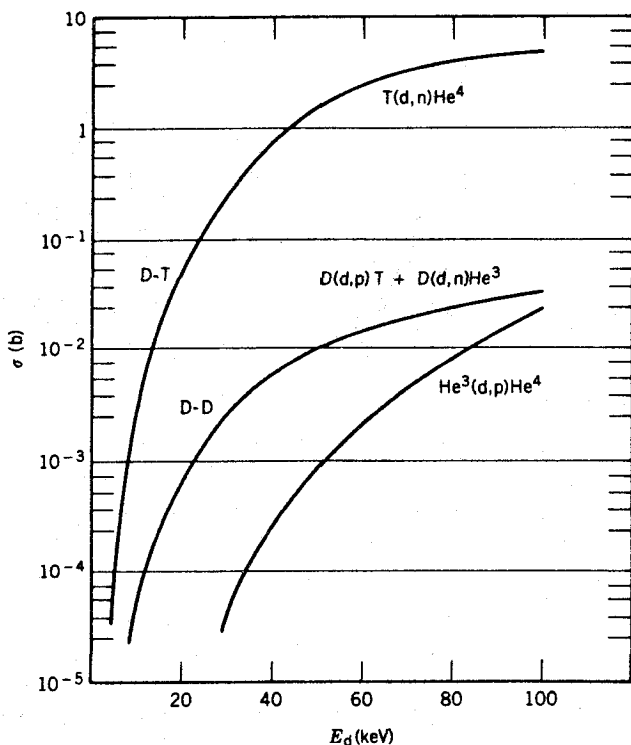
در این روابط،  $v$  معرف سرعت نسبی ذرات واکنشی است. ضریب تناسب مورد نیاز در معادله (۷.۱۴) شامل عناصر ماتریس هسته‌ای و ضرایب آماری است که به اسپین ذرات بستگی دارند، ولی وابستگی انرژی به‌طور کامل به وسیله ضرایب موجود در معادله (۷.۱۴) منظور شده است. شکل ۱۰.۱۴ منحنی نمایش رابطه حاصل را نشان می‌دهد.

**آهننگ واکنش.** همان‌طور که در بخشهای ۳.۰۶ و ۳.۱۲ بحث شد، آهننگ واکنش هسته‌ای به حاصلضرب  $\sigma v$  بستگی دارد. برای واکنشهای ناشی از نوترون در خارج ناحیه تشدید داریم  $\sigma \propto 1/v$  و لذا حاصلضرب  $\sigma v$  مقداری ثابت است. برای واکنشهای همجوشی چنین موردی وجود ندارد. بعلاوه در همجوشی گرما هسته‌ای، توزیع سرعت ذرات با توزیع سرعت ماکسول-بولتزمن داده می‌شود

$$n(v) \propto e^{-mv^2/2kT} \quad (9.14)$$

که در آن  $n(v)v^2 dv$  احتمال نسبی یافتن ذره‌ای با سرعت بین  $v$  و  $v+dv$  در مجموعه‌ای از ذرات در حال تعادل گرمایی در دمای  $T$  است. در چنین مجموعه‌ای از هسته‌ها که همجوشی گرما هسته‌ای در آن صورت می‌گیرد، مناسب است که میانگین  $\sigma v$  را در گستره تمام سرعتها یا انرژیها محاسبه کنیم

$$\langle \sigma v \rangle \propto \int_0^{\infty} \frac{1}{v} e^{-\gamma G} e^{-mv^2/2kT} v^2 dv \quad (10.14)$$



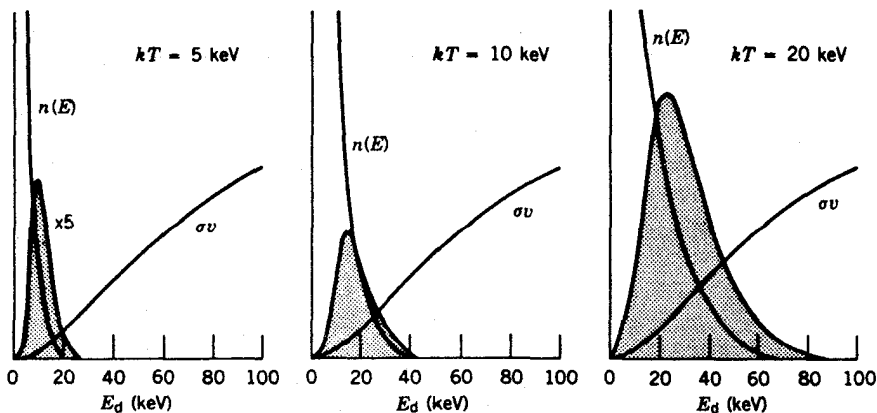
شکل ۱۰۱۴ سطح مقطع واکنشهای همجوشی.

یا

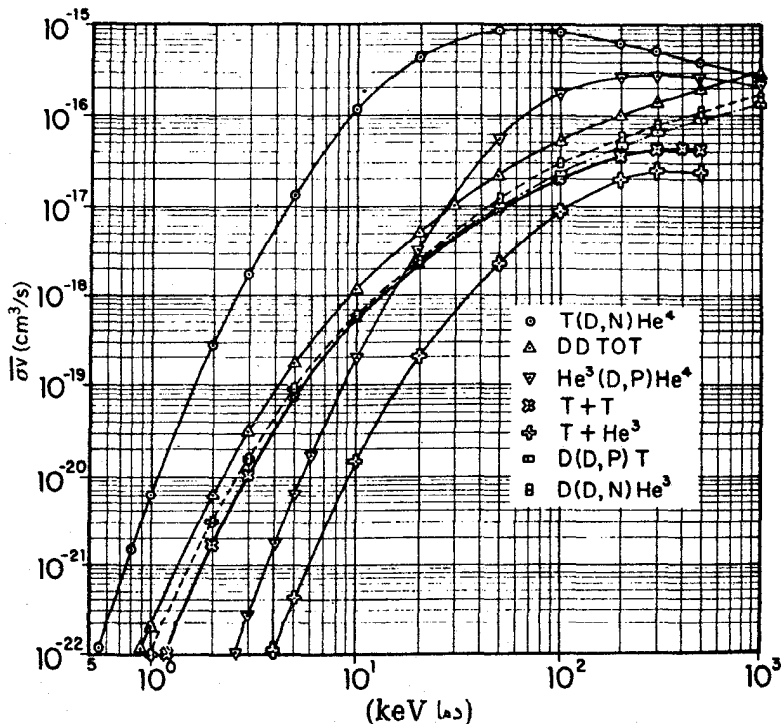
$$\langle \sigma v \rangle \propto \int_0^{\infty} e^{-\gamma C} e^{-E/kT} dE \quad (11.14)$$

شکل ۲۰۱۴ نمونه‌ای از ادغام حاصلضرب  $\sigma v$  را با تابع توزیع ماکسول-بولتزمن در دماهای مختلف نشان می‌دهد. در دمای پایین، همجوشی ضعیفی بین  $n(E)$  و  $\sigma v$  وجود دارد، و مقدار میانگین کوچک است. در دمای خیلی بالای  $T$ ، مساحت متناظر به توزیع ماکسول-بولتزمن کم می‌شود و مجدداً مقدار میانگین  $\sigma v$  کوچک است. در دماهای بینابین،  $\langle \sigma v \rangle$  به یک مقدار بیشینه افزایش می‌یابد. شکل ۳۰۱۴، مقدار  $\langle \sigma v \rangle$  را به صورت تابعی از دما برای چند واکنش همجوشی نشان می‌دهد. در دماهای خیلی بالا، ( $T \sim 10^8 \text{K}$ ) متناظر به انرژی‌های از مرتبه  $10 \text{ MeV}$ ) واکنش D-T ممکن است کمتر از واکنشهای دیگر قابل توجه باشد، ولی در ناحیه دمای که احتمالاً در یک رآکتور همجوشی گرما هسته‌ای قابل حصول است (ناحیه  $10 \text{ keV}$  یا  $10^8 \text{K} - 10^7 \text{K}$ )، واکنش D-T به وضوح مورد توجه است.





شکل ۲۰۱۴ ادغام حاصلضرب  $\sigma v$  با توزیع انرژی ماکسول-بولتزمن در دماهای متناظر با  $kT = 5, 10, 20 \text{ keV}$ . منحنی  $n(E)$  توزیع ماکسول-بولتزمن را نشان می‌دهد که متناسب با  $n(E) \propto \exp(-E/kT)$  است. منحنی  $n(E)$  در انرژیهای پایین به صفر نزول می‌کند که در شکل نشان داده نشده است. ناحیه هاشور خورده حاصلضرب را نشان می‌دهد. به افزایش سطح ناحیه هاشور خورده پراثر افزایش  $kT$  که همانند آنچه در شکل ۳۰۱۴ نشان داده شده است، متناظر با افزایش  $\langle \sigma v \rangle$  است توجه کنید. انرژی دوتریون،  $E_d$ ، با نصف انرژی کل واکنش مرکز جرم،  $E$ ، برابر است.



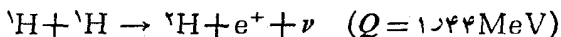
شکل ۳۰۱۴ مقادیر میانگین  $\sigma v$  در گستره توزیع انرژی ماکسول-بولتزمن برای واکنشهای مختلف همجوشی.

نظریه ساده‌ای که در این بخش برای برآورد  $\langle \sigma v \rangle$  به کار رفته است، فقط برای واکنش D-D مناسب است، برای واکنشهای شامل دو هسته متفاوت (مثلاً D-T) باید سرعت‌های ذرات مختلف را بهتر مورد نظر قرار دهیم. سطح مقطع و آهنگ واکنش باید شامل یک سرعت نسبی،  $\sigma(v_{rel})$ ،  $\langle \sigma(v_{rel})v_{rel} \rangle$  باشد، و میانگین‌گیری باید روی توزیع ماکسول-بولتزمن مربوط به هر دو نوع ذره انجام شود. با آنکه جزئیات خاص این عملیات ممکن است پیچیده‌تر باشند، نتایج کلی درباره آهنگ واکنش همجوشی همچنان معتبر باقی می‌ماند.

### ۳.۱۴ همجوشی خورشیدی

قبل از بحث اینکه چگونه به همجوشی گرما هسته‌ای روی کره زمین نائل می‌شویم، خورشید را در نظر می‌گیریم که می‌توان آن را پیش نمونه کاملاً موفقی از رآکتور گرما هسته‌ای خود نگهدار به حساب آورد. تا آنجا که با توجه به شواهد سنگواره‌ای کره زمین می‌توان گفت، تولید و بازده تابشی خورشید در یک مقیاس زمانی بیش از  $10^9$  سال تقریباً ثابت مانده است.

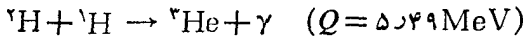
فرایند اصلی که در خورشید (و اکثر ستاره‌های دیگر) رخ می‌دهد، همجوشی هیدروژن و تبدیل آن به هلیوم است. هیدروژن فراوانترین ماده موجود در عالم است. بیش از ۹۰٪ اتم‌های جهان را هیدروژن تشکیل می‌دهد و کمتر از ۱٪ باقیمانده نیز اتم‌های هلیوم اند. (این مقدار هلیوم در خلال مراحل اولیه تحول عالم تشکیل شده بود و نه در نتیجه فرایندهای ستاره‌ای بعدی). تمام واکنش‌های مربوط به هر چرخه همجوشی را باید واکنش دو جسمی (دو ذره در حالت اولیه) تلقی کرد، زیرا برخورد هم‌زمان سه ذره واقعه‌ای غیر محتمل است. مرحله اول در فرایند همجوشی باید ترکیب دو پروتون باشد که تنها سیستم دینوکلئونی پایدار را خواهد ساخت



حضور  $\nu$  در حالت نهایی نشانه یک فرایند برهم کنش ضعیف است که باید طی تبدیل یک پروتون به یک نوترون صورت گرفته باشد (انرژی کافی برای ایجاد یک مزون و تحقق تبدیل  $p \rightarrow n + \pi^+$  در دسترس نیست). سطح مقطع محاسبه شده در انرژیهای کوچک برای تشکیل دو تریوم، سطح مقطع محاسبه شده در انرژیهای  $10^{-23} \text{ b}$  از مرتبه  $10^{-23} \text{ b}$  و در انرژیهای  $10^{-23} \text{ b}$  از مرتبه  $10^{-23} \text{ b}$  است. دمای مرکزی خورشید در حدود  $1.5 \times 10^6 \text{ K}$  است که متناظر با انرژی  $1 \text{ keV}$  برای متوسط انرژی پروتون است. اما برای محاسبه آهنگ واکنش لازم است که  $\langle \sigma v \rangle$  در گستره تمام انرژی‌ها را به دست آوریم، و این نکته را در نظر داشته باشیم که نفوذ آسان از سد کولنی برای ذرات با انرژی  $\text{MeV}$  در انتهای منحنی توزیع ماکسول-بولتزمن به طریقی باشد کم در این قسمت انتهایی جبران می‌شود. با این حال، آهنگ واکنش خیلی کم است و حتی در چگالی‌های بالا در قلب خورشید (با چگالی حدود  $145 \text{ g/cm}^3$  یا  $10^{25} \times 75$  پروتون در هر سانتی متر مکعب)، آهنگ واکنش تنها در

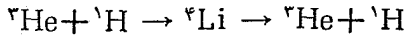
حدود  $10^{-18} \times 5$  در هر ثانیه و به ازای هر پروتون است. آنچه خورشید را در حال تابش نگاه می‌دارد، تعداد بسیار زیاد پروتون‌های واکنش‌کننده است که به حدود  $10^{56}$  می‌رسد، به طوری که آهنگ واکنش کل از مرتبه  $10^{38}$  در هر ثانیه است. این مرحله از چرخه همجوشی خورشیدی را غالباً «گردنهٔ بطری» می‌نامند؛ زیرا کندترین مرحله و دارای کمترین احتمال است.

به دنبال تشکیل دوترون، واکنش زیر با احتمال خیلی زیادی می‌تواند صورت گیرد

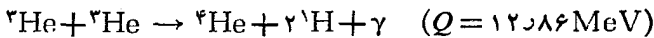


در این مرحله به خاطر تعداد کم دوترون‌ها، تحقق واکنش‌های D-D بسیار غیر محتمل است؛ زیرا تنها به ازای هر  $10^{18}$  پروتون یک دوترون تشکیل می‌شود و بنابراین در حدود  $10^{18}$  مرتبه احتمال بیشتری وجود دارد که یک دوترون با پروتونی واکنش انجام دهد تا بایک دوترون دیگر. لذا دوترون‌ها تقریباً با همان سرعتی که تشکیل می‌شوند به  ${}^3\text{He}$  «تبدیل می‌شوند».

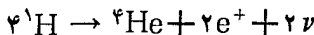
واکنش‌های  ${}^3\text{He}$  با پروتون‌ها امکان‌پذیر نیستند



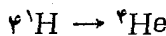
ایزوتوپ  ${}^4\text{Li}$  به صورت سیستم مقید وجود ندارد و به محض تشکیل فوراً شکسته می‌شود. ضمناً غیر محتمل است که  ${}^3\text{He}$  با  ${}^1\text{H}$  واکنش انجام دهد زیرا چگالی  ${}^1\text{H}$  خیلی پایین است و نیز  ${}^1\text{H}$  به سرعت به  ${}^3\text{He}$  تبدیل می‌شود. در این صورت سر نوشت  ${}^3\text{He}$  این است که مدتی سرگردان بماند تا اینکه  ${}^3\text{He}$  دیگری را بیابد



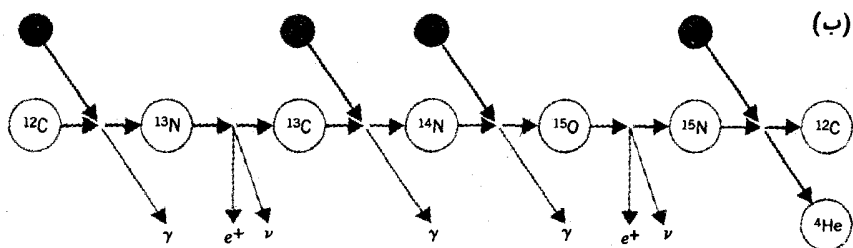
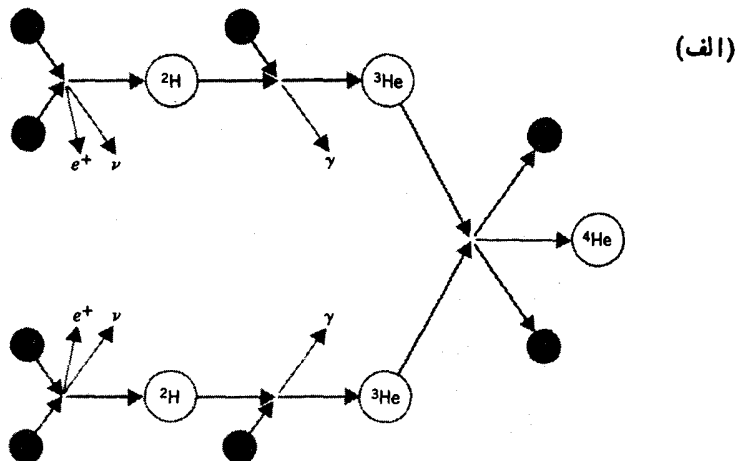
در شکل ۴.۱۴ فرایند کامل به طور طر حواره نشان داده شده است که آن را چرخهٔ پروتون-پروتون می‌گویند. واکنش خالص تبدیل چهار پروتون به یک هستهٔ هلیم است



برای به دست آوردن مقدار کل  $Q$ ، باید به خاطر داشته باشیم که واکنش‌های مورد بحث ما دربارهٔ ذرات هسته‌ای لخت بوده است. در اینجا تعداد چهار الکترون را به هر دو طرف این فرایند می‌افزاییم تا چهار اتم خنثای H در طرف چپ و یک اتم خنثای He را در طرف راست و با دو الکترون اضافی که سبب نابودی پوزیترون‌ها می‌شود به دست آید. بنابراین فرایند خالص به صورت زیر است

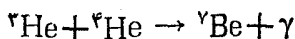


که مقدار  $Q$  آن برابر  $26.7 \text{ MeV}$  است. انرژی تبدیل شده به تابش خورشیدی به ازای هر

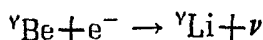


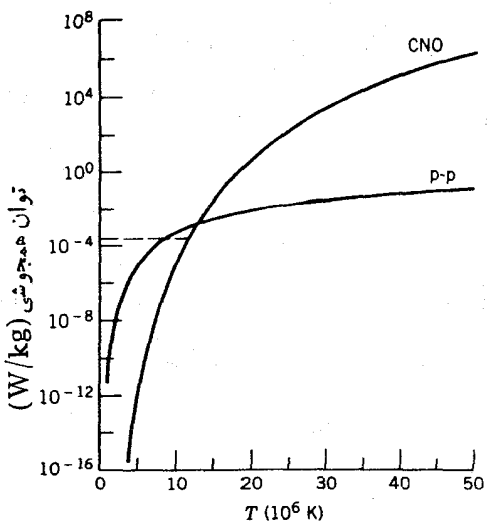
شکل ۴-۱۴ (الف) رشته فرایندهای زنجیره پروتون-پروتون در واکنشهای همجوشی. (ب) چرخه کربن (CNO) در واکنشهای همجوشی.

چرخه اندکی از این مقدار کمتر است، زیرا نوترینوها مستقیماً از قلب خورشید خارج می‌شوند بی آنکه در گرم کردن فوتوسفر خورشید هیچگونه سهمی داشته باشند. ناحیه اخیر خارجترین ناحیه خورشید است که در آن انرژی آزاد شده در واکنشهای هسته‌ای به نور تبدیل می‌شود. سرنوشت دیگر هسته  ${}^3\text{He}$  این است که بایک ذره  $\alpha$  روبه‌رود

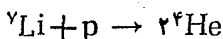


که بایکی از واکنشهای زیردنبال می‌شود

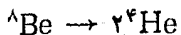
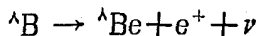
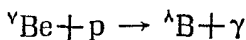




شکل ۵.۱۴ تولید توان به ازای یکی از سوخت در فرایندهای پروتون-پروتون و CNO. خط چین معرف توان خورشید است که به حدود  $10^4 \times 10^4 \text{ W/kg}$  می‌رسد.



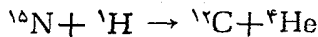
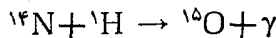
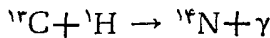
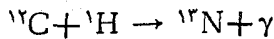
یا شاید بازنجیره زیر تعقیب شود



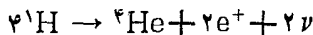
واکنش خالص و مقدار خالص  $Q$  برای این هر سه مسیر یکسان اند. اینکه کدامیک عملاً انتخاب شود به ترکیب ستاره و نیز به دمای آن بستگی دارد. در مورد خورشید، با مشاهده نوترینوها می‌توان این سه راه را مورد تحقیق قرارداد. در مورد اول، توزیع پیوسته‌ای از نوترینوها با بیشینه انرژی  $4.2 \text{ MeV}$  به دست می‌آوریم. در مورد دوم، گیراندازی الکترون در  ${}^7\text{Be}$  که پدیده‌ای دو جسمی است به تولید نوترینوی تک انرژی با انرژی  $862 \text{ MeV}$  منجر می‌شود، در حالی که واپاشی  ${}^8\text{B}$  به توزیع نوترینوی پیوسته‌ای با انرژی انتهایی  $14 \text{ MeV}$  خواهد انجامید. برای مشاهده این نوترینوها، دیویس آزمایش حساسی را طرح ریزی کرد که قبلاً در بخش ۶.۹ مورد بحث قرار گرفت. بعد از چندین سال آزمایش، دیویس تنها کسر کوچکی (در حدود یک سوم یا کمتر) از تعداد نوترینوهای مورد انتظار خورشید را مشاهده کرد.

مشاهده نوترینو در عمل می‌تواند پنجره‌ای را به اعماق خورشید بگشاید، زیرا نور مرئی

که از خورشید به ما می رسد مشخصه سطح آن است و معرف پرتوهای گامای حاصل از واکنشهای قلب خورشید است که طی گذار به سطح آن چندین هزار بار پراکنده شده اند. همچنین شاید میلیونها سال طول بکشد تا این تابش به سطح برسد. در این صورت، توری که امروزه مشاهده می کنیم، حاصل از فرایندهایی است که میلیونها سال قبل به وقوع پیوسته اند. از طرف دیگر، نوترینوها با سرعت نور مستقیماً از قلب خورشید به ما می رسند. بنابراین، تلاش در جهت درک این مطلب بسیار مهم است که چرا نتایج آزمایش دیویس با نظریه ناسازگاری دارد، و باید آزمایشهای دیگری را طرح ریزی کنیم که نسبت به قسمتهای دیگر طیف نوترونو حساس باشند. هر گاه علاوه بر هیدروژن و هلیوم عناصر سنگینتری در داخل یک ستاره موجود باشند، رشته متفاوتی از واکنشهای همجوشی ممکن است در آن به وقوع بپیوندد. یکی از این رشتههای ممکن چرخه کربن یا چرخه CNO است



در این حالت،  $^{12}\text{C}$  نه تولید می شود و نه از بین می رود، بلکه به صورت یک عامل فعل و انفعال وارد عمل می شود تا به فرایند همجوشی کمک کند. فرایند خالص عبارت است از



که دقیقاً همان چرخه پروتون-پروتون است، و مقدار  $Q$  آن نیز با مقدار قبلی برابر است. چرخه کربن می تواند سریعتر از چرخه پروتون-پروتون دنبال شود، زیرا شامل فرایندی نیست که قابل قیاس با گردنه بطری در همجوشی دوتریم باشد. اما برای واکنشهای پروتون با کربن و نیتروژن، سد کولنی ۶ تا ۷ مرتبه بلندتر از سد متناظر در واکنشهای پروتون-پروتون است. لذا در دماهای بالاتر، چرخه کربن غالب است، زیرا انرژی گرمایی اضافی لازم برای افزایش احتمال نفوذ از سد کولنی در دسترس است (شکل ۵.۱۴).

میانگین تابش خورشید در سطح زمین در حدود  $10^3 \text{ W/m}^2 \times 1.4$  است که (با فرض توزیع یکنواخت در فضا) بدان معنی است که توان کل خروجی خورشید در حدود  $4 \times 10^{26} \text{ W}$  می شود. هر واکنش همجوشی حدود  $25 \text{ MeV}$  انرژی تولید می کند و بنابراین در حدود  $10^{28}$  واکنش همجوشی در ثانیه در خورشید روی می دهد، و در نتیجه  $4 \times 10^{28}$  پروتون در ثانیه مصرف می شود. با این آهنگ، انتظار می رود که خورشید برای  $10^{10}$  سال دیگر به صرف سوخت هیدروژن ادامه دهد.

هنگامی که سوخت هیدروژن در یک ستاره تمام می‌شود، واکنشهای همجوشی هلیوم طی فرایند  ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^4\text{He}$ ، دردمای بالاتری که برای نفوذ در سد کولسنی لازم است، ممکن است در آن ادامه یابد. با تحقق واکنشهای دیگر که شامل همجوشی هسته‌های سبک و گیراندازی ذره آلفا هستند نیز ممکن است آزادسازی انرژی ادامه یابد. در این صورت، فرایند درحوالی  ${}^{56}\text{Fe}$  ختم خواهد شد، زیرا در این نواحی از ترکیب هسته‌ها هیچ بهره‌ای از انرژی عاید نمی‌شود. این قاعده نسبتاً ساده نه تنها کمک می‌کند که طرز کار گروه‌های متعدد ستاره‌های مشاهده شده را تا حدی توضیح دهیم، بلکه وسیله‌ای است که ما را قادر می‌سازد تا فرآوانی نسبی انواع اتمهای متفاوت را درک کنیم (اتمهای سبک با Z زوج که از طریق گیراندازی متوالی آلفا در  ${}^{12}\text{C}$  ساخته می‌شوند، خیلی فروانتر از اتمهای مجاورشان با Z فرد هستند؛ تقریباً فرآوانی هر چیزی که بالاتر از Fe باشد کمتر از هر چیز دیگری است که زیر Fe باشد). جزئیات بیشتر مربوط به اختر فیزیک هسته‌ای را که شامل تحول ستاره‌ها و ایجاد عناصر است، در فصل ۱۹ مورد بررسی قرار می‌دهیم.

#### ۴.۱۴ رآکتورهای همجوشی کنترل شده

اساس کنترل واکنشهای همجوشی و استخراج انرژی از آن عبارت است از گرم کردن یک سوخت گرم‌هسته‌ای تا ماهای حدود  $10^8\text{K}$  (میانگین انرژی جنبشی ذرات در حدود  $10\text{keV}$  است)، درحالی که به‌طور همزمان چگالی سوخت را در زمان به قدر کافی طولانی به قدر کافی بالا نگه می‌دارند تا آهنگ واکنشهای همجوشی به اندازه‌ای باشد که توان مورد نظر را تولید کند. در این دماها، اتمها باید یونیده شوند (برای هیدروژن تنها  $13.6\text{eV}$  انرژی برای کنندن الکترون و لغت کردن اتم کافی است) و لذا سوخت به صورت مخلوط داغی از ابر یونهای مثبت و الکترونهای منفی و از نظر الکتریکی کاملاً خنثی است. چنین وضعیتی را پلاسما می‌نامند که معادلات دینامیکی حاکم بر رفتار پلاسما از سطح این کتاب خارج است. خواص الکترواستاتیکی پلاسما، یک مقیاس طول به نام طول دبی در اختیار می‌گذارد

$$L_D = \left( \frac{\sqrt{\pi} \epsilon_0}{e^2} \frac{kT}{\sqrt{\pi} n} \right)^{1/2} \quad (12.14)$$

که در آن  $n$  میانگین چگالی یون یا الکترون است (البته در مقیاس میکروسکوپی، مقدار چگالی افت و خیز موضعی قابل ملاحظه‌ای خواهد داشت). با استفاده از چگالیهای اجسام جامد ( $10^{28}\text{m}^{-3}$ ) به عنوان یک معیار تقریبی، طول دبی برای پلاسماهای  $10\text{keV}$  در حدود  $10^{-8}\text{m}$  و تعداد ذرات موجود در حجمی از پلاسما به ابعاد یک طول دبی در حدود  $10^4$  است. برای پلاسماهای دقیق‌تری که چگالی آن در حدود  $10^{22}/\text{m}^3$  باشد، طول دبی برابر  $10^{-5}\text{m}$  و تعداد ذرات موجود در حجمی به ابعاد یک طول دبی برابر  $10^7$  است. در هر یک از این دو حالت حدی دو خاصیت اصلی وجود دارد: اندازه ابعاد فیزیکی پلاسما و واکنش کننده خیلی بزرگتر از طول دبی است، و تعداد ذرات موجود در هر حجم مشخصه خیلی زیاد است. با توجه به همین

دو خاصیت است که استفاده از معادلات پلازما برای توصیف سوخت داغ گرمای مجاز خواهد بود.

آشکار است که کار محصور سازی پلازما مسئله ای بسیار مهم است، زیرا سوخت داغ با دیواره های محفظه تبادل انرژی انجام می دهد و به طور همزمان سوخت را خنک و محفظه را ذوب می کند. در حال حاضر برای محبوس کردن سوخت گرمای مجاز در دست بررسی است: محصور سازی مغناطیسی و محصور سازی جرمی. در محصور سازی مغناطیسی، پلازما توسط یک میدان مغناطیسی دقیقاً طراحی شده محبوس می شود. در محصور سازی جرمی، یک قرص جامد ناگهان گرم می شود و به طور همزمان با باریکه های بسیار شدید فوتونی یا ذره ای از جهات متعدد تحت بمباران قرار می گیرد.

البته محصور سازی پلازما نمی تواند مطلق باشد. اتلاف انرژی پلازما از راه های متعددی صورت می گیرد. سازوکار عمده اتلاف انرژی، تولید تابش گرمی است که در آن پراکندگی کولنی دوزرشتا بی را به وجود می آورد که به نوبه خود منجر به گسیل تابش می شود. بزرگترین شتابها را سبکترین ذرات (الکترونها) تحمل می کنند ولی از آنجا که الکترونها و یونها تقریباً در تعادل گرمایی اند، یونها نیز در اتلاف انرژی الکترونها شرکت داده می شوند. در این صورت، یونها انرژی کمتر و در عبور از سد کولنی موفقیت کمتری دارند. توان تابش شده توسط الکترونی که شتاب  $a$  را تحمل می کند عبارت است از

$$P = \frac{e^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \quad (13.14)$$

هرگاه الکترون در فاصله  $r$  از یک یون به بار  $Z$  قرار گیرد، شتاب برابر است با

$$a = \frac{F}{m_e} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e r^2} \quad (14.14)$$

اگر  $\tau$  زمان مشخصه ای باشد که در خلال آن یون و الکترون برهم کنش انجام می دهند، در این صورت تعداد یونهایی که در فاصله  $r$  (شکل ۱۴.۶) با الکترون روبرو می شوند مساوی است با  $(2\pi r dr)(v_e \tau)(n)$  که در آن  $n$  چگالی یونهای مثبت است. پس داریم

$$dP = \frac{e^2 n}{6\pi\epsilon_0 c^3} \frac{Z^2 e^4 v_e \tau (2\pi r dr)}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e^2 r^4} \quad (15.14)$$

که در آن  $dP$  سهمی از توان تابشی الکترونیهای پراکنده شده در پارامترهای بر خورد بین  $r$  و  $r+dr$  در کل توان تابش شده است. زمان برهم کنش مشخصه  $\tau$  را می توان به صورت  $r/v_e$  بر آورد کرد که در این صورت خواهیم داشت

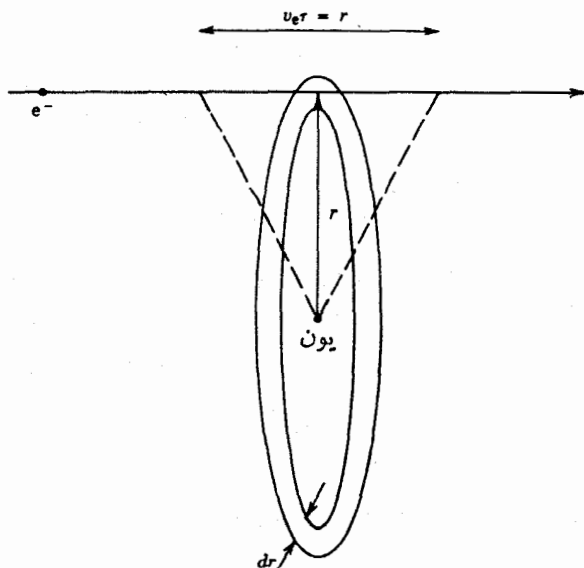
$$dP = \frac{4\pi e^6 Z^2 n}{3(4\pi\epsilon_0)^2 m_e^2 c^2} \frac{dr}{r^2} \quad (16.14)$$



با انتگرال گیری از  $r_{\min}$  تا  $r_{\max}$  توان کل تابش شده توسط يك الكترون منفرد به دست می آید، و از ضرب نتیجه در چگالی الکترونها،  $n_e$ ، توان تابشی به ازای یکای حجم پلاسما نتیجه می شود. در اینجا می توانیم حد بالای انتگرال گیری را به صورت  $r_{\max} \sim \infty$  و  $r_{\min}$  را برابر حداقل فاصله نزدیکی که برای الکترونها  $10 \text{ keV}$  مساوی  $144 Z \text{ fm}$  می شود، اختیار کنیم. هرگاه عدم قطعیت کوانتوم مکانیکی مکان الکترون را محاسبه کنیم، با توجه به  $\Delta x \sim p \simeq 100 \text{ keV}/c$ ، مقدار  $\Delta x$  در حدود  $2000 \text{ fm}$  خواهد بود. بنا بر این نمی توانیم  $r_{\min} = \hbar/m_e v_e$  را با دقت برابر  $144 Z \text{ fm}$  بگیریم، بلکه برآورد بهتر به صورت  $r_{\min} = \hbar/m_e v_e$  خواهد بود. با انجام عمل انتگرال گیری، توان تابش ترمزی به ازای یکای حجم به صورت زیر به دست می آید

$$P_{\text{br}} = \frac{4\pi n n_e Z^2 e^2 v_e}{3(4\pi\epsilon_0)^2 m_e c^3 \hbar} \quad (17.14)$$

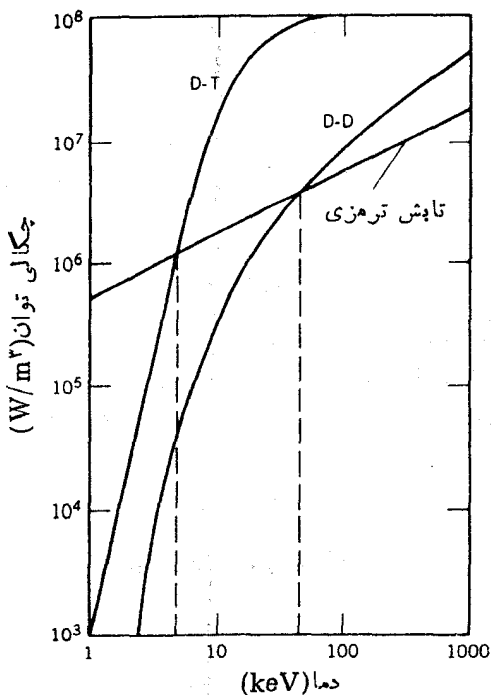
برای ادامه برآورد، به جای  $v_e$  سرعت متناظر به میانه نگین انرژی جنبشی توزیع ماکسول-بولتزمن،  $v_e \simeq \sqrt{3kT/m_e}$  را قرار می دهیم. با محاسبه تمام ضرایب عددی، برآورد نهایی عبارت است از



شکل ۶.۱۴ نمایش هندسی برآورد اتلافهای تابش ترمزی. زمان پرم کنتش  $\tau$  تقریباً برابر  $r/v_e$  و در آن قسمتی از مسیر است که نیروی کولنی بالاترین اثر را دارد. تمام الکترونهايي که از حلقه‌ای به شعاع  $r$  وضخامت  $dr$  عبور می کنند اتلافهای مشابهی خواهند داشت.

$$P_{br} = 0.5 \times 10^{-36} Z^2 n_e n_i (kT)^{1/2} W/m^3 \quad (18.14)$$

که در آن  $kT$  بر حسب keV است. آهنگ واکنش برای واکنشهای همجوشی برابر  $\langle \sigma v \rangle n_1 n_2$  است که در آن  $n_1$  و  $n_2$  چگالیهای دونوع یون همجوشی کننده اند. هرگاه فقط یک نوع یون موجود باشد، همانند همجوشی D-D، به جای حاصلضرب  $n_1 n_2$  باید  $n^2$  را جایگزین کرد که در آن ضریب ۱/۲ شمارش دوگانه واکنشها را تصحیح می کند. از مقایسه معادله (۱۸.۱۴) با آهنگهای همجوشی شکل ۷.۱۴، ملاحظه می کنیم که دمایی وجود دارد که به ازای آن، تولید انرژی حاصل از همجوشی از اتلاف تابش ترمزی، که برای واکنشهای D-T در حدود ۴ keV و برای واکنشهای D-D در حدود ۴۰ keV است، تجاوز می کند. این امر برتری انتخاب D-T را به عنوان سوخت نشان می دهد. ضمناً توجه کنید که اتلاف تابش ترمزی به صورت  $Z^2$  افزایش می یابد، پس در واکنشهایی که از سوختهایی غیر از هیدروژن استفاده می شود، اتلافهای تابش ترمزی بسیار بزرگتر، و (به دلیل سد کولنی) آهنگهای واکنش در ناحیه keV معمولاً کوچکتر است.



شکل ۷.۱۴ مقایسه اتلاف تابش ترمزی با توان خروجی واکنشهای D-D و D-T، با فرض اینکه چگالی یون برابر  $10^{21}/m^3$  است. خطوط قائم دماهایی را نشان می دهند که بالاتر از آنها توان همجوشی از اتلاف تابش ترمزی تجاوز می کند.

بنابراین رآکتور همجوشی را دردمایی به راه می‌انساندازیم که بهره‌ر توان حاصل از همجوشی از اتلاف تابشی ترمزی بیشتر باشد. اتلافهای تابشی دیگر، از جمله تابش سینکرو- ترونی ذرات باردار در گردش حول خطوط میدان مغناطیسی، نیز می‌توانند قابل اغماض باشند. هر گاه انرژی آزاد شده در واکنشهای همجوشی از اتلافهای تابشی و انرژی اولیه‌ای که صرف گرم کردن پلاسما تادمای کار شده است تجاوز کند، رآکتور همجوشی بهره‌انرژی خالصی خواهد داشت. اگر دردمای بالاتر از  $4\text{keV}$ ، حتی در  $10\text{keV}$ ، عمل کنیم بهره‌ همجوشی D-T بزرگتر از اتلاف تابش است و می‌توان از اتلاف انرژی به صورت تابش صرف نظر کرد. انرژی آزاد شده و واکنشهای همجوشی به ازای یکای حجم پلاسما عبارت است از

$$E_f = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle Q \tau \quad (19.14)$$

که در آن فرض کرده‌ایم چگالیهای D و T هر کدام مساوی  $n$  ( $1/2$ ) هستند (به طوری که  $n$  کل مساوی  $n_0$  است)،  $Q$  انرژی آزاد شده به ازای هر واکنش است ( $17.6\text{MeV}$ ) برای (D-T)،  $\tau$  طول مدتی است که پلاسما محبوس شده است و طی آن واکنشها انجام شده‌اند. توجه کنید که معادله (19.14) از ضرب عوامل زیر به دست آمده است: تعداد واکنشها در واحد زمان (آهنگ واکنش) به ازای واحد حجم در انرژی آزاد شده به ازای هر واکنش در زمانی که طی آن واکنشها صورت می‌گیرند.

انرژی گرمایی لازم به ازای واحد حجم پلاسما برای بالا بردن یونها و الکترونها به دمای  $T$  مساوی است با  $(3/2)nkT$  (برای یونها) و  $(3/2)n_0kT$  (برای الکترونها). اگر  $n = n_0$  باشد، انرژی گرمایی عبارت است

$$E_{th} = 3nkT \quad (20.14)$$

اینک مراحل کار را مجدداً مرور می‌کنیم: مقدار انرژی معادل  $E_{th}$  برای گرم کردن پلاسما فراهم می‌سازیم، سپس اگر قادر به محبوس کردن پلاسما برای زمان  $\tau$  باشیم می‌توانیم انرژی همجوشی  $E_f$  را استخراج کنیم. رآکتور در صورتی بهره‌انرژی خالص نشان می‌دهد که داشته باشیم

$$E_f > E_{th}$$

$$\frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle Q \tau > \frac{3}{2} nkT \quad (21.14)$$

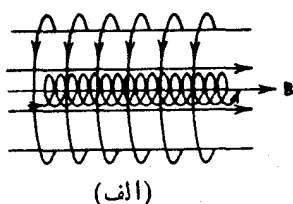
یا

$$n\tau > \frac{12kT}{\langle \sigma v \rangle Q} \quad (22.14)$$

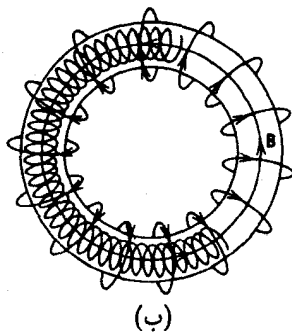
در مورد دمای کار  $10\text{keV}$  برای واکنش D-T، داریم  $\langle \sigma v \rangle \sim 10^{-22} \text{m}^3/\text{s}$ ، و بنا بر این  $n\tau > 10^{20} \text{s}/\text{m}^3$ . این مقدار برآورده کمیته حاصل ضرب چگالی یون در زمان محبوس سازی

لازم را نشان می‌دهد که معیار لاسون نامیده می‌شود و هدف نهایی طراحان راکتور همجوشی است. البته برای دماهای کار متفاوت و سوخت‌های مختلف، مقدار آن متفاوت خواهد بود. شکل ۷.۱۴ نشان می‌دهد که دمای متناظر به  $10 \text{ keV}$  یک دمای کار خیلی پایین است (اتلاف‌های تابش ترمزی آن خیلی بزرگ است). کار کردن در دمای متناظر به  $kT = 100 \text{ keV}$  نتیجه  $\langle \sigma v \rangle \approx 0.5 \times 10^{-22}$  و لذا  $n\tau > 10^{22} \text{ s/m}^3$  را به دست می‌دهد. بنابراین برای بهره‌برداری از راکتور D-D، لازم است که چگالی یونی یا زمان محصور سازی و یا ترکیب آن دورا به چند صد برابر افزایش دهیم.

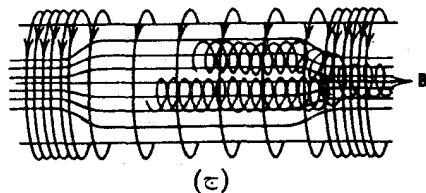
اینک انواع راکتورهای همجوشی را مطالعه می‌کنیم تا ببینیم چه اندازه به معیار لاسون نزدیک می‌شوند. ساده‌ترین روش محصور سازی مغناطیسی استفاده از یک میدان مغناطیسی یکنواخت است، که در آن همانند شکل ۸.۱۴ ذرات باردار حول راستای میدان حرکت مارپیچی خواهند داشت. این امر برای محصور کردن ذره و محدود کردن آن در دو جهت کافی است. برای جلوگیری از اتلاف ذرات در طول محور، دوره حل وجود دارد: یامی توانیم چنبره بسازیم و حرکت مارپیچی را حول آن نگه‌داریم، یامی توانیم چگالی خطوط میدان مغناطیسی را در نواحی خاصی زیاد کنیم و در نتیجه ذرات را به طرف عقب و به داخل ناحیه میدان



(الف)



(ب)



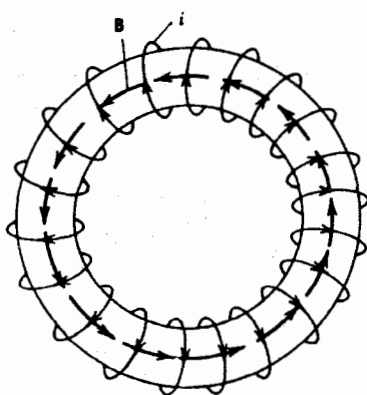
(ج)

شکل ۸.۱۴ (الف) محصور سازی به کمک میدان مغناطیسی محوری یکنواخت. میدان  $B$  توسط پیچ‌های حامل جریان قوی برقرار می‌شود. ذرات حول  $B$  حرکت مارپیچی انجام می‌دهند. (ب) در یک وضعیت هندسی چنبره‌ای، ذرات خطوط مغناطیسی را با حرکت مارپیچی دنبال می‌کنند، اما یک سوق تدریجی به طرف دیواره خارجی وجود دارد. (ج) در یک آینه مغناطیسی هم‌ذرات خطوط میدان مغناطیسی را دنبال می‌کنند، اما از ناحیه میدان مغناطیسی قوی بازتابیده می‌شوند.

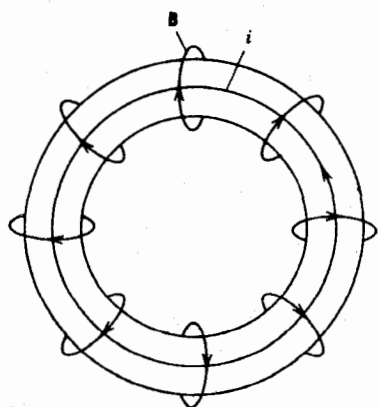
ضعیفتر بازتاب دهیم، که چنین آرایشی را آینه‌مغناطیسی می‌نامند. در هر سیم بیچ چنبره‌ای واقعی، شدت میدان در شعاعهای بزرگتر ضعیفتر است و لذا وقتی ذره در حرکت مارپیچی به ناحیه‌ای که میدان مغناطیسی ضعیفتر دارد می‌رسد، شعاع مارپیچ بزرگتر و ذره به دیواره خارجی نزدیکتر می‌شود. برای کاهش دادن این اثر، یک مؤلفه میدان مغناطیسی در سطح چنبره به وجود می‌آورند که آن را میدان پولوئیدی می‌گویند. چنین میدانی را با استفاده از یک مجموعه پیچ‌های خارجی، همانند آنچه در شکل ۹.۱۴ نشان داده شده است، یا با عبور جریان در طول محور چنبره در داخل خود پلاسمای توان به وجود آورد. عبور جریان هم به منظور گرم کردن پلازما و هم برای محصور سازی ذرات به کار می‌رود. طرح اساسی این دستگاه توکامک نام دارد که از کنار هم قرار گرفتن حروف اول اسامی روسی اجزای دستگاه حاصل شده است.

در حال حاضر، توکامک یکی از دو وسیله امیدبخش موجود برای طراحی اساس یک

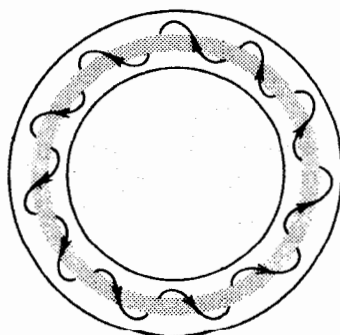
میدان چنبره‌ای



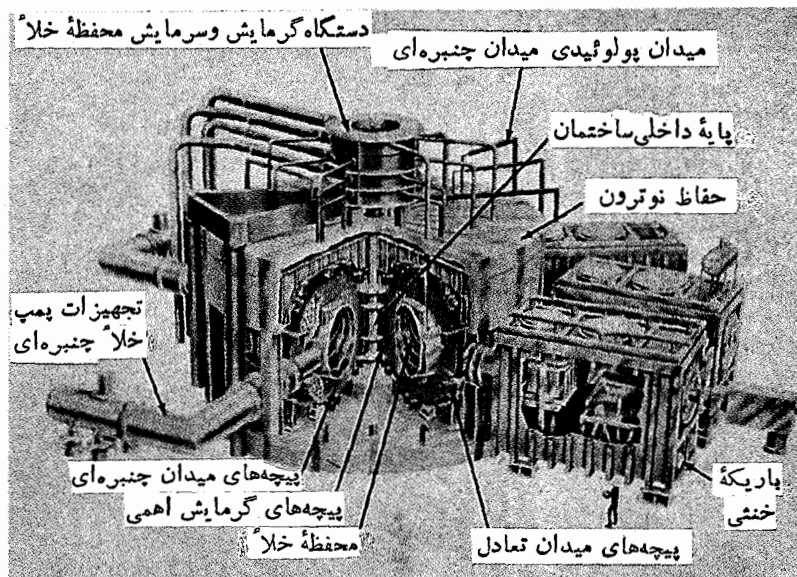
میدان پولوئیدی



توکامک



شکل ۹.۱۴ روش اساسی محصورسازی مغناطیسی در توکامک. میدان چنبره‌ای توسط پیچ‌ها به وجود می‌آید و میدان پولوئیدی به وسیله یک جریان محوری تولید می‌شود. در طراحی توکامک، این دو میدان باید یکدیگر ترکیب می‌شوند. (پیچ‌های حامل جریان در شکل نشان داده نشده‌اند). خطوط میدان حاصل، مارپیچی تشکیل می‌دهند که یونها در داخل آن روی مدارهای بسته حرکت می‌کنند

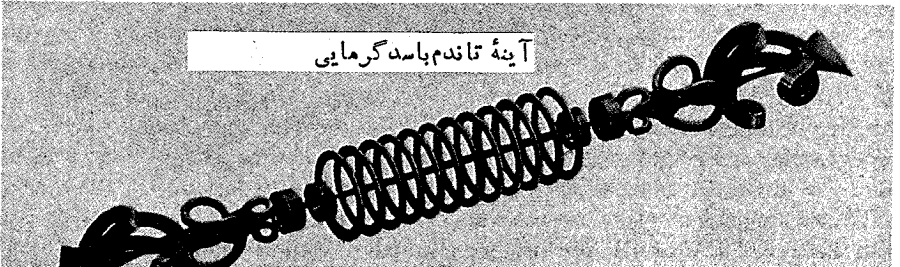


شکل ۱۰.۱۴ رآکتور آزمون همجوشی توکامک (TFTR). شعاع اتاقک خلا<sup>۱</sup> در حدود ۲m است. پیچ‌های گرمایش اهمی يك جريان پلاسمای  $10^6 \times 25$  تولید می‌کنند. گرمای ناشی از باریکه خنثی نیز که در حدود 10MW است در پلاσμα وارد می‌شود.

رآکتور قدرت همجوشی است. در ساخت دستگاه واقعی توکامک، نظیر آنچه در شکل ۱۰.۱۴ نشان داده شده است، میدان پولوئیدی توسط مجموعه‌ای از پیچ‌های خارجی فراهم نمی‌شود (این پیچ‌ها در دستگاه متفاوتی به کار می‌روند که استراتور نامیده می‌شود) بلکه توسط يك جريان القایی در خود پلاσμα که به وسیله سیم پیچی خارجی که اساساً به عنوان اولیه يك مبدل عمل می‌کند، تأمین می‌شود. گرمای اهمی حاصل از جريان (که در حدود چند MA است) نیز به گرم کردن پلاσμα کمک می‌کند. استفاده از مبدلها مستلزم آن است که توکامک به صورت تپشی عمل کند، که این امر منجر به محدودیت اساسی در کار دستگاه می‌شود. زمان دوام تپهای جريان در نسل امروزی توکامکها در حدود ۱۸ است.

برای افزایش دمای پلاσμα تا حدود  $100\text{keV} - 10$ ، مقداری گرمای اضافی باید فراهم شود. دوروش تحت بررسی عبارت‌اند از گرم کردن با استفاده از بسامد رادیویی (rf) و تزریق باریکه خنثی (NBI). امواج rf که به داخل پلاσμα تاییده می‌شوند باعث تحريك الکترونها و القای جريانهای چنبره‌ای می‌شوند که پلاسمارا گرم می‌کنند. در تکنیک NBI، باریکه‌ای از یونهای H یا D تا انرژیهای  $100\text{keV} - 10$  شتاب می‌گیرند و سپس خنثی می‌شوند. (مثلاً بر اثر واکنشهای تبادل بار طی عبور از يك اتاقک حاوی اتمهای خنثای H یا D). اتمهای خنثی می‌توانند بدون انحراف از میدانهای مغناطیسی توکامک بگذرند و وارد پلاσμα شوند. این ذرات در محیط پلاσμα از طریق پراکندگی کولنی یونها و الکترونها به سرعت

### مراحل تکمیلی محصورسازی آینه‌ای



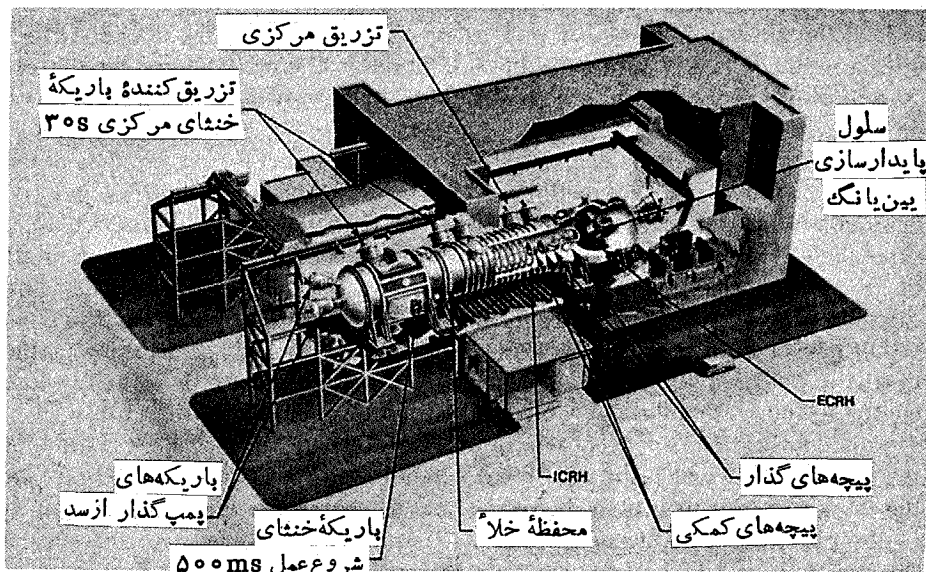
شکل ۱۱-۱۴ مفاهیم اساسی مورد استفاده در دستگاه‌های آینه خطی. قسمت پایین شکل ترکیب وسایلی را نشان می‌دهد که در طراحی دستگاهها نظیر آنچه در شکل ۱۴-۱۲ نشان داده شده است به کار می‌رود.

انرژی‌شان را از دست می‌دهند.

برای رساندن پلاسما به حالت گیرانش (اشتعال)، دستگاه‌های گرمکن کمکی به توان دهها MW مورد نیازند. پس از آن، ذرات آلفای  $3.5 \text{ MeV}$  ناشی از همجوشی D-T می‌توانند گرمای مورد نیاز را برای برقراری واکنشها فراهم سازند. ذرات باردار  $\alpha$  توسط میدانهای مغناطیسی در پلاسما مجبوس می‌شوند، و عاقبت از طریق برخورد های متوالی انرژی خود را در داخل پلاسما از دست می‌دهند.

معمولاً از ماشینهای آینه مغناطیسی به عنوان «چاه مغناطیسی» سه بعدی برای محصورسازی پلاسما استفاده می‌شود، زیرا اگر پلاسما بخواند به طرف دیواره‌های با میدان مغناطیسی ضعیف حرکت کند، دستگاه آینه خطی ساده در مجبوس کردن پلاسما مؤثر نخواهد بود. پیکربندی موسوم به «کمینه B» شامل یک پیچۀ منفرد شبیه به شیارهای روی توپ تنیس یا بیسبال است که در شکل ۱۱-۱۴ نشان داده شده است. ترکیبی از کاربرد آینه ساده و پیچهای کمینه B را برای به دام انداختن ذرات در تاندم (که آن را دستگاه آینه تاندم می‌نامند) در شکل ۱۱-۱۴ نمایش داده‌ایم.

طراحی از دستگاه آینه تاندم را در شکل ۱۴-۱۲ نشان داده‌ایم. پارامترهای واقعی کار این دستگاه هم نظیر پارامترهای توکامک هستند. همانند آنچه در طراحی توکامک اشاره شد، گرمایش کمکی از طریق امواج NBI و rf برای بالا بردن دمای پلاسما در این مورد هم از جمله



شکل ۱۴-۱۴ طرح دستگا. آزمون همجوشی مغناطیسی (MFTF-B). مقطع برش شکل، آینه‌های رسم شده در شکل ۱۱-۱۴ را نشان می‌دهد.

ضروریات است.

همجوشی با استفاده از محصورسازی جرمی روشی کاملا متفاوت دارد. يك قرص كوچك محتوی دوتریم و تریتیم ناگهان تحت بمباران تشبهای لیزر پر شدت قرار می‌گیرد که باعث گرم شدن قرص و تراکم سازی آن تا چگالی بالا می‌شود. هدف این تکنیک رسیدن به چگالیها و دماهای به قدر کافی بالاست به طوری که قبل از انبساط و انفجار قرص، فرایند همجوشی قابل تحقق باشد. در طراحی يك نیروگاه مبتنی بر این فرایند، انتظار می‌رود که تعداد زیادی (۱۰۰-۱۰) قرص در هر ثانیه مصرف شوند و چرخه متشکل از مراحل تزریق سوخت، تراکم، اشتعال و تولید قدرت در اساس به طریق مشابه چرخه موتوره‌های احتراق داخلی قابل استفاده باشد.

برای برآورد کلی نیازمندیهای يك چنین نیروگاهی یادآوری می‌شود که زمان لازم برای اینکه قرص مترآکم شده به حالت انفجار درآید از سرعت انتشار امواج مکانیکی در محیط تعیین می‌شود که در همان حدود میانگین سرعت گرمایی ذرات موجود در محیط است (برای يك جسم جامد معمولی در دمای معمولی، میانگین سرعتهای گرمایی از مرتبه  $10^3 \text{ m/s}$  است و سرعت امواج مکانیکی نظیر صوت هم در همان حدود است). در  $kT \sim 10 \text{ keV}$ ، میانگین سرعت گرمایی در حدود  $10^6 \text{ m/s}$  است. هرگاه يك قرص را تا قطری در حدود  $1-11 \text{ mm}$  مترآکم سازیم، انتظار می‌رود که طی زمانی در حدود  $10^{-10} - 10^{-9}$  منفجر شود. با استفاده از معیار لاسون برای مخلوط D-T، هرگاه زمان محبوس سازی به کوتاهی



حدود  $10^{-9}$ – $10^{-10}$  s باشد، به چگالی حداقل  $10^{29}$ – $10^{30}$  / $m^3$  نیاز داریم که بزرگی آن دومرتبه بیشتر از چگالیهای هیدروژن جامد یا مایع معمولی است. برای گرم کردن يك گلولهٔ كروی به قطر ۱ mm تا میانگین انرژی گرمایی ۱۰ keV به ازای هر ذره، انرژی گرمایی کلی که باید فراهم شود در حدود مقدار زیر است

$$E_{th} \sim \frac{4}{3} \pi (0.5 \text{ mm})^3 \times 10^{29} \text{ m}^{-3} \times 10^4 \text{ eV} \approx 10^5 \text{ J}$$

یعنی انرژی مورد نیاز در زمانی در حدود  $10^{-9}$  s در حدود ۱۰۵ ژول است که معادل توان خالص  $10^{14}$  W خواهد بود؛ مطمئناً این برآورد از توانی که باید فراهم شود خیلی پایین است، زیرا اکسر بزرگی از انرژی فراهم شده حتماً در ضمن «جوشیدن» ذرات سطحی جذب خواهد شد، به طوری که احتمالاً در عمل، این برآورد انرژی کل مورد نیاز برای گرم کردن و متراکم ساختن قلب قرص را باید يك مرتبهٔ بزرگی دیگر افزایش دهیم. به علاوه، لیزرها از این نظر که برای تبدیل انرژی الکتریکی به تابش کارایی زیادی ندارند، معروف اند. شاید بازده ۱۰٪ بهترین چیزی است که می‌توان به آن امید داشت، ولی رقم ۱٪ واقع بینانه‌تر است. بنا بر این توان الکتریکی مورد نیاز برای لیزرها ممکن است به حدود  $10^{17}$  W برسد. خوشبختانه، این توان فقط برای مدت زمان کوتاهی مورد نیاز است، اما با وجود این،  $10^{17}$  W گیج‌کننده است. برای درك عظمت آن کافی است که مثلاً آن را با ظرفیت تولید الکتریکی کل ایالات متحدهٔ آمریکا که از مرتبهٔ  $10^{12}$  W است مقایسه کنیم!

برای راه‌اندازی يك رآکتور محبوس‌سازی جرمی با بهرهٔ انرژی خالص، واضح است که باید به‌طور قابل ملاحظه‌ای از معیار لاسون فراتر برویم. می‌توان امید داشت که به تراکمهایی که شاید ۱۰۰۰ برابر چگالی معمولی است دسترسی پیدا کنیم و در انرژیهای بالاتر از انرژی گرمایی ۱۰ keV به ازای هر ذره کار کنیم.

مراحل مختلف فرایندهای همجوشی با استفاده از لیزر ممکن است به صورت زیر باشد. يك قرص به داخل ماشین تزریق می‌شود و به‌طور همزمان از تمام جهت تحت بمباران تپشهای لیزر پر قدرت قرار می‌گیرد. لایهٔ خارجیتر قرص جامد بلافاصله تبخیر می‌شود و با تشکیل پلاسما به جذب تابش لیزر ادامه می‌دهد. خود پلاسما نامحبوس است و به سرعت «پراکنده» یا از جا کنده می‌شود، که (بر اساس قانون سوم نیوتون) يك موج ضربه‌ای تراکمی را به قلب باقیماندهٔ قرص خواهد راند. این موج ضربه‌ای تا جایی باعث متراکم ساختن و گرم کردن قلب قرص می‌شود که اشتعال گرما هسته‌ای می‌تواند در ناحیه‌ای در نزدیکی مرکز که بالاترین چگالی را دارد روی دهد. ذرات آلفای حاصل از همجوشی به سرعت انرژی خود را در برخورد های با یونهای موجود در سوخت چگال از دست می‌دهند. این امر باعث گرمایش بیشتر می‌شود و سوختن گرما هسته‌ای به طرف خارج سرایت می‌کند و بالاخره قرص را منفجر می‌سازد و واکنش به انتها می‌رسد.

شرایطی که بر اثر سر به سر شدن مقادیر انرژی بر دستگاههای لیزر تحمیل می‌شود

جدی است و مطمئناً فراتر از قابلیت لیزرهای فعلی است. خصوصاً، کارایی پایین لیزرها (یک تا ده درصد) برای تبدیل انرژی الکتریکی به تابش را باید خیلی جدی تلقی کرد. بنابراین، با استفاده از باریکه‌های ذرات باردار به جای لیزرها، روشهای دیگری برای همجوشی محبوس سازی جرمی مورد جستجو قرار گرفته‌اند. ذرات باید انرژی خود را در مسافتی که از همان مرتبه بزرگی شعاع قرص است از دست بدهند، بنابراین از حداکثر قابلیت گرمایش و موج ضرر به‌ای استفاده به‌عمل می‌آید. اگر چگالی قرص را در حدود صد مرتبه چگالی جسم جامد و قطر آن را بین ۱۰ تا ۱ mm در نظر بگیریم، برد ذرات باید در حدود  $10^2 \text{ g/cm}^3$  باشد. با توجه به شکل ۲۰۷ برای گذار پروتون‌ها در ماده چگال (مثلاً Pb) در نظر بگیرید، انرژی ذره باید در حدود  $5 \text{ MeV}$  باشد. با در نظر گرفتن برآورد قبلی [۱۵] به‌عنوان انرژی گرمایی مورد نیاز برای گرم کردن سوخت، تعداد پروتون لازم در هر تپش که به مدت  $10^{-9} \text{ s}$  دوام خواهد داشت، عبارت است از:

$$10^5 \text{ J} \times \frac{1}{1.96 \times 10^{-19} \text{ J/eV}} \times \frac{1 \text{ (پروتون)}}{5 \times 10^6 \text{ eV}} \approx 10^{12} \text{ (پروتون)}$$

یعنی به جریانی در حدود  $20 \times 10^6 \text{ A}$  نیاز داریم! اگر به‌جای پروتون‌ها از الکترون‌ها استفاده شود، شکلهای ۳۰۷ و ۴۰۷ انرژی آن را در حدود  $5 \text{ MeV}$  نشان می‌دهند، و در نتیجه برای کسب توان  $10^{14} \text{ W}$  به جریانی در حدود  $200 \times 10^6 \text{ A}$  نیاز خواهیم داشت. اگر از باریکه یونهای سنگین (مثلاً U) استفاده کنیم، می‌توانیم معادله (۶۰۷) را برای برآورد به‌کار ببریم که بنا بر آن برد  $10^2 \text{ g/cm}^3$  برای U معادل برد حدود  $3 \text{ g/cm}^3$  برای پروتون‌ها است. شکل ۲۰۷ بردهایی به بزرگی  $3 \text{ g/cm}^3$  را نشان نمی‌دهد، اما می‌توان منحنی مربوط به ماده سنگین را برون‌یابی کرد تا انرژی حدود  $35 \text{ MeV}$  را برای پروتون‌های با این برد به‌دست آورد. چون معادله (۶۰۷) بر اساس مقایسه بردهای ذرات مختلفی که سرعت‌های یکسانی دارند به‌دست آمده است، انرژی U در حدود  $8 \text{ GeV} = 35 \times 240$  خواهد بود. جریان مورد نیاز در حدود  $10^4 \text{ A}$  است. با آنکه انرژیهای برآورد شده برای باریکه الکترون‌ها، یونهای سبک (پروتون‌ها)، و یونهای سنگین (U) همگی کاملاً معقول و با شتاب‌دهنده‌های موجود قابل حصول‌اند، جریان مورد نیاز خیلی فراتر از حد شتاب‌دهنده‌های فعلی است، چرا که شدت جریانهای کنونی از حدود  $\text{mA}$  تجاوز نمی‌کند. بنا بر این تحقیقاتی در جریان است تا بتواند مسائل انتقال و کانونی کردن باریکه‌ها را حل کند و امید می‌رود که باریکه‌های ذرات باردار بتوانند جانشین قابل قبولی برای لیزرها باشند.

در حال حاضر (زمان نوشتن متن اصلی این کتاب) تحقیقات و فعالیتهای زیادی در سراسر جهان روی جنبه‌های مختلف همجوشی کنترل شده‌ای در جریان است که آنها را به اختصار شرح دادیم. تمامی این زمینه مطالعاتی به‌شدت در حال پیشرفت و دگرگونی است و کشفیات و دستاوردهای تازه به‌سرعت اعلام می‌شوند. به‌جای تلاش برای طراحی چشم‌انداز آینده که چندان مطمئن نیست، بهتر است به پیشرفت پایداری که تاکنون برای دسترسی به معیار لاسون و تأمین توان اشتعال مورد نیاز صورت گرفته است، نظری بیندازیم. در جدول

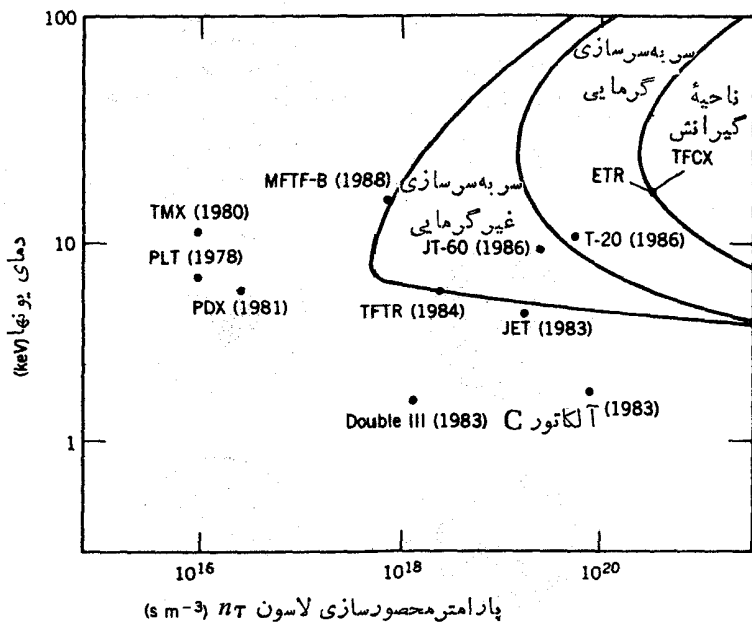
۱۰۱۴ پاره‌ای از دستگاہهای محصورسازی مغناطیسی را که ساخته شده و مورد آزمایش قرار گرفته‌اند، یا بعضی از آنها را که انتظار می‌رود در خلال چندسال آینده به کار بیفتند، نام برده‌ایم. شکل ۱۳۰۱۴ خلاصه‌ای از تلاشهای مداوم ده سال گذشته را که در جهت رسیدن به معیار لاسون انجام شده‌اند، نشان می‌دهد.

در مقایسه با این تلاشها، تحقیق در زمینه روشهای محصورسازی جرمی چندان پیشرفتی نداشته است، هر چند که شاید فیزیک آن بیشتر از حالت محصورسازی مغناطیسی درک

جدول ۱۰۱۴ دستگاہهای همجوشی مبتنی بر محصورسازی مغناطیسی

اندازه*	$B_{max}$	نام دستگاہ	محل نصب	نوع	سال	$n\tau$	$kT$
(m)	(T)					( $10^{20}$ s/m <sup>3</sup> )	(keV)
۱۳۳	۳۷۵	PLT	پرینستون (USA)	توکامک	۱۹۷۸	۰۷۴	۱۰
			(چنبره بزرگ پرینسون)				
۲۷۵	۵۷۲	TFTR	پرینستون (USA)	توکامک	۱۹۸۴	۰۷۱۵	۶
			(راکتور آزمون همجوشی توکامک)				
۲۷۸	۲۷۸	JET	انگلستان MIT (اروپا)	توکامک	۱۹۸۳	۰۷۵	۵
۵۶۴	۱۲	آلکاتور	(USA)	توکامک	۱۹۸۳	۰۷۸	۱۷۷
۳۷۵	۵۷۰	JT-۶۰	ژاپن	توکامک	۱۹۸۶	۰۷۲-۰۷۶	۵-۱۰
۲۷۲	۳۷۵	T-۲۰	USSR	توکامک	۱۹۸۶	۱۷۰	۷-۱۰
۵	۵۷۱	TMX	لیورمور (USA)	آینه تاندم	۱۹۸۵	۰۷۰۱	۱۰
۱۶	۱۷۰	MFTF-B	لیورمور (USA)	آینه تاندم	۱۹۸۸	۰۷۱	۱۵

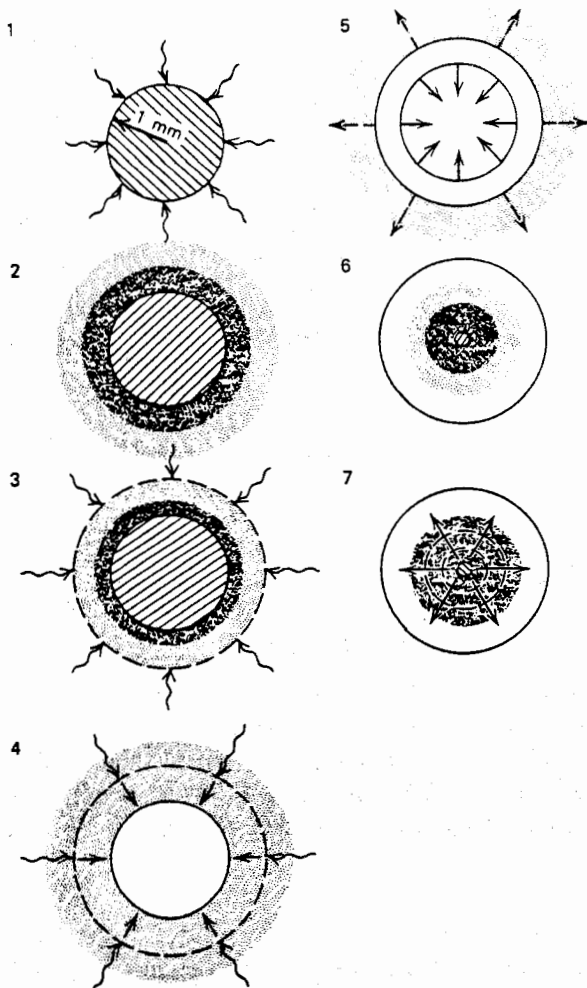
\* برای توکامکها، اندازه داخل شده شعاع اصلی چنبره را می‌دهد. برای آینه‌های خطی، اندازه معرف طول اتاقک مرکزی است.



شکل ۱۳.۱۴ دستگاه‌های تحقیقاتی مختلف همجوشی از طریق محصورسازی مغناطیسی و نزدیکی آنها به معیار لاسون. بعضی از اینها در جدول ۱۰.۱۴ ارائه شده‌اند. ناحیهٔ سر به سر شدن گرمایی از حد معیار لاسون فراتر می‌رود. گیرانش یا اشتعال نشان دهندهٔ ناحیه‌ای است که در آن گرمای ناشی از محصولات همجوشی باعث فکس و واکنش می‌شود. ETR (رآکتور آزمون مهندسی) و TFCX (آزمایش قلب همجوشی چنبره‌ای) طرح‌های در دست تحقیق را نشان می‌دهند.

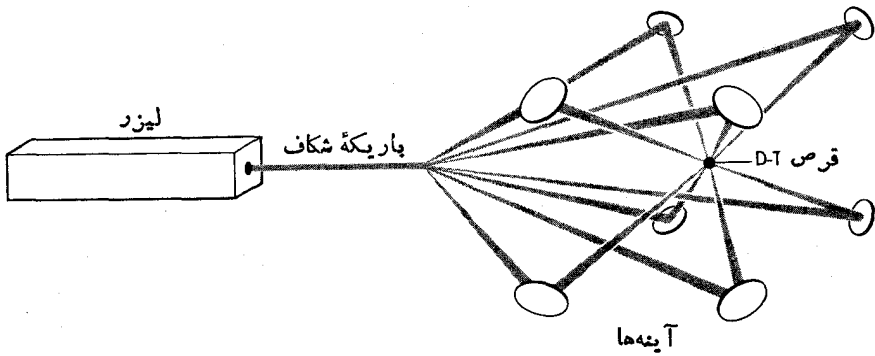
شده است. مشکل فنی اصلی، دسترسی به توان لیزر مورد نیاز بوده است. شکل ۱۴.۱۴ مراحل وقایعی را که در قرص روی می‌دهد نشان می‌دهد، و شکل ۱۵.۱۴ نمودار طرحواره‌ای را نشان می‌دهد که در آن چگونگی بمباران قرصی توسط تابش لیزری به نمایش درآمده است.

در آزمایشگاه لیورمور لارنس در کالیفرنیا، لیزر نوا (شکل ۱۶.۱۴) تعداد ده باریکه را برای برخورد به هدف تأمین می‌کند. این لیزر بر اساس استفاده از Nd کاری کند، و طول موج گذار اصلی آن برابر ۱۰۶۰ nm است که در ناحیهٔ فروسرخ قرار دارد. چون جذب نور لیزر با رفتن به طرف طول موجهای کوتاه‌تر افزایش می‌یابد، محیط لیزری شامل بلوری از فسفات دی‌هیدروژن پتاسیم (KDP) است که به عنوان یک محیط اپتیکی غیر خطی عمل می‌کند و هماهنگی‌های بالاتر (۲/λ، ۳/λ، ۴/λ، ...) نور فرودی را تولید می‌کند. تبدیل به هماهنگ اول در طول موج ۵۳۰ nm بازده خیلی بالایی دارد. انتظاری رود که

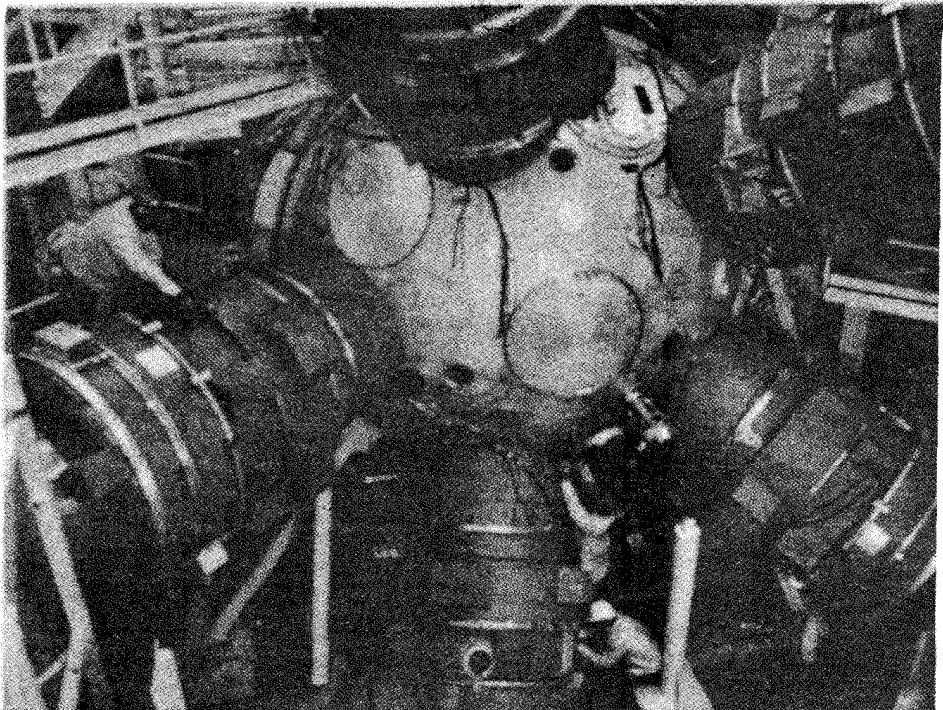


شکل ۱۴.۱۴ مراحل مختلف همجوشی با روش محصورسازی جرمی: (۱) پرتو دهی قرص سوخت توسط لیزر، (۲) تشکیل جو پلاسما، (۳) جذب باریکه لیزر اضافی درجو، (۴) ازجا کنده شدن و تولید موج ضربه‌ای تراکمی، (۵) فشردگی قلب سوخت در اثر موج ضربه‌ای، (۶) گیرانش و اشتعال قلب، (۷) سرایت فرایند به طرف خارج.

سیستم نوا با توان حدود  $100\text{TW}$  تپشهای نانو ثانیه‌ای با انرژی  $100\text{kJ}$  تولید کند. تحقیقات اساسی برارزشی با استفاده از سیستمهای لیزری Nd انجام شده و انجام خواهد شد. اما این دستگاهها برای همجوشی عملی مناسب نیست زیرا شیشه Nd باید برای



شکل ۱۵.۱۴ پرتودهی قرص D-T توسط پاریکه‌های متعدد لیزر.



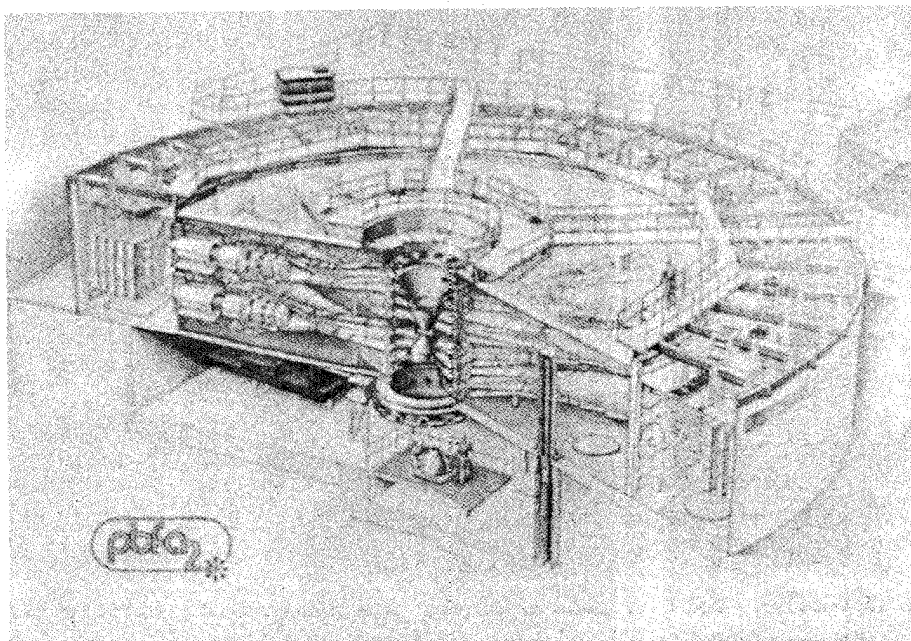
شکل ۱۶.۱۴. دستگاه محصورسازی جرمی برای فرایند همجوشی به نام نوا در آزمایشگاه لیورمورلارنس. عکس اتاقک هدف و تعداد ۵ لوله از ۱۰ لوله پاریکه لیزر دانشان می‌دهد.

حدود یکساعت پس از هر تپش لیزر خنک شود (لذا آهنگهای تکرار ۱۰-۱۰۰/s غیر ممکن‌اند) و بازده خود لیزرها هم خیلی کم است (حدود ۱۰٪). در حال حاضر

تحقیقات به‌منظور مطالعه و استفاده از لیزرهای گازی  $\text{CO}_2$  در جریان است تا آهنگهای تکرار بالاتر و بسازده بالاتر (۱۵٪) را ممکن سازند. یکی از نارساییها طول موج بلند ( $10.6\ \mu\text{m}$ ) نور تولید شده است، به طوری که جذب لایه سطحی پلاسمای قرصی که باعث ازجا کننده شدن می‌شود اندک است.

یک دستگاه آزمون باریکه ذرات در شکل ۱۷.۱۴ نشان داده شده است. تعداد ۳۶ شتابدهنده یون سبک منفرد (یا الکترون) در اطراف ناحیه تزریق قرص مستقر شده‌اند. آخرین مدل این دستگاه باریکه‌های یونی با توان  $100\ \text{TW}$  و به انرژی تقریبی  $4\ \text{MJ}$  را به صورت تپشهای  $35\ \text{ns}$  روی قرص خود می‌تاباند. زمان مورد نیاز برای باردار کردن دستگاههای ظرفیتی ذخیره عظیم انرژی ممکن است آهنگ تکرار این سیستم را محدود سازد.

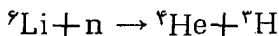
این مقدمه در مورد دستگاههای همجوشی کنترل شده به هیچ وجه کامل نیست، اما متضمن خلاصه‌ای واقع بینانه از آخرین وضعیت حاکم بر موضوع تا اواخر سال ۱۹۸۶ میلادی است. تحقیقات به طور همزمان در بسیاری از نقاط در جریان است، و در حالی که بسیاری از دستگاههای محصورسازی مغناطیسی و محصورسازی جرمی آخرین رقمشان (حتی با ضریب



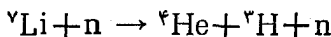
شکل ۱۷.۱۴ شتابدهنده باریکه ذرات برای فرایند همجوشی. تعداد ۳۶ پاریکه از یونهای لیتیم به صورت تپشهای  $10^{14}\ \text{W}$  با دوام  $20\ \text{ns}$  روی هدف D-T کانونی می‌شوند. از آنجا که پازده جذب انرژی پاریکه تقریباً ۱۰۰٪ است، این دستگاه ممکن است قادر به گیرانش و حصول اشتعال سوخت D-T باشد.

۲) از معیار لاسون فراتر رفته است، هنوز هم هیچ نامزد درجهٔ اولی به‌عنوان طرح اساسی رآکتور همجوشی کنترل شده وجود ندارد، علی‌رغم بسیاری از مسائل تکنولوژیکی، پیشرفت در دههٔ اخیر قابل توجه بوده است و این خوش بینی بیش از حدی نیست که طی یکی دو دههٔ آینده بتوانیم بر نقطهٔ سر به‌سر شدن غلبه کنیم.

یک طرح پیشنهادی برای رآکتور قدرت همجوشی در شکل ۱۸.۱۴ نشان داده شده است. واکنش D-T به تولید یک نوترون و یک ذرهٔ آلفا می‌انجامد که انرژی آن در داخل سوخت ذخیره و باعث گرم کردن مخلوط D-T می‌شود. نوترون حدود ۸۰٪ انرژی (۱۴.۱ MeV) را با خود حمل می‌کند و می‌تواند توسط پوشش لیتیم و از طریق واکنشهای زیر گیر اندازی شود



یا



ذرات پر انرژی  ${}^4\text{He}$  و  ${}^2\text{H}$  انرژی خود را در لیتیم به‌صورت گرما از دست می‌دهند. بدین ترتیب، لیتیم داغ که به‌صورت مایع است، یک مولد بخار را راه‌اندازی می‌کند و بخار حاصل برای چرخاندن یک توربین به‌کار می‌رود. تریتیم تولید شده را برای ساختن سوخت رآکتور استخراج می‌کنند.

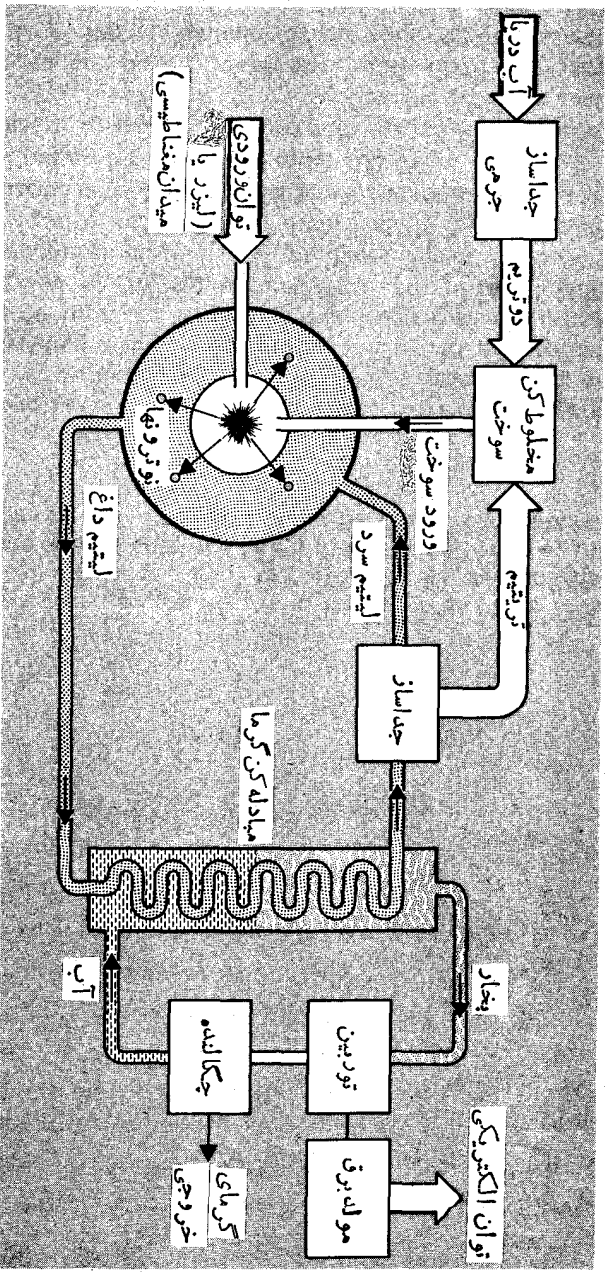
## ۵.۱۴ سلاحهای گرمایسته‌ای

پس از اولین آزمایش سلاحهای گرمایسته‌ای توسط ایالات متحده و شوروی در آغاز دههٔ ۱۹۵۰، به‌زودی سلاحهای شکافت در زرادخانه‌های استراتژیکی هر دو کشور جای خود را به سلاحهای گرمایسته‌ای داد که انرژی انفجاری شان ۲ تا ۳ مرتبهٔ بزرگی بیش از سلاحهای اولیهٔ شکافت بود. بمبهای به‌قدرت حدود کیلو تن که هیروشیما و ناگازاکی را نابود کردند به‌بمبهای مگاتنی تبدیل شده‌اند. یادآوری می‌شود که توانایی تخریبی مؤثر سلاحها بر حسب ریشهٔ دوم یا سوم انرژی انفجاری آنها افزایش می‌یابد.

اغلب جزئیات مربوط به ساخت سلاحهای گرمایسته‌ای محرمانه‌اند، اما مطالب شناخته شده در حدی هستند که می‌توانیم کلیاتی را در مورد طرز کار این سلاحها مطرح کنیم. به‌عنوان یک نقطهٔ شروع، تمام بحثهای قبلی در مورد دمای اشتعال سوخت قابل همجوشی معتبر باقی می‌ماند و تنها منبع سریع و قابل انتقالی که قادر به تأمین چنین دمای بی‌باشد همان انفجار هسته‌ای است. بنا بر این هر سلاح همجوشی شامل یک بمب شکافتی است که به‌عنوان چاشنی انفجار اصلی عمل می‌کند. تابش ناشی از انفجار شکافتی صرف‌گرم کردن و متراکم ساختن سوخت گرمایسته‌ای می‌شود.

اولین بمب گرمایسته‌ای به‌کار رفته به‌صورت مخلوطی از سوخت مایع مجهز به یک





شکل ۱۸.۱۴ طرح پانک رآکتور قدرت همه چو شنی.

دستگاه سردسازی (خنک‌سازی) پر در دسر بود که به منظور تأمین دمای پایین و حفظ هیدروژن مایع مورد استفاده قرار می‌گرفت. در سلاحهای امروزی از لیتیم دوترید جامد به عنوان سوخت استفاده می‌شود که لیتیم آن از نوع ایزوتوپ  ${}^6\text{Li}$  است. نوترونهای آزاد شده از انفجار شکافتی اول (و همجوشیهای بعدی) باعث می‌شوند که  ${}^6\text{Li}$  به تریتم تبدیل شود



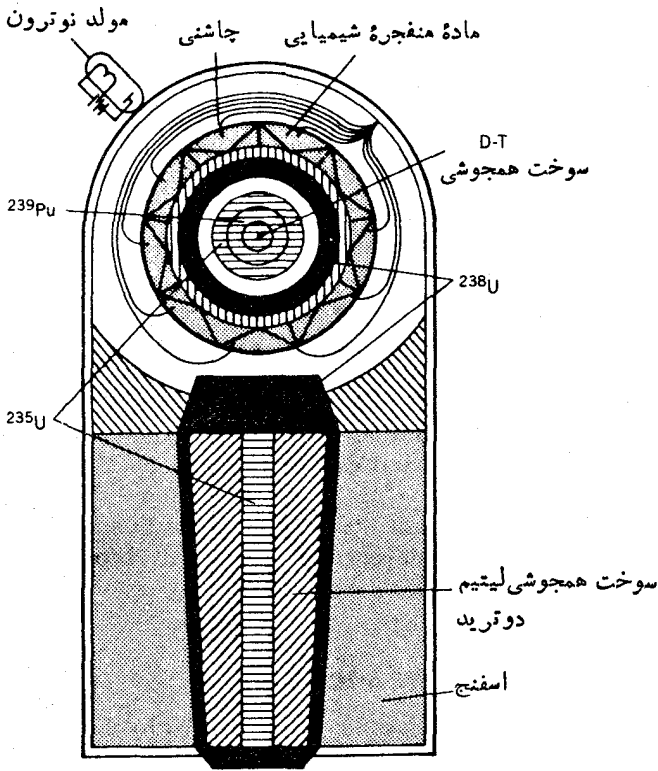
حتی برای نوترونهای کم انرژی، مقدار انرژی تریتم ( $4.78\text{MeV}$ ) به حدی است که به آسانی در سد کولنی D-T نفوذ و واکنشهای همجوشی را آغاز کند. به این طریق همانند تکنیک محصورسازی جرمی در همجوشی کنترل شده، گرما، نوترونها، و ذرات آلفای تولید شده تا هنگامی که انبساط سوخت و واکنش را به پایان نرساند باعث ادامه واکنش می‌شوند. با محصورسازی سوخت همجوشی با پوششی از  ${}^{238}\text{U}$  که نوترونهای تند در آن ایجاد شکافت می‌کنند، نوترونهای تند حاصل از همجوشی را می‌توان برای افزایش انرژی انفجار به کار برد. بنا بر این طرز کار و مقدار انرژی آزاد شده در سلاح گرمایسته‌ای به چرخه شکافت-همجوشی-شکافت بستگی دارد. تقریباً نیمی از بهره انرژی سلاح استراتژیک ممکن است از فرایندهای شکافت نهایی تأمین شود.

طرح فوق‌العاده ساده‌ای از یک سلاح گرمایسته‌ای در شکل ۱۹.۱۴ نشان داده شده است و با توجه به شکل ۲۰.۱۴ که محفظه یک بمب واقعی را نشان می‌دهد، بدون دشواری می‌توان اندازه‌های نسبی اجزای بمب و جای آنها را استنباط کرد.

اثرات تخریبی سلاح گرمایسته‌ای یک تا ۱۰ مگاتنسی را می‌توان با توجه به بحث سلاحهای شکافتی فصل سیزدهم پیش‌بینی کرد. شعاعی که در داخل آن در اثر گرمای انفجار و طوفان آتش عملاً انهدام کامل صورت می‌گیرد تقریباً با ریشه سوم بهره سلاح تغییر می‌کند و در نتیجه، شعاع انهدام کامل یک مرتبه بزرگی از مسافت  $1\text{ km}$  که مشخصه یک سلاح شکافت نوعی است بیشتر خواهد بود. بنا بر این، شاید در شعاع حدود  $10\text{ km}$ ، یک سلاح منفرد می‌تواند اساساً به نابودی کامل منجر شود.

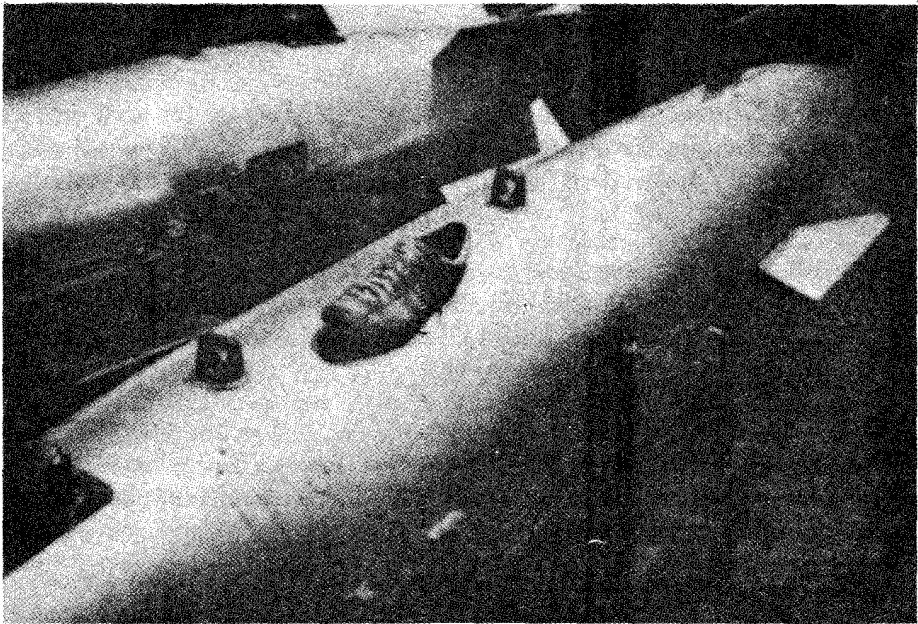
با کاهش بهره شکافت (از طریق حذف پوشش  ${}^{238}\text{U}$ ) می‌توان اکثر محصولات پرتوزای شکافت را از خرده‌پاشهای محصولات انفجار محو کرد و یک انفجار نسبتاً «تمیز» به وجود آورد، یعنی انفجار می‌تواند به‌دوراز اثرات درازمدت پرتوزایی ریزشها و پرتوزایی سطحی وابسته به محصولات شکافت باشد. از آنجا که بهره بمب هدف اصلی سلاحهای استراتژیک است، اعتقاد بر آن است که اکثر سلاحهای استراتژیک در زرادخانه ایالات متحده سلاحهای «کثیف» و از نوع شکافت-همجوشی-شکافت هستند.

بمبهای هسته‌ای جنگی با بهره نسبتاً پایین از نوع تاکتیکی نیز وجود دارند. در بین آنها می‌توان از سلاحهایی که شدت تابش در آنها بسیار بالاست یا سلاح نوترونی نام برد. با حذف پوشش  ${}^{238}\text{U}$ ، این سلاحهای کوچک (در گستره کیلوتن) فورانی از نوترونها به وجود می‌آورند که هدف آن، تولید دزتابشی مرگ آور برای ارتش زرهی در حال پیشروی نظیر تانکهاست. بر آورده شده است که یک بمب نوترونی یک کیلوتنی می‌تواند افرادی را



شکل ۱۹۰۱۴ نمودار ساده یک بمب گرما هسته‌ای. انفجار ماده شیمیایی باعث تراکم پوسته  $^{238}\text{U}$  که  $^{239}\text{Pu}$  و  $^{235}\text{U}$  را در بر گرفته می‌شود، و آنها را به وضعیت بحرانی در می‌آورد و انفجار شکافتی را موجب می‌شود. واکنش شکافت توسط مقدار کمی سوخت D-T که در مرکز قرار دارد تقویت می‌شود، همجوشی D-T نوترونها را برای انفجار شکافت فراهم می‌سازد. پرتوهای X و  $\gamma$  حاصل از انفجار شکافت باعث تبخیر اسفنج پلی‌استرین که متراکم کننده پوشش  $^{238}\text{U}$  در اطراف سوخت اصلی همجوشی است می‌شود و همچنین این سوخت را تا دمای اشتعال گرم می‌سازد و واکنش گرما هسته‌ای را راه اندازی می‌کند. نوترونها تند آزاد شده در واکنشهای همجوشی باعث وقوع شکافتهایی در  $^{238}\text{U}$  و  $^{235}\text{U}$  می‌شوند و کارایی کل سلاح را افزایش می‌دهند.

که تا شعاع ۱ km در پناه صفحات زرهی قرار دارند تا یک دز تابشی حدود  $10^3$  راد در معرض پرتودهی قرار دهد. چنین دزی در نخلال چند روز به مرگ منجر خواهد شد. سلاحهای با تابش شدید به منظور نفوذ در ادوات زرهی ساخته شده‌اند تا جلوی پیشروی ارتش مهاجم را خصوصاً هنگامی که سرزمین خودی در معرض تهاجم قرار دارد بگیرند (در حالت اخیر به حداقل رساندن زیانهای ناشی از انفجار به شدت مورد توجه است زیرا



شکل ۲۰.۱۴ محفظه یک سلاح گرم هسته‌ای.

استفاده از بمبهای مگاتنی می‌تواند کشوری را که منظور نجات آن است منهدم سازد). اثرات سلاحهای همجوشی روی جمعیت و ساختمانها مشابه اثرات سلاحهای شکافتی است که در بخش ۹.۱۳ مورد بحث قرار گرفت، تنها با این تفاوت که ضرایب مقیاس مربوط به هر کدام از آنها را باید برای اختلاف بهره‌شان در نظر گرفت. یک اثر اضافی که در فصل ۱۳ در نظر گرفته نشد، تپش الکترومغناطیسی است (EMP). پرتوهای آنسی گاما و ایکسی که از انفجار حاصل می‌شوند با مولکولهای هوا برهم کنش انجام می‌دهند (از طریق فرایندهای یونش و پراکندگی کامپیون) و جریان بزرگی از الکترونها تولید می‌کنند که از نقطه انفجار به طرف خارج در حرکت است. این الکترونها توسط میدان مغناطیسی زمین شتاب می‌گیرند و موج الکترومغناطیسی پیشرویی را به شکل یک تپش به وجود می‌آورند. یک انفجار یک مگاتنی چند صد کیلومتری بر فراز مرکز ایالات متحده می‌تواند تمام ایالات متحده را تحت پوشش بگیرد و کشور را در معرض تابش میدانهای الکتریکی از مرتبه  $10^4 \text{V/m}$  قرار دهد. چنین تپشی می‌تواند روی خطوط انتقال نیروی برق و شبکه‌های ارتباطی کشور که در زمان جنگ اهمیت حیاتی خواهند داشت، تأثیری ویرانگر به جای گذارد.

بنابراین سناریوی یک جنگ تمام عیار هسته‌ای بسیار ترسناک خواهد بود. شاید بیش

از ۱۰۰۰ کلاهک استراتژیک یا بیشتر در گستره مکانی در ظرف چند دقیقه در تمام ایالات متحده منفجر شوند. شاید ۵۰٪ جمعیت ایالات متحده در چنین حمله‌ای در اثر ترکیبی از اثرات انفجار، گرما، آتش‌سوزی و تابش از بین بروند. فرایند انفجار و طوفانهای آتش باعث پخش پسماند پرتوزا در اکثر شهرها می‌شود و اثرات EMP می‌تواند شبکه برق و تسهیلات مخابراتی را نابود سازد. جمعیت باقیمانده در معرض اثرات درازمدت ریزشهای پرتوزا و بیماریها و قحطیهایی که احتمالاً از انهدام کلسی ناشی می‌شود قرار خواهند گرفت. محاسبات اخیر نشان می‌دهند که گردوغبار و دود ناشی از اثرات کلی سلاحهای هسته‌ای در تمام جو زمین به جریان خواهد افتاد و به قدری مانع از رسیدن نور خورشید به سطح زمین می‌شود که کشاورزی را غیرممکن می‌سازد و تغییرات جوی شدیدی را موجب می‌شود که يك «زمستان هسته‌ای» دائمی به بار خواهد آورد. مسلماً در مقابل چنین مصیبت وحشتناکی که از يك جنگ هسته‌ای عمومی حاصل می‌شود، ناسازگارهای حقیرانه بین‌المللی را باید بسیار کم‌اهمیت تلقی کرد.

زرادخانه استراتژیک فعلی ایالات متحده شامل سلاحهای زیر است ۱۰۰۰ موشک بالستیک بین قاره‌ای مستقر در سطح زمین (ICBM) که تقریباً نیمی از آنها شامل کلاهک هسته‌ای منفرد (۱۰۵ مگاتنی) و نیم دیگر شامل موشکهای با کلاهکهای سه تا به مستقل هدف گیرنده (MIRV) با بهره کل ۱-۵۰ مگاتنی است. ۳۳ زیردریایی که هر يك مجهز به ۱۶ یا ۲۴ موشک با ۸ تا ۱۰ کلاهک MIRV به قدرت تقریبی ۱۰۰-۵۰ کیلو تن است؛ و ۳۳۲ بمب افکن ب-۵۲ که هر يك حداقل چهار کلاهک يك مگاتنی را حمل می‌کنند. مقدار کل کلاهکهای استراتژیک در زرادخانه ایالات متحده شامل ۲۱۵۲ کلاهک از نوع ICBM (۱۵۷۲ مگاتن)؛ ۴۹۶۰ کلاهک به صورت موشکهای بالستیک پرتاب شونده از زیردریاییها (۳۴۴ مگاتن)؛ و ۲۶۹۸ کلاهک در بمب افکنها که تعدادی از آنها از نوع موشکهای هوا به هوا هستند (۱۶۲۱ مگاتن)؛ که تعداد کل آن به ۹۸۱۰ کلاهک (۳۵۳۷ مگاتن) بالغ می‌شود. در اتحاد جماهیر شوروی ۷۷۴۱ کلاهک (۶۶۱۸ مگاتن) وجود دارد، به علاوه ۱۰ تا ۲۰ هزار سلاح تاکتیکی کوچک (در گستره کیلو تن) نیز در هر دو کشور وجود دارند. بنا بر این قدرت تخریبی کل از مرتبه ۱۰۰۰۰۰ مگاتن است!

در اینجا سعی کنیم که احساسی از این اعداد گیج کننده به دست دهیم: انرژی کل ناشی از قدرت انفجاری از مرتبه ۱۰<sup>۱۰</sup> تن TNT است. جمعیت کره زمین در حدود ۵ × ۱۰<sup>۹</sup> نفر است، لذا به هر نفر حدود ۲ تن TNT اختصاص می‌یابد که تقریباً معادل يك متر مکعب می‌شود. پس هر انسانی که در روی کره زمین زندگی می‌کند در معرض خطر ناشی از يك متر مکعب ماده منفجر شونده هسته‌ای قرار دارد. با يك فکر منطقی به وضوح دیده می‌شود که این ارقام و این قدرت کشتار احقمانه چگونه می‌تواند امنیت شخصی هر فردی را تحت تأثیر بگذارد، و تنها راه چاره آن است که تعداد سلاحها کاهش یابد و تکثیر آنها تحت کنترل قرار گیرد. دسترسی به این هدف و کاهش سلاحهای هسته‌ای، وظیفه خطیری است که هم فیزیکدانان و هم سیاستمداران در دهه آینده به عهده دارند.

## مراجع مطالعات تکمیلی

درمیان مراجعی که میانی فیزیکی فرایندهای همجوشی را مورد بررسی قرار می دهند، منابع زیر دربارهٔ تکنولوژی همجوشی کنترل شده و طرح رآکتورهای همجوشی نیز بحث کرده اند.

S. Glasstone, and R.H. Lovbery, *Controlled Thermonuclear Reactions* (Princeton, NJ: Van Nostrand, 1960),

W. M. Stacey, Jr, *Fusion: An Introduction to The Physics and Technology of Magnetic Confinement Fusion*(New York: Wiley, 1984),

H. Motz, *The Physics of Laser Fusion* (London: Academic, 1979),

J. J. Duderstadt and G. A. Moses, *Inertial Confinement Fusion*(New York: Wiley, 1982),

M. O. Hagler and M. Kristiansen, *An Introduction to Controlled Thermonuclear Fusion* (Lexington: MA: Heath, 1977),

*Fusion*, edited by Edward Teller(New York: Academic, 1981).

برای مروری بر تحقیقات رآکتور همجوشی به مقالات زیر رجوع شود

F. L. Ribe, *Rev. Mod. phys.* 47, 7 (1975),

R. F. Post, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 20, 509 (1970),

D. Keefe, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 32, 391 (1982) ; K. I. Thomassen, *Ann. Rev. Energy* 9, 281 (1984).

توصیف غیر تکنیکی جالبی از زمینه های سیاسی و جامعه شناختی بر نامه تحقیقاتی

همجوشی کنترل شده را می توان در کتاب زیر خواند

Joan Lisa Bromberg , *Fusion: Science . Politics and Invention of a New Energy Source* (Cambridge, MA: MIT Press, 1982).

چند مقاله در سطح عمومی در مورد همجوشی کنترل شده در مجلهٔ

*Scientific American* تحت عنوان زیر چاپ شده است

B. Coppi and J. Rem, "The Tokamak Approach in Fusion Research " (July 1972),

J. L. Emmett, J . Nuckolls , and L . Wood, "Fusion Power by Laser Implosion" (June 1974),

W.C.Gough.B.J.Eastland, "The Prospects of Fusion Power"(Feb 1971),

M. J. Lubin and A. P. Fraas "Fusion by Laser" (June 1971),

Harold P. Furth. *Progress Toward a Tokamak Fusion Reactor*, (August 1979),

R.W. Conn, "The Engineering of Magnetic Fusion Reactors"(Oct. 1983),

R. S. Craxton, R. L. McCrory, and John. M. Soures, "Progress in Laser Fusion" (August 1986).

مراجع کار روی همجوشی در ستاره ها در فصل ۱۹ ارائه خواهد شد. در میان مقالات

قابل توجهی که دربارهٔ تکنولوژی سلاحهای شکافتی وجود دارد، مقالات منتشر شده اندکی

در مورد سلاحهای همجوشی ارائه شده است. شاید بهترین کار شناخته شده، حداقل در سطح

افشاگرانه‌اش، کتاب زیر است

Howard Morland, *The Secret That Exploded* (New York: Random House, 1981).

مطالب منتشر شده دربارهٔ اثرات سلاح‌های هسته‌ای و مضامین سیاسی مربوط به کاهش سلاح‌ها زیاد است خلاصه‌ای از آنها را می‌توان در مقالهٔ زیر یافت

«Physics and Nuclear Arms Race», by D. Schroerer, and J. Dowling, *Am. J. Phys.*, 50, 786 (1982).

انجمن معلمان فیزیک آمریکا مجموعه‌ای مشتمل به مقالات تجدید چاپ شده در مقالهٔ بدیع Morland را تحت عنوان زیر جمع‌آوری کرده است

*Physics and Nuclear Arms Race: Selected Reprints* (1984).

یکی از کارهایی که به خاطر تفصیل فنی‌اش حائز اهمیت است، مقاله زیر است

H. L. Brode, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 18, 153 (1968).

کارهای جدیدتر را می‌توان در مراجع زیر یافت: تمام شماره‌های مجلهٔ *Physics Today* در ماه مارس ۱۹۸۳ که شامل مقالاتی دربارهٔ اثرات سلاح‌های هسته‌ای و توصیف زرادخانه‌های فعلی است؛ یک کار جامع و بسیار خواندنی (ولی مقدماتی) در مورد تکنولوژی سلاح‌ها، استراتژیها، و کنترل تسلیحات، کتاب و مقالهٔ زیر است

A. A. Broyles, *Am. J. Phys.* 50, 586 (1982),

D. Schroerer, *Science, Technology, and The Nuclear Arms Race* (New York: Wiley, 1984),

مجموعه‌ای از مقالات را که توسط متخصصان در زمینه‌های تکنولوژی، استراتژی و سیاستهای تسلیحات هسته‌ای نوشته شده است، می‌توان در کتاب زیر یافت

*Physics, Technology and The Nuclear Arms Race*, edited by D. W. Hafemeister and D. Schroerer (New York: American Institute of Physics, 1983).

## مسائل

۱. (۱) دمای لازم برای غلبه بر سد کولنی و (۲) انرژی آزاد شده در همجوشی گازهای زیر را محاسبه کنید: (الف)  ${}^1_0\text{O}$ ، (ب)  ${}^{12}_6\text{C}$ ، (ج)  ${}^{24}_{12}\text{Mg}$ ، (د)  ${}^{14}_7\text{N}$ ، (ه)  ${}^1_0\text{B}$

۲. (الف) مقادیر  $Q$  برای واکنشهای اساسی D-D به صورت‌های  ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + n$  و  ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p$  را محاسبه کنید. (ب) با فرض اینکه انرژیهای جنبشی ذره تابشی قابل اغماض است، انرژیهای ذرات خروجی را در هر واکنش به دست آورید.

۳. (الف) نسبت سطح مقطعهای همجوشی D-D را در انرژیهای ۱۰۰ و ۲۰ KeV به کمک معادلهٔ (۷.۱۴) محاسبه کنید و نشان دهید که با شکل ۱.۱۴ سازگاری دارد. (ب) همین کار را برای سطح مقطع D-T انجام دهید.

۴. (الف) ناحیه‌های هاشوردار در شکل ۲.۱۴ را برآورد کنید و نشان دهید که با منحنی

D-D در شکل ۳۰۱۴ سازگاری دارند. (ب) این محاسبه را به طرف مقادیر بالاتر انرژی تا  $100\text{keV}$  و به طرف مقادیر پایینتر تا  $1\text{keV}$  بسط دهید و سپس با شکل ۳۰۱۴ مقایسه کنید (محاسبات ۵ و  $20\text{keV}$  را هم تکرار کنید به طوری که نتیجه را بتوان با توجه به شکل ۳۰۱۴ بهنجار کرد.) توجه کنید که برای واکنشهای D-D داریم  $E = 2E_D$  و نیز به خاطر داشته باشید که تابع  $n(E)T^{-3/2}$  نیز بستگی دارد که قبل از انجام مقایسه نتایج دردهماهای مختلف باید در نظر گرفته شود.

۵. با محاسبه انرژی آزاد شده در هر یک از شش واکنش چرخه کربن، نشان دهید که کل انرژی آزاد شده مساوی  $267\text{MeV}$  است.

۶. همانند چرخه کربن، همجوشی هیدروژن به هلیوم می تواند با حضور  ${}^{20}\text{Ne}$  به عنوان کاتالیزور صورت گیرد. مشابه چرخه کربن، زنجیره ای از واکنشها را که طی آن این فرایند می تواند انجام شود ارائه دهید. انرژی آزاد شده در هر واکنش را محاسبه و کل انرژی آزاد شده را برآورد کنید (دانهمایی: در چرخه کربن دو گیراندازی متوالی پروتونی باید تحقق یابد، زیرا  ${}^{14}\text{N}$  پایدار است و واپاشی بتا را انجام نمی دهد. این عمل الزاماً در چرخه نئون-پایه صورت نخواهد گرفت).

۷. انرژی آستانه را برای گیراندازی نوترینو در  ${}^{37}\text{Cl}$  محاسبه کنید. کدامیک از واکنشهای چرخه پروتون-پروتون می تواند نوترینوهایی با انرژی بالاتر از این آستانه ایجاد کند؟ آیا چرخه کربن، نوترینوهای قابل آشکارسازی تولید می کند؟

۸. با در نظر گرفتن فرضهای قابل تسجیبهی برای بازده تبدیل، تعداد قرصهای D-T را که باید در هر ثانیه در معرض پرتو دهی قرار داد تا یک نیروگاه  $1000\text{MW}$  راه اندازی شود، برآورد کنید.



## شتا بدهنده‌ها

منظور از شتا بدهی ذرات باردار، گسیل باریکه‌ای از ذرات بخصوص با انرژی خاص به طرف يك هدف مورد نظر است. انواع مختلفی از روشها برای انجام این امر وجود دارند که در تمام آنها از آرایشهای گوناگون میدانهای الکتریکی و مغناطیسی استفاده می‌شود. در این فصل، جنبه‌های کلی پاره‌ای از متداولترین انواع شتا بدهنده‌ها را مورد مطالعه و مرور قرار می‌دهیم.

شتا بدهنده به‌عنوان يك دستگاه الکترونیکی شباهتهای زیادی به لامپ تصویر تلویزیون دارد. هر دو دستگاه به‌اجزای زیر نیاز دارند: يك چشمه ذرات باردار (الکترونهاي حاصل از يك رشته داغ یا اتمهای یونیده حاصل از يك چشمه یون)، يك میدان الکتریکی به منظور شتاب دادن ذرات ( $10^4V$  در لامپ تلویزیونی و شاید  $10^7V$  در بعضی شتا بدهنده‌ها)، ابزار کانونی کننده برای غلبه بر تمایل طبیعی باریکه به‌واگرا شدن، منحرف کننده‌ها برای به حرکت در آوردن باریکه در راستای دلخواه، يك هدف از ماده مورد نظر برای برخورد با باریکه، و اتاقکی که تمام قسمتها را درحلالاً بالانگهداری کند تا از پراکندگی باریکه در اثر برخورد با مولکولهای موجود در هوا جلوگیری به‌عمل آید.

طرح شتا بدهنده‌ها عمدتاً بر حسب منظوری که برای آن طراحی می‌شوند تغییر می‌کند. در پاره‌ای موارد، انرژی زیاد و درموردی دیگر شدت زیاد مورد نظر است. شتا بدهنده‌های الکترونی (الکترونها در ولتاژهای نسبتاً پایین به‌صورت نسبیستی درمی‌آیند و بردهای طولانی در ماده خواهند داشت) کاملاً از شتا بدهنده‌های یون سنگین (که معمولاً نانسیستی‌اند

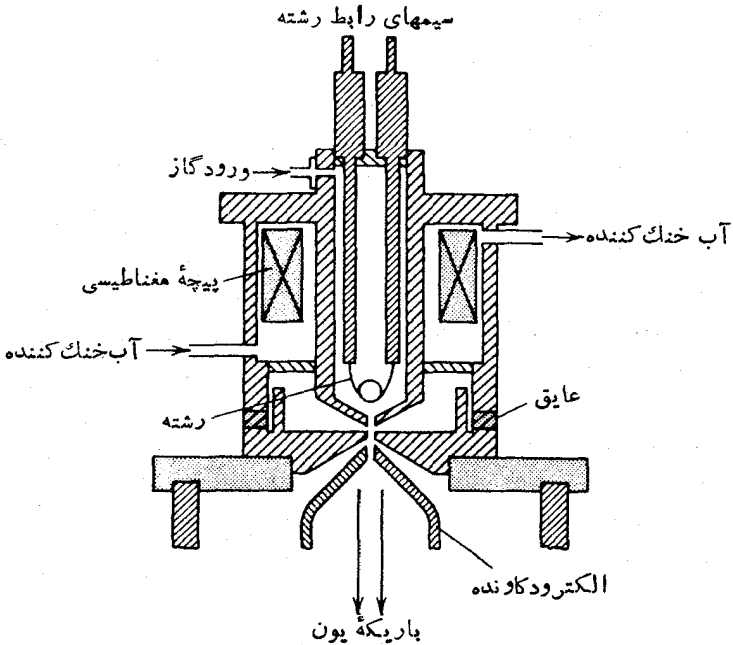
و بردهای کوتاهی در ماده دارند) تفاوت دارند. برد کوتاه یونهای سنگین در عمل بدان معنی است که تمام شنا بدهنده باید به صورت يك محفظهٔ خلا پیوسته برای یونهای سنگینی باشد که این یونها قادر نیستند حتی از نازکترین «پنجره‌ای» که يك اتاقک خلا را از دیگری جدا کند، بگذرند.

به طور کلی، شنا بدهنده‌ها را می‌توان به صورت شنا بدهنده‌های انرژی پایین، انرژی متوسط، یا انرژی بالا گروه بندی کرد. شنا بدهنده‌های انرژی پایین که برای ایجاد باریکه‌هایی در گسترهٔ انرژی  $10-100 \text{ MeV}$  به کار می‌روند، غالباً در مطالعات واکنش یا پراکنندگی و به منظور توضیح ساختار حالت‌های نهایی خاص، و شاید حتی حالت‌های برانگیختهٔ منفرد، مورد نیازند. در این شنا بدهنده‌ها باید گزینش انرژی دقیق و شدت جریان‌ها به قدر کافی بالا باشد، زیرا آمار شمارش دقت بسیاری از آزمایش‌ها را محدود می‌کند. گرم شدن هدف‌ها توسط باریکه‌های پر شدت می‌تواند قابل ملاحظه باشد و غالباً لازم است هدف را خنک کرد تا از تخریب آن جلوگیری به عمل آید.

شنا بدهنده‌های انرژی متوسط در گسترهٔ انرژی تقریباً  $1000-100 \text{ MeV}$  کار می‌کنند. در این انرژی‌ها، برخورد نوکلئون‌ها با هسته‌ها می‌تواند مزون‌های  $\pi$  ایجاد کند و لذا این نوع شنا بدهنده‌ها غالباً برای مطالعهٔ نقش تبادل مزونها در نیروی هسته‌ای به کار می‌روند. فقط در چند مورد است که این شنا بدهنده‌ها قادر به تفکیک حالت‌های برانگیختهٔ نهایی منفرد هستند.

شنا بدهنده‌های انرژی بالا باریکه‌های به انرژی  $1 \text{ GeV}$  ( $1000 \text{ MeV}$ ) و بالاتر تولید می‌کنند. منظور از ساخت این شنا بدهنده‌ها کمتر بررسی ساختار هسته‌ای است، بلکه بیشتر به تولید انواع مختلف ذرات و مطالعهٔ خواص آنها مربوط می‌شود. در اینجا، هدف اصلی بالاترین انرژی ممکن در دستگاه مرکز جرم است، و در حال حاضر، طراحی ماشین‌هایی که قادر به تولید انرژی بالاتر از  $1 \text{ TeV}$  ( $1000 \text{ GeV}$  یا  $10^6 \text{ MeV}$ ) باشند، در دست بررسی است.

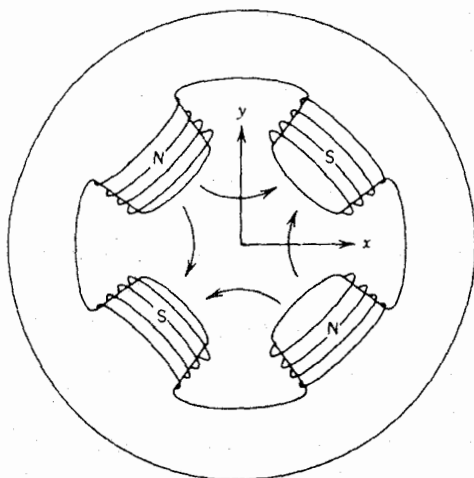
در این فصل، جزئیات تکنولوژی شنا بدهنده‌ها مورد بحث قرار نمی‌گیرد. در عوض، به طور کلی انواع شنا بدهنده‌ها و نقاط قوت و ضعف آنها را مورد بحث قرار می‌دهیم. قبل از انجام این کار، بعضی از دستگاه‌هایی را که از لوازم ضروری هر ماشین شنا بدهنده‌ای است، مورد بررسی قرار می‌دهیم. اولین دستگاه از این نوع چشمهٔ پسون است که از آن، باریکهٔ یونها یا الکترون‌هایی که باید شتاب داده شوند، سرچشمه می‌گیرند. اساس عملکرد این دستگاه (برای یونها) به این صورت است که گازی معمولاً تحت تأثیر تخلیهٔ الکتریکی یونیده می‌شود، و یونهای باردار مثبت بر اثر پتانسیلی به ولتاژ حدود  $10 \text{ kV}$  به طرف يك الکترود منفی شتاب می‌گیرند و استخراج می‌شوند (شکل ۱۰۱۵). برای بعضی کاربردها، ممکن است به يك باریکهٔ یونهای منفی نیاز داشته باشیم، که در این صورت باید اتمهای خنثایی را در نظر گرفت که قادرند الکترون اضافی را بپذیرند. هرگاه باریکهٔ یونهای مثبت را از میان گاز خنثایی عبور دهیم که انرژی پیوند الکترون‌ها با اتم‌هایشان نسبتاً ضعیف باشد (مثلاً اتمهای قلیایی)، در این صورت احتمال زیادی وجود دارد که یونهای مثبت الکترون‌ها را به



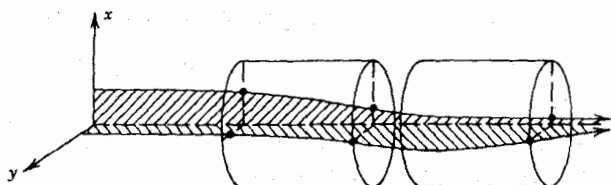
شکل ۱۰۱۵ طرح اساسی يك چشمه یون. اتمهای گازخشی به ناحیه تقریباً فوقانی وارد می‌شوند و در مجاورت رشته دائمی که نقش تخلیه الکترونی را برعهده دارد یونیده می‌شوند. میدان مغناطیسی برای کانونی کردن یونها و نیز متمرکز ساختن الکترونهاى خارج شده از رشته به کار می‌رود تا کارایی یونشی آنها افزایش یابد. باریکه به کمک الکتروودی با ولتاژ بالا استخراج می‌شود.

دام اندازند و به یونهای منفی تبدیل شوند. این گیر اندازی قابل تقویت است، زیرا در انرژی حدود  $10 \text{ keV}$ ، یونها تقریباً با همان سرعت الکترونهاى مدارى بخار قلیایی در حرکت اند. شاید ۱٪ یونهای مثبت به صورت منفی باردار می‌شوند، ولی باقیمانده یونهای باردار مثبت توسط يك میدان الکتريکی با مغناطیسی از باریکه جاروب می‌شوند و باریکه نسبتاً خالصی از یونهای منفی بر جای می‌ماند.

دستگاه تراپد باریکه (یا اپتیک باریکه) شامل تعدادی وسایل مغناطیسی یا الکتريکی است که باریکه را کانونی می‌سازند و آن را در طول مسیر مورد نظر منحرف می‌کنند. در قیاس با اپتیک، دستگاههای کانونی کننده را اغلب عدسی می‌نامند، اما این عدسیها به جای شیشه از میدانهای مغناطیسی تشکیل می‌شوند. شکل ۲۰۱۵ نمونه‌ای از يك عدسی چار قطبی را نشان می‌دهد که مؤلفه‌های میدان را در راستاهای  $x$  و  $y$  به صورت  $B_x = by$  و  $B_y = bx$  ایجاد می‌کند که در آن  $b$  يك مقدار ثابت است. محور باریکه در راستای  $z$  قرار

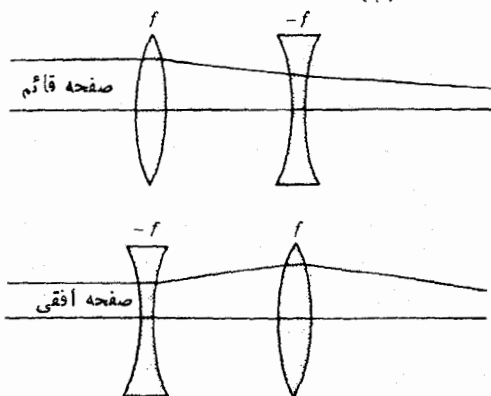


(الف)



عدسی مغناطیسی دوم      عدسی مغناطیسی اول

(ب)



(ج)

شکل ۲۰۱۵ (الف) سطح مقطع عدسی چار قطبی در راستای یاریکه. هم پتانسیلهای مغناطیسی به صورت هذلولی اند. (ب) دو عدسی متوالی در مجموع اثر کانونی کنندگی خالص را نشان می دهند. (ج) شباهت ابتدیی با استفاده از عدسی که در یک جهت و اگر ا در جهت دیگر همگراست. دو عدسی از این نوع به طور متوالی می توانند اثر کانونی کنندگی واحدی در هر دو جهت به وجود آورند.

دارد که مؤلفه میدان در امتداد آن برابر صفر است. مؤلفه‌های نیروی لورنتس  $\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$  عبارتند از

$$F_x = -qv_z B_y = -qv_z b_x = -kx$$

(۱۰۱۵)

$$F_y = qv_z B_x = qv_z b_y = ky$$

فرض کنیم  $b > 0$  باشد. بر ذراتی که در راستای  $x$  در حرکت اند نیروی بازگشت‌دهنده‌ای وارد می‌شود که آنها را به طرف محور  $x$  می‌راند و لذا باریکه را در راستای  $x$  کانونی می‌سازد. در راستای  $y$ ، خاصیت واگرایی برقرار است و ذرات از حالت کانونی خارج (واکانونی) می‌شوند. به نظر نمی‌آید که از چنین آرایشی بتوانیم بهره‌ای بگیریم، اما هرگاه دوعوسی چارقطبی را به طور متوالی قرار دهیم به طوری که دومی به اندازه  $90^\circ$  نسبت به اولی چرخیده شده باشد، در این صورت در طول محور ( $x$  و  $y$ ) یک اثر کانونی و یک اثر واکانونی خواهیم داشت و می‌توان نشان داد که نتیجه نهایی کانونی کردن باریکه خواهد بود. در شکل ۲۰۱۵ مشابه اپتیکی مسئله نیز نشان داده شده است.

آهنرباهای خم‌کننده (همانند منشورها در اپتیک) راستای باریکه را تغییر می‌دهند و آن را به مؤلفه‌های تجزیه می‌کنند (زیرا شعاع انحنای مسیر ذره باردار در یک میدان مغناطیسی به تکانه آن بستگی دارد). آهنرباهای خم‌کننده در تجزیه باریکه‌ای از محصولات واکنش، نظیر تشکیل باریکه ثانویه‌ای از نوع خاص از میان محصولات ناشی از واکنش، می‌توانند خیلی مفید باشند. جداکننده‌های ایزوتوپی را هم، مشابه طیف‌سنجی جرمی مورد بحث در فصل ۳، می‌توان برای انتخاب نمونه‌های ایزوتوپی مشخص از میان محصولات واکنش به کار برد.

هدفهای باریکه‌های شتاب یافته نیز همانند موارد استفاده شتابدهنده‌ها متنوع اند. برای انجام طیف‌سنجی دقیق هسته‌ای، نظیر مطالعه حالت‌های خاص برانگیخته و سطح مقطعهای آنها، معمولاً باید آشفتگی باریکه‌های ورودی و خروجی تا سرحد امکان کوچک باشد. بنا بر این هدفهای خیلی نازک (در مرتبه  $10 \mu\text{m}$ ) به کار می‌روند. از طرف دیگر، هرگاه بخواهیم یک باریکه پروتونهای پر انرژی را کاملاً متوقف سازیم تا ذرات ثانویه ایجاد شوند، هدفهای ضخیم (به ضخامت دهها سانتی‌متر) را باید به کار ببریم. غالباً هر دو نوع هدف نازک و ضخیم را سرد می‌کنند تا گرمای ناشی از تابش باریکه از آنها خارج شود.

بالاخره، از جمله قسمت‌های اساسی هر دستگاه شتابدهنده‌ای را وسایل آشکارسازی و تحلیل‌کننده‌ای تشکیل می‌دهند که برای ثبت نوع ذره؛ انرژی، زمان، و جهت حرکت محصولات واکنش به کار می‌روند. در فصل ۷ آشکارسازهای تابشها و ذرات کم انرژی مورد بحث قرار گرفتند، که بر همان اساس دستگاههای مشابهی توسط فیزیکدانان ذرات بنیادی برای مطالعه محصولات پر انرژی و کم‌شدتی که همیشه در واکنشهای انرژی بالا دیده می‌شوند، به کار می‌روند.

با این بحث پایه‌ای مختصر دربارهٔ چشمه، طرزتشکیل، انحراف و تحلیل باریکه‌های ناشی از شناخته‌نده، اینک به تکنیکهای متداول برای انرژی‌دهی به ذرات تا انرژی دلخواه می‌پردازیم.

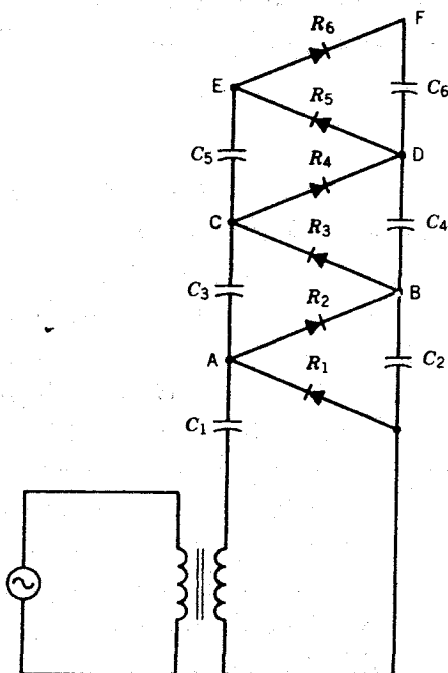
### ۱.۱۵ شناخته‌ندهای الکتروستاتیکی

ساده‌ترین راه شناخت دادن به ذرهٔ باردار، «افت» آن از یک اختلاف پتانسیل ثابت  $V$  است. هرگاه بار ذره برابر  $q$  باشد، انرژی جنبشی  $qV$  را به دست می‌آورد. بزرگترین اختلاف پتانسیلی را که می‌توان در شرایط شناخته‌نده ایجاد کرد در حدود  $10^7V$  است، و لذا یونها انرژی در حدود  $10\text{MeV}$  به‌ازای واحد بارکسب می‌کنند. این درست انرژی است که برای بسیاری از مطالعات ساختار هسته‌ای نیاز داریم و بنابراین، این نوع شناخته‌نده در آزمایشگاه‌های فیزیک هسته‌ای سراسر جهان، کاربرد وسیعی دارد.

تکنولوژی شناخته‌ندهای الکتروستاتیکی شامل برقراری و نگهداری یک پایانهٔ ولتاژ بالا به منظور شتاب دادن به ذرات باردار حاصل از چشمهٔ یون است. اولین ساخت شناخته‌نده از این نوع برای کاربردهای فیزیک هسته‌ای در سال ۱۹۳۲ توسط کوکرافت و والتون صورت گرفت. آنها دستگاهی را ساختند که ولتاژ آن سرانجام به  $800\text{kV}$  رسید. شکل ۳.۱۵ اساس کار دستگاه را نشان می‌دهد که در آن، خازنها در اتصال موازی به یک پتانسیل مشترک وصل شده‌اند و سپس به‌طور متوالی تخلیه می‌شوند. کلیدزنی بین اتصالات متوالی و موازی از طریق یکسوسازها انجام می‌شود.

فرض کنیم ولتاژ ثانویهٔ حاصل از مبدل به صورت  $V(t) = V_0 \sin \omega t$  است که در آن  $V_0$  می‌تواند از مرتبهٔ  $100\text{kV}$  باشد. باردار کردن خازنها از طریق یک بار به قدر کافی بزرگ انجام می‌گیرد که ثابت زمانی آن  $RC$  در مقایسه با زمان  $\omega^{-1}$  که شاخص تغییر ولتاژ مبدل محسوب می‌شود، بزرگ است. مدار را پس از گذشت زمانی طولانی بررسی می‌کنیم یعنی وقتی که خازنها باردار شده‌اند. خازن  $C_1$  تا ولتاژ  $V_0$  باردار شده است و لذا ولتاژ در نقطهٔ  $A$  به صورت سینوسی بین صفر و  $2V_0$  تغییر می‌کند. با ولتاژ موافق یکسوساز  $R_p$ ، نقطهٔ  $B$  عاقبت به پتانسیل ثابت  $2V_0$  می‌رسد. همین ولتاژ  $2V_0$  از طریق یکسوساز  $R_p$  به نقطهٔ  $C$  اعمال می‌شود و لذا ولتاژ  $ac$  در نقطهٔ  $C$  بین  $2V_0$  و  $4V_0$  تغییر می‌کند. بنابراین همان‌طور که خازن  $C_1$  تا ولتاژ  $2V_0$  باردار می‌شود، یکسوساز  $R_p$  پتانسیل را در نقطهٔ  $D$  تا مقدار ثابت  $4V_0$  تثبیت می‌کند. این زنجیره می‌تواند تا ولتاژهای بالاتر ادامه یابد و تنها توانایی پایانهٔ ولتاژ بالا در حفظ پتانسیل بدون جرعه زدن به اطراف آن است که مقدار آن را محدود می‌کند.

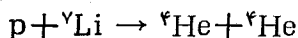
در عمل، با یک اتلاف ولتاژ ناشی از جریان اخذ شده از طریق بار روبه‌رو هستیم که در هر چرخهٔ ولتاژ اعمال شدهٔ  $V(t)$  بار تلف شده را به حالت پایا بازگشت می‌دهد. در خلال چرخهٔ باردار کردن  $V(t)$ ، یکسوسازها همگی در حال هدایت‌اند و خازنها هم به‌طور مؤثر در وضع موازی قرار دارند. در خلال چرخهٔ تخلیهٔ  $V(t)$ ، یکسوسازها نارسانا هستند و مانند



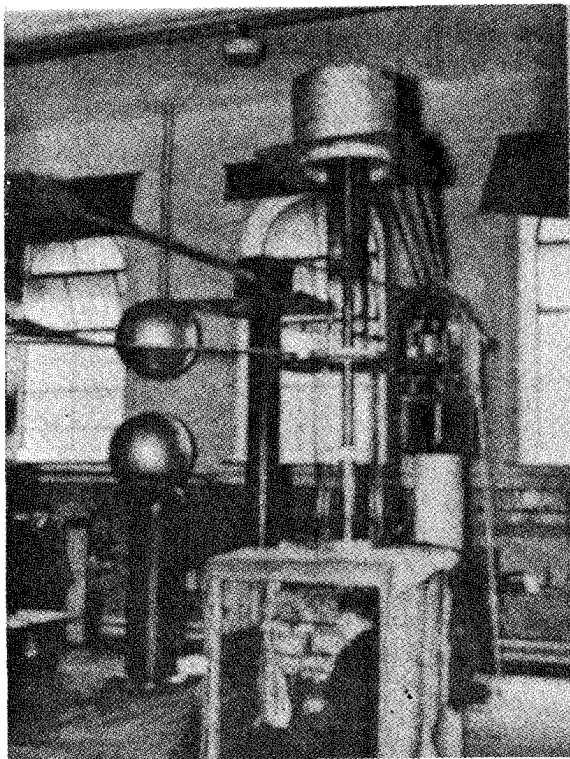
شکل ۳۰۱۵ مولد ولتاژ بالای کوکرافت-والتون. دامنه‌های ولتاژ ثانویه میسدل  $V_0$  برای ولتاژهای dc عبارت انداز  $V_B = 2V_0$ ,  $V_D = 4V_0$ ,  $V_F = 6V_0$ .

مدارهای باز به نظر می‌رسند، که در این حالت خازن‌ها به‌طور مؤثر در وضع متوالی قرار می‌گیرند. در نتیجه این چرخه باردار کردن و تخلیه شدن، ولتاژ پایانه ثابت نیست و دارای تغییرات تموجی کوچکی است که مستقیماً به مقاومت بار خارجی و به‌دوره زمانی  $\omega^{-1}$  ولتاژ باردار کننده بستگی دارد. این تغییرات تموجی نیز با تناسب هندسی بر حسب تعداد مراحل زنجیره افزایش می‌یابد.

کوکرافت و والتون با استفاده از همین تکنیک افزایش ولتاژ، اولیسن فروپاشی هسته‌ای ناشی از واکنش ذرات باردار مصنوعاً شتاب یافته را مورد بررسی قرار دادند



به‌خاطر سادگی طرح، شتابدهنده کوکرافت-والتون اهمیت خود را پیش از آنچه از لحاظ تاریخی مستحق آن است حفظ کرده است. امروزه استفاده از آن به‌عنوان مولد چشمه نوترون (مثلاً از طریق واکنش  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow n + {}^3\text{He}$  که با انرژی چند صد keV با موفقیت قابل اجراست) و نیز به‌عنوان یک تریق کننده ذرات، خصوصاً پروتون‌ها، برای

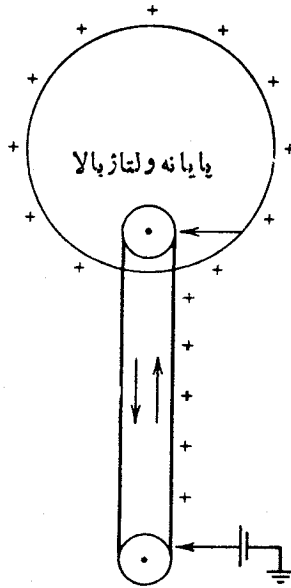


شکل ۴۰۱۵ شتابدهنده‌ی کوککرافت-والتون که برای اولین آزمایش و اکتش هسته‌ای در سال ۱۹۳۲ مورد استفاده قرار گرفت.

شتابدهنده‌های انرژی بالاتر ادامه دارد. شکل ۴۰۱۵ تجهیزات واقعی شتابدهنده را نشان می‌دهد.

عمومی‌ترین نوع شتابدهنده‌ی الکتروستاتیکی که امروزه در آزمایشگاه‌های فیزیک هسته‌ای به کار می‌رود، بر اساس مولد وان دوگراف ساخته می‌شود که به طور طر حواره در شکل ۵۰۱۵ نشان داده شده است. اساس کار همان اصل آشنای الکتروستاتیک مقدماتی است. هنگامی که رسانای داخلی باردار و پوسته‌ی مجوف خارجیت در تماس الکتریکی قرار می‌گیرند، تمام بار از رسانای داخلی به طرف رسانای خارجی جریان می‌یابد بدون توجه به اینکه چه مقدار بار در روی آن موجود بوده یا پتانسیل آن چه اندازه بوده است. پتانسیل نهایی رسانای خارجی توسط ظرفیت آن نسبت به اجسام متصل به زمین اطراف آن تعیین می‌شود،  $V = Q/C$ ، و در اصل، با افزایش هر چه بیشتر و بیشتر بار  $Q$  پتانسیل بدون هیچگونه جدی افزایش می‌یابد. در عمل، تخلیه‌ی الکتریکی (جرقه زدن) با ستون عایقی که رسانای خارجی را نگاه می‌دارد یا تخلیه با جو اطراف باعث محدودیت افزایش پتانسیل می‌شود





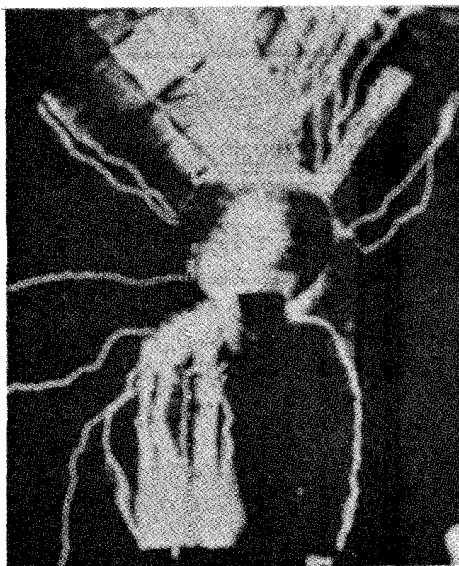
شکل ۵.۱۵ اساس کار مولد وان دوگراف،

(شکل ۶.۱۵)

بار الکتریکی از طریق تسمه‌ای که مرتباً در حرکت است به پایانه منتقل می‌شود. تسمه مزبور در آغاز کار شتابدهنده‌ها از ماده‌ای عایقی نظیر ابریشم ساخته می‌شود. بار از طریق تخلیه‌ها له‌ای که در قاعده دستگاه شکل ۵.۱۵ نشان داده شده است روی تسمه پاشیده می‌شود. یک اختلاف پتانسیل زیاد ( $+20kV$ ) در نقاط هاله‌ای باعث یونیدگی هوا و دفع یونهای مثبت می‌شود، و در همین جاست که یونها سوار تسمه متحرک می‌شوند. در قاعده فوقانی نیز نقاط هاله‌ای مشابهی به وجود می‌آیند که باعث استخراج بار و انتقال آن به پایانه ولتاژ بالا می‌شوند. یک چشمه یون در داخل پایانه جای دارد، و یونها از طریق اختلاف پتانسیل  $V$  «به زمین سقوط می‌کنند».

برای کاهش تخلیه و جرقه زنی، مولد در محفظه فشاری محتوی گاز عایق به فشار ۲۰-۱۰۰ اتمسفر نگهداری می‌شود و بدین ترتیب از تخلیه جلویگیری به عمل می‌آید. به این منظور، امروزه عموماً از  $SF_6$  که گاز مخصوصاً پایداری است استفاده می‌شود. یک لوله شتابدهنده تخلیه شده یونها را از چشمه به طرف هدف، که در پتانسیل زمین قرار داد، هدایت می‌کند.

مولد وان دوگراف مزیت بسیار بزرگی بر مولد کوکرافت-والتون دارد. ولتاژ پایانه در وان دوگراف فوق العاده پایدار و فاقد تموجهای جریان متناوبی است که در مورد کوکرافت - والتون دیده می‌شود. ولتاژهای پایانه در محدوده  $10^1 \pm$  درصد

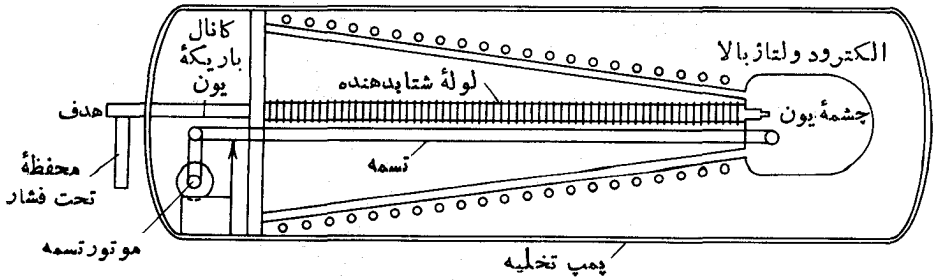


شکل ۶۰۱۵ یک مولد ولتاژ بالای وان دوگراف قدیمی. قطر کره فلزی توخالی ۱۵ فوت است. ولتاژ بالا به خاطر جرقه زدن در هوا به مقدار حدود ۲۷ میلیون ولت محدود می‌شود.

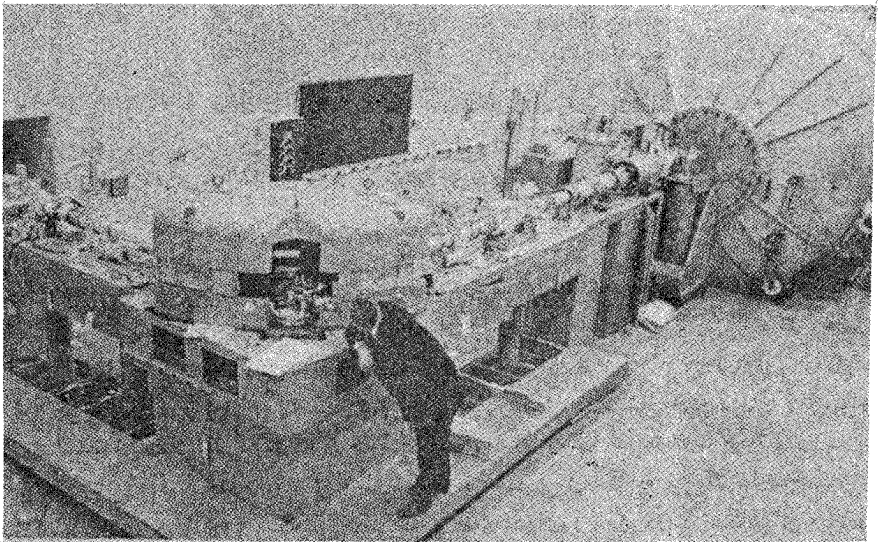
( $\pm 1 - 10 \text{ keV}$ ) ثابت اند که مخصوصاً در اندازه گیری سطح مقطعی‌های واکنشهایی که به حالت‌های برانگیخته ویژه‌ای منجر می‌شوند، بسیار پراهمیت است.

یکی از نقاط ضعف شتابدهنده وان دوگراف، جریان خروجی کم آن ( $\mu\text{A}$ ) در مقایسه با کوکرافت-والتون ( $\text{mA}$ ) است. با این حال، جریان‌های در گستره  $\mu\text{A}$  برای آزمایش‌های واکنش هسته‌ای کاملاً کافی هستند (در حقیقت، بسیاری از هدف‌ها نمی‌توانند جریان‌های بالاتر را تحمل کنند). در نتیجه، وان دوگراف وسیله‌ای مناسب برای مطالعه فیزیک ساختار هسته‌ای انرژی پایین در دهه ۱۹۶۰ محسوب می‌شد و دستگاه‌های زیادی در دانشگاه‌های ایالات متحده و آزمایشگاه‌های تحقیقاتی نصب شده‌اند. یک دستگاه تجاری در شکل‌های ۷۰۱۵ و ۸۰۱۵ نشان داده شده است.

شاید ضعیف‌ترین حلقه شتابدهنده که مستلزم بیشترین توجه آزمایشگران است، چشمه یون باشد. رشته‌های تخلیه ممکن است سوخته شوند که باید جایگزین شوند، و تغییر نوع یون شتاب گیرنده نیز غالباً به تغییر تمام یا قسمتی از چشمه یون نیاز دارد. بنابراین جایگزین کردن چشمه یون در داخل پایانه ولتاژ بالا در دسرهای زیادی را برای آزمایش کنندگان به وجود می‌آورد که از جمله می‌توان موارد زیر را نام برد: دسترسی به چشمه یون مستلزم تخلیه پایانه است، باید گاز عایق کننده را تخلیه و در جایی انبار کرد، باز کردن محفظه تحت فشار (در حالی که استانداردهای نظافت باید به طور دقیق رعایت شوند تا از ورود گرد و غبار به داخل محفظه و ایجاد تخلیه به هنگام استفاده مجدد و اعمال ولتاژ جلوگیری شود)، و

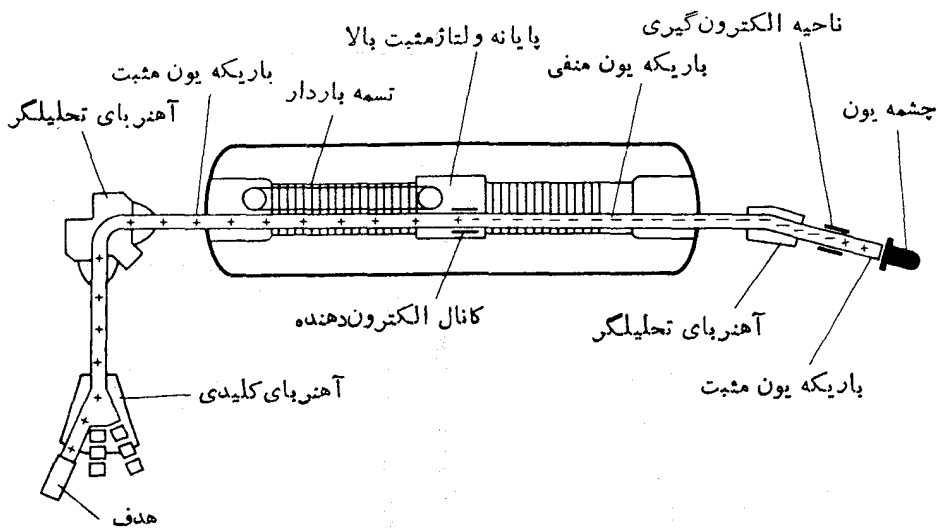


شکل ۷۰۱۵ نمودار شتابدهنده و آن دوگراف. چشمه یون در داخل پایانه ولتاژ بالا قرار دارد و هردو در محفظه تحت فشار واقع شده‌اند تا از جرقه زنی جلوگیری شود.



شکل ۸۰۱۵ يك شتابدهنده و آن دوگراف، محفظه تحت فشار در طرف راست قرار دارد. خط باریکه خروجی و آهنربای خم کننده که باریکه را به طرف آزمایشگاه هدایت می کند نشان داده شده‌اند.

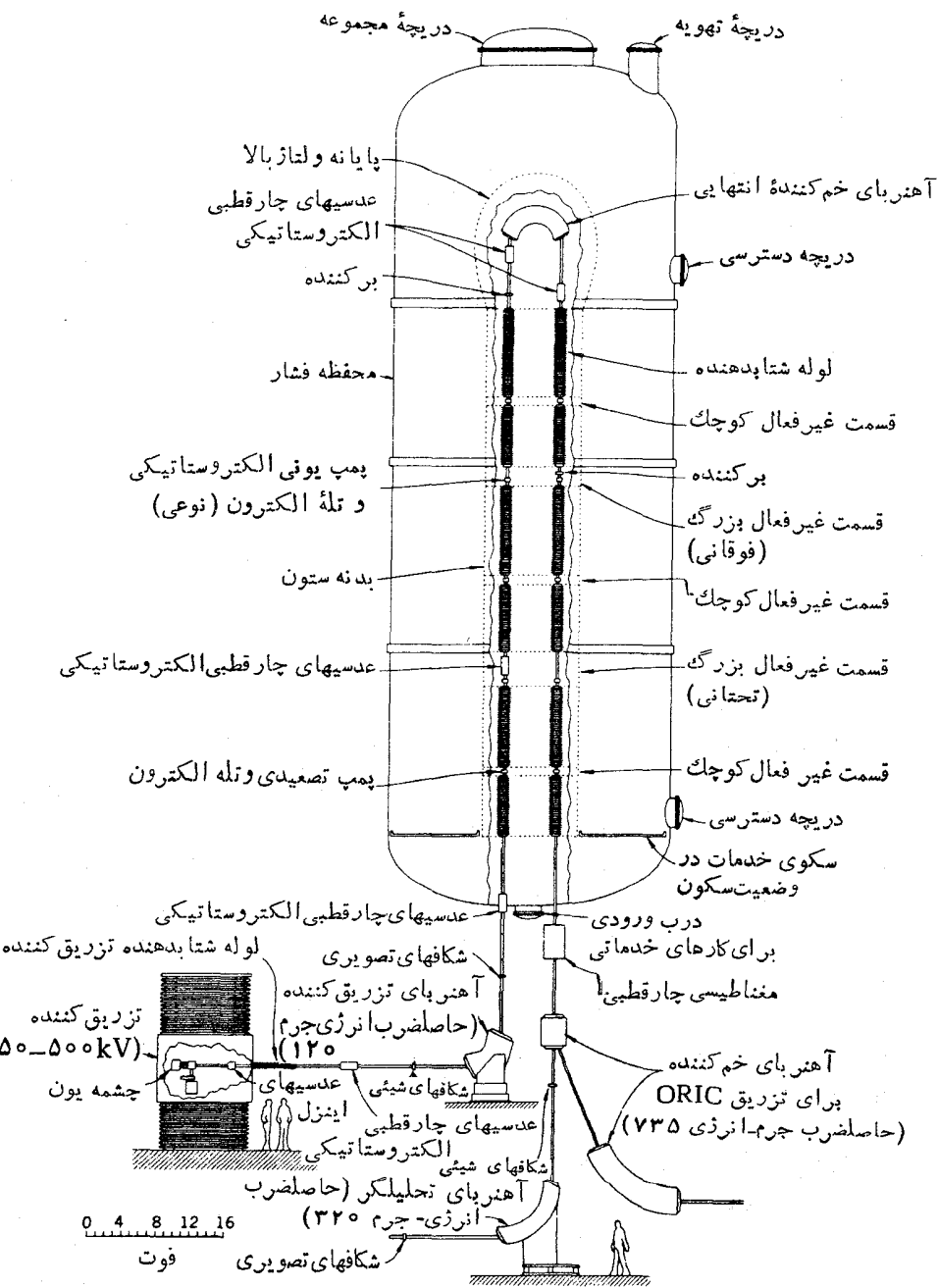
سپس همه این مراحل را باید جهت نصب و راه انداختن مجدد دستگاه رعایت کرد. انجام این فرایندها مستلزم آن است که شتابدهنده برای ساعتهای زیادی خاموش شود. طرح دیگری که این مشکل را حذف می کند (وطی آن انرژی باریکه افزایش می یابد)، استفاده از شتابدهنده و آن دوگراف تا دم است که به صورت ساده‌ای در شکل ۹۰۱۵ نشان داده شده است. باریکه‌ای از یونهای منفی (که ایجاد آن در مقدمه این فصل مورد بحث قرار گرفت)



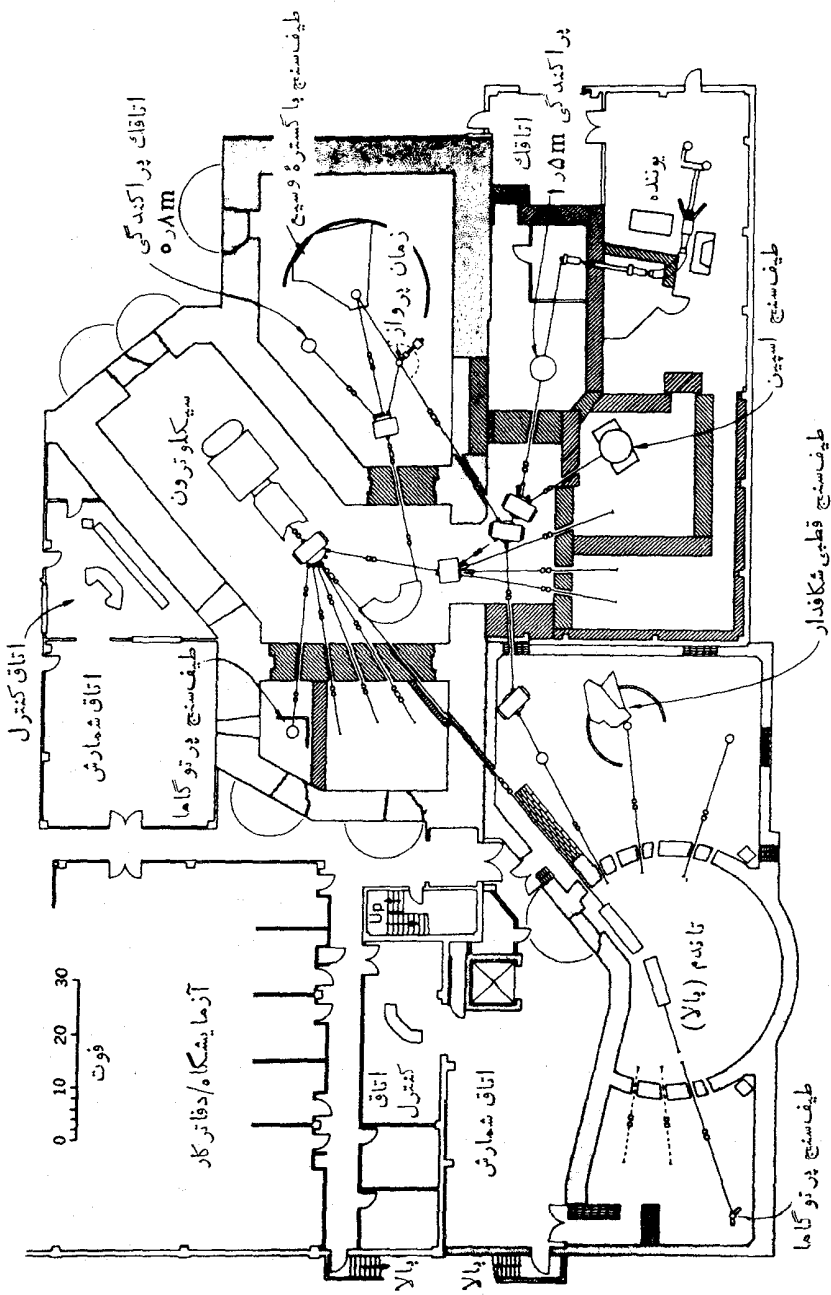
شکل ۹۰۱۵ نمودار شتاب دهنده وان دوگراف تاندم.

