

این کتاب ترجمه‌ای است از:

Introduction to

NUCLEAR REACTOR THEORY

John R. Lamarsh

Addison - Wesley Publishing Company, Inc.

Massachusetts, U.S.A., 1966

ناشر

مؤسسه انتشارات و چاپ دانشگاه تهران

چاپ و صحافی این کتاب در خرداد ماه ۲۵۳۷ شاهنشاهی
در چاپخانه مؤسسه انتشارات و چاپ دانشگاه تهران به پایان رسید
کلیه حقوق برای دانشگاه تهران محفوظ است

بها : ۷۳۰ ریال

فهرست

موضوع

فصل ۱- مرور فیزیک هسته‌ای

- ۱-۱ اجزاء تشکیل دهنده هسته
- ۲-۱ طول موج ذره
- ۳-۱ شعاع هسته‌ای
- ۴-۱ جرم هسته‌ای
- ۵-۱ انرژی هم‌بستگی
- ۶-۱ حالات تحریک شده در هسته‌ها
- ۷-۱ رادیو اکتیویته
- ۸-۱ کاهش حالات تحریک شده
- ۹-۱ واکنش‌های هسته‌ای

فصل ۲- واکنش نوترون با ماده

- ۱-۲ سطح مقطع
- ۲-۲ واکنش‌های نوترون و سطح مقطع‌های میکروسکوپی
- ۳-۲ سطح مقطع‌های مخلوط و ملکول‌ها
- ۴-۲ توزیع زاویه‌ای و سطح مقطع‌های دیفرانسیل
- ۵-۲ مختصات مرکز ثقل
- ۶-۲ مکانیزم‌های واکنش نوترون
- ۷-۲ سطح مقطع کل
- ۸-۲ پراکندگی الاستیک
- ۹-۲ سطح مقطع انتقال
- ۱۰-۲ سطح مقطع ناالاستیک
- ۱۱-۲ پراکندگی غیرالاستیک

موضوع

صفحه	
۳۰۶	۳-۷ بستگی احتمال فرار از رزنانس به دما
۳۰۸	۴-۷ رزنانس های با ریزک با فواصل زیاد
۳۱۱	۵-۷ گذشتن در حالت جذب ضعیف
۳۱۲	۶-۷ محاسبات عددی احتمال فرار از رزنانس
۳۱۴	۷-۷ اندازه گیری احتمال فرار از رزنانس
۳۱۶	۸-۷ گذشتن تابع فضا در حالت جذب
۳۱۸	۹-۷ فیسجون سریع
۳۲۰	فصل ۸- نوترونهای کم انرژی

۳۲۷	۱-۸ طیف نوترونهای حرارتی
۳۳۹	۲-۸ سرعت واکنش برای نوترونهای حرارتی
۳۴۷	۳-۸ قدرت راکتور
۳۴۹	۴-۸ متوسط β در تئوری حرارتی
۳۵۲	۵-۸ پخش نوترونهای حرارتی
۳۵۸	۶-۸ زمان حرارتی شدن نوترونها
۳۶۱	۷-۸ سن نوترونها از رزنانس ایندیم
۳۶۴	۸-۸ گذشتن و پخش نوترونها
۳۶۸	۹-۸ اندازه گیری پارامترهای پخش نوترون

پیش گفتار

بنیای این کتاب درس تئوری راکتورهای هسته ای است که من در عرض چندین سال در دانشگاه های کرنل و نیویورک تدریس نموده ام. هدف اصلی این درس تفهیم اصول فیزیکی اساسی در مورد کار راکتورهای هسته ای بدانشجو میباشد. همچنین انتظار می رود که در آخرین درس دانشجو بتواند بعضی محاسبات مقدماتی در طراحی راکتور را انجام دهد.

دروسی که دانشجو باید قبل از این درس خوانده باشد در واقع پیش درس های این کتاب عبارتند از دروسی در سطح لیسانس در فیزیک اتمی و هسته ای و ریاضیات در سطح عالی. فرض نشده است که دانشجو اطلاعاتی درباره فیزیک کوانتیک دارد.

انتخاب و کار با اطلاعات هسته ای بویژه اطلاعات مربوط به سطح مناطق در واقع شروع کار بسیاری محاسبات راکتور میباشد و لذا مهم است که یک مهندس هسته ای قادر باشد با چنین اطلاعاتی بطور صحیح کار نموده و آنها را تعبیر نماید. پدیده های فیزیکی و اطلاعاتی که از آنها ناشی میشوند در اولین قسمت این کتاب بحث شده اند. دلیل شامل نمودن این مطالب آن است که معمولاً این مطالب به اندازه کافی در پیش درسهای فیزیک هسته ای بحث نمی شوند. فیزیک دانها علاقه چندانی به این مطالب ندارند در حالیکه سابقاً علاقه بیشتری وجود داشت. در مواردی که پیش درسهای لازم تدریس شده اند میتوان سه فصل اول را حذف نمود.

بیشتر پدیده های مربوط به انتقال نوترونها در یک راکتور را میتوان به کمک اصول تئوری پخش در یک نمودودر سراسر این کتاب از این مدل انتقال نوترون استفاده شده است اصول پیچیده ریاضی مربوط به تئوری انتقال تابع فضا بحث نشده است زیرا این روش ها که ممکن قابل ملاحظه ای به فهم اصول فیزیکی اساسی نمی کنند. همچنین بحث چنین روشها در کتاب با حجم محدود الزاماً باعث حذف مطالب مهم تر دیگری میشود. ولی در بعضی موارد مهم که تئوری پخش بویژه جوابهای نادرستی میدهد مثلاً در محاسبه راکتورهای غیر همگن از روشهایی بر مبنای احتمال فرار از رزنانس استفاده شده است.

علاشی که در این کتاب استفاده شده است علاشی هستند که توسط کمیته علائم، واحدها و نامگذاری (کمیته SUN) مربوط به موسسه بین المللی فیزیک عملی و بعضی توصیه شده است. تأتیهای فیزیکی آنها فی هستند که توسط کمیته تأتیهای اساسی مربوط به آکادمی

پیشگفتار مترجمان

از مدت‌ها پیش بخصوص پس از جنگ جهانی دوم که امکان استفاده از انرژی هسته‌ای به ثبوت رسید، کنترل و بهره‌گیری از این منبع انرژی عظیم مورد توجه بشر قرار گرفت. از زمانی که دنیا متوجه محدودیت منابع انرژی فسیلی شد و به کمبود آنها در آینده پی برد استفاده از انرژی هسته‌ای بیشتر مورد توجه قرار گرفت و در نتیجه انواع مختلف راکتورها بدین منظور طرح و ساخته شد. تا کنون مطالعات زیادی در زمینه راکتورهای هسته‌ای که اولین ماشین‌های تولید انرژی هسته‌ای هستند، انجام گرفته و کتابهای فراوانی درباره اصول و تئوری آنها نوشته شده است که یکی از کتابهای که نشر آن با موفقیت بسیار روبرو شد و در بسیاری از دانشگاه‌های معتبر دنیا و بخصوص آمریکا بعنوان کتاب درسی و یا حداقل بعنوان یک مرجع معتبر مورد استفاده قرار گرفته است، کتاب (آشنایی با تئوری راکتورهای هسته‌ای) می باشد که توسط جان لامارش استاد دانشگاه نیویورک آمریکا تألیف گردیده و در سال ۱۹۶۶ به چاپ رسیده است. شاید یکی از دلایل موفقیت این کتاب نوع مطالب انتخاب شده و نحوه ارائه آنها باشد که خود زائیده مطالعات بسیار و تجزید نظریات مداوم بوده است. بطوری که خود مؤلف می گوید: «این کتاب نتیجه چند سال تدریس در کلاس‌های مختلف و تبادل نظرهای فراوان است» ایران نیز در سال‌های اخیر کاربرد انرژی هسته‌ای در علوم و صنایع را بیش از پیش مورد توجه قرار داده و حتی استفاده از راکتورهای هسته‌ای را برای تولید برق در نظر گرفته است و هم اکنون که این کتاب آماده چاپ می‌شود تعدادی از این راکتورها در دست ساختمان هستند؛ بهین دلیل اغلب دانشگاه‌ها و موسسات عالی کشور دروسی در زمینه علوم هسته‌ای و راکتورها ارائه می کنند.

متأسفانه تا این زمان کتابی به زبان فارسی در زمینه راکتورهای هسته‌ای منتشر نشده است این نکته توجه مترجمان را بخود جلب کرد و احساس کمبود روزافزون مراجع لازم به زبان فارسی در این رشته آنها را برانگیخت تا به ترجمه کتابی دست یازند تا شاید بدینوسیله در کمک به پیشبرد علوم و فنون هسته‌ای سهم کوچکی داشته باشند.

پس از بررسی چند کتاب در مورد راکتورها و یا آشنایی قبلی، مترجمان به این نتیجه رسیدند که می‌توانند با ترجمه کتاب «آشنایی با تئوری راکتورهای هسته‌ای» نوشته جان لامارش به هدف خود برسند. این کتاب شامل پانزده فصل و دو ضمیمه است

ملی علوم و کمیته ملی تحقیقات (۱۹۶۳) توصیه شده‌اند و سطح مطالع بکار رفته جدیدترین مفادیر هستند که در فضا هم دوم جلد دوم BNL - ۳۲۰ سالهای ۱۹۶۴، ۱۹۶۵، ۱۹۶۶، ۱۹۶۷ داده شده‌اند.

در حد امکان مسائل طوری داده شده‌اند که بترتیب مطالب درسی ارائه شده باشد و بستگی به مشکلی آن ندارد. بعضی مسائل خیلی ساده‌اند ولی عمداً داده شده‌اند زیرا آنها معرف اصول فیزیکی مهم میباشند. اطراف دیگر بعضی مسائل طولانی و خسته کننده هستند و باید از ماشین محاسبه برای حل آنها استفاده نمود. ولی هیچ مساله‌ای احتیاج خاصی به استفاده از کامپیوتر ندارد.

در تهیه این کتاب افراد زیادی به من کمک نموده‌اند. بویژه من میخواهم از ژ - چرنیک^۱، ان - آر - کزن گلد^۲، اس - گلاستین^۳، اچ - گلاستین^۴، سی - سی - گریوز^۵، اچ - هورتون^۶، آی - کاپل^۷، ام - اس - نلکین^۸، ال - و - نوردهایم^۹، دی - اس - جان^{۱۰} و ای - بی - ویکر^{۱۱} بخاطر نظریات آنها روی سؤالات خاص و - سرفر قسمتی از نسخه اولیه کتاب تشکر کنم. من همچنین به ب - آ - مگانو^{۱۲} و جی - آر - استن^{۱۳} بخاطر ارسال اطلاعات سطح مناطق قبل از چاپ ضمائم جاری در ۳۲۵ - BNL مدیون هستم. همکاران من در دانشگاه نیویورک، آر - ارنی^{۱۴}، ژ - ژ - هریست^{۱۵}، آر - و - کوپ^{۱۶} و ای - استار^{۱۷} کمک زیادی در تهیه نسخه اولیه کتاب بمن کرده‌اند.

همچنین علاقه دارم از کمک بعضی دانشجویان فعلی و قدیمی خود تشکر کنم. بویژه از اس - جی - فیروگر^{۱۸}، جی - اس - ایگل^{۱۹}، سی - آر - مک‌نولین^{۲۰}، جی - آر - آرت^{۲۱} و آر - آ - شا^{۲۲} که نظریات و پیشنهادهای آنان در عرض چندین سال تدریس من کمک زیادی به شکل دادن نهائی این کتاب کرده است. آقای ژول - آدیر^{۲۳} بیشتر محاسبات را انجام داده است و تعداد زیادی از معنی‌ها و اشکال داده شده در کتاب را تهیه نموده‌اند و من علاقه دارم از کمک ایشان تشکر کنم. نسخه اولیه کتاب توسط همسر اینجانب تهیه شده و اگر بخاطر کمکهای ذیقیمت ایشان نبود شاید این پروژه سنگین هیچگاه به اتمام نمی رسید.

جی - آر - ال

لارک مانت - نیویورک

۱۲ دسامبر ۱۹۶۵

- | | | |
|------------------|--------------------|--------------------|
| 1- J. Chernick | 2- N. R. Corngold | 3- S. Glasstone |
| 4- H. Goldstein | 5- C. C. Graves | 6- H. Hurwitz |
| 7- I. Kaplan | 8- M. S. Nelkin | 9- L. W. Nordheim |
| 10- D. S. John | 11- E. P. Wigner | 12- B. A. Megurno |
| 13- J. R. Stehn | 14- R. Aron Son | 15- J. J. Herbat |
| 16- R. W. Kupp | 17- E. Starr | 18- S. J. Fierberg |
| 19- J. S. Ingley | 20- C. R. Mac Vean | 21- J. R. Roth |
| 22- R. A. Shaw | 23- Joel Adir | |

در این ترجمه سعی شده است اصالت و مفهوم متن کتاب حفظ شود و برای بیان مطالب حتی المقدور جملات ساده و روان بکار رود. البته این کوشش با مشکلاتی نیز روبرو شده، چون همانطور که همه می دانیم معادل بسیاری از لغات و عبارات فنی و علمی جدید در زبان فارسی یافت نمی شود، اجباراً در چنین مواردی بجای استفاده از لغات نامانوس، عبارت کوتاه یا لغایت ساده اول خارجی عیناً بکار رفته است.

ضمناً گاهی نیز اشتباهات مختصری در معادلات و فرمول ها مشاهده گردید که پس از تصحیح در زین نویس ها به آن اشاره شده و بوسیله * مشخص شده است. البته علی رغم همه کوشش هایی که در ترجمه این کتاب بکار رفته نمی توان گفت این کار بدون نقص انجام گرفته است و مطمئناً با استفاده از راهنمایی های استادان فن می توان کیفیت آن را بهبود بخشید لذا از کلیه استادان و دانشجو یانی که این کتاب را بخوبی مورد استفاده قرار می دهند تقاضا دارد نظرات اصلاحی خود را کتباً یا شفاهی به آگاهی مترجمان برسانند تا در چاپ های بعدی مورد استفاده قرار گیرد. قبلاً از همکاری صاحب نظران تشکر می شود. در اینجا لازم است از زحمات همه کسانی که در تهیه این ترجمه همکاری نموده اند مخصوصاً آقایان سعید اعتمادی و سعید تجلی پور و سید رضا حسینی و همچنین از کلیه کارکنان انتشارات دانشگاه که در چاپ کتاب ما را یاری کرده اند صمیمانه سپاسگزاری شود.

در خاتمه لازم به توضیح است با وجود دقتی که در چاپ این کتاب بعمل آمده است معذراً در چاپ نهائی غلط هایی مشاهده می گردد، لذا به کلیه خوانندگان این کتاب توصیه می شود قبل از مطالعه آن تصحیحات لازم را با توجه به غلطنامه ای که در آخر کتاب چاپ شده است بعمل آورند.

مترجمان

فصل اول

مور فیزیک هسته ای

قسمت هایی از فیزیک هسته ای که بویژه در تئوری و اکتور اهمیت دارند بطور خلاصه در فصل های ۱ و ۲ مورد بررسی قرار خواهند گرفت. فرض بر این است که خواننده طی دروسهای الزامی فیزیک اتمی و هسته ای با بسیاری از مطالب این دو فصل آشنا شده است.

۱-۱- اجزای تشکیل دهنده هسته:

هسته اتم از Z پروتون و N نوترون تشکیل شده که Z و N به ترتیب عدل اتمی^۱ و عدل نوترونی^(۲) می باشد. تعداد کل نکلون^(۳)ها A در هسته یعنی نوترونها و پروتونها برابر با $A = Z + N$ است که A عدد جرمی^(۴) اتم است.

هسته هایی که دارای عدد اتمی یکسان ولی عدد نوترونی متفاوت هستند بنام ایزوتوپها شناخته شده اند. بعنوان مثال، اکسیژن دارای سه ایزوتوپ پایدار، ^{16}O ، ^{17}O ، ^{18}O و سه ایزوتوپ ناپایدار ^{14}O ، ^{15}O و ^{19}O میباشد. جدولی شامل بعضی از ایزوتوپهای مهم که در رهنمایی هسته ای بیشتر پیش می آیند در ضمیمه اول داده شده است. جدول های کامل تری در مراجع آخر این فصل داده شده است.

جرم پروتون^(۵) 1.6726×10^{-24} گرم (gm) است. پروتون ذره ای است پایدار و حاصل 1.00727×10^{-24} کولمب (e) بار مثبت است که از نظر مقدار برابر با بار الکترون میباشد.

جرم نوترون، بدایلی که تا این اواخر کاملاً روشن نشده (۶) بود، کمی بیشتر از جرم پروتون^(۷) 1.6749×10^{-24} گرم میباشد و از نظر الکتریکی خنثی است.

سهولت نوترون پایدار نیست مگر اینکه در هسته ای پیوند شده باشد (نوترون آزاد با

۱ — Atomic number ۲ — Neutron number

۳ — Nucleons ۴ — Coulomb

۵ — این مسئله بالاخره بطور روشنی حل شده است. اختلاف جرم نوترون و پروتون را اکترون میتوان از روی اصول اولیه محاسبه نمود.

در رابطه با A ، عدد جرمی اتم است. عدد ثابت $1/2$ از آزمایش‌های پراکندگی نوترون بدست آمده است. از آنجا که انواع دیگر آزمایش‌ها تا حدودی نتایج متفاوتی برای این عدد میدهند، شعاع محاسبه شده از رابطه $1 - 3$ نباید خیلی قطعی تلقی شود. همچنین باید توجه داشت که این معادله برای هسته‌های خیلی سبک صادق نیست. اغلب مناسب است که شعاع هسته‌ای را برحسب شعاع کلاسیک الکترون r_e ، که بر وسیله رابطه:

$$r_e = \frac{e^2}{mc^2} \quad (1-4)$$

تعریف میشود، بیان کنیم. در رابطه بالا e و m_e به ترتیب بار و جرم الکترون و c سرعت نور میباشد. مقدار عددی r_e برابر با 2.82×10^{-13} سانتیمتر است، بطوری که میتوان R را تقریباً بشکل زیر نوشت:

$$R = \frac{r_e}{A^{1/2}} \quad (1-5)$$

گرچه رابطه $1-5$ از نظر عددی کاملاً صحیح نیست ولی برای بسیاری از محاسبات بعد کافی دقیق می باشد.

جرم V یک هسته متناسب با R^3 میباشد و با توجه به رابطه $1-3$ با A متناسب است. بنابراین تعداد متوسط نکلونها در واحد حجم هسته، یعنی $\frac{A}{V}$ برای همه هسته‌ها ثابت میباشد. یک چنین چگالی یکنواخت در هسته شباهت هسته‌ها را با قطره‌های کوچک مایع پیشنهاد میکند. یادآوری می شود که قطرات مایع صرف نظر از بزرگی یا کوچکی دارای چگالی یکسان می باشند. این مدل هسته، مدل قطره (۹) مایع، در فیزیک هسته‌ای فراوان بکار رفته و بسیاری از خواص هسته‌ها را بیان میکند. در فصل ۲ این مطلب بیشتر بحث خواهد شد.

۱-۲-۲- جرم هسته:

جرم اتم برحسب واحد جرم اتمی (1) یا amu بیان می شود. تقریباً تا این اواخر amu بعنوان یک شانزدهم جرم اتم ^{16}O خنثی تعریف شده بود. به دلایل مختلف بخصوص بمنظور نزدیک کردن واحد جرم اتمی به مقیاس شیمیائی وزن‌های اتمی، امروزه جرم‌های اتمی بجای ^{16}O نسبت به جرم ^{12}C اندازه گیری میشوند. بنابراین amu امروزه بصورت یک دوازدهم جرم اتم ^{12}C خنثی تعریف می شود و برابر با 1.660438×10^{-24}

$8 \rightarrow 2 + 6 + 1$

انتشار (۱) یکی پرتو β (۲) و یک اتمی نوترونی (۳) به پروتون تبدیل می شود، واکنشی که بطور متوسط طرف حدود 12 دقیقه بوقوع می پیوندد. در این کتاب نشان داده خواهد شد که اگر متوسط، نوترون‌ها در یک راکتور هسته‌ای، قبل از آنکه جذب شده و یا بخواج از سیستم نشت (۴) کنند فقط حدود 10^{-3} ثانیه میباشد. بنابراین ناپایداری نوترون از نظر تئوری راکتور اهمیتی ندارد.

۲-۱- طول موج ذره:

همه ذرات در طبیعت دارای سرعت دوگانه هستند. گاهی مانند ذرات منفرد و گاهی مانند امواج رفتار می کنند. طول موج ذره λ بر وسیله اندازه حرکت آن P و با استفاده از رابطه زیر تعیین می شود:

$$\lambda = \frac{h}{P}$$

در رابطه بالا، h ثابت پلانک (۵) است. امروزه بدلول است که از طول موج کاهش یافته (۶) ذره که با λ نشان داده میشود صحبت نمود. این کمیت بسادگی برابر با طول موج ذره تقسیم بر 2π میباشد. بنابراین میتوان λ را چنین نوشت:

$$\lambda = \frac{h}{P} \quad (1-1)$$

که در آن h ثابت پلانک تقسیم بر 2π میباشد. برای نوترون‌ها رابطه $1-1$ بصورت زیر نوشته میشود:

$$\lambda = \frac{4.05 \times 10^{-11}}{\sqrt{E}} \text{ cm} \quad (2-1)$$

در رابطه بالا، E انرژی نوترون برحسب الکترون ولت* میباشد.

۱-۳- شعاع هسته:

هسته اتم را میتوان، با تقریب درجه اول، بشکل کره‌ای با شعاع R در نظر گرفت. شعاع هسته R از رابطه زیر بدست می آید:

$$R = 1.2 \times 10^{-12} A^{1/3} \text{ cm} \quad (2-1)$$

۱ - Emission ۲ - β -Ray ۳ - Antineutrino

۴ - Leak ۵ - Planck's constant

۵ - در ضمیمه اول جدول ثابت‌های فیزیکی داده شده است.

۱ - Reduced wave Length

* یک الکترون ولت $= 1.6 \times 10^{-19}$ واحد انرژی بوده و مقدار آن برابر با 1.6×10^{-19} ژول است.

$$am u = \frac{1}{12} \times 12.97 \text{ am u}$$

گرم می باشد. در واحدهای انرژی، (با یکار برون استاندارد ^{12}C) $am u$ برابر با 931.48 MeV است. نوترون و پروتون براساس این واحد دارای جرم های زیر می باشند:

$$\begin{aligned} M_p &= 1.007276 \text{ am u} \\ M_n &= 1.008665 \text{ am u} \end{aligned}$$

جرم های هسته ای در سراج آخر این فصل گردآوری شده اند. بهرحال توجه خواننده به این نکته جلب میشود که قبل از یکار برون ارقام گردآوری شده مشخص کند که آیا مقدار جرم ها بربنای ^{16}O پایه گذاری شده است یا ^{12}C .

۵-۱- انرژی همبستگی^۱:

جرم همه هسته ها کمی کمتر از مجموع جرم نوترون ها و پروتون های موجود در آنها می باشد. این اختلاف کاهش جرم^(۲) نامیده شده و از رابطه زیر بدست می آید:

$$\Delta = ZM_p + NM_n - M_A \quad (1-1)$$

در رابطه بالا، M_A جرم هسته است. رابطه ۱-۱ را میتوان به شکل زیر نوشت:

$$\Delta = Z(M_p + m_e) + NM_n - (M_A + Zm_e) \quad (1-2)$$

در رابطه بالا، m_e جرم یک الکترون می باشد. کمیت $M_p + m_e$ تقریباً برابر جرم M_H هیدروژن خنثی است، و حال آنکه $M_A + Zm_e$ تقریباً برابر جرم M اتم خنثی مورد نظر می باشد. بنابراین کاهش جرم هسته بطور تقریبی از رابطه زیر بدست می آید:

$$\Delta \approx ZM_H + NM_n - M. \quad (1-3)$$

بعلا اختلاف انرژی همبستگی الکترون ها، روابط ۱-۱ و ۱-۲ کاملاً معادل یکدیگر نیستند ولی این امر در اغلب موارد اهمیتی ندارد.

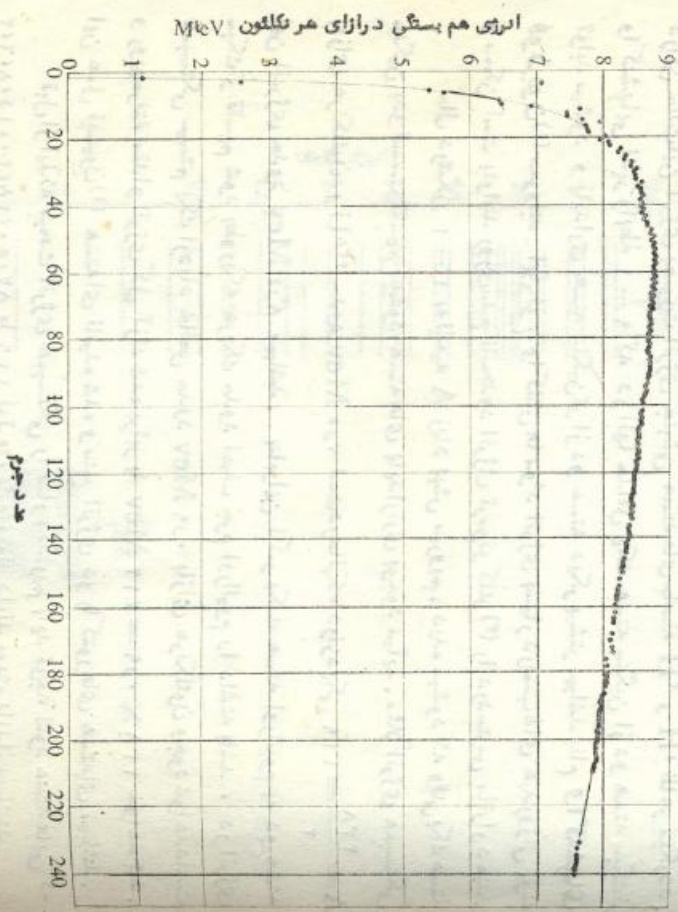
انرژی لازم برای شکستن هسته به ذرات تشکیل دهنده آن برابر با مقدار Δ برحسب واحد انرژی می باشد. این انرژی بنام انرژی همبستگی شناخته شده است زیرا معرف مقدار انرژی است که بوسیله آن هسته بهم نگه داشته میشود. از طرف دیگر وقتی هسته ای از A نکلون بوجود می آید، Δ برابر با انرژی آزاد شده در این واکنش می باشد. بعنوان مثال وقتی یک نوترون و یک پروتون ترکیب میشوند تا دترون یعنی هسته ^2H را تشکیل دهند یک لبرتو 2 با انرژی 2.2 MeV آزاد میشود.

از آنجا که این انرژی هنگام تشکیل دترون آزاد میشود، جرم دترون برحسب واحد انرژی، به اندازه 2.2 MeV از جرم یک نوترون و یک پروتون کمتر است. نوترون و پروتون را میتوان ابتدا از هم جدا کرد بشرط آنکه انرژی همبستگی مجدداً به سیستم افزوده شود.

این کار به روش های مختلف انجام میگردد، مثلاً از طریق بمباران کردن دتریم با پرتو α ی که دارای 2.2 MeV انرژی باشد.

جمع کل انرژی همبستگی هسته ها یک تابع صعودی از A است ولی با

یک میزان ثابت افزایش نمی یابد. این نکته را میتوان همانطور که در شکل ۱-۱ نشان داده شده است با رسم منحنی انرژی همبستگی بازای هر نکلون برحسب A باسانی مشاهده نمود. دیده میشود که برای مقادیر کم A چند نقطه منطبق بر منحنی نمی باشد و حال آنکه از $A=50$ به بعد منحنی یک نواخت ولی تابعی نزولی از A میگردد. طبیعت انرژی همبستگی در تعیین منابع ممکن انرژی هسته ای اهمیت بخصوصی دارد.

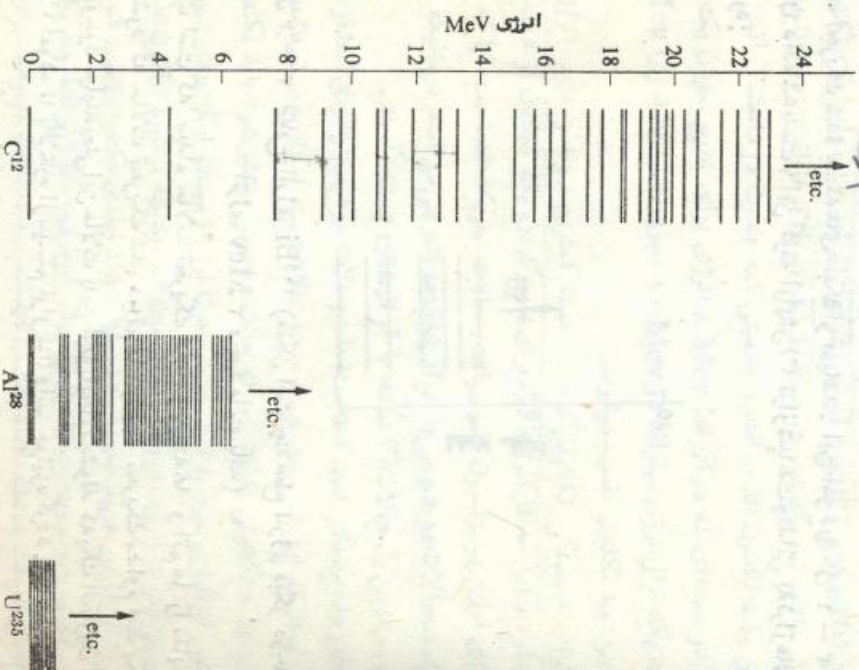


شکل ۱-۱ انرژی همبستگی بازای هر نکلون بصورت تابعی از عدد جرم

هسته هایی که در آنها انرژی همبستگی بازای هر نکلون زیاد است بطور خاصی پایدار و مستحکم همگیر شده اند» و برای جدا کردن آنها از یکدیگر باید انرژی نسبتاً زیادی به این سیستم ها افزود. از طرف دیگر هسته هایی که انرژی همبستگی آنها بازای هر نکلون کم است کمتر پایدار بوده و آنها را میتوان آسانتر متلاشی کرد.

این اعداد مربوط به تعداد نوترون‌ها یا پروتون‌های لازم برای بر نمودن لایه‌های (یا زیر لایه‌های) نکلون‌ها می‌باشد. بر شدن لایه‌ها شباهت زیادی به بر شدن لایه‌های الکترونی در ساختمان اتم دارد.

وجود هسته‌های جادویی کاربردهای عملی بسیاری در مهندسی هسته‌ای دارد. بعنوان مثال خاصیت جذب نوترونی هسته‌های جادویی کمتر از سایر هسته‌ها می‌باشد و از این مواد می‌توان در مواردیکه باید از جذب نوترون جلوگیری شود استفاده نمود. بعنوان مثال زیر کورنیم^(۱) که فراوان‌ترین آن ۰.۰۵ نوترون دارد بعنوان یک ماده ساختمانی در راکتورها بسیار بکار رفته است. پیشنهاد شده است که از بیسموت^(۲) (بفرم مایع) که تنها ایزوتوپ طبیعی آن ۱۲۶ نوترون دارد بعنوان خنک کننده استفاده شود.



شکل ۱ - سطح انرژی ^{235}U ، ^{28}Al ، ^{12}C و ^{238}U

۱ - Shell Sub Shell ۲ - Zirconium ۳ - Bismuth

هر گاه تشکیل سازبان^(۱) پایدارتری از ترکیب دو هسته که کمتر پایدارند امکان پذیر باشد، مقداری انرژی در این عمل آزاد می‌شود. چنین واکنشهایی برای تعداد زیادی زوج ایزوتوپها ممکن می‌باشند. بعنوان نمونه از ترکیب دو دترون که هر یک دارای انرژی همبستگی ۲.۲۲ MeV می‌باشد، یک ^3H با انرژی همبستگی کل ۸.۴۸ MeV ایجاد می‌شود:



در این واکنش ازدیاد خالص در انرژی همبستگی سیستم طبق محاسبه زیر وجود خواهد داشت:

$$8.48 \text{ MeV} = 2.22 \times 2 = 4.44 \text{ MeV}$$

در این حالت این انرژی بصورت انرژی جنبشی هسته‌های حاصله ^3H و ^1H ظاهر میگردد. واکنشهایی نظیر رابطه ۱-۹ که در آنها حداقل یک هسته سنگین از دو هسته سبک‌تر تولید میشود و پایدار هسته سنگین‌تر از دو هسته دیگر بیشتر میباشد بنام **واکنشهای فوژیون^(۲)** معروفند. این نوع واکنش‌ها مولد انرژی بسیار در ریسب‌های هیدروژنی بوده و ممکن است بتوانند روزی منبع نامحدود انرژی ترمونوکلر^(۳) را در دسترس ما قرار دهند. حال در شکل ۱-۱ به ناحیه A زیاد پیش میرسیم. دیده میشود که وقتی یک هسته سنگین بادو قسمت تقسیم میشود هسته‌های پایدارتری بوجود می‌آید. مثلاً انرژی همبستگی $A = \frac{238}{2} = 119$ حدود ۷۵ MeV است در حالیکه در نزدیکی $A = \frac{238}{2} = 119$ این انرژی حدود ۸.۴ MeV میباشد. بنابراین اگر یک هسته اورانیوم به دو هسته سبک‌تر تقسیم شود بطوریکه هر یک حدود نصف جرم اورانیوم را داشته باشد، در انرژی همبستگی سیستم یک ازدیاد خالص حدود ۲۰.۹ MeV، بازاری هر نکلون وجود خواهد داشت و رویه‌رفته مقدار انرژی کل آزاد شده برابر با $20.9 \times 238 = 4975.2$ خواهد شد. این عمل فیسیون^(۴) هسته‌ای نامیده شده و منبع انرژی در راکتورهای هسته‌ای میباشد. قبل از اینکه بحث انرژی همبستگی را کنار بگذاریم باید توجه نمود هسته‌هایی که ^{238}U یا ^{235}U نوترون یا پروتون دارند بویژه پایدار می‌باشند. این هسته‌ها را جادوئی^(۵) نامند و اعداد نکلون مربوط به آنها را **اعداد جادوئی** گویند.

۱ - Configuration ۲ - Fusion reaction

۳ - Thermionuclear ۴ - Fission

۵ - Magic

۲-۱- حالات تحریک شده^(۱) در هسته‌ها

قسمت‌های قبل در مورد هسته‌ها در حالت بنیادی^(۲) یعنی در حالت کمتری انرژی بودند هسته‌ها نیز دارای حالات تحریک شده با ترازهای انرژی^(۳) می‌باشد.

شکل ۱- ۲ ترازهای انرژی شناخته شده ^{27}Al و ^{23}U را نشان می‌دهد که برترتیب نموده‌هایی از هسته‌های سبک، متوسط و سنگین می‌باشند. دیده می‌شود که در هر حالت دانسیته ترازها با افزایش انرژی تحریک^(۴) زیاد می‌شود. به علاوه باید توجه نمود که دانسیته ترازها برای یک انرژی تحریک معین با بالا رفتن جرم هسته‌ها نیز زیاد می‌شود. گرچه معمولاً این امر حقیقت دارد که ترازهای انرژی با افزایش عدد جرمی بسیار فشرده می‌شود، هسته‌های جادویی از این قاعده مستثنی می‌باشند و حالات تحریک شده آنها بیشتر شبیه حالات تحریک شده هسته‌های سبک‌تر می‌باشد. این امر در شکل ۱- ۲ برای هسته ^{209}Bi نشان داده شده است. این گونه آرایش^(۵) تراز شباهت چندانی به ترازهای هسته‌های سنگین ندارد:



شکل ۱- ۲ سطح انرژی ^{209}Bi (ممکن است چند سطح انرژی دیگر در حدود انرژی ۲ MeV وجود داشته باشد)

جالب است که مبداء حالات تحریک شده در هسته‌ها و اتم‌ها را مقایسه نماییم. یادآوری می‌شود که حالات تحریک شده در اتم‌ها در نتیجه تحریک مداوم فقط یک الکترون در هر سطحه بوجود می‌آیند یعنی این حالات باقی طریق ایجاد می‌شوند که یک الکترون از ترازهای متوالی گذر^(۶) نموده تا بالاخره از سیستم فرار کند و اتم یونیزه گردد. حالات بیشتر تحریک

- ۱ - Excited States
- ۲ - Ground state
- ۳ - Energy levels
- ۴ - Excitation energy
- ۵ - Level Scheme
- ۶ - Transition

شده اتم بعداً بوسیله تحریک الکترون دوم بوجود می‌آیند تا اتم بطور مضاعف یونیزه شود و همینطور تا آخر. انرژی لازم برای اینکه یک الکترون را که قبلاً در حالت تحریک شده معینی است به تراز بالاتری ببریم، همیشه کمتر از انرژی لازم برای تحریک دو یا چند الکترون می‌باشد، و به این دلیل حالات انرژی اتم به روش فوق بوجود می‌آیند. *سوال پرسش: چه می‌شود اگر دو الکترون در یک اتم به روش فوق بوجود می‌آیند.*

این وضعیت در مورد ترازهای انرژی هسته‌ای کاملاً متفاوت است. بالا بردن یک نکلون از یک تراز تحریک شده به تراز بالاتر اغلب به انرژی بیشتری نیاز دارد تا اینکه نکلون دیگری همان گذر یا گذر دیگری بنماید. بنابراین تفاوت بین حالات تحریک شده هسته‌ها و اتم‌ها در این است که حالات تحریک شده بالاتر هسته‌ها معمولاً در اثر تحریک یک همزمان^(۱) تعدادی نکلون نتیجه می‌شود و در اثر تحریک مداوم یک نکلون تنها نیست. باین دلیل حالات تحریک شده در هسته‌ها می‌تواند بالاتر از انرژی «یونیزاسیون» با انرژی همستگی یک نکلون اتفاق افتد، وضعیتی که بندرت در ساختمان اتمی یافت می‌شود. بنابراین در هسته‌ای که در آن فقط ۸ MeV انرژی برای خارج نمودن یک نکلون از آن لازم است یک تراز انرژی می‌تواند در ۱۰ MeV وجود داشته باشد زیرا ۱۰ انرژی تحریک بین چند نکلون تقسیم می‌شود.

انرژی همستگی نکلونی که در هسته کمترین می‌باشد را دارد انرژی موهومی^(۲) نامیده می‌شود و این حداقل انرژی لازم برای خارج کردن یک نکلون از هسته بوده و کاملاً شبیه انرژی اولین یونیزاسیون اتم می‌باشد. حالات تحریک شده هسته را که بالاتر از انرژی موهومی است حالات موهومی یا ترازهای موهومی می‌نامند درحالیکه حالات پایین تر از انرژی موهومی را حالات^(۳) بسته یا ترازهای بسته گویند.

بطور واضح ممکن است که هسته‌ها در حالات موهومی از طریق انتشار نکلون کاهش یابند، درحالیکه این امر برای هسته‌ها در حالات بسته امکان پذیر نمی‌باشد. ولی می‌توان دید برای اینکه نکلونی بتواند از یک حالت موهومی منتشر شود باید نکلونهای تحریک شده قسمتی از انرژی خود را از دست بدهند تا فرار از سیستم امکان پذیر شود.

چنین تعریکز انرژی در یک نکلون می‌تواند در نتیجه برخورد نکلون‌ها با یکدیگر رخ دهد ولی اگر انرژی هسته تحریک شده بین تعداد زیادی نکلون تقسیم شود، چنین توزیع انرژی غیرمحتمل بوده و بندرت اتفاق می‌افتد. از طرف دیگر اگر فقط چند نکلون در تشکیل تراز موهومی شرکت داشته باشند احتمال اینکه یک نکلون بتواند برای فرار از هسته انرژی کافی دریافت کند به مراتب بیشتر می‌شود.

- ۱ - Simultaneous excitation
- ۲ - Virtual energy
- ۳ - Bound states

در نظر گرفت. حال فرض میکنیم $P(t)dt$ احتمال این باشد که یک هسته در زمان dt بین t و $t+dt$ کاهش یابد. عبارت دیگر $P(t)dt$ احتمال این است که یک هسته تا زمان t باقی بماند وبعد درفاصله زمانی t تا $t+dt$ کاهش یابد.

سلباً این احتمال وقوع کاهش برابر با احتمالی است که هسته تا زمان t هنوز کاهش نیافته باشد ضرب در احتمال اینکه هسته حتماً در زمان اضافی dt کاهش یابد. بنابراین نتیجه میشود که:

$$P(t)dt = e^{-\lambda t} \times \lambda dt = \lambda e^{-\lambda t} dt \quad (۱۳-۱)$$

اگر رابطه ۱-۱۳ برای تمام زمان انکگرال گیری شود رابطه زیر بدست میاید:

$$\int_0^{\infty} P(t)dt = \lambda \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt = 1 \quad (۱۴-۱)$$

این رابطه نشان میدهد که احتمال اینکه یک هسته رادیواکتیو بهلاخور کاهش یابد همانطور که انتظار میرود برابر با واحد است.

حال عمر متوسط^(۱) یک هسته را میتوان با تعیین متوسط مقدار t روی تابع توزیع احتمال $P(t)$ بدست آورد. عمر متوسط را با $\bar{t}$ نشان داده و داریم:

$$\bar{t} = \int_0^{\infty} tP(t)dt = \frac{1}{\lambda} \quad (۱۵-۱)$$

با توجه به رابطه ۱-۱۲ عمر متوسط را میتوان بصورت زیر نوشت:

$$\bar{t} = \frac{T_1}{\lambda} = 1.44 T_1 \quad (۱۶-۱)$$

اغلب لازم است حالتی را در نظر بگیریم که ایزوتوپهای رادیواکتیو در یک راکتور تولید شده و کاهش می یابند.

اگر آنها در زمان t به میزان $R(t)$ اتم در ثانیه تولید شوند، تغییر در تعداد اتم های ایزوتوپ درفاصله زمانی بعدی dt برابر است با:

$$dn(t) = -\lambda n(t)dt + R(t)dt \quad (۱۷-۱)$$

این معادله را میتوان مستقیماً بوسیله ضرب کردن هر جزء درفاکتور^(۲) انکگرال گیری $e^{+\lambda t}$ حل کرد بنابراین داریم:

۷-۱- رادیو اکتیویته:

تجزیه خود بخود^(۱) هسته ها، عملی که (امروزه) به غلط و رادپوا اکتیویته^(۲) نامیده میشود از این قانون اساسی طبیعت پیروی میکند که احتمال کاهش هسته در واحد زمان، ثابتی مستقل از زمان است. این ثابت را ضریب کاهش^(۳) نامند و با علامت λ نشان میدهند.

کاهش نیانده $n(t)$ باشد، یا در نظر گرفتن تعریف λ بطور متوسط تعداد $\lambda n(t)dt$ از این اتم ها در زمان dt بین t و $t+dt$ کاهش می یابند. بنابراین میزان^(۴) کاهش نمونه در زمان t برابر است با $\lambda n(t)$. این میزان کاهش به اکتیویته^(۵) نمونه نیز موسوم بوده و با واحد کوری^(۶) اندازه گیری میشود. یک کوری برابر با 3.7×10^{10} تجزیه در ثانیه میباشد.

کم شدن تعداد هسته های کاهش نیانده در زمان dt با رابطه زیر داده میشود:

$$-dn(t) = \lambda n(t)dt \quad (۱۰-۱)$$

می توان از این رابطه انکگرال گیری نمود و رابطه زیر را بدست آورد:

$$n(t) = n_0 e^{-\lambda t} \quad (۱۱-۱)$$

در رابطه بالا n_0 تعداد اتم ها در $t=0$ میباشد.

زمانی را که در عرض آن اکتیویته یک نمونه رادیواکتیو نصف میشود نیمه عمر^(۷) نامند و با علامت T_1 نشان داده میشود. مقدار:

$$n(T_1) = n_0 / 2$$

را در رابطه ۱-۱۱ قرار داده باسانی می بینیم که:

$$T_1 = \frac{\ln(2)}{\lambda} = 0.693 \quad (۱۲-۱)$$

اکنون یک نمونه ساده رادیواکتیو را که در زمان $t=0$ شامل n_0 اتم میباشد در نظر گیرید. با توجه به رابطه ۱-۱۱ بعد از t ثانیه تعداد $n_0 e^{-\lambda t}$ هسته باقی خواهند ماند. بنابراین کسری^(۸) از هسته های اولیه که هنوز کاهش نیانده اند برابر با $e^{-\lambda t}$ میباشد. این

کسر را میتوان بعنوان احتمال^(۹) اینکه یک هسته در زمان $t=0$ تا t کاهش نیابد

$t = 0$ وجود داشته باشد، t ثانیه بعد تعدادی اتم برابر با مقدار زیر در این حالت باقی خواهد بود.

$$n = n_0 e^{-\frac{T}{\tau}} \quad (22-1)$$

روابطی نظیر ۱-۲۲ معمولاً مفید نیستند زیرا کاهش حالات تحریک شده آنقدر سریع انجام میگردد که تابع زمان بودن آن معمولاً مشهود نیست.

با استفاده از روابط ۱-۱۰ و ۱-۲۱ عمر متوسط یک حالت بر حسب بهنای تراز

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{\hbar}{T} \quad (23-1)$$

بنابراین یک حالت با بهنای زیاد دارای عمر کوتاه بوده و یک حالت با بهنای کم عمر بلند دارد. بهنای تعداد زیادی از حالات تحریک شده اندازه گیری شده اند. مثلاً اولین حالت سوهی U^{۲۳۱} در ۶۱۷ eV بالای انرژی سوهی قرار گرفته و دارای بهنای ۲۷ میلی ولت (۰.۲۷ eV) میباشد.

بنابراین عمر متوسط این حالت تقریباً برابر با مقدار زیر خواهد بود.

$$\tau = 1.0 \times 10^{-14} \times 2.4 \times 10^{-27} = 2.4 \times 10^{-41} \text{ s}$$

عمرهایی باین کوتاهی را نمیتوان بوسیله دستگاه های معمولی اندازه گیری نمود و بنظر میرسد که این حالت بعضی تشکیل شدن کسایش میباشد (در این حالت کسایش اغلب بوسیله انتشار اشعه γ صورت میگیرد). کسایش یک هسته از حالت تحریک شده اغلب میتواند بطرق مختلف انجام گیرد. ولی اگر هسته در حالت بسته باشد انتشار نکلئون امکان پذیر نبوده و بجز چند حالت استثنائی*، هسته از طریق انتشار اشعه γ کسایش میدهد. از طرف دیگر اگر هسته در حالت سوهی باشد، بسته به انرژی حالت مربوطه، علاوه بر انتشار اشعه γ ، یک یا چند نکلئون نیز میتوانند منتشر شوند.