از پتانسیل زمین به طرف پایانه ولتاژ بالا در مرکز محفظه تحت فشار شتاب می‌گیرد. در آغاز وارد ورقه یا گازی می‌شود که  $n+1$  الکترون را از هر یک از این یونهای منفی جدا می‌کند و یون جدیدی که حامل بار مثبت خالص  $ne$  است حاصل می‌شود. این یونهای مثبت بر اثر شتابی که از ولتاژ بالای مثبت می‌گیرند از پایانه دور می‌شوند و در نتیجه یک یون با انرژی جنبشی  $(n+1)eV$  در دسترس خواهد بود. برای بسیاری از دستگاههای تاندم، مقدار  $V$  از مرتبه ۱۰ میلیون ولت است. نیاز به ایجاد یونهای منفی، به طریقی باعث محدودیت جریانی می‌شود که می‌تواند از چشمه یون تهیه شود، ولی شتاب دهنده‌های تاندم هنوز هم قادرند که جریانهایی تا چند میکرو آمپر را تولید کنند.

پیشرفتهای اخیر در تکنولوژی شتاب دهنده باعث شده است که در شتاب دهنده‌های وان دوگراف تاندم به ولتاژهای پایانه‌ای متجاوز از ۲۰ میلیون ولت دسترسی پیدا شود. با استفاده از این ولتاژهای بالا، شتاب دهنده‌های جدیدی ساخته شده‌اند که عمدتاً برای مطالعه واکنشهای یون سنگین به کار می‌روند. یکی از این دستگاهها در شکل ۱۰۱۵ نشان داده شده است. این تاندم «چندگانه» ۲۵ مگا ولتی در مرکز تحقیقات یون سنگین هالی فیلد و آزمایشگاه ملی اوک ریج از تعدادی استوانه‌های فلزی «پلترون» که به کمک عایقهایی به یکدیگر متصل‌اند تشکیل شده است. از گاز  $SF_6$  خالص در فشار  $vatm$  به عنوان گاز عایق کننده استفاده می‌شود. (کاربرد بیش از  $2000 m^3$  از این گاز عایق کننده به نوبه خود یک مشکل عمده مهندسی است. هنگامی که محفظه تحت فشار باید خالی شود، این گاز متر اکم و به صورت مایع ذخیره می‌شود.) دستگاه پلترون نسبت به تسمه‌های لاستیکی یا پارچه‌ای قدیمی برتری



شكل ۱۵.۱۵ (الف) تاندم «چند گانه» ۲۵MV در آزمایشگاه ملی اوکریج. این تاندم به عنوان تزریق کننده يك سيكلوترون (شكا. ۱۶۰۱۵) به كار می رود.



شکل ۱۰۱۵ (ب) نمایش ساده‌ای از تجهیزات تحقیقاتی یون سنگین درهالی فیلد اوک ریچ. در کنار بسیاری از وسایل آزمایشگاه، تاندم و سیکلوترون هم نشان داده شده‌اند.

تاندم + سیکلوترون

فقط تاندم

جریان*	انرژی (MeV)	جریان*	انرژی (MeV)	یون
(pn A)	(MeV)	(pn A)	(MeV)	
۲۳	۱۵۸	۹	۱۷	<sup>۹</sup> Be
۱۹	۴۰۴	۱۸	۳۹	<sup>۱۶</sup> O
۵۴	۸۸۹	۲۹	۱۴۲	<sup>۵۸</sup> Ni
۵۲	۴۹۴	۵	۱۱۲	<sup>۱۱۶</sup> Cd

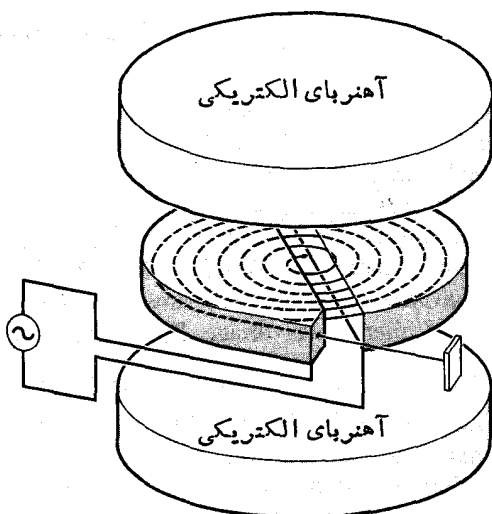
\* پس از ضرب کردن ذره-نانوآمپر (pn A) در بار الکتریکی هر ذره، جریان معمولی باریکه به دست می‌آید.

دارد. این زنجیر فلزی دارای طول عمر بیشتر و قابل اعتمادتر است و توزیع باریک‌نواخت‌تری را حمل می‌کند، لذا افت و خیزهای ولتاژ را در پایانه کاهش می‌دهد. وسایل شتابدهنده جدید باید انواع مختلف باریکه‌ها را برای استفاده کنندگان گوناگون فراهم سازند. شکل ۱۵.۱۵ تجهیزات پیچیده آزمایشگاه اوکریج را نشان می‌دهد. آهنرباهای فرمان می‌توانند باریکه‌ها را در هر ایستگاه آزمایشگاهی فراهم سازند. نمونه‌هایی از انرژی‌ها و جریانهای باریکه در جدول بالا درج شده‌اند.

### ۲.۱۵ شتابدهنده‌های سیکلوترون

نوع بدیل شتابدهنده‌های الکتروستاتیکی تک مرحله‌ای را دستگاه دورانی تشکیل می‌دهد که در آن باریکه ذرات دورانه‌ای بسیار زیادی (شاید صدها دوران) را در داخل دستگاه طی می‌کند و در هر مدار با افزایش ولتاژ کوچکی روبه‌رو می‌شود تا انرژی ذره به گستره MeV برسد. اولین و ساده‌ترین شتابدهنده‌های از این نوع سیکلوترون است که شتابدهنده تشدید مغناطیسی نیز نامیده می‌شود.

در شکل ۱۱.۱۵ طرح ساده‌ای از سیکلوترون نشان داده شده است. با استفاده از یک میدان مغناطیسی، باریکه به صورت مسیر دایره‌ای خم می‌شود و ذرات در داخل دو اتاقک فلزی نیم‌دایره‌ای که به خاطر شکلشان «دی» (حرف D) نامیده می‌شوند، به دوران درمی‌آیند. دی‌ها به یک منبع ولتاژ متناوب متصل‌اند. هنگامی که ذرات در داخل دی‌ها در حرکت‌اند، هیچ میدان الکتریکی بر آنها وارد نمی‌شود و مسیر دایره‌ای شکلی را تحت اثر میدان مغناطیسی طی می‌کنند. اما، در فاصله بین دی‌ها، ولتاژ شتابدهنده‌ای بر ذرات وارد می‌شود



**شکل ۱۱.۱۵** نمودار ساده‌ای از یک شتابدهنده سیکلوترون. باریکه بامدار حلزونی شکل شروع به حرکت می‌کند و به تدریج از آن دور می‌شود. ذره هر بار که فاصله بین دی‌ها را طی می‌کند شتاب می‌گیرد و بالاخره پس از خروج از دستگاه به طرف هدف گسیل می‌شود.

و در هر چرخه کمی انرژی اضافی کسب می‌کنند.

ایده اصلی طرح سیکلوترون در سال ۱۹۲۹ توسط ارنست لارنس در دانشگاه کالیفرنیا در برکلی مطرح شد. نکته مهم این است که زمان مورد نیاز برای اینکه ذره یک مسیر نیم‌دایره را طی کند مستقل از شعاع مسیر است. یعنی هنگامی که ذرات با حرکت حلزونی به طرف شعاعهای بزرگتر پیش می‌روند، انرژی کسب می‌کنند و با سرعت بیشتری به حرکت درمی‌آیند و افزایش طول مسیر کاملاً با افزایش سرعت خنثی می‌شود. هر گاه نصف دوره تناوب ولتاژ متناوب اعمال شده بر دی‌ها مساوی زمان دوران نیم‌دایره باشد، در این صورت میدان در همزمانی کامل با عبور ذرات از فاصله بین دی‌ها به طور متناوب تغییر می‌کند و ذره هر بار که از این فاصله رد می‌شود تحت تأثیر یک ولتاژ شتابدهنده قرار می‌گیرد. نیروی لورنتس در مدار دایره‌ای،  $qvB$ ، شتاب مرکز گرای لازم را برای حفظ حرکت دورانی تأمین می‌کند و بنا بر این داریم

$$F = qvB = \frac{mv^2}{r} \quad (۲.۱۵)$$

و زمان مورد نیاز برای یک دوران نیم‌دایره‌ای عبارت است از:

$$t = \frac{\pi r}{v} = \frac{m\pi}{qB} \quad (۳.۱۵)$$



بسامد و لتاژمتناوب مساوی است با

$$v = \frac{1}{2t} = \frac{qB}{2\pi m} \quad (۴.۱۵)$$

که غالباً آن را بسامد سیکلوترون یا بسامد تشدید سیکلوترون برای ذره‌ای به بار  $q$  و جرم  $m$  که در میدان مغناطیسی یکنواخت  $B$  حرکت می‌کند می‌نامند. معادله (۴.۱۵) نشان می‌دهد که برای یک شدت میدان داده شده،  $v$  و  $B$  با یکدیگر ارتباط نزدیکی دارند. فقط به ازای یک بسامد مشخص، تشدید حاصل می‌شود.

همان‌طور که ذره با حرکت حلزونی به پیش می‌رود، سرعت به تدریج افزایش می‌یابد و بالاترین سرعت در بزرگترین شعاع  $R$  حاصل می‌شود که طبق معادله (۴.۱۵) عبارت است از:

$$v_{\max} = \frac{qBR}{m} \quad (۵.۱۵)$$

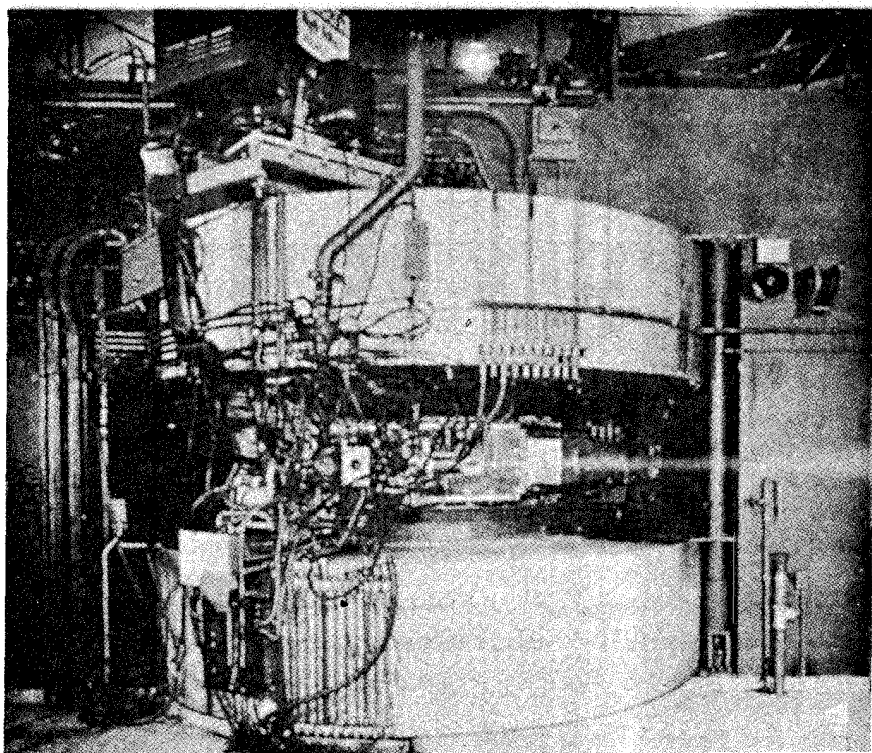
که به حداکثر انرژی جنبشی زیرمنجر می‌شود

$$T = \frac{1}{2} mv_{\max}^2 = \frac{q^2 B^2 R^2}{2m} \quad (۶.۱۵)$$

معادله (۶.۱۵) نشان می‌دهد که خوب است سیکلوترونهای با میدانهای بزرگ و شعاعهای بزرگ در اختیار داشته باشیم. ضمناً توجه کنید که دامنه و لتاژ متناوب بین دی‌ها در این عبارات ظاهر نمی‌شود. یک ولتاژ بزرگتر بدان معنی است که ذره هر بار با هر مدار «ضربه» بزرگتری کسب می‌کند، اما تعداد مدارها کوچکتر می‌شود و ذره با همان انرژی خارج می‌شود که با ولتاژ کوچکتر به دست می‌آورده است.

در عمل اولین شتابدهنده ذرات در سال ۱۹۳۱ توسط لارنس و استانلی لیوینگستون در برکلی ساخته شد. دی‌ها دارای شعاع ۱۲۵ cm بود و سیکلوترون می‌توانست پروتونهایی با انرژی ۱۲ MeV در میدان حدود ۱۳ T (۱۳ kG) ایجاد کند. بسامد متناظر در حدود ۲۰ MHz است. در خلال چند سال، شعاع تا حدود ۳۵ cm و انرژی ذره نیز تا ۱۰ MeV برای پروتونها، ۵ MeV برای دوترونها و ۱۰ MeV برای ذرات آلفا افزایش یافت. در اواخر دهه ۱۹۳۰ شعاعهای ۷۵ cm قابل‌حصول شد و گستره‌های انرژی تا حدود ۴۰ MeV برای ذرات آلفا و پروتونها و ۲۰ MeV برای دوترونها توسعه یافت. شکل ۱۲.۱۵ سیکلوترون ۷۵ سانتی‌متری آزمایشگاه ملی آرگون را نشان می‌دهد.

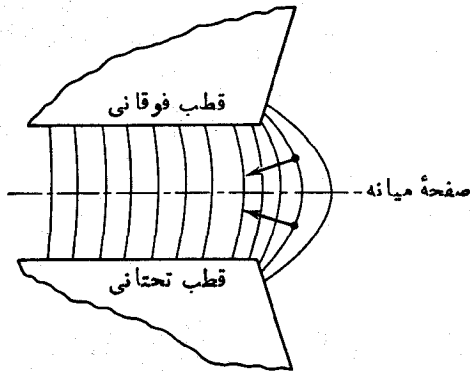
جریان در این سیکلوترونها نوعاً در گستره چند ده میکروآمپر است که از شدت لازم



شکل ۱۳۰۱۵ یک شتابدهنده سیکلوترون. اتاقکهای بزرگ بالا و پایین آهنرباها را نگاه می‌دارند و باریکه هنگام خروج آزمایشین قابل رؤیت است زیرا مولکولهای هوا را یونیده می‌کند.

برای مطالعات تفصیلی واکنشهای هسته‌ای بیشتر است. بدین ترتیب، از دهه ۱۹۳۰ تا دسترسی تجارتي به شتابدهنده‌های وان دوگراف بزرگ که در دهه ۱۹۶۰ عرضه شد، سیکلوترون متداولترین شتابدهنده مورد استفاده برای مطالعات ساختار هسته‌ای از طریق واکنشهای هسته‌ای بود.

همان‌طور که باریکه موجود در سیکلوترون به طرف لبه ماشین و به طرف خارج به حرکت درمی‌آید، خطوط میدان مغناطیسی تا حدی از راستای قائم واقعی منحرف می‌شوند (شکل ۱۳۰۱۵). این میدان حاشیه‌ای متضمن دو اثر است که یکی سودمند و دیگری زیان‌بار است. انحنای خطوط میدان، یک مؤلفه نیروی خالص به طرف سطح میانی به دست می‌دهد که موجب کانونی کردن می‌شود و از واگرایی باریکه جلوگیری می‌کند. اما، در همان زمان، میدان وضعیت یکنواخت خود را از دست می‌دهد و هرگاه بسامد ثابت باقی بماند، شرط تشدید [معادله (۴۰۱۵)] دیگر برقرار نخواهد بود.



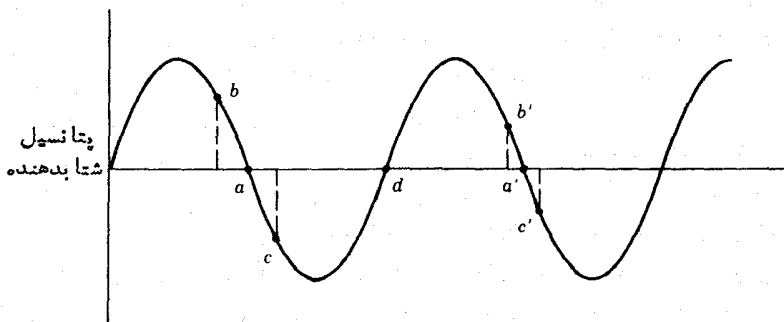
شکل ۱۳.۱۵ خطوط میدان مغناطیسی در نزدیکی لبهٔ سیکلوترون از وضعیت قائم منحرف می‌شوند. نیروی برابری وارد بر یون (پیکانها) یک اثر کانونی کننده به وجود می‌آورد.

مشکل جدی‌تر از رفتار نسبی ذرات شتابدار ناشی می‌شود. از جایگزین کردن تکانه  $mv$  در معادلهٔ (۲.۱۵) با مقدار نسبی  $\gamma mv$  که در آن  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  است، با توجه به معادلهٔ (۴.۱۵) مشاهده می‌کنیم که برای برقراری شرط تشدید لازم است که با افزایش  $v$  مقدار  $B$  نیز افزایش یابد و لذا در شعاعهای بزرگتر میدان باید بزرگتر شود. این امر را می‌توان از طریق «دستکاری» میدان انجام داد، که در این صورت خطوط میدان به طرف داخل (در جهت مخالف با آنچه در شکل ۱۳.۱۵ دیده می‌شود) خم می‌شوند و در نتیجه دارای یک اثر کانونی کنندهٔ ناخواسته خواهند بود. در طرح اساسی سیکلوترون با میدان ثابت و بسامد ثابت، هیچ راه قابل قبولی برای جبران اثر نسبی وجود ندارد و این امر به محدودیت اندازهٔ چنین ماشینهایی منجر می‌شود. برای پروتونها، انرژی حدود  $40 \text{ MeV}$  حداکثر انرژی است که می‌توان به آن دسترسی یافت که با مقدار  $\gamma = 1.054$  متناظر است.

برای غلبه بر این مشکل، یکی از راه‌حلها تغییر دادن بسامد است که به سیکلوترونی با مدوله‌سازی بسامد منجر می‌شود که سنکروترونی نام دارد. برای پسی بردن به کار سنکروترونی، ابتدا باید مفهوم پایداری فاز مدارهای سیکلوترون را مورد بحث قرار دهیم. واضح است که در سیکلوترون با بسامد متغیر، دسترسی به باریکه‌ای پیوسته امکان پذیر نیست زیرا زمان مورد نیاز برای طی مدارهای نیم‌دایره دیگر ثابت و مساوی با نصف دورهٔ تناوب (که اینک متغیر است) نخواهد بود. لذا ذرات در عبور از سیکلوترون به صورت دسته‌ای حرکت می‌کنند و بسامد از مقدار حداکثر خود (هنگامی که دسته در نزدیکی مرکز است، شتاب ذرات اندک و افزایش نسبی جرم نیز اندک است) تا حداقل مقدار خود (هنگامی که دسته آمادهٔ خروج از سیکلوترون است، انرژی آن به حداکثر می‌رسد و جرم آن به بالاترین

مقدار خود افزایش می‌یابد) جاروب می‌شود. ذرات موجود در دسته در زمانهای متفاوتی به فاصله بین دی‌ها خواهند رسید. پایداری فازی نوعی اثر کانونی کننده زمانی خواهد داشت. ذراتی که زودتر می‌رسند تا حدی به تأخیر می‌افتند و در چرخه بعدی در مرکز دسته نزدیکتر قرار می‌گیرند، در حالی که آنهایی که دیرتر می‌رسند تقدم می‌یابند و همین‌طور به طرف مرکز رانده می‌شوند.

برای پی بردن به اینکه چطور این عمل صورت می‌گیرد، ذره‌ای را در نظر می‌گیریم که در مرکز یک دسته در حال دوران است و در لحظه‌ای به فاصله بین دی‌ها می‌رسد که ولتاژ شتاب‌دهنده از صفر می‌گذرد (شکل ۱۴-۱۵). چنین ذره‌ای پیوسته در این مدار پایداری که یک مدار همگام نامیده می‌شود دوران می‌کند. اینک فرض کنید که ذره دیگری از دسته کمی زودتر به نقطه  $b$  شکل ۱۴-۱۵ برسد. برای این ذره یک پتانسیل شتاب‌دهنده وارد می‌شود که انرژی و شعاع مدارش را افزایش خواهد داد، اما چون جرم افزایش می‌یابد همانند معادله (۴-۱۵) بسامد مداری کاهش می‌یابد. از آنجا که بسامد آن کمتر است، در عبور بعدی تأخیر فاز دارد یعنی نزدیکتر به مرکز دسته قرار می‌گیرد. به طریق مشابه، ذره‌ای که در ابتدا دیرتر از ذرات مرکز عبور می‌کند، کند می‌شود و کاهش در جرم بسامد زاویه‌ای را افزایش می‌دهد و در عبور بعدی به طرف مرکز دسته رانده می‌شود (این خاصیت از مدارهای دایره‌ای اغلب باعث سردرگمی می‌شود که افزایش انرژی به کاهش سرعت زاویه‌ای منجر می‌شود. به دلایل کاملاً متفاوت، همین اثر در مدارهای ماهواره در میدان گرانشی نیز روی می‌دهد. هرگاه پیشرانهای عقبی آتش شوند و افزایشی در انرژی سفینه به وجود آید، سفینه با شعاع مداری بزرگتری به حرکت ادامه می‌دهد که نتیجه آن کاهش سرعت زاویه‌ای مداری است. در بعضی از شرایط، روش مناسب برای سبقت گرفتن از جسمی که جلوتر از مدار حال دوران



**شکل ۱۴-۱۵** پایداری فاز در یک سیکلوترون. ذراتی که کمی زودتر به فاصله می‌رسند (نقطه  $b$ ) شتاب می‌گیرند و در عبور بعدی (نقطه  $b'$ ) نزدیکتر به ذرات مدار همگام (نقاط  $a$  و  $a'$ ) دسته بندی می‌شوند. اثر یکسانی نیز برای ذراتی که کمی دیرتر می‌رسند (نقاط  $c$  و  $c'$ ) اتفاق می‌افتد. نقطه  $d$  یک نقطه ناپایدار است و ذراتی که فقط اندکی از  $d$  جلوتر یا عقب‌تر باشند، در عبور بعدی بیشتر جلوتر یا عقب‌تر ظاهر می‌شوند.

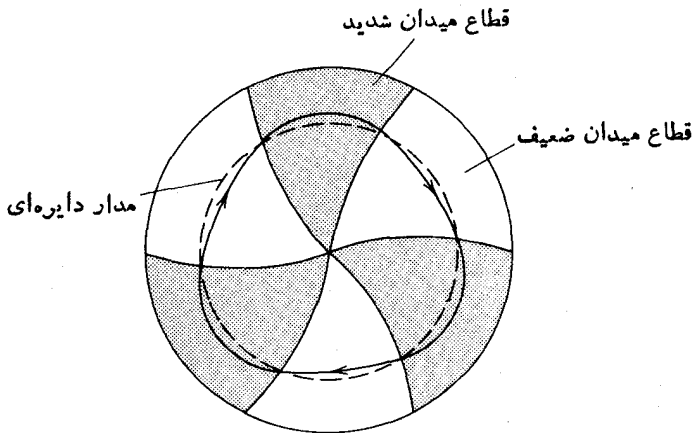
است کم کردن سرعت سفینه است نه زیاد کردن سرعت!). بنا بر این ذرات موجود در يك دسته ممکن است نسبت به مدار همگام نوساناتی داشته باشند، یعنی ابتدا جلوتر از ذرات همگام سپس نزدیکتر و آنگاه شاید عقبتر از ذرات همگام حرکت کنند. در سنکروسیکلوترون، هنگامی که بسامد به آرامی کاهش می‌یابد شعاع مدار همگام افزایش خواهد یافت و همراه با آن انرژی فزونی می‌یابد. با هر عبور از فاصله بین‌دی‌ها، بسامد در حال کاهش باعث می‌شود که ذرات نسبت به مدار همگام «زودتر» ظاهر شوند. این ذرات بر اثر پایداری فاز هم‌شتاب می‌گیرند و هم دسته‌بندی می‌شوند.

از آنجا که تک‌تک شتابها خیلی کوچک‌اند، تعداد مدارهای سنکروسیکلوترون خیلی بیشتر از يك سیکلوترون معمولی است. از مقایسه زمانی که طول می‌کشد تا ذره‌ای از مرکز به لبه میدان حرکت کند با زمان موردنیاز برای يك مدار منفرد، می‌توان بر آوردی از تعداد مدارهای موردنیاز انجام داد

$$\text{بسامد مدوله‌سازی} \sim \frac{\text{بسامد مداری}}{\text{زمان کل}} = \frac{\text{تعداد مدارها}}{\text{زمان هر مدار}}$$

بسامد مدوله‌سازی، بسامدی است که بسامد سیکلوترون را از مقدار حداکثر تا حداقل جاروب کند و معرف زمانی است که طول می‌کشد تا یونها از مرکز تا لبه میدان را طسی کنند. برای يك سنکروسیکلوترون نوعی، نظیر ماشین ۱۸۴ اینچی برکلی، گستره بسامد سیکلوترون از ۳۶ تا ۱۸MHz و آهنگ مدوله‌سازی برابر ۶۴Hz است. بنا بر این تعداد مدارها از مرتبه ۱۰۵ است. انرژی پروتونهای خارج شده برابر ۷۴۰MeV و شدت میدان حدود ۲۳T است، که در بزرگترین شعاع مداری متناظر با بسامد حدود ۲۰MHz است (که طی آن جرم ذره به حدود ۱۸۸ برابر جرم سکون آن می‌رسد). سنکروسیکلوترون برکلی، که اولین بار در سال ۱۹۴۶ به کار افتاد، سنکروسیکلوترون با بالاترین انرژی است و میانگین جریان پروتونی از مرتبه ۱۱mA است (البته جریان به صورت تپشی است و نه پیوسته). سنکروسیکلوترونهای قابل مقایسه دیگر در دوبنا در اتحاد جماهیر شوروی و در مرکز اروپایی تحقیقات هسته‌ای سرن (CERN) در ژنو به کار افتاده‌اند.

راه دیگر افزایش انرژی در سیکلوترونها افزایش میدان مغناطیسی همراه با افزایش شعاع مدار به منظور جبران اثر افزایش جرم نسبی ذرات دورانی است. با این حال، همان طور که قبلاً بحث کردیم، این امر به نتیجه نامطلوب واکانونی شدن باریکه بر اثر انحنای خطوط میدان (در جهت مخالف آنچه در شکل ۱۳.۱۵ نشان داده شده است) منجر می‌شود. هر گاه میدان مغناطیسی به بخشهایی از میدان تناوبی شدید و ضعیف تقسیم شود، کانونی شدن را می‌توان به سیستم بازگرداند (شکل ۱۵.۱۵). چنین سیکلوترونی را سیکلوترون کانونی-کننده قطعی یا سیکلوترون AVF (با میدان متغیر سمتی) می‌نامند. مدارهای پایدار در سیکلوترون AVF به صورت دایره نیستند و مطابق شکل ۱۵.۱۵ ذرات حول مدار دورانی نوساناتی شعاعی دارند. در مرزهای بین قطعه‌های میدان شدید و ضعیف، يك مؤلفه سمتی برای میدان وجود دارد و نیروی لورنتس  $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  يك نیروی قائم تولید می‌کند که

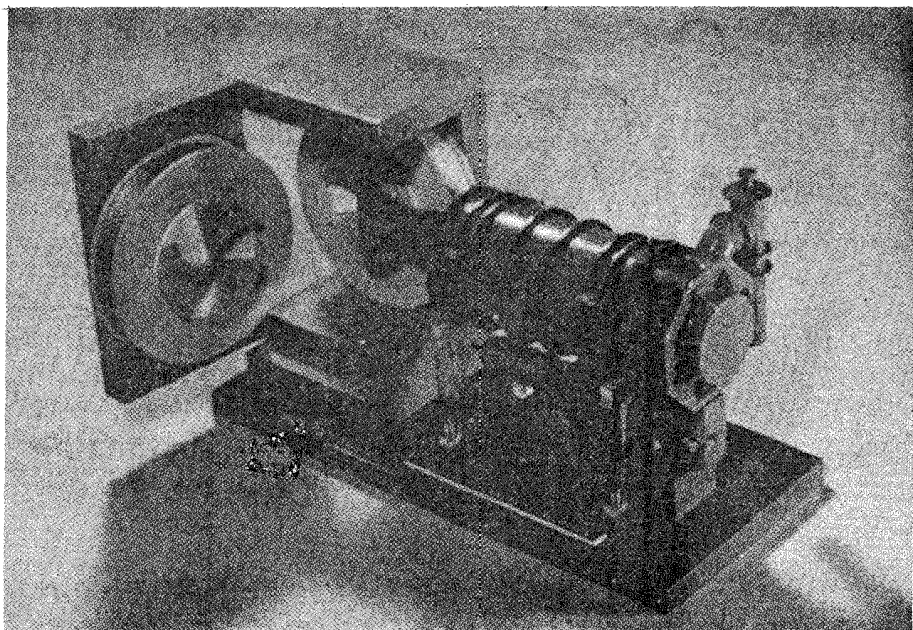


شکل ۱۵-۱۵ نواحی میدان شدید و میدان ضعیف در یک سیکلوترون AVF. ذرات بانوسانات شعاعی را حول مسیر دورانی نشان داده‌ایم.

سعی دارد باریکه را در صفحه میانی به صورت کانونی نگاه دارد. این اثر کانونی کننده باید به قدری قوی در نظر گرفته شود که بر اثر واکانونی کننده میدانی که به طور شعاعی در حال افزایش است غلبه کند.

مزیت عمده سیکلوترونهای AVF به سنکروسیکلوترونها باریکه پیوسته آنهاست و لذا تولید جریانهای باریکه‌ای زیاد (در مرتبه  $100\mu A$ ) امکان پذیر است. یکی از ابتدایی ترین سیکلوترونهای AVF سیکلوترون تک گام اوکریج (ORIC) است که در سال ۱۹۶۱ به کار افتاد و قادر به ایجاد پروتونهای تا انرژی  $70\text{MeV}$  با جریان  $100\mu A$  است. شکل ۱۶-۱۵ نمایی از ORIC را نشان می‌دهد که امروزه برای کار با یونهای سنگین مورد استفاده قرار می‌گیرد (و برای آن، تاندن  $25\text{MV}$  به عنوان تریپل کننده به کار می‌رود). قطر حدود  $2\text{m}$  و شدت میدان درگستره  $17\text{T} - 15$  (مثلا  $17\text{kg} - 15$ ) است. در طرح اولیه، یونها از پروتونها تا اتمهای سنگین (مثلا  $\text{Kr}$  در حالت بار  $+12$ ) می‌توانستند تا انرژی کل حدود  $100\text{MeV}$  شتاب بگیرند. بر حسب جرم یون، بسامد سیکلوترون می‌تواند از  $22.5\text{MHz}$  (برای پروتونهای  $75\text{MeV}$ ) تا  $37\text{MHz}$  (برای  $^{84}\text{Kr}$  با انرژی  $145\text{MeV}$ ) تغییر کند. میدان مغناطیسی اصلی توسط سه قطاع آهن ایجاد می‌شود که شکل آن طوری طراحی شده است تا افزایش میدانی به مقدار  $8\%$  را در بزرگترین شعاع تأمین کند.

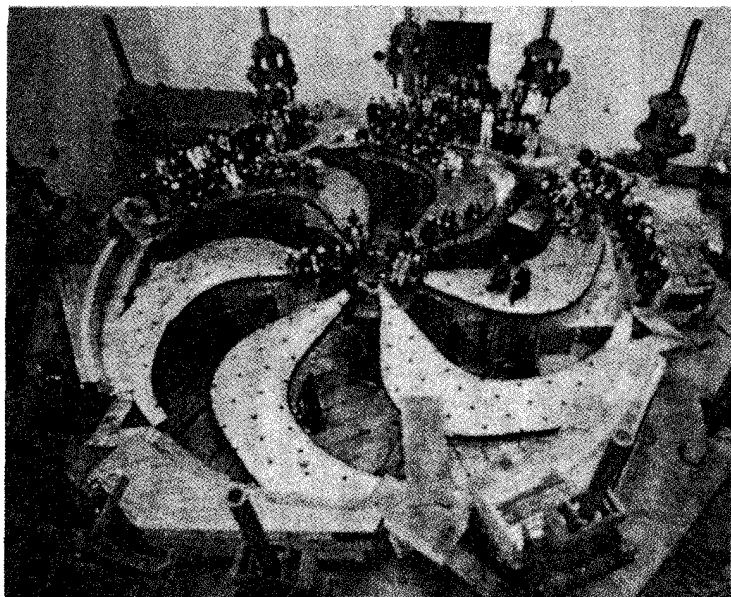
یک دستگاه سیکلوترون AVF بزرگتر در TRIUMF در ونکوور کانادا ساخته شده است. این شتابدهنده که در شکل ۱۷-۱۵ نشان داده شده است، برای تحقیقات در واکنشهای هسته‌ای با پروتونهای تا انرژی  $520\text{MeV}$  طراحی شده است. در این انرژیها، مزونهای  $\pi$  توسط واکنشهای القایی پروتون به مقدار زیاد ایجاد می‌شوند، و لذا شتابدهنده



**شکل ۱۶.۱۵** مدل سیکلوترون تک گام اوک ریچ که شکل رأس قطبهای آن در نواحی میدان بالا نشان داده شده است. در مرکز ماشین یک دی منفرد قابل رؤیت است که برای نمایش دادن باز شده است.

باریکه‌های ثانویه‌ای از مزونهای پی (و محصولات و پاشی آنها یعنی میونها) را هم فراهم می‌سازد. با استفاده از شدت بالای باریکه‌های ثانویه و تابش آنها بر هدفهای مختلف می‌توان آزمایشهای دقیقی در مورد واکنشها و پراکنندگیها انجام داد. یک جنبه غیر معمول این ماشین، شتاب‌گیری یونهای منفی  $H^-$  در آن است که باعث سهولت استخراج باریکه (که غالباً یکی از مشکلات سیکلوترونهاست) پس از برکنی دو الکترون آن (با عبور باریکه از یک ورقه نازک) می‌شود. باریکه یونهای مثبت حاصل در میدان مغناطیسی در راستای مخالف خم می‌شود و از سیکلوترون خارج می‌شود. همان‌طور که در شکل ۱۷.۱۵ نشان داده شده است، با استفاده از دو ورقه برکننده دو باریکه خروجی حاصل می‌شود که یکی به واکنشهای القایی پروتون اختصاص دارد و دیگری برای تولید مزون  $\pi$  به کار می‌رود. سیکلوترون دیگری که اختصاص به تولید مزون دارد، سیکلوترون AVF با انرژی  $590 \text{ MeV}$  در انستیتو تحقیقات هسته‌ای سوئیس (SIN) در نزدیکی زوریخ است. تحقیقات مربوط به برهم‌کنشهای مزون-هسته را در فصل ۱۷ مورد بحث قرار خواهیم داد.

زمینه جالب دیگری که در آن سیکلوترونهای AVF مورد استفاده قرار می‌گیرند، مطالعه واکنشهای یون سنگین است. در این واکنش، غلبه بر سد کولنسی یک مسئله پراهمیت



شکل ۱۷.۱۵ سیکلوترون AVF با انرژی ۵۲۰ MeV در TRIUMF. شش قطاع آهن‌پا را می‌توان در شکل (الف) مشاهده کرد. در شکل (ب) طرح ساختمان شتا بدهنده نشان داده شده است که دو پاریکه خارج شده به طرف محل آزمایش پروتون (چپ) و مزون (راست) گسیل می‌شوند.

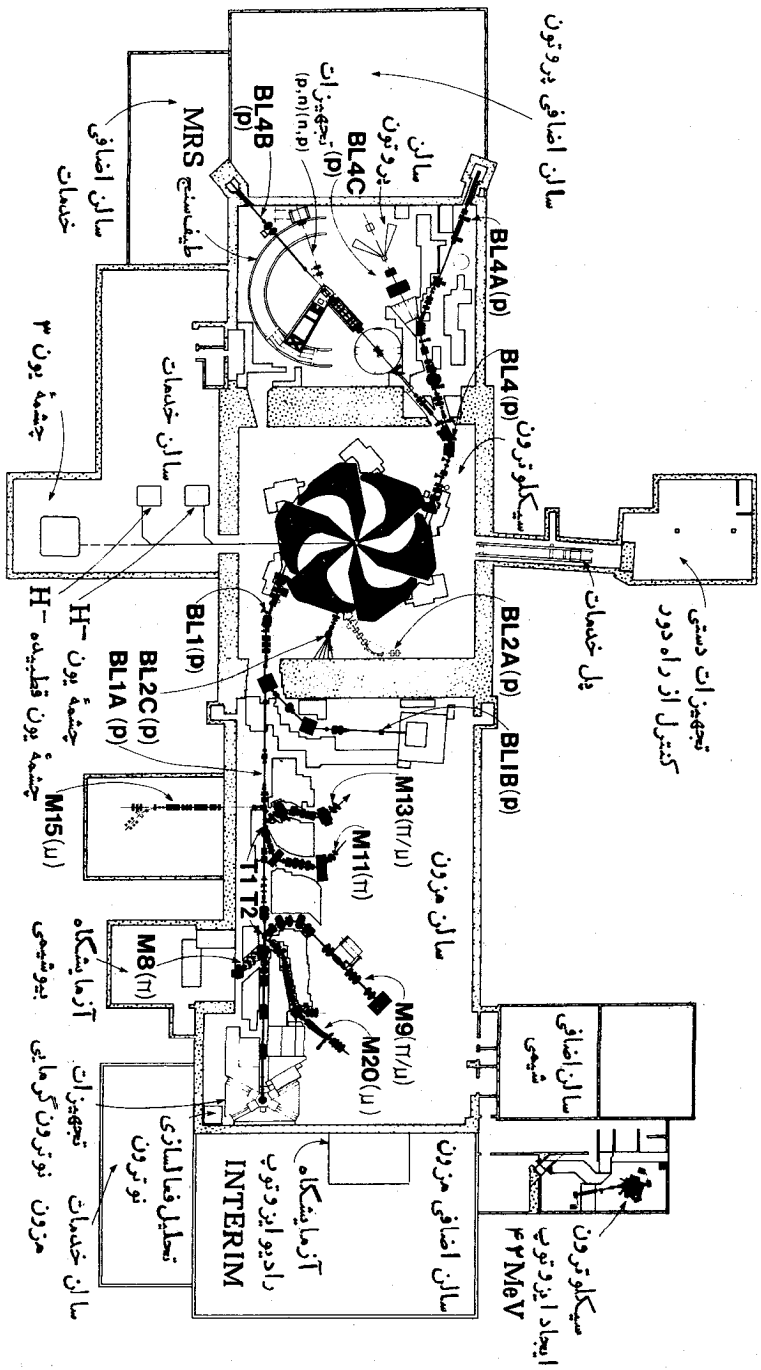
است. درحقیقت، درست در انرژیهای بالاتر از سد کولنی با نکات جالب توجهی از نظر فیزیکی روبه‌رو می‌شویم. بدین منظور یونها را تا  $10-100 \text{ MeV}$  به ازای واحد جرم شتاب می‌دهند. شتاب دادن به کربن ( $A=12, Z=6$ ) تا انرژی  $120 \text{ MeV}$  مستلزم استفاده از سیکلوترونی است که بتواند پروتونها را تا  $40 \text{ MeV}$  شتاب دهد، که این انرژی از حد یک سیکلوترون معمولی تجاوز می‌کند. طبق معادله (۶.۱۵)، قابلیت شتاب‌دهندگی سیکلوترونها برای یونهای بی به جرم  $A$  برابر جرم نوکلئون  $m$  و بار  $q = ze$  به صورت زیر است

$$K = AT / z^2 \quad (7.15)$$

$$= e^2 B^2 R^2 / 2m$$

یعنی  $K$  فقط به پارامترهای طراحی  $B$  و  $R$  بستگی دارد و انرژی (بر حسب MeV) شتاب‌دهی





شکل ۱۷-۱۵ (ادامه)

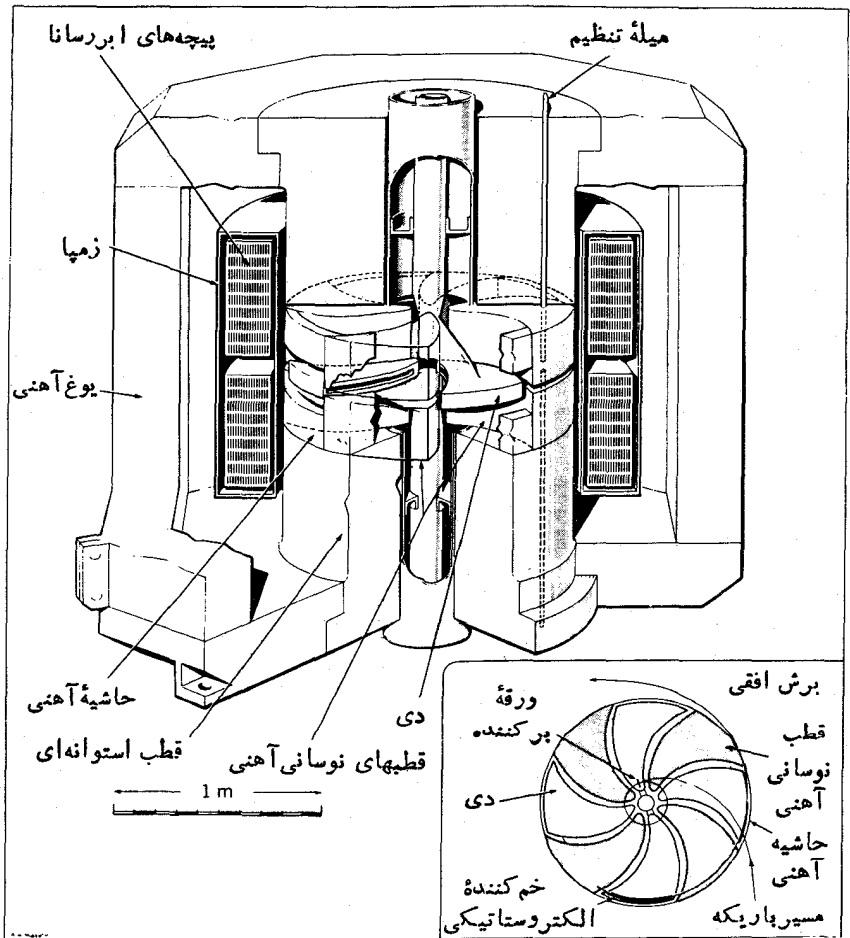
## جدول ۱۰۱۵ تأسیسات شتابدهی یون سنگین بر اساس سیکلوترونهای AVF.

نام	محل	تزریق کننده (K بر حسب MeV)	سیکلوترون اصلی (K بر حسب MeV)
HIRF	اولر ریج، تنسی	تاندم ۲۵ MeV	$K = 90$
NSCL	ایست لنزینگ، میشیگان	$K = 50$	$K = 500$
GANIL	کن، فرانسه	$K = 25$	$K = 400 + K = 400$
JINR	دوبنا، شوروی	$K = 156$	$K = 250$
CYCLONE	لون، بلژیک	-	$K = 110$
چاکر یور، کانادا	تاندم ۱۳ MeV		$K = 520$

پروتونها ( $Z=1, A=1$ ) را به دست می‌دهد. یونهای سنگین‌تر تا انرژیهای  $KZ^2/A$  شتاب می‌گیرند. جدول ۱۰۱۵ پاره‌ای از وسایل شتابدهی یون سنگین را که امروزه بر اساس سیکلوترونهای AVF مورد استفاده‌اند، نشان می‌دهد. در اکثر این دستگاهها، از یک شتابدهنده (وان دوگراف تاندم یا سیکلوترون دیگر) به عنوان تزریق کننده سیکلوترون AVF استفاده می‌شود. در تأسیسات GANIL دو سیکلوترون  $K=400$  به کار می‌رود تا یک دستگاه شتابدهی سه مرحله‌ای به دست آید. در دستگاه NSCL واقع در دانشگاه ایالتی میشیگان از آهنرباهای ابرسانا استفاده می‌شود تا میدان مغناطیسی به حدود  $5T$  برسد که با مضر بی در حدود ۳-۲ بزرگتر از قدرت آهنرباهای متداول است، و به همین دلیل ناحیه کوچکتري را اشغال می‌کند و هزینه کمتری دارد. شکل ۱۸-۱۵ نمونه‌ای از طرح یک سیکلوترون AVF ابرسانا را نشان می‌دهد. باریکه‌های این نوع ماشینها باید یونهایی با انرژی از چند صد MeV به ازای هر نوکلئون برای یونهای سبکتر (O, C) تا  $10-5$  MeV به ازای هر نوکلئون برای یونهای سنگین ( $A > 150$ ) باشند، و جریانهای باریکه برای یونهای سبک در حدود  $\mu A$  و برای سنگینترین یونها از مرتبه چند ده یا چند صد نانوآمپرند.

## ۳.۱۵ سنکروترونها

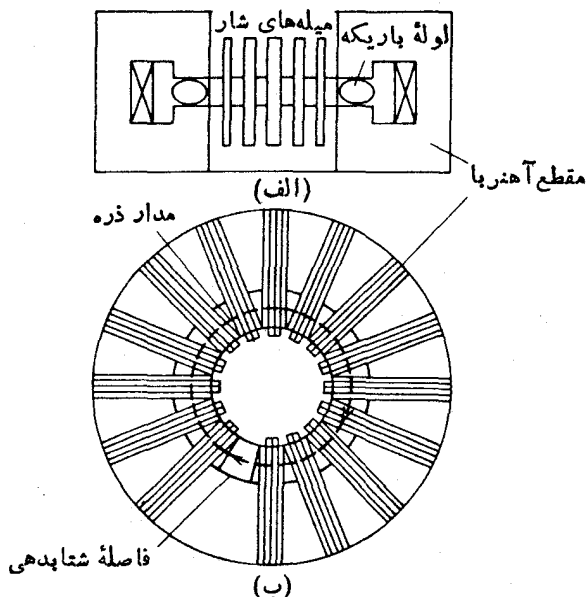
توسعه سیکلوترون یا سنکروسیکلوترون تا انرژی بالاتر بدان معنی است که ماشینهای با شعاعهای بزرگتر ساخته شوند. از آنجا که هزینه ساخت آهنربا رقم اصلی در هزینه سیکلوترون است، انتظار داریم که هزینه‌های ساخت سیکلوترونهای بزرگتر بر حسب مکعب انرژی افزایش یابد. توسعه سیکلوترونهای  $500 \text{ MeV}$  نسل حاضر (با هزینه حدود  $10^8$  دلار) به ماشینهای با انرژی بالاتر (حتی انرژی  $5 \text{ GeV}$  نیز برای مطالعه پدیده‌های بنیادی اخیر ومسائل مورد توجه فعلی ناکافی است) به سرعت هزینه ساخت را به مرتبه تولید



شکل ۱۸۰۱۵ سیکلوترون ابرسانا در چاکریور، کانادا. پیچ‌های ابرسانا، میدانهای منطاطیسی بزرگتر از میدانهای متداول به وجود می‌آورند و امکان ساخت دستگاهی جمع‌وجورتر را برای سیکلوترون فراهم می‌سازند.

ناخالص ملی ایالات متحده می‌رساند. برای حل این معضل باید شتابدهنده سنکروترون ساخت که در آن شدت میدان مغناطیسی و بسامد تشدید هر دو تغییر می‌کنند.

شکل ۱۹۰۱۵ ساده‌ترین نوع سنکروترون را نشان می‌دهد. ویژگی اساسی این ماشین که با وجود افزایش انرژی هزینه‌ها را منطقی می‌سازد آن است که شعاع مدار ذرات در انرژی‌های بالا تقریباً ثابت می‌ماند. بنا بر این میدان مغناطیسی مورد نیاز فقط در ناحیه محیط



شکل ۱۹.۱۵ منظره‌ای از سطح مقطع عمودی و افقی سنکروترون الکترون. چندین آهنربا پاریکه را به صورت دایره خم می‌کنند و یک میدان الکتریکی ذرات را در هر دوران یکبار شتاب می‌دهد. اگر انرژی ذره بالا باشد، حتی با افزایش انرژی هم شعاع مداری ذره تقریباً ثابت باقی می‌ماند.

اعمال می‌شود و نه در تمام حجم دورانی قرص چنانکه در سیکلوترون معمولی دیده می‌شود. همان‌طور که در شکل ۱۹.۱۵ نشان داده شده است، یک آهنربای حلقوی می‌تواند این وظیفه را انجام دهد. ذرات در مسیری دایره‌ای حرکت می‌کنند و در هر دوران هنگام عبور از یک فاصله خالی، توسط میدان الکتریکی تشدید شتاب می‌گیرند. با افزایش انرژی، بسامد و لذا متناسب دوسر فاصله باید افزایش یابد تا شرایط تشدید محفوظ بماند. به‌طور همزمان، میدان مغناطیسی نیز باید افزایش یابد تا شعاع را ثابت نگاه دارد. (در اینجا میدان را به طور زمانی تغییر می‌دهیم و نه به‌طور مکانی چنانکه در سیکلوترون  $AVF$  دیده می‌شود). در یک میدان مغناطیسی به شدت  $B$ ، ذره با بردار  $e$  در قوس دورانی به شعاع  $r$  با تکانه  $p = e r B$  حرکت می‌کند. انرژی نسبی کل ذره عبارت است از

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$$

$$= \sqrt{e^2 r^2 B^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (۸.۱۵)$$

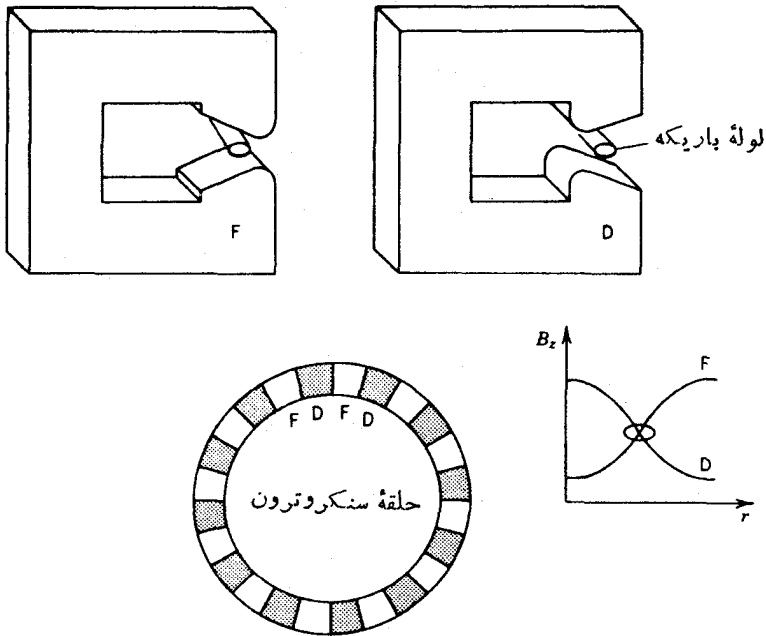
در این صورت، شرط اساسی سیکلوترون یا معادله (۴.۱۵) را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$\nu = \frac{eBc^2}{2\pi\sqrt{e^2r^2B^2c^2 + m^2c^4}} \quad (۹.۱۵)$$

برای هر  $r$  مشخص، معادله (۹.۱۵) رابطه بین  $B$  و  $\nu$  مورد نیاز را برای حفظ همزمانی به دست می‌دهد.

از آنجا که در این شتابدهنده از بسامد و میدان مغناطیسی متغیر استفاده می‌شود، لذا سنکروترون باید به جای مد پیوسته با مد تپشی کار کند. این امر مسائل مربوط به پایداری تپشهای باریکه در زمان و مکان را به ما بازمی‌گرداند. پایداری زمانی تپشها به همان طریق پایداری فاز که قبلاً در مورد سنکروترون بحث شد، حاصل می‌شود. در حالت سنکروترون، پایداری مکانی مستقل از پایداری فاز نیست زیرا ذره‌ای که در فاصله مدار «ضربه» کمی بزرگتر دریافت می‌دارد، به طرف شعاع بزرگتر حرکت خواهد کرد، و باید میدان  $B$  بزرگتری را در این شعاع ببیند و گرنه از همرا هانش جدا خواهد شد. با این حال، همان طور که از بحث شکل ۱۳.۱۵ نتیجه می‌شود، هر گاه میدان با  $r$  افزایش یابد، بامسئله واکانونی شدن قائم رو به‌رو خواهیم شد. حل مسئله کانونی کردن، که عموماً کانونی کردن قوی یا کانونی کردن با شیب هتئروپولی ( $AG$ ) نامیده می‌شود، خیلی شبیه به کانونی کردن عدسیهای چار قطبی است که در شکل ۲.۱۵ مطرح شد. آهنرباها در قطعه‌هایی آرایش می‌یابند که طبق شکل ۲۰.۱۵ تناوباً شامل شبیه‌های شعاعی افزایشی و کاهش‌ی خواهند بود. میدان در مرکز لوله باریکه در تمام قطعه‌ها دارای مقداریکسان است، اما در یک قطعه با  $r$  کاهش و در قطعه مجاور افزایش می‌یابد. تغییرات میدان با  $r$  خیلی شدید است به طوری که در قطعه‌های متوالی داریم  $B_2 \propto r^{+n}$  و  $B_2 \propto r^{-n}$  که در آن  $n \sim 300$  است.

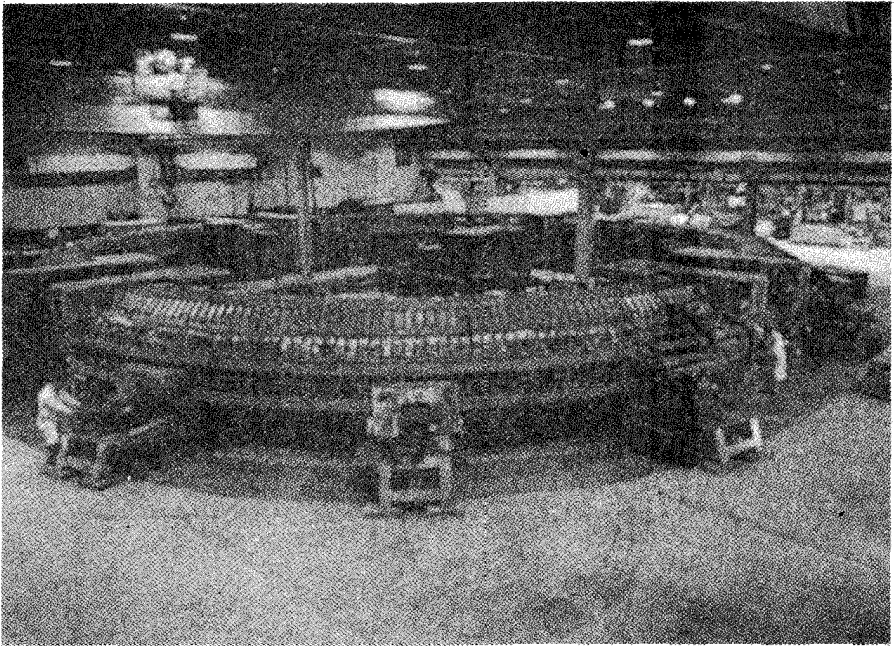
در یک سنکروترون برای شتاب دادن الکترونها، سرعت‌های نسبیتهی به سهولت قابل حصول‌اند به طوری که داریم  $cp \gg mc^2$ ، و بسامد مداری، چنانکه از معادله (۹.۱۵) قابل استنباط است، تقریباً ثابت می‌ماند. ماشینهای اولیه در اواخر دهه ۱۹۴۰ و اوایل دهه ۱۹۵۰ به انرژی‌هایی در گستره چند صد MeV رسیدند. استفاده از کانونی کردن  $AG$ ، امکان دسترسی به انرژی‌های بالاتر را فراهم می‌سازد و شتابدهنده الکترون کمربیج در سالهای ۱۹۶۸-۱۹۶۲ با انرژی ۶ GeV راه‌اندازی شد. شعاع مدار آنها ۳۶ m و حداکثر میدان مغناطیسی برابر ۷۶ T بود. یک شتابدهنده خطی که به عنوان تزریق کننده به کار می‌رفت انرژی اولیه ۲۵ MeV را ایجاد می‌کرد که همین مقدار نیز الکترونها را به وضعیت نسبیتهی می‌رساند. بسامد تشدید ۴۷۶ MHz بود که در ۱۶ کاواک حول حلقه اعمال می‌شد. جمعاً تعداد ۴۸ آهنربای قطعه‌ای نیز کانونی کردن  $AG$  را تأمین می‌کردند. هزینه ساخت نسبتاً پایین و در حدود ۱۲ میلیون دلار بود. ماشین مشابه دیگری که در هامبورگ آلمان ساخته شده است و سنکروترون الکترونی آلمان (DESY) نامیده می‌شود در اصل در سال ۱۹۶۵ برای انرژی ۷ GeV طراحی و ساخته شد، و اخیراً به عنوان شتابدهنده باریکه برخوردی



**شکل ۲۰.۱۵** کانونی کردن قوی یا کانونی کردن AG در سنکروترون. آهنرباهای با میدانهای کانونی کننده (F) و وا کانونی کننده (D) حول حلقه شتابدهنده يك در میان آرایش می یابند. آهنرباها در بالا نشان داده شده اند، و وابستگی شعاعی میدان درست راست نشان داده شده است.

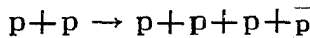
انرژی اش به  $35 \text{ GeV}$  افزایش یافته است (بخش ۵.۱۵).

پروتونها تا قبل از کسب انرژیهای چند GeV به سرعتهای کاملاً نسبیستی نمی رسند. بنابراین، بسامد تشدید می باید تغییر کند تا شعاع مدار را ثابت نگاه دارد. اولین سنکروترون پروتونی که در سال ۱۹۵۲ تکمیل شد «کازموترون» بود که در آزمایشگاه ملی بروکهایون قرار دارد و برای پروتونها با انرژی  $3 \text{ GeV}$  طراحی شده است (شکل ۲۱.۱۵). میانگین شعاع مدار حدود  $10 \text{ m}$  و حداکثر شدت میدان مغناطیسی  $T 10^4$  بود. انرژی تسزریق  $385 \text{ MeV}$  بود و بسامد نوسانگر  $ac$  از  $37 \text{ rps}$  تا  $4 \text{ MHz}$  در خلال شتابدهی تغییر می کرد که در این عمل، پروتونها حدود  $3 \times 10^6$  مدار را می پیمودند. در حدود  $5 \times 10^{10}$  ذره در ثانیه ایجاد می شدند. در همان زمان، يك سنکروترون مشابه پروتون در آزمایشگاه لارنس در برکلی ساخته شد که شعاع آن کمی بزرگتر ( $18 \text{ m}$ ) و شدت میدان آن کمی بیشتر ( $T 10^6$ ) بود. این ماشین «بواترون» نام گرفت (BeV به معنی بیلیون الکترون ولت است که در آن زمان برای  $10^9 \text{ eV}$  به کار می رفت که اینک  $\text{GeV}$  نام دارد). ساخت آن در سال ۱۹۵۴ با انرژی مورد نظر  $64 \text{ GeV}$  تکمیل شد. این انرژی طوری انتخاب شده بود که



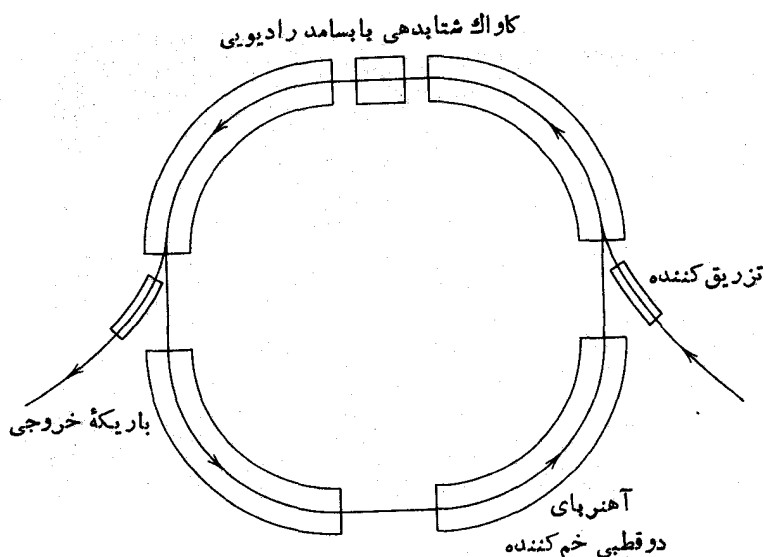
شکل ۲۱۰۱۵ سنکروترون پروتون  $۲\text{ GeV}$  در بروکهایون که کازموترون نام دارد.

از آستانهٔ ایجاد پادپروتونهای  $\bar{p}$  در واکنش پروتونهای شتابدار با هدف هیدروژن تجاوز کند



کشف پادپروتون در سال ۱۹۵۶ در بواترون باعث شد که جایزه نوبل سال ۱۹۵۹ در فیزیک را نصیب کاشفان آن، اون چمبرلین و امیلیو سگریه، کند. شکل ۲۲۰۱۵ طرح اساسی کازموترون و بواترون را با چهار قطاع مغناطیسی و یک گاف شتابدهنده نشان می‌دهد. در اواخر دههٔ ۱۹۵۰ چند سنکروترون پروتون معمولی دیگر نیز در ایالات متحده، انگلستان، فرانسه، و شوروی ساخته شدند. این ماشینها می‌توانند پروتونهایی در گسترهٔ انرژی  $۱-۱۰\text{ GeV}$  ایجاد کنند.

در همین دوره (دههٔ ۱۹۵۰)، مطالعات طراحی جهت کاربرد اصل شیب تناوبی (AG) در سنکروترونهای پروتون در جریان بود، و در سال ۱۹۶۰ دو ماشین به کار افتاد که یکی سنکروترون شیب تناوبی (AGS) در بروکهایون و دیگری سنکروترون پروتون سرن (CPS) بوده است (CERN) یا مرکز اروپایی تحقیقات هسته‌ای حاصل همکاری چندین کشور اروپای غربی است. راه اندازی این مرکز با توجه به این نکته تحقق یافت که ساخت شتابدهنده‌های هسته‌ای بزرگ و پرهزینه فراتر از توانایی اقتصادی اکثر کشورها به تنهایی است، CPS

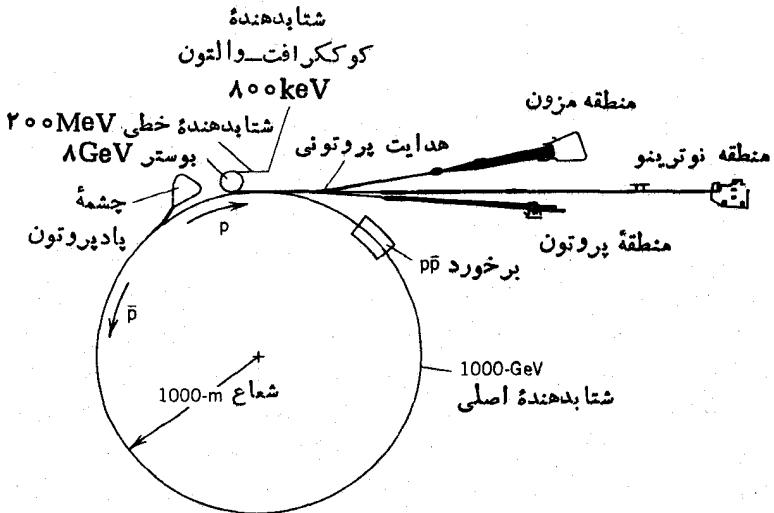


شکل ۲۲۰۱۵ ساختار اصلی سنکروترون پروتون با چهار قطاع دوقطبی برای خم کردن باریکه و يك کاواک rf برای فراهم ساختن شتاب لازم.

که در ژنو، سوئیس، ساخته شده است اولین شتابدهنده بزرگ در مرکز CERN بود که به یکی از فعالترین مراکز تحقیقات فیزیکی بزرگ دنیا تبدیل شده است). AGS بعد از تزریق انرژی ۵۰ MeV، به انرژی ۳۳ GeV رسید که در حدود  $3 \times 10^{11}$  پروتون در ثانیه ایجاد می کند. انرژی بالا متناظر با شعاع بسیار بزرگتر (۱۲۸ m)، مثلاً در مقایسه با کاموترون ۳ GeV (با شعاع ۱۰ m) است. باریکه تولید شده توسط حدود ۱۰۰ معکوس کننده شیب در حول مدار، با تغییرات میدان  $300 \pm 3$  قویاً کانونی می شود، که اثر آنرا در اندازه کاهش یافته روزانه باریکه می توان مشاهده کرد. ابعاد روزانه ۸ cm ارتفاع و ۱۸ cm پهنا در AGS و در کاموترون به صورت  $22 \times 91$  cm است. گروه طراحی سرن با گروه بروکهایون همکاری نزدیک داشتند و در نتیجه، طراحی و امکانات CPS با حداکثر انرژی ۲۸ GeV خیلی مشابه دستگاه بروکهایون است. در اواخر دهه ۱۹۶۰، یک سنکروترون پروتون AG با انرژی ۷۰ GeV در سرپوخوف شوروی ساخته شد.

در جستجوی انرژیهای حتی بالاتر برای مطالعه تولید و برهم کنشهای ذرات بنیادی، سنکروترون پروتون همچنان به عنوان شتابدهنده اصلی به کار می رود. پیشرفت عمده ای که در طراحی حاصل شده است، جداسازی عملکردهای خم کننده گسی و کانونی کننده گسی بوده است، به طوری که اکنون آهنرباهای دوقطبی باریکه را خم می کنند و آهنرباهای چارقطبی عمل





شکل ۲۳-۱۵ طرح سنکروترون پروتون در آزمایشگاه فرمی.

کانونی کردن را انجام می‌دهند. در آزمایشگاه شتابدهنده ملی فرمی (FNAL) در باتاویا، ایلینویز، یک سنکروترون پروتون با عملکرد مجزای  $500\text{ GeV}$  وجود دارد که شعاع مدار آن  $1000\text{ m}$  است (شکل ۲۳-۱۵). این شتابدهنده از سال ۱۹۷۲ با انرژی  $200\text{ GeV}$  به کار افتاد. تزریق  $8\text{ GeV}$  با استفاده از سه شتابدهنده صورت می‌گیرد: شتابدهنده کوکرافت- والتون  $8\text{ MeV}$ ، به دنبال آن یک شتابدهنده خطی با ولتاژ  $200\text{ MeV}$  (بخش

۴.۱۵) و سپس يك سنکروترون بوستر  $8\text{ GeV}$ . حداکثر میدان در آهنرباهای خم کننده برابر  $194\text{ T}$  و حداکثر بسامد تشدیدي کواکهای  $\text{ac}$  نیز برابر  $53\text{ MHz}$  است. این شتابدهنده در هر ۱۲ ثانیه تپشهای با پهنای حدود يك ثانیه تولید می کند، و توان مغناطیس مورد نیاز ( $36\text{ MW}$ ) کافی است که انرژی يك شهر کوچک را تغذیه کند و تکنیکهای خاصی باید به کار برده شود تا توان الکتریکی در خلال تولید تپشها در شتابدهنده به مصرف برسد و در وقتی که این تپش تولید نمی شوند به شبکه برق تجارتي ملحق شود.

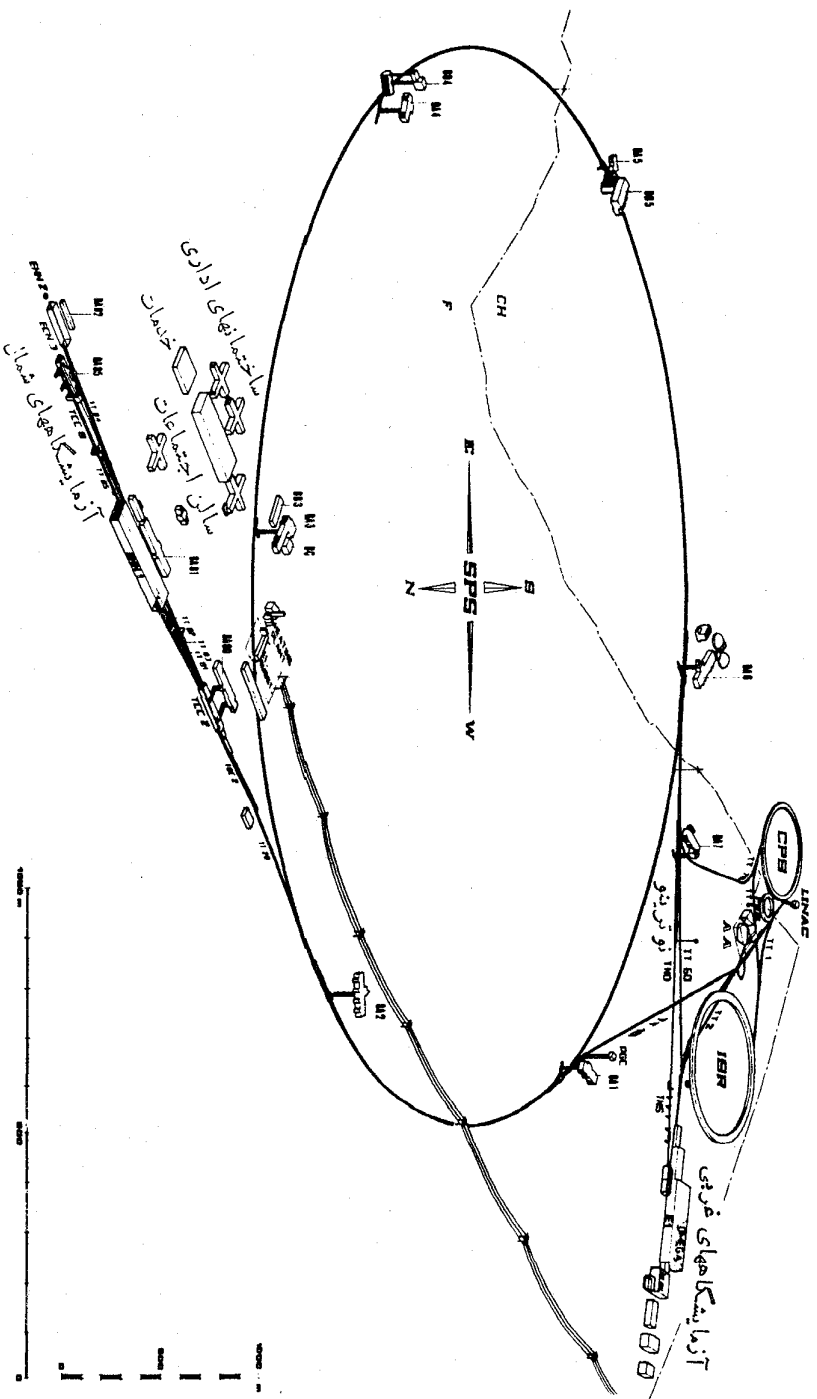
در شکل ۲۴.۱۵، ابر سنکروترون پروتون SPS سرن نشان داده شده است که ماشین مشابهی است و پروتونهایی با انرژی  $400\text{ GeV}$  تولید می کند.

يك پیشرفت عمده در امکانات آزمایشگاه فرمی، استفاده از آهنرباهای ابررسانا بوده است. به کمک میدان قوی حاصل از این آهنربا (حدود  $4\text{ T}$ ) می توان انرژی باریکها را تقریباً به دو برابر تا حدود  $1000\text{ GeV}$  یا  $1\text{ TeV}$  افزایش داد، که نام «تواترون» نیز به همین مناسبت بدان اطلاق می شود. کشفیات تجربی فیزیکی ذرات که در آزمایشگاههای فرمی و سرن انجام شده اند، در فصل ۱۸ مورد بحث قرار خواهند گرفت.

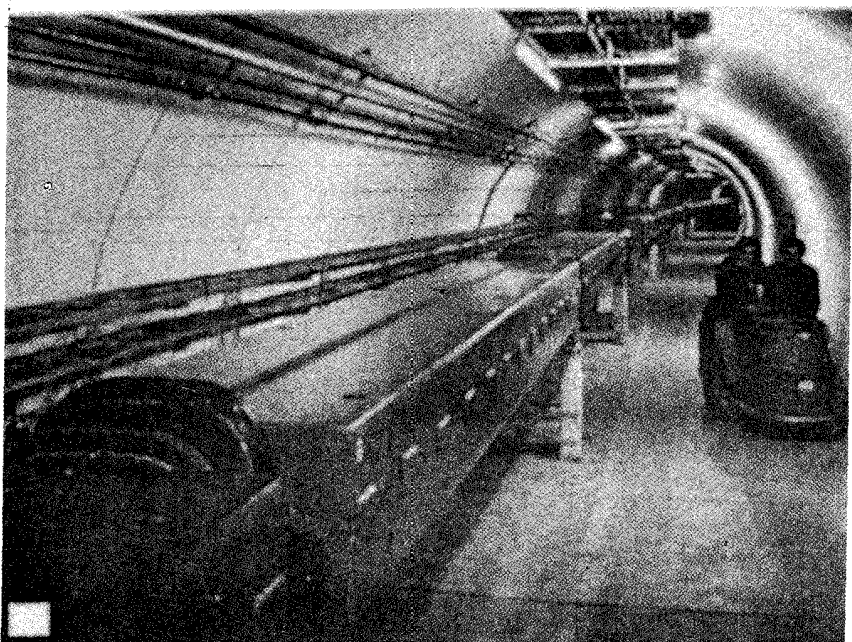
پیشرفت شتابدهندههای چرخه ای پروتون به صورت زیر بوده است: سیکلوترونهای معمولی ( $10-100\text{ MeV}$ )، سیکلوترونهای AVF و سنکروسیکلوترونها ( $1\text{ GeV}-100\text{ MeV}$ )، سنکروترونهای متداول ( $1-100\text{ GeV}$ )، و سنکروترون AG ( $1\text{ TeV}-100\text{ GeV}$ ). غیر از هزینه آهنرباها و اندازه حلقه، حدی برای انرژیایی که می توان از سنکروترون پروتون به دست آورد وجود ندارد، و در زمان حاضر مباحثات درباره طراحی و ساختمان نسل بعدی که انتظار می رود انرژی آن به  $20\text{ TeV}$  برسد، در جریان است. استفاده از آهنرباهای ابررسانا تا حدی باعث صرفه جویی اقتصادی شده است. اما با این حال اندازه شتابدهنده در گستره قطر  $30\text{ km}$  تا  $60\text{ km}$  بر آورد می شود که مقدار دقیق آن به شدت میدان آهنربای ابررسانا بستگی دارد. جالب است که این قطرها را با قطر  $2\text{ km}$  حلقه اصلی آزمایشگاه فرمی مقایسه کنیم. هزینه اصلی ساخت نیز که در حدود ۵ میلیارد دلار به قیمت های سال ۱۹۸۵ بر آورد شده است، در مقایسه با هزینه آزمایشگاه فرمی که در حدود ۲۰۰ میلیون دلار در سال ۱۹۷۲ بوده است، به طور خطی افزایش می یابد.

### ۴.۱۵ شتابدهنده های خطی

در شتابدهنده خطی (که غالباً «linac» نام دارد)، همانند مورد سیکلوترون، ذرات از طریق يك ولتاژ  $\text{ac}$  شتابهای جدا از هم زیادی را دریافت می دارند، و اختلاف در این است که ذرات در linac در خط مستقیمی حرکت می کنند. این امر فوراً هزینه های زیاد مربوط به آهنرباهای سیکلوترون و اثرات واکانونی کنندگی میدانهای مغناطیسی را بر طرف می سازد. در شکل ۲۵.۱۵ طرح اساسی يك شتابدهنده خطی نشان داده شده است. باریکها از میان تعدادی الکترودهای حلقوی توخالی که به تناوب به قطبهای مخالف منبع ولتاژ  $\text{ac}$  متصل می شوند حرکت می کنند. ذرات هنگام عبور از گاف بین الکترودها شتاب می گیرند. به محض



شکل ۱۵-۲۴ (الف) نمودار ابرسینکروترون پروتون ۴۰۰ GeV و سون ۲۶ GeV (PS) به عنوان تزریق کننده برای حلقه اصلی به کار می رود. این ماشین ۲۷ km قطر دارد و در زمین دو کشور سوئیس (F) و سوئیس (CH) در عمق ۵ m زیر زمین بنا شده است.



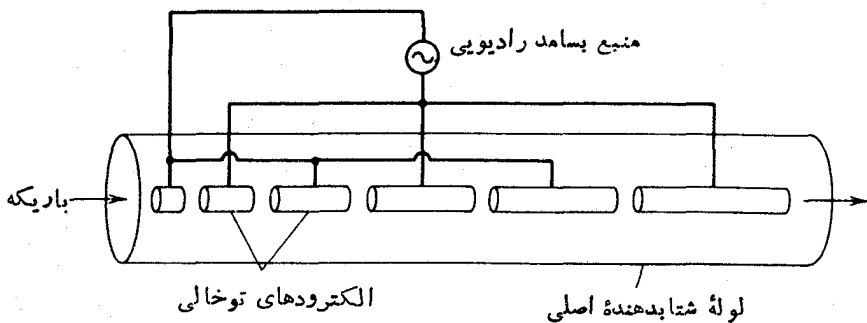
شکل ۲۴۰۱۵ (ب) توئل زیرزمینی شتابدهنده SPS در سرن. مقطه‌های طویل آهنرباهای دو قطبی هستند که کارشان خم کردن پاریکه است؛ در فاصله‌ای از این آهنرباها آهنربای چار قطبی دیده می‌شود (چهارمین آهنربا از سمت چپ که از آهنرباهای دیگر کمی بزرگتر است).

ورود به داخل يك الكتروود، ذره در ناحیه‌ای بامیدان صفر حرکت می‌کند و برای زمانی مساوی با نصف دوره تناوب ولتاژ ac به جلو رانده می‌شود (نام «لولة رانش» به همین مناسبت به الكتروودها داده می‌شود). بدین ترتیب، قطبیت ولتاژ در خلال زمانی که ذره در داخل لولة رانش است عوض می‌شود، و در نتیجه ذره هنگام عبور از گاف بعدی مجدداً شتاب می‌گیرد. کارچنین شتابدهنده‌ای وابسته به این شرط است که ورود ذرات به داخل هر گاف در تشدید بامیدان الکتریکی دوسرگاف باشد. هر گاه  $t/2$  نصف دوره تناوب ولتاژ ac باشد، در این صورت طول لولة رانش  $n\lambda$  برای ذرات با سرعت  $v_n$  باید چنین باشند

$$L_n = v_n t / 2 \quad (10.15)$$

برای ذرات نانسیتی بابر، پس از عبور از میان  $n$  گاف با اختلاف پتانسیل  $V_0$ ، انرژی جنبشی ذره عبارت است از

$$T_n = neV_0 = \frac{1}{2} m v_n^2 \quad (11.15)$$



شکل ۲۵-۱۵ طرح اساسی شتابدهنده خطی (که غالباً نوع اسلون-لارنس نامیده می‌شود). عمل شتابدهی در گافهای بین الکترودهای حلقوی توخالی صورت می‌گیرد.

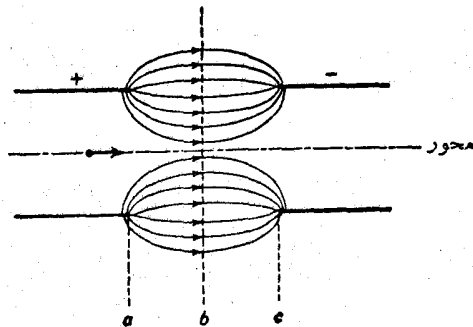
در نتیجه، خواهیم داشت

$$L_n = \left( \frac{nev_0}{2m} \right)^{1/2} t \quad (12.15)$$

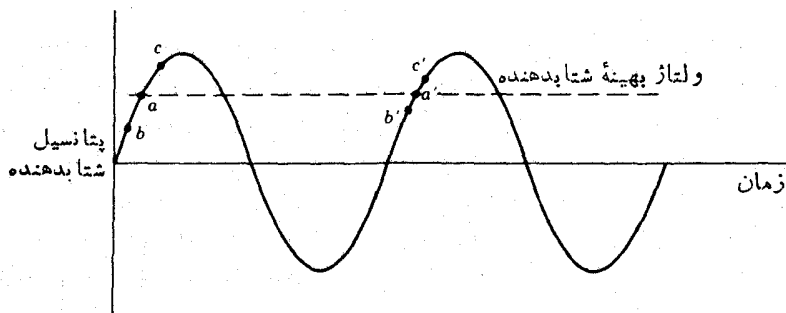
بنابراین طول لوله رانش باید به صورت  $n^{1/2}$  افزایش یابد. برای ذرات نسبیستی، که  $v \approx c$  می‌شود، طول لوله رانش تقریباً ثابت است.

ذرات در عبور از گاف، در راستای شعاعی اندکی کانونی می‌شوند که با مراجعه به شکل ۲۶-۱۵ می‌توان آن را درک کرد. در نیمه گاف (ناحیه  $ab$ )، خطوط نیروی میدان الکتریکی ذرات خارج محور را به طرف محور کانونی می‌کنند در حالی که در ناحیه  $bc$  یک اثر واکانونی-کنندگی وجود دارد. اما، شتاب در اینجا بدان معنی است که ذرات کندتر حرکت می‌کنند و لذا در ناحیه  $ab$  زمان بیشتری را سپری می‌کنند و در نتیجه اثر کانونی-کننده اندکی بر اثر واکانونی-کننده می‌چربد. این کانونی کردن مختصر (که برای میدانهای ایستا روی می‌دهد) به خاطر ماهیت وابسته به زمان میدان تغییر می‌کند، که اثر آنرا با توجه به ملاحظات قبلی درباره پایداری فاز دنبال می‌کنیم.

پایداری فاز در شتابدهنده خطی وقتی حاصل می‌شود که دسته ذرات به فاز افزایشی چرخه  $ac$  می‌رسد (شکل ۲۷-۱۵ را با شکل ۱۴-۱۵ مقایسه کنید). دسته‌ای از ذرات را در نظر می‌گیریم که به گاف می‌رسند. از آنجا که ولتاژ در حال افزایش است، ذراتی که زودتر (از دسته) می‌رسند ولتاژ بهینه بر آنها وارد نمی‌شود؛ این ذرات تا حدی کمتر از ذراتی که دیرتر می‌رسند شتاب می‌گیرند و زمان بیشتری را برای عبور از لوله رانش سپری می‌کنند. لذا این ذرات «زودرس» به تأخیر می‌افتند و در گاف بعدی در مرکز یا حتی در انتهای دسته قرار می‌گیرند. به طریق مشابه، ذراتی که در حوالی انتهای دسته به گاف می‌رسند ولتاژ



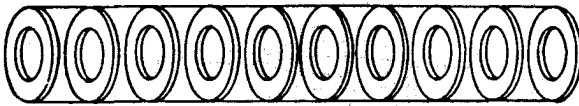
شکل ۲۶.۱۵ میدان الکتریکی در فاصله یا گاف بین دو لولهٔ رانش.



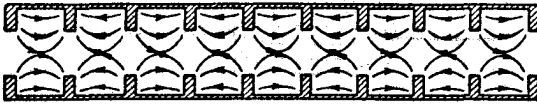
شکل ۲۷.۱۵ پایداری فاز در یک شتا بدهندهٔ خطی. هنگامی که ولتاژ شتا بدهنده به مقدار بهینهٔ خود می‌رسد ذرات در یکی از گافها در موقعیت  $a$  قرار دارند، همین ذرات هنگامی که ولتاژ دوباره به همان مقدار می‌رسد در گاف بعدی در موقعیت  $a'$  قرار می‌گیرند. ذراتی که زودتر می‌رسند (نقطه  $b$ ) کمتر شتاب می‌گیرند و بنا بر این تا حدی به تأخیر می‌افتند و دیرتر به گاف بعدی ( $b'$ ) خواهند رسید. ذراتی که دیرتر می‌رسند ( $c$ ) شتاب بیشتری را متحمل می‌شوند و در گاف بعدی زودتر خواهند رسید ( $c'$ ).

بزرگتر و شتاب بیشتری را متحمل می‌شوند، که آنها را به طرف ابتدای دستهٔ بعدی هدایت می‌کند. برای هر دسته یک ولتاژ بهینه برای تشدید کامل وجود دارد که ذرات حول آن می‌توانند از گافی تا گاف بعدی نوسان کنند، اما نتیجهٔ نهایی پایداری فاز است که ذرات دسته را در کنار هم نگاه می‌دارد.

اینک به قانونی کنگدگی شعاعی نشان داده شده در شکل ۲۶.۱۵ بازمی‌گردیم. از آنجا که پایداری فاز ایجاب می‌کند که ذرات هنگام افزایش ولتاژ از گاف عبور کنند، هنگامی که ذرات در ناحیهٔ واکانونی کننده  $bc$  قرار دارند ولتاژ بزرگتر است. این اثر واکانونی کننده بیشتر از اثر کانونی کنندهٔ ضعیف شعاعی است و در نتیجه در مجموع یک اثر واکانونی شعاعی حاصل می‌شود که با قرار دادن عدسیهای چارقطبی در داخل لوله‌های رانش باید تصحیح شود.



(الف)



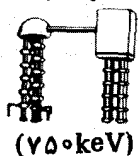
(ب)

**شکل ۲۸-۱۵** (الف) يك موجبر دایره‌ای با «قرصهای متوالی». (ب) میدان الکتریکی در موجبر (الف).

شتابدهندهٔ ابتدایی مورد بحث را می‌توان يك كاواك (یا تعدادی كاواك) در نظر گرفت که در آن يك موج ساکن تشدید الکترومغناطیسی وجود دارد. برای انرژیهای بالا جریانه‌های زیاد بهتر است که يك موج پیشرو را به کار بریم، که در آن فرض می‌کنیم ذرات در طول شتابدهنده سوار بر قلهٔ يك موج پیشرو در حرکت‌اند، درست همانند يك اسکی باز روی آب که بر قلهٔ موج دریا سوار می‌شود. چون اتلاف انرژی در اثر مقاومت زیاد است، توان لازم باید در بازه‌های منظم به داخل شتابدهنده و در طول آن تغذیه شود تا امواج پیشرو را از میرایی حفظ کند. به این دلیل شتابدهنده‌های خطی به جای اینکه باریک‌های پیموسته تولید کنند، به صورت تپشی عمل می‌کنند. درمد تپشی، توان مورد نیاز فقط برای کسر کوچکی از زمان (در حدود چند درصد) فراهم می‌شود. مسئله‌ای که طراحان شتابدهنده با آن مواجه‌اند، ساخت كاواکی است که در آن سرعت فاز موج پیشرو دقیقاً با سرعت ذره‌ای که در طول كاواك شتاب می‌گیرد متناسب باشد. با استفاده از آرایش «قرصهای متوالی» که در شکل ۲۸-۱۵ نشان داده شده است، این عمل صورت می‌گیرد. سرعت فاز موج به وسیلهٔ ابعاد قرصها تعیین می‌شود.

در اینجا به شرح سه نمونهٔ قابل توجه از شتابدهنده‌های خطی ایالات متحده می‌پردازیم. اولی شتابدهندهٔ پروتون در مرکز فیزیک مزون لوس‌آلاموس (LAMPF) است. این شتابدهنده شامل سه مرحلهٔ زیر است: تزریق‌کننده‌های کوکلرافت-والتون که باریک‌های از پروتونهای  $5\text{MeV}$ ،  $5\text{MeV}$ ،  $5\text{MeV}$ ، و پروتونهای قطبیده فراهم می‌سازد؛ يك بخش لولهٔ رانش شامل  $165$  لولهٔ رانش جداگانه که در بسامد  $200\text{MHz}$  کار می‌کند و باریک‌ها را تا  $100\text{MeV}$  شتاب می‌دهد؛ و يك بخش موج پیشرو شامل كاواکهای جفت شده با بسامد تشدید  $800\text{MHz}$  که باریک‌ها را تا انرژی نهایی  $800\text{MeV}$  شتاب می‌دهد. این شتابدهنده برای تولید شدت بالا ( $1\text{mA}$ ) که در مقایسه با  $\mu\text{A}$  و  $\text{nA}$  شدت جریانی تقریباً غیر قابل تصور برای يك شتابدهنده (طراحی شده است) این شتابدهنده را برای مطالعهٔ برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون در گسترهٔ «انرژی بینایی»  $200\text{--}800\text{MeV}$  در نظر گرفته‌اند که چشمهٔ پرسرعتی از مزونهای  $\pi$  را برای مطالعهٔ برهم‌کنشهای مزون-نوکلئون فراهم می‌سازد. شکل ۲۹-۱۵

تزریق کننده کوکرافت- والتون



(750 keV)

شتا بدهنده خطی  
بالوله رانشی



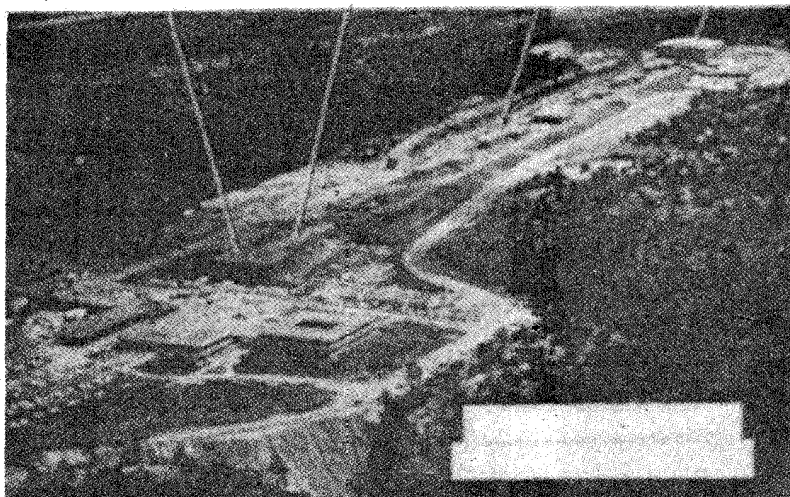
20125 MHz

شتا بدهنده خطی جفت شده

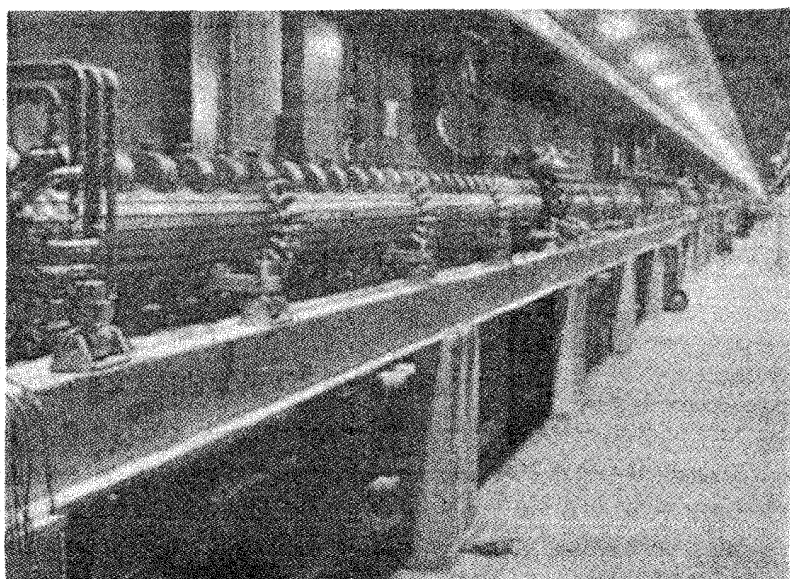


805 MHz

آزمایشگاهها



(الف)



(ب)

شکل ۲۹-۱۵ شتا بدهنده خطی پروتون به طول نیم مایل در مرکز فیزیک مزون لوس آلام خود شتا بدهنده در زیر زمین قرار دارد. شکل (الف) ساختمانهای ورودی و سالن آزمایش رانشان می دهد، و شکل (ب) در واقع بخش موج پیشرونده شتا بدهنده را نشان می دهد.



این تأسیسات را که اولین بار در سال ۱۹۷۲ به کار افتاد نشان می‌دهد.

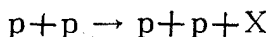
یک نمونه از شنا بدهنده خطی الکترون در مرکز شنا بدهنده خطی استا نفورد (SLAC) ساخته شده است، و آن یک شنا بدهنده موج پیشرو است که در بسامد  $2856 \text{ MHz}$  کار می‌کند و در طول ۲ مایلی آن الکترونها تا انرژی  $30 \text{ GeV}$  شتاب می‌گیرند. اساس طرح آن، موجبر با فرسهای متوالی (همانند شکل ۲۸.۱۵) است و میانگین جریان الکترونی آن برابر  $30 \mu\text{A}$  و آهنگ تپشهای آن  $360 \text{ Hz}$  و با پهنای  $17 \mu\text{s}$  در هر تپش است.

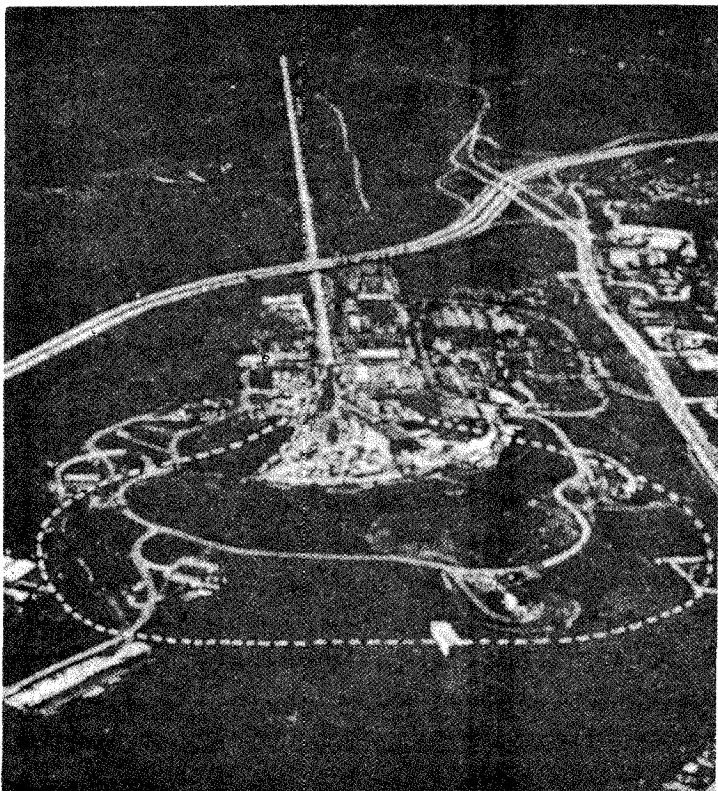
شکل ۳۰.۱۵ منظره‌ای از SLAC را نشان می‌دهد که در محوطه دانشگاه استا نفورد واقع شده است. از وقتی که اولین باریکه در سال ۱۹۶۷ ایجاد شد، این شنا بدهنده یکی از عناصر اصلی برنامه ایالات متحده در فیزیک انرژی بالا بوده است (پیش از این شنا بدهنده، یک شنا بدهنده خطی قادر به تولید الکترونها با انرژی  $12 \text{ GeV}$  بود که در کسب اطلاعات از خواص اصلی هسته‌ای بسیار مهم بود. اطلاعات پراکندگی الکترون که در شکل ۱.۳ شرح داده شد، اولین اطلاعات تفصیلی از شعاعهای هسته‌ای را به دست داده بود). از میان کشفیات مهمی که اخیراً در SLAC انجام شده است، می‌توان مزون  $J/\psi$  و لپتون  $\tau$  را نام برد (فصل ۱۸ را ببینید). هنگامی که باریکه الکترونی حاصل از شنا بدهنده به صورت حلقه دایره‌ای درمی‌آید، تابش الکترومغناطیسی تولید شده را (که عمدتاً به صورت پرتوهای  $x$  است) به عنوان یک وسیله کاوش خواص کبه‌ای وسط‌جی جامدات به کار می‌برند. اضافه کردن یک حلقه انبارشی از باریکه بر خورد کننده قابلیت‌های شنا بدهنده را به مقدار زیادی افزایش داده است. این موضوع در بخش ۵.۱۵ مورد بحث قرار خواهد گرفت.

نوع سوم از شنا بدهنده خطی برای شتاب دادن یونهای سنگین طراحی شده است. شنا بدهنده خطی یون بسیار سنگین (superHILAC) آزمایشگاه لارنس برکلی از طرح لوله رانش و تزریق کننده کوکرافت- والتون استفاده می‌کند، و می‌تواند یونهای سنگین (حتی اورانیم) را تا حدود  $9 \text{ MeV}$  به ازای هر نوکلئون شتاب دهد. یک مرکز مشابه هم در دارمستات آلمان قرار دارد. شنا بدهنده یون بسیار سنگین برکلی را همچنین می‌توان به عنوان تزریق کننده یک سنکروترون به کار برد که در این صورت یونها را تا حدود  $25 \text{ GeV}$  به ازای هر نوکلئون شتاب خواهد داد. اهمیت مطالعه واکنشهای یون سنگین در بخش ۱۳.۱۱ مورد بحث قرار گرفت.

## ۵.۱۵ شنا بدهنده‌های باریکه بر خوردی

در تلاش برای انرژیهای بالاتر به منظور مطالعه تولید انواع ذرات جدید و عجیب، هدف طراحی شنا بدهنده آن است که تا سرحد امکان بیشترین مقدار از انرژی جنبشی ذره تابشی به انرژی جرمی ذرات جدید تبدیل شود. فرض کنیم که از باریکه پرتونها در برخورد با هدف هیدروژن برای تولید یک یا چند ذره محصول استفاده می‌کنیم که به طور جمعی آنها را با  $X$  نمایش می‌دهیم.





**شکل ۳۰.۱۵** شتابدهنده خطی الکترون با انرژی  $32\text{ GeV}$  به طول دو مایل در استا نفورد. الکترونها از حدود بالای شکل شروع به حرکت می‌کنند و به طرف هدف که تقریباً در پایین شکل قرار دارد، شتاب می‌گیرند. ساختمانهای موجود در نزدیکی خیابان دایره‌ای در قسمت پایین شکل آزمایشگاههای مربوطه به برخورد دهنده زیرزمینی الکترون-پوزیترون را نشان می‌دهد که یک حلقه انبارشی به قطر  $800\text{ m}$  است و PEP نامیده می‌شود. خط چینها برخورددهنده خطی SLAC (SLC) را نشان می‌دهند که در دست طراحی است و برخوردهای الکترون-پوزیترون با انرژی  $100\text{ GeV}$  را ایجاد خواهد کرد.

فرایندهای دیگری نیز ممکن است اتفاق بیفتد که در آن ذره دیگری غیر از پروتون در حالت نهایی تولید شود. اما، طبق قوانین پایستگی مشخص که در فصل ۱۸ مورد بحث قرار می‌گیرند، لازم است که دوزده نوکلئون گونه حضور داشته باشند که در اینجا آنها را پروتون فرض کرده‌ایم). آستانه انرژی جنبشی آزمایشگاه برای تولید ذره را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$T_{\text{th}} = (-Q) \frac{\text{جرم کل ذرات اولیه و نهایی}}{2 \times (\text{جرم ذره هدف})} \quad (13.15)$$

که در آن  $Q$  طبق معمول برابر  $(m_1 - m_f)c^2$  است. برای واکنش پروتون-پروتون داریم

$$T_{th} = (m_X c^2) \frac{\psi m_p + m_X}{2 m_p} \quad (14.15)$$

$$= m_X c^2 \left( \psi + \frac{1}{2} \frac{m_X}{m_p} \right) \quad (15.15)$$

در چارچوب مرجع آزمایشگاه،  $T_{th}$  باید بزرگتر از دو برابر انرژی سکون ذراتی باشد که می‌خواهیم تولیدشان کنیم. این وضعیت نه چندان خوشایند ناشی از این حقیقت است که حرکت مرکز جرم قبل و بعد از برخورد باید محفوظ باقی بماند. بدین معنی که در واکنش بین یک ذره متحرک و یک هدف ثابت، ذرات نهایی باهمان تکانه خطی کل ذره تابشی حرکت می‌کنند. مقداری از انرژی که در غیر این صورت ممکن بود صرف تولید  $X$  شود به خاطر پایستگی تکانه «تلف می‌شود».

اگر ذره  $X$  یک مزون  $\pi^0$  باشد ( $mc^2 = 135 \text{ MeV}$ )، در این صورت داریم  $T_{th} = 280 \text{ MeV}$ . از انرژی اولیه‌ای که توسط شتابدهنده تأمین می‌شود، ۴۸٪ صرف تولید ذره جدید می‌شود و ۵۲٪ صرف حرکت مرکز جرم. هرگاه مثل مورد تولید پاد پروتون مجموعه  $X$  به صورت  $p + \bar{p}$  باشد، داریم  $T_{th} = 563 \text{ GeV}$  و  $m_X c^2 / T_{th} = 1/3$ ، یعنی تنها ۳۳٪ انرژی صرف تولید ذرات جدید می‌شود. با افزایش انرژی سکون  $X$ ، کسری از انرژی اولیه که صرف تولید ذره می‌شود هنوز هم تا حد زیادی کاهش می‌یابد. هرگاه  $X$  یکی از دو ذره جدیداً کشف شده  $W$  یا  $Z$  باشد (که حامل برهم‌کنش ضعیف به‌همان طریقی است که مزون  $\pi$  را حامل برهم‌کنش قوی می‌دانیم)، که انرژی سکون آن در حدود  $90 \text{ GeV}$  است، در این صورت  $T_{th} = 4500 \text{ GeV}$  خواهد بود. در این حالت داریم  $m_X c^2 / T_{th} = 1/50$  و لذا ۲٪ انرژی اولیه صرف تولید ذره و ۹۸٪ «تلف» خواهد شد. همان‌طور که از معادله (۱۵.۱۵) ملاحظه می‌شود، برای تولید ذرات خیلی سنگینتر از ذرات برهم‌کنشی انرژی آستانه  $T_{th}$  بر حسب  $(m_X c^2)^2$  افزایش می‌یابد. ضریب افزایش ۱۰ در جرم سکون ذرات ایجاد شونده مستلزم افزایشی به ضریب ۱۰۰ در انرژی طراحی شتابدهنده (و در هزینه آن) است.

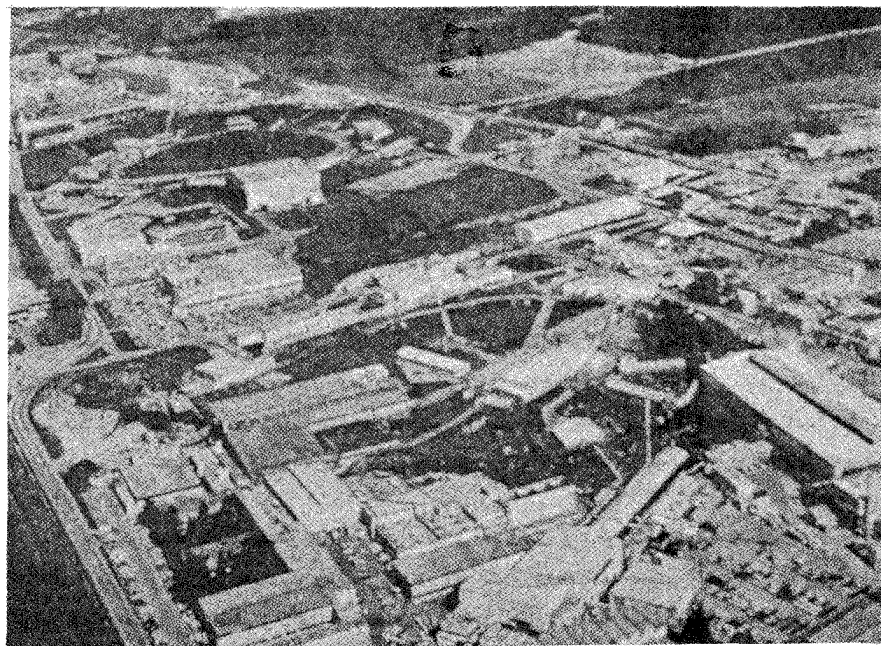
یکی از راه‌های این حقیقت نامطلوب طراحی شتابدهنده‌ها این است که از شتابدهنده با باریکه برخوردی استفاده کنیم که در آن دو باریکه با انرژی یکسان که در دو جهت مخالف در حرکت‌اند باهم برخورد داده می‌شوند. درحقیقت، برخورد در چارچوب مرکز جرم انجام می‌شود. انرژی آستانه برای هر باریکه فقط  $m_X c^2 / 2$  است، لذا می‌توان یک ذره  $90 \text{ GeV}$  را با برخورد دو باریکه با انرژیهای  $45 \text{ GeV}$  تولید کرد، و واضح است که این کار بر گسیل یک باریکه  $4500 \text{ GeV}$  به طرف هدف ثابت ترجیح دارد. این کاهش فوق‌العاده انرژی مورد نیاز را باید با قبول مشکلات تجربی برخورد دادن باریکه‌های ذرات تأمین کرد. چگالی ذرات موجود در باریکه کاملاً پایین است، و نسبت آهنگهای واکنش

در یک شتابدهنده با هدف ثابت به یک شتابدهنده با باریکه برخوردی تقریباً مساوی نسبت تعداد ذرات در هر  $\text{cm}^2$  از ماده هدف (غالباً به صورت هیدروژن مایع) به تعداد ذرات در هر  $\text{cm}^2$  باریکه است. این نسبت به قدری بزرگ است (یک دسته باریکه نوعی ممکن است در حدود  $10^{11}$  ذره در هر  $\text{cm}^2$  داشته باشد، در مقایسه با هدف هیدروژن مایع که در حدود  $10^{25}$  اتم در هر  $\text{cm}^2$  دارد) که آهنگ واکنش را برای شتابدهنده با باریکه برخوردی می‌توان به صورت قابل اغماضی کوچک دانست.

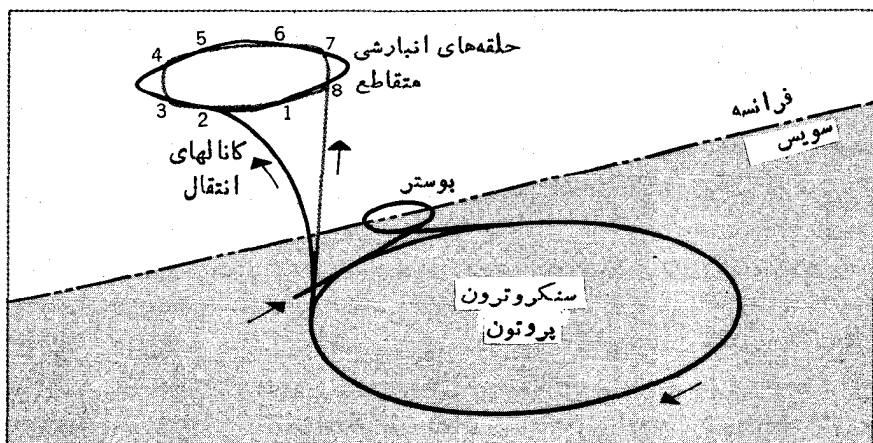
برای مقابله با این آهنگ واکنش کوچک، واکنشها را از طریق عبور اولیه باریکه از میان یک حلقه انبارشی انجام می‌دهند. در یک حلقه انبارشی، تعداد زیادی از تپشهای شتابدهنده را می‌توان برای زمانهایی در حدود یک روز در حال دوران نگاه داشت. در همان حال، باریکه‌ها را کانونی می‌کنند تا ناحیه بسیار کوچکتري را در مقایسه با زمان ترک شتابدهنده اشغال کنند. نتیجه نهایی افزایش آهنگ برخورد دسته‌ها و افزایش چگالی باریکه این است که آهنگ واکنش نسبت به شتابدهنده با هدف ثابت فقط با ضریبی در حدود  $10^6 - 10^4$  کمتر خواهد بود، که بدین ترتیب آزمایشهای زیادی را با استفاده از باریکه برخوردی می‌توان انجام داد.

یک نمونه از شتابدهنده اولیه با باریکه برخوردی پروتون-پروتون، همان حلقه انبارشی متقاطع سرن (ISR) است که در شکل ۳۱-۱۵ نشان داده شده است. باریکه‌های پروتونهای حاصل از سنکروترون پروتون سرن به داخل دو حلقه انبارشی فرستاده می‌شوند، که در آن باریکه‌ها در دو جهت مخالف در حرکت اند و می‌توانند در هشت نقطه در اطراف حلقه‌ها با هم برخورد کنند. مقدار  $56 \text{ GeV}$  انرژی مرکز جرم معادل با انرژی باریکه  $1700 \text{ GeV}$  در شتابدهنده با هدف ثابت است. بعد از راه اندازی آن در سال ۱۹۷۲، در عمل ماشین ISR سرن برای چندین سال شتابدهنده پروتونی با بالاترین انرژی بود که برای تولید ذرات جدید به کار می‌رفت.

قوانین پایستگی که قبلاً بدان اشاره شد، نتایج ممکن الوصول برخوردها را محدود می‌سازند. هر گاه بتوانیم ترتیبی دهیم که برخورد بین یک ذره و پاد ذره آن، نظیر پروتون-پاد پروتون ( $p\bar{p}$ ) یا الکترون-پوزیترون ( $e^+e^-$ )، صورت گیرد، ماهیت ذرات تولیدی خیلی کمتر محدود می‌شود. برای انجام برخوردهای  $p\bar{p}$ ، سرن کار ISR را متوقف ساخت و SPS را در ارتباط با حلقه‌های انبارشی پروتون و پاد پروتون که هر یک از آنها با انرژی  $320 \text{ GeV}$  تولید می‌شوند، راه اندازی کرد. دستگاهی که به این ترتیب حاصل می‌شود  $Sp\bar{p}S$  نام دارد. از آنجا که تعداد پاد پروتونها خیلی کم است، کانونی کردن پاد پروتونها و جمع‌آوری آنها در کوچکترین حجم ممکن فوق العاده حائز اهمیت است. برخوردهای کاتوره‌ای از نوع گرمایی باعث واکنش کردن باریکه می‌شوند و کاهش دادن این حرکات نسبی معادل با «خنک‌سازی» باریکه است. به این منظور، سایمون وان در میسر در سرن فرایند خنک‌سازی اتفاقی را ابداع کرد، و به خاطر آن در سال ۱۹۸۴ در دریافت جایزه نوبل فیزیک شریک شد. در فرایند وان در میسر، یک آشکارساز، نمایه عمودی باریکه پاد پروتون را مورد بررسی قرار می‌دهد و سیگنالی با سرعت نور در امتداد یک وتر حلقه انبارشی به طرف یک «ضربه‌زن»

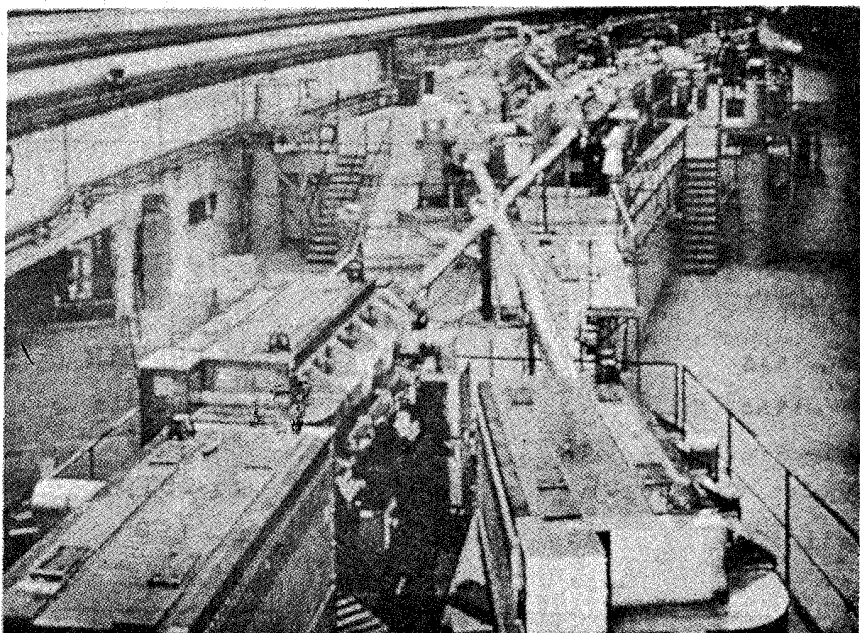


(الف)



(ب)

شکل ۳۱۰۱۵ ستابدهنده با پاریکه برخوردی سرن. در (الف) منظره هوایی ستابدهنده نشان داده شده است. دایره بزرگ در قسمت جلو، محل سنکروترون پروتون  $28 \text{ GeV}$  را نشان می‌دهد، و ناحیه دایره‌ای عقب حلقه‌های  $300$  متری را نشان می‌دهد که در آنها پاریکه‌های پروتونها در جهات مخالف دوران می‌کنند. نمودار ساده‌ای از آن در شکل (ب) نشان داده شده است. پروتونها در ۸ نقطه در اطراف حلقه‌ها باهم برخورد می‌کنند. یکی از نواحی برخورد در شکل (ج) نشان داده شده است.



(ج)

شکل ۳۱.۱۵ (ادامه).

می فرستد تا میدانهای الکترومغناطیسی لازم را جهت کنترل و خنثی سازی حرکات واکانونی آشکار شده برقرار کند. با آنکه باریکه چرخشی در سرعتهای خیلی نزدیک به  $c$  در حرکت است، سیگنال درست لحظاتی قبل از باریکه به‌ضرب‌به‌زن می‌رسد ولی همین زمان تقدم برای برقراری میدانهای کانونی کننده کافی خواهد بود. با استفاده از  $SppS$ ، آزمایشگران سرن توانستند ذرات  $W$  و  $Z$  را که حامل برهم کنشهای ضعیف هستند، مشاهده کنند. به‌خاطر همین کشف بود که کارلورویا در دریافت جایزه نوبل ۱۹۸۴ باوان درمیر شریک شد.

اخیراً توآتروآ آزمایشگاه فرمی طوری اصلاح شده است که به‌صورت یک برخورد-دهنده  $pp$  مورد استفاده قرار می‌گیرد، انرژی هر باریکه از این دستگاه در حدود  $1\text{TeV}$  است. جدیدترین نسل سنکروترون پروتون که اخیراً در دست طراحی بوده است یک برخورددهنده  $pp$  با انرژی  $20\text{TeV}$  است که فعلاً آن را ابر برخورددهنده ابررسانا (SSC) نامیده‌اند. انرژی مرکز جرمی آن برابر  $40\text{GeV}$  است که نه تنها گسترشی بزرگ در زمینه فیزیک ذرات و حرکت به‌طرف بنیادترین سطوح ماده محسوب می‌شود، بلکه تکرار شرایطی را که در آغاز جهان موجود بوده است (درست  $10^{-16}$  ثانیه پس از وقوع مه‌بانگ) ممکن می‌سازد، و بدین ترتیب سئوالات مهم کیهانشناسی را نیز می‌توان مورد بررسی قرار داد.

در شنا بدهنده‌های الکترون نیز پیشرفتهای مشابهی در مورد ایجاد حلقه‌های انبارشی

جدول ۲۰۱۵ چند شتابدهنده با باریکه‌های برخوردی.

سال شروع کار	انرژی هر باریکه (MeV)	نوع	نام
۱۹۷۲-۱۹۸۴	۲۸	pp	ISR سرن
۱۹۸۳-	۳۲۰	$p\bar{p}$	SppS سرن
۱۹۸۵-	۱۰۰۰	$p\bar{p}$	FNAL تواترن
۱۹۹۵ (?)	۲۰۰۰۰	pp	SSC
۱۹۷۲-۱۹۸۵	۴	$e^+e^-$	SPEAR اسلاک
۱۹۷۴-۱۹۸۵	۵	$e^+e^-$	DORIS دیزی
۱۹۷۹-	۱۸	$e^+e^-$	PEP اسلاک
۱۹۷۸-	۱۹ (تا ۳۵)	$e^+e^-$	PETRA دیزی
۱۹۸۹ (?)	۸۵	$e^+e^-$	LEP سرن
۱۹۸۷	۵۰	$e^+e^-$	SLC اسلاک

برای الکترونها و پوزیترونها صورت گرفته است. در SLAC، دستگاه SPEAR کار استخراج الکترونها و پوزیترونها (حاصل از برخورد های الکترون با يك هدف) را با انرژی حدود ۴ GeV برعهده دارد. این دستگاه اکنون با دستگاه دیگری که PEP نامیده می‌شود جایگزین شده است، که در آن انرژی هر يك از باریکه‌های برخوردی الکترونها و پوزیترونها در حدود ۱۸ GeV است. در DESY، دستگاه برخورد دهنده DORIS را که شامل باریکه‌های برخوردی الکترونها و پوزیترونها با انرژی ۵ GeV بود با PETRA جایگزین کرده‌اند که در آن انرژی باریکه ابتدا به ۱۹ GeV و اکنون تا ۳۵ GeV افزایش یافته است. مشخصات این شتابدهنده‌های باریکه برخوردی و دیگر شتابدهنده‌های پیشنهادی را در جدول ۲۰۱۵ نشان داده‌ایم. ضمناً طرح‌های دیگری نیز در دست تکمیل است تا برخورد دهنده‌های یون سنگین با انرژی ۱۰۰ GeV ساخته شوند. این دستگاه‌ها قادر خواهند بود هسته‌های مرکب فوق‌العاده «داغ» تولید کنند که تقریباً شرایط موجود در داخل ستاره‌های نوترونی یا ابرنواختر را فراهم خواهند ساخت.

### مراجع مطالعات تکمیلی

يك دوره غیر تکنیکی شتابدهنده‌ها را می‌توان در مرجع زیر به دست آورد

R. Gourian, *Particles and Accelerators* (New York : McGraw - Hill, 1967).

ضمناً به مرورهای تاریخی زیر که توسط یکی از پیشقدمان طراحی و ساخت شتابدهنده‌ها نوشته شده است مراجعه کنید

M. S. Livingston: "Early History of Particle Accelerators," *Adv. Electron. Electron Phys.* 50, 1 (1980),

*Particle Accelerators. A Brief History* (Cambridge, MA: Harvard University Press, (1969),

*The Development of High-Energy Accelerators* (New York: Dover, 1966),

مرجع اخیر مجموعه‌ای از مقالات اصلی است که لیونینگستون آنها را تفسیر کرده است.

کتابهای درسی کاملتر و پیشرفته‌تر در مورد این موضوع عبارت‌اند از

M. S. Livingston and J. P. Blewett, *Particle Accelerators* (New York: McGraw-Hill, 1962),

J. J. Livingood, *Principles of Cyclic Particle Accelerators* (Princeton, NJ: Van Nostrand, 1961),

E. Persico, E. Ferrari, and S.E. Segré *Principles of Particle Accelerators* (New York: Benjamin, 1968).

فصل ۳ کتاب زیر شامل مروری از خواص شتابدهنده‌ها با تفصیلات بیشتر در مورد

طراحی شتابدهنده‌کو ککرافت-والتون است

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

مشخصات انواع شتابدهنده‌ها در مقاله زیر مرور شده است.

M. H. Blewett, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 17, 427 (1967),

مجموعه‌ای از مقالات در مورد انواع مختلف شتابدهنده‌ها را می‌توان در قسمت A کتاب زیر یافت.

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

اطلاعات فنی مبسوطی از شتابدهنده‌های یون سنگین در مقاله زیر آورده شده است

H. A. Grunder and F. B. Selph, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 27, 353 (1977).

مقدمه‌ای عمومی درباره شتابدهنده‌های تاندم را می‌توان در مقاله زیر یافت

P. H. Rose and A. B. Wittkower in the August 1970 issue of *Scientific American*,

وجزئیات تکنیکی‌تر تاندمها در مقاله مروری زیر یافت می‌شود

S. J. Skorka, *Nucl. Instrum. Methods* 146, 67 (1977).

تاریخچه مصورجالیبی از SPS سرن را می‌توان در کتاب زیر خواند

M. Goldsmith and E. Shaw *Europe's Giant Accelerator* (London: Taylor and Francis, 1977),

جزئیات مربوط به آزمایشگاه فرمی در مقالات زیر مرور شده است.

J. R. Sanford *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 26, 151 (1976),

R. R. Wilson "The Batavia Accelerator", *Scientific American*. (Feb 1974),



طرح‌های جدید شتابدهنده‌ها در مقاله زیر مورد بحث قرار گرفته است

R. R. Wilson, in "The Next Generation of Particle Accelerators", *Scientific American*, (Jan 1980),

طرح ابربرخورد دهنده ابررسانا در مقاله زیر شرح داده شده است

J. D. Jackson, M. Tigner, and S. Wojcicki, "Scientific American" (Mar 1986).

## مسائل

۱. برای اولین سیکلوترون برکلی ( $B = 1.3 T, R = 12.5 \text{ cm}$ ) حداکثر انرژی پروتون (بر حسب MeV) و بسامد ولتاژ متغیر متناظر را محاسبه کنید.
۲. با فرض اینکه میدان مغناطیسی برابر  $1.4 T$  باشد، حداکثر انرژی پروتونها، دوترونها، و ذرات آلفایی را که می‌توان با استفاده از سیکلوترونی به شعاع  $75 \text{ cm}$  به دست آورد، محاسبه کنید.
۳. در یک شتابدهنده وان دوگراف از پایانه کروی به شعاع  $2 \text{ m}$  که تا  $10^6 V \times 200$  باردار می‌شود، استفاده می‌کنند. (الف) بار کل روی پایانه چقدر است؟ (ب) اگر تسمه باردار کننده بتواند جریان  $1 \text{ mA}$  را حمل کند، چه مدت طول می‌کشد تا پایانه باردار شود؟
۴. طرح اولیه سنکروسیکلوترون  $184$  اینچی برکلی با استفاده از یک میدان مغناطیسی حدود  $1.8 T$  پروتونهایی با انرژی  $350 \text{ MeV}$  تولید می‌کند (الف) در چه شعاعی پروتونها از دستگاه استخراج می‌شوند؟ (ب) گستره لازم برای بسامدهای این سیکلوترون چه اندازه است؟ (ج) چه مدت طول می‌کشد تا یک ذره شتاب بگیرد؟ (د) حداکثر آهنگ تپش چه اندازه است؟
۵. در یک شتابدهنده دورانی نظیر سنکروترون که از یک آهنربای دو قطبی به طول  $2 \text{ m}$  و میدان  $40 T$  استفاده می‌شود، در صورتی که انرژی باریکه پروتونهای تولید شده برابر  $1 \text{ GeV}$  باشد، زاویه انحراف ممکن را برآورد کنید. برای تکمیل حلقه، به چند عدد از این آهنرباها نیاز داریم؟
۶. در شتابدهنده خطی الکترون SLAC، الکترونها تا  $30 \text{ GeV}$  شتاب می‌گیرند. (الف) اختلاف بین سرعت الکترون و سرعت نور را بر حسب  $m/s$  به دست آورید. (ب) انرژی پروتونی که با این سرعت حرکت می‌کند چه اندازه است؟
۷. در قسمت لوله رانش شتابدهنده LAMPF، پروتونها از  $75$  ره تا  $100 \text{ MeV}$  شتاب می‌گیرند. بسامد ولتاژ  $ac$  برابر  $200 \text{ MHz}$  است. طول اولین لوله و آخرین لوله رانش را به دست آورید.
۸. تشابهات و اختلافات پایداری فاز را در شتابدهنده خطی و در سنکروسیکلوترون مورد بحث قرار دهید.
۹. از آنجا که از ذرات باردار شتابدار انرژی تابش می‌شود، باریکه‌ای که روی مسیری دایره‌ای حرکت می‌کند باید تابش کند. اتلاف انرژی در هر چرخه عبارت است از

$$\Delta E = (4\pi/3)(e^2/4\pi\epsilon_0 R)(E/mc^2)^4$$

که در آن  $E$  انرژی نسبیتی کل ذره و  $R$  شعاع مدار آن است. اتلافهای تابشی را در سیکلوترونها، سنکروسیکلوترونها، و سنکروترونهای الکترون و پروتون مورد بحث قرار دهید. پارامترهای مشخصه شتابدهندههای مذکور در این فصل را به کار بیاورید.

قسمت ۴

گسترشها و کاربردها

## اسپین و گشتاور هسته‌ای

در تحلیل و تعبیر نمودارهای تراز هسته‌ای در این کتاب، مکرراً عدد کوانتومی اسپین  $I$  را برای مشخص کردن هر یک از ترازها به کار برده‌ایم. در فصل ۵ توضیح دادیم که داشتن مجموعه منظمی از این اعداد کوانتومی برای مقایسه نمودار ترازهای مشاهده شده با پیش‌بینیهای یک مدل هسته‌ای خاص حائز اهمیت است. اندازه‌گیری اسپین هسته‌ها یکی از هدفهای متخصصان فیزیک هسته‌ای تجربی است، لذا در این فصل بعضی از تکنیکهایی را که برای به دست آوردن این اطلاعات به کار می‌رود ارائه می‌دهیم.

گشتاورهای دوقطبی مغناطیسی و چارقطبی الکترونیکی هسته، نقش مهم مشابهی در تعبیر ساختار هسته‌ای دارند. قبلاً در فصل ۴، روش استنباط ساختار دوترون را با استفاده از گشتاورهای آن تشریح کرده‌ایم. در فصل ۵ رفتار سازمان یافته گشتاور مغناطیسی مدل پوسته‌ای را دیدیم و این نکته را هم مشاهده کردیم که گشتاورهای چارقطبی بزرگ و غیر معمولی بعضی هسته‌ها نشانگر ویژگی تازه‌ای در ساختمان هسته‌ها یعنی تغییر شکل پایدار آنهاست.

تکنیکهای تجربی که به کمک آنها این اسپینها و گشتاورها اندازه‌گیری می‌شوند بسیار متنوع اند؛ از یک طرف روشهای تابش هسته‌ای (توزیع و همبستگی زاویه‌ای، اثر موسباور) و از سوی دیگر روشهای باریکه‌های اتمی و مولکولی (برای نمونه، آزمایش اشترن-گرلاخ) و طیف‌سنجی اپتیکی، میکروموج، و رادیویی مورد استفاده‌اند. در این فصل تکنیکهای مختلف را معرفی و مرور می‌کنیم و مثالهایی از کاربرد آنها را ارائه می‌دهیم.

۱۰۱۶ اسپین هسته

در حالت هسته را بایک عدد کوانتومی «اسپین» منحصر به فرد  $I$  مشخص می کنیم که نمایانگر تکانه کل (مداری و ذاتی) تمام نوکلئونهای هسته است. بردار  $\mathbf{I}$  را می توان به صورت حاصل جمع مؤلفه های مداری و ذاتی تکانه زاویه ای در نظر گرفت

$$\mathbf{I} = \sum_{i=1}^A (\mathbf{I}_i + \mathbf{s}_i) \quad (۱۰۱۶)$$

$$= \mathbf{L} + \mathbf{S} \quad (۲۰۱۶ الف)$$

$$= \sum_{i=1}^A \mathbf{j}_i \quad (۲۰۱۶ ب)$$

که چگونگی تجزیه، طبق رابطه (۲۰۱۶ الف) یا (۲۰۱۶ ب) بیشتر به راحتی مابستگی دارد. عدد کوانتومی  $I$  رابطه ساده ای با بردار  $\mathbf{I}$  دارد

$$|\mathbf{I}| = \sqrt{I(I+1)}\hbar \quad (۳۰۱۶)$$

$$I_z = m_I \hbar \quad (m_I = I, I-1, \dots, -I+1, -I) \quad (۴۰۱۶)$$

رابطه (۱۰۱۶) در اصل مجموعه بسیار پیچیده ای از تعدادی بردار را نشان می دهد که منجر به یک برآیند می شود و ممکن است واضح نباشد که چرا می توانیم از ساختمان داخلی هسته صرف نظر کنیم و آن را به صورت ذره ای بنیادی که مثل یک ذره دارای یک عدد کوانتومی ذاتی است در نظر بگیریم. این تنها بدین علت امکان پذیر است که برهم کنشی که هسته تحت تأثیر آن است، مثل میدانهای الکترومغناطیسی ایستا، به اندازه کافی قوی نیست که ساختمان داخلی را تغییر دهد یا جفت شدگی نوکلئونها را که منجر به رابطه (۱۰۱۶) می شود بگسلد. برای حرکت الکترونها در آنها نیز می توانیم یک تکانه الکترونی کل تعریف کنیم

$$\mathbf{J} = \sum_{i=1}^Z (\mathbf{I}_i^{(e)} + \mathbf{s}_i^{(e)}) \quad (۵۰۱۶)$$

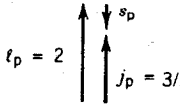
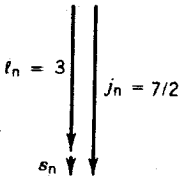
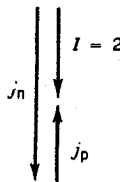
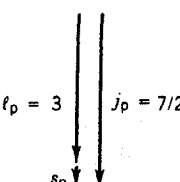
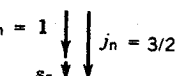
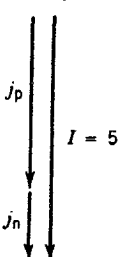
که در آن بردارهای  $\mathbf{I}$  و  $\mathbf{s}$  به حالت های الکترونی مربوط می شوند. مشابه مورد هسته ای اغلب می توانیم (ولی نه همیشه) کل الکترونها را دارای یک تکانه منفرد  $\mathbf{J}$  در نظر بگیریم. سرانجام مواردی هستند که بهتر است کل تکانه های زاویه ای هسته ای و الکترونی را که معمولاً با  $\mathbf{F}$  نشان داده می شود در نظر بگیریم

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J} \quad (۶۰۱۶)$$

بردارهای  $J$  و  $F$  از تمام قوانین کوانتومی تکانه زاویه‌ای مثل معادلات (۳.۱۶) و (۴.۱۶) تبعیت می‌کنند.

اعداد کوانتومی  $I$  و  $J$  ممکن است بسته به اینکه تعداد نوکلئونها و الکترونها زوج یا فرد باشند مقادیر درست یا نیم درست را به خود اختصاص دهند:

$F$	$J$	$I$	$Z$	$A$
درست	درست	درست	زوج	زوج
نیم درست	درست	نیم درست	زوج	فرد
نیم درست	نیم درست	درست	فرد	زوج
درست	نیم درست	نیم درست	فرد	فرد

	پروتون	نوترون	کل
$^{38}\text{Cl}$	$d_{3/2}$ 	$f_{7/2}$ 	$I = 2$ 
$^{50}\text{Sc}$	$f_{7/2}$ 	$p_{3/2}$ 	$I = 5$ 

شکل ۱۰۱۶ جفت شدگی تکانه زاویه‌ای پروتون-نوترون در  $^{38}\text{Cl}$  و  $^{50}\text{Sc}$ .

برای حالت‌های پایه هسته قواعدی جهت تعیین اسپین موجود است:

- تمام هسته‌های  $Z$  زوج و  $N$  زوج دارای  $I = 0$  هستند. این مطلب، تمایل قوی نوکلئونها را برای جفت شدگی تزویجی و تولید اسپین صفر نشان می‌دهد.
- در هسته‌های  $A$  فرد اسپین خالص همواره توسط  $Z$  آخرین ذره فرد تعیین می‌شود، به طوری که  $A-1$  نوکلئون دیگر (که دارای تعداد پروتون و نوترون زوج است) مثل مورد بالا با اسپین صفر بایکدیگر تزویج می‌شوند.
- در هسته‌های  $Z$  فرد،  $N$  فرد، اسپین توسط جفت شدگی برداری  $Z$  پروتون و نوترون نهایی  $I = j_p + j_n$  تعیین می‌شود که مقادیر مختلفی امکان پذیر است. برای اینکه تعیین کنیم کدامیک از این جفت‌شدگیها به عنوان حالت پایه قابل قبول است از این قانون تجربی استفاده می‌کنیم که حالت پایه معمولا از جفت شدگی اسپین ذاتی پروتون و نوترون  $s_p$  و  $s_n$  در حالت موازی حاصل می‌شود. به عنوان مثال،  $[{}^2_1\text{H}]$  را در نظر بگیرید که شامل یک پروتون  $d_{p/2}$  جفت شده بایک نوترون  $f_{n/2}$  است. برای پروتون  $I_p = 2$  و بنا بر این  $s_p$  مخالف  $j_p$  است. برای نوترون،  $I_n = 3$  و  $s_n$  موازی  $j_n$  است. با تنظیم جفت شدگی به طوری که  $s_p$  و  $s_n$  باهم موازی باشند، مثل شکل ۱.۱۶، داریم

$$I = |j_p - j_n|$$

یا  $I = 2$  که در حقیقت اسپین حالت پایه  $[{}^2_1\text{H}]$  است (اولین حالت برانگیخته  $I = 5$  مطابق با  $I = j_p + j_n$  است). از طرف دیگر برای  $[{}^3_1\text{H}]$  یک پروتون  $f_{p/2}$  با نوترون  $d_{n/2}$  جفت می‌شود. در اینجا اگر  $s_p$  و  $s_n$  موازی باشند،  $j_p$  و  $j_n$  نیز موازی می‌شوند و لذا  $I = j_p + j_n = 5$  می‌شود که با نتیجه مشاهده شده نیز مطابقت دارد. (حالت  $I = |j_p - j_n| = 2$  یک حالت برانگیخته پایین  $[{}^3_1\text{H}]$  است.) جفت‌شدگیهای دیگر را که در آنها  $I$  بین  $j_p + j_n$  و  $|j_p - j_n|$  قرار دارد می‌توان بین دیگر حالت‌های برانگیخته پایین پیدا کرد.

## ۲.۱۶ گشتاورهای هسته‌ای

### گشتاور دو قطبی مغناطیسی

به طور کلاسیک، گشتاور دو قطبی مغناطیسی  $\mu$  از حرکت ذرات باردار حاصل می‌شود و می‌توانیم آنرا به عنوان وسیله تشخیص توزیع جریان‌هایی در نظر بگیریم که در اطرافشان (روی بارهای در حال حرکت دیگر) اثرات «مغناطیسی» به وجود می‌آورند. وقتی به حد کوانتومی می‌رسیم، رابطه مشابهی را بایک فرق غیر کلاسیکی به دست می‌آوریم: تکانه ذاتی (اسپین) هم در تولید گشتاور مغناطیسی سهم است. در اینجا به طور خلاصه الکترومغناطیس کلاسیک را که منجر به گشتاور دو قطبی مغناطیسی می‌شود مرور می‌کنیم. توزیع جریان‌هایی را در یک نمونه که حجم معینی از فضا را اشغال

کرده است (شکل ۲۰۱۶) در نظر می‌گیریم. توزیع جریان توسط چگالی جریانی  $\mathbf{j}(\mathbf{r}')$  مشخص می‌شود. بردار  $\mathbf{r}'$  نقطه مشخصی از نمونه را نسبت به مبدأ نشان می‌دهد. در این صورت، تابع برداری  $\mathbf{j}(\mathbf{r}')$  اندازه و جهت جریان الکتریکی را در واحد حجم  $dv'$  در آن نقطه به دست می‌دهد. دستورالعمل محاسبه میدان مغناطیسی  $\mathbf{B}$  ناشی از جریان بسیار ساده است: اول پتانسیل برداری  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$  در نقطه  $\mathbf{r}$  مورد نظر را با انتگرال گیری (جمع زدن) روی تمام جریانه‌های نمونه محاسبه می‌کنیم

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}') dv'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (۷.۱۶)$$

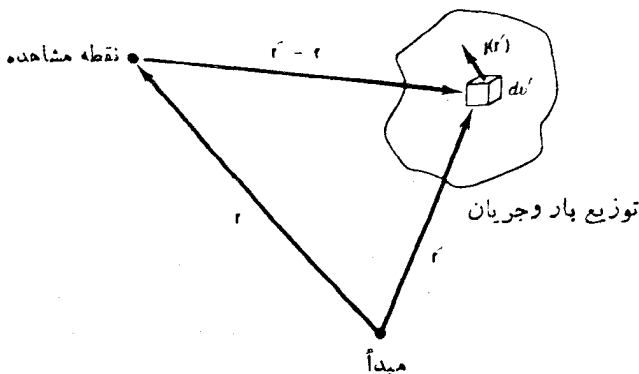
و سپس میدان مغناطیسی را از رابطه  $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})$  به دست می‌آوریم. بعد از کمی عملیات ریاضی که می‌توان آن را در کتابهای استاندارد الکترومغناطیس یافت، می‌توانیم پتانسیل برداری را به صورت زیر بنویسیم

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \frac{1}{r} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}') dv' + \frac{1}{r^3} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}') (\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}') dv' + \dots \right\} \quad (۸.۱۶)$$

و یا

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{r}}{r^3} + \dots \quad (۹.۱۶)$$

که در آن داریم



شکل ۲۰۱۶ جزء جریانی  $\mathbf{j}(\mathbf{r}') dv'$  سهمی در پتانسیل برداری را در نقطه مشاهده به دست می‌دهد، پتانسیل کل با انتگرال گیری آن روی تمام فضایی که در آن توزیع جریان تعریف شده است حاصل می‌شود.



$$\mu = \frac{1}{\gamma} \int \mathbf{r}' \times \mathbf{j}(\mathbf{r}') dv' \quad (10.16)$$

جمله اصلی غیر صفر باگشتاور دو قطبی مغناطیسی توزیع جریان،  $\mu$ ، مشخص می‌شود. کاری که انجام داده‌ایم، بسط چند قطبی توزیع جریان است که جمله مرتبه پایین آن (دوقطبی) از همه مهمتر به نظر می‌آید. قسمت زیر انتگرال  $\mu$  شامل چگالی بار و حاصلضرب برداری  $\mathbf{r}' \times \mathbf{v}'$  است، که در مورد ذره‌ای به جرم  $m$  درست برابر  $\mathbf{l}/m$  می‌شود که در آن  $\mathbf{l}$  تکانه زاویه‌ای است. اگر به حد کوانتومی برسیم، چگالی بار  $e|\psi(\mathbf{r}')|^2$  می‌شود، و با توجه به تکر به مان در مکانیک کوانتومی می‌توانیم آن را به صورت زیر بنویسیم

$$\mu = \frac{e}{\gamma m} \int \psi^*(\mathbf{r}') \mathbf{l} \psi(\mathbf{r}') dv' \quad (11.16)$$

اگر تابع موج مربوط به حالت معین  $l_z$  باشد، در این صورت فقط مؤلفه  $z$  انتگرال غیر صفر است و داریم

$$\mu_z = \frac{e}{\gamma m} \int \psi^*(\mathbf{r}') l_z \psi(\mathbf{r}') dv' \quad (12.16)$$

$$\mu_z = \frac{e\hbar}{\gamma m} m_l \quad (13.16)$$

که در آن  $l_z = m_l \hbar$  است.

چیزی که در آزمایش به عنوان گشتاور مغناطیسی مشاهده می‌کنیم، بنا به تعریف مقدار  $\mu_z$  است که متناظر با مقدار بیشینه مؤلفه  $z$  تکانه زاویه‌ای است. عدد کوانتومی  $m_l$  دارای بیشینه مقدار  $l$  است و بنا بر این گشتاور مغناطیسی  $\mu$  عبارت است از

$$\mu = \frac{e\hbar}{\gamma m} l \quad (14.16)$$

کمیت  $e\hbar/\gamma m$  دارای بعد گشتاور مغناطیسی است ( $l$  عدد کوانتومی بدون بعد است) و مگنتون نامیده می‌شود. اگر به جای  $m$  جرم پروتون را قرار دهیم، مگنتون هسته‌ای  $\mu_N$  به دست می‌آید

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{\gamma m_p} = 3.15245 \times 10^{-8} \text{ eV/T}$$

و با قرار دادن جرم الکترون مگنتون بود  $\mu_B$  حاصل می‌شود

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 5.78838 \times 10^{-5} \text{ eV/T}$$

با در نظر گرفتن اسپین ذاتی که مشابه کلاسیک ندارد، می‌توانیم معادله (۱۴.۱۶) را بسادگی تعمیم دهیم

$$\mu = (g_l I + g_s S) \mu_N / \hbar \quad (15.16)$$

که در آن  $g_l$  و  $g_s$  مؤلفه‌های مداری و ذاتی ضریب  $g$  در بردار  $\mu$  هستند. مقادیرشان را با توجه به شرایط هر ذره‌ای می‌توان تعیین کرد: برای پروتون  $g_l = 1$  است و  $g_s$  را باید برای «پروتون آزاد» به طوری که  $I$  وارد  $\mu$  نشود اندازه‌گیری کرد. چنانکه بعداً در این فصل خواهیم دید،  $g_s$  اندازه‌گیری شده برای پروتون برابر  $5.8856912$  می‌شود. برای نوترون‌ها که بدون بار هستند، می‌توانیم  $g_l$  را برابر صفر در نظر بگیریم و  $g_s$  اندازه‌گیری شده را برابر  $3.8260837$  - به دست آوریم.

در هسته‌های واقعی برای در نظر گرفتن اثرات نوکلئونهای دیگر، باید تصحیحی را وارد کنیم

$$\mu = \sum_{i=1}^A [g_{l,i} I_i + g_{s,i} S_i] \mu_N / \hbar \quad (16.16)$$

که مشابه معادله (۱۰.۱۶) برای  $I$  است.

نظریه واحدی که با استفاده از آن بتوان معادله (۱۶.۱۶) را برای تعیین  $\mu$  محاسبه کرد وجود ندارد، زیرا برهم‌کنش بین نوکلئونها قوی است و جهت نسبی قرار گرفتن اسپینها نیز به اندازه کافی شناخته شده نیست. در موارد خاصی، بر پایه مدل‌های هسته‌ای می‌توانیم فرضیات ساده‌ای را بپذیریم. برای مثال در مدل پوسته‌ای ذرات مستقل،  $A-1$  نوکلئون را به صورت جفت شده با اسپین صفر در نظر می‌گیریم که سهمی در  $\mu$  ندارند. برای نوکلئون فرد باقیمانده، در نظریه مدل پوسته‌ای،  $I$  و  $S$  را با هم جمع می‌زنیم تا تشکیل  $I$  بدهند که در این صورت امکان محاسبه  $\mu$  همان‌طور که در بخش ۱۰.۵ انجام شد، فراهم می‌شود. در خیلی موارد دیگر نمی‌توانیم از اثر نوکلئونهای «مرکزی» صرف‌نظر کنیم و لذا به آنها یک ضریب «جمعیتی»  $g$  که معمولاً با  $g_R$  مشخص می‌شود نسبت می‌دهیم، بنا بر این داریم

$$\mu = \left[ g_R I_c + \sum (g_{l,i} I_i + g_{s,i} S_i) \right] \mu_N / \hbar \quad (17.16)$$

که در آن  $I_c$  مربوط به قلب هسته است و جمع زنی روی تعدادی نوکلئون خارج از قلب انجام می‌شود. اگر حالت‌های جمعیتی «خالص» را بدون هیچگونه نوکلئون فردی در نظر بگیریم، در این صورت بنا بر مدل جمعیتی داریم  $g_R = Z/A$ ، یعنی  $g_R$  برابر است با نسبت بار هسته به جرم

آن در شکل ۱۶.۵ (الف) دیدیم که این نتیجه برای حالت‌های  $z^+$  در خیلی از هسته‌های  $Z$  زوج و  $N$  زوج تقریب خوبی است.

### گشتاور چار قطبی الکتریکی

اکنون به جای جریانها، توزیع بارها را در هسته در نظر می‌گیریم. از يك نقطه در خارج پتانسیل الکتریکی  $V(\mathbf{r})$  شکل زیر را دارد

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\mathbf{r}') dv'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (18.16)$$

که مشابه رابطه (۷.۱۶) برای پتانسیل برداری مغناطیسی است. به طور کلاسیک به هر توزیع باری می‌توان يك میدان تك قطبی (کولنی) که متناسب با کل بار است نسبت داد. اگر توزیع باری درست کنیم که در آن کل بار برابر صفر باشد به آسانی می‌توانیم بالاترین چند قطبی بعدی را که میدان دو قطبی است مورد مطالعه قرار دهیم. نمونه‌ای استاندارد چنین توزیعی بارهای  $\pm q$  هستند که به ترتیب در نقاط  $z = +a/2$  و  $z = -a/2$  قرار گرفته‌اند. به طور کلی هر توزیع باری که تقارن کروی نداشته باشد، می‌تواند غیر از میدان تک قطبی دارای میدان دو قطبی نیز باشد. (يك راه تشخیص سهم هر يك از آنها در میدان کل این است که میدان الکتریکی تك قطبی بر حسب  $r^{-2}$  و میدان دو قطبی بر حسب  $r^{-3}$  تغییر می‌کند.) درست همان‌طور که اضافه کردن بارهای مساوی و مخالف در محلهای مختلف میدان دو قطبی ایجاد می‌کند، اضافه کردن دو قطبیهای مساوی و مخالف باعث صفر شدن میدان دو قطبی و تولید چند قطبی بالاتر بعدی یعنی میدان چار قطبی می‌شود. به عنوان مثال، می‌توانیم بار  $q$  - يك دو قطبی را در مرکز مختصات و بار  $q$  + را در  $z = a$  و در کنار دو قطبی دیگری با بار  $q$  - در مرکز مختصات و بار  $q$  + در  $z = -a$  قرار دهیم. میدان چار قطبی الکتریکی مشخصاً به  $r^{-4}$  بستگی دارد.

با بسط ضرب  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  در معادله (۱۸.۱۶) فوراً جزئیات ریاضی بسط چند قطبی میدان الکتریکی را به دست می‌آوریم

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{-1} = r^{-1} \left[ 1 + \frac{r'^2}{r^2} - 2 \frac{r'}{r} \cos \theta \right]^{-1/2} \quad (19.16)$$

$$\cong \frac{1}{r} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{r'^2}{r^2} - 2 \frac{r'}{r} \cos \theta \right) + \frac{3}{8} \left( \frac{r'^2}{r^2} - 2 \frac{r'}{r} \cos \theta \right)^2 + \dots \right\} \quad (20.16)$$

که در آن  $\theta$  زاویه بین  $r$  و  $r'$  است و فرض کرده‌ایم که  $r \gg r'$  باشد. (یعنی نقطه مشاهده خیلی از هسته دور است. برای برهم کنش الکترونیهای اتم که بر ساختار فوق ریز حاکم است این تعریف خوبی به شمار می‌رود.) بنابراین داریم

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{1}{r} \int \rho(\mathbf{r}') dv' + \frac{1}{r^2} \int \rho(\mathbf{r}') r' \cos \theta dv' + \frac{1}{r^3} \int \rho(\mathbf{r}') r'^2 \frac{1}{4} (3 \cos^2 \theta - 1) dv' + \dots \right] \quad (21.16)$$

این انتگرال در جمله اول بار کل  $Ze$  را به دست می‌دهد که از نظر ساختار هسته‌ای غالب توجه نیست. جمله دوم در شرایط معمولی صفر است زیرا حالت‌های هسته‌ای، با تقریب بسیار خوبی از مرتبه یک قسمت در  $10^7$  قسمت، دارای حالت‌های با پاریته معین هستند. در حد کوانتومی و با قرار دادن  $\psi(\mathbf{r}') \psi^*(\mathbf{r}')$  به جای  $\rho(\mathbf{r}')$  مقدار زیر انتگرال تابع فردی از مختصات می‌شود و لذا انتگرال برابر صفر خواهد شد. (با انتخاب مبدأ در مرکز توزیع بار هسته و قرار دادن  $\mathbf{r}$  در امتداد محور  $z$ ، هندسه مسئله ساده می‌شود. در این صورت  $r' \cos \theta$  برابر  $z'$  است و تحت عملگر پاریته  $z' \rightarrow -z'$  تبدیل می‌شود در حالی که  $|\psi(\mathbf{r}')|^2 = |\psi(-\mathbf{r}')|^2$  است. در نتیجه عبارت زیر انتگرال فرد، و مقدار انتگرال برابر صفر می‌شود.) اولین جمله «جالب» در بسط چند قطبی، جمله چار قطبی است که گشتاور چار قطبی هسته را چنین تعریف می‌کنیم

$$eQ = \int \rho(\mathbf{r}') r'^2 (3 \cos^2 \theta' - 1) dv' \quad (22.16)$$

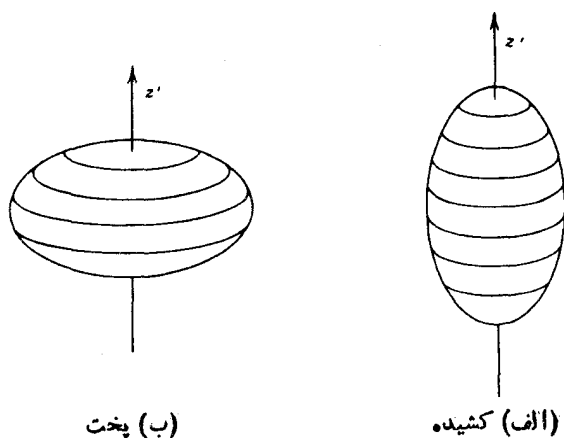
که در آن مثل مورد گشتاور دو قطبی مغناطیسی از محور مرجع بخصوصی استفاده می‌کنیم، یعنی  $\theta'$  را نسبت به محوری که تصویر اسپین هسته روی آن بیشینه است اندازه گیری می‌کنیم.

گشتاور چار قطبی هسته مشخص می‌کند که هسته کروی است (که برای آن  $Q=0$ ) یا غیر کروی. اگر  $Q > 0$  شود، هسته‌ها را غیر کروی کشیده می‌نامند، یعنی در رابطه (22.16) کمیت  $3z'^2 - r'^2 = r'^2 (3 \cos^2 \theta' - 1)$  به طور متوسط مثبت است. به عبارت دیگر، مقدار بیشتری از چگالی بار هسته در امتداد محور  $z'$  قرار گرفته است تا در امتداد شعاع متوسط. شکل 3.16 (الف) این مورد را نشان می‌دهد. اگر  $3z'^2 - r'^2$  منفی شود، محور  $z'$  چگالی بار کمتری از هسته را خواهد داشت و هسته پهن می‌شود. در این مورد  $Q < 0$  است و تغییر شکل پهن است (شکل 3.16 ب).

انرژی برهم کنش توزیع بار هسته با پتانسیل اعمال شده از خارج  $V_{\text{ext}}$  بدین قرار است

$$E = \int \rho(\mathbf{r}') V_{\text{ext}}(\mathbf{r}') dv' \quad (23.16)$$

که انتگرال بازم روی حجم هسته است. (توجه کنید هنگامی که  $V_{\text{ext}} = \text{const}$  باشد، این



شکل ۳.۱۶ توزیع بارهای کشیده و پخت.

عبارت به صورت رابطه‌ی آشنای نقطه‌ی باردار در میدان خارجی درمی‌آید. اگر  $V_{\text{ext}}$  را با استفاده از بسط تیلور حول مرکز هسته بسط دهیم، در این صورت یک جمله ثابت وجود دارد که به  $V_{\text{ext}}(0)$  وابسته است که مورد نظر نیست، بعلاوه یک جمله دو قطبی به دست می‌آید که شامل انتگرالهایی به شکل زیر است

$$\int \rho(\mathbf{r}') z' \left( \frac{\partial V_{\text{ext}}}{\partial z'} \right)_{z'=0} dv'$$

که با توجه به بحث پاریته که در بالا آمد برابر صفر می‌شود، و یک جمله غیر صفر چار قطبی نیز به دست خواهد آمد که متناسب با انتگرالهایی به شکل زیر است

$$\int \rho(\mathbf{r}') z'^2 \left( \frac{\partial^2 V_{\text{ext}}}{\partial z'^2} \right)_{z'=0} dv'$$

در کل نه جمله موجود است (شامل  $x'^2$ ،  $y'$ ،  $x'y'$ ، و غیره). اگر میدان خارجی دارای تقارن استوانه‌ای باشد (که در بیشتر موارد برای آنها همین طور است)، در این صورت می‌توانیم سهم چار قطبی الکتریکی را در انرژی به شکل زیر تقلیل دهیم

$$E_Q = \frac{1}{4} (eQ') \left( \frac{3}{4} \cos^2 \theta - \frac{1}{4} \right) \left( \frac{\partial^2 V_{\text{ext}}}{\partial z'^2} \right)_{z=0} \quad (24.16)$$

که در آن  $\theta$  زاویه بین محور تقارن  $V_{\text{ext}}$  (در اینجا محور  $z$ ) و محور تقارن هسته است. گشتاور

چار قطبی  $Q'$  نسبت به محور  $z$  محاسبه می‌شود (راستای تقارن  $V_{ext}$ ) در حالی که  $Q$  در معادله (۲۲.۱۶) نسبت به  $z'$  یا راستای تقارن هسته محاسبه می‌شود. موقع محاسبه معادله (۲۴.۱۶) باید ارتباط جهت‌ی دستگاه‌های مرجع مختلف را در نظر بگیریم. تکانه زاویه‌ای هسته دارای مؤلفه  $I_z$  نسبت به محور انتخابی  $z$  است، و در این صورت

$$\cos \theta = \frac{I_z}{|I|} = \frac{m_I}{\sqrt{I(I+1)}} \quad (25.16)$$

با محاسبه عبارت  $eQ'(3/2 \cos^2 \theta - 1/2)$  و تعریف  $Q$  نسبت به محوری که دارای بیشینه مقدار تصویر  $I_z$  است، نتیجه چنین می‌شود

$$E_Q = \frac{1}{4} eQ \frac{3m_I^2 - I(I+1)}{I(2I-1)} \left( \frac{\partial^2 V_{ext}}{\partial z^2} \right)_{z=0} \quad (26.16)$$

در بخش ۳.۱۶ موردی را بررسی می‌کنیم که در آن  $\theta$  توسط رابطه بین اسپین هسته  $I$  و اسپین اتم  $J$  تعیین می‌شود.

### ۳.۱۶ ساختار فوق ریز

ابتدا ساختار فوق ریز را به صورت اثرات اتمی در نظر گرفتند (خیلی کوچکتر از ساختار ریز) که در نتیجه جفت شدگی بین تکانه الکترونی و هسته‌ای به وجود می‌آید. در این صورت این ساختاریک اثر «داخلی» اتم است، لذا نمی‌توانیم آن را از بین ببریم یا تغییر دهیم مگر اینکه ساختمان هسته‌ای یا الکترونی را تغییر دهیم (مثلاً به حالت‌های برانگیخته ببریم). این اثرات ابتدا توسط طیف شناسان نور به صورت اختلال‌های کوچکی در ساختمان خطوط طیف مشاهده شد و مورد مطالعه قرار گرفت. تکنیک‌های جدید با به کارگیری لیز ردقت اندازه گیریهای تراژها را به نحوی سابقه‌ای افزایش داده‌اند.

در سالهای اخیر، تمام اثرهایی که از برهم کنش گشتاورها و اسپینهای هسته با محیط اطرافش، از جمله الکترونیهای اتم، حاصل می‌شوند تحت عنوان ساختار فوق ریز قرار داده شده‌اند. محیط اطراف همواره تحت کنترل مستقیم آزمایشگران قرار دارد که می‌تواند ساختار فوق ریز را مثلاً با تغییر دادن یک میدان مغناطیسی که از خارج اعمال می‌شود، تغییر دهند. در این بخش این تعبیر وسیعتر برهم کنشهای فوق ریز را مد نظر قرار می‌دهیم.

حالت‌های اتمی با استفاده از علائم طیف‌نمایی  $L^2 S^{+1} L_J$  نشان داده می‌شوند که در آن  $L$  با علامتهای متداول  $S, P, D, F, \dots$  مطابق  $0, 1, 2, 3, \dots$  مشخص می‌شود. برای حالت‌های اتمی تک الکترونی مثل اتمهای قلیایی، علائم طیف‌نمایی اتمی مشابه علائم گذاری متداول برای مشخص کردن حالت‌های یک تک الکترون است. در این صورت، حالت پایه‌سديم با يك الکترون  $3s_{1/2}$  به صورت  $3^2 S_{1/2}$  نمایش داده می‌شود. معمولاً عدد کوانتومی اصلی  $n$

نشان داده نمی شود.

در اینجا  $I$  برای نمایش تکانه کل هسته (اسپین هسته) به کار می رود. به همین ترتیب  $J$  تکانه کل الکترونی (مجموعه تکانه های مدارهای و ذاتی) را مشخص می سازد. در اتم هیدروژن ایده آل، الکترون در پتانسیل کولنی هسته و در حالت های کوانتومی با تکانه خوش تعریف  $L$  حرکت می کند. با اضافه کردن اسپین علامت دوم  $S$  هم وارد می شود. در اصل، نباید فرقی داشته باشد که حالت های این اتم ایده آل را، با اعداد کوانتومی  $J, S, m_J, m_S, m_L, m_S$  و یا با  $J, S, m_J$  مشخص سازیم. ولی برهم کنش اسپین-مدار که ساختار ریز ترازهای الکترونی را مشخص می سازد  $L$  و  $S$  را طوری با هم جفت می کند که  $m_S$  و  $m_L$  دیگر قابل تعریف نیستند و باید جفت شدگی  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$  را برای تشخیص حالت های واقعی به کار برد. برهم کنش اسپین-مدار را به سادگی می توان با استفاده از این تصویر نیمه کلاسیکی که در دستگاه مرجع الکترون، هسته حلقه بسته ای از جریان الکتریکی تولید می کند و باعث ایجاد میدان مغناطیسی در محل الکترون می شود فهمید. میدان مغناطیسی با گشتاور مغناطیسی اسپین الکترون  $\mu_S$  برهم کنش می کند و باعث ایجاد اثر اسپین-مدار و سهم آن در ساختار ریز می شود. شکل ۴۰۱۶ ترازهای انرژی سدیم با در نظر گرفتن اثر اسپین-مدار و بدون آن را نشان می دهد. (البته نمی توانیم آن را حذف کنیم، بلکه این اثر همواره وجود دارد.) انرژی برهم کنش بین میدان مغناطیسی حرکت ظاهری (که متناسب با  $\mathbf{L}$  است) و گشتاور مغناطیسی اسپین (که متناسب با  $\mathbf{S}$  است) برابر است با

$$E = -\mu_S \cdot \mathbf{B} = f(\mathbf{r}) \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \quad (27.16)$$

که در آن  $f(\mathbf{r})$  تابعی از مختصات است. با استفاده از نظریه کوانتومی مقدماتی می توان اثر این جمله را روی ترازهای انرژی نشان داد، اما برای اینکه این کار را انجام دهیم بایستی حاصل ضرب  $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$  را حساب کنیم. بدین منظور از یکی از شگردهای متداول استفاده می کنیم

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \quad (28.16)$$

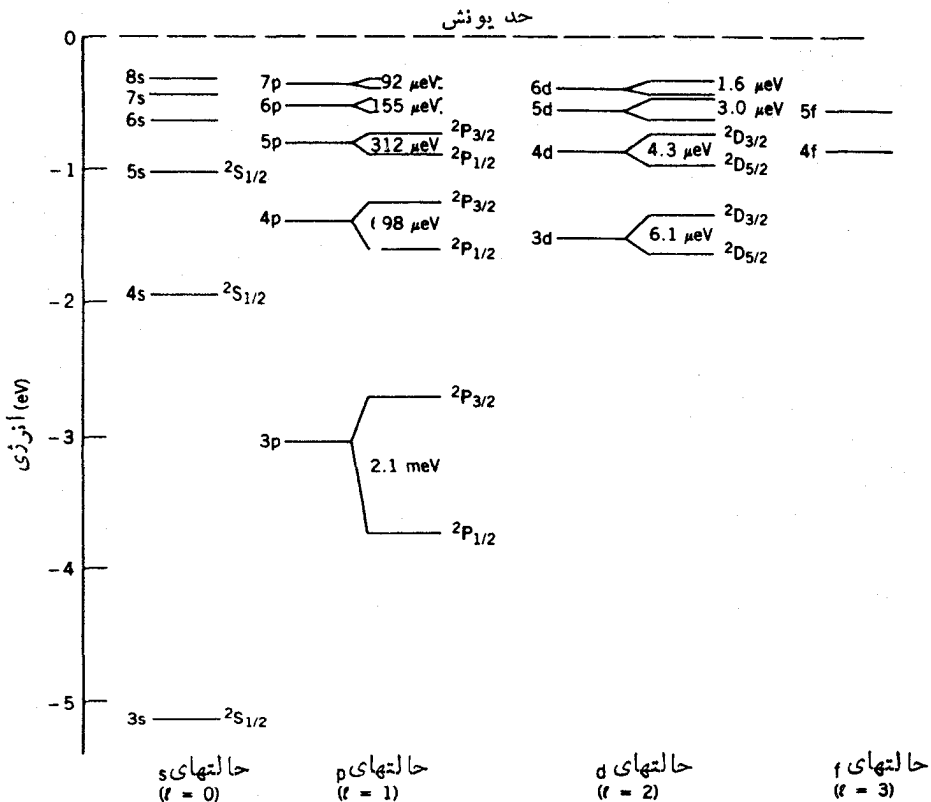
$$(\mathbf{J})^2 = (\mathbf{L})^2 + 2\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} + (\mathbf{S})^2 \quad (29.16)$$

$$\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = \frac{1}{2} [(\mathbf{J})^2 - (\mathbf{L})^2 - (\mathbf{S})^2] \quad (30.16)$$

$$\langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{2} \hbar^2 [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)] \quad (31.16)$$

که قدم آخر با استفاده از جانشین سازی هر کدام از مربعات تکانه ها با مقدار انتظاری آن در مکانیک کوانتومی حاصل شده است.

گشتاور مغناطیسی وابسته به این جفت شدگی را با  $\mu_J$  نشان می دهیم



شکل ۴.۱۶ ترازهای انرژی اتم سدیم. در سمت چپ هر تراز پیکر بندی الکترونی و در سمت راست علائم طیف نمایی برای حالت‌های اتم آمده است. دو تاییه‌های ساختار ریز یا تکانه  $j = l \pm 1/2$  مشخص شده‌اند. فاصله نسبی دو تاییه با هریک از مقادیر  $l$  مطابقت دارد یعنی شکافتگی حالت P و حالت D بایک مقیاس رسم نشده است، اما کاهش شکافتگی حالت‌های مختلف P، بایک مقیاس رسم شده است.

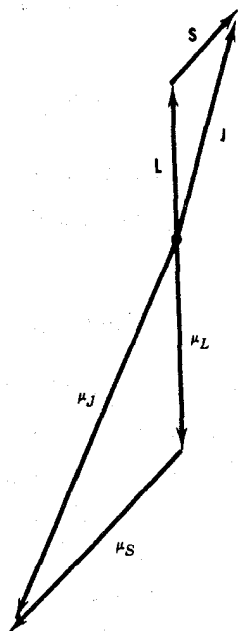
$$\mu_J = \mu_L + \mu_S \quad (۳۲.۱۶)$$

که در آن  $\mu_S$  و  $\mu_L$  گشتاورهای مغناطیسی وابسته به حرکت مداری و اسپینی هستند

$$\mu_L = -g_L \mathbf{L} \mu_B / \hbar \quad \mu_S = -g_S \mathbf{S} \mu_B / \hbar \quad (۳۳.۱۶)$$

و  $\mu_B$  مگنتون بور است. ضریب  $g$  دارای مقدار  $g_L = 1$  و  $g_S = 2.002318$  (یا با تقریب خوب  $g_S = 2$ ) است. نمی‌توانیم به‌طور مشابه  $\mu_J = -g_J \mathbf{J} \mu_B / \hbar$  را بنویسیم زیرا  $\mu_J$  و  $\mathbf{J}$  در حالت کلی موازی نیستند (شکل ۵.۱۶). به‌جای آن مقدار مشاهده‌پذیر  $\mu_J$  را مجدداً به‌صورت مؤلفه  $\mu_J$  در جهت  $\mathbf{J}$  تعریف می‌کنیم، که در این صورت داریم





شکل ۵.۱۶ مدل برداری  $J$  و  $\mu_J$ . توجه کنید که  $\mu_L$  با  $L$  و  $\mu_S$  با  $S$  پادفوازی است، اما  $\mu_J$  با  $J$  چنین نیست.

$$\mu_J = -g_J J \mu_B \quad (۳۴.۱۶)$$

که حالا  $J$  عدد کوانتومی است و نه بردار  $J$ . در این حالت  $g_J$  توسط فرمول لاندیه داده می شود

$$g_J = g_L \frac{J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)}{2J(J+1)} + g_S \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \quad (۳۵.۱۶)$$

دلیل بحث تفصیلی از جفت شدگی اسپین مدار (که شامل هیچگونه خواص هسته ای نمی شود) این است که بامحاسبه جفت شدگی فوق ریز دو قطبی مغناطیسی (که شامل هسته نیز می شود) کاملا مشابه است. حرکت الکترون، میدان مغناطیسی  $B_e$  را در محل هسته ایجاد و باگشتاور مغناطیسی هسته برهم کنش می کند

$$E_M = -\mu_I \cdot B_e \quad (۳۶.۱۶)$$

حالا اگر فرض کنیم  $\mathbf{B}_e \propto \mathbf{J}$  و  $\mu_I = g_I \mathbf{I} \mu_N$ ، در این صورت برهم کنش فوق ریز مغناطیسی را به دست می آوریم

$$E_M = \mathbf{A} \cdot \mathbf{J} / \hbar^2 \quad (37.16)$$

که در آن  $A$  خیلی از خواص اتمی و هسته‌ای را شامل می شود. با به کارگیری روشی مشابه روش بالا برای محاسبه  $\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}$ ، ابتدا بردار تکانه زاویه‌ای کل (الکترونی بعلاوه هسته‌ای) را تعریف می کنیم

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J} \quad (38.16)$$

جفت شدگی برداری  $\mathbf{I}$  و  $\mathbf{J}$  به شکل  $\mathbf{F}$  اجازه می دهد تا  $\mathbf{F}$  مقادیر بین  $\mathbf{I} + \mathbf{J}$  و  $|\mathbf{I} - \mathbf{J}|$  را اختیار کند. عدد کوانتومی  $F$  نیز می تواند فاصله مشابهی از  $I + J$  تا  $|I - J|$  را با اختلاف ۱ واحد طی کند. اگر  $I > J$  باشد، مقادیر ممکن  $F$  عبارت اند از  $I + J - 1$ ،  $I + J - 2$ ،  $\dots$ ،  $I - J + 1$ ،  $I - J$ . در این صورت  $F$  می تواند  $1 + 2J$  مقدار مختلف را اختیار کند. اگر  $J > I$  باشد بحث مشابهی نشان می دهد که این تعداد برابر  $1 + 2I$  خواهد شد. بنابراین ترکیب حالت‌های تکانه زاویه‌ای اتمی و هسته‌ای شامل ترازهای چند تایی می شود که کمینه تعداد آن برابر  $1 + 2I$  یا  $1 + 2J$  است.

با ادامه دادن محاسبه  $\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}$  به همان صورتی که در بالا برای  $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$  انجام دادیم، حاصل

می شود

$$(\mathbf{F})^2 = (\mathbf{I})^2 + 2\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + (\mathbf{J})^2 \quad (39.16)$$

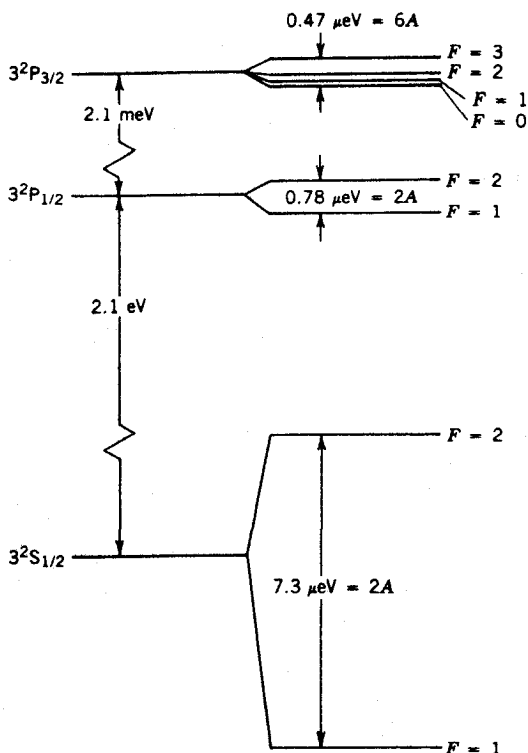
$$\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{2} [(\mathbf{F})^2 - (\mathbf{I})^2 - (\mathbf{J})^2] \quad (40.16)$$

$$\langle \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} \rangle = \frac{1}{2} \hbar^2 [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (41.16)$$

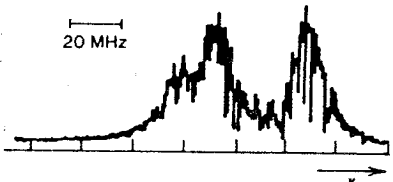
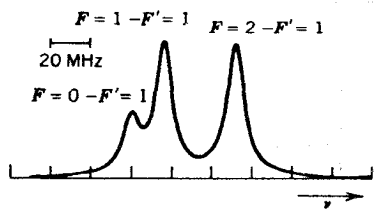
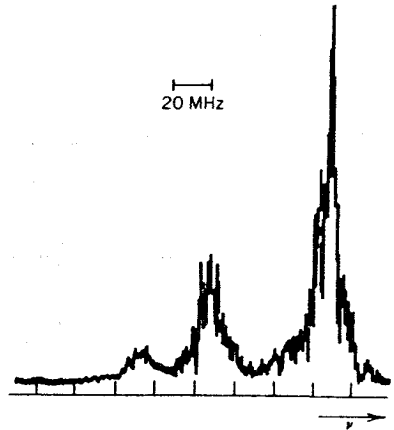
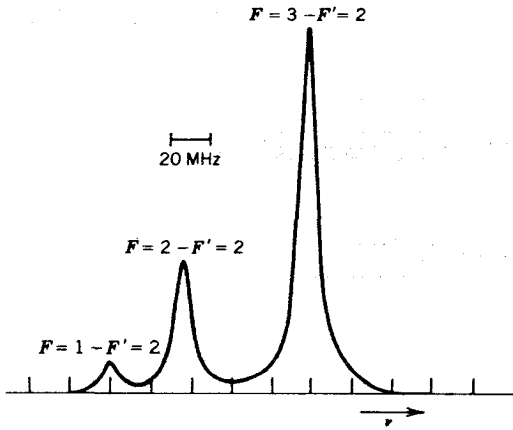
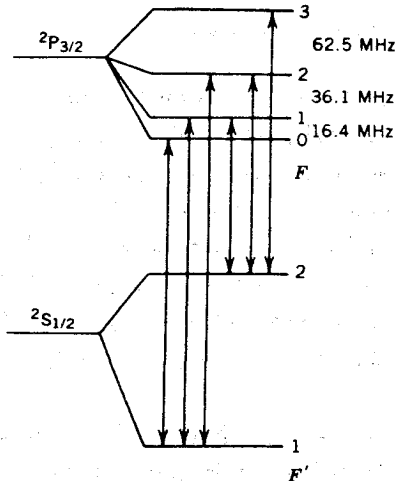
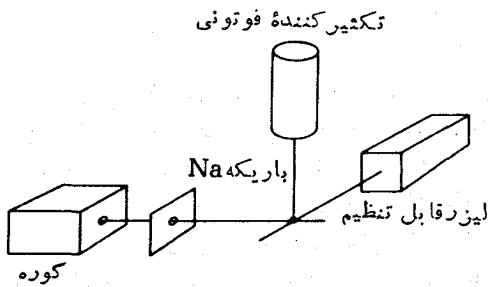
به عنوان مثال، مورد سدیم را که فرض می کنیم فقط از  $^{23}\text{Na}$  ( $I = 3/2$ ) تشکیل شده باشد، در نظر می گیریم. الکترون  $s_{1/2}$  به پیکر بندی حالت پایه  $s_{1/2}$  ( $J = 1/2$ ) منجر می شود و بنابراین مقادیر امکان پذیر  $F$ ، طبق قواعد جفت شدگی برداری معمولی در مکانیک کوانتومی،  $F = 1$  و  $F = 2$  است. پایینترین حالت‌های برانگیخته اتمی  $\text{Na}$  از حالت‌های الکترونی  $3p$  نتیجه می شوند و دو تایی‌های اسپین مدار  $^2P_{1/2}$  و  $^2P_{3/2}$  هستند. گذار از این حالت‌ها به حالت پایه، «خطوط زرد» را در  $\lambda = 5890 \text{ nm}$  و  $\lambda = 5896 \text{ nm}$  که بحوبی شناخته شده اند به دست می دهد. شکافتگی ساختار ریز  $E(^2P_{3/2}) - E(^2P_{1/2})$  برابر  $21050 \text{ eV}$  است. حالت‌های  $F$  مربوط به  $^2P_{1/2}$  عبارت اند از  $F = 1$  و  $F = 2$ ، در حالی

که برای  ${}^2P_{3/2}$  جفت شدگی برداری مقادیر  $F = 3, 2, 1, 0$  را به دست می‌دهد. شکل ۶.۱۶ (الف) ترازهای انرژی Na را همراه با شکافتگی فوق ریز نشان می‌دهد. (پارامتر  $A$  برای هر چند تاییه فوق ریز مختلف است.) اختلاف انرژی نوعی چند تاییه‌های فوق ریز فقط در حدود  $10^{-2}$  تا  $10^{-6} eV$  است که خیلی کوچکتر از ساختار ریز است. با استفاده از تکنیکهای جدید و به کارگیری لیزرهای قابل تنظیم، این شکافتگیهای فوق ریز با دقت بسیار زیادی اندازه گیری می‌شوند. شکل ۶.۱۶ (ب) نمونه‌ای از اندازه گیری چند تاییه‌های فوق ریز خطوط D سدیم را نشان می‌دهد. گذارهای مشاهده شده خیلی نزدیک به پهنای خطوط طبیعی هستند. برای گذارهای دو قطبی الکتریکی که معمولاً مشاهده می‌شود، قواعد گزینش  $\Delta F = 0, \pm 1$  برقرار است.

اکنون با دقت بیشتر اختلاف بین حالت‌های  $F$  از چند تاییه  ${}^2P_{3/2}$  را در  ${}^{23}Na$  مورد بررسی قرار می‌دهیم. اختلاف انرژی بین حالت‌های مجاور ( $F$  و  $F+1$ ) طبق معادلات (۳۷.۱۶) و (۳۱.۱۶) باید به صورت زیر باشد



شکل ۶.۱۶ (الف) شکافتگی فوق ریز در سدیم. هر چند تاییه از  $F$  حالت پارامتر شکافتگی  $A$ ، خاصی دارد.



شکل ۶۰۱۶ (ب) ساختار فوق ریز سدیم که توسط طیف نمایی فلورسانسی باریکه اتمی آشکارسازی شده است، همین طور که بسامد لیزر تغییر می کند، جذب تشدید و پهنای گسیل در بسامدهای متنظر به اختلاف انرژی  $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$  اتفاق می افتد و تکثیر کننده فوتونی تابش فلورسانسی آن را آشکارسازی می کند. در قسمت راست بالا چند تابه های فوق ریز حالت های  $^2S_{1/2}$  و  $^2P_{3/2}$  به همراه گذارهای دوقطبی الکتریکی  $\Delta F = \pm 1, 0$  مجاز نشان داده شده اند. طیف های فلورسانسی محاسبه شده و مشاهده شده در پایین، برای دودسته از گذارهای اصلی اعضای چند تابه حالت پایه  $F' = 2$  و  $F' = 1$  نشان داده شده اند. شکافتگی های فوق ریز تعیین شده  $^2P_{3/2}$  در شکل دیده می شوند.

$$\Delta E = E(F+1) - E(F) = \frac{A}{h^2} [\langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{J} \rangle_{F+1} - \langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{J} \rangle_F] \quad (42.16)$$

$$= \frac{A}{2} [(F+1)(F+2) - F(F+1)] \quad (43.16)$$

$$= A(F+1) \quad (44.16)$$

برای فاصله  $F=1 \rightarrow F=0$  با  $\Delta E/h = 16.4 \text{ MHz}$  داریم  $A/h = 16.4 \text{ MHz}$ .  
 برای فاصله  $F=2 \rightarrow F=1$  با  $\Delta E/h = 36.1 \text{ MHz}$  داریم  $A/h = 18 \text{ MHz}$ ،  
 در حالی که برای  $F=3 \rightarrow F=2$  خواهیم داشت  $A/h = 20.8 \text{ MHz}$ . از آنجا  
 که  $A$  باید فقط شامل حالت اتمی یا هسته‌ای باشد که برای تعدادی چند تاییه  
 یکسان است، انتظار داریم که  $A$  برای چند تاییه داده شده ثابت باشد در حالی که مقادیر  
 به دست آمده از شکاف‌نگی‌های مشاهده شده اصلاً ثابت نیستند. این اختلاف از تأثیر چارقطبی  
 الکترونیکی در ساختار فوق ریز حاصل می‌شود. تا به حال ما فقط برهم کنش میدان مغناطیسی  
 حرکت الکترون را با گشتاور دو قطبی مغناطیسی هسته در نظر گرفتیم. اکنون باید ببینیم که  
 گرادیان میدان الکترونیکی  $\partial^2 V / \partial z^2$  که از حرکت الکترونها حاصل می‌شود چگونه با گشتاور  
 چارقطبی الکترونیکی هسته برهم کنش می‌کند. در اینجا روش به دست آوردن آن را شرح نمی‌دهیم  
 فقط به ارائه نتیجه اکتفا می‌کنیم

$$E_Q = eQ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \frac{[3 \langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{J} \rangle^2 h^{-2} + 3/2 \langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{J} \rangle h^{-2} - I(I+1)J(J+1)]}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad (45.16)$$

می‌توان نشان داد که رابطه فوق برای  $I = 1/2$  یا برای  $J = 1/2$  صفر می‌شود و  
 بنابراین هیچ سهمی در ساختار  $^{23}\text{Na}$  در حالت‌های  $^2S_{1/2}$  یا  $^2P_{1/2}$  ندارد. در حالت  $^2P_{3/2}$   
 می‌توانیم فاصله‌ها را حساب کنیم

$$\Delta E_{3-2} = 3A + B \quad (46.16)$$

$$\Delta E_{2-1} = 2A - B \quad (47.16)$$

$$\Delta E_{1-0} = A - B \quad (48.16)$$

که در آن  $B = eQ(\partial^2 V / \partial z^2)$  است. این پارامتر فوق ریز چارقطبی الکترونیکی است

و به پارامتر فوق‌ریز دو قطبی مغناطیسی  $A$  شباهت دارد. مقادیر  $A/h = 197 \text{ MHz}$  و  $B/h = 33 \text{ MHz}$  فاصله‌های مشاهده شده را بخوبی باز تولید می‌کنند.

تعیین دقیق مقادیر  $A$  و  $B$  بر پایه اندازه‌گیری انرژی‌های گذار بین حالت‌های  $F$ ؛ راهی را برای تعیین گشتاورهای هسته‌ای  $\mu_Q$  و  $\mu$  به دست می‌دهد. اما استخراج  $\mu$  و  $Q$  از  $A$  و  $B$  احتیاج به اطلاعاتی از  $B_0$  و  $\partial^2 V / \partial z^2$  یعنی میدان مغناطیسی و گرادیان میدان الکتریکی حاصل از حرکت الکترونی دارد. از آنجا که انجام دادن محاسبات بسادگی زیاد بسیار سخت است، در عمل معمولاً پارامتر ساختار فوق‌ریز در دوایز و توپ اندازه‌گیری می‌شود که یکی از آنها دارای گشتاور مشخصی است. با در نظر گرفتن نسبت پارامترهای فوق‌ریز نسبت بین دو گشتاور به دست می‌آید

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{(\mu_I/I)_1}{(\mu_I/I)_2} \quad (49.16)$$

که در آن ۱ و ۲ به ترتیب مربوط به گشتاورهای مشخص و نامشخص هستند. از آنجا که هسته‌ها نقطه‌ای نیستند و حجم معینی دارند، برهم‌کنش فوق‌ریز  $-\mu_I \cdot B_0$  باید به صورت انتگرال روی حجم هسته محاسبه شود و اگر ایزوتوپ‌های ۱ و ۲ شعاع‌های متفاوتی داشته باشند، محاسبه این انتگرال روی حجم‌های دوهسته ممکن است اثر کوچکی را به خاطر اختلاف حجم نشان دهد. معمولاً تصحیح کوچکی در نسبت  $A_1/A_2$ ، که عموماً کمتر از ۱٪ است، لازم می‌شود. این تصحیح را بی‌هنجاری فوق‌ریز می‌گویند که به ساختار هسته مربوط می‌شود و می‌تواند اطلاعات جالبی از خواص هسته به دست دهد.

موضوع نهایی مورد بررسی اثر زدجان است که از قراردادن اتم در میدان مغناطیسی خارجی  $B_{\text{ext}}$  حاصل می‌شود. برهم‌کنش کامل، اگر از اثر گشتاور چارچوبی الکتریکی صرف‌نظر شود، به قرار زیر است

$$E = A \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} / h^2 - \mu_J \cdot \mathbf{B}_{\text{ext}} - \mu_I \cdot \mathbf{B}_{\text{ext}} \quad (50.16)$$

زیرا هم گشتاور مغناطیسی هسته و هم گشتاور مغناطیسی الکترون  $B_{\text{ext}}$  برهم‌کنش می‌کنند. اگر میدان الکتریکی خیلی ضعیف باشد، به طوری که  $\mu_J B_{\text{ext}} \ll A$ ، در این صورت بهتر است از علامت‌گذاری حالت‌های  $F$  استفاده کنیم. مقادیر زیر را در نظر می‌گیریم

$$\mu_J = -g_J \mathbf{J} \mu_B / h \quad (51.16)$$

$$\mu_I = g_I \mathbf{I} \mu_N / h = g_I' \mathbf{I} \mu_B / h \quad (52.16)$$

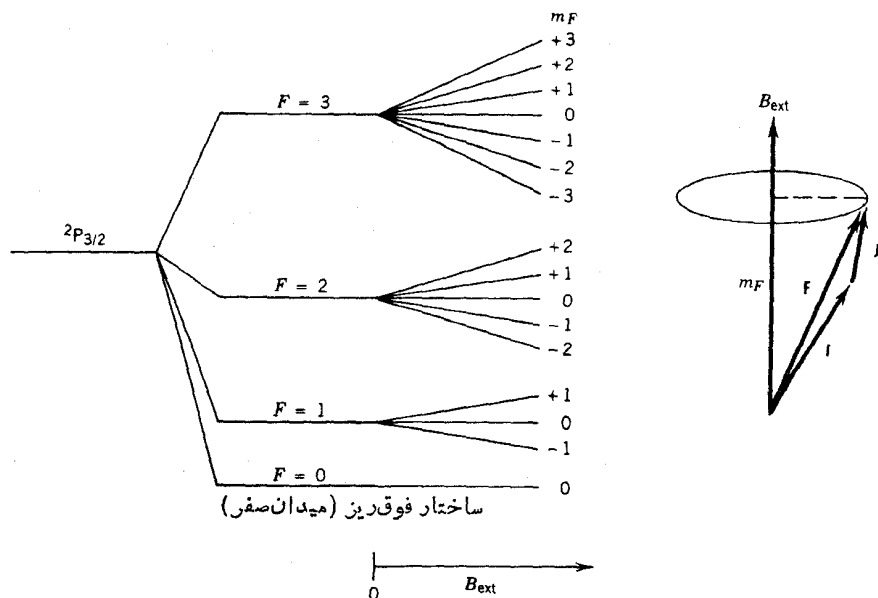
که در آنها داریم  $g_I' = g_I \mu_N / \mu_B$  که عدد خیلی کوچکی نسبت به  $g$  است. در این صورت، خواهیم داشت

$$E = E_F + g_F \mu_B B_{\text{ext}} m_F \quad (53.16)$$

که در آن  $E_F$  انرژی حالت  $F$  در غیاب  $B_{ext}$ ، طبق معادله (۳۷.۱۶)، عدد کوانتومی مغناطیسی مربوط به  $F$  ( $m_F = -F, -F+1, \dots, F-1, F$ ) و  $g_F$  یک ضریب ترکیبی است که از رابطه‌ای مشابه فرمول لاندیه محاسبه می‌شود

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I \frac{F(F+1) - J(J+1) + I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (54.16)$$

شکل ۷.۱۶ اثر میدان مغناطیسی را روی بعضی از مقادیر  $F$  نشان می‌دهد. توجه کنید که زیر ترازاها به یک اندازه از هم جدا می‌شوند (به اندازه  $g_F \mu_B B_{ext}$ ) و این شکافتگی به طور خطی بر حسب  $B_{ext}$  زیاد می‌شود. این شرط در ناحیه میدان ضعیف صادق است، مثلاً داریم  $B_{ext} \ll A/\mu_r \sim 100 \text{ MHz} (h)/\mu_B \sim 10^{-2} \text{ T}$  بنا بر این  $\mu_B \sim 1$  و  $A/h \sim 100 \text{ MHz}$  برای میدانهای قابل قیاس با  $100 \text{ G} (100 \text{ T})$  یا بزرگتر، این تقریب درست نیست. علت صحیح نبودن درستی این تقریب این است که برهم کنش  $\mu_J$  با  $B_{ext}$  در میدانهای بالا با جمله  $A I \cdot J$  که باعث جفت شدن  $I$  و  $J$  به  $F$  می‌شود، قابل مقایسه خواهد شد. میدانهای بالا

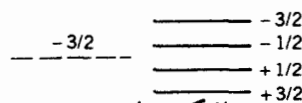
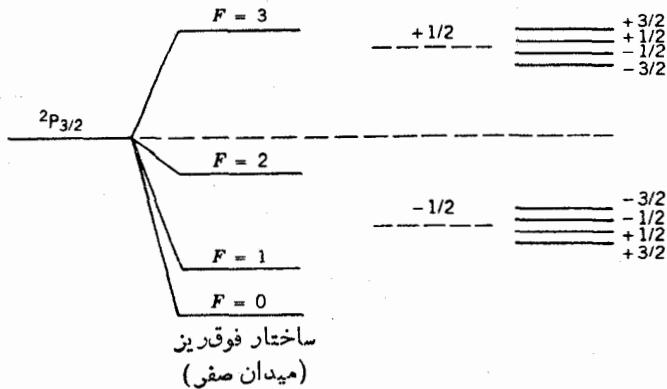
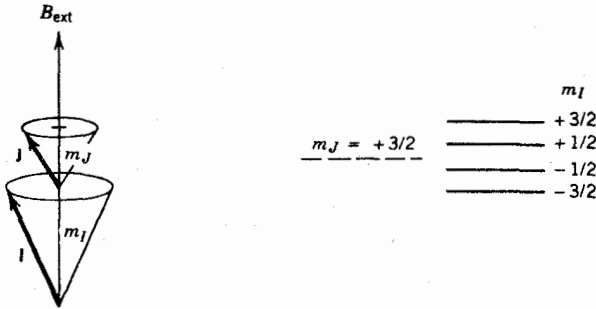


شکل ۷.۱۶ شکافتگی زیرمان برای حالت‌های فوق ریز  $2P_{3/2}$  وقتی که  $I = 3/2$  است.  $I$  و  $J$  با  $F$  جفت شده‌اند، و  $F$  در جهت میدان مغناطیسی خارجی تصویر ثابت  $m_F$  را دارد.

جفت شدگی  $I$  و  $J$  را می‌شکنند و دیگر مناسب نیست که حالتها را بر حسب  $F$  در نظر بگیریم. به جای آن باید از علائم  $I, m_I, J$  و  $m_J$  استفاده کرد، و انرژیها به صورت زیر درمی‌آید

$$E = Am_I m_J + g_J \mu_B B_{ext} m_J - g_I \mu_N B_{ext} m_I \quad (55.16)$$

انرژیها را در این حد اثر پاشن-بک می‌نامند. در این میدان بالا (خیلی بزرگتر از  $T=10^{-2}$ ) دومین جمله رابطه انرژی از هم مهمتر می‌شود. شکل ۸.۱۶ ترازهای انرژی را در میدان بالا



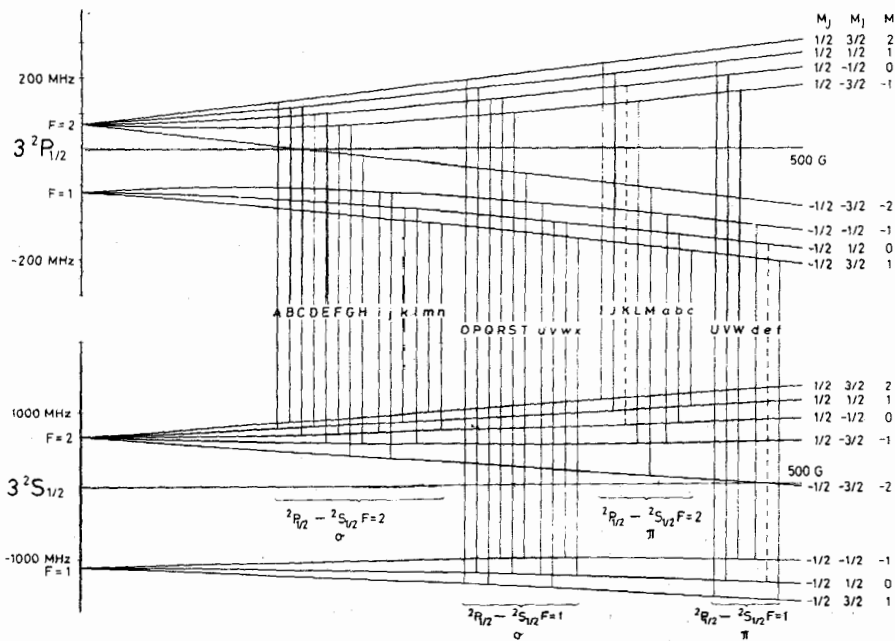
شکافتگی بر اثر  
میدان قوی

شکل ۸.۱۶ شکافتگی حالتها در میدان مغناطیسی قوی.  $I$  و  $J$  از هم جدا شده‌اند و در امتداد میدان خارجی  $B_{ext}$  مؤلفه‌های جداگانه‌ای،  $m_I$  و  $m_J$ ، دارند.

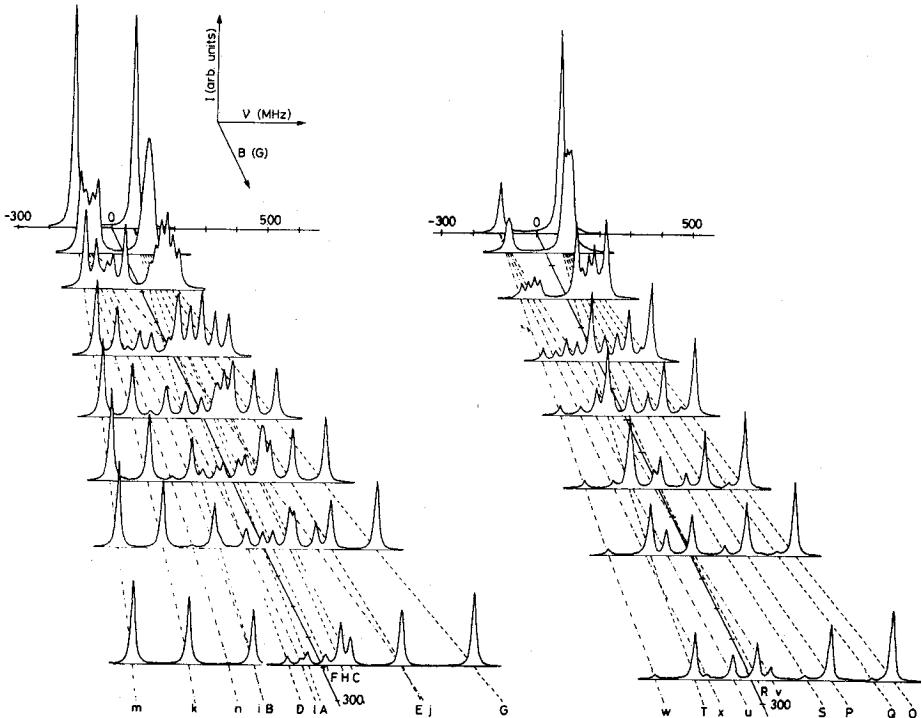


نشان می‌دهد. شما می‌توانید شکافتگی حالت‌های  $m_J$  را به صورت اثر اصلی ببینید که هر تراز  $m_J$  به  $m_I + 1/2$  تراز شکسته می‌شود، و شکافتگی به مقدار خیلی کمتری (کمتر از شکافتگی  $m_J$  توسط  $\mu_N/\mu_B \sim 10^{-3}$ ) صورت گرفته است. وابستگی به میدان خارجی در این مورد هم خطی است.

در ناحیه میدان متوسط  $B_{ext} \sim A/\mu_J$ ، چنین ساده‌سازی‌هایی امکان‌پذیر نیست. حالت‌های  $m_F$  ناحیه میدان ضعیف کم کم به طرف حالت‌های  $m_I$  و  $m_J$  ناحیه میدان قوی می‌روند (زیرا  $m_F = m_I + m_J$ )، و بدین ترتیب حالت‌های مختلف باهم مخلوط می‌شوند یعنی حالتی با  $m_F = 1$  شامل مخلوطی از حالت‌های ۱، ۲، ۳ می‌شود و صحیح نیست که مقدار معینی از  $F$  را به حالت‌های ناحیه میدان متوسط نسبت دهیم. شکل ۹.۱۶ نمونه‌ای از رفتار حالت‌ها در ناحیه متوسط را نشان می‌دهد. منحنی‌های همواری که در میدان صفر به  $F = 1$  و  $F = 2$  متصل



شکل ۹.۱۶ شکافتگی حالت‌های  $2P_{1/2}$  و  $2S_{1/2}$  سدیم در میدان مغناطیسی. میدان به طرف راست در شکل زیاد می‌شود. در میدان‌های ضعیف، شکافتگی در میدان خطی است و حالت‌ها با  $m_F$  علامت‌گذاری می‌شوند، مثل شکل ۷.۱۶. در میدان‌های قوی، حالت‌ها مثل شکل ۸.۱۶ تشکیل چند تابه‌های  $m_I$  و  $m_J$  را می‌دهند. درست‌ر است، گذارهای دو قطبی  $\Delta m = \pm 1$  برای میدان‌های مختلف تا  $280 G$  نشان داده می‌شود. گذارها با حروفی که در نمودار بالا آمده‌اند علامت‌گذاری می‌شوند. اندازه‌گیری با عبور باریکه اتم‌های سدیم از میدان مغناطیسی ثابت و پرتو دهی با نوسان لیزر رزین‌های قابل تنظیم صورت می‌گیرد. با تغییر بسامد لیزر، امکان مشاهده هر یک از گذارها میسر می‌شود.



شکل ۹.۱۶ (ادامه)

شده‌اند نشان می‌دهند که این حالت‌های خاص میدان متوسط در میدان صفر به صورت حالت‌های  $F$  خالص درمی‌آیند، نه اینکه همواره به این مقدار  $F$  مربوط باشند.

اثر ساختار فوق‌ریز را، چنانکه دیدیم، می‌توان به شکل زیر خلاصه کرد: (۱) جفت‌شدگی تکانه زاویه‌ای کل هسته و الکترون‌ها  $I+J$  و تبدیل آنها به  $F$ ، به حالت‌های فوق‌ریز محدوده  $F = I+J$  تا  $F = |I-J|$  منجر می‌شود. اگر  $I < J$  باشد، تعداد  $2I+1$  حالت از این حالت‌ها (و اگر  $J < I$  باشد، تعداد  $2J+1$ ) خواهیم داشت. شمارش این حالت‌ها می‌تواند اندازه‌گیری مستقیم اسپین هسته  $I$  را میسر سازد. (۲) شکافتگی انرژی بین حالت‌های  $F$  در میدان صفر پارامترهای ساختار فوق‌ریز  $A$  و  $B$  را به دست می‌دهد که این هم به نوبه خود گشتاورهای هسته‌ای  $m_I$  و  $Q$  را مشخص می‌سازد. (۳) شکافتگی حالت‌ها در میدان مغناطیسی خارجی،  $m_F$  را برای میدان‌های ضعیف یا  $m_I$  و  $m_S$  را برای میدان‌های قوی به دست می‌دهد. در بخش بعدی کاربرد این اصول را برای اندازه‌گیری گشتاورهای هسته‌ای مورد بحث قرار می‌دهیم.



و یا بالعکس برمی‌گردد. درحالی‌که اسپین الکترون بدون تغییر باقی می‌ماند. از طرف دیگر در گذار  $\nu_e$  اسپین الکترون بین  $m_J = +1/2$  و  $m_J = -1/2$  در نوسان است و اسپین پروتون بدون تغییر باقی می‌ماند.

بر هم کنش فوق‌ریز به صورت زیر است

$$E = \frac{A\mathbf{I}\cdot\mathbf{J}}{\hbar^2} - g_I\mu_B \frac{\mathbf{J}\cdot\mathbf{B}}{\hbar} - g_P\mu_B \frac{\mathbf{I}\cdot\mathbf{B}}{\hbar} \quad (56.16)$$

که در آن  $g_I$  و  $g_P$  به ترتیب معرف ضریب  $g$  برای الکترون و پروتون هستند. در حالت ۱S اتم هیدروژن، فرمول لاندیه یا معادله (35.16) نشان می‌دهد که  $g_I = g_e$  است. چهار حالت انرژی این برهم کنش به قرار زیر هستند

$$E_1 = \frac{1}{4} A(1 + 2x) - h\nu_p \quad (57.16)$$

$$E_2 = -\frac{1}{4} A + \frac{1}{4} A(1 + x^2)^{1/2} \quad (58.16)$$

$$E_3 = \frac{1}{4} A(1 - 2x) + h\nu_p \quad (59.16)$$

$$E_4 = -\frac{1}{4} A - \frac{1}{4} A(1 + x^2)^{1/2} \quad (60.16)$$

که در آنها  $\nu_p$  بسامد تشدید مغناطیسی هسته‌ای (NMR) پروتون در میدان  $B$

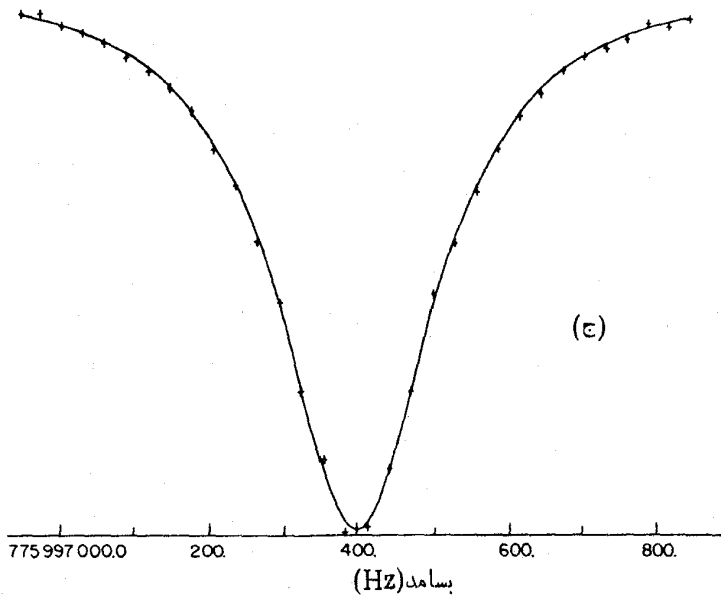
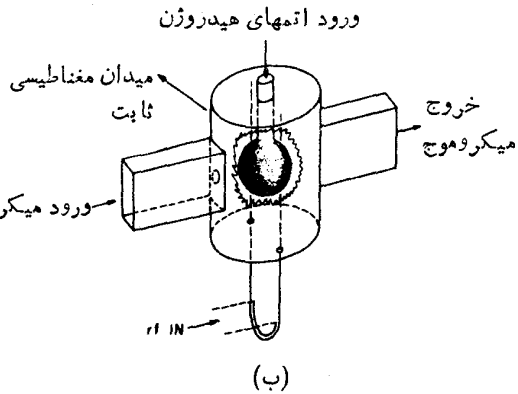
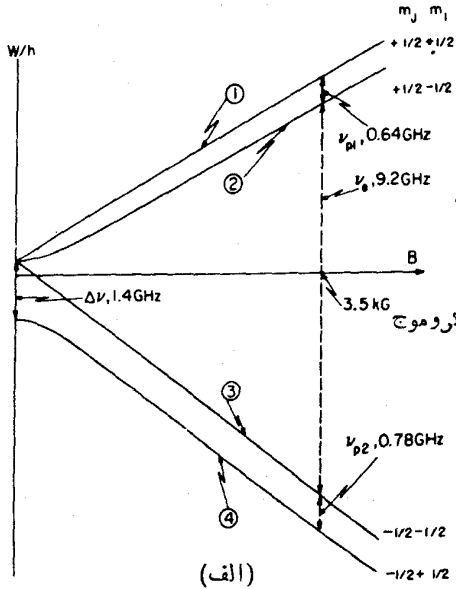
$$(\nu_p = g_P\mu_N B / h)$$

و  $x = (R+1)h\nu_p / A$  است. نسبت  $R = -g_I / g_P$  موضوع آزمایش است. (علامت منفی برای این است که  $R$  مثبت شود، زیرا  $g_e$  معمولاً منفی در نظر گرفته می‌شود). بعد از کمی محاسبه پیدا می‌کنیم

$$R = \frac{y+1}{y-1} \quad (61.16)$$

که در آن داریم

$$y = \frac{\nu_e - \nu_{p1}}{\nu_e + \nu_{p1}} \left( 1 + \frac{2A/h}{\nu_e - \nu_{p1}} \right) \quad (62.16)$$



شکل ۱۰۱۶ الف) ترازهای انرژی هیدروژن در میدان ثابت. در میدان قوی، حالتها توسط  $m_I$  و  $m_J$  توصیف می‌شوند و گذارهای  $\nu_{p1}$  و  $\nu_{p2}$  اسپین پروتون را بررسی گردانند  $(m_I = -1/2 \leftrightarrow m_I = +1/2)$ . ب) یک کواک تشدید برای مشاهده گذارها. اتمهای H درحبابی در یک میدان ثابت ۳۵kG انبهار می‌شوند و در آن تحت تأثیر تابش میکروموج در بسامد  $\nu_e$  و همزمان تحت تأثیر تابش رادیویی  $\nu_{p1}$  و  $\nu_{p2}$  قرار می‌گیرند. تشدید دوتایی با آشکارسازی گذار الکترون در حالی که بسامد رادیویی تغییر می‌کند مشاهده می‌شود، همان‌طور که در (ج) نشان داده شد، و بسامد (بعد از تصحیح‌های کوچک) بدین‌صورت به‌دست می‌آید  $\nu_{p2} = 775997375.46 + 0.004 \text{ Hz}$ .

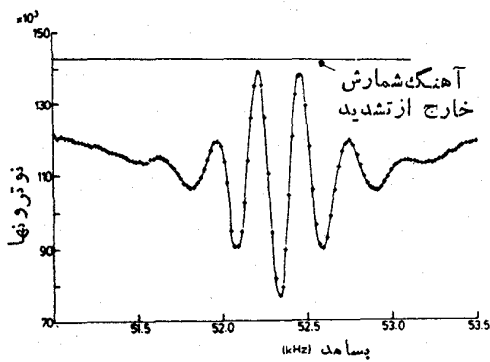
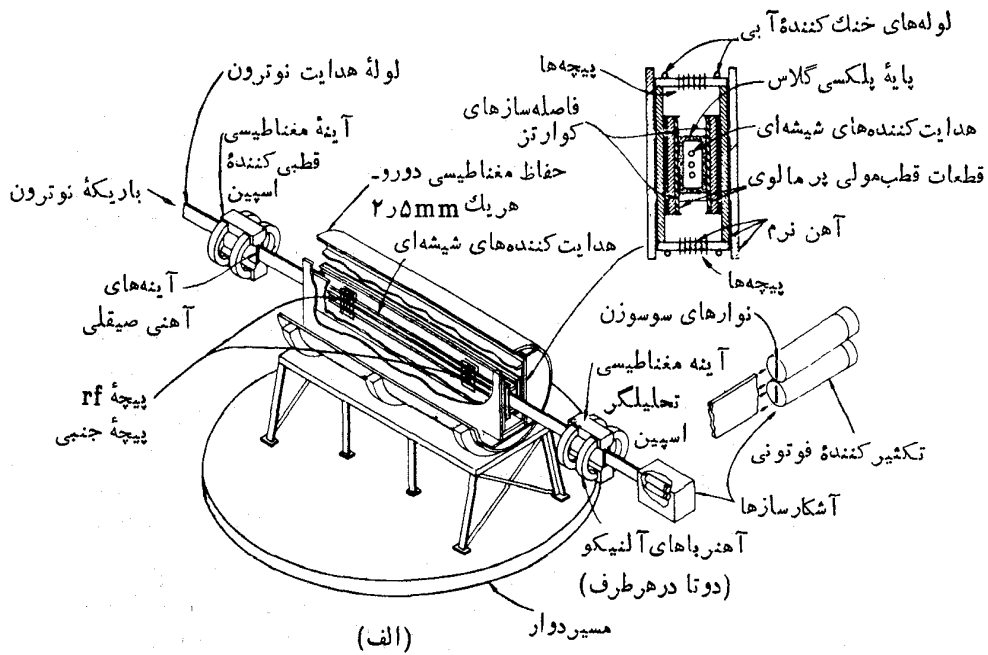
با نتیجه‌ی مشابهی که با استفاده از  $v_{p2} = A/h - v_{p1}$  و با قراردادن  $v_{p2} = A/h - v_{p1}$  به دست می‌آید. (شکافتگی فوق ریز اتم هیدروژن ۱S در میدان صفر یکی از کمیت‌های طبیعت است که با بیشترین دقت و با مقدار  $A/h = 1420405751768 \pm 00002 \text{ Hz}$  تعیین شده است.) یکی از آخرین نتایج آزمایش به صورت  $R = -g_F/g_p = 658210706 \pm 00000006$  گزارش شده است. چندین تصحیح کوچک وجود دارد که باید اعمال شود، که مهم‌ترین آنها اثرهای نسیتی و کوانتوم الکترو دینامیکی است که ضریب  $g$  پروتون و الکترون را در هیدروژن از صورت «خام» خارج می‌کند. بعد از اینکه تمام تصحیحات انجام گرفت نتایج اصلاح شده بدین قرار است

$$\mu_p = (00001521032181 \pm 00000000000015) \mu_B$$

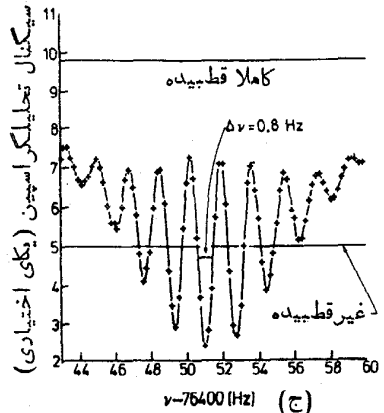
یا بر حسب مگنتون هسته‌ای

$$\mu_p = (279928456 \pm 000000011) \mu_N$$

توجه کنید که نتیجه بر حسب  $\mu_B$  دارای دقت یک در  $10^8$  است در حالی که نتیجه بر حسب  $\mu_N$  دقت خیلی پایینتری دارد. اختلاف بین این دو، از خطای نسبتاً بزرگی که در نسبت  $m_e/m_p$  (که برای تبدیل  $\mu_B$  به  $\mu_N$  لازم است) وجود دارد، ناشی می‌شود. دقیقترین اندازه‌گیری جدید گشتاور مغناطیسی توسط گرین و همکاران گزارش شده است. در این آزمایش نسبت اندازه‌گیری شده  $R = -\mu_N/\mu_p$  با استفاده از دستگاهی که قادر به چرخش اسپین تشدید پروتون و نوترون قطبیده است به دست آمده است (نه به طور همزمان چنانکه در بیشتر آزمایشهای ایده‌آل تصور می‌شود بلکه به طور متوالی و در مقایسه با همان استاندارد). ذرات قطبیده از داخل دستگاه عبور داده می‌شوند. قطبیدگی با اعمال میگنالی با بسامد لارمور  $\omega_L = \mu_B / \hbar$  چرخانده می‌شود. اگر اسپین به اندازه  $180^\circ$  بچرخد، (یا  $3 \times 180^\circ$ ،  $5 \times 180^\circ$ ، و غیره) تحلیلگر قطبش کمینه شدت را ثبت می‌کند. اگر چرخش مضربی از  $360^\circ$  باشد راستاهای اولیه و نهایی اسپین یکسان بوده و تعداد بیشینه‌ای از ذرات از میان تحلیلگر قطبش عبور می‌کنند. شکل ۱۱.۱۶ اثر تقدیمی لارمور تشدید را روی شدتهای پروتون و نوترون ثبت شده نشان می‌دهد. میدان ثابت در حدود  $00018 \text{ T}$  بود که بسامدهای لارمور در گستره  $100 \text{ kHz}$  به دست می‌داد. نوترونها از آکتوری هسته‌ای (با سرعت متوسط  $180 \text{ m/s}$ ) و با آهنگ  $10^5 \text{ /s}$  گرفته می‌شدند، و برای پروتونها از یک جریان آب استفاده می‌شد. یک لوله مرکزی می‌تواند متناوباً حامل نوترونها و حامل آب باشد، درحالی که لوله خارجی همواره آب را حمل می‌کند. تشدیدهای نوترون و پروتون در لوله مرکزی را می‌توان با تشدیدهای پروتون در آب لوله خارجی مقایسه کرد که بدین ترتیب از یک مرجع مشترک استفاده می‌شود. البته تصحیحات کوچکی باید صورت گیرد. به عنوان نمونه، وجود آب در لوله مرکزی، اندک تغییری را در میدان ثابت لوله خارجی موجب می‌شود در نتیجه بسامد مرجع استاندارد برای پروتونها نسبت به زمانی که لوله مرکزی دارای نوترون است، تغییر می‌کند. تصحیحاتی دیگر باید روی نتیجه‌های اعمال شود، خصوصاً اختلاف بین گشتاور مغناطیسی پروتون آزاد و پروتون موجود در آب (این اختلاف



(ب)



شکل ۱۱-۱۶ دستگاه تشدید نوترونها. نوترونهای قطبیده از یک ناحیه میدان ثابت عبور می کنند و در آنجا توسط یک میدان بسامد رادیویی به حال تشدید درمی آیند. پروتونها (در آب) نیز برای مقایسه از داخل دستگاه عبور داده می شوند. نمونه های ازمحنیه در پایین شکل برای نوترونها (ب) و پروتونها (ج) نشان داده شده اند.

که به اندازه  $۲ \times ۱۰۵$  قسمت است چندان زیاد نیست ولی در مقایسه با دقت مورد نظر یعنی  $۱$  در  $۱۰^۸$  قسمت، زیاد است). نتیجه نهایی گرین و همکارانش به قرار زیر است

$$\mu_n = (-0.000104187564 \pm 0.000000000026) \mu_B$$

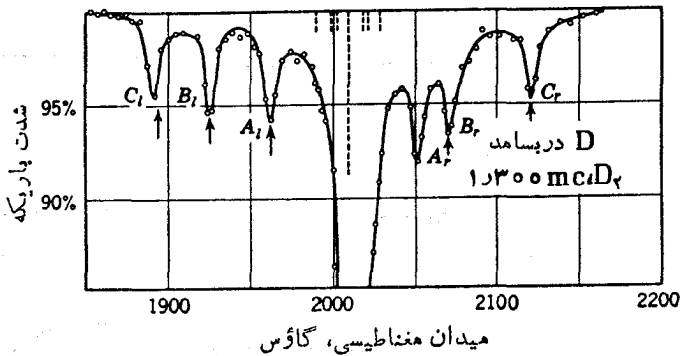
یا

$$\mu_n = (-1.91304184 \pm 0.0000000088) \mu_N$$

به عنوان آخرین موضوع در این بخش، اندازه گیریهای گشتاور دو قطبی مغناطیسی و گشتاور چار قطبی الکتریکی را در دوترون  $^2\text{H}$  در نظر می گیریم. این پارامترها برای درک برهم کنش نوکلئون-نوکلئون، همان طور که در فصل ۴ بحث شد ضروری هستند. گشتاورهای دوترون توسط روش تشدید مغناطیسی باریکه مولکولی (که کلام مثل روش تشدید باریکه اتم است که در زیر بخش بعدی مورد بحث قرار می گیرد) در یک آزمایش کلاسیک اندازه گیری شده است.<sup>۱</sup> یک باریکه از مولکولهای  $\text{D}_2$  به طور همزمان از یک ناحیه میدان مغناطیسی یکنواخت (که باعث شکافتگی زیمانی ترازا می شود) و میدان بسامد رادیویی ( $\text{rf}$ ) متغیر می گذرد و تشدیدهایی را بین حالت های زیمان موجب می شود. در این روش تشدید، بسامد  $\nu$  میدان  $\text{rf}$  ثابت نگه داشته می شود و اندازه میدان یکنواخت تغییر داده می شود تا شکافتگی زیمان از زوج خاصی از ترازا درست برابر  $h\nu$  شود. در این لحظه جذب فوتونهای  $\text{rf}$  صورت می گیرد، و دستگاه طوری ساخته شده است که به کاهش انتقال شدت باریکه منجر می شود. اگر ترازای زیمان به یک اندازه شکافته نشوند، تشدیدهای مختلفی ممکن است مشاهده شوند که هر کدام مربوط به یک شکافتگی زوج ترازای خاص است.

چون دو هسته یکسان در  $\text{D}_2$  دارای اسپین صحیح هستند، تابع موج کل باید از لحاظ مختصات متقارن باشد. حالت پایه مولکولی دارای تکانه زاویه ای دورانی  $l=0$  است و حالت اسپین هسته باید متقارن باشد. بنابراین اسپین کل هسته باید  $I_t=0$  یا  $I_t=2$  شود. در اولین حالت دورانی برانگیخته  $l=1$ ، تابع اسپین پادمقارن و  $I_t=1$  می شود. چشمه تولید باریکه  $\text{D}_2$  در دمای نیتروژن مایع نگه داشته می شود، بنابراین در نتیجه توزیع بولتزمن حدود ۵۶٪ از مولکولهای باریکه را در حالت  $l=0$  ( $1/6$ ) دارای  $I_t=0$  و  $5/6$  دارای  $I_t=2$ ، طبق وزن آماری نسبی  $(2I_t+1)$  و ۳۳٪ دیگر را در حالت  $l=1$  و  $I_t=1$  به دست می دهد. ۱۱٪ باقیمانده دارای حالت های  $l \geq 2$  هستند که در آزمایش نقشی نداشته اند. طیف تشدید در شکل ۱۲.۱۶ نشان داده شده است. تشدید مرکزی عمیق، ناشی از مولکولهای  $l=0$ ،  $I_t=2$  و متناظر است با چهار گذار با انرژی متساوی بین پنج تا از حالت های چند تایه زیمان  $I_t=2$ ؛  $m_I=+1$  →  $m_I=+2$  و غیره. با توجه به محل قرار گرفتن تشدید در  $B=0.201 \text{ T}$  در میدان  $\text{rf}$  با بسامد  $\nu=1.300 \text{ MHz}$ ، می توانیم محاسبات زیر را انجام دهیم





شکل ۱۴.۱۶ طیف تشدید باریکه مولکولی  $D_2O$ . دستگاه از همان نوعی است که در شکل ۱۴.۱۴ آمده است. خط چینها متناظر با مواضع گذارهای بی است که در شکل ۱۳.۱۶ مورد انتظارند. در اینجا برهم کنش اسپین-مدار در نظر گرفته شده ولی از برهم کنش چار قطبی صرف نظر شده است. مکانهای واقعی تشدید به طور قابل توجهی انحراف دارند که اثر گشتاور چار قطبی هسته‌ای را نشان می‌دهد. گذارها مطابق شکل ۱۳.۱۶ علامت گذاری شده‌اند.

$$h\nu = \mu_D B$$

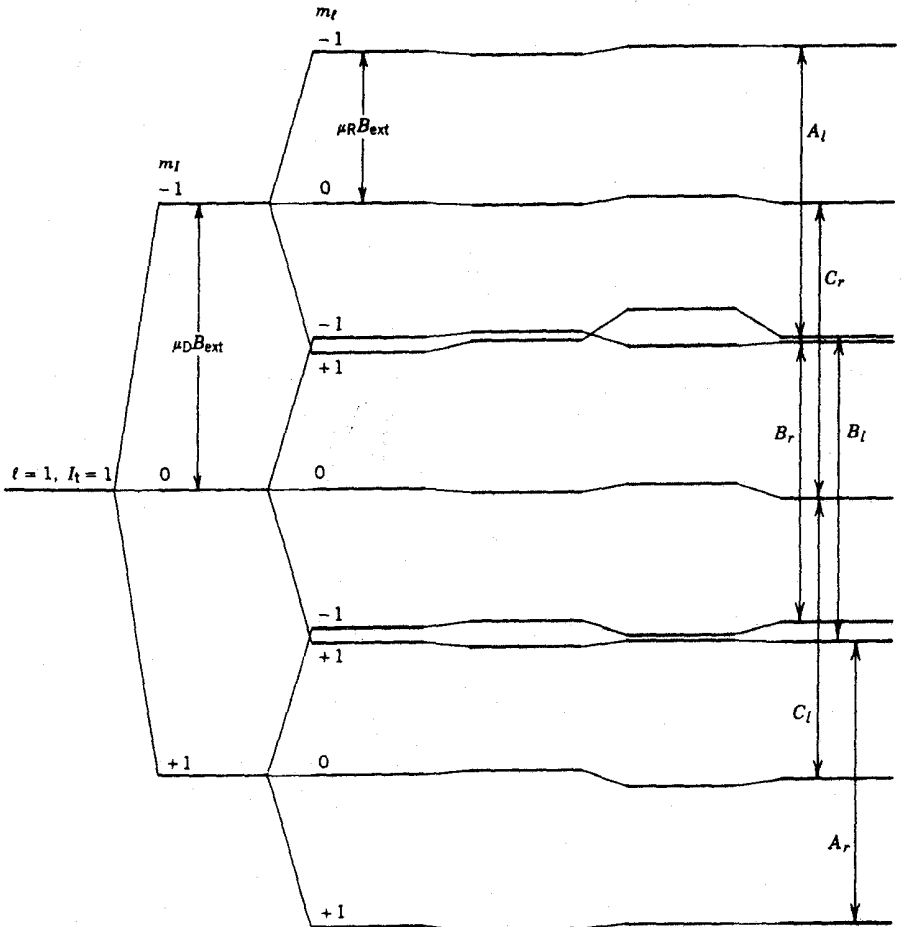
$$\mu_D = \frac{h\nu}{B} = \frac{(4.14 \times 10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s})(13000 \times 10^6 \text{ Hz})}{0.201 \text{ T}}$$

$$= 2.68 \times 10^{-8} \text{ eV/T}$$

$$= 0.85 \mu_N$$

مقدار دقیقتر امروزی آن با مقایسه مستقیم بسامدهای تشدید مغناطیسی هسته‌ای برای  $^2\text{H}$  و  $^1\text{H}$  امکان پذیر است:  $\nu(^2\text{H})/\nu(^1\text{H}) = 0.15350609 \pm 0.000000002$  با استفاده از مقدار معلوم قبلی  $\mu_p$  نتیجه می‌شود که  $(\mu_D = 0.8574376 \pm 0.00000004)$  تشدیدهای اقماری ضعیفتر در شکل ۱۴.۱۶ از حالت‌های  $I = 1, I = 0$  حاصل می‌شوند. شکل ۱۳.۱۶ شکافتگی زمانی حالت‌ها را نشان می‌دهد. با در نظر گرفتن برهم کنشهای مغناطیسی  $\mu_D$  و چرخش مولکول (چرخش مولکول را به صورت جریانی حلقه‌ای در نظر بگیرد که با میدان برهم کنش می‌کند) شش نوع گذار  $\pm 1$  و  $0$  امکان پذیر خواهد بود که تمام آنها انرژی یکسانی دارند (منطبق با انرژی تشدید مرکزی). اثرات کوچکی که برای مولکول  $H_2$  شناخته شده‌اند، به پیش بینی مواضع تشدید شش گانه‌ای منجر می‌شوند که در شکل ۱۴.۱۶ با خط چینها مشخص شده‌اند. اختلاف قابل توجه بین مواضع پیش بینی شده و مواضع مشاهده شده هر شش خط به خاطر گشتاور چار قطبی دوترون است. با استفاده

تصحیحات دیگر چار قطبی اسپین-مدار



شکل ۱۳.۱۶ ساختار فوق ریز مولکولی  $D_2$ . میدان خارجی باعث شکافتگی زیرمان ترازا برای اثر گشتاور هسته‌ای  $\mu_D$  و گشتاور مغناطیسی دورانی مولکول  $\mu_R$  می‌شود. گذارهای مجاز آنهایی هستند که برایشان  $\Delta m_l = 0$  و  $\Delta m_l = \pm 1$  است. برهم کنشهای اسپین-مدار و چار قطبی تصحیح کوچکی را در این ترازا وارد می‌کنند و تصحیحات دیگر از جمله برهم کنش دو قطبی-دو قطبی دو هسته نیز مهم است. گذارهای مجاز طوری علامت گذاری شده‌اند که باشکل ۱۳.۱۶ سازگاری داشته باشند.

از فاصله خطوط و با توجه به تصحیح اثرات کوچک دیگر، شکافتگی چار قطبی به صورت زیر به دست می‌آید

$$\frac{e^2 \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} Q}{\mu_D} = -\gamma_0 G = -0.00070 T$$

$$e^2 \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} Q = 1.789 \times 10^{-10} \text{ eV}$$

محاسبه  $\partial^2 V / \partial z^2$  با استفاده از تابع موج مولکولی کار مشکلی است اما انجام شده و گشتاور چار قطبی حاصل بدین قرار است

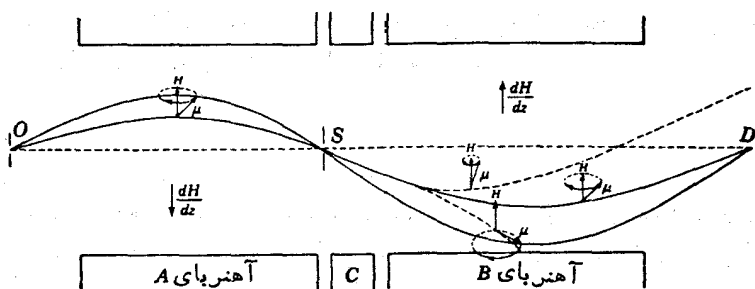
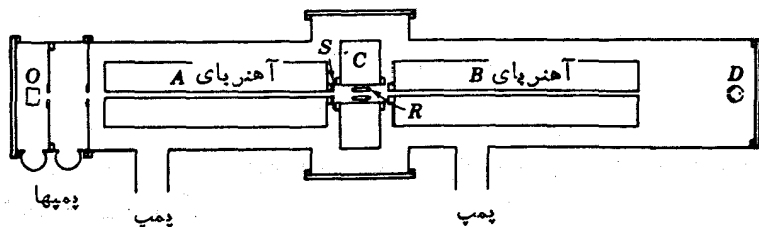
$$Q = +0.000288 \pm 0.000002 \text{ b}$$

این آزمایش بدیع کلاک و همکاریانش برای حدود چهل سال، همچنان به صورت بهترین اندازه گیری گشتاور چار قطبی دوترون باقی مانده است.

### حالت‌های پایه هسته ای پایدار

تشدید مغناطیسی باریکه اتم. بیشتر کارهای اولیه تعیین دقیق گشتاورهای دو قطبی مغناطیسی هسته توسط رابی و همکاریانش که روش تشدید مغناطیسی باریکه اتم را ابداع کرده اند، انجام گرفته است. نمای دستگاه مورد استفاده در شکل ۱۴.۱۶ نشان داده شده است. یک باریکه از اتم (یا مولکول) در کوره ای آماده می شود، باریکه از توزیع سرعت ماسکول پیروی می کند. باریکه از داخل اتاقک تخلیه شده ای که دارای سه آهنربای A، C، و B است می گذرد. در انتهای اتاقک یک دستگاه آشکارساز جریان باریکه را ثبت می کند. آهنرباهای A و B میدانهای ناهمگن (ثابت در جهت باریکه اما متغیر در جهت عمود بر جهت باریکه) ایجاد می کنند. میدانها در ناحیه A و B هم جهت اند اما گرادیانهای میدان  $\partial B / \partial z$  در جهت مخالف هستند. در ناحیه C میدان همگن B وجود دارد.

مثل دستگاه اشترن-گراخ، میدان ناهمگن باعث انحراف باریکه می شود و اتمهایی که در ناحیه A با سرعت اولیه مناسب وارد شده اند طوری منحرف می شوند که از روزنه S بگذرند. آهنربای B با گرادیان میدان مخالف، باریکه را مجدداً روی آشکارساز متمرکز می کند. برای اینکه این عمل صورت گیرد، باید نیرو در ناحیه A و B از نظر اندازه برابر باشد زیرا نیرو به مؤلفه z تکانه زاویه ای اتم یا هسته بستگی دارد، در این صورت اگر  $J_z$  یا  $I_z$  در مواقع عبور از C بدون تغییر بماند، گرادیانهای میدان یکسان به تجدید تمرکز کلی منجر می شوند و جریان مشاهده شده را پیشینه می کنند. از آنجا که گشتاورهای مغناطیسی اتم حدوداً  $10^3$  بار بزرگتر از گشتاورهای مغناطیسی هسته هستند، معمولاً اثرهای اتمی در این آزمایشها غلبه دارند. اگر بخواهیم گشتاورهای هسته ای را بررسی کنیم، در این صورت باید اتمها را به صورت مولکولهایی که تکانه زاویه ای الکترونی شان صفر است به کار ببریم که فرض می کنیم چنین وضعیتی در بحث زیر برقرار است.



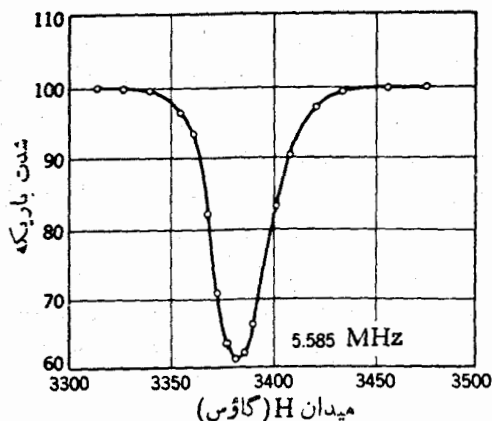
شکل ۱۴.۱۶ دستگاه تشدید باریکه مولکول. باریکه‌ای که در کوره  $O$  تولید می‌شود در صورتی به آشکار ساز  $D$  می‌رسد که از روزنه  $S$  بگذرد. یک میدان بسامد رادیویی تشدید می‌تواند حالت  $m$  و در نتیجه جهت قرار گرفتن گشتاور مغناطیسی را تغییر دهد که در این صورت، مولکولها به آشکار ساز نخواهند رسید.

در ناحیه  $C$  گشتاورهای مغناطیسی با مقدار ثابت  $I_z = m_I h$  حول  $B_0$  می‌چرخند. حالا اگر یک میدان نوسانی را عمود بر  $B_0$  طوری اعمال کنیم که بسامد  $\nu$  با چنان دقتی انتخاب شود که  $h\nu$  برابر اختلاف انرژی بین زیر حالت‌های  $m_I$  و  $m_I \pm 1$  باشد، در این صورت هسته‌ها می‌توانند یکی از این فوتونها را جذب کنند و مقدار  $I_z$  را تغییر دهند. هسته‌هایی که در این جذب و تغییر  $I_z$  شرکت می‌کنند در ناحیه  $B$  مجدداً متمرکز نمی‌شوند و در نتیجه به آشکار ساز نمی‌رسند.

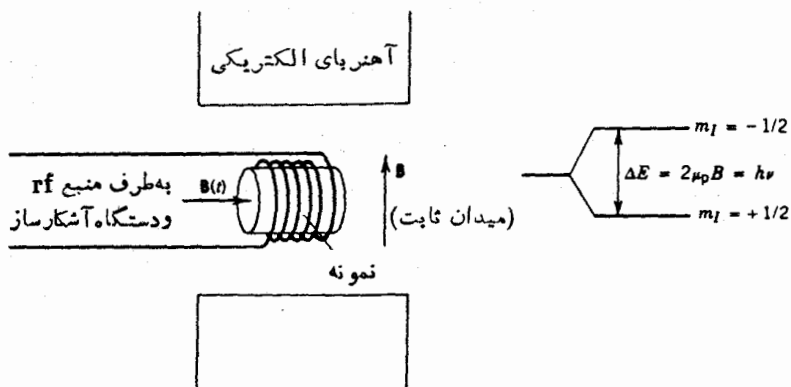
انرژی گشتاور مغناطیسی هسته  $\mu = g_I I \mu_N$  در میدان  $B_0$  بدین قرار است

$$E = g_I B_0 \mu_N m_I \quad (۶۳.۱۶)$$

وفاصله‌ جدایی بین حالت‌های  $m_I$  و  $m_I \pm 1$  به قرار زیر است



شکل ۱۵.۱۶ اندازه گیری تشدید  ${}^7\text{Li}$  با استفاده از دستگاه شکل ۱۴.۱۶.



شکل ۱۶.۱۶ نمودار ساده ای از دستگاه تشدید مغناطیسی. برای پروتونها (یا هسته های دیگر با اسپین  $1/2$ ) شکافتگی انرژی بین دو حالت زیمان درست راست نشان داده شده است. پسماند سیگنال rf تغییر داده می شود تا اینکه در گذارهای بین حالتها انرژی جذب شود.

$$\Delta E = g_I B_0 \mu_N \quad (۶۴.۱۶)$$

در این صورت شرط تشدید چنین می شود

$$g_I B_0 \mu_N = h\nu \quad (۶۵.۱۶)$$

که در اینجا هم  $\nu$  و هم  $B_0$  می توانند تغییر داده شوند تا همان طور که کاهش جریان باریکه

وارد شده به آشکار ساز نشان می‌دهد، حالت تشدید حاصل آید .

شکل ۱۵۰۶ نتایج اولیه گروه‌رایی را از باریکه  $^7\text{Li}$  نشان می‌دهد. تشدید در  $B_0 = 0.3385 \text{ T}$  و در بسامد  $\nu = 5885 \text{ MHz}$  صورت می‌گیرد، از معادله (۶۵۰۱۶) مقدار  $g_I = 2.167$  را محاسبه می‌کنیم و در نتیجه داریم  $\mu = 3.250 \mu_N$  (می‌دانیم  $I = 3/2$  است). تشدید مغناطیسی هسته. فرایند تشدید مغناطیسی هسته (NMR) با فرایند تشدید مغناطیسی باریکه اتم وجه اشتراک‌هایی دارد. اختلاف‌های عمده بدین قرار است که (۱) هسته‌ها به صورت جامد و مایع در مواد وجود دارند، و (۲) تشدید با مشاهده جذب توان بسامد رادیویی قابل آشکار سازی است. یکی از دستگاه‌ها در شکل ۱۶۰۱۶ رسم شده است. در اینجا هم از یک میدان ثابت و یک میدان بسامد رادیویی متغیر سینوسی در راستای عمود بر اولی استفاده می‌شود.

برای سادگی در اینجا ماده‌ای مثل یک هیدروکربن را در نظر می‌گیریم که غنسی از پروتون است، میدان ثابت  $B$  محور  $z$  دستگاه مختصات را تشکیل می‌دهد که نسبت به آن اسپین پروتون می‌تواند موازی یا پاد موازی باشد، یعنی  $m_I = \pm 1/2$ . انرژی حالت موازی  $-\mu_p B$  و انرژی حالت پاد موازی  $+\mu_p B$  است. اختلاف انرژی عبارت است از

$$\Delta E = 2\mu_p B \quad (66.16)$$

که اگر سیگنال متغیر سینوسی را با بسامد  $\nu = \Delta E/h$  اعمال کنیم (یعنی اگر نمونه را تحت تأثیر سیلی از فوتونهای با این بسامد قرار دهیم) پروتونها با جذب انرژی از یک وضعیت اسپینی به وضعیت دیگری روند. بنا بر این در بسامد

$$\nu = \frac{2\mu_p B}{h} \quad (67.16)$$

مشاهده می‌کنیم که پروتونها با جذب انرژی سمتگیری اسپینی‌شان را به عقب و جلو می‌برند. برای یک میدان آزمایشگاهی نسبتاً کم  $B = 1 \text{ T}$  بسامد تشدید برابری است با

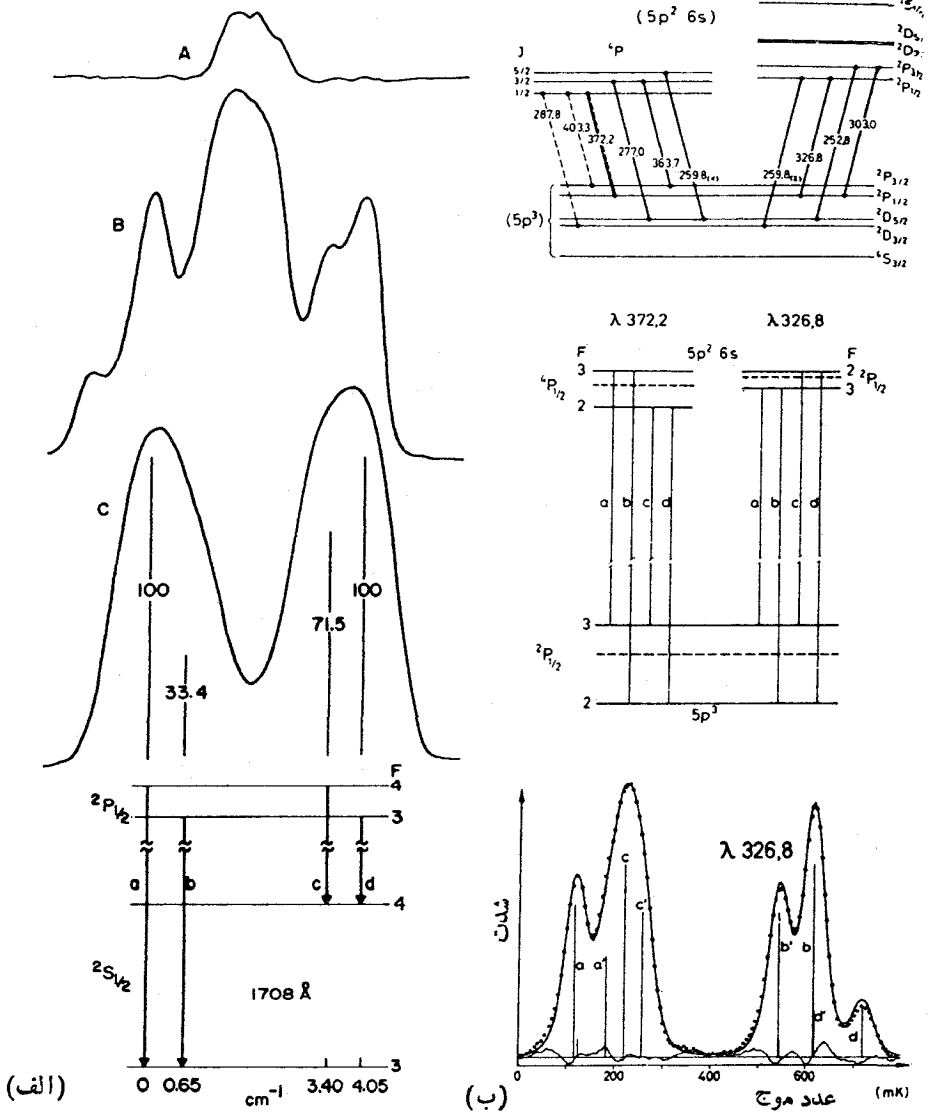
$$\begin{aligned} \nu &= \frac{2(2.167)(5885 \times 10^{-27} \text{ J/T})(1 \text{ T})}{6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}} \\ &= 42.5 \text{ MHz} \end{aligned}$$

که در گستره بسامد رادیویی طیف قرار دارد، در آزمایش واقعی، تعداد پروتونها در هر یک از وضعیتهای اسپینی توسط ضریب بولتزمن  $e^{-\Delta E/kT}$  تعیین می‌شود. دردمای اطاق داریم  $kT \approx 0.025 \text{ eV}$  در حالی که در  $B = 1 \text{ T}$  اختلاف انرژی  $\Delta E = 1.8 \times 10^{-7} \text{ eV}$  است. در این صورت، عدم توازن نسبتاً کوچکی

از پروتونها در حالت انرژی پایینتر (موازی)، از مرتبه  $6 \times 10^{-6} = \gamma \times \frac{\Delta E}{kT} = 1 - \gamma$  وجود دارد. با اینکه می توان انتظار داشت که پروتونهای در حالت بالاتر می توانند از طریق گسیل تحریک شده و رهاسازی فوتون تمام فوتونهای جذب شده در حالت پایتتر را تأمین کنند، ولی چنین موردی پیش نمی آید. پروتونهای حالت بالاتر می توانند انرژی خود را از دست بدهند و با انتقال مستقیم انرژی به مواد اطراف از طریق فرایندی که واهلش اسپین-شبهه نامیده می شود به حالت انرژی پایین «برگردند». زمان واهلش اسپین-شبهه حدوداً از مرتبه ثانیه تا میلی ثانیه است که به ماده میزبان و دما بستگی دارد.

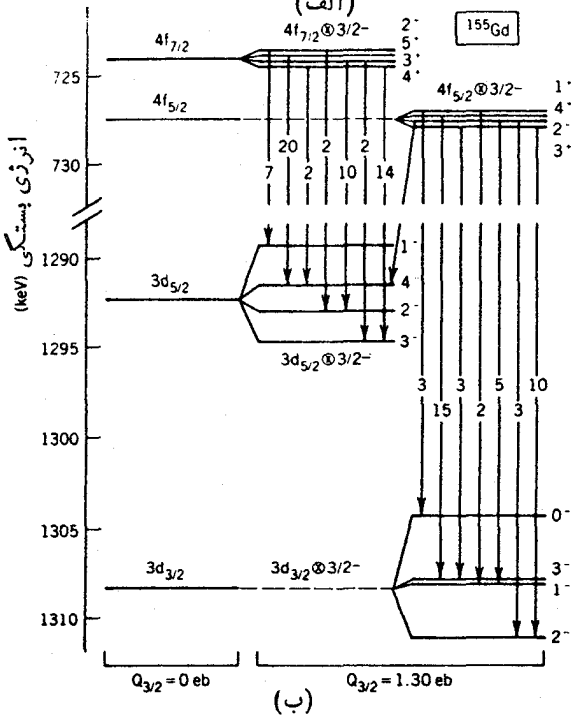
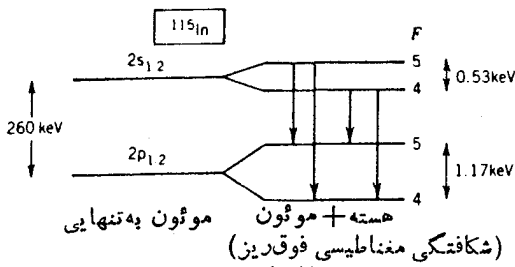
تشدید مغناطیسی هسته را می توان به هر هسته ای (غیر از هسته با اسپین صفر) در هر محیطی اعمال کرد. بسامد تشدید مطابق اختلاف انرژی بین زیرحالت های مغناطیسی مجاور از رابطه  $(66.16)$  به دست می آید. چون می توانیم بسامدهای تشدید را با دقت زیادی اندازه بگیریم، گشتاورهای مغناطیسی را به دقت می توان تعیین کرد. همچنین از هسته هایی که گشتاورهایشان مشخص است می توان برای بررسی محیط الکترونی اطراف استفاده کرد که می تواند از طریق اندازه گیری مقدار موضعی  $B$  و یا زمان واهلش اسپین-شبهه صورت گیرد. ترکیبات آلی اغلب با ایزوتوپهایی مثل  $^{13}\text{C}$  یا  $^{17}\text{O}$  غنی می شوند (زیرا  $^{12}\text{C}$  و  $^{16}\text{O}$  دارای اسپین صفر هستند) و علامت NMR را می توان برای بررسی پیوند شیمیایی آنها به کار برد. در فرم مغناطیسیها میدان اعمال شده با ضریب قابل توجهی در محل هسته ها زیاد می شود. در آهن که با میدان اعمال شده از مرتبه  $10^4$  T اشباع می شود، میدان روی یک هسته Fe در حدود  $33\text{T}$  است. ساختار اتمی می تواند اثر قابل توجهی روی این میدان داشته باشد. اگر آلیاژی از اتمهای طلا Fe و ایجاد کنیم، میدان در محل هسته های Au می تواند به  $115\text{T}$  بالغ شود. در دیگر مواد فرم مغناطیسی مثل فلزات کمیاب خاکی، میدانهای موضعی در حدود چند صد تسلا قابل تشخیص اند. این میدانها که در اصطلاح میدانهای فوق ریز ناخالصی نامیده می شوند، از طریق تشدید مغناطیسی هسته (NMR) با دقت زیادی قابل اندازه گیری هستند و با تغییر سیستماتیک ناخالصی ها می توانیم اطلاعات مورد نظر فیزیک اتمی و حالت جامد را به دست آوریم.

ساختار فوق ریز نوری. اگر می توانستیم به تفکیک بسیار بالا در گذارهای نوری بین حالت های  $F$ ، مثل آنهایی که برای  $^{23}\text{Na}$  در شکل ۶.۱۶ آمده است برسیم، قادر می شدیم به طور مستقیم ثابت ساختار فوق ریز را به دست آوریم. در عمل، این کار اغلب می تواند خیلی مشکل باشد، چون پهنای خطوط تجربی ممکن است هم اندازه (یا بزرگتر از) فاصله فوق ریز باشد. روش «کلاسیکی» طیف سنجی نوری که در آن آنها را به صورت حرارتی و یا به صورت تخلیه الکتریکی برانگیخته می کنیم و نور گسیل شده را توسط یک طیف سنج با توان تفکیک بالا مورد مشاهده قرار می دهیم، در اینجا چندان فایده ای ندارد. در سالهای اخیر، روش لیزرهای قابل تنظیم که در آن باریکه اتم را از داخل باریکه لیزر عبور می دهند و فلورسانسی تشدید را مورد بررسی قرار می دهند، موفقیت بیشتری داشته است. در این روش، اتم نور را جذب و دوباره گسیل می کند، و این در شرایطی صورت می گیرد که لیزر روی بسامد اپتیکی مناسب مطابق با اختلاف بین حالت های  $F$  پایه نوری و چندتا به برانگیخته تنظیم شده باشد. (داده های

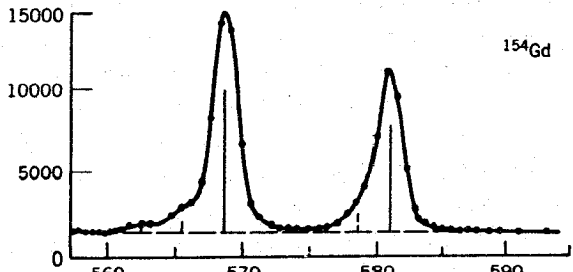
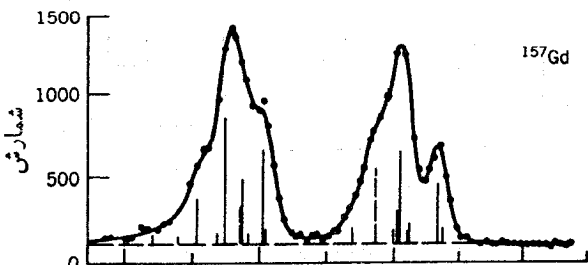
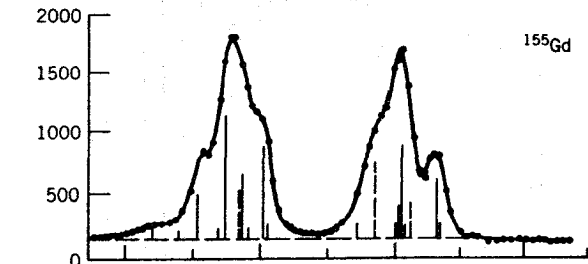
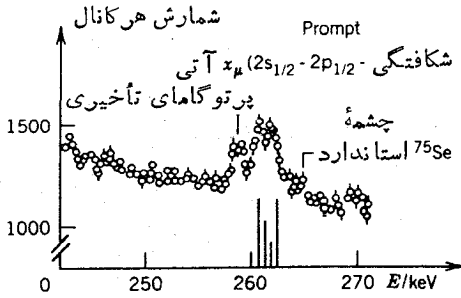


شکل ۱۷۰۱۶ اندازه گیریهای ساختار فوق ریز در گذارهای نوری، (الف) شکافتگی فوق ریز منطاطیسی در  $^{181}\text{Ta} (I=7/2)$ . طیفهای علامت گذاری شده با A, B, C, نتایج ولتاژهای یوننده مختلف را که تولید حالت های یونیده مختلف در Ta می کنند نمایش می دهد. نایتهای شکافتگی فوق ریز به ترتیب برابر  $15\text{GHz} \pm 0.25\text{GHz}$  و  $4.86 \pm 0.15\text{GHz}$  برای حالت های پایه و پراکنجیده اتم است، که با استفاده از آن گشتاور هسته ای  $2.36 \pm 0.05 \mu\text{N}$  به دست می آید. (ب) شکافتگی چار قطبی الکتریکی در Sb. در بالای شکل چند تا به حالت های اتمی ناشکافته، و در وسط شکافتگی فوق ریز برای دو گذار اتمی  $I=3/2$  نشان داده شده است. در پایین شکافتگی مشاهده شده نشان داده شده است. نمادهای زیر دایره مربوط به  $^{123}\text{Sb}$  و نمادهای بدون دایره مربوط به  $^{121}\text{Sb}$  است. گشتاورهای چار قطبی بر آورده شده عبارت اند از  $Q(121) = -0.36 \pm 0.04$  و  $Q(123) = -0.49 \pm 0.05$ .





شکل ۱۸-۱۶ طیف پرتو x موئون و شکافتگی فوق ریز. (الف) درست چپ حالتی (الکترون گونه) موئون  $2s_{1/2}$  و  $2p_{1/2}$  در  $^{115}\text{In}$  ( $I=9/2$ ) نشان داده شده است. جفت شدگی بین  $J=1/2$  و  $J=9/2$  برای هر دو حالت به مقدار  $F=4$  یا  $F=5$  با چهار مؤلفه گذار منجر می شود. درست راست طیف مشاهده شده برای چهار مؤلفه که تا اندازه ای قابل تشخیص اند دیده می شود که با خطوط عمودی علامت گذاری شده است. پرتو گامای تأخیری، حاصل از واکنش هسته ای است که از طریق گیر اندازی موئون هسته ای راه اندازی شده است. (ب) جفت شدگی فوق ریز چار قطبی الکترونی در  $\text{Gd}$  موئون، درست چپ چند تایی های فوق ریز پرتوهای ایکس  $M(4f)$  تا  $M(3d)$  حاصل از جفت شدگی دو تایی اسپین-مدار موئون با اسپین هسته ای  $3/2$  نشان داده می شوند. طیف مشاهده شده در (ج) نشان داده شده است در حالی که  $^{155}\text{Gd}$  و  $^{157}\text{Gd}$  مشابه با  $^{154}\text{Gd}$  با اسپین صفر مقایسه می شود. پیکانهای عمودی درست چپ هر یک از گذارها را نمایش می دهند. اعداد روی پیکانها شدت نسبی را مشخص می کنند. با توجه به شکافتگی مشاهده شده گشتاور چسار قطبی هسته ای مساوی  $Q = 1.30 \pm 0.05 \text{ eb}$  به دست می آید.



(ج)

شکل ۱۸-۱۶ (ادامه)

Na در شکل ۶.۱۶ با استفاده از این روش به دست آمده است. شکل ۱۷.۱۶ قسمتی از طیف ساختار فوق ریز نوری و گشتاورهای هسته‌ای به دست آمده را نشان می‌دهد.

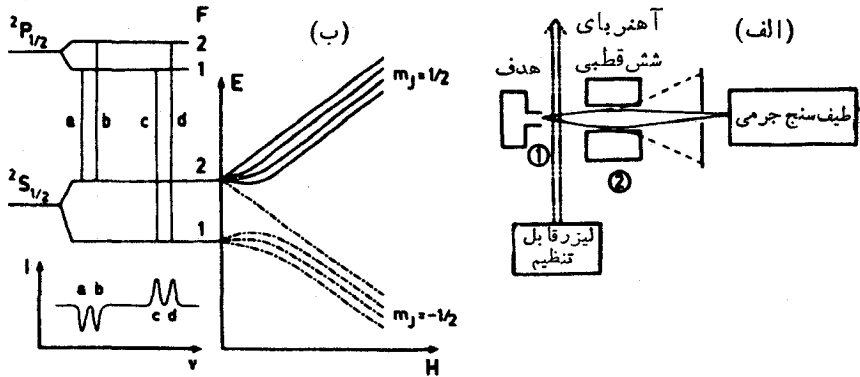
یکی از اشکالات مهم این روش شناخت تابع موجهای الکترونی است که به کمک آنها بایستی از پارامترهای فوق ریز  $A$  و  $B$  به گشتاورهای هسته‌ای  $M$  و  $Q$  برسیم. برای عناصر قلیایی و بعضی از عناصر مشخص دیگر تابع موجهای الکترونی به اندازه کافی شناخته شده هستند که بتوان  $M$  و  $Q$  را به دست آورد، اما برای خیلی دیگر از عناصر، تابع موجهای بس-الکترونی بسیار کم شناخته شده است. یک راه حل این است که از اتمهای موثونی که در آنها یک موثون منفی در مجموعه‌ای از ترازهای هیدروژن گونه گیر اندازی می‌شود استفاده شود. از آنجا که موثون حدود ۲۵۰ بار سنگینتر از الکترون است، شعاع مدارهایش  $1/250$  شعاع مربوط به مدارهای الکترونی می‌شود. زمانی که موثون (که ممکن است در ابتدا در یک حالت با عدد کوانتومی اصلی خیلی بزرگی گیر اندازی شود) به حالت  $n=14$  می‌رسد از مدار  $18$  الکترونی می‌گذرد، در این صورت مدارهای داخلی موثون بخوبی در داخل مدارهای الکترونی قرار می‌گیرند و نسبتاً از تأثیر استتار الکترونی یا عدم قطعیت‌های دیگری که با وجود الکترونها حاصل می‌شود به دور می‌مانند. بدین جهت در محاسبات می‌توانیم با موثون مثل یک الکترون (نسبیتی) با دقت زیاد رفتار کنیم. فوتونهای گذار موثونی  $18 \rightarrow 2p$  پرتوهای  $x$  موثونی  $K_{\alpha}$  نامیده می‌شوند که دارای انرژی‌هایی در فاصله یک تا چند MeV برای هسته‌های متوسط تا سنگین هستند. ترازهای موثونی از طریق برهم کنش فوق ریز در دست مثل ترازهای الکترونی با هم جفت می‌شوند. بنابراین تراز موثونی  $8_{1/2}$  به دو تراز با  $F = I \pm 1/2$  که در آن  $I$  همان عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای هسته است شکافته می‌شود. این شکافتگی از طریق ثابت فوق ریز دو قطبی مغناطیسی  $A$  که دارای همان معنی ثابت فوق ریز الکترونی ولی با مقدار متفاوت است که به علت اختلاف گشتاورهای مغناطیسی و تابع موجهای موثون و الکترون به وجود می‌آید، به گشتاور مغناطیسی هسته مربوط می‌شود. به طور نمونه،  $A$  برای شکافتگی فوق ریز موثونی از مرتبه  $10^3 \text{ eV}$  است در حالی که در مورد الکترونی از مرتبه  $10^{-6} \text{ eV}$  است. با اینکه شکافتگی فوق ریز خیلی بزرگ است نمی‌توانیم آن را به همان دقت اندازه گیری کنیم، زیرا بهترین آشکارساز فوتونی دارای توان تفکیک چند keV در گستره انرژی MeV است و مؤلفه‌های فوق ریز موثونی هم قابل جدا شدن نیستند - در نتیجه چیزی که مشاهده می‌کنیم خطوط پهن شده است. شکل ۱۸.۱۶ نمونه‌ای از طیف پرتوهای  $x$  با شکافتگی ساختار فوق ریز را نشان می‌دهد. این روش برای اندازه گیری گشتاورهای دو قطبی مغناطیسی خیلی مفید نیست.

از طرف دیگر گشتاورهای چار قطبی الکترونی را می‌توان با دقت بالایی تعیین کرد، زیرا پارامتر فوق ریز چار قطبی موثونی  $B$  برابر  $10 \text{ keV}$  یا بیشتر است که امکان تفکیک واضح ساختار را فراهم می‌کند. تابع موجها نیز با دقت بالایی به دست می‌آیند و مقادیر  $Q$  را می‌توان مستقیماً از  $B$  تعیین کرد. شکل ۱۸.۱۶ نمونه‌ای از شکافتگی طیف موثونی از طریق برهم کنش چار قطبی الکترونی را نشان می‌دهد.

## حالت‌های پایه رادیواکتیو

ساختار فوق‌ریز نوری با باریکه اتمی. یکی از پیشرفتهای تازه و جالب در مطالعه حالت‌های پایه هسته، امکان بررسی زنجیره‌ای از ایزوتوپها طی ۱۰ تا ۲۰ عدد اتمی یا فاصله بیشتر است. از آنجا که معمولاً فقط چند تایی از اینها پایدار یا دارای طول عمر نسبتاً زیاد هستند، لازم است روشی در اختیار داشته باشیم که قادر باشد گشتاور حالاتی را که دارای عمر کوتاه (نیمه عمر چند ثانیه) هستند تعیین کند. بعلاوه، برای اینکه بتوانیم مقایسه‌ای بین گشتاورهای همسایه به عمل آوریم، باید بتوانیم اندازه‌گیری را با دقت زیاد انجام دهیم. سرانجام، با توجه به اینکه نمونه‌ها با عمر کوتاه در واکنش هسته‌ای تولید می‌شوند، باید تکنیکی در اختیار داشته باشیم که مقادیر اندازه‌گیری شده را از مشاهده تعداد نسبتاً کم اتمها به دست دهد.

یک روش ابتدایی برای این اندازه‌گیریها استفاده از تکنیک اصلاح شده تشدید مغناطیسی باریکه اتم است، که ما آنرا به عنوان مثال برای اندازه‌گیری زنجیره ایزوتوپهای Na در نظر می‌گیریم. همان طور که در شکل ۱۹.۱۶ می‌بینیم، یک باریکه شامل مخلوطی از ایزوتوپهای سرشار از نوترون Na رء با بمباران هدف اورانیم توسط پروتونها، به دست می‌آوردیم. (البته محصولات دیگر واکنش نیز درست می‌شوند، اما چون روی آزمایش اثری ندارند از آنها صرف نظر می‌کنیم.) اتمها که اصولاً در حالت پایه  ${}^2S_{1/2}$  هستند، به وسیله لیزر رزینه‌ای قابل تنظیم به حالت  ${}^2P_{1/2}$  برانگیخته می‌شوند (خط سدیم  $D_1$ ). هر دو حالت به صورت دوتایه فوق‌ریز با  $F = I \pm (1/2)$  شکافته می‌شوند (اما با مقادیر مختلف  $A$ ). برانگیختگی



شکل ۱۹.۱۶ آزمایش تشدید باریکه اتم برای هسته‌های رادیواکتیو با عمر کوتاه. باریکه اتمی در (الف) در هدف شتاب‌دهنده و با استفاده از واکنش هسته‌ای تولید می‌شود. لیزر اتمها را از حالت پایه  ${}^2S_{1/2}$  به حالت برانگیخته  ${}^2P_{1/2}$  تحریک می‌کند. همان طور که در (ب) نشان داده شده است، بین حالت‌های یادساختار فوق‌ریز دوتایی، چهار تشدید ممکن است به وجود بیاید. فقط اتمهای  $m_I = +1/2$  متمرکز و در طیف سنج جرمی شمرده می‌شوند. همین که بسامد لیزر تغییر داده می‌شود، گذارهای روبه بالا a و b آهنگ شمارش اتمهای  $m_I = +1/2$  را کاهش و گذارهای روبه پایین c و d آهنگ شمارش را افزایش می‌دهند.

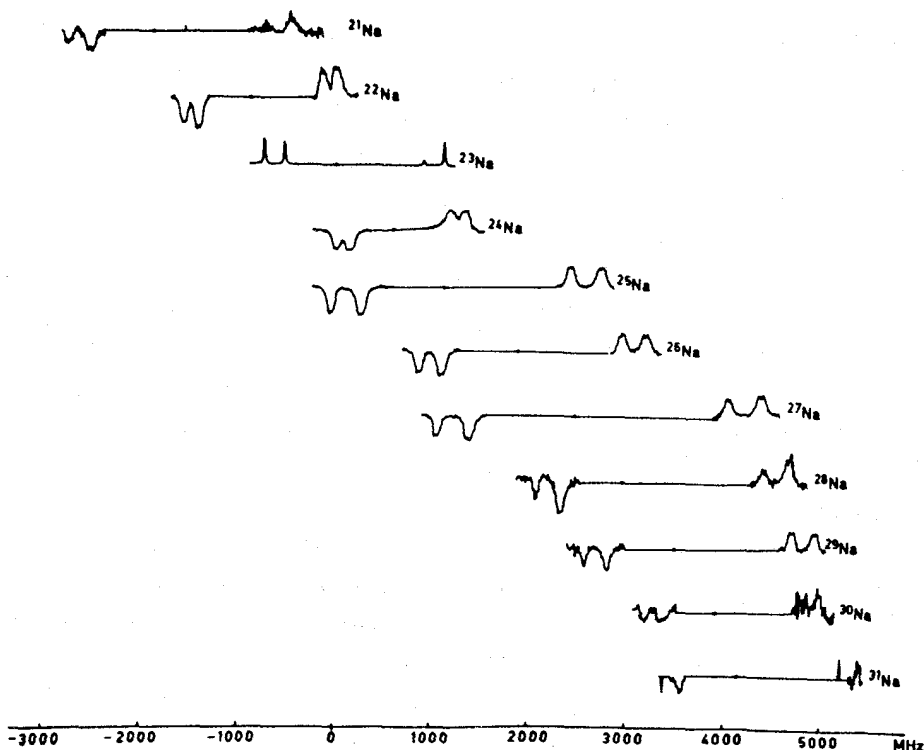
لیزر در میدان مغناطیسی ضعیف صورت می‌گیرد که در آن  $m_F$  به عنوان علامت زیر حالتها به کار می‌رود، اما باریکه سپس به ناحیه میدان قوی وارد می‌شود که در آنجا  $I$  و  $J$  از هم جدا می‌شوند و در این صورت علامتهای مناسب  $m_F$  و  $m_I$  خواهند بود. یک آهنربای کانونی کننده اتمهای با  $m_F = +1/2$  را متمرکز و آنهایی که دارای  $m_F = -1/2$  هستند متمرکز زدایی می‌کند. اتمهای متمرکز شده به صورت یون درمی‌آیند و با استفاده از طیف‌سنج جرمی تشخیص داده می‌شوند.

حال چهار گذاری را که با  $a, b, c, d$  در شکل ۱۹.۱۶ مشخص شده‌اند در نظر می‌گیریم. حالت‌های با  $m_F = +1/2$  فقط از تراز  $F = I + 1/2$  حاصل می‌شوند (زیرا عبور باریکه از ناحیه میدان ضعیف به میدان قوی به طوری دررو انجام می‌شود و در نتیجه جهت اسپین حفظ می‌شود). گذارهای  $a$  و  $b$  زیر حالت‌های  $m_F = +1/2$  را با برانگیختن آنها به ترازهای  $^2P_{1/2}$  تخلیه می‌کنند. البته این ترازاها، قبل از اینکه اتمها توسط طیف‌سنج جرمی جمع شوند، سریعاً به تراز پایینتر  $^2S_{1/2}$  واپاشیده می‌شوند. بعضی از واپاشیدگیها زیر تراز  $m_F = +1/2$  و بعضی دیگر  $m_F = -1/2$  را در حالت پایه  $^2S_{1/2}$  برمی‌کنند. اما در نهایت، تعدادی از اتمها از زیر حالت‌های  $m_F = +1/2$  ناپدید خواهند شد، زیرا تمام اتمهای برانگیخته شده توسط گذارهای  $a$  و  $b$  با  $m_F = +1/2$  شروع می‌کنند ولی تمامشان به این حالت بر نمی‌گردند. به همین ترتیب، گذارهای  $c$  و  $d$  عاقبت باعث ازدیاد اتمهای  $m_F = +1/2$  می‌شوند، زیرا هیچ کدام از آنهایی که با  $c$  یا  $d$  برانگیخته شده‌اند به  $m_F = +1/2$  شروع نمی‌کنند، اما بعضی از آنها ممکن است از طریق واپاشی از تراز  $^2P_{1/2}$  به این حالت برسند. با تنظیم بسامد لیزر روی این چهار بسامد، در جریان خسروچی طیف‌سنج جرمی در انرژیهای  $a$  و  $b$  کاهش شدت، و در انرژیهای  $c$  و  $d$  افزایش شدت مشاهده خواهد شد.

شکل ۲۰.۱۶ نتایج آزمایش ایزوتوپهای  $^{23}\text{Na} - ^{21}\text{Na}$  را نشان می‌دهد. در اینجا باریک انتقال ایزوتوپ روبرو هستیم که در آن نقش تولید شده با افزایش عدد جرمی و در نتیجه با ازدیاد شعاع هسته کم کم به سمت راست حرکت می‌کند. برای هر ایزوتوپ می‌توانیم شکافتگی فوق‌ریز حالت  $^2P_{1/2}(E_b - E_a)$  یا  $(E_d - E_c)$  و حالت  $^2S_{1/2}(E_c - E_a)$  یا  $(E_d - E_b)$  را پیدا کنیم. تفاوت ثابت فوق‌ریز  $A$  از یک ایزوتوپ به ایزوتوپ دیگر نباید به علت تغییرات ضریب هسته‌ای  $g$  باشد.

$$\frac{A_x}{A_{23}} = \frac{g_x}{g_{23}} \quad (68.16)$$

که در آن شاخص ۲۳ مربوط به ایزوتوپ پایدار  $^{23}\text{Na}$  است که برای مقایسه به کار برده می‌شود. با مقایسه شکافتگی فوق‌ریزی می‌توان گشتاورهای مغناطیسی را تعیین کرد. جدول ۱۰.۱۶ خلاصه‌ای از مقادیر اندازه‌گیری شده را نشان می‌دهد. دقت بسیار بالا (۱۰ درصد) و نیمه عمر کوتاه تا مرتبه میلی ثانیه در این اندازه‌گیریها شایان توجه است. اختلافهای کوچک در



شکل ۲۰.۱۶ اطلاعات به دست آمده با دستگاه شکل ۱۹.۱۶ برای ایزوتوپهای مختلف سدیم. تغییرات در فاصله‌های نسبی دو تا به‌ها از اختلاف‌های بین گشتاورهای مغناطیسی این‌وتوپها ناشی می‌شود. جا به‌جایی تدریجی به سمت راست، همان انتقال ایزوتوپ است که از ازدیاد شعاع هسته همراه با ازدیاد عدد جرمی صورت می‌گیرد.

گشتاورهای بین‌حالت‌هایی که از هر نظر غیر از گشتاور مشا به یکدیگر نند (مثل چهار حالت  $I = 3/2$ ) می‌تواند به عنوان کلیدی برای فهم تغییرات کوچک ساختار هسته بر اثر افزایش دو نوترون مورد استفاده قرار گیرد.

اندازه‌گیرهای دیگر با استفاده از روشهای مختلف بر پایه برانگیختگی نوری بالیزر قابل تنظیم، برای مشاهده زنجیره‌های  $(A=76 \text{ تا } A=97) \text{Rb}$ ،  $(A=118) \text{Cs}$  تا  $(A=145)$ ، و  $(A=123 \text{ تا } A=145) \text{Ba}$  و غیره به کار برده شده است.

تعیین سم‌نگیری هسته‌ها در دمای پایین. در بخش ۵.۱۰ سم‌نگیری حالت‌های هسته‌ای در دمای بسیار پایین ( $T \ll 1 \text{ K}$ ) به‌طور خلاصه مورد بحث واقع شد. اکنون فرض می‌کنیم که هسته‌ای با اسپین  $I$  گشتاور مغناطیسی  $\mu$  داریم که در میدان مغناطیسی  $\mathbf{B}$  قرار دارد. نتیجه شکافتگی زیمانی  $2I + 1$  تراز، مطابق با سم‌نگیریهای مختلف بین بردار  $\mathbf{I}$  (یا  $\mu$ ) و  $\mathbf{B}$  است. معمولاً فرض می‌کنیم  $\mathbf{B}$  در همان امتداد محور  $z$  قرار دارد. در یک میدان آزمایشگاهی بزرگ

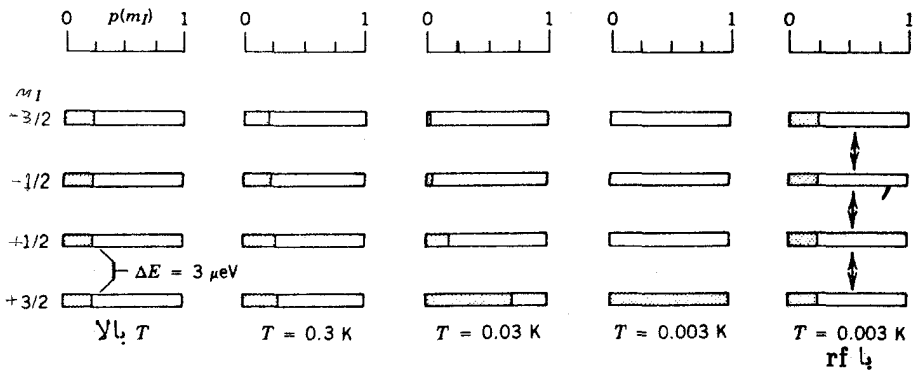
در حدود  $1T$ ، شکافتگی  $\Delta E$  عبارت است از

$$\Delta E = \frac{\mu_I}{I} B = g_I B \mu_N = 3 \times 10^{-8} \text{ eV}$$

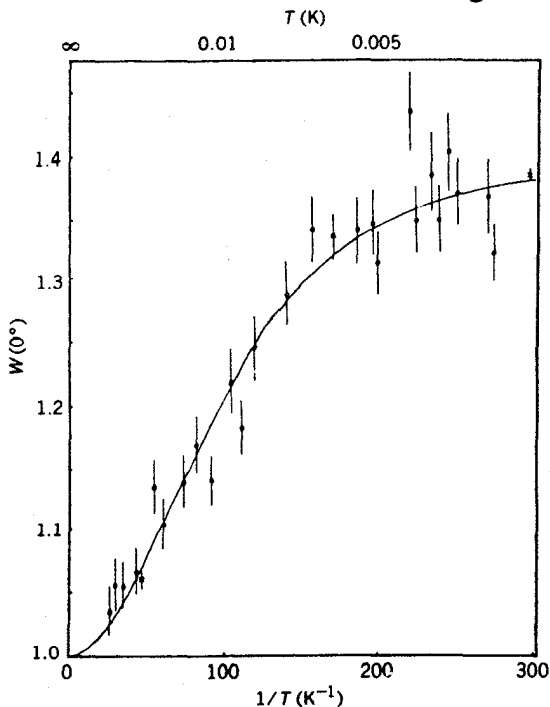
در اینجا گشتاور هسته ای بزرگ و متناظر با  $g_I = 1$  در نظر گرفته شده است. اگر واپاشی حالت هسته را مورد توجه قرار دهیم (مثل مشاهده گسیل تابش  $\gamma$  یا  $\beta$ )، قادر نخواهیم بود که شکافتگی انرژی فوق العاده کوچک را آشکار سازیم و اگر تمام حالت های  $m_I$  دارای تراکم یکسان  $p(m_I)$  باشند، در این صورت تابش دارای توزیع زاویه ای یکنواخت (یا همسانگرد) می شود. این را می توانیم با در نظر گرفتن توزیع زاویه ای گذارهای ممکن  $m_i \rightarrow m_f$  و با استفاده از ضرایب  $p(m_I)$  به عنوان عوامل وزن (همان طور که در بخش ۵.۱۰ دیدیم) نشان دهیم. در دردمای اتاق، انرژی حرارتی در حدود  $0.025 \text{ eV}$  و عوامل بولتزمن  $e^{-E(m_I)/kT}$  که  $p(m_I)$  را تعیین می کنند عملاً یکسان هستند. اگر هسته را تادمای خیلی پائینی سرد کنیم، می توانیم  $kT$  را با ضریب  $10^4 - 10^5$  تقلیل دهیم و اگر در همان دما هسته ها را در محیط فرورمغناطیس قرار دهیم که میدان موضعی (که میدان مغناطیسی فوق ریز  $B_{hf}$  گفته می شود) در آن ممکن است  $10^5$  برابر بزرگتر از میدان آزمایشگاهی باشد، عوامل بولتزمن می توانند به اندازه کافی بایکدیگر متفاوت باشند و در نتیجه یک توزیع زاویه ای غیر یکنواخت (یا ناهمسانگرد) به دست می آید. شکل ۲۱.۱۶ شکافتگی انرژی و تراکم بولتزمن را برای حالت

جدول ۱۰.۱۶ پارامترهای فوق ریز، گشتاورهای مغناطیسی و انتقالهای ایزوتوپ برای ایزوتوپهای سدیم.

$^x\text{Na}$	$T_{1/2}$	$I$	$A(^2S_{1/2})$ (MHz)	$\mu_I$ ( $\mu_N$ )	$A(^2P_{1/2})$ (MHz)	$IS^{23,x}$ (MHz)
$^{21}\text{Na}$	22.5 s	$\frac{3}{2}$	953.233(11)	2.38612(10)	102.6(1.8)	-1596.7(2.3)
$^{22}\text{Na}$	2.60 y	3	348.75(1)	1.746(3)	37.0(1)	-758.5(7)
$^{23}\text{Na}$	stable	$\frac{3}{2}$	885.8130644(5)	2.2175203(22)	94.25(15)	
$^{24}\text{Na}$	15.02 h	4	253.185018(23)	1.6902(5)	28.2(2.7)	706.4(6.2)
$^{25}\text{Na}$	60.0 s	$\frac{5}{2}$	882.8(1.0)	3.683(4)	94.5(5)	1347.2(1.3)
$^{26}\text{Na}$	1.07 s	3	569.4(3)	2.851(2)	61.0(3)	1937.5(9)
$^{27}\text{Na}$	290 ms	$\frac{5}{2}$	933.6(1.1)	3.895(5)	100.2(1.1)	2481.3(2.0)
$^{28}\text{Na}$	30.5 ms	1	1453.4(2.9)	2.426(3)	156.0(2.7)	2985.8(2.7)
$^{29}\text{Na}$	43 ms	$\frac{3}{2}$	978.3(3.0)	2.449(8)	104.4(3.0)	3446.2(3.8)
$^{30}\text{Na}$	53 ms	2	624.0(3.0)	2.083(10)	66.2(2.8)	3883.5(6.0)
$^{31}\text{Na}$	17 ms	$\frac{3}{2}$	912(15)	2.283(38)		4286(16)



**شکل ۲۱.۱۶** شکافتگی زیرمانی ترازهای هسته ای  $I=3/2$  در میدان مغناطیسی ثابت. قسمتهای سایه دار نشان دهنده میزان تراکم بر اساس عوامل بولتزمن هستند؛ دردمای بالا، میزان تراکم در همه موارد برابر  $(2I+1)^{-1} = 0.25$  است. در پایینترین دما، فقط پایینترین حالت پس می شود. یک علامت پسماند رادیویی پامسند تشدید  $\Delta E/h$  میزان تراکم را، حتی در پایینترین دما، به حالت یکنواخت می راند.



**شکل ۲۲.۱۶** آهنک شمارش پر تو  $\gamma$  که با آرایش هندسی شکل ۳.۱۰ برای واپاشی  $^{191}\text{Pt}$  به دست آمده است. توجه کنید که مقیاس دما در محور ذریعین معکوس شده است، یعنی دمای سمت راست محور کمتر است. دردمای بالاداریم  $W(0^\circ) = 1$ ، و با کاهش دما همین طور که هسته های بیشتری پایینترین حالت را مثل شکل ۲۱.۱۶ پر می کنند  $W(0^\circ)$  هم زیاد می شود. خط پر برآزشی از داده هاست که از روی آن  $\mu_N = 0.25 \pm 0.049 \mu$  حاصل می شود.



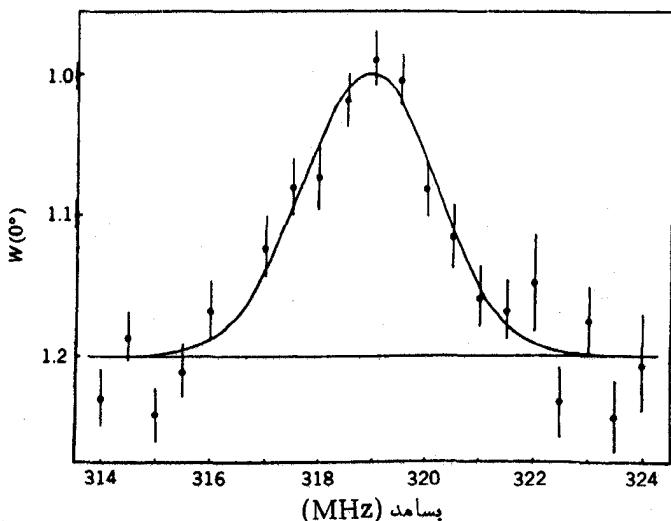
$I = 3/2$  نشان می دهد.

شکل ۲۲.۱۶ توزیع زاویه ای  $W(0^\circ)$  را به صورت تابعی از دما برای واپاشی  $^{191}\text{Pt}$  که در آهن فرو مغناطیس آماده شده است نشان می دهد. هسته ها در این مورد تادمای  $0.053\text{K}$  سرد می شوند. از روی تغییرات  $W(0^\circ)$  بر حسب  $T$  می توان گشاور مغناطیسی را به دست آورد که مقدار آن برابر  $0.02 \pm 0.049 \mu\text{N}$  است. این روش نسبت به علامت  $\mu$  حساسیت ندارد، یعنی هر کدام از حالت های  $m_I = +3/2$  و  $m_I = -3/2$  پایمترین حالت باشد مقدار یکسانی برای  $W(0^\circ)$  به دست می آوریم.

با ترکیب این روش و روش NMR می توان نتایج اندازه گیری گشاورها را بهبود بخشید. اگر هسته ها را تحت تأثیر میدان بسامد رادیویی قرار دهیم، به طوری که بسامد دقیقاً مطابق اختلاف انرژی  $\Delta E$  (یعنی  $\nu = \Delta E/h$ ) انتخاب شود، در این صورت حتی در دماهای پایین هم، جذب این سیگنال، تراکم حالت  $m_I$  را یکسان می کند و  $W(0^\circ)$  به طرف مقدارش در دمای بالا ( $W \approx 1$ ) نزدیک می شود. با تغییر بسامد همان طور که در شکل ۲۳.۱۶ نشان داده شده می توان به حالت تشدید رسیده مرکز تشدید را می توان به دقت تعیین کرد

$$\nu = 31948 \pm 0.06 \text{ MHz}$$

در حقیقت، به این ترتیب می توانیم  $\mu$  را با دقتی در حدود  $0.01$  درصد تعیین کنیم، اما در



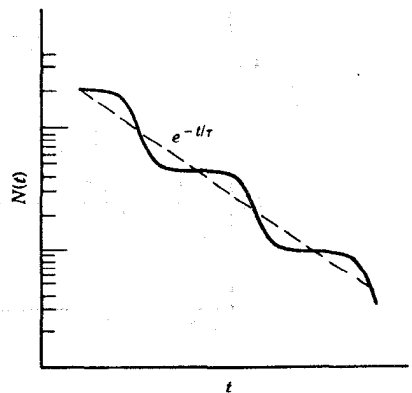
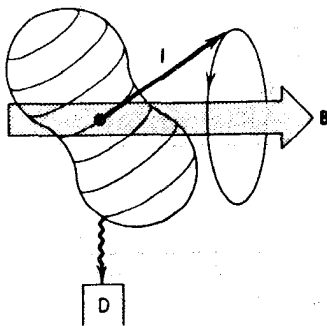
شکل ۲۳.۱۶ طیف تشدید آهنگ شمارش  $W(0^\circ)$  در واپاشی  $^{191}\text{Pt}$  در دمای پایین  $T = 0.013\text{K}$  مطابق حدود  $1.2$  در  $W(0^\circ) = 22.16$ . وقتی که به تشدید می رسیم، تراکم حالت های  $m$  هسته ناگهان به طرف تعادل می رود، مثل ستون سمت راست شکل ۲۱.۱۶ و آهنگ شمارش به  $1.05$  نزدیک می شود.

عمل بادقت  $B_{hf}$  (که در حدود ۱۰ تا ۱ درصد است) و اثر بی‌هنجاری فوق ریز (۱۰۵۱) را تا ۱۰ درصد) محدود می‌شود.

روش ترکیب تکنیکهای سمت‌یابی هسته‌ای و NMR در سالهای اخیر برای تعیین گشتاورهای دوقطبی مغناطیسی هسته بسیار متداول شده است. حتی برای هسته‌های رادیواکتیو با عمر بسیار کوتاه نیز از طریق جفت کردن دستگاه سمت‌یابی دمای پایین بایک شتابدهنده، همان‌طور که در آزمایش لیزر در بالا شرح داده شد، مورد استفاده قرار گرفته است. نمونه‌های با عمر کوتاه از طریق واکنشها تولید می‌شوند و سپس به محل کاشته شدن در شبکه فرومغناطیس دمای پایین منتقل می‌شوند. هسته‌هایی با نیمه‌عمری به کوتاهی ۱ min نیز با این روش مورد بررسی قرار گرفته‌اند.

### حالت‌های برانگیخته

توزیع زاویه‌ای اختلاالی و همبستگیها. حالت هسته‌ای  $I_z$  را که دارای عمر میانگین  $\tau$  است در نظر بگیرد، تصور کنید که واپاشی آن را به صورت تابعی از زمان اندازه‌گیری می‌کنیم. طیف حاصل را به کمک مبدل زمان به دامنه (TAC) مطابق شکل ۳۲.۷ و ۳۳.۷ نشان می‌دهیم. فرض کنید هسته‌ها را در میدان مغناطیسی (معمولاً در دمای اتاق) قرار داده‌ایم و گسیل تابش توسط  $I_z$  را در صفحه‌ای عمود بر میدان آشکارسازی می‌کنیم. در طول عمر  $\tau$  هسته‌ها حول جهت میدان می‌چرخند (شکل ۲۴.۱۶). تابش نسبت به اسپین هسته در جهتی ترجیحی گسیل می‌شود و به علت اینکه جهت اسپین تغییر می‌کند، آهنگ شمارش طبق جهت خاصی که اسپین در لحظه گسیل پیدا می‌کند به بالا و پایین افت و خیز خواهد داشت. بسامدی که بسامد لارمور



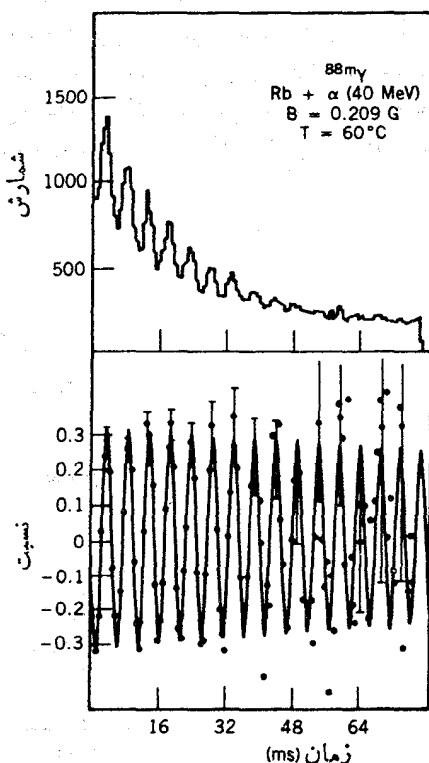
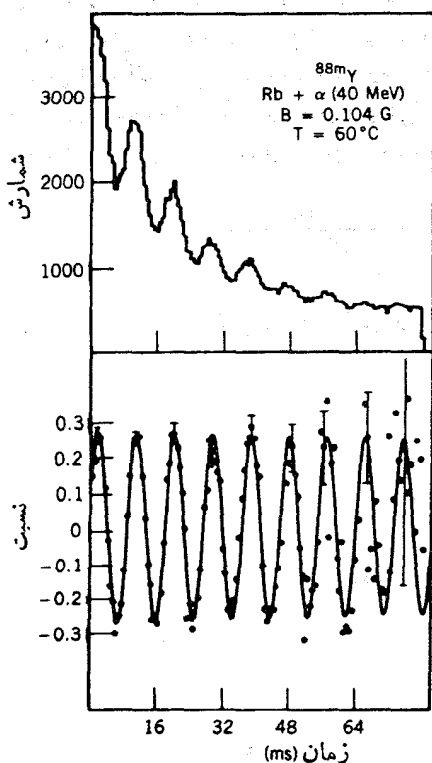
شکل ۲۴.۱۶ با حرکت تقدیمی اسپین هسته  $I$  حول  $B$  در طول عمر متوسط  $\tau$  آهنگ شمارش پرتو گاما  $N(t)$  که در آشکارساز  $D$  مشاهده می‌شود، افت و خیز می‌کند. زیرا طرح گسیل تابش که با چرخش اسپین جا به جا می‌شود، سمتگیری اش نسبت به آشکارساز تغییر می‌کند.

نامیده می‌شود، عبارت است از

$$\omega_L = \frac{\mu_I B}{I_i \hbar} \quad (۶۹.۱۶)$$

افت و خیز بسامد لارمور روی واپاشی نمایی سوار می‌شود و نتیجه چیزی مشابه شکل ۲۴.۱۶ خواهد بود.

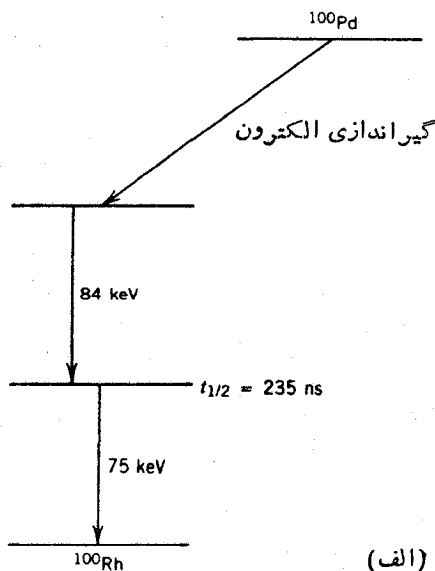
اگر حالت  $I_i$  به دنبال یک واکنش هسته‌ای تشکیل شود، سیگنال «شروع» میل زمان دامنه TAC، تپش باریکه حاصل از شتاب‌دهنده خواهد بود و اگر تابشها (که معمولاً از نوع گاما هستند) به صورت مد منفرد آشکار سازی شوند، آزمایش را توزیع زاویه‌ای می‌نامند. اگر



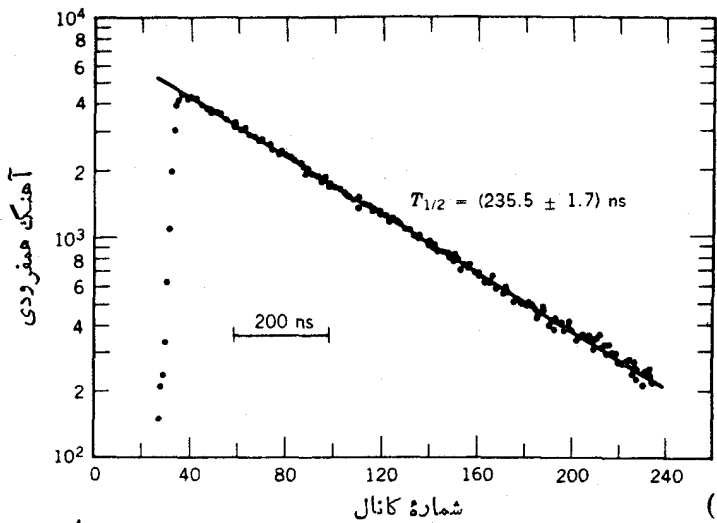
شکل ۲۵.۱۶ DPAD حاصل از حالت ۱۳ر۹ ms در  $^{88}\text{Y}$  که به دنبال بمباران Rb توسط ذرات  $\alpha$  تولید شده است. قسمت بالا طیف خام زمانی را مثل شکل ۲۴.۱۶ نشان می‌دهد. در نیمه پایین همان داده‌ها را با حذف عامل واپاشی نهایی نشان داده ایم. برآش سینوسی داده‌ها، بسامد لارمور و بنا بر این ضریب هسته‌ای را به دست می‌دهد، در شکل (ب) با دو برابر کردن میدان بسامد هم دو برابر شده است.

سیمگنال شروع يك تابش قبلی باشد (همچنین از نوع گاما) که حالت  $I_i$  را بعد از يك واپاشی رادیواکتیو با عمر نسبتاً طولانی پر کرده است، تابشها به صورت همفرودی آشکارسازی می‌شوند و آزمایش‌ها را همبستگی زاویه‌ای می‌نامند. در هر دو مورد، برهم کنش گشتاور هسته‌ای حالت  $I_i$  توزیع زاویه‌ای یا همبستگی زاویه‌ای قابل مشاهده در غیاب میدان را تغییر خواهد داد یا مختل خواهد کرد. این آزمایشها به عنوان توزیع زاویه‌ای اختلالی (PAD) و همبستگی زاویه‌ای اختلالی (PAC) معروف هستند. اگر حالت هسته به اندازه کافی عمر طولانی داشته باشد که بتوانیم واپاشی نمایی را به صورت تابعی از زمان مشاهده کنیم، این آزمایش را آزمایش دیفرانسیل زمانی می‌گویند و در این صورت آنرا به صورت DPAD یا DPAC نمایش می‌دهند.

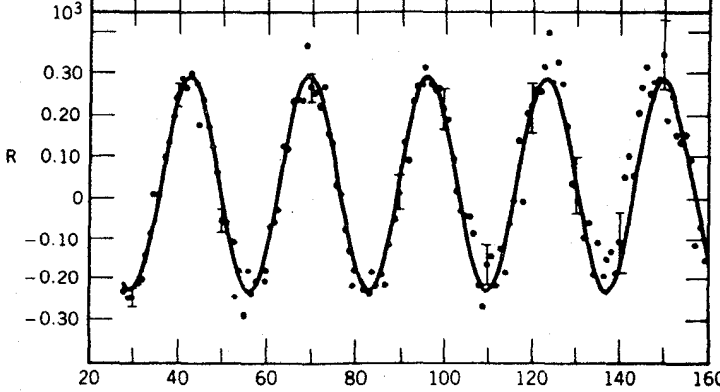
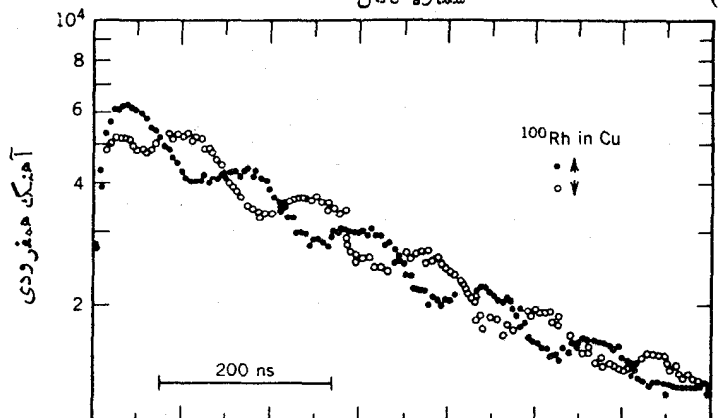
شکل ۲۵.۱۶ يك نمونه از نتایج آزمایش DPAD را نشان می‌دهد. حالت  $8^+$  در  $^{88}Y$  دارای عمر متوسط  $1339\text{ ms}$  است که بعد از بمباران Rb توسط ذرات  $\alpha$  تولید می‌شود. تپش باریکه  $\alpha$  در این آزمایش در هر  $100\text{ ms}$  تولید می‌شود. طیف TAC به جای مقیاس نیمه لگاریتمی با مقیاس خطی رسم شده است، اما به وضوح می‌توان مدولاسیون بسامد لارمور را مشاهده کرد. با حذف عامل واپاشی نمایی، بسامد حرکت تقدیمی مستقیماً قابل مشاهده است و به نظر می‌رسد که دو برابر کردن میدان، بسامد را نیز دو برابر می‌کند. ضریب  $\beta$  به دست



شکل ۲۶.۱۶ آزمایش DPAC در واپاشی  $^{100}\text{Pd}$ . در شکل (ب) طیف زمانی بدون اختلال که در آن سیمگنال شروع از گامای  $84\text{ keV}$  حاصل شده است نشان داده می‌شود. در يك میدان مغناطیسی خارجی  $222\text{ kG}$ ، طیف زمانی [شکل (ج) بالا] در دو میدان با جهت‌های مخالف، مشخصه حرکت تقدیمی لارمور را نشان می‌دهد. برآزش سینوسی مجموعه داده‌های تصحیح شده در شکل (ج) یا بین، ضریب هسته را در حالت برانگیخته  $75\text{ keV}$  به دست می‌دهد.



(ب)



(ج)

شکل ۲۶.۱۶ (ادامه)

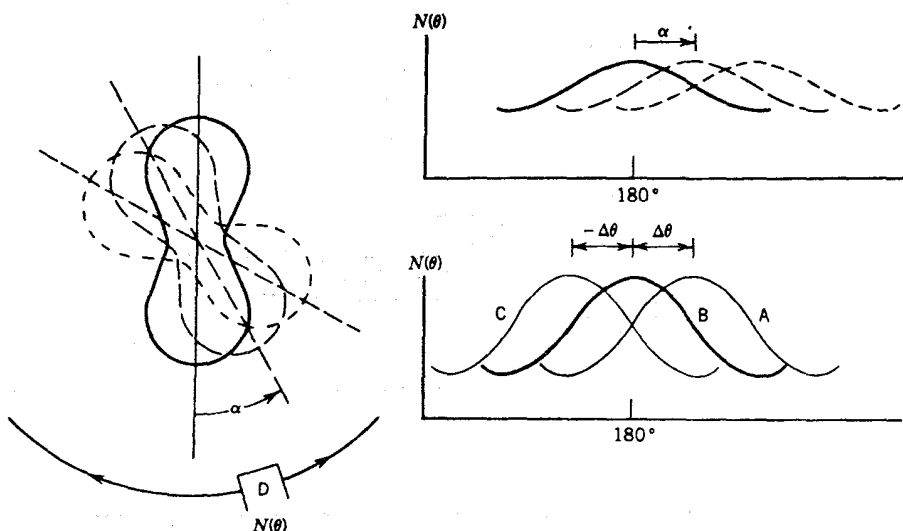
آمده  $g_I = 0.512 \pm 0.0598$  نمایانگر این است که این روش دقت زیادی دارد. ضریب  $g$  محاسبه شده دارای توافق خوبی با مقدار حاصل از مدل پوسته‌ای است که در آن یک پروتون  $g_{p/2}$  با یک نوترون  $g_{n/2}$  جفت شده است.

شکل ۲۶.۱۶ نتایج حاصل از آزمایش DPAC را روی حالت برانگیخته  $10^0 \text{Rh}$  نشان می‌دهد. می‌توانید طیف زمانی بدون اختلال را برای دو میدان با جهتهای مخالف (که موجب حرکت تقدیمی لارمور در جهات مخالف می‌شود) و تغییرات خاص را با حذف عامل واپاشی نمایی ببینید. در این مورد برای ضریب  $g$  مقدار  $g_I = +2.13 \pm 0.053$  به دست می‌آید. در اینجا هم به کمک ضریب  $g$  می‌توانیم ساختار هسته‌ای این حالت را درک کنیم. عامل محاسبه شده برای بیکر بندی پروتون  $g_{p/2}$  که با نوترون  $d_{n/2}$  جفت شده باشد در حدود  $g_I = 2$  است، اما در این مورد با ۵ پروتون در پوسته  $g_{p/2}$  و ۵ نوترون بالاتر از عدد جادویی  $N = 50$ ، مدل ذره خیلی مستقل شاید اعتبار نداشته باشد و تابع موجهای پیچیده‌تری باید به کار گرفته شوند.

روش دیفرانسیل زمان برای حالت‌هایی که به اندازه کافی عمر طولانی دارند که بتوانند واپاشی خود را به صورت تابعی از زمان نمایش دهند مفید است. برای حالت‌هایی که متوسط عمرشان کوتاهتر از  $1 \text{ ns}$  باشد، این روش امکان‌پذیر نیست. علاوه، حتی با به کار بردن میدانهای مغناطیسی داخلی قوی ناشی از فرومغناطیسها هم بزرگترین بسامد لارمور از مرتبه  $10^9 \text{ Hz}$  می‌شود و لذا حتی اگر بتوانیم نقش دیفرانسیل زمانی را هم نمایش دهیم، فقط ممکن است یک چرخه از تغییرات دوره‌ای را شامل شود که در این صورت دقت به دست آمده از برازشهای چند چرخه‌ای شکل‌های  $25.16$  و  $26.16$  را از دست می‌دهیم. از آنجا که نمی‌توانیم تغییرات زمانی را مشاهده کنیم، روی زمان انتگرال (یا متوسط) می‌گیریم و این روش را روش انتگرال زمان می‌نامیم و با IPAD یا IPAC (که I حرف اول انتگرال است) علامت گذاری می‌کنیم.

اثر اختلال با توجه به شکل  $27.16$  قابل پیش بینی است. هر اسپین هسته‌ای به اندازه زاویه کوچک  $\omega_L = \alpha$  دوران می‌کند، تعداد هسته‌هایی که زاویه دوران مشخصی دارند به طور نمایی بر حسب اندازه زاویه کاهش می‌یابد (زیرا تعداد هسته‌هایی که در زمان  $t$  باقی می‌مانند به طور نمایی کاهش می‌یابد). متوسط این دورانهای کوچک یک زاویه دوران خاص  $\Delta\theta$  است که در شکل  $27.16$  آمده است. بیشینه (یا کمینه) نقش توزیع زاویه‌ای به اندازه  $\Delta\theta$  از  $180^\circ$  دور می‌شود که معمولا در حدود چند درجه است. اگر جهت میدان مغناطیسی را معکوس کنیم،  $\Delta\theta$  نیز معکوس می‌شود. برای دورانهای کوچک، داریم  $\Delta\theta \approx \omega_L t$ . شکل  $28.16$  بعضی از نمونه نتایج حاصل از اندازه‌گیری IPAC و IPAD را نشان می‌دهد.

تا کنون فقط اندازه‌گیریهای گشتاور دوقطبی مغناطیسی را مورد بررسی قرار داده‌ایم. گشتاورهای چارقطبی الکترونیکی حالت‌های برانگیخته را نیز می‌توان با روشهای PAD و PAC اندازه‌گیری کرد، اما رفتار هسته در میدان چارقطبی الکترونیکی پیچیده‌تر از حرکت تقدیمی لارمور است. افت و خیزهای سوار شده روی واپاشی نمایی، حتی در مورد ساده‌ترین

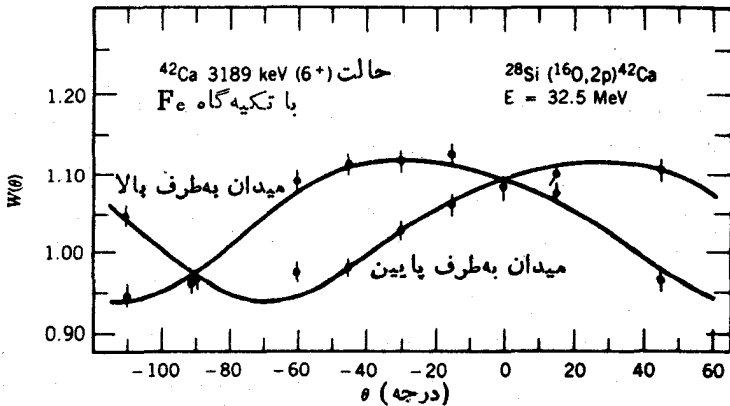
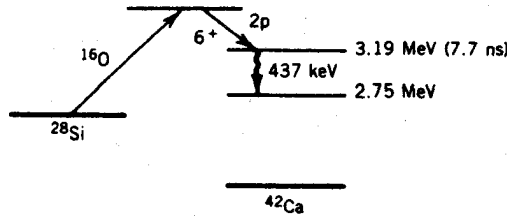
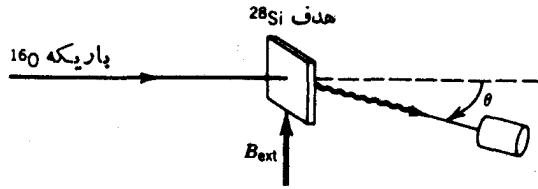


شکل ۳۷۰۱۶ نمایشی از آزمایش IPAC یا IPAD. حرکت تقدیمی نقش تابشی به میزان  $\alpha = \omega L$  که متناسب با زمانی که هسته در حالت پُرانگیخته می‌ماند، تغییر می‌کند. درست‌راست شکل در بالا، سهمهای منفرد  $N(\theta)$  برای بعضی از این زمانها نشان داده شده است. هر يك از این توزیعمها جداگانه قابل مشاهده نیست، بلکه به جای آن با متوسط توزیعمها درواپاشی نمایی روبه‌رو می‌شویم که به صورت منحنی A در شکل پائینی دیده می‌شود. منحنی A نسبت به توزیع بدون اختلال (B) به اندازه  $\Delta\theta$  جا به جا شده است. اگر جهت میدان مغناطیسی معکوس شود، جا به جایی خالص  $\Delta\theta$  نیز معکوس می‌شود (منحنی C).

چارچوبی الکتریکی اعمال شده حداقل دارای دموئلۀ فوریه است، و اگر میدان فاقد تقارن محوری باشد نقشهای پیچیده تری را می‌توان مشاهده کرد. با وجود این، می‌توان این نقشها را برای به دست آوردن گشتاورهای چارچوبی، مطابق شکل ۳۷۰۱۶، مورد تجزیه و تحلیل قرار داد.

اثر موسباور. طیف موسباور که در شکل ۳۵۰۱۵ (جلد اول، ترجمۀ فارسی) نشان داده شده است را در نظر بگیرید و توجه کنید که فاصله بین خطوط یکسان نیست، بدین معنی که ظاهراً زوج قرار گرفته در مرکز در مقایسه با سایر زوجها به یکدیگر نزدیکترند. در اینجا می‌خواهیم بررسی کنیم که چطور می‌توانیم این اثر را بفهمیم. از انتقال ایزومری که صرفاً مرکز نقش را جا به جا می‌کند و اثری روی فاصله نسبی زوجها ندارد، صرف نظر می‌کنیم. فرض کنید  $E_{\frac{3}{2}}$  معرف انرژی حالت بالای در غیاب شکافتگی مغناطیسی است، و همین طور  $E_{\frac{1}{2}}$  را معرف پایه آن در نظر می‌گیریم. در حضور میدان B، این ترازاها به صورت زیر درمی‌آیند

$$E'_{\frac{3}{2}}(m_{\frac{3}{2}}) = E_{\frac{3}{2}} - g_{\frac{3}{2}} B m_{\frac{3}{2}} \quad (۷۰۱۶)$$

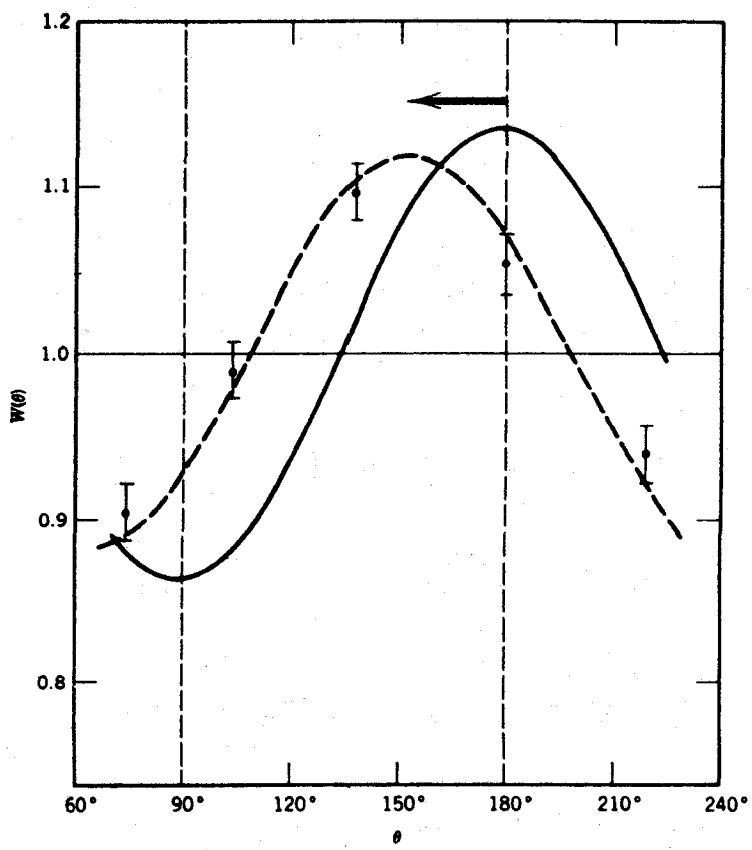
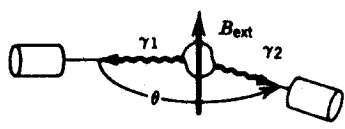
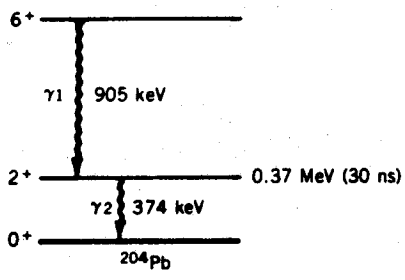


**شکل ۲۸.۱۶ (الف)** اندازه گیری انتگرال زمان PAD. حالت  $7.7\text{ ns}$  بعد از واکنش هسته‌ای شکل می‌گیرد. توزیع زاویه‌ای نسبت به جهت باریکه اندازه گیری می‌شود. درغیاب میدان خارجی بیشینه  $W(\theta)$  در  $0^\circ$  خواهد بود، ولی همین که هسته در تراز  $319\text{ MeV}$  قرار می‌گیرد، متناسب با جهت میدان، مقدار بیشینه به چپ و راست جابه‌جا می‌شود. (ب) انتگرال زمان PAC. در اینجا  $\theta$  زاویه همبستگی بین دو پروتوگاماست. منحنی پیوسته، تابع انتظاری  $W(\theta)$  را بدون میدان خارجی نشان می‌دهد. منحنی خط چین بر اثر جابه‌جایی در میدان خارجی  $43\text{ keV}$  حاصل می‌شود و برای تراز  $3189\text{ MeV}$  مقدار  $g_I = 0.057 \pm 0.003$  را به دست می‌دهد.

$$E'_{\nu/2}(m_{\nu/2}) = E_{\nu/2} - g_{\nu/2} B m_{\nu/2} \quad (71.16)$$

که در آنها  $g_I$  معرف ضریب  $g$  (توجه کنید که در شکل، مثل مورد  $^{57}\text{Fe}$ ،  $g_{\nu/2} < 0$ ) و





شکل ۳۸.۱۶ (ب)

$g_{1/2} > 0$  است)، عدد کوانتومی مغناطیسی حالت  $I = 3/2$ ،  $(-1/2, -3/2)$   $E_7$  و  $(+1/2, +3/2)$   $E_8$  عدد کوانتومی مغناطیسی حالت پایه  $(-1/2, +1/2)$  است. فرض کنید خطوط از چپ به راست با  $E_1$  تا  $E_6$  علامت گذاری شوند. در این صورت داریم

$$\begin{aligned} E_7 &= E'_{7/2} \left( m_{7/2} = -\frac{1}{2} \right) - E'_{1/2} \left( m_{1/2} = -\frac{1}{2} \right) \\ &= (E_{7/2} - E_{1/2}) + \left[ g_{1/2} \left( -\frac{1}{2} \right) - g_{7/2} \left( -\frac{1}{2} \right) \right] B \quad (72.16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_1 &= E'_{7/2} \left( m_{7/2} = -\frac{3}{2} \right) - E'_{1/2} \left( m_{1/2} = -\frac{1}{2} \right) \\ &= (E_{7/2} - E_{1/2}) + \left[ g_{1/2} \left( -\frac{1}{2} \right) - g_{7/2} \left( -\frac{3}{2} \right) \right] B \quad (73.16) \end{aligned}$$

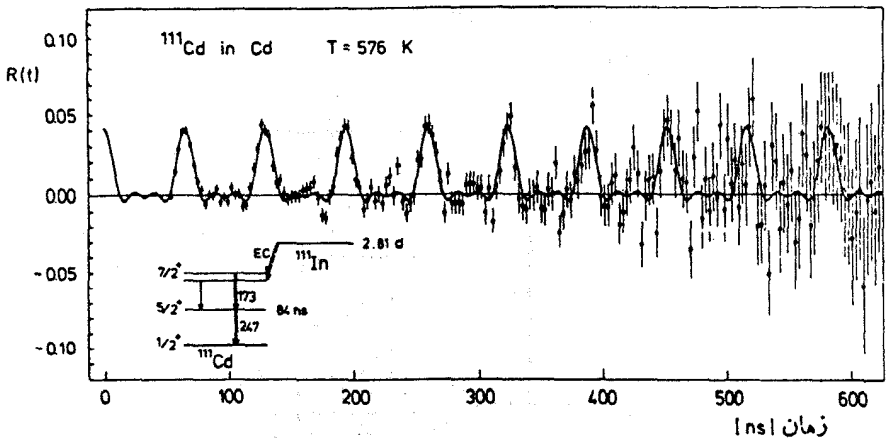
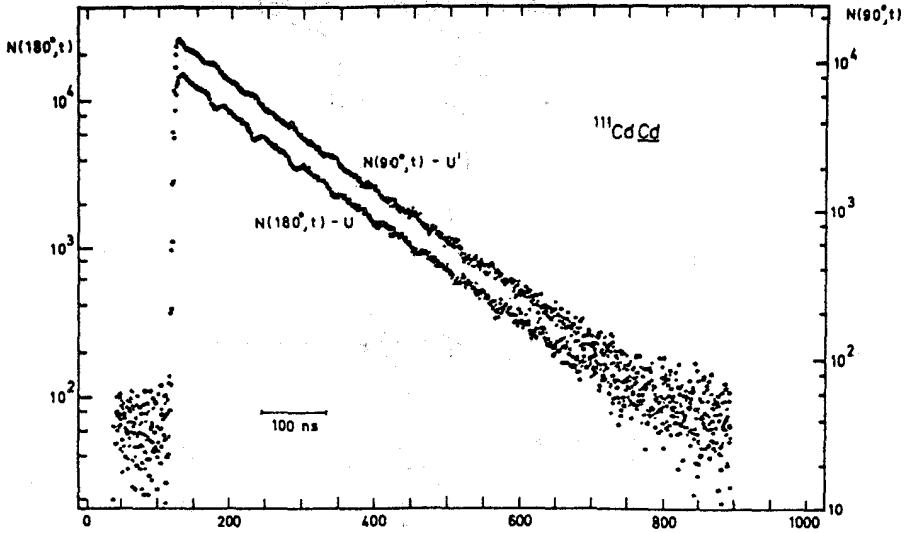
وفاصله بین خطوط زوج پایینترین انرژی عبارت است از

$$E_7 - E_1 = -g_{7/2} B \quad (74.16)$$

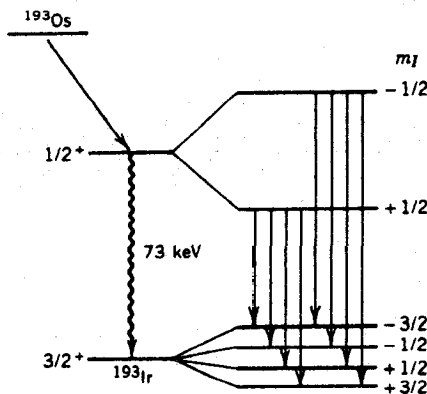
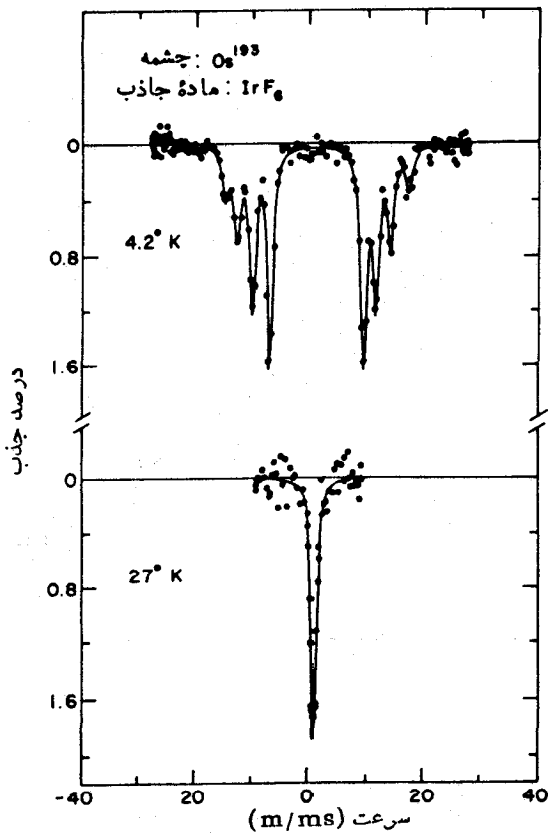
محاسبات مشابه نشان می‌دهد که  $E_8 - E_7$ ،  $E_5 - E_4$ ،  $E_6 - E_5$  و  $E_6 - E_8$  نتایج یکسانی دارند. (این مطلب با توجه به محل پیکانها در قسمت بالای شکل قابل رؤیت است.) اما داریم

$$\begin{aligned} E_8 &= E'_{8/2} \left( m_{8/2} = +\frac{1}{2} \right) - E'_{1/2} \left( m_{1/2} = -\frac{1}{2} \right) \\ &= (E_{8/2} - E_{1/2}) + \left[ g_{1/2} \left( -\frac{1}{2} \right) - g_{8/2} \left( \frac{1}{2} \right) \right] B \quad (75.16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_6 &= E'_{8/2} \left( m_{8/2} = -\frac{1}{2} \right) - E'_{1/2} \left( m_{1/2} = +\frac{1}{2} \right) \\ &= (E_{8/2} - E_{1/2}) + \left[ g_{1/2} \left( +\frac{1}{2} \right) - g_{8/2} \left( -\frac{1}{2} \right) \right] B \quad (76.16) \end{aligned}$$



شکل ۳۹.۱۶ دیفرانسیل زمان PAC برای اختلالات چارقبلی الکتریکی. در بسا لا طیف زمانی برای زوایای  $180^\circ$  و  $90^\circ$  بین دو آشکارساز نمایش داده می‌شود. توجه کنید که «افت و خیزها» مثل مورد اختلالات دوقبلی مغناطیسی، تغییرات سینوسی ندارند، در پایین طیف زمانی تصحیح شده برای واپاشی نمایی نشان داده شده است. این شکل، سه مؤلفه با پسامدهای  $f$ ،  $2f$ ،  $3f$  را نشان می‌دهد.