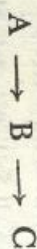
احتمال وقوع کسایش در واحد زمان برای هر حالت تحریک شده بوسیله بهنای های جزئی^(۱) و ویژه آن عمل بیان میشود. مثلاً τ_T بهنای جزئی برای انتشار اشعه گاما میباشد. τ_T بهنای اشعه γ نیز نامیده میشود (بر حسب واحد انرژی) برابر با احتمال این

* مثلاً اولین حالت تحریک شده ^{16}O در ۱.۶ MeV است. این هسته میتواند از طریق انتشار الکترون-پازیترون کسایش یابد. برای بعضی حالات (ایزومریک) با عمر طولانی کاهش از طریق انتشار اشعه β نیز امکان پذیر است.

$$n(t) = n_0 e^{-\lambda t} + e^{-\lambda t} \int_0^t R(t') e^{\lambda t'} dt' \quad (18-1)$$

در رابطه بالا n_0 تعداد اتم های موجود در $t=0$ میباشد. وقتی فرم صریح^(۱) $R(t)$ شناخته شده باشد باسانی میتوان تابع $n(t)$ را پیدا کرد.

از رابطه ۱-۱۸ همچنین میتوان برای تعیین مقدار یک ایزوتوپ در هر لحظه در یک کسایش زنجیری رادپواکتیو از نوع زیر استفاده کرد.



مثلاً جمع شدن ایزوتوپ نوع B را در نظر بگیرید. از آنجا که کاهش یک اتم A یک اتم نوع B میدهد، میزان تولید اتم های B برابر با اکتیویته A است یعنی:

$$R(t) = \lambda_A n_A(t) = \lambda_A n_A e^{-\lambda_A t} \quad (19-1)$$

این عبارت را در رابطه ۱-۱۸ وارد نموده و انتگرال میگیریم. نتیجه میشود.

$$n_B(t) = n_{B0} e^{-\lambda_B t} + \frac{\lambda_A n_{A0}}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (20-1)$$

که n_{A0} و n_{B0} تعداد اتم های A و B در $t=0$ میباشد.

۱-۸- کاهش حالات تحریک شده:

قانون اساسی رادپواکتیویته طبیعی یعنی ثابت بودن احتمال کاهش یک سیستم در واحد زمان، در مورد کاهش خود پیچوده هسته های تحریک شده نیز صادق میباشد. ولی در بحث حالات تحریک شده متداول است که ضریب کاهش λ را بر حسب کمیت جدید T که بهنای^(۲) تراز نامیده میشود بیان نمود. T طبق رابطه زیر تعریف میشود:

$$\tau = \hbar \lambda \quad (21-1)$$

از آنجا که $\hbar$ * دارای واحد انرژی ضرب در زمان است و λ دارای واحد معکوس زمان میباشد واضح است که T دارای واحد انرژی خواهد بود. به عبارت دیگر T ضریب کاهش یک حالت تحریک شده است که بوسیله واحد انرژی بیان میشود.

میتوان بجای ضریب کاهش معمولی از بهنای تراز برای توصیف کاهش هسته ها از حالات تحریک شده استفاده نمود. مثلاً اگر n_0 هسته در حالت تحریک شده ای در زمان

$$1 - \text{Explicit} \quad 2 - \text{Level-Width}$$

$$\text{مقدار } \hbar \text{ برابر است با } 1.05 \times 10^{-27} \text{ erg sec} \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

رابطه بالا را میتوان بصورت زیر نوشت:

$$^{16}\text{O}(n, P)^{16}\text{N} \quad (28-1)$$

که علامت n و P به ترتیب به نوترون ورودی و پروتون خروجی اشاره میکنند.

بعث مفصل تئوری واکنش های هسته ای خارج از موضوع این کتاب میباشد. ولی از نظر بحث ما کافی است که به چهار قانون اساسی درباره واکنش های هسته ای توجه نماییم.

۱- بقای^(۱) تکلیف ها: تعداد نکلون ها قبل و بعد از یک واکنش باید مساوی باشد.

۲- بقای بار: مجموع بارهای همه ذرات قبل و بعد از واکنش باید مساوی باشد.

۳- بقای اندازه حرکت خطی^(۲) و ممان زاویه ای^(۳): مجموع کل اندازه حرکت ذرات واکنش کننده قبل و بعد از یک واکنش یکسان میباشد زیرا هیچ نیروی خارجی روی ذرات اثر نمیکند. اهمیت بقای ممان زاویه ای در فصل ۲ بیشتر بحث خواهد شد.

۴- بقای انرژی: انرژی در همه واکنش های هسته ای حفظ میشود.

میتوان از اصل بقای انرژی پیش بینی امکان پذیر بودن یک واکنش از نقطه نظر انرژی استفاده نمود. مثلاً با در نظر گرفتن واکنشی از نوع $1-20$ میتوان گفت انرژی کل قبل از واکنش برابر با مجموع انرژی های جنبشی ذرات a و b باضافه انرژی حالت سکون هر ذره میباشد. به همین ترتیب انرژی بعد از واکنش عبارت است از انرژی جنبشی ذرات c و d بعلاوه انرژی حالت سکون آنها. طبق اصل بقای انرژی رابطه زیر نتیجه میشود:

$$E_a + E_b + M_a c^2 + M_b c^2 = E_c + E_d + M_c c^2 + M_d c^2 \quad (29-1)$$

E_a و E_b و غیره انرژی جنبشی ذرات a و b و ... هستند. رابطه ۱-۲۹ را میتوان بصورت زیر تغییر داد:

$$(E_c + E_d) - (E_a + E_b) = [(M_a + M_b) - (M_c + M_d)] c^2 \quad (30-1)$$

بنابراین دیده میشود که تغییر در انرژی جنبشی ذرات قبل و بعد از واکنش برابر با اختلاف انرژی های حالت سکون ذرات قبل و بعد از واکنش میباشد.

سمت راست رابطه ۱-۳۰ بنام «کمیت^(۴) Q » واکنش موسوم است. یعنی:

$$Q = [(M_a + M_b) - (M_c + M_d)] c^2 \quad (31-1)$$

طبق رابطه ۱-۳۰ واضح است که وقتی Q مثبت باشد، انرژی خالصی در انرژی جنبشی ذرات وجود دارد. این نوع واکنش ها گرمازا نامیده میشوند. از طرف دیگر وقتی Q

۱ - Conservation
۲ - Linear momentum
۳ - Angular momentum
۴ - Q-Value

است که هسته با انتشار اشعه گاما درواحد زبان کاهش یابد. به همین طریق Γ_n یا بهنای

نوترون برابر با احتمال این است که هسته با انتشار نوترون درواحد زبان کاهش یابد و غیره. از آنجا که احتمال کاهش کل برابر با مجموع احتمالات وقوع هر یک از کاهش ها می باشد، بهنای کل برابر با مجموع بهنای جزئی میشود:

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n + \dots \quad (34-1)$$

احتمال نسبی^(۱) این که یک حالت تعریک شده با روش خاصی کاهش یابد مسلماً برابر با نسبت بهنای جزئی آن روش خاص به بهنای کل میباشد. مثلاً احتمال نسبی که یک حالت بوسیله انتشار اشعه γ کاهش یابد برابر است با $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}$ و همچنین احتمال نسبی انتشار نوترون برابر با $\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$ میباشد و همینطور تا آخر.

۹-۱- واکنش های هسته ای^(۲):

وقتی دو ذره هسته ای یعنی دو هسته با یک هسته و یک ذره با یکدیگر واکنش کنند و دو یا چند ذره هسته ای یا اشعه گاما تولید شود گویند یک واکنش هسته ای بوقوع پیوسته است. اگر ذرات اولیه را a و b نمایش داده و ذرات حاصله (برای سهولت فرض میشود فقط دو ذره وجود دارند) را c و d نمایش بدیم، واکنش فوق را میتوان بوسیله رابطه زیر نشان داد:

$$a + b \rightarrow c + d \quad (35-1)$$

در این نوع روابط، ذرات واکنش کننده همیشه برحسب اتم های خنثی نوشته میشوند گرچه بعضی از آنها ممکن است یونیزه باشند.

در مورد یک آزمایش معمولی، یکی از ذرات مثلاً a را درحال سکون در یک نوع نمونه فرض میکنیم و ذره b بطرف نمونه پرتاب میشود. در این حالت رابطه ۱-۲۵ را

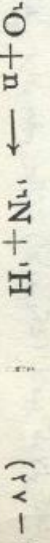
معمولاً به یک a از دو صورت زیر (هر کدام که مناسبتر باشد) می نویسند:

$$a(b, c)d \quad (36-1)$$

یا:

$$a(b, d)c$$

مثلاً وقتی اکسیژن بوسیله نوترون های پراانرژی به باران شود یکی از واکنش هایی که ممکن است رخ دهد به قرار زیر است:



۱ - Relative
۲ - Nuclear reaction

منابع عمومی

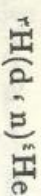
- Burcham, W. E. Nuclear physics. New York : McGraw - Hill 1963, Parts A and C.
- Eisberg, R. M., Fundamentals of Modern Physics. New York: Wiley 1961, Chapters 1, 14, 16.
- Endt, P. D., and M. Demeur, Nuclear Reactions, Vol. 1. Amsterdam North Holland, 1959 Chapter 2.
- Evans, R. D., the Atomic Nucleus. New York: McGraw-Hill. 1955 Chapters 1-9, 11, 12, 15.
- Green, A. E. S., Nuclear Physics. New York : McGraw-Hill, 1955, Chapters 1-6, 8, 12.
- Kaplan, I., Nuclear Physics, 2nd ed. Reading Mass: Addison-Wesley, 1963, Chapters 1-15, 17.
- Littler, D. J., and J. F. Raffie, An Introduction to Reactor Physics, 2nd ed. New York: McGraw-Hill, 1957, Chapters 1-3.
- Mayer, M. G., and J. H. D. Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure. New York: Wiley, 1955.
- Segre, E., Editor, Experimental Nuclear Physics, Vol. III. New York Wiley, 1959.

اطلاعات

- Gibbs, R. C., and K. Way, A Directory to Nuclear Data Tabulation. Nuclear Data Project, National Academy of Sciences-National Research Council. U. S. Government Printing Office, Washington, D. C., 1958.
- Way, K., Editor, Nuclear Data Tables (in several parts). National Academy of Sciences-National Research Council, U. S. Government printing Office, Washington, D. C. 1959, 1960.
- Way, K., Editor, World-Wide News Compilations in Nuclear Data Project Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee. This newsletter contains the latest information on newly available forthcoming data compilations.
- Stroninger, Hollander, and Seaborg, «Tables of Isotopes», Rev. Mod. Phys. 30, 585 (1958).

سفی باشد، کاهش خاصی در انرژی جنبشی ذرات وجود خواهد داشت. این نوع واکنش ها همگراگیر^(۲) نامیده میشوند. برای واکنش های همگرازا^(۱۱)، جرم هسته به انرژی جنبشی تبدیل میشود در حالیکه در واکنش های گریزگیر انرژی جنبشی به جرم تبدیل میشود:

کمیت -Q را میتوان بدون اشکال برای واکنش های مربوط به اتم هایی که جرم آنها معلوم است محاسبه نمود بشرطی که تکانون های حاصله در حالت بنیادی تشکیل شوند. بعنوان نمونه واکنش زیر را در نظر گیرید:



این واکنش از نظر یک چشمه نوترون آرسايشگاهی و همچنین بعنوان یک چشمه ترمونوکلتر^(۳) حایز اهمیت است. کمیت -Q این واکنش از جرمهای (اتمی) زیر پیدا میشود:

$$\begin{aligned} M({}^2\text{H}) &= 2.0141019 \\ M({}^4\text{He}) &= 4.0026032 \\ M(n) &= 1.0086649 \end{aligned}$$

$$M({}^2\text{H}) + M({}^2\text{H}) = 4.0308038$$

$$M({}^3\text{He}) + M(n) = 4.0112671$$

$$\Delta E = \sqrt{2mE} + \sqrt{2mE} + \sqrt{2mE}$$

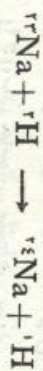
$$Q = 0.018635 \text{ amu} \quad E({}^2\text{H}) + E(n) = 17.6 \text{ MeV}$$

که معادل با ۱۷.۶ Mev میباشد. این بدان معنی است که مثلاً اگر یک اتم تریتم^(۳H) در حال سکون بوسیله دوترون های ۱ Mev بسیاران شود مجموع انرژی های ذرات نوترون و آلفای خروجی برابر با ۱۸.۶ Mev خواهد شد. از طرف دیگر اگر هر دو دوترون و تریتم^(۳H) تقریباً دارای انرژی جنبشی صفر باشند فقط ۱۷.۶ Mev انرژی بین ذرات نوترون و آلفای خروجی تقسیم میشود.

در حالت اخیر پآسانی میتوان نشان داد برای حفظ همان زاویه ای، انرژی نوترون درواقع ۱۴.۱ Mev است در حالیکه ذره آلفا دارای انرژی ۳.۵ Mev میباشد.

وقتی که یک واکنش منجر به ایجاد هسته های تحریر شده میشود، کمیت -Q را نمیتوان مستقیماً از جرم اتم های خنثی و انرژی حالات تحریر شده تعیین کرد. میتوان کمیت Q را برای واکنشی که منجر به حالات بنیادی هسته های تشکیل شده میگردد حساب نموده سپس تغییر ستاسی برای حالات تحریر شده در آن منظور کرد.

۱-۱۰ ایزوتوپ ^{24}Na ($T_{1/2} = 1.5 \text{ hr}$) را میتوان از بمباران ^{23}Na با نوترون بدست آورد. واکنش آن به قرار زیر است:



اگر تولید ^{24}Na یعنی تعداد اتم های ^{24}Na تولید شده در ثانیه ضرب در ضریب کاهش برابر ۱۰۰ میکروکوری در ساعت باشد:

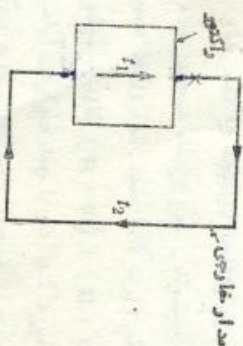
الف- اکتیویته ^{24}Na بعد از ۱ ساعت در ساعت چیست؟
ب- اگر بمباران بعد از ۱ ساعت متوقف شود، اکتیویته آن بعد از ۱۰ ساعت چقدر است؟

ج- ما کزیم اکتیویته ممکن (اکتیویته اشباع شده) برای ^{24}Na چقدر است؟
۱-۱۶ بسیاری از مواد خنک کننده در حین عبور از راکتور رادیو اکتیو میشوند. خنک کننده سابی که به طور متوسط t_1 ثانیه در راکتور و t_2 ثانیه در خارج از آن میگذراند مطابق شکل (۱-۴) در نظر گیرید.

والتی خنک کننده در راکتور است با سرعت R اتم در ثانیه در سانتیمتر مکعب رادیو اکتیو میشود.

الف- نشان دهید که اکتیویته α که به هر سانتیمتر مکعب از خنک کننده ضمن عبور از راکتور اضافه میشود برابر است با:

$$\alpha = R(1 - e^{-\lambda_A t_1})$$



شکل ۱-۴

ب- نشان دهید بعد از m سیکل، اکتیویته در سانتیمتر مکعب خنک کننده که از راکتور خارج میشود برابر است با

$$\alpha_m = R \frac{(1 - e^{-\lambda_A t_1})(1 - e^{-m\lambda_A(t_1 + t_2)})}{1 - e^{-\lambda_A(t_1 + t_2)}}$$

ج- ما کزیم اکتیویته خنک کننده در مسیر خروجی چقدر است؟

^{201}Bi (د) ^{210}O (ج)

^4He (ب) ^3H (الف)

۱-۱ واکنش های زیر را کامل نموده و کمیت Q آنها را بدست آورید:

$^{27}\text{Al}(d, p)$ (ا) $^{9}\text{Be}(\alpha, n)$ (الف)
 $^{232}\text{Th}(n, \gamma)$ (و) $^{23}\text{Li}(p, \alpha)$ (ب)
 $^{235}\text{U}(n, \gamma)$ (ز) $^{12}\text{C}(n, \gamma)$ (ج)
 $^{236}\text{U}(n, \gamma)$ (ح) $^{14}\text{N}(n, p)$ (د)
 $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ (ت)

۱-۱۲ بهمنای نوترون واصله اولین حالت موهومی ^{136}Xe برابر 8.6 MeV (میلی ولت) و 2.4 MeV است.

الف) عمر متوسط این حالت چقدر است؟ (ب) احتمال نسبی که این حالت بوسیله انتشار نوترون کاهش یابد چیست؟

۱-۱۳ بولگی از ایندیم تا حد اشباع در یک راکتور پرتو داده شده و بعد خارج شده است. نیم ساعت بعد اکتیویته آن (که به علت کاهش ^{117}In با نیمه عمر ۴۰ دقیقه است)، بوسیله دستگاهی اندازه گیری شده و میزان آن ۱۰۰۰ شمارش در یک دقیقه میباشد. اگر اکتیویته را به دقیقه بعد از خارج شدن از راکتور اندازه گیری میکردیم، دستگاه آشکار ساز چه شمارشی را در یک دقیقه نشان میداد؟

۱-۱۴ در راکتورهای ایزوتوپ تشکیل شده A را میتوان قبل از آنکه فرصت کاهش داشته باشد بوسیله جذب نوترون به ایزوتوپ B تبدیل نمود. جذب نوترون با سرعتی متناسب با مقدار ایزوتوپ A موجود در سیستم صورت میگیرد. اگر ضریب مناسب را با C نشان دهیم و سرعت تولید را با $P(t)$ (نواحد اتم A در ثانیه)، نشان دهید که تعداد اتم های ایزوتوپ A موجود در سیستم در زمان t بوسیله فرمول زیر داده می شود:

$$n(t) = n_0 e^{-(\lambda + c)t} + e^{-(\lambda + c)t} \int_0^t e^{(\lambda + c)t'} R(t') dt'$$

که n_0 تعداد اتم های A موجود در $t=0$ میباشد.

۱-۱۷ ایزوتوپ A با سرعت R اتم درآئیده در راکتوری تولید شده و از طریق

سری $C \rightarrow B \rightarrow A$ کاهش مییابد که نیمه عمر B بهرانب بیشتر از A میباشد.

الف- اگر راکتور بمدت t_0 کار کند وبعد خاموش گردد، مطلوبست تعیین عبارتی

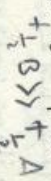
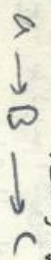
که اکتیویته A و B را در زمان خاموشی مشخص سازد.

ب- اگر t_0 درعقابه با $T_1(A)$ بزرگ بوده و درعقابه با $T_1(B)$ کوچک باشد،

درجه زمانی بعد از خاموشی اکتیویته B ماکزیمم مقدار خود را دارد؟

ج- محاسبات قسمت (ب) را برای حالتی که t_0 بهرانب از $T_1(B)$ بیشتر باشد

تکرار کنید. دراین حالت ماکزیمم مقدار اکتیویته B چقدر است؟



$$\frac{dA}{dt} = -\lambda_A A \quad \frac{dB}{dt} = \lambda_A A - \lambda_B B \quad \frac{dC}{dt} = \lambda_B B$$

$$\frac{dA}{dt} = -\lambda_A A \quad \frac{dB}{dt} = \lambda_A A - \lambda_B B$$

$$\frac{dA}{dt} = -\lambda_A A \quad \frac{dB}{dt} = \lambda_A A - \lambda_B B$$

فصل دوم

واکنش^(۱) نوترون با ماده

کاریک راکتور هسته ای اساساً تابع چگونگی اثر متقابل نوترون و هسته اتم است، بنابراین لازم است نوع این واکنشها به تفصیل مورد توجه و بررسی قرار گیرد.

نوترون و هسته به روش های گوناگون برهم اثر میکنند. برای نمونه، اگر هسته پس از واکنش با نوترون چه از نظر ترکیب ایزوتوپی و چه از نظر انرژی داخلی تغییری نکرده باشد این فرآیند^(۲) پراکندگی الاستیک نامیده میشود. ازطرف دیگر هرگاه

هسته پس از واکنش در حالت تحریک شده باقی بماند ولی ترکیب ایزوتوپی آن تغییری نکند فرایند را پراکندگی غیرالاستیک گویند^(۳) و اغلب علامت های (n, n') و (n, p) برای مشخص نمودن این فرایندها بکار میروند. در اشاره به این واکنشها اصطلاحاً برحسب نوع واکنش گفته میشود که نوترون برخورد کننده^(۴)، بطورالاستیک، یا غیرالاستیک، پراکنده شده است زیرا پس از واکنش مجدداً یک نوترون ظاهر میشود، ولی این اصطلاح تا حدی گمراه کننده است، چون نوترون آزاد شده ممکن است همان نوترونی که در ابتدا به هسته برخورد کرده نباشد.

در یک راکتور، نوترون ها در نتیجه واکنش های جذبی که مهم ترین آنها واکنش (n, γ) است ناپدید میشوند. این فرایند همچنین بنام جذب پرتوزا موسوم است، زیرا یکی از نتایج این واکنش، پرتو گاما است. نوترون ها همچنین در واکنش های ذرات باردار نظیر واکنش های (n, p) و (n, α) ناپدید میشوند. گاهی نیز وقتی یک نوترون پراورزی به هسته برخورد کند دو یا چند نوترون آزاد میشوند. این فرایندها از نوع $(n, 2n)$ یا $(n, 3n)$ هستند. فرایند مشابه دیگری که باز در نتیجه برخورد نوترون های خیلی پراورزی به وقوع می پیوندد واکنش (n, pn) است. بالاخره وقتی نوترون با هسته های سنگین بخصوصی برخورد میکند، هسته با آزاد کردن مقدار قابل توجهی انرژی به دو یا سه بزرگ تقسیم میشود. بدینهی است این فرایند فission است که در فصل سوم بحث خواهد شد.

از حل معادله (۲-۱) برای σ نتیجه میشود.

$$\sigma = \frac{\text{میزان واکنش}}{INOX} \quad (2-2)$$

ولی NOX برابر است با تعداد کل اتم ها در هدف و بنابراین نتیجه میشود که σ میزان واکنش برای هر اتم موجود در هدف با زای واحد شدت شعاع تابنده میباشد. با توجه به تعریف شدت شعاع، میتوان دید که درهانه IO نوترون به هدف برخورد کرده و نایبه معادله (۲-۱) تعداد $INOX$ واکنش میکنند.

بنابراین احتمال نسبی اینکه یکی از نوترون های شعاع، واکنش کند برابر است با:

$$\sigma_{INOX} = \left(\frac{\sigma}{Q} \right) (NOX) \quad (2-3)$$

چون کثیت NOX تعداد هسته ها در هدف است نتیجه میشود که $\frac{\sigma}{Q}$ برابر است با احتمال واکنش با زای هر هسته هدف برای هر نوترون موجود در آن قسمت از شعاع که به هدف برخورد میکند. بنابراین چون مساحت هدف بوسیله آزایش تعیین میشود احتمال وقوع یک واکنش تنها به σ بستگی دارد. از این نظر است که در بیان احتمال وقوع واکنش مفهوم سطح مقطع بیشترین کاربرد دارد. در بحث فوق فرض شده بود که شعاع تابشی نوترون به تمام هدف برخورد میکند و این حالتی است که مساحت هدف از شعاع کوچکتر باشد.

در بسیاری از آزایش ها عکس این صادق است و مقطع شعاع از هدف کوچکتر است. در چنین حالتی تنها لازم است که در فرمول های فوق مساحت واکنش کننده یعنی قسمتی از مساحت هدف را که در سبزی نور (شعاع) قرار گرفته است جایگزین مساحت هدف کنیم. البته تعریف سطح مقطع در هر دو حالت یکی است و از معادله ۲-۲ میتوان دید که σ دارای ابعاد سطح است. سطح مقطع معمولاً با واحد «بارن»^(۱) اندازه گیری میشود، و بارن، که بطور اختصاری با b نشان داده میشود برابر است با 10^{-28} سانتیمتر مربع. همانطور که در مقدمه این فصل گفته شد، نوترون ها به روش های مختلف با هسته واکنش می کنند و میتوان هر نوع واکنش را به آسانی بر حسب سطح مقطع ویژه آن بیان نمود.

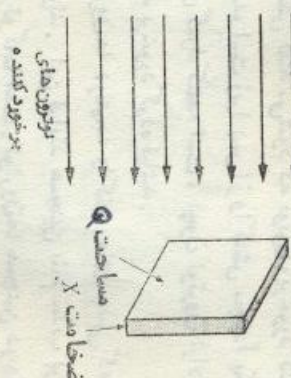
بنابراین برای واکنش الاستیک بوسیله سطح مقطع برای واکنش الاستیک σ ، و برای واکنش غیر الاستیک بوسیله سطح مقطع برای واکنش غیر الاستیک σ ، و واکنش (n, γ) جذب نوتروا بوسیله سطح مقطع جذب σ ، فیسون بوسیله سطح مقطع فیسون σ و غیره بیان

بیشتر این واکنشها باید به نحوی در طبق یک راکتور هسته ای منظور شوند ولی قبل از بررسی واکنش های بخصوص، لازم است چهار چوبی برای این کار انتخاب شود.

۲-۱- سطح مقطع:

اثر متقابل نوترون با ماده بر حسب کمیتی بنام سطح مقطع بیان میگردد که به روش زیر تعریف میشود.

هدف نازکی با مساحت Q و شامل N هسته در واحد حجم را در نظر بگیرید که در مسیر یک شعاع^(۱) یکنواخت^(۲) و یک جهته^(۳) نوترون I قرار گرفته باشد و این شعاع مطابق شکل ۲-۱ به تمامی هدف در امتداد عمود بر سطح آن برخورد نماید. در چنین آزایشی، نتیجه میشود که میزان واکنشهایی که در داخل هدف بوقوع می پیوندد متناسب است با شدت شعاع و دانسیته اتمی^(۴) مساحت و ضخامت هدف. اگر به عنوان مثال مساحت هدف دو برابر شود میزان واکنش نیز دو برابر می شود. البته بشرطی که هنوز شدت شعاع در سرتا سر هدف همان مقدار سابق باشد. از طرف دیگر اگر شدت دو برابر شود تعداد واکنش هایی که در یک زمان معین به وقوع می پیوندد نیز دو برابر خواهد شد و الاخر.



شکل ۲-۱ نوترون های برخورد کننده به هدف

این مشاهدات را میتوان با معادله زیر خلاصه کرد:

$$(1-2) \quad \text{میزان واکنش (در تمام هدف)} = INOX \sigma$$

که در آن ضریب ثابت تناسب σ سطح مقطع نامیده میشود و X ضخامت هدف است.

۱ - Beam

۲ - Uniform

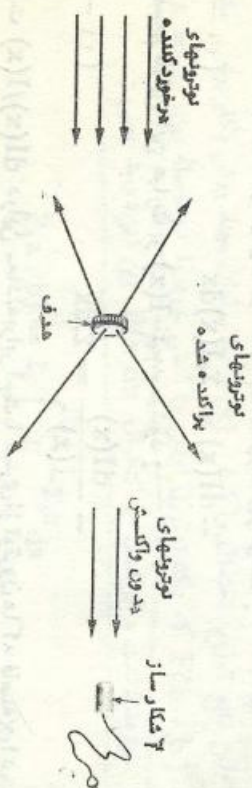
۳ - Monodirectional

۴ - شدت شعاع یک جهته بنابه تعریف، تعداد نوترونهایی است که در یک ثانیه به یک سانتیمتر مربع هدف برخورد میکنند. اگر در هر سانتیمتر مکعب شعاع n نوترون داشته باشد و این نوترون ها با سرعت v حرکت کنند در این صورت $I = nv$ زیرا همه نوترون های موجود در فاصله v سانتیمتر

در جلوی هدف طی یک ثانیه با آن برخورد میکنند.

۲-۲- واکنش‌های نوترون‌های سطح مقطع‌های ماکروسکوپیکی^(۱):

فرض کنید که هدفی با ضخامت X در مسیر شعاع پیک چپته ای با شدت I قرار گرفته و مطابق شکل ۲-۲ آشکار سازی^(۲) در فاصله مشخصی پشت هدف گذاشته شده باشد. فرض میشود که هم هدف و هم آشکار ساز کوچک هستند بطوری که آشکار ساز و هدف تشکیل زاویه فضایی^{*} کوچکی بدهند. در این حالت هر نوترونی که در داخل هدف واکنشی انجام دهد از شعاع خارج شده و تنها نوترون‌هایی که واکنش نکرده‌اند وارد دتکتور میشوند.



شکل ۲-۲ اندازه گیری نوترون‌هایی که در هدف واکنش نداشته‌اند

فرض کنید $I(X)$ شدت نوترون‌های واکنش نکرده، در فاصله X در داخل هدف باشد. پس از طی یک فاصله اضافی dX شدت این دسته شعاع به میزان تعداد نوترون‌هایی که در وره نازکی به ضخامت dX واکنش کرده‌اند کاهش مییابد. از روی معادله ۲-۱ این کاهش شدت بوسیله رابطه.

$$-dI(X) = N\sigma_t I(X) dX \quad (۲-۷)$$

داده میشود که در آن N دانسیته اتمی هدف میباشد و در معادله ۲-۷ باید σ_t سطح مقطع کل بکار رود چون بنا به تعریف هر واکنشی یک نوترون را از دسته شعاع واکنش نکرده خارج میکند میتوان از ۲-۷ انتگرال گرفت و نتیجه میشود:

$$I(X) = I_0 e^{-N\sigma_t X} \quad (۲-۸)$$

بنابراین شدت دسته شعاع واکنش نکرده بصورت نمایی^(۳) بر حسب فاصله در داخل هدف کاهش مییابد. پس شدت دسته شعاع واکنش نکرده‌ای که از هدف خارج میشود عبارتست از:

$$I(X) = I_0 e^{-N\sigma_t X} \quad (۲-۹)$$

* منظور از تشکیل زاویه فضایی زاویه‌ای است که رأس آن روی هدف و قاعده آن سطح مقطع آشکار ساز باشد.

۱ - Macroscopic
۲ - Exponentially

۲ - Detector

میشود. مجموع سطح مقطع‌ها برای همه واکنش‌های ممکن را سطح مقطع کل نامند و با علامت σ_t نشان داده میشود. یعنی:

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_f + \sigma_{f_1} + \sigma_{f_2} + \dots \quad (۲-۴)$$

سطح مقطع کل میزان احتمال وقوع واکنشی از هر نوع را وقتی که نوترون‌ها به هدف برخورد می کنند اندازه میگیرد.

مجموع سطح مقطع‌های همه واکنش‌های جذبی را سطح مقطع جذب نامیده و با σ_a نشان میدهند. بنا بر این:

$$\sigma_a = \sigma_{a_1} + \sigma_{a_2} + \sigma_{a_3} + \dots \quad (۲-۵)$$

که در آن σ_p و σ_a * سطح مقطع‌های واکنش‌های (n, p) و (n, α) میباشد. همانگونه که در معادله ۲-۵ نشان داده شده است فیسون را بطور قرار دادی نظیر یک فرایند جذب در نظر میگیرند و بالاخره تفاوت بین سطح مقطع کل و سطح مقطع الاستیکی را سطح مقطع ناالاستیکی^(۱) گویند و معمولاً با σ_{ne} نشان داده میشود. این تعریف بر حسب علائم اختصاری چنین خواهد بود.

$$\sigma_{ne} = \sigma_t - \sigma_a \quad (۲-۶)$$

سطح مقطع ناالاستیک گاهی سطح مقطع غیرالاستیک^(۲) نامیده میشود. معنی این اصطلاح صحیح نیست مگر اینکه بپراکنندگی غیرالاستیک تنها فرایند ناالاستیکی باشد که ممکن است اتفاق افتد.

* گروه مشاوران کمیسیون انرژی آمریکا در مورد مرز بین سطح مقطع‌های هسته‌ای اخیراً

روش علامت گذاری، سطح مقطع را با کمی تفاوت پیشنهاد نموده است. به باج - گلدشتاین در فیزیک نوترون تند: تألیف ج. ب. مارلین^(۳) و ج. ل. فولر (J. L. Fowler) صفحه ۲۲۲۷ اینتر ساینس^(۴) نیویورک ۱۹۶۳ مراجعه شود.

این گروه ترجیح میدهند که σ_a و $\sigma_{a'}$ را به ترتیب برای سطح مقطع‌های پراکنندگی الاستیک و غیرالاستیک، σ_p را برای سطح مقطع کل، σ_a را برای سطح جذب مقطع و $\sigma_{a'}$ را برای سطح مقطع ناالاستیک بکار برند.

گرچه این روش پیشنهاد شده دارای بزرایانی بخصوصی در محاسبات مربوط به واکنش‌های سریع می باشد، در سراسر این کتاب روش قدیمی تری که در بالا ذکر شد بکار خواهد رفت. در هر صورت خواننده باید از امکان پذیرفتن عمومی روش دوم آگاه باشد.

۱ - Nonelastic
۲ - J. B. Marlon

۲ - Inelastic
۴ - Interscience

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

انتقال انرژی، انتقال انرژی

زیر داده میشود.

$$P(x)dx = e^{-\sum_i x} \times \sum_i dx \quad (12-2)$$

$$= \sum_i e^{-\sum_i x} dx$$

شباهت بین $P(x)$ و تابع $P(t)$ برای کاهش رادپوا کتیورته باید بهخصوص مورد توجه قرار گیرد [رجوع شود به بحث قبل از معادله ۱-۱۲].

اولین تابع توزیع احتمال واکتیش $P(x)$ را میتوان به چند روش بکار برد. مثلاً

احتمال $P(a, b)$ که یک نوترون اولین واکتیش خود را در فاصله بین $a \leq x \leq b$ خواهد داشت برابر است با انتگرال $P(x)dx$ بین این دو حد یعنی:

$$P(a, b) = \sum_i \int_a^b e^{-\sum_i x} dx \quad (12-2)$$

$$= e^{-\sum_i a} - e^{-\sum_i b}$$

ویژه احتمال اینکه نوترون در محیط بی نهایت بزرگی حداقل یکبار واکتیش کند با قرار دادن $a=0$ و $b=\infty$ بدست میآید. بنابراین:

$$P(0, \infty) = \int_0^\infty P(x)dx = 1$$

که همین انتظار میرود.

فاصله ای که یک نوترون بین واکتیش ها* طی میکند پویش آزاد (۱) نامیده میشود،

و فاصله متوسط بین واکتیش ها را پویش آزاد متوسط (۲) نامند. این کمیت که معمولاً با علامت

λ نشان داده میشود (نباید با ضریب ثابت کاهش را در پراکشیورته ویا طول موج نوترون اشتباه شود) برابر است با مقدار متوسط فاصله طی شده بوسیله نوترون و بدون واکتیش، یعنی

$$\lambda = \frac{\sum_i x}{\sum_i P(x)}$$

* منظور مولف فاصلهای است که یک نوترون بین دو واکتیش متوالی طی میکند. و مقدار متوسط

فاصله بین واکتیش های متوالی را پویش آزاد متوسط گویند. م

۱ - Free Path

۲ - Mean Free path

و این شدتی است که بوسیله آشکارساز اندازه گرفته میشود. حاصل ضرب دانسیته اتمی و یک سطح مقطع که در نمای معادله ۲-۹ ظاهر میشود، بطور مکرر در معادله های تئوری راکتور پیش میآید و با علامت Σ مشخص شده، سطح مقطع ماکروسکپی نامیده میشود. بهخصوص حاصلضرب $\Sigma_t = N\sigma_t$ سطح مقطع ماکروسکپی (۱) کل، $\Sigma_a = N\sigma_a$ سطح مقطع ماکروسکپی پراکنده کننده نامیده میشود و غیره... واضح است که سطح مقطع های ماکروسکپی دارای ابعاد cm^{-1} هستند.

معادله ۲-۷ را میتوان برحسب Σ_t بصورت زیر نوشت:

$$-dI(x) = \Sigma_t I(x) dx \quad (10-2)$$

از تقسیم طرفین این عبارت بر $I(x)$ نتیجه میشود:

$$-\frac{dI(x)}{I(x)} = \Sigma_t dx \quad (11-2)$$

کمیت $dI(x)/I(x)$ در این معادله برابر است با کسری از نوترون ها که فاصله x را در داخل هدف طی کرده اند بدون اینکه واکتیشی انجام داده باشند و بالاخره در فاصله dx واکتیش خواهند کرد. این بنوبه خود برابر است با احتمال اینکه نوترونی که تا فاصله x بدون واکتیش باقی مانده است، در فاصله dx بعدی واکتیش کند. بنابراین از معادله ۲-۱۱ $\Sigma_t dx$ (ضرب) احتمال واکتیش نوترون در فاصله dx سیانشد و نتیجه میشود که Σ_t احتمال پراکشی واحد طول مسیر برای نوعی واکتیش نوترون است.

بروش مشابه میتوان به آسانی نشان داد که Σ_a یعنی سطح مقطع ماکروسکپی پراکنده کننده برابر است با احتمال پراکشی واحد طول مسیر برای اینکه نوترون بطرز الاستیک پراکنده شود. تغییرهای مشابه برای همه سطح مقطع های ماکروسکپی صادق است.

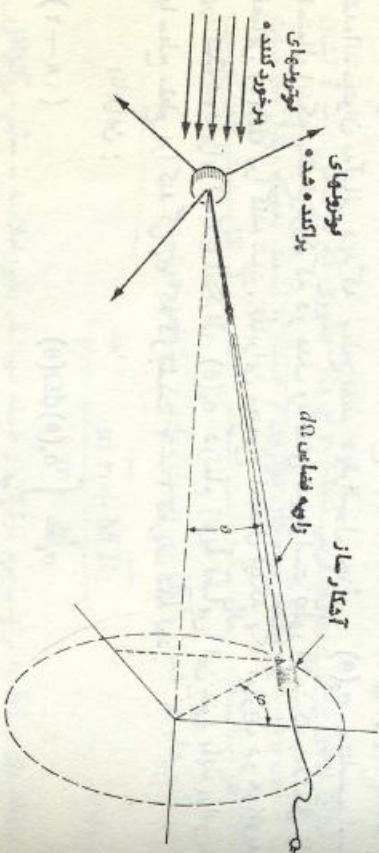
در معادله ۲-۸ باید توجه داشت که چون $I(x)$ به نوترون هایی اشاره میکند که ضمن عبور از فاصله x واکتیشی نکرده اند، کسر

$$I(x)/I_0 = e^{-\Sigma_t x} = e^{-\Sigma_a x}$$

برابر است با احتمال اینکه نوترونی بتواند از این فاصله بدون واکتیش عبور کند. اکنون فرض کنید کمیت $P(x)dx$ احتمال این باشد که نوترون اولین واکتیش خود را در فاصله dx مجاور x داشته باشد. پیامست که این برابر است با احتمال اینکه نوترون فاصله x را بدون واکتیش طی کند ضرب در احتمال اینکه در فاصله اضافی dx حقیقتاً واکتیش کند. چون Σ_t احتمال واکتیش بازای واحد طول مسیر است، کمیت $P(x)dx$ بوسیله رابطه

۲-۴ توزیع زاویه‌ای^(۱) و سطح مقطع‌های دیفرانسیل^(۲):

اکنون به آزمایشی که در قسمت ۲-۱ شرح داده شد برمیگردیم که در آن یکی آشکار ساز کوچک در فاصله‌ای پشت هدف قرار داشت. بیاد داریم که در این موقعیت آشکار ساز، تنها نوترون‌هایی که در هدف واکنش نیکند شمرده میشوند. ولی اگر آشکار ساز طبق شکل ۲-۳ از محور شعاع تابنده دور شود نوترون‌هایی که بشکل الاستیک یا غیر الاستیک پراکنده گشته یا در اثر واکنش‌هایی در هدف تولید شده‌اند بشرطی که در جهت مناسب پراکنده شوند شمرده خواهند شد.



شکل ۲-۳ ترتیب آرایش برای اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای

از انجام چنین آزمایشی نتیجه میشود که تعداد نوترون‌هایی که در واحد زمان به داخل آشکار ساز پراکنده میشوند اغلب تابع زاویه θ میباشند ولی پندرت به θ زاویه چرخش آشکار ساز حول امتداد شعاع تابش بستگی دارد. به علاوه نتیجه میشود که این عدد با شدت شعاع^(۳)، دالسیته اتمی، سطح وضاحت هدف متناسب میباشد همچنین متناسب است با زاویه فضایی که رأس آن روی سر مرکز هدف و قاعده آن مقطع دایکورتور باشد. این نتیجه منطقی است زیرا اگر دهنده^(۴) آشکار ساز مثلاً دوبرابر شود، تقریباً دوبرابر تعداد نوترون‌های قبلی میتواند در واحد زمان وارد آن شود. اکنون نوترون‌هایی را که تنها در نتیجه پراکنده‌گی الاستیک وارد آشکار ساز میشوند در نظر بگیرید، نتایج بالا را میتوان بوسیله معادله زیر خلاصه کرد.

$$dn(\theta) = \sigma_0(\theta) IN Q X d\Omega(\theta) \quad (۱۷-۲)$$

- ۱ - Angular
۲ - Beam intensity
۳ - Differential
۴ - Aperture

۲-۳ سطح مقطع‌های مخلوط‌ها و ملکول‌ها:

یک مخلوط همگن^(۱) از دو نوع هسته X و Y را در نظر بگیرید که هر سانتمتر مکعب آن پرتو تابش شامل N_X و N_Y اتم از هر نوع بوده، و فرض کنید که پرتو پرتو پرتو سطح مقطع‌های این هسته‌ها^(۲) برای یک واکنش بخصوص باشد. بر اساس بحث قسمت قبل احتمال به‌آزایی واحد طول مسیر برای اینکه یک نوترون با هسته‌ای از نوع اول واکنش کند $\Sigma_X = N_X \sigma_X$ بوده و برای اینکه با هسته‌ای از نوع دوم واکنش کند $\Sigma_Y = N_Y \sigma_Y$ میباشد.

مجموع احتمال به‌آزایی واحد طول برای اینکه نوترون با یکی از هسته‌ها واکنش کند. بنابراین برابر است با:

$$\Sigma = \Sigma_X + \Sigma_Y = N_X \sigma_X + N_Y \sigma_Y \quad (۱۵-۲)$$

اگر هسته اتم‌هایی در یک ملکول بهم متصل^(۳) باشند معادله ۲-۱۵ میتواند برای تعریف سطح مقطع معادل ملکول بکار رود. این عمل به‌سهولت با تقسیم سطح مقطع ماکروسکوپی مخلوط بر تعداد ملکول‌های موجود در واحد حجم مخلوط انجام می‌پذیرد. مثلاً اگر فرمول ملکولی $X_m Y_n$ باشد سطح مقطع حاصل برای ملکول چنین است:

$$\sigma = m \sigma_X + n \sigma_Y \quad (۱۶-۲)$$

معادله‌های ۲-۱۵ و ۲-۱۶ بر این اساس بیان شده‌اند که هسته‌های X و Y هنگام واکنش با نوترون مستقل از یکدیگر عمل میکنند. در بعضی حالت‌ها بخصوص برای پراکنده‌گی الاستیک با انرژی کم بوسیله ملکول‌ها و جامدات، این فرض درست نیست و معادلات ۲-۱۵ و ۲-۱۶ را نمیتوان بکار برد. این موضوع مجدداً در قسمت ۲-۸ بررسی خواهد شد.

- ۱ - Homogeneous
۲ - Nucleus
۳ - Bound

$$\sigma_s = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{+1} \sigma_s(\mu) d\mu.$$

۵-۲. مختصات مرکز ثقل:

بطوری که هم اکنون نشان داده خواهد شد هر گاه واکنش های نوترون را در سیستم مختصاتی بررسی کنیم که در آن مرکز ثقل ذرات واکنش کننده در حالت سکون باشد محاسبات مربوط به سیستمی که نوترون تا حد قابل ملاحظه ای ساده خواهد شد. چنین سیستم مختصاتی به نام سیستم مرکز ثقل شناخته شده است.

برای روشن شدن موضوع فرض کنید $\vec{R}_1$ و $\vec{R}_2$ بطوری که در شکل ۲-۴ نشان داده شده است بردارهایی باشند که مکان نوترون و هسته را نسبت به یک مبدأ مختصات دلخواه که در آزمایشگاه در حال سکون است مشخص کنند. مرکز ثقل سیستم نقطه ای است که به وسیله بردار $\vec{p}$ که از رابطه زیر بدست می آید، مشخص میشود.

$$\vec{p} = \frac{m \vec{R}_1 + M \vec{R}_2}{m + M} \quad (2-22)$$

در این رابطه m و M به ترتیب جرم نوترون و هسته میباشد. بطور خلاصه سیستم مرکز ثقل سیستمی است که مکان ذرات را نسبت به مرکز ثقل مشخص میکند. بنابراین مختصات مرکز ثقل $\vec{R}_c$ و $\vec{R}_c$ برای نوترون و هسته از معادلات:

$$\vec{R}_c = \vec{R}_1 - \vec{p} \quad (2-23)$$

$$\vec{R}_c = \vec{R}_2 - \vec{p} \quad (2-24)$$

بدست می آیند.

اگر ذرات در حال حرکت باشند بردارهای معادلات ۲-۲۳ و ۲-۲۴ تابع هایی از زمان هستند.

اگر از هر یک از آنها نسبت به زمان مشتق بگیریم خواهیم داشت:

$$\vec{V}_c = \vec{V}_1 - \vec{V}_0 \quad (2-25)$$

$$\vec{V}_c = \vec{V}_2 - \vec{V}_0 \quad (2-26)$$

در اینجا $\vec{V}_c = \frac{d\vec{R}_c}{dt}$ و $\vec{V}_0 = \frac{d\vec{R}_0}{dt}$ به ترتیب سرعت نوترون و هسته نسبت به مرکز

که در آن $dn(\theta)$ تعداد نوترون های شعاع پراکنده شده میباشد که در واحد زمان به آن سازوارد میشود، I شدت تابش Q و X به ترتیب دانسیته اتمی، مساحت و ضخامت هدف بوده و $d\Omega(\theta)$ زاویه فضایی است که رأس آن روی مرکز هدف واقع آن مقطع دکتور میباشد (رجوع شود به شکل ۲-۳). معادله ۲-۱۷ ضریب تناسب $\sigma_s(\theta)$ را که **سطح مقطع دینفرانسیل پراکندگی الاستیک** می نامند تعریف می کنند. سطح مقطع دینفرانسیل برای سایر واکنش های غیر الاستیک (n, n) و $(n, \gamma n)$ و غیره به روش مشابه تعریف میشوند. چون $dn(\theta)$ تعداد نوترون هایی است که در واحد زمان از شعاع به داخل زاویه فضایی $d\Omega(\theta)$ پراکنده شده و بتوان به آسانی دید که سطح مقطع دینفرانسیل جزئی $\sigma_s(\theta)$ متناسب است با احتمال اینکه یک نوترون که در هدف واکنش نموده است بطور الاستیک به داخل زاویه فضایی $d\Omega(\theta)$ پراکنده شود. بنابراین مجموع احتمال اینکه یک نوترون در هر زاویه ای پراکنده شود برابر است با انتگرال $\sigma_s(\theta)$ در تمام زاویه فضایی، این خود باید برابر باشد با سطح مقطع پراکندگی σ_s که در قسمت ۲-۱ تعریف شده بود.