شکل ۳۵.۱۶ اثر موسباور در  $^{193}Ir$  ماده جذب کننده ترکیبی از  $IrF_6$  است که در دمای کمتر از ۸K پادفر و مغناطیس می شود. طیف سرعت موسباور در بالا، گذار  $73\text{KeV}$  از اولین حالت پرانگیخته به حالت پایه را نشان می دهد که در پایینتر از ۸K به مؤلفه های  $\Delta m$  شکافته می شود و در بالاتر از این دما شکافته نمی شود. هشت گذار در میان حالت های زیرمانی مجزا در پایین شکل نشان داده شده است. از نسبت فواصل خطوط داخل و خارج می توان نسبت ضریب های  $g$  را برای حالت پرانگیخته و حالت پایه به دست آورد.

$$E_4 - E_3 = (g_{1/2} + g_{3/2})B \quad (77.16)$$

در موقعی که  $B$  را دقیقاً نمی‌دانیم، می‌توانیم از نسبت بین فاصله مرکزی  $E_4 - E_3$  و فاصله‌های خارجی هر زوج استفاده کنیم

$$R = \frac{E_4 - E_3}{E_2 - E_1} = - \left( 1 + \frac{g_{1/2}}{g_{3/2}} \right) \quad (78.16)$$

اگر ضریب  $g$  حالت پایه مشخص باشد، می‌توانیم ضریب  $g$  حالت برانگیخته را به دست آوریم. در یک آزمایش<sup>۱</sup> نسبت  $\mu_{3/2}/\mu_{1/2}$  برابر  $0.0004 \pm 0.0001715$  تعیین شده است. اندازه‌گیری‌های NMR گشتاور حالت پایه را مساوی  $0.00001 \pm 0.000009095 \mu_N$  تعیین کرده است که بنا بر این گشتاور حالت برانگیخته برابر  $0.00004 \pm 0.000001552 \mu_N$  به دست می‌آید. بدون استفاده از روش نسبت، دقت اندازه‌گیری با توجه به معلوم بودن  $B$  به حدود ۱٪ محدود می‌شود.

شکل ۳۰.۱۶ مثال دیگری را در مورد  $^{193}\text{Ir}$  نشان می‌دهد. در این مورد حالت‌های  $3/2$  و  $1/2$  معکوس می‌شوند و فوتون‌ها مخلوطی از  $M$  و  $E$  است. در این صورت، با گذارهای  $\Delta m = \pm 2$  روبه‌رو می‌شویم و طیف موسباور (به جای  $\epsilon$  خط) شامل هشت خط است. با استفاده از فاصله‌های مشاهده شده داریم  $g_{1/2}/g_{3/2} = 0.9045 \pm 0.0039$  و با در دست داشتن نتیجه NMR،  $\mu_{3/2} = 0.00006 \pm 0.000001591 \mu_N$ ، مقدار گشتاور حالت برانگیخته، بعد از اعمال چندین تصحیح از جمله بی‌هنجاری فوق‌ریز نسبتاً زیاد، چنین به دست می‌آید  $\mu_{1/2} = 0.0003 \pm 0.000004 \mu_N$ .

### مراجع مطالعات تکمیلی

مقادیر تجربی گشتاورهای مغناطیسی را در مراجع زیر می‌توان یافت

C. M. Lederer, V. S. Shirley, *Table of Isotopes* (New York: Wiley, (1978),

G. H. Fuller, *J. Phys Chem. Ref. Data*, 5, 835 (1976),

در این هر دو مجموعه، روشهای تعیین گشتاور شرح داده شده است.

کتابهای مروری دربارهٔ ساختار اتمی که زمینهٔ مناسبی برای مطالب این فصل به دست می‌دهند، عبارت‌اند از

J. C. Willmott, *Atomic Physics* (Chichester, England: Wiley, 1975),

G. K. Woodgate, *Elementary Atomic Structure*, 2nd edition (Oxford: Clarendon 1980),

1. R. S. Preston, S. S. Hanna and J. Heberle, *Phys. Rev.*, 128, 2207 (1962).

این کتابها هر دو مقدماتی هستند. برای مطالب پیشرفته‌تر ساختار اتمی به کتابهای زیر رجوع کنید

E. U. Condon and G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra* (Cambridge: Cambridge University Press 1967),

H. Kuhn, *Atomic Spectra*, 2nd edition (London, Longman 1970),

کتاب زیر، مرجع کلاسیک نظری و عملی پیرامون اندازه‌گیری گشتاورهای هسته‌ای است  
H. Kopfermann, *Nuclear Moments* (New York: Academic 1958),  
فشرده‌ای از تکنیکهای پیشرفته‌تر اندازه‌گیری گشتاورهای هسته‌ای را می‌توان در کتاب زیر یافت

*Hyperfine Interactions*, edited by A. J. Freeman and R. B. Frankel (New York: Academic 1967),

کتاب زیر، همین مطالب را با رهیافتی متفاوت (واندکی مقدماتی‌تر) شرح داده است

P. J. Wheatley, *The Chemical Consequences of Nuclear Spin* (Amsterdam: North-Holland 1970).

در مطالعه ساختار فوق ریز، به علت کاربرد لیزر، تغییرات زیادی حاصل شده است.

دو کتاب مروری در این زمینه عبارت‌اند از

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

P. Jacquinet and R. Klapisch, *Rep. Prog. Phys.* 42, 77 (1979).

گزارشهای یک کنفرانس تخصصی در این زمینه را می‌توان در مرجع زیر یافت

*Lasers in Nuclear Physics*, edited by C. E. Bemis and H. K. Carter (New York: Harwood Academic, 1982).

شرح خلاصه‌ای از تحقیقات جاری را می‌توان در مقالات O. Redi و H. Schuessler در مجله *Physics Today* (فوریه ۱۹۸۱) خواند.

## مسائل

۱. قاعده تجربی تعیین اسپین حالت پایه در هسته‌های  $Z$  فرد و  $N$  فرد بدان معنی است که اسپینهای ذاتی پروتون فرد و نوترون فرد در پیکربندی موازی با هم جفت می‌شوند. این قاعده تجربی را بر پایه خواص معلوم برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون توجیه کنید.

۲. مقادیر اسپین-پاریته حالت پایه را در هسته‌های زیر تعیین کنید.  $^{24}\text{Na}$  (پروتون  $d_{3/2} +$  نوترون  $d_{5/2}$ )،  $^{26}\text{Na}$  (پروتون  $d_{5/2} +$  نوترون  $s_{1/2}$ )،  $^{68}\text{Cu}$  (پروتون  $p_{3/2} +$  نوترون  $p_{1/2}$ )،  $^{198}\text{Au}$  (پروتون  $d_{3/2} +$  نوترون  $p_{1/2}$ ).

۳. با به کارگیری روابط برداری شکل ۵.۱۶، معادله (۳۵.۱۶) را به دست آورید. [راهنمایی: دنبال کردن محاسباتی که منجر به معادله (۸.۵) می‌شود، مفید خواهد بود.]

۴. الف) ضریب لانده را برای یک اتم با  $S = 3/2$ ،  $L = 2$ ،  $J = 1/2$  محاسبه کنید. ب) توجیه فیزیکی این مقدار را با استفاده از رسم دقیق یک نمودار برداری شبیه به شکل

۵.۱۶، به دست دهید. (ج) ترکیب دیگری از  $S$ ،  $L$ ، و  $J$  به دست آورید که به همین مقدار  $g$  منجر شود.

۵. برای مورد  $J = 5/2$  و  $I = 1$ ، شکافتگی ساختار فوق ریز مغناطیسی را در میدان صفر، میدان ضعیف و میدان قوی نشان دهید (مشابه شکلهای ۷.۱۶ و ۸.۱۶، اما توجه کنید که در حالت خاص  $J = 3/2$  در شکل ۷.۱۶،  $g_F$  برای تمام حالت‌های چندتاییه فوق ریز یکسان است در حالی که به طور کلی چنین نیست).

۶. ربیدیم دارای دو ایزوتوپ پایدار است:  $^{85}\text{Rb}$  ( $I = 5/2$ ) و  $^{87}\text{Rb}$  ( $I = 3/2$ ). حالت الکترونی آن مثل اتم‌های قلیایی است (یک الکترون در حالت  $s$ ). نمودار ساده‌ای از ساختار فوق ریز مغناطیسی این دو ایزوتوپ رسم کنید و شکافتگی آنها را در میدانهای مغناطیسی ضعیف و قوی نشان دهید.

۷. الف) برای موارد اتمی  $J = 1$  و هسته‌ای  $I = 3/2$ ، چندتاییه فوق ریز مغناطیسی میدان صفر را رسم کنید و شکافتگی را بر حسب  $A$  نشان دهید. ب) اگر برهم کنش چار قطبی الکتریکی کوچکی نیز موجود باشد، انرژیهای چندتاییگی را بر حسب  $A$  و  $B$  محاسبه کنید.

۸. ساختار اتمی  $\text{Cs}$  مشابه  $\text{Na}$  است، اما تنها در ایزوتوپ پایدار  $^{133}\text{Cs}$  اسپین هسته‌ای برابر  $7/2$  است. ساختار فوق ریز میدان صفر را برای حالت‌های  $s_{1/2}$ ،  $p_{1/2}$ ، و  $p_{3/2}$  در  $^{133}\text{Cs}$  رسم کنید و ساختار گذارهای دوقطبی الکتریکی را نشان دهید.

۹. در یک هسته  $Z$  فرد و  $N$  فرد، حالت پایه را می‌توان به صورت جفت شدگی پروتون فرد و نوترون فرد  $\mathbf{I} = \mathbf{j}_p + \mathbf{j}_n$  در نظر گرفت. اگر حالت‌های پروتون و نوترون دارای ضریب  $g$  به صورت  $g_p$  و  $g_n$  باشند، نشان دهید که ضریب  $g$  در ترکیب آنها عبارت است از

$$g = \frac{1}{4} (g_p + g_n) + \frac{(g_p - g_n)[j_p(j_p + 1) - j_n(j_n + 1)]}{2I(I + 1)}$$

(دانهمایی: گشتاور مغناطیسی مجموعه را باید، طبق رابطه (۳۴.۱۶)، به صورت مؤلفه  $g_p \mathbf{j}_p + g_n \mathbf{j}_n$  در امتداد  $\mathbf{I}$  تعریف کرد.)

۱۰. از نتیجه مسئله قبلی برای محاسبه گشتاورهای مغناطیسی هسته‌های زیر استفاده کنید، و آنها را با نتایج تجربی مقایسه کنید. الف)  $^{14}\text{N}$ ،  $I^\pi = 1^+$ ،  $\mu_N = +0.40 \mu_N$ ؛ ب)  $^{60}\text{Co}$ ،  $I^\pi = 5^+$ ،  $\mu_N = +3.8 \mu_N$ ؛ ج)  $^{84}\text{Rb}$ ،  $I^\pi = 2^-$ ،  $\mu_N = -1.3 \mu_N$ . در هر مورد از مدل پوسته‌ای برای پیدا کردن حالت‌های تک ذره پروتون و نوترون استفاده کنید و ضریب  $g$  را برابر  $g_p$  و  $g_n$  برای تک ذره پروتون و نوترون آزاد در نظر بگیرید.

۱۱. الف) تراکم بولتزن هسته‌ای با  $I = 2$  و با گشتاور مغناطیسی  $3.0 \mu_N$  در میدان خارجی  $25 \text{ T}$  محاسبه کنید. دماها را معادل  $300 \text{ K}$  (دمای اتاق)،  $4 \text{ K}$  (هلیوم مایع) و  $1 \text{ K}$  فرض کنید. ب) میدان مغناطیسی چقدر باید باشد تا شکافتگی زیرمانی هسته

$\Delta E$  در حدود  $kT$  دمای اتاق بشود.

۱۲. در آزمایش توزیع زاویه‌ای اختلالی، با سه زمان بنیادی سروکار داریم: عمر میانگین  $\tau$  در حالت گسیل، دوره برهم‌کنش  $T$  (یعنی عکس بسامد برهم‌کنش) و تفکیک زمانی  $t$  آشکارساز و وسایل الکترونیکی. رابطه بین این زمانها را که برای انجام شدن آزمایش لازم است، مورد بررسی قرار دهید. این حدود را ناشی از اثر  $t \gg T$  و  $\tau \ll T$  در نظر بگیرید.



## فیزیک مزونها

در مورد نقش مزون  $\pi$  به عنوان حامل برهم کنش قوی نوکلئون-نوکلئون در فصل ۴ بحث کردیم. تبادل مزونهای  $\pi$  از یک نوکلئون به نوکلئون دیگر عامل عمده پیوندهسته ای است. به عنوان جزئی از این مدل، نوکلئون را به صورتی فرض می کنیم که با «ابری» از مزونهای مجازی  $\pi$  احاطه شده است که به طور پیوسته گسیل و جذب می شوند. بیشینه مسافتی که این مزونها قبل از جذب شان می پیمایند (تا جایی که پایداری انرژی را برای مدتی طولانیتر از آنچه روابط عدم قطعیت مجازی شمارند نقض نکنند)، برد نیروی هسته ای و «اندازه» یک نوکلئون را مشخص می کند. مزونهای دیگر، شامل  $\rho$  و  $\omega$  در برهم کنشهای هسته ای با برد کوتاه بخصوص در جملات تانسوری، اسپین-مداری و مغزداغه دخالت می کنند.

مزونهای  $\pi$  (پیونها) سبکترین اعضای خانواده مزونها و یکی از سه گروه اصلی هستند (لپتونها شامل الکترونها و نوترینوها، و باریونها که شامل نوکلئونها هستند دو گروه دیگر از ذرات را تشکیل می دهند). مزونها ذراتی هستند که اعداد اسپینی صحیح دارند (لپتونها و باریونها دارای اسپینهای نیمه صحیح هستند) و با نوکلئونها از طریق نیروی قوی برهم کنش می کنند (البته علاوه بر نیروهای ضعیف و الکترومغناطیسی). مزونهای آزاد می توانند در برخورد های نوکلئون- نوکلئون به وجود آیند و به سرعت در اثر برهم کنشهای قوی، الکترومغناطیسی، یا ضعیف به مزونهای سبکتر، فوتونها یا لپتونها و پاشیده شوند. به عنوان نمونه، طول عمرهای واپاشی در برهم کنشهای قوی از مرتبه  $10^{-23}$  -  $10^{-25}$  s، برای واپاشیهای الکترومغناطیسی از مرتبه  $10^{-16}$  -  $10^{-18}$  s و برای واپاشیهای ضعیف از مرتبه  $10^{-8}$  -  $10^{-10}$  s است.

مزونها را در بنیادی ترین سطحشان متشکل از یک کوآرک و یک پاد کوآرک می‌دانند. این مشخصه ساختاری مزون و رابطه آن با ساختار خانواده‌های لپتون و باریون در فصل ۱۸ مورد بحث قرار می‌گیرد. در فصل حاضر در مورد خواصی از مزونها به‌عنوان ذرات هسته‌ای از جمله تولید مزونها در واکنشهای هسته‌ای، استفاده از آنها به‌عنوان کاوشگرهای هسته‌ای در واکنشهای پراکندگی، و خواص حالت‌های شبه‌مقیمد یک مزون و یک نوکلئون که در زمره حالات پراکنجیده باریونها هستند، بحث می‌شود.

### ۱.۱۷ فرضیه یوکاوا

در سال ۱۹۳۵ هیدکی یوکاوا، فیزیک‌دان ژاپنی یک پتانسیل ریاضی را به‌منظور نمایش برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون پیشنهاد کرد. در آن زمان، وجود یک نیروی تبادل را به‌عنوان پایه برهم‌کنش هسته‌ای لازم تشخیص داده بودند. یوکاوا تلاش کرد تا پتانسیلی بیابد که تبادل ذراتی را که منجر به نیروی هسته‌ای می‌شوند توصیف کند. ترتیب کار به‌همان صورتی بود که پتانسیل‌ها و میدان‌های الکترومغناطیسی تبادل فوتونها را که منجر به نیروی الکترومغناطیسی می‌شوند توصیف می‌کنند. تفاوت اصلی بین برهم‌کنش الکترومغناطیسی و برهم‌کنش هسته‌ای قوی، برد نامحدود نیروی الکترومغناطیسی در مقایسه با برد کوتاه حدود ۱ فرمی نیروی هسته‌ای است. اگر  $m$  جرم در حال سکون ذره مبادله شده باشد آنگاه تا زمانی که  $\lambda$  بزرگتر از آنچه رابطه عدم قطعیت مجازی شمارد، نباشد، یک ذره مجازی می‌تواند خلق شود و برای مدت زمان  $\lambda$  دوام داشته باشد

$$\lambda = \frac{\hbar}{mc^2} \quad (1.17)$$

در این صورت بزرگترین مسافتی که ذره می‌تواند حرکت کند چنین است

$$x = ct = \frac{\hbar c}{mc^2} = \frac{200 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{mc^2} \quad (2.17)$$

و بنابراین برای برد  $1 \text{ fm}$  جرم ذره مبادله شده از مرتبه  $200 \text{ MeV}/c^2$  است. از سوی دیگر فوتونها دارای جرم در حال سکون صفر و برد نامحدود هستند.

معادلات اساسی میدان‌های الکترومغناطیسی معادلات ماکسول هستند که به صورت معادلات موجی درمی‌آیند و از حل آنها میدان‌هایی حاصل می‌شوند که چگونگی انتشار فوتون‌های مجازی و حقیقی را مشخص می‌کنند. واضح است که معادلات میدان الکترومغناطیسی نمی‌توانند برای میدان هسته‌ای به کار روند، زیرا در این مورد ذرات میسدان بدون جرم هستند. معادله شرودینگر نیز مناسب نیست، زیرا غیرنسبیتی است و رابطه صحیح نسبیتی جرم-انرژی را که باید برای پیونها برقرار باشد، در بر نمی‌گیرد. در عوض، معادله‌ای مورد نیاز است که با رابطه اساسی نسبیتی ذیل که انرژی کل و جرم در حال سکون را پیوند می‌دهد، سازگار باشد.

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (۳.۱۷)$$

در نظریه کوانتومی به انرژی، عملگر  $i\hbar \partial / \partial t$  و به تکانه عملگر  $-i\hbar \nabla$  نسبت داده می شود. با استفاده از این جایگذاریها در رابطه فوق، يك معادله دیفرانسیل نسیستی شبیه به معادله موج حاصل می شود که معادله کلاين-گوددن نامیده می شود

$$\left( \nabla^2 - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \right) \phi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (۴.۱۷)$$

که در آن  $\phi$  دامنه میدان را نشان می دهد. (در حالت حدی  $m = 0$ ، این معادله به صورت معادله موج آشنای میدان الکترومغناطیسی درمی آید.) برای شروع به دنبال پتانسیلی استاتیک خواهیم بود که جواب مستقل از زمان معادله زیر باشد

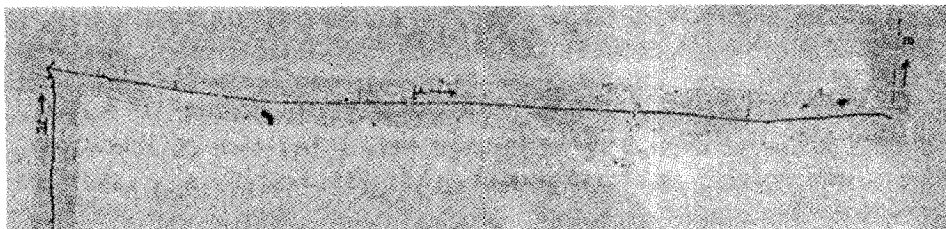
$$\nabla^2 \phi - k^2 \phi = 0 \quad (۵.۱۷)$$

که در آن  $k = mc / \hbar$  است. در مختصات شعاعی، جواب متقارن کروی به صورت زیر است

$$\phi = g \frac{e^{-kr}}{r} \quad (۶.۱۷)$$

همان طور که  $e$  نمایانگر قدرت میدان الکترومغناطیسی است، در اینجا ثابت  $g$  نمایانگر قدرت میدان پیونی است. میدان الکترومغناطیسی يك بار منفرد را می توان به صورت  $e / 4\pi \epsilon_0 r$  نشان داد که بنا بر این قدرت برهم کنش يك بار بنیادی دیگر با این میدان برابر  $e^2 / 4\pi \epsilon_0 r$  خواهد بود. به همین ترتیب برهم کنش قوی میان دو ذره هسته ای «بنیادی» می تواند به صورت  $g^2 e^{-kr} / r$  باشد که به همان شکل معادله (۵۴.۴) است.

بنابر محاسبات یوکاوا، نیروی هسته ای باید بردی از مرتبه  $k^{-1} = \hbar / mc$  داشته باشد که همان معادله (۲.۱۷) است که بر مبنای رابطه عدم قطعیت به دست آمده است. ذرات پیشنهادی یوکاوا مزون نامیده شدند (دراصل مزو ترون که در آن پیشوند «مزو» به معنی «میان» است) زیرا جرم فرضی آنها حد وسط بین جرم ذرات شناخته شده سبک (الکترونها) و نوکلئونهای سنگین بود. در زمان ارائه فرضیه یوکاوا، شتاب دهنده ها برای تولید مزونها قدرت کافی نداشتند، به همین دلیل جستجوهای اولیه برای مزونها در میان ذراتی که توسط پرتو کیهانی ایجاد می شدند انجام می شد. به این طریق که امولسیونهای عکسبرداری را به مناطق مرتفع می بردند تا عبور ذرات ثانویه ای را که به هنگام برخورد پرتوهای کیهانی به جو خلق می شدند ثبت کنند. نتایج حاصل از مطالعات پرتو کیهانی شواهدی دال بر وجود ذره ای به جرم حدود  $100 \text{ MeV} / c^2$  نزدیک به تخمین یوکاوا، به دست داد، اما کار بیشتر نشان داد که این ذرات برد زیادی در ماده جامد دارند. این برد طولانی با فرضیه ذره ای که قویاً با هسته ها برهم کنش می کردند ناسازگار بود و به این دلیل در اینکه این ذرات همان مزون یوکاوا باشند تا حدی مشکوک بودند. کار بعدی که توسط پاول وهمکارانش انجام



شکل ۱۰۱۷ یک مزون  $\pi$  (چپ) به یک موئون (وسط) واپاشیده می‌شود که آن هم به نوبه خود به یک الکترون (راست) واپاشیده می‌شود.

شد، شواهد حاصل از اثرات امولسیون (شکل ۱۰۱۷) را حاکی از وجود دو نوع مزون نشان داد: یک نوع مزون سنگینتر ( $\sim 150 \text{ MeV}$ ) که به مزون نوع سبکتر ( $\sim 100 \text{ MeV}$ ) واپاشیده می‌شد. مزون سنگینتر همان ذره یوکاواست که اکنون به عنوان مزون  $\pi$  شناخته می‌شود. ذره سبکتر یک موئون است. اگرچه در ابتدا مزون  $\mu$  نامیده شد، اما در واقع اصلاً از نوع مزون نیست (زیرا به صورت قوی برهم کنش نمی‌کند و اسپین آن  $1/2$  است) بلکه یک ذره بنیادی واقعی از خانواده لپتون است.

خیلی زود پس از آنکه پر توکیهانی شواهدی برای مزون  $\pi$  به دست داد، سنکروسیکلو-ترونها به انرژیهای بالاتر از حد آستانه لازم برای تولید مزونهای  $\pi$  رسیدند و مطالعه خواص آنها را در آزمایشگاه ممکن ساختند. امروزه درشتا بدهندههایی که به نام «کارخانههای مزونی» شناخته می‌شوند (LAMPF در لوس آلاموس، نیومکزیکو، TRIUMF در وانکور، بریتیش کلمبیا، SIN در زوریخ، سوئیس) با استفاده از باریکتهای پروتونی پر شدت به قدری مزونهای  $\pi$  تولید می‌شوند که باریکتهای ثانویه‌ای از پیونها قابل استخراج هستند و مطالعه دقیق واکنشهای ناشی از پیونها امکان پذیر شده است.

## ۲۰۱۷ خواص مزونهای $\pi$

### بار الکتریکی

پیونها می‌توانند حامل بار الکتریکی  $+e$ ،  $0$ ، یا  $-e$  باشند و به این ترتیب به صورت  $\pi^+$ ،  $\pi^0$ ، یا  $\pi^-$  نشان داده می‌شوند.  $\pi^0$  پادذره خودش است و  $\pi^+$  و  $\pi^-$  متقابلاً پادذره‌های یکدیگرند. در مورد  $\pi^+$  و  $\pi^-$  چندان معنایی ندارد که یکی را به عنوان ذره و دیگری را به عنوان پادذره در نظر بگیریم. ذراتی چون الکترونها یا نوکلئونها را که اجزای سازنده ماده هستند، به عنوان ذره مشخص می‌کنیم و به این ترتیب پوزیترونها و پادنوکلئونها را به عنوان پادذره می‌شناسیم. اما ماده معمولی از پیونها تشکیل نمی‌شود و بنا بر این چنین تشخیصی ممکن نیست. عامل نهایی در تشخیص هویت ذره‌ای یا پادذره‌ای مزونها وزن آماری نسبی سطح-مقطعهای واکنشهای گوناگون آنهاست که از آنجا چنین نتیجه می‌شود که پیونها را باید به

صورت يك مجموعه سه ذره ای  $\pi^+$ ،  $\pi^0$ ، و  $\pi^-$  در نظر گرفت که پادذره آنها به ترتیب  $\pi^-$ ،  $\pi^0$  و  $\pi^+$  هستند.

### ایزوسپین

درک واکنشهای میان ذرات بنیادی به کمک گروه بندی ایزوسپین ذرات صورت می گیرد. در فصل ۱۱ علامت ایزوسپین برای نمایش نوکلئونها به صورت يك دو تایی ایزوسپین  $T = 1/2$  معرفی شد به طوری که تصویر  $T_3 = +1/2$  نمایشگر يك پروتون، و تصویر  $T_3 = -1/2$  نمایشگر يك نوترون است. مزونهای  $\pi$  نیز می توانند با علامت ایزوسپینی مشابه نمایش داده شوند. چون سه نوع پیون موجود است، چند تاییگی  $1 + 2T$  ایجاب می کند که  $T = 1$  باشد. در اینجا هم عضوی راکه دارای بیشینه بار الکتریکی است با بزرگترین تصویر در نظر می گیریم و برای  $\pi^+$  داریم  $T_3 = +1$ ، و برای  $\pi^0$  و  $\pi^-$  به ترتیب  $T_3 = 0$  و  $T_3 = -1$  را منظور می کنیم. بعدها در این فصل در مورد مفید بودن این طرح برای درک واکنشها و پاشیهای مربوط به مزونها صحبت خواهیم کرد. در غیاب برهم کنشهای الکترومغناطیسی، سه تایی ایزوسپین پیونها می توانند مانند نوکلئونها جرمهای یکسانی داشته باشند؛ اختلاف جرم کوچک میان سه تایی پیونی را می توان به برهم کنش الکترومغناطیسی با ایزوسپین ناپایسته نسبت داد.

### جرم

جرم  $\pi^-$  با دقتی زیاد با استفاده از انرژیهای پرتو ایکس پیونی که هنگام گیراندازی مزون  $\pi^-$  در مدارهای اتمی که با گسیلهای متوالی به سوی هسته حرکت می کند، معین می شود. درست مثل گذارهای اتمی الکترونها یا گذارهای پرتو X در اتمها یا پرتو X موثونی که در تعیین شعاع بار هسته به کار می رود (بخش ۱.۳، جلد اول، ترجمه فارسی)، در این فرایند نیز فوتونهایی گسیل می شوند. دقیقترین اندازه گیری منفردی که تاکنون گزارش شده است توسط لووهمکارانش با استفاده از پرتو X پیونی در فسفروتیتانیم انجام شده است. ۱ با برخورد باریکه ای از پرتونهای پرتو X از یک سنکروترون به یک هدف ضخیم، پیونها به صورت ذرات ثانویه تولید می شدند. این پیونها پس از کند شدن سرانجام در ماده مورد نظر (P یا Ti)، که در آن پیونهای منفی در مدارهای اتم گونه گیراندازی می شوند، متوقف می شدند. مانند مورد الکترونها اتمی، ترازهای برانگیخته بالاتر از طریق گسیل فوتون به ترازهای پایین و پاشی می کنند، اختلاف اساسی در این است که با نزدیکی پیونها به هسته احتمال زیادی وجود دارد که پیون در یک فرایند هسته ای مثل  $n + p \rightarrow \pi^+ + n$  ناپدید شود. در این صورت لازم است که پرتو X حاصل از حالتی با عدد کوانتومی اصلی  $n = 5 - 3$  مورد مطالعه قرار گیرد زیرا پیون نخواهد توانست به ترازهای  $n = 1$  و  $n = 2$  برسد. چون

انرژی ترازهای هیدروژنی متناسب با  $n^{-2}$  است، در این صورت آزمایش باید با اختلاف انرژیهای کمی صورت گیرد.

انرژیهای تقریبی گذار از  $n=4$  به  $n=3$  را در  $P(Z=15)$  و گذار از  $n=5$  به  $n=4$  را در  $Ti(Z=22)$  می توان از فرمول هیدروژنی که در بخش ۴.۲ ارائه شده با قراردادن انرژی جرمی حدود  $140\text{MeV}$  برای پیون، به صورت  $\Delta E_p = 408\text{keV}$  و  $\Delta E_{Ti} = 406\text{keV}$  محاسبه کرد. این انرژیها به انرژی پرتوگاما در واپاشی رادیواکتیو  $^{99}\text{Mo}$  ( $405835 \pm 000002\text{ keV}$ ) و به پرتوهای ایکس الکترونی معمولی  $K$  در  $\text{Sm}$  ( $401181 \pm 000003\text{ keV}$ ) و  $\text{Eu}$  ( $409101 \pm 000003\text{ keV}$ ) که می توانند برای درجه بندی به کار روند، بسیار نزدیک اند. شکل ۲.۱۷ مقایسه ای از گذار  $4f-3d$  را که در  $P$  اندازه گیری شده با گذار درجه بندی  $^{99}\text{Mo}$  نشان می دهد. انرژیهای اندازه گیری شده که برای اثرات کوچک نسبیتی و غیر کولنی (در حدود  $1\text{keV}$  که با دقت زیاد قابل محاسبه اند) تصحیح شده اند، عبارت اند از

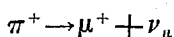
$$\Delta E_p = 404892 \pm 000003\text{keV}$$

$$\Delta E_{Ti} = 403861 \pm 000004\text{keV}$$

و جرم پیون چنین می شود

$$m_{\pi^-}c^2 = 1395675 \pm 000009\text{keV}$$

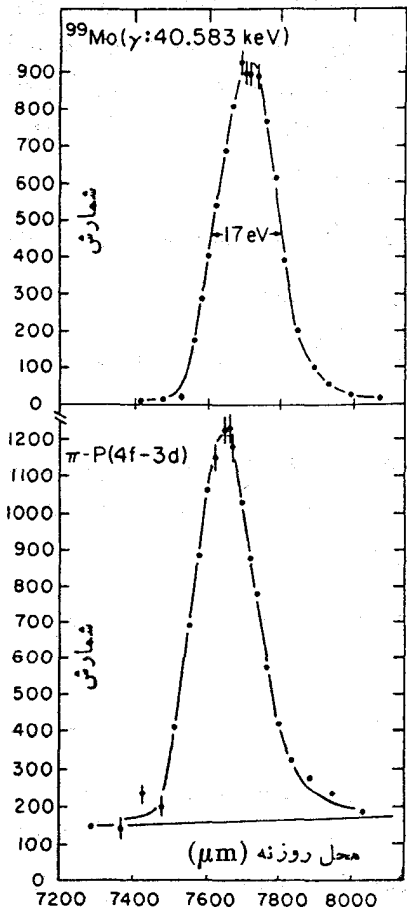
این روش پرتوایکس را نمی توان برای ذرات باردار مثبت به کار برد و بنابراین برای  $\pi^+$  باید روش دیگری یافت. در این مورد می توانیم انرژیها و جرمهای محصولات نهایی را در واپاشی



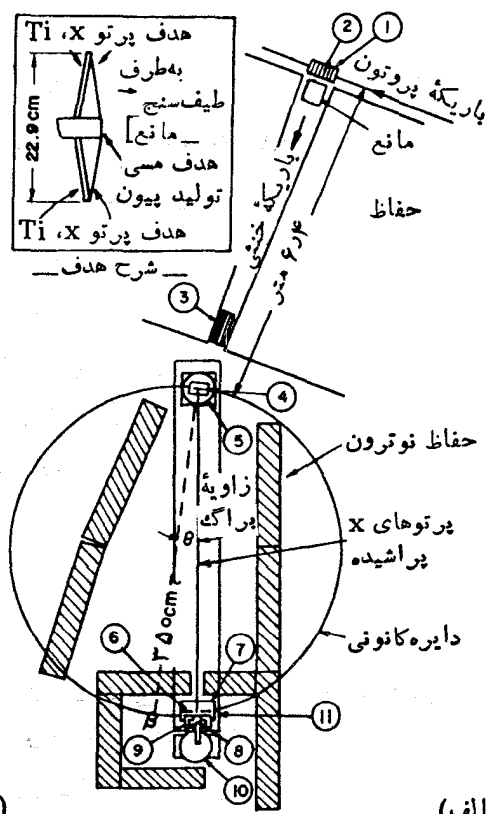
اندازه گیری کنیم و جرم  $\pi^+$  را به دست آوریم. در چارچوب سکون  $\pi^+$ ، موازنه انرژی چنین است

$$\begin{aligned} m_{\pi^+}c^2 &= E_{\mu^+} + E_{\nu} \\ &= m_{\mu^+}c^2 + T_{\mu^+} + cp_{\mu^+} \end{aligned} \quad (7.17)$$

که در آن نتیجه اخیر از تساوی  $E_{\nu} = cp_{\nu} = cp_{\mu^+}$  حاصل می شود که ناشی از بدون جرم بودن نوترینوها و یا بستگی تکانه در چارچوب سکون پیون است. با اندازه گیری تکانه  $p_{\mu^+}$  می توانیم  $T_{\mu^+}$  را محاسبه کنیم و مقدار  $m_{\pi^+}c^2 - m_{\mu^+}c^2$  را به دست آوریم. از نتایج مستقل برای جرم  $\mu^+$  (که با دقت بیشتری اندازه گیری شده است) می توان  $m_{\pi^+}c^2$  را به دست آورد.



(ب)



(الف)

شکل ۴.۱۲ (الف) دستگاه به کاررفته برای مشاهده پرتو X پیونی. باریکه پرتونی به هدف تولیدکننده پيون (۲) که به منظور توقف پیونها بالا به ای از P یا Ti پوشیده شده است برخورد می کند. یک مانع ضخیم از وارد شدن تابش حاصل از تولید پيون در هدف به دستگاه آشکارساز جلوگیری می کند. یک کلیما تور (۳) پرتوهای X را به باریکه ای تبدیل می کند که به بلور (۴) در دستگاه پراکنندگی پراگ وارد می شود. طیف سنج پلوری کاملاً می تواند انرژیهای فوتون را اندازه گیری کند. با حرکت یک شاک (۶) زاویه پراکنندگی برای دریافت تابش توسط آشکارساز (۸) معلوم می شود. در شکل (ب) طیف حاصل از چشمه رادیواکتیو <sup>99</sup>Mo (در بالا) و هدف پرتو ایکس P (در پایین) نشان داده شده است.

در آزمایشی که توسط دائوم و همکارانش گزارش شده، کارخانه مزون SIN برای

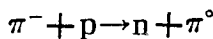
تولید پر تو  $\pi^+$  که در نهایت متوقف می‌شوند مورد استفاده قرار گرفت. در این آزمایش با استفاده از یک طیف سنج مغناطیسی، تکانه  $\mu^+$  گسیل شده در واپاشی  $\pi^+$ ، با دقتی زیاد اندازه گیری شده است. شکل ۳.۱۷ جزئیات طیف سنج آنها و چند نتیجه نمونه را نشان می‌دهد. تکانه به دست آمده برای موئون چنین بوده است

$$p_{\mu^+} = 2997877 \pm 00014 \text{ MeV}/c$$

و از آنجا (با فرض صفر بودن یا قابل صرف نظر بودن  $m_p$ ) معادله (۷.۱۷) چنین نتیجه می‌دهد

$$m_{\pi^+} c^2 = 13905658 \pm 00018 \text{ MeV}$$

جرم پیون خنثی با مطالعه واکنش



به دست می‌آید.  $\pi^-$  اولیه ابتدا کند می‌شود و به توقف درمی‌آید و سپس توسط هدف پروتون در یک مداراتم گونه گیر اندازه‌گیری می‌شود. بنا بر این مقدار  $Q$  چنین است

$$Q = (m_i - m_f) c^2$$

$$= (m_{\pi^-} + m_p - m_n - m_{\pi^0}) c^2 \quad (8.17)$$

$$= T_f - T_i$$

$$\cong T_f \quad (9.17)$$

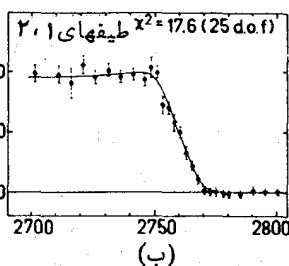
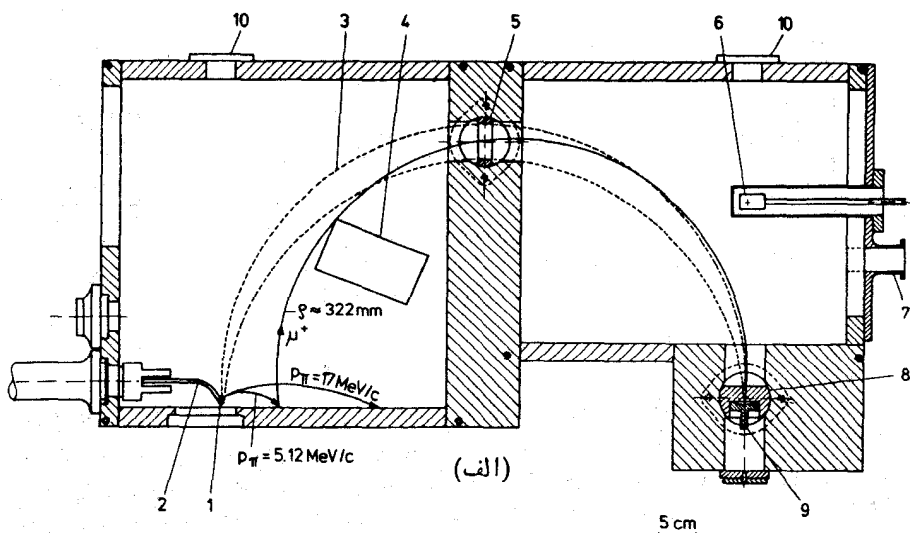
مرحله آخر در این رابطه بدان دلیل نوشته شده که انرژی جنبشی اولیه به مقداری قابل صرف نظر کوچک است. انرژی جنبشی نهایی به صورت زیر بین نوترون و  $\pi^0$  تقسیم می‌شود

$$(m_{\pi^-} - m_{\pi^0}) c^2 = T_n + T_{\pi^0} + (m_n - m_p) c^2 \quad (10.17)$$

در اینجا  $T_n$  و  $T_{\pi^0}$  به واسطه پایستگی تکانه،  $P_n = P_{\pi^0}$ ، به هم مرتبط می‌شوند. در این رابطه فرض شده است که گیراندازی اولیه در حال سکون صورت گرفته است. انرژی جنبشی نهایی  $\pi^0$  را می‌توان از انرژی پر تو گاما در واپاشی  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  به دست آورد. روشی معادل با این روش، اندازه‌گیری زاویه بین دو پر تو گاما در دستگاه سکون  $\pi^0$  است. گاماها در جهات مخالف گسیل می‌شوند، اما تکانه آزمایشگاهی  $p_{\pi^0}$  در گستره‌ای از زوایای ممکن مطابق شکل ۴.۱۷ توزیع می‌شود. اگر گاماها در جهت  $p_{\pi^0}$  (آزمایشگاهی) گسیل شوند، زاویه بازشدگی همان  $180^\circ$  باقی می‌ماند؛ کمترین زاویه بازشدگی زمانی پدید می‌آید که گاماها در دستگاه ساکن به طور عمود بر  $p_{\pi^0}$  گسیل می‌شوند. در این حالت (شکل ۴.۱۷) داریم

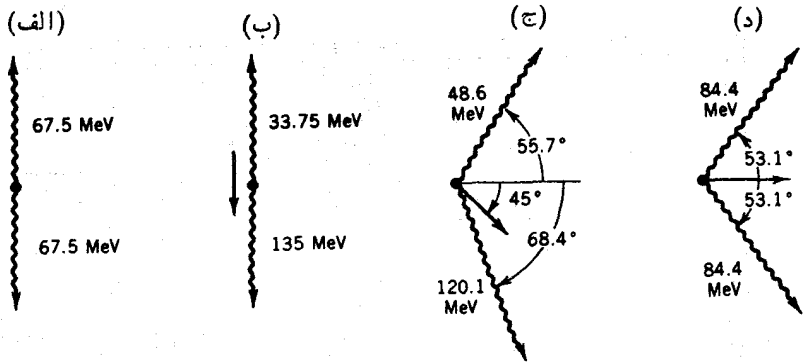
$$c p_{\pi^0} = m_{\pi^0} c^2 \cot \frac{\theta}{2} \quad (11.17)$$





شکل ۳۰۱۷ (الف) طیف‌سنج برای اندازه‌گیری تکانهٔ موئون‌ها در واپاشی  $\pi^+$ . پیون‌ها از پنجرهٔ گوشهٔ پایینی چپ وارد می‌شوند و به سطح سوسوزن (۱) برخورد می‌کنند و در آنجا متوقف می‌شوند و به صورت موئون واپاشیده می‌شوند. سیگنال سوسوزنی پیون‌ها از طریق لولهٔ فوری (۲) به تکثیرکننده فوتونی در طرف چپ می‌رسد. موئون‌ها مسیر خط‌چین (۳) را از میان یک پاریکه ساز (۵) طی می‌کنند و نهایتاً به یک آشکارساز سیلیسیمی حالت جامد (۹) می‌رسند. یک میدان مغناطیسی (که منبع آن نمایش داده نشده است) مسیر موئون را به صورت یک قوس دایره در می‌آورد. واپاشی دو جسمی پیون، یک موئون تک انرژی می‌دهد. اما آن پیون‌هایی که در داخل سوسوزن واپاشی می‌کنند می‌توانند موئون‌هایی تولید کنند که قسمتی از انرژی خود را در سوسوزن از دست می‌دهند. همچنانکه میدان مغناطیسی افزایش می‌یابد، زمانی می‌رسد که مسیر پرنانرژی‌ترین موئون‌ها آنگقدر کوچک می‌شود که به آشکارساز نمی‌رسند و میسران شمارش به صفر می‌رسد. در شکل (ب)، نمونه‌ای از نتایج که در آن آهنگ شمارش در میدان‌های بالاتر از  $2750\text{G}$  به صفر می‌رسد، نشان داده شده است.

شکل ۵۰۱۷ نتایج آزمایش برای زاویهٔ بین گاماها را به ازای  $\theta = 156.6^\circ$  و  $T_{\pi^0} = 289\text{MeV}$  نشان می‌دهد؛ بنابراین



شکل ۴.۱۷ (الف) واپاشی در حال سکون  $\pi^0$  به تولید دو فوتون  $5\Delta\text{MeV}$  در  $67$  که در جهات مخالف حرکت می‌کنند منجر می‌شود. (ب) پیونها با سرعت  $V/c = 0.6$  در همان جهت حرکت می‌کنند و اپاشیده می‌شوند و دو فوتون با زاویه نسبی  $180^\circ$  تولید می‌کنند. (ج) اگر زاویه بین جهت حرکت آزمایشگاهی  $\pi^0$  و جهت فوتون در چارچوب سکون  $45^\circ$  باشد، زاویه بازشدگی  $1^\circ 124$  است. (د) کمینه زاویه بازشدگی  $2^\circ 106$  هنگامی رخ می‌دهد که پیونها در دستگاه ساکن با زاویه  $90^\circ$  نسبت به تکانه آزمایشگاهی خود واپاشیده شوند.

$$(m_{\pi^-} - m_{\pi^0})c^2 = 49603 \pm 00005 \text{ MeV}$$

است. انرژی نوترون را می‌توان به روشی دیگر مستقیماً با به کارگیری تکنیکهای زمان پرواز اندازه‌گیری کرد. شکل ۶.۱۷ نمونه‌ای از نتایج را نشان می‌دهد که در آن نوترون مسافت  $56 \text{ m}$  را در مدت زمان  $600 \text{ ns}$  طی کرده است. سرعت به دست آمده نوترون  $10^6 \times 89 \text{ m/s}$  است که مطابق با انرژی  $42 \text{ MeV}$  است. از این نتیجه اختلاف جرمی برابر با  $(m_{\pi^-} - m_{\pi^0})c^2 = 495930 \pm 000013 \text{ MeV}$  به دست می‌آید که با مقدار حاصل از واپاشی  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  سازگار است (و خطای آن هم کمتر است)، نتیجه خالص برای جرم  $m_{\pi^0}$  با به کارگیری بهترین مقدار  $m_{\pi^-}$  چنین می‌شود

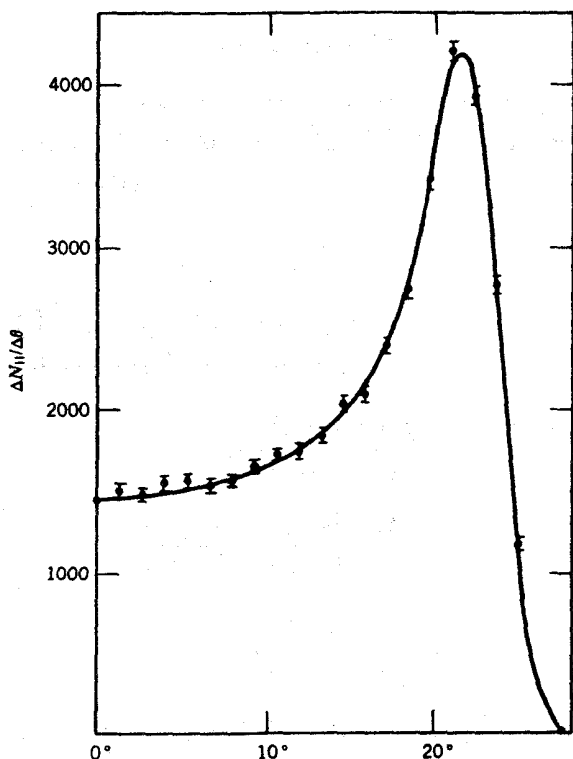
$$m_{\pi^0}c^2 = 1349745 \pm 000016 \text{ MeV}$$

چون  $\pi^+$  و  $\pi^-$  پادذره یکدیگرند، انتظار می‌رود جرمشان یکسان باشد. این نتیجه از قضیه  $CPT$  به دست می‌آید که در آن  $C$ ،  $P$ ، و  $T$  به ترتیب سه عملگر همیسوگ بار (علا، تبدیل ذره به پادذره)، پارته ( $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ ) و برگشت زمان ( $t \rightarrow -t$ ) هستند. مقدار تجربی اختلاف جرمهای  $\pi^+$  و  $\pi^-$  چنین است

$$m_{\pi^+} - m_{\pi^-} = -000017 \pm 000020 \text{ MeV}$$

که با قضیه  $CPT$  سازگار است.

اختلاف جرمهای پیونهای باردار و خنثی باید مربوط به برهم کنش الکترومغناطیسی

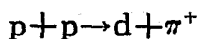


شکل ۵.۱۷ زاویه باز شدگی دوفوتون ناشی از واپاشی  $\pi^0$  (بر حسب  $\theta - 180^\circ$ ). قله منحنی متناظر به زاویه بیشینه در شکل ۴.۱۷ د است.

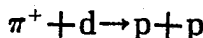
و به صورت نوعی خود انرژی الکترومغناطیسی، مشابه مورد توزیع بارهای محدود، باشد. این اختلاف جرم می تواند منشأ اندک اختلافات احتمالی بین پارامترهای پراکندگی  $nn$ ،  $np$  و  $pp$  محسوب شود.

#### اسپین و پاریته

واپاشی  $\pi^0$  به دو گاما و تولید یک پیون منفرد از برخوردهای نوکلئون = نوکلئون نظیر  $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$  فوراً نشان می دهد که پیونها باید مانند تمام مزونها دارای اسپین صحیح باشند. صریح ترین نشانه وجود اسپین پیون از مطالعه واکنش



و عکس آن



نتیجه می‌شود. اگر طبیعت نسبت به برگشت زمان متقارن باشد، سطح مقطعهای مستقیم و معکوس باید بجز برای عوامل آماری و سینماتیکی یکسان باشند. این مطلب را معمولاً اصل توازن تفصیلی می‌نامند. یعنی

$$\sigma \propto \frac{1}{k^2} g \quad (12.17)$$

که در آن  $g$  عامل آماری مستقل از اسپین است و از معادله (۶۷.۱۱) به دست می‌آید و  $\hbar k$  تکانه ذره فرودی در دستگاه مرکز جرم است. بنا بر این

$$\frac{\sigma(pp \rightarrow \pi d)}{\sigma(\pi d \rightarrow pp)} = \frac{g(pp \rightarrow \pi d)}{g(\pi d \rightarrow pp)} \frac{k_\pi^2}{k_p^2} \quad (13.17)$$

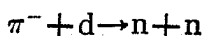
$$= \frac{(2s_\pi + 1)(2s_d + 1)}{\frac{1}{2}(2s_p + 1)^2} \frac{k_\pi^2}{k_p^2} \quad (14.17)$$

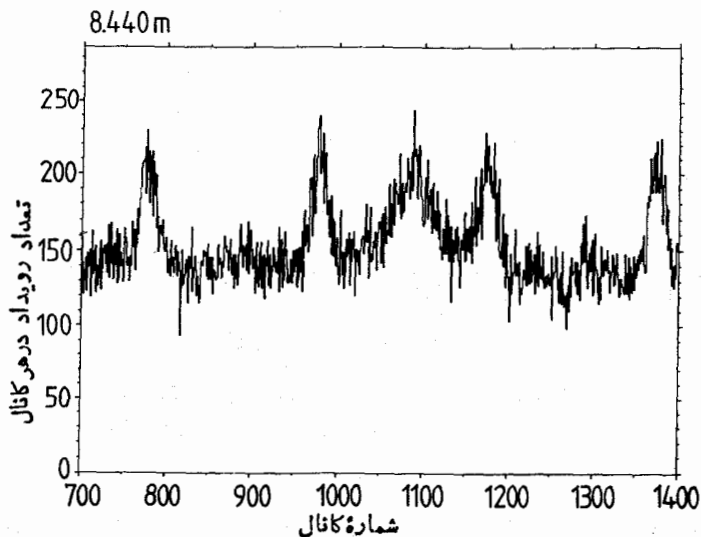
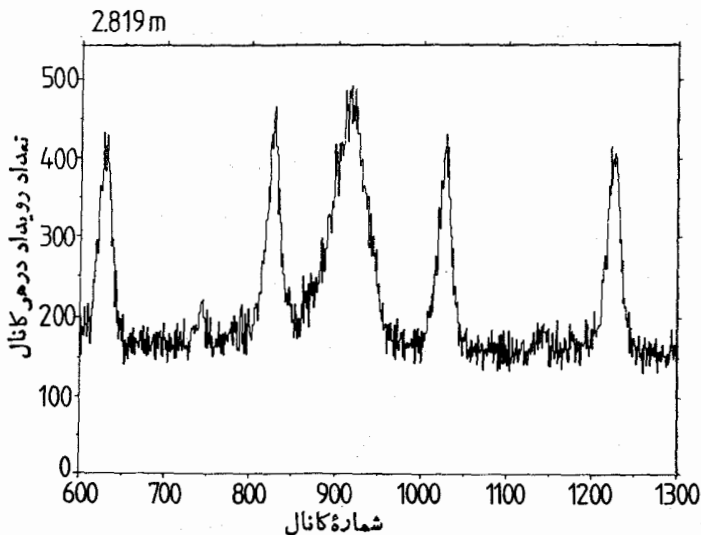
$$= \frac{3(2s_\pi + 1)}{2} \frac{k_\pi^2}{k_p^2} \quad (15.17)$$

عامل آماری اضافی  $1/2$  در مخرج معادله (۱۴.۱۷) به این دلیل آمده است که اصل پاؤلی تعداد حالات اولیه ممکن  $pp$  را به نصف کاهش می‌دهد. شکل ۷.۱۷ سطح مقطعهای دو واکنش را به فرض  $s_\pi = 0$  و پس از تصحیح عامل سینماتیکی  $k_\pi^2/k_p^2$  نشان می‌دهد. توافق عالی است و نشان می‌دهد که انتخاب  $s_\pi$  صحیح بوده است؛ اگر  $s_\pi = 1, 2, 3, \dots$  انتخاب شده بود سطح مقطعا در تناقض با توازن تفصیلی و ناوردایی برگشت زمان در برهم کنش قوی هسته‌ای، باضرایب  $2s_\pi + 1 = 3, 5, 7, \dots$  تغییر می‌کردند.

قرائن اسپین  $\pi^0$  را از مشاهده واپاشی آن به  $2\gamma$  به دست می‌آوریم. در دستگاه ساکن  $\pi^0$ ، گاماها در جهات مخالف خارج می‌شوند. فوتونها اسپین ۱ دارند و باید در جهت حرکتشان  $m_s = \pm 1$  باشد،  $m_s = 0$  ممنوع است. (این نتیجه از عرضی بودن امواج الکترومغناطیسی یعنی عمود بودن  $\mathbf{E}$  و  $\mathbf{B}$  نسبت به جهت انتشار حاصل می‌شود.) در این صورت  $m_s$  کل برای دوفوتون می‌تواند برابر ۲ یا  $\pm 2$  باشد. تقارن لازم برای حالت نهایی دوفوتون ایجاد می‌کند که عدد صحیح اسپین  $\pi^0$  زوج باشد و درتابه با پیسون باردار، انتخاب اسپین صفر بدیهی است.

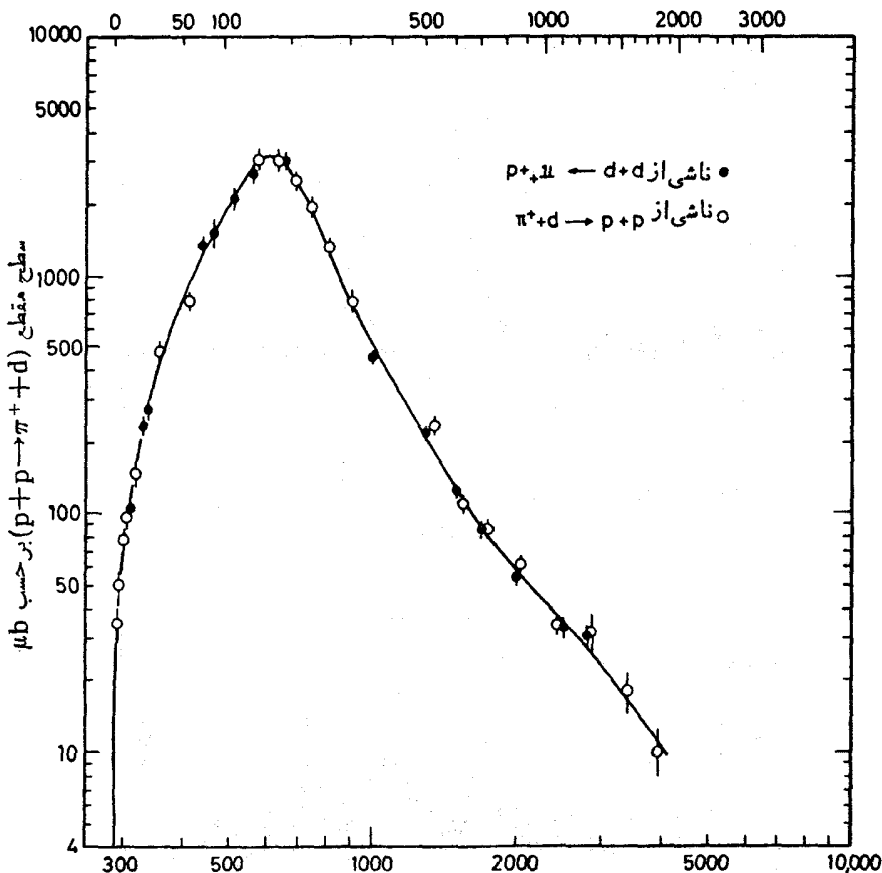
پارینه ذاتی پیون را می‌توان از مطالعه واکنش





شکل ۶.۱۷ طیف زمان پرواز نوترونهايي که از گيراندازی په‌ونهای منفی در پروتونها به دست آمده است. طیف بالایی برای مسیر پرواز ۲۸۲ m و پایینی برای ۸۲۴ m گرفته شده است؛ جا به جایی قله‌ها په‌زمانهای طولانیتر، حاصل از مسیر پرواز اضافی است. قله په‌ن در نزدیکی مرکز از نوترونها، و قله‌های باریک از فوتونهای واپاشی  $\pi^0$  و واکنش  $\pi^+ + p \rightarrow \gamma + n$  حاصل شده‌اند. چون فوتونها با سرعت  $c$  حرکت می‌کنند، بسادگی می‌توانند برای درجه‌بندی مسیر پرواز به کار روند؛ په‌جا به جایی قله نوترون نسبت به قله فوتون در هر طرف توجه کنید.

انرژی آزمایشگاهی بیون،  $\text{MeV} (\pi^+ + d \rightarrow p + p)$



شکل ۷.۱۷ مقایسه سطح مقطعهای واکنش  $p + p \rightarrow \pi^+ + d$  و عکس آن. توافق بسیار خوب میان در سطح مقطع، صفر بودن اسپین بیون را تأیید می کند.

و با به کارگیری پیونهای فرودی با انرژی کم، در حدی که تنها گیراندازی موج s رخ دهد، به دست آورد. پاریته ابتدایی چنین است

$$\pi_i = \pi_\pi \pi_d (-1)^i = \pi_\pi \quad (16.17)$$

در اینجا  $\pi_d = +1$  و  $i = 0$  است. (همان گونه که در فصل ۴ بحث شد، دوترون دارای پاریته ذاتی زوج است.) پایستگی پاریته در برهم کنشهای قوی بدین معنی است که پاریته های

ابتدایی ونهایی باید یکسان باشند. پاریتۀ نهایی چنین است

$$\pi_f = \pi_n \pi_n (-1)^{l_f} = (-1)^{l_f} \quad (17.17)$$

بنابراین  $\pi_\pi = +1$  ایجاب می کند که  $l_f$  زوج باشد، درحالی که  $\pi_\pi = -1$  ایجاب می کند که  $l_f$  فرد باشد. تکانهٔ زاویه ای کل حالت ابتدایی چنین است

$$J_i = s_\pi + s_d + l_i \quad (18.17)$$

و دانستن اینکه  $s_\pi = 0$ ،  $l_i = 0$ ، و  $s_d = 1$  است ایجاب می کند که  $J_i = 1$  باشد. تکانهٔ زاویه ای نهایی چنین است

$$J_f = s_{n_1} + s_{n_2} + l_f \quad (19.17)$$

چون نوترونها ذرات با اسپین  $1/2$  هستند، تابع موج کلی آنها باید نسبت به تعویض نوترونها پادمقارن باشد. اگر بخش اسپینی تابع موج ترکیبی مقارن باشد ( $s_{n_1} + s_{n_2} = 1$ ) آنگاه بخش فضایی آن باید پادمقارن باشد (فرد  $l_f$ )؛ به عکس، اگر بخش اسپینی پادمقارن باشد ( $s_{n_1} + s_{n_2} = 0$ )، آنگاه بخش فضایی مقارن است (زوج  $l_f$ ). چون باید  $J_f = 1$  باشد، مورد اخیر حذف می شود، زیرا اگر  $s_{n_1} + s_{n_2} = 0$  باشد، هیچ راهی برای جفت شدن يك  $l_f$  زوج جهت به دست آوردن  $J_f = 1$  نیست. بنا براین نتیجه می گیریم که  $s_{n_1} + s_{n_2} = 1$  و  $l_f$  هم فرد است، و تنها مقدار فرد  $l_f$  که می تواند جفت شدگی معادلهٔ (۱۹.۱۷) را به  $J_f = 1$  منتهی سازد،  $l_f = 1$  است. از معادلهٔ (۱۷.۱۷) نتیجه می گیریم که  $\pi_f = -1$  و نتیجتاً  $\pi_i = -1$  و پاریتۀ پیون فرد است.

بحثی مشابه را می توان برای  $\pi^+$  در واکنش  $\pi^+ + d \rightarrow p + p$  ارائه داد. پاریتۀ  $\pi^0$  را می توان مستقیماً از مشاهدهٔ قطبیدگی الکترونها در واپاشی  $\pi^0 \rightarrow 2e^+ + 2e^-$  و یا به صورت غیرمستقیم از واکنش  $\pi^0 + d \rightarrow 2n + \pi^0$  به دست آورد (مسئلهٔ ۳).

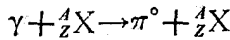
### مدهای واپاشی

پیون سبکترین مزون و بنا براین سبکترین ذره ای است که به طور قوی برهم کنش می کند. این ذره نمی تواند مانند مزونهای سنگینتر از طریق برهم کنشهای قوی (با طول عمر مشخصهٔ از مرتبهٔ  $10^{-22}$  s)، به ذراتی که به طور قوی برهم کنش می کنند واپاشیده شود و باید از طریق برهم کنش کندتر الکترومغناطیسی یا ضعیف و نتیجتاً با طول عمر طولانیتری واپاشی کند. از لحاظ الکترومغناطیسی،  $\pi^0$  در مدت زمانی از مرتبهٔ  $10^{-16}$  s به صورت زیر واپاشیده می شود

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

این زمان برای آشکارسازی مستقیم بسیار کوتاه است و بسیار طولانیتر از آن است که با اندازه گیری پهنای توزیع انرژی در تولید  $\pi^0$  مانند آنچه در مورد مزونهای دیگر در بخش

۴.۱۷ خواهیم دید، بتوان آن را به دست آورد. پهنای متناظر با طول عمر  $\pi^0$  تنها ۸eV است و بسیار کوچکتر از حد تفکیکهای انرژی تجربی است. چون هیچیک از این روشهای معمولی قابل استفاده نیستند لازم است روشی غیر معمول به کار گیریم. به این صورت که از واکنش عکس استفاده می کنیم که در آن تابشهای  $\gamma$  در میدان کولنی يك هسته سنگین طی فرایندی که آن را تولید فوتونی می نامند، مزون  $\pi^0$  تولید می کنند



چون این فرایند نیز يك فرایند الکترومغناطیسی است، سطح مقطع واکنش  $(\gamma, \pi^0)$  مستقیماً به فرایند عکس یعنی واپاشی  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  مرتبط می شود. در آزمایشی که توسط برومن انجام شد، باریکه فوتونهای پرا انرژی (۶-۴ GeV) مستقیماً به سوی اهدافی از جنس مواد سنگین گوناگون هدایت شدند و با مشاهده دو گامای واپاشی به آشکارسازی  $\pi^0$  دست یافتند. طول عمر متوسط حاصل چنین بود

$$\tau_{\pi^0} = (0.82 \pm 0.04) \times 10^{-16} \text{ s}$$

فرایند  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  در واپاشی  $\pi^0$  با شدت انشعاب ۹۸.۸ درصد رخ می دهد. تنها فرایند رقیب عمده همدواپاشی دالیتز به صورت  $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$  با شدت انشعاب ۱.۲ درصد است.

دقیقترین اندازه گیری طول عمر پیونهای باردار در آزمایشی توسط آیرس و همکاران گزارش شده است. ۲ باریکه های  $\pi^+$  یا  $\pi^-$  به صورت باریکه های ثانویه از سنکروسیکلوترون پرتونی ۱۸۴ اینچی بر کلی استخراج می شدند. يك شمارگر در طول باریکه پیون حرکت می کرد و تعداد پیونها را در فواصل گوناگون اندازه می گرفت. اگر طول عمر در چارچوب آزمایشگاه  $\tau'$  باشد قانون واپاشی رادیواکتیو  $N = N_0 e^{-t/\tau'}$  تعداد نسبی پیونهای را که در مدت  $t$  باقی می مانند به دست می دهد. باریکه با سرعت  $v$  حرکت می کند و قانون واپاشی بر حسب فاصله  $x = vt$  به صورت زیر نوشته می شود

$$N = N_0 e^{-x/v\tau'} \quad (20.17)$$

در چارچوب آزمایشگاه طول عمر  $\tau'$  با طول عمر ویژه  $\tau$  که در چارچوب سکون پیون اندازه گیری می شود برابر نیست. رابطه آنها چنین است

$$\tau' = \tau / \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (21.17)$$

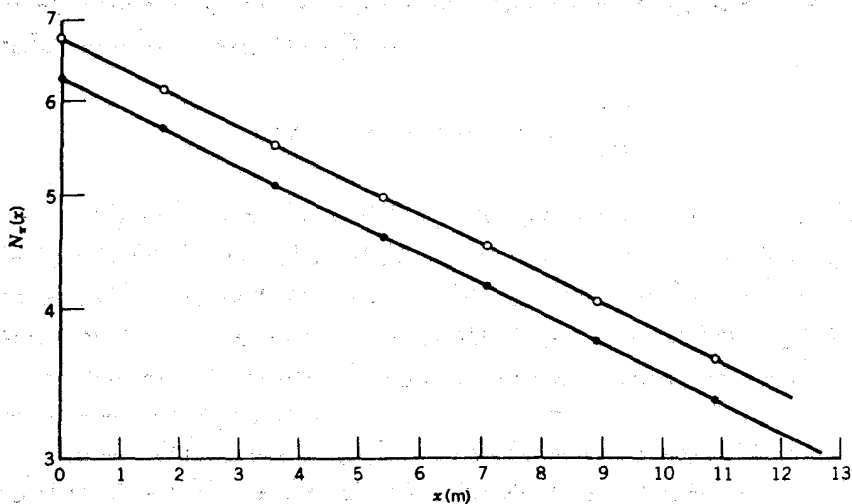
و بنابراین

$$N = N_0 e^{-Bx} \quad (22.17)$$

1. Browman et al., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1400, (1974).

2. Ayres et al., *Phys. Rev.* **D3**, 1051 (1971).





شکل ۸.۱۷ آهنک واپاشی بر حسب مسافت برای  $\pi^+$  (●) و  $\pi^-$  (○) که در حین پرواز واپاشیده می‌شوند.

که در آن

$$B = \frac{1}{v\tau'} = \frac{\sqrt{1-v^2/c^2}}{v\tau} \quad (23.17)$$

در آزمایش آیرس و همکارانش آشکار ساز پیون در طول مسیری بیش از ۱۰m حرکت داده می‌شد، و به دلیل واپاشی تغییرات آهنک شمارش ثبت می‌شد. شکل ۸.۱۷ واپاشی نمایی در یک نمایش نیمه لگاریتمی داده‌ها نشان داده شده است. شیب واپاشیهای  $\pi^+$  و  $\pi^-$  هر یک برابر  $0.575 \text{ m}^{-1}$  است. با استفاده از روشهای زمان پرواز، تکانه باریکه برابر  $p = 311.89 \text{ MeV}/c$  اندازه‌گیری شد که به موجب آن داریم

$$\frac{1}{\tau} = B \frac{v}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{B}{m} \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{Bp}{m} \quad (24.17)$$

$$\tau = \frac{1}{c} \frac{mc^2}{(B)(pc)} = 26.02 \pm 0.04 \text{ ns}$$

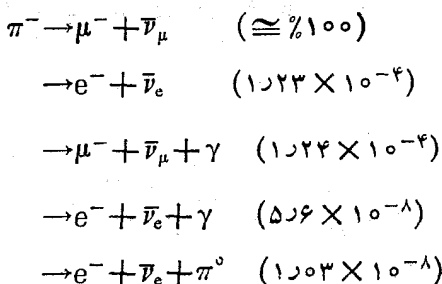
این نتایج که توسط آیرس و همکارانش برای طول عمر  $\pi^\pm$  به دست آمد، دو آزمون مستقیم از فیزیک بنیادی را به دست داد. قضیه CPT که در ارتباط با جرم  $\pi^\pm$  درباره آن بحث شد، ایجاب می‌کند که طول عمرهای  $\pi^+$  و  $\pi^-$  یکسان باشند. یکسان بودن شیبها در

شکل ۸.۱۷. نمایانگر آن است که طول عمرها مساوی اند و از اندازه گیرهای جداگانه شبیه می توان نسبت آنها را چنین به دست آورد.

$$\frac{\tau(\pi^+)}{\tau(\pi^-)} = 1.00055 \pm 0.00071$$

که با CPT سازگار است. همچنین طول عمر اندازه گیری شده مستقیماً معتبر بودن معادله نسبیتی خاص (۲۱.۱۷) را برای اتساع زمان نشان می دهد. آیرس و همکارانش واپاشی پیمونهای را که با سرعت  $v/c = 0.913$  حرکت می کردند مشاهده کردند؛ آزمایشهای دیگر در مورد واپاشی پیمونهای در حال سکون دقیقاً همان طول عمر  $26.02 \pm 0.04$  ns را نتیجه می دهند. بدین ترتیب، این آزمایش یکی از دقیقترین آزمونهای مستقیم نظریه نسبیت خاص اینشتین را فراهم می آورد.

پیمونهای باردار از طریق برهم کنش ضعیف (همچنانکه طول عمر  $10^{-8}$  s ایجاب می کند) به لپتونها (الکترونها یا موئونها و نوترینوهایشان) واپاشیده می شوند.



یک سری مشابه برای  $\pi^+$  نیز وجود دارد که در آن تمام ذرات به پادذرات تبدیل می شوند. در هر واپاشی، عدد لپتونی که برای لپتونهای موئونی ( $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ) و لپتونهای الکترونی ( $e^+$ ,  $e^-$ ,  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$ ) به طور جداگانه در نظر گرفته می شود، پایستگی دارد. چون در حالت اولیه هیچ لپتونی وجود ندارد، حالت نهایی باید عدد لپتونی صفر داشته باشد و بنابراین باید حاوی یک لپتون و یک پادلپتون از همان نوع باشد. واپاشیهای نظیر  $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$  ممنوع هستند زیرا پایستگی اعداد لپتونی الکترونی، و موئونی را نقض می کنند.

انشعاب نسبی واپاشیهای  $\pi^\pm$  به  $\mu^\pm$  یا  $e^\pm$  را می توان با در نظر گرفتن آمار فرایند واپاشی درک کرد. بنا به معادله (۷۹.۲) احتمال واپاشی متناسب با حاصلضرب مربع جزء ماتریس در چگالی تابع حالات است. فرض می کنیم که الکترونها و موئونها شدت برهم کنش ضعیف یکسانی داشته باشند و بنابراین اختلافات در انشعاب واپاشی آنها باید ناشی از چگالی حالات نهایی باشد. مقدار این چگالی برای واپاشی به دو ذره چنین است (معادله ۱۵.۹)

$$\rho(E_f) \equiv \frac{1}{V} \frac{dn}{dE_f} = \frac{4\pi p^2}{h^3} \frac{dp}{dE_f} \quad (25.17)$$

در اینجا  $E_f$  انرژی نهایی کل واپاشی و  $p$  تکانه هریک از لپتونهای باردار ( $\mu^\pm$  یا  $e^\pm$ ) نوترینو را نشان می‌دهد، زیرا برای واپاشی در حال سکون  $\pi^\pm$  پایستگی تکانه ایجاب می‌کند که تکانه‌ها مساوی و مختلف‌الجهت باشند. بنابراین چون  $E_f$  در چارچوب سکون  $\pi^\pm$  دقیقاً برابر انرژی جرمی آن است

$$E_f = m_\pi c^2 = E_\nu + E_\pm \quad (26.17)$$

که در آن  $E_\nu$  انرژی نوترینو و  $E_\pm$  انرژی لپتون باردار است، داریم

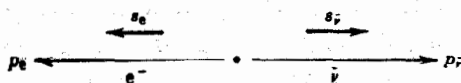
$$E_f = m_\pi c^2 = cp + \sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4} \quad (27.17)$$

$$dE_f = \left[ c + \frac{1}{\sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4}} c^2 p \right] dp \quad (28.17)$$

در اینجا  $m$  جرم لپتون باردار ( $e$  یا  $\mu$ ) را نشان می‌دهد. برای حذف  $p$  با استفاده از معادله (۲۷.۱۷) داریم

$$p^2 \frac{dp}{dE_f} = \frac{(m_\pi^2 + m^2)(m_\pi^2 - m^2)^2}{4cm_\pi^4} \quad (29.17)$$

یک عامل دیگر نیز در چگالی حالتها ظاهر می‌شود. شکل ۹.۱۷ نمایش ساده‌ای از فرایند واپاشی را نشان می‌دهد.  $e^-$  و  $\bar{\nu}_e$  در جهات مخالف گسیل می‌شوند. چون اسپین پیون صفر است مجموع اسپینهای  $\bar{\nu}_e$  و  $e^-$  باید صفر شود. تمام پادنوترینوها دارای  $\mathbf{s}$  و  $\mathbf{p}$  موازی هستند (بحث مربوط به واپاشی بتا در بخش ۹.۹ جلد اول، ترجمه فارسی را ببینید)، بنابراین اسپین الکترون باید موازی تکانه‌اش باشد. اما الکترونهای واپاشی بتا دارای هلیسیت  $h = \mathbf{s} \cdot \mathbf{p} / |\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}|$  برابر با  $v/c$  هستند و بنا بر آنچه از نظریه برهم‌کنشهای ضعیف انتظار می‌رود الکترونهای فوق‌العاده نسبیتی مانند آنچه در واکنشهای  $\pi^-$  گسیل می‌شوند دارای  $h = -v/c \approx -1$  هستند. از سوی دیگر، هندسه شکل ۹.۱۷ ایجاب می‌کند که هلیسیت برابر با  $+1$  باشد. بنا بر این کسری از الکترونهای گسیل شده در واپاشی که هلیسیت مثبت



شکل ۹.۱۷ از واپاشی در حال سکون  $\pi^-$  ذرات  $\bar{\nu}_e$  و  $e^-$  با تکانه‌های مخالف حاصل می‌شوند. چون  $\mathbf{s}$  و  $\mathbf{p}$  باید برای  $\bar{\nu}_e$  موازی باشند جهت  $s_{\bar{\nu}}$  باید به صورت فوق باشد و چون پیون اسپین ذاتی ندارد. مجموع  $s_e$  و  $s_{\bar{\nu}}$  صفر می‌شود و بنا بر این  $s_e$  باید مخالف  $s_{\bar{\nu}}$  باشد.

دارند برابر  $(1 - v/c)$  است و احتمال واپاشی با همین ضریب کاسته می‌شود. (چون الکترونها دارای  $v/c \approx 1$  هستند، عمدتاً همین عامل باعث می‌شود که نسبت انشعاب مد الکترون نسبت به مدموئون بسیار کم شود.) مجدداً با استفاده از معادله (۲۷.۱۷) داریم

$$1 - \frac{v}{c} = \frac{2m^2}{m_\pi^2 + m^2} \quad (30.17)$$

با ترکیب این عوامل، احتمال واپاشی پيون،  $\lambda$ ، طبق رابطه زیر به عوامل سینماتیکی بستگی دارد

$$\lambda \propto \frac{m^2(m_\pi^2 - m^2)^2}{m_\pi^4} \quad (31.17)$$

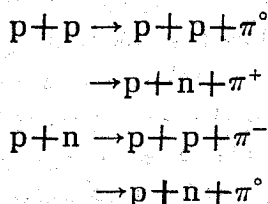
و بنابراین

$$\begin{aligned} \frac{\lambda(\pi \rightarrow e\nu)}{\lambda(\pi \rightarrow \mu\nu)} &= \frac{m_e^2(m_\pi^2 - m_e^2)^2}{m_\mu^2(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2} \\ &= 1.248 \times 10^{-4} \end{aligned} \quad (32.17)$$

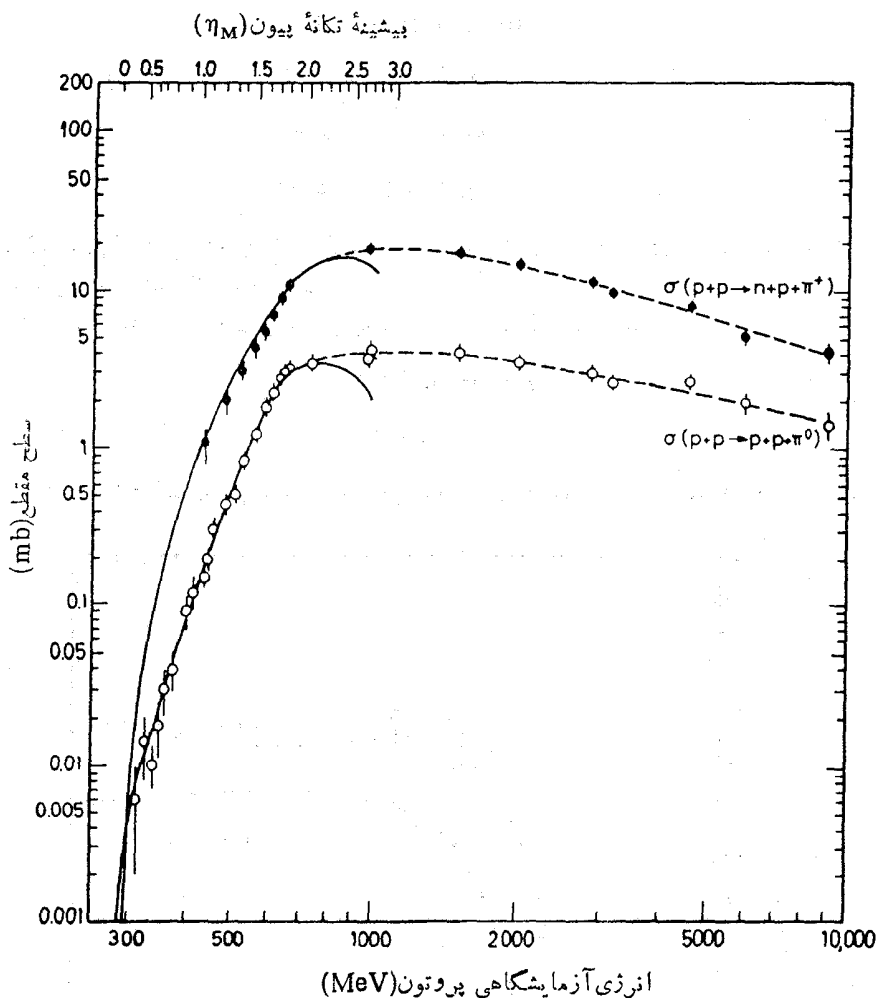
که با نسبت مشاهده شده  $(1.24 \pm 0.05) \times 10^{-4}$  سازگار است.

### تولید

ساده‌ترین راه تولید پیونها برخورد پروتونها با هدفهای هسته‌ای است (مانند آنچه در کارخانه‌های مزون رخ می‌دهد). ساده‌ترین واکنشهای نوکلئون-نوکلئون عبارت‌اند از



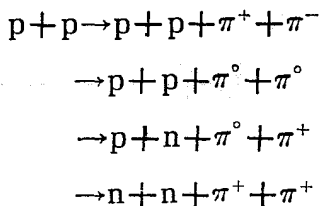
توجه کنید که هر دو حالت ابتدایی و نهایی شامل دو نوکلئون هستند؛ این نتیجه حاصل از پایستگی باریونهاست چرا که نوکلئونها سبکترین اعضای خانواده باریونها هستند. مقدار  $Q$  برای این واکنشها به‌طور تقریبی برابر انرژی سکون پيون با علامت منفی است، بنا بر این بنا به معادله (۱۳.۱۵)، انرژی آستانه برابر  $T_{th} = 290 \text{ MeV}$  خواهد بود. سطح مقطع تولید پيون منفرد در نزدیکیهای انرژی آستانه کاملاً کوچک است، اما در نزدیکی  $1 \text{ GeV}$  این مقدار افزایش می‌یابد و به‌قله‌ای پهن (شکل ۱۰.۱۷) می‌رسد و به همین دلیل



شکل ۱۰.۱۷ سطح مقطعهای تولید یون در برخوردهای پروتون-پروتون.

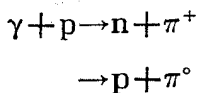
است که کارخانه‌های مزون یا باریک‌های پروتونی درگستره انرژی  $0.08 \text{ GeV} - 0.05 \text{ GeV}$  عمل می‌کنند.

برخلاف فرمیونهای با اسپین  $1/2$ ، مانند لپتونها و باریونها، هیچ قانونی که مستلزم پایستگی تعداد ذرات با اسپین صحیح مانند مزونها باشد وجود ندارد. بنا براین واکنشهای نوکلئون-نوکلئون می‌توانند به صورتی سازگار با پایستگی باروانرژی، هر تعدادی از مزونها را تولید کنند. در آستانه‌ای در حدود  $0.06 \text{ MeV}$ ، تولید دو پیون ممکن می‌شود.

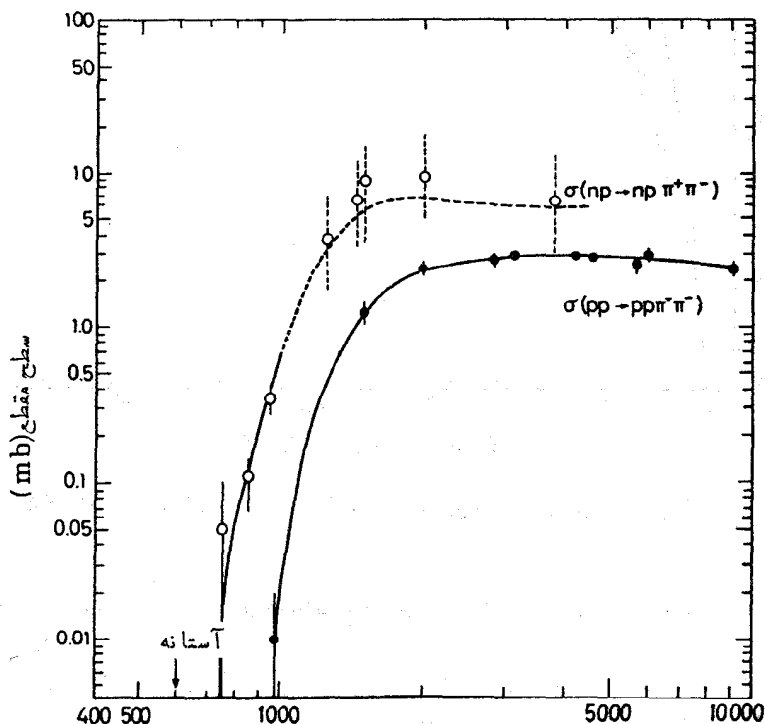


سطح مقطعها (شکل ۱۱.۱۷) در گستره انرژی  $0.8 - 0.5 \text{ GeV}$  در مقایسه با مقادیر متعلق به تولید پیون منفرد کوچک هستند.

بر توگامای فرودی بر نوکلئونها نیز می‌تواند تولید پیون کند



مقدار آستانه برای این فرایند تولید فوتونی در حدود  $150 \text{ MeV}$  است. باریکه فوتونهای



انرژی آزمایشگاهی نوکلئون (MeV)

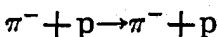
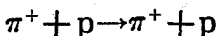
شکل ۱۱.۱۷ سطح مقطعهای تولید دو پیون در فرایند برخورد نوکلئون-نوکلئون.

تا این حد پراورژی را می توان به صورت باریکه های ثانویه درشتا بدهنده های الکترون در زمانی که الکترونها به حرکت در مسیر دایره ای واداشته می شوند (تابش سنکروترون) یا زمانی که دریک هدف جامد متوقف می شوند (تابش ترمزی) به دست آورد.

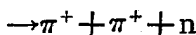
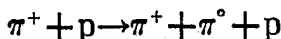
در کارخانه های مزون، هدفهای تولید پیون اجسام جامد از جنس مواد دارای Z پایین مانند کربن یا برلیم، هستند. در انرژیهای ۸ GeV و ۵-۸ GeV فوتونهای فرودی دارای طول موج کامپتونی برابر با ۱۰۱۴-۸۰۰ fm هستند و بدین ترتیب به جای آنکه هسته را به صورت کلی «بینند» با تک تک نوکلئونها سروکار دارند. با این وجود در برخورد نوکلئون-هسته، سطح مقطعهای نوکلئون-نوکلئون به میزان قابل ملاحظه ای بر اثر حرکت نوکلئونهای منفرد در هسته و حضور هسته های دیگر، تغییر می کنند. شکل ۱۲.۱۷ مثالی از سطح مقطعهای تولید پیون را برای پروتونهای فرودی بر  ${}^9\text{Be}$  و  ${}^{12}\text{C}$  نشان می دهد. به یاد داشته باشید که تولید  $\pi^+$  بسیار محتملتر از تولید  $\pi^-$  است. تنها یک واکنش (به صورت  $p+n \rightarrow p+p+\pi^-$ ) قادر به تولید  $\pi^-$  منفرد است. در حالی که برای تولید  $\pi^+$  دو واکنش می تواند صورت گیرد ( $p+n \rightarrow p+n+\pi^+$  و  $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$  که دومی با احتمال بیشتری رخ می دهد). در توانهای تفکیک بالاتر، اثر حالات خاص برانگیخته نهایی هسته را می توان مشاهده کرد. همان گونه که شکل ۱۲.۱۷ نشان می دهد، این اثرات می توانند برای حالات نهایی  $\pi^+$  و  $\pi^-$  کاملاً متفاوت باشند. علی رغم حالات نهایی با تصویر آینه ای  ${}^9\text{Be}$  و  ${}^{12}\text{C}$ ، سطح مقطعهای نسبی متفاوت هستند.

### ۳.۱۷ واکنشهای پیون-نوکلئون

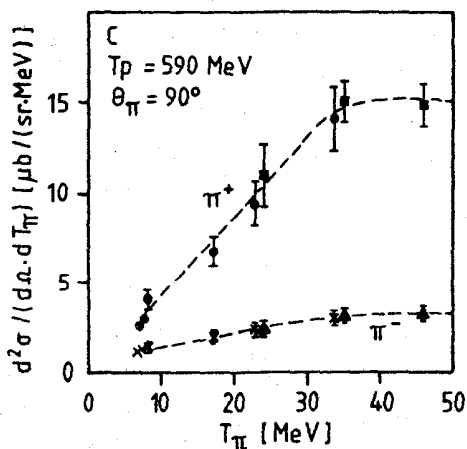
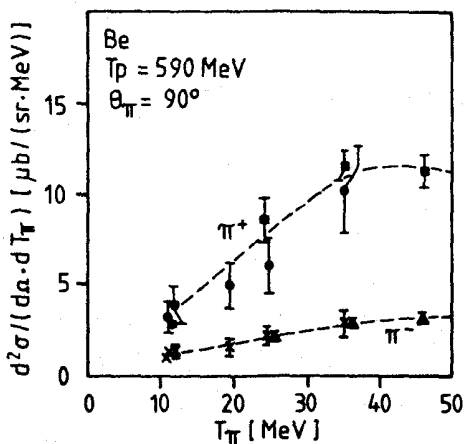
واکنشهایی را که توسط پیونهای فرودی بر نوکلئونها ایجاد می شوند می توان با به کارگیری تکنیکهایی شبیه آنچه در فصل ۱۱ راجع به واکنشهای ناشی از نوکلئون مورد بحث قرار گرفت، دسته بندی و تحلیل کرد. سه نوع واکنش را می توان مشخص کرد. پراکندگی کشسان، پراکندگی ناکشسان، و تبادل بار-پراکندگی کشسان (الاستیک) شامل واکنشهایی مانند واکنشهای زیر است



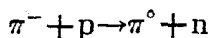
در واکنشهای ناکشسان که در فصل ۱۱ مورد بحث قرار گرفت، هسته هدف در حالتی برانگیخته باقی می ماند. در مورد پیونها، انرژی (اضافی) صرف تولید پیونهای جدید می شود



واکنشهای تبادل بارشبه به واکنشهای (p, n) هستند

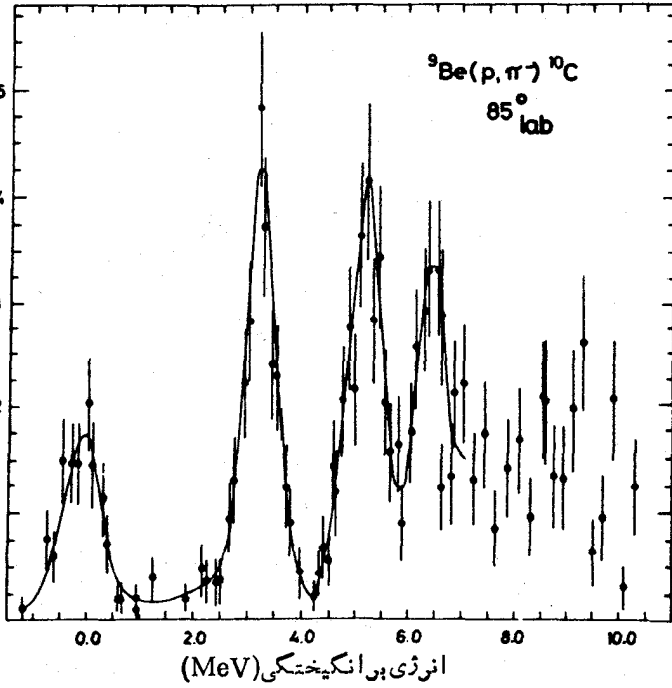
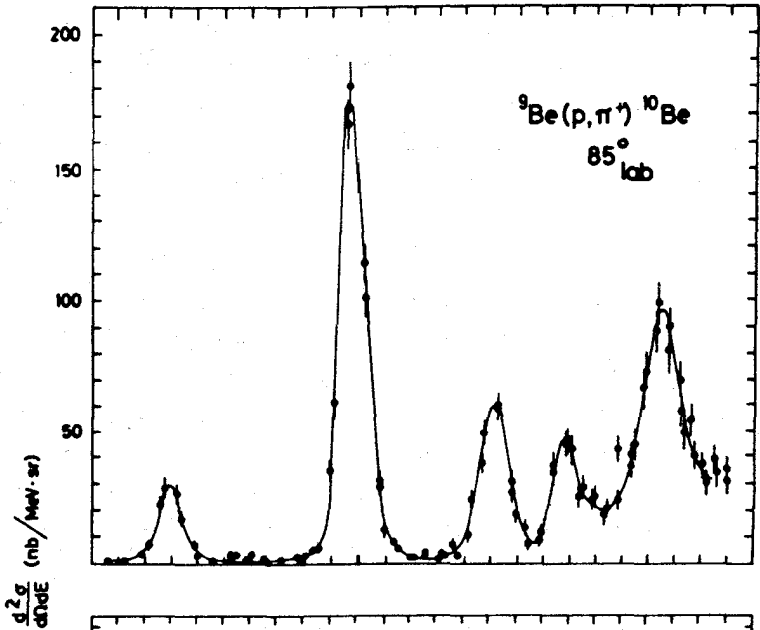


شکل ۱۲-۱۷ سطح مقطعهای تولید پیدون توسط پروتونهای فرودی برهدهای  ${}^9\text{Be}$  و  ${}^{12}\text{C}$  در بالا مقایسه‌ای از تولید  $\pi^+$  و  $\pi^-$  توسط پروتونهای  $590 \text{ MeV}$ ، و در صفحه بعد واکنشهای پروتونهای  $185 \text{ MeV}$  با  ${}^9\text{Be}$  که به حالات پراکنجسته منفرد منتهی می‌شوند نشان داده شده‌اند. حالات پراکنجسته شناخته شده برای  ${}^9\text{Be}$  در انرژیهای  $337 \text{ MeV}$ ،  $396 \text{ MeV}$  تا  $426 \text{ MeV}$  (یک چند تاییه چهارحالتی)،  $37 \text{ MeV}$  تا  $54 \text{ MeV}$  (دو حالت)، و  $27 \text{ MeV}$  تا  $94 \text{ MeV}$  (دو حالت) واقع می‌شوند. برای  ${}^{12}\text{C}$  حالات شناخته شده در انرژیهای  $38 \text{ MeV}$ ،  $22 \text{ MeV}$  تا  $38 \text{ MeV}$  (دو حالت)، و  $58 \text{ MeV}$  قرار دارند.



تنها در مورد پراکنده‌گیهای ناکشسانی که منجر به تولید پیدون می‌شوند، مقدار آستانه قابل ملاحظه ( $170 \text{ MeV}$ ) است، بقیه واکنشها حتی با پیدونهای بسیار کم انرژی نیز





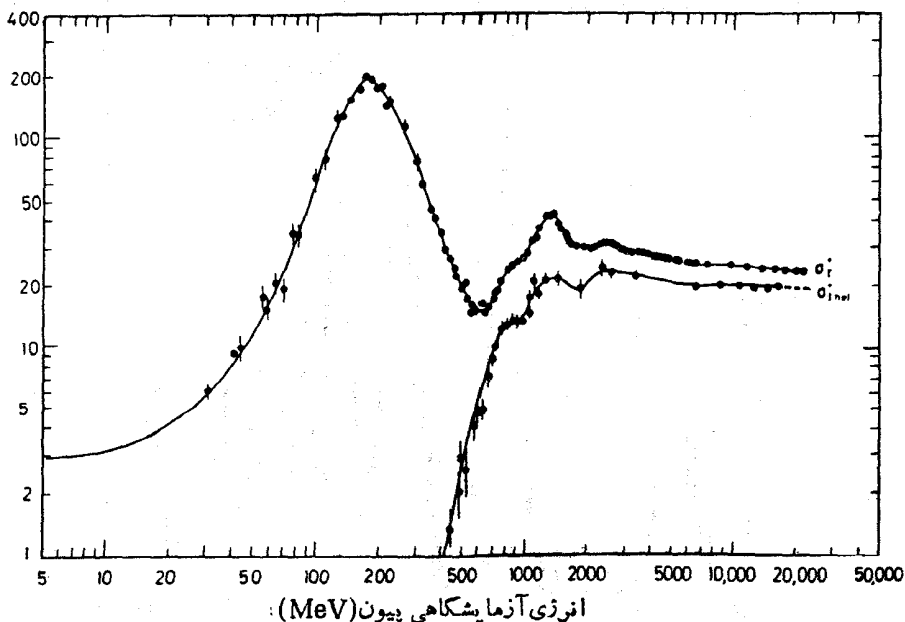
شکل ۱۴.۱۷ (ادامه).

انجام پذیر هستند.

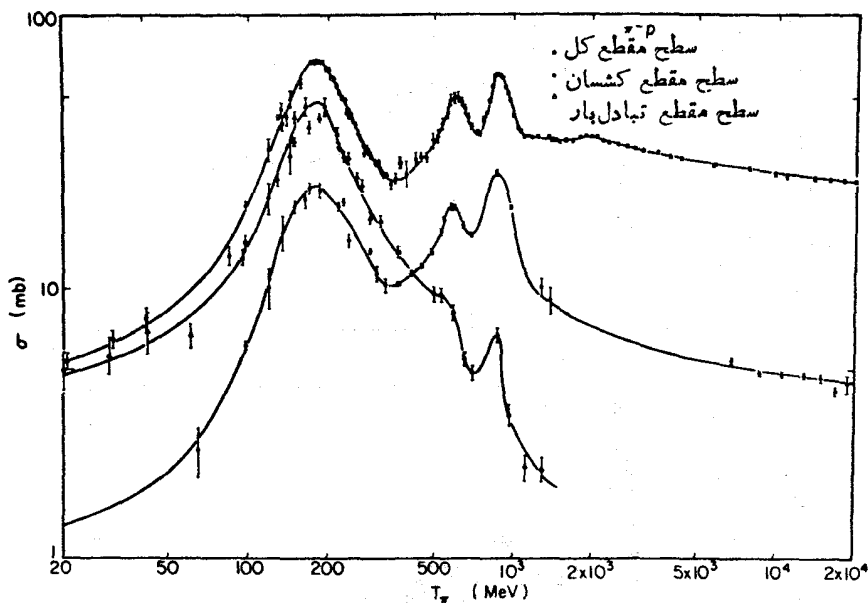
سطح مقطعهای واکنشهای  $\pi^+ p$  و  $\pi^- p$ ، که در شکلهای ۱۳۰۱۷ و ۱۴۰۱۷ نموده شده‌اند، تعدادی تشدید پهن، از همان نوعی که در بخش ۱۲۰۱۱ مورد بحث قرار گرفت ولی اندکی بهتر، را نشان می‌دهند. در واکنشهای هسته‌ای کم انرژی، تشدیدها را مانند ترازهای هسته‌ای گسسته در نظر می‌گیریم. تشدیدها دارای انرژی، طول عمر (یا پهنای)، و علامت اسپین-پاریته مشخص هستند و می‌توانیم شکل گیری و واپاشی آنها را به حالات نهایی مختلف مورد مطالعه قرار دهیم. به طور خلاصه، هر تشدید به اندازه یک حالت مقید هسته‌ای واقعی است.

در این صورت، چگونه باید این تشدیدهای پیون-نوکلئون را مورد بررسی قرار داد؟ از ادامه آزمایشها چنین فرا می‌گیریم که تشدیدها نیز دارای انرژیها، طول عمرهای واپاشی، ویژگی اسپین-پاریته، و مدهای واپاشی مشخص هستند. هر تشدید پیون-نوکلئون ساختاری واقعی و مشخص مانند یک پروتون یا نوترون «عادی» تشکیل می‌دهد و این واقعیت که این تشدیدها عمرهای بینهایت کوتاه دارند نباید ما را به پیش داوری و ادوارد و مانع از آن شود که آنها را در فهرست ذرات قرار دهیم. این ذرات تشدید می‌نقش مهمی در دسته بندی ذرات که در فصل ۱۸ مورد بحث قرار می‌گیرد دارد.

سطح مقطع  $\pi^+ p$  در انرژی پیونی حدود  $200 \text{ MeV}$  (مطابق با انرژی مرکز جرم



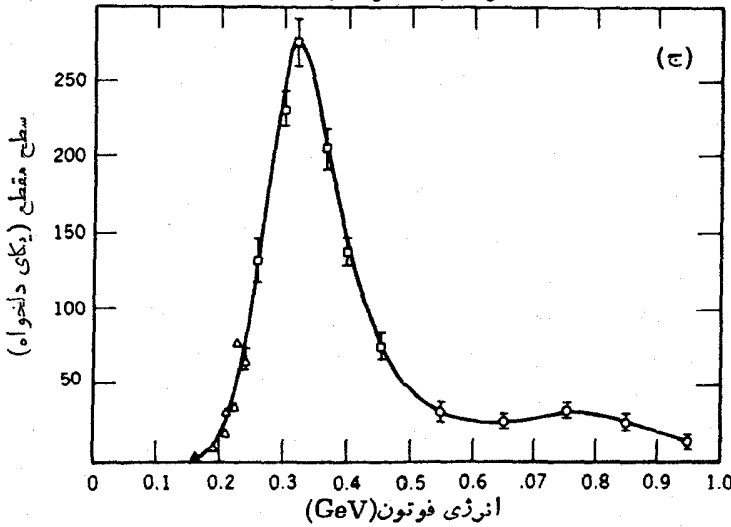
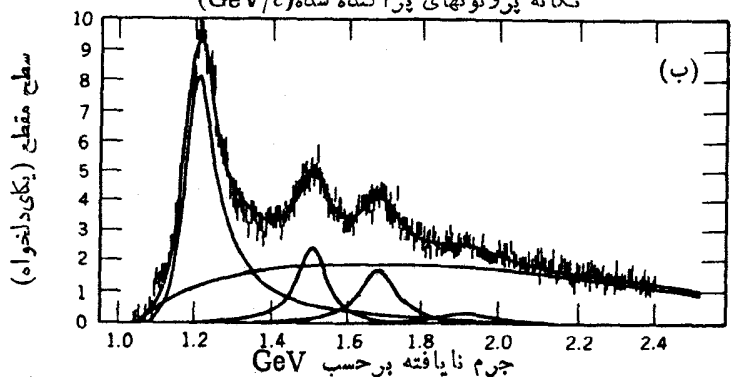
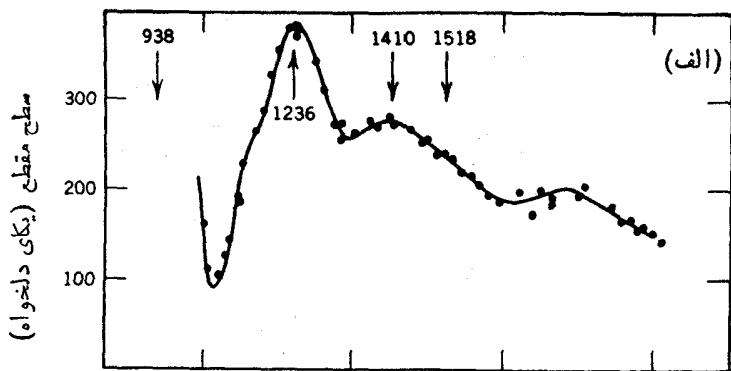
شکل ۱۳۰۱۷ سطح مقطعهای کلی و ناکشان برای واکنشهای  $\pi^+ + p$ .



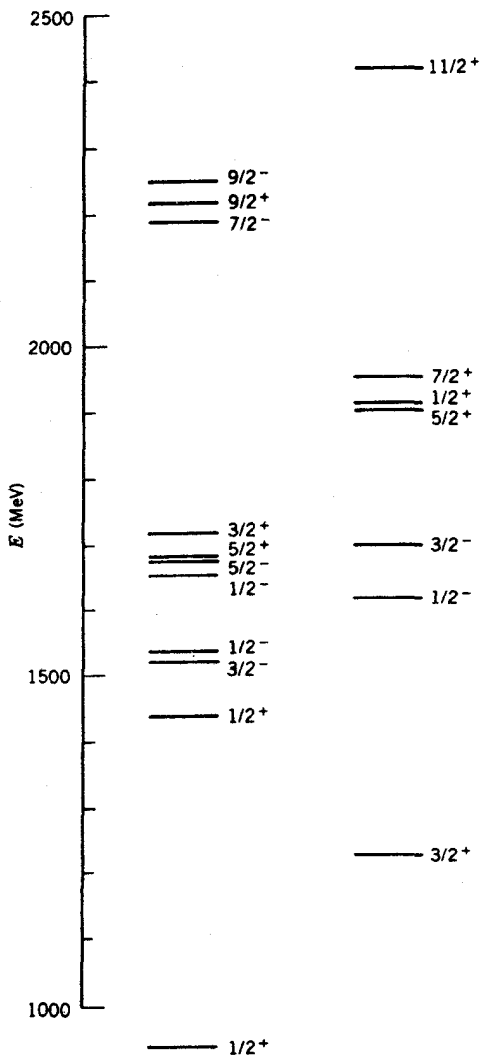
شکل ۱۴.۱۷ سطح مقطعیهای واکنشهای  $\pi^- + p$

تحت الشعاع يك تشدید خیلی بزرگ قرار می‌گیرد، همین تشدید در سطح- $1232 \text{ MeV}$ ) تشدیدهای کشسان  $\pi-p$  و تبادل بار هم رخ می‌دهد. این تشدید منحصر به پراکندگی پيون نیست، شکل ۱۵.۱۷ نتایج پراکندگی ناکشسان نوکلئون-نوکلئون، پراکندگی ناکشسان الکترون از پروتونها، و تولید فوتون را نشان می‌دهد. این سطح مقطعیهای تشدیدهای ضعیفتر مشترک دیگری نیز دارند. بعضی از این تشدیدها، مانند  $1232 \text{ MeV}$ ، تشدیدهای  $\Delta$  نامیده می‌شوند و همواره در چندتایه‌های شامل ۴ حالت باری ( $2^+$ ،  $1^+$ ،  $0^+$ ، و  $1^-$ ) دیده می‌شوند. بقیه تشدیدها مانند نوکلئونها در حالت‌های دوباری ( $1^+$  و  $0^+$ ) رخ می‌دهند؛ اینها تشدیدهای N (یا گاهی  $N^*$ ) نامیده می‌شوند. کاملاً مناسب است که تشدیدهای N، و به‌طور مشابه تشدیدهای  $\Delta$  را، به‌عنوان حالات برانگیخته نوکلئون تفسیر کنیم. در حال حاضر با صرف نظر از ساختار داخلی که ممکن است حالات برانگیخته را مطرح سازد، می‌توانیم طیف برانگیختگی را به‌همان روش که طیف برانگیختگی اتم هیدروژن را در نظر گرفتیم در نظر بگیریم. شکل ۱۶.۱۷ طیف حالات برانگیخته N و  $\Delta$  را، که بعضی از آنها در جدول ۱۰.۱۷ آمده است، نشان می‌دهد.

هر يك از N حالت، مانند نوکلئونها، يك دو تايه است و در نتیجه می‌توان ایزوسپین  $T = 1/2$  را به آنها نسبت داد. هر يك از حالت‌های  $\Delta$  مطابق با یکی از حالت‌های  $T = 3/2$  ( $4 = 2T + 1$ ) يك چهار تايه است. جرمهای اعضای چندتایه می‌توانند در غیاب برهم کنشهای



شکل ۱۵-۱۷ سطح مقطعهای (الف) پراکندگی ناکشسان پروتون-پروتون به‌ازای تکانه فردی  $4.55 \text{ GeV}/c$ ، (ب) پراکندگی ناکشسان الکترون-پروتون به‌ازای انرژی فرودی  $7 \text{ GeV}$  و (ج)، تولید فوتونی که در آن انرژی فوتون فرودی  $340 \text{ MeV}$  و مطابق با تشدید  $1232 \text{ MeV}$  است.

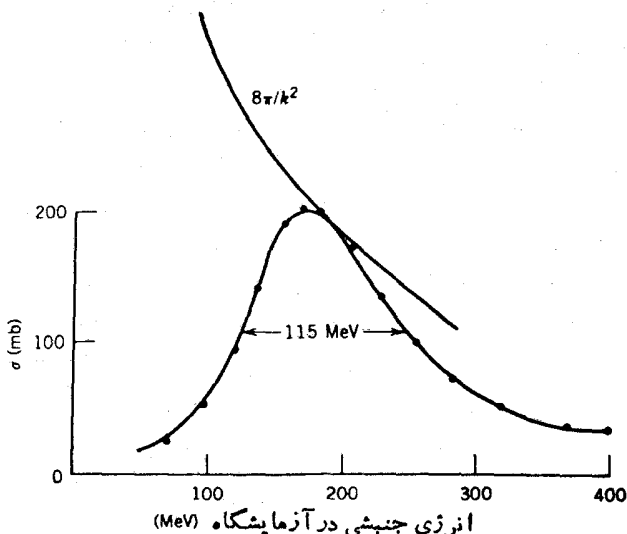


تشدیدهای Δ (چهارتایه)      تشدیدهای N (دوتایه)

شکل ۱۶.۱۷ طیف حالات برانگیخته N یا Δ.

الکترومغناطیسی با یکدیگر مساوی باشند؛ شکافتگیهای جرمی مشاهده شده از مرتبه چند  $MeV/c^2$  هستند که در مقایسه با خود جرمها و حتی با اختلاف بین جرمهای چندتایه‌های مختلف کوچک‌اند. این مشخصات ایزوسپینی با تعبیر تشدیدهای N و Δ به‌عنوان حالات

$I_{\pi}$	ایزوسپین	اسپین پاریته	بهنای (MeV)	انرژی (MeV)	نامگذاری
۱	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^{+}$	—	۹۳۹	N(۹۳۹)
۱	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^{+}$	۲۰۰	۱۴۴۰	N(۱۴۴۰)
۲	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}^{-}$	۱۲۵	۱۵۲۰	N(۱۵۲۰)
۰	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^{-}$	۱۵۰	۱۵۳۵	N(۱۵۳۵)
۰	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^{-}$	۱۵۰	۱۶۵۰	N(۱۶۵۰)
۲	$\frac{1}{2}$	$\frac{5}{2}^{-}$	۱۵۵	۱۶۷۵	N(۱۶۷۵)
۳	$\frac{1}{2}$	$\frac{5}{2}^{+}$	۱۲۵	۱۶۸۰	N(۱۶۸۰)
۱	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}^{+}$	۲۰۰	۱۷۲۰	N(۱۷۲۰)
۴	$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{2}^{-}$	۳۵۰	۲۱۹۰	N(۲۱۹۰)
۵	$\frac{1}{2}$	$\frac{9}{2}^{+}$	۴۰۰	۲۲۲۰	N(۲۲۲۰)
۴	$\frac{1}{2}$	$\frac{9}{2}^{-}$	۳۰۰	۲۲۵۰	N(۲۲۵۰)
۱	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^{+}$	۱۱۵	۱۲۳۲	$\Delta(1232)$
۰	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}^{-}$	۱۴۰	۱۶۲۰	$\Delta(1620)$
۲	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^{-}$	۲۵۰	۱۷۰۰	$\Delta(1700)$
۳	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}^{+}$	۳۰۰	۱۹۰۵	$\Delta(1905)$
۱	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}^{+}$	۲۲۰	۱۹۱۰	$\Delta(1910)$
۳	$\frac{3}{2}$	$\frac{7}{2}^{+}$	۲۴۰	۱۹۵۰	$\Delta(1950)$
۵	$\frac{3}{2}$	$\frac{11}{2}^{+}$	۳۰۰	۲۴۲۰	$\Delta(2420)$



شکل ۱۷.۱۷ سطح مقطع پیون-پروتون در نزدیکی تشدید  $\Delta$ . قله سطح برایت-ویگنسر که با فرض اسپین  $3/2$  برابر با  $8\pi/k^2$  است نیز نمایش داده شده است. انرژی مرکز جرم در قله برابر  $1232\text{MeV}$  است.

برانگیخته سیستم پیون-نوکلئون سازگارند. بنا به قوانین مکانیک کوانتومی در مورد جفت شدگی تکانه زاویه‌ای انتظار داریم که از جفت شدن پیون  $T=1$  با نوکلئون  $T=1/2$  برایندهای  $T=3/2$  یا  $T=1/2$  به دست آید.

مشخصات این تشدیدها در مورد  $\Delta$  با انرژی  $1232\text{MeV}$  در شکل ۱۷.۱۷ نمایش داده شده است. تشدید در همان قالب برایت-ویگنسر از معادلات (۶۹.۱۱) و (۷۰.۱۱) پیروی می‌کند

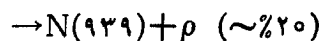
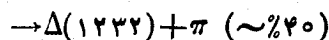
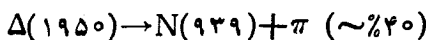
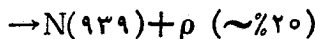
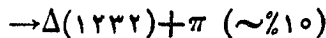
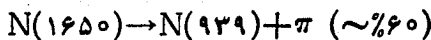
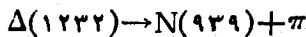
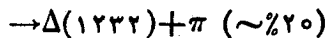
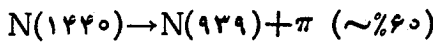
$$\sigma = \frac{\lambda}{k^2} \frac{\Gamma \Gamma_{\pi p}}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \frac{2s_\Delta + 1}{(2s_\pi + 1)(2s_p + 1)} \quad (33.17)$$

که در آن  $\Gamma_{\pi p}$  پهنای جزئی  $\Delta$ ،  $\Gamma$  پهنای کلی،  $E_R$  انرژی تشدید،  $s$  نمایش دهنده اسپینهای ذاتی ذرات ( $s_\pi = 0$ ،  $s_p = 1/2$ ) است. برای  $\Delta$ ،  $\pi^+ p$  تنها مدوآپاشی است و بنا بر این با طول عمر  $6 \times 10^{-24}\text{s}$  و پهنای  $\Gamma = \Gamma_{\pi p} = 115\text{MeV}$  متناظر است. در حالت تشدید ( $E = E_R$ )

$$\sigma = \frac{2\pi}{k^2} (2s_\Delta + 1) \quad (34.17)$$

به ازای انرژی جنبشی پیون  $200\text{MeV}$  در آزمایشگاه، در دستگاه مرکز جرم

$pc = 230 \text{ MeV}$  و بنابراین  $7 \text{ mb} = 7 \text{ fm}^2 = 0.7 \text{ fm}^2 = h^2 c^2 / p^2 = 1/k^2$  خواهد بود. بدین ترتیب  $(1 + 2s_{\Delta}) = 45 \text{ mb}$  و  $\sigma$  سطح مقطع بیشینه که  $200 \text{ mb}$  اندازه گیری شده تنها با  $s_{\Delta} = 3/2$  سازگار است. پس اسپین تشدید  $\Delta$  در  $1232 \text{ MeV}$  برابر  $3/2$  است. و تنها راه جفت شدن یک پيون با اسپین صفر و یک نوکلئون با اسپین  $1/2$  و به دست آمدن محصولی با اسپین  $3/2$ ، حالتی از تکانه زاویه ای مداري با  $l=1$  است. بنابراین پاریته  $\Delta$  زوج است؛ پاریته ذاتی  $\Delta$  حاصل ضرب پاریته های ذاتی اجزای  $\pi$  و  $p$  در پاریته نسبی مداري است، پس داریم  $1 = (-1)^l = \pi_p \pi_{\Delta}$ . با بحث های مشابه می توان تکانه زاویه ای مداري و ویژگی اسپین-پاریته متعلق به تشدیدهای دیگر  $N$  و  $\Delta$  را که در جدول ۱.۱۷ آمده است، به دست آورد. واپاشی تشدیدهای  $N$  و  $\Delta$  از طریق برهم کنشهای قوی در زمانهای مشخصه ای از مرتبه  $10^{-23} \text{ s}$  رخ می دهند. مدهای واپاشی غالب، مدهایی هستند که به تشدیدهای سبکتر  $N$  و  $\Delta$  همراه با یک یا چند پيون منتهی می شوند.



گاهی ممکن است که یک واپاشی از لحاظ انرژی ممنوع باشد، مانند  $N(1650) \rightarrow N(939) + \rho$  که در آن انرژی نهایی  $1707 \text{ MeV}$  است. پهنای بزرگ حالات نهایی اولیه باعث مجاز شدن این واپاشی می شوند، زیرا عدم قطعیت انرژی تشدید  $1650 \text{ MeV}$  به سادگی با  $1707 \text{ MeV}$  همپوشی می کند. (مزون  $\rho$  در بخش آینده مورد بحث قرار می گیرد.)

سطح مقطعهای دیفرانسیلی نیز برای واکنشهای پيون-نوکلئون اندازه گیری شده اند؛ نتایج تحلیل آنها با توصیفهای  $\Delta$  و  $N$  سازگارند. درگستره انرژی  $200 \text{ MeV}$ ، توزیعهای زاویه ای عیناً مشخصه  $l=1$  هستند؛ در انرژیهای بالاتر، توزیعهای زاویه ای پیچیده ترند اما بر حسب تغییرات  $l$  قابل تحلیل اند.

همان طور که در مورد سطح مقطعهای نوکلئون-نوکلئون در فصل ۴ دیدیم، می توان



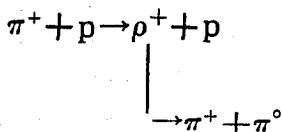
سطح مقطعهای پراکندگی پیون-نوکلئون را بر حسب تغییر فاز مشخص کرد. تغییر فاز موج  $p$  برای پیونهای فرودی با انرژیهای نزدیک به  $200 \text{ MeV}$  به  $90^\circ$  می‌رسد. معادله (۲۵.۱۱) را یادآور می‌شویم که بستگی سطح مقطع به تغییر فاز را به صورت  $\sin^2 \delta_i$  به دست می‌دهد و به ازای  $\delta_i = 90^\circ$  به مقدار بیشینه اش می‌رسد. این نتیجه با تشدید  $I = 1$  در  $1232 \text{ MeV}$  سازگار است.

به طور خلاصه، نتایج پراکندگی پیون-نوکلئون، شواهدی قوی برای تعبیر تشدیدها به صورت حالات ناپیوسته ذره همانند پراکنجیهای هسته‌ای به دست می‌دهند. این تعبیر با تشدیدهایی که در مطالعات دیگر دیده می‌شوند (پراکنجیهای  $pp$ ،  $\gamma p$ ،  $\epsilon p$ ) و با سطح-مقطعهای دیفرانسیلی سازگار است. این تشدیدهای  $\Delta$  و  $N$  به طور تاریخی ایزوبار نامیده می‌شوند، و تحلیل داده‌های پراکندگی  $\pi p$  که در بالا بیان شد مدل ایزوبار نامیده می‌شود. ساختار داخلی هسته‌ها ممکن است به حضور ایزوبارها، که می‌توانند در فرایند تبادل پیون مجازی بین نوکلئونهای مختلف در هسته تشکیل شوند، نیز بستگی داشته باشد.

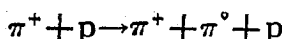
#### ۴.۱۷ تشدیدهای مزونی

پیونها سبکترین اعضای خانوادهٔ مزونها هستند. زمانی که انرژی فرودی افزایش می‌یابد امکان دارد در واکنشهای پروتون-پروتون یا پیون-پروتون مزونها دیگری به وجود آیند. تمام این مزونها دارای جرمهای بزرگتر از دو برابر جرم پیون هستند و چون قانون پایستگی برای تعداد مزونها وجود ندارد می‌توانند در مدت زمانی از مرتبهٔ  $10^{-23} \text{ s}$  از طریق واکنشهای قوی به دو یا تعداد بیشتری پیون واپاشیده شوند. هیچ آمیدی برای مشاهدهٔ مستقیم چنین طول عمرهای کوتاهی نیست، اما می‌توان با مشاهدهٔ محصولات واپاشی به وجود مزونها به صورت تشدیدهای کوتاه عمر پی برد، و نیز از توزیع انرژی محصولات واپاشی می‌توان به پهنای تشدید و در نتیجه طول عمر ذره دست یافت.

به عنوان مثال، مزون  $\rho^+$  را در نظر می‌گیریم که در برخورد پیون-نوکلئون می‌تواند تشکیل شود و سریعاً به  $\pi^+$  و  $\pi^0$  واپاشیده شود



همچنین ممکن است  $\pi^0$  مستقیماً در واکنش زیر تشکیل شود



چون نمی‌توان مستقیماً مزون  $\rho$  را مشاهده کرد، در هر دو حالت ذراتی که عملاً مشاهده می‌شوند دو پیون و یک پروتون هستند؛ هر دو واکنش به ذرات نهایی یکسانی منجر می‌شوند. سؤال این است که چگونه برای یک آزمایش کننده ممکن است واکنشی را که در آن یک

$\pi^0$  در نتیجه يك فرایند «برخورد» ایجاد می شود از واکنشی که در آن يك تشدید  $\rho^+$  تشکیل و سپس واپاشیده می شود، تمیز دهد؟ جواب را می توان با تحلیل انرژی پيونهای خروجی پیدا کرد. اگر اندازه گیری مستقیم انرژی و تکانه  $\rho^+$  ممکن باشد، رابطه نسبتی زیر آنها را به هم مرتبط می کند

$$[E_{\rho}^2 - c^2 p_{\rho}^2]^{1/2} = m_{\rho} c^2 \quad (35.17)$$

اگر دو پيون از واپاشی  $\rho^+$  حاصل شوند آنگاه انرژی کل آنها باید برابر با انرژی کل  $\rho$  باشد

$$E_{\rho} = E_{\pi^+} + E_{\pi^0} \quad (36.17)$$

جمع برداری تکانه هایشان باید برابر با تکانه اولیه  $\rho$  باشد

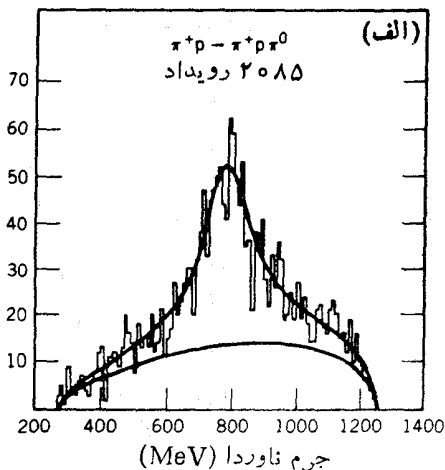
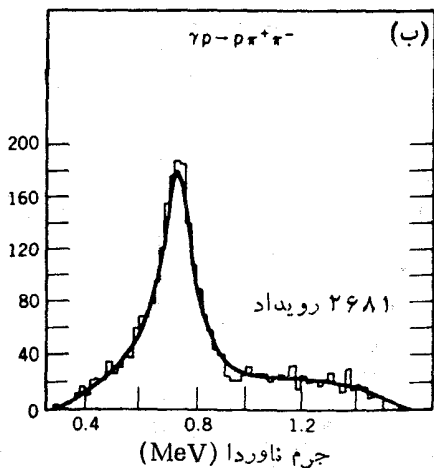
$$\mathbf{p}_{\rho} = \mathbf{p}_{\pi^+} + \mathbf{p}_{\pi^0} \quad (37.17)$$

با ترکیب این نتایج داریم

$$[(E_{\pi^+} + E_{\pi^0})^2 - c^2 |\mathbf{p}_{\pi^+} + \mathbf{p}_{\pi^0}|^2]^{1/2} = m_{\rho} c^2 \quad (38.17)$$

آنچه در این روش فوق العاده مفید است این است که کمیت طرف راست رابطه فوق انرژی سکون يك ذره است، یعنی يك کمیت ناوردای واقعی که باید در هر چارچوب مرجع که در آن کار می کنیم یکسان بماند. بنابراین می توانیم انرژی تکانه دو پيون را در چارچوب آزمایشگاه اندازه گیری کنیم، و اگر واقعاً يك مزون  $\rho$  تشکیل شود، ترکیب کمیت های طرف چپ رابطه (38.17) همواره به ازای هر توزیع مقادیر منفرد، مقدار یکسانی را برای  $m_{\rho} c^2$  به دست خواهد داد.

بدبختانه ممکن نیست که بتوانیم فرایند مستقیم  $\rho^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + p$  را در واکنش حذف کنیم، اما حالت نهایی سه جسمی که مستقیماً ایجاد می شوند، مانند حالت نهایی واپاشی بتازا، دارای يك مشخصه قابل تمایز می شود که عبارت است از توزیع آماری انرژی در میان محصولات نهایی. بنابراین توزیع جرم ناوردا دارای دو مؤلفه است: یکی زمینه ای پیوسته (که از يك مقدار کمینه در  $2m_{\pi} c^2$  تا يك مقدار بیشینه که مقدارش را انرژی فرودی مشخص می کند گسترده شده است) و دیگری قله ای در انرژی خاص متناظر با جرم ذره تشدیدي. شکل 18.17 مثالی از نمودار جرم ناوردار در این واکنش نشان می دهد و تشدید متناظر با  $\rho^+$  به سادگی در انرژی 770 MeV با پهنای 150 MeV برای ذره ای که قویاً واپاشیده می شود قابل تشخیص است. مزون  $\rho^+$  مانند پيون عضوی از يك سه تایی  $T=1$  با اعضای  $\rho^+$ ،  $\rho^0$ ، و  $\rho^-$  است. با اندازه گیری توزیع زاویه ای نسبی دو پيونی که در واپاشی  $\rho$  گسیل می شوند می توان نتیجه گرفت که اسپین این ذره برابر 1 است. چون پيونهای سازنده دارای اسپین صفر هستند، این ذرات باید در يك حالت نسبی  $p(l=1)$  در مزون  $\rho$  قرار داشته باشند. بنابراین می توان نشان داد که پاریته ذاتی مزون  $\rho$  فرد است



شکل ۱۸.۱۷ توزیع جرم ناورد برای  $\pi^+\pi^0$  به دنبال واکنش  $\pi^+\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^0$  با تکانه فرودی  $208 \text{ GeV}/c$  (الف)، و توزیع جرم  $\pi^+\pi^-$  به دنبال واکنش  $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-$  با به کارگیری فوتونهای  $28 \text{ GeV}$  (ب). تشدید طرف چپ متناظر با  $\rho^+$  و طرف راست متناظر با  $\rho^0$  است. انرژیهای تشدید برابر  $770 \text{ MeV}$  و پهنایها برابر  $150 \text{ MeV}$  هستند.

$$\pi_\rho = \pi_\pi \pi_\pi (-1)^l = -1 \quad (39.17)$$

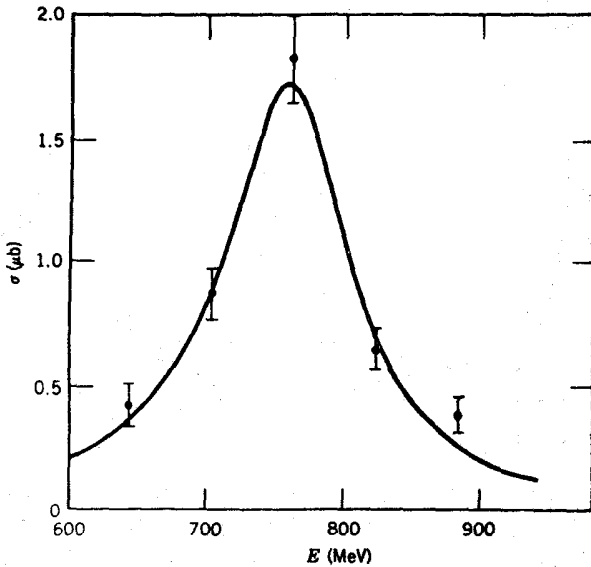
با استفاده از شتابدهنده‌های با باریکه‌های برخوردی می‌توان مزون  $\rho$  را از طریق نابودی  $e^+e^-$  تولید کرد. به علاوه، چون هیچ قانون پایستگی تعداد برای مزونها وجود ندارد، و چون در این مورد حالت اولیه یک الکترون و یک پوزیترون مجموعاً شامل صفر ذره خواهد شد (یک ذره و یک پادذره)، ساده‌ترین فرایند ممکن که وقوع آن مجاز است عبارت است از

$$e^+ + e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

شکل ۱۹.۱۷ تشدید در سطح مقطع  $e^+e^-$  را که متناظر با  $\rho^0$  است نشان می‌دهد. سطح مقطع تشدید را در اینجا هم می‌توان با استفاده از شکل برایت-ویگنسر (از معادله ۳۳.۱۷) تحلیل کرد

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma \Gamma_{ee}}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \frac{(\gamma S_\rho + 1)}{(\gamma S_e + 1)^2} \quad (40.17)$$

و در تشدید

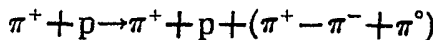


شکل ۱۹.۱۷ سطح مقطع تولید مزون در نابودی  $e^+e^-$  با اندازه گیری آهنک تولید  $\pi^+\pi^-$  برحسب انرژی الکترون، سطح مقطع بررسی می شود. قله سطح مقطع در حدود  $1.5 \mu b$  است.

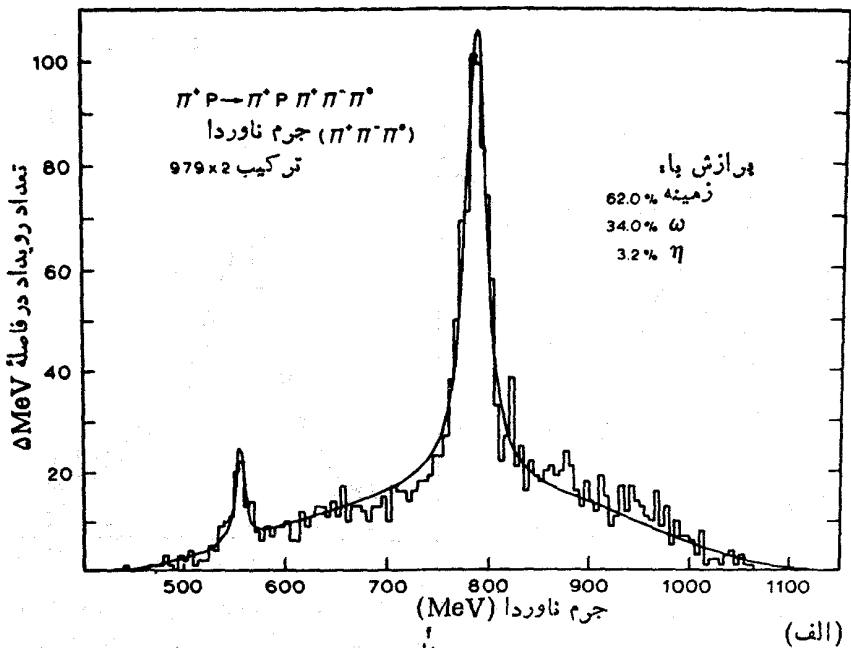
$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma} (2s_p + 1) \quad (۲۱.۱۷)$$

که در آن  $\Gamma_{ee}$  پهنای شکل  $\rho$  در برخورد های  $e^+e^-$  است. مقسدار  $\Gamma_{ee}/\Gamma$  را می توان از احتمال نسبی واپاشی  $\rho$  به  $e^+e^-$  که برابر  $10^{-5} \times (0.2 \pm 0.06)$  اندازه گیری شده است، تعیین کرد. در دستگاه مرکز جرم (که برای آزمایش های باریکه های برخورد کننده با دستگاه آزمایشگاه یکسان است)، انرژی الکترون نصف  $770 \text{ MeV}$  است، که از آنجا  $\sigma = 38(2s_p + 1) \mu b$  به دست می آید و سطح مقطع قله با مقدار  $s_p = 1$  سازگاری دارد.

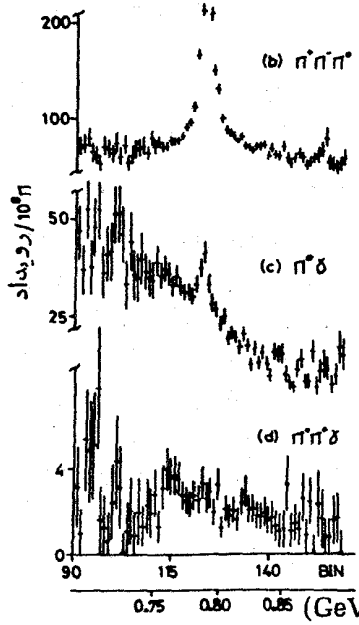
به عنوان مثال دومی از تشدید مژونها، حالات نهایی سه پیونی را که از لحاظ الکتریکی خنثی است و در واکنش زیر تشکیل می شود در نظر می گیریم



شکل ۲۰.۱۷ توزیع جرم ناوردای سه پیونی را نشان می دهد؛ مجدداً يك زمينه پیوسته وجود دارد اما دوقله تشدید یکی در  $529 \text{ MeV}$  (مزون  $\eta$ ) و دیگری در  $783 \text{ MeV}$  (مزون  $\omega$ ) دیده می شود.



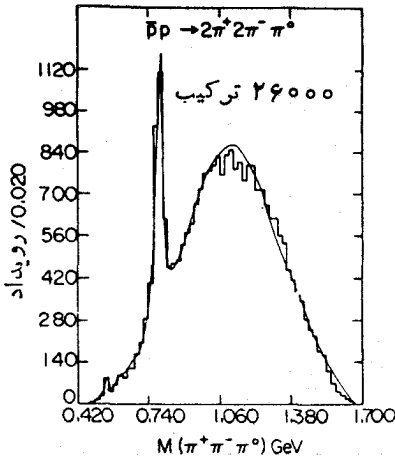
(الف)



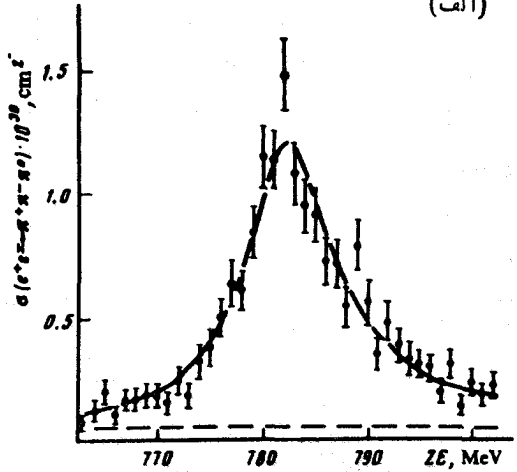
(ب)

شکل ۲۰۱۷ تولید مزونهای  $\omega$  در واکنشهای  $\pi^+p$  (الف) و واکنشهای  $\pi^-p$  (ب). تشدید  $3\pi$  در بالا در  $786\text{ MeV}$  رخ می‌دهد، در پایین حالات نهایی گوناگون ممکن در نتیجه واکنش  $\omega\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  نمایش داده شده است. در انرژی  $782\text{ MeV}$  یک تشدید  $3\pi$  با پهنای  $10\text{ MeV}$  وجود دارد. برای حالات نهایی  $\pi^+\gamma$  نیز تشدید رخ می‌دهد اما به مقدار قابل توجهی ضعیفتر است؛ نسبت بین مساحت قله‌ها مقدار  $4\%$  را برای نسبت انشعاب واپاشیهای  $\omega \rightarrow \pi^+\gamma$  و  $\omega \rightarrow 3\pi$  به دست می‌دهد. هیچ شهادتی برای حالات نهایی  $\pi^+\pi^-\gamma$  به دست نیامده است.

(ب)

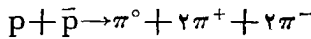


(الف)



شکل ۲۱۰۱۷ تولید مزونهای  $\omega$  از  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$  (الف) و  $p\bar{p} \rightarrow 5\pi$  (ب). قله‌ای که در  $782\text{MeV}$  با پهنای  $10\text{MeV}$  دیده می‌شود متناظر با مزون  $\omega$  است.

شکل ۲۱۰۱۷ ترکیب سه پیونی حاصل از واکنش پروتون و پادپروتون را به صورت زیر نشان می‌دهد



حالات نهایی باردار (مانند  $\pi^+\pi^+\pi^-$ ) دارای هیچگونه قله تشدید در این انرژیها نیستند، بنا بر این  $\omega$  و  $\eta$  مزونهای تک تابه هستند که تنها در حالت باری خنثی به وجود می‌آیند. مزون  $\omega$  با سطح مقطعی نزدیک به  $\rho$  در برخوردهای  $e^+e^-$  تولید می‌شود. همان گونه که انشعاب واپاشی الکترومغناطیسی آن تقریباً برابر با نسبت انشعاب  $\rho$  است (برای  $\omega$ ،  $\Gamma_{ee}/\Gamma = 6.7 \times 10^{-5}$ )، عوامل عددی سطح مقطع آن هم نزدیک به مقادیر مربوط به  $\rho$  هستند و استنتاج مقدار اسپین نیز به همین ترتیب ( $s_\omega = 1$ ) است. پهنای تشدید  $\omega$  در حدود  $10\text{MeV}$  است که نشان می‌دهد واپاشی آن به اندازه یک مرتبه بزرگی آهسته تر از  $\rho$  رخ می‌دهد. واپاشیهای غالب عبارت اند از

$$\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (90\%)$$

$$\rightarrow \pi^0 + \gamma \quad (9\%)$$

$$\rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (1\%)$$

$$\rightarrow e^+ + e^- \quad (6.7 \times 10^{-2}\%)$$

پایستگی ایزوسپین که نهایتاً به آمار شمارش درحالات باری گوناگون مربوط می‌شود واپاشی

به  $3\pi^{\circ}$  را ممنوع می‌کند. شکل بسیار ساده این قاعده ایجاب می‌کند که آن دسته از فرایندهای واپاشی که با توزیع یکنواختی از تمام حالات باری ممکن برای ذره اولیه آغاز می‌شوند باید به توزیع یکنواختی از تمام حالات باری ممکن در محصولات نهایی منتهی شوند. چون برای  $\omega$  تنها یک حالت باری وجود دارد، واپاشی  $\omega \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-} + \pi^{\circ}$  از این قاعده تبعیت می‌کند زیرا به توزیعی یکنواخت از حالات باری پیوندها منتهی می‌شود. واپاشی  $\omega \rightarrow 3\pi^{\circ}$  به توزیع یکنواخت منتهی نمی‌شود و بنا بر این وقوع آن از طریق یک برهم کنش قوی ممنوع است. اما توجه کنید که واپاشیهای  $\gamma + \pi^{\circ} \rightarrow \omega$  و  $\pi^{+} + \pi^{-} \rightarrow \omega$  به توزیعی یکنواخت منجر نمی‌شوند و وقوع آنها از طریق برهم کنش قوی ممنوع است. این واپاشیها در ۱۰٪ از زمان رخ می‌دهند زیرا از طریق برهم کنش الکترومغناطیسی، که در آن قانون بقای ایزوسپین صادق نیست، انجام می‌شوند.

مثال دیگری از کاربرد کمی این قاعده، مورد واپاشی مزون  $\rho$  است

$$\rho^{+} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{\circ}$$

$$\rho^{\circ} \rightarrow \pi^{\circ} + \pi^{\circ}$$

$$\rightarrow \pi^{+} + \pi^{-}$$

$$\rho^{-} \rightarrow \pi^{-} + \pi^{\circ}$$

اگر با فراوانی یکنواختی از سه مزون  $\rho$  شروع کنیم (مثلاً از هر نوع تعداد ۱۰۰ مزون در نظر بگیریم)، آنگاه با فراوانی یکنواختی از پیوندها (۲۰۰ تا از هر یک از  $\pi^{+}$ ،  $\pi^{-}$ ،  $\pi^{\circ}$ ) به پایان می‌رسیم. تنها راهی که از آن تعداد  $200\pi^{+}$  حاصل می‌شود، واپاشی  $100\rho^{+}$  و واپاشی تمام  $100\rho^{\circ}$  به صورت  $\rho^{\circ} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-}$  است. پس بنا به این قاعده واپاشی  $\rho^{\circ} \rightarrow \pi^{\circ} + \pi^{\circ}$  ممنوع است که در واقع هم رخ نمی‌دهد. تفصیل این فرایندهای شمارش را می‌توان در مقالهٔ چارلز وهل<sup>۱</sup> خواند.

ایزوسپین می‌تواند به صورت صریح‌تری همان نتیجه را بدهد. حالت  $\pi^{\circ}$  باید با یک تابع موج کلی متقارن نمایش داده شود زیرا پیوندها بوزون هستند. ایزوسپین بر اینده مجموعه باید ۰ یا ۲ باشد، و بنا بر این  $\rho$  با  $T=1$  نمی‌تواند از طریق برهم کنش قوی به دو  $\pi^{\circ}$  واپاشیده شود. واپاشی باید از طریق برهم کنش الکترومغناطیسی به پیش رود اما چون واپاشی به  $\pi^{+}\pi^{-}$  از لحاظ پایستگی ایزوسپین مجاز است واپاشی به دو  $\pi^{\circ}$  بسیار به ندرت مشاهده می‌شود. با بحثهایی مشابه می‌توان ممنوعیت واپاشیهای  $\omega \rightarrow 3\pi^{\circ}$  و  $\omega \rightarrow \pi^{+}\pi^{-}$  را از طریق برهم کنش قوی نشان داد؛ واپاشی به  $\pi^{+}\pi^{-}$  با شدت تقریباً ۱٪ واپاشی قوی به  $\pi^{+}\pi^{-}\pi^{\circ}$  که بنا به ایزوسپین مجاز است، مشاهده می‌شود. طول عمر جزئی انشعاب نقض-کنندهٔ ایزوسپین در حدود  $10^{-18}$  s و با واپاشیهای الکترومغناطیسی دیگر سازگار است. (معمولاً فرایند الکترومغناطیسی با حضور یک  $\gamma$  در حالت نهایی مشخص می‌شود؛ اما بعضی

و اپاشیها می‌توانند از طریق برهم کنش الکترومغناطیسی و بدون تولید  $\gamma$  هم صورت گیرند. طول عمرهای واپاشی در گستره  $10^{-16}$  تا  $10^{-20}$  s از مشخصه‌های فرایندهای الکترومغناطیسی هستند.)

مژون  $\eta$  به صورت‌های زیر واپاشی می‌کند

$$\eta \rightarrow \gamma\gamma \quad (39\%)$$

$$\rightarrow 3\pi^0 \quad (32\%)$$

$$\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (24\%)$$

$$\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma \quad (5\%)$$

تشدید  $\eta$  کاملاً باریک است (پهنای نشان داده شده در شکل ۲۰.۱۷ عملاً توان تفکیک وسیله آزمایشگاهی را نشان می‌دهد). مقدار اندازه‌گیری شده برابر  $0.8 \text{ keV}$  و متناسب با طول عمری در حدود  $10^{-18}$  s است. این مقدار با توجه به انشعاب برجسته  $\gamma$  در واپاشی، فرایندی الکترومغناطیسی را پیشنهاد می‌کند. بنا به پایستگی ایزوسپین واپاشی از طریق برهم کنش قوی به سه پيون ممنوع است.

در جدول ۲.۱۷ فهرستی از چند خاصیت تشدید مژونها آمده است. در فصل ۱۸ خواص ذرات بنیادی مژونها را دوباره مورد مطالعه قرار می‌دهیم. اما هم‌اکنون این نکات را به خاطر بسپارید که: مژونها در برخورد ذرات با برهم کنش قوی یا در برخوردهای  $e^+e^-$  به وجود می‌آیند؛ آنها به طور کلی سریعاً ( $10^{-23}$  s) به مژونهای سبکتر واپاشیده می‌شوند مگر اینکه نقض یکی از قوانین پایستگی موجب شود که واپاشی از طریق برهم کنشهای بسیار کندتر الکترومغناطیسی یا برهم کنشهای ضعیف پیش برود.

## ۵.۱۷ مژونها و باریونهای سنگین

در دنیای میکروسکوپی فیزیک ذرات، فرایندهایی رخ می‌دهند که هیچ نظیری در تجربه معمولی ما ندارند. گروه بندی و سپس درک این فرایندها از اهدافی هستند که فیزیکدانان متخصص فیزیک ذرات هسته‌ای دنبال می‌کنند. برای رسیدن به هرگونه توصیف نظری از فرایندهای واکنش و واپاشی، به مجموعه‌ای از قواعد نیاز داریم تا به کمک آنها دریا بیم که چرا فرایندهای ویژه‌ای ممکن است ممنوع باشند در حالی که در شرایط دیگر مجازند. (پایستگی پاریته که در فصل ۹ مطرح شد و پایستگی ایزوسپین که در قسمتهای قبلی در همین فصل ذکر شد نمونه‌هایی از چنین قواعدی هستند. بدون قاعده پاریته نمی‌توانستیم بفهمیم که چرا واپاشی آلفای  $2^- \rightarrow 0^+$  ممنوع است.) هر چه بیشتر به اساسیترین سطح برهم کنشهای ذره‌ای نزدیک می‌شویم تعداد بیشتری از این قاعده‌ها مطرح می‌شوند. وجود این قواعد رهنمودهای با ارزشی برای ساختار داخلی ذرات فراهم می‌کند و در کار دسته بندی ذرات کمک بزرگی است. اما چون این قواعد تجربی در دنیای چیزهای معمولی نقشی را بازی

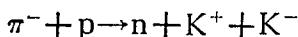


مدادصلی واباشی	پهنا (MeV)	ایزوسپین	اسپین-پاریته	جرم (MeV/c <sup>2</sup> )	نماد
$\gamma\gamma$ (%۳۹)	۰۰۰۰۰۸۳	۰	۰ <sup>-</sup>	۵۴۹	$\eta$
$۳\pi^0$ (%۳۲)					
$\pi^+\pi^-\pi^0$ (%۲۴)					
$\pi^+\pi^-\gamma$ (%۵)					
$۲\pi$ (%۱۰۰)	۱۵۴	۱	۱ <sup>-</sup>	۷۶۹	$\rho$
$\pi^+\pi^-\pi^0$ (%۹۰)	۹۰۹	۰	۱ <sup>-</sup>	۷۸۳	$\omega$
$\pi^0\gamma$ (%۹)					
$\pi^+\pi^-$ (%۱)					
$\eta\pi\pi$ (%۶۵)	۰۰۲۹	۰	۰ <sup>-</sup>	۹۵۸	$\eta'$
$\rho^0\gamma$ (%۳۰)					
$\omega\gamma$ (%۳)					
$\gamma\gamma$ (%۲)					
$K^+K^-$ (%۴۹)	۴۰۲	۰	۱ <sup>-</sup>	۱۰۲۰	$\phi$
$K_LK_S$ (%۳۵)					
$\pi^+\pi^-\pi^0$ (%۱۵)					
$\eta\gamma$ (%۱)					
$\pi\pi$ (%۸۴)	۱۷۸	۰	۲ <sup>+</sup>	۱۲۷۰	f
$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ (%۳)					
$KK$ (%۳)					

نمی‌کنند، نشانه‌ای از اینکسه این قواعد «واقعاً» چه چیزی را ارائه می‌کنند نداریم. (در واقع کلمه «واقعاً» موضوعی است که باید درباره‌اش بحث کرد.) بدین ترتیب فیزیکدانان نامهایی دلخواه و معمولاً خیالی به خواص ذرات داده‌اند که در درجه اول به خاطر کمک به یادآوری آنها بوده است. نامهایی چون شگفتی، دنگ، طعم، افسون، و ته بودن برای گروه-بندی ذرات به کار می‌روند اما مطلقاً ارتباطی با استفاده معمول ما از معانی شان ندارد. شما باید این نامها را بدرستی به‌عنوان مکانیسم انتساب اعداد کوانتومی به ذرات برای تشریح

مشاهده یا عدم مشاهده فرایندهای گوناگون در نظر داشته باشید.

از لحاظ تاریخی اولین نمونه این گونه دسته‌بندی با واژه شگفتی شروع شده است که متناظر با وجود تعدادی ذرات شگفت (یعنی ذراتی که مقدار شگفتی آنها غیر صفر است) بوده است. مزونهای  $K$  با جرمی در حدود  $500 \text{ MeV}$  سبکترین مزونهای شگفت هستند؛ باریونهای شگفت نیز که از نوکلئونها سنگینترند وجود دارند. مزونهای  $K$  (یا کائونها) می‌توانند در واکنشهای شبیه به واکنشهای مولد پیون به وجود آیند



سطح مقطع این فرایند از مرتبه میلی‌بارن و نمونه‌ای است از مقادیری که در فرایندهای برهم‌کنش قوی دیده می‌شود. اما واپاشی  $K^+$  یا  $K^-$  با طول عمرهایی در حدود  $10^{-8}$  s که مشخصه یک فرایند برهم‌کنش ضعیف است رخ می‌دهد. بعلاوه، مد واپاشی برهم‌کنش قوی  $\pi^0 + \pi^0 \rightarrow K^+ + \pi^+$  تحت الشعاع فرایند رقیب  $\mu^+ + \nu_\mu \rightarrow K^+$  قرار می‌گیرد که نشانه واضحی از یک برهم‌کنش ضعیف است. چگونگی ممکن است ذره‌ای که با برهم‌کنش قوی خلق شده است تنها از طریق برهم‌کنش ضعیف واپاشیده شود؟

یکی دیگر از خواص نامتعارف ذرات شگفت تولید جمعی آنهاست. ذرات شگفت همواره در واکنشها به صورت مجموعه تولید می‌شوند. مثالی که در بالا آمده است نمونه‌ای از این واکنش است؛ در تولید جمعی یک کائون مثبت می‌تواند با یک کائون منفی یا با یکی از باریونهای شگفت به شکل ترویجی به وجود آید.

در اینجا با انتساب اعداد کوانتومی شگفتی  $S$  به ذراتی که قویاً برهم‌کنش می‌کنند شروع می‌کنیم، یعنی درست به همان صورتی که ممکن است «اعداد کوانتومی» بار الکتریکی را به ذراتی که برهم‌کنش الکتریکی دارند نسبت دهیم. به تمام ذرات ناشگفت  $(p, n, \pi)$ ،  $S=0$  (و غیره) نسبت داده می‌شود. به طور دلخواه  $S=1$  را برای  $K^+$  انتخاب می‌کنیم. سپس قاعده زیر به عنوان اصل موضوع می‌پذیریم:

شگفتی در تمام فرایندهای الکترومغناطیسی و قوی پایستگی دارد؛  
شگفتی در فرایندهای ضعیف تغییر می‌کند.

از این قاعده و واکنش  $\pi^- + p \rightarrow n + K^+ + K^-$  فوراً نتیجه می‌گیریم که برای آنکه در دو طرف واکنش  $S=0$  شود، باید  $S=-1$  را برای  $K^-$  منظور کنیم. توجه کنید که چگونه از هم‌اکنون قاعده شگفتی پدید آمده مشاهده شده تولید جمعی را توضیح می‌دهد اگر تنها با ذرات ناشگفت شروع کنیم، آنگاه حالت نهایی باید دارای  $S=0$  باشد و بنا بر این متناظر با هر ذره تولیدی با  $S=+1$  باید ذره‌ای با  $S=-1$  وجود داشته باشد. بقیه اعضای خانواده کائون  $K^0$  خنثی و پادذره آن یعنی  $\bar{K}^0$  هستند. (مزونهای  $K$  را به صورت ذرات دوتایی  $K^+(T=1/2)$  و  $K^0$  با پادذره‌های  $K^-$  و  $\bar{K}^0$  در نظر می‌گیریم. بنا بر این  $K$ ها با  $\pi$ ها از این لحاظ که  $\pi^0$  پادذره خودش است تفاوت دارند.)  $K$ ها به دو یا سه پیون یا لپتون (معمولاً  $\mu^\pm$  و نوترینوها) واپاشیده می‌شوند. حالت نهایی دارای  $S=0$  است،

و بنا بر این واپاشیها مشخصهٔ برهم کنش ضعیف را دارند که در آن تغییر  $S$  به اندازهٔ واحد مجاز است. بنا به قاعدهٔ شگفتی، واپاشی  $K \rightarrow 2\pi$  از طریق برهم کنشهای قوی و الکترومغناطیسی مطلقاً ممنوع است؛ تنها برهم کنش ضعیف می‌تواند این فرایند واپاشی را باعث شود.

بعد از ذرهٔ  $K$  چندین تشدید سنگینتر وجود دارند که نسبت مزونهای شگفت به آنها داده می‌شود. این مزونها بی‌آنکه قاعدهٔ  $\Delta S = 0$  را نقض کنند می‌توانند به مزونهای شگفت سبکتر (معمولاً به انواع  $K$ ) واپاشیده شوند. مثلاً، تشدید  $892 \text{ MeV}$  که  $K^*$  نامیده می‌شود می‌تواند به صورت  $K + \pi$  واپاشی کند که در هر دو طرف واپاشی  $S = +1$  (یا احتمالاً  $S = -1$ ) است واپاشیده شود. بنا بر این واپاشی می‌تواند از طریق برهم کنش قوی صورت گیرد که در واقع هم با طول عمر  $10^{-23} \text{ s}$  چنین می‌کند. تنها مزونهای  $K$  هستند که فاقد مزونهای شگفت سبکترند و نمی‌توانند از طریق واکنش قوی واپاشیده شوند؛ آنها تنها باید به صورت ضعیف (و در نتیجه به کندی) واپاشی کنند و به بیونهای ناشگفت تبدیل شوند.

مثالهایی از مدهای واپاشی  $K^+$  در زیر آمده است (برای تعیین مد واپاشی  $K^-$  تمام ذرات را به پادذرات آنها بدل کنید)

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (63\%)$$

$$\rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (21\%)$$

$$\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \quad (6\%)$$

$$\rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 \quad (2\%)$$

$$\rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu \quad (3\%)$$

$$\rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad (5\%)$$

$$\rightarrow e^+ + \nu_e \quad (0.0015\%)$$

واپاشیهای  $K^0$  نیز مشابه  $K^+$  هستند اما رفتار غیر معمولتری نشان می‌دهند که در بخش آینده مورد بحث قرار می‌گیرد.

همچنین یک مجموعه باریونهای شگفت شبیه به نوکلئون وجود دارد که هیپرون نامیده می‌شوند. مقادیر شگفتی آنها را می‌توان با توجه به واکنشهای تولیدشان مشخص کرد

$$\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+$$

چون این یک فرایند برهم کنشی قوی است  $\Delta S = 0$  و بنا بر این  $S(\Lambda^0) = -1$  است،  $\Lambda^0$  سبکترین هیپرون با انرژی سکون  $1116 \text{ MeV}$  است و باید به یک پروتون یا نوترون واپاشیده شود (برای اینکه عدد باریونی تا آنجا که ما می‌دانیم، مطلق است و باید پایسته بماند). کاتالهای واپاشی مانند  $\Lambda^0 \rightarrow p + K^-$  که در آن  $S$  پایسته می‌ماند، بنا بر پایستگی انرژی ممنوع هستند (انرژیهای جرمی نهایی کل بیش از  $1400 \text{ MeV}$  می‌شود در حالی که

$\Lambda^{\circ}$  دارای انرژی  $1116 \text{ MeV}$  است). مدهای واپاشی ممکن که شامل يك نوكلئون هستند عبارت اند از  $p + \pi^{-}$  یا  $n + \pi^{0}$ ، که هر دو دارای  $S = 0$  هستند. بنا بر این واپاشی  $\Lambda^{\circ}$  که مقدار  $S$  را به اندازه يك واحد تغییر می دهد باید از نوع فرایند برهم کنشی ضعیف باشد. طول عمر آن که بنا بر آزمایش برابر  $10^{-10} \times 26$  است، با واپاشی ضعیف سازگاری دارد. (بنا بر قاعده شگفتی، واپاشی کاملاً الکترومغناطیسی  $\Lambda^{\circ} \rightarrow n + \gamma$  نیز ممنوع است.)

سنگینترین باریون بعدی  $\Sigma$  است که به صورت ذرات سه تایی  $\Sigma^{+}$ ،  $\Sigma^{0}$ ،  $\Sigma^{-}$  با انرژی جرمی حدود  $1190 \text{ MeV}$  یافت می شود. نمونه ای از فرایند تولید به صورت  $\pi^{-} + p \rightarrow \Sigma^{-} + K^{+}$  است و نشان می دهد که برای  $\Sigma^{-}$  (و برای  $\Sigma^{+}$  و  $\Sigma^{0}$ ) داریم  $S = -1$ . واپاشیهای  $\Sigma^{\pm}$  باید به پروتونها یا نوترونها علاوه يك پیون منتهی شوند، و در اینجا هم واپاشی  $\Delta S = 1$  باید از طریق برهم کنش ضعیف (طول عمر مشاهده شده در حدود  $10^{-10}$  است) صورت گیرد. واپاشی  $\Sigma^{0} \rightarrow \Lambda^{\circ} + \gamma$  می تواند بدون تغییر شگفتی در زمان مشخصه واپاشی الکترومغناطیسی  $10^{-19}$  صورت گیرد.

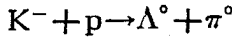
دوتایه  $\Xi^{-}$  و  $\Xi^{0}$  در  $1320 \text{ MeV}$  سنگینترین هیپرون بعدی است که در واکنش  $K^{-} + p \rightarrow \Xi^{-} + K^{+}$  تشکیل می شود و در نتیجه باید دارای  $S = -2$  باشد. واپاشی ضعیف می تواند  $S$  را تنها به اندازه يك واحد تغییر دهد و بنا بر این محصولات واپاشی باید شامل یکی از باریونهای  $\Lambda^{\circ}$  یا  $\Sigma$  با  $S = -1$  باشد. در واپاشی  $\Xi^{-}$  انرژی کافی برای تشکیل  $\Sigma^{+} + \pi^{-}$  وجود ندارد، بنا بر این، تنها مدهای واپاشی ممکن  $\Lambda^{\circ} + \pi^{0}$  و  $\Lambda^{\circ} + \pi^{-}$  هستند که طول عمرشان در حدود  $10^{-10}$  است.

هشت ذره  $\Lambda^{\circ}$ ،  $\Sigma^{+}$ ،  $\Sigma^{0}$ ،  $\Sigma^{-}$ ،  $\Xi^{0}$ ،  $\Xi^{-}$ ،  $\Omega^{-}$  و  $\Omega^{-}$  گروهی از باریونهای با اسپین  $1/2$  را با خواص بسیار مشابه تشکیل می دهند که مشابهتشان بر طبق مدل کوارک قابل بررسی است. خواهیم دید که مقادیر شگفتی آنها از  $S = 0$  تا  $S = -2$  گسترده است. گروه دیگری از باریونها با اسپین  $3/2$  شامل چهار تشدید  $\Delta$  با  $S = 0$  ( $1232 \text{ MeV}$ )، سه تشدید  $\Sigma^{*}$  با  $S = -1$  ( $1385 \text{ MeV}$ )، دو تشدید  $\Xi^{*}$  با  $S = -2$  ( $1530 \text{ MeV}$ )، و یک ذره  $\Omega^{-}$  با  $S = -3$  مطابق با  $\Omega^{-}$  در  $1673 \text{ MeV}$  است. به بالا رفتن  $S$ ، چندتا یکی ذره، و مقادیر جرمی (هر مرحله در حدود  $150 \text{ MeV}$ ) توجه کنید. بر اساس این تصویر، وجود  $\Omega^{-}$  در انرژی حدود  $1680 \text{ MeV}$  پیش بینی شد، و مشاهده آن در سال ۱۹۶۴ با جرم و شگفتی پیش بینی شده پروزی بزرگی برای نظریه پیش بینی کننده بود.  $\Omega^{-}$  هیچگونه مدهای واپاشی قوی ندارد؛ واپاشی آن به صورت  $\Xi^{0} + K^{-}$  یا  $\Xi^{-} + K^{0}$  با  $S = -3$  بنا بر قانون پایستگی انرژی ممنوع است. چندین حالت نهایی  $S = -2$  برای واپاشی ضعیف که در آن شگفتی تغییر می کند، به صورتهای  $K^{-} + \Lambda^{\circ}$ ،  $\pi^{-} + \Xi^{0}$ ، و  $\pi^{0} + \Xi^{-}$  وجود دارد.

جدول ۳.۱۷ خلاصه ای از باریونهای شگفت با اسپین  $1/2$  و  $3/2$  را نشان می دهد. بحث این موضوع را از نظر فیزیک ذرات بنیادی تا فصل بعدی به تعویق می اندازیم، اما فیزیک هسته ای این باریونهای سنگین یا هیپرونها را در همین جا در نظر می گیریم. در نگاه نخست  $\Lambda^{\circ}$  مشابه يك نوترون سنگین (البته يك نوترون «شگفت» ظاهر می شود، و معقول به نظر می رسد که برهم کنش  $\Lambda^{\circ}$  و  $p$  را به همان طریق که در فصل ۴ نیروی

مدهای اصلی واباشی	بهنا یا طول عمر واباشی	شگفتی	ایزوسپین	اسپین پاریته	جرم MeV/c <sup>2</sup>	نام
$p\pi^-$ (%۶۴); $n\pi^0$ (%۳۶)	$۲٫۶ \times ۱۰^{-۱۰}$ s	-۱	۰, ۰	$\frac{1}{2}^+$	۱۱۱۶	$\Lambda^0$
$p\pi^0$ (%۵۲); $n\pi^+$ (%۴۸)	$۰٫۸۰ \times ۱۰^{-۱۰}$ s	-۱	۱, +۱	$\frac{1}{2}^+$	۱۱۸۹	$\Sigma^+$
$\Lambda\gamma$	$۵٫۸ \times ۱۰^{-۱۰}$ s	-۱	۱, ۰	$\frac{1}{2}^+$	۱۱۹۲	$\Sigma^0$
$n\pi^-$	$۱٫۵ \times ۱۰^{-۱۰}$ s	-۱	۱, -۱	$\frac{1}{2}^+$	۱۱۹۷	$\Sigma^-$
$\Lambda\pi^0$	$۲٫۹ \times ۱۰^{-۱۰}$ s	-۲	$\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^+$	۱۳۱۵	$\Xi^0$
$\Lambda\pi^-$	$۱٫۶ \times ۱۰^{-۱۰}$ s	-۲	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^+$	۱۳۲۱	$\Xi^-$
	$۳۵$ MeV	-۱	۱, +۱	$\frac{3}{2}^+$	۱۳۸۲	$\Sigma^{*+}$
$\Lambda\pi$ (%۸۰); $\Sigma\pi$ (%۱۲)	$\left. \begin{array}{l} ۳۵ \text{ MeV} \\ ۷۰ \text{ MeV} \end{array} \right\}$	-۱	۱, ۰	$\frac{3}{2}^+$	۱۳۸۲	$\Sigma^{*0}$
$\Xi\pi$	$\left. \begin{array}{l} ۹ \text{ MeV} \\ ۱۰ \text{ MeV} \end{array} \right\}$	-۱	۱, -۱	$\frac{3}{2}^+$	۱۳۸۷	$\Sigma^{*-}$
		-۲	$\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}^+$	۱۵۳۲	$\Xi^{*0}$
		-۲	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}^+$	۱۵۳۵	$\Xi^{*-}$
$\Lambda K$ (%۶۹); $\Xi\pi$ (%۳۱)	$۰٫۸۲ \times ۱۰^{-۱۰}$ s	-۲	۰, ۰	$\frac{3}{2}^+$	۱۶۷۳	$\Omega^-$

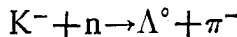
نوکلئون-نوکلئون را در پراکندگی np مطالعه کردیم، بررسی کنیم. هیچ باریکه و هیچ هدفی از ذرات  $\Lambda$  به آسانی در دسترس نیستند، بنا بر این آزمایش پراکندگی  $\Lambda p$  مشکل است. در عمل، ذرات  $\Lambda^0$  از طریق وارد کردن باریکه‌ای از  $K^-$  در یک هدف هیدروژن مایع تولید می‌شوند



$\Lambda^0$  در میان هدف حرکت خواهد کرد و با یک پروتون برخورد می‌کند. از تحلیل این رویدادهای پراکندگی نتیجه می‌شود که پراکندگی در انرژی نسبتاً پایین (فقط برهم کنشهای موج s) با دو پارامتر طول پراکندگی  $a$  و برد مؤثر  $r_0$  می‌تواند مشخص شود، یعنی همان-گونه که برای برهم کنش نوکلئون-نوکلئون عمل کردیم. داده‌های پراکندگی مقادیر به‌طور مسلم در سطح مقطع پراکندگی  $\Lambda p$  یک وابستگی اسپینسی وجود دارد، ولی چون نتایج مشخصی وجود ندارد نمی‌توان پارامترهای مختلفی را برای پراکندگی یگانه و سه‌گانه در نظر گرفت. نتایج به دست آمده برای طول پراکندگی حاکی از آن است که برهم کنش  $\Lambda p$  اندکی ضعیفتر از برهم کنش np است. (بحث مربوط به شکل ۱۱.۴ را به یاد بیاورید. اختلاف اندازه‌های طولهای پراکندگی منفی را لزوماً نمی‌توان ناشی از اختلافی قابل توجه بین شدت برهم کنشها دانست.) همچنین اگر طول پراکندگی منفی باشد هیچ حالت مقیدی وجود نخواهد داشت، بنا بر این برای سیستم  $\Lambda p$  هیچ سیستم دوتریم ماندی وجود ندارد.

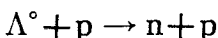
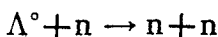
البته انتظار داریم که برهم کنش  $\Lambda p$  با برهم کنش np متفاوت باشد. با ملاحظات آماری (ایزوسپین) تبادل یک پیون منفرد بین  $\Lambda$  و p ممنوع است. تبادل دو پیون و تبادل K مجاز است. بنا بر این قسمتهای بلندبرد (یک پیونی) برهم کنشهای  $\Lambda p$  و np باید بسیار با هم متفاوت باشند.

روش دیگر مطالعه برهم کنشهای هسته‌ای  $\Lambda$  مطالعهٔ هیبرهسته‌هاست که در آنها یک  $\Lambda^0$  جایگزین یک نوترون هسته می‌شود. با بمباران هسته‌ها با باریکه‌ای از  $K^-$  می‌توان این کار را انجام داد

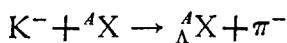


با استفاده از سینماتیک نسبی می‌توان نشان داد که اگر مژونهای  $\pi^-$  در جهت جلو ( $0^\circ$ ) نسبت به باریکهٔ فرودی  $K^-$  آشکارسازی شوند آنگاه به‌ازای تکانهٔ اولیه  $500 \text{ MeV}/c$  برای  $K^-$  در برخورد با نوترونهای در حال سکون،  $\Lambda^0$  لزوماً در حال سکون تولید خواهد شد. اگر  $\Lambda^0$  با تکانه کم تولید شود، به احتمال زیاد در هسته باقی خواهد ماند و حتی در همان حالت مداری نوترون اولیه مقید می‌ماند.  $\Lambda^0$  می‌تواند بسرعت به حالت ۱s مدل پوسته‌ای بیفتد اگرچه در آن حالت دوترون موجود باشند، چون ذرات  $\Lambda^0$  و نوترونهای متفاوت هستند، اصل پاؤلی نمی‌تواند از اشغال یک تراز توسط نوترونها و  $\Lambda^0$  ممانعت کند.  $\Lambda^0$  در

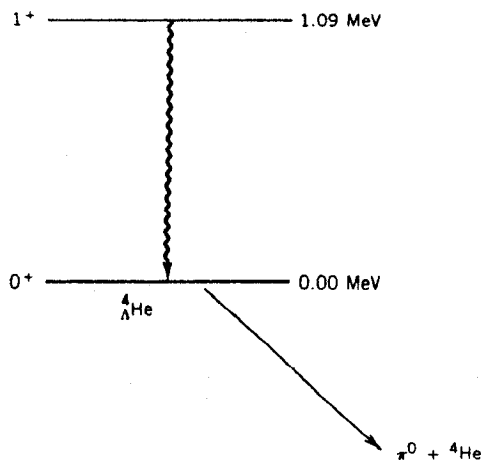
در حالت ۱s باقی می ماند تا اینکه به صورت  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$  یا  $n + \pi^0$  واپاشی کند و یا اینکه از طریق واکنش ضعیفی که در آن شگفتی تغییر می کند بایکی از نوکلئونها وارد برهم کنش می شود



این واکنشها یا واپاشی در مدت زمان  $10^{-10}$  s رخ می دهد که در مقایسه با استانداردهای هسته ای طولانی است و برای مشاهده خواص هیبرهسته ها کافی است. يك واکنش نمونه برای تشکیل هیبرهسته چنین نمایش داده می شود



مثلا هدفی از  ${}^4\text{He}$  ممکن است هسته ای به صورت  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  که هسته ای شامل چهار باریون (دوپروتون، يك نوترون، و يك  $\Lambda^0$ ) است تولید کند. در اینجا هم مثل هسته های معمولی، عدد  $A$  در بالا و سمت چپ علامت شیمیایی تعداد کل باریونها را که شامل  $A - 1$  نوکلئون و يك  $\Lambda^0$  است نشان می دهد. ساختار  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  مثالی است که اختلاف بین فیزیک هسته های معمولی و فیزیک هیبرهسته ها را نشان می دهد. در حالت پایه  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  تمام ذرات در حالت ۱s هستند (مانند  ${}^4\text{He}$  معمولی). اما، در  ${}^4\text{He}$  معمولی اصل پاولی ایجاب می کند که اسپینهای دو نوترون در جهات مخالف سمت گیری کنند، و بنا بر این اسپین خالص  ${}^4\text{He}$  صفر باشد.



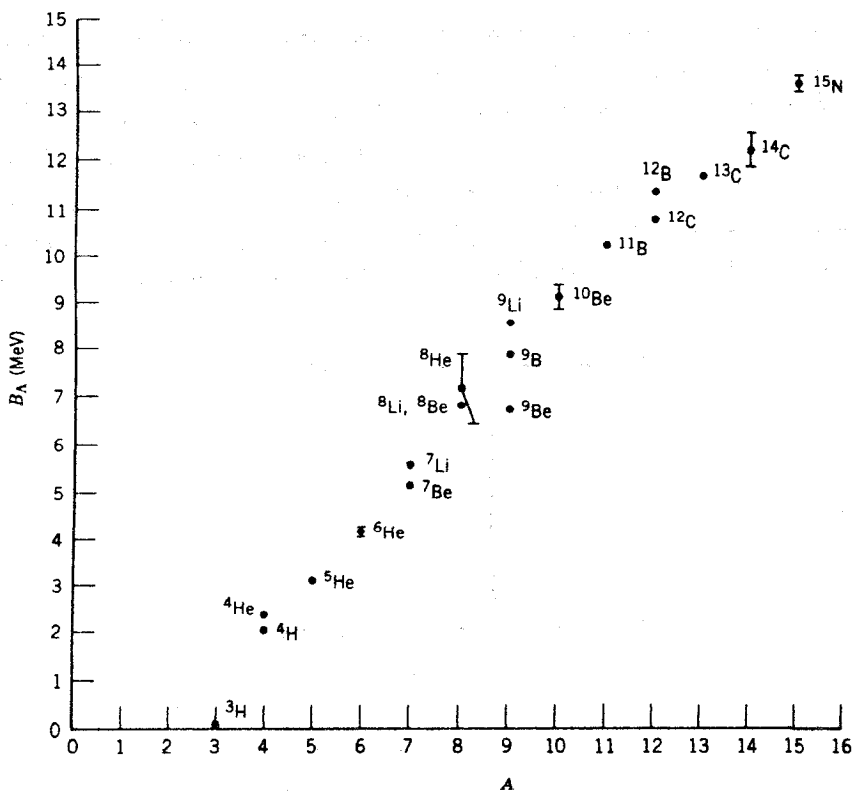
شکل ۲۲.۱۲ ساختار ترازهای  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ .

چنین محدودیتی برای  ${}^4_1\text{He}$  وجود ندارد و بنا بر این اسپینهای نوترون و  $\Lambda^0$  می توانند پاد-موازی (باحاصل جمع صفر) یا موازی (باحاصل جمع ۱) باشند. شکل ۲۲.۱۷ نمودار ترازهای  ${}^A_\Lambda\text{He}$  را نشان می دهد که (در آن حالت پایه  $0^+$  و اولین حالت برانگیخته  $1^+$  نمایش داده شده است. (در  ${}^4\text{He}$  معمولی هیچ حالت برانگیخته مقید وجود ندارد). پرتو گامای  $1.09\text{MeV}$  همزمان با  $\pi^0$  ناشی از واپاشی حالت پایه آشکارسازی می شود. ساختار ترازهای  ${}^A_\Lambda\text{He}$  خیلی ساده است.

با اندازه گیری دقیق انرژی ذرات ناشی از واپاشی حالات پایه یک هیبرهسته می توان جرم آن را استنتاج کرد. سپس می توانیم انرژی بستگی  $\Lambda^0$  را به روش معمول که عبارت است از مقایسه انرژی جرمی تک تک اجزاء و ترکیب آنها با استفاده از رابطه زیر به دست آوریم

$$B_\Lambda = [m(\Lambda^0) + m({}^{A-1}\text{X}) - m({}^A_\Lambda\text{X})]c^2 \quad (22.17)$$

مثلا در مورد  ${}^4_\Lambda\text{He}$  انرژی بستگی  $\Lambda$  (در حالت پایه) برابر  $3.9\text{MeV}$  است. با تکرار



شکل ۲۲.۱۷ انرژی بستگی هیبرهسته ها. در بسیاری موارد پاره خط خطاها کوچکتر از نقاط تجربی است.



این اندازه‌گیری برای چندین هسته می‌توان وابستگی  $B_A$  به  $A$  را همان‌طور که شکل ۲۳.۱۷ نشان می‌دهد رسم کرد. برای این هسته‌های سبک انرژی بستگی برخلاف انرژی بستگی نوترون [که مساوی انرژی جدایی نوترون است و از رابطه (۲۶.۳) به دست می‌آید] با افزایش  $A$  به‌طور خطی افزایش می‌یابد. این نتیجه مستقیماً ناشی از عملکرد اصل پاؤلی در محدودسازی برهم‌کنشهای ممکن نوترون است، در حالی که چنین محدودیتی برای  $\Lambda^\circ$  صادق نیست. برای این هسته‌های سبک، چون  $\Lambda^\circ$  می‌تواند با تمام نوکلئونها برهم‌کنش کند، تقریباً داریم  $B_A \propto A$ . اما برای هسته‌های سنگین که مطالعه آنها از لحاظ تجربی مشکل‌تر است، انرژی بستگی در حدود ۲۳ MeV به حد اشباع می‌رسد.

### ۶.۱۷ نقض CP در واپاشی K

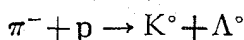
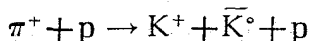
واپاشی مزونهای K از دیدگاه مکانیک کوانتومی اثراتی غیر معمول نشان می‌دهد که هیچ‌همتایی در دیگر زمینه‌های فیزیک ندارد. مثلاً، یک مزون  $K^\circ$  که در زمان  $t = 0$  تولید شده است بعداً می‌تواند به‌صورت مزون  $\bar{K}^\circ$  مشاهده شود؛ تبدیل خود به خود یک ذره به پاد-ذره‌اش (شکل ۲۴.۱۷) برای تمام ذرات ممنوع است اما برای  $K^\circ$ ،  $D^\circ$  و  $B^\circ$  که مشابه آن هستند چنین نیست (بخش ۶.۱۸ را ببینید).

کلید درک خواص غیر معمول مزونهای خنثی K این است که  $K^\circ$  و  $\bar{K}^\circ$  ذرات مستقل نیستند. چون هر یک می‌توانند به دو پیون واپاشیده شوند، یک جفت شدگی بین  $K^\circ$  و  $\bar{K}^\circ$  وجود دارد

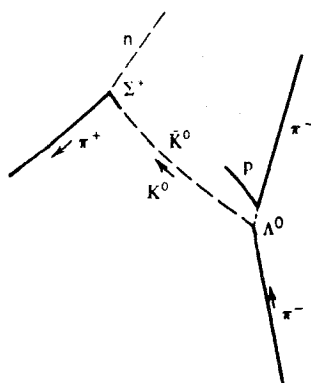
$$K^\circ \longleftrightarrow 2\pi \longleftrightarrow \bar{K}^\circ$$

در نتیجه این جفت‌شدگی، مجموعه‌ی خاصی که در ابتدا به‌صورت  $K^\circ$  است مدتی بعد به‌صورت مخلوطی از  $K^\circ$  و  $\bar{K}^\circ$  درمی‌آید.

مزونهای خنثی K می‌توانند از طریق برهم‌کنشهای قوی نظیر



که در آنها شگفتی پایسته است تولید شوند. واپاشی  $K^\circ$  و  $\bar{K}^\circ$  به پیونها نمی‌تواند از طریق برهم‌کنشهای قوی یا الکترومغناطیسی، که در آنها شگفتی پایسته است، صورت گیرد بلکه باید بواسطه برهم‌کنش ضعیف رخ دهد. همان‌گونه که در بخش ۹.۹ بحث کردیم، واپاشی بتازای هسته‌ای هم‌تقارن پاریته P وهم‌همیوغی بار C (ذره  $\leftarrow$  پاد ذره) را نقض می‌کند، اما این نقض به‌گونه‌ای است که تقارن ترکیب CP حفظ می‌شود. این بحث در بخش ۹.۹ به‌طور غیر مستقیم بر مبنای یک «آزمایش خیالی» در رابطه با واپاشی پاد کبالت ۶۰ انجام



**شکل ۲۴.۱۷** عکس اتاقک حباب که تبدیل  $K^0 - \bar{K}^0$  را نشان می‌دهد. ترتیب واکنشها که در طرف راست نمایش داده شده بایک  $\pi^-$  فرودی آغاز و منجر به  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$  می‌شود.  $\Lambda^0$  (که هیچ اثری به جا نمی‌گذارد) مسافت کوتاهی را می‌پیماید و به صورت  $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$  واپاشیده می‌شود؛ پروتون یک اثر کوتاه برجای می‌گذارد کسه مشخصه ذره سنگین است.  $K^0$  به طرف چپ حرکت می‌کند و به  $\bar{K}^0$  تبدیل می‌شود که می‌تواند به یک پروتون برخورد کند و واکنش دیگری را به صورت  $\bar{K}^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0$  ایجاد کند. سرانجام،  $\Sigma^+$  یک اثر کوتاه به جا می‌گذارد و به  $\pi^+$  و یک نوترون واپاشیده می‌شود.

شد. برای بررسی مستقیم تقارن CP لازم است که واپاشی یک ذره و واپاشی تصویر CP آن مطالعه شود، و خواص CP ذراتی که از واپاشی حاصل می‌شوند مورد آزمایش قرار گیرد. برای این بررسی واپاشیهای ضعیف  $\pi^\pm$  به  $e^\pm$  یا  $\mu^\pm$  و نوترینوها را نمی‌توان مورد استفاده قرار داد زیرا حالت نهایی دارای هیچ خاصیت مشخص CP نیست. (ذراتی که فقط به صورت ضعیف برهم کنش می‌کنند، در این دسته قرار دارند.) در یک آزمون تعیین کننده، لازم است که حالات اولیه و نهایی شامل ذراتی باشند که قویاً برهم کنش می‌کنند، و واپاشی ضعیف K به بیونها آسانترین راه بررسی پایستگی CP است.

بیا بید حالات نهایی ممکن  $2\pi$  را که از واپاشی  $K^0$  یا  $\bar{K}^0$  ناشی می‌شوند در نظر بگیریم. حالات نهایی از لحاظ الکتریکی خنثی عبارتند از  $\pi^+ + \pi^-$  یا  $\pi^0 + \pi^0$ . تابع موجهای ترکیبی نهایی را به صورت  $\psi(\pi_a^+, \pi_b^-)$  یا  $\psi(\pi_a^0, \pi_b^0)$  نمایش می‌دهیم که بدان معنی است که بیون اول در حالت a و بیون دوم در حالت b است. عملگرهای اساسی C و P دارای اثرات زیر هستند

$$P\psi(\pi) \rightarrow -\psi(\pi) \quad (۴۳.۱۷)$$

$$C\psi(\pi^+) \rightarrow \psi(\pi^-) \quad (\text{الف } ۴۴.۱۷)$$

$$C\psi(\pi^-) \rightarrow \psi(\pi^+) \quad (\text{ب } ۴۴.۱۷)$$

$$C\psi(\pi^0) \rightarrow \psi(\pi^0) \quad (\text{ج } ۴۴.۱۷)$$

عملکرد پارته يك علامت منفي نتیجه می‌دهد زیرا پیونها دارای پارته ذاتی منفي هستند. حال اثر CP بر حالتهاي دو پیونی را در نظر بگیريد

$$P\psi(\pi_a^0, \pi_b^0) = (-1)^2 (-1)^l \psi(\pi_a^0, \pi_b^0) \quad (۴۵.۱۷)$$

که در آن عامل  $(-1)^2$  حاصل ازدوپارته ذاتی است و  $(-1)^l$  عامل معمولی پارته تکانه زاویه‌ای مداری است

$$C\psi(\pi_a^0, \pi_b^0) = \psi(\pi_a^0, \pi_b^0) \quad (۴۶.۱۷)$$

و بنا بر این با فرض  $l=0$  که برای واپاشی کائونهای با اسپین صفر به پیونهای با اسپین صفر ضروری است، داریم

$$CP\psi(\pi_a^0, \pi_b^0) = \psi(\pi_a^0, \pi_b^0) \quad (۴۷.۱۷)$$

به همین ترتیب

$$P\psi(\pi_a^+, \pi_b^-) = (-1)^2 (-1)^l \psi(\pi_a^-, \pi_b^+) \quad (۴۸.۱۷)$$

$$C\psi(\pi_a^+, \pi_b^-) = \psi(\pi_a^-, \pi_b^+) \quad (۴۹.۱۷)$$

و

$$CP\psi(\pi_a^+, \pi_b^-) = \psi(\pi_a^+, \pi_b^-) \quad (۵۰.۱۷)$$

در هر دو حالت، نتیجه این است که عملکرد CP موجب می‌شود که حالت نهایی تغییر نیافته بماند، اگر CP يك تقارن معتبر باشد، آنگاه حالت اولیه واپاشی نیز باید نسبت به CP ناورد باشد اما حالات  $K^0$  در اثر CP ناوردا نمی‌مانند

$$CP\psi(K^0) \rightarrow \psi(\bar{K}^0) \quad (\text{الف } ۵۱.۱۷)$$

$$CP\psi(\bar{K}^0) \rightarrow \psi(K^0) \quad (\text{ب } ۵۱.۱۷)$$

پس بنا به تقارن CP واپاشیهای  $K^0 \rightarrow 2\pi$  و  $\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi$  به نظر ممنوع می‌رسند.

اگر به جای حالت‌های بالا دو حالت زیر را تشکیل دهیم می‌توانیم تقارن را حفظ کنیم

$$\psi(K_1) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi(K^0) + \psi(\bar{K}^0)] \quad (52.17)$$

$$\psi(K_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi(K^0) - \psi(\bar{K}^0)] \quad (53.17)$$

از رابطه (۵۱.۱۷ الف) و (۵۱.۱۷ ب) نتیجه می‌شود

$$CP\psi(K_1) \rightarrow \psi(K_1) \quad (الف 54.17)$$

$$CP\psi(K_2) \rightarrow -\psi(K_2) \quad (ب 54.17)$$

حالتی که با  $K_1$  نمایش داده می‌شود ترکیبی از  $K^0$  و  $\bar{K}^0$  است؛ و پاشی کائونهای خنثی به دو پیون فقط زمانی مجاز است که حالت اولیه شامل ترکیب معینی از  $K^0$  و  $\bar{K}^0$  باشد. می‌توان نشان داد که ترکیب اثرات CP بر حالات نهایی سه پیونی به صورت زیر است

$$CP\psi(3\pi) \rightarrow -\psi(3\pi) \quad (55.17)$$

پس بنا به تجویز برهم کنش ضعیف، دو واپاشی ممکن  $K_1 \rightarrow 2\pi$  و  $K_2 \rightarrow 3\pi$  را داریم؛ هر یک از این واپاشیها را تقارن CP مجاز می‌شمارد.  $K_1$  و  $K_2$  را می‌توانیم به همان صورت  $K^0$  و  $\bar{K}^0$  در نظر بگیریم. ذراتی که از طریق برهم کنش قوی ایجاد می‌شوند  $K^0$  و  $\bar{K}^0$  هستند؛  $K_1$  و  $K_2$  در واکنشهایی که شگفتی پایسته است نمی‌توانند ایجاد شوند، زیرا آنها ترکیبی از  $S=+1$  و  $S=-1$  هستند. ذراتی که از طریق برهم کنش ضعیف واپاشی می‌کنند  $K_1$  و  $K_2$  هستند؛ بنا به پایستگی CP،  $K^0$  و  $\bar{K}^0$  نمی‌توانند به صورت ضعیف واپاشی شوند. توجه کنید که هر یک از قسمتهای  $K^0$  و  $\bar{K}^0$  متعلق به  $K_1$  و  $K_2$  می‌توانند در واپاشیهای ضعیف مجاز  $\Delta S = \pm 1$  به حالات  $S=0$  مربوط به پیونها واپاشیده شوند. همچنین توجه کنید که  $K_1$  و  $K_2$  پاد ذره یکدیگر نیستند؛ بنا بر این ممکن است خواص متفاوتی (از قبیل جرم و طول عمر واپاشیهای متفاوت) داشته باشند.

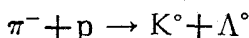
یک عامل مهم در تعیین آهنگ واپاشیها، چگالی حالت نهایی به صورت رابطه (۲۵.۱۷) است که مشتمل بر عامل  $p^2$  است که به تکانه ذرات نهایی بستگی دارد. در واپاشی  $K_1 \rightarrow 2\pi$  انرژی جنبشی حاصل بیش از  $200 \text{ MeV}$  است، در حالی که برای واپاشی  $K_2 \rightarrow 3\pi$  تنها در حدود  $70 \text{ MeV}$  حاصل می‌شود. چگالی حالت نهایی برای  $K_2 \rightarrow 3\pi$  بسیار کوچکتر است، و ثابت واپاشی کوچکتر و طول عمر بزرگتر خواهد شد. طول عمرهای مشاهده شده چنین اند

$$\tau(K_1) = 0.892 \times 10^{-10} \text{ s}$$

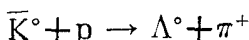
$$\tau(K_2) = 5.18 \times 10^{-8} \text{ s}$$

اختلاف بین دو طول عمر در درجه اول ناشی از چگالی حالات نهایی است. حالات واپاشی-کننده با عمر طولانی و با عمر کوتاه، به جای آنکه  $K_1$  با  $K_2$  نشان داده شوند، معمولاً به صورت  $K_S$  و  $K_L$  نمایش داده می‌شوند.

وجود  $K_S$  و  $K_L$  کمک می‌کند که رفتار غیر معمول مزونهای خنثای K را در بایم. فرض کنید که  $K^0$  را در واکنشی مانند



تولید کنیم. این واکنش نمی‌تواند تولید  $\bar{K}^0$  کند، زیرا هیچ باریونی با  $S = +1$  وجود ندارد که شگفتی کل را صفر نگه دارد. اگر  $K^0$  را به صورت یک باریکه در آوریم، ابتدا به صورت  $K^0$  خالص خواهد بود، اما پس از طی چند طول عمر  $K_S$  ( $10^{-10} \text{ s}$ ) که متناظر است با مسافتی از مرتبه سانتی‌متر تا متر برای باریکه‌هایی که با سرعت نزدیک به حرکت می‌کنند، مؤلفه  $K_S$  کاملاً ناپدید می‌شود و تنها  $K_L$  برجای می‌ماند. در این لحظه، باریکه حاوی دامنه‌های مساوی از  $K^0$  و  $\bar{K}^0$  است. این مطلب را از طریق واکنشهایی قوی مانند

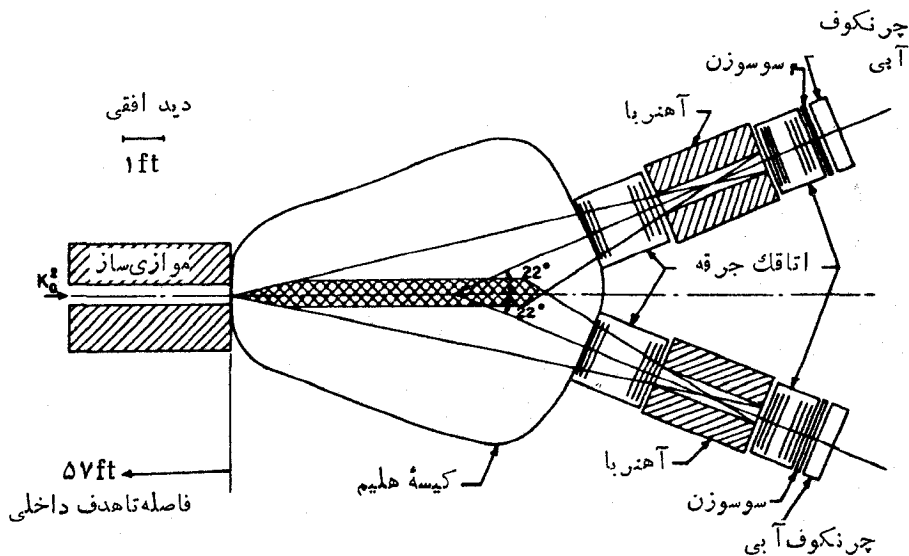


می‌توان نشان داد. در واقع، زمانی که باریکه از میان ضخامت مشخصی از ماده جذب عبور می‌کند، به دلیل چنین واکنشهایی،  $\bar{K}^0$  به صورتی قویتر واکنش می‌کند و جذب می‌شود. در این صورت توازن میان  $K^0$  و  $\bar{K}^0$  بهم می‌خورد و بدین ترتیب باریکه را می‌توان به صورت ترکیبی از  $K_S$  و  $K_L$  در نظر گرفت. عبور از ماده موجب تولید دوباره مؤلفه  $K_S$  در باریکه شده است.

این خواص ممکن است به نظر غیر عادی بیایند، اما در واقع نمونه‌هایی از رفتار کوانتومی هستند که مخصوصاً در سیستمهایی که می‌توانند در دو حالت وجود داشته باشند، مانند نور خطی قطبیده یا اسپین الکترونهای عبوری از یک دستگاه اشترن-گرلاخ، دیده می‌شوند. در مورد اخیر باریکه‌ای از اتامهای اسپین-بالا ( $S_z = +\hbar/2$ ) از میان یک آهنربا که اسپین را در جهت  $z$  تجزیه می‌کند عبور داده می‌شود. شانس اندازه‌گیری  $S_y = +\hbar/2$  یا  $S_y = -\hbar/2$  برابر ۵۰٪ است. به علاوه، پس از انتخاب هر یک از این دو حالت می‌توان مؤلفه  $z$  را دوباره اندازه‌گیری کرد. در این صورت شانس داشتن  $S_z = -\hbar/2$  برابر ۵۰٪ است، اگرچه چنین مؤلفه‌ای در باریکه اصلی وجود نداشته است. به موضوع اصلی بازگردیم، انتظار داریم که واپاشیهای  $K_S \rightarrow 3\pi$  و  $K_L \rightarrow 3\pi$  در صورت معتبر بودن تقارن CP، قابل مشاهده باشند. مدهای واپاشی مشاهده شده با این انتظار سازگارند.

$K_S \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	(%۶۸٫۶)
$\rightarrow \pi^0 + \pi^0$	(%۳۱٫۴)
$K_L \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	(%۲۱٫۵)
$\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$	(%۱۲٫۴)
$\rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$	(%۲۷٫۱)
$\rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu_e (\bar{\nu}_e)$	(%۳۸٫۷)

در سال ۱۹۶۴، کرونین و فیچ و همکارانشان برای بررسی تقارن CP در واپاشی کائون خنثی آزمایشی انجام دادند. شکل ۲۵.۱۷ دستگاه آنها را نشان می‌دهد. باریکه‌ای از  $K^0$  مسافتی به اندازه کافی طولانی را می‌پیماید تا مؤلفه  $K_S$  آن قابل چشمپوشی شود. پس از این مسافت، باریکه واپاشیده می‌شد و دستگاه طوری تنظیم شده بود که مد ممنوع  $K_L \rightarrow 2\pi$  را جستجو می‌کرد. در یک نتیجهٔ عجیب آور، آنها دریافتند که واپاشی به دو پیون با نسبت انشعایی در حدود ۰٫۳% رخ می‌دهد. شکل ۲۶.۱۷ نشان‌دهندهٔ این است که آزمایش‌کننده‌ها



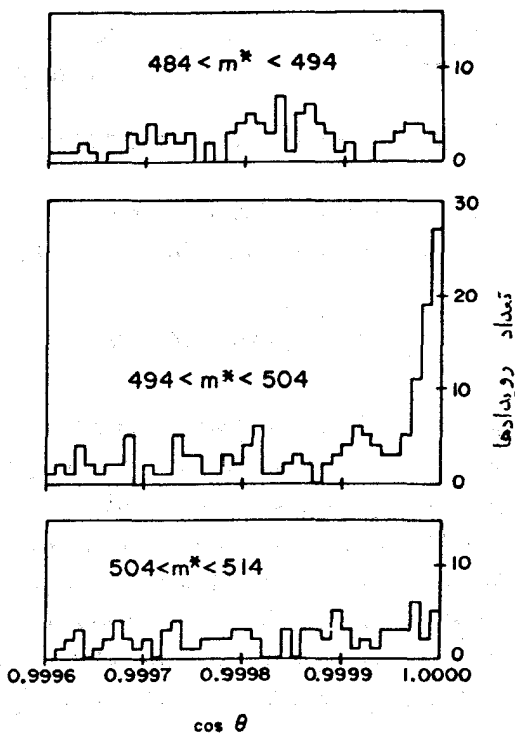
شکل ۲۵.۱۷ طیف‌سنج دو پیونی. باریکه  $K^0$  به موازی‌ساز طرف چپ وارد می‌شود؛ واپاشیهای حاصل که به صورت ضربدری هاشور خورده‌اند در معرض دید طیف‌سنج‌های دو پیونی طرف راست هستند.

برای اینکه مطمئن شوند که رویدادهای مشاهده شده واقعاً از يك  $K_L$  که در مسیر باریکه حرکت می کرده ناشی شده است، تاچه حدی دقیق بوده اند. اما نتیجه نهایی انکارناپذیر است. CP واقعاً در سطحی در حدود ۰٫۳٪ نقض می شود. مشاهده نقض CP با مقایسه آهنگهای واپاشیهای زیر نیز امکان پذیر است

$$K_L \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$$

$$K_L \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \nu_\mu$$

اگر CP تقارنی دقیق باشد، آهنگها باید یکسان باشند، اما مشاهده شده است که آهنگها اندکی باهم فرق دارند که اختلافشان در حدود ۰٫۳٪ است.



شکل ۲۶-۱۲ علامت واپاشی  $2\pi K_L^0$ ، مشاهده جرمی ناورد را برابر با جرم  $K_L^0(498 \text{ MeV})$  در طیفسنجها و نیز يك تكانه کل موازی با جهت اصلی  $K_L^0(\cos \theta = 1)$  است. به این ترتیب مشخص می شود که آزمایش کنندگان به سادگی دو تا از سه ذره را در واپاشی  $K \rightarrow 3\pi$  نمی شمارند. شکلهای بالا و پایین هیچ نشانه ای از جرم ناورد (به نام  $m^*$ ) که بیشتر یا کمتر از جرم  $K_L^0$  باشد به دست نمی دهند، در حالی که شکل وسط بوضوح قله ای در محدوده جرم صحیح و با جهت مناسب تکانه کل  $(\cos \theta > 0.99999)$  را نشان می دهد.

مسئلهٔ نقض CP سئوالات اساسی زیادی را مطرح می‌سازد که پس از گذشت بیش از ۲۰ سال کوششهای فعال آزمایشگاهی و نظری هنوز هم بی‌پاسخ مانده است. شاید واضح‌ترین سؤال این است که چرا نقض CP در هیچ سیستم دیگری مشاهده نمی‌شود؟ جفت شدگی  $K^0$  و  $K^{\circ}$  که موجب واپاشیهای  $K_L$  (و  $K_S$ ) می‌شود در مدت زمانی که با اختلاف جرمی  $K_L$  و  $K_S$  معین می‌شود رخ می‌دهد. این اختلاف جرم، نوعی «خود-انرژی» مشابه خود انرژی الکترومغناطیسی مربوط به یک توزیع بار است. اما، در این مورد، یک خود انرژی ضعیف است که بافرایندهای

$$K_S \longleftrightarrow 2\pi \longleftrightarrow K_S$$

$$K_L \longleftrightarrow 3\pi \longleftrightarrow K_L$$

مشخص می‌شود. چون این مدها اندکی باهم فرق دارند جرمهای  $K_S$  و  $K_L$  متفاوت اند، اما این اختلاف بسیار کوچک است

$$\Delta mc^2 = [m(K_L) - m(K_S)] c^2 = 3.752 \times 10^{-6} \text{ eV}$$

یعنی در حدود ۱ قسمت در  $10^{14}$  قسمت از جرم کائون خنثی. دامنهٔ  $\bar{K}^0$  در یک باریکهٔ اولیهٔ خالص  $K^0$  با بسامدی که با این اختلاف انرژی مشخص می‌شود نوسان می‌کند

$$\omega = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{\Delta mc^2}{\hbar} = 5.73 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$$

بنابراین، برای  $K_S$  داریم  $\omega t \approx 0.477$  است که نوسانات را در طول عمر  $K_S$  مشاهده پذیر می‌سازد. هیچ واپاشی ذره شناخته شده دیگری دارای این خواص منحصر به فرد نیست. سؤال دوم این است که عامل نقض CP چیست؟ چون تاکنون این مورد در سیستم دیگری مشاهده نشده است، غیرممکن است که مدرك مستقلی از نقض CP جمع آوری شود که بتواند به پاسخ این سؤال کمکی کند. اگر قضیهٔ CPT را قبول کنیم، آنگاه نقض CP موجب نقض T می‌شود که برای جستجوی مدركی مبنی بر نقض T در فرایندهای قوی، الکترومغناطیسی، و ضعیف، راههایی وجود دارند. چنین جستجوهای چندین بار انجام شده اند ولی تاکنون هیچ نشانه‌ای از نقض T مشاهده نشده است. اما دقت این آزمایشها اغلب پایینتر از دقت آزمایش نقض CP در واپاشی  $K_L$  است و تعبیرهای نظری هم به آن صراحت نیستند. برای این مسئله، اصل موضوع جدیدی مطرح شده است که بنا بر آن نقض CP مشخصهٔ یک نوع جدید برهم کنش است، برهم کنشی اَبوَضعیف که کاملاً ناقص CP است و برهم کنشهای مستقیم  $\Delta S = 2$  را مجاز می‌شمارد و بنا بر این اجازه می‌دهد که  $K^0$  و  $\bar{K}^0$  مستقیماً مخلوط شوند. بدین ترتیب  $2\pi \rightarrow K_S \rightarrow K_L$  منشأ مشاهدهٔ واپاشی  $2\pi \rightarrow K_L$  محسوب می‌شود. این نیروی فوق‌العاده ضعیف، که قدرت آن در حدود  $10^{-9}$  برابر برهم کنش ضعیف معمولی است،



در عمل در تمام موقعیتهای شناخته شده دیگر غیر قابل مشاهده خواهد بود.

سرانجام، گذشته از آنچه در سیستم  $K^0$  باید به عنوان یک چیز عجیب و غریب در نظر گرفته شود، از نقض CP چه نتیجه‌ای می‌گیریم؟ در اینجا به آغاز پیدایش جهان و لحظات پس از انفجار بزرگ نگاهی می‌افکنیم. هر نظریهٔ منطقی دربارهٔ تولید ذرات در انفجار بزرگ باید تعدادی مساوی از ذرات و پادذرات مانند  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$  یا  $\gamma \rightarrow p + p^-$  را نتیجه‌دهد. مجموعهٔ کاملاً بهم آمیختهٔ ماده و پاد ماده مانع از آن می‌شود که توده‌های عظیمی از یک نوع آن در مقیاس کهکشانی تشکیل شوند. با وجود این، بهترین چیزی که می‌توانیم کشف کنیم این است که کهکشان ما (و احتمالاً تمامی کهکشانهای دیگر) از ماده ساخته شده‌اند نه از پاد ماده. چگونه یک وضعیت اساساً متقارن ماده و پاد ماده به صورت چنین وضعیت نامتقارنی درمی‌آید؟ شاید نقض CP بتواند راه‌حلی به دست دهد. اگر در ابتدا ماده و پاد ماده با فراوانی یکسان خلق شده باشند، باید در طی سرد شدن و انبساط جهان مرحله‌ای را پشت سر گذاشته باشند که در آن برهم کنشهای ناقص CP غالب بودند، به طوری که توازن ماده و پاد ماده برهم خورده است و به عدم توازن جزئی و فزونی یکی نسبت به دیگری منجر شده است. اگر آنچه ماده می‌نامیم، حتی به اندازهٔ کسر کوچکی به نسبت ۱ قسمت در  $10^9$  قسمت افزایش یافته باشد، آنگاه پس از یک درآمیختگی کامل، تمام پاد ماده در واکنشهای نابودی با ماده از بین رفته و فقط یک قسمت از  $10^9$  به صورت ماده جهان فعلی را تشکیل داده است. در واقع این سناریو کاملاً با فراوانی نسبی مشاهده شدهٔ نوکلئونها و فوتونها در جهان سازگار است. پس از آنکه در فصل آینده زمینهٔ اساسی فیزیک ذرات را مورد بحث قرار دادیم، این فرضیات کیهان‌شناختی را در فصل ۱۹ ادامه خواهیم داد.

## مراجع مطالعات تکمیلی

در پایان فصل ۱۸، فهرست مراجع مربوط به فیزیک ذرات بنیادی که شامل مزونها نیز می‌شود آمده است. فهرست زیر تنها شامل مراجعی است که به طور خاص به مزونها و برهم کنشهای مزون-هسته مربوط می‌شوند.

گزارشی از کارهای اولیه در زمینه پرتوهای کیهانی را که به کشف و مطالعهٔ پیون‌مانجر شد می‌توان در کتاب زیر یافت

C. F. Powell, P. H. Fowler, and D. H. Perkins, *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method* (New York: Pergamon, 1959),  
همچنین به مقالهٔ زیر رجوع کنید

C. F. Powell, *Rep. Prog. Phys.* 13, 350 (1950).

یک اثر جامع در زمینهٔ برهم کنشهای نوکلئون-نوکلئون که شامل مزونها و برهم کنشهای مزون-نوکلئون نیز هست، عبارت است از

W. O. Lock and D. F. Measday, *Intermediate Energy Nuclear Physics* (London: Methuen, 1970),

و مرجع مشابه دیگر این است

R. J. Cence, *Pion-Nucleon Scattering* (Princeton, NJ: Princeton University Press 1969),

در هر دو کتاب، نتایج آزمایشی و تعبیرهای نظری آنها ارائه شده‌اند.

براکندگی مزون هسته در مقاله زیر مرورشده است.

M. M. Sternheim and R. R. Silbar, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 24, 249 (1974),

تولید پیون در واکنشهای ناشی از پروتون را می‌توان در مقاله زیر یافت

D. F. Measday and G. A. Miller, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 29, 121 (1979),

مروری از تکنیکهای آزمایشی در رابطه با اتمهای پیونی و خلاصه‌ای از نتایج به دست آمده را

می‌توان در مقاله زیر یافت

G. Backenstoss, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 20, 467 (1970),

جنبه‌های نظری و تجربی ابرهسته‌ها در مقاله زیر آمده است

B. Povh, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 28, 1 (1978),

خلاصه‌ای از طرز کار با باریکه‌های هیبرونی را می‌توان در مقاله زیر خواند

J. Lach and L. Pondrom, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 29, 203 (1979).

بحثی مقدماتی از سیستم دوجالتی کالی در مکانیک کوانتومی و کاربرد آن در مورد  $K^0$  را

می‌توان در کتاب زیر مطالعه کرد

R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics* (Reading, MA: Addison-Wesley, 1965),

بخصوص به جلد سوم، این دوره: فصول ۱۰ و ۱۱ رجوع کنید. مقدمه‌ای کلی دربارهٔ نقض

CP را در کتاب زیر می‌توان خواند.

P. K. Kabir, *The CP Puzzle* (London: Academic, 1968),

مروری از این مطلب در مقاله زیر یافت می‌شود

K. Kleinhnecht, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 26, 1 (1976),

شرحی از رابطهٔ بین نقض CP و ناوردایی برگشت زمان را در مقاله زیر می‌توان دید

R. G. Sachs, *Science* 176, 587 (1972).

## مسائل

۱. (الف) انرژیهای پرتو  $x$  پیونی از نوع  $M$  (از  $n=4$  به  $n=3$ ) را در  $\text{Ca}$ ،  $\text{Sn}$ ، و  $\text{Pb}$  محاسبه کنید. (ب) شعاع متوسط حالت پیونی  $n=3$  را در  $\text{Ca}$ ،  $\text{Sn}$ ، و  $\text{Pb}$  با شعاع هسته‌ای مقایسه کنید.

۲. انرژی جنبشی آستانهٔ واکنشهای نوکلئون-نوکلئون را برای تولید (الف) پیونهای منفرد، (ب) زوج پیونها، (ج) کائونهای منفرد محاسبه کنید.

۳. با فرض آنکه پیون دارای اسپین ذاتی صفر و پاریتهٔ ذاتی منفی باشد، دربارهٔ حالات تکانهٔ زاویه‌ای و پاریتهٔ مجاز در واکنش  $\pi^0 + p \rightarrow n + p + \pi^0$  بحث کنید. فرض کنید انرژی  $\pi^-$  فرودی بسیار کم باشد. (داهنمایی: حالت نهایی دارای دو نوترون در یک

حالت تکانه زاویه‌ای مداری نسبی  $I_p$  و یک پیون درحالت تکانه زاویه‌ای  $I_\pi$  نسبت به دو نوترون است.

۴. تعیین کنید کدامیک از واکنشهای زیر با توجه به یک یا چند قانون پایستگی، ممنوع هستند. در هر مورد قوانین نقض شده را ذکر کنید.



۵. نشان دهید که چگونه بنا بر پایستگی ایزوسپین وقوع واکنشهای  $\omega \rightarrow 3\pi^0$  و  $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$  از طریق برهم کنش قوی ممنوع است؟

۶. (الف) نشان دهید که سیستم  $\pi^+ \pi^-$  باید یا درحالت مداری با  $l$  زوج و ایزوسپین کل  $T=0$  یا  $T=1$  باشد، و یا درحالت مداری  $l$  فرد با ایزوسپین کل  $T=1$ . (ب) نشان دهید که سیستم  $\pi^0 \pi^0$  باید در یک حالت  $T=0$  یا  $T=1$  باشد، و بنا بر این فقط حالت‌های با  $l$  زوج مجازند. (ج) در مورد حالات مجاز سیستم  $\pi^+ \pi^+$  بحث کنید.

۷. توضیح دهید که چرا واکنش  $\rho \rightarrow \eta + \pi$  ممنوع است.

۸. (الف) نشان دهید که چگونه واکنش  $\eta \rightarrow 2\pi$  بنا بر پایستگی تکانه زاویه‌ای و پاریته ممنوع است. (ب) درباره اینکه چگونه واکنش  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  پایستگی ایزوسپین را نقض می‌کند بحث کنید. (دانهایی: مقادیر ممکن ایزوسپین کل دو پیون را بیابید و سپس سومی را با آنها جفت کنید تا براین‌درا به دست آورید.) (ج) درباره واکنش  $\eta \rightarrow 4\pi$  بحث کنید. چرا این واکنش مشاهده نمی‌شود؟

۹. (الف) می‌خواهیم ذره  $\Omega^-$  را در برخورد‌های پروتون-پروتون تولید کنیم. برای این منظور واکنش را بیابید که تمام قوانین پایستگی برهم کنش قوی را برآورده سازد و به کمترین انرژی آستانه ممکن نیاز داشته باشد. (ب) واکنش و انرژی آستانه تولید  $\Omega^-$  را از طریق تابش کائوینهای منفی برهلف پروتون تعیین کنید.

۱۰. نسبت احتمالات واکنش را برای  $K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$  و  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  بیابید، نتیجه را با نسبت تجربی که در بخش ۵.۱۷ داده شده (۶۳٪/۵۰۰۱۵٪) مقایسه کنید.

۱۱. در مورد روشهای ممکن برای اندازه‌گیری جرمهای  $K^+$  و  $K^-$  بحث کنید.

۱۲. (الف) در مورد ایزوسپین ممکن برای سیستم کائون به علاوه نوکلئون بحث کنید. (ب) با استفاده از آخرین مرور خواص ذرات<sup>۱</sup>، فهرستی از ذراتی را که می‌توان

به عنوان تشدیدهای کائون-نوکلئون در نظر گرفت تهیه کنید. از روش جدول ۱۰۱۷ استفاده کنید و ایزوسپین هر تشدید را مشخص کنید.

۱۳. نشان دهید که درواکنش  $K^- + n \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$  که برای تولید هیپرسته‌ها به کار می‌رود، اگر پیون در جهت جلو ( $0^\circ$ ) آشکارسازی شود، کائون  $500 \text{ MeV}/c$  که بر نوترون تقریباً ساکن فرود می‌آید می‌تواند یک  $\Lambda$  با انرژی بسیار کم تولید کند. در چنین حالتی،  $\Lambda^0$  ممکن است همان حالت هسته‌ای نوترون اولیه را اشغال کند. انرژیهای کم برای نوترون اولیه چه اثری بر این نتیجه دارند؟

## فيزيك ذرات

درفيزيك ذرات كه فيزيك انرژي بالا نيز ناميده مي‌شود با برهم‌كنشهاي بين ذرات در اساسيترين سطح آن سروكار داريم. متخصصان فيزيك ذرات به دنبال بنياديترين اجزاي ماده واكتشاف وتوضيح قواعد حاكم بر رفتار آنها هستند. در اين روند، بايد برهم‌كنشها را در گستره‌هاي هرچه كوچكتر مطالعه كنند، كه در اين صورت به تدريج باذرات سنگينتر و شتابدهنده‌هاي بزرگتر سروكار پيدا مي‌كنند.

در تحليل اين نوع آزمايشها، متخصصان فيزيك ذرات توانسته‌اند ذرات و برهم‌كنشهاي آنها را به چندين نوع كه تشخيص آنها به سادگي صورت مي‌گيرد دسته بندي كنند، و به تعدادي قواعد تجربي كه به نظر مي‌رسد رفتار آنها را خلاصه كند دست يابند. بر اساس مدل كوارك، اين قواعد به نوبه خود به نظريه‌اي اساسي راجع به خواص وساختر ذراتي كه قويا برهم‌كنش مي‌كنند منجر شده‌اند. اين قواعد همچنين به كوششهاي منجر شده كه هنوز كاملا به ثمر نرسيده‌اند و هدفشان ادغام رفتار ذرات بنيادي با برهم‌كنش قوي، يعني كواركها، و ذرات بنيادي با برهم‌كنش ضعيف، يعني لپتونها، است. به موازات آن، كوششهاي هم براي وحدت بخشيدن به مكانيك برهم‌كنشهاي قوي، ضعيف، والكترومغناطيسي در يك نظريه واحد به عمل آمده است. در كار ادغام برهم‌كنشهاي ضعيف والكترومغناطيسي تا حدي موفقيت حاصل شده است، و چندين طرح پيشنهادي براي شمول برهم‌كنشهاي قوي نيز در دست مطالعه است. موفقيت نهايي زماني حاصل مي‌شود كه طرح وحدت نبروي گرانش را هم شامل شود.

بررسي سازمان يافته برهم‌كنشهاي ذرات ما را از سطح اين كتاب فراتر مي‌برد. فيزيك ذرات اگرچه قدرتي بافيزيك هسته‌اي نزديكي دارد اما موضوعي جداگانه است و با بررسي

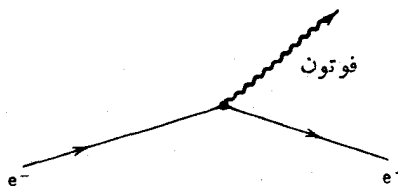
مختصر حق مطلب ادا نمی‌شود. اما در ۱۷ فصل گذشته به اندازه کافی زمینه مطلب را فراهم ساخته‌ایم و اکنون با ارجاع به موارد مشابه فیزیک هسته‌ای می‌توانیم اصول مقدماتی را خلاصه کنیم.

### ۱۰۱۸ خانواده و برهم‌کنشهای ذره

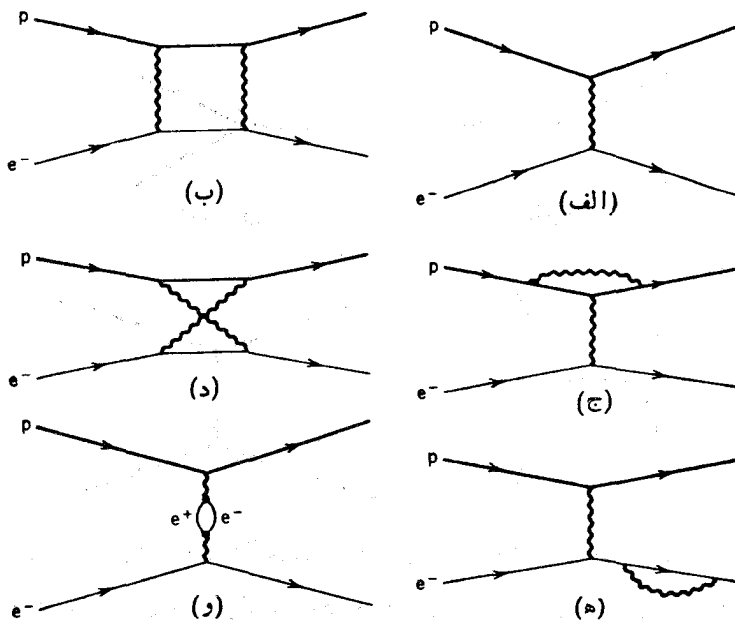
صرف نظر از نیروی گرانش، که هیچ اثر قابل اندازه‌گیری در برهم‌کنشهای ذرات ندارد، سه نوع نیروی بنیادی وجود دارند که بین ذرات عمل می‌کنند: ضعیف، الکترومغناطیسی، و قوی. به هر یک از این نیروها یک پارامتر قدرت نسبی می‌توان نسبت داد و هر یک در فاصلهٔ مکانی یا مقیاس زمانی خاصی عمل خواهد کرد.

به زبان نظریهٔ جدید میدان، هر نیرو از طریق تبادل ذرات یا کوانتومهای میدان حاکم می‌شود. کوانتومهای میدانی خود می‌توانند به عنوان ذرات بنیادی یا مجموعهٔ خواصی معین در نظر گرفته شوند. یک شیوهٔ ترسیمی مفید برای نمایش گسیل یا جذب کوانتومهای میدان در شکل ۱۰۱۸ برای گسیل یک فوتون توسط یک الکترون نشان داده شده است. (البته چنین فرایندی برای الکترونهای آزاد نمی‌تواند رخ دهد، اما برای تشریح مطلب از این واقعیت چشمپوشی می‌کنیم.) این طرز نمایش را نمودار فاینمن می‌گویند. نمودار فاینمن نه تنها نمایشی تصویری از برهم‌کنشهای ذرات را ارائه می‌دهد بلکه محاسبهٔ احتمال وقوع واکنشهای مختلف و فرایندهای واپاشی را از طریق به کارگیری مجموعه‌ای از قواعد ممکن می‌سازد. در اینجا در مورد قواعد بحثی نخواهیم کرد؛ فقط از نمودارها به منظور نمایش فرایند استفاده می‌کنیم. شکل ۲۰۱۸ چند نمونه از فرایندهای ممکن را که در برهم‌کنش الکترومغناطیسی بین الکترون و پرتون رخ می‌دهند نشان می‌دهند. این نظریه زمانی کامل می‌شود که تمام فرایندهای ممکن که تعدادشان نامحدود است در نظر گرفته شوند. خوشبختانه برای پایان رساندن این رشته و رفع نتایج احتمالی نامحدود، راههایی وجود دارند.

برهم‌کنش الکترومغناطیسی بیش از همه برای ما آشناست، و در پایینترین مرتبه با گسیل یا جذب یک فوتون نمایش داده می‌شود. شکل ۳۰۱۸ چندین مثال از نمودار فرایندهای



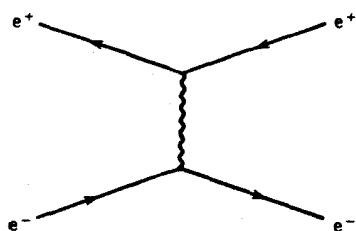
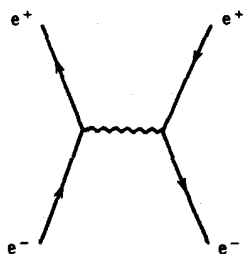
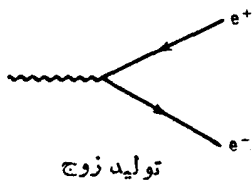
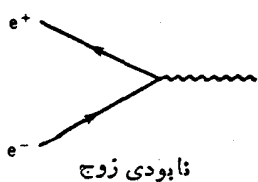
شکل ۱۰۱۸ این نمودار گسیل یک فوتون را به وسیلهٔ یک الکترون نشان می‌دهد. زمان از چپ به راست افزایش می‌یابد، بنابراین حالت اولیه تنها شامل یک الکترون است و حالت نهایی شامل یک الکترون به اضافهٔ یک فوتون است. بعد قائم نشان‌دهندهٔ یک مختصهٔ مکانی دلخواه است.



شکل ۲۰۱۸ چند مثال از نمودارهایی که در برهم کنش الکترومغناطیسی الکترون و پروتون رخ می‌دهند. در محاسبهٔ برهم کنش کامل باید سهم تمام این نمودارها (و تمدادی نامحدود از انواع مشابه) را در نظر گرفت.

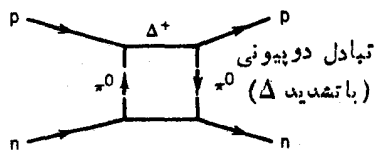
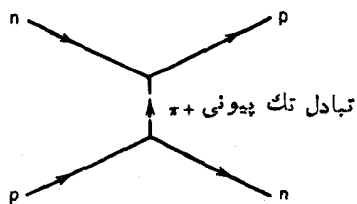
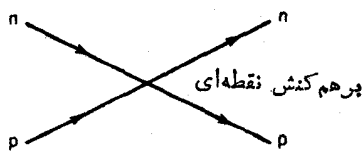
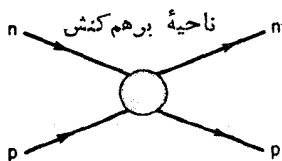
الکترومغناطیسی را نشان می‌دهد. چون در مرتبهٔ اول برهم کنشهای اصلی را در نظر داریم و هدف محاسبهٔ بسیار دقیق نیست، از دیگر فرایندها مانند آنچه در شکل ۲۰۱۸ نشان داده شده است چشمپوشی خواهیم کرد و تنها تبادل تک فوتونها را مورد بررسی قرار خواهیم داد. وقتی که اصول اساسی را دریابیم، می‌توانیم فرایندهای دیگر را با استفاده از شیوه‌ای یکسان نمایش دهیم. شکل ۴۰۱۸ نمودار پراکندگی np را نشان می‌دهد. ماهیت اساسی برهم کنش np مشخص می‌کند که این نمودار در ناحیه‌ای که منطقهٔ برهم کنش شناخته‌شده می‌شود، چگونه جلوه‌گر می‌شود. یکی از امکانات این است که برهم کنش نقطه‌ای (به صورتی که نمایش داده شده است) باشد، اما می‌دانیم که چنین موردی نمی‌تواند تحقق یابد (نوکلونها یقیناً ذرات نقطه‌ای نیستند). می‌دانیم که یک قسمت اصلی از برهم کنش قوی نوکلئون-نوکلئون به واسطهٔ تبادل پیونها صورت می‌گیرد و نمودارهای ممکنه که نمایش‌دهندهٔ این تبادل هستند در شکل ۴۰۱۸ آمده‌اند. همچنین ممکن است تشدید  $\Delta$  را به عنوان یک حالت واسطه در یک نمودار منظور کنیم.

همان گونه که شکل ۵۰۱۸ نشان می‌دهد، برهم کنش ضعیف مسائل مشابهی را برای تشخیص اینکه در ناحیهٔ برهم کنش چه رخ می‌دهد مطرح می‌سازد. چون برهم کنش ضعیف



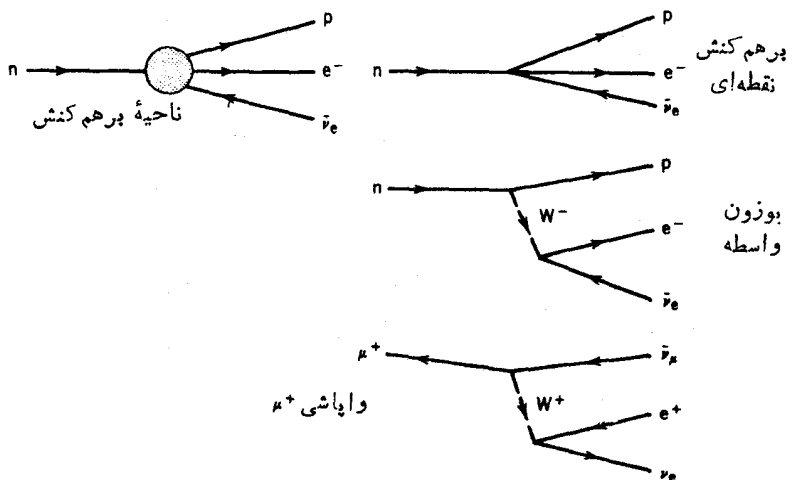
پراکندگی رادرفورد الکترون-پوزیترون - پوزیترون پراکندگی الکترون-پوزیترون

شکل ۳.۱۸ نمودارهای چند فرایند الکترومغناطیسی. معمول این است که پوزیترونها (و دیگر پاد ذره‌ها) را به عنوان ذراتی در نظر بگیریم که نسبت به زمان به طرف عقب در حرکت اند.



شکل ۳.۱۸ نمودارهای برهم کنش np. در طرف راست محتویات ممکن در منطقه برهم کنش نمایش داده شده است. برهم کنش نقطه‌ای صحیح نیست، اما موارد دیگری می‌توانند در برهم کنش np سهم باشند.

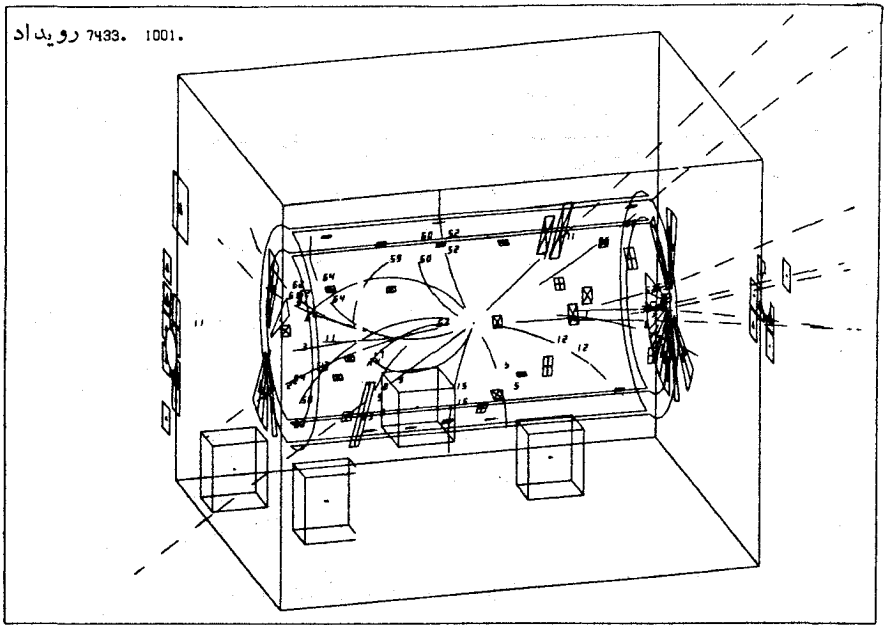




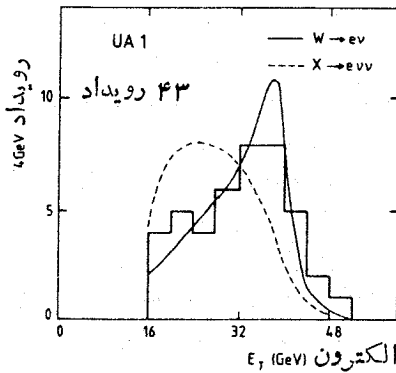
شکل ۵.۱۸ نمودار واپاشیهای ضعیف.

دارای برد کوتاه است، در ابتدا به صورت یک برهم کنش نقطه‌ای نمایش داده شد و در واقع نظریه فرمی برای واپاشی بتا را که در فصل ۹ مطرح شد بر همین اساس به دست آمده است. واپاشی میون نیز می‌تواند به صورت مشابه نمایش داده شود. نظریه فعلی برهم کنش ضعیف، بر اساس مدل نیروی تبادل استوار است. ذرات مبادله شده، بوزونهای برداری واسطه نامیده می‌شوند و به صورت  $W^\pm$  و  $Z^0$  نمایش داده می‌شوند. واپاشی بتای نوترون و واپاشی موئون، همراه با  $W^\pm$  به عنوان حاملین نیروی ضعیف، در شکل ۵.۱۸ نمایش داده شده است. در مورد نوترون، واپاشی به یک  $W^-$  و یک پروتون در یک رأس نمودار صورت می‌گیرد و پس از آن  $W^-$  (باز هم به صورت ضعیف) به  $e^-$  و  $\bar{\nu}_e$  واپاشیده می‌شود. واپاشی  $\mu^+$  به طور مشابه عمل می‌کند. این نمودارها مشکلاتی را که در مورد رأس نقطه‌ای چهار ذره‌ای وجود دارد از میان برمی‌دارد.

وجود بوزونهای ضعیف توسط واینبرگ و سلام پیشنهاد شد. این دو دانشمند در سال ۱۹۶۷ به طور مستقل از یکدیگر برای دست یافتن به توصیفی واحد از تمام برهم کنشهای ذرات از طریق ترکیب نیروهای ضعیف و الکترومغناطیسی در یک چارچوب نظری واحد، اولین قدم را برداشتند. این نظریه الکتروضعیف بر این فرض استوار است که نیروهای ضعیف و الکترومغناطیسی در انرژی بسیار بالا کاملاً یکسان هستند. نیروی الکتروضعیف به واسطه چهار ذره بدون جرم با اسپین ۱، یک سه تاییه (با بارهای ۱، ۰، -۱) و یک تک تاییه (بدون بار)، عمل می‌کند. در انرژیهای پایینتر، تقارن میان نیروهای ضعیف و الکترومغناطیسی شکسته می‌شود، و سه تا از چهار ذره مبادله شده مشخصه بدون جرم بودنشان را از دست

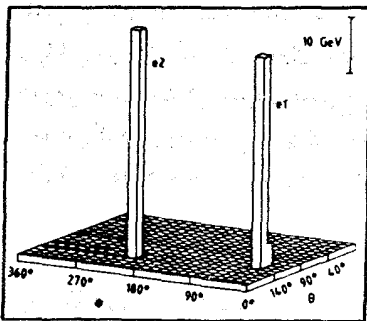


(الف)

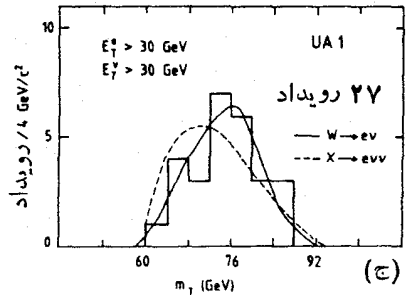


(ب)

شکل ۶۰۱۸ (الف) نمایشی از مسیرهای متعدد ذرات در منطقه مرکزی برخورد دهنده  $p\bar{p}$  در سرن. (ب و ج) درواکنش  $p + \bar{p} \rightarrow W + x$  که به دنبال آن واپاشی  $W \rightarrow e + \nu$  صورت می‌گیرد، نوترینو قابل آشکارسازی نیست، اما اگر تمام محصولات واکنشی آشکارسازی شوند می‌توان انرژی تکانه نوترینو را به دست آورد. در هر یک میلیون رویداد برخورد، تنها در ۴۳ مورد پامسیر واضحی از الکترون که تکانه نوترینو در خلاف جهت آن باشد، (همان گونه که برای واپاشی دو جسمی  $W$  انتظار می‌رود) روپه‌رو می‌شویم، انرژی الکترون در (ب) و انرژی الکترون به علاوه نوترینو در (ج) نمایش داده شده است. داده‌های (ج) مقدار  $81 \pm 2 \text{ GeV}$  را برای جرم  $W$  به دست می‌دهند. (د) درواکنش  $p + \bar{p} \rightarrow Z^0 + x$ ، واپاشی  $Z^0$  دو الکترون می‌دهد که هر دو آشکار می‌شوند. همان گونه که انتظار می‌رود، الکترون‌ها در خلاف جهت  $(\phi_1 - \phi_2 = 180^\circ)$  حرکت می‌کنند، و انرژی کل آنها (که روی محور عمودی نمایش داده شده است) مقدار  $91 + 2 \text{ GeV}$  را برای جرم  $Z^0$  به دست می‌دهد.



(د)



شکل ۶.۱۸ (ادامه)

می دهند و به صورت بوزونهای ضعیف  $W^\pm$  و  $Z^0$  درمی آیند. چهارمین ذره بدون جرم باقی می ماند که همان فوتون معمولی الکترومغناطیسی است.

نظریه واینبرگ-سلام چندین پیش بینی منحصر به فرد می کند که می توانند مستقیماً مورد ارزیابی قرار گیرند. جرمهای  $W^\pm$  و  $Z^0$  را می توان بر اساس ثابت جفت شدگی برهم کنش ضعیف پیش بینی کرد. یادآوری می شود که دریخت واپاشی  $\beta$  در فصل ۹، برای ثابت شدت برهم کنش ضعیف  $g$  مقدار  $10^{-4} \times 88 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$  را به دست آوردیم. این مقدار، از واپاشیهای ابرمجاز  $0^+ \rightarrow 0^+$  به دست آمده، اما می توان فرض کرد که این فقط نمودی از یک خاصیت کلی برهم کنش ضعیف است. بنا به معادله (۳۱.۹)،  $g$  به یک ثابت کلی و بدون بعد  $G$  که شدت برهم کنش ضعیف را مشخص می کند مرتبط می شود. معادله (۳۱.۹) بر اساس ملاحظات ابعادی به دست آمده، و بنا بر این شامل ثابتهای مرتبه واحد نیست. نتیجه دقیق چنین است

$$G = \sqrt{2} g \frac{m^2 c^4}{h^2 c^3} \quad (۱۰.۱۸)$$

بنا به مدل الکتروضعیف واینبرگ-سلام، ارتباط مستقیم بین شدت ضعیف بدون بعد  $G$  و شدت الکترومغناطیسی بدون بعد از طریق ثابت ساختار ریز یعنی  $\alpha = e^2 / 4\pi\epsilon_0 hc$ ، به صورت زیر است

$$G \sin^2 \theta_w = \frac{1}{2} \pi \alpha \quad (۲۰.۱۸)$$

که در آن  $\theta_w$  زاویه واینبرگ نامیده می شود و پارامتری از این مدل است. زاویه واینبرگ با استفاده از چند آزمایش گوناگون می تواند مشخص شود که نتیجه چنین است

$$\sin^2 \theta_w = 0.23 \pm 0.01$$

بنابر این  $G = ۰۳۹۹$  و با استفاده از مقدار  $g$  که در واپاشی  $\beta$  اندازه‌گیری شده است (در واپاشی موئون مقداری مساوی به دست می‌آید و این نشان می‌دهد که تعبیر آن به عنوان ثابت عمومی جفت شدگی ضعیف صحیح است)، می‌توان جرمی را که در معادله (۱.۱۸) آمده است مشخص کرد. چون برهم کنشهای ضعیفی که برای به دست آوردن  $g$  به کار رفته اند شامل مبادله  $W^\pm$  باردار هستند، این جرم مربوط به  $m_W$  و دارای مقدار زیر است

$$m_W c^2 = 78 \text{ GeV}$$

و رابطه دیگر چنین است

$$m_Z c^2 = \frac{m_W c^2}{\cos \theta_W} \quad (۳.۱۸)$$

$$= 89 \text{ GeV}$$

خلق ذراتی با چنین جرم زیادی ( $\approx 100 m_p$ ) به شتابدهنده‌های بزرگی نیاز دارد، و هیچ شتابدهنده‌ای که در مد هدف ثابت کار کند آنقدر قوی نیست که ذراتی بسا این گستره جرمی را تولید کند. آزمایشهای سال ۱۹۸۳ در برخورددهنده پروتون-پادپروتون CERN که در آن هر یک از باریکه‌ها دارای انرژی  $270 \text{ GeV}$  است، اولین نشانه‌های وجود  $W^\pm$  و  $Z^0$  را به دست دادند. انرژی مرکز جرمی ( $540 \text{ GeV}$ ) بسیار بیشتر از مقدار لازم برای تولید  $W^\pm$  یا  $Z^0$  است، اما سطح مقطع به ازای مقدار آستانه انرژی آنقدر کوچک است که امیدی برای آشکارسازی ذرات نیست. ذرات  $W^\pm$  و  $Z^0$  مستقیماً آشکار نمی‌شوند، بلکه به جای آنها در واپاشیهایی مانند

$$W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$$

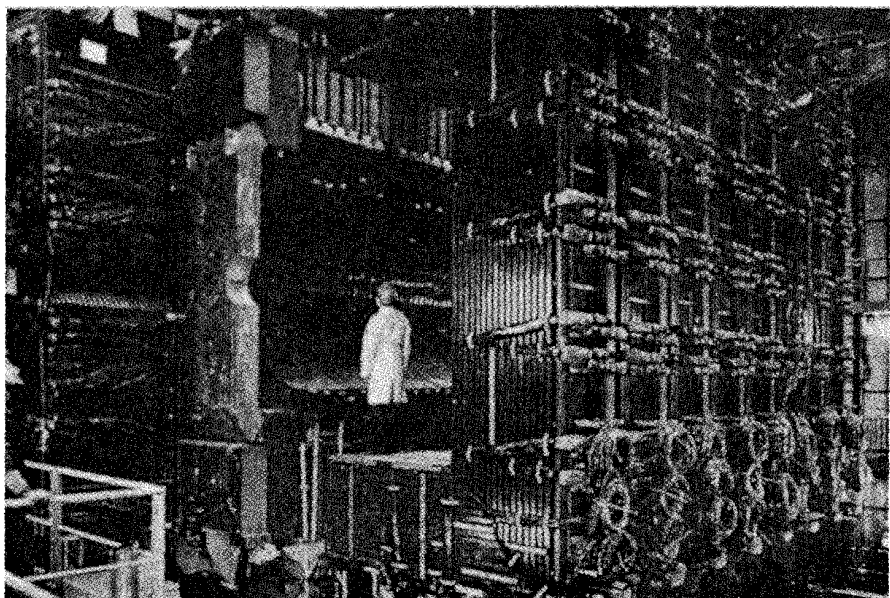
$$Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$$

آزمایشگران باید قادر به آشکارسازی الکترونیایی با انرژی  $40-50 \text{ GeV}$  باشند. برای این منظور آشکارسازهای فوق‌العاده بزرگ لازم است که در شکل ۷.۱۸ نمایش داده شده است. آزمایشهایی که برای جستجوی بوزونهای ضعیف صورت گرفت موفقیت آمیز بود و جرماهای به دست آمده چنین بودند

$$m_W c^2 = 80.78 \pm 2.7 \text{ GeV}$$

$$m_Z c^2 = 91.187 \pm 1.6 \text{ GeV}$$

این اکتشاف و توافق بسیار خوب آن با مقادیر پیش‌بینی شده موفقیت نظریه واینبرگ-سلام

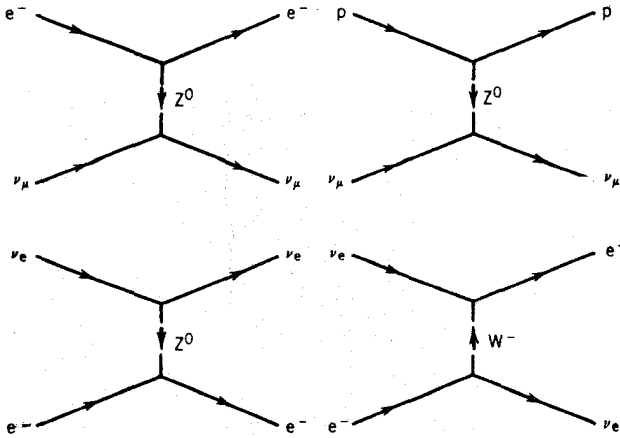


شکل ۲۰۱۸ آشکارساز عظیم UA1 در پرخورددهنده  $p\bar{p}$  سرن که داده‌های شکل ۶.۱۸ (ب) و (ج) با استفاده از آن به دست آمده‌اند. آشکارساز یک گرماسنج الکترومغناطیسی و هادرونی ۲۰۰۰ تنی است و برای ثبت عبور تمام محصولات برهم کنش قوی یا الکتسریکی و اکنشها طراحی شده است، بدین ترتیب برای استخراج خواص نوترینوهای آشکار نشده می‌توان از موازنه انرژی و تکانه استفاده کرد. زمانی که دو نیمه آشکارساز به یکدیگر فشرده می‌شوند، گرماسنج می‌تواند ذرات را در زاویه‌های عرضی از  $۹۰^\circ$  تا  $۲^\circ$  مشاهده کند.

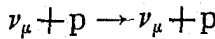
را نشان داد، و جایزه نوبل ۱۹۸۴ را برای کار لورویبا، رهبر تیم آزمایشی و سایمون وان در میر که با تدوین اصل خنک‌سازی تصادفی، راه اندازی پرخورددهنده  $p\bar{p}$  را در سرن ممکن می‌ساخت، به ارمغان آورد.

تمام برهم کنشهای ضعیفی که تا کنون در موردشان بحث شد، در رابطه با تبادل  $W^\pm$  باردار هستند. اینها برهم کنشهای ضعیف «جریان باردار» نامیده می‌شوند. پیش‌بینی قابل ارزیابی دیگری نظریه واینبرگ-سلام نوع جدیدی از برهم کنش است که در ارتباط با تبادل  $Z^0$  است و بنا بر این برهم کنش ضعیف جریان خنثی نامیده می‌شود. نمونه‌ای از آن پراکندگی نوترینو به صورت زیر است

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$$



شکل ۸.۱۸ برهم کنشهای ضعیف جریان خنثی به واسطه مبادله  $Z^0$  صورت می گیرند. بعضی از فرایندها، مانند پراکندگی  $\nu_e e$  که در پایین نمایش داده شده اند می توانند در هر دو برهم کنش جریان باردار و جریان خنثی صورت گیرند.



که آن را در شکل ۸.۱۸ نشان داده ایم. با قابل دسترس شدن پرتوهای پر شدت نوترینوها با انرژی بالا ( $\sim 100 \text{ GeV}$ ) در اوایل دهه ۱۹۷۰ در سرن، مشاهده این رویدادهای پراکندگی نوترینو و تصدیق وجود جریانهای خنثی ضعیف ممکن شد. این آزمایش اولین تصدیق مستقیم مدل واینبرگ-سلام را به دست داد و در نتیجه آن، واینبرگ، سلام، و همکارشان گلاشو جایزه نوبل فیزیک سال ۱۹۷۹ را به خود اختصاص دادند.

بنا بر این، سه برهم کنش اساسی داریم: الکترومغناطیسی که در رابطه با تبادل فوتونهاست، ضعیف که با تبادل  $W^\pm$  و  $Z^0$  مشخص می شود؛ و قوی که مثلاً با تبادل مزونهای  $\pi$  بین نوکلئونها سروکار دارد. دوتای اول حقیقتاً فرایندهای بنیادی هستند، در حالی که آخری به دلیل اینکه نوکلئونها و مزونها ذرات مرکب هستند چنین نیست. در بخش ۳.۱۸ برهم کنشهای قوی را بر پایه ای اساسیتبر حسب مدل کوآرک، که در آن برهم کنشی قوی میان کوآرکها به واسطه تبادل ذرات میدانی به نام گلوئون صورت می گیرد، مورد مطالعه قرار می دهیم.

ذرات خود به چندین دسته اصلی تقسیم بندی می شوند. اول ذرات میدانی مانند  $\gamma$ ،  $Z^0$ ،  $W^\pm$ ، گلوئونها (جدول ۱.۱۸). به این فهرست می توان گراویتون را که به عنوان ذره حامل برهم کنش گرانشی پیشنهاد شده (ولی مشاهده نشده) اضافه کرد.

پس از آن نوبت لپتونهاست که در جدول ۲.۱۸ آمده اند. سویمین لپتون باردار،  $e$ ،  $\mu$ ،  $\tau$  خواصی مشابه  $e$  و  $\mu$  دارد اما جرم آن خیلی بزرگتر و برابر با  $1784 \text{ MeV}$  است. لپتون  $\tau$  در سال ۱۹۷۵ در آزمایشهای انجام شده در SLAC کشف شد.

جدول ۱۰۱۸ ذرات میدانی

ذره	جرم	بار	اسپین
$\gamma$	۰	۰	۱
$W_{\pm}$	$81 \text{ GeV}/c^2$	$\pm 1$	۱
$Z^0$	$92 \text{ GeV}/c^2$	۰	۱
گلوئونها	۰	۰	۱
گراویتون	۰	۰	۲

جدول ۲۰۱۸ لبتونها

ذره	پاد ذره	جرم ( $\text{MeV}/c^2$ )	بار	اسپین	طول عمر (ثانیه)	مدهای واپاشی
$e^+$	$e^-$	۰.۵۱۱	$\pm 1$	$\frac{1}{2}$	پایدار	
$\bar{\nu}_e$	$\nu_e$	$< 26 \text{ eV}/c^2$	۰	$\frac{1}{2}$	پایدار	
$\mu^+$	$\mu^-$	۱۰۵.۶۶	$\pm 1$	$\frac{1}{2}$	$2.2 \times 10^{-6}$	$e\nu_e\nu_\mu$
$\bar{\nu}_\mu$	$\nu_\mu$	$< 0.50$	۰	$\frac{1}{2}$	پایدار	
$\tau^+$	$\tau^-$	۱.۷۸۲	$\pm 1$	$\frac{1}{2}$	$3.2 \times 10^{-13}$	$\mu\nu_\mu\nu_\tau$ (%۱۸) $e\nu_e\nu_\tau$ (%۱۷) $\pi\nu_\tau$ (%۱۰) $\rho\nu_\tau$ (%۲۲)
$\bar{\nu}_\tau$	$\nu_\tau$	$< 1.64$	۰	$\frac{1}{2}$	پایدار	

تا آنجا که تاکنون توانسته‌ایم کشف کنیم، لپتون‌ها ذرات «نقطه‌ای» بنیادی واقعی هستند. برهم کنش قوی هیچ تأثیری بر آنها ندارد، اما در برهم کنش‌های الکترومغناطیسی وضعیت مشابه یکدیگر به نظر می‌رسند. با استفاده از الکترو دینامیک کوانتومی، گشاورهای مغناطیسی  $e$  و  $\mu$  اندازه‌گیری و محاسبه شده‌اند؛ اختلاف بین مقدار انتظاری ضریب  $g$  که برای یک ذره دیراک خاص برابر ۲ می‌شود و مقدار مشاهده شده آن در حدود  $2-10^{-5}$  است که با دقتی در حدود  $9-10^{-5}$  شناخته شده است. چنین توافق خوبی میان نظریه و آزمایش در هر دو مورد، مؤید طرز برخورد ما با ذرات  $e$  و  $\mu$  و انتساب خواص و برهم کنش‌های یکسان بدانهاست.

در حال حاضر لپتون‌ها به سه زوج دوتایه به صورت:  $(e, \nu_e)$ ،  $(\mu, \nu_\mu)$ ، و  $(\tau, \nu_\tau)$ ، و البته علاوه بر ذره‌هایشان تقسیم بندی می‌شوند. گرچه تولید لپتون‌های سنگینتری با استفاده از شتاب دهنده‌های فعلی کاملاً امکان پذیر بوده است، اما هنوز هیچ نوع دیگری یافت نشده است. حد بالای تعداد چنین گروه‌هایی را می‌توان از نظریه‌های موجود دربارهٔ تحول عالم (فصل ۱۹) به دست آورد. وجود بیش از چهار نوع لپتون به احتمال فوق العاده زیاد غیر ممکن است و حد بالا می‌تواند همان عدد ۳ باشد. بنا بر این به احتمال قوی بعد از ۳ انواع جدیدی از لپتون وجود ندارد.

گروه بعدی ذرات، مزون‌ها هستند که قبلاً در مورد آنها بحث کرده‌ایم و تا حدودی در فصل ۱۷ آنها را دسته بندی کردیم. مزون‌ها ذراتی با برهم کنش قوی و با اسپین صحیح هستند. مزون‌های شگفت در تولید و واپاشی‌هایشان از قواعدی غیر معمول پیروی می‌کنند که معرفی خاصیتی جدید به نام شگفتی را الزام آور می‌کنند. علاوه بر آن، مشاهدات غیر عادی تولید واپاشی آنها را با استفاده از خواصی دیگر با نام‌های افسون، ته بودن (یا زیبایی) و سر بودن (یا حقیقت) توضیح می‌دهند.

باریون‌ها ذرات سنگین با برهم کنش قوی و اسپین نیمه صحیح ( $1/2, 3/2, \dots$ ) هستند. سبکترین اعضای آنها پروتون و نوترون هستند. در سطح مقطع پيون-نوکلئون چندین تشدید، که در فصل ۱۷ مورد بحث قرار گرفت، دیده می‌شوند که اگرچه تنها برای مدت  $22-10^{-22}$  s یا در حدود آن دوام می‌آورند ولی در فهرست باریون‌ها جای دارند. همچنین باریون‌های شگفت هم وجود دارند که خواصی مشابه مزون‌های شگفت از خود نشان می‌دهند. انواعی دیگری از باریون‌ها نیز وجود دارند.

چون مزون‌ها و باریون‌ها ذرات مرکب هستند، احتمالاً تعداد حالات ممکن برای آنها بدون هیچ حدی بالا می‌رود و چون دربارهٔ زیر ساختار آنها اطلاعات کافی داریم، لزومی ندارد که آنها را ذرات بنیادی تلقی کنیم. از سوی دیگر، چون معمولاً در فیزیک هسته‌ای در انرژی‌های پایین زیر ساختار را مشاهده نمی‌کنیم، نوکلئون‌ها و مزون‌ها را می‌توانیم به عنوان واحدهای بنیادی (که گسترده‌گی فضایی دارند) تلقی کنیم.

## ۲.۱۸ تقارن‌ها و قوانین پایستگی

برهم کنش‌های ذرات را با استفاده از تعدادی قانون پایستگی و تقارن می‌توان تحلیل و تعبیر



کرد. این قوانین ماهیتاً کلاسیکی هستند و بر اساس ادراک ما از مفاهیم خواص اولیه فضا در زمان بنا شده‌اند. بعضی دیگر تجربی هستند و فقط به توضیح مشاهده بعضی فرایندها و عدم مشاهده بعضی دیگر کمک می‌کنند. بعضی از این قوانین ظاهراً مطلق هستند و در تمام موارد و در تمام فرایندها رعایت می‌شوند، و بعضی دیگر در پاره‌ای از فرایندها برقرارند و در پاره‌ای دیگر برقرار نیستند.

## انرژی و تکانه

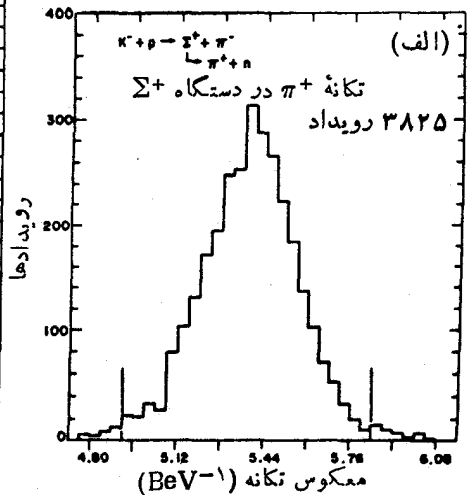
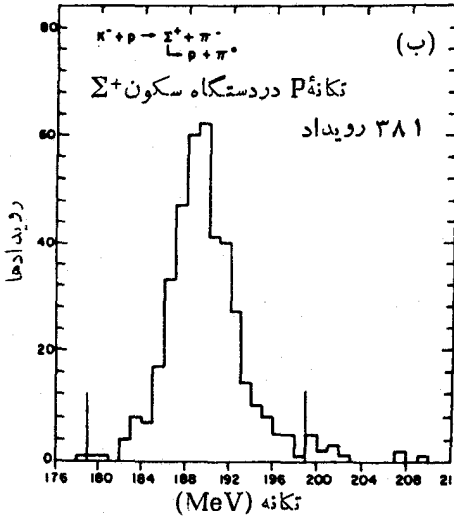
تمام واپاشیها و واکنشها از پایستگی انرژی و تکانه کل نسبی تبعیت می‌کنند. همان‌طور که قبلاً گفته‌ایم، مقدار  $Q$  متعلق به یک واپاشی یا فرایند واکنش را می‌توان به صورت  $Q = (m_i - m_f)c^2$  تعریف کرد، اما اغلب ساده‌تر است که مستقیماً با انرژی نسبی کل سروکار داشته باشیم. در یک فرایند واپاشی بسایک حالات نهایی دوزره‌ای به صورت  $A \rightarrow B + C$ ، از پایستگی تکانه در چارچوب سکون  $A$  نتیجه می‌شود که  $p_B = p_C$  و با توجه به  $E_i = m_A c^2$  و  $E_f = E_B + E_C$  می‌توان انرژیهای  $B$  و  $C$  را به صورت جداگانه به دست آورد

$$T_B = \frac{(m_A c^2 - m_B c^2 - m_C c^2)(m_A c^2 - m_B c^2 + m_C c^2)}{2m_A c^2} \quad (۴.۱۸)$$

$$T_C = \frac{(m_A c^2 - m_B c^2 - m_C c^2)(m_A c^2 - m_C c^2 + m_B c^2)}{2m_A c^2} \quad (۵.۱۸)$$

مثلاً در واپاشی  $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ ،  $m_n c^2 = 1189.36 \text{ MeV}$ ،  $m_{\pi^+} c^2 = 139.57 \text{ MeV}$  و  $m_{\Sigma^+} c^2 = 939.57 \text{ MeV}$  به دست می‌آیند. در شکل ۹.۱۸ توزیع تکانه مشاهده شده در این فرایند واپاشی و در واپاشی مشابه آن،  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  که در آن انتظار می‌رود  $T_p = 187.8 \text{ MeV}$  باشد، نمایش داده شده است.

در مورد حالت نهایی سه جسمی مانند واپاشی  $A \rightarrow B + C + D$ ، انرژیهای محصولات نهایی به صورت جداگانه مشخص نمی‌شوند بلکه مانند حالت واپاشی بتا از به‌طور جمعی به دست می‌آیند. توزیع انرژی جنبشی  $B$ ،  $C$ ، و  $D$  از صفر تا  $T_{\max}$  گسترده است. پایستگی تکانه در چارچوب سکون  $A$  ایجاب می‌کند که تکانه  $B$  باید با تکانه یکی از ذرات یا هر دوزره  $C$  و  $D$  موازنه شود. زمانی که کمترین مقدار ممکن انرژی به  $C$  یا  $D$  داده می‌شود، این بدان معنی است که تکانه پس‌زدگی باید از بین  $C$  و  $D$  به آنکه سنگینتر است داده شود و دیگری در حال سکون باقی بماند، در این صورت ذره  $B$  دارای انرژی بیشینه خواهد



شکل ۹۰۱۸ (الف) تکانه  $\pi^+$  در واپاشی  $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n$ . یهنایی که مشاهده می‌شود ناشی از توان تفکیک آزمایش است. تکانه مرکزی برابر  $12 \text{ MeV}/c$  و  $185.74 \pm 0.5 \text{ MeV}/c$  و متناظر با  $1 \text{ MeV}$  است.  $T_{\pi} = 92.8 \pm 0.1 \text{ MeV}$  است. (ب) تکانه پروتون در  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  و تکانه مرکزی برابر  $16 \text{ MeV}/c$  و  $189.35 \pm 0.1 \text{ MeV}/c$  که انرژی  $T_p = 189.9 \pm 0.1 \text{ MeV}$  را به دست می‌دهد.

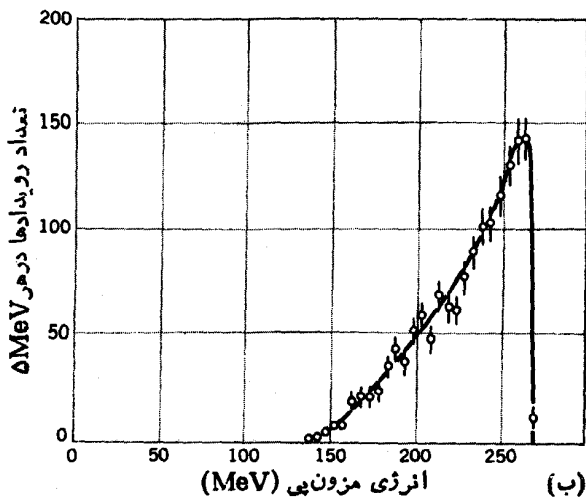
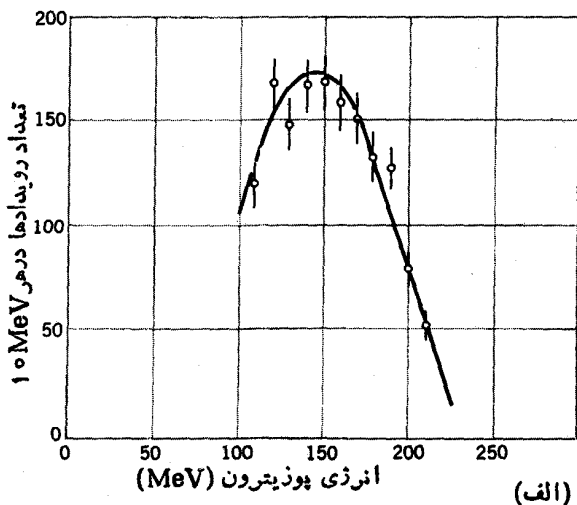
بود. آنگاه با فرض اینکه  $m_C > m_D$  باشد، می‌توانیم بیشینه انرژی جنبشی  $B$  را محاسبه کنیم

$$T_{B, \max} = \frac{(m_A c^2 - m_D c^2 - m_B c^2 - m_C c^2)(m_A c^2 - m_D c^2 - m_B c^2 + m_C c^2)}{2(m_A c^2 - m_D c^2)}$$

(۶۰۱۸)

این نتیجه را می‌توان مستقیماً از معادله (۴۰۱۸) با قرار دادن  $m_A c^2 \rightarrow m_A c^2 - m_D c^2$  به دست آورد. (یعنی اگر  $D$  در حال سکون باشد، از انرژی حاصل که بین  $B$  و  $C$  تقسیم می‌شود به اندازه  $m_D c^2$  کاسته می‌شود.) در مورد  $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$  از معادله (۶۰۱۸) معلوم می‌شود که  $T_{\pi, \max} = 130.3 \text{ MeV}$  و  $T_{e, \max} = 227.9 \text{ MeV}$ . شکل ۱۰۰۱۸ توزیع انرژی  $e^+$  و  $\pi^0$  را که در واپاشی  $K^+$  گسیل می‌شوند نشان می‌دهد، و نمایانگر آن است که نقاط انتهایی با مقادیری محاسبه شده سازگارند.

اگر ذره  $A$  در حال پرواز واپاشیده شود، دیگر معادلات (۴۰۱۸) تا (۶۰۱۸) در چارچوب آزمایشگاه معتبر نخواهند بود. آنها در چارچوب سکون  $A$  معتبر می‌مانند، و برای آنکه به چارچوب آزمایشگاه برگردیم می‌توانیم از تبدیل لورنتس استفاده کنیم. فرض کنید ذره  $A$  (و بنا بر این مرکز جرم اولیه) در راستای  $z$  با سرعت  $v$  حرکت می‌کند. آنگاه اگر



شکل ۱۰.۱۸ طیف انرژی پوزیترونهای (الف) و مزونهای  $\pi$  (ب) در واپاشی  $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$ .

$E'$  انرژی نسبی کل که از به کارگیری معادلات (۴.۱۸) تا (۶.۱۸) در چارچوب مرکز جرم به دست آمده است ( $E' = T' + mc^2$ ) باشد، در چارچوب آزمایشگاه انرژی تبدیل شده برابری با

$$E = \gamma(E' - \beta p'_z) \quad (۷.۱۸)$$

که در آن  $\beta = v/c$  و  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  است. مقدار  $p'_z$  (مؤلفه  $z$  از تکانه  $B$ ،  $C$ ، یا  $D$  در چارچوب مرکز جرم) با تغییر جهت گسیل  $B$ ،  $C$ ، یا  $D$  در چارچوب مرکز جرم  $A$  تغییر خواهد کرد. بنا بر این متناظر با مقدار  $E'$  مقدار یگانه‌ای برای  $E$  وجود نخواهد داشت. در مورد واکنشهایی چون  $A + B \rightarrow C + D + \dots$  ساده‌ترین کار این است که محاسبات سینماتیکی را در چارچوب مرکز جرم انجام دهیم و سپس به چارچوب آزمایشگاه تبدیل کنیم. در چارچوب آزمایشگاه، فرض می‌کنیم که ذره  $A$  بر ذره  $B$  که در حال سکون است فرود آید. کمیت  $E^2 - c^2 p^2$  برای هر سیستمی از ذرات، ناورداست و بنابراین می‌توانیم این کمیت را در چارچوبهای مرکز جرم و آزمایشگاه محاسبه کنیم

$$(\sum E)^2 - c^2 (\sum p)^2 = (E_A + m_{BC} c^2)^2 - c^2 p_A^2 \quad (\text{آزمایشگاه (الف ۸.۱۸)})$$

$$= (E'_A + E'_B)^2 \quad (\text{مرکز جرم (ب ۸.۱۸)})$$

اگر  $E'_0$  را انرژی کل در چارچوب مرکز جرم فرض کنیم

$$E'_0 = E'_A + E'_B \quad (۹.۱۸)$$

آنگاه از ترکیب معادله (الف ۸.۱۸) با معادله (ب ۸.۱۸) داریم

$$E_0'^2 = m_{AC}^2 c^4 + m_{BC}^2 c^4 + 2 m_{BC} c^2 E_A \quad (۱۰.۱۸)$$

اگر باحالات نهایی دو ذره ای  $C + D$  سروکار داشته باشیم، می‌توانیم با تصور واپاشی یک «ذره» در حال سکون با انرژی جرمی  $E'_0$  در چارچوب مرکز جرم معادلاتی دقیقاً مشابه معادلات (۴.۱۸) و (۵.۱۸) برای انرژیهای نهایی  $T'_C$  و  $T'_D$  بنویسیم

$$T'_C = \frac{(E'_0 - m_{CC} c^2 - m_{DC} c^2)(E'_0 - m_{CC} c^2 + m_{DC} c^2)}{2 E'_0} \quad (۱۱.۱۸)$$

همین نتیجه را برای  $T'_D$  نیز می‌توان نوشت. آنگاه برای تبدیل به چارچوب آزمایشگاه می‌توان از معادله (۷.۱۸) استفاده کرد.

برای حالات نهایی سه جسمی  $C + D + E$ ، می‌توان مشابه معادله (۶.۱۸) را در چارچوب آزمایشگاه برای یافتن بیشینه انرژی  $C$  به کار برد (در اینجا  $D$  انرژی پس‌زدگی

را دریافت می‌کند و  $E$  در سکون است)

$$T'_{C, \max} = \frac{(E'_0 - m_E c^2 - m_C c^2 - m_D c^2)(E'_0 - m_E c^2 - m_C c^2 + m_D c^2)}{2(E'_0 - m_E c^2)} \quad (12.18)$$

غالباً هدف ما در واکنشهای انرژی بالا تولید ذرات جدید است، به طوری که داریم  $Q < 0$  و بر واکنش در چارچوب آزمایشگاه شرط آستانه‌ای حکمفرماست. (فرض می‌کنیم  $A$  بر  $B$  که ساکن است فرود می‌آید.) در شرایط آستانه، ذرات تولیدی  $C + D + E + \dots$  به صورت یک گروه با هم حرکت می‌کنند. در حرکت عرضی نسبت به راستای اولیه حرکت  $A$ ، هیچ انرژی «اتلاف» نمی‌شود. در چارچوب مرکز جرم این حالت مطابق با حالتی است که گروه ذرات تولیدی در حال سکون تشکیل می‌شوند. چون ذرات تولیدی به صورت یک گروه تشکیل می‌شوند، به هویت آنها کاری نداریم و می‌توانیم جرم کلی آنها را به صورت  $M$  نمایش دهیم

$$M = m_C + m_D + m_E + \dots \quad (13.18)$$

آنگاه با استفاده از پایستگی انرژی و تکانه در چارچوب آزمایشگاه، می‌توانیم انرژی جنبشی آزمایشگاهی آستانه را به دست آوریم

$$T_{A, \text{th}} = \frac{(M c^2 - m_A c^2 - m_B c^2)(M c^2 + m_A c^2 + m_B c^2)}{2 m_B c^2} \quad (14.18)$$

و یا معادل آن را می‌توان نوشت

$$T_{A, \text{th}} = (-Q) \frac{\text{جرم کلی تمام ذرات اولیه و نهایی}}{\text{جرم هدف} \times 2} \quad (15.18)$$

مثلاً، در تولید پادپروتون‌ها در واکنش  $p + p \rightarrow p + p + \bar{p}$  داریم  $Q = -2 m_p c^2$

$$T_{A, \text{th}} = 2 m_p c^2 \frac{6 m_p c^2}{2 m_p c^2} = 6 m_p c^2 = 5.63 \text{ GeV}$$

تکانه زاویه‌ای

در تمام واکنشها و واکنشها تکانه زاویه‌ای نیز پایسته می‌ماند. در مورد واکنشهای دو ذره‌ای  $A \rightarrow B + C$ ، با فرض آنکه  $s_A$ ،  $s_B$ ،  $s_C$  و  $s$  نمایانگر اسپینهای ذاتی ذرات باشند، داریم

$$|s_A| = |s_B + s_C + \mathbf{l}_{B,C}| \quad (16.18)$$

که در آن  $I_{B,C}$  تکانه زاویه‌ای مداری نسبی مجموعه BC است. برای واپاشی سه ذره‌ای، ابتدا تکانه زاویه‌ای مداری يك زوج، مثلا، BC، را محاسبه می‌کنیم. سپس تکانه زاویه‌ای D را نسبت به زوج BC تعیین می‌کنیم

$$|s_A| = |s_B + s_C + I_{B,C} + s_D + I_{C,D}| \quad (17.18)$$

به‌طور کلی برای استفاده از این عبارت باید همه مجهولات بجز یکی از آنها را در دست داشته باشیم. معمولا حدود I را می‌توان از اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای ذرات واپاشی‌کننده یا از بحثهایی دیگر به دست آورد.

واکنشها را می‌توان به‌طور مشابه مورد تحلیل قرارداد. برای  $A + B \rightarrow C + D$

داریم

$$|s_A + s_B + I_{A,B}| = |s_C + s_D + I_{C,D}| \quad (18.18)$$

پارینه

به هر ذره بنیادی يك پارینه ذاتی وابسته است که یافرد (-) و یازوج (+) است. پارینه  $\pi$  همچنین می‌تواند بیانگر رفتار تابع موج فضایی ذره تحت عملگر پارینه  $\pi \rightarrow -\pi$  باشد

$$\psi(\pi) \rightarrow \psi(-\pi) = \pi \psi(\pi) \quad (19.18)$$

چون با کاربرد دوباره عملگر پارینه باید به تابع موج اولیه باز گردیم، پس  $\pi^2 = 1$  و  $\pi = \pm 1$  است. آشنا ترین کاربرد این نتیجه در مورد حالات تکانه زاویه‌ای مداری با پارینه  $(-1)^l$  است. پارینه‌ها را می‌توان در واکنشها نسبت به پارینه پروتون، که بنا به تعریف زوج فرض می‌شود، تعیین کرد.

پارینه در تمام برهم کنشهای الکترومغناطیسی یا قوی کاملاً پایستگی دارد، اما در برهم کنشهای ضعیف نقض می‌شود. پارینه خالص در هر طرف يك واپاشی یا فرایند واکنش از حاصلضرب پارینه‌های ذاتی و پارینه‌های فضایی نسبی محاسبه می‌شود، مثلا، واپاشی قوی مزون  $\phi$  را در نظر بگیرد

$$\phi \rightarrow K^+ + K^-$$

پارینه ذاتی  $\phi$  باید مشخص شود. بنا بر پایستگی پارینه چنین داریم

$$\pi_\phi = \pi_K + \pi_{K^-} - (-1)^l$$

که در آن l تکانه زاویه‌ای مداری نسبی  $K^+$  و  $K^-$  است. برای ذرات بسا اسپین درست،

مانند  $K^+$  و  $K^-$ ، پاریته پاد ذرات و ذرات یکسان اند. (ذرات و پاد ذرات با اسپین نیمه درست، مانند  $p$  و  $\bar{p}$ ، پاریته‌های ذاتی مخالف دارند.) بنابراین پاریته ذاتی  $K^+$  هر چه باشد، پاریته  $K^-$  نیز همان است و  $\pi_{K^+} + \pi_{K^-} = +1$  خواهد بود. اسپینهای  $K^+$  و  $K^-$  صفر هستند، اما  $\phi$  دارای اسپین ۱ است، سپس بنا به معادله (۱۶.۱۸) پایستگی تکانه زاویه‌ای ایجاب می‌کند که  $l = 1$  و  $\pi_{\phi} = -1$  باشد. بنابراین مزون  $\phi$  دارای پاریته فرد است. حال فرایند واپاشی الکترومغناطیسی زیر را در نظر بگیرید

$$\Sigma^{\circ} \rightarrow \Lambda^{\circ} + \gamma$$

$\Lambda^{\circ}$  با پاریته زوج و اسپین ۱/۲ مشخص می‌شود.  $\Sigma^{\circ}$  نیز دارای اسپین ۱/۲ است. بنا به پایستگی تکانه زاویه‌ای، فوتون باید حامل تکانه زاویه‌ای ۱ باشد (تکانه زاویه‌ای صفر برای فوتونها مجاز نیست)، و با توجه به آنکه فوتون با خصوصیت دو قطبی مغناطیسی مشاهده می‌شود، قواعد پاریته برای گسیل فوتون، که در رابطه (۱۶.۱۵) آمده‌اند، ایجاب می‌کند که پاریته فوتونهای  $M_1$  تغییر نکند. پس باید پاریته  $\Sigma^{\circ}$  همان پاریته  $\Lambda^{\circ}$ ، یعنی زوج، باشد.

#### عدد باریونی

تا آنجا که تاکنون دیده‌ایم، در تمام واپاشیها و واکنشها عدد باریونی کل  $B$  پایسته می‌ماند (اما برای موارد نقض ممکن بخش ۸.۱۸ را ببینید). اگر به باریونها عدد باریونی  $B = +1$  و به پاد باریونها  $B = -1$  و به تمام غیر باریونها (مزونها، لبتونها، و ذرات میدانی)  $B = 0$  را نسبت دهیم، آنگاه حاصل جمع عدد باریونی در دو طرف فرایند واپاشی یا واکنش باید یکسان باشد. مثلاً، برای تولید پاد پروتون در برخورد های پروتون-پروتون لازم است که سه پروتون در حالت نهایی موجود باشند

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$$

$$B = +1 + 1 \rightarrow +1 + 1 + 1 - 1$$

و مقدار خالص  $B = +2$  در هر طرف واکنش حفظ می‌شود. به طور مشابه، پایستگی عدد باریونی، واپاشیهای نظیر

$$\bar{\Lambda}^{\circ} \rightarrow p + \pi^{-}$$

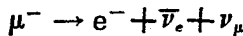
$$B = -1 \rightarrow +1 + 0$$

را ممنوع می‌شمارد. مدلهای پیشنهادی برای به وحدت رساندن برهم کنشهای قوی، ضعیف، و الکترومغناطیسی حاکی از آن‌اند که پایستگی عدد باریونی در واقع مطلق نیست، اما

همان طور که در بخش ۸.۱۸ بحث خواهیم کرد، نقض آن، اگر اتفاق بیفتد، فقط در طی زمانهای فوق العاده طولانی (بزرگتر از  $۱۰^{۳۱}$  سال) رخ می دهد. برای تمام واپاشیها و برهم کنشهای ذرات مشاهده پذیر،  $B$  را مطلقاً پایسته فرض خواهیم کرد.

### عدد لپتونی

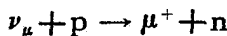
در تئاب با عدد باریونی برای هر یک از سه نوع لپتون ( $e, \mu, \tau$ ) یک عدد لپتونی  $L = +1$  به لپتونها،  $L = -1$  به پاد لپتونها، و  $L = 0$  به غیر لپتونها نسبت می دهیم. عدد لپتونی کل به طور جداگانه برای هر نوع از لپتونها در تمام برهم کنشها و واپاشیهای ذره ای پایسته می ماند. مثلاً واپاشی موئون به صورت زیر را در نظر بگیرد



$$L_e = 0 \rightarrow +1 - 1 = 0$$

$$L_\mu = +1 \rightarrow 0 + 0 + 1 = 1$$

در هر دو طرف فرایند واپاشی  $L_e = 0$  و  $L_\mu = +1$  است و بنا بر این در این واپاشی عدد لپتونی الکترون و موئون پایسته می ماند. واپاشی  $\mu \rightarrow e + \gamma$  تنها به دلیل پایستگی عدد لپتونی ممنوع است (پایستگی  $L_e$  و  $L_\mu$  هر دو نقض می شود). جستجوی این واپاشی، یکی از مهمترین آزمونهای طرح انتساب عدد لپتونی را فراهم می آورد؛ حد بالای فعلی نسبت به واپاشیهایی که عدد لپتونی در آن پایسته می ماند در حدود  $10^{-10}$  است. مثالهایی دیگر از پایستگی عدد لپتونی را می توان از واکنشهای گیراندازی نوترینو به صورت زیر به دست آورد



در این فرایند هرگز پوزیترون  $e^+$  مشاهده نمی شود.

### ایزوسپین

در فصل ۱۷ گفته شد که پایستگی ایزوسپین ریشه سطح مقطعهای نسبی و انشعابات واپاشی مشاهده شده در مزنونهاست. اکنون آن نظریات را قدری روشتر بیان می کنیم. هادرونها (ذرات با برهم کنش قوی) با خواص مشابه و جرمهای تقریباً یکسان به چند تابه های ایزوسپینی به صورت  $(p, n)$ ؛  $(\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-)$ ؛  $(\pi^+, \pi^0, \pi^-)$ ؛  $(\Lambda^0)$ ؛  $(\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-)$ ؛ و غیره تقسیم بندی می شوند. از ایزوسپین به عنوان راهی برای برچسب زنی اعضای چندتایه استفاده می کنیم. کمیت  $T_3$  را می توانیم به صورت زیر تعریف کنیم



$$T_{\varphi} = \frac{Q}{e} - \bar{Q} \quad (20.18)$$

که در آن  $Q$  بار الکتریکی يك ذره و  $\bar{Q}$  بارتوسط چندتایه است که از جمع بستن تمام بارها و تقسیم کردن به تعداد ذرات به دست آمده است. توجه کنید که بعضی از چندتایه‌ها بارهایشان  $(-1, 0, +1)$  حول صفر متقارن و بعضی هم نامتقارن هستند. این تعریف  $T_{\varphi}$  به چندتایه‌ها مشخصاتی می‌دهد که همواره حول  $T_{\varphi} = 0$  متقارن هستند. بنا بر این، برای  $\Delta$  داریم  $Q/e = 1/2$  و ذرات مربوط به صورت زیر مشخص می‌شوند

$$T_{\varphi}(\Delta^{++}) = +\frac{3}{4} \quad T_{\varphi}(\Delta^{+}) = +\frac{1}{4} \quad T_{\varphi}(\Delta^{0}) = -\frac{1}{4} \quad T_{\varphi}(\Delta^{-}) = -\frac{3}{4}$$

و برای نوکلئونها داریم

$$T_{\varphi}(p) = +\frac{1}{4} \quad T_{\varphi}(n) = -\frac{1}{4}$$

برای چندتایه‌هایی که قبلا حول صفر متقارن بوده‌اند (پیونها یا  $\Sigma$ ) داریم  $T_{\varphi} = Q/e$  بنا بر این پایستگی  $T_{\varphi}$  در فرایندهای واپاشی و واکنش کاملا معادل پایستگی بار الکتریکی است.

همان‌طور که در فصل ۱۷ دیدیم، برای هر چندتایه عدد کوانتومی ایزوسپین  $T$  را چنان معرفی می‌کنیم که يك بردار  $\mathbf{T}$  را در فضای ایزوسپین با مؤلفه‌های مناسب مشخص می‌کند. پس عدد کوانتومی  $T = 1$  را برای  $\rho$  و پیونها (سه‌تایه‌ها)،  $T = 0$  را برای  $\Lambda^0$ ،  $\eta$ ، و  $\omega$ ،  $T = 3/2$  را برای  $\Delta$  و غیره در نظر می‌گیریم. در تحلیل واپاشیها و واکنشها، باید عدد کوانتومی  $T$  را در فرایندهای برهم‌کنش قوی پایسته نگه داشت، اما ممکن است پایستگی  $T$  در فرایندهای ضعیف یا الکترومغناطیسی نقض شود. مثلا واپاشی  $\eta \rightarrow \eta' + \pi^0$  را در نظر بگیرید که در آن هر ذره  $\eta$  و  $\eta'$  دارای  $T = 0$  هستند در حالی که برای پیون  $T = 1$  است. از جفت شدگی بردارهای به طول ۱ و ۱ برابندی به طول ۱ برای محصولات نهایی به دست می‌آید و به این ترتیب پایستگی ایزوسپین در این واپاشی نقض می‌شود. به‌طور مشابه، واپاشی  $\eta' \rightarrow \omega + \pi^0$  از لحاظ ایزوسپین ممنوع است، اما واپاشی  $\eta' \rightarrow \eta + \pi^0$  مجاز است زیرا  $\pi$  می‌تواند با  $T = 0$  جفت شود تا در طرف راست برابند صفر برای  $T$  به دست آید.

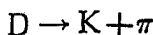
### شگفتی و افسون

در فصل ۱۷، در مورد دلایل انتساب اعداد کوانتومی شگفتی به مزونها و باریونهای خاص بحث شد. فرایندهای واپاشی خاصی که انتظاری رود در مدت زمان مشخصه برهم‌کنشهای قوی

یعنی حدوداً  $10^{-22}$  s رخ دهند در مدت زمان برهم کنش ضعیف حدوداً  $10^{-10}$  s رخ می دهند. این کندشدگی را با انتساب عدد کوانتومی شگفتی  $S$  توجیه می کنیم، و فرض می کنیم که شگفتی در فرایندهای الکترومغناطیسی قوی پایسته می ماند اما در واکنشهای ضعیف می تواند به اندازه ۱ واحد تغییر کند. پس واپاشی  $p + \pi^- \rightarrow \Lambda^0$  که در آن  $\Delta S = 1$  است علی رغم ظهور ذراتی که فقط برهم کنش قوی انجام می دهند، برهم کنشی ضعیف است. همه اعداد کوانتومی که تاکنون ارائه شده اند مستقل از هم نیستند؛ و به وسیله فرمول گلמן-نیشیجیما با هم ارتباط دارند

$$\frac{Q}{e} = T_3 + \frac{B+S}{2} \quad (21.18)$$

کشفیات اخیر عدد کوانتومی دیگری را با خواصی مشابه شگفتی، از لحاظ منع بعضی فرایندهای واپاشی مشخص پیشنهاد کرده است. این خاصیت افسون نامیده می شود و به  $C$  نمایش داده می شود. مزونهای افسونگری به نامهای  $D^+$ ،  $D^0$ ، و  $\bar{D}^0$  وجود دارند که مجموعه ای مشابه مزونهای شگفتی  $K$  تشکیل می دهند؛ باریونهای افسونگر نیز وجود دارند. در برهم کنشهای قوی و الکترومغناطیسی، افسون هم مانند شگفتی پایسته می ماند؛ بنا بر این در مورد افسون هم مانند مورد شگفتی با تولید جمعی سروکار داریم. در برهم کنشهای ضعیف ممکن است افسون به اندازه یک واحد تغییر کند. مزونهای  $D$  می توانند به طور ضعیف به صورت



واپاشیده شوند و در طی آن  $C$  و  $S$  به اندازه یک واحد تغییر کنند ذراتی نیز وجود دارند که هم افسون و هم شگفتی دارند، مانند مزون  $F^+$  که برای آن  $C = +1$  و  $S = +1$  است.

برای آنکه چندتاییگی اضافی که به واسطه عدد کوانتومی افسون پدید می آید توجیه شود، رابطه گلמן-نیشیجیما باید به صورت زیر تغییر کند

$$\frac{Q}{e} = T_3 + \frac{B+S+C}{2} \quad (22.18)$$

علاوه بر افسون، حداقل یک مشخصه اضافی با خواص مشابه وجود دارد، و دلیل محکمی برای ظن به وجود مشخصه دومی نیز در دست است. در بخشهای آینده شواهدی از این اعداد کوانتومی غیر معمول و موقعیت آنها در ساختار اساسی هادرونها مورد بحث قرار می گیرد. جدول ۳.۱۸ خلاصه ای از چند مزون و باریون شگفت و افسونگر را ارائه می دهد.

جدول ۳۰۱۸ هادرونها و شگفتی، افسون، زیبایی و حقیقت آنها.

$T'$	$B'$	$C$	$S$	جرم (MeV/c <sup>2</sup> )	پارینه اسپین	بار	پاد ذرات	ذرات	مزونها
۰	۰	۰	+۱	۲۹۵(۲)	۱/۲	۰ <sup>-</sup>	$K, \bar{K}^0$	$K^+, K^0$	
۰	۰	۰	+۱	۸۹۲(۷)	۱/۲	۱ <sup>-</sup>	$K^*, \bar{K}^{*0}$	$K^{*+}, K^{*0}$	
۰	۰	+۱	۰	۱۸۶۶(۵)	۱/۲	۰ <sup>-</sup>	$D, \bar{D}^0$	$D^+, D^0$	
۰	۰	+۱	۰	۲۰۱۰(۳)	۱/۲	۱ <sup>-</sup>	$D^*, \bar{D}^{*0}$	$D^{*+}, D^{*0}$	
۰	۰	+۱	+۱	۱۹۷۱	۰	۰ <sup>-</sup>	$F^-$	$F^+$	
۰	+۱	۰	۰	۵۲۷۱(۳)	۱/۲	۰ <sup>-</sup>	$B^-, \bar{B}^0$	$B^+, B^0$	
باریونها									
۰	۰	۰	-۱	۱۱۱۶	۰	(۱/۲) <sup>+</sup>		$\Lambda^0$	
۰	۰	۰	-۱	۱۱۹۰(۸)	۱	(۱/۲) <sup>+</sup>		$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$	
۰	۰	۰	-۲	۱۳۲۰(۶)	۱/۲	(۱/۲) <sup>+</sup>		$\Xi^0, \Xi^-$	
۰	۰	۰	-۳	۱۶۷۳	۰	(۳/۲) <sup>+</sup>		$\Omega^-$	
۰	۰	+۱	۰	۲۲۸۲	۰	(۱/۲) <sup>+</sup>		$\Lambda_c^+$	
۰	۰	+۱	-۱	۲۴۶۰				$A^+(?)$	
۰	۰	+۱	۰	۲۴۵۰	۱	(۱/۲) <sup>+</sup>		$\Sigma_c^{++}, \Sigma_c^+, \Sigma_c^0$	
۰	+۱	۰	۰	۵۵۰۰				$\Lambda_b^0(?)$	

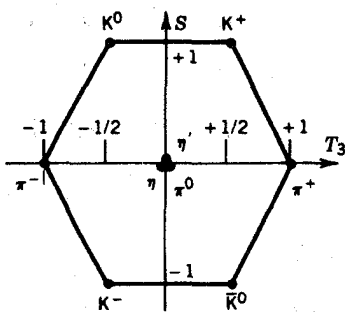
پاد آوردی: در حال حاضر شواهد وجود  $A^+$  و  $\Lambda_b^0$  ضعیف است؛  $\Sigma_c^0$  تاکنون دیده نشده است. کمیت داخل پراکنش در ستون جر مهمان بوط به چند تا یکی و بر حسب MeV است. دو ستون آخر خواص اضافی ذرات را علاوه بر افسون نشان می دهند. این خواص ته بودن و سر بودن یا زیبایی و حقیقت نامیده می شوند. به این ترتیب می گویند ذراتی که دارای  $B'$  غیر صفر هستند از خود ته بودن یا زیبایی نشان می دهند. (اعداد کوانتومی اخیر با  $B'$  و  $T'$  نمایش داده شده است تا با اعداد باریونی  $B$  و اسپین  $T$  اشتباه نشود.) بسیاری از تشدیدهای باریونی و مزونی دیگر با عمر کوتاه نیز وجود دارند که در این جدول گنجانده نشده اند.

## ۳۰۱۸ مدل کوارکی

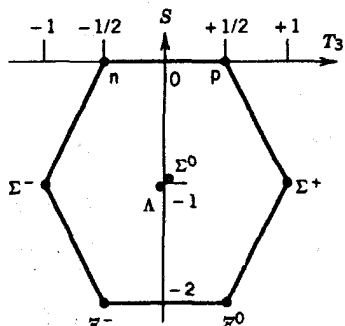
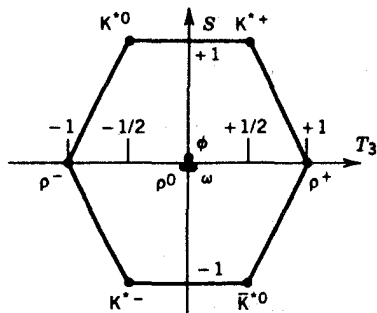
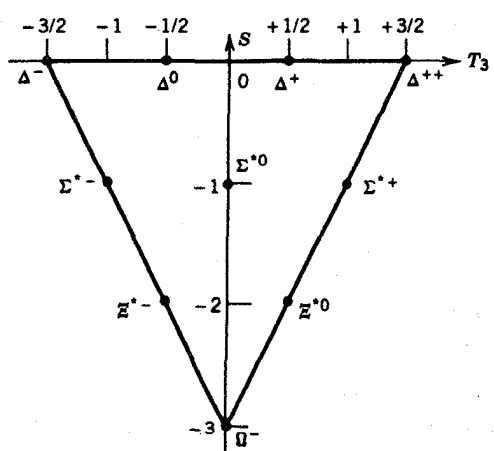
تقارن موجود در ساختار هادرونها را می‌توان با تشکیل نمودارهایی از خانواده مختلف بر نقشه‌ای که در آن مؤلفه ایزوسپین  $T_3$  بر حسب شگفتی رسم شده است، بلافاصله مشاهده کرد. در شکل ۱۱۰۱۸ چنین نمودارهایی برای مزونهای با اسپین ۰ و اسپین ۱ و باریونهای با اسپین  $1/2$  و  $3/2$  نشان داده شده است.

همه این نمودارها شواهدی از ساختار ساده و تکراری سه ذره  $u$ ،  $d$ ، و  $s$  (و پاد ذره آنها  $\bar{u}$ ،  $\bar{d}$ ، و  $\bar{s}$ ) را ارائه می‌دهند که در شکل ۱۲۰۱۸ نمایش داده شده است. مثلاً، ساختار باریون با اسپین  $3/2$  می‌تواند به صورت نمودار نمایش داده شده در شکل ۱۳۰۱۸ بازسازی شود. در این صورت واضح است که می‌توان نوشت  $ddd = \Delta^-$  و غیره. سه ذره  $u$ ،  $d$ ، و  $s$  سه تازکوارکهای اصلی هستند که هادرونها از آنها ساخته می‌شوند. چنین مرسوم شده است

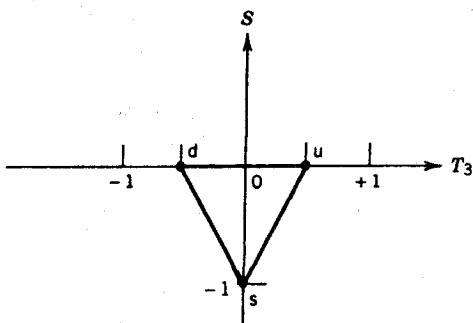
مزونهای با اسپین ۰



مزونهای با اسپین ۱

باریونهای با اسپین  $1/2$ باریونهای با اسپین  $3/2$ 

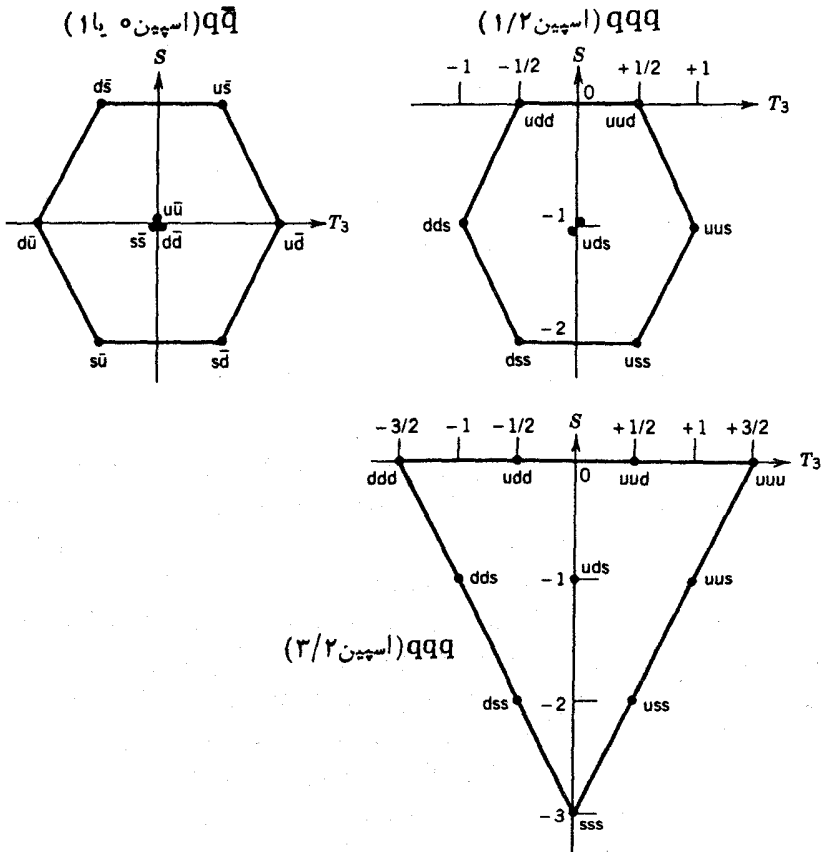
شکل ۱۱۰۱۸ نمودارهای ایزوسپین-شگفتی برای مزونها و باریونها.



شکل ۱۲.۱۸ سه تایی سه- کواریک اصلی (روی نمودار  $ST_3$ ).

که  $u, d, s$  را به عنوان سه طعم مختلف کوادکها می شناسند. مدل کواریکی ساختار درونی هادرونها اولین بار در سال ۱۹۶۴ توسط مورای گلنم و جورج تسواینگ (به طور مستقل از یکدیگر) پیشنهاد شد.

دوتا از ویژگیهای کواریکها بخصوص غیر معمول هستند: اول اینکه با توجه به ساختار تشدیدهای  $\Delta^{++} = uuu$ ،  $\Delta^{-} = ddd$  و  $\Omega^{-} = sss$  بلافاصله آشکار می شود که باید بار الکتریکی کسری  $e(2/3)$  را به  $u$  و  $e(1/3)$  به  $d$  و  $s$  نسبت دهیم. به این ترتیب، با استفاده از این بارها و ساختار شکل ۱۳.۱۸ (و انتساب بارهای مخالف بار ذرات به پاد ذره های متناظرشان)، می توانیم بارهای شناخته شده چندتاییه های شکل ۱۱.۱۸ را بازسازی کنیم. دوم اینکه اگر سه کواریک یک باریون بسازند، آنگاه هر کواریک باید عدد باریونی  $1/3$  داشته باشد. خاصیت دیگر جفت شدگیهای پیشنهاد شده این است که کواریکها باید بوضوح دارای اسپین  $1/2$  باشند؛ بنابراین یک کواریک و یک پاد کواریک در یک مزون می توانند با هم جفت شوند و اسپین کلی ۰ یا ۱ را نتیجه دهند، در حالی که سه کواریک در یک باریون می توانند با اسپین  $1/2$  یا  $3/2$  با هم جفت شوند. (در اینجا از تکانه زاویه ای مداری نسبی کواریکها که ممکن است در تکانه زاویه ای ذاتی کل مزونها یا باریونها سهم باشد صرف نظر می کنیم. تمام حالات پایین، بخصوص آنها که در شکل ۱۱.۱۸ نشان داده شده اند، حالات  $I=0$  هستند.) اولین سوالی که پیش می آید این است که آیا کواریکها واقعاً در داخل هادرونها وجود دارند یا فقط عوامل ریاضی مناسبی هستند که منجر به تقارن هندسی (و احتمالاً به دیگر اثرات قابل محاسبه) می شوند. یک راهنمای اساسی در این جهت، پراکندگی ناکشسان عمیق نوکلئونهاست، که در آن از الکترونها و پوزیترونهای پر انرژی ( $100 - 1 \text{ GeV}$ ) و یا نوترینوها به عنوان کاوشگرانی بهره می گیریم که از ساختار درونی نوکلئون نمونه برداری می کنند. این آزمایش تا حدودی شبیه به پراکندگی رادرفورد است، از این لحاظ که ما به دنبال اجزای فشرده و جرم دار در نوکلئون هستیم و رادرفورد هم به دنبال شئی فشرده و جرم دار در اتم بود. از الکترونها یا نوترینوها به این دلیل استفاده می کنیم که نمی خواهیم کاوشگری با برهم کنش



شکل ۱۳-۱۸ جفت شدگیهای کوآرک-باد کوآرک و سه-کوآرک.

قوی به کار بریم که ساختار درونی را تغییر دهد، و علت استفاده از کلاشگر پراثری این است که طول موج دوبروی کوتاهتر از ابعاد نوکلئون باشد. به این ترتیب، کلاشگر با اجزای درون نوکلئون برهم کنش می کند نه با خود نوکلئون، مثلاً در انرژی  $10\text{ GeV}$ ، طول موج دوبروی برابر  $1\text{ fm}$  است که یک مرتبه بزرگی کوچکتر از ابعاد نوکلئون است. مشابیه پراکنندگی را در مورد، هدف اندازه گیری تعیین انرژی و توزیع زاویه ای ذرات پراکنده شده است که از آنجا می توان به خواص ششی مورد اصابت پی برد.

از این آزمایشها می توان چندین نتیجه گرفت: (۱) یک نوکلئون حاوی سه جزء نقطه مانند است؛ (۲) اجزای نقطه مانند دارای اسپین  $1/2$  هستند؛ (۳) این اجزا دارای بارهای الکتریکی کسری موافق با  $(2/3)e$  و  $(1/3)e$  هستند. این مدرک آزمایشی صریح وجود کوآرکها را در درون نوکلئون تصدیق می کند.

همهٔ باریونها و مزونهای نشان داده شده در شکل ۱۱.۱۸ می‌توانند با ترکیب سه کوارک  $u$  (برای بالا)،  $d$  (برای پایین)، و  $s$  (برای شگفت) بیان شوند. کوارکهای  $u$  و  $d$  اعضای يك دوتایهٔ ایزوسپینی ( $T_3 = \pm 1/2$ ) هستند، درحالی که  $s$  يك تک‌تایه ( $T_3 = 0$ ) است. جرم کوارکها را نمی‌توان مستقیماً مشخص کرد زیرا انرژی بستگی کوارکها در هادرونها آنچنان قوی است که ممکن است کل انرژی سکون مشاهده شدهٔ هادرون در مقایسه با انرژیهای سکون کوارکهای سازندهٔ آن کوچک باشد. برای مثال، اگر کوارکهای  $u$  و  $d$  هر يك دارای جرم  $10 \text{ GeV}$  باشند و انرژی بستگی کوارک-کوارک  $1.4 \text{ GeV}$  را تشکیل شود. چون در اینجا نه شدت برهم کنش  $u\bar{d}$  ( $\pi^+$ ) می‌تواند با انرژی سکون  $1.4 \text{ GeV}$  را تشکیل دهد. باید آنها را به صورت موجودات ذهنی در نظر گرفت، اما خوب شایسته این کمبود شناخت اثری بر موفقیت نظریهٔ کوارک ندارد. در بخش ۷.۱۸ دینامیک کوارکها را بر حسب جرم مؤثری که کوارکها به صورت مقید در هادرونها از خود نشان می‌دهند، بررسی می‌کنیم.

### ۳.۱۸ گلوئونها و کوارکهای رنگی

سه باریونی را که در گوشه‌های نمودار مثلثی شکل ۱۳.۱۸ هستند در نظر بگیرید. بیکر بنسدی کوارکی آنها به صورتهای  $uuu$ ،  $ddd$ ، و  $sss$  است. در اینجا به نظر می‌رسد که سیستمهایی متشکل از سه کوارک یکسان، با اعداد کوانتومی یکسان، داشته باشیم که هر يك از آنها در حالتی با تکانهٔ زاویه‌ای مداری صفر است و برای آنکه اسپین کلی  $3/2$  برای این ذرات به دست آید، باید هر يك از اسپینهای  $1/2$  در بیکر بندی یکسانی با هم جفت شود. البته این نکته ناقص اصل پاؤلی است که آن را به عنوان یکی از قسمتهای اساسی توصیف فرمیونها باور داریم. يك روش ریاضی صریحتر برای توصیف این مشکل، نوشتن تابع موجی برای ذرهٔ مرکب به صورت زیر است

$$\psi = \psi_{\text{فضای اسپین}} \psi_{\text{فضای رنگ}} \quad (23.18)$$

که در آن هر يك از عوامل تابع موج نشانهٔ خاصی از ذره را توصیف می‌کند. در مورد  $\Delta^{++}$ ،  $\Delta^-$ ، یا  $\Omega^-$  هر يك از سه عامل کاملاً تحت تعویض هر دو کوارک متقارن هستند. این نکته ظاهراً لزوم داشتن تابع موجهای کلی با متقارن را برای فرمیونها نقض می‌کند. این مشکل را می‌توان به این طریق حل کرد که خاصیتی جدید به کوارکها نسبت دهیم و عاملی برای توصیف این خاصیت جدید به تابع موج کلی بیافزاییم. این خاصیت جدید را می‌توانیم به صورت يك عدد کوانتومی اضافی در نظر بگیریم که برای مشخص کردن سه کوارکی که از جهات دیگر یکسان اند در  $\Delta^{++}$ ،  $\Delta^-$ ، و  $\Omega^-$  به کارشان می‌بریم. اگر این عدد کوانتومی اضافی بتواند یکی از سه مقدار ممکن را اختیار کند، می‌توان با دادن مقادیری متفاوت به این عدد کوانتومی جدید که به عنوان رنگ شناخته می‌شود، اصل پاؤلی را حفظ کرد. این سه رنگ با نامهای سرخ (R)، آبی (B)، و سبز (G) مشخص می‌شوند، اما اینها فقط وسایلی برای به خاطر

سپردن هستند و ارتباطی به رنگهای معمولی ندارند. به این ترتیب، مثلاً  $\Delta^{++}$  به صورت URUBUG خواهد بود.

در این روش، پادکوارکها دارای رنگهای «مخالف» یا، در اصطلاح فنی، رنگهای مکمل هستند. بنابراین پاد سرخ ( $\bar{R}$ ) کبود است، پادسبز ( $\bar{G}$ ) ارغوانی، و پادآبی ( $\bar{B}$ ) زرد است.

بخش اصلی مدل کوارکی در مورد رنگ این است که تمام حالات مزونها و باریونهای مشاهده شده «بی رنگ» هستند، یعنی یا مثل مورد مزونها از ترکیب رنگ-پاد رنگ و یا مثل مورد باریونها از مخلوط مساوی R، G، و B حاصل می شوند. (در اینجا، تشابهی قوی با رنگهای معمولی وجود دارد؛ از همپوشی نور قرمز، سبز، و آبی بزرگ پرده سفید حاصل می شود، همان طور که از همپوشی یک رنگ و رنگ مکملش چنین نتیجه ای به دست می آید.)

برای باریونها، می توانیم تابع موج کوارک را به صورت زیر بنویسیم

$$\psi_{\text{رنگ}} = \psi_{\text{اسپین}} \quad (24.18)$$

که در آن،  $\psi_{\text{رنگ}}$  ترکیب پادمتقارنی از تابع موجهاست که به طور نمادین به صورت R، G، و B نمایش داده می شوند

$$\psi_{\text{رنگ}} = \frac{1}{\sqrt{6}} [RGB + BRG + GBR - RBG - BGR - GRB] \quad (25.18)$$

توجه کنید که تعویض هر دو برجسب کوارک (مثلاً، اولی و دومی) به صورت اثر  $\psi_{\text{رنگ}} \rightarrow -\psi_{\text{رنگ}}$  ظاهر می شود که از تابع موج پادمتقارن باید چنین انتظاری هم داشته باشیم. ترکیب کوارک-پادکوارک بی رنگ برای مزونها چنین است

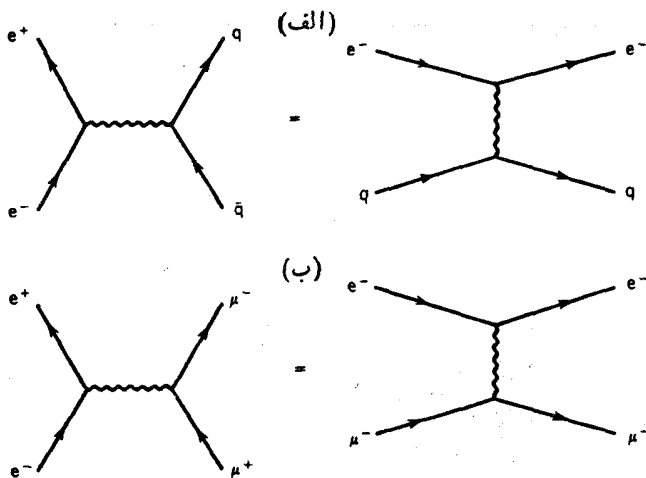
$$\psi_{\text{رنگ}} = \frac{1}{\sqrt{3}} [R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}] \quad (26.18)$$

این یک تابع موج متقارن به همان صورتی است که برای مزونها با اسپین صحیح انتظار داریم.

ماهیت بی رنگ حالات ذره مشاهده شده بلافاصله نشان می دهد که چرا با جفت شدگیهای کوارکی دیگری رو به رو نیستیم. مثلاً، مانمی توانیم سیستمهای بی رنگ متشکل از دو-کوارک یا چهار-کوارک بنا کنیم، با توجه به اینکه فقط سه رنگ را در دسترس داریم، تمام این نوع حالتها باید از خورد رنگی را نشان دهند و بنا بر این وجود آنها مشاهده نمی شود.

فرضیه رنگ از لحاظ تجربی در مورد اثراتی که وابسته به شمارش تعداد حالات کوارکی ممکن هستند سازگاری نشان می دهند. مثالی از آن، تولید هادرونها در واکنشهای نابودی  $e^+e^-$  در نواحی دوار از تشدیدهاست که نمونه آن را در فصل ۱۷ دیدیم. این واکنش





شکل ۱۴.۱۸ نابودی الکترون-پوزیترون و تبدیل آنها به دو کوارک (الف) و دو موئون (ب) و معادلهای پراکندگی رادرفورد آنها.

را می توان در انرژی بالا به صورت زیر نشان داد

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q + \bar{q}$$

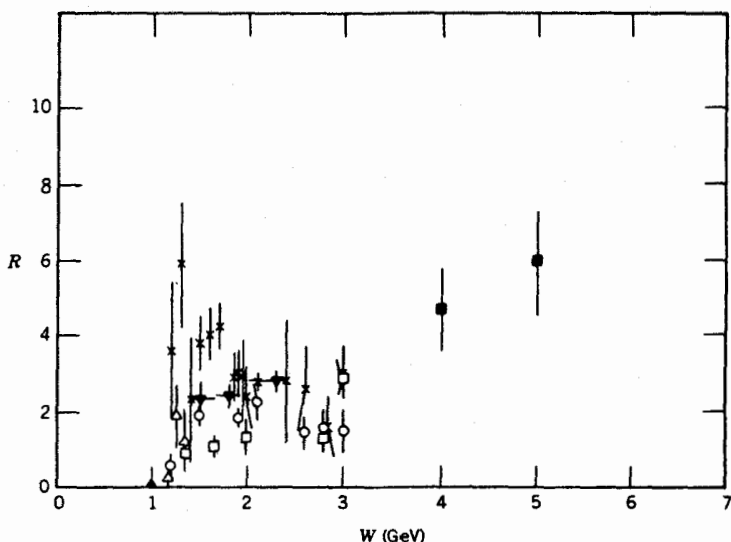
که در آن  $q$  و  $\bar{q}$  نمایانگر حالات کوارک و پادکوارک هستند. سپس  $q$  و  $\bar{q}$  پراثرژی (که مستقیماً قابل مشاهده نیستند) برای تشکیل مزونها یا باریونها برهم کنش می کنند. شکل ۱۴.۱۸ نمودار فاینمن را برای این فرایند نشان می دهد که با نمودار پراکندگی رادرفورد برای الکترون-کوارک یکسان است. تعداد نمودارهای مختلفی که به این ترتیب می توان رسم کرد دقیقاً با تعداد کوارکهایی که می توانند تولید شوند برابر است و سطح مقطع کل تمام تولیدات ممکن  $qq$  از جمع بستن تمام این حالات نهایی به دست می آید

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{هادرونها}) = \sum_i \sigma(e^+e^- \rightarrow q_i \bar{q}_i) \quad (۲۷.۱۷)$$

هر یک از این نمودارها شبیه به نمودار رسم شده برای نابودی  $e^+ + e^-$  و تولید  $\mu^+ + \mu^-$  هستند که به نوبه خود با نمودار پراکندگی رادرفورد برای  $e^- \mu^-$  یکسان است. بنابراین برای نسبت سطح مقطعها در یک انرژی مشخص می توان نوشت

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{هادرونها})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \equiv R = \frac{\sum_i Q_i^2}{Q_\mu^2} \quad (۲۸.۱۸)$$

زیرا سطح مقطع رادرفورد متناسب با مربع بار الکتریکی ذره پراکنده است. این نسبت را



شکل ۱۵.۱۸ نسبت  $R$  برای سطح مقطع تولیدها درون و موئون در نا بودی  $W; e^+e^-$  انرژی کل مرکز جرم متعلق به سیستم  $e^+e^-$  است. گستره انرژی  $1-3$  GeV، داده ها حول  $R=2$  متمرکز می شوند.

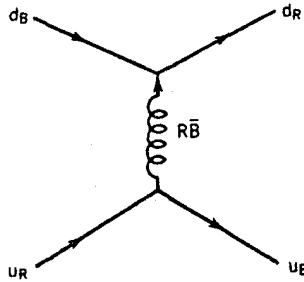
به این صورت به کار می بریم تا تمام عوامل سیستماتیکی در سطح مقطعها حذف شوند. اگر سه نوع کوارک ( $u, d, s$ ) بتوانند تولید شوند، نسبت  $R$  به صورت زیر است

$$R = \frac{\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2}{1^2} = \frac{2}{3}$$

اما اگر ۹ نوع کوارک موجود باشند ( $u_R, u_B, u_G, d_R, d_B, d_G, s_R, s_B, s_G$ ) نسبت مذکور سه بار بزرگتر است. شکل ۱۵.۱۸ نسبت  $R$  را در گستره انرژی پایینتر از  $3$  GeV نشان می دهد، و داده ها مشخصاً با  $R=2$  بهتر از  $R=2/3$  سازگارند.

مدرک صریح دیگری که دال بر چندتاییگی اضافی کوارکها بر اثر تناسب رنگهاست، از واپاشی  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  به دست می آید، که آهنگ واپاشی آن را (بر اساس روشهای شمارشی شبیه به روشهای بالا)، بدون در نظر گرفتن رنگ بر ابر  $9/1$  آهنگ مشاهده شده به دست می آوریم، در صورتی که با در نظر گرفتن رنگ، نتیجه ای به دست می آید که به خوبی با آهنگ مشاهده شده سازگار است.

نیروی بین کوارکها می تواند بواسطه تبادل ذرات بدون جرمی با اسپین ۱ به نام گلوئون به صورت نیروی تبدالی مجسم شود. میدانی که کوارکها را مقید می دارد يك میدان



شکل ۱۶.۱۸ یک کوارک سرخ  $u_R$  یک گلوئون  $R\bar{B}$  را گسیل می‌کند که توسط کوارک  $d_B$  جذب می‌شود. توجه کنید که گلوئون طعم یا نوع کوارک را تغییر نمی‌دهد.

رنگی است، و بنا بر این رنگ نقشی بسیار اساسیتر از تصحیح آمار شمارش حالات کوارک به تنهایی ایفا می‌کند. رنگ برای برهم‌کنشهای قوی میان کوارکها همانند بار الکتریکی برای برهم‌کنش الکترومغناطیسی بین الکترونهاست. رنگ همان «بار» برهم‌کنش بنیادی قوی است و گلوئونها حامل آن هستند. و بنا بر این گلوئونها را باید به صورت ترکیباتی از یک رنگ و احتمالاً یک پاد رنگ متفاوت نمایش داد. این نمایش نباید با نمایش مزونها که ترکیباتی از کوارک-پاد کوارک هستند، اشتباه شود. گلوئونها بدون جرم هستند و خواص رنگ-پاد رنگ را به همان صورتی منتقل می‌کنند که ذرات دیگری می‌توانند حامل بار الکتریکی باشند. مثلاً، شکل ۱۶.۱۸ یک گلوئون  $R\bar{B}$  را نشان می‌دهد که بین کوارکهای سرخ و آبی ردوبدل می‌شود. در عمل، کوارک سرخ سرخی خود را با یک گلوئون گسیل می‌کند و با گسیل پاد آبی، آبی می‌شود. از سوی دیگر، کوارک آبی، گلوئون  $R\bar{B}$  را جذب می‌کند و با حذف رنگ آبی آن یک رنگ سرخ به دست می‌آورد. با شمارش ساده ترکیبات ممکن رنگ-پاد رنگ، انتظاری رود ۹ گلوئون به صورتهای  $R\bar{R}$ ،  $R\bar{B}$ ،  $R\bar{G}$ ،  $B\bar{R}$ ،  $B\bar{B}$ ،  $B\bar{G}$ ،  $G\bar{R}$ ،  $G\bar{B}$ ،  $G\bar{G}$  حاصل شوند. سه ترکیب «بی رنگ» را باید بدقت بررسی کرد زیرا خواص تقارنی میدانهای رنگی ایجاب می‌کند که ترکیبات مذکور به سه طریق زیر با هم جفت شوند

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (R\bar{R} - G\bar{G}) \quad \frac{1}{\sqrt{6}} (R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}) \quad \frac{1}{\sqrt{3}} (R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B})$$

از این ترکیبات بی رنگ، اولی و دومی می‌توانند رنگ را منتقل کنند اما سومی نمی‌تواند و بنا بر این نباید به عنوان عامل میدان رنگی تلقی شود. به این ترتیب، ۸ گلوئون رنگی به عنوان منشأ برهم‌کنش کوارک باقی می‌ماند.

مدارک حاکی از وجود گلوئونها در مرتبه اول از دو آزمایش به دست می‌آید. در پراکندگی ناکشسان عمیق الکترونها از پروتونها، که در بخش قبل مورد بحث قرار گرفت، می‌توان کسری از تکانهٔ درونی پروتون را که به کوارکها منتقل می‌شود، استنباط کرد. این کسر

تنها در حدود ۵٪ است و بنا بر این در حدود نصف تکانه درونی توسط سیستمهای غیر کوارک حمل می‌شود، اینها باید همان گلوئونها باشند. دومین دلیل را از آزمایش نابودی  $e^+e^-$  از همان نوعی که در بالا باعث شد، به دست می‌آوریم که در آن در حالت نهایی هادرونها تولید می‌شوند. در فرایند  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q + \bar{q}$  در فرایند پاد کوارک-پاد کوارک بر انرژی تولید می‌شود که (خود به خود) در جهت مخالف حرکت می‌کنند. در مدت زمانی از مرتبه برهم کنشهای قوی، کوارک و پاد کوارک به «رگباری» از هادرونها تبدیل می‌شوند اما تکانه اولیه زوج کوارک-پاد کوارک حفظ می‌شود. بنا بر این همان طور که در شکل ۱۷.۱۸ (الف) نمایش داده شد، دو جت هادرونی را که در خلاف جهت یکدیگر از نقطه واکنش بیرون می‌آیند مشاهده می‌کنیم. اما در تعداد کمی از واکنشها، مانند شکل ۱۷.۱۸ (ب)، سه جت (یا بیشتر) تولید می‌شود. چون برای  $e^+ + e^-$  هیچ ترکیبی از کوارکها و پاد کوارکها با تولید سه جت امکان پذیر نیست، توضیح قابل قبول این است که یکی از کوارکها یک گلوئون تابش می‌کند و آن هم جت خودش را تشکیل می‌دهد. زوایای مشاهده شده بین جتهای کوارک و گلوئون با انتساب اسپین یک به گلوئون سازگاری دارد.