بنابراین:

$$\sigma_s = \int_{4\pi} \sigma_s(\theta) d\Omega(\theta) \quad (2-27)$$

که در آن π : روی انتگرال نشان میدهد که انتگرال باید در تمام زاویه فضایی حساب شود. چون θ در این انتگرال به زاویه ϕ بستگی ندارد، دینفرانسیل زاویه فضایی را میتوان به صورت زیر نوشت:

$$d\Omega(\theta) = \pi \sin \theta d\theta \quad (2-28)$$

و معادله ۲-۱۸ چنین میشود:

$$\sigma_s = \pi \int_0^\pi \sigma_s(\theta) \sin \theta d\theta \quad (2-29)$$

پارها شده که انتگرال های نظیر آنچه در معادله ۲-۲۰ داده شده است محاسبه شود، و این معمولاً با انجام انتقال $(\mu = \cos \theta)$ صورت میگیرد. پس:

$$d\mu = -\sin \theta d\theta \quad \text{و معادله ۲-۲۰ چنین میشود:}$$

بالاخره با فرض اینکه هسته در آزمایشگاه در حالت سکون باشد $V_i = 0$ است و از معادله ۲-۲۱ نتیجه میشود:

$$(21-2) \quad \vec{V}_e = -\frac{m}{m+M} \vec{V}_i - \frac{1}{A+1} \vec{V}_i$$

به عبارت دیگر سرعت هسته در سیستم مرکز ثقل برابر است با منهای سرعت مرکز ثقل در سیستم آزمایشگاهی با علامت مخالف و مجموع اندازه حرکت (۱) نوترون و هسته در سیستم مرکز ثقل عبارت است از:

$$P_e = mV_e + M\vec{V}_c$$

با یکاربردن معادلات ۲-۲۰ و ۲-۲۱ نتیجه میشود:

$$P_e = \frac{mM}{m+M} \vec{V}_i - \frac{mM}{m+M} \vec{V}_i = 0$$

بنابراین در دستگاه مرکز ثقل اندازه حرکت درست برابر صفر است بطوری که در زیر خواهیم دید این نتیجه، محاسبات برخورد دو ذره را آسان خواهد کرد.

اکنون انرژی نوترون و هسته را آنطور که در سیستم های آزمایشگاهی و مرکز ثقل ظاهر میشود در نظر بگیرید. اگر هسته در سیستم آزمایشگاهی در حال سکون باشد، مجموع انرژی دو ذره یعنی E_i در این سیستم تنها انرژی جنبشی نوترون است، یعنی:

$$(22-2) \quad E_i = \frac{1}{2} m v_i^2$$

ولی نوترون و هسته هردو نسبت به سیستم مرکز ثقل در حال حرکت هستند و مجموع انرژی جنبشی در این سیستم برابر است با:

$$(23-2) \quad E_e = \frac{1}{2} m v_e^2 + \frac{1}{2} M V_c^2$$

با توجه به معادله های ۲-۲۰ و ۲-۲۱ میتوان این معادله را به صورت زیر نوشت:

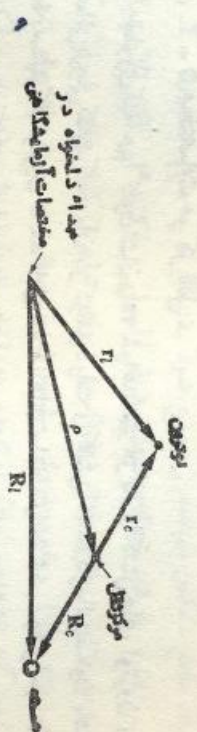
$$(24-2) \quad E_e = \frac{1}{2} \frac{mM}{m+M} v_i^2 = \frac{1}{2} \mu v_i^2$$

کمیت μ نباید با کمیت μ زاویه پراکندگی، طبق معادله ۲-۲۱ اشتباه شود [که به شکل زیر تعریف میشود:

$$(25-2) \quad \mu = \frac{mM}{m+M}$$

جرم کاهش (۲) یافته، دستگاه دو ذره ای نام دارد. در اینجا باید توجه نمود که در بدست آوردن

ثقل بوده $\vec{V}_1$ و $\vec{V}_2$ سرعت آنها در آزمایشگاه و $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{V}_0$ سرعت مرکز ثقل در آزمایشگاه میباشد.



شکل ۲-۴: مختصات مرکز ثقل و آزمایشگاه

سرعت $\vec{V}_0$ را میتوان با مشتق گرفتن از معادله ۲-۲۲ بدست آورد.

بنابراین:

$$(27-2) \quad \vec{V}_0 = \frac{m \vec{V}_1 + M \vec{V}_2}{m+M}$$

در بسیاری از برخوردهای بین نوترون و هسته سرعت نوترون خیلی بیش از سرعت هسته است و میتوان فرض کرد که در سیستم آزمایشگاه هسته در حالت سکون میباشد. در چنین حالتی جمله دوم صورت تساوی ۲-۲۷ صفر است و خواهیم داشت:

$$(28-2) \quad \vec{V}_0 = \frac{m}{m+M} \vec{V}_1$$

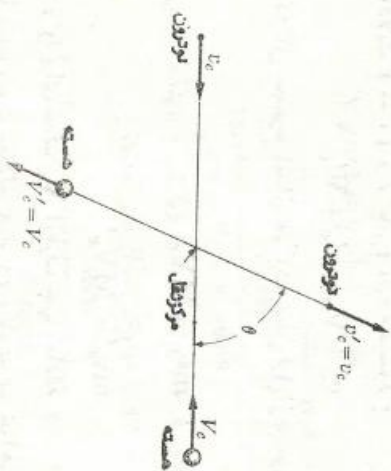
چون m و M به ترتیب برابرند با تقریباً یک (amu) و A (amu) که A عدد جرم اتمی است، این معادله را میتوان تقریباً به شکل زیر نوشت:

$$(29-2) \quad \vec{V}_0 \approx \frac{1}{A+1} \vec{V}_1$$

از معادله های ۲-۲۸ و ۲-۲۹ روشن است که برای مقادیر بزرگ A ، $\vec{V}_0 \approx \vec{V}_1$ تقریباً صفر است و در این حالت مختصات مرکز ثقل و مختصات آزمایشگاه اصولاً یکی هستند. سرعت نوترون را در سیستم مرکز ثقل میتوان با جانشین کردن معادله ۲-۲۸ در معادله ۲-۲۵ بدست آورد. یعنی:

$$(30-2) \quad \vec{V}_e = \vec{V}_1 - \frac{m}{m+M} \vec{V}_1 = \frac{M}{m+M} \vec{V}_1 \approx \frac{A}{A+1} \vec{V}_1$$

مشاهده میشود در نظر بگیرید (مطابق شکل ۲-۵) اگر فوترون و هسته را در آزمایشگاه ملاحظه کنیم خواهیم دید که فوترون تابنده با سرعت V_e حرکت کرده و به هسته ای که در وهله اول در حال سکون است برخورد میکند. در نتیجه این برخورد فوترون با سرعت V'_e که با جهت حرکت اولیه آن زاویه θ تشکیل می دهد از محل برخورد دور می شود



ش ۲-۵ پراکنده گی الاستیک فوترون بوسیله هسته بطوریکه در سیستم مرکز ثقل

و آزمایشگاه مشاهده میشود

و هسته با سرعت V'_e به عقب رانده^(۱) می شود. چنانچه فوترون و هسته در سیستم مرکز ثقل بررسی شوند هر یک به ترتیب با سرعت V_e و V_c به هم نزدیک میشوند. پس از برخورد فوترون و هسته بطوری که در شکل فوق نشان داده شده است پشت به پشت و به ترتیب با سرعت های V'_e و V'_c از هم دور میشوند. در پراکنده گی الاستیک سورفوج با زخم ساده تر میشود زیرا در سیستم مرکز ثقل سرعت فوترون و هسته در نتیجه برخورد تغییر نمی کند.

این سورفوج را میتوان از بحث زیر دریافت کرد. سرعت نسبی حرکت ذرات بطرف یکدیگر قبل از برخورد عبارت است از:

$$V_I = V_e + V_c \quad (۲-۳۹)$$

و از تساوی ۲-۳۹ میتوان مجموع انرژی دو ذره را در دستگاه مرکز ثقل چنین نوشت:

$$E_e = \frac{1}{2} \mu (V_e + V_c)^2 \quad (۲-۴۰)$$

سرعت نسبی فوترون و هسته پس از برخورد^(۲) $V'_e + V'_c$ میباشد ولی چون برخورد الاستیک

معادله ۲-۳۹ فرض شده است که هسته در سیستم آزمایشگاهی در حال سکون میباشد. اگر در فقدان چنین حالتی هسته نیز در حال حرکت باشد، میتوان به آسانی نشان داد [مطابق مسئله ۲-۸] که مجموع انرژی جنبشی در سیستم مرکز ثقل با قرار دادن سرعت نسبی ذره V_r بجای V_e معادله ۲-۳۹ بدست می آید.

بنابراین بطور کلی برای دو ذره:

$$E_e = \frac{1}{2} \mu V_r^2 \quad (۲-۳۹')$$

معادله های ۲-۳۹ و ۲-۳۹' نتیجه مکانیک را که با آن آشنا هستیم بیان میکنند که میگوید، انرژی جنبشی دو ذره نسبت به مرکز ثقل آنها برابر است با انرژی جنبشی یک ذره (فرضی) که جرم آن مساوی جرم کاهش یافته دو ذره بوده و با سرعت نسبی دو ذره در حال حرکت باشد.

از ترکیب معادله های ۲-۳۲ و ۲-۳۹ میتوان به آسانی دید که اگر هسته در سیستم آزمایشگاهی در حال سکون باشد انرژی در سیستم مرکز ثقل و آزمایشگاه به صورت زیر بهم مربوط میشوند.

$$E_e = \frac{M}{m+M} E_I \quad (۲-۳۷)$$

که میتوان آنرا تقریباً بصورت زیر نیز نوشت:

$$E_e = \frac{A}{A+1} E_I \quad (۲-۳۸)$$

از معادله ۲-۳۸ نتیجه میشود که مجموع انرژی دو ذره در سیستم مرکز ثقل همیشه قدری از مقدار آن در سیستم آزمایشگاهی کمتر است. یادآوری میشود که در بسیاری از واکنشها نظیر پراکنده گی الاستیک و غیر الاستیک، فوترون ها در محل برخورد با هسته با زاویه ای نسبت به امتداد شعاع تابش خارج میشوند و در مورد این گونه مسائل مشکلات مرکز ثقل کهک فراموشی میکند. زیرا سینتیک این واکنش ها وقتی که در این سیستم بررسی شود بسیار ساده است و این به نوبه خود به این علت است که مجموع اندازه حرکت ذرات قبل از برخورد به سیستم مرکز ثقل درست برابر صفر است و چون اندازه حرکت باید حفظ شود بنا بر این پس از برخورد نیز برابر صفر است. در نتیجه اگر از یک برخورد تنها دو ذره خارج شوند هنگام بررسی در سیستم مرکز ثقل باید الزاماً پشت به پشت جدا شوند. به عنوان نمونه پراکنده گی الاستیک یک فوترون را آنطور که در سیستم مرکز ثقل و آزمایشگاهی

$$V'_c = V'_I - V_o \quad (۴۶-۲)$$

این معادله در شکل ۲-۶ بصورت نمودار برداری نشان داده شده است. از این شکل آشکار است که:

$$V'_I \sin \theta = \theta'_c = V'_c \sin \theta \quad (۴۷-۲)$$

$$V'_I \cos \theta = V_o + V'_c \cos \theta \quad (۴۸-۲)$$

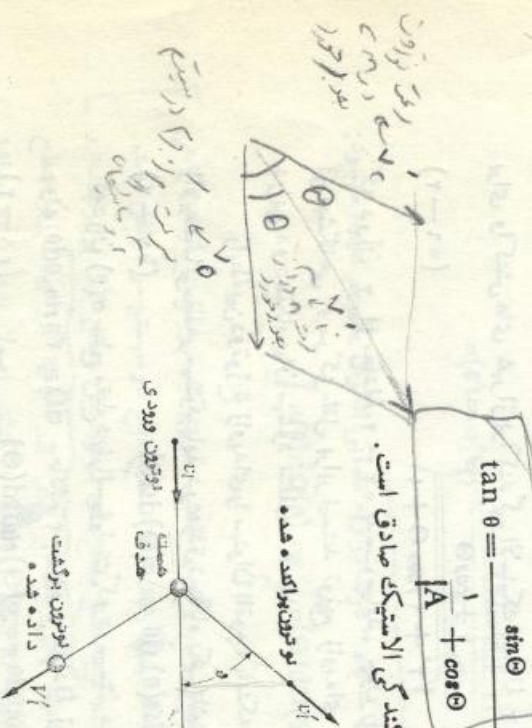
از تقسیم این دو معادله نتیجه میشود:

$$\tan \theta = \frac{V'_I \sin \theta}{V_o + V'_c \cos \theta} \quad (۴۹-۲)$$

با بکار بردن معادله‌های ۲-۲۹ و ۲-۳۰ و با توجه باینکه برای پراکندگی الاستیکی $V'_c = V_o$ معادله ۲-۴۹ را میتوان بشکل زیر نوشت:

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta}{1 + \cos \theta} \quad (۵۰-۲)$$

معادله ۲-۵۰ تنها برای پراکندگی الاستیک صادق است.



۲-۶ نمایش برداری ارتباط بین زاویه‌های پراکندگی در دستگاه مرکز ثقل و آزمایشگاه برای انواع دیگر واکنش‌های نوترون‌های رابطه بین زاویه θ و θ_c نظیر همین است.

پس:

$$(۵۱-۲)$$

که در آن

$$(۵۲-۲)$$

است مقدار کل انرژی تغییر نمیکند. بنابراین انرژی کل پس از برخورد از رابطه زیر بدست می‌آید.

$$E_c = \frac{1}{2} \mu (V'_c + V'_o)^2 \quad (۴۱-۲)$$

به این ترتیب از معادلات ۲-۴۰ و ۲-۴۱ نتیجه میشود:

$$V_c + V_o = V'_c + V'_o \quad (۴۲-۲)$$

ولی در دستگاه مرکز ثقل مجموع اندازه حرکت خطی قبل از برخورد و پس از آن صفر است بطوری که:

$$mV_c = MV_o \quad (۴۳-۲)$$

و:

$$mV'_c = MV'_o \quad (۴۴-۲)$$

اگر معادله ۲-۴۳ را برای حذف V_o از طرف چپ معادله ۲-۴۲ بکار ببریم خواهیم داشت:

$$\left(1 + \frac{m}{M}\right) V'_c = \left(1 + \frac{m}{M}\right) V'_o \quad (۴۵-۲)$$

پس $V_c = V'_c$

و از تساوی ۲-۴۲ نتیجه میشود که $V_c = V'_c$ به عبارت دیگر سرعت نوترون هسته نسبت به سر مرکز ثقل در برخورد الاستیک تغییری نمیکند، مضافاً اگر نوترون هسته هر دو در حلقه اول در دستگاه آزمایشگاه در حال حرکت باشند در آن صورت نیز این نتیجه صادق است. در واکنش‌های غیر از پراکندگی الاستیک V'_c برابر V_c نبوده و بسته به اینکه مقدار

برای واکنش مثبت یا منفی باشد V'_c از V_c بیشتر و یا کمتر است.

در هر حال در سیستم مرکز ثقل ذرات باید نقطه برخورد را پشت به پشت ترک کنند زیرا در این سیستم باید همیشه اندازه حرکت کل برابر صفر باقی بماند.

در شکل ۲-۵ دیده میشود که نوترون پس از پراکندگی الاستیک در سیستم آزمایشگاهی تحت زاویه θ و در دستگاه مرکز ثقل با زاویه θ_c ظاهر میشود که این دو زاویه

عموماً یکی نیستند. رابطه بین θ و θ_c را میتوان با توجه باینکه تساوی ۲-۲۵ که سرعت نوترون را در دو سیستم مرکز ثقل و آزمایشگاهی بهم مربوط میکند نتیجه‌ای است عمومی و

هم قبل از واکنش و هم پس از آن صادق است بدست آورد بنابراین سرعت‌های نوترون پراکنده شده در دو سیستم توصیله رابطه زیر بهم مربوط میشوند.

می‌توان معادله ۲-۸ را با معادله‌های ۲-۱ یا ۲-۶ یکا برد و توزیع زاویه‌ای در یک سیستم را به سیستم دیگر تبدیل کرد: برای نمونه فرض کنید سطح مقطع دیفرانسیل در سیستم آزمایشگاهی باید از روی مقادیری که برای سیستم مرکز ثقل داده شده است بدست آید. از روی معادله ۲-۸ $\sigma(\theta)$ بشکل زیر بدست می‌آید.

$$\sigma(\theta) = \sigma(\Theta) \frac{\sin \Theta}{\sin \theta} \frac{d\Theta}{d\theta} = \sigma(\Theta) \frac{d(\cos \Theta)}{d(\cos \theta)} \quad (2-9)$$

و از معادله ۲-۱ خواهیم داشت.

$$\frac{d(\cos \Theta)}{d(\cos \theta)} = \frac{(r^2 + r^2 \cos \Theta + 1)^{\frac{r}{2}}}{1 + r \cos \Theta} \quad (2-10)$$

پس:

$$\sigma(\theta) = \sigma(\Theta) \frac{(r^2 + r^2 \cos \Theta + 1)^{\frac{r}{2}}}{1 + r \cos \Theta} \quad (2-11)$$

که همان رابطه مطلوب است.

اگر از وسط معادله ۲-۸ * در تمام زاویه فضایی انتگرال بگیریم نتیجه می‌شود:

$$\int_{-\pi}^{+\pi} \sigma(\theta) d\Omega(\theta) = \int_{-\pi}^{+\pi} \sigma(\Theta) d\Omega(\Theta) \quad (2-12)$$

سمت چپ تساوی ۲-۱۲ سطح مقطع برای واکنش بطوری که در سیستم آزمایشگاهی ظاهر می‌شود می‌باشد و حال آن که سمت راست آن سطح مقطع در سیستم مرکز ثقل است. معادله ۲-۱۲ نشان می‌دهد که گرچه سطح مقطع‌های دیفرانسیل ممکن است برابر نباشند، سطح مقطع انتگرال گرفته شده عیناً یکی هستند. ولی این تعجب آور نیست زیرا سطح مقطع انتگرال گرفته شده مستقیماً به احتمال اینکه واکنش اصولاً به وقوع بپیریزد مربوط است و روشن است که این احتمال باید از سیستم مختصاتی که واکنش در آن، بیان می‌شود مستقل باشد.

۲-۱ مکانیزم‌های واکنش نو ترون:

هریک از واکنش‌های مختلف نو ترون که در اول این فصل بحث شد ممکن است از طریق سه مکانیزم اساسی صورت گیرد. این مکانیزم‌ها (۱) به ترتیب، تشکیل هسته

* در متن انگلیسی کتاب‌اشباعاً تساوی ۲-۸ نوشته شده است که به‌دلیل تصحیح پیشود ۲۰.

ضریب r علاوه بر جرم هسته مورد برخورد تابع متغیرهایی است از قبیل انرژی بمباران (۱) کمیت Q و غیره می‌باشد. [رجوع شود به مسئله ۲-۱۱] با نوشتن معادله ۲-۸ به شکل زیر می‌توان فرمول مفید دیگری که θ و θ را بهم مربوط می‌کند بدست آورد.

$$\cos \theta = \frac{V_0 + V'_0 \cos \Theta}{V'_1} \quad (2-12)$$

سیس از قانون کسینوس‌ها

$$V'_1 = \sqrt{V_0^2 + V_0'^2 + 2V_0 V_0' \cos \Theta} \quad (2-13)$$

و باز با توجه به اینکه برای پراکندگی الاستیک $V_0' = V_0$ از معادله ۲-۱۲ نتیجه می‌شود.

$$\cos \theta = \frac{1 + A \cos \Theta}{1 + A \cos \Theta + 1} \quad (2-14)$$

برای واکنش‌های غیر از پراکندگی الاستیک معادله ۲-۱۲ به شکل زیر در می‌آید:

$$\cos \theta = \frac{r + \cos \Theta}{\sqrt{r^2 + r^2 \cos \Theta + 1}} \quad (2-15)$$

که در آن r از معادله ۲-۱۲ بدست می‌آید. چون زوایای پراکندگی در سیستم‌های آزمایشگاهی و مرکز ثقل برابر نیستند توزیع زاویه‌ای ذرات پراکنده شده بطوری که در این دو دستگاه بیان می‌شود متفاوت هستند.

رابطه بین دو توزیع زاویه‌ای را بتوان با توجه باینکه تعداد نو ترون‌هایی که در یک جزء زاویه فضایی ظاهر می‌شود باید در هر دو دستگاه یکی باشد نوشت بنابراین نتیجه می‌شود:

$$\sigma(\theta) d\Omega(\theta) = \sigma(\Theta) d\Omega(\Theta) \quad (2-16)$$

که در آن $\sigma(\theta)$ سطح مقطع دیفرانسیل است که در سیستم مرکز ثقل اندازه گیری شده است.*

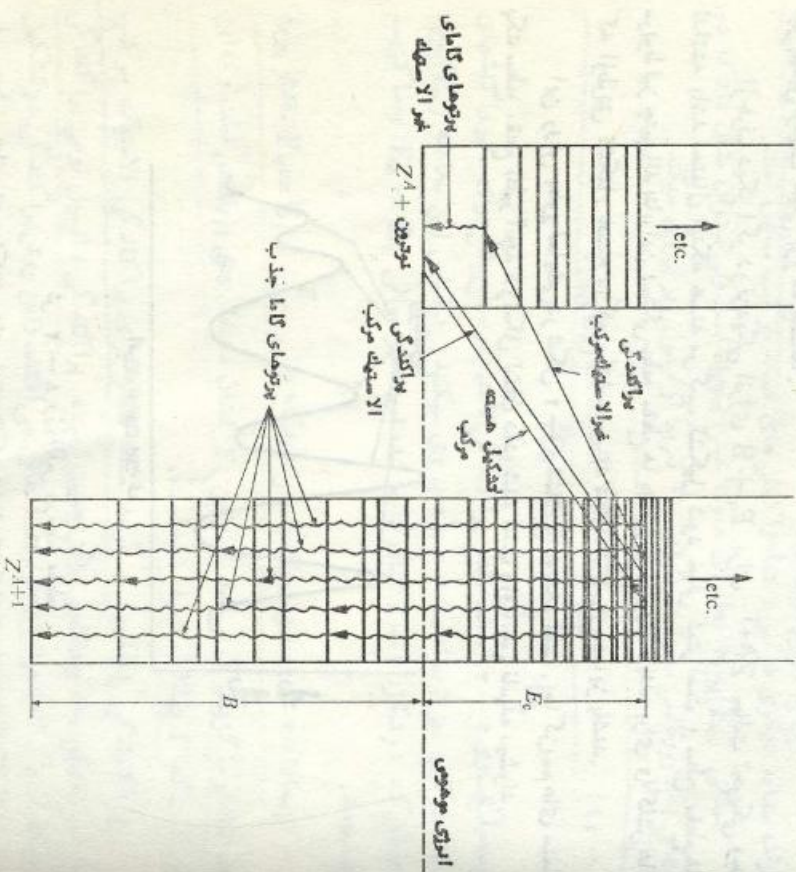
$$\sigma(\theta) \sin \theta d\theta = \sigma(\Theta) \sin \Theta d\Theta \quad (2-17)$$

۱- Bombarding

* معادله ۲-۱۷ نمونه‌ای است از یک روش استاندارد برای ارتباط دادن تابع‌های توزیع

متغیرهای آماری متفاوت ولی مربوط بهم. پس اگر x و y دو متغیر از این نوع باشند تابع توزیع مربوط به آنها یعنی $f(x)$ و $F(y)$ بوسیله معادله $F(y) dy = f(x) dx$ بهم مربوط هستند. چون $f(x)$ و $F(y)$ توابع متفاوتی هستند معمولاً همیشه از طرف ریاضیدانان با علامت‌های مختلف نشان داده می‌شوند. سطح مقطع‌های $\sigma(\theta)$ و $\sigma(\Theta)$ نیز تابع‌های مختلفی هستند ولی عادت بر این است که هر دو را با علامت σ نشان دهند زیرا این علامت استاندارد برای سطح مقطع است. این روش که امید است زیاد گنج‌کننده نباشد در سراسر این کتاب بکار خواهد رفت.

الاستیک (۱) مرکب و گاهی نیز پراکندگی الاستیک (۲) روزنامس نامیده میشود.
از طرف دیگر اگر فوٹروف آزاد شده هسته باقی مانده را در یک حالت تحرک ترک
کند و واکنش را پراکندگی غیرالاستیک مرکب یا پراکندگی روزنامس مرکب نامند.
این واکنشها در شکل ۲ — ۷ نشان داده شده اند.



ش ۲ — ۷ نمودار نمایش نقش هسته مرکب در واکنشهای نوترئون

بطوریکه در شکل ۲ - ۷ نشان داده شده است هستهٔ مرکب ممکن است با آزاد کردن یک یا چند پروتوگاما نیز کاهش یابد و هستهٔ مرکب که تا حد زیادی تغییر یک شده است بالاخره از این راه به حالت بنیادی خود برگشت می‌کند. گرچه هسته Z_{A+1} ممکن است نسبت به کاهش β پایدار نباشد ولی وقتی از راه کاهش γ تا یک حالت بسته کاهش یافت از آن پس دیگر نمی‌تواند با آزاد کردن نوکلئون کاهش یابد. از خصوصیات ویژه واکنش که از راه تشکیل هسته مرکب ادامه می‌یابد این است که لازم است اول میسوم

مرکب (۱)، پراکندگی پتانسیل (۲) یا پراکندگی شکلی و واکنش مستقیم (۳) نامیده میشوند. تشکیل هسته مرکب: در این فصل و افعال نوترون تابنده و وسیله هسته جذب شده و میبستنی که هسته مرکب نامیده میشود، تشکیل میگردد.

اگر هسته هدف Z_A باشد هسته سر کب Z_{A+1} خواهد بود. جالب توجه است که پینینیم تشکیل هسته سر کب وقتی در سیستم سر کب قرار میگیرد چگونگی ظاهر میشود. بیاد داریم که در این دستگاه هسته هدف و نوترون بهم نزدیک شده و در سر کب قرار میگیرد که در حال سکون است بهم برخورد میکنند.

اگر نوترون جذب شود هسته مرکب تولید شود این هسته باید الزاماً پدیدآورنده کت باقی بماند زیرا اکنون مرکز ثقل روی سیستم مرکب جای دارد. نتیجه میشود که وقتی هسته مرکب تشکیل میگردد انرژی جنبشی نوترون و هسته هدف نسبت به دستگاه مرکز ثقل به انرژی داخلی هسته مرکب منتقل می‌شود. این انرژی E_c در قسمت $2 - 5$ به‌صافیه نقل بود و بوسیله معادله $2 - 4$ داده شده است، اما تحریر یک هسته * مرکب خیلی از انرژی E_c بزرگتر است. در فصل اول نشان داده شده که برای جدا کردن یک نوترون از هسته مقداری انرژی لازم است و برعکس وقتی نوترون مجدداً در هسته جای داده شود این انرژی آزاد میگردد.

بنابراین وقتی نوترون تابنده به هسته هدف Z^A می‌پیوندد تا سیستم مرکب Z^{A+1} را تشکیل دهد انرژی همبستگی B خود را با خود به هسته Z^{A+1} می‌آورد. بنابراین هسته مرکب با انرژی $E_c + B$ بالاتر از حالت بنیادی^(۹) تشکیل میشود. این وضعیت بطور نمایی در شکل ۲ - ۷ نشان داده شده است. اگر بخاطر این حقیقت نبود که معمولاً تعداد زیادی نوکلئون^(۱۰) در انرژی تحریر^(۱۱) سیستم مرکب سهم هستند هسته مرکب در حال تحریر یک میثاق^(۱۲) با فاصله با آزاد کردن مجدد یک نوترون کاهش پابد.

پناه‌یافتن هسته مرکب ممکن است مدت زیادی در این حالت باقی بماند و همانطور که در قسمت ۱ — ۶ بحث شد می‌تواند با آزاد کردن پکت‌نوکلئون (پاگروهی از نوکلئون‌ها نظیر پیک ذره α) کاهش یابد تنها بشرط آن که نوکلئون در نتیجه برخورد های اتفاقی در داخل هسته بازداره کافی انرژی بدست آورد تا بتواند از سیستم خارج گردد. اگر نوکلئون آزاد شده نوترون باشد هسته باقی‌مانده AZ به حالت پایداری خود برگردد و اکتش پرا کندگی

- * در اینجا منظور مؤلف از تحریک هسته مرکب همان انرژی کل هسته مرکب است.

تشکیل یک هسته مرکب با $\sigma_{CN}(E_c)$ نشان داده شود. سطح مقطع برای پراکندگی الاستیک مرکب چنین است:

$$\sigma_{CN}(E_c) = \sigma_{CN}(E_c) \frac{T_m}{T} \quad (12-2)$$

عبارت مشابه دیگری در مورد همه واکنش های هسته مرکب صادق است.

بستگی $\sigma_{CN}(E_c)$ به انرژی عموماً خیلی پیچیده است ولی میتوان نشان داد که در نزدیکی یک روزانس مجزا در انرژی E_1 تقریباً از فرمول زیر پیروی میکند.

$$\sigma_{CN}(E_c) = \frac{T^2}{(E_c - E_1)^2 + \frac{1}{4}}$$

با توجه به تساوی $2-12$ سطح مقطع پراکندگی الاستیک و سطح مقطع برای سایر واکنش های هسته مرکب نیز از معادله $2-14$ پیروی میکنند. براساس این معادله $\sigma_{CN}(E_c)$ همان طور که در شکل $2-8$ نشان داده شده است در حوالی $E_c = E_1$ بهما گزیده خود میرسد.

از معادله $2-14$ نیز میتوان باسانی دید که وقتی $E_c = E_1 \pm \frac{T}{2}$ مقدار σ_{CN} نصف مقدار ماکزیمم آن میباشد بنابراین T نشان دهنده پهنای روزانس است و به این دلیل است که T پهنای (۱) نامیده شده است.

پراکندگی پتانسیل: گرچه سطح مقطع برای پراکندگی الاستیک مرکب تنها در نزدیکی یک روزانس حائز اهمیت است، پراکندگی پتانسیل نوعی پراکندگی الاستیک است، که با هر انرژی نوترون اتفاق می افتد. و این روش پراکندگی در تشکیل

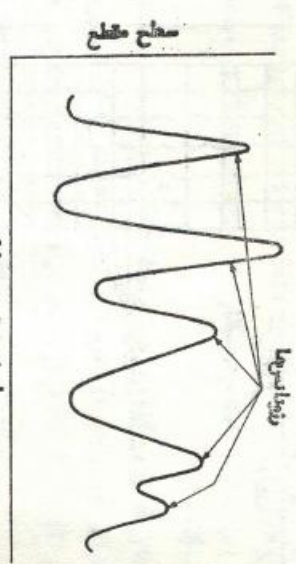
هسته مرکب صدق نمیکند زیرا انتهای پهنای هسته پهنای زیاد است و این واکنش از این نظر شبیه است به پراکندگی یک توپ بیلیارد بوسیله یک توپ بیلیارد دیگر، که معمولاً به طریق تشکیل یک توپ بیلیارد مرکب صورت نمیگیرد. پراکندگی پتانسیل تنها تابع نیروهای است که هنگام نزدیکی نوترون به هسته بر آن اثر میکنند، و چون این نیروها تابع شکل و اندازه هسته میباشند بنابراین گاهی این واکنش، پراکندگی الاستیک شکل نامیده میشود.

واکنش مستقیم: نوترون هایی که براساس استانداردهای فیزیک و رکتور دارای انرژی زیاد هستند میتوانند با هسته ها بطور مستقیم واکنش نمایند.

مرکب به عنوان یک حالت واسطه تشکیل شود. به علاوه با استفاده از مکانیک کوانتیک میتوان نشان داد که اگر هسته Z^{A+1} دارای یک حالت تحریکی درحالی انرژی $E_c + B$ باشد احتمال تشکیل هسته مرکب زیاد است. وقتی چنین حالتی وجود دارد احتمال تشکیل هسته مرکب خیلی زیاد است و سطح مقطع برای واکنش هایی که از نظر انرژی امکان پذیرند نیز به همین ترتیب خیلی بزرگ هستند.

از طرف دیگر اگر در نزدیکی انرژی $E_c + B$ برای Z^{A+1} حالت تحریکی وجود نداشته باشد احتمال اینکه هسته مرکب تشکیل شود خیلی کمتر است و سطح مقطع های مربوط نیز چنین اند بنابراین بستگی سطح مقطع ها به انرژی نوترون تابعی برای واکنش هایی که از طریق تشکیل هسته مرکب ادامه مییابد میتواند بسیار متغایر باشند.

این روش بطور نمایی در شکل $2-8$ نشان داده شده است. اما گزیم های متغایر یک سطح مقطع نظیر آنچه در شکل نشان داده شده است روزانس نامیده میشوند.



انرژی نوترون

ش $2-8$ رزرنانس در سطح مقطع

۱- سطح مقطع برای واکنش های نوترون که شامل تشکیل شدن هسته مرکب به عنوان یک حالت واسطه ای میباشند میتواند به صورت حاصل ضرب دو جمله نوشته شود، یعنی سطح مقطع برای تشکیل هسته مرکب ضرب در احتمال نسبی اینکه این سیستم از طریق مورد نظر کاهش (۱) یابد. در این مورد از قسمت $1-8$ بیاد داریم که احتمال اینکه هسته با آزاد کردن یک نوترون الاستیک کاهش یابد $\frac{T_m}{T}$ بوده و احتمال اینکه با آزاد کردن یک

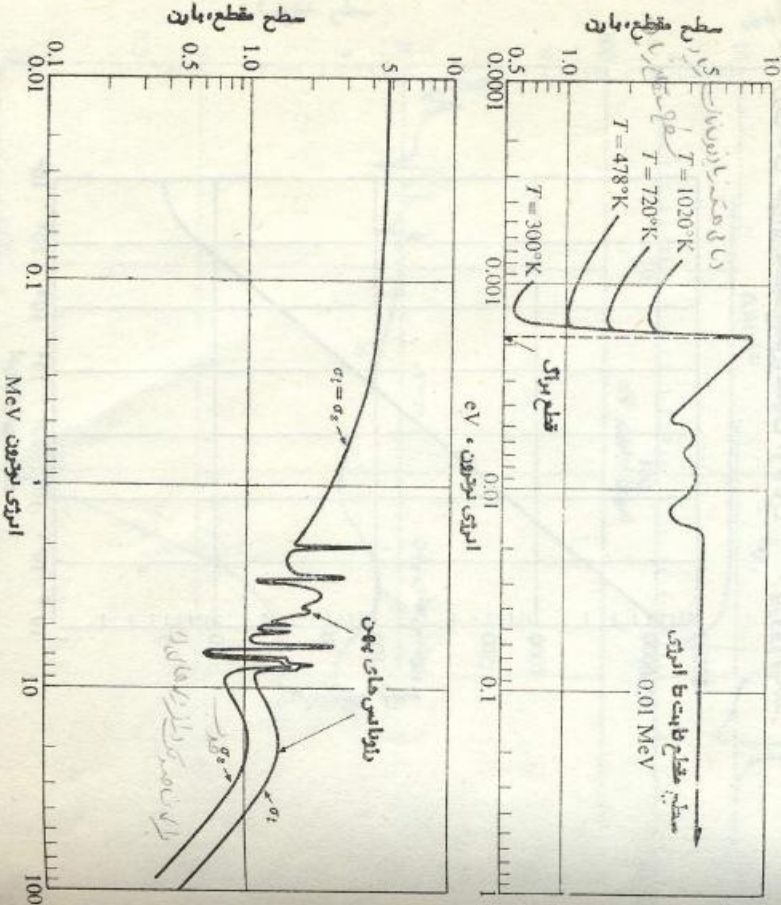
نوترون غیر الاستیک کاهش یابد $\frac{T_m}{T}$ و غیره میباشد. بنابراین اگر سطح مقطع برای

$$\sigma_t = C_1 + \frac{C_2}{\sqrt{E}} \quad (10-2)$$

که در آن C_1 و C_2 مقادیر ثابت هستند. چون سرعت نوترون متناسب با $\sqrt{E}$ میباشد σ_t را میتوان باین شکل نیز نوشت:

$$\sigma_t = C_1 + \frac{C_2'}{v} \quad (11-2)$$

که در آن C_1 عدد ثابت دیگری است. بطوری که بعداً در این فصل خواهیم دید مقدار C_2 بوسیله سطح مقطع پراکندگی الاستیک تعیین خواهد شد و حال آنکه مقدار C_1 یا C_2' به سطح مقطع جذب پرتوزا یا هر واکنش گسازای دیگر که در این انرژی ها ممکن باشد بستگی دارد.



ش ۲ - ۹ سطح مقطع کلی و پراکندگی الاستیک ^{12}C
[بر اساس چاپ دوم ۳۲۵ سال ۱۹۵۸ BNL]

۱ - Radiative Capture

۲ - Exothermic

در این فعل و انفعال، نوترون تابنده مستقیماً با یکی از نوکلئون های داخل هسته برخورد میکند، اگر در نتیجه برخورد، یک پروتون از هسته خارج گردد و نوترون تابنده، باقی بماند این واکنش (n, p) را واکنش مستقیم نامند و از طرف دیگر اگر نوترون تابنده نوکلئون را فقط به حال تحریک درآورد و خودش با انرژی کمتری خارج گردد فعل و انفعال را پراکندگی غیر الاستیک واکنش مستقیم نامند.

بهر حال در راکتور تعداد خیلی کمی نوترون دارای انرژی لازم هستند تا بتوانند باعث واکنش های مستقیم شوند، و این نوع واکنش از نظر تئوری راکتور کم اهمیت میباشد.

۲-۷ سطح مقطع کل^(۱)

اکنون که بحث مقدماتی واکنش های نوترون را به پایان رساندیم میتوانیم نتایج عملی آزمایش های سطح مقطع و تعبیر آنها را بررسی کنیم.

خواهیم دید که این نتایج هم به انرژی نوترون تابنده وهم به نوع هسته هدف بستگی دارند. در هر حال میتوان نتایج را بر حسب اینکه هسته هدف، سبک $A \lesssim 20$ یا جادویی^(۲)، متوسط $20 \lesssim A \lesssim 100$ یا سنگین $A \gtrsim 100$ باشد در چند رده^(۳) نسبتاً وسیع^(۴) دسته بندی کرد. بنابراین منطقی است که با بررسی سطح مقطع کل شروع کنیم زیرا این سطح مقطع ترکیبی از همه فعل و انفعالات واکنش های ممکن را نشان میدهد.

سطح مقطع کل - اطلاعات سطح مقطع کل معمولاً در آزمایش های انتقال (۵) نظیر

آنچه در قسمت ۲-۲ بیان شد اندازه گیری میشوند، باید توجه نمود که در اینگونه اندازه گیری هانتها نوترون هایی که مستقیماً از هدف عبور میکنند شمرده میشوند و هر نوترونی که در هدف واکنش کند از شعاع خارج میشود. بعلا سادگی ذاتی این آزمایش ها در مورد سطح مقطع های کل بیش از هر نوع سطح مقطع دیگری اطلاعات جمع آوری شده است. اکثر نتایجی را که در زیر بحث شده اند میتوان در گزارش سطح مقطع های نوترونی چاپ دوم ۲۲۵ - BNL و مکمل های^(۶) آن که گاه منتشر میشود بدست آورد و نیز میتوان نتایج این اندازه گیری ها را بشکل زیر خلاصه کرد.

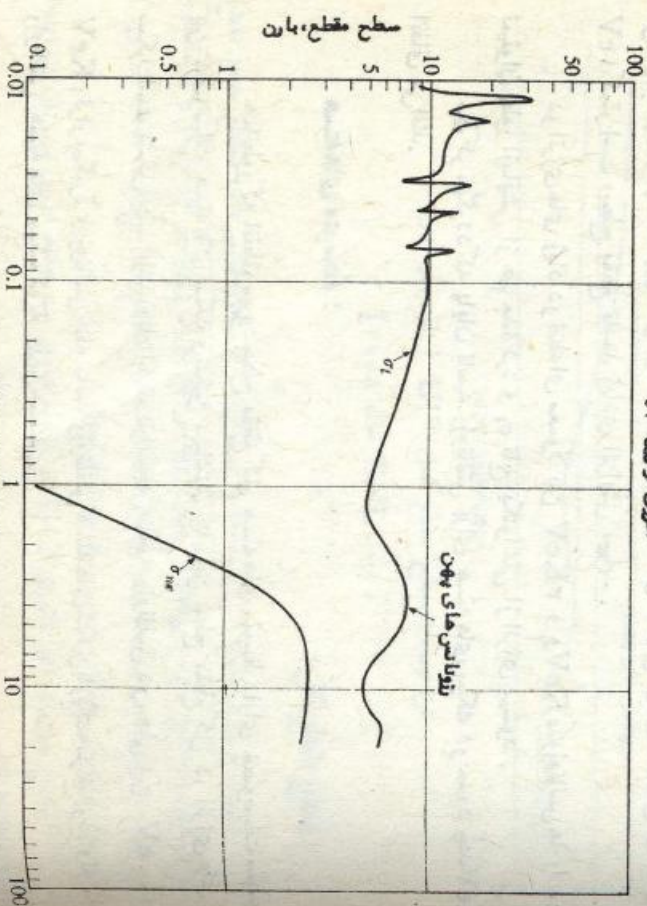
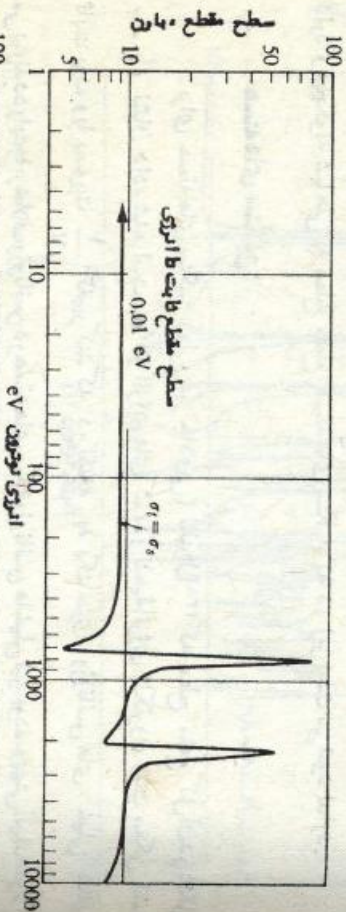
هسته های سبک و بعضی از هسته های جادویی:

در انرژی های کم* معمولاً σ_t بصورت زیر ظاهر میشود:

۱ - Total cross Section	۲ - Magic
۳ - Category	۴ - Broad
۵ - Transmission	۶ - Supplements

* در این قسمت منظور از انرژی کم تقریباً بین $10^{-1} eV$ تا $10^{-2} eV$ می باشد.

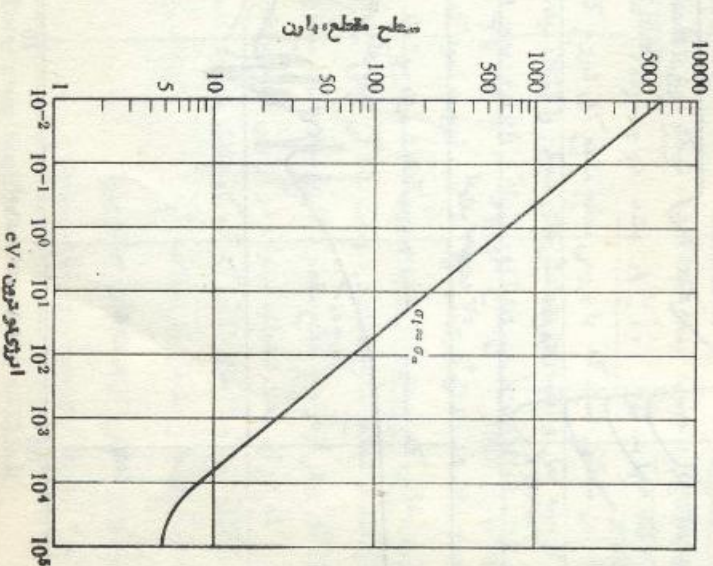
هر چه که بطرف انرژی‌های بیشتر پیش می‌رویم σ_e برای هسته‌های سبک‌تر با انرژی از صورت خطی $\frac{1}{v}$ در خواهد آمد و در ناحیه MeV تعدادی رزونانس مشاهده خواهند شد. این رزونانس ممکن است تا حدود 10^8 MeV باقی بماند و از آن بعد سطح مقطع نسبتاً یکپارچه شد و ادامه می‌یابد. باید توجه داشت که این رزونانس‌ها نسبتاً پهن هستند و در انرژی ۲ MeV پهنی کل رزونانس برای ^{12}C (مطابق شکل ۹-۲) 7KeV و در ^{60}Co $3/60\text{MeV}$ پهنی رزونانس آن $1/2$ می‌باشد و غیره.



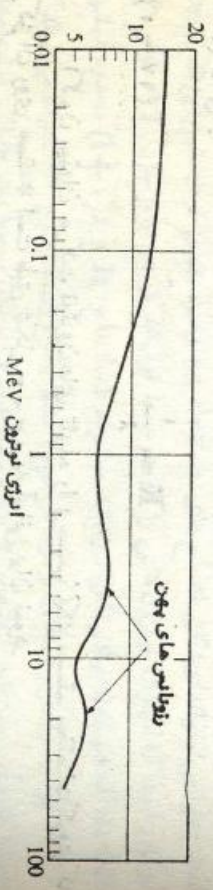
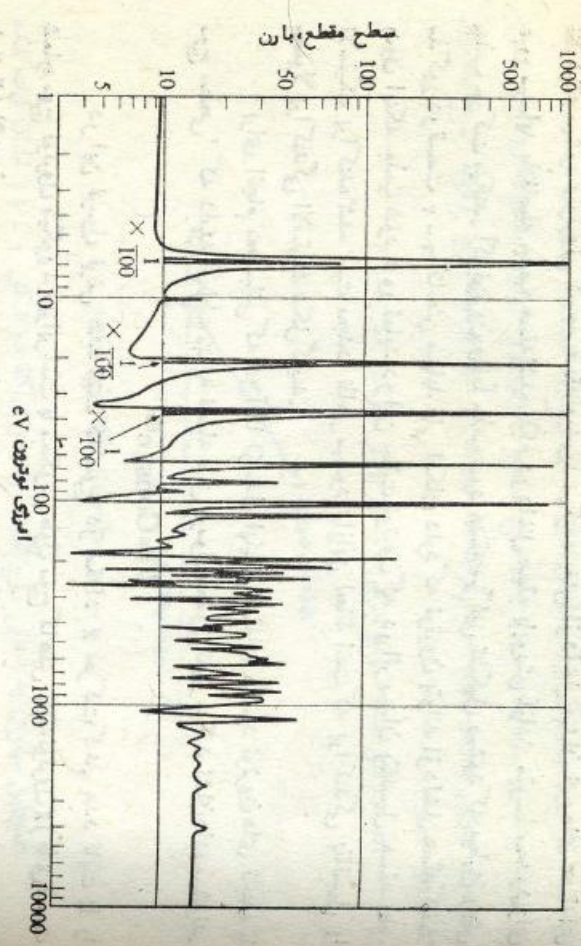
ش ۹-۲ سطح مقطع کل و سطح مقطع غیرالاستیکی ^{209}Bi
(از چاپ دوم ۳۲۵ - BNL سال ۱۹۵۸)

به این ترتیب تابعیت σ_e انرژی به بزرگی نسی سطح مقطع‌های پراکندگی الاستیک و بقیه واکنش‌ها بستگی دارد. وقتی جمله دوم تساوی فوق بزرگتر از جمله اول باشد، گفته می‌شود که سطح مقطع از قانون $\frac{1}{v}$ پیروی می‌کند. در شکل ۹-۲ سطح مقطع کل ^{12}C نشان داده شده است به این معنی که σ_e در تمام فاصله 10^{-10} تا 10^{-11} eV تقریباً ثابت است. پس برای این هسته مقدار ثابت σ_{th} خیلی از σ_{th} کوچکتر است. همچنین مشاهده خواهد شد که در انرژی‌های خیلی کم (10^{-11} تا 10^{-10} eV) در حقیقت خیلی کمتر از انرژی 1 نوسانات حرارتی سطح مقطع رفتار بسیار پیچیده و تابع حرارت از خود نشان می‌دهد و این تغییرات سریع سطح مقطع باعث آثار مختلف کریستالی است که در قسمت ۲-۸ بحث خواهد شد.