## ۵.۱۸ واکنشها و واپاشیها در مدل کوارکی

تمام واکنشها و واپاشیهای ذرات بنیادی توسط مدل کوارکی قابل درک هستند و سطح مقطع واکنشها و طول عمر واپاشیها را می‌توان محاسبه و با آزمایش مقایسه کرد. در انجام این عمل باید چندین قانون را به شرح زیر دنبال کنیم:

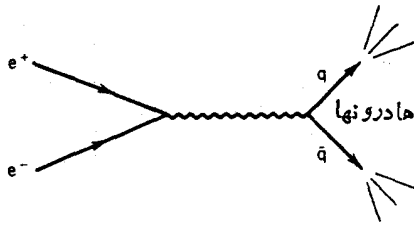
۱. برهم کنشهای قوی نمی‌توانند طعم کوارکها را تغییر دهند؛ فقط باز آرای کوارکها در میان ذرات می‌تواند صورت گیرد.
۲. زوجهای کوارک-پاد کوارک کاملاً مشابه آفرینش و نابودی الکترون و پوزیترون، به کمک فوتونها می‌توانند تولید یا نابود شوند.
۳. در برهم کنشهای ضعیف ممکن است با گسیل یا جذب یک بوزون ضعیف  $W^\pm$ ، طعم کوارک تغییر کند.

$$u \rightarrow d + W^+ \quad \bar{u} \rightarrow \bar{d} + W^-$$

$$s \rightarrow u + W^- \quad \bar{s} \rightarrow \bar{u} + W^+$$

فرایندهای خنثای ضعیفی که طعم را تغییر دهند ( $s \rightarrow d + Z^0$ ) ممنوع هستند. تنها فرایندهای خنثای ضعیفی که مجازند فرایندهای نظیر  $Z^0 \rightarrow u + \bar{u}$  و انواع آن هستند.

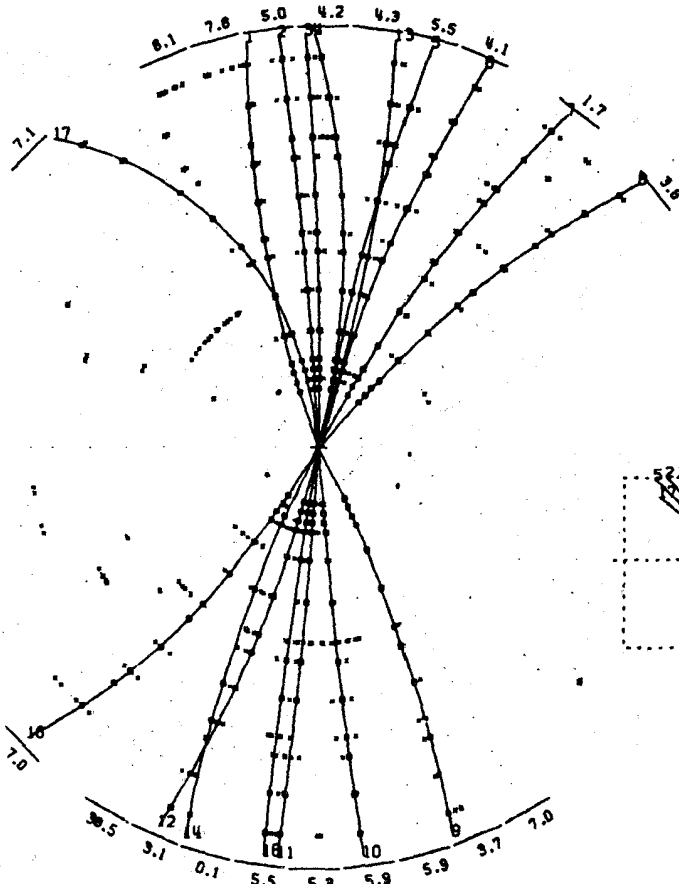
باید برای شروع با بررسی چند واکنش ساده ساختار کوارکی آنها را مورد مطالعه



(الف)

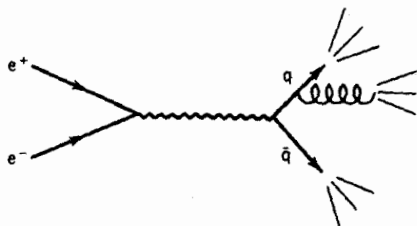
TASSO

35GeV



36151

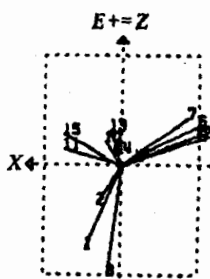
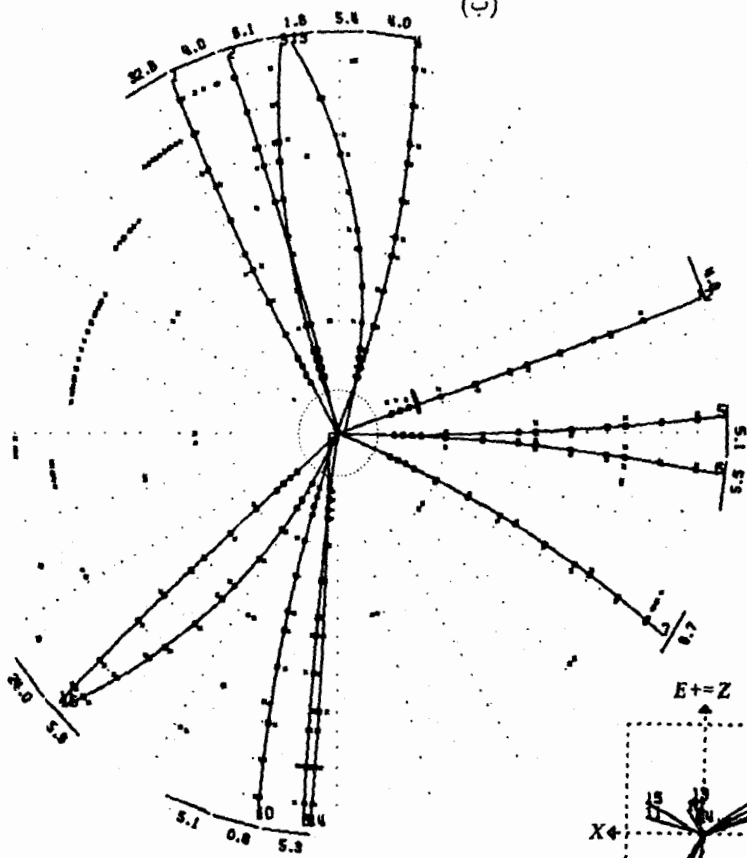
شکل ۱۷.۱۸ (الف) یک رویداد دوجتی که در آن  $q\bar{q}$  هر یک رگباری از هادرون ایجاد می کنند. (ب) یک رویداد نسبتاً غیر معمول سه جتی، که در آن یکی از کوادرها یک گلوئون تابش می کنند که آن هم به نوبه خود رگباری از هادرون ایجاد می کند. رد قابل مشاهده، مسیر هادرونها را نشان می دهد که توسط یک میدان مغناطیسی به صورت قوسی درمی آید.



(ب)

TASSO

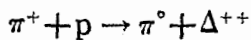
35GeV

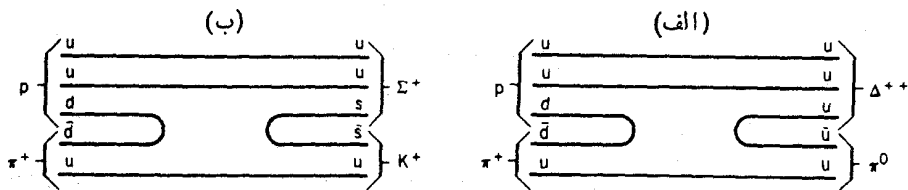


36152

شکل ۱۸-۱۷ (ادامه)

قراردهیم. مثلاً شکل ۱۸-۱۸ واکنش زیر را نشان می‌دهد





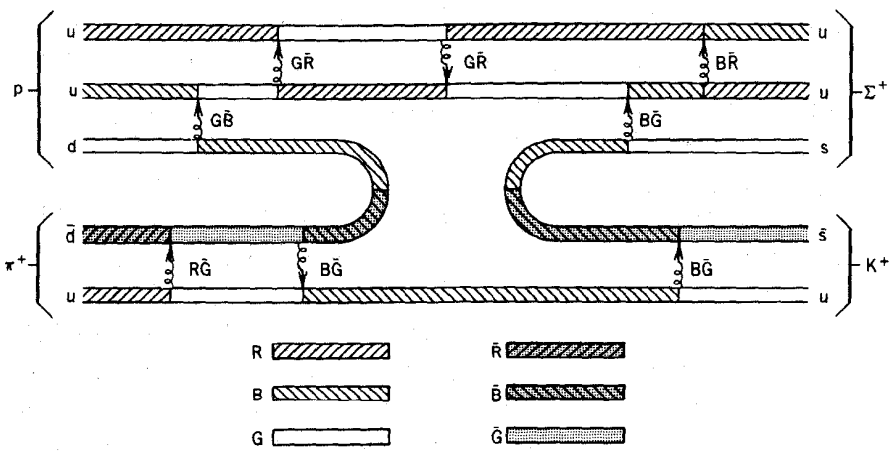
شکل ۱۸.۱۸ ساختار کوارکی واکنشهای (الف)  $p + \pi^+ \rightarrow \Delta^{++} + \pi^0$  و (ب)  $p + \pi^+ \rightarrow \Sigma^+ + K^+$

اجزای کوارکی عبارت اند از

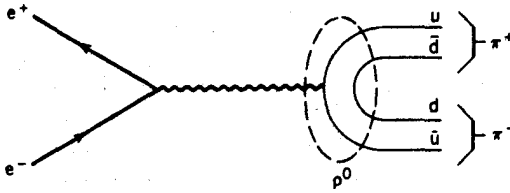
$$u\bar{d} + uud \rightarrow u\bar{u} + uuu$$

دراصل، فرایند به صورت  $d + \bar{d} \rightarrow u + \bar{u}$  یعنی نابودی یک زوج dd و تولید یک زوج  $u\bar{u}$  است. با جانشین کردن  $s\bar{s}$  به جای زوج  $u\bar{u}$ ، باریون ( $uus = \Sigma^+$ ) و مزون ( $us = K^+$ ) دیگری تشکیل می شود.

این نمودارهای ساده، گلوئونهایی را که طی واکنش ما بین کوارکها و پادکوارکها مبادله می شوند و نیز رنگ کوارکها و گلوئونهای مختلف را نشان نمی دهند. در شکل ۱۹.۱۸ نمودار کاملتری نمایش داده شده است. گلوئونها به طور مداوم ما بین اجزای کوارکی مبادله می شوند و به دلیل این تبادل گلوئون، ذرات با هم پیوند می یابند و نهایتاً واکنش صورت



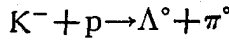
شکل ۱۹.۱۸ همان شکل ۱۸.۱۸ (ب) است که در آن رنگ کوارکها و گلوئونهای مبادله شده نیز نشان داده شده است.



شکل ۲۰.۱۸ واکنش  $e^+ + e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ . مزون  $\rho^0$  موقتاً به صورت جفت شدگی  $u\bar{u}$  و  $d\bar{d}$  به وجود می آید.

می گیرد (این واکنش را به ساده ترین شکل یعنی  $u + \bar{u} \rightarrow$  گلوئون  $d + \bar{d}$  می توان در نظر گرفت).

بعضی از قوانین پایستگی که از طریق تجربی حاصل شده اند، خود به خود در مدل کوآرکی واکنشها معتبر می مانند. به عنوان مثال، پایستگی شگفتی در واکنش



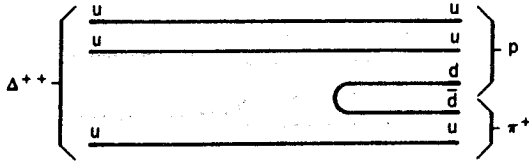
به سادگی بدین معنی است که با یک کوآرک منفرد  $s$  آغاز می کنیم و با همان پایان می دهیم، در حالی که همان طور که در شکل ۱۸.۱۸ (ب) دیده می شود، تولید وابسته همواره ناشی از تولید یک زوج  $s\bar{s}$  است. به این ترتیب مدل کوآرک، راهی مستقیم برای فهم پدیده تولید وابسته است که در عمل مشاهده می شود. همین طور چون هر یک از کوآرکها به صورت جداگانه در رابطه گلمن-نیشیجیما، معادله (۲۲.۱۸)، صدق می کند، هر ترکیبی از کوآرکها نیز در آن صادق خواهد بود.

تولید هادرونها در برخوردهای  $e^+e^-$  شامل تشکیل یک یا چند زوج  $q\bar{q}$  از حالات واسطه فوتونهای مجازی، مانند شکل ۲۰.۱۸ است. در اینجا، فوتون زوجهای  $d\bar{d}$  و  $u\bar{u}$  را تشکیل می دهد که موقتاً به صورت یک مزون  $\rho^0$  با هم جفت می شوند  $[\rho^0 = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}]$  و سپس قویاً به  $\pi^+$  و  $\pi^-$  واپاشیده می شود.

واپاشی هادرونها می تواند از طریق یکی از فرایندهای قوی، الکترومغناطیسی، و یا ضعیف رخ دهد. واپاشیهای قوی، موجب بازآراییهای ساده (مانند مورد واپاشی  $\rho^0$  در شکل ۲۰.۱۸) یا تولید  $q\bar{q}$  در نتیجه تبادل گلوئون می شوند. مثالی دیگر از واپاشی قوی، فرایند  $p + \pi^+ \rightarrow \Delta^{++}$  است که به تولید یک زوج  $d\bar{d}$  (شکل ۲۱.۱۸) منجر می شود.

یکی از ویژگیهای مشاهده شده واپاشیهای قوی این است که واپاشیهای کاملاً «انفصالی» کوآرک پاد کوآرک ( $q\bar{q}' \rightarrow q\bar{q}$ ) قویاً تحت الشعاع تولید کوآرک پاد کوآرک ( $q\bar{q}' \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}$ ) قرار می گیرند. به عنوان مثال، واپاشی  $\phi \rightarrow 3\pi$  در نظر بگیریم. محتوای کوآرکی  $\phi$  به صورت  $s\bar{s}$  است. تشکیل یک زوج  $q\bar{q}$  نباید مستلزم انتقال خاص رنگ در نموداری مانند شکل ۲۲.۱۸ (الف) باشد، بنا بر این چون گلوئونها حامل یک رنگ خاص هستند لازم است که در هر فرایند حداقل دو گلوئون مبادله شود. از سوی دیگر، رسیدن زوج  $s\bar{s}$  به حالت نهایی، مانند شکل ۲۲.۱۸ (ب)، موجب ظهور گلوئونهای رنگی جداگانه می شود. فرونشانی مدهای واپاشی انفصالی را قاعده تسواینگ می گویند.

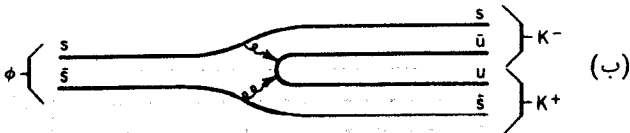
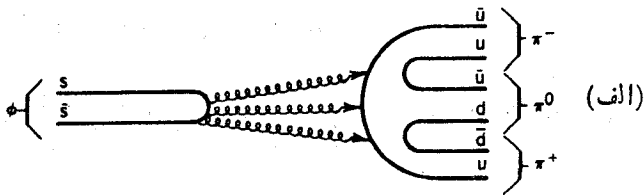




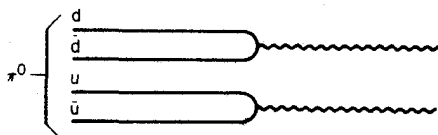
شکل ۲۱۰۱۸ ساختار کوارکی در واپاشی  $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$

بر اساس فرض فضای فاز به سادگی می توان انتظار داشت که  $\phi \rightarrow 3\pi$  در مقایسه با  $\phi \rightarrow K^+K^-$  احتمال وقوع بیشتری داشته باشد. عامل چگالی حالتها که آهنگ واپاشی به آن بستگی دارد، شامل عوامل وابسته به تکانه است که موجب می شود انتظار داشته باشیم برای واپاشیهایی که ذرات محصول می توانند تکانه های بزرگتری کسب کنند آهنگ واپاشی بزرگتر شود. مقدار  $Q$  برای واپاشی  $\phi \rightarrow 2K$  فقط برابر  $33 \text{ MeV}$  است، در حالی که برای  $\phi \rightarrow 3\pi$  مقدار آن برابر  $605 \text{ MeV}$  است؛ بنا بر این انرژی جنبشی برای حالات نهایی  $3\pi$  بیست برابر مقدار آن برای حالات نهایی  $2K$  است، و احتمال واپاشی  $\phi \rightarrow 3\pi$  خیلی بیشتر است. در واقع، واپاشیهای مشهود مزون  $\phi$  با احتمال ۸۵٪ به  $2K$  و با احتمال تنها ۱۵٪ به  $3\pi$  صورت می گیرد، و این نشان می دهد که مد واپاشی محتملتر شدیداً توسط قاعده تساویگ فرونشانی شده است. این مسئله، نتایجی مهم برای مطالعات خواص مزونهای  $\phi$  که در بخش آینده مورد بحث قرار می گیرد، در بر خواهد داشت.

در مدل کوارکی، واپاشیهای الکترومغناطیسی از طریق واکنشهای نابودی به شکل  $q\bar{q} \rightarrow \gamma$  می توانند به وقوع بپیوندند. مثلاً،  $\pi^0$  که در مدل کوارکی به صورت



شکل ۲۲۰۱۸ (الف) واپاشی  $\phi \rightarrow 3\pi$ ؛ این نوع نمودارهای کوارکی «انفصالی» به فرایندهای واپاشی شدیداً ممنوع قاعده تساویگ مربوط می شوند. (ب) واپاشی  $\phi \rightarrow 2K$  که بنا به قاعده تساویگ مجاز است.

شکل ۲۳.۱۸ واپاشی  $\pi^0$  به دو فوتون.

$(d\bar{d} - u\bar{u})/\sqrt{2}$  نمایش داده می‌شود، به دو  $\gamma$  واپاشیده می‌شود که می‌توان آن را به صورت شکل ۲۳.۱۸ تصویر کرد. همچنین امکان دارد که یک کوارک، فقط یک  $\gamma$  تابش کند و به این ترتیب هویت خود را (و به دلیل عدم حمل بار قوی توسط فوتونها، رنگش را) حفظ کند، اما امکان دارد حالت داخلی حرکت کوارکها در هادرون تغییر کند. واپاشی  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$  که در شکل ۲۴.۱۸ نمایش داده شده است، مثالی از این مورد است.

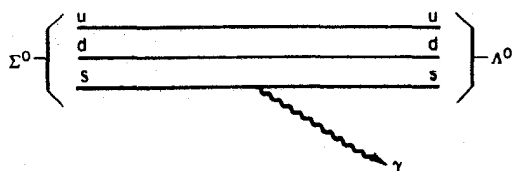
واپاشیهای لپتونی مزونها می‌توانند به صورت الکترومغناطیسی، مانند  $\mu^+ \mu^-$  یا  $q\bar{q} \rightarrow \gamma \rightarrow e^+ e^-$  رخ دهند. شکل ۲۵.۱۸ این فرایند را نشان می‌دهد، که می‌توان آن را مانند واکنش معکوس  $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$  که در شکل ۱۴.۱۸ نمایش داده شده است، با یک پراکندگی رادرفوردی لپتون کوارک نمایش داد. احتمال واپاشی، مانند سطح مقطع داده شده در معادله (۲۸.۱۸) بستگی به کل بارهای کوارک دارد. در محاسبات واپاشی، بارهای کوارک باید توسط ضرایب آنها در تابع موج مزونها به حساب آورده شوند. بنابراین برای  $\rho^0$  داریم

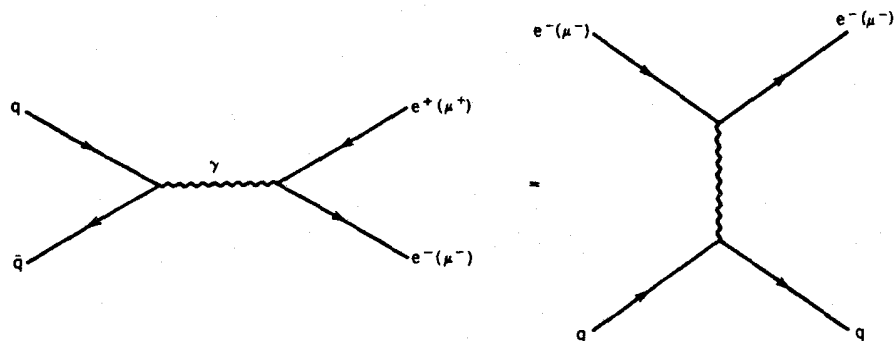
$$\Gamma(\rho^0 \rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^-) \propto \left( \sum_i Q_{qi} \right)^2 = \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{2}{3} \right) - \frac{1}{\sqrt{2}} \left( -\frac{1}{3} \right) \right]^2 = \frac{1}{2}$$

درحالی که برای  $\omega = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$  داریم

$$\Gamma(\omega \rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^-) \propto \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{2}{3} \right) + \frac{1}{\sqrt{2}} \left( -\frac{1}{3} \right) \right]^2 = \frac{1}{18}$$

و برای  $\phi = s\bar{s}$  خواهیم داشت

شکل ۲۴.۱۸ واپاشی  $\Sigma^0$  به  $\Lambda^0 + \gamma$ .

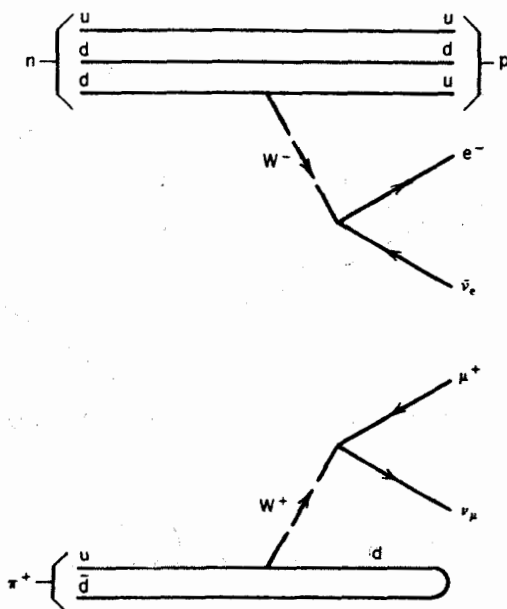


شکل ۲۵.۱۸ نابودی کوارک-پادکوارک به لپتونها، و فرایند معادل پراکندهی رادرفورد.

$$\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-) \propto \left(\frac{1}{3}\right)^2 = \frac{1}{9}$$

پهنای جزئی مشاهده شده که از طریق کسرهای انشعاب اندازه گیری شده با پهنای کل ارتباط دارند به تقریب عبارات اند از  $\Gamma(\rho) = 17 \text{ keV}$ ،  $\Gamma(\omega) = 17 \text{ keV}$ ،  $\Gamma(\phi) = 274 \text{ keV}$  (خطاها در حدود ۱۰٪ هستند). با چشمپوشی از عوامل دیگری که در پهنای مؤثرند، این پهنایها به نسبت ۱۰۵:۱:۱۰۵ هستند که تقریباً با نسبت ۹:۱:۲ که از بار کوارک محاسبه شده اند وفق می دهد.

و پاشیهای ضعیف کوارکها می توانند طعم کوارکها را تغییر دهند، و پاشیهای ضعیف هادرونها، از طریق فرایندهایی نظیر  $q \rightarrow q' + W^\pm$  که پس از آن بوزون ضعیف به یک الکترون یا یک موئون و نوترینو یا پادنوترینوی همراه آن و پاشیده می شود، در مدل کوارکی گنجانده می شوند. و پاشی آشنای نوترون در شکل ۲۶.۱۸ نمایش داده شده است. در تمام و پاشیهای هادرونی که در آنها لپتون گسیل می شود (موسوم به واپاشیهای نیمه لپتونی است زیرا فقط حالت نهایی دارای لپتون است)، فرایندهای مشابهی رخ می دهند. و پاشیهای نیمه لپتونی مزونها را هم می توان به همان صورت نموداری که در شکل ۲۶.۱۸ برای  $\pi^+$  نشان داده شده است نمایش داد. همچنین از محتسوی کوارک می توانیم بفهمیم که چرا واپاشیهای معینی فرونشانی می شوند یا مشاهده نمی شوند. مثلاً واپاشی  $\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e$  مستلزم واپاشیهای کوارکی  $uus \rightarrow udd$  است، بنابراین فرایندی از مرتبه بالا را نشان می دهد که چندین واپاشی ضعیف را به دنبال دارد و همان گونه که در شکل ۲۷.۱۸ نشان داده شده است، در مقایسه با فرایندهای ضعیف  $\nu_e + e^+ + \Lambda^0 \rightarrow \Sigma^+$  یا  $\nu_e + \pi^+ \rightarrow \Sigma^+$  باید با احتمال خیلی کمتری رخ دهد.

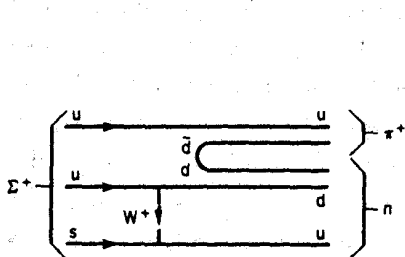


شکل ۲۶.۱۸ واپاشی ضعیف نوترون از واپاشی کوارکی  $d \rightarrow u + W^-$  و به دنبال آن از  $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$  ناشی می‌شود و واپاشی  $u \rightarrow d + W^+$  از  $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  و به دنبال آن از  $W^+$  ناشی می‌شود.

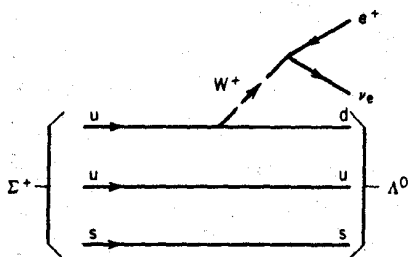
### ۶.۱۸ افسون، زیبایی، و حقیقت

علیرغم موفقیت مدل کوارک، نظریه ساده‌ای که تاکنون توصیف شده است از همه نظر خوب نیست. عدم وجود و یا فرونشانی شدید واپاشیهای خنثی (بار الکتریکی هادرون تغییر نمی‌کند) درحالی که شکفتی‌شان تغییر می‌کند یک مسئله خاص است، که نمونه‌ای از این مورد  $K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$  یا  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \mu^+ + \mu^-$  است که در شکل ۲۸.۱۸ نمایش داده شده است. حدود بالای این فرایندها نسبت به دیگر فرایندهای ضعیف مجاز برابر  $10^{-7}$  یا کمتر است، اگرچه این فرایندها طبق تمام قواعد شناخته شده واپاشیهای ضعیف، مجاز محسوب می‌شوند.

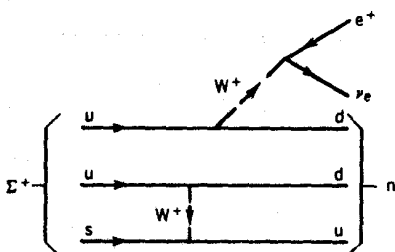
هریک از فرایندهای بالا شامل یک حالت واسطه مشاهده نشده با یک کوارک  $u$  یا  $\bar{u}$  است، یعنی همان گونه که همه واپاشیهای خنثی با تغییر شکفتی باید باشند، زیرا  $d \leftrightarrow s$  در یک فرایند ضعیف مستقیم مجاز نیست درحالی که در فرایند غیر مستقیم  $d \leftrightarrow u \leftrightarrow s$  که دویوزون  $W$  در آن دخالت کند، مجاز است. در سال ۱۹۷۵، گلاشو، ایلیو پولیس، و مایانی سازوکاری را مطرح کردند که طی آن این فرایندها فرونشاند می‌شدند. آنها وجود کوارک چهارمی را پیشنهاد کردند که آن را کوارک افسونگر  $c$  نامیدند. به این کوارک یک



(ب)

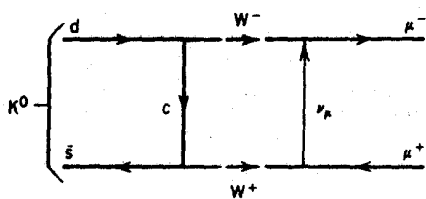


(الف)

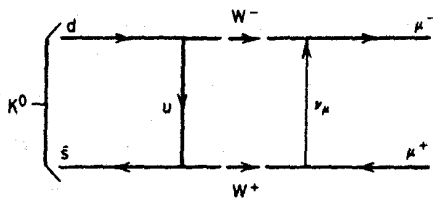


(ج)

شکل ۲۷.۱۸ واپاشیهای (الف)  $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + \nu_e$  و (ب)  $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$  که هر یک شامل دو رأس برهم کنش ضعیف جداگانه هستند، درحالی که (ج) شامل چهار رأس است. بنابراین واپاشی  $\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e$  در (ج) با احتمال کمتری به وقوع می پیوندد تا (الف) و (ب).



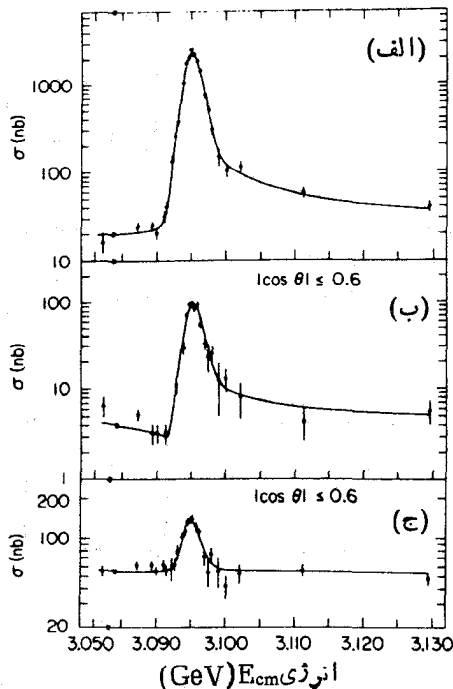
(ب)



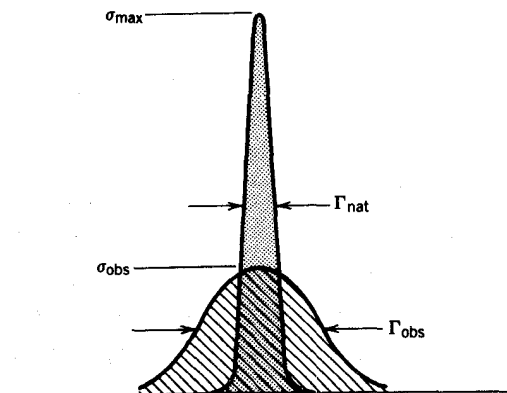
(الف)

شکل ۲۸.۱۸ فرایند (الف) واپاشی  $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  را نشان می دهد که از یک حالت واسطه که شامل کوارک مجازی  $u$  است می گذرد. چون این واپاشی مشاهده نمی شود، فرایندی رقیب که در شکل (ب) نشان داده شده است باید ممکن باشد تا اثرات واپاشی فرایند (الف) را خنثی کند. فرایند (ب) حاوی یک کوارک مجازی واسطه  $c$  است.

عدد کوانتومی جدید به نام افسون (C) برابر ۱+ نسبت دادند، برای همه کوارکهای دیگر یعنی (u, s, d) این عدد کوانتومی برابر  $C=0$  است. کوارک c بدون شگفتی ( $S=0$ ) است، اما از جهات متعددی عدد کوانتومی C نقشی بسیار مشابه شگفتی دارد: مثلاً، واپاشیهای ضعیف می‌توانند C را به اندازه یک واحد تغییر دهند. کوارک c، نظیر کوارک u، بار  $(2/3)e+$  دارد، و بنا بر این می‌تواند به صورتی مشابه، به واسطه دو  $W^\pm$  موجب جفت شدگی s و d شود:  $s \leftrightarrow c \leftrightarrow d$  و  $s \leftrightarrow u \leftrightarrow d$ . گلاشو و همکارانش گفتند که دو فرایند  $s \leftrightarrow c \leftrightarrow d$  و  $s \leftrightarrow u \leftrightarrow d$  دقیقاً یکدیگر را خنثی می‌کنند و بدین سان فرایندهای واپاشی شکل ۲۸.۱۸ فرو نشانده می‌شوند. چهار سال بعد از طرح افسون، تشدید بی‌بسیار باریک، به طور همزمان در SLAC با برخورد های  $e^+e^-$  (شکل ۲۹.۱۸) و در بروکهاون با برخوردهای پروتون-پروتون، مشاهده شد. تشدید سطح مقطع در شکل ۲۹.۱۸ پهنایی را نشان می‌دهد که مشخصه توان تفکیک دستگاه است، پهنای واقعی این تشدید (که توسط گروه SLAC به عنوان  $\psi$  و توسط گروه بروکهاون با عنوان J معرفی شده است و گاهی هم به صورت  $J/\psi$  نمایش داده می‌شود، ولی به نظر می‌رسد  $\psi$  بیشتر طرفدار داشته باشد) در حدود



شکل ۲۹.۱۸ سطح مقطع  $e^+e^-$  که تشدید باریک  $\psi$  را نشان می‌دهد. پخش (الف) سطح مقطع کلی تولید هادرونها در حالت نهایی، پخش (ب) حالات نهایی  $\mu^+\mu^-$  و پخش (ج) حالات نهایی  $e^+e^-$  را نشان می‌دهد.



شکل ۳۰.۱۸ قلهٔ باریک با پهنای  $\Gamma_{nat}$  (سایه‌دار) به دلیل اثرات دستگاهی به قله‌ای کوتاه‌تر و پهنتر (هاشورخورده) با مساحتی یکسان تبدیل شده است، اگرچه پهنای و سطح مقطع مشاهده شده « $\Gamma_{obs}$  و  $\sigma_{obs}$ » با پهنای و سطح مقطع قلهٔ پهن نشده بسیار متفاوت اند.

۱/۱۰۰ پهنای دستگاهی است که در شکل نموده شده است.

پهنای را می‌توان با مراجعه به شکل ۳۰.۱۸ دریافت. اگرچه پهنای طبیعی مشاهده نمی‌شود؛ ولی مساحت تشدید در اثر پهن شدن تغییر نمی‌کند و سطح مقطع‌های شکل ۲۹.۱۸ را می‌توان به طور عددی محاسبه و با انتگرال تشدید برایت-ویگنر برای واپاشی تشدید  $e^+e^-$  مقایسه کرد.

$$\int \sigma(E) dE = \int \frac{\pi}{k^2} g \frac{\Gamma_{ee}^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} dE$$

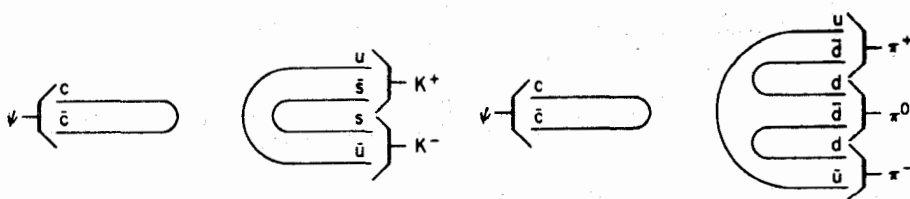
$$= \frac{\pi^2}{2k^2} (2s+1) \frac{\Gamma_{ee}^2}{\Gamma} = \frac{\pi^2}{2k^2} (2s+1) \left(\frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma}\right)^2 \Gamma \quad (29.18)$$

که در آن  $s$  اسپین تشدید است و فرض شده است که تغییر  $k^2$  در سطح تشدید کم باشد. از مقایسهٔ سطح مقطع‌های هادرونها  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  و  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  شکل‌های ۲۹.۱۸ (الف و ج) حاصل می‌شود  $\Gamma_{ee}/\Gamma \approx 150/2000 = 0.075$  (با تقریب زدن قله به صورت مثلث) نتیجهٔ  $300 \text{ nb} \cdot \text{MeV}$  تشدید در شکل ۲۹.۱۸ (ج) (با تقریب زدن قله به صورت مثلث) نتیجهٔ  $300 \text{ nb} \cdot \text{MeV}$  به دست می‌آید. اندازه‌گیریهای بعدی نشان می‌دهد که  $s=1$  است و از معادلهٔ (۲۹.۱۸) می‌توان نتیجه گرفت که  $\Gamma \approx 0.03 \text{ MeV}$  می‌شود. با محاسبه‌ای دقیق‌تر، پهنای کلی  $\Gamma = 0.063 \text{ MeV}$  به دست می‌آید. این پهنای برای چنین مزون سنگینی فوق‌العاده باریک است؛ مطمئناً باید تعدادی کانال‌های واپاشی هادرونی ( $\pi^+\pi^-$ ،  $K^+K^-$ ،  $3\pi$ ، و حتی  $pp$ ) موجود باشند و باید واپاشیهای سریعی را از طریق برهم‌کنشهای قوی انتظار داشته باشیم

که پهنای معمول آنها  $100\text{MeV}$  است. با وجود این، واپاشی  $\psi$  سه مرتبه بزرگی کندتر است.

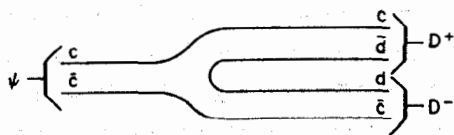
به زودی دریافتند که  $\psi$  معرف حالت  $c\bar{c}$  است (که اکنون چارمونیم نامیده می شود، و نامگذاری آن در مقایسه با  $e^+e^-$  که پوزیترونیم نامیده می شود انجام شده است). این حالت پایستترین حالت مقید  $c\bar{c}$  است، و به زودی تشدیدهای دیگر در انرژیهای  $3686\text{MeV}$ ،  $3770\text{MeV}$  ( $\Gamma = 25\text{MeV}$ )،  $4030\text{MeV}$  ( $\Gamma = 52\text{MeV}$ )،  $4160\text{MeV}$  ( $\Gamma = 78\text{MeV}$ )، و  $4415\text{MeV}$  ( $\Gamma = 43\text{MeV}$ ) کشف شدند. عامل کندسازی واپاشی دو حالت پایین  $\psi$ ، قاعده تسوایگ است که در بخش ۵.۱۸ مورد بحث قرار گرفت. شکل ۳۱.۱۸ واپاشیهای ممکن را برای چارمونیم و تبدیل آن را به  $3\pi$  یا  $2K$  نشان می دهد. هر یک از اینها یک نمودار «انفصالی» است و در نتیجه طبق قاعده تسوایگ فرونشانده می شود. یک واپاشی ممکن که بنا به قاعده تسوایگ مجاز است نیز نمایش داده شده است. ترکیبات  $c\bar{d}$  و  $d\bar{c}$  با مزونهای افسونگری به نام  $D^+$  و  $D^-$  همراه هستند. این مزونها دارای انرژیهای سکون  $18694\text{MeV}$  هستند در نتیجه دو حالت تشدید پایینی  $\psi$  ( $3097$  و  $3686\text{MeV}$ ) از مد واپاشی  $D^+D^-$ ، از لحاظ انرژی ممنوع هستند. پایستترین حالت تشدید چاره ای ندارد جز اینکه در یک مد فرونشانده تسوایگ واپاشی کند و بنا بر این پهنای آن بسیار باریک باشد. اولین «حالت برانگیخته»  $\psi$  در  $3686\text{MeV}$  نیز نسبتاً باریک است؛  $\psi$  می تواند به صورت الکترومغناطیسی واپاشیده شود و به حالت پایه برگردد، مثلاً به صورت  $\psi \rightarrow \gamma + \psi$  بدون آنکه قاعده تسوایگ نقض شود. حالات سنگینتر، در انرژیهای دوبرابر انرژی  $D^\pm$  ( $3739\text{MeV}$ )، می توانند از طریق برهم کنش قوی به هادرونها واپاشیده شوند.

مزونهای  $D^\pm$  و همتهای خنثای آنها یعنی  $D^0$  و  $\bar{D}^0$  یک مجموعه مزونهای افسونگر



(ب)

(الف)



(ج)

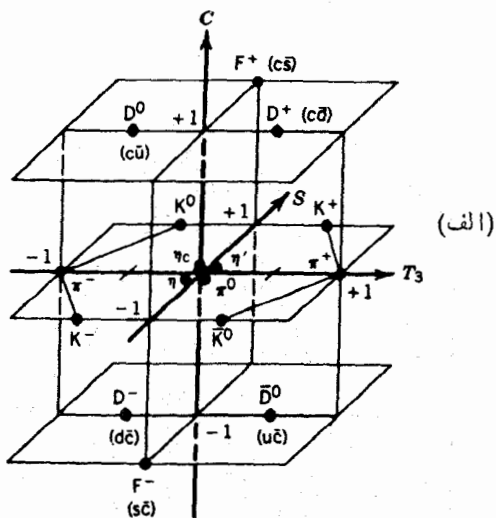
شکل ۳۱.۱۸ (الف و ب) مدهای واپاشی  $c\bar{c}$  که بنا به قاعده تسوایگ ممنوع شده اند. (ج) مد واپاشی مجاز از نظر قاعده تسوایگ و ممنوع از نظر بایستگی انرژی برای دو حالت پایینی  $\psi$ .



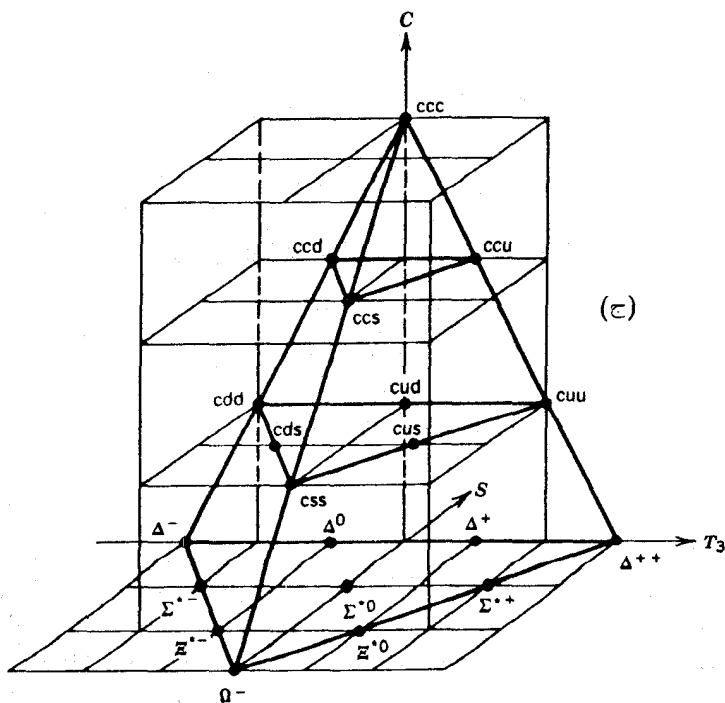
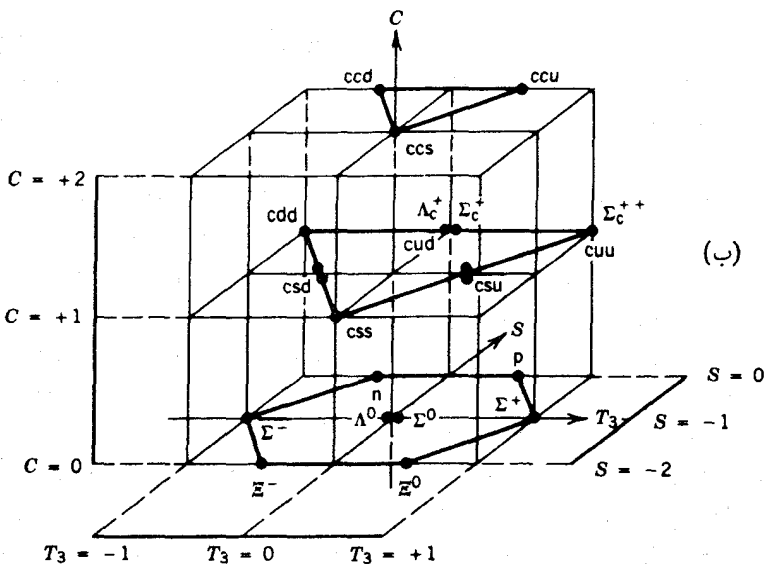
( $C = \pm 1$ ) را تشکیل می‌دهند که کاملاً مشابه مجموعه مزونهای شگفت  $K$  است. واپاشی  $D^{\pm}$  از طریق برهم کنش ضعیف ( $\tau = 10^{-12}s$ ) به چند حالت نهایی ممکن که شامل  $\bar{K}^0\pi^+$ ،  $K^0\pi^-$ ، و غیره است، صورت می‌گیرد. اعضای خنثای  $D^0$  و  $\bar{D}^0$  این مجموعه نیز به طور مشابه واپاشیده می‌شوند.

مزونهای  $D$  جفت شدگی کوآرک  $c$  با  $d$  و  $u$  را نشان می‌دهند، همچنین مزونی وجود دارد که هم دارای شگفتی و هم افسون است و جفت شدگی  $c$  و  $s$  را نشان می‌دهد؛ این مزونها  $F^{\pm}(1971\text{MeV})$  نامیده می‌شوند. آنها به صورت ضعیف ( $2 \times 10^{-13}s$ ) نیز واپاشیده می‌شوند. اکنون نمودار شگفتی برحسب ایزوسپین را که برای مزونهای با اسپین صفر در شکل ۱۳۰۱۸ نمایش شده است، باید درسه بعد رسم کرد به طوری که افسون در امتداد محور سوم باشد (شکل ۳۲۰۱۸). همچنین باید باریونهای افسونگر نیز وجود داشته باشند که از سه کوآرک که یکی از آنها باید کوآرک  $c$  باشد تشکیل می‌شوند. کشفهایی که تاکنون به عمل آمده است حاکی از وجود  $\Lambda_c^+(udc)$ ، مشابه حالت معمولی ( $\Lambda^0 = uds$ ) در  $2282\text{MeV}$  است که عمدتاً به صورت ضعیف، در  $\Delta S = -1$  و  $\Delta C = +1$ ، به  $\Lambda^0$  واپاشیده می‌شود. همچنین شواهدی بر وجود  $\Sigma_c^+(uuc)$  در انرژی  $2450\text{MeV}$  در دست است که به  $\pi^+ + \Lambda_c^+$  واپاشیده می‌شود.

درسال ۱۹۷۷، سری دیگری از تشدیدهای باریک در گستره انرژی حدود  $10\text{GeV}$



شکل ۳۲۰۱۸ (الف) مزونهای ممکن با اسپین صفر، (ب) باریونهای با اسپین  $1/2$ ، و (ج) باریونهای با اسپین  $3/2$  که تمام ترکیبات چهار کوآرک  $u, d, s, c$  در آنها مجاز است. در هر نمودار، صفحه  $C=0$  همان است که در شکل ۱۱۰۱۸ دیدیم، بجز در مورد مزونهای با اسپین صفر که باید در آنها  $\eta_c (= c\bar{c})$  هم در نظر گرفت. [نموداری مشابه برای مزونهای با اسپین ۱ باید شامل  $\psi (= c\bar{c})$  در صفحه  $C=0$  باشد.]



شکل ۳۲.۱۸ (ادامه).

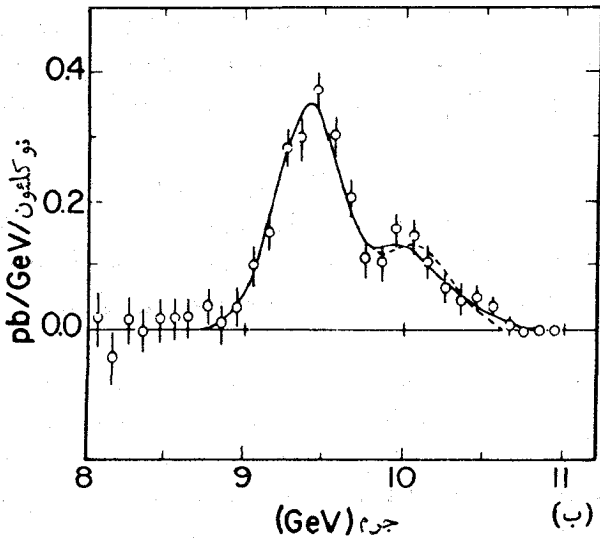
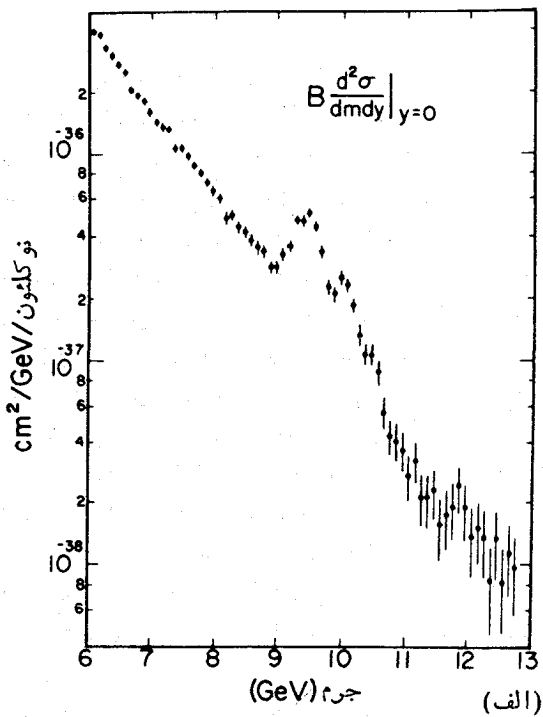
در آزمایشهای pp در آزمایشگاه فرمی کشف شد. این اکتشافات به سرعت در مطالعات  $e^+e^-$  در DESY تأیید شد، و پابینترین تشدیددی که اکنون  $\Upsilon$  (اوپسیلون) نامیده می شود در شکل ۳۳.۱۸ نمایش داده شده است. از اینجا به بعد، داستان شبیه به تشدیدهای  $\psi$  به پیش می رود، پهنای پابینترین تشدید فوق العاده کوچک ( $44\text{keV}$ ) است، و پهنای همانند واپاشیهای  $\psi$  برای تمام حالتیهای برانگیخته با اسپین ۱ کوچک می ماند تا اینکه با حالت با انرژی  $10575\text{MeV}$  و پهنای  $\Gamma = 14\text{MeV}$  روبه رومی شویم. تعبیر این پهنای باریک دقیقاً مانند مورد  $\psi$  است:  $\Upsilon$  حالتی مقید از کوارک جدید دیگری به نام  $b$  و پاد کوارک آن یعنی  $\bar{b}$  است. واپاشیها طبق قاعده تساویگک تا انرژی آستانه تولید مزونهای  $B^\pm$  ( $b\bar{u}$ ,  $b\bar{d}$ ) با انرژی سکون  $5271\text{MeV}$  فرو نشانده می شوند. مزونهای  $B^0$  و  $\bar{B}^0$  ( $b\bar{d}$  و  $\bar{b}d$ ) هم وجود دارند؛ به این ترتیب  $B^\pm$ ,  $B^0$ ، و  $\bar{B}^0$  مجموعه ای شبیه به  $D$  و  $K$  تشکیل می دهند. تاکنون هیچ مزونی با ترکیب کوارک  $b\bar{s}$  یا  $b\bar{c}$  کشف نشده است، اما شواهدی برای وجود باریون  $(udb)\Lambda_b^0$  در انرژی  $5425\text{MeV}$  وجود دارد.

طیف برانگیخته حالات  $b\bar{b}$  شباهت زیادی به حالات  $c\bar{c}$  دارد، این نکته در شکل ۳۴.۱۸ برای حالتیهای با اسپین ۱ (متناظر با همسویی موازی اسپینهای دو کوارک که در حالت مداری  $l=0$  هستند) نمایش داده شده است. البته حالتیهای اسپینی دیگری نیز در هر دو نمایش وجود دارند.

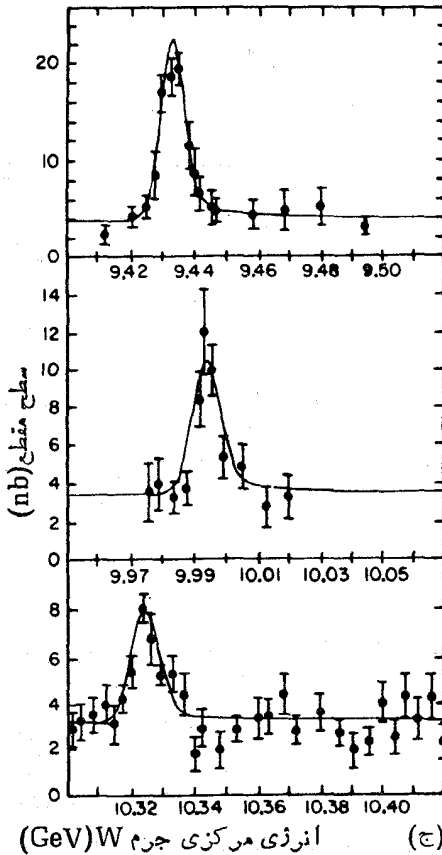
مقایسه پهنای اندازه گیری شده  $\Gamma_{ee}$  برای  $\Upsilon$  با مقدار آن برای ترکیبات دیگر  $q\bar{q}$ ، به طوری که در جدول ۴.۱۸ نمایش داده شده شدیداً با انتساب  $e(1/3)$  — برای کوارک  $b$  سازگاری دارد. انتظار داریم که پهنای  $\Gamma_{ee}$  با مربع مجموع بار کوارکها در تابع موج مزون متناسب باشد، و چنانکه جدول ۴.۱۸ نشان می دهد  $\Gamma_{ee}/(\sum Q_q)^2$  طبق انتظار واقعاً ثابت است.

نشانه دیگری از بار کوارک را می توان از نسبت  $R$  که در معادله (۲۸.۱۸) تعریف شده است، دریافت. با توجه به سه طعم ( $u, d, s$ ) و سه رنگ، نسبتی که انتظار می رود برابر ۲ است که در شکل ۱۵.۱۸ نمایش داده شده است. در بالای آستانه  $c\bar{c}$ ، مجموع باید برای چهار طعم ( $u, d, s, c$ ) و سه رنگ در نظر گرفته شود و مقدار انتظاری  $R$  در بالاتراز انرژی  $4\text{GeV}$  باید برابر  $10/3$  باشد. شکل ۳۵.۱۸ نسبت  $R$  را در گستره  $5\text{ تا }7\text{GeV}$  نشان می دهد که واقعاً این داده ها با مقدار انتظاری سازگاری کامل دارند. در بالاتراز آستانه تولید  $b\bar{b}$ ، لازم است پنج طعم در نظر گرفته شوند و با نسبت دادن  $e(1/3)$  به کوارک  $b$ ، انتظار می رود که مقدار  $R$  به  $11/3$  برسد. شکل ۳۵.۱۸ نشان می دهد که مطابق انتظار، در بالاتراز تشدید  $\Upsilon'''$  مقدار  $R$  به اندازه  $33\%$  افزایش می یابد. با در نظر گرفتن سطح مقطعیهای هادرونی و نسبت انشعاب  $e^+e^-$ ، شواهدی متقاعدکننده برای فرضیات اساسی مدل کوارک فراهم می شود.

چون به نظر می آید کوارکها به صورت زوج ظاهر می شوند (و به دلیل نظریه ریاضی دینامیک کوارکها که قویاً مؤید این ترویج است)، انتظار می رود که کوارک  $b$  کوارک همراهی



شکل ۳۳.۱۸ (الف) نمایش اولیه تشدیدهای  $\Upsilon$  که از برخورد های پروتون-هسته منجر به حالات نهایی  $\mu^+ \mu^-$  حاصل می شوند. در (ب)، دو قله تشدید پس از کم شدن شمارش زمینه نشان داده شده است. پهنای تشدید زیاد است که از مشخصه های تفکیک دستگامی است. شکل (ج)، جزئیات مربوط به تشدید پایینی  $\Upsilon$  را با توجه به داده های  $e^+e^-$  نشان می دهد، توان تفکیک دستگامی در این حالات بالاست. پهنای  $10 \text{ MeV}$  اگرچه بسیار باریک است اما هنوز بسیار بزرگتر از پهنای طبیعی  $44 \text{ keV}$  است.



شکل ۳۳.۱۸ (ادامه)

داشته باشد که  $t$  نامیده می‌شود<sup>۱</sup> به طوری که بار آن برابر  $e(2/3) +$  باشد. جستجو برای یافتن شواهدی بر وجود کوارک سر  $t$ ، در طول افزایش سطح مقطع هادرونی در نسبت  $R$  تاکنون موفق نبوده است (شکل ۳۵.۱۸) و می‌توان نتیجه گرفت که جرم کوارک سر باید حداقل برابر  $18 \text{ GeV}$  باشد. در آزمایشی جدید (اکتبر ۱۹۸۴) در سرن پارویدادهایی دوجتی (مانند شکل ۱۷.۱۸) رو به روشند که انرژی کل ذره که توسط دوجت حمل می‌شود با جرم بوزون  $W$  تطبیق می‌کند. گروه CERN اظهار نظر کردند که آنها شاهد واپاشی  $W^+ \rightarrow t\bar{b}$  بوده‌اند، و داده‌های آنها نشان می‌دهد که جرم کوارک  $t$  در گستره ۳۰ تا  $50 \text{ GeV}$  قرار دارد. در حال حاضر، جستجو برای تأیید این مقدار و تعبیر آن ادامه دارد.

۱.  $t$  حرف اول کلمه truth به معنی حقیقت در مقابل زیبایی و یا حرف اول کلمه top به معنی سر در مقابل ته.

$\psi''''$ <u>4415</u>	$\Upsilon''''$ <u>10573</u>
$\psi''$ <u>4030</u>	$\Upsilon''$ <u>10355</u>
$\psi'$ <u>3686</u>	$\Upsilon'$ <u>10023</u>
$\phi'$ <u>1680</u>	
$\psi$ <u>1020</u> s $\bar{s}$	$\psi$ <u>3097</u> c $\bar{c}$
	$\Upsilon$ <u>9460</u> b $\bar{b}$

شکل ۳۴.۱۸ حالت‌های اسپین ۱ برای کوارکونیم (ترکیبات  $q\bar{q}$ ) که با انرژی‌شان بر حسب MeV نشان داده شده‌اند. انرژی‌های برانگیختگی وابستگی شدیدی به جرم کوارک‌ها ندارند.

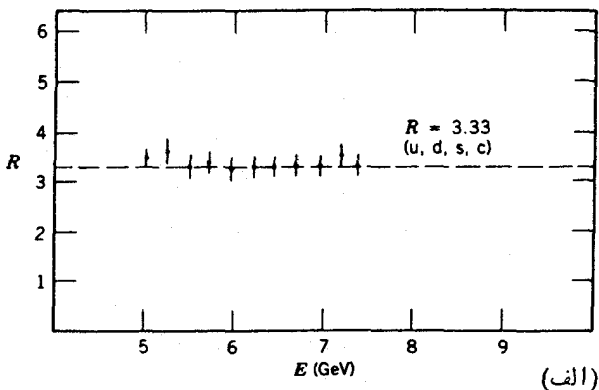
### ۷.۱۸ دینامیک کوارک‌ها

تاکنون (۱۹۸۷) با هیچ برخورد ذره‌ای انرژی بالا نتوانسته‌اند یک کوارک آزاد تولید کنند. با وجود برخورددهنده ۱۰۰۰ GeV آزمایشگاه فرمی و عدم مشاهده کوارک آزاد، این مسئله دشوار فلسفی مطرح می‌شود که شاید کوارک‌ها دائماً در هادرونها مقید هستند و با هیچ انرژی نمی‌توان کوارک را از محیط هادرونی آن آزاد کرد.

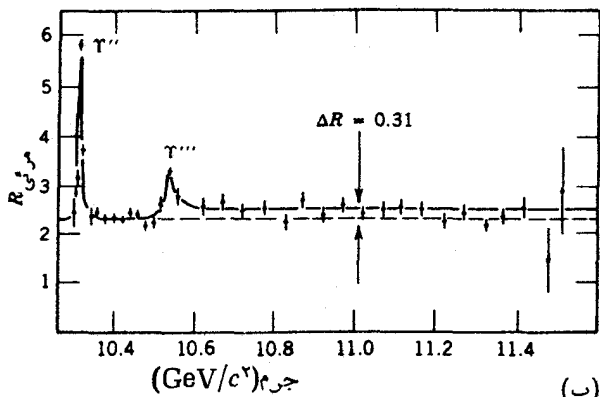
از سوی دیگر، نتایج آزمایش‌های پراکندگی عمیق ناکشسان، خاصیت معمایی و بسیار متفاوت کوارک‌ها را نشان می‌دهد، اگر کوارک‌ها را در مسافت‌های خیلی کوتاه (با استفاده از پراکندگی کاوشگری غیر هادرونی نظیر الکترون یا نوترینو) آزمایش کنیم، درمی‌یابیم که کوارک‌ها تقریباً آزادانه حرکت می‌کنند و مانند این است که اصلاً مقید نیستند. در زبان کوارک‌شناسان، این دو خاصیت را انقباض فروسرخ (محصور بودن کوارک‌ها

جدول ۴.۱۸ پهنای  $e^+e^-$  درمزنهای  $q\bar{q}$

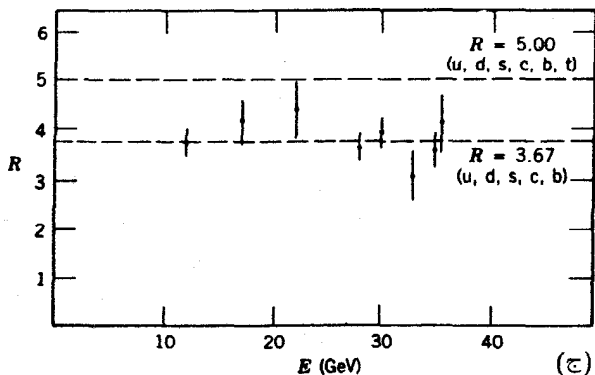
$\Upsilon$	$\psi$	$\phi$	$\omega$	$\rho$	ذره
$1330 \pm 05$	$1020 \pm 05$	$1680 \pm 05$	$3097 \pm 05$	$9460 \pm 05$	$\Gamma_{ee}$ (بر حسب keV)
$\frac{1}{9}$	$\frac{4}{9}$	$\frac{1}{9}$	$\frac{1}{18}$	$\frac{1}{2}$	$(\sum Q_q)^2$
$117 \pm 05$	$108 \pm 05$	$118 \pm 05$	$137 \pm 05$	$134 \pm 05$	$\Gamma_{ee}/(\sum Q_q)^2$



(الف)



(ب)



(ج)

شکل ۳۵۰۱۸ نسبت تولید هادرون به تولید موئون،  $R$ ، در ناپودی  $e^+e^-$ ، (الف) در ناحیه پایینیتر از تشدیدهای  $T$ ، مقادیر اندازه گیری شده دال بوجود چهار کوارک اند. (ب) در بالای آستانه  $b\bar{b}$  (تشدید  $T''''$ )، مقدار  $R$  طبق انتظار به اندازه  $5.06 \pm 0.31$  بالا می رود، داده های نشان داده شده هنوز بهنجار نشده اند، اما افزایش  $R$  مشهود است. (ج) هیچ مدرکی دال بر افزایش  $R$  که متناظر با بالا رفتن آستانه تا  $3.58 \text{ GeV}$  است وجود ندارد، این بدان معنی است که جرم کوارک سرحد اقل  $1.8 \text{ GeV}$  است.

در نواحی به اندازه هادرونها که انرژیهای زیاد یا نامحدودی برای آزاد کردن آنها و رساندن آنها به فواصل بزرگتر لازم است) و آزادی مجانبی (حرکت آزاد در فواصل کوتاه) می نامند. هر نظریه موفق برهم کنشهای کوآرک باید قادر باشد که این خواص به ظاهر متناقض را توصیف کند.

درست مشابه الکترو دینامیک کوانتومی (QED) یعنی نظریه کوانتومی میدان الکترومغناطیسی، کرومودینامیک کوانتومی (QCD) یا نظریه کوانتومی میدان رنگها را داریم. ما به جزئیات ریاضی این نظریه بسیار مجرد وارد نمی شویم، اما به بعضی مشخصات برجسته آن در مقایسه با QED اشاره می کنیم.

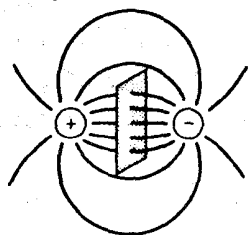
در نظریه QED، بارهای الکتریکی از طریق میدانهای الکترومغناطیسی که در اثر تبادل فوتونهای مجازی یا حقیقی انتشار می یابند، برهم کنش می کنند. در نظریه QCD، کوآرکها از طریق تبادل گلوئون برهم کنش می کنند. همان طور که فوتونها حاملین میدان الکترومغناطیسی هستند، گلوئونها هم حاملین میدان قوی رنگها هستند. آنچه این دو نظریه را از یکدیگر متفاوت می سازد این است که خود فوتونها دارای بار الکتریکی نیستند و بنا بر این تحت تأثیر میدان الکتریکی قرار نمی گیرند؛ اما در مقابل، گلوئونها حامل رنگ خالص هستند و بنا بر این مستقیماً با کوآرکها برهم کنش می کنند. یعنی، یک کوآرک می تواند یک گلوئون گسیل کند و سپس با آن برهم کنش و گلوئونهای اضافی تولید کند؛ اما یک فوتون نمی تواند با بارهای نزدیک به خود تبادل فوتون کند. این خاصیت گلوئونها موجب می شود که پیچیدگی ریاضی QCD به میزان قابل ملاحظه ای برسد.

گسیل گلوئونهای رنگی نشانه ای از عملکرد آزادی مجانبی است. الکترونی که فوتونهای مجازی گسیل می کند همچنان به صورت الکترونی با بار  $e$  — باقی می ماند، اما یک کوآرک که گلوئونی مجازی گسیل می کند باید بار رنگ خود را تغییر دهد. بنا بر این بار رنگی کوآرک روی کره ای به شعاع مرتبه بزرگی یک هادرون (۵ر تا ۱ fm) پخش می شود. اگر کوآرک دیگری در آن کره نفوذ کند، این میدان رنگی «ناخالص» به یک برهم کنش کوآرک-کوآرک بسیار کاهش یافته منجر می شود. اگر برهم کنشهای کوآرک را روی یک شعاع کوچک در مقایسه با ۱ fm در نظر بگیریم، تنها کسر کوچکی از بار رنگی آن مشاهده می شود، و به نظر می آید که قید آن بسیار ضعیف و تقریباً آزاد است.

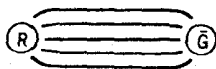
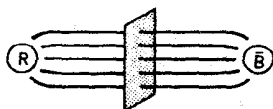
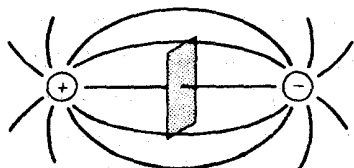
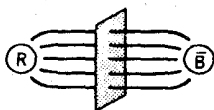
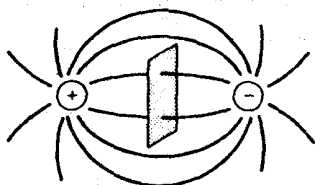
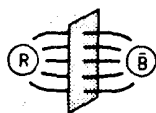
طرز رفتار برهم کنشهای کوآرک با افزایش فاصله را می توان با مقایسه با QED توجیه کرد. شکل ۳۶.۱۸ اختلاف بین میدان الکتریکی دوبار و میدان رنگی دو کوآرک را نشان می دهد. چگالی خطوط میدان الکتریکی گذرنده از هر سطح با میدان الکتریکی در آن نقطه متناسب است؛ بنا بر این با افزایش فاصله بارها، چگالی خطوط میدان و میدان الکتریکی بین بارها کاهش می یابد. با در نظر گرفتن خطوط میدان الکتریکی به عنوان نمایش تبادل فوتونهای مجازی بین بارها، فوراً مشخص می شود که چرا خطوط میدان QCD رفتاری متفاوت دارند. فوتونهای تبادل شده برهم کنش نمی کنند، در حالی که گلوئونهای تبدالی برهم کنش می کنند. در نتیجه برهم کنش گلوئون-گلوئون، خطوط میدان رنگی در یک لوله باریک جمع می شوند. با افزایش فاصله، نیرو (که مجدداً به صورت چگالی خطوط میدان



میدان الکترونیکی



میدان رنگی



شکل ۳۶.۱۸ با افزایش فاصله بین دو بار نقطه‌ای، میدان الکترونیکی (مطابق جکالسی خطوط میدان الکترونیکی گذرنده از واحد سطح) کاهش می‌یابد، میدان رنگی با افزایش فاصله، ثابت می‌ماند. سرانجام، تلاش برای جدا کردن کوارکها و ایجاد فواصل به اندازه کافی بزرگ، منجر به تولید یک زوج جدید  $q\bar{q}$  می‌شود.

گذرنده از یک سطح نمایش داده می‌شود) تقریباً ثابت می‌ماند، همچنانکه سعی می‌کنیم جدایی را به فواصل بزرگ برسانیم، کار انجام شده از آستانه تولید یک زوج  $q\bar{q}$  تجاوز می‌کند و به حدی می‌رسد که منجر به تشکیل یک مزون می‌شود. بنا بر این باصرف انرژی برای یک هسته، به منظور آزاد کردن کوارک، انتظار می‌رود مزونهای جدیدی خلق شوند و این دقیقاً همان پدیده‌ای است که مشاهده می‌شود.

با این مدل ساده می‌توان محاسباتی تقریبی از طیف برانگیختگی زوجهای کوارک-پادکوارک، مانند آنچه در مورد ذرات  $\psi$  یا  $\Upsilon$  به دست می‌آید، انجام داد. اگر نیرو تقریباً ثابت باشد، آنگاه پتانسیل به صورت خطی بر حسب فاصله جدایی به صورت  $V(r) = kr - V_0$  تغییر می‌کنند. ما می‌توانیم بخش شعاعی معادله شرودینگر را برای این پتانسیل (بافرض حالت‌های s) به صورت زیر در نظر بگیریم

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u}{dr^2} + [kr - V_0]u(r) = Eu(r) \quad (30.18)$$

جواب این معادله دیفرانسیل به صورت تابع ایری است، و انرژیها را از جداول ریاضی صفرهای تابع ایری با استفاده از مقادیر  $a_n$  ( $a_0 = -2.3381$ )،  $a_1 = -4.0879$ ،  $a_2 = -5.85206$ ،  $a_3 = -6.77867$ ،  $a_4 = -7.99441$ ،  $a_5 = \dots$ ) به دست می‌آوریم

$$E_n = |a_n| \left( \frac{k^2 \hbar^2}{2m} \right)^{1/2} - V_0. \quad (31.18)$$

طیف انتظاری حالت‌های s در شکل ۳۷.۱۸ نمایش داده شده و با ترازهای متناظر  $\psi$  و  $\Upsilon$  مقایسه شده است. سازگاری بین این دو آنقدر خوب است که می‌توان اعتبار نظریه را قابل توجیه دانست.

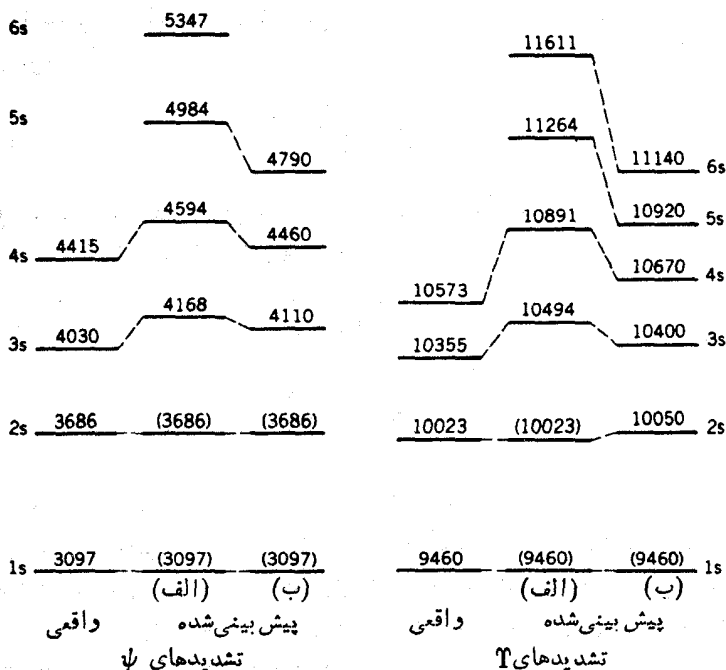
جرم کوارک‌ها به خودی خود در هیچ محاسبه QCD ظاهر نمی‌شود؛ در واقع اگر کوارک‌ها همیشه در حصار و مقید باشند، معنایی ندارد که از جرم سکون یک کوارک آزاد صحبت شود. در عوض، می‌توانیم جرم مؤثر کوارک را در زمانی که در یک هادرون است بیابیم؛ این جرم معمولاً به عنوان جرم کوارک سازنده شناخته می‌شود. ساده‌ترین موارد عبارت‌اند از  $\bar{b}b$ ،  $\Upsilon = \bar{b}b$ ،  $\psi = c\bar{c}$ ، و  $\phi = s\bar{s}$  که از روی آنها می‌توان تقریبهای زیر را به دست آورد

$$m_b c^2 \simeq \frac{1}{4} m_{\Upsilon} c^2 \simeq 4.7 \text{ GeV}$$

$$m_c c^2 \simeq \frac{1}{4} m_{\psi} c^2 \simeq 1.85 \text{ GeV}$$

$$m_s c^2 \simeq \frac{1}{4} m_{\phi} c^2 \simeq 500 \text{ MeV}$$

برای کوارک‌های u و d، هیچ حالت خالص  $u\bar{u}$  یا  $d\bar{d}$  وجود ندارد، اگر چه در تشابه با مقادیر بالا می‌توانیم  $1/2 m_\rho c^2$  یا  $1/2 m_\omega c^2$  را در نظر بگیریم، زیرا  $\rho^0$  و  $\omega$  ترکیباتی از  $u\bar{u}$  و  $d\bar{d}$  هستند. از این طریق، با فرض مساوی بودن جرم کوارک‌های u و d، مقدار  $380 \text{ MeV}$  را برای u و d به دست می‌آوریم. انرژی جرمی پروتون و نوترون فقط  $1 \text{ MeV}$  با هم اختلاف دارند و از نظر کوارکی اختلافشان در جانشینی u به جای d است



شکل ۳۲.۱۸ انرژیهای محاسبه شده حالت‌های  $q\bar{q}$  در مدل‌های پتانسیل ساده. انرژیهای پیش‌بینی شده با استفاده از (الف)  $V(r) = kr - V_0$  و (ب)  $V(r) = kr - b/r$  محاسبه شده‌اند. پتانسیل اول اندکی ساده‌تر حل می‌شود، اما دومی بر آورد بهتری از انرژیهای اندازه‌گیری شده  $\psi$  و  $T$  به دست می‌دهد. مقادیر داخل پرانتز، داده‌های وارد شده به مدل‌ها هستند که برای تعیین پارامترها  $(k, V_0, b)$  به کار می‌روند.

که به این ترتیب شاهد خوبی برای برقراری رابطه  $m_u = m_d$  در دست داریم. در واقع، تقریبی دیگر برای کوارکهای u و d می‌تواند  $\approx 310 \text{ MeV}$  باشد. بنا بر این تخمین زیر عاقلانه به نظر می‌رسد

$$m_u c^2 \approx m_d c^2 \approx 350 \text{ MeV}$$

برای آزمودن این تخمین، انتظار داریم که جرم  $\Lambda(uds)$  از جرم نوکلئون به اندازه  $150 \text{ MeV} = m_s c^2 - m_u c^2$  بیشتر باشد. اختلاف مشاهده شده  $170 \text{ MeV}$  است که سازگاری آن با بر آورد تقریبی از آنچه انتظار می‌رفت بهتر است. پایمتزین حالت‌های مزونهای افسونگر نیز، با  $D(c\bar{u})$  در  $1870 \text{ MeV}$  (مقدار تخمینی  $1850 \text{ MeV}$ ) و  $F(\bar{c}s)$  در  $1971 \text{ MeV}$  (مقدار تخمینی  $2000 \text{ MeV}$ )، کاملاً با این برآوردها سازگارند. گشتاورهای مغناطیسی بار یونها، درستی این جرمهای مؤثر را تأیید می‌کنند. اگر

کوارکها را به عنوان ذرات دیراک با اسپین  $1/2$  در نظر بگیریم، آنگاه گشتاورهای مغناطیسی کوارک چنین اند

$$\mu_q = \frac{Q_q \hbar}{2m_q} \quad (۳۲.۱۸)$$

ضریب  $g$  دیراک برابر  $2 = g$  فرض شده است. از جفت شدگی برداری گشتاورهای مغناطیسی مختلف کوارکها با گشتاورهای باریونها حاصل می شود

$$\mu_p = \frac{2}{3} \mu_u - \frac{1}{3} \mu_d \quad (الف ۳۳.۱۸)$$

$$\mu_n = \frac{2}{3} \mu_d - \frac{1}{3} \mu_u \quad (ب ۳۳.۱۸)$$

$$\mu_\Lambda = \mu_s \quad (ج ۳۳.۱۸)$$

با حل این معادلات به طور همزمان، و با استفاده از گشتاورهای مغناطیسی مشاهده شده  $(\mu_\Lambda = -۰۵۶۱ \mu_N, \mu_u = -۱۹۱ \mu_N, \mu_p = ۲۷۹ \mu_N)$  نتیجه می شود که  $\mu_u = ۱۸۸۵ \mu_N$  و  $\mu_d = ۰۹۷ \mu_N, \mu_s = -۰۵۶۱ \mu_N$  چون  $\mu_N$  با استفاده از جرم پروتون محاسبه می شود، به عنوان مثال به دست می آید

$$\mu_u = ۱۸۸۵ \frac{e\hbar}{2m_p} = \frac{2}{3} e\hbar$$

$$m_u = ۰.۳۶ m_p$$

یعنی  $m_u c^2 = ۳۴۰ \text{ MeV}$  می شود که با تخمین قبلی سازگار است. به طور مشابه، با استفاده از گشتاورهای مغناطیسی به دست می آید،  $m_d c^2 = ۳۴۰ \text{ MeV}$  و  $m_s c^2 = ۵۱۰ \text{ MeV}$  که بازم با تخمینهای قبلی سازگاری دارد. با قبول این مقادیر سه گشتاور مغناطیسی، می توانیم گشتاورهای مغناطیسی باریونهای سنگینتر با اسپین  $1/2$  ( $\Sigma$  و  $\Xi$ ) را محاسبه کنیم، که بین مقادیر اندازه گیری شده و محاسبه شده سازگاری خوبی به دست می آید. اگر فرض کنیم  $m_u = m_d$  باشد، از معادله (۳۲.۱۸) معلوم می شود که  $\mu_u = -2\mu_d$  است و از ترکیب معادله (الف ۳۳.۱۸) نتیجه  $\mu_p/\mu_n = -۱.۵۰$  به دست می آید. نسبت اندازه گیری شده برابر  $۱.۴۶ -$  است. بنا بر این، مدل کوارکی با گشتاورهای مغناطیسی باریونی، بدون آنکه به ابرهای مزونی یا هرگونه ساختار مصنوعی در باریونها متوسل شویم، سازگاری بسیار خوبی نشان می دهد.

تلاش زیادی برای کشف کوارکهای آزاد صورت گرفته است، از خرد پاشیهای برخوردی بسیار پر انرژی پر توهای کیهانی (که ممکن است انرژی کافی برای آزادسازی

يك كوارك قویاً مقید داشته باشد) گرفته تا رسوبهای اقیانوسی و مواد خاکی دیگر مورد جستجو قرار گرفته‌اند تا آنکه کوارکهای پرتوکیهانی را که در «اتمهای کسوارکی» پایدار انبار شده‌اند و یا کوارکهای راکه در جهان اولیه به دنبال مهپانگ تشکیل شده‌اند، بیابند. جالبترین نتیجه‌ای که تا کنون به دست آمده بر اساس گزارش آزمایشهای ویلیام فیربنک استوار است. این آزمایشها به نوعی تکرار آزمایش قطره روغنی میلیکان است که در آنها از کره‌های ابررسانای نیوبیم استفاده شده که با روش مغناطیسی معلق شده‌اند. تعدادی از کره‌ها بارهایی سازگار با بار کسری  $e(1/3)$  نشان دادند، و وقتی بخواهیم این نتیجه را با حضور کوارک آزاد روی کره توجیه کنیم، می‌بینیم چگالی حاصل از کوارکهای آزاد در ماده‌خاکی باید بسیار بزرگتر از حد بالایی به دست آمده از مطالعات دیگر باشد. دلیل این مغایرت هنوز روشن نیست، اما وجود کوارکهای آزاد تأثیر حیاتی برای موفقیت مدل ندارد؛ انکشاف يك كوارك آزاد، نظرمان را در مورد مقید بودن کوارکها قدری تغییر می‌دهد اما در کل نظریه تأثیری مصیبت بار نخواهد داشت.

البته، لزوم اینکه تمام ذرات مشاهده شده حامل هیچگونه رنگی خالص نباشند، وجود کوارکها و گلوئونهای منزوی را ممنوع می‌شمارد، اما این الزام فرضی اساسی برای نظریه نیست بلکه فقط خلاصه‌ای از یافته‌های تجربی کنونی ماست. توجه به این نکته جالب است که درحالی که وجود يك گلوئون آزاد ممنوع است، وجود مجموعه‌ای از دو یا چند گلوئون که حامل هیچگونه رنگی خالص نباشد مجاز است و چنین مجموعه‌ای ممکن است وجود داشته باشد. شواهد دال بر وجود این ذرات که «گلوبال» نامیده می‌شود، ممکن است در برخورد های انرژی بالا یافت.

### ۸.۱۸ نظریه‌های وحدت بزرگ

توصیف ذرات بنیادی و برهم کنشهای آنها بر اساس نظریه‌هایی که تا کنون در این فصل بیان شده، کاملاً در تحلیل نتایج تعداد زیادی از آزمایشها موفق بوده است. اما هنوز سؤالاتی مطرح می‌شوند که نظریه پایه جوابگویی آنها نیست: لپتونها و کوارکها هر دو ظاهراً در تولید چندین نسل (احتمالاً سه نسل) دوتایی شرکت می‌کنند، به طوری که همه ذرات اسپین  $1/2$  دارند

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

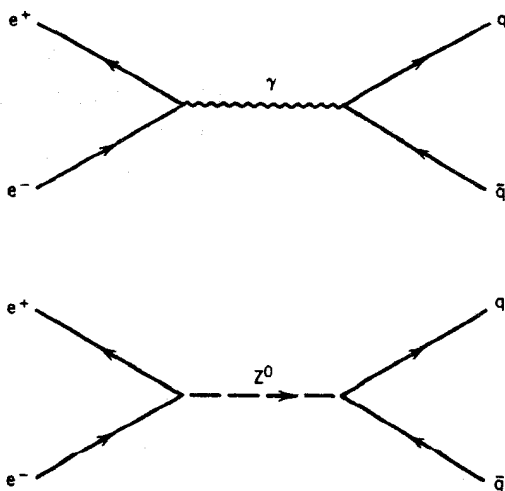
$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

۱. برای توصیف آزمایش به مقاله زیر مراجعه کنید:

آیا این تنها يك انطباق تصادفی است و یا تظاهراتی از نظریهٔ اساسیتر است؟ برهم کنشهای ضعیف و الکترومغناطیسی توسط نظریهٔ الکتروضعیف وحدت یافته اند. آیا ممکن است که هر سه نوع برهم کنشهای ذره‌ای (ضعیف، الکترومغناطیسی، و قوی) را در يك چارچوب نظری منفرد وحدت ببخشیم؟

هر چه به انرژیهای بالاتر می‌رویم، برهم کنشهای ذرات به‌جای آنکه پیچیده‌تر شوند ساده‌تر می‌شوند. مثلاً، نتیجهٔ برخورد های پوزیترون-الکترون را که در شکل ۳۸.۱۸ به صورت ساده‌ای نشان داده شده در نظری می‌گیریم. در انرژیهای کمتر از  $100\text{ GeV}$ ، تولید  $Z^0$  ممکن نیست و برهم کنش به‌طور خالص الکترومغناطیسی است. در انرژیهای بالاتر، برهم کنشها می‌توانند به‌واسطهٔ تبادل  $Z^0$  انجام شوند. اگر قرار بود که الکترونها در انرژیهای فوق‌العاده زیاد، مثلاً  $10^6\text{ GeV}$  با هم برخورد کنند، تبادل يك فوتون  $10^6\text{ GeV}$  کاملاً مشابه تبادل يك  $Z^0$  با انرژی  $10^6\text{ GeV}$  می‌شد، و تعداد آزمایشهایی که بتوانند این دو را از یکدیگر تمیز دهند بسیار کم می‌شد. مسئلهٔ نهایی وحدت بزرگ این است که آیا چنین اثری برای گلوئونها نیز رخ می‌دهد یا نه. در صورتی که جواب مثبت باشد، برهم کنش قوی نیز فردیت خود را در انرژیهای بالا از دست می‌دهد و هر سه برهم کنش مشخصهٔ مشترکی خواهند داشت.

اگر بین این سه نیرو در انرژیهای به‌اندازهٔ کافی بالا تقارنی وجود داشته باشد، چرا در مطالعاتی که در انرژیهای قابل دسترس در آزمایشگاهها با استفاده از شتابدهنده‌ها انجام می‌شود، متفاوت به نظر می‌رسند؟ برای پاسخ به این مطلب، از مفهوم شکست خودبه‌خودی تقادری کمکی می‌گیریم - هر چه از انرژی وحدت (هر چه باشد) پایینتر می‌رویم، تقارن

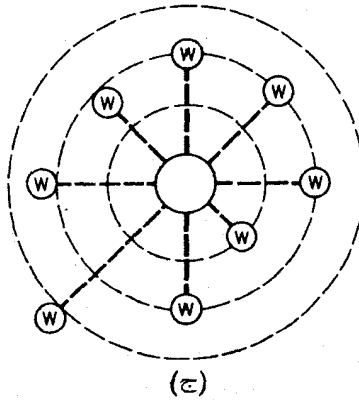
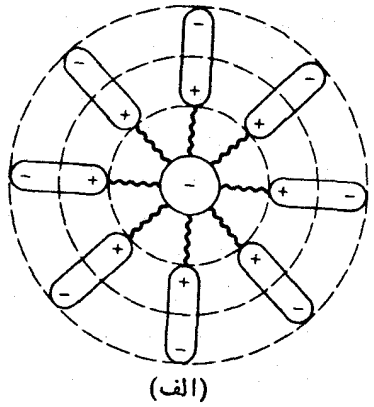
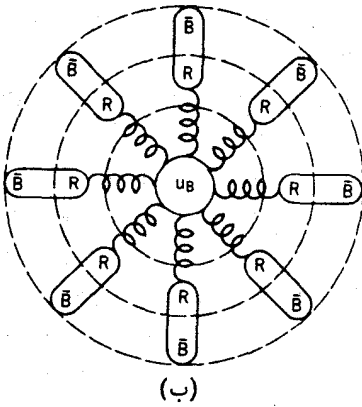


شکل ۳۸.۱۸ در انرژیهای بسیار بالا، محصولات نابودی  $e^+e^-$  از طریق فوتونها مشابه محصولات نابودی  $e^+e^-$  از طریق پوزونهای پر داری است.

برهم‌کنشها خود به خود شکسته می‌شود و آنها به صورت سه نیروی مجزای قابل تمایز به نظر می‌رسند. یکی از موارد مشابه این اثر، انجماد ماده داغ و تبدیل آن به صورت جسم جامد است. مجموعه‌ای از اتمهای گازی آهن به صورت اتفاقی (از طریق برخورد) و بدون هیچ جهت ترجیحی با هم برهم‌کنش می‌کنند؛ برهم‌کنشها دارای تقارن هندسی هستند. وقتی که این اتمها را سرد می‌کنیم و به آنها اجازه می‌دهیم که به آهن جامد تبدیل شوند، بلورهای مغناطیسی تشکیل خواهند شد که هر کدام از آنها یک زوج جداگانه قطب مغناطیسی (شمال و جنوب) دارند؛ جفت‌شدگی بین اتمها در حالت فرومغناطیسی، جهتی ترجیحی در فضا ایجاد می‌کند و تقارن هندسی خودبه‌خود شکسته می‌شود (یعنی بدون لزوم وارد کردن هرگونه قید خارجی در یک جهت ترجیحی). اثری مشابه ممکن است در جامدات سی‌ریخ دهد که به صورت بلورهایی که دارای یک محور تقارن یگانه هستند منجمد شوند. مایعی که بلورها از آن تشکیل می‌شوند هیچگونه محور مرجع ترجیحی ندارد، ولی هر یک از بلورها یک شکل نامتقارن به دست می‌آورد. در هر دو مورد، دینامیک درونی سیستم موجب شکست خودبه‌خود تقارن هندسی می‌شود، چرا که سیستم سعی می‌کند که در پایبندترین انرژی به حالت تعادل برسد.

اگر این تشابه واقعاً حقیقی باشد و اگر تقارن برهم‌کنش وحدت یافته بزرگ به طور خود به خود در انرژیهای آزمایشگاهی ضعیف ما، به صورت جفت‌شدگیهای ضعیف و قوی، الکترومغناطیسی شکسته شود، ممکن است پیرسیم که در چه انرژی وحدت اتفاق می‌افتد. چون کاشگرهای انرژی بالا نیز کاشگرهای فاصله کوتاه هستند، این سؤال مترادف با مطالعه برهم‌کنشهای اساسی در فواصل کوچک است. برهم‌کنشهای اساسی بار الکتریکی را که در شکل ۳۹.۱۸ (الف) نمایش داده شده است در نظر بگیرید. حتی در غیاب ماده دیگر (در خلا کامل)، میدان الکتریکی شدید در فواصل کوتاه می‌تواند زوجهای  $e^+e^-$  (مجازی) به وجود آورد که بار اصلی توسط آنها محاصره می‌شود. این زوجها توسط فوتونهای مجازی خلق می‌شوند که گسیل آنها بر بار ذره اصلی اثر نمی‌گذارد؛ و نتیجتاً عضو مثبت زوج مجازی به سوی بار منفی مرکزی جذب می‌شود. چیزی که ما به عنوان بار الکترون در نظر می‌گیریم، حقیقتاً محصول تعداد زیادی از این فرایندهاست (در واقع، تعداد نامحدودی از آنها)، اما ما تقریباً همواره بار را در فواصل بزرگ مطالعه می‌کنیم، یعنی با اثر خالص بار (ثابت)  $e$  یا به عبارت دیگر با ثابت جفت‌شدگی بدون بعد  $\alpha = e^2 / 4\pi\epsilon_0 \hbar c$  رویه‌رومی شویم. اما اگر در فواصل بسیار کوتاه آزمایش کنیم، ثابت جفت‌شدگی الکترومغناطیسی افزایش خواهد یافت زیرا در این صورت از بار ذرات مجازی مثبتی که الکترون «واقعی» را پوشانده است نفوذ می‌کنیم. بنابراین انتظار داریم که در انرژیهای بالاتر قوت برهم‌کنشهای الکترومغناطیسی افزایش یابد.

برهم‌کنش قوی، رفتاری متفاوت دارد. یک کوارک اساسی سرخ  $u$  را که با علامت  $u_R$  در شکل ۳۹.۱۸ (ب) نشان داده شده است در نظر بگیرید. این کوارک می‌تواند گلوئونهای مجازی رنگی مختلفی نظیر  $\bar{R}B$  یا  $\bar{R}G$  گسیل کند؛ برای راحتی فقط  $\bar{R}B$  نمایش داده شده است. زمانی که  $u_R$  یک گلوئون  $\bar{R}B$  گسیل می‌کند، یک کوارک  $u_B$  خواهد شد؛



شکل ۳۹.۱۸ (الف) در نتیجه گسیل فوتون مجازی، الکترون توسط زوجهای  $e+e^-$  محاصره شده است. در فواصل کوتاه، نیروی الکتریکی وارد بزرگ بار آزمون افزایش خواهد یافت. (ب) یک کوآرک سرخ که گلوئونهای مجازی رنگی  $\bar{R}B$  گسیل می کند، با سرخ خود را در حجم بزرگی از فضا پخش می کند و در نتیجه نیروی سرخ وارد بزرگ بار آزمون در فواصل کوچک کاهش می یابد. (ج) یک الکترون پوزونهای مجازی  $W$  گسیل می کند و در عمل با پخش برهم کنش ضعیف، نیروی ضعیف وارد بزرگ بار آزمون را در فواصل کوتاه کاهش می دهد.

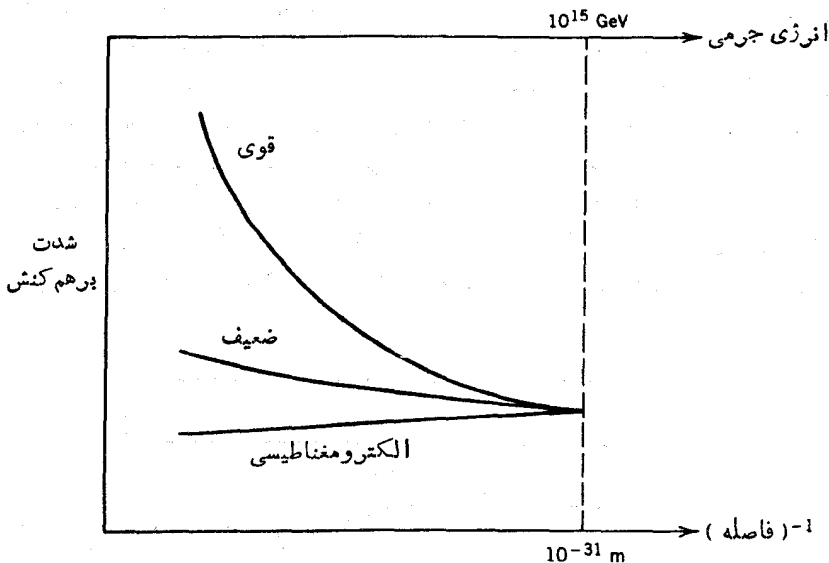
$u_R \rightarrow u_B + \bar{R}$  و به این ترتیب است که بار رنگی برهم کنش پایسته می ماند. برهم کنشهای قوی کوآرک  $u_R$  توسط میدان رنگ آن مشخص می شود، یعنی توسط توزیع فضایی «سرخ» آن که روی جسمی که مشخصه آن بردگلوئونهای مجازی است پخش شده است. به این ترتیب، برهم کنشهای قوی با کاهش فاصله، کاهش می یابند. (اختلاف بین برهم کنشهای الکترومغناطیسی و قوی از اینجا ناشی می شود که فوتون، حامل هیچ بار الکتریکی نیست در حالی که گلوئون حامل بار قوی، یعنی رنگ است.)



برهم کنش ضعیف هم مانند برهم کنش قوی در فواصل کوتاه کاهش می‌یابد. ما می‌توانیم يك الکترون را به‌صورتی در نظر بگیریم که با ابری از ذرات برهم کنش‌کننده ضعیف ( $e^- \rightarrow W^- + \nu$ ,  $e^- \rightarrow e^- + Z^0$ ) احاطه شده‌است که در این صورت برهم کنش ضعیف در عمل «ناخالص» خواهد بود. این اثر کاملاً به‌شدت بار رنگی نیست، ولی شدت برهم کنش ضعیف در فواصل کوچک (انرژی بالا) کاهش می‌یابد.

آهنگ واقعی تغییر برهم کنشها که برحسب فاصله یا انرژی محاسبه شده در شکل ۴۰.۱۸ نمایش داده شده‌است. معلوم شده‌است که افزایش شدت برهم کنش الکترومغناطیسی و کاهش شدت برهم کنشهای ضعیف و قوی این سه برهم کنش را در مقیاس فاصله حدود  $10^{-31} \text{ m} = 10^{-16} \text{ fm}$  به هم نزدیک می‌کند. اگر در این فاصله، برهم کنشها توسط ذره تبادل X صورت گیرند، برای آنکه مقدار برد  $10^{-16} \text{ fm}$  باشد، باید انرژی جسمی این ذره از مرتبه  $10^{15} \text{ GeV}$  باشد. در این صورت، ممکن است انتظار داشته باشیم که در انرژی  $10^{15} \text{ GeV}$ ، که متأسفانه از توانایی بزرگترین شتابدهنده‌هایی که تاکنون ساخته شده و یا حتی در نظر گرفته شده‌است تجاوز می‌کند، شاهد وحدت نیروها باشیم (بزرگترین انرژی که تاکنون مطرح شده‌است  $10^4 \text{ GeV}$  بوده‌است).

با وجود این، نتایجی قابل مشاهده و قابل محاسبه از نظریه‌های وحدت بزرگ (GUT) در دست‌است. اولین نتیجه این است که توسط آنها می‌توان دامنه اختلاط را در برهم کنشهای الکتروضعیف (که فقط به‌عنوان پارامتری از نظریه الکتروضعیف به‌شمار می‌رفت، اما اکنون

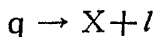


شکل ۴۰.۱۸ تغییرات شدت برهم کنشها برحسب فاصله، برهم کنشهای بنیادی را در فاصله‌ای در حدود  $10^{-31} \text{ m}$  به هم نزدیک می‌کند.

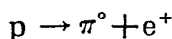
در GUT مستقیماً به صورت تابعی از  $m_X$  قابل محاسبه است) محاسبه کرد. مقدار به دست آمده، یعنی  $\sin^2 \theta_W = 0.22$ ، کاملاً با مقدار اندازه گیری شده در برهم کنشهای نوترینو سازگاری دارد (به یاد آورید که  $\cos \theta_W = m_{Z^0} / m_{W^\pm}$ ).

همچنین GUT می تواند ارتباط جرمی ذره  $\tau$  و کوارک  $b$  در حدود  $1:3$  محاسبه شده است که با جرمهای مشاهده شده بخوبی سازگار است.

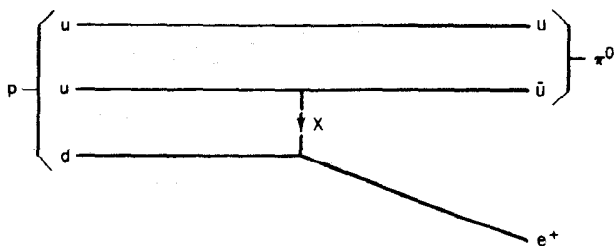
شاید بارزترین مشخصه GUT، جفت شدگی مستقیم لپتونها و کوارکهاست؛ یعنی در مقیاس انرژی  $10^{16}$  GeV، لپتونها و کوارکها معادل می شوند. در این صورت ممکن است کوارک در اثر گسیل یک ذره  $X$  به صورت لپتون در آید



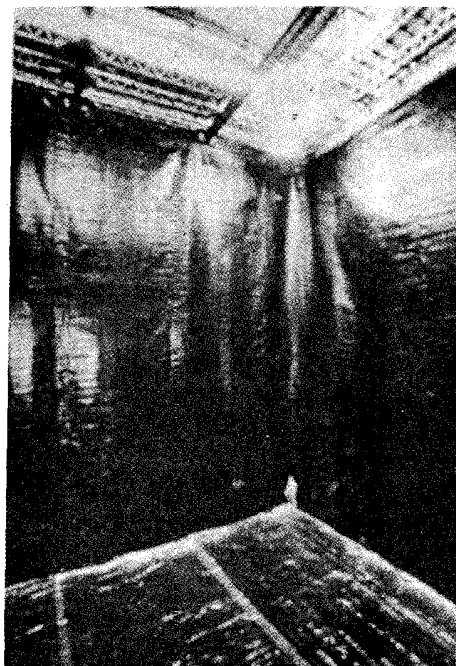
که در آن  $q$  را برای کوارک و  $l$  را برای لپتون به کار برده ایم. بنا به این نظریه، برای یک پروتون باید ممکن باشد که بنا به نموداری که در شکل ۴۱.۱۸ آمده است، به صورت زیر واپاشیده شود



طول عمری که برای این فرایند تخمین زده شده، از مرتبه  $10^{31}$  سال است (مطابق با  $m_X c^2 = 10^{16}$  GeV)، اما با وجود این می توان آن را اندازه گیری کرد. یک ظرف مکعبی شکل محتوی آب که طول ضلع آن  $20$  m باشد، حاوی  $3 \times 10^{23}$  پروتون است و بنا بر این انتظار داریم که اگر طول عمر برابر  $10^{31}$  سال باشد، تقریباً یک واپاشی در روز در این ظرف دیده شود. آزمایشهای زیادی در جریان هستند (شکل ۴۲.۱۸) که مدرکی برای واپاشی پروتون به دست دهند. تاکنون، هیچ رویدادی آشکار سازی نشده است، این مسئله چنین تفسیری می شود که طول عمر ممکن است بزرگتر از  $10^{32}$  سال باشد؛ به این ترتیب GUT، در توجیه این پدیده با مشکلاتی مواجه می شود. خصوصاً اگر طول عمر از مرتبه  $10^{33}$  سال یا بیشتر باشد (و بنا بر این احتمالاً در هر آزمایشی که در مقیاسی عملی انجام شود، غیر قابل مشاهده خواهد بود)، نظریه های وحدت فعلی با محاسبات  $m_X$  که بر اساس زاویه اختلاط الکترو-



شکل ۴۱.۱۸ واپاشی پروتون به  $\pi^0 + e^+$  از طریق گسیل یک ذره  $X$ .



**شکل ۴۲.۱۸** يك اتاقك زیرزمینی با پوشش پلاستیک، قبل از آنکه با آب پر شود؛ به کارگری که در گوشه ایستاده است توجه کنید. این اتاقك ۱۰۰۰۰ تن آب را در برمی گیرد که متناظر با  $۲۵ \times ۱۰^{۲۲}$  نوکلئون است. سطح آب با ۲۰۴۸ لایه تکثیرکن فوتونی پوشیده شده است تا نور (تابش چرنکوف) گسیل شده از ذرات پاردار سریع را که ممکن است از واپاشی پروتون حاصل شود، آشکارسازی کنند این آزمایش توسط گروهی از دانشگاه کالیفرنیا دانشگاه میشیگان، و آزمایشگاه ملی بروکهاون انجام می شود.

ضعیف به دست آمده است، ناسازگار خواهند بود.

این مطالب پیشرفتهای هیجان انگیز تاریخ فیزیک ذرات را نشان می دهند؛ در واقع، برخی از برجستگان فیزیک نظری معتقدند که ما در حال نزدیک شدن به شناخت نهایی فیزیک ذرات هستیم و تولید نسل جدید شتابدهنده‌ها (SSC  $۲۰ \text{ TeV}$ ) هیچ نتیجه جالب یا جدیدی به دست نخواهد داد. با این بحث، با توجه به قیود کیهان‌شناسی (فصل ۱۹)، تعداد نسلهای کوآرک و لپتون روی عدد سه ثابت می ماند، و در نتیجه اگر کوآرک  $t$  در انرژی  $۴۰ \text{ GeV}$  مورد تأیید قرار گیرد، با استفاده از شتابدهنده‌های فعلی می توان طیف حالت‌های  $t\bar{t}$  و ماهیت کوآرک  $t$  را روشن کرد. به این ترتیب ممکن است که «بیابان» وسیعی در پیش رو داشته باشیم که در آن هیچ خاصیت جدیدی در انرژیهای بین  $۱۰۰$  و  $۱۰^{۱۵} \text{ GeV}$  دیده نشود. از سوی دیگر، اظهار نظرهایی در جریان بوده است که کوآرکها و لپتونها ذرات بنیادی نیستند بلکه

زیر ساختارهایی دارند که ممکن است در فواصل کمتر از  $10^{-18}$  m (برای انرژیهای بیشتر از  $100$  GeV) ظاهر شوند. به این ترتیب، نسل آینده شتابدهنده‌های TeV ممکن است قادر به انجام آزمایشهایی باشد که بتوانند طیف‌نمایی کاملاً جدیدی از ذرات بنیادی ارائه دهند.

### مراجع مطالعات تکمیلی

مراجع فیزیک ذرات بنیادی به دو گروه ریاضی تقسیم می‌شود: توصیفی (غیر ریاضی) و پیشرفته؛ چون فیزیک ذرات را نمی‌توان با فیزیک کوانتومی ناسبیتی تحلیل کرد، هیچ مطالعه سطح متوسطی ممکن نیست، و بررسی ریاضی کامل از سطح این کتاب خارج است. مطالب توصیفی ابتدایی برای فراهم کردن زمینه جهت مطالعات پیشرفته‌تر مفید هستند. مرجع زیر، هم به دلیل کامل بودن و هم به دلیل معرفی ریاضیات کافی برای خواننده پیشرفته با ارزش است.

J. E. Dodd, *The Ideas of Particle Physics* (Cambridge: Cambridge University Press, 1984).

کتاب زیر، اثر مقدماتی دیگری است که به دلیل ظرافت توصیفهای غیر ریاضی مفاهیم فیزیک ذرات جدید با ارزش است

J. C. Polkinghorne, *The Particle Play* (Oxford: Freeman, 1981),

دو مرجع زیر هم کتابهایی توصیفی هستند که مطالب آنها مدل کوآرک را نیز شامل می‌شود.

B. Mc Cusker, *The Quest for Quarks* (Cambridge: Cambridge University Press, 1983) and H. Fritzsch, *Quarks: The Stuff of Matter* (New York: Basic Books, 1983).

تاریخ فیزیک ذرات نیز در حد خود یک مطالعه جذاب است. دو مرجع زیر در مورد تاریخ اخیر فیزیک ذرات بحث می‌کنند.

*The Birth of Particle Physics*, edited by L. Brown and L. Hoddeson (Cambridge: Cambridge University Press, 1983).

A. Pickering, *Constructing Quarks: A Sociological History of Particle Physics* (Chicago: University of Chicago Press, 1984.)

کتاب زیر شاهکاری است که دیدگاههای شخصی تاریخ اخیر اکتشافات اساسی فیزیک ذرات را مطرح می‌سازد.

R. P. Crease and C. C. Mann, *The Second Creation* (New York: Macmillan, 1986).

شاید بهترین منابع برای توصیف کارهای اخیر فیزیک ذرات، مقالات مجله

*Scientific American* باشند. نمونه‌هایی از این مقالات عبارت‌اند از

S. L. Glashow, "Quarks with Color and Flavor" (October 1975),

M. Jacob and P. Landshoff "The Inner Structure of the Proton" (Ma-

rch 1980);

H. Georgi, "A Unified Theory of Elementary Particles and Forces" (April 1981);

S. Weinberg, "The Decay of the Proton" (June 1981);

E. D. Bloom and G. J. Feldman, "Quarkonium" (May 1982).

K. Ishikawa, "Glueballs" (November 1982);

N. B. Mistry, R. A. Poling, and E. H. Thorndike, "Particles with Naked Beauty" (July 1983);

C. Quigg, "Elementary Particles and Forces" (April 1985)

J. M. LoSecco, F. Reines, and D. Sinclair, "The Search for Proton Decay" (June 1985).

برای مطالعه جالبترین نظریه‌های بنیادی اخیر درباره ساختار اساسی ذرات بنیادی به مقالات زیر رجوع کنید.

H. E. Haber and G. L. Kane, "Is Nature Supersymmetric?" (June 1986),  
M. B. Green, "Superstrings" (September 1986).

تکنیک‌های تجربی فیزیک ذرات اساساً باروشهای فیزیک هسته‌ای تفاوت دارند. برای مطالعه خلاصه‌ای جامع به کتاب زیر مراجعه کنید.

R. C. Fernow, *Introduction to Experimental Particle Physics* (Cambridge: Cambridge University Press, 1986).

کتابهای درسی و تکنگراییهای فیزیک ذرات از لحاظ ریاضی پیچیده و انتزاعی هستند. برخی از کتابهایی که تا حدودی یا عمدتاً درخور فهم خوانندگان این کتاب هستند عبارتند از:

D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, 2nd ed. (Reading, MA: Addison-Wesley, 1982);

E. Segrè, *Nuclei and Particles*, 2nd ed. (Reading, MA: Benjamin, 1977), Chapters 13–20;

K. Gottfried and V. F. Weisskopf, *Concepts of Particle Physics*, Vols. 1 and 2 (Oxford: Oxford University Press, 1984 and 1986);

H. Frauenfelder and E. M. Henley, *Subatomic Physics* (Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall, 1974), Chapters 5–13.

بعضی از کتابهای درسی پیشرفته فیزیک ذرات عبارتند از:

D. C. Cheng and G. K. O'Neill, *Elementary Particle Physics* (Reading, MA: Addison-Wesley, 1979);

E. D. Commins and P. H. Bucksbaum, *Weak Interactions of Leptons and Quarks* (Cambridge: Cambridge University Press, 1983);

F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons* (New York: Wiley, 1984);

L. B. Okun, *Leptons and Quarks* (Amsterdam: North-Holland, 1982).

## مسائل

۱. برای فرایندهای زیر، نمودارهای فاینمن را رسم کنید.

(الف) تبادل دو پیونی بین  $\Lambda^0$  و  $p$  (به عنوان مثال، شکل ۴.۱۸ را ببینید و مطمئن شوید که ذره را در حالت واسطه به درستی تشخیص می‌دهید)؛

$$(ب) \quad \pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$$

۲. انرژی جنبشی هر ذرهٔ محصول را در واپاشیهای دو جسمی زیر (در چارچوب سکون ذرهٔ اولیه) پیدا کنید:

$$(الف) \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (ج) \quad \Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$$

$$(ب) \quad \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \quad (د) \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$$

۳. انرژی جنبشی بیشینه را برای هر ذرهٔ نهایی در واپاشیهای زیر (چارچوب سکون ذره اولیه) بیابید.

$$(الف) \quad \omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (ج) \quad K_L^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$$

$$(ب) \quad \Sigma^- \rightarrow n + \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (د) \quad \psi \rightarrow \omega + K^0 + \bar{K}^0$$

۴. در واکنشهای زیر، انرژیهای جنبشی دو ذرهٔ خروجی را بیابید. در هر مورد، فرض کنید که ذرهٔ اولیه با تکانهٔ آزمایشگاهی مشخص بر ذرهٔ دومی که در حال سکون است برخورد می‌کند.

$$(الف) \quad p_i = 1.2 \text{ GeV}/c, \quad K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$$

$$(ب) \quad p_i = 2.4 \text{ GeV}/c, \quad \pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n$$

۵. انرژی جنبشی آستانه را برای هر يك از واکنشهای زیر بیابید. فرض کنید که ذرهٔ اول بر ذرهٔ دوم که در حال سکون است برخورد می‌کند.

$$(الف) \quad K^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+$$

$$(ب) \quad \bar{p} + p \rightarrow T$$

$$(ج) \quad \pi^- + p \rightarrow \omega + n$$

۶. تحقیق کنید که آیا هر يك از واپاشیها یا واکنشهای زیر قوانین اساسی پایستگی را نقض

می‌کنند یا خیر. در صورت نقض، در هر مورد ذکر کنید که کدام قانون نقض می‌شود. و فرایند از طریق چه برهم‌کنشی تحقق خواهد یافت (البته اگر تحقیق در کار باشد).

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^0 + \pi^- \quad (\text{د}) \quad \pi^+ + p \rightarrow p + p + \bar{n} \quad (\text{الف})$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + \mu^- \quad (\text{ه}) \quad \Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (\text{ب})$$

$$\Lambda^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + n \quad (\text{و}) \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^- \quad (\text{ج})$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + K^- \quad (\text{ز}) \quad \pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \Sigma^0 \quad (\text{ر})$$

۷. محتوای کوارکی و پاشیهای زیر را بررسی کنید.

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- \quad (\text{ح}) \quad \Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^- \quad (\text{الف})$$

$$\Lambda_c^+ \rightarrow p + \bar{K}^0 \quad (\text{د}) \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (\text{ب})$$

۸. محتوای کوارکی و اکشهای زیر را بررسی کنید.

$$K^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+ \quad (\text{ح}) \quad K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0 \quad (\text{الف})$$

$$\pi^- + n \rightarrow \Delta^- + \pi^0 \quad (\text{د}) \quad p + p \rightarrow p + \pi^+ + \Lambda^0 + K^0 \quad (\text{ب})$$

## اختر فيزيك هسته‌ای

از دیدگاه متخصصان فیزیک هسته‌ای و ذرات بنیادی، جهان اولیه نمایانگر عالیترین شتاب‌دهنده ذرات است که در آن انرژی و چگالی ذرات بیشتر از آن چیزی است که می‌توانیم امیدوار باشیم با ساختن شتابنده‌های مصنوعی به آن دست می‌یابیم. واکنشها با آهنگ و تنوع غیر قابل‌تصوری انجام گرفته‌اند، اما (شاید درک‌مال تعجب) با مطالعه محصولات نهایی واکنشها می‌توانیم در مورد جزئیات این واکنشها که روی زمین قابل اندازه‌گیری نیستند بررسی کنیم. مبنای درک این واکنشهای تکاملی، خصوصیات شناخته شده‌ای است که در آزمایشگاهها قابل اندازه‌گیری است. چیزی که در حال حاضر مدل استاندارد مهبانگ داغ کیهان‌شناسی گفته می‌شود یک چارچوب کلی است که بر پایه نظریه نسبیت عام، خواص هسته‌ای و ذرات که مستقیماً قابل اندازه‌گیری‌اند، برداشتهایی از مدل استاندارد ذرات بنیادی که در فصل ۱۸ مورد بحث واقع‌شد، و تعمیمهایی بر اساس فرضیات قابل قبول استوار است. داده‌های ورودی باید نتایجی به دست دهد که با مشاهدات توافق داشته باشد. ابتدایی‌ترین این مشاهدات، میزان نسبی ایزوتوپهای سبک‌گوناگون است که در آغاز دوران تشکیل عناصر تولید شده‌اند. فرآیندهای مورد مشاهده رامی‌توان به صورت قیدهایی روی فرایندهای اصلی دوران تشکیل به کار برد.

وظیفه بسیار دشوارتر، درک چگونگی تشکیل عناصر سنگینتر بعد از واکنشهای گداخت و گیراندازی نوترون در داخل ستاره‌هاست. این فرایندها نه تنها از لحاظ فیزیک هسته‌ای خیلی پیچیده‌اند (وامکان پیاده کردن‌شان در آزمایشگاهها بسیار سخت است) بلکه مکانیک و



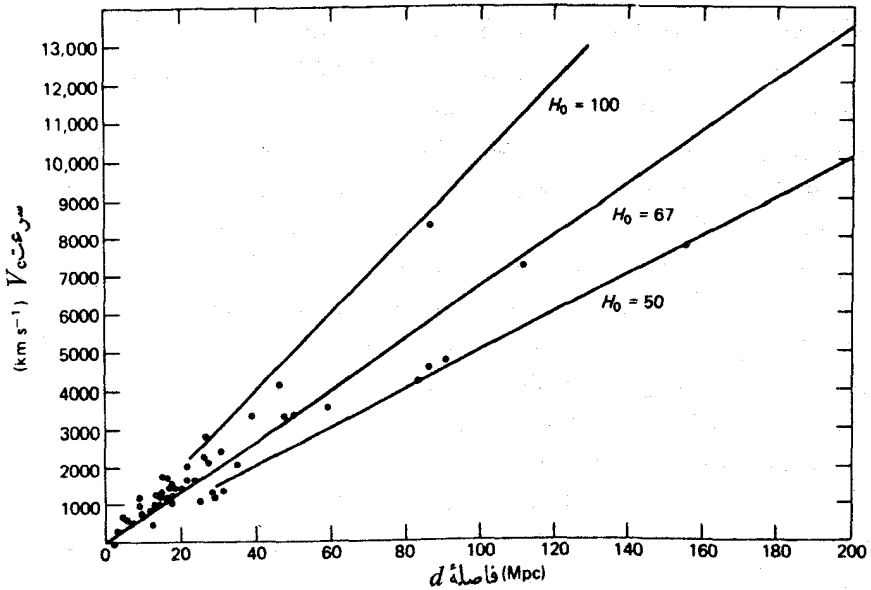
ترمودینامیک آنها نیز بسیار کم فهمیده شده است. در اینجا شواهد مشاهداتی از طریق مشاهدات اخترشناسی حاصل شده اند که فقط شامل تلسکوپهای اپتیکی معمولی نیست بلکه بتازگی از طیف‌سنجی ذرات و پرتوگامای مستقر بر سفینه‌های فضایی نیز استفاده شده است. در این مورد هم واکنشها و واپاشیهای هسته‌ای مشاهده شده در آزمایشگاههای زمینی می‌توانند حدود اصلی مربوط به ماهیت واکنشهای هسته‌ای ستاره‌ها و مدت آنها را مشخص کنند. از دیدگاه ناظر زمینی تحول عالم را می‌توان به چهار مرحله تقسیم کرد: ساخت هسته‌ای اولیه و ایجاد اتم، چگالش کهکشانها، ساخت هسته‌ای در ستاره‌ها، و تکامل منظومه شمسی، چیزی که به آن عمر جهان گفته می‌شود، مجموع دوره‌های زمانی این چهار تحول پیاپی است. اولین مرحله از زمان مهبانگ ( $t=0$ ) تا موقع تولید اتمهای پایدار هیدروژن و هلیم (به علاوه مقدار خیلی کمی از مواد دیگر) دوام داشته است. با اینکه عدم قطعیت فراوانی در مورد این عصر وجود دارد (ناشی از عدم قطعیت در مورد خواص بنیادی هسته‌ها و ذرات) ولی اثر کمی روی تخمین طول این دوره دارد، و از طرف دیگر طول این زمان (حدود  $10^6$  سال) آنقدر کوچک است که خطای ناشی از آن نسبتاً بی‌اهمیت است. چگالش کهکشانها تنها در اثر نیروی گرانش صورت می‌پذیرد و فیزیک هسته‌ای و ذرات بنیادی هیچ اثری روی این دوره که از  $10^9$  تا  $10^{10}$  سال (گیگاسال  $= 10^9$ ) تخمین زده می‌شود، ندارد. مرحله ساخت هسته‌ای ستاره‌ها دارای بیشترین عدم قطعیت است که شاید به حدود  $\pm 10^8$  سال بالغ می‌شود، اما خواهیم دید که نتایج مطالعات جدید واکنشهای هسته‌ای سازگاری خوبی با استنباطهای مبتنی بر روشهای مستقل اخترشناسی پیدا کرده است. در پایان، دوران تکامل منظومه شمسی نیز بخوبی شناخته شده است و عدم قطعیت اندکی در آن وجود دارد.

## ۱۰۱۹ کیهان‌شناسی مهبانگ داغ

یکی از کشفیات مهم فیزیک قرن بیستم انبساط جهان است. این امر را دوین هابل با توجه به مشاهدات زیادی که از خطوط جذبی طیف کهکشانهای دوردست در اختیار داشت، استنباط کرده است. هابل کشف کرد که طیفها به سوی سرخ منتقل می‌شوند؛ یعنی خطوط جذب، در مقایسه با خطوط جذب منابع زمینی، به طرف انتهای طول موج بلند (سرخ) طیف مرئی نزدیکتر می‌شوند. این جا به جایی سرخ شبیه به اثر دوپلر در تابش الکترومغناطیسی است، و هابل با توجه به میزان جا به جایی سرخ توانست سرعتهای عقب نشینی کهکشانها را نسبت به زمین به دست آورد. او که از طریق مشاهدات مستقل فاصله زمین تا کهکشانها را می‌دانست، یک رابطه خطی بین فاصله  $d$  و سرعت عقب نشینی کهکشان  $v$  به دست آورد

$$v = Hd \quad (10.19)$$

که در آن  $H$  پارامتر هابل می‌گویند. شکل ۱۰۱۹ رابطه خطی هابل را نشان می‌دهد. در حال حاضر، بهترین مقدار برای پارامتر هابل در حدود مقدار زیر است



شکل ۱۰۱۹ رابطه سرعت-فاصله برای گروه‌ها و خوشه‌های کهکشانی. خط راست رابطه هابل را نشان می‌دهد.

$$H = 67 \frac{\text{km/s}}{\text{Mpc}}$$

یک مگا پارسک (Mpc) برابر  $10^6 \times 3.26$  سال نوری است. عدم قطعیت این مقدار بزرگ است و تا حدود  $100 - 50 \text{ km/s/Mpc}$  می‌تواند تغییر کند.

طبق مدل فعلی این انبساط یک خاصیت عمومی جهان است و لی ممکن است به علت گرانش در طول زمان تغییر کند. عقب رفتن کهکشانها حاصل از گسترش عمومی جهان است، اما اگر جهان نامتناهی باشد ما نمی‌توانیم شعاع آن را تعریف کنیم. به جای آن ضریب مقیاس  $R(t)$  تعریف می‌شود که وابستگی زمانی هر نوع طولی را به دست می‌دهد. به عنوان نمونه، فاصله بین کهکشانها متناسب با افزایش ضریب مقیاس زیاد می‌شود. پارامترها بل را بر حسب ضریب مقیاس می‌توان به صورت زیر نوشت

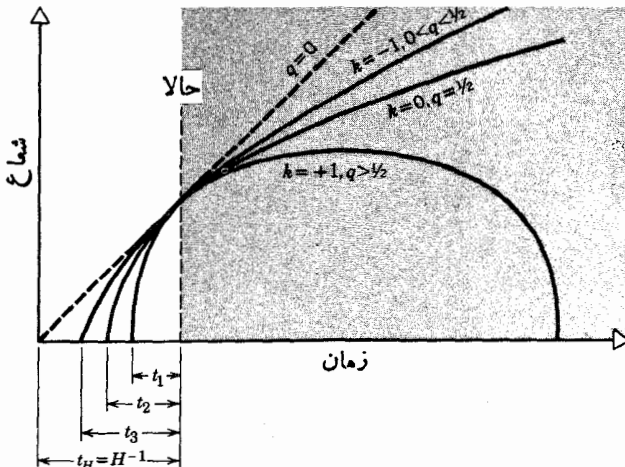
$$H = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} \quad (2.19)$$

اگر جهان بایک آهنگ ثابت گسترش یابد، در این صورت  $H$  ثابت است و لی جاذبه گرانش متقابل کهکشانها باعث می‌شود که سرعت عقب نشینی کاهش یابد و در نتیجه  $H$  تابعی از زمان شود.

باحل معادلات دینامیکی مثل هر سیستم مکانیکی می‌توان رفتار سیستم جهانی را طی زمان تحول به دست آورد، که در این مورد باید معادلات تانسوری نظریه نسبیت عام را حل کرد. مکانیک این نظریه از سطح این کتاب خارج است، اما نتیجه آن را می‌توان به صورت ساده زیر نمایش داد

$$H^2 = \frac{(dR/dt)^2}{R^2} = \frac{8\pi G}{3} \rho(t) - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (3.19)$$

که در آن  $G$  ثابت گرانش نیوتونی ( $6.67 \times 10^{-11} \text{ N.m}^2/\text{kg}^2$ ) و  $\rho(t)$  مجموع جرم متوسط و چگالی انرژی جهان است. ضریب هندسی  $k$  توسط هندسه بنیادی فضای-زمان تعیین می‌شود: برای جهان «تخت» داریم  $k=0$  و در آن صورت قوانین هندسه قوانین اقلیدسی است؛ برای دنیای کروی بسته  $k=+1$  است (انحنای مثبت)؛ و برای دنیای منحنی زینی شکل داریم  $k=-1$ . ثابت کیهان‌شناختی  $\Lambda$  را برای بحث فعلی صفر فرض کرده‌ایم. اگر گسترش جهان از لحظه  $t=0$  با آهنگ ثابتی  $dR/dt$  انجام شده باشد، ارتباط بین فاصله و سرعت عقب‌نشینی در معادله (3.19) به صورت  $d=vt$  خواهد بود که در آن  $t$  عمر جهان است. در این صورت داریم  $H^{-1} = 15 \text{ Gy}$  که عدم قطعیت آن در حدود  $\pm 5 \text{ Gy}$  است. البته این یک حد بالا برای عمر واقعی جهان است زیرا پارامترها بل را با مشاهده کیهکشانهایی



شکل ۳.۱۹ وابستگی شعاع یا ضریب مقیاس جهان به زمان برای انواع مختلف جهانهای ممکن،  $q=0$  جهان با آهنگ ثابت انبساط؛  $k=-1$  جهان باز و منحنی؛  $k=0$  جهان باز و تخت؛  $k=+1$  جهان بسته که منبسط و سپس متعقب می‌شود.  $q$  پارامتر بدون بعد شتاب منفی به صورت  $-R(d^2R/dt^2)/(dR/dt)^2$  تعریف می‌شود و مقدار اثر پرهم کنشهای گرانشی را در کندسازی (یا حتی معکوس‌سازی) انبساط نشان می‌دهد.

که اکنون از آن سرعت اولیه عقب نشینی شان کاسته‌اند به دست آورده‌ایم. در گذشته  $H$  مقدار بزرگتری داشت که منجر به عمر کمتری برای جهان می‌شود. شکل ۲۰۱۹ نشان می‌دهد که وابستگی ضرایب مقیاس مختلف به زمان منجر به عمرهایی می‌شود که از  $H^{-1}$  کمترند.

در این محاسبات تعریف عملیاتی عمر عالم از زمانی که در آن  $R = 0$  بوده است در نظر گرفته می‌شود، یعنی گسترش جهان بدان معنی است که با برگشت به زمانهای قبل، کهکشانها را آنقدر نزدیک بهم پیدا می‌کنیم که یک حالت با انرژی و چگالی ماده فوق‌العاده زیاد را اشغال کرده‌اند. با برون‌یابی به زمان  $t = 0$  به یک تکینگی ریاضی که همان وقوع مهبانگ است می‌رسیم.

قبل از اینکه حالت جهان را قبل از مهبانگ بررسی کنیم بایستی به شکل جوابهای معادله (۳۰۱۹) توجه کنیم. فرض می‌کنیم  $k = 0$  است، این باعث می‌شود تا از جمله‌ای که زیاد هم جالب نیست چشمپوشی شود. بعد از وقوع مهبانگ، جهان تحت تسلط تابش بوده است (یا سرعت حرکت ماده چنان زیاد بوده است که رفتار آن طبق رابطه  $E = pc = hc/\lambda$  تابش گونه بود)، و چگالی انرژی تابشی به قرار زیر است

$$\rho_R = \frac{\text{انرژی}}{\text{حجم}} = \text{تعداد کوانتومها در واحد حجم} \times \text{انرژی بر کوانتوم}$$

$$\propto \frac{1}{R} \times \frac{1}{R^3}$$

که در آن عامل  $R^{-1}$  ناشی از  $\lambda^{-1}$  در انرژی کوانتوم و عامل  $R^{-3}$  حاصل از حجم است. در این صورت می‌توانیم فرض کنیم  $\rho_R = C/R^4$  (ثابت  $C$  حذف می‌شود) و معادله (۳۰۱۹) به صورت زیر درمی‌آید

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{8\pi GC}{3}} \frac{1}{R^2} \quad (۴۰۱۹)$$

که با انتگرال‌گیری حاصل می‌شود

$$t = \sqrt{\frac{3}{32\pi G \rho_R}} \quad (۵۰۱۹)$$

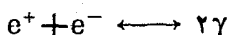
اگر  $\rho_R$  را بر مبنای چگالی انرژی  $u(T)$  تابش جسم سیاه برای سیستم تابشی در دمای  $T$  در نظر بگیریم، داریم

$$u(T) = \sigma T^4 \quad (۶۰۱۹)$$

که در آن  $\sigma$  ثابت استفان-بولتزمن است. در این صورت به رابطه بنیادی بین عمر  $t$  (بر حسب ثانیه) و دمای  $T$  (بر حسب کلوین) در دوره‌ای که تابش نقش اصلی را دارد می‌رسیم

$$T = \frac{1.75 \times 10^{10}}{t^{1/2}} \quad (7.19)$$

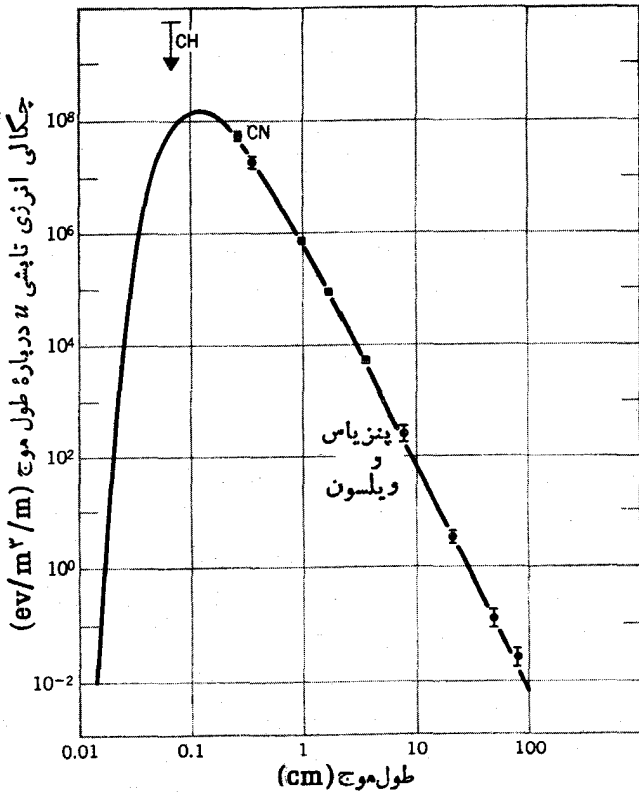
دما پارامتر مهمی برای توصیف جهان اولیه است. اگر دما به اندازه کافی زیاد باشد ماده و تابش در تعادل اند و تولید ذره-پاد ذره به همان اندازه نابود شدن آنها اتفاق می‌افتد، مثلاً در مورد الکترون داریم



برای اینکه  $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$  اتفاق بیفتد انرژی فوتو نهایی تابشی باید حداقل برابر  $1.02 \text{ MeV}$  باشد و در نتیجه اگر فوتونها انرژی متوسط  $kT$  (در اینجا  $k$  ثابت ترمودینامیکی بولتزمن است) داشته باشند، دمای مربوط به انرژی مطابق،  $T = 6 \times 10^9 \text{ K}$  می‌شود. در این صورت وقتی  $6 \times 10^9 \text{ K} < T$  (مطابق با  $t > 6 \text{ s}$ ) است میدان تابشی دیگر به اندازه کافی پر انرژی نیست تا واکنشهای  $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$  و  $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$  با هم در تعادل باشند و واکنش اولی ( $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ ) مسلط می‌شود.

این طرح کلی مهپانگک کیهان‌شناختی است: جهان فعلی از تکینگی فضا-زمان در دما و چگالی بینهایت خلق شده است، و آن مخلوطی از بیشتر ذرات بنیادی و پاد ذرات آنها بعلاوه تابش است. همینطور که جهان گسترش می‌یابد و سرد می‌شود، ذرات به نوبت از حالت تعادل با تابش خارج می‌شوند. در حال حاضر ما شاهد باقیمانده برهم کنشهای ذره‌ای بعلاوه باقیمانده تابش، که از زمان جداشدگی در  $10^6$  اولیه تا کنون برهم کنشهای مختصری با ماده داشته است، هستیم.

کشف تجربی که همراه با بسط هابل باعث تثبیت نظریه مهپانگک شد، تابش زمینه میکروموج عمومی بود که فوراً به تابش باقیمانده از مهپانگک نسبت داده شد. کشف اصلی توسط آرنو پنزیاس و رابرت ویلسون در سال ۱۹۶۴ میلادی صورت پذیرفت. آنها کوشش می‌کردند تا از یک گیرنده رادیویی که روی طول موج  $7.35 \text{ cm}$  تنظیم و برای تماس با ماهواره‌ها ساخته شده بود استفاده کنند. در طول این کار آنها متوجه یک «نوفه» زمینه شدند که با تمام تلاش‌شان نمی‌توانستند آن را حذف کنند. آنها سرانجام این نوفه را به عنوان یک علامت واقعی در نظر گرفتند و متوجه شدند که در تمام جهات و در شب و روز به طور یکنواخت وجود دارد. با اندازه‌گیری چگالی انرژی تابش در طول موج  $\lambda = 7.35 \text{ cm}$  آنها توانستند دمای جسم سیاه را معادل  $2.7 \pm 0.001 \text{ K}$  محاسبه کنند. اندازگیریها در طول موجهای مختلف نشان داد که همان طور که فکری می‌شد تابش دارای طیف جسم سیاه (شکل ۳.۱۹) است. بهترین دمایی که در حال حاضر به دست آمده است برابر  $2.7 \pm 0.001 \text{ K}$  است.



شکل ۳۰۱۹ طیف طول موج تابش زمینه میکروموج کیهانی. نقاط، اطلاعات تجربی و منحنی پرطیف جسم سیاه برای دمای  $T = ۲.۷\text{K}$  است.

بدین ترتیب سیمای کلی کیهان‌شناسی مه‌بانگ مورد تأیید واقع شد و فقط بایستی جزئیات آن را تعیین کرد. ساز و کار درستی که باعث تراکم کیهانشانها از حالت اصلی که به صورت ترکیبی همگن اذرات بوده است هنوز واضح نیست. همین‌طور سازوکاری که این امر را تضمین می‌کند که دو نقطه از دوانتهای جهان قابل مشاهده‌ما، با اینکه به یکدیگر متصل نشده‌اند (یعنی نور طی عمر فعلی جهان نتوانسته است از یک سر جهان به سر دیگر آن سفر کند) دارای خواص یکسان باشند، هنوز مشخص نیست. ممکن است ذرات خارق‌العاده‌ای در انرژی‌ها و چگالی‌های بالاتر جهان اولیه موجود بوده‌اند و نقش مهمی را بازی کرده‌اند، ولی از طرف دیگر مطابق نظر بعضی از فیزیکدانان انرژی بالاتر است ذراتی که در فصل ۱۸ بررسی شد شاید تقریباً کامل باشد که در این صورت جایی برای ذرات خارق‌العاده باقی نمی‌ماند.

### ۲.۱۹ برهم‌کنشهای ذره‌ای و هسته‌ای در جهان اولیه

با اینکه هنوز نفهمیده‌ایم که چطور به لحظات اولیه بعد از مه‌بانگ به عقب برویم یا ببینیم، ولی خیلی از مسائل ریز ساختار جهان در این دوره در آن قسمت از دنیای ما که برایمان جالب است وارد نمی‌شوند.

برای مثال، زمانهای حدود  $10^{-12}$  تا  $10^{-10}$  s را در نظر بگیرید. در آن زمان دما با استفاده از معادله (۷.۱۹) حدود  $10^{16}$  K و مطابق با کوانتوم انرژی  $kT$  متوسط  $1000$  GeV است. به استثنای امکان وجود کوارکهای آزاد که جرمشان را نمی‌دانیم (و شاید در حالت آزاد امکان وجودشان هم نیست)، تمام ذرات شناخته‌شده در این انرژی می‌توانند خلق شوند. تمام انواع ذرات بایستی در تراکم تعادلی باشند، برای نمونه واکنش تولید لپتون

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$$

$$\gamma + \gamma \rightarrow \mu^+ + \mu^-$$

$$\gamma + \gamma \rightarrow \tau^+ + \tau^-$$

با احتمالی که با توجه به چگالی حالت‌های قابل دسترسی برای ذرات نهایی تعیین می‌شود اتفاق می‌افتد. ولی از آنجا که انرژیهای در حال سکون تمام ذرات خیلی کمتر از  $1000$  GeV است، تکانه قابل دسترسی برای همه تقریباً یکسان است و آهنک تولید کاملاً یکی است. اگر قرار باشد نسل دیگری از لپتونها وجود داشته باشد، آنها نیز در حال تعادل با فوتونها تولید خواهند شد.

چگالی عددی فوتونها را می‌توان از رابطه تابش جسم سیاه به دست آورد. چگالی انرژی به قرار زیر است

$$u(E)dE = \frac{\lambda \pi E^3}{(hc)^3} \frac{1}{e^{E/kT} - 1} dE \quad (۸.۱۹)$$

و تعداد در فاصله انرژی به صورت زیر است

$$n(E)dE = \frac{u(E)}{E} dE = \frac{\lambda \pi E^2}{(hc)^3} \frac{1}{e^{E/kT} - 1} dE \quad (۹.۱۹)$$

با انتگرال‌گیری روی تمام انرژیها از معادله (۸.۱۹) و (۹.۱۹) و محاسبه ثابتها، چگالی انرژی کل و چگالی عددی فوتونها در دمای  $T$  چنین به دست می‌آید

$$\rho_\gamma = 4.7 \times 10^7 T^4 \text{ eV/m}^3 \quad (۱۰.۱۹)$$

$$N_\gamma = 2.7 \times 10^7 T^3 \text{ Photon/m}^3 \quad (۱۱.۱۹)$$

که در آن  $T$  بر حسب کلون است. دردمای فعلی  $۲۷K$  چگالی تعداد فوتونها

$$۴ \times 10^8 / m^3 = ۴00 / cm^3$$

است. این فوتونها در حال حاضر دارای متوسط انرژی کمتر از  $۰۰۰۱eV$  هستند که علت عدم آشکارسازی آنها در شرایط معمولی است، زیرا انرژی موجود در هر سانتی متر مکعب در حدود  $۰۰۲۵eV$  از فوتونهای اولیه است.

چگالی ماده فعلی جهان را به سختی می‌توان تخمین زد. بهترین حدس برای ماده مرئی  $\rho_0 \sim ۳ \times 10^{-۳} g/cm^3$  است، ولی به نظر می‌رسد که خوشه‌های کهکشانی به کمک ماده نامرئی اضافی به یکدیگر مقیدند که در این صورت عدم قطعیت در چگالی ماده ممکن است به یک مرتبه بزرگی بالغ شود. بدلخواه این مقدار را با یک ضریب ۲ برای ماده نامرئی افزایش می‌دهیم و به دست می‌آوریم

$$\rho_0 \sim ۶ \times 10^{-۳} g/cm^3$$

$$\sim ۰۰۴ \text{ nucleon}/m^3$$

چگالی فعلی نوکلئونها فقط در حدود  $۱۰^{-۹}$  برابر چگالی فعلی فوتونهاست. از آنجا که هیچ سازوکاری برای نابودی نوکلئونها در مقیاس طول عمر جهان موجود نیست، مدل کیهانشناختی باید بتواند مسئله عدم تعادل فوتونها و ازدیاد آنها نسبت به نوکلئونها را توجیه کند.

همچنین معتقدیم که جهان منحصرأ از ماده تشکیل شده است و پاد ماده چندانی در آن وجود ندارد. آزمودن این فرض مشکل است، زیرا کهکشانهایی که از پاد ماده تشکیل شده باشند را با هیچ روش مشاهده پذیری نمی‌توان از کهکشانهای متشکسل از ماده تشخیص داد. اگر تقریباً بین ماده و پاد ماده توازنی برقرار می‌بود، بایستی هر از گاهی بارویارویی گردوغبار و گازهای بین ستارگان واکنشهای نابودی ذره و پاد ذره باگسیل فوتونهای انرژی بالا صورت می‌گرفت. میزان مشاهده چنین فوتونهایی بسیار پایین است که از تحقق بسیار اندک نابودی پاد ماده خبر می‌دهد. لذا فرض می‌کنیم که جهان فقط از ماده معمولی تشکیل یافته است.

اگر به زمانی برگردیم که  $\langle T \rangle \sim 10^{13} K$  ( $t < 10^{-6} s$ ) بوده است، فوتونها دارای آن انرژی بوده‌اند که بتوانند جفت نوکلئون-پاد نوکلئون تولید کنند

$$p + \bar{p}, n + \bar{n} \leftrightarrow \text{فوتونها}$$

بنابراین باید انتظار داشته باشیم که تعداد نوکلئونها و پاد نوکلئونها در دست باهم برابر باشند. حتی اگر در ابتدای آن دوره کوارکهای آزاد خلق می‌شوند، انتظار داریم که توازنی به صورت زیر برقرار باشد



$$q + \bar{q} \longleftrightarrow \text{فوتونها}$$

توازن بین ماده و پادماده با توجه به واپاشیهای ناقص CP مورد تردید است (بخش ۰۱۷)، زیرا در این واپاشیها یک مورد بردیگر موارد ترجیح دارد. دوران ذرات X که مربوط به نظریه‌های وحدت بزرگ (GUT، بخش ۰۱۸) است، بین ماده و پادماده فرق می‌گذارد، و آهنگ نسبی تولیدشان

$$X \rightarrow q + \bar{q}$$

و

$$\bar{X} \rightarrow \bar{q} + q$$

ممکن است با هم مساوی نباشد. اگر این طور باشد، بین ماده و پادماده بعد از  $s=10^{-6}$ ، یعنی زمانی که نوکلئونها و پاد نوکلئونها دیگر نمی‌توانند توسط میدان تابش خلق شوند، عدم توازن کوچکی برقرار بوده است که پادماده با همان مقدار ماده نابود شده است و ماده باقیمانده همان است که امروزه آنرا مشاهده می‌کنیم. عدم توازن بایستی بسیار کم و در حدود یک قسمت در  $10^9$  بوده باشد تا ما در حال حاضر بتوانیم نسبت  $10^{-9}$  نوکلئون به فوتون را مشاهده کنیم. با توجه به اینکه جرم وحدت به تقریب برابر  $10^{15} \text{ GeV}$  است، دمای که در آن عدم توازن شروع می‌شود باید  $10^{28} \text{ K}$  باشد که در نتیجه به عمر  $s=10^{-32}$  مربوط می‌شود.

بیا بید حالا به دوران  $s=10^{-6}$  برویم که در آن  $T \lesssim 10^{13} \text{ K}$  ( $E \lesssim 1 \text{ GeV}$ ) است. نابودی نوکلئون-پاد نوکلئون صورت می‌پذیرد اما دیگر با فرایند معکوس تولید در تعادل نیست. انبوهی از لپتونها و نوترینوها وجود دارند، لذا برهم کنشهای ضعیف برای تبدیل پروتونها به نوترونها صورت می‌پذیرد

$$p + \bar{\nu}_e \longleftrightarrow n + e^+$$

$$n + \nu_e \longleftrightarrow p + e^-$$

اگر  $e^\pm$  و  $\bar{\nu}_e$  خیلی زیاد باشند برهم کنشهای فوق در هر یک از جهات امکان دارد صورت پذیرند، و در این زمان اولیه تعداد نوترونها و پروتونها بایستی با هم برابر باشند. در زمان  $s=10^{-2}$  داریم  $T=10^{11} \text{ K}$  ( $E=10 \text{ MeV}$ ). حالا الکترونها تنها لپتونهای باردار هستند که باقی می‌مانند و در نتیجه  $\mu(=105 \text{ MeV})$  و  $\tau(=1784 \text{ MeV})$  دیگر تولید نمی‌شوند (زیرا به صورت الکترونها واپاشیده و یا به صورت فوتونها نابود می‌شوند)، اما به طریق برهم کنش ضعیف خنثی تمام نوترینوها می‌توانند تولید شوند

$$e^+ + e^- \longleftrightarrow Z^0 \longleftrightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$$

$$e^+ + e^- \leftrightarrow Z^0 \leftrightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$$

$$e^+ + e^- \leftrightarrow Z^0 \leftrightarrow \nu_\tau + \bar{\nu}_\tau$$

اگر نوترینوها بدون جرم باشند (یا اگر جرم آنها در مقایسه با  $10 \text{ MeV}$  کوچک باشد)، در این صورت این واکنشها در تعادل خواهند بود و میزان نسبی نوترینوها ثابت باقی می‌ماند.

متناظر به هر یک از این نوع ذرات یک ضریب وزن آماری  $g_i$

$$(i = e^+, e^-, \nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau, \dots)$$

که تعداد حالت‌های اسپین یا قطبیدگی مجاز را می‌دهد وجود دارد. برای راحتی زوج‌های  $e^+$  و  $e^-$  را (به عنوان  $e$ ) و زوج‌های  $\bar{\nu}_i$  و  $\nu_i$  را (به عنوان  $\nu_i$ ) دسته بندی می‌کنیم که بنا بر این داریم

$$g_e = 4 \quad (\text{دو حالت اسپینی برای هر } e^- \text{ و } e^+)$$

$$g_{\nu_i} = 2 \quad (i = e, \mu, \tau \dots \text{ برای } \bar{\nu}_i \text{ و } \nu_i \text{ حالت‌های } \nu_i) \quad (12.19)$$

چگالیهای عددی و انرژی مربوط به هر قسمت از تابع توزیع فرمی-دیراک پیروی می‌کند

$$u(E)dE = g_i \frac{4\pi E^3}{(hc)^3} \frac{1}{e^{E/kT} + 1} dE \quad (13.19)$$

نتیجه مشابهی هم برای  $n(E)$  یا چگالی عددی به دست می‌آید که نظیر معادله (۹.۱۹) است. با انتگرال گیریهای لازم چگالی کل عددی ذرات و انرژی الکترونها به صورت زیر درمی‌آید

$$N_e = \frac{3}{4} N_\gamma \quad (14.19)$$

$$\rho_e = \frac{7}{4} \rho_\gamma \quad (15.19)$$

که در آنها  $N_\gamma$  و  $\rho_\gamma$  چگالیهای کل عددی و انرژی فوتونها هستند که از روابط (۱۱.۱۹) و (۱۵.۱۹) به دست می‌آیند. سهم حاصل از نوترینوها نیز به قرار زیر است

$$N_\nu = \frac{3}{4} n_\nu N_\gamma \quad (16.19)$$

$$\rho_\nu = \frac{\gamma}{\lambda} n_\nu \rho_\gamma \quad (17.19)$$

که در آن  $n_\nu$  تعداد انواع مختلف نوترینوهاست ( $n_\nu = 3$  فقط برای  $e, \mu, \tau$ ). چون نوترینوها کمی از پروتونها جرمشان بیشتر است، بنا بر این مطابق ضریب بولتزمن تعداد کمتری از آنها در مخلوط تعادلی بادمای  $T$  موجود است

$$\frac{N_n}{N_p} = e^{-(m_n - m_p)c^2/kT} \quad (18.19)$$

تفاوت جرم حدود  $1.3 \text{ MeV}$  است که در  $kT = 10 \text{ MeV}$  ( $t \sim 0.1 \text{ s}$ ) به نسبت  $N_n/N_p \simeq 0.88$  منجر می‌شود. برای برقراری شرط تعادل وجود مقدار کافی از  $e^\pm$  و  $\nu_e$  جهت تبدیل  $p \leftrightarrow n$  لازم است.

در  $t = 1 \text{ s}$  ( $T = 10^9 \text{ K}$ ;  $E = 1 \text{ MeV}$ ) دیگر برهم کنشهای نوترینو مهم نیستند، یعنی هیچیک از برهم کنشهای باردار و خنثای نوترینوها درواکنشها سهمی ندارند. این دوران جدایی نوترینو است که از آن زمان نوترینوها به طور آزاد با جهان گسترش یافته‌اند و عملاً از واکنشهای هسته‌ای مصون مانده‌اند.

درست بعد از جدایی نوترینو، واکنش  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma\gamma$  امکان پذیر است اما نه عکس آن. در این صورت چگالی انرژی فوتونها تا اندازه‌ای زیادی شود، و در عمل دمای فوتونها کمتر از نوترینوهای آزاد که در حال گسترش اندک‌ش می‌یابد. می‌توان نشان داد که اثر آن برای سه‌گروه از لپتونها به صورت زیر است

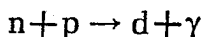
$$\frac{T_\gamma}{T_\nu} = \left(\frac{11}{4}\right)^{1/3} \simeq 1.3 \quad (19.19)$$

بنا بر این، دمای فعلی نوترینوها در حدود  $2 \text{ K}$  است.

بعد از نابودی پوزیترونها و الکترونها مجموعه عظیمی از فوتونها،  $10^{-9}$  برابر آنها الکترون و پروتون (به تعداد مساوی برای اینکه بار الکتریکی برابر صفر شود)، و تعداد نوترون (طبق ضریب بولتزمن) که اندکی کمتر از تعداد پوزیترونهاست، باقی می‌مانند. به این ترتیب دوران برهم کنش ذرات پایان می‌یابد و زمان واکنشهای هسته‌ای شروع می‌شود. بعد از تشکیل هسته‌های سبک و پایدار ( $^2\text{H}$ ،  $^3\text{He}$ ،  $^4\text{Li}$ )، جهان به طور پیوسته گسترش می‌یابد و سرد می‌شود تا اینکه فوتونها جفت زدایی می‌شوند، یعنی اتمهای خنثی شکل می‌گیرند زیرا فوتونها انرژی کافی برای یونش آنها ندارند. این شاید در دمای  $3000 \text{ K}$  و در سن حدود  $700000 \text{ s}$  اتفاق می‌افتد. با ادامه گسترش جهان فوتونها مستقل از برهم کنش ماده (که به علت اینکه دیگر برهم کنشها نمی‌توانند در فواصل بزرگ عمل کنند، برهم کنش به گرانس محدود می‌شود) به سرد شدن ادامه می‌دهند تا اینکه به دمای کنونی  $2.7 \text{ K}$  که در حال حاضر مشاهده می‌کنیم می‌رسند.

## ۳.۱۹ تشکیل هسته‌های اولیه

برای شروع تولید هسته‌های سنگین، اولین واکنشی که باید صورت گیرد عبارت است از

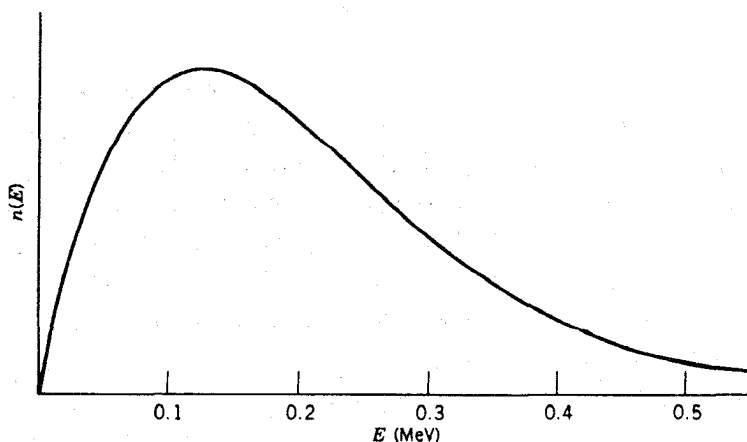


دردهماهای بالا، عکس این واکنش نیز به همان سرعت تولید دوتریم انجام می‌پذیرد و هیچ تجمعی از هسته‌های دوتریم به وجود نمی‌آید. انرژی فوتون لازم برای تجزیه فوتونی برابر  $2.225 \text{ MeV}$  (انرژی بستگی دوتریم) است، اما باید به خاطر داشت که تعداد فوتونها  $10^9$  بار از پروتونها و نوترونها بیشتر است. فوتونها دارای طیف جسم سیاه هستند که از معادله (۳.۱۹) به دست می‌آید و البته تا انرژیهای خیلی بالا ادامه دارد (شکل ۳.۱۹). وقتی تعداد فوتونها در انتهای انرژیهای بالا در انرژی بالاتر از حدود  $2.225 \text{ MeV}$  کمتر از تعداد نوکلئونهایی که در تشکیل دوتریم شرکت می‌کنند باشد، تعداد خیلی زیادی فوتون برای تولید دوتریم وجود نخواهد داشت. مامی توانیم دمای که در آن این مسئله اتفاق می‌افتد را با تقریب زدن انتهای  $n(E)$  به صورت یک تابع نمایی محاسبه کنیم

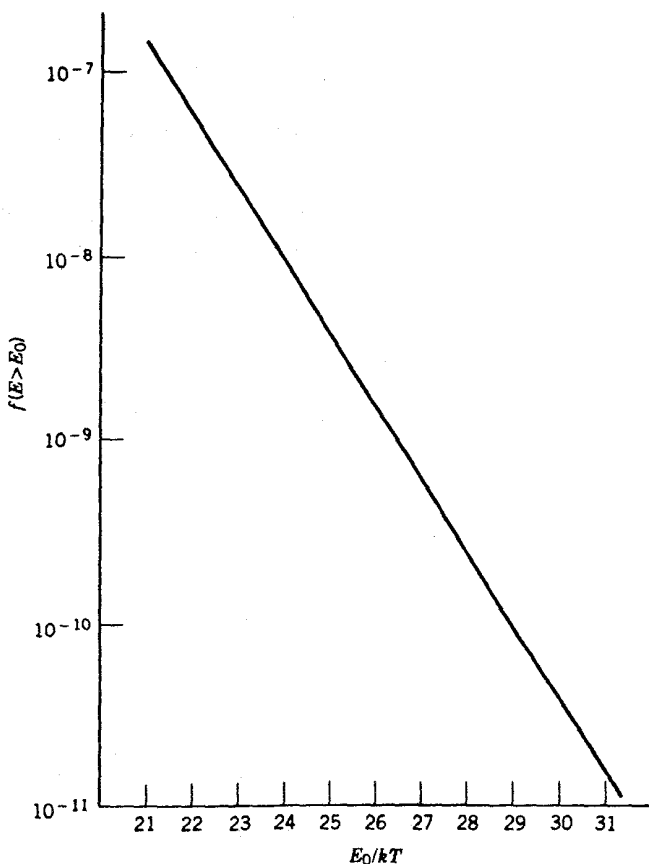
$$n(E)dE \cong \frac{\lambda \pi E^2}{(hc)^3} e^{-E/kT} dE \quad (20.19)$$

با انتگرال‌گیری برای انرژیهای بالاتر از  $E_0$  داریم

$$N_\gamma(E > E_0) = \frac{\lambda \pi}{(hc)^3} (kT)^3 e^{-E_0/kT} \left[ \left( \frac{E_0}{kT} \right)^2 + 2 \left( \frac{E_0}{kT} \right) + 2 \right] \quad (21.19)$$



شکل ۳.۱۹ تعداد فوتونهای جسم سیاه در انرژی  $E$  برای دمای  $T = 9 \times 10^{-8} \text{ K}$ .



شکل ۵.۱۹ کسر  $f$  از فوتونهای با انرژیهای بالاتر از  $E_0$ .

با تقسیم آن بر چگالی عددی کل، کسر  $f$  بالای  $E_0$  را به دست می آوریم

$$f(E > E_0) = 0.42 e^{-E_0/kT} \left[ \left( \frac{E_0}{kT} \right)^2 + 2 \left( \frac{E_0}{kT} \right) + 2 \right] \quad (22.19)$$

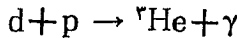
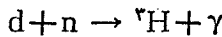
شکل ۵.۱۹ این تابع را در فاصله  $10^{-7} < f < 10^{-11}$  که متناظر به  $21 < E_0/kT < 31$  است، نشان می دهد.

تعداد نوکلئونهای حاضر برای تشکیل دوتریم با تعداد نوترونها تعیین می شود زیرا تعداد نوترونها نسبت به پروتونها کمتر است. نسبت  $N_n/N_p$  با کاهش دما طبق رابطه (۱۸.۱۹)، فقط تازمانی که  $e^{\pm}$  به اندازه کافی فراوان است و سریعاً برای تحقق تبدیل  $p \leftrightarrow n$  عمل

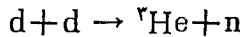
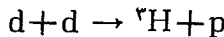
می‌کند، کاهش می‌یابد. دردمای مشخص  $T_*$  زمانی که میزان برهم‌کنش ضعیف خیلی کوچک می‌شود، نسبت  $N_n/N_p$  «منجمد» خواهد شد. بر پایهٔ سطح مقطعهای معلوم برای برهم‌کنش ضعیف می‌توانیم این دما را در حدود  $T_* = 9 \times 10^9 \text{K}$  تخمین بزنیم که مطابق،  $N_n/N_p \approx 0.2$  است و در زمان ۳۳ صورت می‌گیرد.

بنابراین، نسبت تعداد نوترون‌ها به تعداد کل نوکلئون‌ها در ابتدا برابر ۰.۲ است. اگر نسبت نوکلئون به فوتون  $10^{-9}$  باشد، کسر بحرانی فوتون‌های با انرژی بالا که از تشکیل دوتریم جلوگیری می‌کنند برابر  $10^{-9} \times 0.2$  خواهد بود که طبق رابطهٔ (۲۲.۱۹) متناظر بادمای  $T = 9 \times 10^8 \text{K}$  و در زمان  $t \approx 250 \text{s}$  است. همان‌طور که در شکل ۵.۱۹ دیده می‌شود، این برآورد حساسیت چندانی نسبت به مقدار  $f$  و در نتیجه نسبت به کسر  $N_n/N_p$  نخواهد داشت.

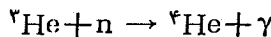
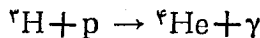
زمانی که دوتریم به اندازهٔ کافی تشکیل شد، واکنشهای هسته‌ای دیگری می‌توانند صورت بگیرند. می‌توانیم هسته‌های باجر ۳ را تشکیل دهیم



یا به وسیلهٔ

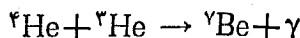
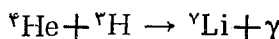


و سرانجام هستهٔ  ${}^4\text{He}$  می‌تواند تشکیل شود



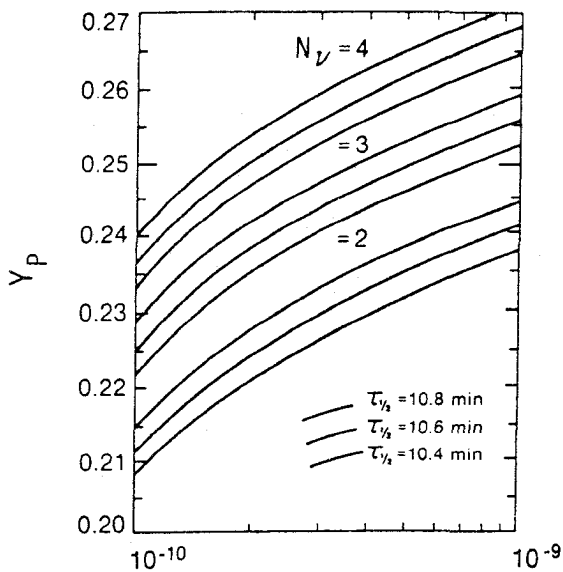
انرژیهای بستگی تمام محصولات این واکنش بیشتر از دوتریم است و در نتیجه اگر فوتون به اندازهٔ کافی سرد شود، به طوری که دوتریم قابل تشکیل باشد، یقیناً بقیهٔ واکنشها نیز می‌توانند انجام پذیرند.

از آنجا که هستهٔ پایدار باجر ۴ موجود نیست،  ${}^4\text{He}$  محصول نهایی این فرایند است.  ${}^8\text{Be}$  نیز ناپایدار است لذا دو تا  ${}^4\text{He}$  نیز نمی‌توانند ترکیب شوند. مقدار کمی هسته‌های باجر ۸  $\gamma$  تولید می‌شود



اما سد کولنی برای این واکنشها در حدود  $1 \text{ MeV}$  است و انرژی هسته‌ها کاملاً پایینتر از آن است (در شرایط تعادل  $T = 9 \times 10^8 \text{ K}$ ، متوسط انرژی جنبشی کمتر از  $1 \text{ MeV}$  است). بدین ترتیب، اساساً تمام نوترونها به صورت اجزای سازنده  ${}^4\text{He}$  که دارای فراوانی نسبی  $N_{\text{He}}/N_{\text{p}} = 0.081$  هستند (محاسبه شده از کسر «منجمد»  $N_{\text{n}}/N_{\text{p}}$  بعد از تصحیح واپاشی بتازای نوترونهای رادیواکتیو بین  $t = 3 \text{ s}$  و  $t = 250 \text{ s}$ ) درمی آیند. بنا بر این فراوانی نسبی اولیه  ${}^4\text{He}$  بر حسب «وزن»  $Y_{\text{p}}$  در حدود  $0.24$  است که صرف نظر از سوختن اضافی H و He در ستارگان، بایستی در جهان از  $t = 250 \text{ s}$  تا به امروز ثابت مانده باشد.

فراوانی (وزنی) مشاهده شده  ${}^4\text{He}$  در حدود  $Y_{\text{p}} = 0.24 \pm 0.01$  است که بر پایه مشاهدات حاصل از سیستمهای مختلف اخترشناختی، از جمله سحابی گازی، سحابی سیاره‌ای و ستارگان (به انضمام خورشید) استوار است. این توافق بسیار عالی بین فراوانی محاسبه شده و مشاهده شده را نباید دلیلی بر تأیید این نظریه تلقی کرد، زیرا فراوانی نهایی  ${}^4\text{He}$  به نسبت انجماد مفروض  $N_{\text{n}}/N_{\text{p}}$  بسیار حساس است که آن هم وابستگی زیادی به دمای محاسبه شده دارد که در آن عمل انجماد صورت می گیرد. این محاسبه شدیداً به نیمه عمر واپاشی نوترون (که بخوبی معین نیست  $0.2 \pm 1.06 \text{ min}$ ) و تعداد انواع لپتونها بستگی دارد. شکل ۶.۱۹.



۶

شکل ۶.۱۹ وابستگی فراوانی اولیه  $Y_{\text{p}}$  به نسبت نوکلئون به فوتون. وابستگی مورد انتظار برای نوترینوهای بدون چرم نوع ۲، ۳، یا ۴ نشان داده شده است. برای هر مورد سه منحنی ناشی از عدم قطعیت در مقدار تجربی نیمه عمر نوترون  $0.2 \pm 1.06 \text{ min}$  نشان داده شده است.

وابستگی  $Y_p$  را به تعداد انواع نوترینوهای بدون جرم (حداقل ۳ عدد طبق مدل استاندارد) و نسبت نوکلئون به فوتون نشان می‌دهد. چنانکه ملاحظه می‌کنید، فراوانی مشاهده شده  ${}^4\text{He}$  امکان وجود یک نوع نوترینوی دیگر (نسل دیگری از لپتونها و شادکوارکها) را فقط برای نسبت نوکلئون به فوتون کمتر از  $10^{-10} \times 2$  به دست می‌دهد. این امر امکان وجود فقط دو نوع نوترینوی بدون جرم را با نسبتهای بزرگ نوکلئون به فوتون (بزرگتر از  $10^{-10} \times 6$ ) فراهم می‌آورد (در این صورت، نوترینوی  $\tau$  دارای جرم خواهد شد که برخلاف مدل استاندارد است ولی با توجه به حدود تجربی ضعیفی که روی جرم وجود دارد غیرمجاز نیست).

غیر از  ${}^4\text{He}$ ، تراکم کمی از  ${}^2\text{H}$  و  ${}^3\text{He}$ ، و  ${}^7\text{Li}$  اولیه هم در جهان کنونی موجود است. خصوصاً دوتریم که برای تعیین نسبت نوکلئون به فوتون در فراوانی زیاد نوکلئون بسیار مهم است. چون  ${}^2\text{H}$  بسیار سریع «می‌سوزد» و تبدیل به هسته‌های سنگینتر می‌شود، از تراکم آن کاسته می‌شود. نسبت  $N_d/N_p$  را می‌توان با استفاده از انتقال طیف جذبی اتم هیدروژن که توسط هسته‌های با جرم سنگینتر  ${}^2\text{H}$  حاصل می‌شود، تعیین کرد. مقدار مشاهده شده شامل عدم قطعیت ناشی از نابودی  ${}^2\text{H}$  اولیه در تحول کهکشانیها نیز می‌شود، ولی بهترین مقدار کنونی آن

$$N_d/N_p \sim 1 - 3 \times 10^{-5}$$

است.

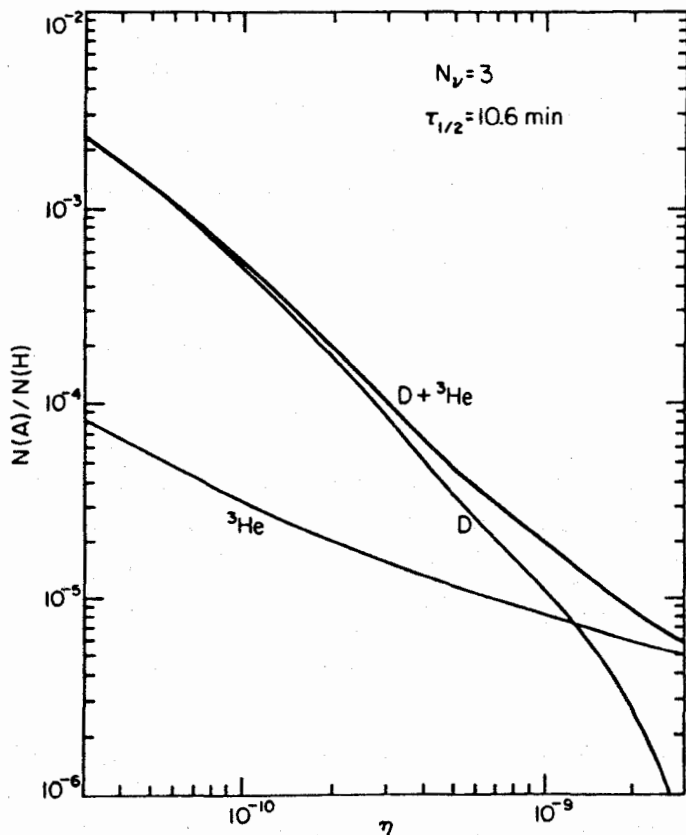
ایزوتوپ  ${}^3\text{He}$  مثل  ${}^2\text{H}$  حاصل یک فرایند اولیه غیر کامل است، و فراوانی  ${}^3\text{He}$  با افزایش چگالی نوکلئونهای اولیه کاهش می‌یابد. در اینجا هم ممکن است مشاهده فراوانیهای امروزی مقادیر اولیه را نشان ندهد، زیرا هلیوم «جدید» ( ${}^3\text{He}$ ) می‌تواند مخصوصاً با استفاده از دوتریم تشکیل شود. در این صورت فراوانی فعلی  ${}^3\text{He}$  می‌تواند اندازه مجموع فراوانی اولیه  ${}^3\text{He} + {}^2\text{H}$  را به دست دهد. بر پایه مشاهدات فراوانیهای خورشیدی به نظر می‌رسد که

$$(N_{{}^2\text{H}} + N_{{}^3\text{He}}) / N_p < 6 \times 10^{-5}$$

باشد.

شکل ۷.۱۹ فراوانی محاسبه شده با مدل استاندارد (سه نوع نوترینوی بدون جرم) را نشان می‌دهد. کاملاً آشکار است که فراوانیهای دوتریم و  ${}^3\text{He}$ ، کسر نوکلئون به فوتون را مقید می‌سازد تا بزرگتر از حدود  $10^{-10} \times 4$  باشد، و با مراجعه به شکل ۶.۱۹ هم معلوم می‌شود که این مقدار با وجود نوترینوی چهارم مغایرت دارد. با اینکه کارهای زیادی در هر دو زمینه نظری و تجربی باید انجام شوند تا مبنایی برای این استثناها فراهم شود، ولی به نظر می‌رسد که بحث کیهان‌شناختی نشان می‌دهد که هیچ‌زده بنیادی دیگری جز همین سه نسل فعلی لپتونها و کوارکها وجود ندارد.





شکل ۴.۱۹ وابستگی فراوانی  ${}^2\text{H}$  و  ${}^3\text{He}$  به نسبت نوکلئون به فوتون.

### ۴.۱۹ تشکیل هسته‌ها در ستارگان ( $A \leq 6$ )

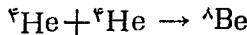
فرایند غالب در تشکیل عناصر  $A \leq 6$  واکنشهای ذرات باردار بویژه واکنشهای حاصل از پروتونها و ذرات  $\alpha$  هستند. احتمال اینکه چنین واکنشهایی صورت پذیرد به وجه مشترك بین توزیع گرمایی انرژی ذرات و احتمال نفوذ در سد کولنی بستگی دارد، یعنی درست مثل مورد واکنشهای همجوشی است که در بخش ۲.۱۴ مورد بحث واقع شد.

زندگی ستارگان با ترکیب هیدروژن و  ${}^4\text{He}$  (نسبت وزنی) هلیوم آغاز می‌شود. هنگامی که ابر گاز اولیه تغییر وضعیت می‌دهد، آنها انرژی گسرنشی خود را به انرژی جنبشی تبدیل می‌کنند و به این ترتیب دمای ابر را افزایش می‌دهند. در نهایت دما آنقدر بالا می‌رود که پروتونها بر انرژی دافع کولنی فائق می‌آیند و واکنش همجوشی شروع می‌شود. فشار به طرف خارج

حاصل از تابش آزاد شده در همجوشی عملاً همیشه گرانشی را متوقف می‌کند و ستاره وارد فاز تعادلی (مثل خورشیدمان) می‌شود که ممکن است  $10^7$  y طول بکشد.

واکنشهای اساسی چرخه همجوشی پروتون-پروتون در بخش ۳.۱۴ مورد بحث قرار گرفته است و لازم نیست دوباره تکرار شود. زمانی که سوخت هیدروژن ستاره پایان یافت، همیشه گرانشی دوباره شروع می‌شود و در نهایت به دمای بالاتری (شاید  $10^8 \times 2 - 1$  در مقایسه با  $10^7$  K برای خورشید فعلی) می‌رسد که بر سد کولنی در برابر همجوشی  ${}^4\text{He} - {}^4\text{He}$  فائق می‌آید. در اثر فشار تابش بزرگتر دمای گرانش افزایش می‌یابد و سطح خارجی ستاره را با ضریب بزرگی شاید با ضریب ۱۰۰ یا ۱۰۰۰ افزایش می‌دهد. چگالی انرژی ظاهری سطح کم می‌شود و دمای سطح ستاره به طور مؤثری کمتر می‌شود. این همان مرحله غول سرخ است.

از آنجا که هسته پایداری به جر ۸۴ وجود ندارد، نتیجه واکنش

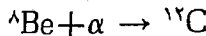


قابل مشاهده نیست و  ${}^8\text{Be}$  (دوباره به دو  ${}^4\text{He}$ ) در زمان حدود  $10^{-16}$  s شکسته می‌شود. مقدار  $Q$  برابر  $919 \text{ keV}$  است و حتی در دمای  $10^8 \text{ K} \times 2$  (انرژی گرمایی متوسط  $17 \text{ keV}$ ) تعداد کمی از ذرات آلفای پر انرژی درد نباله بالای توزیع حرارتی انرژی برای ایجاد  ${}^8\text{Be}$  آمادگی دارند. تراکم تعادلی  ${}^8\text{Be}$  کم و از مرتبه ضریب بولتزمن

$$e^{-919 \text{ keV} / 17 \text{ keV}} = 4 \times 10^{-3}$$

است و آهنگ واکنش را درست مثل روشی که در بخش ۲.۱۴ برای واکنشهای D-D و D-T انجام دادیم می‌توان محاسبه کرد.

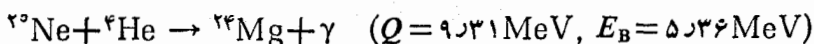
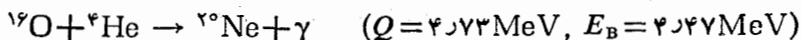
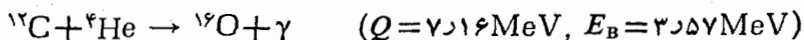
می‌دانیم که  ${}^{12}\text{C}$  به فراوانی در جهان موجود است اما آهنگ محاسبه شده  ${}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + 2\alpha$  و  ${}^8\text{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$  به اندازه‌ای نیست که بخش زیادی از فراوانی  ${}^{12}\text{C}$  را همان طور که اولین بار توسط فرد هویل در ابتدای دهه ۱۹۵۰ مطرح شد تولید کند. مقدار  $Q$  برای



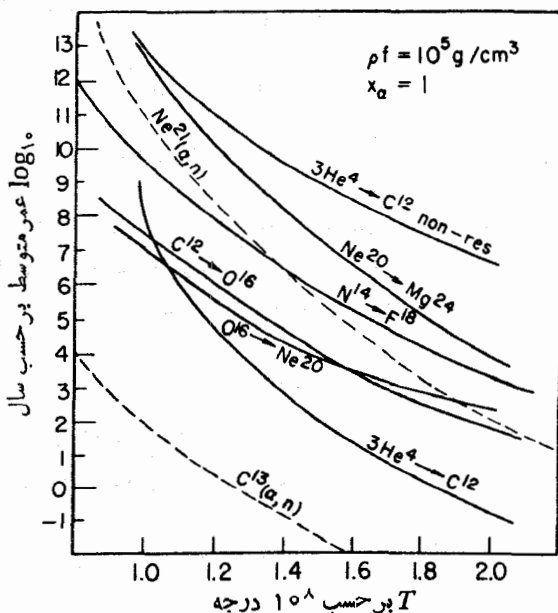
برابر  $7.45 \text{ MeV}$  است. هویل این طور استدلال کرد که تولید زیاد  ${}^{12}\text{C}$  مستلزم این است این واکنش زیاد اتفاق بیفتد و نتیجتاً تشدید لازم دارد تا از دیاد سطح مقطع را در این انرژی در نظر بگیرد. او این پیشنهاد را برای فاولر که گروه تحقیقاتی اش در کلنک در دهه ۱۹۵۰ بر نامه گسترده‌ای روی بررسی واکنشهای هسته‌ای مربوط به اختر فیزیک داشت، مطرح کرد. گروه کلنک، تشدید  ${}^{12}\text{C}$  را که متناظر با حالت برانگیخته با انرژی  $7.685 \text{ MeV}$  است، درست بالای انرژی که هویل پیش‌بینی کرده بود اما کاملاً در محدوده‌ای که بتواند به دمای  $10^8 \times 2 - 1$  برسد، کشف کرد. مقدار خالص  $Q$  برای  ${}^{12}\text{C}^*$  برای  ${}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$  برابر  $285 \text{ KeV}$

است. همچنین فاولر و همکارانش قادر بودند حالت برانگیخته  ${}^{12}\text{C}$  در  ${}^{12}\text{C}$  را بعد از واپاشی بتا از  ${}^{12}\text{B}$  باز تولید کنند. آنها آنرا به عنوان حالت  ${}^0_+$  تشخیص دادند و واپاشی آنرا به ذرات  $\alpha$  مشاهده کردند، لذا واقعاً مشخص شد که این حالت می‌تواند با استفاده از سه ذره  $\alpha$  تشکیل شود. انتساب حالت  ${}^0_+$  به احتمال جفت شدگی حالت s در واکنشهای انرژی پایین مطابقت دارد.

زمانی که  ${}^{12}\text{C}$  تشکیل شد، واکنشهای دیگر ذرات  $\alpha$  امکان پذیر است



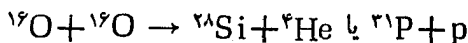
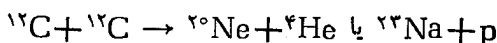
وقتی که  $E_B$  سد کولنی برای هسته‌های سنگینتر زیاد شود، احتمال ادامه زنجیره این واکنشها کم می‌شود. شکل ۸.۱۹ مقدار محاسبه شده متوسط طول عمر هسته‌هایی را که در این



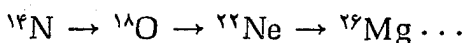
شکل ۸.۱۹ متوسط عمر واکنشهای ذرات  $\alpha$  به صورت تابعی از دما بر حسب آهنک و واکنش عکس طول عمر است، بنابراین واکنشهای نزدیک به پایین شکل آنها می‌باشند که با بالاترین سرعت انجام می‌شوند.

واکنشها شرکت کرده‌اند نشان می‌دهد (این محاسبه به‌طور کلاسیک برای تشکیل هسته‌ها انجام شده است). خصوصاً به اهمیت تشدید  $^{12}\text{C}$  توجه کنید که عملاً آهنگ واکنش را ۸ مرتبه افزایش می‌دهد.

زمانی که سوخت هلیوم تمام شود، رمبش گرانشی دوباره شروع می‌شود (مشروط بر اینکه ستاره به اندازه کافی جرم داشته باشد، وگرنه نیروی گرانشی آنقدر قوی نخواهد بود که با «فشار واکنشی» حاصل از الکترونها که نمی‌خواهند تابع موجشان با یکدیگر همپوشی داشته باشد مقابله کند). این ستاره آنقدر گرم می‌شود که سوختن  $^{12}\text{C}$  و  $^{16}\text{O}$  آغاز می‌شود، و لذا انجام واکنشهای زیر

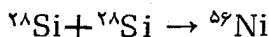


در دمایی از مرتبه  $10^9\text{K}$  که در آن سد کولنی به سادگی قابل نفوذ است، امکان پذیر می‌شود. غیر از این واکنشها، دیگر واکنشهای گیراندازی ذره  $\alpha$  و نوکلئون نیز به سادگی انجام می‌پذیرد. به‌عنوان مثال،  $^{14}\text{N}$  ممکن است در دومین نسل ستاره‌ها موجود باشد که اساساً از  $^{12}\text{C}$  و به‌صورت قسمتی از چرخه کربن در همجوشی پروتون-پروتون مورد بحث بخش ۳۰۱۴ حاصل می‌شود. واکنشهای گیراندازی  $\alpha$  می‌تواند به صورت زنجیره

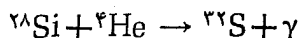
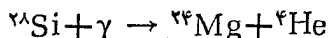


تولید شود. واکنشهایی غیر از  $(\alpha, \gamma)$ ، و از جمله  $(\alpha, n)$  یا  $(p, \gamma)$  با احتمال کمتری صورت می‌گیرند.

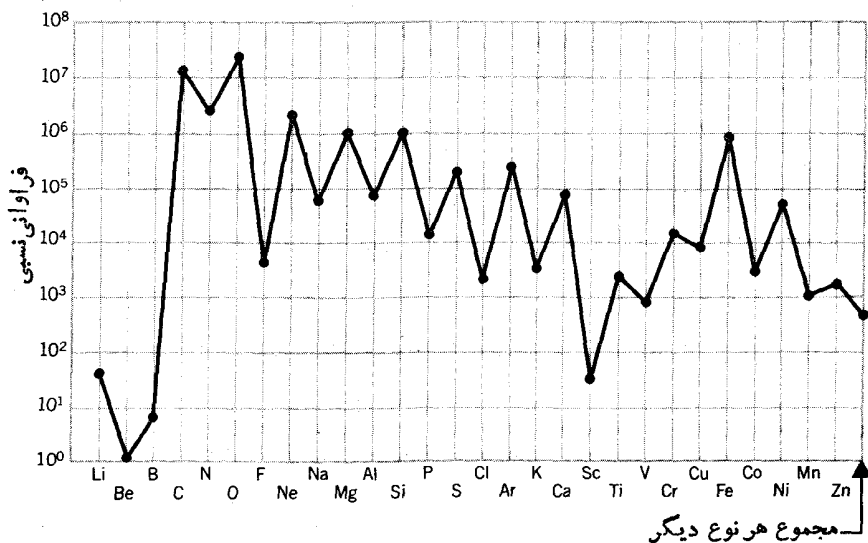
مرحله نهایی تولید هسته‌های نزدیک به جرم  $60$  نتیجه سوختن سیلیسیم است که واقعاً زنجیره پیچیده‌ای از واکنشهاست و سریعاً در شرایط نزدیک به تعادل در اعماق دایر ستارگان صورت می‌گیرد. سد کولنی به قدری بالاست که تشکیل مستقیم از طریق واکنشهایی مثل



میسر نیست و به جای آن ترکیبهایی از واکنشهای تجزیه فوتونی  $(\gamma, \alpha)$ ،  $(\gamma, p)$ ، یا  $(\gamma, n)$  که گیراندازی نوکلئونهای تجزیه شده را به دنبال دارد، تحقق می‌یابد



بسیاری دیگر از واکنشهای مشابه نیز اتفاق می‌افتد. در فرایند تعادل، Si که در نتیجه سوختن



شکل ۹۰.۱۹ فراوانی نسبی (وزنی) عناصر بالای هلیوم.

اکسیژن حاصل شده است تا اندازه‌ای به هسته‌های سبکتر تبدیل و تاحدی به صورت هسته‌های سنگینتر «پخته» می‌شود. محصول نهایی زنجیرهٔ چنین واکنش‌هایی هسته‌های به جرم ۵۶ ( $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ) هستند. در این نقطه هیچ انرژی در واکنش‌های گیراندازی آزاد نمی‌شود و فرایند متوقف می‌شود.

بمراجعه به شکل ۹۰.۱۹ می‌توان این داستان را مورد تأیید قرار داد. به طوری که ملاحظه می‌شود، فراوانی‌های عناصری که توسط گیراندازی  $\alpha$  ایجاد می‌شوند خیلی بیشتر (یک مرتبه بزرگی یا بیشتر) از عناصر همسایه  $Z$  فردهستند. همچنین به افت شدید عناصر پایتتر از  $C$  توجه کنید که این عناصر در فرایندهای ستاره‌ای که تا به حال مورد بحث قرار گرفته تشکیل نشده‌اند. برای درک آهنگ و واکنش‌های ذرات باردار در داخل ستاره‌ها بایستی کوشش کنیم تا شرایط مشابهی را با به کارگیری شتابدهنده‌ها روی زمین به وجود آوریم. انرژی‌های لازم خیلی بالا ( $\sim \text{MeV}$ ) نیستند، اما به باریکه‌های بسیار پر شدت (زیرا واکنش‌های ذرات باردار به خاطر مشکلات عبور از سد کولنی در انرژی پایین به سختی اتفاق می‌افتند) و وسایلی با بهترین تفکیک انرژی (برای بررسی رفتار تشدیدهای تقریباً گسسته یا حالت‌های برانگیختهٔ مشخص) نیاز داریم.

احتمال واکنش در محیط ستارگان را می‌توان از راهی مشابه آهنگ و واکنش همجوشی مثل بخش ۲۰.۱۴ محاسبه کرد. ذرات واکنش کننده ( $a + X$ ) با یک توزیع گرمایی نشان داده می‌شوند.

$$n(E)dE \propto e^{-E/kT} \sqrt{E} dE \quad (23.19)$$

در حالی که سطح مقطع شکل اساسی زیر را دارد

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{E} e^{-2G} \quad (24.19)$$

که در آن  $G$  ضریب گاموف مطابق معادله (۱۷-۸) است

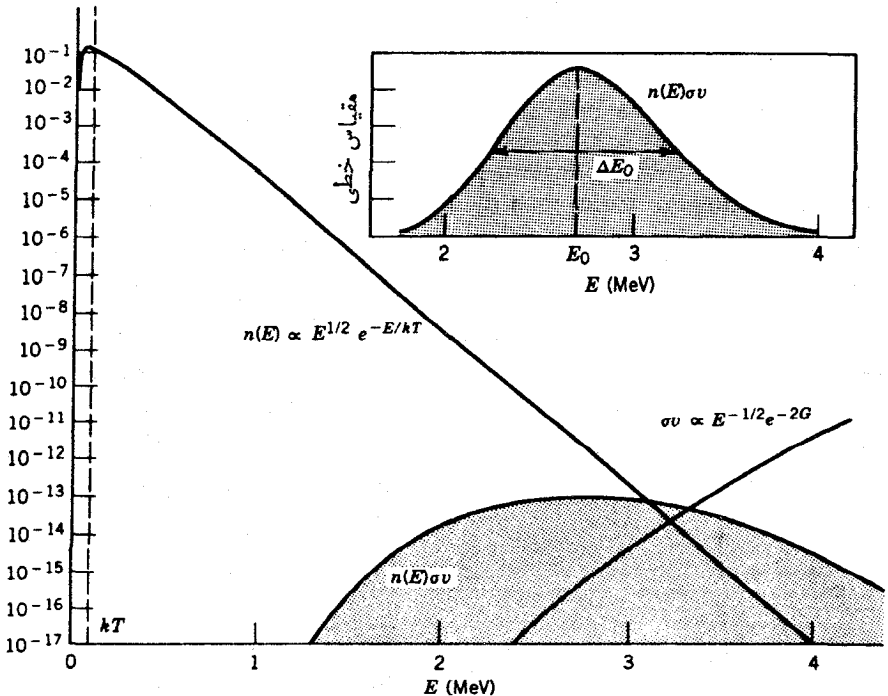
$$G \cong \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\pi Z_a Z_x}{\hbar v} \quad (25.19)$$

$$2G \cong Z_a Z_x A_{\text{eff}}^{1/2} E^{-1/2} \quad (26.19)$$

تمام انرژیها و سرعتها در مرکز جرم داده شده‌اند. «عدد جرمی مؤثر»  $A_{\text{eff}}$  برابر

$$A_a A_x / (A_a + A_x)$$

است. در معادله (۲۶-۱۹) انرژی  $E$  بر حسب MeV داده شده است



شکل ۱۵-۱۹ وابستگی  $n(E)$  و  $\sigma$  به انرژی. حاصلضرب آنها که متناسب با آهنک و اکندش است با ناحیه‌سایه دار نشان داده شده است. شکل کوچک در بالای آهنک و اکندش را نشان می‌دهد که در مقیاس خطی رسم شده است و قله انرژی  $E_0$  و پهنا  $\Delta E_0$  را نمایش می‌دهد. توجه کنید که آهنک و اکندش در انرژیهای خیلی بالاتر از  $kT$  قله پیدا می‌کند. منتحیها برای  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  در دمایی متناظر با  $1\text{ MeV}$   $kT = 0$  رسم شده‌اند.

ضریب نفوذ درسد با ازدیاد انرژی افزایش می‌یابد درحالی که از تعداد ذرات کاسته می‌شود. شکل ۱۰.۱۹ ناحیه مشترک بین این دو تابع انرژی را نشان می‌دهد. احتمال واکنش فقط در ناحیه سایه‌دار بزرگ است که دو تابع توزیع روی هم قرار می‌گیرند، و به این ترتیب معیار معمولی «انرژی مؤثر» توزیع حرارتی،  $kT$ ، برای مشخص کردن این واکنشها که منحصرأ در انرژیهای خیلی بزرگتر از  $kT$  صورت می‌گیرند نامناسب است.

آهنگ واکنش به حاصلضرب  $\sigma v$  و تعداد ذرات موجود در انرژی مشخص بستگی دارد

$$\text{آهنگ} \propto n(E)\sigma(E)v$$

$$\propto (\sqrt{E}e^{-E/kT})\left(\frac{1}{E}e^{-\tau_0}\right)\sqrt{E} = e^{-E/kT-\tau_0} \quad (27.19)$$

که ناحیه فصل مشترک را در شکل ۱۰.۱۹ نشان می‌دهد. انرژی مشخص این فرایند را می‌توان برحسب انرژی قله  $E_0$  و پهنای  $\Delta E_0$  تابع توزیع محاسبه کرد

$$E_0 = \left(\frac{1}{\tau} kT Z_a Z_x A_{\text{eff}}^{1/2}\right)^{2/3} \quad (28.19)$$

$$\Delta E_0 = 2^{2/3} \tau^{1/3} (Z_a Z_x A_{\text{eff}}^{1/2})^{1/3} (kT)^{5/6} \quad (29.19)$$

برای به دست آوردن اطلاعات مربوط به آهنگ واکنش در داخل یک ستاره، باید بتوانیم واکنشها را با استفاده از شتاب‌دهنده‌ها، نه در انرژیهای  $kT$ ، بلکه در انرژیهای  $E_0$  بررسی کنیم. برای مثال در مورد  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  برای بازآفرینی شرایط ستارگان در  $kT = 0.1 \text{ MeV}$  (که مطابق  $T = 10^9 \text{ K}$  است) باید واکنش را در انرژی مرکز جرم  $E_0 = 2.3 \text{ MeV}$  بررسی کنیم.

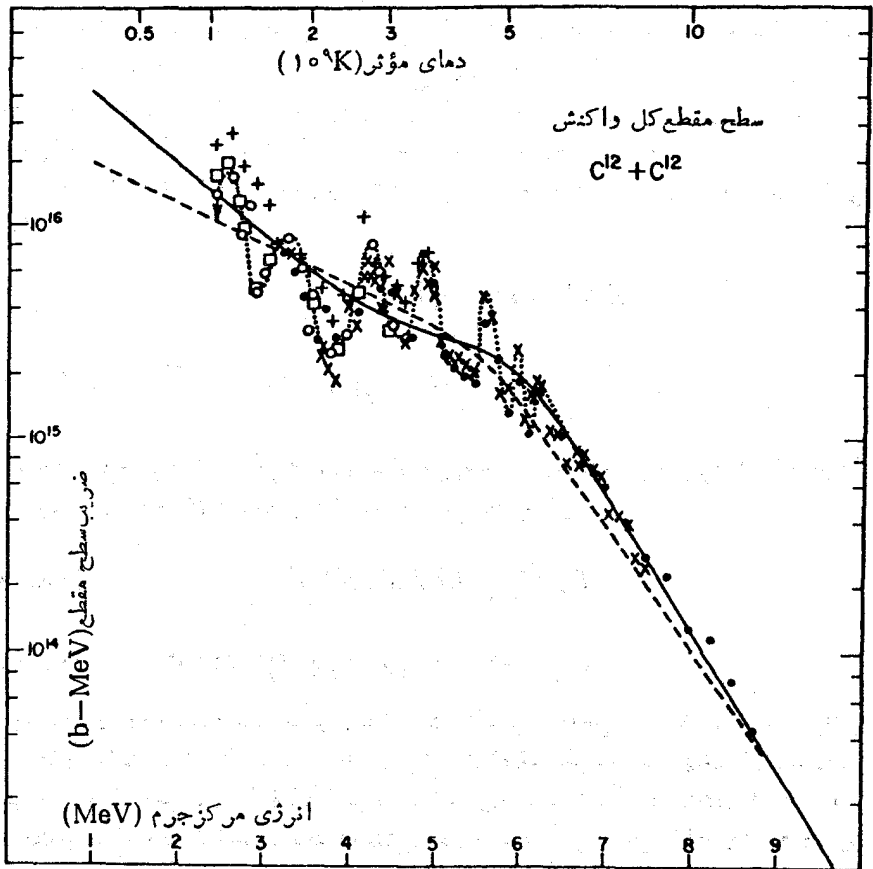
بیا بید معادله (۲۴.۱۹) را دوباره بنویسیم

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{-\tau_0} S(E) \quad (30.19)$$

که در آن  $S(E)$  شامل تمام اطلاعات ساختار هسته غیر از ضریب نفوذ درسد است. برای مثال اگر سطح مقطع در مجاورت تشدید اندازه‌گیری شود، در این صورت داریم

$$S(E) = g \Gamma_{ax} \Gamma_{by} \frac{1}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (31.19)$$

که در آن  $\Gamma_{ax}$  سهم غیر کوآنی پهنای ورودی است (که فقط شامل تابع موجهای هسته‌ای است). برای محاسبه آهنگ واکنش بایستی ضریب  $S(E)$  را معین کنیم که می‌توان آن را



شکل ۱۱-۱۹ ضرب سطح مقطع  $S(E)$  برای  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ .

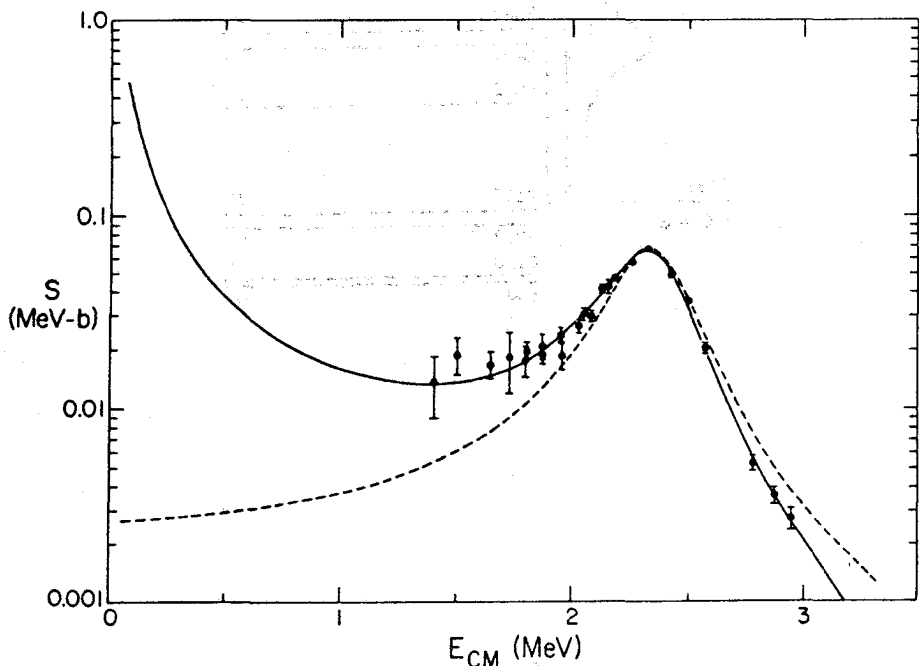
مستقیماً از سطح مقطع به دست آورد

$$S(E) = E\sigma(E)e^{\chi_0} \quad (۳۲-۱۹)$$

شکل ۱۱-۱۹، ضرب سطح مقطع  $S(E)$  را برای  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  که دارای یک زمینیه غیر-تشدیدی هموار همراه با چندین قله مر بوط به ساختار تشدیدي است نمایش می‌دهد. مقدار  $Q$  برای واکنش  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$  بزرگ ( $۱۳.۰۹\text{MeV}$ ) است، بنا بر این ساختار به حالت‌های خیلی برانگیخته سیستم مرکب مر بوط می‌شود.

شکل ۱۲-۱۹ ضرب سطح مقطع  $S(E)$  را برای  $^{12}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O}$  نشان می‌دهد. این منحنی عمدتاً یک تشدید پهن منفر در نشان می‌دهد که متناظر با یک حالت ناپایدار آلفا در  $25\text{MeV}$  بالاتر از آستانه  $^{12}\text{C} + ^4\text{He}$  (در شکل ۱۳-۱۹) است. سطح مقطع مجا سبه شده



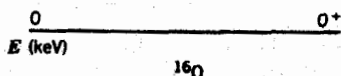
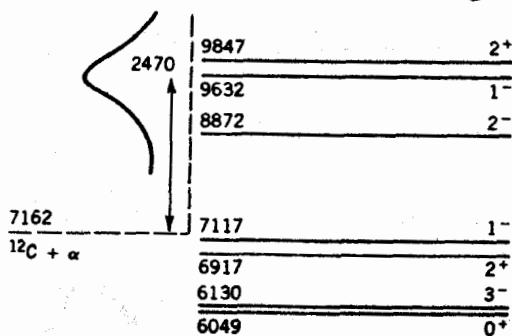


شکل ۱۲-۱۹ ضرب سطح مقطع  $S(E)$  برای  $^{16}\text{O} + \alpha \rightarrow ^{20}\text{Ne} + \gamma$ . منحنی خط چین پر ارزش نظری است که از سهم حالت‌های مقید  $^{16}\text{O}$  صرف نظر کرده است، در حالی که منحنی پر رنگ پیوسته پر ارزشی است که اثر حالت‌های مقید را هم در نظر گرفته است و توافق بهتری را با نتایج تجربی نشان می‌دهد.

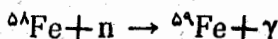
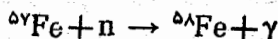
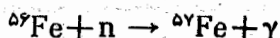
بماقدیر اندازه‌گیری شده بخوبی توافق دارد، اما دو حالت برانگیخته  $^{16}\text{O}$  در پایین انرژی  $^{12}\text{C} + ^4\text{He}$  اثر زیادی در سطح مقطع محاسبه شده دارند و نمی‌توان از آنها صرف نظر کرد. تعیین دقیق سطح مقطع‌های واکنش ذره باردار در گستره انرژی‌های MeV و همچنین اطلاعات کامل از ساختار و خواص حالت‌های برانگیخته، اهمیتی اساسی در محاسبات آهنگ واکنش و دمای داخلی مدل‌های داخل ستارگان دارد. به خاطر کار مهم مربوط به اندازه‌گیری چنین واکنش‌هایی بوده است که فاولر در سال ۱۹۸۳ به دریافت جایزه نوبل مفتخر شد.

### ۵-۱۹ تشکیل هسته‌ها در ستارگان ( $A > 60$ )

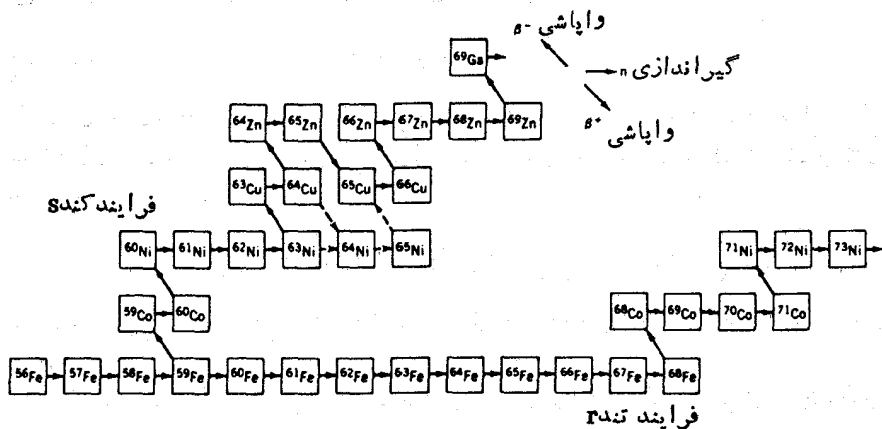
همان طور که شکل ۱۶-۳ نشان می‌دهد واکنش‌های همجوشی از نظر انرژی برای عناصر بالاتر از حدود  $A = 60$  مزیتی ندارند. برای این هسته‌ها، گیر اندازی نوترون سازو کار اصلی تولید است. بیابید برای مثال  $^{56}\text{Fe}$  را در نظر بگیریم که فراوانترین ایزوتوپ پایدار فراوانترین عنصری است که در پایان زنجیره واکنش‌های همجوشی حاصل می‌شود. در یک شار نوترون، یک سلسله واکنش‌های گیر اندازی نوترون انجام می‌پذیرد



شکل ۱۳۰۱۹ حالت‌های برانگیخته  $^{16}\text{O}$ . تشدید یهین (که در شکل ۱۲۰۱۹ نیز نشان داده شده است) در انرژی  $2470 \text{ keV}$  بالاتر از آستانه  $^{12}\text{C} + \alpha$  شامل حالت‌های  $1^-$  و  $2^+$  در  $9632$  و  $9847 \text{ keV}$  نیز می‌شود. تداخل حالت‌های  $1^-$  و  $2^+$  درست در زیر آستانه  $^{12}\text{C} + \alpha$  ( $7117 \text{ keV}$  و  $6917 \text{ keV}$ ) تأثیر زیادی روی سطح مقطع محاسبه شده دارد.



قدم بعدی در این فرایند بستگی به شدت شار نوترون دارد. ایزوتوپ  ${}^5\text{Fe}$  با نیمه عمر ۴۵ روز رادیو اکتیو است. اگر شار نوترون آنقدر پایین باشد که احتمال گیر اندازی نوترون خیلی کمتر از یک بار در ۴۵ روز شود، در این صورت  ${}^5\text{Fe}$  از طریق واپاشی بتا از  ${}^6\text{Co}$  پایدار تبدیل می‌شود که خود از طریق گیر اندازی نوترون به  ${}^6\text{Co}$  رادیو اکتیو مبدل می‌شود. از طرف دیگر اگر احتمال گیر اندازی نوترون آنقدر بزرگ باشد که متوسط زمان لازم برای گیر اندازی نوترون کم (ثانیه یا کمتر) باشد، در این صورت سلسله واکنش‌های گیر اندازی نوترون می‌تواند تا  ${}^6\text{Fe}$  ( $t_{1/2} = 3 \times 10^5 \text{ y}$ )،  ${}^7\text{Fe}$  ( $t_{1/2} = 6 \text{ min}$ )،  ${}^8\text{Fe}$  ( $t_{1/2} = 68 \text{ s}$ ) و بالاتر از آن ادامه یابد. وقتی در نهایت به ایزوتوپی برسیم که آنقدر از نوترون غنی باشد که نیمه عمر آن کمتر از متوسط عمرش قبل از گیر اندازی نوترون شود، در این صورت با واپاشی بتا از به



شکل ۱۴.۱۹ مسیرهای فرایندهای تند و کند در  $^{56}\text{Fe}$ . خط چینها در فرایندها مسیرهای مشابه منتهی به  $^{60}\text{Ni}$  را نشان می‌دهند. تعداد زیادی از مسیرهای فرایند r مثل واپاشی هسته‌های پامر کوتاه بتا تا امکان پذیرند که فقط یکی از آنها نشان داده می‌شود.

ایزوتوبی با عدد اتمی بزرگتر تبدیل می‌شود. سلسله گیراندازیهای نوترون دوباره شروع می‌شود تا یک ایزوتوب بسیار ناپایدار در این سلسله جدید به دست آید که در این زمان واپاشی بتا تا عدد اتمی را دوباره به اندازه یک واحد افزایش می‌دهد.

این دو فرایند عواملی هستند که در تشکیل اکثر ایزوتوپهای پایدار بعد از  $A=60$  دخالت داشته‌اند. فرایندها که در آن گیراندازی نوترون اتفاق می‌افتد محتاج به زمانی بسیار طولانی است که طی آن واپاشیهای بتا صورت می‌گیرند. این فرایند را فرایند کند (یا فرایند s) می‌گویند. فرایند دوم که در آن جز برای واپاشیهای با طول عمر بسیار کوتاه مهلتی نیست، فرایند تند (یا فرایند r) نامیده می‌شود. در شکل ۱۴.۱۹ مسیرهای فرایندهای کند و تند (r و s) در مجاورت  $^{56}\text{Fe}$  نشان داده شده است.

قبل از اینکه در مورد فرایند گیراندازی نوترون به طور مفصل بحث کنیم، بیایید منشأ نوترونهارا بررسی کنیم. گسیل نوترون به دنبال واکنشهای ذرات  $\alpha$  در صورتی محتمل است که هسته هدف اصلی از نوترون غنی (و در این صورت دارای نوترونهایی با قید نسبتاً ضعیف) باشد. انرژیهای جدایی نوترون از هسته‌های با ساختار  $\alpha$  خیلی زیاد ( $^{12}\text{C}$ ،  $18.7\text{MeV}$ ؛  $^{16}\text{O}$ ،  $15.7\text{MeV}$ ؛  $^{20}\text{Ne}$ ،  $16.9\text{MeV}$ ؛  $^{24}\text{Mg}$ ،  $16.5\text{MeV}$ ؛  $^{28}\text{Si}$ ،  $17.2\text{MeV}$ ...) و بالاتر از گستره انرژی آلفاهای تابشی در محیط ستارگان است. نامزدهای قابل قبولتر بیشتر هسته‌هایی هستند که نوترونهایشان قید ضعیفتری دارند:  $^{12}\text{C}(\alpha, n)^{13}\text{C}$  ( $Q=22\text{MeV}$ ) و  $^{24}\text{Mg}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  ( $Q=-48\text{MeV}$ ). این واکنشها در دوره سوختن هلیوم یا مرحله غول سرخ از تحول ستارگان اتفاق می‌افتد و آهنگ واکنش را می‌توان با استفاده از روشهایی که در بخش قبلی تشریح شد محاسبه کرد. نتایج بر این دلالت دارند که در گستره دمای غول سرخ که در حدود  $10^8 \times 2 - 10^8$  است، چگالی نوترونی  $n$  از مرتبه  $10^{14}/\text{m}^3$  است. ما

می‌توانیم آهنگ و واکنش به‌ازای هراتم هدف را به‌صورت زیر برآورد کنیم

$$r \approx n_n \langle \sigma v \rangle \quad (۳۳.۱۹)$$

و در دمای  $۲ \times ۱۰^8 K$  سرعت نوترون گرمایی در حدود  $۲ \times ۱۰^6 m/s$  است. سطح مقطع گیراندازی نوترون در این انرژیها ( $\sim ۲۰ keV$ ) حدود  $۱ b$  است و لذا آهنگ واکنش عبارت است از

$$r \sim (۱۰^{۱۴} m^{-۳})(۲ \times ۱۰^6 m/s)(۱۰^{-۲۹} m^2) = ۲ \times ۱۰^{-۹} / s$$

که در حدود یک مورد در هر ۲۰ سال است. در اینجا به‌وضوح بایک فرایند کند  $s$  روبه‌رو هستیم.

برای ازدیاد آهنگ واکنش تا حده ۱ مرتبه بزرگی، همان‌طور که برای فرایند لازم است، آشکار است که به‌ازدیاد چشمگیر شار نوترون احتیاج داریم. تصور می‌شود که این امر در انفجارات ستارگان بسیار فعال که به‌ابر نواختر معروف اند اتفاق می‌افتد. اما تا به‌حال توافق کلی روی این فرضیه حاصل نشده است و نظریه قابل قبولی هم در مورد خواص ابر نواخترها وجود ندارد. اما شواهد تجربی محکمی دال بر تولید فرایند تند  $s$  در هسته‌ها وجود دارد، و این امر را می‌پذیریم که جایی در جهان چشمه‌ای (به‌صورت ابر نواختر، ستاره نوترونی، و غیره) وجود دارد که قادر است شار مورد نیاز را تولید کند.

در تولید فرایند کند  $s$  در هسته‌ها که در طول زمان درازی صورت می‌گیرد، انتظار داریم وضعیت تعادل تقریبی به‌وجود آید. یعنی هر نمونه از زمان لازم برای رسیدن به‌فراوانی تعادلی اش بر خوردار است و در طی آن آهنگ تولید و نابودی با هم برابر می‌شوند. در یک نمونه  $A$  با فراوانی  $N_A$ ، آهنگ تغییرات  $N_A$  برابر است با

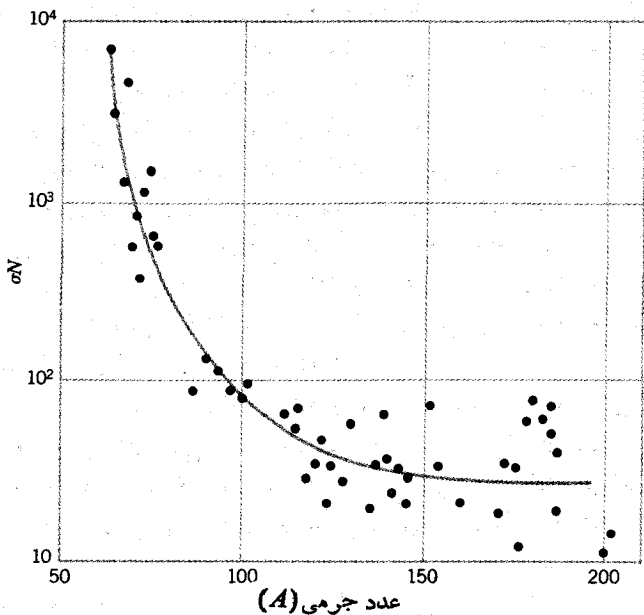
$$\frac{dN_A}{dt} \propto \sigma_{A-1} N_{A-1} - \sigma_A N_A \quad (۳۴.۱۹)$$

زیرا  $A$  در گیراندازی نوترون به‌وسیله هسته‌هایی با عدد جرمی  $A-1$  تولید می‌شود و با گیراندازی نوترون و تبدیل  $A$  به  $A+1$  از تعداد  $N_A$  کاسته می‌شود. در تعادل  $dN_A/dt = 0$  است و انتظار داریم

$$\sigma_{A-1} N_{A-1} = \sigma_A N_A = \text{const.} \quad (۳۵.۱۹)$$

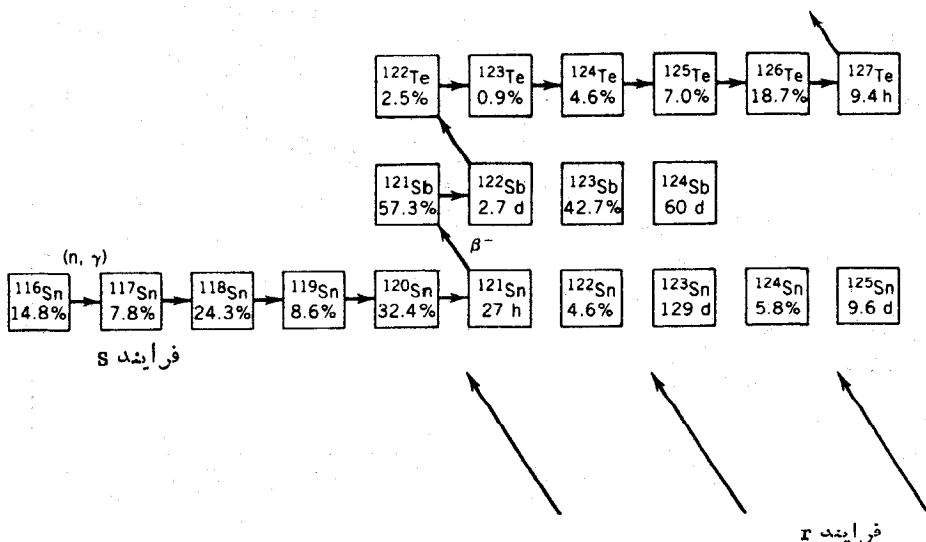
شکل ۱۵.۱۹ حاصلضرب  $\sigma N$  را برای هسته‌های بالاتر از  $A=60$  نشان می‌دهد. درست در بالای قله و در فراوانی آهن معادله (۳۵.۱۹) برقرار نمی‌شود، زیرا فراوانی  $Fe$  از طریق فرایند کند  $s$  به‌دست نمی‌آید. حاصلضرب  $\sigma N$  در نزدیکی  $Fe$  با مقدار زیادی شروع می‌شود ولی بعد از آن در بالاتر از  $A=100$  به‌مقدار تعادل کاهش می‌یابد. این رفتار هموار و تدریجی نشان می‌دهد که فرض اساسی در مورد رفتار فرایند کند  $s$  صحیح است.

شکل ۱۶.۱۹ قسمت کوچکی از جدول نوکلیدها را که در آن مسیر فرایندهای کند و تند



شکل ۱۵-۱۹ حاصل ضرب  $\sigma N$  پس از قله Fe به مقدار ثابتی نزدیک می‌شود.

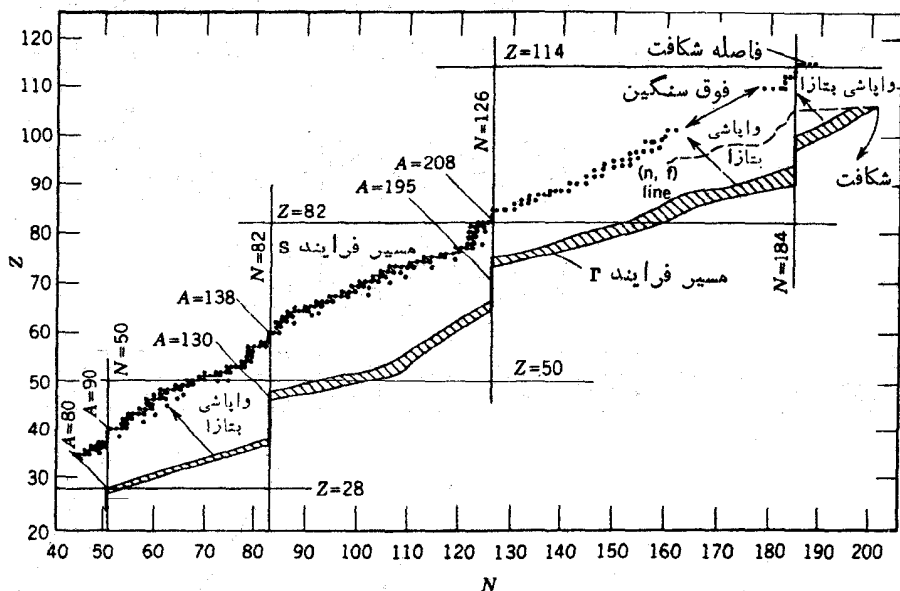
S و P مشخص شده است نشان می‌دهد. هسته‌های مشخصی به هر دو مسیر فرایندهای S و P دسترسی دارند، بنابراین برای توضیح فراوانی این ایزوتوپها بایستی بتوانیم دو سهم را از هم جدا



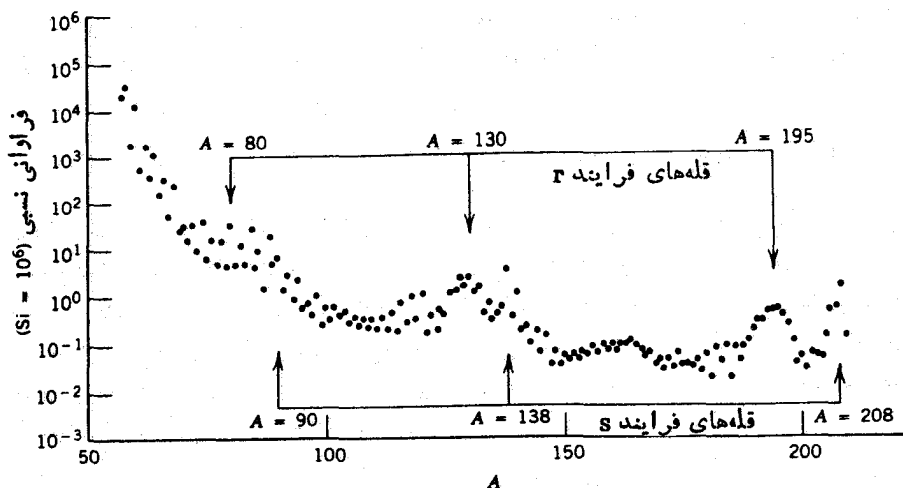
شکل ۱۶-۱۹ مسیرهای فرایندهای r و s که منجر به تولید ایزوتوپهای Sn, Sb, Te می‌شوند.

کنیم. هر جا که فاصله‌ای در سلسله ایزوتوپی هسته‌های پایدار (مثل بین  $^{120}\text{Sn}$  و  $^{122}\text{Sn}$  یا بین  $^{121}\text{Sb}$  و  $^{123}\text{Sb}$ ) وجود دارد، فرایند  $\beta$  می‌تواند در طول سلسله ادامه یابد و بایستی با انجام واپاشی بتا به عدد اتمی بعدی برسد. بنا بر این  $^{122}\text{Sn}$  و  $^{124}\text{Sn}$  فقط می‌توانند در فرایند  $\beta$  تولید شوند. فراوانی آنها در حدود ۴۵٪ و ۵۶٪ و خیلی کمتر از فراوانی مربوط به  $^{120}\text{Sn}$  است که به ۳۲٫۴٪ می‌رسد. به عنوان اولین حدس می‌توانیم تخمین بزنیم که حدود ۵٪ از فراوانی ۳۲ درصدی  $^{120}\text{Sn}$  مربوط به فرایند  $\beta$  و باقیمانده آن یعنی ۲۷٪ مربوط به فرایند  $\beta$  است. از طرف دیگر، واپاشی بتا در جرم ۱۲۲، ۱۲۳، ۱۲۴ از هسته‌های با فرایند  $\beta$  در هسته‌های پایدار  $^{122}\text{Sn}$ ،  $^{123}\text{Sb}$  و  $^{124}\text{Sn}$  خاتمه می‌یابد و بنا بر این قادر نخواهد بود تا به ایزوتوپهای  $^{122}\text{Te}$ ،  $^{122}\text{Te}$ ،  $^{124}\text{Te}$  که در مقابل فرایند  $\beta$  محافظت می‌شوند برسد. آنها فقط از طریق فرایند  $\beta$  تولید می‌شوند.

شکل ۱۷.۱۹ مسیرهای کاملی از فرایندهای  $\beta$  و  $\beta$  را که منجر به ایزوتوپهای پایدار در جدول نوکلیدها می‌شود نشان می‌دهد. فرایند  $\beta$  به صورت زیگزاگ از بیشتر ایزوتوپهای پایدار می‌گذرد و در  $^{209}\text{Bi}$  متوقف می‌شود، زیرا هیچ ایزوتوپ پایداری (یا شبه پایداری) درست در بالای  $A=209$  وجود ندارد که از طریق آن فرایند  $\beta$  ادامه یابد. فرایند چنین محدودیتی ندارد و می‌تواند تا زمانی که نیمه عمرهای شکافت به کوتاهی زمان گیراندازی فرایند  $\beta$  شوند ادامه یابد. نزدیک به خاتمه فرایند  $\beta$  می‌توان هسته‌های ابر سنگین را تولید کرد. چنین امکانی مبنی بر وجود هسته‌های ابر سنگین در مواد طبیعی، به امر تحقیق و جستجوی



شکل ۱۷.۱۹ مسیرهای گیراندازی نوترون برای فرایندهای  $\beta$  و  $\beta$ .



شکل ۱۸.۱۹ فراوانی ایزو بارها، قله‌های نزدیک به  $A=80, 130, 195$  از واپاشی بتازای هسته‌های با فرایند  $r$   $N=50, 82, 126$  حاصل می‌شوند. قله‌های نزدیک به  $A=90, 138, 208$  حاصل از فرایند  $s$  در هسته‌های پایدار  $N=50, 82, 126$  هستند. به اختلاف فراوانی بین هسته‌های  $A$  فرد و  $A$  زوج توجه کنید.

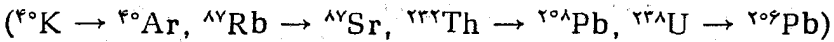
آنها دامن زده است ولی هنوز نتیجه‌ای نداده است.

نزدیک به اعداد جادویی، زمان واپاشی بتازا آنقدر کوتاه می‌شود که یک نوترون اضافی در زمان کوتاهی نسبت به زمان گیراندازی فرایند  $r$  واپاشیده و به پروتون تبدیل می‌شود. این امر باعث بالارفتن مسیر فرایند  $r$  در  $N=50, 82$  و  $126$  می‌شود. همین‌طور که این هسته‌ها با واپاشی بتازا به ایزو بارهای پایدار تبدیل می‌شوند، یک فراوانی اضافی از هسته‌های پایدار حاصل می‌شود. این نتیجه در نزدیکی  $A=80, 130$  و  $195$  به دست می‌آید که در شکل ۱۸.۱۹ نشان داده شده است.

### ۶.۱۹ کیهان گاهشماری هسته‌ای

در بخش ۷.۶ کاربرد روشهای عمرسنجی به کمک رادیو اکتیویته را برای تعیین عمر زمین (و دیگر اجسام جامد در منظومه شمسی) مرور کردیم. با بررسی تعداد نسبی هسته‌های مادر و دختر در واپاشیهایی که نیمه عمرهای مناسبی ( $10^6 - 10^9$  سال) دارند، می‌توان مدت زمانی را که از تشکیل جسم مورد نظر گذشته است استنباط کرد. فرض بنیادی این روش این است که اجزای تشکیل دهنده زمین قبل از چگال شدن کاملاً باهم مخلوط شده‌اند. بنابراین محصولات قبلی واپاشی یک نمونه معین، بعید است که در نزدیکی مجموعه اتمهای آن نمونه پیدا شود. چون

از زمان چگال شدن امکان کمی برای نقل مکان یا ازدست رفتن محصولات واپاشی وجود داشته است، می‌توانیم بادر نظر گرفتن امکان چنین ضایعاتی نسبت هسته‌های مادر و دختر را اندازه‌گیری کنیم و طول زمانی که دخترها در محل بخصوصی متمرکز شده‌اند را به دست آوریم. با به کارگیری فرایندهای واپاشی مختلف



عمر قدیمی‌ترین مواد روی زمین، ماه، و شهاب‌ساز در حدود  $4.55 \text{ Gy}$  به دست می‌آوریم. توافق خوبی که از واپاشیهای با نیمه عمرهای مختلف و با به کارگیری مواد نواحی مختلف، با اثرات محیطی مختلف که ممکن است باعث ازدست رفتن فعالیت‌های دختر هسته شده باشد، حاصل شده است مؤید اعتبار این روش است. عمر منظومه شمسی فقط اندکی از این مقدار بیشتر و شاید در حدود  $4.8 \text{ Gy}$  —  $4.6 \text{ Gy}$  است که زمان اضافی برای چگال شدن مواد جامد ناشی از «پیش ستاره» یا سحابی نیز در آن در نظر گرفته شده است.

سلسله وقایعی که منجر به وضعیت فعلی عالم شده‌اند به قرار زیر است:

۱. مه‌بانگ که منتهی به تشکیل اتمهای خنثی شده است ( $\sim 10^6 \text{ y}$ )؛

۲. چگال شدن کهکشانیها و اولین نسل ستارگان ( $2 \text{ Gy} - 1 \sim \delta \equiv$  فاصله زمانی)؛

۳. تشکیل هسته‌ها در ستارگان و ابرنواخترها که منجر به تشکیل عناصر شیمیایی امروزی شده است ( $\Delta \equiv$  فاصله زمانی)؛

۴. چگال شدن منظومه شمسی از پس مانده ستارگان اولیه ( $A_0 = 4.6 \text{ Gy}$  فاصله زمانی).

کل عمر جهان ( $A_U$ ) برابر است با

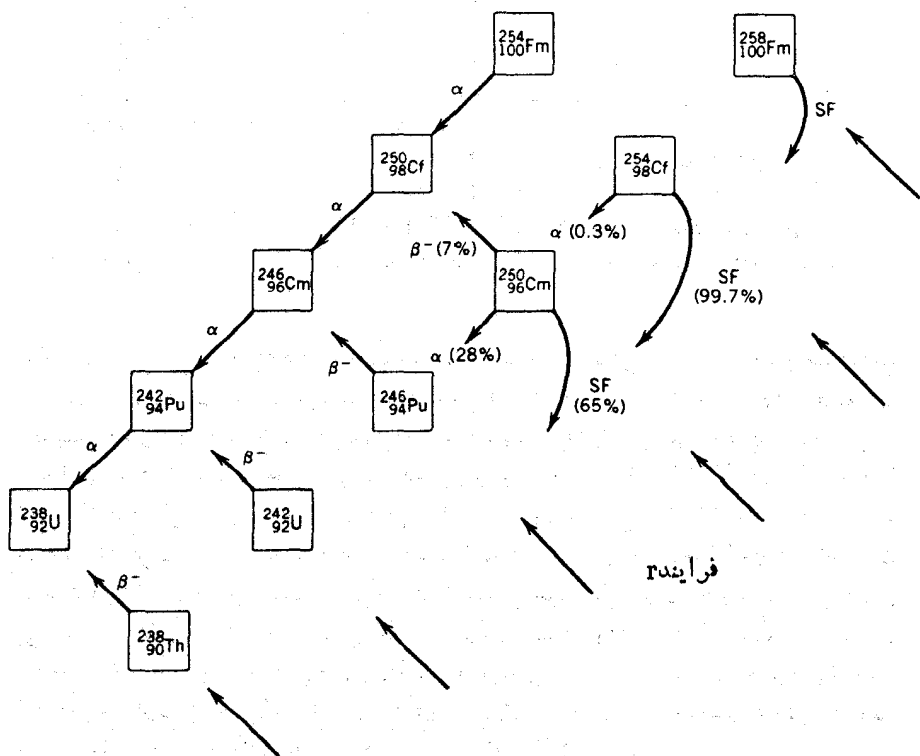
$$A_U = \delta + \Delta + A_0 \quad (36.19)$$

که در آن از سهم اولی صرف نظر شده است زیرا یقیناً خیلی کوچکتر از دوره‌های دیگر است. زمان  $\delta$  برای برهم کش گرانشی است تا کهکشانیهای ستارگان ابتدایی را بهم نزدیک کند و مقدار محاسبه شده آن از مرتبه  $2 \text{ Gy} - 1$  است. از آنجا که  $A_0$  بخشوی شناخته شده است، می‌توانیم عمر جهان را در صورت شناسایی فاصله زمانی  $\Delta$  در دوره تشکیل هسته‌ها در اولین نسل ستارگان مشخص کنیم.

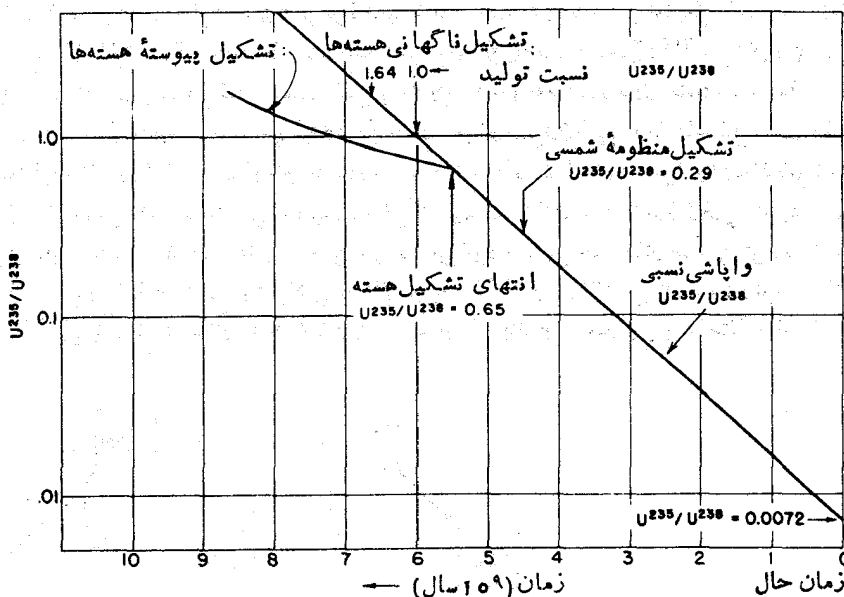
روش اصلی در این فرایند، مقایسه فراوانیهای مشاهده شده با آنهاست که طبق مدل‌های مشخص و با استفاده از فرایندهای بنیادی که آهنگ آنها را مستقلاً می‌توانیم تعیین کنیم به دست می‌آیند. آهنگ تحقق این فرایندها عمده‌تاً در آزمایشگاههای روی زمین قابل اندازه‌گیری است. با توجه به عدم قطعیت‌هایی که در تعیین سهم فرایندهای  $\beta$  و  $\alpha$  در هسته‌های که می‌توان آنها را با روش دوروش تولید کرد وجود دارد، برای این روش هسته‌هایی را انتخاب



می‌کنیم که تولید آنها فقط به یک فرایندهر بومی می‌شود. برای فرایندهر هسته‌های سنگین ( $A > 209$ ) را به کار می‌بریم که با فرایند  $s$  قابل تولید نیستند. در فصل ۱۳ به چنین تکنیکی اشاره کرده‌ایم. نسبت  $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$  به علت تفاوت نیمه عمرشان (۷۲۰۵۰ Gy برای  $^{235}\text{U}$  و ۴۵ Gy برای  $^{238}\text{U}$ ) بازمان تغییر می‌کند. نسبت فعلی (۵۰۰۷۲۰) به مقدار زیادی متفاوت از مقدار آن در زمان چگال شدن منظومه شمسی (۵۲۹) است. برای بسرون‌یابی به زمانهای قبل از آن و زمان تشکیل  $^{238}\text{U}$  و  $^{235}\text{U}$  در فرایند  $r$  باید در مورد فرایندهای تولیدی که سرانجام به تشکیل  $^{238}\text{U}$  و  $^{235}\text{U}$  منجر شده‌اند مطالبی بدانیم. زمانی که نیمه عمر شکافت به اندازه کافی کوچک شود، فرایند  $r$  برای تولید هسته‌های سنگین متوقف می‌شود و سپس هسته‌های سنگین تولید شده (که تا  $A \approx 300$  ادامه دارد) با واپاشی  $\alpha$  و  $\beta$  تولید  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  می‌کنند. ایزوتوپ  $^{238}\text{U}$  از واپاشی بتا زای هسته‌ای باجرم ۲۳۸ از طریق فرایند  $r$  و همچنین با استفاده از واپاشی



شکل ۱۹.۱۹. نیا هسته‌های  $^{238}\text{U}$ . زمانی که شکافت خود به خود (SF) محتملترین فرایند واپاشی باشد (برای  $^{254}\text{Cf}$ ،  $^{258}\text{Fm}$ ، و بعد از آن) فرایند  $r$  نمی‌تواند زنجیره واپاشی  $\alpha$  را که منجر به  $^{238}\text{U}$  می‌شود تغذیه کند. در این صورت تولید  $^{238}\text{U}$  از فرایند  $r$  فقط در هسته‌های  $A = 238, 242, 246, 250$  صورت می‌گیرد.



شکل ۲۰.۱۹ نسبت فراوانیهای  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  در طول زمان که منجر به مقدار امروزی  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U} = 0.0072$  می‌شود. طرح‌های مختلفی که ممکن است نوکلیدها را تولید کرده باشند نشان داده شده‌اند.

آلفا زای هسته‌هایی باجر  $242\text{U}$ ،  $244\text{Pu}$ ،  $246\text{Pu}$  و  $250\text{Pu}$  که خود از واپاشی بتا زادر فرایندهای هسته‌هایی با همان جرم‌ها حاصل شده‌اند، تولید می‌شود. شکل ۱۹.۱۹ این فرایندها نشان می‌دهد. هسته‌های سنگینتر از  $Z = 250$ ، اغلب از طریق شکافت خود بخود واپاشیده می‌شوند و بنا بر این سهمی در فراوانیهای اورانیوم ندارند. در این صورت می‌توانیم نسبت «اولیه»  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  را بر پایه تخمینهای تولید فرایندها محاسبه کنیم. شکل ۲۰.۱۹ مثالی از نتایج محاسبه شده است و دو حالت حدی را نشان می‌دهد: یکی تولید حالت پایاست که در آن نسبت در طول زمان تا پایان تولید ثابت می‌ماند و بعد از آن از این نسبت بر اثر واپاشی کاسته می‌شود و طی  $4.5\text{Gy}$  به مقدار امروزی می‌رسد، و دیگری تولید ناگهانی است که در آن تمام  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  به نسبت اولیه شان ( $1.64$ ) تولید و سپس به مقدار امروزی اش واپاشیده می‌شود. در مورد اول هیچگونه پیش‌بینی از زمانی که طول می‌کشد تا تولید صورت گیرد نمی‌توانیم بکنیم ولی در مورد دوم زمان  $\Delta t$  بین تشکیل هسته‌ها و چگال شدن منظومه شمسی برابر  $2\text{Gy}$  است.

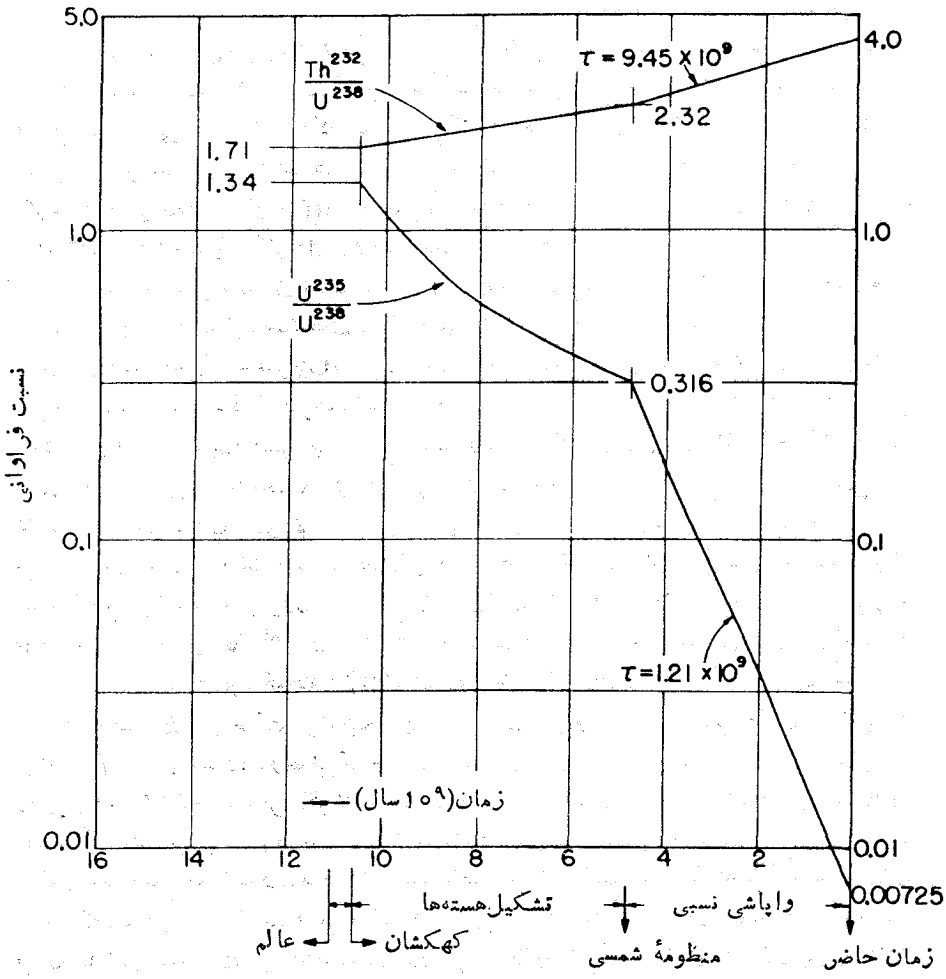
طرحی که بیشتر مورد قبول است این است که در فاصله زمانی  $\Delta t$ ، وقایع فرایند  $r$  و همین‌طور واپاشی نسبی  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  به آرامی و پیوسته ادامه داشت. در این صورت، با تشکیل یک مدل مناسب برای تولید هسته‌ها با فرایند  $r$  می‌توانیم آن‌را با فراوانیهای مستقیماً اندازه‌گیری شده‌های پایداری که تولیدشان منحصر از طریق فرایند  $r$  انجام می‌گیرد مقایسه

کنیم. نهایتاً می‌توانیم از این روش برای محاسبه فرآیندهای غیر قابل اندازه‌گیری نیا هسته‌های مولد  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  استفاده کنیم و همچنین می‌توانیم آهنگ تولید و واپاشی را به طرف عقب برون‌یابی کنیم و نسبت فرآیندی را در شروع شکل‌گیری هسته‌ای که کشانها محاسبه کنیم. شکل ۱۹-۲۱ نتیجه این محاسبه و نتیجه‌مشاربھی از نسبت  $^{238}\text{U}/^{232}\text{Th}$  را نشان می‌دهد. محتملترین مقدار به دست آمده  $\Delta$  در فاصله مجاز (بر پایه عدم قطعیت محاسبات)  $4\text{Gy}$  تا  $9\text{Gy}$  برابر  $6\text{Gy}$  است.

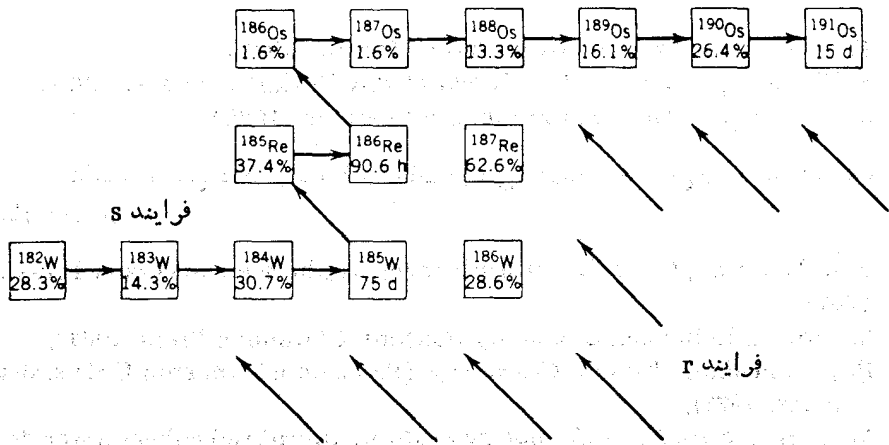
چنین مدلهایی می‌تواند شامل يك «فران ماقبل شمسی» نیز باشد که به صورت تمرکز ناگهانی محصولات فرایند  $r$  در زمانی است که چگالش منظومه شمسی آغاز شده است. (در واقع نظریه‌هایی موجود است که پیشنهاد می‌کند واقعه عظیمی مثل يك ابرنواختر منشأ چگالش منظومه شمسی شده است.) شواهد مربوط به دوران را می‌توان از فرآیندهای محصولات کوتاه کم‌عمر (در مقیاسهای زمان  $\text{Gy}$ ) در واپاشی هسته‌ها از طریق فرایند  $r$  از جمله در  $^{29}\text{I}$  ( $16\text{My}$ )  $^{24}\text{Pu}$  ( $81\text{My}$ )،  $^{26}\text{Al}$  ( $72\text{My}$ ) به دست آورد.

يك راه دیگر تعیین  $\Delta$  استفاده از بحث مربوط به فرایند  $s$  است. شکل ۱۹-۲۲ مسیرهای فرایند  $r$  و  $s$  را در تولید هسته‌های  $\text{Re}$  و  $\text{Os}$  نشان می‌دهد. ایزوتوپ  $^{187}\text{Re}$  يك هسته با فرایند  $r$  است که بانیمه عمر  $40\text{Gy}$ ، درست در محدوده‌ای که می‌تواند به عنوان کروونومتر واپاشی مورد استفاده قرار گیرد، واپاشیده می‌شود. اگر بتوانیم فرآیندی  $^{187}\text{Re}$  را با فرآیندی دخترش  $^{187}\text{Os}$  مقایسه کنیم، می‌توانیم فاصله زمانی را که در طول آن  $^{187}\text{Re}$  واپاشیده شده است به دست آوریم. بدیختانه  $^{187}\text{Os}$  نیز مستقیماً در فرایند  $s$  تولید می‌شود. بنا بر این این کار با سستی با محاسبات دقیق فرآیندی  $s$  در ایزوتوپهای  $\text{Os}$  صورت گیرد. در صورتی می‌توانیم از فرمول استاندارد فرایند  $s$ ،  $\sigma_A N_A = \sigma_{A-1} N_{A-1}$  برای این هدف استفاده کنیم که سطح مقطع گیراندازی نوترون را بدانییم و فرض کنیم که فرآیندی  $^{186}\text{Os}$  فقط ناشی از فرایند  $s$  باشد، زیرا وجود  $^{186}\text{W}$  از فرایند  $r$  جلوگیری می‌کند. يك اشکال این روش این است که انرژی اولین حالت برانگیخته  $^{187}\text{Os}$  فقط در حدود  $10\text{keV}$  است، و در دمای ستاره‌ای  $kT \approx 20\text{keV}$  این حالت برانگیخته پر شده است. علاوه بر آن، اسپین حالت برانگیخته برابر  $I = 3/2$  است، در حالی که حالت پایه دارای  $I = 1/2$  است. بنا بر این ضریب وزنی  $(2I+1)$  حالت برانگیخته دو برابر حالت پایه است. بنا بر این اندازه‌گیری سطح مقطع گیراندازی نوترون در حالت برانگیخته و همچنین حالت پایه، هر دو مورد نیاز است. محاسبه سطح مقطع گیراندازی حالت پایه نسبتاً ساده است اما حالت برانگیخته در آزمایشگاه‌های زمینی  $300\text{K}$  پر نشده است و نمی‌تواند هدفی برای واکنشهای نوترون باشد. دوره مختلف برای حل این مسئله به کار گرفته شده است. در یکی، سطح مقطع گیراندازی در حالت پایه  $^{189}\text{Os}$  اندازه‌گیری می‌شود. از قضا این حالت دارای ساختار هسته‌ای مشابه حالت برانگیخته  $^{187}\text{Os}$  است و اندازه‌گیری آن را می‌توان برای تعیین سطح مقطع حالت برانگیخته  $^{187}\text{Os}$  به کار برد. در روش دوم، سطح مقطع پراکنندگی ناکشسان  $^{187}\text{Os}(n, n')$  اندازه‌گیری می‌شود که اجازه می‌دهد دامنه پراکنندگی تغییر فاز تعیین و انرژی آن سطح مقطع گیراندازی محاسبه شود. هر دو اندازه‌گیری در انرژیهای اختسر فیزیکی نوترون (در محدوده

(۳۰ - ۶۰ keV) به کار رفته است. از این دوروش، مقدار  $\Delta$  در محدوده ۱۲ Gy - ۹ با عدم قطعیت  $\pm 20\%$  به دست می‌آید. حد پایین آن با مقدار  $\Delta$  حاصل از نسبت  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  توافق دارد، اما هر دوروش وابسته به فرضیه‌ای است که قبول اعتبارشان به آزمونهای نظری و تجربی بیشتری احتیاج دارد. اگر مقدار  $\Delta = 8 \pm 2 \text{ Gy}$  را به عنوان مقدار بینابینی قبول کنیم، در این صورت داریم



شکل ۲۱.۱۹ یکی از طرحهای ممکن که منجر به نسبت امروزی فراوانیهای  $^{238}\text{U}$  و  $^{235}\text{U}$  می‌شود. مشارکت  $\tau$  و واپاشی در طول دوره تشکیل هسته‌ها ( $\Delta$ )، که شاید در اثر گسیل هسته‌های پافریند  $\tau$  در محیط بین ستارگان توسط این نوآختها حاصل شده باشند. بعد از اینکه منظومه شمسی شروع به چگالش کرد هیچ هسته پافریند اضافه نشده است؛ بلکه نسبت فراوانی آزادانه به مقدار امروزی اش واپاشیده شده است.



شکل ۲۲.۱۹ فرایندهای r و s در تشکیل ایزوتوپهای Os و Re.

$$A_u = 14 \pm 2 \text{ Gy}$$

نتایج روشهای دیگر تعیین عمر جهان ممکن است با این مقدار توافق داشته باشند. عمر هابل  $H^{-1}$  با استفاده از پارامتر  $H = 67 \text{ km/s/Mpc}$  برابر  $15 \text{ Gy}$  است، اما  $H^{-1}$  در صورتی با  $A_u$  مساوی است که جهان به طور یکنواخت از زمان  $t = 0$  گسترش یافته باشد. کیهانشناسی واقع بینانه باید کاهش سرعت گرانشی را در نظر گرفت که بنا بر این  $A_u < H^{-1}$  می شود. اگر به اندازه کافی ماده موجود باشد که جهان بسته شود (یعنی وقتی که  $R \rightarrow \infty$ ، گسترش جهان متوقف شود)، در این صورت داریم  $A_u = 2/3 H^{-1} = 10 \text{ Gy}$  که تقریباً با مقدار به دست آمده از روش تشکیل هسته‌ها توافق دارد. اما خود پارامتر هابل هم دارای عدم قطعیتی با ضریب ۲ است (در مقالات امروزی از مقادیر به بزرگی  $100 \text{ km/s/Mpc}$  هم استفاده می شود)، بنا بر این شاید این توافق اتفاقی است. همچنین ادعاهایی مبنی بر مقداری  $\Delta d$  وجود دارد که بر اساس همین روش تشکیل هسته‌ها عمر جهان به  $18 \text{ Gy}$  می رسد. در هر حال، به نظر می رسد که تعیین مقدار  $\Delta d$  همچنان یک فعالیت تحقیقاتی فیزیک هسته‌ای تجربی و نظری محسوب می شود. و این یک بار دیگر نقش مهم فیزیک هسته‌ای را در شناخت فرایندهای اختر فیزیک نشان می دهد.

### مراجعه مطالعات تکمیلی

کتابهای بسیار جالب و قابل فهمی در سطح عمومی در زمینه کیهانشناسی موجود است که زمینه

مطالعاتی خوبی برای این فصل محسوب می‌شوند. در میان آنها، کتابهای زیر را می‌توان نام برد.

- T. Ferris, *The Red Limit* (New York: Morrow, 1977).  
 S. Weinberg, *The First Three Minutes* (New York: Basic Books, 1977);  
 J. Silk, *The Big Bang* (San Francisco: Freeman, 1980).

کتابهای درسی دیگری که (از لحاظ ریاضی) در سطح مقدماتی و متوسط هستند، عبارت‌اند از

- E. R. Harrison, *Cosmology* (Cambridge: Cambridge University Press, 1981);  
 M. Rowan-Robinson, *Cosmology* (Oxford: Clarendon Press, 1981),  
 P. J. E. Peebles, *Physical Cosmology* (Princeton: Princeton University Press, 1971);  
 M. Berry, *Principles of Cosmology and Gravitation* (Cambridge: Cambridge University Press, 1976);  
 P. T. Landsberg and D. A. Evans, *Mathematical Cosmology* (Oxford: Clarendon Press, 1977);  
 J. V. Narlikar, *Introduction to Cosmology* (Portola Valley, CA: Jones and Bartlett, 1983);  
 H. S. Goldberg and M. D. Scadron, *Physics of Stellar Evolution and Cosmology* (New York: Gordon & Breach, 1981).

نظریهٔ ریاضی پیشرفته‌تر می‌توان در کتابهای زیر یافت

- S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology* (New York: Wiley 1972)  
 C. W. Misner, K. S. Thorne, and J. A. Wheeler, *Gravitation*: (San Francisco: Freeman, 1973).

مطالعهٔ تشکیل هسته‌ها بدون مطالعهٔ مقاله‌های مروری که به B<sup>+</sup>FH<sup>+</sup> معروف‌اند تکمیل نمی‌شود:

- G. R. Burbidge, E. M. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* 29, 547 (1957).

تفصیل بیشتر تشکیل هسته‌ها را می‌توان در مراجع زیر یافت

- H. Reeves, *Stellar Evolution and Nucleosynthesis* (New York: Gordon & Breach, 1968).  
 D. D. Clayton, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis* (New York: McGraw-Hill, 1968);

مقالات مروری جدیدتر درباره تشکیل هستهها عبارت اند از:

J. W. Truran, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 34, 53(1984);

G. J. Mathews and R. A. Ward, *Reports on Progress in Physics* 48, 1371 (1985).

and A. M. Boesgaard and G. Steigman, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 23, 319 (1985).

سهم جرج گاموف و ویلیام فاولر در زمینه‌های کیهانشناسی و تشکیل هستهها در مجموعه دو جلدی توسط همکارانشان مشخص شده است:

*Cosmology, Fusion, and Other Matters*, edited by F. Reines: (Boulder: Colorado Associated University Press, 1972) and *Essays in Nuclear Astrophysics*, edited by C. A. Barnes, D. D. Clayton, and D. N. Schramm (Cambridge; Cambridge University Press, 1982).

خلاصه کارهای فاولر در اختر فیزیک هسته‌ای در خطابه جایزه نوبل وی نیز منعکس شده است. این خطابه در مرجع زیر تجدید چاپ شده است

*Rev. Mod. Phys.* 56, 149(1984).

رابطه قوی بین فیزیک هسته‌ای و اختر فیزیک در مقاله مروری زیر مورد تأکید قرار گرفته است:

C. Rolfs and H. P. Trautvetter, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 28, 115(1978).

ارتباط قوی و مشابهی بین کیهانشناسی و فیزیک ذرات در مقاله زیر مورد بحث قرار گرفته است

G. Steigman, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 29, 313(1979).

برای مطالعه کار جدید در زمینه تعیین عمر دنیا، با استفاده از فراوانی Os و سطح مقطع نوترون، به مقالات زیر رجوع کنند

J. C. Browne and B. L. Berman, *Phys. Rev.* C23, 1434(1981).

R. R. Winters and R. L. Macklin, *Phys. Rev.* C25, 208(1982);

R. L. Hershberger et al. *Phys. Rev.* C28, 2249(1983).

## مسائل

۱. الف) در انبساط جهان محتوی ماده، چگالی جسم به صورت  $R^{-3}$  کاهش می‌یابد. با به کارگیری معادله (۳.۱۹) و پارامترهای  $k=0$  و  $\Lambda=0$  را پیدا کنید. این مورد را مدل اینشتین-دوسیته می‌گویند. ب) رابطه مشابهی را بین  $H^{-1}$  و عمر جهان در این

مدل به دست آورید.

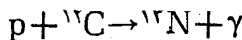
۲. رابطه (۵.۱۹) را از رابطه (۴.۱۹) به دست آورید.

۳. نشان دهید که با تعیین ثابت‌های روابط (۵.۱۹) و (۶.۱۹) می‌توان رابطه (۷.۱۹) را به دست آورد.

۴. از روابط (۸.۱۹) و (۹.۱۹) انتگرال بگیرید و ثابت‌ها را برای تعیین معادلات (۱۰.۱۹) و (۱۱.۱۹) به دست آورید.

۵. الف) درجه دوره‌ای جهان از مزونهای  $K^0$  و  $\bar{K}^0$  غنی بوده است؟ (ب) آیا ممکن است که برهم کنش این مزونها با نوکلئونها و پاد نوکلئونها موجود، عدم توازن ماده و پادماده را به وجود آورده باشد.۶. با استفاده از مقیاس لگاریتمی زمان از  $s^{-6}$  تا  $10^2 s$  و رسم یک نمودار ساده، وابستگی زمانی تعداد نسبی ذرات آزاد  $n, p, \bar{n}, \bar{p}, \bar{H}, \bar{H}, \bar{H}, \bar{H}$  را نشان دهید.۷. الف) با فرض اینکه نسبت نوکلئون به فوتون برابر  $10^{-10}$  باشد، محاسبه بخش  $3.19$  را تکرار کنید و عمر جهان را در زمانی که امکان تشکیل دوتریم فراهم شده باشد، به دست آورید. (ب) فرض کنید تمام نوترونها با ترکیب با تعداد مساوی پروتون ذرات  $\alpha$  درست کنند. بعد از اینکه کاهش تعداد نوترونها را در زمان محاسبه شده در قسمت الف) بر اثر واپاشی رادیواکتیویشان در نظر گرفتید، نسبت  $N_{He}/N_p$  حاصل را به دست آورید.۸. الف) انرژی  $E_0$  را که به ازای آن آهنگ واکنش ستاره‌ای، رابطه (۲۷.۱۹)، به قله‌اش می‌رسد محاسبه کنید. (ب) پهنای  $\Delta E_0$  را با بسط معادله (۲۷.۱۹) بر حسب سری تایلور حول  $E_0$  به دست آورید و انرژی  $E_{1/2}$  را که آهنگ واکنش به نصف کاهش می‌یابد محاسبه کنید. در اینجا پهنای  $\Delta E_0$ ، پهنای کامل منحنی در ارتفاع نیم‌بیشینه،  $2(E_{1/2} - E_0)$  است.۹. الف) درجه انرژی مرکز جرمی باید واکنش سیلیسیم سوز  ${}^{28}\text{Si} + {}^4\text{He}$  را برای تجدید شرایط ستاره‌ای مورد بررسی قرار دهیم؟ (ب) اگر  ${}^4\text{He}$  در دستگاه آزمایشگاه بر  ${}^{28}\text{Si}$  که در حال سکون است فرود آید، چه انرژی باید انتخاب شود؟

۱۰. چرخه CNO که ممکن است در تولید انرژی ستارگان مشابه خورشید با واکنش

شروع می‌شود. با فرض اینکه دما در نزدیکی مرکز خورشید  $1.5 \times 10^6 \text{K}$  است، انرژی قله و پهنای آهنگ واکنش را به دست آورید.



۱۱. مسیر فرایند S را مشابه شکل ۱۴.۱۹ از  $^{69}\text{Zn}$  تا  $^{90}\text{Zr}$  رسم کنید. در این ناحیه، هسته‌های پایداری را که نمی‌توانند به فرایند S برسند شناسایی کنید، و هسته‌هایی را که از فرایند R محفوظ می‌مانند مشخص کنید.

۱۲. مسئله فوق را از  $^{90}\text{Zr}$  تا  $^{116}\text{Sn}$  ادامه دهید.

## کاربردهای فیزیک هسته‌ای

در متن این کتاب کاربردهایی از تکنیکهای هسته‌ای از جمله قدرت شکافت و گداحت، عمر-سنجی رادیواکتیو، تعیین ساختار بلورها، و غیره را مورد بحث قرار دادیم. بسیاری از روشها و جنبه‌های علمی فیزیک هسته‌ای در زمینه‌های دیگری، خصوصاً در مطالعه ترکیبات شیمیایی و تشخیص و درمان بیماریها نیز کاربرد پیدا کرده است.

در این فصل، بعضی از این کاربردهای اضافی را مورد بررسی قرار خواهیم داد. با این هدف بدون عدول از شاخه‌هایی که مستقیماً از این روشها استفاده می‌کنند به اختصار آنها را شرح می‌دهیم.

### ۱.۴۰ تحلیل عناصر ردیابی

تکنیکهای فیزیک هسته‌ای اغلب در مقایسه با تکنیکهای شیمیایی معمول که برای تعیین عناصر تشکیل‌دهنده مواد به کار می‌روند مزیت‌های فراوانی دارند. دو تکنیک هسته‌ای مخصوصاً به شکل گسترده‌ای به کار رفته‌اند: تحلیل با فعال‌سازی نوترونی (NAA) و گسیل پرتو  $x$  با القای ذره (PIXE) که بیکسی تلفظ می‌شود).

در تکنیک NAA یک نمونه کوچک از ماده تحت تأثیر نوترونهای گرمایی یک رآکتور قرار می‌گیرد. هسته‌های عناصر پایدار می‌توانند در واکنش جذب نوترون ( $n, \gamma$ ) رادیواکتیو شوند. خیلی از این هسته‌های رادیواکتیو از طریق بتازایی واپاشیده می‌شوند و  $\gamma$  گسیل می‌کنند به طوری که این پرتوهای گاما شاخص آن فرایند واپاشی مخصوص خواهند بود.

هنگامی که نمونه تابش یافته از رآکتور خارج و بایک آشکارساز Ge شمارش شود با اندازه گیری دقیق انرژی پرتو گاما معمولاً نه فقط می توان نوع ایزوتوپهای نمونه را تعیین کرد، بلکه انرژی شدت پرتوهای  $\gamma$  می توان مقدار اولیه آنها را در نمونه تشخیص داد. با استفاده از کامپیوترهای در خط و حتی تحلیلگرهای بس کانهالی مجهز به میکرو کامپیوتر به طور خودکار می توان انرژیها و قلهها را مشخص کرد و لذا تعداد زیادی نمونه سریعاً قابل شمارش خواهند بود.

تکنیک NAA مثالی از یک روش آزمون نامخراب است. غیر از مقدار کم رادیو-اکتیوینه القایی (که به تدریج در طول زمان کاهش می یابد)، نمونه طی این فرایند بدون تأثیر باقی می ماند. در مورد تابلهای نقاشی نفیس یا کوزهها و آثار باستانی، نمونه را می توان در شرایط اصلی خودش بدون وارد شدن هیچگونه خسارتی نگه داشت. در مورد موادی که در دادگاه و یا تحقیقات جنایی مورد استفاده قرار می گیرند، آنها را حتی می توان برای تجدید تحلیل (یا تحلیلهای دیگر) و نیز به عنوان شهود و برای ارائه در محاکم بعدی سالم نگه داشت. مزایای این روش بر روشهای شیمیایی معمول که در آنها عناصر موجود در نمونه بایستی تبخیر، حل، سوخته شوند و یا تغییر یا بند کاملاً محسوس است.

فعالیت حاصل از گیراندازی نوترون به شکل ساده ای در معادله (۲۳.۱۲) داده شده

است

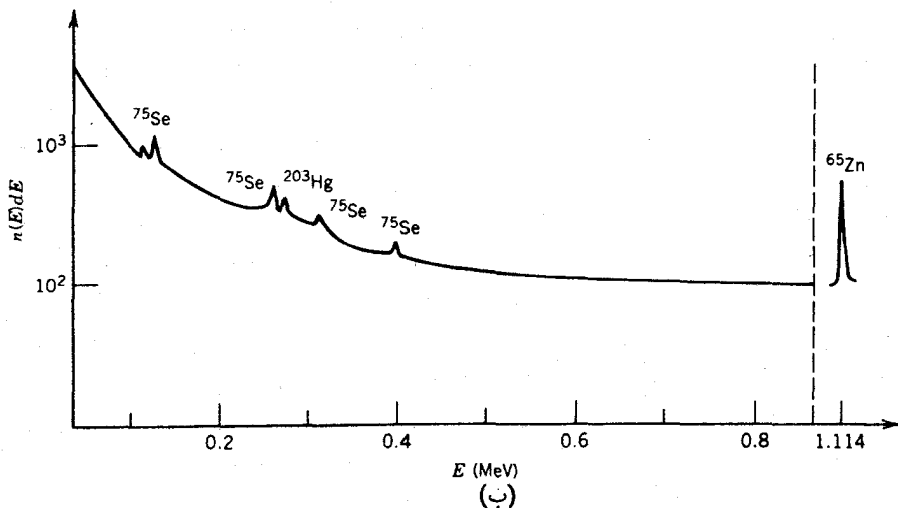
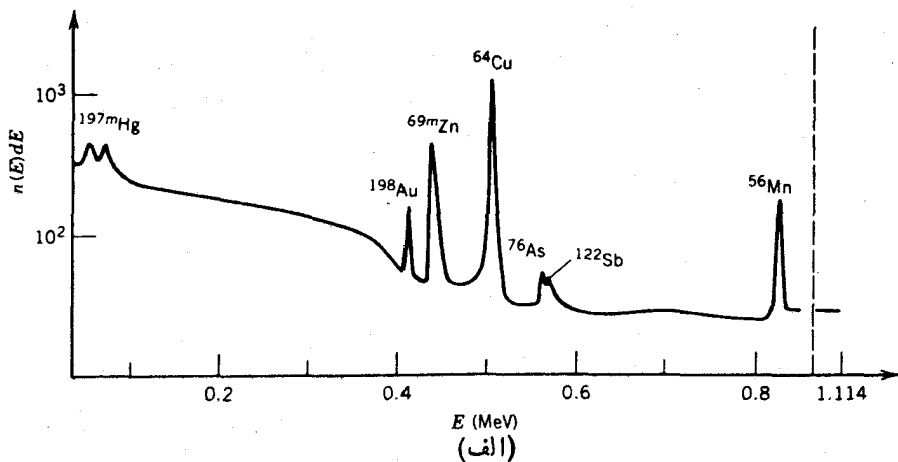
$$A = 0.602 \frac{m}{A} \sigma \phi (1 - e^{-\lambda t}) \quad (10.20)$$

که در آن به جای کوری، تعداد واپاشی در ثانیه منظور شده است. در این صورت، یکای شاره  $\phi$  بر حسب تعداد نوترونها در سانتی متر مربع در هر ثانیه و سطح مقطع گیراندازی نوترونیهای گرمایی بر حسب بارن است.  $m$  جرم (گرم) ایزوتوپ با عدد جرمی  $A$  در نمونه است. ما شار متداول نوترون را حدود  $\phi = 10^{13} \text{ n/cm}^2/\text{s}$  و زمان تابش را  $t = 1 \text{ h}$  در نظر می گیریم. بازدهی آشکارساز Ge حدود ۱۰٪ برای پرتوهای گامایی است که بعد از گسیل  $\beta$  به طور معمول ظاهر می شوند. بیابید نمونه ای را در نظر بگیریم که در آن  $^{129}\text{g}$  منگنز وجود دارد و تنها ایزوتوپ پایدار آن  $^{55}\text{Mn}$  است. سطح مقطع گیراندازی نوترون برای  $^{55}\text{Mn}$  برابر  $13.3 \text{ b}$  است که آن را به  $^{56}\text{Mn}$  با نیمه عمر  $2.58 \text{ h}$  تبدیل می کنند. این ایزوتوپ عمدتاً با گسیل گامای با انرژی  $0.847 \text{ MeV}$  (۹۹٪ واپاشی) واپاشیده می شود و در ۱٪ باقیمانده پرتوهای با انرژیهای  $1.811 \text{ MeV}$  (۲۹٪) و  $2.10 \text{ MeV}$  (۱۵٪) گسیل خواهد کرد. در این صورت، معادله (۱۰.۲۰) فعالیتی معادل  $3 \text{ r}$  واپاشی در ثانیه یا  $0.53 \text{ r}$  شمارش در ثانیه را از شدیدترین  $\gamma$  در آشکارسازی با بازدهی ۱۰٪ نشان خواهد داد. شمارش در  $1 \text{ h}$  بیشتر از  $100$  شمارش در خط  $0.847 \text{ MeV}$  به دست می دهد که می تواند برای تشخیص آن و پی بردن به وجود Mn کافی باشد. لذا حد تشخیص Mn با روش NAA از مرتبه  $10^{-11}$  تا  $10^{-12} \text{ g}$  است. جدول ۱۰.۲۰ نمونه ای از عناصر دیگر را که توسط NAA مورد تحلیل قرار

جدول ۱۰۲۵ تحلیل بافنا سازی نوترونی.

عنصر	ایزوتوپ (فر اوانی)	$\sigma(b)$ فعالیت	$\mu g/cm^2$ (درد هر $s^{-1}$ )	$t_{1/2}$	شدیدترین گاما	شمارش در ساعت	حد آشکارسازی
Mn	$^{55}(100\%)$	۱۳۳	$3 \times 10^5$	۲۵۵h	۰۵۸۴۷(%۹۹)	$1 \times 10^8$	$10^{-5} - 10^{-2}$
Ag	$^{107}(51)$	۳۵	$1 \times 10^6$	۲۳۴min	۰۶۳۳(%۲)	$4 \times 10^5$	$10^{-2} - 10^{-4}$
Au	$^{197}(100)$	۹۹	$3 \times 10^4$	۲۷۷d	۰۲۱۲(%۹۵)	$1 \times 10^7$	$10^{-4} - 10^{-5}$
Sc	$^{45}(100)$	۱۳	$6 \times 10^2$	۸۴d	۰۸۸۹(%۱۰۰)	$2 \times 10^5$	$10^{-2} - 10^{-4}$
Cu	$^{65}(31)$	۲۳	$7 \times 10^4$	۵۱min	۰۳۹(%۹)	$3 \times 10^5$	$10^{-3} - 10^{-4}$
Ir	$^{193}(91)$	۱۱۰	$8 \times 10^4$	۱۷h	۰۳۲۸(%۱۰)	$3 \times 10^6$	$10^{-4} - 10^{-5}$
Sb	$^{121}(57)$	۶	$2 \times 10^3$	۲۸d	۰۵۶۴(%۶۶)	$4 \times 10^5$	$10^{-3} - 10^{-4}$
Ni	$^{64}(162)$	۱۵	$4 \times 10^2$	۲۵h	۰۴۸۱(%۲۵)	$3 \times 10^4$	$10^{-1} - 10^{-2}$
Pb	$^{206}(25)$	۰۵۳	$2 \times 10^2$	۰۸s	۰۵۷۰(%۹۸)	$2 \times 10^1$	$10^{-1} - 10^{-2}$
Zr	$^{96}(28)$	۰۵۵	$4 \times 10^0$	۱۷h	۰۷۴۷(%۹۲)	$1 \times 10^3$	$10^{-1} - 10^0$
As	$^{75}(100)$	۴۵	$4 \times 10^3$	۲۶h	۰۵۵۹(%۴۳)	$1 \times 10^6$	$10^{-2} - 10^{-4}$
Hg	$^{202}(30)$	۴	$2 \times 10^1$	۴۷d	۰۲۷۹(%۷۷)	$6 \times 10^3$	$10^{-2} - 10^{-2}$

فعالیت و آشکارسازی هر پایه نوترونی  $1 \mu g/cm^2$  نمونه برای یک ساعت در شار نوترونی  $10^{13} n/cm^2/s$  تعیین شده است. حد آشکارسازی این پایه ۱۰۰۰ شمارش در هر ساعت با آشکارسازی به بازدهی ۱۰% تعیین شده است.



شکل ۱۰۳ طیف پرتوگامای حاصل از فعالسازی نوترونی نمونه موی انسان. طیف (الف) چهار ساعت بعد از فعالسازی و (ب) چهار هفته دیرتر برداشته شده است. رد عناصری شامل جیوه، طلا، روی، مس، آرسنیک، آنتیموان، منگنز، و سلنیم در نمونه دیده می شوند.

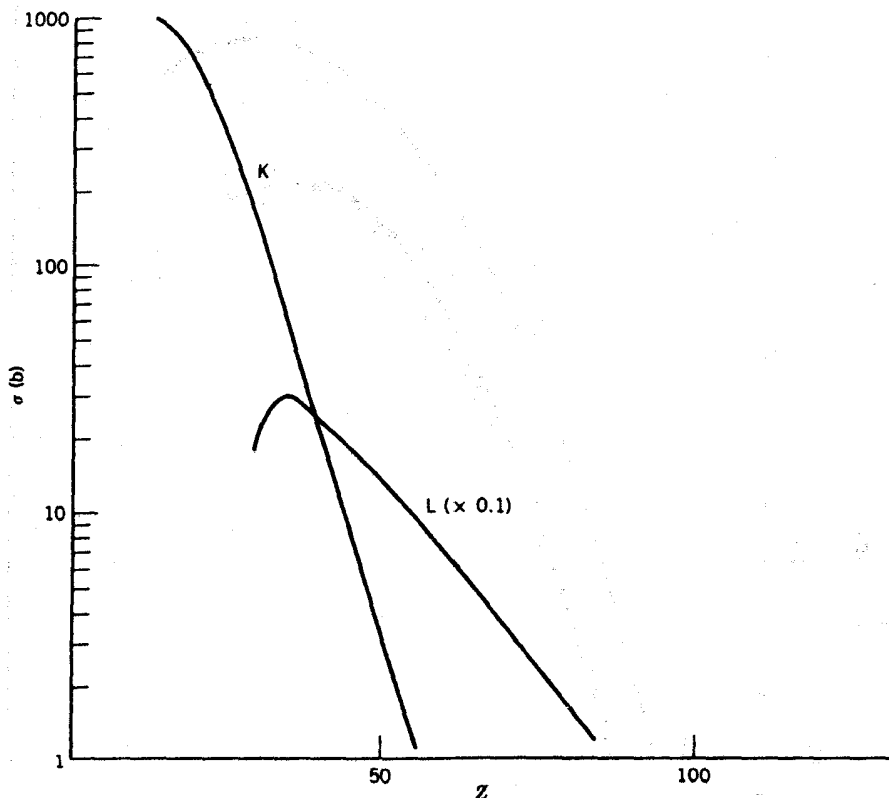
گرفته اند نشان می دهد. در کل ۷۱ عنصر (از ۸۳ عنصری که به طور طبیعی وجود دارند) توسط این روش با حساسیتهای مختلف قابل تحلیل است. فقط ۸ تا از سبکترین عناصر از هیدروژن تا اکسیژن و همچنین S, P, Ti, و Bi را نمی توان در حد و قابل قبولی آشکار سازی کرد. روش NAA در زمینه ای که اطلاعاتی از مقادیر بسیار جزئی لازم داشته باشیم،

کاربرد دارد. آلوده‌سازهای جو مخصوصاً مواد معلق را می‌توان جمع‌آوری و برای پی‌بردن به وجود عناصری که ممکن است علت اصلی آلودگی باشند مورد تحلیل قرار داد. کاربردهای زیادی هم در علم جرم‌شناسی که در آن NAA به تحقیقات جنبایی کمک کرده است دارد. مهمات تفنگها و تپانچه‌ها دارای ترکیبات Ba و Sb هستند، و هنگام شلیک تفنگ مقادیر جزئی از این عناصر در حدود  $10^{-6}$  gm روی دست باقی می‌ماند. این باقیمانده‌ها ۱۰۰۰ بار بالاتر از محدوده‌ای است که با استفاده از NAA می‌توان Ba و Sb را تشخیص داد. تحلیل پاره‌گلوله‌های به دست آمده در ترور پریزیدنت جان کندی توانست مشکل مدتها حل نشده‌ای را که در مورد تعداد گلوله‌های شلیک شده وجود داشت، حل کند.

مسمومیت ناشی از آرسنیک و جیوه را می‌توان در مو آشکار سازی کرد حتی نمونه‌موهای شخصیت‌های تاریخی را بررسی کرد. تحلیل رشته‌هایی از موی ناپلئون نشان داد که غنی از آرسنیک است که در آن موقع یکی از مواد مورد استفاده در داروها بوده است. موی ایزاک نیوتون شامل مقدار زیادی جیوه بوده است. بررسی تفصیلی مواد معدنی کوزه‌های باقیمانده از زمان باستان به روش NAA نشان می‌دهد که کدام یک از قطعات محل یکسان دارند، و همچنین مطالعه سیستماتیک تکه‌های پیدا شده در حفاری‌های باستان‌شناسی مختلف می‌تواند به ما کمک کند تا داد و ستدهای فرهنگی باستانی را مشخص کنیم. با استفاده از NAA تمرکز غیر عادی Ir را در محل‌های متعددی در دنیا، در عمق بین محدوده دوران کرتاسه و دوران سوم زمین‌شناسی که حدود ۶۵ میلیون سال قبل بوده است، کشف کرده‌اند. این طور تصور می‌شود که در آن زمان یک شهاب بزرگ غنی از Ir با زمین برخورد کرده و غبار حاصل از برخورد باعث ایجاد ابری شده است که در یک دوره طولانی با جلوگیری از ورود نور خورشید به زمین باعث نابودی دایناسورها شده است. سرانجام Ir روی زمین در لایه‌های زمین‌شناسی که ما امروزه مشاهده می‌کنیم برجای مانده است.

گسیل پرتو X با القای ذره (PIXE) نیز برای تحلیل مقادیر جزئی عناصر به کار می‌رود، در این تکنیک نمونه‌ای نازک از ماده در محل هدف شتاب‌دهنده قرار می‌گیرد و توسط پروتون، آلفا، یا حتی یونهای سنگین بمباران می‌شود. برهم کنش کولنی بین ذرات ورودی و هدف می‌تواند باعث یونش اتمهای هدف شود، و در نتیجه سطح مقطع نقل و انتقال الکترون داخلی (از پوسته‌های K یا L) محاسبه شود. جاهای خالی ایجاد شده در اتمها سریعاً پرمی‌شوند زیرا الکترونهای خارجی با گسیل پرتو X پوسته داخلی را پرمی‌کنند. انرژی پرتو X ناشی از پوسته‌های K و L تابع همواری از عدد اتمی Z است، و با مشاهده پرتو X گسیل شده می‌توان عناصر موجود در نمونه را تعیین کرد. با توجه به کوتاه بودن برد ذرات باردار در ماده و پایین بودن انرژی پرتو X گسیل شده ( $10 - 100 \text{ keV}$ ) لازم است با نمونه‌های نازک کار شود.

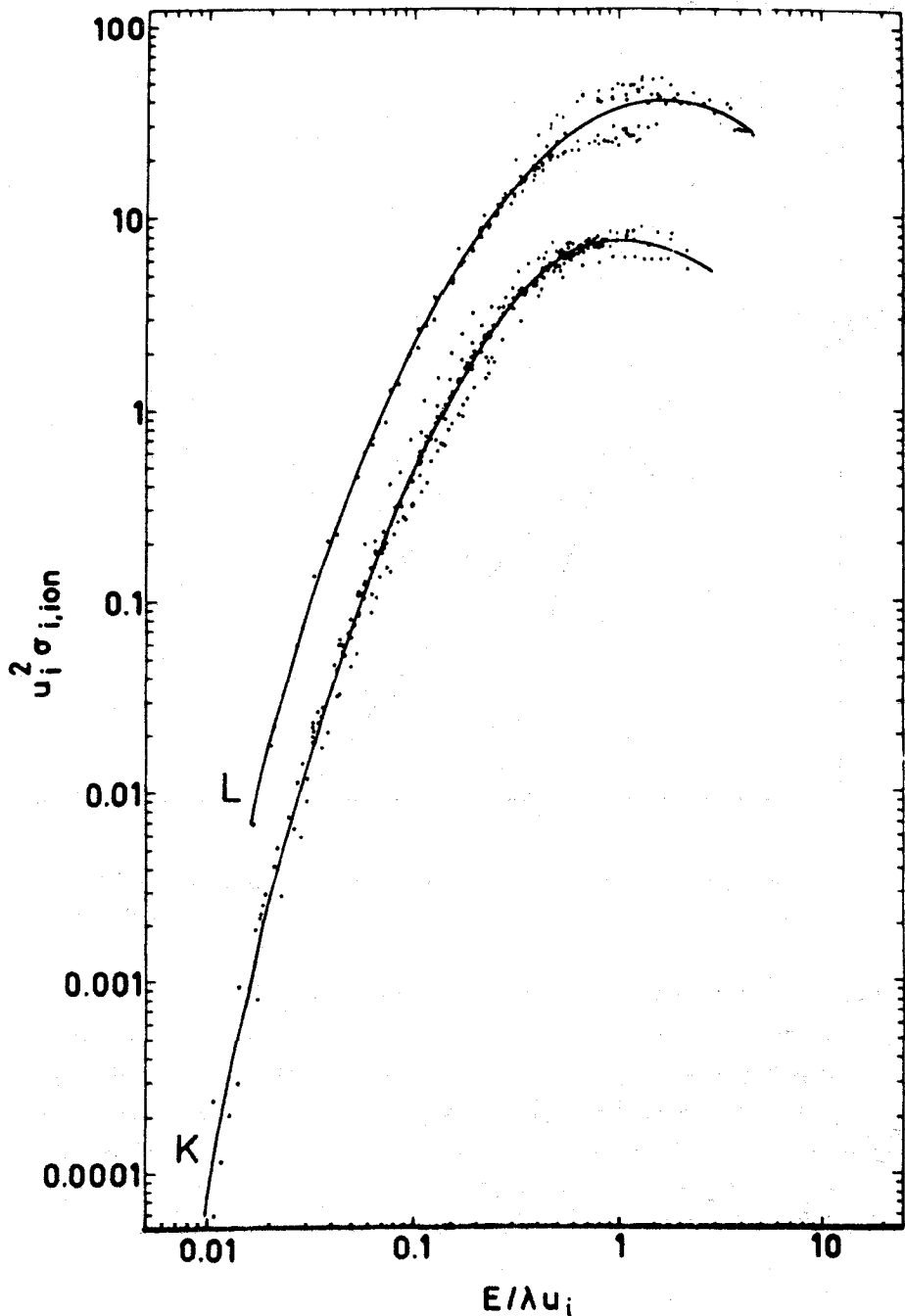
تغییرات سطح مقطعها برای یونش پوسته K هموار است (عکس مورد گیر اندازی نوترونهای گرمایی) و برای عناصر سبک سطح مقطع از مرتبه  $10^{-5}$  است، اما برای عناصر سنگین به کمتر از  $10^{-1}$  کاهش می‌یابد. بنا بر این حساسیت روش PIXE با زیاد شدن Z هدف کاهش می‌یابد، اما به دست آوردن نتایج کمی تا عنصر Pb هم غیر ممکن نیست. شکل ۲۰۲۰



شکل ۲.۲۰ سطح مقطعهای تولید پرتو X ناشی از پوسته‌های K و L برای پرتو نهایی تابشی با انرژی ۰.۵ MeV.

تغییرات تولید پرتو X ناشی از پوسته‌های K و L را بر حسب Z نشان می‌دهد. در به دست آوردن سطح مقطع تولید پرتو X ابتدا لازم است سطح مقطعهای تشکیل و تولید جاهای خالی در پوسته‌های مناسب محاسبه شود و سپس احتمال اینکه جای خالی توسط نوع خاصی از گذار پرتو X پر شود، به دست آید. داده‌های رسم شده در شکل ۲.۲۰ این عوامل را هم شامل می‌شود. سطح مقطعهای یوتش نیز بر حسب انرژی ورودی تغییر می‌کنند، اما این تغییرات با یک منحنی کلی که در شکل ۳.۲۰ نشان داده شده به خوبی تقریب زده می‌شود. سطح مقطع در حدود  $T_p / \lambda E_K = 1$  به مقدار پیشینه می‌رسد که در آن  $T_p$  انرژی پروتون ورودی و  $E_K$  انرژی یوتش است

$$T_p = \frac{m_p}{m_o} E_K \quad (2.20)$$



شکل ۳۰۲۰ سطح مقطعهای پوسته‌های L و K در مپاران پروتونی. محور قائم حاصل ضرب سطح مقطع  $\sigma$  در مجذور انرژی بستگی الکترون را نشان می‌دهد. محور افقی نسبت  $E/\lambda u_i$  را نشان می‌دهد که در آن  $E$  انرژی جنبشی پروتون و  $\lambda = m_p/m_e$  است.



در بررسی استاندارد اتم هیدروژن، انرژی کسل (منفی) يك الكترون برابر  $E = T + V$  و انرژی کولنی بر حسب تصادف  $V = -\frac{1}{2}T$  است، لذا  $|E| = T$  می شود. بنا بر این انرژی بستگی الكترون پوسته K (یا انرژی یونش  $E_K$ ) به طور عددی برابر انرژی جنبشی، و معادله (۲.۲۰) معادل است با

$$v_p = v_e \quad (3.20)$$

یعنی، سطح مقطع زمانی به مقدار بیشینه می رسد که پروتون تابشی دارای سرعتی برابر با سرعت الكترون در مدار بور باشد. البته این به طور فیزیکی نیز قابل قبول به نظر می رسد.

درك نظری مقطعی PIXE به این معنی است که بهره تولید پروتون  $x$  را می توان به صورت کمی برای به دست آوردن مقدار عناصر موجود در نمونه به کار برد. ما می توانیم آهنگ شمارش را حدس بزنیم و با استفاده از آن حساسیت تکنیک به کار رفته را با روش NAA مقایسه کنیم. بیا هدف نازک  $10^{-4} \text{g/cm}^2$  را با مساحت  $1 \text{cm}^2$  در نظر بگیریم که توسط باریکه ای از پروتونهای (s/پروتون  $6 \times 10^{11} = 10 \mu\text{A}$ ) مورد تابش قرار گرفته است. آهنگ واکنش برای سطح مقطع  $1000 \text{b}$  برابر است با

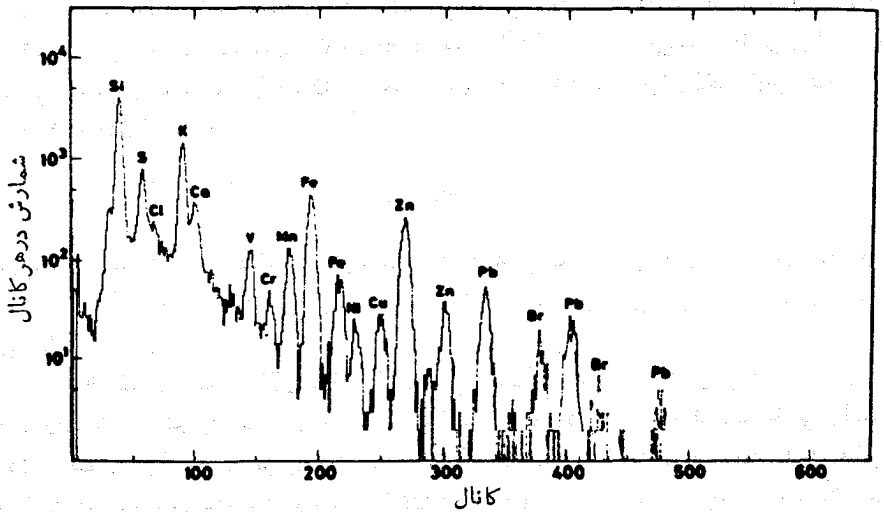
$$R = \sigma I n$$

$$= (1000 \text{b})(6 \times 10^{11} \text{p/s})(10^{18} \text{atmهای هدف/cm}^2)$$

$$\approx 6 \times 10^9 \text{ واکنش/s}$$

بهره تولید پروتون  $x$  از حدود ۱٪ برای اتمهای سبک تا ۱۰۰٪ برای اتمهای سنگین تغییر می کند، و در حالی که بازده آشکار سازی پروتوهای  $x$  [با به کار بردن آشکار ساز  $[\text{Si}(\text{Li})]$  ممکن است به ۱۰۰٪ نزدیک شود، با توجه به هندسه واکنش، آشکار ساز باید نسبتاً دور از نمونه قرار گیرد و بنا بر این زاویه فضایی آشکار ساز کمتر از ۱ در صد  $4\pi$  می شود. آهنگ شمارش ممکن است فقط در حدود  $10^5 \text{/s}$  باشد که با استفاده از زمان شمارش ۱h (مثل آنچه در NAA انجام دادیم) می توانیم  $10^8$  شمارش را در نمونه اصلی باجرم  $10^{-4} \text{g}$  جمع آوری کنیم. اگر در اینجا هم حداقل ۱۰۰ شمارش را برای مشاهده قله طیف در نظر بگیریم، می توانیم مقادیری به کوچکی  $10^{-10} \text{g}$  یا  $10^{-4} \mu\text{g}$  را شناسایی کنیم که در این صورت این تکنیک از نظر حساسیت با NAA قابل قیاس خواهد بود، و برای خیلی از عناصر حتی ممکن است نسبت به روش NAA نیز برتری داشته باشد. اگر بتوانیم باریکه را بدون آنکه خسارتی به هدف وارد شود در قطر  $1 \text{mm}$  کانونی کنیم، حساسیت باضریب ۱۰۰ افزایش می یابد.

برای تحلیل کمی دقیق، بایستی سطح مقطعی و جریان باریکه و نمایه آن روی نمونه را دقیقاً بدانیم. این امر ممکن است دقت PIXE را تا  $\pm 10\%$  در تحلیل کمی محدود کند که در



شکل ۴۰۲۰ نمونه‌ای از طیف PIXE که تشخیص عناصر موجود در ذرات معلق در هوا را، در پی بمباران با پروتونهای ۲ MeV، نشان می‌دهد.

این صورت دقت آن خیلی کمتر از روش NAA نخواهد بود. بعلاوه، روش NAA ممکن است از نظر انتخاب ایزوتوپهایی که سطح مقطعهای کوچک دارند، زمان کوتاه و پاشی رادیو-اکتیو، یا عدم گسیل  $\gamma$  محدودیت داشته باشد. اما روش PIXE چنین محدودیتهایی ندارد، و تمام عناصر با حساسیت نسبتاً یکسانی قابل آشکارسازی هستند. یکی از اشکالات آن این است که طیف پرتوی که شامل خطوط خیلی زیادی از مؤلفه‌های K و L است می‌تواند باهم تداخل کند و کار تحلیل را مشکل سازد. به عنوان مثال خط  $L_{\alpha 1}$  در سرب دارای انرژی  $1055 \text{ keV}$  است در حالی که انرژی خط  $K_{\alpha 1}$  در آرسنیک برابر  $1054 \text{ keV}$  است و آشکارسازهای  $\text{Si(Li)}$  دارای قدرت تفکیک  $100 \text{ eV}$  انرژی هستند، و لذا نمی‌توان این دو قله را که به فاصله  $1 \text{ eV}$  قرار دارند از هم تمیز داد. چنین تداخلهایی در مواردی که خوب شناخته شده است پیش می‌آید، و لذا برای تشخیص عناصر باید مؤلفه‌های دیگر آن را مورد استفاده قرار داد.

شکل ۴۰۲۰ تحلیل طیف PIXE را که از وجود عناصر متعددی حکایت می‌کند نشان می‌دهد.

### ۲۰۲۰ طیف‌سنجی جرمی با استفاده از شتاب‌دهنده‌ها

همان‌طور که در فصل ۶ گفته شد تکنیک عمرسنجی رادیواکتیو از مواد باستانی باعث به دست آمدن اطلاعات دقیق از عمر مواد معدنی و آلی می‌شود. ولی این روش دارای محدودیتهایی

است. در طول فرایند شمارش واپاشیهای با عمر زیاد، فقط کسر خیلی کوچکی از اتمهای موجود در نمونه شمارش می‌شود. این بدین معنی است که نمونه‌های بزرگ و یا زمان شمارش طولانی مورد نیاز است و این مسئله باز زیاد شدن عمر نمونه نیز بدتر می‌شود.

به عنوان مثال واپاشی  $^{14}\text{C}$  را در عمرسنجی رادیوکر بن در نظر بگیرد.  $^{14}\text{C}$  موجود در مواد آلی امروزی نسبت به  $^{12}\text{C}$  حدود  $10^{-12}$  و آهنگ واپاشی در حدود ۱۵ واپاشی در دقیقه در هر گرم از کل کربن است. نیمه عمر  $^{14}\text{C}$   $5730$  سال است، بنابراین در یک گرم از نمونه‌ای با عمر حدود  $10000\text{y}$  آهنگ واپاشی حدود  $4/\text{min}$  خواهد شد. بنا بر این اگر دستگاهی که برای شمارش به کار می‌بریم بازده  $100\%$  داشته باشد، مشاهده آماری دقیق از  $10000$  واپاشی (با  $\pm 1\%$  عدم قطعیت) در روز طول می‌کشد. هر  $1$  گرم نمونه شامل حدود  $5 \times 10^{22}$  اتم کربن یا حدود  $10^{10}$  اتم  $^{14}\text{C}$  است. لذا این روش مشاهده یک اتم از نمونه  $10^6$  اتمی، کارایی زیادی ندارد.

یک روش مناسب دیگر به جای شمارش واپاشی  $^{14}\text{C}$  این است که اتمها را مستقیماً بشماریم. طیف‌سنجی جرمی قادر است  $^{14}\text{C}$  و  $^{12}\text{C}$  را از هم تمیز دهد و لذا ممکن است انتظار داشته باشیم که بایک روش نسبتاً ساده با قرار دادن مقدار معینی کربن در طیف‌سنج می‌توان مقدار  $^{14}\text{C}$  موجود در آن را تعیین کرد. اما یک اشکال بنیادی در این روش آلودگی ناشی از یونهای دیگر با جرم  $14$  است که ممکن است در نمونه یا در خود طیف‌سنج وجود داشته باشد. این یونها را نمی‌توان از  $^{14}\text{C}$  تشخیص داد و بنا بر این زمینه‌ای را تشکیل می‌دهند که ممکن است چندین مرتبه از مقدار کم  $^{14}\text{C}$  شدیدتر باشد. برای مثال به نظر می‌رسد که مواد آلی شامل  $^{14}\text{N}$  و  $\text{CH}_2$  باشند و حتی مقدار خیلی کمی از گاز باقیمانده در طیف‌سنج هم عمدتاً از  $^{14}\text{N}$  تشکیل می‌شود. تفاوت جرم بین این آلودگیها و  $^{14}\text{C}$  حدود یک قسمت در  $10^5$  و خیلی کوچکتز از آن چیزی است که به طور فیزیکی بتوان با طیف‌سنجهای جرمی معمولی تشخیص داد.

شتابدهنده‌های هسته‌ای (سیکلوترون یا وان دوگراف تاندم) این امکان را فراهم می‌سازند که جرم و بار باریکه خروجی با هم در نظر گرفته شوند و بنا بر این می‌توانند بسیاری از عملیات را مانند طیف‌سنجهای معمولی انجام دهند. شتابدهنده‌ها دو برتری عمده دارند: (۱) درجشمه یونی، یونهای منفی تولید می‌شوند. این می‌تواند باعث کاهش قابل توجهی در آلودگی زمینه شده، خصوصاً در مورد  $^{14}\text{N}$  که نمی‌تواند یون منفی پایدار بسازد، لذا از باریکه چشمه محومی شود. (۲) دستگاه تحلیل کننده می‌تواند با استفاده از تکنیکهای  $\Delta E.E$  که در فصل ۷ تشریح شد، بار و جرم یسون را تعیین کند، و همچنین می‌تواند با استفاده از تکنیکهای اختلاف برد از انتقال ایزوتوپها با عدد اتمی بزرگتر (باز هم مثل موارد  $^{14}\text{N}$  و  $^{14}\text{C}$ ) جلوگیری کند یا مقدار آنها را کاهش دهد. این تکنیکها وقتی با تکانه‌گزینها و سرعت گزینها که از میدانهای الکتریکی و مغناطیسی استفاده می‌کنند ترکیب شوند، طیف‌سنجی جرمی بر مبنای شتابدهنده به دست می‌آید که برتری قابل توجهی بر شمارش واپاشی رادیو-اکتیو برای عمرسنجی مواد خواهد داشت.

هم سیکلوترونها و هم شتابدهنده‌های تاندم برای این کار برد جدید و حساس طیف‌سنجی

جرمی به کار برده شده‌اند. انرژیهای قابل دسترس در این شتابدهنده‌ها (MeV و بالاتر) امکان کاربرد تکنیکهای تشخیص ذرات را در انرژیهای فراهم می‌آورد که با طیف‌سنجیهای جرمی معمولی در انرژیهای keV امکان‌پذیر نیست. در سیکلوترون، شرط تشدید (معادله ۴.۱۵) وگزینش شتاب فقط آن یونهایی را که دارای نسبت بار به جرم مناسبی هستند انتخاب می‌کند، و بنا بر این سریعاً  $^{12}\text{C}$  و  $^{13}\text{C}$  را که در شمارش  $^{14}\text{C}$  تداخل می‌کنند حذف خواهد کرد. زمینه  $^{14}\text{N}$  را می‌توان با به کار بردن چشمه یون منفی یا انتخاب بردذرات شتاب یافته تقلیل داد. مولکول  $\text{CH}_4$  با جرم ۱۶ را در صورتی می‌توان حذف کرد که باریکه یا یونیدگی چند باره از چشمه یون خارج شود. اگر ۳ الکترون از  $\text{CH}_4$  برداشته شود، یون حاصل ناپایدار است و مولکول تکه پاره می‌شود.

برای تعیین عمر نمونه لازم است که نسبت مقدار ایزوتوپهای کمیاب به ایزوتوپهای پایدار تعیین شود. برای انجام این کار با سیکلوترون، بسامد تشدید بایستی تغییر کند که در این صورت تغییرات در بازده انتقال سیکلوترون، عدم قطعیت‌هایی را در تعیین فراوانی نسبی ایزوتوپ وارد خواهد کرد.

شنا بدهنده تاندم اشکالات اخیر را بر طرف می‌کند. اما این دستگاه فاقد شرط تشدید است که باعث تمایز آن از سیکلوترون به عنوان یک تحلیلگر جرمی قوی می‌شود. با به کار بردن باریکه یون منفی و یک تاندم با یونندگی چند باره می‌توان هم  $^{14}\text{N}$  و هم  $\text{CH}_4$  را تقلیل داد، و جداسازی نهایی را به کمک تحلیلگرهای الکترومغناطیسی و صافیهای برد به ثمر رساند. این تحلیل نهایی در عمل توسط طیف‌سنج جرمی دیگری انجام می‌شود، ولی چون کارنهایی جداسازی جرمهای  $^{12}\text{C}$  و  $^{13}\text{C}$  از  $^{14}\text{C}$  است، یک طیف‌سنج معمولی کفایت خواهد کرد. نشان داده شده است که تکنیکهای مبتنی بر شنا بدهنده‌ها دارای حساسیت  $10^{-15}$  برای نسبت  $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$  هستند. با استفاده از فقط یک میلی‌گرم از ماده معدنی می‌توان عمرهایی تا حدود ۱۰۰۰۰۰ سال را تعیین کرد. این کار اکتشافی در چندین سال گذشته با به کارگیری سیکلوترونها و تاندمهای معمولی انجام گرفته است، و ساخت شتابدهنده‌هایی که مخصوصاً برای طیف‌سنجی جرمی در نظر گرفته شده باشند باعث بهبود حساسیت آنها خواهد شد.

با اینکه  $^{14}\text{C}$  به عنوان مثال در این بحث به کار برده شده است، نتایج مشابهی برای دیگر ایزوتوپها نیز به دست آمده است. مثلاً در بررسی  $^{10}\text{Be}$  ( $10^6 \text{y} \times 1.6 = t_{1/2}$ ) که توسط پرتوهای کیهانی تولید می‌شود و در رسوبات اقیانوسها موجود است، شمارش  $^{10}\text{Be}$  را می‌توان برای مطالعه دینامیک کف دریاها به کار برد. همچنین ایزوتوپ  $^{36}\text{Cl}$  ( $10^5 \text{y} \times 3.0 = t_{1/2}$ ) نیز به وسیله پرتوهای کیهانی و برخورد آنها با اتمهای Ar موجود در جو تولید می‌شود و از طریق باران یا برف در آبهای سطحی وارد می‌شود و کم کم به اعماق زمین نفوذ می‌کند. ممکن است میلیونها سال طول بکشد تا به آبهای عمیق زیر زمین برسد. از  $^{36}\text{Cl}$  موجود در این آبها می‌توان طول زمانی را که لازم است تا آب سطحی به چنان عمقی برسد به دست آورد. این بررسی کاربرد مهمی در مسئله انبار کردن دراز مدت پسماندهای رادیواکتیو دارد. با توجه به پیشرفت‌های طیف‌سنجی جرمی مبتنی بر شنا بدهنده‌ها روشهای عمرسنجی با استفاده از این ایزوتوپهای دراز عمر هم عملی است و هم دقیق.

### ۳.۳۰ کاربردهای واپاشی آلفا

واپاشی آلفا در هسته‌های سنگین با عمر زیاد دارای دو مشخصه مهم است که به کاربردهای مهمی منجر می‌شود. ذرات آلفا با انرژی مشخصی گسیل می‌شوند (به عکس واپاشی  $\beta$ ) و اگر طول عمر به اندازه کافی زیاد باشد، آهنگ گسیل عملیاً ثابت است.

بیا بید به عنوان مثال واپاشی آلفای  $^{238}\text{Pu}$  ( $t_{1/2} = 87.7 \text{ y}$ ) را در نظر بگیریم که از طریق واپاشی  $^{238}\text{Np}$  و به دنبال گیراندازی نوترون توسط  $^{237}\text{Np}$  تولید می‌شود. مقدار  $Q$  در حدود  $5.6 \text{ MeV}$  و آهنگ واپاشی  $1 \text{ g } ^{238}\text{Pu}$  به قدر زیر است

$$A = \lambda N = \frac{0.0693}{t_{1/2}} \cdot \frac{1 \text{ g}}{238 \text{ g/mol}} \cdot 6 \times 10^{23} \text{ atm/mol}$$

$$= (2.06 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1} \text{ واپاشی}) (2.05 \times 10^{21} \text{ atm/g})$$

$$= 6 \times 10^{11} \text{ واپاشی/s/g}$$

هر واپاشی  $5.6 \text{ MeV}$  انرژی آزاد می‌کند که در این صورت توان خروجی عبارت است از

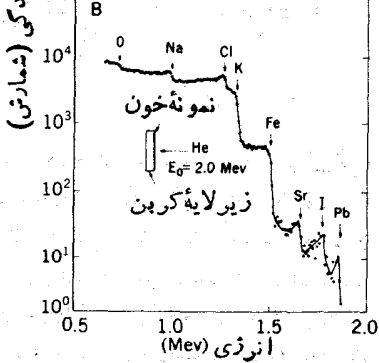
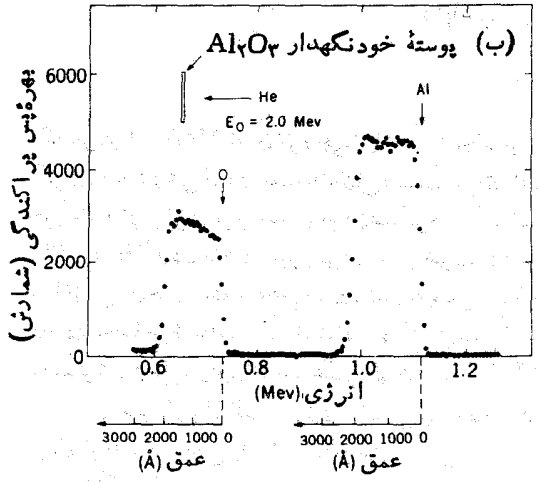
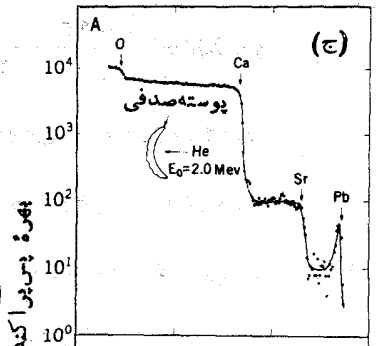
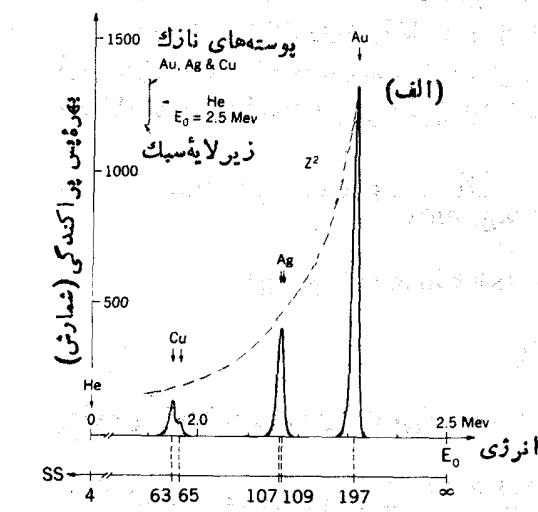
$$P = \left( 6 \times 10^{11} \frac{\text{واپاشی/s}}{\text{g}} \right) \left( \frac{5.6 \times 10^6 \text{ eV}}{\text{واپاشی}} \right) (1.6 \times 10^{-19} \text{ J/eV})$$

$$= 0.6 \text{ W/g}$$

که هر گرم  $^{238}\text{Pu}$  توان خروجی  $0.6 \text{ W}$  ایجاد می‌کند. در حالی که این مقدار حتی برای گرم کردن و یا روشن کردن یک خانه کافی نیست، برای تغذیه یک مدار الکتریکی ساده کاملاً کفایت می‌کند و از برتری مهم مداوم بودن عملکرد با آهنگ ثابت حتی در شرایط نامساعد (به عنوان مثال در خلا و در جاهای خیلی سرد) نیز برخوردار است و نیاز به تعویض آن هم پس از گذشت زمان‌هایی در حدود یک نیمه عمر است. نیاز به چنین منبع قدرت پایدار و قابل اعتمادی در کاربردهای زیادی احساس شده است که استفاده از آن در ضربان‌سازهای قلبی و در فضا پیمای وویه‌جر که آزمایشی، زحل، و اورانوس عکس گرفته است از آن جمله است.

در ضربان‌ساز قلبی انرژی واپاشی  $\alpha$  به صورت گرما جذب می‌شود و سپس از طریق یک مبدل گرما الکتریکی به تپش الکتریکی تبدیل می‌شود. این دستگاه‌ها قادرند به طور پیوسته توان الکتریکی در حدود  $300 \mu\text{W}$  را که محدود به نیمه عمر  $86$  ساله  $^{238}\text{Pu}$  است تولید کنند.

پراکندگی ذره آلفا هم برای تحلیل کیفی و هم برای تحلیل کمی حائز اهمیت است. آشکارسازهای دود شامل مقدار کمی ایزوتوپ  $^{241}\text{Am}$  ( $t_{1/2} = 433 \text{ y}$ ) هستند که مقدار  $Q$  آن  $5.6 \text{ MeV}$  است. در شرایط عادی، ذرات  $\alpha$  مولکول‌های هوا را در آشکارساز یونیده می‌کنند و در نتیجه یونها به طرف الکترودها به حرکت درمی‌آیند و جریانی دائمی در دستگاه به وجود



شکل ۵.۴۰ (الف) طیف پس پراکنندگی ذرات آلفا با انرژی ۲.۵ MeV در برخورد با پوسته‌های نازک مس، نقره، و طلا. منحنی خط چین تغییرات سطح مقطع را بر حسب  $Z^2$  طبق فرمول رادرفورد نشان می‌دهد. طیف، وجود دو نوع ایزوتوپ را در مس نشان می‌دهد. (ب) در یک هدف کلفت برخی از ذرات ممکن است نفوذ کنند و انرژی خود را قبل از پس پراکنندگی از دست بدهند. این باعث پهن شدن قله و تخت شدن شکل می‌شود که کلفتی آن به ضخامت هدف بستگی دارد (حدود ۲۰۰ nm در این آزمایش). (ج) پراکنندگی از مواد مرکب می‌تواند عناصر موجود در آن را آشکارسازی کند.

می‌آورند. در اثر عمل احتراق اتمهای یونیده سنگین تولید می‌شوند که زمانی که وارد آشکارساز می‌شوند با یونهای مولد جریان دائمی برخورد می‌کنند و باعث کاهش جریان و به‌صدا در آمدن زنگ می‌شوند. این دستگاه توسط ذرات دود قابل مشاهده تحریک نمی‌شود (آن‌طور که در آشکارسازهای دود از نوع فوتوالکترونیک دیده می‌شود) بلکه فقط بر اثر یونهای باردار حاصل از احتراق کاری کند.

تحلیل کمی را می‌توان با مشاهده ذرات آلفای پراکنده شده در زوایای بزرگ که به آن پس‌پراکندگی داد و فود می‌گویند انجام داد. در بحث پراکندگی رادرفورد در فصل ۱۱، فرض کردیم که هسته هدف بی‌نهایت سنگین است، لذا ذره  $\alpha$  با انرژی اولیه خودش بیرون می‌آید. در واقع، مقدار کمی انرژی به هسته مورد اصابت داده می‌شود و افت انرژی ذرات پراکنده شده به عقب ( $\theta \approx 180^\circ$ ) عبارت است از

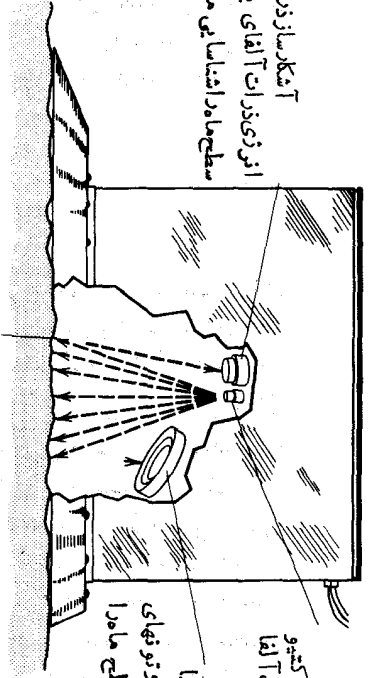
$$\Delta T = T \left[ \frac{4m/M}{(1+m/M)^2} \right] \quad (4.20)$$

که در آن  $T$  انرژی ذره آلفای ورودی،  $m$  جرم ذره  $\alpha$  و  $M$  جرم هدف است. افت انرژی برای هسته‌های سبک از همه بیشتر است، اما حتی برای هسته‌های سنگین ( $m/M \sim 0.04$ ) افت انرژی در حدود  $5 \text{ MeV}$  و به‌سادگی قابل آشکارسازی است. پراکندگی از هدفی که شامل ایزوتوپها و یا عناصر مختلف است تولید طیف انرژی ذرات  $\alpha$  می‌کند که هر یک از آنها به جرم مشخصی از اتم مورد اصابت متناظر است که از آنجا می‌توان ترکیبات هدف را به دست آورد. فاصله بین جرمهای همجوار برای هسته‌های سنگین از مرتبه ۱٪ یا  $5 \text{ keV}$  است که تا حدی (ولی نه در حد مایوس‌کننده) کوچکتر از حد تفکیک آشکارساز معمولی و نوع حالت جامد ( $20 \text{ keV}$ ) ذره آلفاست. اما برای هسته‌های سبک فاصله بین عناصر مجاور (و حتی بین ایزوتوپهای یک عنصر) به‌سادگی قابل تفکیک است. در شکل ۵.۲۰ نمونه‌ای از طیف پس‌پراکندگی  $\alpha$  نشان داده شده است که با استفاده از آن می‌توان وجود عناصر مختلف را تشخیص داد. این تکنیک برای تحلیل نمونه‌های خاک در فضا پیما‌یی که روی ماه فرود آمد به کار برده شده است. این فضا پیما مجهز به یک دستگاه پس‌پراکندگی رادرفورد بود که در آن چشمه  $^{242}\text{Cm}$  با نیمه عمر ۱۶۳ روز کار گذاشته شده بود. آزمایش پس‌پراکندگی این فضا پیما در شکل ۶.۲۰ نشان داده شده است.

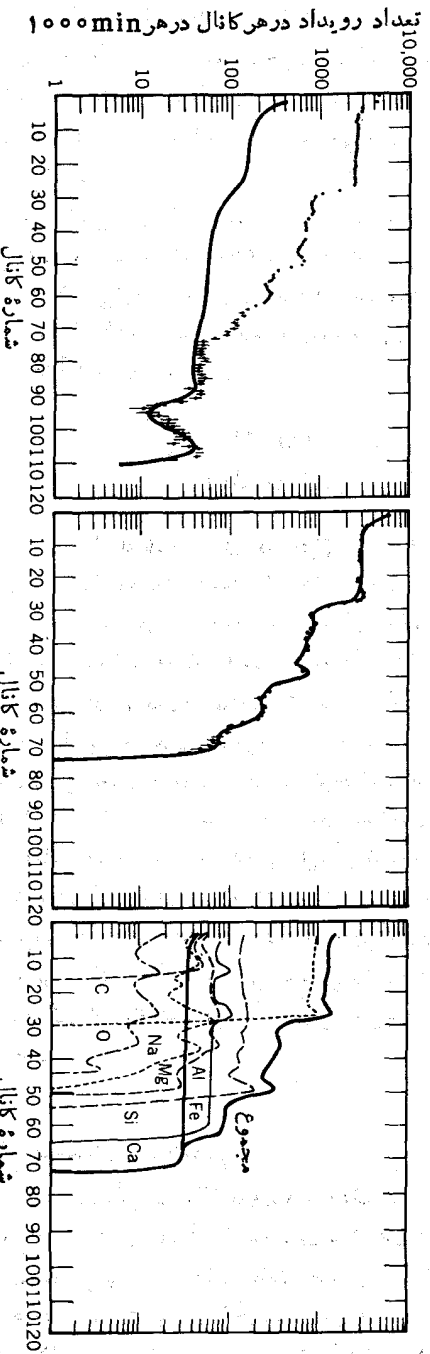
### ۴.۲۰ پزشکی هسته‌ای تشخیصی

کشف پرتو  $\gamma$  توسط روننگن در سال ۱۸۹۵ بزودی کاربرد آن را در تشخیص پزشکی به دنبال داشت. از آنجا که پرتو  $\gamma$  به‌سادگی از بافتهای نرم بدن عبور می‌کند ولی در استخوان قویاً تضعیف می‌شود، عکاسی با پرتو  $\gamma$  اطلاعات جامعی از ساختمان اسکلت بدن انسان به دست می‌دهد و در نتیجه در روش تشخیص پزشکی که منجر به ترمیم استخوانهای شکسته می‌شود ارزش بسیار دارد. دواشکل کاربرد عکاسی با پرتو  $\gamma$  را محدود می‌سازد: پرتو  $\gamma$  نمی‌تواند بین

آنالیز آتوم آلفا، با اندازه گیری انرژی ذرات آلفای بازگشتی، نوع هسته‌های سطح مابعد اتمی را می‌کنند.



(الف)  
چشمه رادیو اکتیو مولد آلفا  
آنالیز آتوم آلفا در حدود ۵mm درصد سطح مابعد اتمی می‌کنند.  
آنالیز آتوم آلفا در حدود ۵mm درصد سطح مابعد اتمی می‌کنند.



(ب) ذرات آلفا در حدود ۵mm درصد سطح مابعد اتمی می‌کنند.

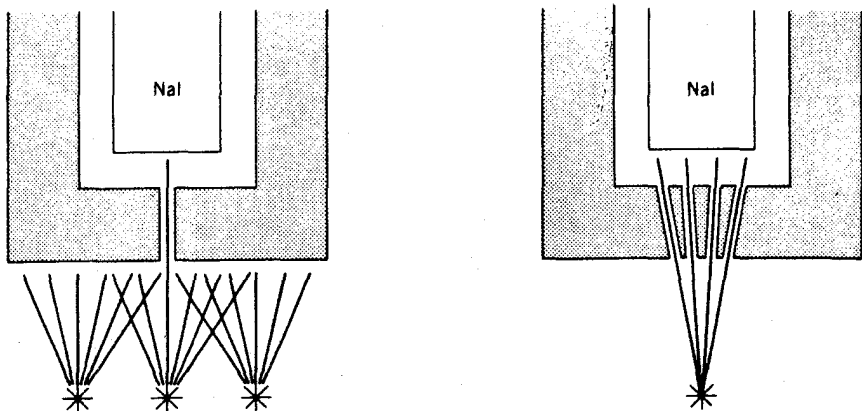
شکل ۶-۴ (الف) آنالیز آتوم آلفا در فضا پیمای ماه نشین. (ب) داده‌های حاصل از آزمایش بر آکندگی در کره ماه شکل سمت چپ نشان دهنده داده‌های خام است. منحنی خط پر رنگ در نتیجه وجود چشمه آلفای طبیعی، به صورت زمینه شمشاد است. در شکل وسط همان داده‌ها پس از کم شدن زمینه، و در سمت راست تحلیل اجزای نمونه نشان داده شده است. این نمونه، مانند نمونه‌های زمینی، عمدتاً از اکسیژن و سیلیسیم تشکیل شده است.



بافتهای نرم فرقی بگذارد (مثل محل غده‌ها) و فقط يك تصوير دوبعدی تخت ایجاد می‌کند که حتی اگر چیز غیر عادی را نیز مشخص کند، عمق آن را در بدن نشان نمی‌دهد. بدتر آنکه بافت نرم ممکن است مثل مغز در جمجمه، تحت پوشش استخوان، پنهان بمانند.

پیشرفت تکنیکهای فیزیک هسته‌ای تجربی به‌طور موازی تصویربرداری پزشکی را هم گسترش داده است: دوربینهای پرتوگاما، شتابدهنده‌های مخصوص برای تولید ایزوتوپهای پزشکی، و تکنیکهای اعجاب‌انگیز برای به‌دست آوردن تصاویر در عمقهای مشخص بدن. این شاخه تحقیقی را پزشکی هسته‌ای می‌گویند که مسؤلان آن معمولاً متخصصان فیزیک هسته‌ای تجربی هستند که در همکاری تنگاتنگ با پزشکان برای توسعه و کاربرد این تکنیکها کار می‌کنند.