شکل ۹-۲ 10^{-10} تا 10^{-11} eV را برای ^{12}C نشان می‌دهد توجه باید داشت که برخلاف سطح مقطع ^{12}C در انرژی‌های کم این هسته بطور نمایان از قانون $\frac{1}{v}$ پیروی می‌کند.



ش ۹-۲ سطح مقطع ^{209}Bi از 10^{-11} تا 10^{-10} eV
(از چاپ دوم ۳۲۵ - BNL سال ۱۹۵۸)



ش ۲-۱۲ سطح مقطع کل ^{238}U [از چاپ دوم
BNL - ۳۲۰ سال ۱۹۵۸]

سطح مقطع کل:

تئوری: سطح مقطع کل هسته ها را نمیتوان در ناحیه رزونانس های منقطع سطح مقطع از روی اصول محاسبه نمود ولی بعد از ناحیه رزونانس که در آن رزونانس ها یکدیگر را پوشانده و سطح مقطع را یکپارچه میکنند، میتوان با استفاده از یک تئوری (مربوط به پدیده شناسی^۱) که به مدل اپتیکی هسته مشهور است محاسبه نمود.

توضیح جزئیات این تئوری از موضوع کتاب خارج است و فقط اصول مهم آن در اینجا بررسی خواهد شد.

از خصوصیات عمده این مدل آن است که هسته بعنوان یک محیط جاذب پراکنده در

البته همه هسته های سبک نظیر کربن و یرقار نمیکنند ولی سطح مقطع کل اکثر آنها از نظر مشخصات کلی بهم شبیه هستند به استثنای دوتریوم ^2H و ^3H که از همه سبکتر میباشد و هیچگونه رزونانسی از خود نشان نمیدهند. توضیحات فوق در باره هسته های سبک به ن ترتیب در مورد بعضی هسته های جادویی نر صادق است.

شکل ۲-۱۱ این موضوع را برای ^{209}Bi نشان میدهد که به تعداد عدد جادویی ۱۲۶ نوترون دارد. سطح مقطع این هسته شباهت زیادی به سطح مقطع هسته های سبک تری نظیر ^{12}C دارد و هیچگونه شباهتی به سطح مقطع هسته های سنگین که در زیر بحث می شود ندارد.

هسته های سنگین:

برای هسته های سنگین (ولی غیر جادویی) نظیر ^{238}U که سطح مقطع کل آن در شکل ۲-۱۲ نشان داده شده است به در انرژی های کم، در ناحیه انرژی الکترون ولت ممکن است ثابت بوده و یا بصورت $\frac{1}{v}$ تغییر کند که در نتیجه به یک سری رزونانس های خیلی شدید

می پیوندند و اینجاست که رزونانس در هسته های سبک رزونانس ها خیلی تیز بوده و پهنی آنها معمولاً از ۱ eV کمتر است و سطح مقطع تا حد زیادی افزایش میابد.

در انرژی های زیاد در نقطه ای معمولاً بین ^3He و ^4He رزونانس ها را دیگر نمیتوان بطور آزمایشی از هم جدا کرد و به تابع یکپارچه از انرژی میشود.

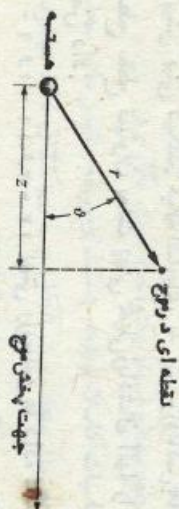
مثلاً اگر میگرد که پایان ناحیه رزونانس برای هسته های سبک در حدود چند MeV اتفاق می افتد.

هسته های متوسطه:

همانطور که انتظار میرود سطح مقطع کل هسته های متوسط دارای خصوصیات متوسطی بین خصوصیات هسته های سبک و سنگین میباشد. بنابراین سطح مقطع کل در انرژی های کم ممکن است بشکل $\frac{1}{v}$ باشد و یا نباشد در نتیجه ناحیه رزونانس در محلی بین ۱۰ eV تا ۱ KeV قرار میگیرد و رزونانس ها به مانند رزونانس هسته های سنگین باریک و پهن بوده و نه مانند رزونانس هسته های سبک کوتاه و پهن هستند.

نیست، توابع $P_1(\cos\theta)$ چه د جمله‌ای‌های معروف لژاندر هستند. براساس معادله ۲-۱۸ یک موج سطح^۲ نوترون را میتوان مجموعه‌ای از بی‌نهایت موجهای جزئی متصل بهم در نظر گرفت که هر یک از آنها بوسیله توابع $f_1(r)$ و $P_1(\cos\theta)$ مشخص میشوند.

اهمیت این بسط امواج جزئی بزودی روشن خواهد شد.



ش ۲-۱۳ مختصات یک موج سطح

همچنین میتوان به آسانی موج تابنده را بطوری که در شکل ۲-۱۴ نشان داده شده است به نواحی استوانه‌ای شکل با شعاع‌های r_1, r_2, r_3 و غیره تقسیم کرد. حسن این تقسیم‌بندی در این است که میتوان نوترون‌هایی را که در بسط فوق‌الذکر در موج جزئی ۱ قرار دارند نشان داد که همیشه تقریباً در ناحیه‌ای یافت میشوند که با شعاع l_1 و $(1+l_1)$ محدود میشود. برای نمونه نوترون‌های موجود در موج^{*} $l=1$ به نوترون‌های موج S^* نامیده می‌شوند که همیشه تقریباً در اولین ناحیه شعاع l یافت میشوند؛ نوترون‌های مربوط به $l=1$ نیز نوترون‌های موج P نامیده شده و در ناحیه بعدی قرار دارند و اگر طول موج کاهش یافته نوترون‌های تابنده بزرگتر از شعاع هسته R باشند آنگاه تنها نوترون‌های موج S میتوانند با هسته واکنش کنند. ولی اگر $R \approx l$ نوترون‌های موج P و نوترون‌های موج S میتوانند واکنش کنند. بطور کلی همه امواج جزئی شعاع تابش $kR = 1 = \frac{R}{\lambda}$ میتوانند با هسته واکنش کنند چون:

* این علامت‌گذاری از اسپکترسکوپی نوری اقتباس شده است و رابطه بین مقادیر ۱ و علامت امواج بدین ترتیب است.

۱	۰	۱	۲	۳	۴
و غیره					
و غیره					
علامت امواج	s	p	d	f	g

نظر گرفته میشود و نوترونی که به هسته برخورد میکند، یعنی از داخل میدان نیروهای هسته‌ای عبور میکند با فاصله جذب هسته نشده بلکه در داخل هسته باوریش آزاد^۱ متوسط محدود برای جذب حرکت میکند. اگر نوترون واقعاً جذب شود هسته مرکزی تشکیل میشود که بر طبق روش مذکور در قسمت ۲-۲ کاهش سیلاب ولی امکان دارد که نوترون بتواند از داخل هسته کاملاً بدون اینکه جذب شود عبور نماید در این حالت نوترون که در اثر میدان پتانسیل هسته بطور الاستیک پراکنده شده است مجدداً ظاهر میشود و از این لحاظ است که پراکندگی پتانسیل را معمولاً پراکندگی الاستیک شکل گویند.

برای انجام محاسباتی که در آنها از مدل اپتیک استفاده میشود نوترون‌های تابنده با موج سطحی^۲ که دامنه آن‌ها نسبت به فاصله طی فرمول معمولی تغییر میکند نشان داده میشوند.

$$\psi = \text{Const } e^{ikz}$$

در این فرمول فرض شده است که موج در امتداد z حرکت کند. عدد ثابت k را شماره موج نوترون بگویند و برابر است با معکوس طول موج کاهش یافته نوترون^۲ (طی قسمت ۲-۱ پی‌ی:)

$$K = \frac{1}{\lambda} \quad (17-2)$$

اگر میتوان حرکت نوترون‌های تابنده را بر حسب یک سیستم مختصات کروی که مرکز آن روی هسته^{*} است طبق شکل ۲-۱۳ به آسانی بیان نمود.

پایه‌ای:

$$\exp(ikz) = \exp(ikr \cos\theta) \quad \text{و} \quad Z = r \cos\theta$$

این تابع را میتوان بصورت سری زیر بسط داد.

$$e^{ikr \cos\theta} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l f_l(r) P_l(\cos\theta) \quad (18-2)$$

که در آن توابع $f_l(r)$ به توابع بسل^۲ مربوط میشوند، و تعریف دقیق آنها در این بحث مهم

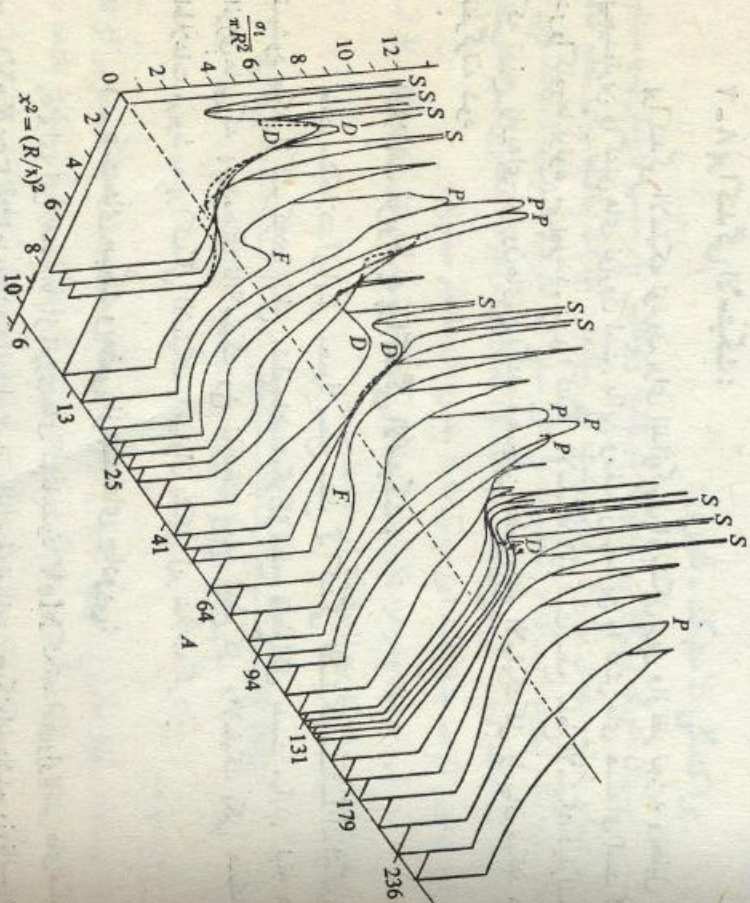
* برای دقت بیشتر باید مرکز سیستم مختصات را روی مرکز ثقل سیستم نوترون و هسته در نظر گرفت.

** در متن انگلیسی کتاب اشتباهاً بصورت $e^{ikr \cos\theta}$ چاپ شده است و بدینوسیله تصحیح می‌شود. مترجم

توخالی و غیره مشاهده میشود. با توجه باین توضیح شناسایی یک موج جزئی بخصوصی که باعث افزایش هر یک از رزونانس های بهین میشود امکان پذیر است. برای نمونه افزایش کلی سطح مقطع ^{11}C از تقریباً 2 MeV تا 4 MeV (مطابق شکل ۲-۹) در اثر فوترون های 2 MeV است و بنابراین رزونانس موج d نامیده میشود ولی رزونانس حدود 2 MeV نتیجه فوترون های 1 MeV است که رزونانس موج f گویند.

مدل اپتیکی را میتوان برای محاسبه سطح مقطع کل با دقت نسبتاً خوب، حداقل در انرژی هایی که این سطح مقطع نسبتاً یکمواخت است بکار برد.

ولی این محاسبات کاملاً پیچیده هستند و بوسیله ماشین های محاسبه الکترونیکی انجام میشوند. بنابراین نتیجه چند محاسبه در شکل ۲-۱۵ نشان داده میشود که در آن سطح مقطع



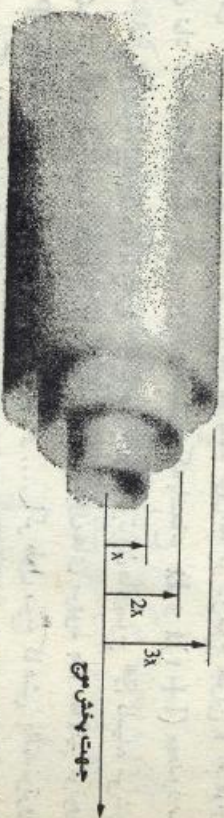
ش ۲-۱۵ محاسبه سطح مقطع کل بصورت تابی از انرژی و عدد جری برش مدل اپتیکی. (بنام ه. فیشاد راسپیکروسکی هسته ای، قسمت B چاپ اف - از نرنک آکادمیک پرس نیورک ۱۹۶۰)

$$\lambda \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \quad [\text{مطابق معادله (۱-۲)}]$$

نتیجه میشود که با ازدیاد انرژی فوترون تابنده تعداد امواج جزئی که میتوانند با هسته واکنش کنند افزایش یابد.

یکی از مهمترین خواص مدل اپتیکی این است که وجود رزونانس های بزرگ و بهین را در سطح مقطع کل پیش بینی میکند. قبلاً اشارهای به این رزونانس ها نشده بود چون که در اطلاعات مربوط به سطح مقطع نمیتوان بهمت بهین خیلی زیادشان آنها را بصورت رزونانس های هسته مرکب تشخیص داد.

در اشکال ۲-۹ و ۲-۱۱ و ۲-۱۲ بهین رزونانس ها داده شده است و در آنها میتوان دید که بهین هر یکی از این رزونانس ها چندین MeV میباشد و اینگونه رزونانس ها را میتوان در تمام هسته ها، هم در انرژی های کم و هم در انرژی های زیاد مشاهده نمود ولی در انرژی های زیاد که رزونانس های هسته مرکب برهم مطاق میشوند سطح مقطع کل، تابع یکمواختی از انرژی است. و این رزونانس ها آسان تر تشخیص داده میشوند.



ش ۲-۱۴ نواحی موج جزئی یک موج مسطح

رزونانس های بهین به روش زیر بوسیله مدل اپتیکی بیان میشوند. یادآوری میشود که بر اساس این تئوری فوترون های تابشی در داخل هسته که مانند یک محیط جذب کننده پخش منظور میشود به آزادی حرکت میکنند. میتوان نشان داد که امواج جزئی در بعضی از انرژی ها مختلف فوترون بهتر در حجم هسته می گنجند تا در انرژی های دیگر. در چنین حالتی دامنه یک موج بخصوص در داخل هسته افزایش یافته و در نتیجه پراکندگی فوترون ها نیز در این موج جزئی جبران میگردد و بنابراین سطح مقطع کل قدری بیشتر است.

این پدیده 'درشته های دیگر فیزیک نظایر بسیار دارد. باین ترتیب این پدیده شبیه رزونانس هایی است که در ارتعاشات اجباری یک تار، پراکندگی صدا در یک لوله

۲ - هسته‌های سنگین:

گرچه بیشتر اطلاعات مربوط به این قسمت نسبتاً دقیق نیستند ولی باز هم برای این هسته‌ها در انرژی‌های کم ثابت است. در ناحیه رزونانس، به نسبت با انرژی در مجاورت هورزونانس سرعت تغییر می‌کند و حال آنکه بین رزونانس‌ها به ثابت است (در زیر تغییرات واقعی به نسبت به انرژی هر رزونانس بحث خواهد شد) در انرژی‌های پد از این ناحیه به پکنواخت و مستقیم‌شود

۳ - هسته‌های متوسط:

همانطور که انتظار میرود سطح مقطع این هسته‌ها رفتاری متوسط بین رفتار هسته‌های سبک و هسته‌های سنگین از خود نشان میدهند.

پراکندگی الاستیک - تئوری:

میتوان تئوری پراکندگی الاستیک در ناحیه رزونانس را برحسب پارامتر پدیده‌شناسی نظیر شعاع هسته، پهنای نوترون و غیره نوشت، ولی متأسفانه عبارات حاصله برای سطح مقطع الاستیک آتندر پیچیده است که در محاسبات راکتور خیلی کم کار برد عملی پیدا میکند ولی در انرژی کم که فقط پراکندگی S اتفاق می‌افتد ($KR \ll 1$) و بشرط اینکه رزونانس‌های سطح مقطع پهنایی از هم جدا باشند این فرمول‌ها تا حد زیادی ساده‌تر میشوند.

در این شرایط و در نزدیکی چنین رزونانسی کد رسیستم مرکز ثقل انرژی آن E_1 است می‌توان نشان داد که به از رابطه زیر بدست می‌آید.

$$\sigma_0(E_0) = \frac{\pi \lambda_1^2 g \Gamma_0^2}{(E_0 - E_1)^2 + \frac{\Gamma_0^2}{4}} + \frac{4\pi \lambda_1^2 g R (E_0 - E_1) \Gamma_0}{(E_0 - E_1)^2 + \frac{\Gamma_0^2}{4}} + 4\pi R^2 \quad (19-2)$$

در این معادله E_0 مجموع انرژی جنبشی نوترون تابنده و هسته نسبت به سیستم مرکز ثقل میباشد. با توجه به معادله ۲-۳۸ اگر هسته در سیستم آزمایشگاهی در حال سکون باشد، به جز هسته‌های خیلی سبک E_0 صولا برابر با انرژی نوترون در سیستم آزمایشگاهی است.

در معادله ۲-۳۹، λ طول موج کاهش یافته ذرات است که جرم کاهش یافته آن m و انرژی آن E_1 باشد یعنی:

$$\lambda_1 = \frac{h}{\sqrt{2mE_1}}$$

بمورت تابعی از A و E رسم شده است. (توجه داشته باشید که پارامتر λ متناسب است با E ، مشابه میشود که E از یک هسته به هسته دیگر نسبتاً بکنواخت تغییر میکند. با استفاده از این وضع میتوان مقدار یک سطح مقطع نامعلوم را با برپادادن مقادیر معلوم برای هسته‌های مجاور تعیین کرد. در ناحیه رزونانس‌های بارکتر هسته مرکب، مدل اپتیکی، برای بدست آوردن خصوصیات متوسط، سطح مقطع کل نیز که اغلب برای بسیاری از محاسبات راکتورها کافی است مفید میباشد.

همچنین با استفاده از مدل اپتیکی میتوان، سطح مقطع‌های دیگر بخصوص سطح مقطع تشکیل دهنده هسته مرکب را پیش‌بینی نمود طنین موضوع در قسمت‌های بعدی این فصل بحث خواهد شد.

۲-۸ پراکندگی الاستیک:

پراکندگی الاستیک نوترون برای اندازه‌گیری از مشکل‌ترین و از نظر تجزیه و تحلیل از پیچیده‌ترین واکنش‌های نوترون است. با این وصف از مهمترین واکنش‌های هسته‌ای است که در راکتورها بوقوع می‌پیوندد. در پراکندگی الاستیک لازم است سطح مقطع الاستیک دینامیک که توزیع زاویه‌ای نوترون‌های پراکنده و همچنین سطح مقطع الاستیک کل را بیان میکند در نظر گرفته شود.

اطلاعات مربوط به پراکندگی الاستیک:

بعلت مشکلات آزمایشی معمولاً سطح مقطع پراکندگی الاستیک مستقیماً اندازه‌گیری نمیشود بلکه از کسر کردن سطح مقطع‌های دیگر از سطح مقطع کل بدست می‌آید. البته در انرژی‌هایی که پدیده‌های ناالاستیک رخ نمیدهند سطح مقطع کل والاستیک یکی هستند. اطلاعات مربوط به پراکندگی الاستیک را میتوان به شکل زیر خلاصه کرد:

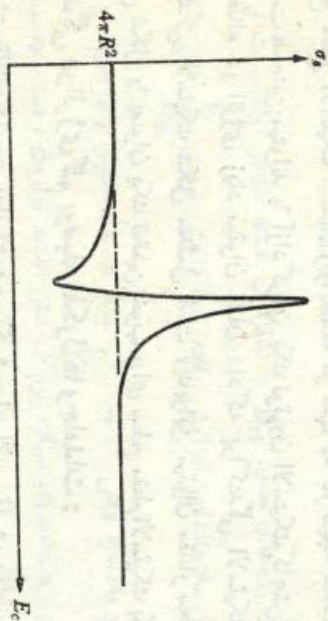
۱- هسته‌های سبک و بعضی از هسته‌های جادویی:

به برای این هسته‌ها از انرژی‌های کم تا حدود MeV که تعدادی رزونانس‌های نسبتاً وسیع ($K \approx 1$) مشاهده میشوند ثابت است. پس از ناحیه رزونانس، به پکنواخت‌شده رزونانس‌ها وسیع و در همان انرژی‌هایی مشاهده میشوند که برای E دیده میشوند. در شکل ۲-۹ سطح مقطع الاستیک σ_{el} نشان داده شده است.

طرز عمل سطح مقطع در انرژی‌های خیلی کم بعداً در این قسمت توضیح داده خواهد شد.

تا اندازای پیچیده تر است، و در نتیجه تداخل بین امواج نوترون حاصله از پراکندگی الاستیک مرکب و پراکندگی پتانسیل بوجود میآید.

وقتی $E_1 < E_0$ باشد این جمله منفی است و وقتی $E_1 > E_0$ این جمله مثبت است در نتیجه σ_0 در حوالی روزنانس یک حالت غیر متقارن کاملاً آشکار مطابق شکل (۱۶-۲) نشان میدهد. بطوری که در شکل معلوم است σ_0 در انرژیهای دور از روزنانس به مقدار ثابت πR^2 نزدیک میشود. به این علت عادت معمول بر این بوده که σ_0 را در انرژی کم ثابت فرض کنند حتی وقتی سطح مقطع واکنشهای ممکن نظیر فیسون یا جذب پرتوزا آتقدر بزرگ باشند که اندازه گیری مستقیمه غیر ممکن باشد. در انرژیهای بالاتر از روزنانس σ_0 مقدار πR^2 را بخود میگیرد تا جایی که یک روزنانس دیگر ظاهر شود، بشرطی که KR خیلی کمتر از واحد باقی بماند. در رفتار غیر متقارن σ_0 در یک روزنانس، معمولاً تنها در پراکندگی روزنانس موج S ، یافت میشود، و میتوان از این حقیقت برای تشخیص این گونه پراکندگی استفاده نمود. بنابراین کوچکترین مقدار سطح مقطع کل بالاتر از روزنانس یافت میشود، بشرطی که قسمت عمده σ_0 مربوط به واکنش پراکندگی بوده و پراکندگی از نوع موج S باشد.



ش ۱۶-۲ سطح مقطع پراکندگی الاستیک برای نوترونهای $0 = I$ در حوالی یک روزنانس. انرژی عبارتست از انرژی جنبشی کل نوترون و هسته در دستگاه مرکز ثقل.

نمونه های این پدیده را میتوان در شکل ۱۱-۲ برای ^{209}Bi و شکل ۱۲-۲ برای ^{238}U مشاهده کرد. جالب توجه است که در مورد ^{238}U می نیم های مخفی سطح مقطع قبل از همه روزنانس های مهم جزء روزنانس $1/16 \text{ eV}$ یافت می شوند. چون $KR \ll 1$ در این انرژی تنها پراکندگی موج S ممکن است و باید نتیجه گرفت که پراکندگی الاستیک مهم ترین شیوه عمده واکنش در این روزنانس نیست.

Γ و Γ_n بترتیب پهنای کل و پهنای نوترون بوده R شعاع هسته و g یک ضریب آرای است که از رابطه زیر بدست میآید.

$$g = \begin{cases} 1 & I \neq 0 \\ \frac{1}{2} \left(\frac{J+1}{J+1} \right) & I = 0 \end{cases} \quad (70-2)$$

که در آن I اسپین هسته هدف و J اسپین هسته مرکب است.

معادله ۱-۶۹ به فرمول یک تراز برای برایت وینگر^{*} برای پراکندگی روزنانس موج S معروف است.

جدول های E_1 ، Γ و Γ_n برای تعداد زیادی از روزنانس ها در ۳۲-۳۳ BNL داده شده است ولی باید توجه داشت که اطلاعات داده شده این جدول ها مربوط به سیستم آزمایشگاهی^{*} میباشد.

بنابر تعریف کمیت ها

$$\sigma_1 = \frac{4\pi R^2 g \Gamma_n}{\Gamma} \quad (71-2)$$

و:

$$x = \frac{v}{\Gamma} (E_0 - E_1) \quad (72-2)$$

میتوان معادله ۲-۶۹ را به شکل ساده تر زیر نوشت:

$$\sigma_0(x) = \frac{\sigma_1 \Gamma_n}{\Gamma} \frac{1}{1+x^2} + \frac{r \sigma_1 R}{\lambda_1} \frac{x}{1+x^2} + 4\pi R^2 \quad (73-2)$$

از قسمت ۲-۶۹ پیاد میآوریم که پراکندگی الاستیک میتواند از طریق دو نوع واکنش یعنی پتانسیل و پراکندگی الاستیک مرکب صورت گیرد، و این موضوع را میتوان از معادله های پراکندگی ۲-۶۹ یا ۲-۷۳ نتیجه گرفت. باین ترتیب اولین جمله در این معادله ها نشان دهنده پراکندگی الاستیک مرکب میباشد و حال آنکه جمله آخر معرف پراکندگی پتانسیل است. جمله وسط پراکندگی الاستیک مرکب میباشد و حال آنکه جمله آخر معرف پراکندگی پتانسیل است.

* اگر هم انرژی ها در سیستم آزمایشگاهی داده شده باشد μ بعنوان جرم نوترون در نظر گرفته شود معادله ۲-۶۹ در سیستم آزمایشگاهی نیز صدق خواهد کرد. در این مورد باید توجه داشت که پهنای تراز به شکل انرژی سینتیک بین سیستم آزمایشگاهی و مرکز ثقل ساده میشود. باستانی حالت هسته های خیلی سبک که احتیاجی به تمایز دو سیستم از یکدیگر نیست.

سطح مقطع پراکندگی ساکروسکپی (Nos) جسم جامد برابر مجموع سطح مقطع های هسته های آن بطور آزاد نیست. در پراکندگی نوترون ها بوسیله ملکول، عوامل متعددی وجود دارند که ممکن است به بی ارزش شدن وصادق نبودن معادله ۲-۱۶ کمک کنند.

پراکندگی نوترون های کند، بوسیله هسته ها وقتی که این هسته ها در ملکولی پیوند شده اند بیشتر از وقتی است که هسته ها آزاد باشند واین یکی از عوامل مهم فوق الذکر است. برای یک لحظه فرض کنید که اتم های ملکول در سیستم آزمایشگاهی در حال سکون باشند. این در صورتی ممکن است که ماده هدف در دمای صفر مطلق باشد.

با کار بردن مکانیک کوانتیک مقدماتی میتوان نشان داد که سطح مقطع برای پراکندگی یک نوترون بوسیله یک هسته منفرد، متناسب است با مجذور جرم کاهش یافته این دوزره. بنابراین در انرژی های نوترون بیشتر از B_m که هسته را میتوان آزاد در نظر گرفت ممکن است سطح مقطع را بشکل زیر نوشت:

$$\sigma_{free} \sim \mu^2 = \left(\frac{mM}{m+M} \right)^2 \approx \left(\frac{A}{A+1} \right)^2$$

انطرف دیگر در انرژی های حدود B_m با کمتر از آن هسته دیگر آزاد نیست و در نتیجه جرم آن به مقدار قابل ملاحظه ای افزایش یافته و با کاهش نسبت $\frac{E}{B_m}$ این جرم هسته ای مؤثر،

افزایش میابد و بالاخره وقتی $\frac{E}{B_m} \rightarrow 0$ جرم هسته ای مؤثر برابر جرم تمام ملکول میشود.

بنابراین جز برای هسته های سبک جرم کاهش یافته نوترون و هسته به سمت جرم نوترون منفرد میل میکند، پس در دمای صفر درجه ۱^ا سطح مقطع یک هسته کاملاً پیوند شده (پیوندی) چنین است:

$$\sigma_{bound}^1 \sim \mu^2 = (1)^2$$

نتیجه میشود که در حد نهائی وقتی که $\frac{E}{B_m} \rightarrow 0$ سطح مقطع پیوندی و آزاد بشکل زیر بهم

مربوط میشوند:

$$\sigma_{bound} = \left(\frac{A+1}{A} \right)^2 \sigma_{free} \quad (۷۴-۲)$$

این حقیقت که Γ_n برای این رزنانس فقط mv ۱/۰ است و حال آنکه mv ۲-۲ نتیجه فوق را تأیید می کند. اختلاف بین پراکندگی واقعی در حوالی یک رزنانس و پراکندگی پتانسیل (ثابت) بنام پراکندگی غیر عادی شناخته شده است. سطح مقطع این پراکندگی غیر عادی بوسیله دو جمله اول معادله ۲-۱۹ یا ۲-۲۳، داده شده است و مجموع این عبارات

سطح مقطع پراکندگی غیر عادی نامیده میشود.

فرمول های پراکندگی الاستیک، پیچیده تر از آنند که بتوانند در کاربرد های معمولی مفید واقع شوند. باید مخصوصاً توجه داشت که به علت اثرات تداخلی حاصل از پراکندگی نوترون ها در رزنانس های مختلف سطح مقطع در این حالت برابر مجموع سطح مقطع های هر رزنانس که از فرمول یک تراز می محاسبه میشود نخواهد بود. پس از ناحیه رزنانس که سطح مقطع یکنواخت میشود، و را میتوان بطور تئوری از روی مدل اپتیک که در قسمت قبل بحث شد تخمین زد. بیاد داریم که در این مدل میتوان سطح مقطع کل و سطح مقطع تشکیل دهنده هسته مرکب را محاسبه کرد. اختلاف بین این دو سطح مقطع برابر است با سطح مقطع پراکندگی الاستیک - پتانسیل یا سطح مقطع پراکندگی الاستیک شکل ولی سطح مقطع الاستیک شکل تمام سطح مقطع الاستیک نیست. زیرا هسته مرکب که در نتیجه جذب، نوترون تابنده تشکیل شده است همچنین میتواند با آزاد کردن یک نوترون الاستیک کاهش یابد.

خوشبختانه در انرژی زیاد میتوان نشان داد که پراکندگی الاستیک مرکب خیلی کمتر از پراکندگی الاستیک شکل محتمل است و بنابراین میتوان مقدار محاسبه شده سطح مقطع پراکندگی شکل را بعنوان یک تخمین خوب برای سطح مقطع الاستیک بکار برد.

پراکندگی در انرژی کم بوسیله ملکول ها و جامدات:

اگر انرژی تابنده E نسبت به انرژی همبستگی شیمیایی اتم B_m در یک ملکول بزرگ باشد پراکندگی نوترون بوسیله یکی از اتم ها، معمولاً سبب آشفتگی ملکول میشود و در این حالت میتوان بستگی اتم ها (هسته ها) بصورت ملکول را نادیده گرفت. بنابراین بادر نظر گرفتن تعداد هر نوع اتم طبق فرمول ۲-۱۶ سطح مقطع پراکندگی برای ملکول برابر است با مجموع سطح مقطع هسته های تشکیل دهنده آن.

از طرف دیگر وقتی E برابر با B_m یا کوچکتر از آن باشد، هسته ها را نمیتوان آزاد فرض کرد. گذشته از آن راه ساده ای برای محاسبه سطح مقطع ملکول براساس سطح مقطع هسته های آزاد آن بطور سبقت در دست نیست. همین موضوع در باره پراکندگی نوترون های کم انرژی به وسیله جامدات صادق است. در انرژی های حدود انرژی پیوند اتم به جسم جامد یا کمتر از آن،

سرعت هسته کم بوده و در نتیجه شدت شعاع بطوریکه در سیستم مرکز ثقل مشاهده میشود نسبتاً مستقل از سرعت نوترون خواهد بود.

بعلاوه میتوان نشان داد که سطح مقطع پراکندگی در سیستم مرکز ثقل در انرژی کم ثابت است. گرچه میزان واکنش تابعی از دمای محیط است ولی با وجود این مستقل از انرژی نوترون میباشد. این میزان واکنش ثابت در سیستم آزمایشگاهی بصورت حاصل ضرب سطح مقطع پراکندگی و شدت شعاع است که هر دو در این سیستم اندازه گیری شده باشند در این صورت شدت شعاع متناسب است با سرعت نوترون در سیستم آزمایشگاهی یعنی v و در نتیجه:

$$\sigma_v = \sigma_0$$

که در آن σ_0 سطح مقطع در سیستم آزمایشگاهی میباشد. پس در انرژی های بعد کافی کم σ_v به صورت $\frac{1}{v}$ تغییر نموده و وقتی $E \rightarrow 0$ بطور نامحدود افزایش مییابد. فقط در دمای $T = 0^\circ K$ همواره σ_0 به سمت مقدار ثابتی که در معادله $2-74$ داده شده بود میل میکند. این نتایج هم در مورد جامدات و هم در مورد مایکول ها صدق میکنند.

یک نمونه این بستگی پراکندگی $\frac{1}{v}$ با دما را میتوان در شکل ۲-۹ برای گرافیت

(به آن قسمت از شکل که قبل از $0.025 eV$ است توجه کنید) و در شکل ۲-۱۳ برای فلز ^{238}U ($0.025 eV < E$) مشاهده نمود. سطح مقطع پراکندگی یک مایکول در انرژی کم ممکن است که بهات وقوع پراکندگی هماهنگی^۱ نیز پیچیده تر شود. این اثر در نتیجه تداخل امواج نوترون که بوسیله هسته های مختلف مایکول پراکنده شده اند پدید می آید و ممکن است منجر به مقادیر غیر عادی سطح مقطع شود.

خوشبختانه در حالت بسیار مهم مایکول های محوری هیدروژن میتوان نشان داد که پراکندگی هماهنگی بوسیله هسته های مختلف هیدروژن قابل چشم پوشی هستند. و این اتم ها را میتوان مستقل بررسی کرد. این امر محاسبات پراکندگی بوسیله این مایکول ها را بطور قابل ملاحظه ای ساده تر میکند.

البته هر مایکول سیستم دینامیک پیچیده ای است که میتوان با تقریب کافی آنرا به صورت گروهی اتم که مثلاً با فتر بهم متصل شده اند تصور نمود. یک نوترون که به چنین سیستمی برخورد میکند ممکن است یک یا چند حالت ارتعاشی آن را تحریک نماید، و ممکن است باعث یا پیشش مایکول شده و یا مایکول را به حرکت انتقالی وادارد.

در محاسبه دقیق سطح مقطع در انرژی کم باید همه این عوامل در نظر گرفته شوند و

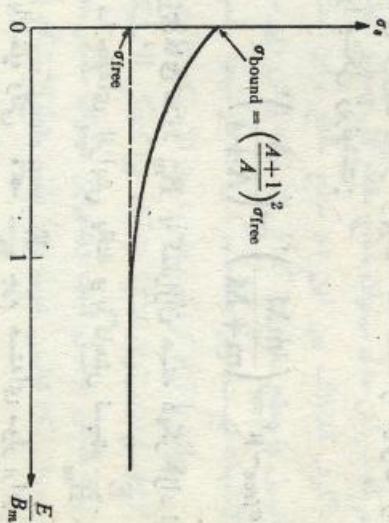
این پدیده در شکل ۲-۱۷ که در آن سطح مقطع یک هسته در یک مایکول بصورت تابعی از $\frac{E}{B_m}$ نشان داده شده رسم شده است. مشاهده خواهد شد که برای $1 \gg \frac{E}{B_m}$ این

سطح مقطع تقریباً برابر است با σ_{free} ولی برای $1 \sim \frac{E}{B_m}$ سطح مقطع از σ_{free} بزرگتر

بوده و همانطور که $\frac{E}{B_m} \rightarrow 0$ سطح مقطع به سمت σ_{bound} میل مینماید. چون در معادله

عبارت $\left[\frac{(A+1)}{A} \right]^2$ با کاسه شدن A افزایش مییابد این اثر هسته پیوندی

ظاهراً برای هسته های سبک دارای اهمیت زیادی است بویژه در موقعی که انرژی نوترون به سمت صفر میل میکند.



ش ۲-۱۷ - سطح مقطع پراکندگی کم انرژی در دمای صفر کلونین برای یک اتم که در یک مایکول پیوند شده باشد

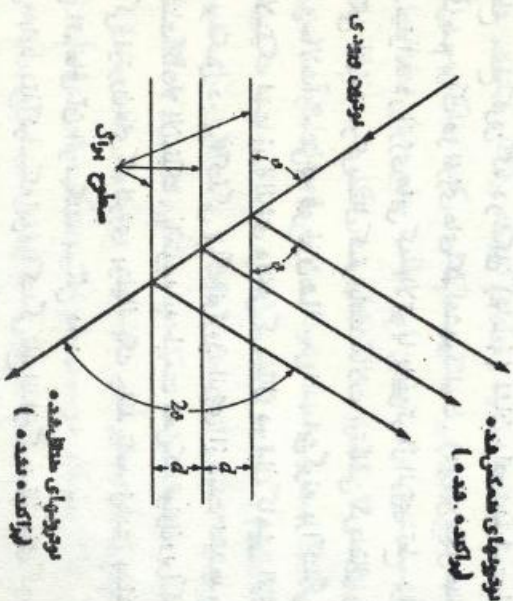
بصورت تابعی از $\frac{E}{B_m}$ که در آن E انرژی نوترون برخوردی و B_m انرژی پیوند اتم به مایکول است.

سطح مقطع هیدروژن پیوندی در دمای صفر مطلق چهار مرتبه از سطح مقطع آزاد آن بزرگتر است. در دماهای بالاتر از صفر مطلق اثر دیگری روی پراکندگی با انرژی کم مشاهده میشود که از ارتعاشات حرارتی اتم نتیجه میشود. برای درک این اثر میزان وقوع برخورد های پراکندگی در یک هدف را در سیستم مرکز ثقل در نظر بگیرید. از روی تساوی ۲-۱ میزان واکنش را می توان بصورت حاصل ضرب یک سطح مقطع پراکندگی و یک شدت شعاع که هر دو در سیستم مرکز ثقل اندازه گیری شده باشند نوشت. در این حالت شدت شعاع متناسب است با سرعت نسبی نوترون و هسته. هرگاه انرژی نوترون باندازه کافی کم باشد سرعت نوترون نسبت به

در مورد پراکندگی نوترون به وسیله جامدات، قبلاً اشاره شد که برای نوترون های تابنده که انرژی آن در حدود انرژی پیوندشیمیایی اتم در یک جامد باشد، نمیتوان اتم ها را بطور آزاد در نظر گرفت و سطح مقطعی که عملاً مشاهده میشود این واقعیت را که نوترون با یک سیستم دینامیک پیچیده واکنش نموده است نشان میدهد.

در واقع بهمین دلیل، منطقی نیست که میزان واکنش اندازه گیری شده را بر حسب سطح مقطع میکروسکوپی بیان کنیم. فقط سطح مقطع میکروسکوپی مفهوم دقیق دارد. در حالی که همیشه میتوان سطح مقطع میکروسکوپی را به صورت $N\sigma = \Sigma$ نوشت. سطح مقطع میکروسکوپی طبق این تعریف فقط سطح مقطع Σ را یک هسته پورده و نباید بدین معنی تعبیر شود که هسته ها هر یک مستقل نوترون را پراکنده میکنند.

یکی از اثرات عمده که باعث دیده شدن سطح مقطع جامدات در انرژی کم می باشد پراکندگی برآگی است که ممکن است خواننده از طریق پراکندگی اشعه ایکس با آن آشنا باشد. فرض کنید که یک شعاع نوترون تک انرژی تحت زاویه θ نسبت به یکی از سطوح شبکه کریستال (این سطوح را سطوح برآگ مینامند) مطابق شکل ۲-۱۹ به کریستال بتابد.



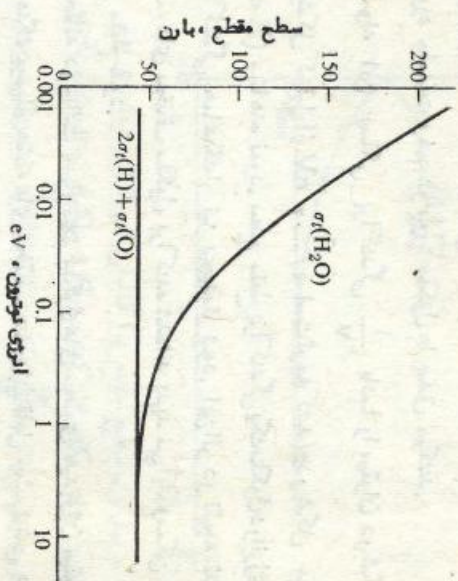
ش ۲-۱۹ دیگرام نمایش انعکاس برآگ از روی سه سطح برآگ

۱- جامدات جالب توجه در تجزیه و تحلیل واکتور یعنی گرافیت، بربوم، اکسید بربوم فلزات مختلف و غیره، طبیعتاً چند کریستالی هستند. بدین معنی که از تعداد زیادی کریستالهای بسیار کوچک تشکیل شده اند که هر یک از آنها شامل عددهای اتم های منظم شده شده میباشد.

هر یک از آنها بشکلی به سطح مقطع مشاهد شده افزود. عدم امکان ارتعاش، چرخش، یا انتقال آزاد ملکول باعث وجود نیروهای بین ملکولی که روی ملکول های محیط اثر میکنند مطلب را پیچیده تر میکند. بدین معنی که ممکن است واکنش معمولی ملکول در برخورد با نوترون در اثر وجود ملکول های دیگر کند شود. به این ترتیب سطح مقطع پراکندگی علاوه بر اینکه تابع ساختمان داخلی خود ملکول میباشد به اتصال های ملکول با محیط اطراف آن نیز بستگی دارد.

مطالب فوق در مهندسی هسته ای (درباری پراکندگی نوترون به وسیله H_2O یا D_2O) اهمیت خاص دارند. شکل ۲-۱۸

سطح مقطع کل را (که تقریباً همه آن پراکندگی است) همراه با کثیت $\sigma(H) + \sigma(O)$ نشان میدهد که در آن $\sigma(H)$ و $\sigma(O)$ به ترتیب سطح مقطع های آزاد هیدروژن و اکسیژن میباشد.

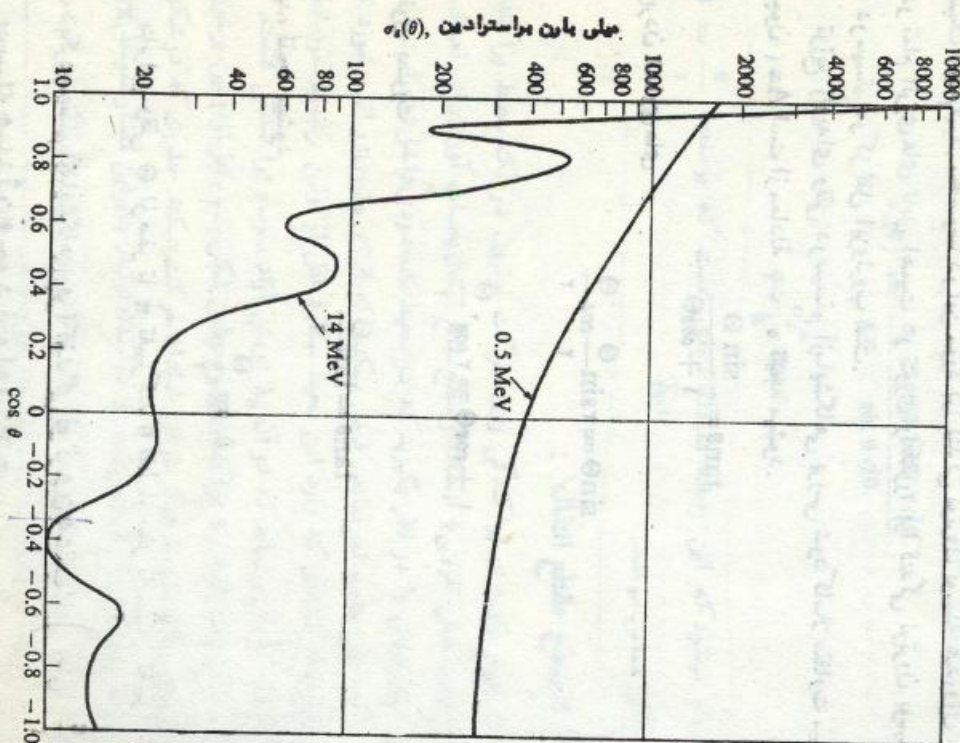


ش ۲-۱۸ سطح مقطع کل اندازه گرفته شده H_2O و کثیت

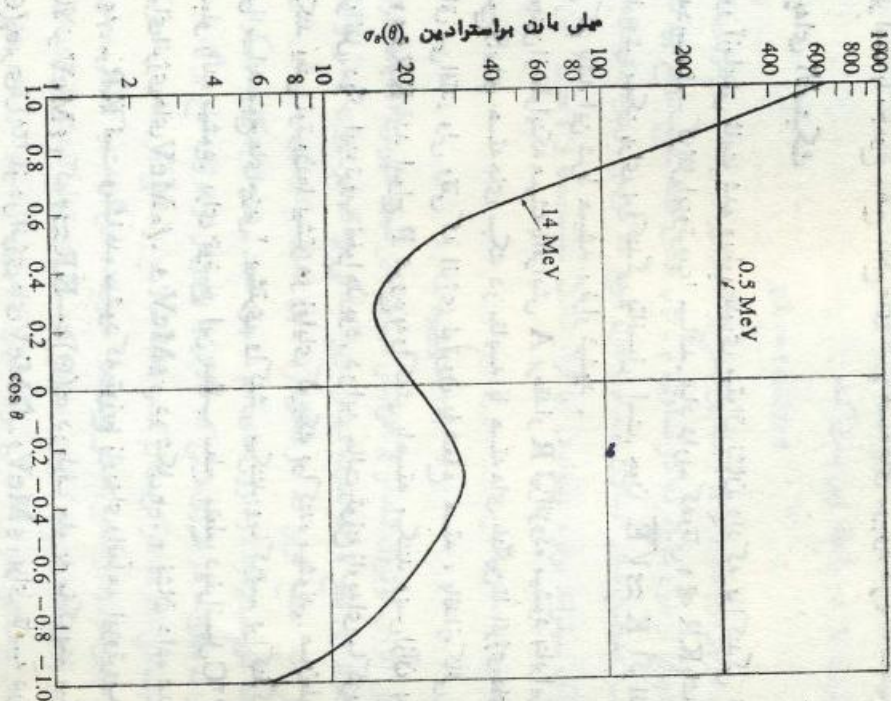
$$\sigma(H) + \sigma(O)$$

بطوری که در شکل نشان داده میشود سطح مقطع آب در انرژی های کم به مقدار زیادی افزایش میابد و حال آنکه سطح مقطع آزاد ثابت میماند. لازم به تذکر است که در سال های اخیر توانسته اند سطح مقطع های مشاهده شده را با انتخاب فرض های مناسبی در مورد فرکانس های ارتعاشی ملکول و با فرض اینکه چرخش و انتقال ملکول کند شود بدست آورند. این محاسبات بسیار پیچیده بوده و از حدود این کتاب خارج است.

را بدست می‌دهد و پراکندگی الاستیک مرکب را شامل نمیشود. خوشبختانه در انرژی‌هایی که این مدل خیلی مفید است یعنی پس از ناحیه رزونانس، پراکندگی الاستیک مرکب واکنش مهمی نیست و اغلب میتوان از آن صرف نظر نمود. روش دقیق‌تر این است که به مقدار مقطع دیفرانسیل پراکندگی الاستیک شکل یک مقدار ثابت اضافه شود، زیرا پراکندگی الاستیک مرکب در این انرژی‌ها ایزوتروپ است. سپس میتوان این مقدار ثابت را طوری تنظیم نمود که سطح مقطع انتگرال‌گرفته شده برابر با مقدار صحیح سطح مقطع الاستیک کل σ_e باشد.



شکل ۲-۱ - سطح مقطع پراکندگی الاستیک جزئی برای ^{12}C در انرژی‌های ۰.۵ MeV و ۱۴ MeV به صورت تابعی از کسینوس زاویه پراکندگی در مختصات مرکز ثقل (از چاپ دوم ۱۹۶۲ سال BNL)



شکل ۲-۲

سطح مقطع دیفرانسیل الاستیک کربن ^{12}C در ۰.۵ MeV و ۱۴ MeV برحسب تابعی از کسینوس زاویه پراکندگی در سیستم مرکز ثقل. (از BNL جلد دوم (۱۹۶۲))

بعد کافی مجزا شده باشند، کم‌تریم $\sigma_e(\theta)$ معمولاً در انرژی‌های بعد از رزونانس به طرف جلو و در انرژی‌های قبل از رزونانس به طرف عقب رانده میشود. و در نزدیکی مرکز رزونانس $\sigma_e(\theta)$ نسبت به $\theta = 90^\circ$ تقریباً متقارن است. البته هرچه حالت در سیستم مرکز ثقل بیان شده‌اند، میتوان فرمول‌هایی برای سطح مقطع جزئی در ناحیه رزونانس بدست آورد ولی این فرمول‌ها بسیار طولانی هستند و در اینجا نقل نخواهند شد. بعد از ناحیه رزونانس میتوان $\sigma_e(\theta)$ را با استفاده از مدل اپتیکی محاسبه کرد. ولی این مدل فقط توزیع زاویه‌ای، پراکندگی شکل (پراکندگی پتانسیل)

با بکار گرفتن معادله ۲ - ۹ و قرار دادن $\sigma_s(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi}$ بدلیل اینکه پراکندگی در سیستم مرکز ثقل ایزوتروپ است نتیجه میشود.

$$\sigma_s(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} \frac{\sin\theta}{\sin\theta}$$

و چون $\theta = 0$ معادله فوق بشکل زیر درمیآید

$$\begin{aligned}\sigma_s(\theta) &= \frac{\sigma_s}{4\pi} \frac{r \sin\theta \cos\theta}{\sin\theta} r d\theta \\ &= \frac{\sigma_s^*}{\pi} \cos\theta\end{aligned}$$

دیده میشود که این رابطه معادله کره‌ای هست که بر صفحه $\theta = \frac{\pi}{2}$ عمود بر امتداد تابش سانس می‌باشد.

۹-۲ سطح مقطع انتقال^۱:

اثر توزیع زاویه‌ی پراکندگی روی حرکت نوترون در یک محیط پراکنده کننده را ممکن است بطور خیلی تدریجی با استفاده از سطح مقطع انتقال به حساب آورد. برای تعریف این سطح مقطع، حرکت نوترونی را در نظر بگیرید که در محیط نامحدودی داخل شده است که نوترون را پراکنده میکند ولی جذب نمی‌نماید. فرض میکنیم که انرژی و تروند در اثر برخورد تغییر نکند نوترون از نقطه‌ای که وارد این محیط میشود قبل از اولین برخورد خود بطور متوسط فاصله $\bar{x}_0 = \bar{\mu}_0$ را طی مینماید که در آن $\bar{\mu}_0$ پوشش آزاد متوسط پراکندگی هست. در نتیجه این برخورد نوترون در زاویه θ_1 پراکنده میشود و طبق شکل ۲-۲ قبل از دوین برخورد خود به اندازه یک پوشش آزاد متوسط دیگر در این امتداد حرکت میکند. بطوری که در شکل مشاهده میشود این فاصله برابر است با $\bar{x}_1 = \bar{\mu}_1 \cos\theta_1$ ، بنابراین مقدار متوسط کسینوس زاویه پراکندگی است.

۱ - Transport cross section

* در متن انگلیسی کتاب در $\sigma \cos\theta$ از σ_s حذف شده است که بدینوسیله تصحیح می‌شود. مترجم

توضیحات فوق تماماً به پراکندگی در سیستم مرکز ثقل اشاره میکنند و بسادگی میتوان با استفاده از معادله ۲ - ۹ سطح مقطع دینامیک را بدستگاه آزمایشگاهی منتقل نمود چون با افزایش جرم هسته هدف دو سیستم با هم یکسان میشوند. معمولاً لازم نیست که برای هسته‌های سه گین تر از ایزت یا اکسیژن دو سیستم را از هم متمایز کنیم و اغلب اختلاف حتی برای کربن نیز نادیده گرفته میشود. (اطلاعات آزمایش فعلی در باره $\sigma_s(\theta)$ اغلب آنقدر نادر هستند که لزومی برای انجام این انتقال نیست) ولی همیشه باید این انتقال آنقدر نادر خلی سبک انجام گیرد. مخصوصاً در این مورد پراکندگی نوترون بوسیله هیدروژن جالب است. چون در تمام انرژی‌های قابل اهمیت در تئوری راکتور، پراکندگی نوترون بوسیله هیدروژن در سیستم مرکز ثقل ایزوتروپ است.

(H) در سیستم مرکز ثقل ایزوتروپ است. توزیع زاویه‌ای وقتی در سیستم آزمایشگاهی بررسی شود کاملاً متفاوت میباشد. در این حالت چون $A=1$ است از معادله ۲ - ۹ نتیجه میشود.

$$\tan\theta = \frac{\sin\theta}{1 + \cos\theta}$$

با بکار بردن تساوی‌های

$$\sin\theta = r \sin\frac{\theta}{2} \cos\frac{\theta}{2}$$

$$1 + \cos\theta = 2 \cos^2 \frac{\theta}{2}$$

رابطه فوق بصورت

$$\tan\theta = \tan\frac{\theta}{2}$$

درمیآید، نتیجه میشود

$$\theta = \frac{\theta}{2}$$

بنابراین وقتی θ از صفر تا π تغییر کند θ فقط از صفر تا $\frac{\pi}{2}$ تغییر خواهد کرد.

بجارت دیگر در سیستم آزمایشگاهی پراکندگی نوترون به عقب^۱ یعنی $\theta > \frac{\pi}{2}$

بوسیله هیدروژن وجود نخواهد داشت

سطح مقطع دینامیک هیدروژن در سیستم آزمایشگاهی را میتوان از معادله ۲ - ۹ با معادله ۲ - ۹ بدست آورد.

۱ - Back scattering

موسسات علمی و فرهنگی وزارت فرهنگ و ارشاد اسلامی
موسسات علمی و فرهنگی وزارت فرهنگ و ارشاد اسلامی

$$\bar{x}_1 + \bar{x}_2 + \dots = \bar{x}_1 + \bar{x}_2 + \dots$$

$$= \frac{\bar{x}_1}{1 - \mu}$$

را طی نمود، عمل سیر اولیه خود را توارش کرده است. کیفیت $\frac{\bar{x}_1}{(1 - \mu)}$

به پوشش آزاد متوسط انتقال مشهور است و علامت $\bar{x}_1$ نشان داده میشود. یعنی:

$$\bar{x}_1 = \frac{\bar{x}_1}{1 - \mu} \quad (78-2)$$

ملاحظه میگردد که اگر ما کریم توزیع زاویه ای الاستیک بسمت جلو رانده شده باشد $\bar{x}_1$ مثبت و $\bar{x}_2$ قدری از $\bar{x}_1$ بزرگتر خواهد شد. بر اساس اصول فیزیکی نیز این انتظار می رود و زیرا در پراکندگی به سمت جلو نوترون ها در ابتدای مسیر اولیه حرکت بیشتر میشوند از طرف دیگر اگر ما کریم $\sigma(\theta)$ در سمت عقب باشد $\bar{x}_1$ منفی بوده و $\bar{x}_2 < \bar{x}_1$ خواهد بود. با شبیه به سطح مقطع های دیگر سطح مقطع انتقال σ_{tr} بوسیله رابطه زیر تعریف میشود.

$$\bar{x}_{tr} = \frac{1}{N \sigma_{tr}} \quad (79-2)$$

پس از روی رابطه $78-2$ نتیجه میشود.

$$\sigma_{tr} = \sigma_s (1 - \bar{\mu}) \quad (80-2)$$

بطور کلی مقدار متوسط کسینوس زاویه پراکندگی را میتوان با محاسبه انتگرال زیر به دست آورد

$$\bar{\mu} = \int_0^\pi \cos \theta \sin \theta d\theta \quad \bar{\mu} = \frac{1}{\sigma_s} \int_0^\pi \sigma_s(\theta) \cos \theta d\Omega$$

با قرار دادن:

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$$

خواهیم داشت:

$$\bar{\mu} = \frac{1}{\sigma_s} \int_0^\pi \cos \theta \sin \theta d\theta \quad \bar{\mu} = \frac{1}{\sigma_s} \int_0^\pi \cos \theta \sin \theta d\theta \quad (81-2)$$

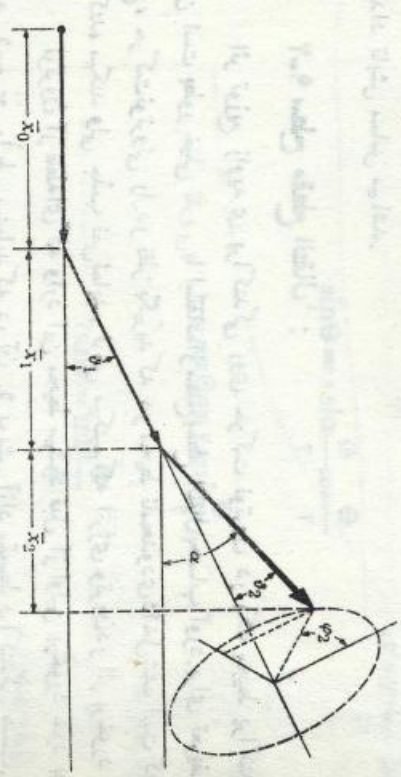
با جانشین کردن $\theta = \cos \theta$ معادله $81-2$ بصورت زیر در می آید.

در برخورد دوم مسئله قدری پیچیده تر است. زاویه پراکندگی θ_2 نسبت به امتداد دومین پوشش آزاد متوسط اندازه گرفته میشود و مسافت متوسطی را که نوترون قبل از برخورد سوم در امتداد مسیر اولیه خود حرکت میکند اکنون عبارتست از $\alpha = \bar{x}_2 \cos \theta_2$ که در آن α زاویه بین امتداد اولیه و امتداد مسیر پس از دومین برخورد میباشد. با استفاده از مثلثات میتوان باسانی نشان داد که:

$$\cos \alpha = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \varphi \quad (77-2)$$

که در آن φ زاویه چرخش سونین پوشش آزاد متوسط نسبت به صفحه دومین برخورد میباشد (بشکل $77-2$ مراجعه شود). چون احتمال وقوع تمام مقادیر φ یکسان است مقدار متوسط عبارت دوم در معادله $77-2$ صفر است بطوریکه،

$$\bar{x}_2 = \bar{x}_1 \cos \alpha = \bar{x}_1 \cos \theta_1 \cos \theta_2 = \bar{x}_1 \mu^2$$



ش $77-2$ دیگرام برای محاسبه سطح مقطع انتقال

با روش مشابه میتوان نشان داد که نوترون پس از برخورد n ام فاصله $\bar{x}_n = \bar{x}_1 \mu^n$ را در امتداد مسیر اولیه قبل از برخورد بعدی خود طی میکند. چون $\bar{\mu}$ اجباراً کوچکتر از یک است نتیجه میشود که وقتی $n \rightarrow \infty$ ، $\bar{x}_n \rightarrow 0$ هم بسمت صفر میل خواهد کرد.

نظر فیزیکی بدین معنی است که نوترون در برخورد بعدی خود در هر دو جهت یعنی به جلو و عقب نسبت به مسیر اولیه حرکت با احتمال مساوی پراکنده میشود. بعبارت دیگر پس از یک عده برخورد های متوالی که نوترون مسافت

ویش آزاد متوسط انتقال بوسیله فرمول زیر داده میشود.

$$\frac{1}{\lambda_{tr}} = \frac{1}{\lambda_t} - \frac{\mu}{\lambda_g} \quad (۸۷-۲)$$

۱۰-۲ سطح مقطع ناالاستیک :

سطح مقطع ناالاستیک σ_{ne} در قسمت ۲-۱ بصورت اختلاف بین سطح مقطع کل و سطح مقطع الاستیک تعریف شده بود. از نظر این تعریف σ_{ne} همچنین برابر است با مجموع سطح مقطع های کلیه واکنش های ناالاستیک. اهمیت این سطح مقطع در این است که میتوان به کمک آن سطح مقطع های الاستیک و غیرالاستیک را در انرژی های بالاتر از MeV که در حال حاضر نمیتوان آنها را با دقت اندازه گرفت استفاده کرد. در سال های اخیر اندازه گیری های متعددی برای تعیین σ_{ne} انجام شده و نتایج حاصل در $32-3 MeV$ آمده است. در شکل ۲-۱۱ مقادیر σ_{ne} برای ^{209}Bi نشان داده شده است.

برای این هسته اصولاً تمام σ_{ne} تا حدود MeV در نتیجه پراکندگی غیرالاستیک است. بعد از MeV واکنش (n, γ) نیز به مقدار σ_{ne} افزوده میشود (مطابق قسمت ۲-۱). رفتار σ_{ne} برای سایر هسته ها خیلی شبیه ^{209}Bi میباشد با این تفاوت که آستانه واکنش های (پراکندگی) ناالاستیک برای هسته های به سگینی بیسموت معمولاً در انرژی های خیلی کمتر اتفاق می افتد. ^{209}Bi که از هسته های جادویی است تا حدودی یک هسته سگین استثنائی میباشد. سطح مقطع ناالاستیک را میتوان همچنین با استفاده از مدل ایکی محاسبه کرد. از قسمت ۲-۷ یاد میآوریم که این تئوری σ_{CN} یعنی سطح مقطع برای تشکیل هسته مرکب را بدست میدهد. چون همه واکنش های ناالاستیک (غیر از واکنش بسقیم که معمولاً قابل صرف نظر کردن است) از راه تشکیل هسته مرکب انجام میگیرند، نتیجه میشود که $\sigma_{CN} = \sigma_{ne}$ بشرطی که سطح مقطع برای پراکندگی الاستیک مرکب کوچک باشد بطوریکه در قسمت ۲-۸ تذکر داده شد، در همه هسته ها در انرژی های بالاتر از رزنانس یعنی جایی که پراکندگی الاستیک اکثراً نا σ_{ne} پراکندگی الاستیک شکل یعنی پراکندگی پتانسیل است این حالت وجود دارد. محاسبه σ_{ne} براساس مدل پتیک با بد فقط در صورتی انجام گیرد که اطلاعات آزمایشی در مورد σ_{ne} در دسترس نباشد.

۱۱-۲ پراکندگی غیرالاستیک :

پراکندگی غیرالاستیک رل مهمی در تئوری راکتورهای هسته ای بازی میکند. در فصل ششم نشان داده خواهد شد که بعلمت پراکندگی غیرالاستیک، هسته های سگین برای کند کردن نوترون های پرا انرژی، مؤثر از هسته های سبک هستند.

$$\bar{\mu} = \frac{\gamma \pi}{\sigma_a} \int_{-1}^{+1} \sigma_a(\mu) \mu \cdot d\mu \quad (۸۲-۲)$$

σ_a را میتوان از روی مقادیر آزمایشی یا تئوری $\sigma_a(\theta)$ با استفاده از معادله های ۲-۸۰ و ۲-۸۱ یا ۲-۸۲ محاسبه کرد.

برای اطلاع بیشتر متذکر میگردد که در حالت مهم پراکندگی ایزوتروپ در سیستم مرکز ثقل میتوان فرمول ساده تری برای $\bar{\mu}$ بدست آورد. چون :

$$\sigma_a(\theta) d\Omega(\theta) = \sigma_a(\phi) d\Omega(\phi)$$

که در آن θ زاویه در سیستم مرکز ثقل است معادله ۲-۸۱ به این صورت درمی آید.

$$\bar{\mu} = \frac{\gamma \pi}{\sigma_a} \int_0^\pi \sigma_a(\theta) \cos \theta \sin \theta \cdot d\theta \quad (۸۲-۲)$$

با پراکندگی ایزوتروپ در سیستم مرکز ثقل :

$$\sigma_a(\theta) = \frac{\sigma_a}{4\pi} \quad \text{const}$$

و معادله ۲-۸۳ چنین میشود.

$$\bar{\mu} = \frac{1}{2} \int_0^\pi \cos \theta \sin \theta \cdot d\theta \quad (۸۴-۲)$$

ولی از روی معادله ۲-۸۵

$$\cos \theta = \frac{1 + A \cos \Theta}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \Theta + 1}}$$

از قرار دادن این عبارت در معادله ۲-۸۴ و انتگرال گیری نتیجه میشود.

$$\bar{\mu} = \frac{1}{2A} \quad \text{برای ایزوتروپ} \quad (۸۵-۲)$$

تا اینجا فرض براین بوده است که پراکندگی الاستیک تنها نوع واکنش ممکن باشد. اگر امکان جذب وجود داشته باشد باید تعریف σ_{tr} را بشکل زیر تعمیم داد :

$$\sigma_{tr} = \sigma_a + \sigma_s (1 - \bar{\mu}) \quad (۸۶-۲)$$

$$= \sigma_a - \sigma_s \bar{\mu}$$

اطلاعات مربوط به سطح مقطع پراکندگی غیر الاستیک :

روش های جدید زبان پرواز بدست آوردن اطلاعات قابل توجهی را در مورد پراکندگی غیر الاستیک که تا این اواخر اطلاعات نسبتاً کمی در مورد آن موجود بود، ممکن ساخته است شکل ۲-۳ سطح مقطع های مربوط به تحریک سه تراز اول $2p$ را همراه با سطح مقطع غیر الاستیک کل به نشان میدهد.

وقتی تعداد زیادی تر از قابل تحریک باشند معمولاً به بطور مستقیم اندازه گیری نمیشود. ولی میتوان آنها را کسر کردن سطح مقطع های سایر واکنش های نالاستیک از سطح مقطع نالاستیک کل بدست آورد. این محاسبات مخصوصاً برای هسته های متوسط و سنگین در ناحیه MeV ساده است. بطوری که در قسمت بعدی گفته خواهد شد معمولاً سطح مقطع تمام واکنش های نالاستیک بغیر از پراکندگی غیر الاستیک کوچک هستند. پس در این حالت e_1 و e_2 را میتوان برابر فرض کرد.

معادله سطح مقطع غیر الاستیک :

برای انرژی های نزدیک آستانه غیرالاستیک و به استثنای هسته های بسیار سبک e_1 و e_2 را میتوان با روشی که مرهون هاوسر^۲ و فوش^۳ با آن^۱ است معادله کرد. جزئیات این روش پیچیده تر از آن است که در اینجا گفته شود و خواننده میتواند به منابع آخر فصل مراجعه کند.

در هر حال این روش را میتوان برای پیش بینی e_1 و e_2 بکار برد که یک تراز یا حداکثر تعداد کمی تراز تحریک شده باشند. در انرژی هایی که ترازهای متعددی بتوانند تحریک شوند، این روش برای محاسبات عملی پیش از اندازه پیچیده می شود. ولی در این انرژی ها حداقل برای هسته های متوسط و سنگین e_1 و e_2 معمولاً خیلی بهم نزدیک هستند و متادیر e_1 که از روی مدل اپتیکی محاسبه شده باشند میتواند (مطابق قسمت ۲-۷) وقتی که اطلاعات مربوط به سطح مقطع های نالاستیک در دسترس نباشد مورد استفاده قرار گیرد.

توزیع انرژی نوترون هایی که بطور غیر الاستیک پراکنده شده باشند :

وقتی انرژی نوترون تابنده فقط برای تحریک چند تراز در هسته هدف کافی باشد نوترون های غیرالاستیک سیستم مرکز ثقل در گروه های مشخص انرژی ظاهر میشوند و هرگز به تحریک یکی از ترازهای بخصوص مربوط میشوند.

۱ - time-of-flight

۲ - Hauser

۳ - Level

۴ - Feshbach

انرژی آستانه :

برخورد یک نوترون و یک هسته را آنطور که در سیستم مرکز ثقل مشاهده میشود در نظر بگیریم. در این سیستم بنظر می آید که دو ذره بهم نزدیک شده و در مرکز ثقل بهم برخورد کنند و مجموع انرژی سینتیک های (مجموع انرژی های جنبشی) دو ذره در سیستم مرکز ثقل برای شروع واکنش در دسترس است. اگر انرژی جنبشی کل آنها از e_1 انرژی اولین حالت تحریکی بزرگتر باشد، این حالت میتواند در این برخورد تحریک شود، یعنی پراکندگی غیر الاستیک میتواند بوقوع پیوندد. پس از این واکنش هسته تحریک شده و نوترون غیرالاستیک در دو جهت مخالف از هم دیگر دور میشوند تا اندازه حرکت آنها حفظ شود، و مجموع انرژی جنبشی هر دو باندازه انرژی تحریکی هسته کاهش میابد. براساس معادله ۲-۳۸ انرژی جنبشی نوترون در سیستم آزمایشگاهی E_1 و انرژی کل هسته و نوترون در سیستم مرکز ثقل E_c بوسیله رابطه زیر بهم مربوط میشوند.

$$E_1 = \frac{A+1}{A} E_c$$

چون E_c باید بزرگتر از e_1 باشد تا پراکندگی غیرالاستیک صورت گیرد نتیجه می شود که E_1 باید بزرگتر از E_c باشد که

$$E_1 = \frac{A+1}{A} E_c \quad (88-2)$$

انرژی E_c به آستانه غیرالاستیک معروف است از معادله ۲-۳۸ پیدا است که E_c همیشه از انرژی اولین حالت تحریکی بزرگتر است. بعنوان مثال اولین حالت تحریکی ^{12}C در MeV $4/4$ است که پراکندگی غیرالاستیک انجام نمیگیرد مگر اینکه نوترون ها دارای انرژی آزمایشگاهی بزرگتر از MeV $4/8 = 4/4 \times 2/2 = 1/2$ باشند. البته اختلاف بین E_1 و e_1 در حدود $1/A$ است بطوری

که تساوی آنها جز برای هسته های سبک سهم نیست. گرچه حالات استثنائی زیادی وجود دارد، بخصوص در مورد هسته های جادویی، انرژی اولین حالت تحریک یعنی e_1 بطوری که در شکل ۲-۱ نشان داده شده است معمولاً با افزایش عدد جرمی کاهش میابد.

بنابراین عملاً پراکندگی غیر الاستیک برای هسته های سنگین مهم تر از هسته های سبک می شود. پس در محاسبات راکتوری که شامل مجموعه ای از آب و اورانیوم است از پراکندگی غیر الاستیک بوسیله اکسیژن (آستانه غیر الاستیک MeV $4/2$) معمولاً میتوان صرف نظر کرد، در صورتیکه پراکندگی غیر الاستیک اورانیوم باید منظور شود.

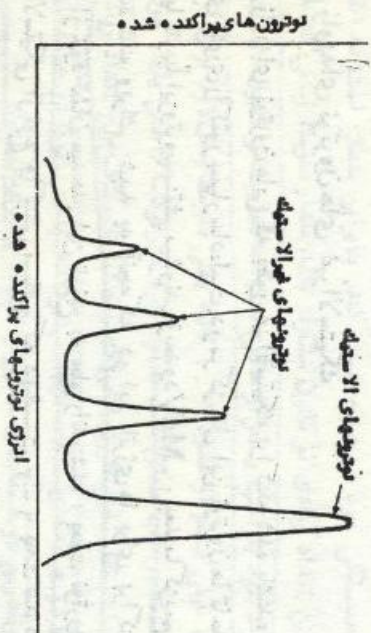
قابل تشخیص نیستند و علاوه بر طیف منقطع یک طیف پیوسته نیز دیده میشود.

شکل طیف پیوسته را میتوان براساس مدل قطره^۱ مایع که در فصل ۱ بحث شد بدست آورد. در این تئوری فرض شده است که نوترونهای غیرالاستیک از هسته مرکب تغییر شده و سپس با توزیع انرژی.

$$P(E \rightarrow E') = \frac{E'}{T} e^{-\frac{E'}{T}} \quad (۸۹-۲)$$

ظاهر میشوند. تابع $P(E \rightarrow E')$ طوری تعریف میشود که احتمال این باشد که $P(E \rightarrow E', dE')$ وقتی نوترونی با انرژی E به هسته برخورد کرد یک نوترون غیرالاستیک با انرژی بین E' و $E' + dE'$ آزاد شود. پارامتر^۲ T دمای هسته ای نامیده میشود و بطور تقریبی از فرمول زیر بدست بیاید.

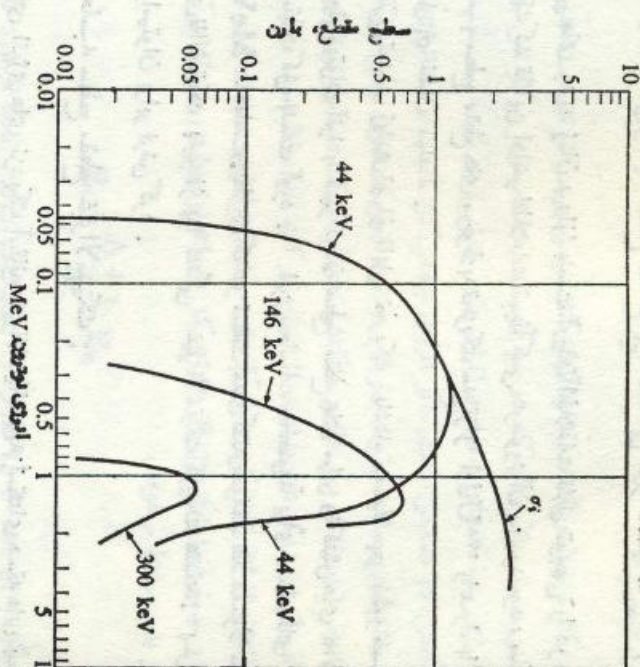
$$T = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E}{A}} \quad (۹۰-۲)$$



ش ۲-۲۴ اسپکتر منقطع انرژی نوترونهای ناالاستیک

در این رابطه T و E بر حسب MeV بوده و A جرم هسته هدف است. لازم به تاکید است که معادله ۲-۹۰ خیلی تقریبی است و بخصوص وقتی که برای هسته های جادویی یا نزدیک به جادویی بکار رود خیلی اشتباه خواهد داشت.

در شکل ۲-۵۰ تا ۲-۵۲ تابع $P(E \rightarrow E')$ برای برخورد نوترونهای MeV ۱۰ به ^{238}U رسم شده است. باید توجه داشت که ما کزیم منحنی که به محتمل ترین انرژی نوترون های آزاد شده مربوط میباشد در MeV ۰.۱ تا $T = E' = 0.1 MeV$ واقع میشود. بنابراین وقتی ^{238}U با نوترون های MeV ۱۰ بمباران شود احتمال زیاد دارد که نوترون های غیرالاستیک با انرژی فقط حدود MeV ۰.۱۱ ظاهر شوند.



ش ۲-۲۲ سطح مقطع تحرک ترازمای $111 KeV$ ، $111 KeV$ و $200 KeV$

سطح مقطع ناالاستیک کل برای ^{238}U . سطح مقطع تحرک بسیاری از ترازهای بمواز $200 KeV$. نشان داده نشده اند (از کتاب سطح مقطع راکتورهای سریع نوشته س. یفتا^۱، د. اکرانت آپ. ا. ملداز چاپ نیویورک پروگرام پرس^۲ ۱۹۶۰)

ولی وقتی در سیستم آزمایشگاهی بررسی شود این طیف خطی انرژی تا حدودی به وسیله حرکت مرکز ثقل اصلاح میشود. با وجود این اگر انرژی نوترون خیلی زیاد نباشد یک طیف نسبتاً منقطع از نوترون های غیرالاستیک بطوری که در شکل ۲-۲۴ نشان داده شده است مشاهده میشود.

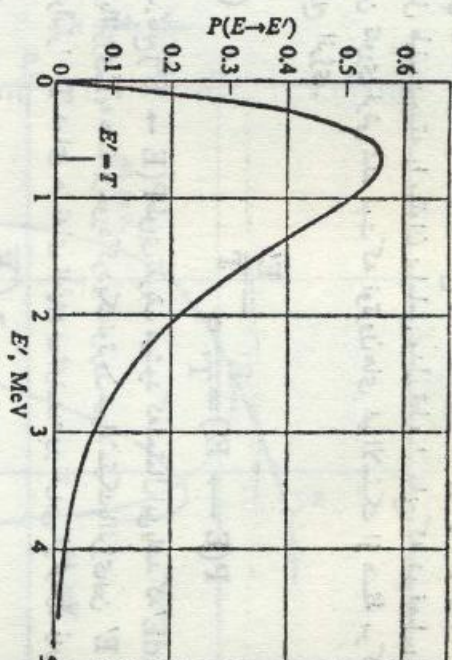
اگر انرژی نوترون تا بنده آتندر زیاد باشد که تعداد زیادی از ترازها بتوانند تحرک شوند، گروه های مختلف نوترونی که به ترازهای خیلی نزدیک بهم مربوط میشوند از یک دیگر

سرکب میشوند. لزوم عمر طولانی برای هسته باین دلیل است که میتوان نشان داد که آزاد شدن پروتوگاما از هسته در مقیاس زمانهای هسته‌ای فعل و انفعالی بسیار طولانی است. بعنوان مثال گردش یک نوکلئون به دور مدارش در هسته حدود 10^{-21} ثانیه بطول می‌انجامد و حال آنکه برای آزاد شدن اشعه گاما حدود 10^{-14} ، ثانیه لازم است، اختلافی حدود 10^7 برابر. در قسمت ۲-۶ نشان داده شد که وقتی نوترونی بوسیله هسته AZ جذب میشود، اول هسته سرکب $A+1Z$ درحالتی که خیلی تحریک شده است تشکیل میشود، زیرا نوترون هم انرژی جنبشی اولیه و هم انرژی همبستگی خود را به سیستم وارد میکند. چون حالت سرکب بالاتر از انرژی موهومی است، سیستم میتواند با بوسیله آزاد کردن مجدد یک نوترون نظیر پراکندگی الاستیک یا با آزاد کردن پروتوگاما کاهش یابد. ولی همانطور که در فصل یک بحث شد انرژی تحریک هسته سرکب بین تعداد زیادی نوکلئون تقسیم میشود، و آزاد کردن ذره آنگاه به تأخیر می‌افتد تا یک ذره در اثر برخورد با ذرات دیگر مقداری انرژی بیش از انرژی همبستگی خود در هسته کسب کند. بنابراین منطقی است که انتظار رود وقتی انرژی تحریک بین تعداد زیادی نوکلئون مشترک باشد مقدار متوسط زمانی که طول میکشد تا یک نوکلئون آزاد شود به ترتیب بیشتر از حالتی است که فقط چند نوکلئون شرکت داشته باشند.

اگر آزاد شدن ذره خیلی بیشتر از حدود 10^{-14} ثانیه یعنی متوسط زمان لازم برای آزاد شدن گاما به تأخیر افتد، هسته سرکب ممکن است با آزاد کردن پروتوگاما کاهش یابد. چون منطقی است که فرض کنیم یک مقدار معین انرژی تحریک در هسته‌های سنگین بین تعداد زیادی نوکلئون تقسیم می‌شود تا در هسته‌های سبک، نتیجه میشود که جذب پرتوزا در هسته‌های سبک نسبتاً بی‌اهمیت است و بنابراین در هسته‌های سنگین تر اهمیت بیشتری می‌یابد.

این حقیقت که لازمه جذب پرتوزا تشکیل حالت سرکب طولی مدت است میتواند برای تعیین اینکه آیا در یک رزنانس بخصوص واکنش جذب مهم‌تر است یا پراکندگی مورد استفاده قرارگیرد بطوری که در قسمت ۱-۸ نشان داده شد طول عمر یک حالت سرکب متناسب است؛ عکس پهنای کل آن. بنابراین رزنانس‌های باریک مربوط به جذب میشوند و حال آنکه رزنانس‌های پهن تر نتیجه واکنش پراکندگی هستند. برای مثال اولین رزنانس ^{238}U در $1/16\text{eV}$ که با اولین ترانزموهومی ^{238}U تطبیق میکند دارای پهنای کل فقط 7eV است و عمر متوسط این حالت $10^{-14} \times 2/4$ ثانیه میباشد.

عکس رزنانسی که در ^{238}U مشاهده میشود و با اولین حالت موهومی ^{238}U



ش. ۲-۲ طیف انرژی پیوسته نوترون‌های غیرالاستیک حاصل از پراکندگی غیرالاستیک نوترون‌های 10MeV بوسیله ^{238}U که از ماده‌ای $2-8$ و $2-9$ محاسبه شده است.

توزیع زاویه‌ای نوترون‌های غیرالاستیک

توزیع زاویه‌ای نوترون‌هایی که بطور غیرالاستیک پراکنده شده باشند، در انرژی‌های مورد توجه برای تئوری راکتور بسیار ساده است. در مرکز ثقل این نوترون‌ها تا حدود 10MeV بطور ایزوتروپ یا تقریباً ایزوتروپ منتشر میشوند. از حدود 10MeV به بعد ماکزیمم توزیع زاویه‌ای بطرف جلو رانده شده و پراش شبیه به آنچه که در این انرژی‌ها برای پراکندگی الاستیک مشاهده میشود از خود نشان میدهد. این توزیع به جلو رانده شده، بعلا نوترون‌هایی است که پراکندگی غیرالاستیکی از نوع واکنش مستقیم که در قسمت ۲-۶ بحث شد داشته‌اند. چون تعداد نوترون‌هایی که دارای چنین انرژی زیادی باشند در راکتورهای هسته‌ای نسبتاً کم است، معمولاً در تئوری راکتور کافی است فرض کنیم که پراکندگی غیرالاستیک در سیستم مرکز ثقل همیشه ایزوتروپ میباشد.

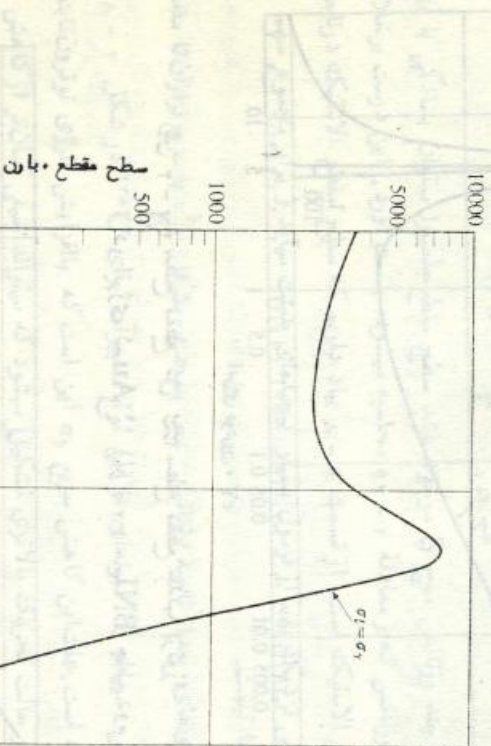
۲-۱۲ واکنش‌های چلنی :

ناپایده شدن نوترون در نتیجه واکنش‌های چلنی در طرح راکتور اهمیت بسیار دارد. جذب پرتوزا در این نوع واکنش‌ها از همه مهمتر است.

جذب پرتوزا - تئوری و اطلاعات :

این فرآیند در همه انرژی‌ها ممکن است اتفاق افتد ولی در انرژی‌های کم احتمال آن خیلی بیشتر است، بخصوص در انرژی‌هایی که متعادل حالت‌های طولی مدت هسته

۴.۰eV بدست آمده است و این مقدار متوسط انرژی بین ترازها میباشد. احتمال اینکه در فاصله انرژی کوچک بین صفر و ۰.۲eV یک تراز یافت شود بنابراین برابر است با $\frac{0.2}{4.0}$ نشان در شکل ۲-۲۷ یک حالت عادی تر رسم شده که $\sigma_e \approx \sigma_{17}\text{Au}$ را برای



ش ۲-۲۷ سطح مقطع کلی σ_e سطح مقطع جذب
کادمیم در انرژی کم (از ۲۳۰-۲۳۵ BNL چاپ دوم سال ۱۹۵۸)

می‌دهد. در اینجا دنباله طولانی $\frac{1}{v}$ کاملاً آشکار است.

با معرفی کمیت های σ_e و σ_a که بوسیله معادله های ۲-۷۱ و ۲-۷۲ بیان شده اند، فرمول یک تراز برای ویگنر را میتوان به شکل ساده تر زیر نوشت:

تطبیق بسپارید دارای پهنای کل ۱.۴ KeV است که طول عمر متوسطی برابر 1.0×10^{-11} ثانیه میدهد. پس احتمال زیاد دارد که حالت مرکب U^{232} حداقل تا حدودی با آزاد کردن پرتو گاما کاهش یابد، و حال آنکه کاهش حالت مرکب O^{17} باید اصولاً با آزاد کردن نوکلئون انجام گیرد.

رتازنس ۴.۴ KeV O^{17} بطور وضوح رتازنس پراکندگی است و حال آنکه قسمتی از رتازنس ۶.۷ KeV U^{232} (و بطوری که عملدش آمده میشود تقریباً تمام آن) رتازنس جذب است. از نظر اینکه سطح مقطع جذب پرتوزا فقط در انرژی های کم بزرگ است نتیجه میشود که اصولاً تنها نوترون های موج S هستند که در این واکنش شرکت دارند، در این حالت σ_e در نزدیکی یک رتازنس مجزا در انرژی بوسیله فرمول یک تراز برای ویگنر داده میشود.

$$\sigma_r(E_e) = \pi \lambda^2 g \left(\frac{E_1}{E_e} \right)^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_e - E_1)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (91-2)$$

در اینجا Γ_n و Γ_γ به ترتیب پهنای نوترون و پهنای تشعشع میباشد و طبقه علاست همان مفهوم های معادله ۲-۶۹ را دارند. چون رتازنس های جذب فقط در هسته های متوسط و سنگین یافت میشوند، انرژی نوترون تابنده در سیستم مرکز ثقل یعنی E_e تقریباً برابر است با انرژی آن در سیستم آزمایشگاه یعنی E . البته این بشرطی صحیح است که هسته هدف در سیستم آزمایشگاه در حال سکون باشد (این نکته در قسمت ۲-۱۴ مجدداً بررسی خواهد شد). از معادله ۲-۹۱ باید توجه شود که وقتی E (که تقریباً برابر E_e میباشد) خیلی از E_1 کمتر باشد σ_e به شکل $\frac{1}{\sqrt{E}}$ یعنی $\frac{1}{v}$ رفتار میکند که در آن v سرعت نوترون است. ولی بزرگی σ_e در انرژی های کم بسته به این است که آیا در این ناحیه انرژی رتازنس وجود دارد یا نه.

اگر رتازنس در انرژی کم وجود داشته باشد σ_e کاملاً بزرگ بوده و قسمت $\frac{1}{v}$ آن کوتاه خواهد بود. این وضعیت در شکل ۲-۲۶ برای کادمیم نشان داده شده است که در آن اولین رتازنس (که به Cd^{113} مربوط میشود) در ۰.۱۷۸eV اتفاق می افتد. جالب توجه است که عملاً احتمال یافتن رتازنس در چنین انرژی کمی نسبتاً ناچیز است

علت این امر این است که تراز مربوط به این رتازنس در هسته مرکب که فقط کمی بالاتر از انرژی موهومی است در حقیقت در انرژی حدود ۷ MeV بالاتر از حالت بنیادی هسته مرکب میباشد. فاصله بین ترازها در این انرژی و برای هسته هایی که A آنها حدود ۱۱۳ باشد تقریباً

در ناحیه خیلی نزدیک یک رزنانس جذب باریک عبارت $\left(\frac{E_1}{E_c}\right)^2$ در محدوده ۲-۳ در

تقریباً ثابت و برابر واحد است و به شکل زیر خلاصه میشود.

$$\sigma_p(x) = \frac{\sigma_1 \Gamma_\gamma}{\Gamma} \frac{1}{1+x^2} \quad (۹۲-۲)$$

در ناحیه‌ای که چند رزنانس موج S موجود باشد سطح مقطع جذب را میتوان بسادگی با بهم افزودن سهم هر رزنانس که از محدوده ۲-۳ محاسبه میشود، بدست آورد. این درست برخلاف حالت پراکندگی الاستیک است. از قسمت ۲-۸ یاد داریم که سطح مقطع الاستیک در ناحیه رزنانس‌های خیلی نزدیک بهم از فرمول بسیار پیچیده‌ای بدست بیاید و برابر مجموع سهم هر یک از رزنانس‌ها نیست.

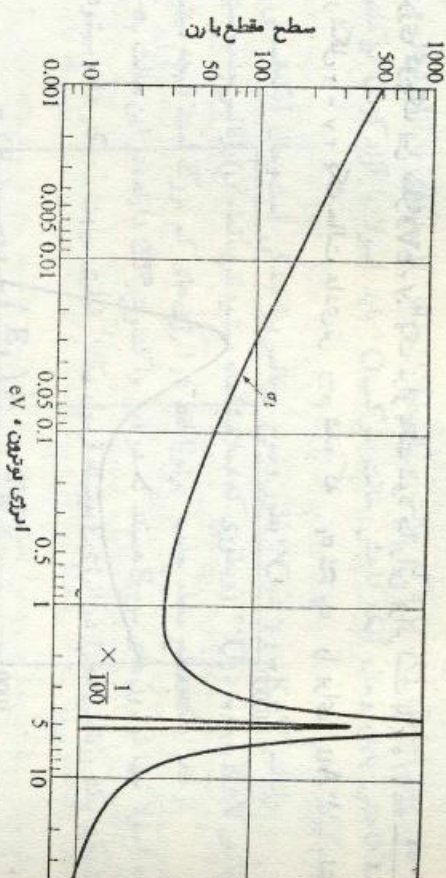
در انرژی‌های بعد از ناحیه رزنانس به سرعت به شکل $\frac{1}{E}$ با سریع‌تر از آن تا مقدار

خیلی کمی کاهش می‌یابد. نموداری از این نوع تغییرات برای ^{238}U در شکل ۲-۲۸ نشان داده شده است. علت این کاهش سریع به این است که با افزایش انرژی نوترون تا بنده هسته مرکب در حالت تحرک بالایی تشکیل میشود که میتواند خیلی آسان‌تر از کاهش آزاد کردن گاما از طریق آزاد کردن نوترون کاهش یابد (با اگر از نظر انرژی ممکن باشد میتواند از طریق فیسون کاهش یابد). بنابراین در انرژی‌های بالاتر پراکندگی غیر الاستیک و واکنش $(n, 2n)$ در قبال کاهش واکنش‌های پراکندگی الاستیک و جذب پرتوزا مهم‌ترین فعل و اتصالات هسته مرکب خواهند شد. اندازه‌گیری به در انرژی‌های کم و در ناحیه رزنانس برای اکثر هسته‌ها انجام شده است. این اطلاعات که شامل سطح مقطع‌ها و بینای رزنانس‌ها میشود در ۳۲۰-۳۲۵ BNL داده شده است. بعد از ناحیه رزنانس انجام آزمایش‌ها مشکل‌تر میشود زیرا علاوه بر مشکلات دیگر سطح مقطع خیلی کوچک است و بطور قابل ملاحظه‌ای اطلاعات کمتری در دسترس است.

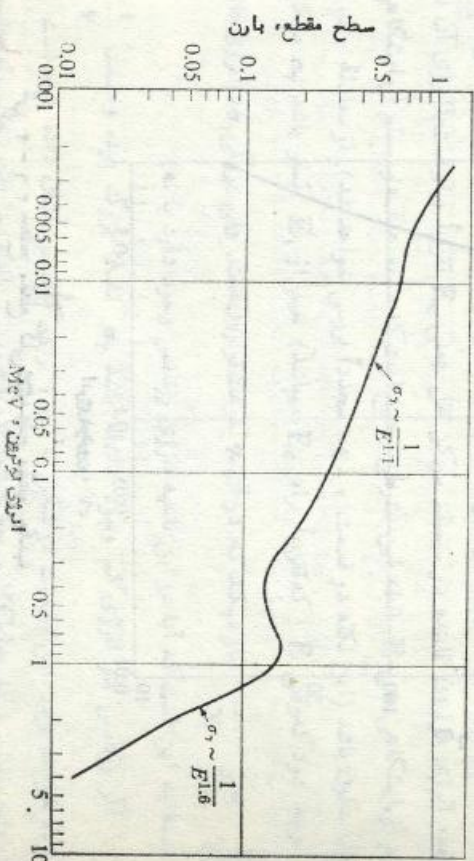
واکنش‌های ذرات باردار:

نوترون‌ها همچنین میتوانند از طریق واکنش‌های ذرات باردار نظیر (n, p) یا (n, α) نابودید شود.

این واکنش‌ها معمولاً با گیر هستند و در پائین‌تر از یک انرژی آستانه وقوع نمی‌پذیرند ولی برای چند هسته سبک این واکنش‌ها گرازا^{۱۲} می‌باشند. مهمترین این نوع



ش ۲-۲۷ سطح مقطع کل به سطح مقطع جذب پرتوزا در انرژی کم ^{197}Au (از ۳۲۰-۳۲۵ BNL چاپ دوم ۱۹۵۸)



شکل ۲-۲۸ - سطح مقطع جذب پرتوزا برای ^{238}U در

انرژی زیاد (از ۳۲۰-۳۲۵ BNL جلد دوم ۱۹۵۸)

$$\sigma_p(x) = \frac{\sigma_1 \Gamma_\gamma}{\Gamma} \left(\frac{E_1}{E_c}\right)^2 \frac{1}{1+x^2} \quad (۹۲-۲)$$

با هسته‌های متوسط و سنگین سطح مقطع واکنش‌های مربوط به ذرات باردار^۱ آتندر کوچک‌اند که نمیتوان آنها را اندازه گرفت. علت این امر آن است که ذره آزاد شده باید از یک مانع کولمب عبور کند تا بتواند از هسته فرار کند درست نظیر آنچه ذره α هنگام آزاد شدن از هسته رادیو اکتیو انجام میدهد. بجز در حالت هسته‌های سبک، این مانع آتندر بزرگ است و تأخیر مربوط به آن در آزاد کردن ذره باردار آتندر طولانی است که سیستم مرکب تقریباً همیشه قبل از آزاد شدن ذره باردار با آزاد کردن یک نوترون الاستیک یا غیر الاستیک^۲ کاهش میابد.