اکنون تکنیکی را بررسی می‌کنیم که برای ایجاد تصویر از قسمت‌های خاص بدن از ایزوتوپهای گاماگسیل استفاده می‌کند. در این روش، با به‌کار بردن نقش پرتوگامای گسیل شده می‌توان تصویری از آن قسمت از بدن تهیه کرد. (در تکنیکی مشابه در تصویربرداری با پرتو  $x$ ، يك ماده غیر رادیواکتیو با  $Z$  بزرگ مثل باریوم یا ید در اندام مورد نظر وارد می‌شود. از آنجا که به‌طور معمول مقدار عناصر با  $Z$  بزرگ در بدن اندک است، در نتیجه وارد کردن آنها تصویر مخصوص و مشروحي به‌دست می‌آید. به‌کارگیری باریوم به‌عنوان محیط تمایز برای بررسی مجاری روده و معده رایج است.) يك کاربرد ساده (و سریع) این تکنیک در اندازه‌گیری مقدار جذب ید در غده تیروئید است. ید رادیواکتیو بلعیده می‌شود و شمارگر پرتوگاما در نزدیکی گردن از دیافراگم روبرو حسب زمان، در حالی که ید در غده تیروئید متمرکز می‌شود نشان می‌دهد. در ابتدا  $^{131}I$  برای این منظور به‌کار می‌رفت که يك محصول شکافت با نیمه عمر ۸ روز است. ولی از آنجا که معمولاً زمان لازم برای مشاهده غده تیروئید از مرتبه ساعتهاست، چنین طول عمری خیلی زیاد است و در نتیجه فعالیت در بدن به‌درازا می‌کشد و بیمار در زیادی دریافت می‌کند. بعلاوه، گسیل  $\beta$  با انرژی زیاد که در فرایند تشخیص نیز به‌کار نمی‌آید باعث ازدیاد دز تابش می‌شود و مقدار آن را به حدود  $3\text{rad}/\mu\text{Ci}$  برای  $^{131}I$  می‌رساند. به‌طور معمول چندین  $\mu\text{Ci}$  از  $^{131}I$  در چنین آزمایشی به‌کار می‌رود و دز تابش می‌تواند تا  $30\text{rad}$  یا بیشتر برسد. انتخاب دیگر استفاده از  $^{125}I$  با نیمه عمر  $60.3\text{h}$  است که يك محصول دختر از  $^{132}\text{Te}$  با نیمه عمر  $78\text{h}$  است (که آن هم يك محصول شکافت است). ایزوتوپ  $^{125}I$  را می‌توان با استفاده از حلحالی که  $I$  را در خود حل می‌کند  $\text{Te}$  را حل نمی‌کند، از چشمه  $\text{Te}$  «دوشید». لذا چشمه  $^{125}I$  در عمل نیمه عمر ذخیره‌ای مادرسسته، یعنی  $78\text{h}$  را دارد ولی فعالیت ایزوتوپی که وارد بدن بیمار می‌شود دارای نیمه عمر  $60.3\text{h}$  است. به‌تازگی  $^{125}I$  با نیمه عمر  $13\text{h}$  به‌طور گسترده‌ای به‌کار گرفته شده است. این ایزوتوپ که با استفاده از واکنش سیکلوترون تولید می‌شود و در حال حاضر به‌صورت تجارتي در دسترس است، باگیراندازی الکترون و پاشیده می‌شود (بنابراین هیچ‌نوع دز تابش ناشی از واپاشی بتا ندارد) و يك تک پرتوگاما با انرژی  $159\text{keV}$  گسیل می‌کند. دز تابش فقط در حدود  $2\text{rad}$  به‌ازای هر  $100\mu\text{Ci}$  است که کمتر از  $^{131}I$  و  $^{125}I$  است. نیمه عمر این ایزوتوپ نیز ایده‌آل است زیرا برای آزمایش ۲۴ ساعته کافی است و در ضمن به آن اندازه کم است که بعد از انجام آزمایش دز



شکل ۷.۲۰ طراحی باریکه ساز برای دور بین روپوشی پر توگاما. با استفاده از طرح سمت چپ، آشکارا سوسوزن فقط می‌تواند تابش حاصل از ناحیه یا بین سوراخ را مشاهده کند. در طرح سمت راست، آشکارا فقط تابش ناشی از فاصله خاصی از باریکه ساز را قبول می‌کند، چنین طراحی برای روپوش عمق مشخصی از بدن بیمار مفید است.

زیادی در بیمار باقی نمی‌ماند.

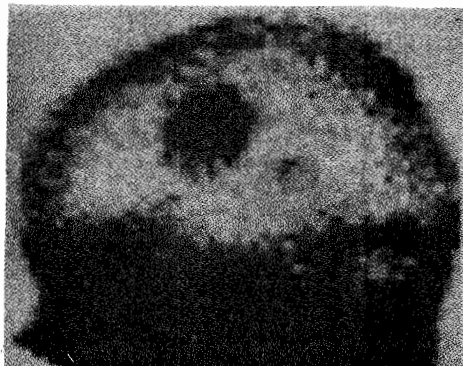
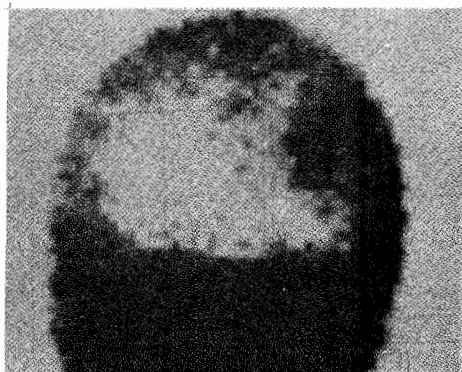
کار کلیه نیز با استفاده از ترکیبی که با ایزوتوپ  $^{131}\text{I}$  نشاندار شده است (سدیم یدوهیپوریت) از طریق تزریق وریدی مورد بررسی قرار گرفته است. یک آشکارا ساز  $\gamma$  هر کلیه را زیر نظر می‌گیرد و با مقایسه آهنگ پذیرش  $^{131}\text{I}$  و اختلاف آن در دو کلیه، چگونگی اختلال آنها را مشخص می‌سازد. بیماران در نسبتاً کمی را دریافت می‌کنند زیرا ترکیب رادیواکتیو بعد از یک دور گردش کاملاً از خون خارج و از کلیه دفع می‌شود.

در حال حاضر ترکیبات دارویی فراوانی وجود دارند که با ایزوتوپهای رادیواکتیو نشاندار می‌شوند. با انتخاب ترکیبی که جذب یک عنصر خاص می‌شود می‌توان به تمرکز موضعی ایزوتوپ دست یافت. در این صورت، تعیین توزیع فضایی گسیلهای رادیواکتیو (در مقابل اندازه گیری ساده مقدار کل اکتیویته) تصویر کاملی از اندام مورد نظر را به دست می‌دهد. یکی از راهها این است که از آشکارا ساز سوسوزن برای روپوش ناحیه استفاده شود. یک باریکه ساز (شکل ۷.۲۰)، شمارش آشکارا ساز را در محدوده کوچکی (با قطر ۲ تا ۳ میلیمتر) متمرکز می‌کند و بارویش به عقب و جلو در محدوده‌ای مشخص، امکان تعیین شدت تابش فراهم می‌شود. با استفاده از یک طرح دیگر باریکه ساز (که آن هم در شکل ۷.۲۰ آمده است) این امکان را می‌دهد که فقط تابش ناشی از عمق معینی از بدن به آشکارا ساز برسد.

بیشترین ایزوتوپی که برای روپوش به کار می‌رود  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  (با نیمه عمر  $6\text{h}$ ) است که دختر هسته  $^{99\text{m}}\text{Mo}$  ( $66\text{h}$ ) محسوب می‌شود. ایزوتوپ  $^{99}\text{Mo}$  را یا به صورت محصول شکافت و یا از طریق گیراندازی نوترون در  $^{98}\text{Mo}$  به دست می‌آورند. در اینجا هم مثل مورد  $^{132}\text{Tl}$

امکان دارد که يك مولد طراحی کنیم و به کمک آن  $^{99m}\text{Tc}$  با طول عمر کمتر را به طور دوره‌ای از مادر هسته با طول عمر بیشتر به دست آوریم. این عمل را با عبور يك حلال نمک از يك ستون مبادله یون که محتوی  $^{99}\text{Mo}$  است انجام می‌دهند. يك پرتومفر  $\gamma$  با انرژی  $140\text{keV}$  (بدون همراه داشتن بتا) دارای این مزیت است که باریکه‌ساز دقیقی را می‌توان برای آن طراحی کرد. اگر پرتوگامایی با انرژی بالاتر نیز گسیل شود، تصویر بر اثر نفوذ پرتوها از دیواره بین‌کانالها تارمی‌شود. مواد رادیواکتیور، بسته به عضوی که باید مورد بررسی قرار گیرد و تشخیصی که به دنبال آن هستیم، می‌توان به صورت ترکیبات نشاندار مختلف و انواع اشکال شیمیایی وارد بدن بیمار کرد.

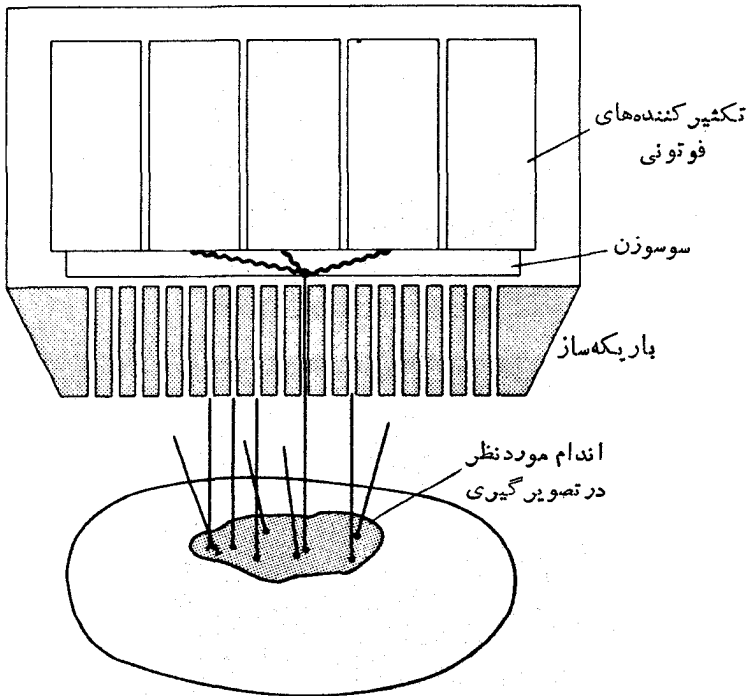
یکی از موارد بسیار رایج تکنیکهای روشی تصویرگیری ازمغز است. روش مغز



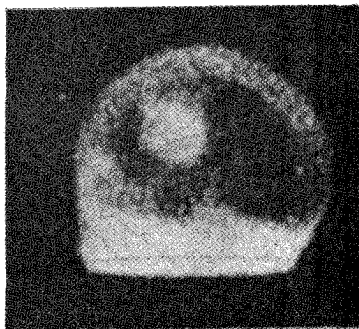
**شکل ۸.۲۵** يك تصوير روشی مغز که با عبور يك سوسوزن مجهز به باریکه‌ساز (مثل آنچه در شکل ۷.۲۵ آمده است) در مقابل سر و در طول تعدادی خطوط افقی حاصل شده است. عکس بالا از قسمت قدامی سر بیمار و عکس پایین از پهلو گرفته شده به طوری که صورت بیمار به طرف چپ قرار داشته است. ایزوتوپ به کار رفته  $^{99m}\text{Tc}$  بوده است. ناحیه سیاه رنگ نزدیک به جلوی جمجمه وجود يك غده را نشان می‌دهد که نقص شرایط عادی سد خون-مغز باعث تمرکز رادیوایزوتوپ در آن شده است.

با توجه به وجود سده اصطلاح «خون-مغز» امکان پذیر است. به نظر می‌رسد که در شرایط معمولی جذب ناخالصیهای خون در مغز خیلی کم است. در حالی که اگر مرض یا غده‌ای در مغز وجود داشته باشد،  $^{99m}\text{Tc}$  در ناحیه مذکور متمرکز می‌شود و خود را در تصویر رویش نشان می‌دهد. شکل ۸۰۲۰ یک روبش مغز را نشان می‌دهد که در آن وجود یک غده کاملاً مشخص شده است.

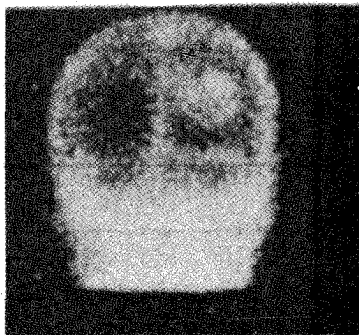
یکی از نقاط ضعف تکنیک روبش این است که در هر زمان مقدار کمی از اوزاپاشی رادیو-اکتیو اندازه‌گیری می‌شود و بقیه به «هدر» می‌رود و در غیر ضروری به بیمار می‌رساند. دستگاهی که می‌تواند تصویر کاملی از ناحیه بزرگی تهیه کند در بین پر توپ است که در شکل ۹۰۲۰ نشان داده شده است. تصویر سریعاً به دست می‌آید (در زمانی در حدود یک دقیقه) و بنا بر این بررسی دینامیکی امکان پذیر است و می‌تواند نشان‌دهنده تحول زمانی فعالیت بدنی باشد. تابش از طریق تعداد زیادی باریکه ساز چندکاناله وارد دوربین می‌شود و به یک بلور



شکل ۹۰۲۰ دوربین-سوسوزن پر توپ. اندامی که باید از آن عکس گرفته شود دارای رادیوایزوتوپ است. پرتوهای گامای گسیل شده از اندام، پس از عبور از کانالهای باریکه‌ساز، با یک سوسوزن پزرگ (به ضخامت  $1/2$  اینچ و قطر ۱۱ اینچ) برخورد می‌کنند و سپس به تعدادی تکثیرکننده فوتونی می‌رسند. با استفاده از مقدار نسبی نوری که به تکثیرکننده‌های فوتونی مجاور می‌رسد می‌توان محل وقوع سوسوزنی را دریافت.



(الف)

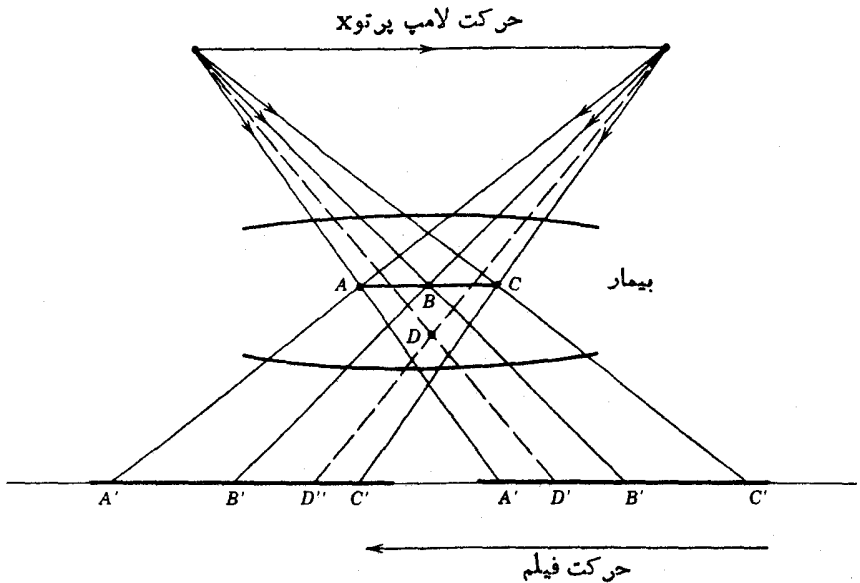


(ب)

شکل ۱۰.۲۰ تصویر مغز با استفاده از دوربین سوسوزن پمدا از تزریق وریدی  $20\text{ mCi}$  ایزوتوپ  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ . عکس (الف) تصویری جانبی است، در حالی که روی بیمار به طرف چپ قرار دارد. عکس (ب) تصویری است که از عقب سر تهیه شده است. لکه دایره‌ای روشن تمرکز خون را دریافت نشان می‌دهد که ممکن است حاکی از یک غده باشد. نواحی روشن دیگر پوست سرو وریدهای اصلی را نشان می‌دهند.

سوسوزنی بزرگ سدیم یدید بر خورد می‌کند. سوسوزن با مجموعه‌ای از ۱۹ عدد لامپ تکثیر کننده فوتونی در ارتباط است. درخشی از نور که در محل مخصوصی در سوسوزن تولید می‌شود در چند لامپ ثبت می‌شود، اما شدت نسبی بر حسب فاصله بین لامپ و واقعه سوسوزنی تغییر می‌کند. با استفاده از شدت نسبی ثبت شده در لامپهای مختلف می‌توان دقیقاً تعیین کرد که فوتون اولیه در کجا با سوسوزن برخورد کرده است و بدین ترتیب با شمارش و ثبت تعداد زیادی فوتون می‌توان تصویر مورد نظر را به دست آورد. شکل ۱۰.۲۰ تصویری از مغز را که با به کارگیری دوربین گاما و  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  به دست آمده است نشان می‌دهد.

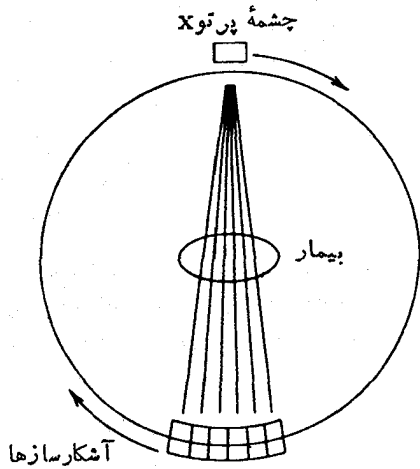
یکی از مهمترین پیشرفتهای قابل تحسین در تکنیک تصویر گیری در زمینه توموگرافی حاصل شده است. در این روش، با استفاده از تابش پرتو  $\alpha$  از خارج و یا وارد کردن رادیو-ایزوتوپها به داخل بدن، قادرند از «مقطع» خاصی از ساختمان داخلی بدن تصویر گیری کنند. شکل ۱۱.۲۰ نمونه‌ای از توموگرافی خطی با استفاده از پرتو  $\alpha$  را نشان می‌دهد. لامپ پرتو



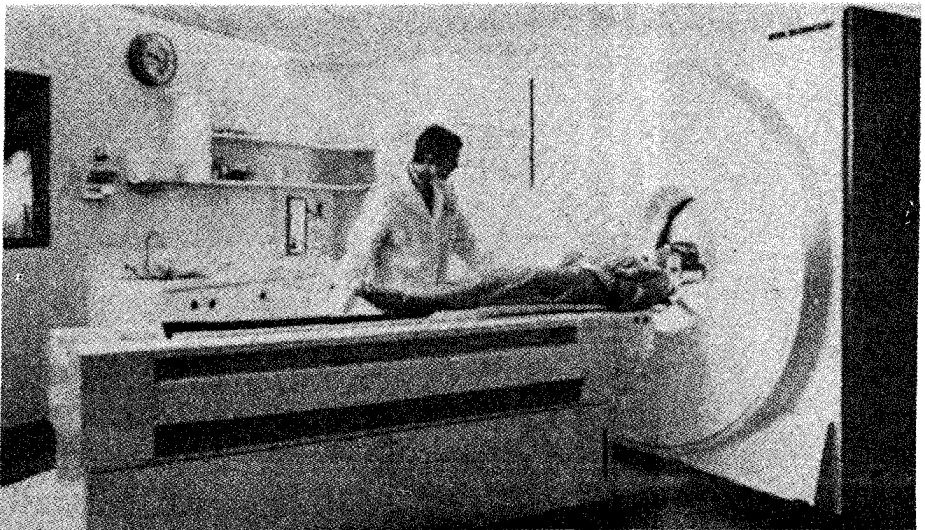
**شکل ۱۱.۲۰** اصول اساسی توموگرافی خطی با پرتو X. حرکت لامپ پرتو X و فیلم طوری به یکدیگر واپسته است که تصویرهای نقاط  $A, B, C$  (در یک صفحه از بدن بیمار) همواره در همان نقاط  $A', B', C'$  روی فیلم ظاهر می‌شوند. نقاطی که روی آن صفحه نیستند، مثل  $D, D'$  تصاویری درهم‌پوشیده ( $D''$  و غیره) روی فیلم تولید می‌کنند.

X و فیلم به‌طور هم‌زمان در جهات مخالف حرکت داده می‌شوند، و بنا بر این نقطه ثابتی از یک مقطع بدن تصویرش روی فیلم بر جای می‌ماند. اگر حرکت خطی باشد، تمام نقاط روی صفحه مقطع محل خود را روی فیلم حفظ می‌کنند و تمام نقاط مربوط به صفحات دیگر به‌صورت نامشخص یا کدر ظاهر می‌شوند. نتیجه این کار تولید یک تصویر واضح از یک صفحه مورد نظر است، در حالی که صفحات دیگر به‌صورت نامشخص روی فیلم ظاهر می‌شوند، و به این ترتیب کیفیت تصویر تا حد زیادی کاهش می‌یابد.

امروزه تصاویر توموگرافی را با عبور تعداد زیادی باریکه پرتو X از ناحیه مورد نظر و از جهات مختلف تولید می‌کنند. برای هر باریکه می‌توانیم کاهش شدت و در نتیجه جذب نسبی را در آن جهت خاص مشخص کنیم. با استفاده از این تعداد زیاد تصویرهای یک بعدی از نمایه چگالی بدن می‌توان یک تصویر دوبعدی تولید کرد. این بازسازی تصویر نیاز به یک کامپیوتر دارد، و از آنجاکه باریکه پرتو X معمولاً به‌شکل دایره حول بیمار می‌گردد، این روش را توموگرافی محدودی کامپیوتری یا CAT می‌نامند. شکل ۱۲.۲۰ طرح ساده‌ای از روبشگر CAT، و شکل ۱۳.۲۰ تصویری از آن را نشان می‌دهد. چشمه پرتو X دسته‌ای از پرتوها را که در سیستم آشکارساز قابل مشاهده است گسیل می‌کند. سیستم آشکارساز از چند صد



شکل ۱۳۰۲۵ طرح ساده‌ای از روبروشکر اولیه CAT. در روبروشکرهای جدید، بیمار توسط حلقه‌ای از آشکارسازهای ثابت پرتو X احاطه می‌شود و چشمه پرتو X به دور بیمار حرکت می‌کند.



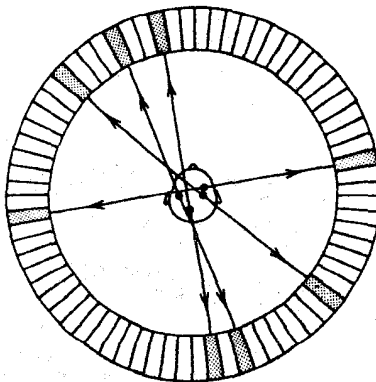
شکل ۱۳۰۲۵ یک روبروشکر CAT. چشمه پرتو X و آشکارسازها در حلقه‌ای بزرگ به دور بیمار قرار دارند.



**شکل ۱۴.۲۰** روبش CAT از مغز نویسنده این کتاب که دو برش به فاصله ۳ تا ۴ سانتی متر از هم را نشان می‌دهد. عکس سمت چپ، برش ناحیه نزدیک به سطح خارجی مغز را نشان می‌دهد که در آن چین‌خوردگیها به وضوح دیده می‌شوند. شکل سمت راست از ناحیه نزدیک به وسط مغز گرفته شده است.

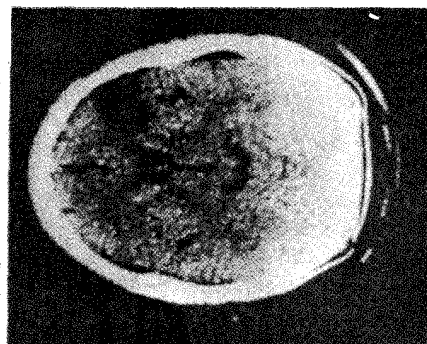
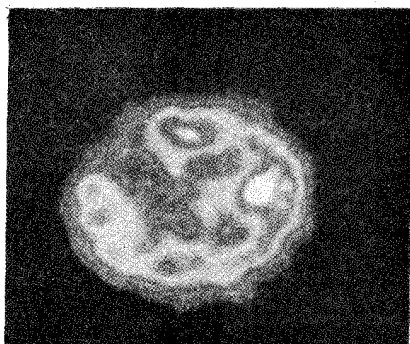
آشکار ساز پر تو x تشکیل شده است، ولذا تصویر کامل را می‌توان در چند ثانیه تهیه کرد. شکل ۱۴.۲۰ يك روبش CAT نمونه را از مقطعی از مغز نشان می‌دهد. تفکیک فضایی از مرتبه mm است و جزئیات اندام آشکار شده است.

یکی دیگر از تکنیکهای تصویرگیری را توموگرافی گسیل پوزیترون می‌نامند (PET). در این روش، ایزوتوپهای گسیل کننده پوزیترون در ناحیه‌ای که بایستی مورد مطالعه قرار گیرد



**شکل ۱۵.۲۰** ایزوتوپهای پوزیترون گسیلی که در سر جای گرفته‌اند، در پی نابودی زوج الکترون-پوزیترون در فوتون ۵۱۱ keV تولید می‌کنند. این فوتونها در جهات مخالف به حرکت درمی‌آیند و به دو آشکار ساز متقابل مستقر روی حلقه برخورد می‌کنند.



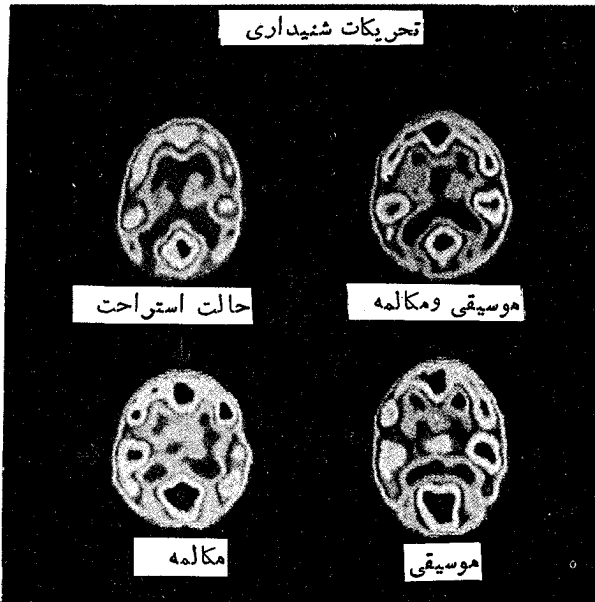


**شکل ۱۶.۲۰** رویش PET در سمت چپ، نواحی از مغز بیمار را که بر اثر استنشاق  $^{15}\text{O}$  فعال شده است نشان می‌دهد. قسمت فوقانی در طرف چپ تصویر، ناحیه کم اکسیژن‌نی را نشان می‌دهد که حاکی از کاهش جریان خون است. ناحیه تاریک نزدیک به قسمت فوقانی در طرف چپ در رویش CAT در تصویر سمت راست، همین ناحیه کم خون را که حاصل یک سکنه است نشان می‌دهد.

فرستاده می‌شود و دو فوتون  $511\text{keV}$  حاصل از نابودی زوج الکترون-پوزیترون به‌طور همزمان مورد مشاهده قرار می‌گیرد. شکل ۱۵.۲۰ طرح ساده‌ای از چگونگی این کار را نشان می‌دهد. شناسایی دو فوتون که در خلاف جهت یکدیگر حرکت می‌کنند باعث می‌شود که بتوان امتداد خطی را که عمل واپاشی اصلی روی آن صورت گرفته است به‌دست آورد. با استفاده از تعداد زیادی از چنین وقایعی می‌توان توزیع اولیه ایزوتوپ‌ها را بازسازی و تصویری از ناحیه مورد نظر تهیه کرد. از جمله ایزوتوپ‌های به‌کاررفته ایزوتوپ‌های  $^{15}\text{O}$  (۲min)،  $^{13}\text{N}$  (۱۰min)،  $^{11}\text{C}$  (۲۰min)، و  $^{18}\text{F}$  (۱۱۰min) هستند که تمام آنها با استفاده از سیکلوترون تولید می‌شوند و به‌علت نیمه‌عمر کوتاه آنها سیکلوترون باید در محل تجهیزات تشخیصی قرار گرفته باشد.

برای رویش مغز، روش PET برتری‌های زیادی نسبت به روش CAT دارد. روش رویش CAT اساساً یک روش ایستاست و فقط چگالی نمونه را به‌دست می‌دهد، در حالی که رویش PET می‌تواند اثرات دینامیکی مثل جریان خون را مشخص سازد. در شکل ۱۶.۲۰ رویش‌های CAT و PET از مغز بیماری که سکنه کرده است برای مقایسه نشان داده شده است. رویش PET موقعی گرفته شده که بیمار اکسیژن‌نی را که با  $^{15}\text{O}$  نشاندار شده است استنشاق کرده است. به‌طوری‌که مشاهده می‌شود تقلیل جریان خون در قسمت بزرگی از مغز دیده می‌شود. بنا نشاندار کردن گلوکز با  $^{18}\text{F}$  می‌توان متابولیسم مغز را مشاهده کرد، زیرا نواحی که بیشتر فعال هستند تمرکز فعالیت را نشان می‌دهند. شکل ۱۷.۲۰ نواحی مختلف مغز را که در نتیجه مکالمه و موسیقی فعال می‌شوند نشان می‌دهد.

شاید جدیدترین پیشرفت در این زمینه، تصویرگیری با استفاده از تشدید مغناطیسی هسته (NMR) است. همان‌طور که در فصل ۱۶ در آزمایش اولیه NMR بحث شد، نمونه به‌طور همزمان در یک میدان مغناطیسی ایستا و یک میدان بسامد رادیویی (rf) متغیر نسبت به‌زمان که



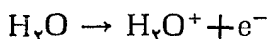
شکل ۱۷.۲۵ فعالیت مغزی بیمار بعد از دریافت گلوکز  $^{18}\text{F}$  که با  $^{18}\text{F}$  نشاندار شده است. نواحی فعال مغز که گلوکز را خیلی سریعتر مصرف می‌کنند تمرکز زیادتر  $^{18}\text{F}$  را نشان می‌دهند (سایه‌های روشنتر). تصویر PET نواحی مختلف مغز را که در مقابل مکالمه و موسیقی فعال هستند نشان می‌دهد. ناحیه روشن در پایین هر تصویر، پوسته مرئی مغز را نشان می‌دهد که به علت باز بودن چشم بیمار فعال است.

عمود بر میدان ایستاست قرار می‌گیرد. میدان ایستا ایجاد یک شکافتگی زیمان به اندازه  $\Delta E$  در زیر حالت‌های مغناطیسی مجاور در هسته می‌کند و میدان rf که روی بسامد  $\nu = \Delta E / h$  تنظیم شده است باعث گذار بین زیر حالتها می‌شود، که با جذب توان rf از بسامد تشدید قابل مشاهده است. جهت کاربردهای پزشکی می‌توان  $^1\text{H}$  را که در بدن به میزان زیاد موجود است به حالت تشدید در آورد. اما استفاده از دیگر ایزوتوپها مثل  $^{13}\text{C}$  یا  $^{17}\text{O}$  نیز امکان پذیر است. هر یک از این هسته‌ها دارای یک بسامد تشدید مشخص است که توسط گشتاور دو قطبی مغناطیسی هسته تعیین می‌شود. با استفاده از تغییرات بسامد تشدید که از تغییرات میدان ایستا در سراسر حجم بدن حاصل می‌شود می‌توان حتی تمام بدن را نیز روبش کرد. مزیت تکنیک تصویر NMR بر پروتهای X و  $\gamma$  و تکنیک تصویر گیری گسیل پوزیترون این است که بیمار تحت تابش یوننده قرار نمی‌گیرد. تصویری می‌شود که میزان تأثیر میدانهای مغناطیسی قوی ایستا و متغیر روی بدن چندان زیاد نیست، ولی تاکنون تحقیقات مفصلی در این زمینه صورت نگرفته است.

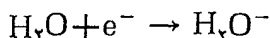
## ۵.۲۰ پزشکی هسته‌ای درمانی

عمده‌ترین کاربرد درمانی تابشهای هسته‌ای استفاده از آن در از بین بردن بافت‌های ناخواسته یا معیوب مثل غده‌های سرطانی و یا غده تیروئید با فعالیت زیاد در بدن است. این اثر دراصل بر پایه خاصیت یونندگی تابشهای هسته‌ای انجام می‌پذیرد. نابود کردن بافت در اساس به این ترتیب انجام می‌گیرد: (۱) تابش فرودی اتمهای موجود در مولکولهای ماده مورد نظر را یونیده می‌کند. این اثر فیزیکی در زمان  $10^{-16}$  تا  $10^{-10}$  یا کمتر صورت می‌پذیرد. (۲) مولکولهای یونیده با شرکت در واکنشهای شیمیایی باعث تولید رادیکالهای آزاد و یا دیگر مولکولهای برانگیخته می‌شوند. این تغییر شیمیایی در فاصله زمانی  $10^{-15}$  تا شاید  $10^{-3}$  صورت می‌گیرد. (۳) سپس این رادیکالهای آزاد می‌توانند در سطح مولکولی وارد ساختمان پیچیده زیست‌شناختی شوند و عمل زیست‌شناختی آنها را تغییر دهند. ظهور این تغییرات زیست‌شناختی ممکن است ساعتها تا سالها طول بکشد.

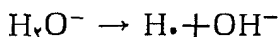
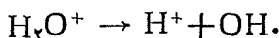
امکان دارد با پر توده‌ی مولکولهای حساس بتوان نتیجه مستقیمی از تغییرات زیست‌شناختی به دست آورد، و بنا بر این از مرحله (۲) چشمپوشی کرد. با توجه به اینکه بدن انسان به نسبت ۸۰٪ از آب تشکیل شده است، امکان آن خیلی زیاد است که تابش مولکولهای آب را یونیده کند. یعنی يك مولکول آب را می‌توان با استفاده از تابش فرودی به صورت زیر یونیده کرد.



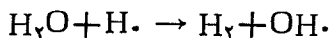
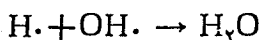
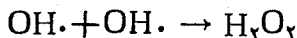
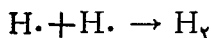
والكترون آزاد توسط مولکول آب خنثی دیگری گیراندازی شود و يك مولکول با بار منفی به وجود آید



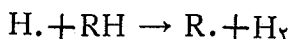
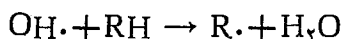
هم  $H_2O^+$  و هم  $H_2O^-$  یونهای ناپایداری هستند که می‌توانند به صورت زیر تجزیه شوند



در هر مورد يك یون ( $H^+$ ،  $OH^-$ ) و يك رادیکال آزاد ( $H_0$ ،  $OH$ ) تولید خواهد شد. يك رادیکال آزاد، اتم یا مولکولی است که از لحاظ بار الکتریکی خنثی است ولی يك الکترون آزاد (تزیج نشده) برای شرکت در پیوند شیمیایی دارد. به علت تمایل شدید این الکترون تزیج نشده به شرکت در واکنشهای شیمیایی و تولید پیکر بندی تزیجی پایدار، این رادیکالهای آزاد بسیار فعال اند. در حدود  $10^{-6}$  طول می‌کشد که این رادیکالها در محیط آب خالص در مسیرهای احتمالی زیر واکنش کنند

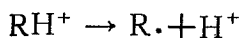
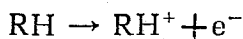


در مورد ماده آلی می‌توانیم ساختمان پیچیده مولکول زیست شناختی شامل هیدروژن را به صورت ترکیب  $RH$  متشکل از رادیکال آزاد  $R \cdot$  و هیدروژن بسادگی نشان دهیم. رادیکالهای آزاد  $H \cdot$  یا  $OH \cdot$  می‌توانند با این مولکول ترکیب شوند

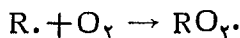


در هر مورد، نتیجه تولید یک رادیکال  $R \cdot$  خواهد بود که می‌تواند خود قسمتی از یک سیستم خیلی پیچیده زیست شناختی (مثلاً یک کروموزم) باشد و می‌تواند کار سیستم را تغییر دهد و در صورت ناتوانی از فعالیت عادی باعث مرگ آن شود، و یا اطلاعات ژنتیکی را که در بازتولید انتقال می‌یابد تغییر دهد و بدین سان ساختمان نسل جدید را کاملاً دگرگون کند (جهش ژنتیکی).

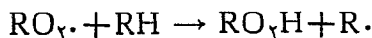
فرایند احتمالی دیگر این است که تابش ممکن است مستقیماً با مولکول  $RH$  بدون میانجی‌گری تولید رادیکال آزاد از آب، برهم‌کنش کند. این امر با یونش مستقیم و به دنبال آن عمل تجزیه انجام می‌شود



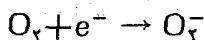
که دوباره در نهایت رادیکال آزاد  $R \cdot$  حاصل می‌شود. اگر مواردی که تحت تابش قرار می‌گیرد از اکسیژن غنی باشد، مجموعه دیگری از فرایندها امکان‌پذیر است



و سپس پروکسی رادیکال آلی  $RO_2 \cdot$  می‌تواند با مولکول  $RH$  دیگری برهم‌کنش کند



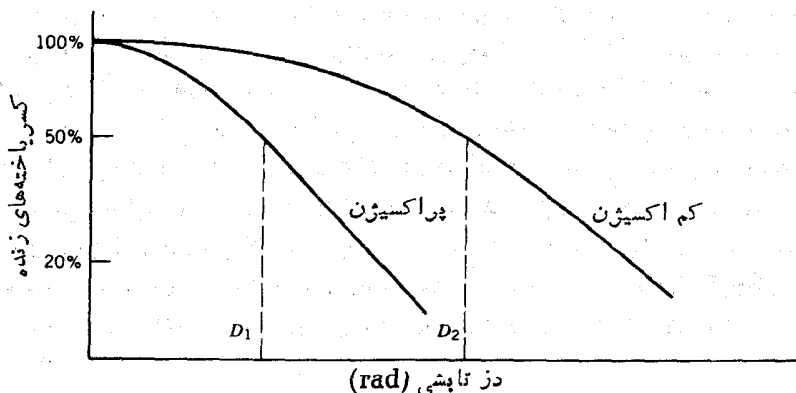
در نتیجه رادیکال آزاد دیگر R. حاصل می‌شود که خود می‌تواند فرایند دیگری را آغاز کند. (این مشابه واکنش زنجیره‌ای در شکافت القایی با استفاده از نوترون است.) فرایند دیگری که با اکسیژن صورت می‌پذیرد، عبارت است از



که علت آن تمایل زیاد  $O_2$  به الکترون است. گیراندازی الکترون توسط  $O_2$ ، غیر از اینکه می‌تواند منشأ مجموعه‌ای از واکنشهای شیمیایی باشد، همچنین می‌تواند از ترکیب مجدد الکترون بایونهای اولیه که توسط برهم‌کنش تابش حاصل شده است جلوگیری کند، و در نتیجه آسیب ناشی از تابش باگیراندازی مجدد الکترون «ترمیم» نخواهد شد.

این اثر اکسیژن به تولید بافتهایی سرشار از اکسیژن منجر می‌شود که در مقابل تابش حساسیت فوق‌العاده دارند. بنا بر این، بافتهای تحت تابش اگر از اکسیژن غنی باشند نسبت به بافتهایی که اکسیژن کمتری دارند، آسیب‌پذیری بیشتری خواهند داشت. از نظر درمان غده‌ها با استفاده از تابش، این یک وضعیت مناسب نیست زیرا غده‌ها عموماً دارای جریان خون کمتری نسبت به بافت معمولی هستند و در این صورت از اکسیژن کمتری برخوردارند. در نتیجه اثر اکسیژن، غده‌ها در مقابل تابش حساسیت کمتری نسبت به بافتهای اطراف خود دارند.

شکل ۱۸.۲۵ اثر اکسیژن را نمایش می‌دهد. در بافت اکسیژن دار سالم، دریافت دز  $D_1$  به تخریب درصد معینی از سلولها منجر می‌شود. در بافتی که اکسیژن کم دارد، دز بیشتر  $D_2$  لازم است تا همان اثر را به وجود آورد. نسبت  $D_2$  به  $D_1$  برای یک تابش بخصوص را نسبت ازدیاد اکسیژن (OER) می‌نامند. مقدار نوعی OER در حدود ۲ تا ۳ است، مقادیر



شکل ۱۸.۲۵ برای دز تابشی معین  $D_1$ ، کسر باخته‌هایی که زنده می‌مانند برای یاخته‌های پر اکسیژن کمتر از کسر باخته‌های کم اکسیژن است. برای از بین بردن همین کسر از یاخته‌های کم اکسیژن دز زیادتری  $D_2$  لازم است.

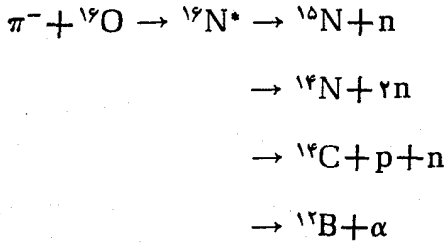
کوچکتر این نسبت (۱-) بیشتر مورد نظر است زیرا نشان می‌دهد که برای رسیدن به نتایج مورد نظر دز کمتری لازم است.

عامل مهمی که در مقایسه اثر انواع مختلف تابشها روی بافت زنده مطرح می‌شود، انتقال انرژی خطی (LET) است که انرژی واگذاری را در واحد طول مسیر نشان می‌دهد. تا حدی که می‌شود از تابش ترمزی صرف‌نظر کرد (که می‌تواند انرژی را از مسیر واقعی تابش فرودی به فواصل دور بفرستد)، LET همان  $dE/dx$  یا توان ایستاندگی خطی است که در بخش ۱۰۷ مورد بحث واقع شد. نمونه‌های انتقال انرژی خطی زیاد یونهای سنگین و ذرات  $\alpha$  هستند. زیرا این ذرات به علت اینکه انرژیشان را در برخوردها سریعاً از دست می‌دهند عموماً دارای برد کوتاه در ماده هستند. از دست رفتن مقدار زیادی انرژی در فاصله‌ای کوتاه باعث می‌شود که مقدار LET برای آنها زیاد باشد. مقدار نوعی برد آنها ممکن است در حدود ۱۰۰-۱۰ mm و مقدار LET بیشتر از  $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$  باشد. از طرف دیگر، ذرات با LET کم ذراتی از نوع الکترون‌ها یا فوتونها هستند که برد آنها از مرتبه  $\text{cm}$  و مقدار LET آنها از مرتبه  $1 \text{ keV}/\mu\text{m}$  است.

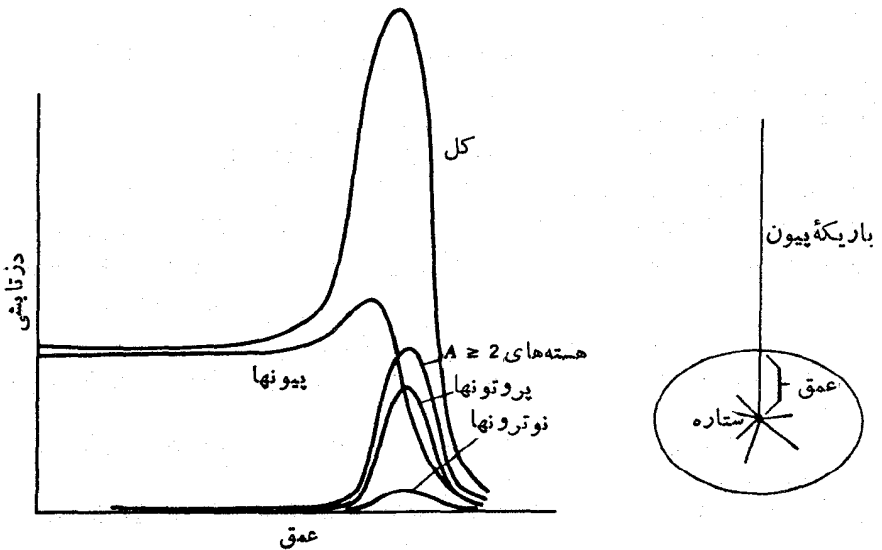
بلافاصله مشخص می‌شود که پرتو درمانی دارای نتایج متناقضی است: انتظار داریم که پرتوها فقط به ناحیه مورد درمان محدود شوند و به‌طور هم‌زمان پرتوگیری شخص تحت درمان را به حداقل کاهش دهیم تا از آسیب دیدگی بافت‌های همجوار جلوگیری شود. این امر مستلزم استفاده از پرتوهای با LET زیاد است. از طرف دیگر، چنین پرتوهایی دارای برد کوتاه هستند و زیاد وارد عمق بدن نمی‌شوند. به علت نیاز به نفوذ به عمق بدن، پرتو درمانی به‌طور معمول با استفاده از فوتونها (پرتوهای  $x$  یا  $\gamma$ ) که می‌توانند تا عمق زیادی نفوذ کنند صورت می‌گیرد، اما احتمال آسیب دیدگی بافت‌های سالم نیز همواره وجود دارد (خصوصاً با اثر اکسیژن که باعث حساسیت بیشتر بافت در مقابل پرتوهاست).

در سالهای اخیر مطالعاتی با پرتوهای نوترون و پيون برای پرتو درمانی صورت گرفته است. نوترون‌ها در بافت‌های زنده با واکنش‌های مختلفی برهم‌کنش می‌کنند که بیشتر آنها به صورت پراکندگی کشسان از هیدرژن است. در این فرایند یک پروتون با LET نسبتاً بالا ایجاد می‌شود. برهم‌کنش امکان‌پذیر دیگر واکنش  $(n, \alpha)$  در هسته  $^{16}\text{O}$  است که تولید یک ذره  $\alpha$  با LET بالا می‌کند. از دیگر پراکندگی‌های کشسان در اکسیژن و کربن هم ممکن است هسته‌های پس‌ذره سنگین تولید شوند که دارای LET بالایی هستند. نوترون برعکس ذرات باردار در اثر نیروی کولنی برهم‌کنش نمی‌کند و در این صورت نسبت به وجود اتم‌های با Z زیاد مثل اکسیژن کمتر حساس است. در نتیجه نوترون‌ها دارای نسبت ازدیاد اکسیژن (OER) کوچکتر، در حدود ۱٫۵ تا ۱٫۹، هستند، و بنا بر این می‌شود آنها را با دز پایین برای از بین بردن بافت‌های بیمار به کار برد.

پيونها زمانی که از داخل ماده می‌گذرند، از سرعتشان کاسته می‌شود و در نهایت متوقف می‌شوند و در هسته‌های هدف گیر می‌افتند. زمانی که این مسئله اتفاق بیفتد، واکنش‌های هسته‌ای زیادی می‌تواند نتیجه شود که از آن جمله است



ناحیه مجاور رویداد گیراندازی پيون را، به‌خاطر نقش مسيرهای تابشی درامولسیون عکاسی، «ستاره» می‌گویند. تقریباً ۳۵ MeV از انرژی ذرات باردار درفاصله چند میلی‌متر درمحل گیراندازی تلف می‌شود. شکل ۱۹.۲۰ نتیجه محاسباتی دز تابشی را به‌ازای هر پيون فرودی نشان می‌دهد. توجه کنید که دز در عمق خاصی که به انرژی پيون فرودی بستگی دارد بیشینه است. در درمان غده‌ها انرژی‌طوری تنظیم می‌شود که دز بیشینه درمحل غده وارد شود. پيونها مثل همه ذرات باردار دارای این برتری (نسبت به نوترون و فوتون) هستند که آنها را می‌توان درمحل مشخصی متمرکز کرد، و در نتیجه تأثیر موضعی آنها را افزایش داد. نسبت OER برای پيونها نزدیک به ۲ است، اما از آنجا که واکنشهای هسته‌ای آنها محدود به ناحیه نسبتاً کوچکی است، اثر اکسیژن ممکن است برای پرتودرمانی پيوني کمتر از انواع ديگر تابشها اهميت داشته باشد.



**شکل ۱۹.۲۰** بیشتر دزی که از باریکه پيون حاصل می‌شود، در نتیجه واکنشهای هسته‌ای در عمق بدن اتفاق می‌افتد. پيونها نیز مثل ذرات باردار ديگر باعث ایجاد یونش در طول مسيرشان می‌شوند، اما ذرات سنگین و نوکلئونها تولید شده درمحل «ستاره» (که محل گیراندازی پيون است) دز زیادی را در ناحیه‌ای نسبتاً کوچک به وجود می‌آورند.

## مراجع و مطالعات تکمیلی

تحلیل فعالسازی نوترونی درمراجع زیر مرور شده است:

P. Kruger, *Principles of Activation Analysis* (New York: Wiley, 1971);  
D. De Soete, R. Gijbels, and J. Hoste, *Neutron Activation Analysis* (London: Wiley, 1972),

*Modern Trends in Activation Analysis*, edited by J. R. DeVoe (Washington, DC: U. S. National Bureau of Standards, 1969),

کاربرد تحلیل فعالسازی نوترونی در پژوهشهای جرم شناسی در مقاله زیر مرور شده است

V. P. Guinn, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 24, 561 (1974),

دیگر کاربردهای نوترون در علوم و تکنولوژی در مقاله زیر خلاصه شده است

D. A. Bromley, *Nucl Instrum. Methods* 225, 240 (1984),

برای مطالعه نظریه و کاربرد PIXE مقاله زیر را بخوانید

S. A. E. Johansson and T. B. Johansson, *Nucl. Instrum Methods* 137, 473 (1976).

کاربردهای دیگر روشهای هسته‌ای را در تحلیل مواد درمراجع زیر ببینید

W.-K. Chu, J. W. Mayer, and M.-A. Nicolet, *Backscattering Spectrometry* (New York: Academic, 1976);

V. Valković, *Nuclear Microanalysis* (New York: Garland, 1977).

M.-A. Nicolet, J. W. Mayer, and I. V. Mitchell, *Science* 177, 841 (1972);

P. Müller and G. Ischenko, *J. Appl. Phys.* 47, 2811 (1976).

برای آشنایی با طیف سنج جرمی مبتنی بر شتابدهنده، مقالات مروری مقدماتی زیر را ببینید

R. A. Muller, *Science* 196, 489 (1977),

R. A. Muller, *Phys. Today* 32, 23 (February 1979),

H. E. Gove, *The Physics Teacher* 21, 237 (April 1983);

A. E. Litherland, *Ann. Rev. Nucl. Part Sci* 30, 437 (1980);

A. E. Litherland, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* 5, 100 (1984).

جملة آخری شامل چندین ده مقاله تحقیقاتی در زمینه تکنیکها و کاربردهای طیف سنج جرمی مبتنی بر شتابدهنده است.

مراجع مربوط به کاربردهای پزشکی تکنیکهای هسته‌ای عبارت اند از

W. R. Hendee, *Medical Radiation Physics* (Chicago: Year Book Medical, 1979);

E. G. A. Aird, *An Interoduction to Medical Physics* (London: William Heinemann Medical Books, 1975),

J. T. Anderews and M. J. Milne, *Nuclear Medicine* (New York: Wiley, 1977),

N. A. Dyson, *An Introduction to Nuclear Physics With Applications in Medicine and Biology* (Chichester, England: Ellis Horwood, 1981),

*The Physical Basis of Medical Imaging*, edited by C. M. Coulam, J. J. Erickson, F. D. Rollo, and A. E. James, Jr. (New York: Appleton-Cen-



ury Crofts, 1981),

T. S. Curry III, J. E. Dowdey, and R. C. Murry, Jr., *Christensens Interoduction to the Physics of Diagnostic Radiology* (Philadelphia: Lea and Febiger, 1984).

برای مطالعه مقالات مروری در مورد تصویر گیری پزشکی و تکنیکهای تشخیص مراجع

زیر را ببینید

R. D. Neumann and A. Gottschalk, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 29, 283 (1979),

W. Swindell and H.H. Barrett, *Phys. Today* 30, 32 (December 1977).

P. R. Moran, R. J. Nickles, and J. A. Zagzebski, *Phys. Today* 36, 36 (July 1983),

M. M. Ter-Pogossian, M. E. Raichle, and B. E. Sobel, *Sci. Am.* 243, 171 (October 1980).

روشهای پر تودرمانی با استفاده از نوترون و پيون به ترتيب در مراجع زیر بحث شده اند

P. H. McGinley, *The Physics Teacher* 11, 73 (February 1973),

C. Richman, *Med. Phys.* 8, 273 (1981).

پیوستها

# پیوست الف

## نسبیت خاص

معادلات مورد نیاز در واپاشی بتا از هسته‌ها و در بسیاری از محاسبات مربوط به فرایندهای پیرانرژی 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 می‌توان با استفاده از معادلات بالا و با محاسبه  $dx'/dt'$ ،  $dy'/dt'$  و  $dz'/dt'$  از يك چارچوب به چارچوب ديگر تبديل كرد. معادلات تبديل سرعت چنين می‌شوند

$$v'_x = \frac{v_x - u}{1 - uv_x/c^2}$$

$$v'_y = \frac{v_y}{\gamma(1 - uv_x/c^2)} \quad (\text{الف. ۲})$$

$$v'_z = \frac{v_z}{\gamma(1 - uv_x/c^2)}$$

يکي از پيامدهای مهم اين تبديلهای در فيزيک هسته‌ای و ذرات بنيادی، اتساع زمان است. اين بدان معنی است که مدت زمان تحقق يك پديده که در يك چارچوب مرجع اندازه‌گیری می‌شود، با اندازه‌گیری 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، یعنی چارچوبی که رویدادهای ابتدا و انتهای فاصله زمانی تحقق پديده مورد نظر در آن در يك نقطه ثابت  $(x, y, z)$  رخ می‌دهد، از مدت زمان اندازه‌گیری شده در چارچوب مرجع متحرك کمتر است. اين مدت زمان اندازه‌گیری شده در چارچوب مرجع «در حال سکون» را زمان ویژه می‌گویند. فاصله زمانی اندازه‌گیری شده در تمام چارچوبهای مرجع متحرك، طولانیتر از زمان ویژه است. برای نمونه، طول عمر ذرات واپاشنده عموماً در چارچوب آزمایشگاه اندازه‌گیری می‌شود که در آن ذره ممکن است در حال حرکت باشد. بنابراین طول عمری که ما در آزمایشگاه اندازه‌گیری می‌کنیم از طول عمر ویژه، که در چارچوب سکون ذره اندازه‌گیری می‌شود، بیشتر است. رابطه بين فاصله‌زمانی ویژه  $\Delta t_0$  و فاصله زمانی  $\Delta t$  که در چارچوب متحرك اندازه‌گیری می‌شود، به صورت زیر است

$$\Delta t = \gamma \Delta t_0 \quad (\text{الف. ۳})$$

بايد توجه داشت که در سرعتهای نسبی کم  $\gamma \approx 1$  است، در حالی که در سرعتهای نسبی نزدیک به سرعت نور داریم  $\gamma \rightarrow \infty$ .

### الف. ۲. دینامیک نسبیتی

در نسبیت خاص، برای آنکه فرمولبندی تحلیل برخوردها از سازگاری درونی برخوردار باشد، مجبور می‌شویم که مفاهیم بنيادی جرم، تکانه، و انرژی را از نو تعريف کنیم. تکانه نسبیتی ذره‌ای که با سرعت  $v$  در حرکت است، چنين می‌شود

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (\text{الف. ۴})$$

که در آن  $m$  جرم سکون ذره است، و منظور از آن جرم اندازه گیری شده ذره در چارچوب مرجعی است که ذره نسبت به آن در حال سکون است. در بسیاری از معادلات نسبیت خاص، جرم نسبیتی به صورت  $\gamma m$  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، درسرتهایی 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 نانسبیتی 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.

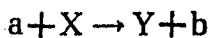
## پیوست ب

### 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 نسبییت خاص باعث می‌شود که چارچوب مرجع جرم با چارچوب مرکز تکانه تفاوت داشته باشد. برای واکنشها و واپاشیهای که در این کتاب بررسی می‌شوند و در انرژیهای پایین رخ می‌دهند، با اطمینان خاطر می‌توان معادلات نانسیییتی 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 مرجع مرکز تکانه تعریف کنیم و در عین حال تکانه را با عبارت نسبییتی اش در نظر بگیریم، یعنی به جای عبارت کلاسیک  $m\mathbf{v}$  معادله (الف.۴) را قرار دهیم.] در دستگاه آزمایشگاه (L)، واکنشها معمولاً با فرود يك باریکه از ذرات تابشی بر هدفی از ذرات در حال سکون انجام می‌شوند. بنابراین، پیش از آنکه بتوانیم آزمایش و نظریه را با هم مقایسه کنیم، باید خواص مورد مشاهده واکنش (انرژی و تکانه ذرات حاصل، سطح مقطعها) را از چارچوب مرجع L به چارچوب CM برگردانیم.

### ب.۱۰ 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 سر در گم 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 کاربرد رسی، 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  $\theta_b$  و  $\theta_Y$  در دو طرف محور  $x$ ، علامتهای مؤلفه‌های  $y$  را به طور صریح در معادله (ب. ۷) مشخص کرده‌ایم.

جهت حرکت ذرات نهایی را در چارچوب  $CM$  با  $\theta'_b$  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 کل انرژی واکنش است.

با استفاده از قانون پایستگی انرژی در چارچوبهای  $L$  و  $CM$  انرژی ذره  $b$  را به صورت زیر به دست می‌آوریم

$$T'_b = \frac{m_b}{m_y + m_b} \left[ Q + \left( 1 - \frac{m_a}{m_y + m_b} \right) T_a \right] \quad (10.ب)$$

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

$$\gamma = \frac{v_{CM}}{v'_b} \quad (12.ب)$$

$$= \left[ \frac{m_a m_b T_a}{m_x m_y T_a + Q(1 + m_a/m_x)} \right]^{1/2} \quad (13.ب)$$

### 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 دایفرانسیلی چنین می‌شود

$$d\sigma = \sigma(\theta)d\Omega = \sigma(\theta')d\Omega' \quad (\text{ب. ۱۴})$$

با در دست داشتن سطح مقطع دایفرانسیلی  $\sigma(\theta)$  که در آزمایشگاه اندازه‌گیری می‌شود، سطح مقطع دایفرانسیلی چارچوب CM عبارت است از

$$\sigma(\theta') = \sigma(\theta) \frac{d\Omega}{d\Omega'} \quad (\text{ب. ۱۵})$$

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

$$\frac{d\Omega}{d\Omega'} = \frac{|1 + \gamma \cos\theta'|}{(1 + 2\gamma \cos\theta' + \gamma^2)^{3/2}} \quad (\text{ب. ۱۶})$$

### 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

$$-\frac{\hbar^2}{2m_a} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_a^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y_a^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z_a^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2m_x} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y_x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z_x^2} \right) + V(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_x) \Psi = E \Psi \quad (\text{ب. ۱۷})$$

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  $\Psi$  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 يك ذره منفرد به جرم  $M$  سروکار داریم که آزادانه در حرکت است (یعنی با يك موج تخت روبرو هستیم). بخش نسبی  $\psi$  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 دوجسمی را می توان به صورت معادله شرودینگر برای يك 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 کروی هم 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 - پاریتته را مشخص کرده‌ایم، و وضعیتهای نامطمئن اسپین - پاریتته در داخل پرانتز مشخص شده‌اند. برای ایزوتوپهای پایدار، درصد فراوانی و برای ایزوتوپهای رادیواکتیو، نیمه‌عمر ومد اصلی واپاشی (باعلامتهای قراردادی  $\epsilon$  برای گیراندازی الکترون و همچنین گسیل پوزیترون،  $\beta^-$  برای واپاشی بتای منفی،  $\alpha$  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.

فراوانی یا					جرم اتمی							
	Z	A	جرم اتمی (u)	$I^{\pi}$	نیمه‌عمر		Z	A	جرم اتمی (u)	$I^{\pi}$	نیمه‌عمر	
H	1	1	1.007825	$\frac{1}{2}^+$	99.985%		10	10.012937	$3^+$		19.8%	
		2	2.014102	$1^+$	0.015%		11	11.009305	$\frac{3}{2}^-$		80.2%	
		3	3.016049	$\frac{1}{2}^+$	12.3 y ( $\beta^-$ )		12	12.014353	$1^+$		20.4 ms ( $\beta^-$ )	
He	2	3	3.016029	$\frac{1}{2}^+$	$1.38 \times 10^{-4}$ %		13	13.017780	$\frac{3}{2}^-$		17.4 ms ( $\beta^-$ )	
		4	4.002603	$0^+$	99.99986%		C	6	9	9.031039	$\frac{3}{2}^-$	
Li	3	6	6.015121	$1^+$	7.5%	10		10.016856	$0^+$		19.2 s ( $\epsilon$ )	
		7	7.016003	$\frac{3}{2}^-$	92.5%	11		11.011433	$\frac{3}{2}^-$		20.4 m ( $\epsilon$ )	
		8	8.022486	$2^+$	0.84 s ( $\beta^-$ )	12		12.000000	$0^+$		98.89%	
Be	4	7	7.016928	$\frac{3}{2}^-$	53.3 d ( $\epsilon$ )	13		13.003355	$\frac{1}{2}^-$		1.11%	
		8	8.005305	$0^+$	0.07 fs ( $\alpha$ )	14	14.003242	$0^+$		5730 y ( $\beta^-$ )		
		9	9.012182	$\frac{3}{2}^-$	100%	15	15.010599	$\frac{1}{2}^+$		2.45 s ( $\beta^-$ )		
		10	10.013534	$0^+$	1.6 My ( $\beta^-$ )	N	7	12	12.018613	$1^+$		11 ms ( $\epsilon$ )
		11	11.021658	$\frac{1}{2}^+$	13.8 s ( $\beta^-$ )		13	13.005739	$\frac{1}{2}^-$		9.96 m ( $\epsilon$ )	
B	5	8	8.024606	$2^+$	0.77 s ( $\epsilon$ )	14	14.003074	$1^+$		99.63%		
		9	9.013329	$\frac{3}{2}^-$	0.85 as ( $\alpha$ )	15	15.000109	$\frac{1}{2}^-$		0.366%		
					16	16.006100	$2^-$		7.13 s ( $\beta^-$ )			

جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		
Z	A	(u)	$I^n$			Z	A	(u)	$I^n$			
	17	17.008450	$\frac{1}{2}^-$	4.17 s ( $\beta^-$ )		26	25.986892		$5^+$	0.72 My ( $\epsilon$ )		
	18	18.014081	$1^-$	0.63 s ( $\beta^-$ )		27	26.981539		$\frac{5}{2}^+$	100 %		
O	8	14	14.008595	$0^+$	71 s ( $\epsilon$ )		28	27.981910		$3^+$	2.24 m ( $\beta^-$ )	
	15	15.003065	$\frac{1}{2}^-$	122 s ( $\epsilon$ )		29	28.980446		$\frac{3}{2}^+$		6.6 m ( $\beta^-$ )	
	16	15.994915	$0^+$	99.76 %		30	29.982940		$3^+$		3.7 s ( $\beta^-$ )	
	17	16.999131	$\frac{5}{2}^+$	0.038 %	Si	14	26	25.992330		$0^+$	2.21 s ( $\epsilon$ )	
	18	17.999160	$0^+$	0.204 %		27	26.986704		$\frac{3}{2}^+$		4.13 s ( $\epsilon$ )	
	19	19.003577	$\frac{3}{2}^+$	26.9 s ( $\beta^-$ )		28	27.976927		$0^+$		92.23 %	
	20	20.004076	$0^+$	13.5 s ( $\beta^-$ )		29	28.976495		$\frac{1}{2}^+$		4.67 %	
F	9	17	17.002095	$\frac{5}{2}^+$	64.5 s ( $\epsilon$ )		30	29.973770		$0^+$	3.10 %	
	18	18.000937	$1^+$	110 m ( $\epsilon$ )		31	30.975362		$\frac{3}{2}^+$		2.62 h ( $\beta^-$ )	
	19	18.998403	$\frac{1}{2}^+$	100 %		32	31.974148		$0^+$		105 y ( $\beta^-$ )	
	20	19.999981	$2^+$	11 s ( $\beta^-$ )		33	32.997920		$(\frac{3}{2}^+)$		6.2 s ( $\beta^-$ )	
	21	20.999948	$\frac{5}{2}^+$	4.3 s ( $\beta^-$ )	P	15	29	28.981803		$\frac{1}{2}^+$	4.1 s ( $\epsilon$ )	
	22	22.003030	$(3, 4)^+$	4.2 s ( $\beta^-$ )		30	29.978307		$1^+$		2.50 m ( $\epsilon$ )	
	23	23.003600	$(\frac{3}{2}, \frac{5}{2})^+$	2.2 s ( $\beta^-$ )		31	30.973762		$\frac{1}{2}^+$		100 %	
Ne	10	17	17.017690	$\frac{1}{2}^-$	0.11 s ( $\epsilon$ )		32	31.973907		$1^+$		14.3 d ( $\beta^-$ )
	18	18.005710	$0^+$	1.7 s ( $\epsilon$ )		33	32.971725		$\frac{1}{2}^+$		25.3 d ( $\beta^-$ )	
	19	19.001880	$\frac{1}{2}^+$	17.3 s ( $\epsilon$ )		34	33.973636		$1^+$		12.4 s ( $\beta^-$ )	
	20	19.992436	$0^+$	90.51 %	S	16	30	29.984903		$0^+$	1.2 s ( $\epsilon$ )	
	21	20.993843	$\frac{3}{2}^+$	0.27 %		31	30.979554		$\frac{1}{2}^+$		2.6 s ( $\epsilon$ )	
	22	21.991383	$0^+$	9.22 %		32	31.972071		$0^+$		95.02 %	
	23	22.994465	$\frac{5}{2}^+$	37.6 s ( $\beta^-$ )		33	32.971458		$\frac{3}{2}^+$		0.75 %	
	24	23.993613	$0^+$	3.4 m ( $\beta^-$ )		34	33.967867		$0^+$		4.21 %	
	25	24.997690	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^+$	0.60 s ( $\beta^-$ )		35	34.969032		$\frac{3}{2}^+$		87.4 d ( $\beta^-$ )	
Na	11	20	20.007344	$2^+$	0.45 s ( $\epsilon$ )		36	35.967081		$0^+$		0.017 %
	21	20.997651	$\frac{3}{2}^+$	22.5 s ( $\epsilon$ )		37	36.971126		$\frac{7}{2}^-$		5.0 m ( $\beta^-$ )	
	22	21.994434	$3^+$	2.60 y ( $\epsilon$ )		38	37.971162		$0^+$		170 m ( $\beta^-$ )	
	23	22.989768	$\frac{3}{2}^+$	100 %	Cl	17	33	32.977452		$\frac{3}{2}^+$	2.51 s ( $\epsilon$ )	
	24	23.990961	$4^+$	15.0 h ( $\beta^-$ )		34	33.973763		$0^+$		1.53 s ( $\epsilon$ )	
	25	24.989953	$\frac{5}{2}^+$	60 s ( $\beta^-$ )		35	34.968853		$\frac{3}{2}^+$		75.77 %	
	26	25.992586	$3^+$	1.1 s ( $\beta^-$ )		36	35.968307		$2^+$		0.30 My ( $\beta^-$ )	
	27	26.993940	$\frac{5}{2}^+$	0.30 s ( $\beta^-$ )		37	36.965903		$\frac{3}{2}^+$		24.23 %	
Mg	12	21	21.011716	$(\frac{3}{2}, \frac{5}{2})^+$	0.123 s ( $\epsilon$ )		38	37.968011		$2^-$		37.3 m ( $\beta^-$ )
	22	21.999574	$0^+$	3.86 s ( $\epsilon$ )		39	38.968005		$\frac{3}{2}^+$		56 m ( $\beta^-$ )	
	23	22.994124	$\frac{3}{2}^+$	11.3 s ( $\epsilon$ )		40	39.970440		$2^-$		1.35 m ( $\beta^-$ )	
	24	23.985042	$0^+$	78.99 %		41	40.970590		$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^+$		31 s ( $\beta^-$ )	
	25	24.985837	$\frac{5}{2}^+$	10.00 %	Ar	18	34	33.980269		$0^+$	0.844 s ( $\epsilon$ )	
	26	25.982594	$0^+$	11.01 %		35	34.975256		$\frac{3}{2}^+$		1.78 s ( $\epsilon$ )	
	27	26.984341	$\frac{1}{2}^+$	9.46 m ( $\beta^-$ )		36	35.967546		$0^+$		0.337 %	
	28	27.983877	$0^+$	21.0 h ( $\beta^-$ )		37	36.966776		$\frac{3}{2}^+$		35.0 d ( $\epsilon$ )	
	29	28.988480	$\frac{3}{2}^+$	1.4 s ( $\beta^-$ )		38	37.962732		$0^+$		0.063 %	
Al	13	24	23.999941	$4^+$	2.07 s ( $\epsilon$ )		39	38.964314		$\frac{7}{2}^-$		269 y ( $\beta^-$ )
	25	24.990429	$\frac{5}{2}^+$	7.18 s ( $\epsilon$ )		40	39.962384		$0^+$		99.60 %	
						41	40.964501		$\frac{7}{2}^-$		1.83 h ( $\beta^-$ )	



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 ( $\epsilon$ )		Ga	31	64	63.936836	$0^+$	2.6 m ( $\epsilon$ )
	56	55.939841	$4^+$	78.8 d ( $\epsilon$ )				65	64.932738	$\frac{3}{2}^-$	15.2 m ( $\epsilon$ )
	57	56.936294	$\frac{7}{2}^-$	271 d ( $\epsilon$ )				66	65.931590	$0^+$	9.4 h ( $\epsilon$ )
	58	57.935755	$2^+$	70.8 d ( $\epsilon$ )				67	66.928204	$\frac{3}{2}^-$	78.3 h ( $\epsilon$ )
	59	58.933198	$\frac{7}{2}^-$	100 %				68	67.927982	$1^+$	68.1 m ( $\epsilon$ )
	60	59.933820	$5^+$	5.27 y ( $\beta^-$ )				69	68.925580	$\frac{3}{2}^-$	60.1 %
	61	60.932478	$\frac{7}{2}^-$	1.65 h ( $\beta^-$ )				70	69.926028	$1^+$	21.1 m ( $\beta^-$ )
	62	61.934060	$2^+$	1.5 m ( $\beta^-$ )				71	70.924701	$\frac{3}{2}^-$	39.9 %
	63	62.933614	$(\frac{3}{2})^-$	27.5 s ( $\beta^-$ )				72	71.926365	$3^-$	14.1 h ( $\beta^-$ )
Ni	28	55	$\frac{7}{2}^-$	0.19 s ( $\epsilon$ )				73	72.925169	$\frac{3}{2}^-$	4.87 h ( $\beta^-$ )
		56	$0^+$	6.10 d ( $\epsilon$ )				74	73.926940	$(4)^-$	8.1 m ( $\beta^-$ )
		57	$\frac{3}{2}^-$	36.0 h ( $\epsilon$ )				75	74.926499	$\frac{3}{2}^-$	2.1 m ( $\beta^-$ )
		58	$0^+$	68.3 %		Ge	32	66	65.933847	$0^+$	2.3 h ( $\epsilon$ )
		59	$\frac{3}{2}^-$	0.075 My ( $\epsilon$ )				67	66.932737	$(\frac{1}{2})^-$	19.0 m ( $\epsilon$ )
		60	$0^+$	26.1 %				68	67.928096	$0^+$	271 d ( $\epsilon$ )
		61	$\frac{3}{2}^-$	1.13 %				69	68.927969	$\frac{5}{2}^-$	39.0 h ( $\epsilon$ )
		62	$0^+$	3.59 %				70	69.924250	$0^+$	20.5 %
		63	$\frac{1}{2}^-$	100 y ( $\beta^-$ )				71	70.924954	$\frac{1}{2}^-$	11.2 d ( $\epsilon$ )
		64	$0^+$	0.91 %				72	71.922079	$0^+$	27.4 %
		65	$\frac{5}{2}^-$	2.52 h ( $\beta^-$ )				73	72.923463	$\frac{9}{2}^+$	7.8 %
		66	$0^+$	54.8 h ( $\beta^-$ )				74	73.921177	$0^+$	36.5 %
		67	?	21 s ( $\beta^-$ )				75	74.922858	$\frac{1}{2}^-$	82.8 m ( $\beta^-$ )
								76	75.921402	$0^+$	-7.8 %
Cu	29	59	$\frac{3}{2}^-$	82 s ( $\epsilon$ )				77	76.923548	$\frac{7}{2}^+$	11.3 h ( $\beta^-$ )
		60	$2^+$	23.4 m ( $\epsilon$ )				78	77.922853	$0^+$	1.45 h ( $\beta^-$ )
		61	$\frac{3}{2}^-$	3.41 h ( $\epsilon$ )				79	78.925360	$(\frac{1}{2})^-$	19 s ( $\beta^-$ )
		62	$1^+$	9.73 m ( $\epsilon$ )							
		63	$\frac{3}{2}^-$	69.2 %		As	33	70	69.930929	$4^+$	53 m ( $\epsilon$ )
		64	$1^+$	12.7 h ( $\epsilon$ )				71	70.927114	$\frac{5}{2}^-$	61 h ( $\epsilon$ )
		65	$\frac{3}{2}^-$	30.8 %				72	71.926755	$2^-$	26.0 h ( $\epsilon$ )
		66	$1^+$	5.10 m ( $\beta^-$ )				73	72.923827	$\frac{3}{2}^-$	80.3 d ( $\epsilon$ )
		67	$\frac{3}{2}^-$	61.9 h ( $\beta^-$ )				74	73.923928	$2^-$	17.8 d ( $\epsilon$ )
		68	$1^+$	31 s ( $\beta^-$ )				75	74.921594	$\frac{3}{2}^-$	100 %
								76	75.922393	$2^-$	26.3 h ( $\beta^-$ )
Zn	30	61	$\frac{3}{2}^-$	89 s ( $\epsilon$ )				77	76.920646	$\frac{3}{2}^-$	38.8 h ( $\beta^-$ )
		62	$0^+$	9.2 h ( $\epsilon$ )				78	77.921830	$(2)^-$	91 m ( $\beta^-$ )
		63	$\frac{3}{2}^-$	38.1 m ( $\epsilon$ )				79	78.920946	$\frac{3}{2}^-$	9.0 m ( $\beta^-$ )
		64	$0^+$	48.6 %							
		65	$\frac{5}{2}^-$	244 d ( $\epsilon$ )		Se	34	71	70.932270	$\frac{5}{2}^-$	4.7 m ( $\epsilon$ )
		66	$0^+$	27.9 %				72	71.927110	$0^+$	8.4 d ( $\epsilon$ )
		67	$\frac{5}{2}^-$	4.10 %				73	72.926768	$\frac{9}{2}^+$	7.1 h ( $\epsilon$ )
		68	$0^+$	18.8 %				74	73.922475	$0^+$	0.87 %
		69	$\frac{1}{2}^-$	56 m ( $\beta^-$ )				75	74.922522	$\frac{5}{2}^+$	119.8 d ( $\epsilon$ )
		70	$0^+$	0.62 %				76	75.919212	$0^+$	9.0 %
		71	$\frac{1}{2}^-$	2.4 m ( $\beta^-$ )				77	76.919913	$\frac{1}{2}^-$	7.6 %
		72	$0^+$	46.5 h ( $\beta^-$ )				78	77.917308	$0^+$	23.5 %
		73	$(\frac{3}{2})^-$	24 s ( $\beta^-$ )				79	78.918498	$\frac{7}{2}^+$	< 0.065 My ( $\beta^-$ )

جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر							
Z	A	(u)	$I^n$		Z	A	(u)	$I^n$	فراوانی یا نیمه عمر		
	80	79.916520	0 <sup>+</sup>	49.8%		87	86.908884	$\frac{9}{2}^+$	7.0%		
	81	80.917991	( $\frac{1}{2}$ ) <sup>-</sup>	18.5 m ( $\beta^-$ )		88	87.905619	0 <sup>+</sup>	82.6%		
	82	81.916698	0 <sup>+</sup>	9.2%		89	88.907450	$\frac{5}{2}^+$	50.5 d ( $\beta^-$ )		
	83	82.919117	( $\frac{3}{2}$ ) <sup>+</sup>	22.5 m ( $\beta^-$ )		90	89.907738	0 <sup>+</sup>	28.8 y ( $\beta^-$ )		
	84	83.918463	0 <sup>+</sup>	3.3 m ( $\beta^-$ )		91	90.910187	( $\frac{3}{2}$ ) <sup>+</sup>	9.5 h ( $\beta^-$ )		
Br	35	76	75.924528	1 <sup>-</sup>	16.1 h ( $\epsilon$ )		92	91.910944	0 <sup>+</sup>	2.7 h ( $\beta^-$ )	
		77	76.921378	$\frac{3}{2}^-$	57.0 h ( $\epsilon$ )		93	92.913987	( $\frac{7}{2}$ ) <sup>+</sup>	7.4 m ( $\beta^-$ )	
		78	77.921144	1 <sup>+</sup>	6.46 m ( $\epsilon$ )	Y	39	84	83.920310	(5 <sup>-</sup> )	39 m ( $\epsilon$ )
		79	78.918336	$\frac{3}{2}^-$	50.69%		85	84.916437	( $\frac{1}{2}$ ) <sup>-</sup>	2.7 h ( $\epsilon$ )	
		80	79.918528	1 <sup>+</sup>	17.6 m ( $\beta^-$ )		86	85.914893	4 <sup>-</sup>	14.7 h ( $\epsilon$ )	
		81	80.916289	$\frac{3}{2}^-$	49.31%		87	86.910882	$\frac{1}{2}^-$	80.3 h ( $\epsilon$ )	
		82	81.916802	5 <sup>-</sup>	35.3 h ( $\beta^-$ )		88	87.909508	4 <sup>-</sup>	106.6 d ( $\epsilon$ )	
		83	82.915179	( $\frac{3}{2}$ ) <sup>-</sup>	2.39 h ( $\beta^-$ )		89	88.905849	$\frac{1}{2}^-$	100%	
		84	83.916503	2 <sup>-</sup>	31.8 m ( $\beta^-$ )		90	89.907152	2 <sup>-</sup>	64.1 h ( $\beta^-$ )	
		85	84.915612	( $\frac{3}{2}$ ) <sup>-</sup>	2.9 m ( $\beta^-$ )		91	90.907303	$\frac{1}{2}^-$	58.5 d ( $\beta^-$ )	
Kr	36	75	74.931029	?	4.3 m ( $\epsilon$ )		92	91.908917	2 <sup>-</sup>	3.54 h ( $\beta^-$ )	
		76	75.925959	0 <sup>+</sup>	14.8 h ( $\epsilon$ )		93	92.909571	$\frac{1}{2}^-$	10.2 h ( $\beta^-$ )	
		77	76.924610	$\frac{5}{2}^+$	75 m ( $\epsilon$ )		94	93.911597	2 <sup>-</sup>	18.7 m ( $\beta^-$ )	
		78	77.920396	0 <sup>+</sup>	0.356%	Zr	40	87	86.914817	( $\frac{9}{2}^+$ )	1.6 h ( $\epsilon$ )
		79	78.920084	$\frac{1}{2}^-$	35.0 h ( $\epsilon$ )		88	87.910225	0 <sup>+</sup>	83.4 d ( $\epsilon$ )	
		80	79.916380	0 <sup>+</sup>	2.27%		89	88.908890	$\frac{9}{2}^+$	78.4 h ( $\epsilon$ )	
		81	80.916590	$\frac{7}{2}^+$	0.21 My ( $\epsilon$ )		90	89.904703	0 <sup>+</sup>	51.5%	
		82	81.913482	0 <sup>+</sup>	11.6%		91	90.905644	$\frac{5}{2}^+$	11.2%	
		83	82.914135	$\frac{9}{2}^+$	11.5%		92	91.905039	0 <sup>+</sup>	17.1%	
		84	83.911507	0 <sup>+</sup>	57.0%		93	92.906474	$\frac{5}{2}^+$	1.5 My ( $\beta^-$ )	
		85	84.912531	$\frac{9}{2}^+$	10.7 y ( $\beta^-$ )		94	93.906315	0 <sup>+</sup>	17.4%	
		86	85.910616	0 <sup>+</sup>	17.3%		95	94.908042	$\frac{5}{2}^+$	64.0 d ( $\beta^-$ )	
		87	86.913360	$\frac{5}{2}^+$	76 m ( $\beta^-$ )		96	95.908275	0 <sup>+</sup>	2.80%	
		88	87.914453	0 <sup>+</sup>	2.84 h ( $\beta^-$ )		97	96.910950	$\frac{1}{2}^+$	16.9 h ( $\beta^-$ )	
		89	88.917640	( $\frac{3}{2}$ ) <sup>+</sup>	3.18 m ( $\beta^-$ )		98	97.912735	0 <sup>+</sup>	31 s ( $\beta^-$ )	
Rb	37	82	81.918195	1 <sup>+</sup>	1.25 m ( $\epsilon$ )	Nb	41	89	88.913449	( $\frac{1}{2}$ ) <sup>-</sup>	2.0 h ( $\epsilon$ )
		83	82.915144	$\frac{5}{2}^-$	86.2 d ( $\epsilon$ )		90	89.911263	8 <sup>+</sup>	14.6 h ( $\epsilon$ )	
		84	83.914390	2 <sup>-</sup>	32.9 d ( $\epsilon$ )		91	90.906991	( $\frac{9}{2}$ ) <sup>+</sup>	700 y ( $\epsilon$ )	
		85	84.911794	$\frac{5}{2}^-$	72.17%		92	91.907192	(7 <sup>+</sup> )	35 My ( $\epsilon$ )	
		86	85.911172	2 <sup>-</sup>	18.8 d ( $\beta^-$ )		93	92.906377	$\frac{9}{2}^+$	100%	
		87	86.909187	$\frac{3}{2}^-$	27.83%		94	93.907281	6 <sup>+</sup>	0.020 My ( $\beta^-$ )	
		88	87.911326	2 <sup>-</sup>	17.8 m ( $\beta^-$ )		95	94.906835	$\frac{9}{2}^+$	35.0 d ( $\beta^-$ )	
		89	88.912278	( $\frac{3}{2}$ ) <sup>-</sup>	15.2 m ( $\beta^-$ )		96	95.908100	6 <sup>+</sup>	23.4 h ( $\beta^-$ )	
		90	89.914811	(1 <sup>-</sup> )	153 s ( $\beta^-$ )		97	96.908097	$\frac{9}{2}^+$	72 m ( $\beta^-$ )	
Sr	38	81	80.923270	( $\frac{1}{2}$ ) <sup>-</sup>	22 m ( $\epsilon$ )	Mo	42	90	89.913933	0 <sup>+</sup>	5.67 h ( $\epsilon$ )
		82	81.918414	0 <sup>+</sup>	25.0 d ( $\epsilon$ )		91	90.911755	$\frac{9}{2}^+$	15.5 m ( $\epsilon$ )	
		83	82.917566	$\frac{7}{2}^+$	32.4 d ( $\epsilon$ )		92	91.906808	0 <sup>+</sup>	14.8%	
		84	83.913430	0 <sup>+</sup>	0.56%		93	92.906813	$\frac{5}{2}^+$	3500 y ( $\epsilon$ )	
		85	84.912937	$\frac{9}{2}^+$	64.8 d ( $\epsilon$ )		94	93.905085	0 <sup>+</sup>	9.3%	
		86	85.909267	0 <sup>+</sup>	9.8%		95	94.905841	$\frac{5}{2}^+$	15.9%	



جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر		جرم اتمی				فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	$I^n$			Z	A	(u)	$I^n$		
	96	95.904679	0 <sup>+</sup>	16.7%			108	107.903895	0 <sup>+</sup>	26.7%	
	97	96.906021	$\frac{5}{2}^+$	9.6%			109	108.905954	$\frac{5}{2}^+$	13.4 h ( $\beta^-$ )	
	98	97.905407	0 <sup>+</sup>	24.1%			110	109.905167	0 <sup>+</sup>	11.8%	
	99	98.907711	$\frac{1}{2}^+$	66.0 h ( $\beta^-$ )			111	110.907660	$\frac{5}{2}^+$	23 m ( $\beta^-$ )	
	100	99.907477	0 <sup>+</sup>	9.6%			112	111.907323	0 <sup>+</sup>	21.0 h ( $\beta^-$ )	
	101	100.910345	$\frac{1}{2}^+$	14.6 m ( $\beta^-$ )		Ag	47	103	102.908980	$\frac{7}{2}^+$	65.7 m ( $\epsilon$ )
Tc	43	94	93.909654	7 <sup>+</sup>	293 m ( $\epsilon$ )		104	103.908623	5 <sup>+</sup>	69.2 m ( $\epsilon$ )	
		95	94.907657	$\frac{9}{2}^+$	20.0 h ( $\epsilon$ )		105	104.906520	$\frac{1}{2}^-$	41.3 d ( $\epsilon$ )	
		96	95.907870	7 <sup>+</sup>	4.3 d ( $\epsilon$ )		106	105.906662	1 <sup>+</sup>	24.0 m ( $\epsilon$ )	
		97	96.906364	$\frac{9}{2}^+$	2.6 My ( $\epsilon$ )		107	106.905092	$\frac{1}{2}^-$	51.83%	
		98	97.907215	(6) <sup>+</sup>	4.2 My ( $\beta^-$ )		108	107.905952	1 <sup>+</sup>	2.4 m ( $\beta^-$ )	
		99	98.906254	$\frac{9}{2}^+$	0.214 My ( $\beta^-$ )		109	108.904756	$\frac{1}{2}^-$	48.17%	
		100	99.907657	1 <sup>+</sup>	15.8 s ( $\beta^-$ )		110	109.906111	1 <sup>+</sup>	24.4 s ( $\beta^-$ )	
Ru	44	94	93.911361	0 <sup>+</sup>	52 m ( $\epsilon$ )		111	110.905295	$\frac{1}{2}^-$	7.45 d ( $\beta^-$ )	
		95	94.910414	$\frac{5}{2}^+$	1.65 h ( $\epsilon$ )		112	111.907010	2 <sup>-</sup>	3.14 h ( $\beta^-$ )	
		96	95.907599	0 <sup>+</sup>	5.5%	Cd	48	104	103.909851	0 <sup>+</sup>	58 m ( $\epsilon$ )
		97	96.907556	$\frac{5}{2}^+$	2.88 d ( $\epsilon$ )		105	104.909459	$\frac{5}{2}^+$	56.0 m ( $\epsilon$ )	
		98	97.905287	0 <sup>+</sup>	1.86%		106	105.906461	0 <sup>+</sup>	1.25%	
		99	98.905939	$\frac{5}{2}^+$	12.7%		107	106.906613	$\frac{5}{2}^+$	6.50 h ( $\epsilon$ )	
		100	99.904219	0 <sup>+</sup>	12.6%		108	107.904176	0 <sup>+</sup>	0.89%	
		101	100.905582	$\frac{5}{2}^+$	17.0%		109	108.904953	$\frac{5}{2}^+$	463 d ( $\epsilon$ )	
		102	101.904348	0 <sup>+</sup>	31.6%		110	109.903005	0 <sup>+</sup>	12.5%	
		103	102.906323	$\frac{3}{2}^+$	39.4 d ( $\beta^-$ )		111	110.904182	$\frac{1}{2}^+$	12.8%	
		104	103.905424	0 <sup>+</sup>	18.7%		112	111.902757	0 <sup>+</sup>	24.1%	
		105	104.907744	$\frac{3}{2}^+$	4.44 h ( $\beta^-$ )		113	112.904400	$\frac{1}{2}^+$	12.2%	
		106	105.907321	0 <sup>+</sup>	372 d ( $\beta^-$ )		114	113.903357	0 <sup>+</sup>	28.7%	
		107	106.910130	( $\frac{5}{2}^+$ )	3.8 m ( $\beta^-$ )		115	114.905430	$\frac{1}{2}^+$	53.4 h ( $\beta^-$ )	
Rh	45	98	97.910716	(2) <sup>+</sup>	8.7 m ( $\epsilon$ )		116	115.904755	0 <sup>+</sup>	7.5%	
		99	98.908192	( $\frac{1}{2}^-$ )	16.1 d ( $\epsilon$ )		117	116.907228	$\frac{1}{2}^+$	2.4 h ( $\beta^-$ )	
		100	99.908116	1 <sup>-</sup>	20.8 h ( $\epsilon$ )		118	117.911700	0 <sup>+</sup>	50.3 m ( $\beta^-$ )	
		101	100.906159	$\frac{1}{2}^-$	3.3 y ( $\epsilon$ )	In	49	110	109.907230	2 <sup>+</sup>	69.1 m ( $\epsilon$ )
		102	101.906814	6 <sup>+</sup>	2.9 y ( $\epsilon$ )		111	110.905109	$\frac{9}{2}^+$	2.83 d ( $\epsilon$ )	
		103	102.905500	$\frac{1}{2}^-$	100%		112	111.905536	1 <sup>+</sup>	14.4 m ( $\epsilon$ )	
		104	103.906651	1 <sup>+</sup>	42.3 s ( $\beta^-$ )		113	112.904061	$\frac{9}{2}^+$	4.3%	
		105	104.905686	$\frac{7}{2}^+$	35.4 h ( $\beta^-$ )		114	113.904916	1 <sup>+</sup>	71.9 s ( $\beta^-$ )	
		106	105.907279	1 <sup>+</sup>	29.8 s ( $\beta^-$ )		115	114.903882	$\frac{9}{2}^+$	95.7%	
Pd	46	99	98.911763	( $\frac{5}{2}^+$ )	21.4 m ( $\epsilon$ )		116	115.905264	1 <sup>+</sup>	14.1 s ( $\beta^-$ )	
		100	99.908527	0 <sup>+</sup>	3.6 d ( $\epsilon$ )		117	116.904517	$\frac{9}{2}^+$	43.8 m ( $\beta^-$ )	
		101	100.908287	$\frac{5}{2}^+$	8.5 h ( $\epsilon$ )	Sn	50	109	108.911294	$\frac{7}{2}^+$	18.0 m ( $\epsilon$ )
		102	101.905634	0 <sup>+</sup>	1.0%		110	109.907858	0 <sup>+</sup>	4.1 h ( $\epsilon$ )	
		103	102.906114	$\frac{5}{2}^+$	17.0 d ( $\epsilon$ )		111	110.907741	$\frac{7}{2}^+$	35 m ( $\epsilon$ )	
		104	103.904029	0 <sup>+</sup>	11.0%		112	111.904826	0 <sup>+</sup>	1.01%	
		105	104.905079	$\frac{5}{2}^+$	22.2%		113	112.905176	$\frac{1}{2}^+$	115.1 d ( $\epsilon$ )	
		106	105.903478	0 <sup>+</sup>	27.3%		114	113.902784	0 <sup>+</sup>	0.67%	
		107	106.905127	$\frac{5}{2}^+$	6.5 My ( $\beta^-$ )		115	114.903348	$\frac{1}{2}^+$	0.38%	

		جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر				جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر			
Z	A	(u)	I <sup>n</sup>			Z	A	(u)	I <sup>n</sup>				
		116	115.901747	0 <sup>+</sup>	14.6%			129	128.904986	$\frac{7}{2}^{+}$	16 My ( $\beta^{-}$ )		
		117	116.902956	$\frac{1}{2}^{+}$	7.75%			130	129.906713	5 <sup>+</sup>	12.4 h ( $\beta^{-}$ )		
		118	117.901609	0 <sup>+</sup>	24.3%			131	130.906114	$\frac{7}{2}^{+}$	8.04 d ( $\beta^{-}$ )		
		119	118.903311	$\frac{1}{2}^{+}$	8.6%			132	131.907987	4 <sup>+</sup>	2.30 h ( $\beta^{-}$ )		
		120	119.902199	0 <sup>+</sup>	32.4%								
		121	120.904239	$\frac{3}{2}^{+}$	27.1 h ( $\beta^{-}$ )	Xe	54	121	120.911450	$(\frac{5}{2}^{+})$	40.1 m ( $\epsilon$ )		
		122	121.903440	0 <sup>+</sup>	4.56%			122	121.908170	0 <sup>+</sup>	20.1 h ( $\epsilon$ )		
		123	122.905722	$\frac{11}{2}^{-}$	129 d ( $\beta^{-}$ )			123	122.908469	$(\frac{1}{2}^{+})$	2.08 h ( $\epsilon$ )		
		124	123.905274	0 <sup>+</sup>	5.64%			124	123.905894	0 <sup>+</sup>	0.096%		
		125	124.907785	$\frac{11}{2}^{-}$	9.62 d ( $\beta^{-}$ )			125	124.906397	$(\frac{1}{2}^{+})$	17 h ( $\epsilon$ )		
		126	125.907654	0 <sup>+</sup>	0.1 My ( $\beta^{-}$ )			126	125.904281	0 <sup>+</sup>	0.090%		
		127	126.910355	$(\frac{11}{2}^{-})$	2.1 h ( $\beta^{-}$ )			127	126.905182	$(\frac{5}{2}^{+})$	36.4 d ( $\epsilon$ )		
								128	127.903531	0 <sup>+</sup>	1.92%		
Sb	51	118	117.905534	1 <sup>+</sup>	3.6 m ( $\epsilon$ )			129	128.904780	$\frac{1}{2}^{+}$	26.4%		
		119	118.903948	$\frac{5}{2}^{+}$	38.0 h ( $\epsilon$ )			130	129.903509	0 <sup>+</sup>	4.1%		
		120	119.905077	1 <sup>+</sup>	15.8 m ( $\epsilon$ )			131	130.905072	$\frac{3}{2}^{+}$	21.2%		
		121	120.903821	$\frac{5}{2}^{+}$	57.3%			132	131.904144	0 <sup>+</sup>	26.9%		
		122	121.905179	2 <sup>-</sup>	2.70 d ( $\beta^{-}$ )			133	132.905888	$\frac{3}{2}^{+}$	5.25 d ( $\beta^{-}$ )		
		123	122.904216	$\frac{7}{2}^{+}$	42.7%			134	133.905395	0 <sup>+</sup>	10.4%		
		124	123.905938	3 <sup>-</sup>	60.2 d ( $\beta^{-}$ )			135	134.907130	$\frac{3}{2}^{+}$	9.1 h ( $\beta^{-}$ )		
		125	124.905252	$\frac{7}{2}^{+}$	2.7 y ( $\beta^{-}$ )			136	135.907214	0 <sup>+</sup>	8.9%		
		126	125.907250	8 <sup>-</sup>	12.4 d ( $\beta^{-}$ )			137	136.911557	$\frac{7}{2}^{-}$	3.82 m ( $\beta^{-}$ )		
		127	126.906919	$\frac{7}{2}^{+}$	3.85 d ( $\beta^{-}$ )								
Te	52	117	116.908630	$\frac{1}{2}^{+}$	62 m ( $\epsilon$ )			Cs	55	130	129.906753	1 <sup>+</sup>	29.2 m ( $\epsilon$ )
		118	117.905908	0 <sup>+</sup>	6.00 d ( $\epsilon$ )			131	130.905444	$\frac{5}{2}^{+}$	9.69 d ( $\epsilon$ )		
		119	118.906411	$\frac{1}{2}^{+}$	16.0 h ( $\epsilon$ )			132	131.906431	2 <sup>-</sup>	6.47 d ( $\epsilon$ )		
		120	119.904048	0 <sup>+</sup>	0.091%			133	132.905429	$\frac{7}{2}^{+}$	100%		
		121	120.904947	$\frac{1}{2}^{+}$	16.8 d ( $\epsilon$ )			134	133.906696	4 <sup>+</sup>	2.06 y ( $\beta^{-}$ )		
		122	121.903050	0 <sup>+</sup>	2.5%			135	134.905885	$\frac{7}{2}^{+}$	3 My ( $\beta^{-}$ )		
		123	122.904271	$\frac{1}{2}^{+}$	0.89%			136	135.907289	5 <sup>+</sup>	13.1 d ( $\beta^{-}$ )		
		124	123.902818	0 <sup>+</sup>	4.6%			137	136.907073	$\frac{7}{2}^{+}$	30.2 y ( $\beta^{-}$ )		
		125	124.904429	$\frac{1}{2}^{+}$	7.0%			138	137.911004	3 <sup>-</sup>	32.2 m ( $\beta^{-}$ )		
		126	125.903310	0 <sup>+</sup>	18.7%								
		127	126.905221	$\frac{3}{2}^{+}$	9.4 h ( $\beta^{-}$ )	Ba	56	127	126.911130	$(\frac{1}{2}^{+})$	12.7 m ( $\epsilon$ )		
		128	127.904463	0 <sup>+</sup>	31.7%			128	127.908237	0 <sup>+</sup>	2.43 d ( $\epsilon$ )		
		129	128.906594	$\frac{3}{2}^{+}$	69 m ( $\beta^{-}$ )			129	128.908642	$\frac{1}{2}^{+}$	2.2 h ( $\epsilon$ )		
		130	129.906229	0 <sup>+</sup>	34.5%			130	129.906282	0 <sup>+</sup>	0.106%		
		131	130.908528	$\frac{3}{2}^{+}$	25.0 m ( $\beta^{-}$ )			131	130.906902	$\frac{1}{2}^{+}$	12.0 d ( $\epsilon$ )		
		132	131.908517	0 <sup>+</sup>	78.2 h ( $\beta^{-}$ )			132	131.905042	0 <sup>+</sup>	0.101%		
		133	132.910910	$(\frac{3}{2}^{+})$	12.5 m ( $\beta^{-}$ )			133	132.905988	$\frac{1}{2}^{+}$	10.7 y ( $\epsilon$ )		
								134	133.904486	0 <sup>+</sup>	2.42%		
								135	134.905665	$\frac{3}{2}^{+}$	6.59%		
I	53	123	122.905594	$\frac{5}{2}^{+}$	13.2 h ( $\epsilon$ )			136	135.904553	0 <sup>+</sup>	7.85%		
		124	123.906207	2 <sup>-</sup>	4.18 d ( $\epsilon$ )			137	136.905812	$\frac{3}{2}^{+}$	11.2%		
		125	124.904620	$\frac{5}{2}^{+}$	60.2 d ( $\epsilon$ )			138	137.905232	0 <sup>+</sup>	71.7%		
		126	125.905624	2 <sup>-</sup>	13.0 d ( $\epsilon$ )			139	138.908826	$\frac{7}{2}^{-}$	82.9 m ( $\beta^{-}$ )		
		127	126.904473	$\frac{5}{2}^{+}$	100%			140	139.910581	0 <sup>+</sup>	12.7 d ( $\beta^{-}$ )		
		128	127.905810	1 <sup>+</sup>	25.0 m ( $\beta^{-}$ )			141	140.914363	$\frac{3}{2}^{-}$	18.3 m ( $\beta^{-}$ )		

		جرم اتمی یا جرم اتمی			فر اوانی یا نیمه عمر					
Z	A	(u)	$I^{\pi}$	Z	A	(u)	$I^{\pi}$	نیمه عمر		
La	57	135	134.906953	$\frac{5}{2}^{+}$	145	144.912743	$\frac{5}{2}^{+}$	17.7 y ( $\epsilon$ )		
		136	135.907630	$1^{+}$	146	145.914708	$3^{-}$	5.5 y ( $\epsilon$ )		
		137	136.906460	$\frac{7}{2}^{+}$	147	146.915135	$\frac{7}{2}^{+}$	2.62 y ( $\beta^{-}$ )		
		138	137.907105	$5^{+}$	148	147.917473	$1^{-}$	5.37 d ( $\beta^{-}$ )		
		139	138.906347	$\frac{7}{2}^{+}$	149	148.918332	$\frac{7}{2}^{+}$	53.1 h ( $\beta^{-}$ )		
		140	139.909471	$3^{-}$	150	149.920981	$(1^{-})$	2.68 h ( $\beta^{-}$ )		
		141	140.910896	$\frac{7}{2}^{+}$	Sm	62	142	141.915206	$0^{+}$	72.5 m ( $\epsilon$ )
	142	141.914090	$2^{-}$	143		142.914626	$\frac{3}{2}^{+}$	8.83 m ( $\epsilon$ )		
Ce	58	133	132.911360	$\frac{1}{2}^{+}$		144	143.911998	$0^{+}$	3.1%	
		134	133.908890	$0^{+}$		145	144.913409	$\frac{7}{2}^{-}$	340 d ( $\epsilon$ )	
		135	134.909117	$\frac{1}{2}^{+}$		146	145.913053	$0^{+}$	103 My ( $\alpha$ )	
		136	135.907140	$0^{+}$		147	146.914894	$\frac{7}{2}^{-}$	15.1%	
		137	136.907780	$\frac{3}{2}^{+}$		148	147.914819	$0^{+}$	11.3%	
		138	137.905985	$0^{+}$	149	148.917180	$\frac{7}{2}^{-}$	13.9%		
		139	138.906631	$\frac{3}{2}^{+}$	150	149.917273	$0^{+}$	7.4%		
		140	139.905433	$0^{+}$	151	150.919929	$\frac{5}{2}^{-}$	90 y ( $\beta^{-}$ )		
		141	140.908271	$\frac{7}{2}^{-}$	152	151.919728	$0^{+}$	26.6%		
		142	141.909241	$0^{+}$	153	152.922094	$\frac{3}{2}^{+}$	46.8 h ( $\beta^{-}$ )		
		143	142.912383	$\frac{3}{2}^{-}$	154	153.922205	$0^{+}$	22.6%		
		144	143.913643	$0^{+}$	155	154.924636	$\frac{3}{2}^{-}$	22.4 m ( $\beta^{-}$ )		
		145	144.917230	$\frac{5}{2}^{+}$	Eu	63	148	147.918125	$5^{-}$	54.5 d ( $\epsilon$ )
	Pr	59	138	137.910748		$1^{+}$	149	148.917926	$\frac{5}{2}^{+}$	93.1 d ( $\epsilon$ )
		139	138.908917	$\frac{5}{2}^{+}$		150	149.919702	$0^{-}$	36 y ( $\epsilon$ )	
		140	139.909071	$1^{+}$		151	150.919847	$\frac{5}{2}^{+}$	47.9%	
		141	140.907647	$\frac{5}{2}^{+}$		152	151.921742	$3^{-}$	13 y ( $\epsilon$ )	
		142	141.910039	$2^{-}$		153	152.921225	$\frac{5}{2}^{+}$	52.1%	
		143	142.910814	$\frac{7}{2}^{+}$		154	153.922975	$3^{-}$	8.5 y ( $\beta^{-}$ )	
		144	143.913301	$0^{-}$	155	154.922889	$\frac{5}{2}^{+}$	4.9 y ( $\beta^{-}$ )		
Nd	60	139	138.911920	$\frac{3}{2}^{+}$	156	155.924752	$0^{+}$	15 d ( $\beta^{-}$ )		
		140	139.909306	$0^{+}$	157	156.925418	$\frac{5}{2}^{+}$	15 h ( $\beta^{-}$ )		
		141	140.909594	$\frac{3}{2}^{+}$	Gd	64	149	148.919344	$\frac{7}{2}^{-}$	9.4 d ( $\epsilon$ )
		142	141.907719	$0^{+}$		150	149.918662	$0^{+}$	1.8 My ( $\alpha$ )	
		143	142.909810	$\frac{7}{2}^{-}$		151	150.920346	$\frac{7}{2}^{-}$	120 d ( $\epsilon$ )	
		144	143.910083	$0^{+}$		152	151.919786	$0^{+}$	0.20%	
		145	144.912570	$\frac{7}{2}^{-}$		153	152.921745	$\frac{3}{2}^{-}$	242 d ( $\epsilon$ )	
		146	145.913113	$0^{+}$		154	153.920861	$0^{+}$	2.1%	
		147	146.916097	$\frac{5}{2}^{-}$		155	154.922618	$\frac{3}{2}^{-}$	14.8%	
		148	147.916889	$0^{+}$	156	155.922118	$0^{+}$	20.6%		
		149	148.920145	$\frac{5}{2}^{-}$	157	156.923956	$\frac{3}{2}^{-}$	15.7%		
		150	149.920887	$0^{+}$	158	157.924099	$0^{+}$	24.8%		
		151	150.923825	$(\frac{3}{2}^{+})$	159	158.926384	$\frac{3}{2}^{-}$	18.6 h ( $\beta^{-}$ )		
		152	151.924680	$0^{+}$	160	159.927049	$0^{+}$	21.8%		
Pm	61	142	141.912970	$1^{+}$	161	160.929664	$\frac{5}{2}^{-}$	3.7 m ( $\beta^{-}$ )		
		143	142.910930	$\frac{5}{2}^{+}$	Tb	65	156	155.924742	$3^{-}$	5.34 d ( $\epsilon$ )
		144	143.912588	$5^{-}$		157	156.924023	$\frac{3}{2}^{+}$	150 y ( $\epsilon$ )	

		جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر				جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	$I^n$			Z	A	(u)	$I^n$		
	158	157.925411	$3^-$	150 y ( $\epsilon$ )		Yb	70	166	165.933875	$0^+$	56.7 h ( $\epsilon$ )
	159	158.925342	$\frac{3}{2}^+$	100 %				167	166.934946	$\frac{5}{2}$	17.5 m ( $\epsilon$ )
	160	159.927163	$3^-$	72.1 d ( $\beta^-$ )				168	167.933894	$0^+$	0.135%
	161	160.927566	$\frac{3}{2}^+$	6.90 d ( $\beta^-$ )				169	168.935186	$\frac{7}{2}^+$	32.0 d ( $\epsilon$ )
	162	161.929510	$1^-$	7.76 m ( $\beta^-$ )				170	169.934759	$0^+$	3.1%
Dy	66	153	152.925769	$\frac{7}{2}^-$	6.4 h ( $\epsilon$ )			171	170.936323	$\frac{1}{2}^-$	14.4%
	154	153.924429	$0^+$	3 My ( $\alpha$ )				172	171.936378	$0^+$	21.9%
	155	154.925747	$\frac{3}{2}^-$	10.0 h ( $\epsilon$ )				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 ( $\epsilon$ )				175	174.941273	$\frac{7}{2}^-$	4.19 d ( $\beta^-$ )
	158	157.924403	$0^+$	0.100 %				176	175.942564	$0^+$	12.6%
	159	158.925735	$\frac{3}{2}^-$	144.4 d ( $\epsilon$ )				177	176.945253	$\frac{9}{2}^+$	1.9 h ( $\beta^-$ )
	160	159.925193	$0^+$	2.3%				178	177.946639	$0^+$	74 m ( $\beta^-$ )
	161	160.926930	$\frac{5}{2}^+$	19.90%		Lu	71	172	171.939085	$(4^-)$	6.70 d ( $\epsilon$ )
	162	161.926795	$0^+$	25.5%				173	172.938929	$\frac{7}{2}^+$	1.37 y ( $\epsilon$ )
	163	162.928728	$\frac{5}{2}^-$	24.9%				174	173.940336	$1^-$	3.3 y ( $\epsilon$ )
	164	163.929171	$0^+$	28.1%				175	174.940770	$\frac{7}{2}^+$	97.39%
	165	164.931700	$\frac{7}{2}^+$	2.33 h ( $\beta^-$ )				176	175.942679	$7^-$	2.61%
	166	165.932803	$0^+$	81.6 h ( $\beta^-$ )				177	176.943752	$\frac{7}{2}^+$	6.71 d ( $\beta^-$ )
								178	177.945963	$1^+$	28.4 m ( $\beta^-$ )
Ho	67	162	161.929092	$1^+$	15 m ( $\epsilon$ )						
	163	162.928731	$(\frac{7}{2})^-$	33 y ( $\epsilon$ )		Hf	72	171	170.940490	$(\frac{7}{2}^+)$	12.1 h ( $\epsilon$ )
	164	163.930285	$1^+$	29.0 m ( $\epsilon$ )				172	171.939460	$0^+$	1.87 y ( $\epsilon$ )
	165	164.930319	$\frac{7}{2}^-$	100 %				173	172.940650	$\frac{1}{2}^-$	24.0 h ( $\epsilon$ )
	166	165.932281	$0^-$	26.8 h ( $\beta^-$ )				174	173.940044	$0^+$	0.16%
	167	166.933127	$(\frac{7}{2}^-)$	3.1 h ( $\beta^-$ )				175	174.941507	$\frac{5}{2}^-$	70 d ( $\epsilon$ )
								176	175.941406	$0^+$	5.2%
Er	68	160	159.929080	$0^+$	28.6 h ( $\epsilon$ )			177	176.943217	$\frac{7}{2}^-$	18.6%
	161	160.929996	$\frac{3}{2}^-$	3.24 h ( $\epsilon$ )				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 ( $\epsilon$ )				180	179.946546	$0^+$	35.2%
	164	163.929198	$0^+$	1.56%				181	180.949096	$\frac{1}{2}^-$	42.4 d ( $\beta^-$ )
	165	164.930723	$\frac{5}{2}^-$	10.4 h ( $\epsilon$ )				182	181.950550	$0^+$	9 My ( $\beta^-$ )
	166	165.930290	$0^+$	33.4%				183	182.953530	$(\frac{3}{2}^-)$	64 m ( $\beta^-$ )
	167	166.932046	$\frac{7}{2}^+$	22.9%							
	168	167.932368	$0^+$	27.1%		Ta	73	178	177.945750	$1^+$	9.31 m ( $\epsilon$ )
	169	168.934588	$\frac{1}{2}^-$	9.40 d ( $\beta^-$ )				179	178.945930	$(\frac{7}{2}^+)$	665 d ( $\epsilon$ )
	170	169.935461	$0^+$	14.9%				180	179.947462	$1^+$	0.0123%
	171	170.938027	$\frac{5}{2}^-$	7.52 h ( $\beta^-$ )				181	180.947992	$\frac{7}{2}^+$	99.9877%
	172	171.939353	$0^+$	49.3 h ( $\beta^-$ )				182	181.950149	$3^-$	115 d ( $\beta^-$ )
								183	182.951369	$\frac{7}{2}^+$	5.1 d ( $\beta^-$ )
Tm	69	166	165.933561	$2^+$	7.70 h ( $\epsilon$ )						
	167	166.932848	$\frac{1}{2}^+$	9.25 d ( $\epsilon$ )		W	74	178	177.945840	$0^+$	21.5 d ( $\epsilon$ )
	168	167.934170	$3^+$	93.1 d ( $\epsilon$ )				179	178.947067	$(\frac{7}{2}^-)$	38 m ( $\epsilon$ )
	169	168.934212	$\frac{1}{2}^+$	100 %				180	179.946701	$0^+$	0.13%
	170	169.935798	$1^-$	128.6 d ( $\beta^-$ )				181	180.948192	$\frac{9}{2}^+$	121 d ( $\epsilon$ )
	171	170.936427	$\frac{1}{2}^+$	1.92 y ( $\beta^-$ )				182	181.948202	$0^+$	26.3%
	172	171.938397	$2^-$	63.6 h ( $\beta^-$ )				183	182.950220	$\frac{1}{2}^-$	14.3%

		جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر				جرم اتمی		فراوانی یا نیمه عمر	
Z	A	(u)	$I^n$			Z	A	(u)	$I^n$		
	184	183.950928	0 <sup>+</sup>	30.7%			198	197.967869	0 <sup>+</sup>	7.2%	
	185	184.953416	$\frac{3}{2}^-$	75.1 d ( $\beta^-$ )			199	198.970552	$(\frac{5}{2}^-)$	30.8 m ( $\beta^-$ )	
	186	185.954357	0 <sup>+</sup>	28.6%			200	199.971417	0 <sup>+</sup>	12.5 h ( $\beta^-$ )	
	187	186.957153	$\frac{3}{2}^-$	23.9 h ( $\beta^-$ )							
	188	187.958480	0 <sup>+</sup>	69.4 d ( $\beta^-$ )		Au 79	194	193.965348	1 <sup>-</sup>	39.5 h ( $\epsilon$ )	
							195	194.965013	$\frac{3}{2}^+$	186 d ( $\epsilon$ )	
Re 75	182	181.951210	2 <sup>+</sup>	12.7 h ( $\epsilon$ )			196	195.966544	2 <sup>-</sup>	6.18 d ( $\epsilon$ )	
	183	182.950817	$(\frac{5}{2})^+$	71 d ( $\epsilon$ )			197	196.966543	$\frac{3}{2}^+$	100%	
	184	183.952530	3 <sup>-</sup>	38 d ( $\epsilon$ )			198	197.968217	2 <sup>-</sup>	2.696 d ( $\beta^-$ )	
	185	184.952951	$\frac{5}{2}^+$	37.40%			199	198.968740	$\frac{3}{2}^+$	3.14 d ( $\beta^-$ )	
	186	185.954984	1 <sup>-</sup>	90.6 h ( $\beta^-$ )			200	199.970670	1 <sup>-</sup>	48.4 m ( $\beta^-$ )	
	187	186.955744	$\frac{5}{2}^+$	62.60%							
	188	187.958106	1 <sup>-</sup>	16.9 h ( $\beta^-$ )		Hg 80	193	192.966560	$\frac{3}{2}^-$	3.8 h ( $\epsilon$ )	
	189	188.959219	$(\frac{3}{2})^+$	24.3 h ( $\beta^-$ )			194	193.965391	0 <sup>+</sup>	520 y ( $\epsilon$ )	
							195	194.966640	$\frac{1}{2}^-$	9.5 h ( $\epsilon$ )	
Os 76	182	181.952120	0 <sup>+</sup>	21.5 h ( $\epsilon$ )			196	195.965807	0 <sup>+</sup>	0.15%	
	183	182.953290	$(\frac{3}{2})^+$	13.0 h ( $\epsilon$ )			197	196.967187	$\frac{1}{2}^-$	64.1 h ( $\epsilon$ )	
	184	183.952488	0 <sup>+</sup>	0.018%			198	197.966743	0 <sup>+</sup>	10.0%	
	185	184.954041	$\frac{1}{2}^-$	93.6 d ( $\epsilon$ )			199	198.968254	$\frac{1}{2}^-$	16.8%	
	186	185.953830	0 <sup>+</sup>	1.6%			200	199.968300	0 <sup>+</sup>	23.1%	
	187	186.955741	$\frac{1}{2}^-$	1.6%			201	200.970277	$\frac{3}{2}^-$	13.2%	
	188	187.955830	0 <sup>+</sup>	13.3%			202	201.970617	0 <sup>+</sup>	29.8%	
	189	188.958137	$\frac{3}{2}^-$	16.1%			203	202.972848	$\frac{5}{2}^-$	46.6 d ( $\beta^-$ )	
	190	189.958436	0 <sup>+</sup>	26.4%			204	203.973467	0 <sup>+</sup>	6.9%	
	191	190.960920	$\frac{9}{2}^-$	15.4 d ( $\beta^-$ )			205	204.976047	$\frac{1}{2}^-$	5.2 m ( $\beta^-$ )	
	192	191.961467	0 <sup>+</sup>	41.0%							
	193	192.964138	$\frac{3}{2}^-$	30.6 h ( $\beta^-$ )		Tl 81	200	199.970934	2 <sup>-</sup>	26.1 h ( $\epsilon$ )	
	194	193.965173	0 <sup>+</sup>	6.0 y ( $\beta^-$ )			201	200.970794	$\frac{1}{2}^+$	73 h ( $\epsilon$ )	
							202	201.972085	2 <sup>-</sup>	12.2 d ( $\epsilon$ )	
Ir 77	188	187.958830	(2 <sup>-</sup> )	41.5 h ( $\epsilon$ )			203	202.972320	$\frac{1}{2}^+$	29.5%	
	189	188.958712	$\frac{3}{2}^+$	13.1 d ( $\epsilon$ )			204	203.973839	2 <sup>-</sup>	3.77 y ( $\beta^-$ )	
	190	189.960580	(4 <sup>+</sup> )	11.8 d ( $\epsilon$ )			205	204.974401	$\frac{1}{2}^+$	70.5%	
	191	190.960584	$\frac{3}{2}^+$	37.3%			206	205.976084	0 <sup>-</sup>	4.20 m ( $\beta^-$ )	
	192	191.962580	4 <sup>-</sup>	74.2 d ( $\beta^-$ )							
	193	192.962917	$\frac{3}{2}^+$	62.7%		Pb 82	201	200.972830	$\frac{5}{2}^-$	9.3 h ( $\epsilon$ )	
	194	193.965069	1 <sup>-</sup>	19.2 h ( $\beta^-$ )			202	201.972134	0 <sup>+</sup>	0.05 My ( $\epsilon$ )	
	195	194.965966	$(\frac{1}{2}^+)$	2.8 h ( $\beta^-$ )			203	202.973365	$\frac{5}{2}^-$	51.9 h ( $\epsilon$ )	
							204	203.973020	0 <sup>+</sup>	1.42%	
Pt 78	187	186.960470	$\frac{3}{2}^-$	2.35 h ( $\epsilon$ )			205	204.974458	$\frac{5}{2}^-$	15 My ( $\epsilon$ )	
	188	187.959386	0 <sup>+</sup>	10.2 d ( $\epsilon$ )			206	205.974440	0 <sup>+</sup>	24.1%	
	189	188.960817	$\frac{3}{2}^-$	10.9 h ( $\epsilon$ )			207	206.975872	$\frac{1}{2}^-$	22.1%	
	190	189.959917	0 <sup>+</sup>	0.013%			208	207.976627	0 <sup>+</sup>	52.3%	
	191	190.961665	$\frac{3}{2}^-$	2.9 d ( $\epsilon$ )			209	208.981065	$\frac{9}{2}^+$	3.25 h ( $\beta^-$ )	
	192	191.961019	0 <sup>+</sup>	0.78%			210	209.984163	0 <sup>+</sup>	22.3 y ( $\beta^-$ )	
	193	192.962977	$(\frac{1}{2}^-)$	50 y ( $\epsilon$ )			211	210.988735	$(\frac{9}{2}^+)$	36.1 m ( $\beta^-$ )	
	194	193.962655	0 <sup>+</sup>	32.9%			212	211.991871	0 <sup>+</sup>	10.6 h ( $\beta^-$ )	
	195	194.964766	$\frac{1}{2}^-$	33.8%							
	196	195.964926	0 <sup>+</sup>	25.3%		Bi 83	206	205.978478	6 <sup>+</sup>	6.24 d ( $\epsilon$ )	
	197	196.967315	$\frac{1}{2}^-$	18.3 h ( $\beta^-$ )			207	206.978446	$\frac{9}{2}^-$	32 y ( $\epsilon$ )	

Z		جرم اتمی (u)		$I^n$	فراوانی یا نیمه عمر	Z		جرم اتمی (u)		$I^n$	فراوانی یا نیمه عمر
	208	207.979717		(5 <sup>+</sup> )	0.368 My (ε)		232	232.038051		0 <sup>+</sup>	100 %
	209	208.980374		$\frac{9}{2}^-$	100 %		233	233.041577		( $\frac{1}{2}^+$ )	22.3 m (β <sup>-</sup> )
	210	209.984095		1 <sup>-</sup>	5.01 d (β <sup>-</sup> )						
	211	210.987255		$\frac{9}{2}^-$	2.15 m (α)	Pa	91	229.032073		( $\frac{5}{2}^+$ )	1.4 d (ε)
	212	211.991255		1 <sup>-</sup>	60.6 m (β <sup>-</sup> )		230	230.034527		(2 <sup>-</sup> )	17.7 d (ε)
Po	84	206	205.980456	0 <sup>+</sup>	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 <sup>-</sup> )	1.31 d (β <sup>-</sup> )
		208	207.981222	0 <sup>+</sup>	2.90 y (α)		233	233.040243		$\frac{3}{2}^-$	27.0 d (β <sup>-</sup> )
		209	208.982404	$\frac{1}{2}^-$	102 y (α)	U	92	233.039628		$\frac{5}{2}^+$	0.1592 My (α)
		210	209.982848	0 <sup>+</sup>	138.4 d (α)		234	234.040947		0 <sup>+</sup>	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 <sup>+</sup>	1.63 h (ε)		236	236.045563		0 <sup>+</sup>	23.42 My (α)
		209	208.986149	$\frac{9}{2}^-$	5.4 h (ε)		237	237.048725		$\frac{1}{2}^+$	6.75 d (β <sup>-</sup> )
		210	209.987126	5 <sup>+</sup>	8.3 h (ε)		238	238.050785		0 <sup>+</sup>	99.275 %
		211	210.987469	$\frac{9}{2}^-$	7.21 h (ε)		239	239.054290		$\frac{5}{2}^+$	23.5 m (β <sup>-</sup> )
		212	211.990725	(1 <sup>-</sup> )	0.31 s (α)	Np	93	236.046550		(6 <sup>-</sup> )	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 <sup>+</sup>	2.117 d (β <sup>-</sup> )
		210	209.989669	0 <sup>+</sup>	2.4 h (α)		239	239.052933		$\frac{5}{2}^+$	2.36 d (β <sup>-</sup> )
		211	210.990576	$\frac{1}{2}^-$	14.6 h (ε)						
		212	211.990697	0 <sup>+</sup>	24 m (α)	Pu	94	237.048401		$\frac{7}{2}^-$	45.3 d (ε)
		218	218.005580	0 <sup>+</sup>	35 ms (α)		238	238.049555		0 <sup>+</sup>	87.74 y (α)
		222	222.017571	0 <sup>+</sup>	3.82 d (α)		239	239.052158		$\frac{1}{2}^+$	24,100 y (α)
		224		0 <sup>+</sup>	107 m (β <sup>-</sup> )		240	240.053808		0 <sup>+</sup>	6570 y (α)
Fr	87	209	208.995870	$\frac{9}{2}^-$	50 s (α)		241	241.056846		$\frac{5}{2}^+$	14.4 y (β <sup>-</sup> )
		212	211.996130	5 <sup>+</sup>	20 m (ε)		242	242.058737		0 <sup>+</sup>	0.376 My (α)
		215	215.000310	$\frac{9}{2}^-$	0.12 μs (α)		243	243.061998		$\frac{7}{2}^+$	4.96 h (β <sup>-</sup> )
		220	220.012293	1	27.4 s (α)	Am	95	240.055278		(3 <sup>-</sup> )	50.9 h (ε)
		223	223.019733	( $\frac{3}{2}$ )	21.8 m (β <sup>-</sup> )		241	241.056824		$\frac{5}{2}^-$	433 y (α)
Ra	88	222	222.015353	0 <sup>+</sup>	38 s (α)		242	242.059542		1 <sup>-</sup>	16.0 h (β <sup>-</sup> )
		223	223.018501	$\frac{1}{2}^+$	11.4 d (α)		243	243.061375		$\frac{5}{2}^-$	7370 y (α)
		224	224.020186	0 <sup>+</sup>	3.66 d (α)		244	244.064279		(6 <sup>-</sup> )	10.1 h (β <sup>-</sup> )
		225	225.023604	( $\frac{3}{2}$ ) <sup>+</sup>	14.8 d (β <sup>-</sup> )	Cm	96	246.067218		0 <sup>+</sup>	4700 y (α)
		226	226.025403	0 <sup>+</sup>	1602 y (α)		247	247.070347		$\frac{9}{2}^-$	16 My (α)
		227	227.029171	( $\frac{3}{2}$ ) <sup>+</sup>	42 m (β <sup>-</sup> )		248	248.072343		0 <sup>+</sup>	0.34 My (α)
Ac	89	224	224.021685	(0 <sup>-</sup> )	2.9 h (ε)		249	249.075948		$\frac{1}{2}^+$	64 m (β <sup>-</sup> )
		225	225.023205	( $\frac{3}{2}$ )	10.0 d (α)	Bk	97	246.068720		2 <sup>-</sup>	1.8 d (ε)
		226	226.026084	(1 <sup>-</sup> )	29 h (β <sup>-</sup> )		247	247.070300		( $\frac{3}{2}$ ) <sup>-</sup>	1380 y (α)
		227	227.027750	$\frac{3}{2}^-$	21.77 y (β <sup>-</sup> )	Cf	98	251.079580		$\frac{1}{2}^+$	898 y (α)
		228	228.031015	(3 <sup>+</sup> )	6.1 h (β <sup>-</sup> )		252	252.081621		0 <sup>+</sup>	2.64 y (α)
Th	90	228	228.028715	0 <sup>+</sup>	1.91 y (α)	Es	99	252.082944		(4 <sup>+</sup> , 5 <sup>-</sup> )	472 d (α)
		229	229.031755	$\frac{5}{2}^+$	7300 y (α)		253	253.084818		$\frac{7}{2}^+$	20.5 d (α)
		230	230.033128	0 <sup>+</sup>	75,400 y (α)						
		231	231.036299	$\frac{5}{2}^+$	25.52 h (β <sup>-</sup> )						

	Z	A	جرم اتمی (u)	$I^{\pi}$	فراوانی یا نیمه عمر
Fm	100	256	256.091767	$0^+$	2.63 h (f)
		257	257.095099	$(\frac{9}{2}^+)$	100 d ( $\alpha$ )
Md	101	257	257.095580	$(\frac{7}{2}^-)$	5.2 h ( $\epsilon$ )
		258	258.098570	$(8^-)$	55 d ( $\alpha$ )
No	102	258	258.098150	$0^+$	1.2 ms (f)
		259	259.100931	$(\frac{9}{2}^+)$	60 m ( $\alpha$ )

	Z	A	جرم اتمی (u)	$I^{\pi}$	فراوانی یا نیمه عمر
Lr	103	260	260.105320		180 s ( $\alpha$ )
Rf	104	261	261.108690		65 s ( $\alpha$ )
Ha	105	261	261.111820		1.8 s ( $\alpha$ )
		262	262.113760		34 s (f)
	106	263	263.118220		0.8 s (f)
	107	262	262.122930		115 ms ( $\alpha$ )

## ثابتها

$2.99792458 \times 10^8$ m/s	$c$	سرعت نور
$1.602189 \times 10^{-19}$ C	$e$	بار الکترون
$1.38066 \times 10^{-23}$ J/K	$k$	ثابت بولتزمن
$8.6174 \times 10^{-5}$ eV/K		
$6.62618 \times 10^{-34}$ J · s	$h$	ثابت پلانک
$4.13570 \times 10^{-15}$ eV · s		
$1.054589 \times 10^{-34}$ J · s	$\hbar = h/2\pi$	
$6.58217 \times 10^{-16}$ eV · s		
$6.6726 \times 10^{-11}$ N · m <sup>2</sup> /kg <sup>2</sup>	$G$	ثابت گرانشی
$6.022045 \times 10^{23}$ mole <sup>-1</sup>	$N_A$	عدد آوگادرو
$8.3144$ J/mole · K	$R$	ثابت جهانی گازها
$5.6703 \times 10^{-8}$ W/m <sup>2</sup> · K <sup>4</sup>	$\sigma$	ثابت استفان - بولتزمن
$1.0973732 \times 10^7$ m <sup>-1</sup>	$R_\infty$	
$13.60580$ eV		انرژی یونش هیدروژن
$5.291771 \times 10^{-11}$ m	$a_0$	شعاع بور
$9.27408 \times 10^{-24}$ J/T	$\mu_B$	مگنتون بور
$5.78838 \times 10^{-5}$ eV/T		
$5.05084 \times 10^{-27}$ J/T	$\mu_N$	مگنتون هسته‌ای
$3.15245 \times 10^{-8}$ eV/T		
1/137.0360	$\alpha$	ثابت ساختار ریز
1239.853 MeV · fm	$hc$	
197.329 MeV · fm	$\hbar c$	
1.439976 MeV · fm	$e^2/4\pi\epsilon_0$	
MeV/c <sup>2</sup>	$u$	جرم سکون ذرات
0.511003	$5.485803 \times 10^{-4}$	الکترون
938.280	1.00727647	پروتون
939.573	1.00866501	نوترون
1875.628	2.01355321	دوترون
3727.409	4.00150618	آلفا
139.5669	0.1498300	$\pi^\pm$
134.9745	0.1448999	$\pi^0$
105.6595	0.1134292	$\mu$

## ضرایب تبدیلی

$$1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2 \quad 1 \text{ eV} = 1.602189 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ decays/s} \quad 1 \text{ u} = 931.502 \text{ MeV}/c^2$$

$$= 1.660566 \times 10^{-27} \text{ kg}$$



## فهرست راهنما

- آزادسازی انرژی بستگی شکافت ۱۲۷  
 آزمایشگاه شتابدهنده فرمی ۲۵۸
- اثر
- اکسیژن ۵۳۵  
 پاشن - بک ۲۹۸-۲۹۹  
 تابش روی بافت زنده ۵۳۳  
 زیمان ۲۹۶-۲۹۷  
 مدل پوسته‌ای بر شکافت ۱۴۵  
 مدل پوسته‌ای روی تشکیل هسته‌ها ۴۹۷  
 موسبائر در شکافتگی فوق‌ریز  
 دو قطبی مغناطیسی ۳۲۹، ۳۳۴-۳۳۵  
 نیروی تزویج بر شکافت ۱۴۱  
 اختلاف جرم پروتون - نوترون ۸۶  
 اختلاف فاز ۴۷، ۶۳  
 استفاده از شتابدهنده در عمرسنجی رادیوکربن ۵۷
- اسپین
- ایزوباری ۲۰-۲۴  
 ایزوتویپی ۲۰-۲۴
- ~ هسته فرد- فرد ۲۸۱  
 افسون ۴۱۹  
 انتقال انرژی خطی ۵۳۶  
 انتقال ایزوتوپ ۳۱۹  
 انحراف از تکانه زاویه‌ای بزرگ مدل چرخشی ۷۴  
 انرژی آستانه ۱۳  
 ایزوسپین ۲۱-۲۴  
 بقای ~ در واکنشهای ذرات ۳۷۸، ۴۱۹  
 پایستگی ~ در واکنشها ۲۳  
 تقارن ~ ۲۲  
 در چندتایه‌های ذرات ۴۱۸-۴۱۹  
 سیستم دونوکلئونی ۲۱  
 قواعدگزینهش ~ در واپاشی بتا ۲۲  
 نوکلئون ۲۰  
 هسته ۲۰  
 ایزومرهای شکافت ۱۴۷
- باریونها ۳۳۹، ۴۱۰  
 برانگیختگی کولنی ۳۸-۴۲  
 برهم‌کنش

- آثار کوانتومی در ~ ۳۷-۳۸  
 ~ الکترون - کوآرک ۴۲۷  
 تعیین شعاع هسته از طریق ~ ۳۸، ۳۹  
 تغییرات تجربی ~ ۳۵-۳۶  
 سطح مقطع جزئی در ~ ۳۴  
 فاصله نزدیکی هدف در ~ ۳۱  
 کسر پراکنده در ~ ۳۱  
 پراکندگی کولنی ۳۰-۳۹  
 پراکندگی ناکشسان عمیق ۴۲۳  
 پرتودرمانی با مزون  $\pi$  ۵۳۶  
 پرتودرمانی با نوترونها ۵۳۶  
 پرتوهای گاما  
 پرتو درمانی با ~ ۵۳۶  
 تصویر برداری پزشکی با ~ ۵۲۳  
 ~ ناشی از گیراندازی نوترون ۱۰۸  
 پرتو X مزون  $\pi$  ۳۴۳  
 پزشکی هسته‌ای ۵۲۱-۵۳۸  
 پس پراکندگی رادرفورد ۵۲۰-۵۲۲  
 تابش زمینه میکروموج ۴۷۱  
 تبادل گلوئونها ۴۵۰  
 تحلیل با فعالسازی نوترونی ۱۱۰  
 تشدید  
 ~ اپسیلون ۴۴۵-۴۴۶  
 ~ برایت و یگنر ۳۷۳  
 ~ در سطح مقطع کلی نوترونها ۱۰۲  
 ~ دلتا ۳۶۵-۳۷۱  
 ~ مزونی ۳۷۱-۳۷۸  
 ~ مغناطیسی باریکه اتمی ۳۰۷-۳۰۹  
 ~ مغناطیسی باریکه مولکولی ۳۰۶-۳۰۷  
 ~ مغناطیسی هسته‌ای ۳۰۷، ۳۲۲  
 ~ تشدید ۶۱-۶۹  
 ~ جریان خنثی ضعیف ۴۰۷  
 ~ چارقتبی الکتریکی ۲۸۷-۲۸۸  
 بسامد تشدید سیکلوترون ۲۴۲  
 بسامد لارمور ۳۲۶  
 بسط موج جزئی ۴۴  
 بمبهای شکافتی ۱۷۷-۱۸۱  
 اثرات ~ ۱۷۸-۱۸۱  
 بهره ~ ۱۷۷  
 ریزشهای ~ ۱۸۰  
 ~  $^{239}\text{Pu}$  ۱۷۷  
 ~  $^{235}\text{U}$  ۱۷۷  
 بمبهای همجوشی ۲۱۷-۲۲۳  
 بوزونهای برداری واسطه ۴۰۳  
 بوزونهای ضعیف ۴۰۳  
 تبادل ~ ۴۵۶  
 جرم ~ ۴۰۵  
 کشف ~ ۵۰۵-۴۰۷  
 واپاشی ~ ۴۰۶-۴۰۷  
 بی‌هنجاری فوق ریز ۲۹۶  
 پارامتر  
 ~ برخورد ۳۰  
 ~ فوق ریز چارقتبی الکتریکی ۲۹۵  
 ~ فوق ریز دوقطبی مغناطیسی ۲۹۱  
 ~ هابل ۴۶۷-۴۶۹  
 پاریته ۴۱۶  
 پایداری فاز ۲۴۴، ۲۶۲  
 ~ در شتابدهنده خطی ۲۶۲  
 پایستگی عدد باریونی ۴۱۷  
 پایستگی عدد لپتونی ۴۱۸  
 پراکندگی رادرفورد ۳۰-۳۹

- چارمونیم ۴۴۲  
چشمه ۵۳۳
- نوکلئون ۳۶۹، ۳۶۱ ~  
رادیم - بریلیم نوترون ۸۷  
۴۴۳-۴۴۰ φ ~  
۴۴۳-۴۴۰ J ~  
تشکیل هسته‌ها (ی)
- اولیه ۴۸۲-۴۷۸ ~  
درفرایند ۴۹۳۲ ~  
درفرایند ۴۹۳S ~  
دوره ۴۹۹-۴۹۸ ~
- فرایند ذره باردار در ~ در ستارگان  
خمیدگی ۷۷  
۴۹۱-۴۸۲
- مراحل گیراندازی نوترون در ~  
دوتریم ۴۹۲-۴۹۱
- تشکیل ~ در جهان اولیه ۴۷۸  
کرونومتر Re-Os در ~ ۵۰۱  
کرونومتر <sup>۲۳۵</sup>U/<sup>۲۳۸</sup>U در ~ ۵۰۲-۵۰۱  
تصویربرداری پزشکی با پرتو ۵۳۰-۵۲۷x  
تعیین شعاع هسته‌ای از سطح مقطع نوترون  
ذرات میدانی ۴۰۹  
ذره ۴۷۵x ۱۰۴
- تبادُل ~ در نظریه‌های وحدت بزرگ  
تقریب بورن ۶۰  
توزیع زاویه‌ای اختلالی ۳۲۴  
تولید جمعی ۳۸۰  
توموگرافی ۵۲۷
- رابطه هابل ۴۶۷  
گسیل پوزیترون (PET) ۵۳۰  
محوری کامپیوتری (CAT) ۵۲۸
- راکتور شکافت آب جوشان ۱۶۴، ۱۶۶  
تحت فشار ۱۶۴، ۱۶۳  
تند زاینده ۱۶۶  
توان ~ ۱۵۹  
خنک‌شده با گاز ۱۶۶، ۱۶۵  
خنک‌کننده ~ ۱۶۳  
زاینده ۱۶۰  
سوخت ~ ۱۶۰
- ثابت جفت‌شدگی واکنش ضعیف ۴۰۵-۴۰۶  
جدایی نوترینو ۴۷۷  
جرم ناوردا ۳۷۲  
جفت‌شدگی اسپین - مدار اتمی ۳۸۹

- سوختن سیلیسیم در ستارگان ۴۸۶
- شتابدهنده ۲۷۲-۲۲۶
- ~ آزمایشگاهی فرمی
- ~ ابر برخورد دهنده ابرسانا (SSC) ۲۷۱
- ~ ابر سنکروترون پروتون ۲۷۲، ۲۵۹
- ~ الکترون کمبریج ۲۵۵-۲۵۴
- ~ با باریکه برخوردی ۲۷۲-۲۶۶
- ~ بروکهیون ۲۵۷
- ~ بواترون ۲۵۵
- ~ پروتون ۲۶۶-۲۶۴
- ~ در مرکز فیزیک مزون لوس آلامبوس
- (LAMPF) ۲۶۶-۲۶۴
- ~ حلقه انبارشی ۲۶۹
- ~ مقاطع سرن ۲۶۹
- ~ خطی ۲۶۶-۲۵۹
- ~ استانفورد (SLAC) ۲۷۲-۲۶۶
- ~ الکترون ۲۶۶
- ~ لوله رانش ۲۶۵
- ~ یون بسیار سنگین (super)
- HILAC) ۲۶۶
- ~ سنکروترون ۲۵۹-۲۵۱
- ~ الکترون ۲۵۴
- ~ با کانونی کردن شیب متناوب
- (AG) ۲۵۴
- ~ پروتون ۲۵۵
- ~ پروتون CERN ۲۵۶
- ~ سنکروسیکلوترون ۱۸۴ اینچی برکلی
- ۲۴۶
- پایداری فاز ~ سنکروسیکلوترون ۲۴۴
- ~ سیکلوترون ۲۴۴-۲۴۰
- ~ طبیعی (Oklo) ۱۷۷-۱۷۱
- کندساز ~ ۱۶۱
- مسمومیت ~ ۱۸۴، ۱۷۰
- مبدل ~ ۱۶۰
- میله‌های کنترل در ~ ۱۵۹
- راکتورهای همجوشی ۲۱۷-۲۰۰
- آینه مغناطیسی در ~ ۲۰۷-۲۰۶
- اتلاف تابش ترمزی در ~ ۲۰۱
- استفاده از لیزر در ~ ۲۱۰
- انرژی آزاد شده در ~ ۲۰۴
- توکامک در ~ ۲۰۶
- محصولسازی جرمی در ~ ۲۱۵، ۲۰۹
- محصولسازی مغناطیسی در ~ ۲۰۵
- معیار لاوسون در ~ ۲۰۵
- رویش PET ۵۳۲
- رویشگر پرتوگاما ۵۲۴
- رویشگر CAT ۵۲۹
- زاویه واینبرگ ۴۰۵
- ~ در نظریه‌های وحدت بزرگ (GUT)
- ۴۶۰
- ساختار داخلی نوکلئون ۴۳۰، ۴۲۷
- ساختار فوق‌ریز ۳۰۱-۲۸۸
- ~ اپتیکی ۳۱۸-۳۱۴
- ~ موثونی ۳۱۵
- سطح مقطع جزئی ۲۵
- سطح مقطع واکنش ۲۴
- سلاحهای گرما هسته‌ای ۲۲۳-۲۱۷
- آثار ~ ۲۲۱
- زرادخانه استراتژیک ~ ۲۲۲
- سمتگیری هسته‌ای ۳۲۰

- زمان تکثیر نوترونها در ~ ۱۵۸  
 سد در مقابل ~ ۱۲۹  
 سطح مقطع ~ ۱۳۷  
 سطح مقطع گرمایی ~ ۱۳۸  
 ضریب تکثیر نوترون در ~ ۱۵۷-۱۵۱  
 فرمول چهار ضریب در ~ ۱۵۶  
 کشف ~ ۱۲۵  
 گرمای ناشی از واپاشی محصولات در ~  
 ۱۶۸  
 گسیل نوترون ~ ۱۳۵، ۱۳۳  
 گیراندازی تشدید نوترون در ~ ۱۵۶  
 نوترونهای آبی ~ ۱۳۴  
 نوترونهای تأخیری ~ ۱۳۴  
 واکنش زنجیره‌ای ~ ۱۵۱، ۱۲۶  
 شکافتگی فوق‌ریز پرتوهای X موثونی ۳۱۷  
 شکستگی زوج در تکانه‌های زاویه‌ای زیاد ۷۷  
 شکفتنی ۳۷۸-۳۷۹، ۴۱۹  
 پایستگی ~ ۳۸۰  
 ضریب گاموف ۴۸۸  
 ضریب g  
 ~ اریبتالی ۲۸۴  
 ~ اسپینی ۲۸۴  
 ~ لاندۀ ۲۹۱  
 طرح راکتورها قدرت همجوشی ۲۱۸  
 طرح سلاحهای گرما هسته‌ای ۲۲۰  
 طیف انرژی تابش جسم سیاه ۴۷۴  
 طیف‌سنجی جرمی بر مبنای شتابدهنده ۵۱۴  
 عدد کوانتومی اسپین هسته‌ای ۲۷۹  
 عدسیهای چارقطبی ۲۳۰  
 ~ ابرسانا ۲۵۱  
 ~ تک‌گام‌اوک‌ریج ۲۴۸، ۲۵۰  
 حد نسبیته ~ ۲۴۲  
 ~ کانونی‌کننده قطاعی ۲۴۶  
 ~ AVF ۲۴۶-۲۵۰  
 طیف‌سنجی جرمی با استفاده از ~ ۵۱۶  
 ~ کازموترون ۲۵۵-۲۵۶  
 ~ کوککراف - والتون ۲۶۶  
 ~ وان‌دوگراف ۲۳۴-۲۳۹  
 ~ تاندم ۲۳۶-۲۳۹  
 ~ یون سنگین ۲۵۰-۲۵۱  
 ~ مرکز تحقیقات هالی فیلد  
 ۲۳۷-۲۳۹  
 ~ TRIUMF ۲۴۷-۲۵۰  
 ~ DESY ۲۷۲  
 شعاع هسته‌ای در پراکندگی رادرفورد ۳۸  
 شکافت ۱۲۵-۱۸۱  
 آثار پوسته بر ~ ۱۴۴  
 آثار تزویج بر ~ ۱۴۱  
 آثار تغییر شکل بر ~ ۱۳۱  
 انرژی آزاد شده در ~ ۱۲۷، ۱۳۳، ۱۴۲  
 انرژی - پاره‌ها ۱۴۲  
 انرژی فعالسازی ~ ۱۳۰  
 انرژی نوترونهای ~ ۱۴۲-۱۴۳  
 پاره‌های رادیواکتیو ~ ۱۳۷  
 تجمع بحرانی در ~ ۱۶۲  
 تشدید در ~ ۱۴۸-۱۵۰  
 توزیع جرم پاره‌های ~ ۱۳۳-۱۳۴  
 چاه‌ثانویه در ~ ۱۴۵-۱۴۶  
 ~ خود به خود ۱۲۹  
 طول عمر ~ ۱۳۱  
 نوترون ناشی از ~ ۸۹

- علائم طیف‌نمایی ۲۸۸  
 عناصر فولاد اورانیم ۱۲۵  
 عناصر فوق‌سنگین ۷۱
- طعم ~ ۴۲۳  
 جرمهای ~ ۴۵۵-۴۵۲  
 میدان رنگی ~ ۴۵۱  
 وجود ~ آزاد ۴۵۵  
 وجود ~ بانوکلئون ۴۲۵  
 کیهانشناسی مهبانگ ۴۶۷-۴۷۳  
 کیهان‌گاشماری ۴۹۷-۵۰۳
- گسیل پرتو X با القای ذره (PIXE) ۵۱۲  
 سطح مقطع ~ ۵۱۴-۵۱۵  
 گشتاورهای چارقطبی الکتریکی ۲۸۵-۲۸۶  
 اندازه‌گیری ~ دوترون ۳۰۷-۳۰۹  
 ~ پخت و کشیده ۲۸۷  
 ~ دوترون ۳۰۷-۳۰۹  
 گشتاور دو قطبی ۲۸۵-۲۸۶  
 ~ مغناطیسی ۲۸۱-۲۸۲  
 ~ الکترون ۳۰۱  
 اندازه‌گیری ~ پروتون ۳۰۱-۳۰۴  
 اندازه‌گیری ~ دوترون ۳۰۶-۳۰۹  
 اندازه‌گیری ~ نوترون ۳۰۴-۳۰۶  
 ~ پروتون ۳۰۴  
 ~ دوترون ۳۰۹  
 ~ نوترون ۳۰۶  
 ~ کوارکها ۴۵۴-۴۵۵  
 گشتاور لختی ۷۴-۷۵  
 گلوئون ۴۲۸  
 چندتاییگی ~ ۴۲۸-۴۲۹  
 ~ رنگی ۴۳۳-۴۳۴  
 مشاهده جتها در ~ ۴۳۱  
 گیراندازی (تابشی) نوترونها ۱۰۴
- فراوانی  
 ~ عناصر در منظومه شمسی ۴۸۶  
 ~ فرایند ۴۹۴S، ۴۹۷  
 ~ هلیوم در جهان ۴۸۰-۴۸۱  
 فرمول برایت - ویگنر ۶۶  
 فرمول گلمن - نیشیجیما ۴۲۰  
 فعالیت ناشی از گیراندازی نوترون ۱۰۸  
 قاعده تسوایگ ۴۳۴، ۴۴۲، ۴۴۵  
 قضیه CPT ۳۴۸، ۳۵۶  
 قواعد گزینش ایزوسپین در واپاشی بتا ۲۳  
 قواعد گزینش ایزوسپین در واپاشی گاما ۲۳  
 کاربردهای کیهانشناختی ۳۹۵  
 کشیدگی گریز از مرکز ۷۴  
 کوارک  
 ~ آزاد در تحقیقات تجربی جهان اولیه  
 ۴۵۵  
 ~ افسونگر ۴۳۸، ۴۴۱، ۴۴۵  
 ~ ته ۴۴۵-۴۴۶  
 ~ سر ۴۴۷  
 کوارکها(ی)  
 ~ آزاد در جهان اولیه ۴۷۴  
 اصول پاؤلی ~ ۴۲۵  
 بارهای کسری ~ ۴۲۳  
 نشان تجربی ~ ۴۴۷  
 تقارن ~ بالپتونها ۴۵۶  
 رنگ ~ ۴۲۶

پاریتته ~ ۳۵۰	پبتون (ها) ۳۳۹، ۴۱۰
تشدیده‌های ~ بانوکلئونها ۳۶۵-۳۷۱	تقارن ~ باکوارکها ۴۵۶
جرم ~ ۳۴۳-۳۴۹	~ ۴۰۹۴-۴۱۰
طول عمر ~ ۳۵۳-۳۵۴	
کشف ~ ۳۴۱-۳۴۲	مدل
واپاشی ~ ۳۴۶، ۳۵۳، ۳۵۶	~ اپتیکی ۴۹-۵۲، ۱۰۵
واکنش تولید ~ ۳۵۹-۳۶۱	~ ایزوبار ۳۷۱
واکنشهای ~ بانوکلئون ۳۶۱-۳۷۱	مدل کوارکی ۴۲۲-۴۲۵
معادله کلاین-گوردن ۳۴۱	آزادی جانبی ~ ۴۵۰
مقدار Q واکنش ۱۱	افسون تولیدشده در ~ ۴۳۸
تعیین جرمها از طریق ~ ۱۵	انقیاد فرو سرخ ~ ۴۴۸
حالتها برانگیخته ~ ۱۹	بی‌رنگی ~ ۴۲۶
مگنتون بور ۲۸۳	تبدیل گلوئون در ~ ۴۲۸
مگنتون هسته‌ای ۲۸۳	تحلیل واپاشی با استفاده از ~ ۴۳۴-۴۳۷
موج پیشرو در شتابدهنده خطی ۲۶۴	تحلیل واکنش با استفاده از ~ ۴۳۱-۴۳۳
مولکول هسته‌ای ۷۲	کرومودینامیک کوانتومی ~ ۴۵۰
	مدرک برای رنگ ~ ۴۲۸
	نمودار انفعالی در ~ ۴۳۴
نابودی الکترون-پوزیترون ۳۷۳-۳۷۴	مزون (ها) ۳۳۹
نسبت ازدیاد اکسیژن ۵۳۵	~ B ۴۴۵
نسبت نوترون-پروتون در جهان اولیه ۴۷۷،	~ D ۲۲۰، ۴۴۱، ۴۴۳
۴۷۹	~ F ۴۲۰، ۴۴۳
نظریه (های)	~ K ۳۸۰، ۳۸۱، ۳۸۷، ۳۹۵
~ الکتروضعیف	تولید دوباره ~ ۳۹۱
~ مبدأ	طول عمر واپاشی ~ خنثی ۳۹۱
~ واینبرگ-سلام ۴۰۳	نقض CP در واپاشی ~ ۳۹۲-۳۹۳
~ وحدت بزرگ ۴۴۵-۴۶۲	~ P ۳۷۱، ۳۷۲، ۳۷۶-۳۷۷
~ در واپاشی پروتون ۴۵۹	~ m ۳۷۵، ۳۷۶، ۳۷۸
نمودار	~ n ۳۷۸، ۳۷۹
~ برهم کنش نوکلئون-نوکلئون ۴۰۳	مزون $\pi$
~ فاینمن ۴۰۰	اسپین ~ ۳۴۹-۳۵۰
~ واکنشهای ضعیف ۴۰۳	ایزوسپین ~ ۳۴۳
نوترون (ها)	

- آشکارساز ~ با روش پس زنی پروتون ۹۹  
 آشکار شدن ~ ۲۴  
 اثرات گرانشی روی ~ ۱۱۳  
 بازتاب براگ ~ ۱۱۹، ۱۲۰  
 پراش ~ ۱۱۰  
 ~ براگ ~ ۹۹  
 پراکندگی شدید ~ ۶۵  
 پراکندگی کشسان ~ ۹۰  
 تداخل سنج ~ ۱۱۱  
 شدید در سطح مقطع کلی ~ ۱۰۵، ۱۰۰  
 تعیین ساختار بلوری با استفاده از ~ ۱۲۵  
 تکفامساز ~ ۱۱۸  
 حرکت تقدیمی ~ در میدان مغناطیسی  
 ۱۱۵  
 روش زمان پرواز ~ ۹۶-۹۷  
 کشف ~ ۸۵  
 کند شدن ~ ۹۰-۹۴  
 گرمایی شدن ~ ۹۳  
 گزینش سرعت ~ ۹۷  
 گشتاور دوقطبی الکتریکی ~ ۸۶  
 گشتاور دوقطبی مغناطیسی ~ ۳۰۶  
 وابستگی سطح مقطع شدید به سرعت  
 ~ ۹۴-۹۵، ۱۰۱  
 نوترینو(های)  
 ~ خورشیدی ۱۹۸  
 ~ در جهان اولیه ۴۷۵-۴۷۶  
 قید کیهانشناختی روی تعداد ~ ۴۸۲  
 واپاشی آلفا  
 استفاده از ~ در آشکارسازهای دود ۵۱۹  
 قدرت گرمایی ناشی از ~ ۵۱۹  
 کاربردهای ~ ۵۱۹-۵۲۱  
 واپاشی پروتون ۴۶۰  
 واپاشی ذرات  
 انرژی محصولات ~ ۴۱۱  
 پایستگی پاریته در ~ ۴۱۶-۴۱۷  
 پایستگی تکانه زاویه‌ای ~ ۴۱۶  
 ~ ضعیف با تغییر طعم در مدل کوآرکی  
 ۴۳۰  
 ~ فرونشاندۀ تسوایگ در شدید  $\psi$   
 ~ مزون پی الکترون نسبت به مد موئون  
 ۳۵۸  
 ~  $395-387 K^\circ$   
 واپاشی گاما  
 حالت گیراندازی نوترون در ~ ۱۰۷  
 قواعد گزینش ایزوسپین در ~ ۲۳  
 واکنش  
 انرژی آستانه ~ ۱۳  
 انرژی محصولات ~ ۱۳  
 انواع ~ ۹  
 پایستگی ایزوسپین در ~ ۲۳  
 پراکندگی (هسته‌ای) در ~ ۳۹  
 پراکندگی کولنی ناکشسان در ~ ۳۹-۴۲  
 تحلیل مدل اپتیکی ~ ۴۹-۵۲  
 توزیع زاویه‌ای محصولات ~ ۱۳  
 سطح مقطع ~ در پراکندگی کشسان ۴۷  
 سطح مقطع ~ در تحلیل موج جزئی ۴۷  
 سطح مقطع کلی ~ ۴۷  
 ~ ضعیف جریان خنثی ۴۰۷  
 قوانین پایستگی ~ ۱۰  
 کانال ~ ۴۶  
 ~ مشاهده پذیرها ۱۰  
 مقدار  $Q$  ~ ۱۱  
 ~ ناکشسان ۴۲



ذره آلفا در همجوشی ستارگان ۴۸۳	$^{27}\text{Al}(p,p)^{27}\text{Al}$ ~ ۶۷
سطح مقطع ~ ۲۴-۲۷، ۴۲-۴۹	$^{12}\text{C}(\alpha,n)^{15}\text{C}$ ~ ۸۷
جزئی ۲۵	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C},^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ ~ ۷۱
~ قاپ زنی ۵۷	$^{14}\text{C}(p,n)^{14}\text{N}$ ~ ۱۴۵
~ یون سنگین ۶۹	$^{60}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ ~ ۶۵
واکنشهای تشدید	$^{59}\text{Co}(n,n)^{59}\text{Co}$ ~ ۶۵
انتقال فاز ~ ۶۱	$^{159}\text{Er}(\alpha,n)^{162}\text{Dy}$ ~ ۷۶
پهنای انرژی در ~ ۶۱-۶۲	$^4\text{He}(d,n)^3\text{H}$ ~ ۸۹
سطح مقطع ~ ۶۳	$^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$ ~ ۱۳
فرمول برایت - ویگنر در ~ ۶۶	$^3\text{H}(n,p)^3\text{H}$ ~ ۱۵
واکنشهای ذرات	$^{25}\text{Mg}(p,p)^{25}\text{Mg}$ ~ ۵۵
انرژی آستانه ~ ۲۶۷، ۴۱۵	$^{25}\text{Ne}(\alpha,^7\text{Li},^8\text{B})^{26}\text{Mg}$ ~ ۱۸
انرژی محصولات ~ ۴۱۵	$^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{N}$ ~ ۱۵
پایستگی تکانه زاویه‌ای ۴۱۵-۴۱۶	$^{15}\text{O}(d,n)^{14}\text{N}$ ~ ۹۸
واکنشهای مدل هسته مرکب ۵۲-۵۶	$^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{24}\text{Na}$ ~ ۲۸
تغییرات تجربی ~ ۵۴	$^3\text{H}(p,^4\text{He})^{58}\text{Ni}$ ~ ۱۵
وابستگی زاویه‌ای ~ ۵۵	$^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne})^{16}\text{O}$ ~ ۷۸
واکنشهای مستقیم ۵۶	$^{14}\text{N}(^3\text{He},^4\text{He})^{16}\text{O}$ ~ ۲۳
انتقال تکانه زاویه‌ای در ~ ۵۸	$^{208}\text{Pb}(n,n)^{208}\text{Pb}$ ~ ۴۱
ضریب طیفی در ~ ۶۱	$^{208}\text{Pb}(p,p)^{208}\text{Pb}$ ~ ۴۱
وابستگی زاویه‌ای ~ ۵۰	$^{174}\text{Hf}(\alpha,^6\text{He})^{176}\text{Yb}$ ~ ۷۶
واهلش اسپین - شبکه ۳۱۳	$^{91}\text{Zr}(d,p)^{89}\text{Zn}$ ~ ۵۹-۵۸
	واکنشهای)
همبستگی زاویه‌ای اختلالی ۳۲۴	اختلاف فاز در ~ ۴۷
انتگرال زمانی ~ ۳۲۶-۳۲۹	~ انتقالی ۵۶
~ چارقتبی الکتریکی ۳۳۳	~ کولنی ۵۶
~ دوقطبی مغناطیسی ۳۲۶، ۳۲۸، ۳۳۰	پراکندگی کشسان کولنی در ~ ۳۰-۳۹
۳۳۱	تبخیر در ~ ۵۶
دیفرانسیل زمانی ~ ۳۲۶	تداخل بین پراکندگیهای پتانسیلی و تشدید در ~ ۶۶
همجوشی ۱۸۷-۲۲۳	تعیین جرم از طریق مقدار Q ~ ۱۵، ۱۸
آهنگ واکنش ~ ۹۲	روشهای تجربی ~ ۲۸-۲۹
انرژی آزاد شده در ~ ۱۹۰	

- چرخه پروتون - پروتون - ۱۹۵  
 چرخه کربن یا چرخه CNO در - ۱۹۹  
 ~ خورشیدی ۱۹۵  
 گسیل نوترینو در - ۱۹۵  
 ~ دو تریم - تریتم ۱۸۹  
 ~ دو تریم - دو تریم ۱۸۹  
 ~ ستارگان ۴۸۳
- آهنگ واکنش در - ۴۸۹  
 سد کولبی - ۱۹۱  
 سطح مقطع - ۱۹۱-۱۹۲  
 ~ گرما هسته‌ای ۱۸۸  
 هیپرون ۳۸۲، ۳۸۳  
 هیپر هسته ۳۸۴-۳۸۷