۱۳-۲- واکنش‌های نوترون‌زا :

چشمه اصلی نوترون در راکتور هافنیوم^۲ هسته است، و این واکنش در فصل سوم به تفصیل بحث خواهد شد. در بعضی از واکنشهای دیگر نیز نوترون تولید میشود ولی به مقیاس^۳ خیلی کمتر.

واکنش‌های (n, γ) و (n, α) :

واکنش (n, γ) معمولاً در دو مرحله انجام میگردد. اول نوترون تابنده بطور غیر الاستیک بوسیله هسته هدف پراکنده میشود. سپس اگر هسته باقی مانده^۴ در حالت تحریک شده‌ای باشد که انرژی آن از انرژی سیستم^۵ بیشتر باشد، این نوترون میتواند از سیستم خارج شود. براساس بحث قسمت ۲-۱۱ و بطوری که در شکل ۲-۵ نشان داده شده است، نوترون‌هایی که بطور غیر الاستیک پراکنده میشوند معمولاً بیشتر انرژی اولیه خود را در هسته باقی مانده بجای میگذارند. این بدان معنی است که اگر انرژی نوترون ناشی بیش از آستانه واکنش (n, α) باشد، احتمال دارد که نوترون دیگری ظاهر شود. در نتیجه سطح مقطع واکنش (n, γ) در انرژی‌های بیش از آستانه‌اش سرعت در قبال کاهش سطح مقطع غیر الاستیک افزایش میابد، زیرا که اکثر نوترون‌های غیر الاستیک در این حالت جزئی از واکنش (n, γ) بشمار می‌آیند. شکل ۲-۹ که در آن سطح مقطع واکنش‌های غیر الاستیک و (n, γ) برای ^{238}U نشان داده شده است این حالت را نمایش میدهد.

البته کمیت Q برای واکنش (n, γ) برابر است با انرژی همبستگی سیستم ترین نوترون در

- ۱ — charged particle reaction
۲ — Fission
۳ — scale
۴ — Residual

واکنش گرمازا واکنش $^{235}\text{B}(n, \alpha)^{232}\text{Li}$ است. سطح مقطع برای این واکنش در انرژی‌های کم بسیار بزرگ است و به دلیل بر^۱ برای جذب نوترون‌های کند بسیار بکار میرود. سطح مقطع کل ^{235}B در انرژی کم که تقریباً تمام آن مربوط به واکنش (n, α) است در شکل ۱۰-۲ نشان داده شده است. ملاحظه می‌گردد که در فاصله انرژی نسبتاً زیادی $\sigma_a \approx \sigma_f$ بصورت $\frac{1}{v}$ میباشد. این امر به دلیل زیر است. میتوان نشان داد که جز در نزدیکی رزنانس‌ها، سطح مقطع هر واکنشی از نوع $X(a, b)\gamma$ از فرمول* زیر بدست میآید.

$$\sigma_{a,b} = \left(\frac{E_b}{E_a} \right)^2 H(E_a) \quad (10-2)$$

که در آن E_a و E_b به ترتیب انرژی‌های ذره تابنده و دور شونده میباشد و $H(E_a)$ تابعی است از E_a که با هستگی تغییر میکند. اگر واکنش گرمازا باشد E_b با انداز چندین Mev از E_a بیشتر میشود. پس در انرژی‌های کم نوترون تابنده یعنی $E_a \approx eV$ تفسیرات E_a تقریباً هیچگونه اثری روی E_b نخواهد داشت.

$$\text{بنابر این سطح مقطع اصولاً بصورت } \frac{1}{v} \text{ یعنی } \frac{1}{v_a} \text{ رفتار میکند.}$$

یک واکنش گرمازا مشابه دیگر که قویاً رفتار $\frac{1}{v}$ از خود نشان میدهد واکنش $^3\text{H} + ^{12}\text{Li}$ میباشد. از این واکنش برای تولید ^3H استفاده میشود. یک واکنش مهم دیگر ذره باردار که با نوترون‌های کم انرژی انجام میگردد واکنش $^{14}\text{C}(n, p)^{14}\text{N}$ میباشد. گرچه سطح مقطع آن چندان بزرگ نیست ($1/8$ بارن در 0.04eV). تعداد زیادی از نوترون‌هایی که در انفجارات هسته‌ای آزاد میشوند از طریق این واکنش در آنسفر جذب شده و تولید اینزوتوپ خطرناک و طول المع ^{14}C میکنند که از خود β تشعشع می‌کند.

بعضی از واکنش‌های گرماگیر ذرات باردار گرچه انرژی آستانه آنها زیاد است ولی در راکتورها اهمیت دارند. مثلاً در راکتورهای آبی^۲ واکنش $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ چشمه اصلی رادیو اکتیوینده آب است (^{16}N با نیمه عمر تقریباً ۷ ثانیه کاهش β میابد که همواره است با آزاد کردن اشعه گاما با انرژی ۷ تا ۱۰ Mev) گرچه معمولاً از چندین هزار نوترون انرژی فقط یکی از آنها از ۹ Mev که آستانه این واکنش است تجاوز میکند.

* میتوان دید که فرمول برایت ویکتر برای جذب برتوزا در انرژی‌هایی که خیلی از رزنانس دور باشند حالت مخصوص از این حالت کلی تر میباشد.

- ۱ — Boron
۲ — water reactor

با پراکندگی غیر الاستیک. پس بشرط آنکه هسته پس از آزاد کردن نوترون دوم در واکنش (n, n) بقدر کافی انرژی تحریکی داشته باشد، نوترون سومی آزاد خواهد شد. بنابراین بطوری که در شکل ۲-۹ نشان داده شده است سطح مقطع (n, n) بعد از انرژی آستانه در قبال کاهش سطح مقطع (n, n) افزایش میابد. ولی معمولاً انرژی آستانه (n, n) آتقد زیاد است (بین ۱۱ تا ۲۰ MeV) که این واکنش در اغلب محاسبات راکتور سهم نیست.

در این مورد باید اشاره شود که اگر هسته انرژی آستانه کمی برای واکنش (n, n) داشته باشد، الزاماً نتیجه نمیشود که انرژی آستانه (n, n) آن نیز پایین باشد. بعنوان نمونه انرژی آستانه (n, n) برای ${}^9\text{Be}$ فقط ۱/۸ MeV است ولی انرژی آستانه آن برای (n, n) ۲۱ MeV می باشد.

علت این تفاوت کلی در این حقیقت نهفته است که گرچه امکان دارد برای جدا کردن یک نوترون از هسته احتیاج به انرژی کمی باشد ولی برای جدا کردن نوترون دوم ممکن است انرژی خیلی بیشتری لازم باشد.

واکنش (n, n):

وقتی یک راکتور هسته‌ای در حال کار باشد در نتیجه فیسون، کاهش محصولات فیسون، واکنش‌های مختلف نوترون بخصوص جذب پرتوزا و پراکندگی غیر الاستیک، به مقدار زیادی پرتوهای گامابازایی زیاد در داخل آن بوجود میاید. پرتوهای گامایی که انرژی بیشتری دارد میتواند بوسیله واکنش (n, n) تولید نوترون کند. از نظر اینکه در این عمل یک نوترون که در اصل به هسته پیوند بود آزاد میشود این واکنش شبیه است به واکنش (n, n). در حقیقت میتوان بآسانی دید که به استثنای اثرات سرکرتقل، انرژی‌های آستانه برای واکنش‌های (n, n) و (n, n) عیناً یکی هستند و بنابراین برای هر هسته هر دو این واکنش‌ها اهمیت دارند. ولی واکنش (n, n) برعکس واکنش (n, n) حتی بعد از خاموش شدن راکتور هم به علت کاهش محصولات فیسون به تولید نوترون ادامه میدهد.

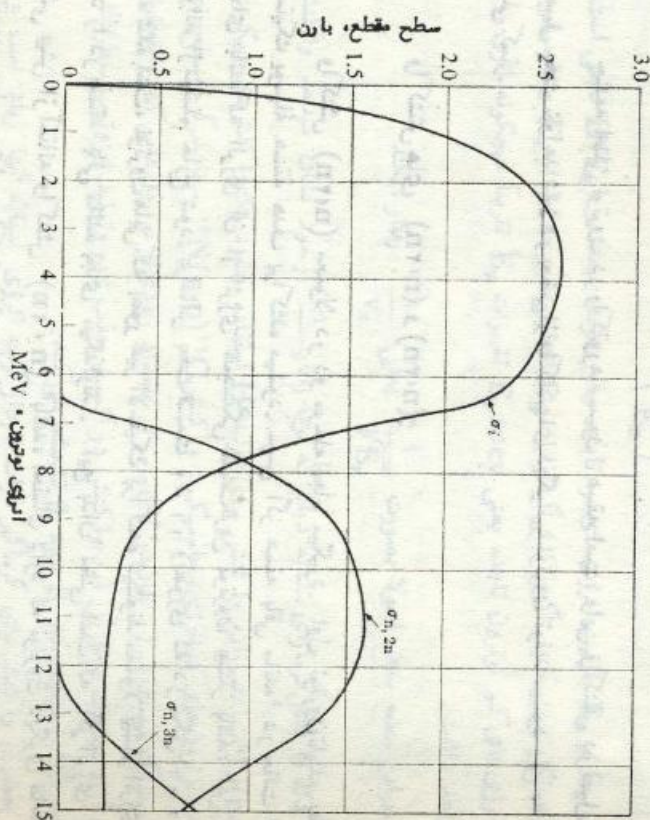
۲-۱۴-۱ اثر داپلر

تا اینجا فرض بر این بود که قبل از واکنش هسته و نوترون، هسته در سیستم آزمایشگاهی در حال سکون است. ولی این فرض هیچوقت کاملاً درست نیست زیرا اتم‌های محتمری هسته‌ها در اثر انرژی حرارتی خود بطور مداوم در حرکت هستند.

هسته هدف. لذا تغییر واکنش‌های دیگر، انرژی آستانه در سیستم آزمایشگاهی بوسیله رابطه زیر داده میشود.

$$E_t = - \left(\frac{A+1}{A} \right) Q \quad (۹۰-۲)$$

بنابر این در هسته‌هایی که شامل نوترون‌های سست میباشند انرژی آستانه برای واکنش (n, n) پایین‌تر است. نمونه سومی از این نوع هسته‌ها ${}^9\text{Be}$ است که آستانه (n, n) آن تنها ۱/۸ MeV است. برلیم اغلب در راکتورها بمقدار زیاد بکار میرود و در چنین حالتی باید به این واکنش توجه مخصوص داشت. ولی در اکثر هسته‌ها آستانه (n, n) در حدود ۷ تا ۱۰ MeV است. رابطه بین واکنش (n, n) با واکنش (n, n) شبیه است به رابطه واکنش (n, n)



ش ۲-۹ سطح مقطع واکنش‌های ناالاستیک (n, n) و (n, n) برای ${}^{235}\text{U}$ (براساس سطح مقطع‌های نیمه آزمایشی نوترون از ۱۰-۰.۵ MeV توسط ژ. هاورتن^۱).

نوامبر ۱۹۵۸

* : علامت - در متن انگلیسی اشتباهاً حذف شده است و بدینوسیله تصحیح

nV_T و سرعت V_T نسبت به این هسته‌ها در حرکت می‌باشند. n دانسیته فوترون در شعاع تابشی است و به میزان $nV_T dv$ $\sigma(E_c)N(v)$ در هر سانتیمتر مکعب در ثانیه واکنش می‌کند. بنابراین میزان کل واکنش‌ها برای همه هسته‌ها عبارتست از:

$$IN\bar{\sigma}(E,T) = \int nV_T \sigma(E_c)N(v)dv \quad (۹۸-۲)$$

که در آن انتگرال گیری در طول سه سرنده V_x ، V_y ، V_z یعنی V انجام میشود. چون $I = nV$ که V سرعت فوترون در سیستم آزمایشگاهی است پس $\bar{\sigma}(E,T)$ چنین میشود:

$$\bar{\sigma}(E,T) = \frac{1}{Nv} \int v \sigma(E_c)N(v)dv \quad (۹۹-۲)$$

برای محاسبه انتگرال در معادله ۹۹-۲ لازم است E و v را برحسب انرژی‌های فوترون و هسته در سیستم آزمایشگاهی بیان کنیم چون $|v - V| = v_T$ معادله ۹۶-۲ را میتوان به این شکل نوشت:

$$E_c = \frac{1}{2} \mu v^2 - V^2 \\ = \frac{1}{2} v_T^2 + \frac{1}{2} \mu V^2 - \mu v_T V$$

این معادله را میتوان بشکل ساده‌تر زیر درآورد.

$$E_c = \frac{M}{m+M} E + \frac{m}{m+M} E_A - \mu \left(\frac{v_T E}{m} \right) v_T V_z \quad (۱۰۱-۲)$$

که در آن M و m به ترتیب جرم فوترون و هسته، E_A و E انرژی آنها در سیستم آزمایشگاهی بوده و V_z مولفه سرعت هسته در امتداد حرکت فوترون میباشد. مطابق شکل ۳۱-۲.



ش ۳۱-۲ نمودار تعیین V_z

محاسبات نشان میدهد که اثر داپلر در نزدیکی رزنانس‌های باریک شبیه رزنانس

از قسمت ۲-۵ بیاد داریم که انرژی موجود برای یک واکنش برابر است با مجموع انرژی‌های جنبشی فوترون و هسته نسبت به مرکز ثقل آنها این انرژی E_c از رابطه زیر بدست می‌آید.

$$E_c = \frac{1}{2} \mu v_T^2 \quad (۹۱-۲)$$

که در آن μ جرم کاهش یافته ذرات بوده و V_T سرعت نسبی نزدیک شدن آنها به یکدیگر است. اگر هسته در حال سکون باشد V_T برابر است با سرعت فوترون در سیستم آزمایشگاهی از طرف دیگر اگر هسته در حال حرکت باشد، V_T مقدار مختلف دارد. مثلاً اگر دو ذره بطرف هم حرکت کنند مطابق شکل ۲-۳۰ (الف) مقدار سرعت نسبی آنها بزرگتر از حالتی است که هسته و فوترون مطابق شکل ۲-۳۰ (ب) در یک جهت حرکت میکنند و فوترون باید به هسته برسد. بنابر این نتیجه میشود که بعلت حرکت انرژی است، تا آنجا که به واکنش‌های فوترون و هسته مربوط میشود بنظر می‌آید که دارای یک پاندا انرژی میباشد. بالتبیه به پدیده‌های مشابه که در آکوستیک^۲ و الکتیک^۲ به آن برمیخوریم این اثر بعنوان اثر داپلر هسته‌ای نامیده میشود.



ش ۳۰-۲ حرکت فوترون و هسته

بعلت این اثر میزان واکنش میشود یک شعاع تک‌انرژی فوترون، پدیده‌ای هدف T و انرژی فوترون‌ها در سیستم آزمایشگاهی E هر دو بستگی دارد. از روی تشابه با معادله ۱۰۲-۲

$$IN\bar{\sigma}(E,T) = \text{میزان واکنشی در هر سانتی متر مکعب} \quad (۹۷-۲)$$

که در آن I شدت شعاع N دانسیته اتی هدف است و $\bar{\sigma}(E,T)$ بدلیلی که در زیر روشن خواهد شد متوسط سطح تعرض شده داپلر نامیده میشود.

برای محاسبه $\bar{\sigma}(E,T)$ فرض کنید $N(V)dv$ تعداد اتم‌ها یا هسته‌های موجود در هر سانتی متر مکعب هدف باشد که با سرعتی بین V و $V+dV$ در حرکت کنند. فوترون‌های تابشی باشند

(۱۰۵-۲)

$$\bar{\sigma}_v(E, T) = \left(\frac{\sigma_1 \Gamma_v}{\Gamma} \right) \left(\frac{E_1}{E} \right)^{\frac{1}{r}} \left(\frac{M}{r \pi k T} \right)^{\frac{1}{r}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{M V_z^2}{r K T} \right) dV_z \left[\frac{r(E_c - E_1)}{\Gamma} \right]^{\frac{1}{r}} + 1$$

این انتگرال را میتوان با جایگزینی های* زیر ساده کرد.

$$x = \frac{r}{\Gamma} (E - E_1) \quad (106-2)$$

$$y = \frac{r}{\Gamma} (E_c - E_1) \quad (107-2)$$

$$\xi = \frac{\Gamma}{\Gamma_D} \quad (108-2)$$

$$\Gamma_D = \left(\frac{E_1 K T}{A} \right)^{\frac{1}{r}} \quad (109-2)$$

که در آن کمیت Γ_D به پهنای^۱ داپلر معروف است. اکنون میتوان معادله ۱۰۵-۲ را بصورت زیر نوشت:

$$\bar{\sigma}_v(E, T) = \frac{\sigma_1 \Gamma_v}{\Gamma} \left(\frac{E_1}{E} \right)^{\frac{1}{r}} \Phi(\xi, x) \quad (110-2)$$

که در آن $\psi(\xi, x)$ تابعی است که بوسیله انتگرال زیر تعیین میشود.

$$\psi(\xi, x) = \frac{\xi}{r \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{1}{4} \xi^2 (x - y)^2 \right] \frac{dy}{1 + y^2} \quad (111-2)$$

این تابع را نمیتوان برحسب توابع مقدماتی^۲ بیان کرد. ولی مقادیر آن جدول بندی شده و قسمتی از آن نیز در جدول ۱-۲ آمده است.

* توجه داشته باشید که پارامتر x در معادله (۱۰۶-۲) با x تعیین شده بوسیلهمعادله (۷۲-۲) یکی نیست. در بعضی از مراجع مربوط پارامتر ξ با علامت های Θ ، ξ و t نیز نشان داده است.

هسته های سنگین در ناحیه eV خیلی شدیدتر است در چنین حالتی $0 \approx \frac{m}{m+M}$ و حال آنکه

$$1 \approx \frac{M}{m+M} \quad \text{و معادله ۱۰۱-۲ به شکل زیر کاهش میابد.}$$

$$E_c \approx E - \mu \left(\frac{rE}{m} \right)^{\frac{1}{r}} V_z \quad (102-2)$$

نظر باین حقیقت که E_c و همبستور V_r نیز تنها به مولفه V_z در امتداد محور z بستگی دارد، انتگرال معادله ۱۰۱-۲ را در امتداد dV_x و dV_y میتوان مستقیماً انجام داد. بنابراین چون:

$$\int N(V) dV = \iint \int N(V_x, V_y, V_z) dV_x dV_y dV_z = \int N(V_z) dV_z$$

که در آن $N(V_z) dV_z$ تعداد اتم های در یک سانتیمتر مکعب است که V_z آنها بین V_z و $V_z + dV_z$ میباشد، تساوی ۲-۹۹ به شکل زیر در خواهد آمد.

$$\bar{\sigma}(E, T) = \frac{1}{N_V} \int v \sigma(E_c) N(V_z) dV_z \quad (103-2)$$

اگر هدف گاز باشد (یک حالت نسبتاً غیرعادی) $N(V_z)$ بوسیله تابع توزیع^۱ ماکسول برای یک مولفه سرعت داده میشود، یعنی:

$$N(V_z) = N \left(\frac{M}{r \pi k T} \right)^{\frac{1}{r}} e^{-\frac{M V_z^2}{r k T}} \quad (104-2)$$

که در آن K ثابت بلتزمن^۲ $(K = 8.617 \times 10^{-5} eV/K)$ و T دمای مطلق گاز است. میتوان نشان داد که برای هدف جامد نیز $N(V_z)$ تقریباً از همان تابع بالا بدست میآید، با این تفاوت که دمای T کسی بادی هدف اختلاف ندارد. ولی این اختلاف در دماهای تقریباً بالاتر از $300^\circ K$ کم است و اغلب میتوان فرض کرد که T عملاً دمای هدف باشد. اول سطح مقطع جذب پرتو را در نزدیکی یکترانانس^۳ مجزا در انرژی E در نظر بگیرید، در این صورت $\sigma(E_c)$ از فرمول برایت ویگز^۴ (معادله ۲-۹۱) بدست میآید.

با قرار دادن این عبارت و معادله ۲-۱۰۴ در معادله ۲-۱۰۳ و توجه به اینکه

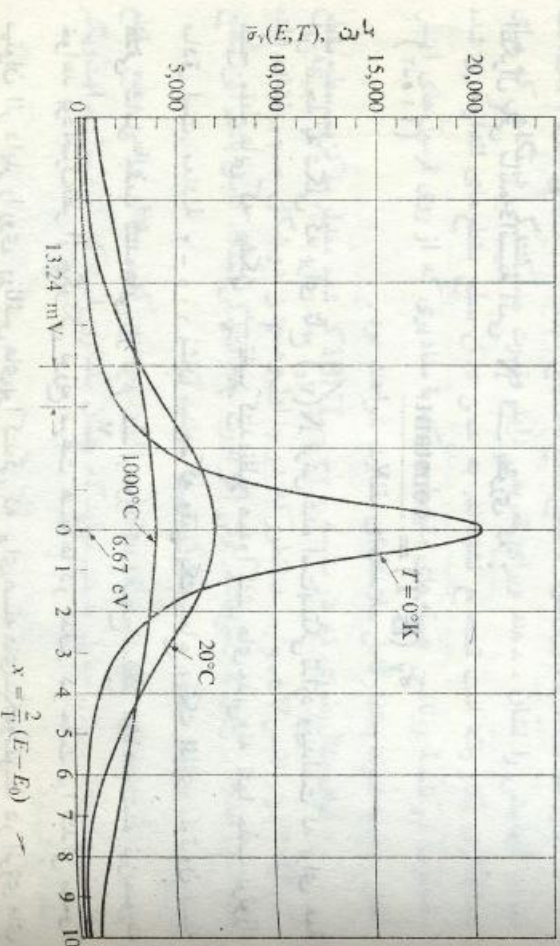
$$\mu \approx m \quad \text{و} \quad \frac{r}{V} \approx \sqrt{\frac{E_c}{E}} \quad \text{نتیجه میشود:}$$

$$\sigma_r(E, T) = \frac{\sigma_1 \Gamma_D}{\Gamma_D^r} \exp \left[-\frac{(E - E_1)^r}{\Gamma_D^r} \right] \quad (11-2)$$

معادله ۲-۱۱ نشان میدهد که در دمای زیاد، رزنانس تابعی است گوسی از انرژی فوتون تابنده. بعلاوه پهنای رزنانس تنها تابع Γ_D میباشد که براساس معادله ۲-۱۰ به هیچ یکی از خواص هسته ای رزنانس نظیر Γ_D و غیره بستگی ندارد. در این حالت گفته میشود که رزنانس شکل کاملاً داپلری بخود میگیرد.

معمولاً در عمل با حالات افراطی فوق مواجه نمیشویم و شکل عملی یک رزنانس جنب باید از روی معادله ۲-۱۱ و جداول مربوطه محاسبه شود. رزنانس هایی که بدین ترتیب بدست میآیند همیشه از رزنانس های طبیعی بودن تر هستند و گفته میشود که در اثر حرارت بودن تر شده اند یا در اثر داپلر تعریض شده اند.

این پدیده در شکل ۲-۳۲ نشان داده شده که در آن اولین رزنانس ^{238}U برای سه دمای مختلف رسم شده است. البته منحنی مربوط به $T=0^\circ\text{K}$ عیناً فورمول معمولی برای پهنای رزنانس است. به آسانی میتوان نشان داد (مطابق مسئله ۲-۳۱) که گرچه در نتیجه اثر داپلر شکل رزنانس تغییر میکند، مساحت زیر منحنی رزنانس ثابت و مستقل از دماست.



ش ۲-۳۲ اثر داپلر در پهن کردن مقطع جنب ^{238}U در رزنانس $1/176\text{eV}$

$\frac{x}{\Gamma_D}$	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0	2.1	2.2	2.3	2.4	2.5	2.6	2.7	2.8	2.9	3.0
0.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.1	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.2	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.3	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.4	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.5	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.6	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.7	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.8	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.9	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
1.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
1.1	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
1.2	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
1.3	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
1.4	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
1.5	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
1.6	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
1.7	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
1.8	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
1.9	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2.1	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2.2	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2.3	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2.4	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2.5	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2.6	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2.7	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2.8	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2.9	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
3.0	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

$x(\xi, x)$ جدول مقادیر

جدول ۱-۲

انجام عملیات جبری نظیر محاسبه $\sigma_r(E, T)$ ، ستوان سطح مقطع متوسط $\sigma_r(E, T)$ را بدست آورد و نتیجه بشکل زیر است:

$$\sigma_r(E, T) = \frac{\sigma_1 \Gamma}{T} \psi(\xi, x) + \frac{\sigma_1 R}{\lambda_1} \chi(\xi, x) + \pi R^2 \quad (11-12)$$

که در آن $\chi(\xi, x)$ تابع زیر سیلند.

$$\chi(\xi, x) = \frac{\xi}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} y \exp \left[-\frac{1}{\xi^2} (x-y)^2 \right] dy \quad (11-17)$$

خلاصه ای از مقادیر $\chi(\xi, x)$ نیز در جدول ۱-۳ داده شده است. جدول های جامع تر دیگر در مراجع کتاب ذکر شده اند.

۱۵-۲ در مورد جمع آوری سطح مقطع ها:

لازم است مجدداً یادآوری شود که سطح مقطع های جمع آوری شده در سراسری نظریه BNL مقادیر آزمایشی را نشان می دهد و برای تعریف دایره قدرت جدا کنندگی دستگاهی که برای اندازه گیری بکار رفته است تصحیح نشده اند. به همین دلیل سطح مقطع های اندازه گیری شده مخصوصاً در ناحیه رزنانس هسته های متوسط و سبک با مقادیری که از روی فرمول های این فصل محاسبه شوند به قدر قابل ملاحظه ای متفاوت خواهند بود.

به عنوان مثال بطوری که در مقدمه ۳-۲۰ BNL ذکر شده مقدار ماکزیمم سطح مقطع کل U در رزنانس 7.1×10^6 همانطور که در جدول اول و همچنین در شکل ۱-۲ نشان داده شده است حدود 7.0×10^6 بارنسی باشد. ولی اگر قدرت جدا کنندگی دستگاه کامل باشد این سطح مقطع در دمای اطاق حدود 8.0×10^6 بارن بدست خواهد آمد.

اگر این سطح مقطع را برای تعریف دایره تصحیح کنیم مقدار واقعی سطح مقطع ماکزیمم حدود 2.0×10^6 بارن بدست می آید که همان مقداری است که از فرمول برایت و دیگر محاسبه میشود.

* در مورد پراکندگی باید همچنین فرصت کرد که در نزدیکی رزنانس 7.1×10^6 به مقدار ثابت، این بشرطی صادق است که رزنانس با ریزک بوده و در انرژی هایی خیلی بالا اثر از انرژی حرارتی واقع شده باشد.

بنابر این ممکن است بنظر آید که تعریف دایره انرژی روی جذب نوترون ها در لاکتور نخواهد داشت. ولی اینطور نیست زیرا بطوری که در فصل هفتم نشان داده خواهد شد تعداد نوترون ها در حوالی رزنانس با دما افزایش میابد.

بنابراین جذب نوترون در رزنانس با دما رویه افزایش میگیرد، پدیده ای که در کنترل راکتور اثر مهمی خواهد داشت. این موضوع در فصل سیزدهم بیشتر بحث خواهد شد.

در انرژی های کم یعنی وقتی که $E < E_1$ تابع $\psi(\xi, x)$ به سمت یک مقدار ثابت میل میکند، پس از معادله ۱۱-۲ نتیجه میشود که $\sigma_r(E, T)$ شبیه فرمول معمولی برایت و دیگر در این انرژی ها بصورت $\frac{1}{v}$ تغییر میکند. این نتیجه از آنچه که بوسیله معادله

$$\sigma_r(E) = \frac{\text{constant}}{v_r} \quad \text{پس اگر نشان داده شد عمومی تر است.} \quad 11-2$$

$$11-3 \quad \text{قرار دهیم پس از حذف } v_r \text{ نتیجه میشود:}$$

$$\sigma_r(E, T) = \frac{\text{Constant}}{N_v} \int N(v_z) dv_z \quad (11-4)$$

انتگرال باقی مانده دانسته اتنی N است بطوری که:

$$\sigma_r(E, T) = \frac{\text{constant}}{v} \quad (11-5)$$

این نتیجه به شکلی که برای تابع $N(v)$ فرض شده است بستگی ندارد ویداست که برای همه سطح مقطع هایی که بشکل $\frac{1}{v}$ تغییر کنند، نظیر همه واکنش های جذبی و نه تنها جذب پرتوزا، صادق است. معادله ۱۱-۵ نشان میدهد که وقتی یک شعاع، تک انرژی نوترون به سه هدفی شامل جذب کننده هایی از نوع $\frac{1}{v}$ برخورد کند، سطح مقطع مشاهده شده نیز بصورت خواهد بود، صرف نظر از چگونگی توزیع سرعت هسته ها در هدف. در حالت پراکندگی معمولاً میتوان اثر دایره را روی رزنانس های پراکندگی که برای هسته های سبک و متوسط در انرژی های بالا ظاهر میشوند نادیده گرفت، زیرا پهنای طبیعی این رزنانس ها در مقایسه با پهنای دایره خیلی بزرگ است. ولی در محاسبه سطح مقطع های پراکندگی در رزنانس های باریک هسته های سنگین باید بحساب آید. با قرار دادن مقدار $\sigma_r(E_0)$ در معادله ۱۱-۳ و

هم مربوط میشوند که در آن γ یوسینله معادله $\sin(\Theta - \theta) = \gamma \sin \theta$ بهم داده شده است (به مسئله ۱۱-۲ نیز مراجعه کنید) استفاده از این فرمول برای انتقال از محصلات آرایشیگاه به محصلات مرکز ثقل آسانتر از معادله ۲-۵۱ است.

۲- ۱۵ - در سطح مقطع کل ^{10}B برای نوترون در انرژی‌های زیر در دستگاه آربا پیشگاه رزناسانس مشاهده می‌شود. 0.2 MeV ، 0.9 MeV ، 1.9 MeV ، 2.8 MeV ، 3.4 MeV ، و غیره اگر کمیت Q برای واکنش $^{10}\text{B}(d, p)^{11}\text{B}$ باشد حالات تعریکی که باعث رزناسانس‌های فوق می‌شوند نسبت به حالت زمینه درجه انرژی قرار دارند.

۲- ۶- اولین رزنانس در سطح مقطع ^{71}Li در انرژی آستانه ای 4.24 MeV قرار دارد (الف) با استفاده از این حقیقت که انرژی آستانه برای واکنش $^{71}\text{Li}(n,\alpha)^6\text{He}$ 4.24 MeV است، انرژی پیوند آخرین نوترون در ^{71}Li را بیابید (ب). آن تراز انرژی که موجب اولین رزنانس در ^{71}Li می شود نسبت به حالت زمینه ^{71}Li درجه انرژی واقع می شود.

۲- ۱۷- بطور تصادفی مربع عدد ثابت ساختمان نظریه اتم $\left(\frac{h^2 e}{e^2} = 137\right)$ استفاده از این تقریباً ده برابر نسبت جرم فوترون به جرم الکترون است $\left(\frac{m_a}{M_e} \approx 1836\right)$ با استفاده از این حقیقت نشان دهید که کسیت KKR در قسمت ۲- ۷ بطور تقریبی از رابطه زیر بدست میآید.

$$KR \approx A^{\frac{1}{r}} \sqrt{\frac{E}{1.}}$$

که در آن A عدد جرمی هسته هدف و E انرژی نوترون است (این فرمول وسیله سادای است برای تعیین تعداد موج های جزئی موجود در یک واکنش نوترون).

الکتران ولتی قرار گرفته است و در هر ثانیه ۱۰۰۰ شماره ثبت می‌کند. (الف) اگر یک هدف گرافیتی به ضخامت ۰.۳ cm در فاصله یک متری دتکتور در شعاع قرار داده شود، شمارش جدید دتکتور چقدر است؟

(ب). اگر دنگور با زاویه 30° نسبت به امتداد تایش قرار گیرد شمارش آن چقدر خواهد بود. (راهنمایی از شکل ۲ - ۳ استفاده کنید)

۲- ۱۹- با استفاده از اطلاعات داده شده در مورد سطح مقطع شعاع های هسته ای هسته های زیر را تخمین بزنید.

* عذد صحیح تر برای این کمیت mev $9/217$ است . مترجم .
** سطح واکنش کننده cm^2 0.4 است . مترجم .

* سطح واکنش کننده cm^2/s است. مترجم.

سرعت های نوترون پراکنده شده و پروتون پس رانده شده در مختصات آرایشیگاه می ۹۰ درجه است.

۲- ۱۰ در قسمت ۱- ۹ نشان داده شده بود که در دستگاه اربا ایستگاه احداث بین انرژي جنبشی ذره اولیه و ذره نهایی در یک واکنش هسته‌ای برابر است با کمیت اختلاف انرژی جنبشی اولیه و نهایی ذرات در دستگاه مرکز ثقل برابر چیست؟ توضیح دهید.

۲- ۱۱- الف) نشان دهید زویدای که تحت a و c و تحت b و c و تحت a و d را مرتب می‌کنند و در محققات آزمايشگاه و مرکز ثقل بوسیله رابطه زیر بهم مربوط میشوند.

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta}{\gamma + \cos \theta}$$

..
٤

$$\gamma \approx 1 / \frac{M_b M_c}{M_a M_d} \frac{E_b}{E_b + Q \left(1 + \frac{M_b}{M_a} \right)}$$

که در آن M_p و M_b و غیره جرم ذرات بوده و E_b انرژی ذره b در مختصات آزمایشگاه و Q کیت برای واکنش است.

ب). نشان دهید که انرژی جنبشی ذره C در مختصات آزمایشگاه از رابطه:

$$(E_c)_{\text{lab}} = \frac{M_b M_c S^r E_b}{(M_a + M_b)^r}$$

بدست میآید که در آن $S = \cos\theta + \gamma^{-1} \cos(\Theta - \theta)$ است.

۲ - ۱۲ - فوتونی با انرژی 1 MeV بوسیله ^{14}Be بطور الاستیک پراکنده شده است.
الف - انرژی فوتون تابشی را در محققات مرکز ثقل بیابید.

ب - ماکزیمم مقدار انرژي از دست رفته نوترون را پس از پراکندگی پیدا

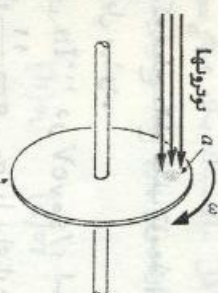
پ - اگر زاویہ پراکندگی نوترون درمختصات مرکز ثقل^۰ و باشند انرژی پس راندن^۱

۲-۱۳ - دوتریون‌های یک سیلیون الکترون ولتی، حلف ساکنی، محتوی تریتیوم و بیابان کرده و از طریق واکنش ${}^3\text{H}(\text{d}, \text{n}){}^4\text{He}$ نوترون تولید می‌کنند. ماگزیم و سی نیمم انرژی نوترون‌های آزاد شده را در مختصات آزما پیشگاه پیدا کنید.

۳ - ۱ - نشان دهید که در محققات مرکز ثقل و آرایشگاه زوایا طبق فرمول

(ب) اثر تغییرات در روی میزان واکنش برای حالت جذب در یک رزنانس جذب

بحث کنید.



$T = 0^{\circ}K$

۲۲ - ۲

فصل سوم

«فیسئون هسته‌ای»

(فیسئون هسته‌ای پدیده‌ای است که در آن هسته سنگین با آزاد کردن مقدار قابل توجهی انرژی و تابش نوترون و اشعه گاما به دو جزء تقسیم می‌شود.)

در این فصل جنبه‌هایی از فعل و انفعال فیسئون که در تئوری راکتور از نظر عملی اهمیت فوق‌العاده دارند بحث خواهد شد.

۱-۳- مکانیزم فیسئون :

از فصل اول یاد داریم که برای A بزرگتر از حدود ۵۰، بازپاد عدد جرمی انرژی همبستگی 1 ، بازی هرنوکلئون کاهش می‌یابد. بنابراین وقتی هسته سنگینی به دو هسته سبک‌تر تقسیم می‌شود سازمان پایداری بدست می‌آید و این اساس پدیده فیسئون^۱ است. ولی ممکن است براساس این اصل انتظار رود که همه هسته‌های سنگین بطور خود بخود فیسئون انجام دهند و در حقیقت نباید هسته سنگینی وجود داشته باشد. گرچه حقیقتاً فیسئون خود بخود^۲ برای همه هسته‌هایی که در آنها A بزرگتر از ۵۰ باشد ممکن است ولی بندرت اتفاق می‌افتد. برای اینکه فیسئون با احتمال قابل ملاحظه‌ای انجام گیرد، باید بصورتی انرژی به هسته افزوده شود. علت این امر روشی است که فیسئون طی آن بوقوع می‌پیوندد.

برای ساده شدن مطلب میتوان فرض کرد که حالت اولیه یک هسته فیسئون کننده به طوری که در شکل ۳-۱ (الف) نشان داده شده، کرمای است بشمار R . در پایان فعل و انفعال بطوری که در شکل ۳-۱ (ب) نشان داده شده است دو هسته $^{A_1}Z_1$ و $^{A_2}Z_2$ تشکیل شده‌اند که شعاع هر یک برتریب R_1 و R_2 میباشد.

جزئیات اینکه چگونه هسته از حالت اولیه (الف) به حالت نهایی (ج) تبدیل می‌شود کاملاً شناخته نشده‌اند، ولی میتوان بطور مسطقی فرض کرد که این تبدیل شامل یک سلسله حالات واسطه دبیلی شکل است که در شکل ۳-۱ (ب) نشان داده شده است.

آن مقدار انرژی که لازم است به هسته افزوده شود تا فوراً فission کند. انرژی بحرانی E_{crit} یا انرژی آستانه^۲ نامیده میشود و میتوان با کمک شکل ۳ - ۲ مقدار آن را تخمین زد. اول بخاطر خواهیم داشت که اختلاف بین انرژی اولیه و انرژی نهایی سیستم درست همان کمیت Q برای واکنش فission است. پس بطوری که در شکل نشان داده شده است، E_{crit} برابر است با انرژی کولمب E_q که در نقطه جدایش دو جزء از یکدیگر محاسبه شده باشد منهای کمیت Q برای واکنش، یعنی:

$$E_{crit} = E_q - Q \quad (1-3)$$

بطوری که در قسمت ۳ - ۴ بحث خواهد شد، همه هسته های فission کننده یک طریق شکسته نمیشوند، پس گرچه جرم هسته اولیه یخونی معلوم است، جرم های پاره های فission^۴ بدقت معلوم نیستند. بنابراین کمیت Q برای فissionی که منتهی یک سری پاره های فission میشود تا اندازه ای با کمیت Q برای فissionی که منتهی به پاره های فission دیگری میشود تفاوت دارد و به این دلیل برای فission تنها یک کمیت مشخص Q وجود ندارد. آنچه که معمولاً به آن بعنوان کمیت فission اشاره میشود عملاً میانگین کمیت های Q برای همه طرق مختلف فission است. حال این کمیت Q فission بطور آزا پیشی با اندازه گیری کل انرژی آزاد شده از توده ای هسته که فission میکنند، تعیین میشود.

با فرض اینکه هر یک از پاره های فission کروی است یکمواخت که تحت تاثیر وجود

دیگری قرار ندارد، میتوان انرژی کولمب را بطور تقریبی تخمین زد. در این حالت Q از رابطه زیر بدست می آید:

$$E_q = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} \quad (2-3)$$

با توجه به این موضوع از فصل اول که شعاع هسته بطور تقریبی از فرمول:

$$R = \frac{r_0 A^{1/3}}{r_0}$$

بدست می آید که در آن:

$$r_0 = \frac{c}{m_0 c^2}$$

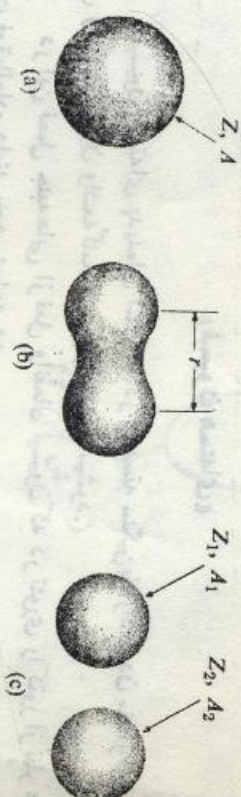
۱ - critical energy

۲ - threshold energy

۳ - Q-value

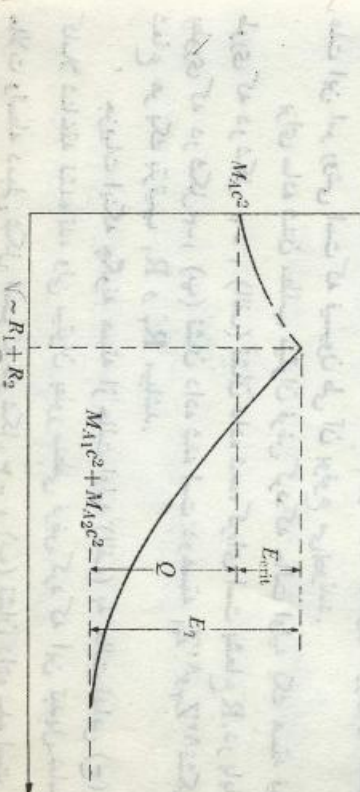
۴ - fission fragments

جالب است که انرژی پتانسیل هسته فission کننده را بصورت تابعی از فاصله بین دو برجستگی جدا شونده در نظر بگیریم. این برابر است با انرژی کل سیستم در هر زمان منهای انرژی جنبشی آن. وقتی $t = 0$ انرژی کل برابر است با $M_A c^2$ که در آن M_A جرم هسته اولیه میباشد و انرژی جنبشی صفر است.



ش ۳ - ۱ مراحل مختلف فission

(برای اینکه هسته تغییر شکل دهد و بصورت دبل در آید، باید به سیستم انرژی افزوده شود. علت این امر این است که چون نوکلئون ها یکدیگر را جذب میکنند، برای ازدیاد فاصله متوسط بین آنها انرژی لازم است. بنابراین هسته در حالت واسطه دارای انرژی پتانسیلی بیش از آنچه در ابتدا داشت میباشد. به این ترتیب با افزایش t انرژی پتانسیل هسته افزایش میابد، مانند شکل ۳ - ۲ تا به مرحله ای برسد که دو قسمت برجسته هسته شروع به جد شدن از هم میکنند. از اینجا بعد انرژی هسته ای ثابت دوباره کاهش میابد.)



ش ۳ - ۲ انرژی پتانسیل هسته فission کننده بصورت تابعی از فاصله

بین تکه های جدا شونده

جدول ۱-۳
انرژی‌های بحرانی برای فیسون

هسته فیسون	انرژی بحرانی	انرژی همبستگی آخرین نوترون AZ در
^{232}Th	۰٫۹	*
^{232}Th	۱٫۰	۰٫۱
^{233}U	۰٫۰۵	*
^{234}U	۰٫۶	۱٫۱
^{235}U	۰٫۰۷۵	*
^{235}U	۰٫۲	۱٫۴
^{238}U	۰٫۸۵	*
^{239}U	۰٫۷	۰٫۹
^{239}Pu	۰٫۰۵	*
^{240}Pu	۰٫۴	۱٫۴

(بعنوان مثال در هر گرم ^{238}U فقط یک فیسون خود بخود در هر صد ثانیه اتفاق

می‌افتد که معادل است با نیمه عمری برابر با 1.0×10^8 سال.)

می‌توان انتظار داشت که میزان فیسون خود بخود در ^{232}Th و ^{233}Pu بیش از ^{238}U باشد زیرا طبق جدول ۳ - ۱ انرژی بحرانی این هسته‌ها تا اندازه‌ای کمتر از انرژی بحرانی است. ولی درحقیقت میزان فیسون خود بخود در ^{238}U چندین برابر بیشتر از ^{232}Th و ^{233}Pu میباشد. دلیل این حالت غیر منتظره در حال حاضر روشن نیست. فیسون خود بخود علاوه بر میزان کمی که بوقوع می‌پیوندد، در تجزیه و تحلیل راکتورهای بدو اهمیت نیست زیرا چشمه کنترل نشده‌ای است از نوترون‌های خارجی بخصوص در راکتورهای که محتوی مقدار زیادی ^{238}U باشد.

همچنین * انرژی همبستگی نوترون برای این هسته‌ها لازم نیست زیرا نمی‌توانند با جذب نوترون در هسته‌های $A=1$ تشکیل شوند.

شعاع کلایسیک الکترون میباشد، معادله ۳ - ۲ شکل زیر درخواهد آمد:

$$E_q = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\left(\frac{r_e}{r}\right) \left(A_1^{\frac{1}{r}} + A_2^{\frac{1}{r}}\right)} = \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{\frac{1}{r}} + A_2^{\frac{1}{r}}} \text{rmec}^2$$

چون $1 \text{ MeV} \approx 1 \text{ rmec}^2$ است، پس E_q چنین است.

$$E_q = \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{\frac{1}{r}} + A_2^{\frac{1}{r}}} \text{MeV} \quad (2-3)$$

اگر برای سادگی فرض کنیم که فیسون به پاره‌هایی با جرم و بار مساوی منتهی میشود یعنی:

$$Z_1 = Z_2 = \frac{Z}{2} \text{ و } A_1 = A_2 = \frac{A}{2}$$

معادله ۳ - ۲ شکل زیر درمی‌آید:

$$E_q = \frac{1}{4} \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{r}}} \quad (4-3)$$

برای اورانیم E_q تقریباً 1.8 MeV است، مقدار متوسط کمیت Q ، 2.1 MeV میباشد

بنابراین انرژی بحرانی حدود 1 MeV خواهد بود.

۳ - ۳ برای هسته‌های سبک تراز اورانیم انرژی بحرانی به مقدار قابل ملاحظه‌ای بیشتر است. مثلاً برای ^{239}Pu ، $E_{crit} \approx 2.0 \text{ MeV}$ می‌باشد و به این دلیل است که فیسون تنها برای سنگین‌ترین هسته‌ها اهمیت عملی دارد.

در جدول ۳ - ۱ انرژی بحرانی برای چند هسته سنگین داده شده است، باید توجه داشت که در این جدول هسته نشان داده شده است که فیسون میکند.

(فیسون همچنین ممکن است بدون افزودن انرژی بحرانی، در نتیجه پدیده کوانتوم مکانیکی «عبور از» مانع کولمب اتفاق افتد، نظیر آنچه که ذرات در کاشش‌ها انجام می‌دهند. ولی اینگونه فیسون خود بخود با احتمال خیلی کم بوقوع می‌پیوندد.)

بحرانی آقدر بزرگ نباشد که انرژی نوترون بیش از $MeV ۱.۰$ برای فیسون لازم باشد.*

بنابراین گرچه ممکن است $Pb ۲۰۸$ در نتیجه برخورد نوترونی با انرژی بیش از $MeV ۲.۰$ فیسون کند، معمولاً این هسته را قابل شکستن نمی نامند.

پرتو γ نیز ممکن است موجب فیسون شود بشرطی که انرژی این اشعه γ بیش از انرژی بحرانی باشد. این پدیده بنام **فتو فیسون**^۱ معروف است. در اغلب راکتورها میزان وجود اشعه گامایی که دارای اینگونه انرژی زیاد باشد نسبتاً کم است، و در طرح راکتورها میتوان از آن صرف نظر کرد. در هر حال این پدیده برای تعیین انرژی بحرانی مفید است و بسیاری از مقادیر F_{crit} که در جدول ۳-۱ درج شده از این راه بدست آمده است.

۳-۲- سوخت های عملی فیسون :

به دلایل متعدد ایزوتوپ های شیهه U^{238} که فقط بانوترون های پراثری فیسون می کنند نمیتوانند پتانسی برای سوخت راکتورهای هسته ای بکار روند.

ایزوتوپ های شکنده U^{235} و U^{233} هستند که سوخت های عملی برای انرژی هسته ای میباشند. بطوری که در زیر بحث خواهد شد ایزوتوپ شکنده Pu^{241} یک سوخت هسته ای عملی به مفهوم عادی نیست.

از این هسته ها فقط U^{235} در طبیعت یافت میشود. میزان وجود آن در اورانیوم طبیعی ۰.۷۱% اتم درصد است و میتوان بطرق مختلف نظیر دیفوزیون گازی^۲، گرینز از مرکز شیده^۳ و غیره آن را جدا کرد.

تالیسات بزرگ چندی برای جدا کردن U^{235} وجود دارد. در ایالات متحده آمریکا میتوان اورانیوم را تا هر درجه دلخواه غنی کرد یعنی با هر درصد انی معین U^{235} که مورد نظر باشد بدست آورد.

* باید توجه داشت که اصطلاح شکنده یک حالت خصوصی از اصطلاح عمومی تر قابل شکستن میباشد. همه هسته های که در اثر برخورد نوترون هایی با انرژی کمتر یا مساوی $MeV ۱.۰$ فیسون میکنند قابل شکستن نامیده میشوند. ولی گرچه U^{238} و U^{239} هر دو قابل شکستن هستند، تنها U^{235} شکنده است. [رجوع شود به ای. پ. بلیزارد (۳) مقاله سر دیر در Nuclei. sci. Eng. جلد ۳ شماره ۳ سال ۱۹۶۱]

۱ — Photo fission

۲ — E. P. Blizard

۳ — gaseous diffusion

۴ — ultracentrifuging

$U^{235}, U^{238}, Pu^{239}, Pu^{240}, Pu^{241}$

انرژی برای
انرژی فیسون
انرژی نوترون

ولی برای مقاصد عملی انرژی F_{crit} یک آستانه واقعی را برای فیسون نشان میدهد و هر روشی که این انرژی را تأمین کند گویند سبب فیسون میشود.

سهم ترین این روش ها جذب نوترون است. در این موثر از فصل ۲ یاد داریم که وقتی یک نوترون جلب شود هسته سرکبی تشکیل میشود که انرژی تحرکی آن برابر است با انرژی جنبشی نوترون باضافه انرژی همبستگی آن به سیستم مرکب.

اگر این انرژی همبستگی بزرگتر از انرژی بحرانی هسته مرکب باشد، نوترون هایی که انرژی جنبشی آنها اصولاً صفر است میتوانند موجب فیسون شوند. بعنوان مثال طبق جدول ۳-۱ (انرژی همبستگی آخرین نوترون در U^{235} $MeV ۶.۴$ است و حال آنکه انرژی بحرانی آن فقط $MeV ۰.۳$ میباشد. بنابراین وقتی نوترونی با انرژی جنبشی صفر جذب U^{235} شود هسته مرکب U^{236} با حدود $MeV ۱.۱$ انرژی بالاتر از انرژی بحرانی تشکیل میشود و ممکن است بلافاصله عمل فیسون صورت گیرد.)

هسته هایی نظیر U^{233} که جذب نوترونی با انرژی صفر در آنها منجر به فیسون میشود شکنده^۱ نامیده میشوند. ولی باید توجه داشت که گرچه در این مثال گفته میشود U^{233} شکنده است، هسته ای که عملاً شکسته میشود و فیسون میکند U^{232} است. از جدول ۳-۱ آشکار است که U^{233} و Pu^{241} نیز شکنده هستند و به علاوه Pu^{241} چندین هسته دیگر که در جدول نشان داده نشده اند نیز شکنده میباشند.

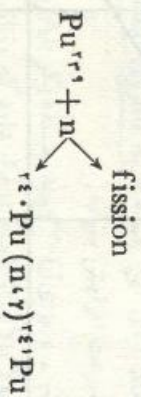
(برای اکثر هسته های سنگین بغیر از $U^{233}, Pu^{239}, Pu^{240}, Pu^{241}$ انرژی همبستگی نوترون تابشی پتانسی برای تأمین انرژی بحرانی هسته مرکب کافی نیست و باید نوترون مقداری انرژی جنبشی داشته باشد تا موجب فیسون شود. مخصوصاً هنگامی که هسته مورد برخورد شامل تعداد زوجی نوکلئون باشد همیشه چنین است، زیرا انرژی همبستگی نوترون تابشی با هسته ای که A آن زوج باشد همیشه کمتر از انرژی همبستگی نوترون به هسته A فرد است. (این تغییرات زوج وفردی در انرژی همبستگی در جدول ۳-۱ مشهود هستند). بعنوان نمونه انرژی همبستگی آخرین نوترون در U^{234} فقط $MeV ۰.۹/۴$ است و این انرژی تحرکی هسته مرکب است و وقتی که نوترونی با انرژی جنبشی صفر جذب U^{234} شود. ولی انرژی بحرانی U^{234} $MeV ۰.۵$ است و بنابراین فیسون نمیتواند صورت گیرد مگر اینکه نوترون تابشی دارای انرژی بیش از تقریباً $MeV ۰.۱$ باشد. هسته های نظیر U^{238} را قابل شکستن^۲ گویند بشرطی که انرژی

۱ — Fissile

شکنده

۲ — Fissionable قابل شکستن

در هر راکتوری که محتوی ^{238}U باشد در نتیجه جذب نوترون مقدار ^{239}Pu تولید می‌شود. به همین طریق در هر راکتوری که محتوی ^{239}Pu باشد در نتیجه جذب و نوترون دیگر مقداری ایزوتوپ شکندۀ ^{241}Pu تولید و انباشته خواهد شد. (در اینجا باید متذکر شد که جذب نوترون در ^{239}Pu همیشه منجر به فیسین نمی‌شود. (رجوع شود به قسمت ۳ -) واکنش‌های مربوطه عبارتند از:



بنابر این کار راکتورها اجباراً تحت تأثیر وجود Pu^{242} قرار میگیرد و باید این نکته در طرح راکتورهای بی که سوخت آنها Pu^{239} است پاراکتورهای بی که سوختی مقدار زیادی ^{238}U باشند در نظر گرفته شود. ولی Pu^{241} هرگز بطور مستقیم بعنوان سوخت در راکتورها بکار نرفته است و تاسیساتی که مخصوص تهیه این ایزوتوپ باشد وجود ندارد. درحقیقت بظن میرسد هزینه تولید Pu^{241} بیش از حدی باشد که بتوان آنرا بعنوان سوخت اصلی یک راکتور بکار بود. [

طی جنگ جهانی دوم ایزوتوپهای سنگین مربوط به تکنولوژی هسته‌ای بوسیله اعداد رمزی مشخص میشدند و این علامت‌گذاری امروزه نیز تا حدی رعایت میشود.

براساس این علامت‌گذاری هر انزوتوپ با یک عدد دورقمی مشخص می‌شود. رقم اول سمت چپ عدد اتعی منهای ۰ و میلشده ورقم دوم آخرین رقم عدد جرسی است* . به این ترتیب ^{230}Pu بسادگی با عدد ۲۰ و ^{239}Pu با عدد ۲۱ و ^{241}Pu با عدد ۲۳ به گونه کینده که ^{241}Pu عدد

۵۰۱ است نه

۳-۳ سطح مقطع هسته های قابل شکستن (قابل فیسیون):

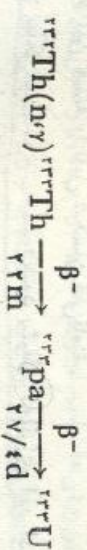
احتمال وقوع فیسپیون در اثر جذب نوترون بوسیله سطح مقطع فیسپیون σ_F بیان میشود و (همانطور که در مورد هر سطح مقطع دیگر نیز صادق است، σ_F تابع هسته هدف و انرژی نوترون تابشی هردو میباشد) برای هسته های شککنده σ_F در انرژی های خیلی کم بزرگ است (در مقیاس سطح مقطع ها) و تا ناحیه الکترون ولت که چند رزنانس مشاهده میشود، با افزایش انرژی به صورت

* بطور دقیق تر عدد در سری بصورت $10Z(\bmod 10) + A(\bmod 10)$ می باشد

که در آن Z و A بترتیب عدد اتنی و عدد جبری میباشد و عدد $X \pmod{10}$ یعنی کوچکترین عدد مثبتی که با کسور مکرر 10 از X باصمت میآید بعنوان مثال :

$$\gamma = \gamma_{92}(\text{mod } 10) = \gamma_{228}(\text{mod } 10) = \gamma_{27}(\text{mod } 10)$$

ايزوتوپ ^{232}Th را ميتوان با جذب نوترون در ^{233}Th بدست آورد. واکنش های مربوطه عبارتند از:

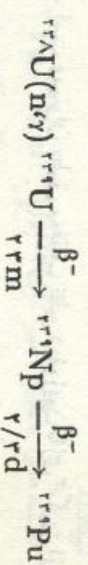


گرچه از نظر اصولی به توان^{۲۳۳} را به قدر زیاد بوسه و اکش بالا بدست آورد، تاکنون فقط مقدار کمی از این ایزوتوپ تولید شده است.

مداخل در ایالات متحده آمریکا تأسیسات وسیعی که مخصوص تهیه ^{232}U طرح شده باشند وجود ندارد و تا کنون ^{232}U برای سوخت راکتورهای هسته‌ای بکار نرفته است در هر حال بدایلی که در فصل چهارم بحث خواهد شد، ^{232}U آتیسه نسبتاً خوبی برای کاربرد بعنوان سوخت نوعی از راکتورهای پیشرفته دارد، و بدون شک این ایزوتوپ در آتیسه مورد توجه بیشتری قرار خواهد گرفت.

لازم به تذکر است که ایزوتوپ‌های نظیر ^{232}Th که خودشان شکافته نیستند (گرچه ممکن است قابل شکستن باشند) ولی می‌توان آنها را بعنوان ماده اولیه برای تهیه ایزوتوپ‌های شکافته بکار برد ^{۲۷} **پارو** نامیده می‌شوند. [

۷ μ P^{239} از طریق جذب نوترون در U^{238} طبق واکنش زیر تولید می‌شود:



پلوتونیم اولین بار در جنگ جهانی دوم برای مصروف در سلاح های انفجاری تولید شد و این
تولید حتی به میزان بیشتری از آن زمان تا کنون ادامه یافته است. ولی به چند دلیل زیر به مقدار
نسبتاً کم به عنوان سوخت راکتور بکار رفته است.

(۱) تولید ^{239}Pu خیلی گرانتر از تولید ^{235}U است. (۲) برای سوخت اغلب راکتورهای

که از زمان جنگ جهانی دوم تاکنون ساخته شده اند کمتر از 10^{30} رضایت بخش بوده است (به

$$\frac{2}{11}$$

علت بزرگی مقدار α آن. (رجوع شود به قسمت ۳ - ۳).

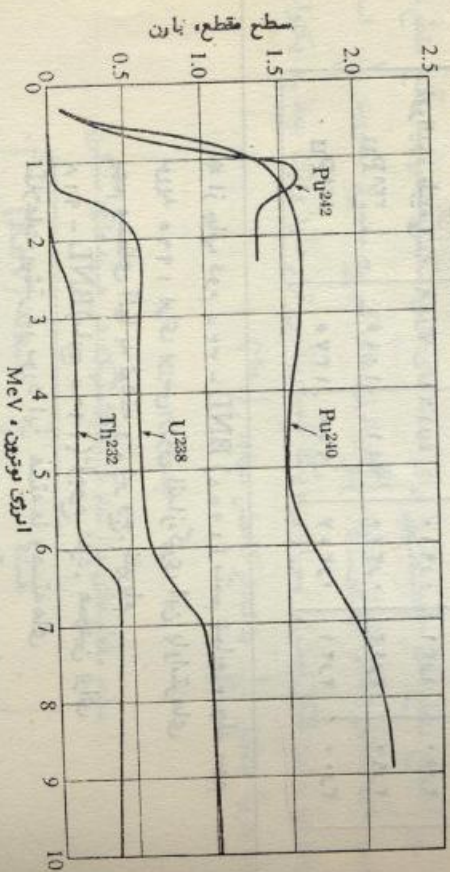
(۳) خواص فیزیکی و شیمیایی پلوتونیم کارکردن با آن را مشکل میکند. (۴) بعلت

تقاضای زیاد برنامه سلاح های نظامی، مقدار کم، پلوتونیم در دسترس بوده است.

با این وصف بظن میرسد^{۲۳۱} نیز مانند^{۲۳۲} برای برخی از راکتورهای پیشرفته سوخت خصل، بهتری باشد تا^{۲۳۳} و بدون شک در آینده مصروف این ایزوتوپ به ویژه افزایش خواهد بود.

$\frac{1}{v}$ کاهش میابد. در بیش از تقریباً ۱ KeV نمیتوان رزنانس ها را با روش های اندازه گیری فعلی از هم جدا کرد* و سطح مقطع نسبتاً یکنواخت میشود. شکل ۳-۳ که در آن ^{238}U نشان داده شده است این نوع رفتار را نمایش میدهد. [سطح مقطع فیسون هسته های نظیر ^{238}U که برای انجام فیسون به نوترون پرانرژی احتیاج دارند کمی متفاوت است. برای این هسته ها σ تالرنری آستانه فیسون صفر است و از آنجا بعد باز پادشدن انرژی سرعت افزایش میابد.]

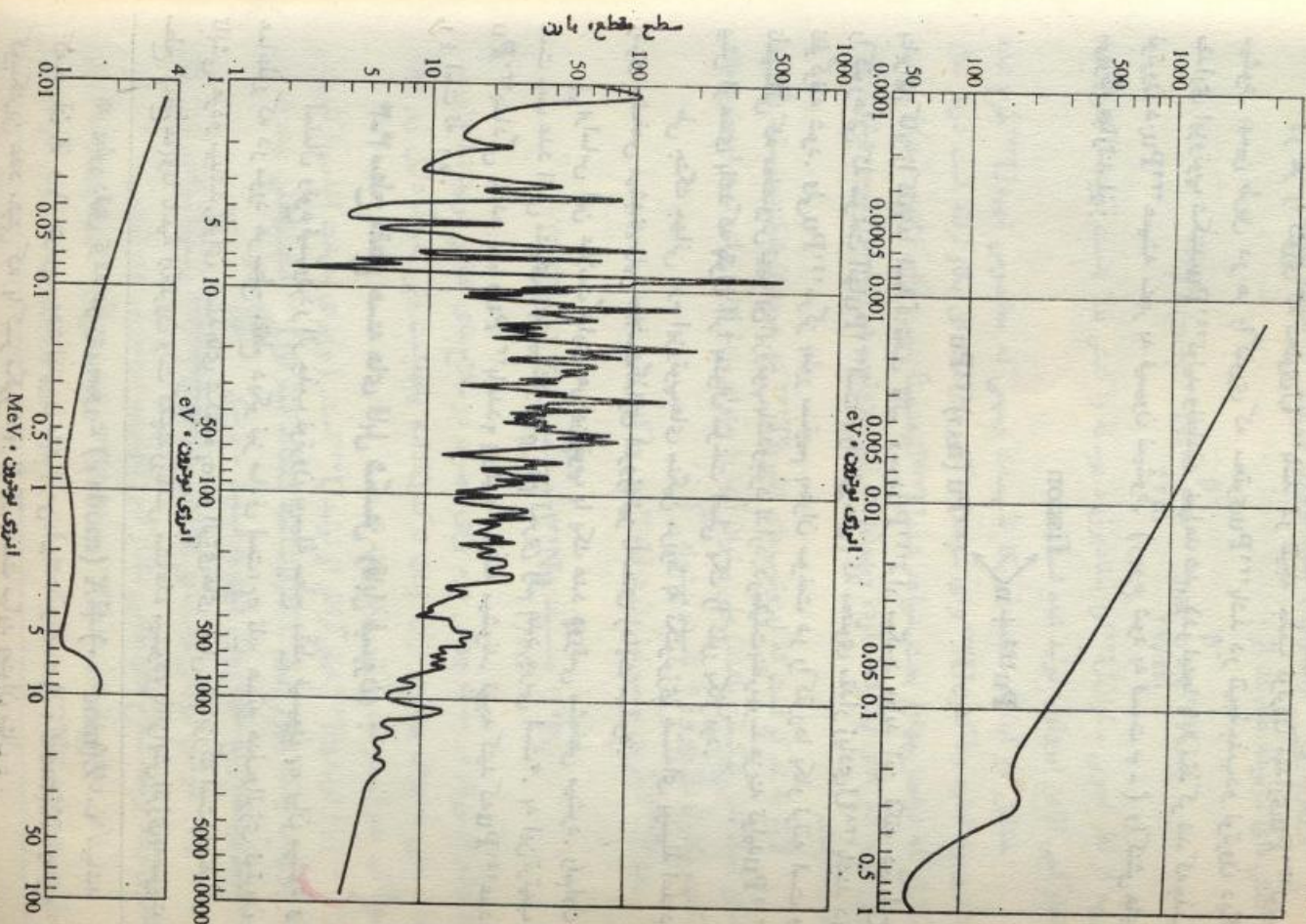
این مطلب در شکل ۳-۴ برای ^{238}U و چند هسته دیگر با زوج نشان داده شده است. (چون انرژی آستانه فیسون معمولاً بالاتر از ناحیه ای قرار دارد که رزنانس ها در آن قابل تفکیک میباشند، سطح مقطع های فیسون این هسته ها در همه جا تقریباً یکنواخت هستند.)



شکل ۴-۴ - سطح مقطع برای فیسون ^{238}U ، ^{238}Pu ، ^{240}Pu ، ^{242}Pu [چاپ دوم ۲۲۵ - BNL سال ۱۹۵۸]

بدلایی که در فصل ۸ بحث خواهد شد معمولاً سطح مقطع های کم انرژی را برای انرژی 0.025eV جدول بندی میکنند. این مقدار انرژی، انرژی حرارتی نامیده میشود، زیرا نوترون هایی که در دمای اتاق از نظر حرارتی با محیط اطراف در تعادل هستند تقریباً دارای این مقدار انرژی میباشند. سطح مقطع های مربوط به این انرژی را **سطح مقطع های حرارتی** نامند.

* هم پوششی، ترازها، یعنی چایی که پهای داپلر و فاصله ترازها تقریباً برابرند احتمالاً در حدود KeV. اتفاق می افتد.



شکل ۳-۳

ناحیه رزناس) سطح مقطع های الاستیک هسته های قابل شکستن تقریباً ثابت هستند، البته همانطور که در فصل گذشته گفته شد به استثنای سجاورت خیلی نزدیک رزناس ها. در انرژی های بیشتر یعنی بعد از ناحیه رزناس و با میتوان از روی اختلاف بین سطح مقطع های کل و سطح مقطع غیر الاستیک تخمین زد و در این ناحیه و با یکمواخت است.

۳۵۰ (در هیچیک از هسته های قابل شکستن * پراکندگی ناالاستیک نمیتواند قبل از ناحیه کیلو ولت (KeV) رخ دهد. آستانه ناالاستیک برای تعدادی از این هسته ها در جدول ۳-۳ داده شده است. سطح مقطع ناالاستیک تا انرژی ۲ MeV راسیتوان با روش زمان پرواز اندازه گرفت. سطح مقطع های تحریریک برای سه تراز اول ^{238}U در شکل ۳-۲ نشان داده شده اند. در انرژی های بالاتر میتوان به ربا کسر کردن سطح مقطع های واکنشهای ناالاستیک دیگر از σ_{ne} به دست آورد.

۳۵۰ { سطح مقطع های جذب پرتوزا برای هسته های قابل شکستن اصولاً با سطح مقطع های هسته های سنگین دیگر تفاوتی ندارند. } { کر انرژی های کم به معمولاً بصورت $\frac{1}{V}$ است (با تقریباً به این شکل است). پس از این، یک ناحیه رزناس قرار دارد و از آن بعد به یکمواخت شده تقریباً به شکل $\frac{1}{E}$ یا تندتر کاهش میابد. } ۳۵۰

جدول ۳-۲

سطح مقطع های پراکندگی ناالاستیک در هسته های سنگین

آستانه (KeV)	هسته
۴۰	^{233}U
۱۴	^{230}U
۴۴	^{238}U
۸	^{239}Pu

وقتی هسته شکننده ای یک نوترون جذب کند، هسته سرکبی تشکیل میشود که معمولاً میتواند به چند روش کاهش یابد. ولی در انرژی های کم، پراکندگی ناالاستیک نمیتواند اتفاق افتد، * لازم به تذکر است که در ^{230}U یک حالت تحریریک غیرعادی در ۳۳۷ eV بالاتر از حالت رزینیه وجود دارد ولی ظاهراً این تراز بوسیله نوترون های موج S تحریریک نشده است.

این مقادیر برای ^{238}U ، ^{230}U و اورانیوم طبیعی، ^{239}Pu و ^{241}Pu در دو ستون اول جدول ۳-۲ داده شده اند. اطلاعات بیشتری در مورد این هسته ها و هسته های دیگر در ضمیمه و منابع آخر کتاب یافت میشوند.

جدول ۲-۲

اطلاعات حرارتی * برای ^{238}U ، ^{230}U و اورانیوم طبیعی، ^{239}Pu ، ^{241}Pu

ν	η	α	σ_f barn	σ_a barn	
۲۵۰	۲۲۹	۰.۰۹۳	۵۲۵	۵۷۳	^{233}U
۲۴۴	۲۰۸	۰.۱۷۵	۵۷۷	۶۷۸	^{230}U
۲۵۰	۱۳۱	۰.۹۱۰	۴۱۶	۷۵۹	اورانیوم طبیعی
۲۹۰	۲۱۲	۰.۳۷۰	۷۴۱	۱۰۱۵	^{239}Pu
۲۰۰	۲۲۱	۰.۳۵۷	۹۵۰	۱۲۷۵	^{241}Pu

* از چاپ دوم ۳۲۵ - BNL (۱۹۵۸) منقسم شماره ۲ جلد سوم

نوریه ۱۹۶۵ برای بررسی روش اندازه گیری این پارامترهای مهم و خطای آنها به نوشته ر. شرفج. فلبرام

۹۱۸ - BNL (ماریج ۱۹۶۵) رجوع شود. همچنین برای

اطلاعات بیشتر در مورد این هسته ها و هسته های سنگین دیگر به جدول ۱-۳ در ضمیمه I رجوع شود.

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_{tr} + \sigma_{sc}$$

هسته های قابل شکستن به استثنای اینکه فیسون میگرد اصولاً با هسته های سنگین دیگر تفاوتی ندارند و با نوترون به روش های متعددی که در فصل گذشته بحث شد واکنش میکنند، ولی در مورد هسته های شکننده سطح مقطع های انرژی کم بوسیله سطح مقطع های فیسون و جذب پرتوزا مشخص میشود.

۳۵۰ { سطح مقطع پراکندگی ناالاستیک را نمیتوان در انرژی کم اندازه گرفت ولی تصور میشود ثابت باشد. از طرف دیگر برای هسته های قابل شکستن نظیر ^{238}U سطح مقطع فیسون در انرژی کم صفر است، و سطح مقطع های جذب کوچک هستند. در این حالت آسان تر میتوان سطح مقطع های پراکندگی ناالاستیک را تعیین کرد و نتیجه شده است که به واقعاً ثابت است. در

در انرژی‌های قابل توجه در تئوری راکتور امولا سطح مقطع واکنش‌های ذرات بار دار با هسته‌های قابل شکستن برابر صفر است، زیرا بطوری که در قسمت ۲-۱۲ گفته شد یک ذره باردار آزاد باید از مانع عظیم کولم عبور کند. تنها واکنش‌های دیگری که برای این هسته‌ها اهمیت دارند واکنش‌های (n, α) و (n, p) هستند. طبق آنچه در قسمت ۲-۳ بحث شد این واکنش‌ها از نوع آستانه‌ای میباشند و سطح مقطع آنها پس از آستانه سرعت‌ترقی می‌کند.

انرژی آستانه (n, α) و (n, p) برای تعدادی از هسته‌های مهمتر در جدول ۳-۴ داده شده است.

شکل ۲-۹ سطح مقطع‌های ^{238}U را برای واکنش‌های (n, α) و (n, p) نشان میدهد.

جدول ۳-۴

انرژی آستانه (بر حسب Mev) برای واکنش‌های (n, α) و (n, p) در هسته‌های سنگین

هسته	(n, α)	(n, p)
^{238}U	۰.۰۹	۱.۳۲
^{235}U	۰.۰۲	۱.۲۰
^{239}Pu	۰.۰۱	۱.۲۰

۳-۴- فرآورده‌های فیسون:

وقتی هسته‌ای شکسته شود تعدادی فرآورده تشکیل میشود که البته پاره‌های فیسون جزء این فرآورده‌ها هستند. ولی علاوه بر آن‌ها نوترون‌ها، اشعه β و نوترون‌های پادار همان لحظه شکسته شدن هسته ویا بعداً در نتیجه کاهش رادیواکتیو پاره‌های فیسون آزاد میشوند.

* اگر چه ذرات صحیح تراز است اشعه نیز مصطلح است و در متن انگلیسی کتاب این اصطلاح بکار برده شده است.

افعال ریز فیسونی چون زیر سبزه‌کون‌ها و β اشعه
اشعه α و نوترون ریز است $\rightarrow \beta$ اشعه

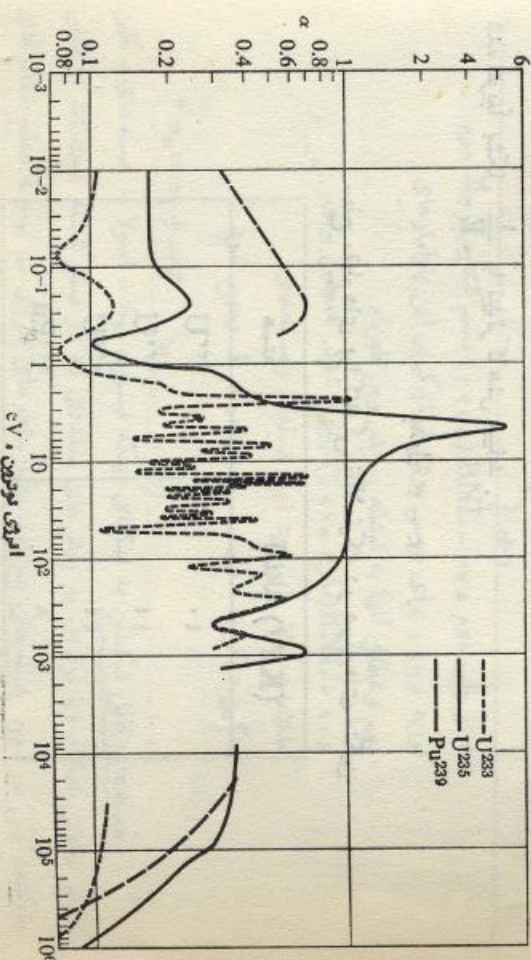
سطح مقطع الاستیک نسبتاً کوچک است و روش اساسی کاهش سیستم سرکبه فیسون و جذب پرتوهاست. معلوم شده است که احتمال نسبی وقوع این دو پدیده ثابت نیست، بلکه تابع انرژی نوترون^۱ برخوردی است.

این حالت بوسیله پارامتره بنام نسبت جذب به فیسون که تابع انرژی است و بصورت زیر تعریف می‌شود مشخص میگردد.

$$\alpha = \frac{\sigma_f}{\sigma_t} \quad (۲-۵)$$

احتمال نسبی اینکه هسته سرکبه از طریق فیسون کاهش یابد، بر حسب α برابر است با $\frac{1}{1+\alpha}$

و احتمال اینکه از طریق تابش پرتوگامای جذبی کاهش یابد $\frac{\alpha}{1+\alpha}$ سیانشد بنابراین بزرگی مقدار α به این معنی است که احتمال وقوع فیسون پس از جذب نوترون کم است و برعکس کوچکی مقدار α به معنی احتمال زیاد برای فیسون است. شکل ۳-۵ تغییرات α را بصورت تابعی از انرژی برای ^{238}U و ^{239}Pu نشان میدهد در فصل چهارم نشان داده خواهد شد که در طرح بعضی از راکتورها α ول مهمی پدیده دارد.



تغییرات α نسبت به انرژی ^{238}U ، ^{239}Pu ، منحنی مربوط به

^{239}Pu در ناحیه eV هموار شده است (از چاپ دوم ۳۲۰۰ BLN - سال ۱۹۵۸ با اضافه ضمیمه)

اثر نوترون‌های حرارتی و هم نوترون‌های ۱۴ میلیون الکترون ولتی نشان میدهد.

شکل ۳-۷ (ج) نشان دهنده درصد نسبی فرآورده‌های نسبی که از شکسته شدن ^{232}Th

و ^{238}U در اثر نوترون‌های آبی نتیجه میشود میباشد. (رجوع شود به قسمت بعد)

باید توجه شود که محور عمودی منحنی‌های فوق در مقیاس لگاریتمی رسم شده است و بنابراین توزیع فرآورده‌های فیسوم خیلی متقارن‌تر از آن است که ممکن است از یک نگاه سطحی به منحنی‌ها تصور شود. برای نمونه پاره‌های فیسوم مربوط به فیسوم ^{238}U متقارن $A=118$ و $A=236$ (ب) نشان داده شده است و وقتی انرژی نوترون تابشی افزایش یابد فیسوم در شکل ۳-۷ (ب) نشان داده شده است و وقتی انرژی نوترون تابشی افزایش یابد فیسوم متقارن‌تر میشود.

کاهش پاره‌های فیسوم :

وقتی پاره‌های فیسوم تشکیل میشوند بیش از حد لازم از نظر نوترونی غنی هستند، بدین معنی که بیش از آنچه که برای پایداری مناسب است دارای نوترون میباشند و بنابراین با تابش یک یا چند ذره β منفی کاهش می‌یابند. مثلاً ایزوتوپ ^{130}Te که بطور مستقیم از فیسوم تولید می‌شود طبق رنجیر زیر کاهش می‌یابد :



کاهش فرآورده‌های فیسوم در راکتورها بچند دلیل اهمیت دارد. اولاً انرژی آزاد شده بصورت پرتوهای β^- و اشعه γ ضمن کار راکتور سهم بزرگی در انرژی قابل دریافت از فیسوم بعهده دارد، زیرا قسمت عمده این اشعه نمیتواند از راکتور خارج شود. همچنین چون کاهش پاره‌های فیسوم پس از خاموش شدن راکتور نیز ادامه می‌یابد، انرژی حاصل از این کاهش، چشمه مداوم حرارتی را تشکیل میدهد که در بسیاری از راکتورها باید پس از خاموش شدن راکتور نیز آنرا خارج کرد. بالاخره پرتوهای همراه با کاهش فرآورده‌های فیسوم، بخصوص اشعه γ مخاطرات بیولوژیکی مهمی ایجاد میکنند و بسیاری از قسمتهای مختلف راکتور را حتی پس از خاموش شدن آن غیر قابل دسترس میسازد.

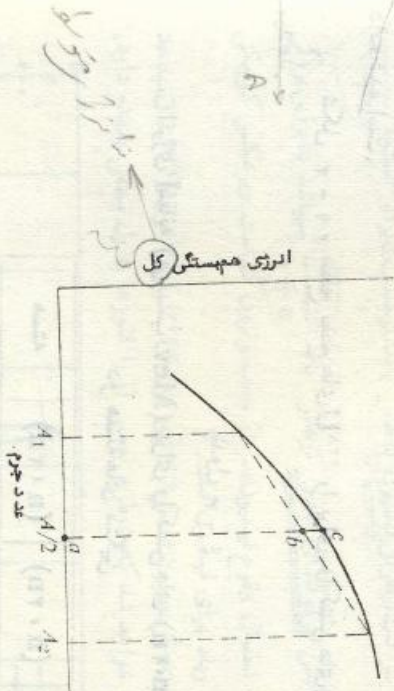
۱ - Prompt

* توجه شود که بازای هر فیسوم دوباره فیسوم وجود دارد و به این دلیل رقم

۲۰۰۰۰ بجای ۱۰۰۰۰۰ بکار رفته است

پاره‌های فیسوم و فیسوم غیر متقارن :

از فصل اول یاد داریم که انرژی همبستگی بازای هر نوکلئون همگانی که A بزرگتر از ۲۰ باشد تابعی است نزولی از A ، این نکته بدین معنی است که هر چه A بزرگتر شود A انرژی همبستگی کل هسته افزایش می‌یابد ولی میزان این افزایش خود رو به کاهش است. این مطلب در شکل ۳-۶ نمایش داده شده، که در آن انرژی همبستگی کل بصورت تابعی از A بزرگتر از ۲۰ نشان داده شده است.



ش ۳-۶ انرژی همبستگی کل هسته بر حسب A برای $A \geq 20$

اکنون فرض کنید هسته سنگینی بشکند، از شکل میتوان به آسانی دید که پایداریترین حالت هسته‌های نهایی یعنی دو پاره‌ای که انرژی همبستگی کل بیشتری دارند وقتی نتیجه میشود که هسته ما در به دو پاره مساوی تقسیم شود. اگرچنین نشود و دو پاره ناساوی A_1 و A_2 تولید شوند، انرژی همبستگی نهایی دوبرابر فاصله ab که در شکل مشخص شده است خواهد بود و روشن است که از انرژی همبستگی rac که در فیسوم متقارن بدست می‌آید کمتر است.

بنابر این تا اندازه‌ای تعجب‌آور است که می‌بینیم تقریباً همیشه فیسوم بشکل نامتقارن انجام می‌گیرد و در حقیقت فیسوم متقارن یک پدیده نسبتاً نادر است.

شکل ۳-۷ این موضوع را نشان میدهد، در این شکل میزان مشاهده شده فرآورده‌های فیسوم بصورت تابعی از عدد جرمی نشان داده شده است.

در این منحنی‌ها محور عمودی احتمال تولید یکفرآورده فیسوم با عدد جرمی مشخص را بر حسب درصد نشان میدهد. در شکل ۳-۷ (الف) درصد نسبی فرآورده‌های فیسوم حاصل از شکسته شدن ^{238}U و ^{239}Pu در نتیجه جذب نوترون‌های کند (نوترون‌های حرارتی) نشان داده شده است، شکل ۳-۷ (ب) درصد نسبی فرآورده‌های فیسوم را برای شکسته شدن ^{232}Th در

برای تخمین میزان انرژی آزاد شده از کاهش پاره‌های فیسون، عبارات متعددی داده شده‌اند. اگر $\beta(t)$ و $\gamma(t)$ بترتیب انرژی متوسط آزاد شده در هر ثانیه بصورت پرتوهای β و γ را نشان دهد، این کمیت‌ها t ثانیه پس از وقوع یک فیسون بطور تقریبی از روابط زیر بدست می‌آیند:

$$\beta(t) = 1.2 \times 10^{-12} \text{ MeV/Sec} \quad (1-2)$$

و:

$$\gamma(t) = 1.4 \times 10^{-12} \text{ MeV/Sec} \quad (2-3)$$

این فرمول‌ها از حدود $t = 10^{-6}$ ثانیه تا $t = 10^{-1}$ ثانیه صادق هستند، گرچه میتوان براساس اطلاعات مفصل آزمایشی عبارات دقیقتری برای کاهش فرآورده‌های فیسون نوشت معادلات (۳-۶) و (۳-۷) معمولاً برای اکثر مقاصد، با اندازه کافی دقیق هستند. باید توجه داشت که این فرمول‌ها فقط میزان آزاد شدن انرژی را سیدهند ولی توزیع انرژی مشخص نمیکند. گرچه پرتوهای β با اسپکتر پیوسته‌ای تابش می‌شوند، معمولاً فرض میشود که آنها تک انرژی بوده و دارای انرژی متوسط 0.4 MeV میباشند. تا حدود 250 ثانیه پس از فیسون پرتوهای گامای فرآورده‌های فیسون را می‌توان بوسیله اسپکتر:

$$N(E) \approx e^{-1/10 E} \quad (4-8)$$

نشان داد که در آن $N(E) dE$ تعداد پرتوهای گامای است که با انرژی بین E و $E+dE$ تابش شده‌اند و E بر حسب MeV است.

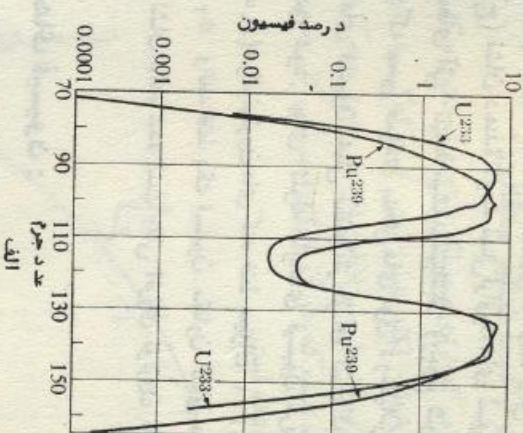
در بسیاری از محاسبات طرح و پیچیدگی دانستن مقدار انرژی آزاد شده از فرآورده‌های فیسون پس از خاموش شدن واکتوری که مدت معینی در قدرت بخصوص کار کرده است، ضروری است. در این حالت میتوان از معادلات (۳-۶) و (۳-۷) در طول مدت کار واکتور انتگرال گرفت و عبارت سفید* زیر بدست می‌آید:

$$P(t, T) = \text{Watt} (1-9) = 1.1 \times 10^{-11} [t^{2/3} - (t+T)^{2/3}] \text{ MeV/Sec}$$

در این معادله $P(t, T)$ قدرت کل آزاد شده (ثانیه MeV) بشکل پرتوهای β و γ از کاهش فرآورده‌های فیسون، در واکتوری است که مدت T ثانیه با قدرت یک وات کار کرده است و t ثانیه پیش خاموش شده است.

تابع $P(t, T)$ اغلب تابع بورست و پلر نامیده میشود.

* معادله (۳-۹) براساس 200 MeV انرژی قابل دریافت از هر فیسون بنا شده است (رجوع شود به قسمت ۳-۵)، برای سایر مقادیر انرژی قابل دریافت، ثابت این معادله کمی تغییر میکند.



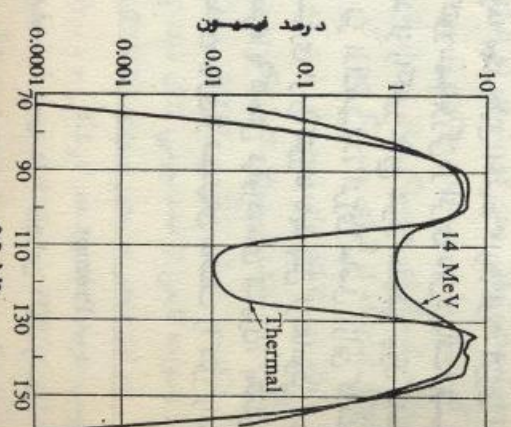
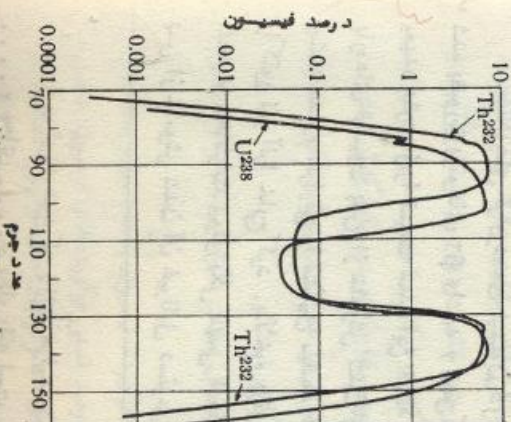
شکل ۷-۳ درصد محصولات فیسون (a) فیسون حرارتی ^{233}Pu ، ^{233}U ، ^{238}U

(b) فیسون حرارتی و فیسون حرارتی ^{235}U ، ^{238}U (چاپ دوباره با کسب

(c) فیسون بوسیله طیف آنی ^{232}Th ، ^{238}U (چاپ دوباره با کسب

اجازه از سین کاتکف. درصد محصولات فیسون در فیسون‌های ایجاد شده بوسیله نوترون، نوکلئوئیکس

(نویابر ۱۹۶۰) ۱۸-۱۱-۳۰۱



جدول ۲-۵

مقادیر ثابت ν_0 و σ برای معادله ۲-۱۰*

MeV	حدود انرژی	σ MeV ⁻¹	ν_0	ایزوتوپ
(E)	برای همه انرژی	۰.۱۶۴	۱۹۸۷	^{۲۳۲} Th
	$0 \leq E \leq 1$	۰.۰۷۵	۲۲۴۸	^{۲۳۲} U
	$E > 1$	۰.۱۳۱	۲۲۴۱	
	$0 \leq E \leq 1$	۰.۰۶۵	۲۲۴۳	^{۲۳۰} U
	$E > 1$	۰.۱۵۰	۲۲۳۵	
(E)	برای همه انرژی	۰.۱۶۰	۲۲۳۰	^{۲۳۸} U
	$0 \leq E \leq 1$	۰.۱۴۸	۲۲۸۷	^{۲۳۹} Pu
	$E > 1$	۰.۱۳۳	۲۲۹۱	

درصد از جنب نوترون‌های کند اتفاق می‌فتد. برای بیان این مطلب بهتر است پارامتری را معرفی کنیم که برابر است با (میانگین تعداد نوترون‌های آزاد شده در هر فیسون بازاری جذب هر نوترون در ماده شکستیم). این کمیت که با علامت η نشان داده می‌شود برابر است با حاصل ضرب ν در احتمال نسبی اینکه جذب نوترون منجر به فیسون شود، بنابر این:

$$\eta = \frac{\sigma_f}{\sigma_a} \quad (11-2)$$

در انرژی‌های کم $\sigma_a = \sigma_f + \sigma_{\gamma}$ بطوریکه

$$\eta = \frac{\nu}{1 + \alpha} \quad (12-2)$$

α در این رابطه همان است که در قسمت ۳-۳ تعریف شده است. باید توجه داشت که چون η و α هر دو تابع انرژی نوترون هستند، η نیز تابع انرژی است $\eta(E)$.

کمیت η برای مخلوطی از ایزوتوپ‌های شکستنده و غیر شکستنده نیز تعریف شده است، چنین مخلوطی سوخت نامیده می‌شود. در این حالت η میانگین تعداد نوترون‌های است که بازاری جذب هر نوترون در مخلوط تولید می‌شود. مثلاً اگر سوخت شامل ^{۲۳۵}U و ^{۲۳۸}U باشد (مانند اورانیوم طبیعی) η بوسیله رابطه زیر داده می‌شود.

* از روی فیزیک سنیتیک هسته‌ای توسط جی. آر. کپین^۱ اداپسون و سلی^۲، ردینگک ماساچوست^۳ ۱۹۶۵

۱ - G. R. Keppin

۲ - Addison, Wesley

۳ - Reading, Mass

نوترون‌های آبی:

یکی از مهمترین فرآورده‌های فیسون نوترون‌هایی هستند که در ضمن این واکنش تابش می‌شوند. اکثر این نوترون‌ها اصولاً بطور آبی یعنی طی حدود 10^{-11} تا ثانیه پس از وقوع فیسون تابش می‌شوند و نوترون‌های آبی نام دارند. تعداد بسیار کمی از نوترون‌ها مدتی پس از وقوع فیسون ظاهر می‌شوند و به نوترون‌های تأخیری مشهورند. نوترون‌های تأخیری بعداً در این قسمت بحث خواهند شد.

(تعداد نوترون‌های آبی تابش شده در فیسون از یک فیسون به فیسون دیگر تغییر میکند. مثلاً در برخی از فیسون‌ها هیچ نوترونی ظاهر نمی‌گردد. در حالیکه گاهی تا پنج نوترون تابش می‌شود. در هر صورت در محاسبات راکتورها فقط میانگین تعداد نوترون‌های آزاد شده بازاری هر فیسون مورد نیاز است و این کمیت با علامت ν مشخص می‌شود. طبق تعریف معمولی ν به نوترون‌های آبی و نوترون‌های تأخیری هر دو اشاره میکند و مقدار آن به ایزوتوپ فیسون کننده و انرژی نوترون برخوردی بستگی دارد. بخصوص از طریق آزمایش معلوم شده است که در فاصله‌های انرژی زیاد ν تقریباً بطور خطی با انرژی افزایش می‌یابد یعنی میتوان نوشت:

$$\nu(E) = \nu_0 + \alpha E \quad (10-2)$$

که در آن ν_0 و α ثابت‌هایی هستند که در جدول ۲-۵ داده شده و E انرژی نوترون برخوردی بر حسب MeV است. کمیت ν برای ^{۲۳۲}Th و ^{۲۳۸}U تقریباً انتخاب شده بود که اطلاعات مربوط به بعد از انرژی آستانه فیسون را برای این هسته‌ها تهیه کنند البته معادله ۲-۱۰ در انرژی‌های پایین‌تر از آستانه برای این هسته‌ها صادق نیست.

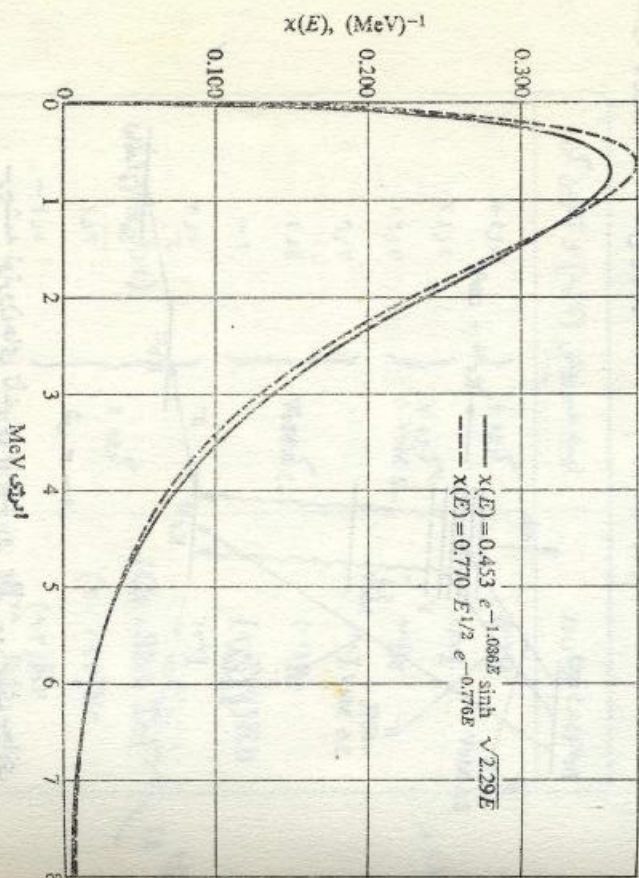
از روی جدول باید توجه نمود که از 1 MeV به بعد α^{-1} حدود 6 MeV است بطوری که در هر فیسون برای هر 6 MeV افزایش انرژی نوترون برخوردی یک نوترون بیشتر تابش می‌شود.

در قسمت قبل اشاره شد که جذب یک نوترون کم انرژی در هسته‌های شکستنده همیشه منجر به فیسون نمی‌شود. ممکن است قبل از اینکه هسته فیسون کند یک پروتون تابش شود و در این حالت نوترون صرفاً جذب شده است. مثلاً در مورد ^{۲۳۰}U جذب پروتون با انرژی 1.5 MeV است

* برای نشان دادن اینکه ν یک کمیت متوسط است اغلب با علامت $\bar{\nu}$ مشخص می‌شود این علامت گذاری نسبتاً مشکل‌تر بوده و در این کتاب بکار نخواهد رفت.

$$\bar{E} = \int_0^{\infty} Ex(E) dE = 1.98 \text{ MeV}$$

از طرف دیگر محتمل ترین انرژی نوترون، یعنی انرژی مربوط به ماکزیمم $x(E)$ بطوری که در شکل ۸-۳ نشان داده شده است فقط حدود 0.73 MeV میباشد



ش ۳-۸

طیف نوترون آبی که از معادله (۳-۱۴) و (۳-۱۵) محاسبه شده است

نوترونهای تأخیری :

گرچه کمتر از یک درصد از نوترونهای فسیون تأخیری هستند، بطوری که در فصل ۱۲ نشان داده خواهد شد این نوترونها در کار و کنترل راکتور یک سهمی بعهده دارند.

نوترونهای تأخیری از کاهش نوترونی هستههایی سرچشمه میگیرند که خود در نتیجه کاهش بعضی از پاره‌های فسیون با آزاد کردن β بدست میآیند بعنوان نمونه کاهش بتای ^{87}Br

* در متن انگلیسی کتاب برای این رقم 0.80 MeV داده شده است ولی رقم صحیح تر

آن 0.73 MeV است. ۲

$$\eta = \frac{\Sigma_f(20)}{\Sigma_a(20) + \Sigma_a(20)}$$

۱۳۰

$$\eta = \frac{\nu(20) \Sigma_f(20)}{\Sigma_a(20) + \Sigma_a(20)} \quad (13-2)$$

در این رابطه اعداد 20 و 28 بترتیب به ^{238}U و ^{235}U اشاره میکنند. (رجوع شود به قسمت ۳-۲).

نوترونهای فسیون آبی با توزیع پیوسته انرژی آزاد میشوند. این توزیع بوسیله تابع $x(E)$ بیان میشود که آن را طیف نوترون آبی نامند. این تابع طوری تعریف شده است که $x(E)dE$ تعداد نوترونهای آبی باشد که با انرژی E و $E+dE$ بازای هر نوترون فسیون آزاد میشوند، یعنی $x(E)$ طوری نرمالیزه شده است که :

$$\int_0^{\infty} x(E) dE = 1$$

طی سالهای گذشته عبارات متعددی برای بیان طیف نوترون آبی داده شده است، یک فرمول نسبتاً جدید عبارتست از :

$$x(E) = 0.403 e^{-1/2 E} \sinh \sqrt{2.29 E} \quad (14-3)$$

که در آن E بر حسب MeV میباشد. این تابع در شکل ۸-۳ نشان داده شده است. معمولاً تصور میرود که این طیف از انرژی نوترونی که موجب فسیون میشود مستقل است که چنین گریچه معادله ۳-۱۴ تا حد زیادی براساس اندازه گیریهای مربوط به ^{235}U بنا شده است، طیفهای نوترون آبی سایر هستههای قابل فسیون هم خیلی شبیه به این فرض میشوند.

عبارت دیگری برای $x(E)$ که تا حدی ساده تر است ولی اطلاعات مربوطه را با دقت کمتری میدهد چنین است.

$$x(E) = 0.770 \cdot E^{-1/2} e^{-0.776 E} \quad (15-2)$$

که در آن باز E بر حسب MeV است. معادله ۳-۱۵ نیز در شکل ۸-۳ رسم شده است. انرژی متوسط نوترونهای آبی را میتوان به روش معمولی با انتگرال گیری در طول طیف نوترون آبی بدست آورد، بشکل زیر :

جدول ۳-۶ دج شده‌اند. بطوری که در جدول نشان داده شده است میتوان پیش روها را برحسب نیمه عمرشان به سهولت به شش گروه تقسیم کرد.

جدول ۳-۶

پیشروهای نوترون‌های تأخیری. کمیت‌های مشکوک در پراثر نشان داده شده‌اند*

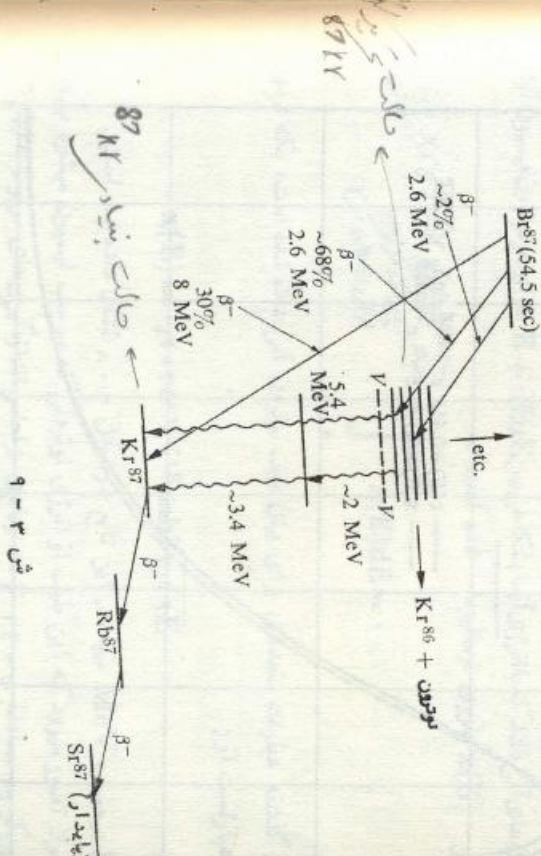
پیش رو	نیمه عمر پیش (ثانیه) و تعیین گروه
^{87}Br	گروه ۱
^{137}I	گروه ۲
^{86}Br	گروه ۲
^{138}I	گروه ۲
^{89}Br	گروه ۲
$^{92,94}\text{Rb}$	گروه ۲
^{131}I	گروه ۲
$^{90,92}\text{Br}$	گروه ۲
^{93}Kr	گروه ۲
$^{140}\text{I} + \text{Kr}?$	گروه ۲
$^{94}\text{Br}, \text{Rb}, \text{As} + ?$	گروه ۲

از شکل ۳-۷ بیاد خواهیم آورد که توزیع محصولات فیسون هم برهسته فیسون کننده بستگی دارد و هم تابع انرژی نوترونی است که موجب فیسون میشود. در نتیجه توزیع و پیشروهای نوترون‌های تأخیری و همچنین درسد نوترون‌های تأخیری و نیمه عمر متوسط هر گروه تابع هسته فیسون کننده و انرژی نوترون* میباشد.

* از فیزیک کینتیک هسته‌ای، نوشته ر. ج. کپلین. اديسون و سلیاردینگ
ماساچوست ۱۹۶۵.
** تا نسبتاً این اواخر تصور میشد که هر گروه تأخیری از یک و تنها یک پیشرو سر چشمه میگردد اگر چنین بود نیمه عمر هر گروه مشخصی برای همه هسته‌های قابل فیسون یکی بود.

که محصول فیسون است بطوری که در شکل ۳-۹ نشان داده شده یا به حالت بنیادی ^{87}Kr یا به حالات تحریک شده آن با انرژی حدود 4 MeV / ه متغی میشود. ولی ^{87}Kr دارای ۱۰ نوترون است یعنی درست یک نوترون بیش از عدد جادویی ۵۰ و انرژی همبستگی نوترون پنجاه و یکم خیلی کم بوده و 1 MeV / ه میباشد.

بنابراین ترازهای واقع در 4 MeV / ه میتوانند با آزاد کردن یک نوترون با انرژی جنبشی حدود 3 MeV / ه. کاهش یابند.



ش ۳-۹

سرچشمه نوترون‌های تأخیری از پیش رو ^{87}Br . انرژی مجازی ^{87}Kr بوسیله V - نشان داده شده است. ممکن است در انرژی‌های کم، ترازهای دیگری علاوه بر آنچه نشان داده شده است وجود داشته باشد.

چون نوترون طی زمانی آزاد میشود که نسبت به نیمه عمر ^{87}Br کوتاه است، بنظر میآید که با نیمه عمر 4 e ثانیه یعنی همان نیمه عمر ^{87}Br آزاد میشود. هسته‌هایی نظیر ^{87}Br که تولدشان در نتیجه فیسون ممکن است بالاخره منجر به آزاد شدن یک نوترون تأخیری شود، بنام پیشروهای نوترون تأخیری معروفند. در حال حاضر تصور می‌رود که در آزاد کردن نوترون‌های تأخیری تا بیست پیشرو و دخالت داشته‌گر چه تنها شش هفت‌تای آنها بطور مسلم شناخته شده‌اند. این پیشروها و نیمه عمرهای مربوط آنها در

نسبت موجودی نوترون‌های تأخیری و نیمه عمر متوسط آنها برای فیسیمون‌هایی که بوسیله نوترون‌های کم انرژی (حرارتی) در ^{231}Pu ، ^{232}U ، ^{233}U ایجاد شده باشند در جدول ۷-۳ داده شده است.

اطلاعات مشابه برای فیسیمون‌های ایجاد شده بوسیله یک طیف متصل نوترون مشابه طیف نوترون‌های آبی فیسیمون در جدول ۸-۳ درج شده است.

جدول ۳-۸

اطلاعات نوترون تأخیری برای کاهش فیسیمون در یک طیف * نوترون سریع.

^{232}Th				
گروه	نیمه عمر (ثانیه)	کاهش ثابت $\lambda_i (\text{Sec}^{-1})$	توزیع نوترون در هر فیسیمون	کسر β_i
۱	۵۶۰۳	۰.۰۱۲۴	۰.۵۱۶۹	۰.۰۰۰۱۹۰
۲	۲۰۷۵	۰.۰۳۳۴	۰.۰۰۷۴۴	۰.۰۰۳۰۴۵
۳	۲۷۴	۰.۱۲۱	۰.۰۰۷۱۹	۰.۰۰۳۱۴۷
۴	۲۱۶	۰.۳۲۱	۰.۰۲۲۱۲	۰.۰۰۹۰۵۴
۵	۵۷۱	۰.۲۱	۰.۰۰۸۵۳	۰.۰۰۳۴۹۲
۶	۲۱۱	۰.۲۲۹	۰.۰۰۲۱۳	۰.۰۰۰۸۷۳

جمع توزیع: 0.0496
جمع کسر تأخیری (β) : 0.0203

^{233}U				
گروه	نیمه عمر (ثانیه)	کاهش ثابت $\lambda_i (\text{Sec}^{-1})$	توزیع نوترون در هر فیسیمون	کسر β_i
۱	۵۵۱۱	۰.۰۱۲۱	۰.۰۰۰۶۰	۰.۰۰۰۲۲۴
۲	۲۰۷۴	۰.۰۳۳۴	۰.۰۰۱۹۲	۰.۰۰۰۷۱۲
۳	۲۳۰	۰.۱۳۱	۰.۰۰۱۵۹	۰.۰۰۰۵۹۰
۴	۲۲۹	۰.۳۰۲	۰.۰۰۲۲۲	۰.۰۰۰۸۲۴
۵	۵۴۶	۰.۲۷	۰.۰۰۰۵۱	۰.۰۰۰۱۹۰
۶	۲۲۱	۰.۲۱۳	۰.۰۰۰۱۶	۰.۰۰۰۰۶۰

جمع توزیع: 0.0070
جمع کسر تأخیری (β) : 0.0021

* براساس فیزیک کینتیک هسته‌ای نوشته ج. ر. کینن. ادمسون. ولسی، ردینک، ماساچوست ۱۹۱۵

^{233}U				
گروه	نیمه عمر (ثانیه)	کاهش ثابت $\lambda_i (\text{Sec}^{-1})$	توزیع نوترون در هر فیسیمون	کسر β_i
۱	۵۵۰۰	۰.۰۱۲۱	۰.۰۰۰۵۷	۰.۰۰۰۲۲۴
۲	۲۰۵۷	۰.۰۳۳۷	۰.۰۰۱۹۷	۰.۰۰۰۷۷۷
۳	۲۳۰	۰.۱۲۹	۰.۰۰۱۶۱	۰.۰۰۰۶۵۵
۴	۲۱۳	۰.۳۲۵	۰.۰۰۱۸۴	۰.۰۰۰۷۲۳
۵	۶۱۵	۰.۱۱۳	۰.۰۰۰۳۴	۰.۰۰۰۱۲۳
۶	۲۷۷	۰.۲۵۰	۰.۰۰۰۲۲	۰.۰۰۰۰۸۸

^{230}U				
گروه	نیمه عمر (ثانیه)	کاهش ثابت $\lambda_i (\text{Sec}^{-1})$	توزیع نوترون در هر فیسیمون	کسر β_i
۱	۵۵۷۲	۰.۰۱۲۴	۰.۰۰۰۵۲	۰.۰۰۰۲۱۵
۲	۲۲۷۲	۰.۰۳۰۵	۰.۰۰۳۴۶	۰.۰۰۱۴۲۴
۳	۲۲۲	۰.۱۱۱	۰.۰۰۳۱۰	۰.۰۰۱۲۷۴
۴	۲۳۰	۰.۳۰۱	۰.۰۰۶۲۴	۰.۰۰۴۵۶۸
۵	۶۱۰	۰.۱۱۴	۰.۰۰۱۸۲	۰.۰۰۰۷۴۸
۶	۲۳۰	۰.۲۰۱	۰.۰۰۰۶۱	۰.۰۰۰۲۷۳

^{231}Pu				
گروه	نیمه عمر (ثانیه)	کاهش ثابت $\lambda_i (\text{Sec}^{-1})$	توزیع نوترون در هر فیسیمون	کسر β_i
۱	۵۴۲۸	۰.۰۱۲۸	۰.۰۰۰۲۱	۰.۰۰۰۰۷۳
۲	۲۳۰۴	۰.۰۳۰۱	۰.۰۰۱۸۲	۰.۰۰۰۰۶۲۱
۳	۲۶۰	۰.۱۲۴	۰.۰۰۱۲۹	۰.۰۰۰۰۴۴۳
۴	۲۱۳	۰.۳۲۵	۰.۰۰۱۹۹	۰.۰۰۰۰۶۸۵
۵	۶۱۸	۰.۱۱۲	۰.۰۰۰۵۲	۰.۰۰۰۰۱۸۱
۶	۲۵۷	۰.۲۶۹	۰.۰۰۰۲۷	۰.۰۰۰۰۰۹۲

جمع توزیع: 0.0011
جمع کسر تأخیری (β) : 0.0021

الرژی قابل جبران MeV	الرژی آزاد شده MeV	شکل
۱۶۸	۱۶۸	پاره‌های فسیون کاهش تولید فسیون
۸	۸	اشعه β
۷	۷	ذرات γ
—	۱۲	نوترون‌ها
۷	۷	اشعه گامای سریع
۵	۵	نوترون‌های فسیون (الرژی سنتیتیک)
۳ - ۱۲	—	جذب اشعه γ
۱۹۸ - ۲۰۷	۲۰۷	جمع

دهد. بنابراین نتیجه میشود که (۱ - ۷) نوترون باقی مانده برای هر فسیون باید بصورت پارزیتی یعنی در یک واکنش غیر فسیونی در راکتور جذب شود.

هر جذب معمولاً منجر به یک یا چند پروتوگامای جذبی میشود که انرژی آن به انرژی همبستگی نوترون به هسته مرکب بستگی دارد. چون ۷ برای ^{235}U تقریباً $2/44$ است (مقدار دقیق آن به انرژی نوترونی که باعث فسیون میشود بستگی دارد) نتیجه میشود که بسته به نوع مواد موجود در راکتور بازای هر فسیون بین ۳ تا 3MeV پروتوگامای جذبی تولید میشود البته تمام این انرژی قابل دریافت است.

انرژی کل و انرژی قابل دریافت برای فسیون ^{235}U در جدول ۳ - ۱۰ خلاصه شده است. ملاحظه خواهد شد که انرژی پروتوگامای جذبی تا حدودی انرژی تلف شده توسط نوترون‌ها را جبران میکند. انرژی قابل دریافت برای ^{235}U تقریباً $2/4$ کمتر و برای ^{239}Pu حدود $1/4$ بیشتر است.

۳-۶. قدرت راکتور، مصرف سوخت و سوختن آن

راکتوری را در نظر بگیرید که در قدرت P مگاوات (MW) کار میکند. اگر قدرت قابل دریافت از هر فسیون $E_{\text{R}} \text{MeV}$ باشد تعداد کل فسیون‌هایی که در هر ثانیه در تسمای راکتور بوقوع می‌پیوندد عبارتست از:

یعنی معادله ۳ - ۸ نشان داد تصور می‌شود طیف پروتوگامای آبی برای تمام هسته‌های قابل فسیون یکسان یا تقریباً یکسان باشد.

۳-۵-آزاد شدن انرژی از فسیون:

در صحبت از انرژی فسیون تمایز بین کل انرژی آزاد شده در این پدیده و انرژی قابل دریافت در راکتور که برای تولید گرما در دسترس است حائز اهمیت میباشد. بطور کلی انرژی قابل دریافت و انرژی کل متفاوتند. برای توضیح مطلب وقوع فسیون در ^{235}U را در نظر بگیرید. بیشتر انرژی فسیون یعنی حدود 168 MeV بصورت انرژی جنبشی پاره‌های فسیون ظاهر میشود. پاره‌های فسیون با انرژی زیاد خود از پوسته‌های الکترونی هسته فسیون کتنده عبور نموده و بصورت ذرات خیلی باردار وارد ماده احاطه کتنده میشوند. نظیر هر ذره باردار که از ماده عبور کند بزودی بحال سکون در میانند و انرژی آنها در فاصله‌ای کمتر از 10^{-3} سانتیمتر از محل وقوع فسیون ذخیره میشود. به این ترتیب هیچ مقدار از این انرژی از راکتور خارج نمیشود و انرژی پاره‌های فسیون کاملاً قابل دریافت است.

وقتی این پاره‌های فسیون کاهش می‌یابند، حدود 8 MeV بصورت ذرات β, γ شکل پروتوگامای 2 و 168 MeV بصورت نوترون‌ها تابش میکنند. ذرات β چون باردار هستند فقط فاصله کمی در راکتور طی میکنند و بنابراین انرژی آنها قابل دریافت است. انرژی و برتوهای γ نیز قابل دریافت است زیرا تقریباً تمام راکتورها طوری طرح میشوند که مقدار نسبتاً کمی پروتوگامای بتوانند از آنها خارج شود.

نوترون‌ها برعکس از بزرگترین راکتورها نیز بدون انجام واکنش خارج میشوند و انرژی آنها بدون استفاده از دست می‌روند. در حدود $2/4$ از انرژی قابل دریافت فسیون تمام راکتورها بدین طریق تلف میشوند.

کل انرژی پروتوگامای آبی 7 MeV است، این انرژی نیز قابل دریافت است زیرا باز مقدار نسبتاً کمی از پروتوگامای گاما از راکتور خارج میشود.

انرژی سنتیتیک کل نوترون‌های آبی فسیون حدود 7 MeV است و این انرژی قابل دریافت است زیرا تعداد خیلی کمی نوترون می‌توانند از اغلب راکتورها خارج شود چون این نوترون‌ها در داخل راکتور باقی میمانند. بالاخره بوسیله هسته‌های موجود در سیستم جذب میشوند.

در فصل بعد نشان داده خواهد شد که از 7 نوترونی که برای هر فسیون تابش میشود باید یکی جذب هسته قابل فسیون شود و ایجاد فسیون دیگری کند تا راکتور بکار خود ادامه

1 - Radiation damage

* کیتته سوخت‌های دمای زیاد از کمپسیون انرژی آمریکا انتخاب واحد
فیسیمون را پیشنهاد نموده است ولی این واحد چندان بکار نمی‌رود.

۸-۳ - طیف نوترون آتی فیسون اغلب با تابع:

$$x(E) = Ce^{-aE} \sinh(bE)$$

نمایش داده میشود که در آن C ، a ، b ثابت هستند.

(الف) اگر تابع $x(E)$ نسبت به یک نوترون نرمالیزه شده باشد، یعنی اگر:

$$\int_0^{\infty} x(E) dE = 1$$

باشد.

نشان دهید که ثابت C از رابطه زیر بدست میآید.

$$C = \sqrt{\frac{a^2}{\pi b}} \exp\left(-\frac{b}{4a}\right)$$

(ب) یک عبارت غیر جبری برای محتمل ترین انرژی نوترون بدست آورید.

(پ) نشان دهید که انرژی متوسط $\bar{E}$ از رابطه زیر بدست میآید.

$$\bar{E} = \frac{2}{\pi a} + \frac{b}{4a^2}$$

۳-۹ - پارامتر η رادر انرژی 0.205 eV برای اورانیوم غنی شده ^{235}U محاسبه نموده

و صورت تابعی از میزان غنی شدگی آن (اتم درصد ^{235}U) محاسبه و رسم کنید

۳-۱۰ - گرچه در انرژیهای خیلی کمتر نیز فیسون مشاهده میشود، انرژی آستانه

فیسون برای ^{238}U اغلب 1.4 MeV فرض میشود؛ زیرا سطح فیسون در انرژیهای کمتر از این

کوچک است. با استفاده از این آستانه چه کسری از نوترونهای آتی فیسون قادرند موجب

$$\int_{1.4}^{\infty} x(E) dE$$

فیسون در ^{238}U شوند.

۳-۱۱ - نیروگاه یک زبرد ریاضی هسته‌ای در سرعت گشتی ۲۰ نات (میل در ساعت

$1/10 =$ یک نات) ۲۵۰۰۰ قوه اسب روی محور تولید میکند. با فرض اینکه بازده کلی

نیروگاه ۲۵ درصد باشد در یک گردش ۴۰۰۰۰ میلی بدور دنیا با این سرعت چه مقدار سوخت

(^{235}U) مصرف خواهد شد.

مسائل:

[توجه، در مسائل زیر هر کجا لازم باشد سطح مقطع را در 0.205 eV محاسبه کنید و

انرژی قابل دریافت از فیسون را 200 MeV فرض کنید.]

۳-۱ - انرژی کولمب بین پاره‌های فیسون چگونه به میزان نامتقارن بودن فیسون

بستگی دارد؟ به خصوص آیا با افزایش نامتقارن بودن فیسون E_q کاهش میابد یا افزایش؟

۳-۲ - اگر کمیت Q برای فیسون ^{238}B تقریباً 2.0 MeV باشد، انرژی بحرانی برای

فیسون این هسته را برآورد کنید.

۳-۳ - تابع بورست - ویلر (معادله ۳-۹) را بدست آورید.

۳-۴ - در یک سانحه بد تمام محصولات فیسون از راکتوری که مدت یکسال در

قدرت ۱۰۰ مگاوات کار میکرده است آزاد میشود. گروه نجاتی که یک روز پس از وقوع سانحه

بمحل میرسد اکتیویته محصولات فیسون را تقریباً معادل انفجار چه اندازه سلاح هسته‌ای

میباید؟

کدام اکتیویته سریع تر کاهش خواهد یافت اکتیویته حاصل از بمب پاراکتور؟

[یادآوری: انرژی حاصل از سلاح‌های هسته‌ای برحسب کیلو تن اندازه‌گیری میشود

که مساوی است با $20 \text{ MeV} \times 10^3 / 2 =$ یک کیلو تن]

۳-۵ - راکتور آموزشی کوچکی برای مدت دوسال بطور متوسط دوساعت در روز در

قدرت ۱۰۰۰ وات کار کرده است و سپس خاموش میشود. اگر انرژی متوسط پرتوهای γ و β

محصولات فیسون تقریباً 0.7 MeV و 0.4 MeV فرض شود، اکتیویته کل سوخت یکسال پس از

خاموش کردن راکتور چقدر است؟

۳-۶ - ریزش‌های رادیواکتیو (اکثر ذرات گرد و غبار و قطره‌های آب که محصولات

فیسون به آنها چسبیده‌اند) در زمان t_d پس از انفجار یک سلاح هسته‌ای در محلی فروسی نشینند،

میزان دزده اولیه پرتوها (که متناسب است با اکتیویته محصولات فیسون) R_0 میباشد. نشان

دهید که دز کلی که در این ناحیه دریافت خواهد شد $R_0 t_d$ میباشد.

۳-۷ - با استفاده از معادله ۳-۸ انرژی متوسط پرتوهای گامای محصولات فیسون

را بیابید.

* در متن انگلیسی کتاب بجای میزان دز اولیه Initial - dose - انتباهاً دز اولیه

Initial - dose نوشته شده.

در فاصل قبل نشان داده شد که وقتی هسته‌ای فیسوم می‌کند بطور متوسط بیش از یک نوترون آزاد می‌شود. در محیط مناسبی از مواد قابل شکست، این نوترون‌های حاصل از فیسوم قادرند موجب فیسوم‌های دیگر و آزاد شدن نوترون‌های بیشتر شوند.

ع-۱- ضریب تکثیر

«ضریب تکثیر به این نحو بیان میشود که عبارتست از نسبت تعداد فیسیون‌ها در هر نسل پتعداد فیسیون‌ها در نسل بلافاصله قبل از آن». وقتی ضریب عیناً برابر یک باشد تعداد فیسیون‌ها در نسل‌های متوالی ثابت است و یکد واکش زنجیری که در سیستم شروع شده باشد بهیزان ثابتی ادامه خواهد یافت.

$$W = \nu_j \times \nu_i \cdot \beta_{MWD} / T$$

که در این رابطه β کسر مصرف شده اتم طلاست.

$$\frac{1.5}{1} \times \frac{1 \text{ MW}}{1.249 \text{ g}^{235}} \times \frac{1 \text{ yr}}{1 \text{ T}} \times \frac{1 \text{ T}}{10^{12} \text{ yr}} = 0.8 \times 10^5 \beta$$

3

یک سیستم بحرانی بدست آمد. همچنین میتوان با تغییر ترکیب یک سیستم با شکل و اندازه مشخص به حالت بحرانی رسید. برای مثال تانک بزرگی از آب با ابعاد مشخصی را در نظر بگیرید. اگر در ابتدا ماده قابل شکستی در تانک نباشد، پیداست که واکنش زنجیری وجود نخواهد داشت. وقتی سوخت مثلاً بشکل قابل حلی از ^{235}U به آب تانک افزوده شود فیسون شروع به صورت گرفتن میکند. در این سیستم نوترون های فیسون در محیطی از تقریباً آب خالص تولید میشوند و در نتیجه برخورد با آب برودی و بسوخت تا انرژی های حرارتی کند میشوند. این نوترون های حرارتی شده در سیستم باقی میماند تا اینکه بوسیله آب یا سوخت جذب شوند، و تعداد نسبتاً کمی نوترون از تانک بیخارج نشد می کنند زیرا تانک را خیلی بزرگ فرض کرده ایم. اگر فقط مقدار کمی سوخت در تانک موجود باشد، اغلب نوترون ها بوسیله آب جذب شده و تعداد نسبتاً کمی بوسیله سوخت جذب میشوند. در این حالت تعادل نوترون لازم برای واکنش زنجیری خود به خود بدست نیامده و سیستم زیر بحرانی باقی میماند. ولی همانطور که سوخت افزوده میشود، نسبت نوترون هایی که جذب میشود افزایش یافته و بالاخره در یک غفلت مشخص سوخت سیستم بحرانی خواهد شد.

۴-۳- تبدیل وازایش :

نظریه غیر قابل اجتناب بودن تلفات نوترون از طریق جذب وشت روشن است که باید η یعنی نوترون های آزاد شده بازای جذب هر نوترون در هسته شکننده یا قابل شکستن، بزرگتر از یک باشد تا حالت بحرانی رخ دهد. حقیقتاً در عمل η برای ^{235}U و ^{239}Pu و همچنین برای اورانیوم طبیعی η بمقدار قابل ملاحظه ای از یک بزرگتر است. این سؤال بالا فاصله پیش میاید که آیا میتوان نوترون هایی را که اضافه بر تعداد لازم برای ادامه واکنش زنجیری موجود هستند سودمندانه بکار برد؟

گذشته از کاربردهایی نظیر تهیه ایزوتوپ های رادیو اکتیو برای پژوهش میتوان از نوترون های اضافی همچنین برای تهیه ایزوتوپ های شکننده از مواد بارور استفاده کرد، عملی که تبدیل نامیده میشود. برای مثال همانطور که در قسمت ۳-۲ بحث شد میتوان ایزوتوپ شکننده ^{238}Pu را که در طبیعت یافت نمیشود با جذب تعدادی از نوترون های اضافی فیسون بوسیله ^{238}U تهیه کرد.

بدین طریق ^{238}U که تنها در انرژی های زیاد فیسون میکند و لذا در اغلب راکتورها ارزش کمی دارد به ایزوتوپ شکننده مهم ^{239}Pu تبدیل میشود. راکتورهای که مخصوصاً برای تبدیل سواد بارور ساخته میشوند مبدل^۱ ها نامیده میشوند.

چنین سیستمی را بحرانی^۱ گویند. اگر ضریب تکثیر بیش از یک باشد تعداد فیسون ها در نسل های متوالی افزایش مییابد. در چنین حالتی واکنش زنجیری توسعه مییابد و سیستم را فوق بحرانی^۲ گویند. بالاخره اگر ضریب تکثیر کوچکتر از یک باشد، واکنش زنجیری بهر طریق از بین میرود و سیستم زیر بحرانی^۳ نامیده میشود.

۴-۲- تعادل نوترون و شرایط بحرانی :

برای اینکه در یک راکتور واکنش زنجیری خود مداومی داشته باشیم باید بین میزان تولید نوترون در سیستم و میزان ناپدید شدن آنها تعادل دقیقی برقرار شود.

نوترون ها بدو طریق ناپدید میشوند، آنها یا از سطح خارجی راکتور هشت میکنند یا در داخل آن جذب میشوند. میزان جذب وشت نوترون ها به ابعاد و ترکیب سیستم بستگی دارد. برای نمونه راکتوری را در نظر بگیرید که از یک کره برهنه ^{235}U خالص تشکیل شده باشد.

این نوع سیستم (به دلایل روشن) بعنوان راکتور گدایو^۴ مشهور است.

اگر این کره خیلی کوچک باشد، اغلب نوترون های فیسون بالا فاصله از سیستم فرار میکنند و تعداد کمی فیسون انجام میشود که برای ادامه واکنش زنجیری کافی نیست. ولی میتوان با افزایش شعاع کره نسبت نوترون هایی را که از سیستم هشت میکنند کاهش داد. وقتی شعاع کره نسبت به پوش آزاد متوسط نوترون بزرگ میشود، هشت نوترون در نواحی مجاور سطح کره اتفاق می افتد و حال آنکه واکنش های مولد فیسون در سراسر داخل کره انجام میگیرند. بنابر این وقتی شعاع کره بزرگ میشود، هشت نوترون به نسبت $1/4$ افزایش مییابد در حالی که میزان وقوع فیسون به نسبت $1/2$ افزوده میشود. پس نسبت هشت نوترون به تولید به نسبت $1/4$ کم میشود، و در یک شعاع بخصوص R_c تعداد نوترون هایی که در

راکتور تولید میشوند درست برای جبران نوترون هایی که بصورت هشت و جذب از دست میروند کافی است. اگر یک واکنش زنجیری در کره ای به این اندازه شروع شود، به میزان ثابتی ادامه خواهد یافت، بعبارت دیگر سیستم بحرانی است. شعاع R_c به شعاع بحرانی^۵ معروف است و مقدار سوخت لازم را جرم بحرانی گویند. برای ^{235}U خالص R_c در حدود $7/8$ سانتیمتر بوده و جرم بحرانی^۶ 0.2 کیلوگرم است. در مثال قبل از تغییر اندازه سیستمی با ترکیب مشخص

* در متن انگلیسی کتاب جرم بحرانی اشتباهاً 0.2 کیلوگرم ذکر شده که بدینوسیله تصحیح میشود.

۱ - Critical

۲ - Supercritical

۳ - Godiva

۴ - Subcritical

۵ - Meanfree path

۶ - Critical radius

سوخت تولید شده است، افزایش حاصل در اتم های سوخت یعنی C بسادگی برابر است با $1 - C$ چون برای انجام عمل تبدیل تنها لازم است که η بزرگتر از یک باشد. ساختن راکتورهایی که حداقل تاحدی بصورت تبدیل کننده کار میکنند مطلب نسبتاً ساده ای است. مسأله ساختن راکتورهایی که زایش میکنند خیلی مشکل تر است زیرا در اینحالت باید η قدری بزرگتر از ۲ باشد. دلیل این امر آن است که برای ادامه واکنش زنجیری باید بطور متوسط حداقل یک نوترون در سوخت جذب شود تا ایجاد فیسیون دیگری بنماید و همراه با آن برای اینکه راکتور زایش کند باید بیش از یک نوترون در ماده باور جذب شود.

جدول ۲-۳ مقادیر حرارتی η را یعنی برای انرژی نوترون 0.025 eV ، بدست میدهد.

راکتورهایی که در آنها اغلب فیسیون ها بوسیله نوترون هایی با انرژی حدود این مقدار یعنی از 0.025 eV تا 0.05 eV انجام میگردد به راکتورهای حرارتی مشهورند. از جدول ۲-۳ بدست می آید که اگر سوخت یک راکتور حرارتی اورانیوم طبیعی باشد این راکتور نمیتواند زایش کند زیرا η برای این ماده فقط $1.1/3$ است. زایش در راکتورهایی که سوخت آنها ^{235}U یا ^{239}Pu باشد نیز احتمالاً عملی نیست، گرچه η برای هردوی این ایزوتوپ ها کمی بزرگتر از ۲ است، برای هیچیک از آنها بعد کافی بزرگ نیست تا نشئت و جذب پارازی نوترون را که بطور غیر قابل اجتناب در همه راکتورها تاحدی اتفاق می افتد جبران کند. ولی با ^{238}U وضع، تا بعد قابل ملاحظه ای بهتر است زیرا η برای این ایزوتوپ تقریباً $2/3$ است. گرچه تاکنون راکتوری ساخته نشده است که سوخت آن ^{238}U باشد، عموماً باور میشود که میتوان این نوع راکتور حرارتی را که زایش کند بطور موفقیت آمیز ساخت. گرچه راکتورهای حرارتی که سوخت آنها ^{235}U یا ^{239}Pu باشد احتمالاً نمیتواند زایش کنند، میتوان بشرطی که انرژی نوترون هایی که باعث فیسیون میشوند، با اندازه کافی زیاد باشد، حداقل با ^{239}Pu ایجاد زایش کرد. از فصل ۳ بیاد داریم که گرچه ۷ یعنی میانگین تعداد نوترون هایی که در هر فیسیون آزاد میشوند، خیلی به اهمیتگی با انرژی نوترون تابشی تغییر میکنند، نسبت جذب به

* پیداست که اگر سوخت یک راکتور حرارتی اورانیوم طبیعی باشد این راکتور نمیتواند زایش کند زیرا η برای این ماده فقط $1.1/3$ است که در متن انگلیسی کتاب نقل شده صحیح نیست و باید حذف شود. علت اینکه زایش حرارتی با اورانیوم طبیعی ممکن نیست این است که مقدار حرارتی η برای ^{238}U خیلی نزدیک به ۲ است. مقدار η برای اورانیوم طبیعی هیچگونه ربطی به این مطلب ندارد زیرا وجود ماده باور ^{238}U در این سوخت است که منجر بکوچکتر از ۲ بودن مقدار η میشود. م

مثلاً راکتورهای عظیم گرافیت و اورانیوم طبیعی که در زمان جنگ جهانی دوم وبعد از آن در هانفورد^۱، واشنگتن ساخته شده بودند بصورت مبدل هایی برای تهیه ^{239}Pu کار میکنند، عمل تبدیل از نظر کمی بوسیله نسبت تبدیل ۲ و گاهی بطور خیلی تقریبی بوسیله نسبت زایش ۲ بیان میشود. این کمیت که با علامت اختصاصی C نشان داده میشود عبارتست از میانگین تعداد اتمهای شکندهای که در راکتور بازای مصرف یک اتم سوخت در اثر جذب یا فیسیون در راکتور تولید میشود. اگر ایزوتوپ جدیدی که به این شکل تولید میشود همان باشد که بعنوان سوخت در راکتور اتمی بکار رفته است، مصرف N اتم از سوخت اصلی منجر به تبدیل NC اتم از ایزوتوپ باور میگردد. از طرف دیگر اگر ایزوتوپ جدید همان باشد که بعنوان سوخت در راکتور بکار رفته است حالت نسبتاً پیچیده تری است زیرا تمایز بین سوخت جدید و قدیم امکان پذیر نیست. در این حالت میتوان نشان داد (مطابق مسئله ۴-۴) که وقتی N اتم از سوخت اصلی مصرف شود جملاً $NC - C$ اتم از اتم های باور تبدیل

میشود بشرطی که C کوچکتر از واحد باشد. وقتی C برابر یک باشد بازای مصرف هراتم سوخت یک اتم شکنده جدید تولید میشود، و در این حالت میتوان بدون افزایش سوخت جدید به سیستم بطور نامحدود ماده باور را تبدیل کرد. ولی مهم ترین حالت هنگامی است که C بزرگتر از یک باشد. در این حالت تولید سوخت در سیستم بیش از مصرف آن است و گفته میشود که راکتور زایش * می کند. میزان زایش در یک راکتور را با بهره زایش η اندازه میگیرند. این بهره برابر است با تعداد اخلاقی هسته های شکندهای که در قابل مصرف هراتم سوخت در این سیستم، بدست میآید. چون C تعداد کل اتم های شکندهای است که بازای مصرف هراتم

* باید توجه داشت که اخیراً کلمه زایش بسادگی برای بیان حالتی بکار میرود که

در آن، سوخت بیش از آنچه که مصرف میشود تولید گردد، خواه سوخت جدید همان ایزوتوپ سوخت قدیم باشد یا نباشد راکتوری که سوخت آن ^{238}U است و ^{238}U را به ^{239}Pu تبدیل میکند گویند زایش میکند بشرطی که در آن تولید ^{239}Pu بیش از مصرف ^{238}U باشد ولی زایش برای هسته های نظیر ^{238}U که نمیتوان آنرا از مواد باور تولید کرد نسبتاً بی اهمیت است زیرا ^{238}U فقط یکبار قابل استفاده است. بنابر این سؤال مهم همیشه این است که آیا میتوان وجود ایزوتوپ های قابل زایش نظیر ^{238}U و ^{239}Pu را بعنوان سوخت در راکتورهایی که زایش میکنند بکار برد؟

۱- Hanford

۲- Conversion ratio

۳- breeding ratio

۴-۴ انواع راکتورهای هسته‌ای

بنظر طبعی‌بندهی راکتورهای هسته‌ای برحسب میانگین انرژی نوترون‌هایی که باعث قسمت عمدهٔ فیسئون‌ها در سیستم میشوند بدسه نوع تقسیم میگردد. این سه دسته‌بندی عبارتند از راکتورهای حرارتی^۱، که در آنها بیشتر فیسئون‌ها توسط نوترون‌هایی انجام میشود که با سایر اتم‌های موجود در سیستم در حال تعادل حرارتی هستند و انرژی آنها در حدود ۰.۳۴۷ است^۲، راکتورهای متوسط^۳، که در آنها نوترون‌هایی که انرژیشان بین کمی بیش از انرژی حرارتی تا تقریباً ۱۰ KeV است باعث فیسئون میشوند و راکتورهای تند^۴ (سریع) که در آنها فیسئون اساساً توسط نوترون‌هایی با انرژی حدود ۱۰ KeV و بیشتر انجام میگردد

راکتورهای حرارتی:

تقریباً تمام راکتورهایی که تا کنون ساخته شده‌اند از نوع حرارتی هستند. علت اصلی این عمومیت این است که بحرانی کردن این نوع راکتورها از همه آسان‌تر بوده باین معنی که مقدار ماده قابل شکستن لازم برای این راکتورها خیلی کمتر از مقدار لازم برای یک راکتور مشابه از نوع متوسط یا تند است. این خود به این علت است که سطح مقطع هسته‌های شککننده (مثلاً ^{235}U ، ^{239}Pu و ^{241}Pu) با کم شدن انرژی نوترون افزایش مییابد. بعنوان مثال σ_f در ^{235}U برای ۰.۰۲۵ eV فقط $۱/۳$ باری است و حال آنکه در ۰.۰۲۵ eV ، مساوی ۵۷۷ باری مییابد. باین دلیل در یک سیستم با ترکیب مشخص احتمال ایجاد فیسئون بازاری واحد طول برای نوترون‌های حرارتی خیلی بیشتر از نوترون‌های تند است و در نتیجه مقدار سوخت لازم برای راکتور حرارتی خیلی کمتر از مقدار لازم برای مثلاً یک راکتور تند مشابه مییابد. در یک راکتور حرارتی نوترون‌های فیسئون با استفاده از یک کند کننده (مدراتور) کند میشوند، این کند کننده مقدار زیادی از ماده سبکی است نظیر کازین، برلیوم یا آب که در سراسر ناحیه سوخت یا هسته^۴ راکتور توزیع شده است. ماده سبک باین دلیل بکار میرود که سطح مقطع فیسئون را فصل ۲ توضیح داده خواهد شد نوترون‌ها در ماده سبک در فاصله خیلی کمتری کند میشوند تا در ماده سنگین. این امر به کاهش نشت نوترون‌ها از راکتور کمک نموده و بدینوسیله

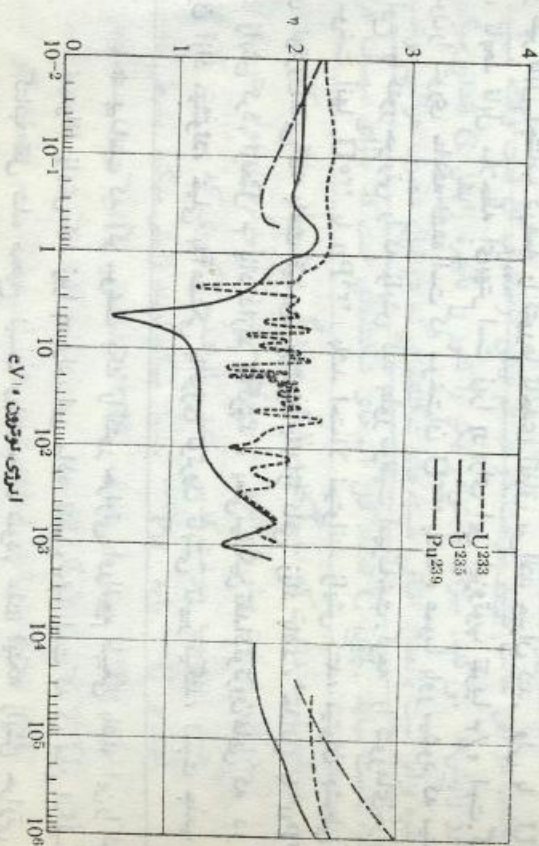
* راکتورهای متوسط گاهی راکتورهای رزنانس نیز نامیده میشوند زیرا بیشتر

نوترون‌هایی که موجب فیسئون میشوند در ناحیه رزنانس عناصر سنگین واقع

میگردند.

- ۱ - thermal reactor
- ۲ - Fast reactor
- ۳ - Intermediate reactor
- ۴ - Core

فیسئون یعنی σ_f تابع حساسی از انرژی است، در نتیجه η نیز بطوری که در شکل ۴-۱ نشان داده شده است پشت تابع انرژی است. توجه خواهد شد که در انرژی کم η برای ^{235}U و ^{238}U تقریباً ثابت است اما برای ^{239}Pu با افزایش انرژی η کاهش مییابد. در ناحیه رزنانس^۴ از حدود ۱ eV تا ۱ KeV مقدار η بطور متوسط خیلی کمتر است از مقدارش در انرژی‌های کم. این موضوع برای ^{239}Pu نیز صادق است گرچه اطلاعات کافی در دست نیست که بتوان در این ناحیه برای هسته فوق منحنی رسم کرد. به علت مشکلات آزمایشی تقریباً هیچگونه آمار در مورد η بین حدود ۱ KeV تا ۱۰ KeV در دست نیست، ولی پس از ۱۰ KeV مشابه می شود که η افزایش مییابد و بخصوص در مورد ^{239}Pu تا مقادیر نسبتاً زیادی افزایش مییابد. از شکل ۴-۱ نیز نتیجه میشود که راکتوری که سوخت آن ^{239}Pu باشد زایش خواهد کرد مشروط بر آنکه عمل فیسئون در راکتور بوسیله نوترون‌هایی انجام گیرد که انرژی آنها ۱۰ KeV یا بیشتر باشد این نتیجه در مورد ^{239}U نیز صادق است. برای اینکه ^{239}U زایش کند انرژی نوترون‌ها باید به قدر قابل ملاحظه‌ای بیشتر باشد. راکتورهایی که در آنها واکنش زنجیری بوسیله اینکه نوترون‌های تند ادامه مییابد راکتورهای تند نامیده میشوند. این راکتورها با توضیح بیشتر در قسمت بعد بحث خواهند شد.



شکل ۴-۱ - تئوریات η نسبت به انرژی برای ^{235}U ، ^{239}Pu ، ^{238}U و ^{239}Pu چاب منفحنی مربوط به ^{238}U در ناحیه eV صاف شده است [از BNL - چاپ دوم سال ۱۹۵۸ با اضافه متمم‌ها]

این نشان داده شد که ممکن است راکتورهای متوسط به دلایل چندی برای تأمین نیروی گشتش جالب تر از راکتورهای حرارتی مشابه باشند.

(مهمترین اینها امکان استفاده از فلز مذاب نظیر سدیم بعنوان خنک کننده است که دارای خواص تبادل حرارت عالی است. در راکتورهای حرارتی با یکار بردن اینگونه خنک کننده ها مجبور هستیم که حجم هسته مرکزی را افزایش دهیم) بطوری که در فصل ۲ نشان داده خواهد شد موادی نظیر سدیم برای کند کردن نوترون ها به انرژی های کمتر از چندین KeV چندان موثر نیستند و هنگامی که این مواد بعنوان خنک کننده در راکتورهای حرارتی یکار روند لازم است هسته راکتور را همراه با کند کننده لازم بزرگ کنیم تا مطمئن شویم که راکتور حقیقتاً حرارتی است. ولی با سیستم های متوسط یکار بزرگ نوترون ها به طیف نوترون را چندان بهم نمیزند و هسته یک راکتور متوسط و بنا بر این خود راکتور می تواند بعد قابل ملاحظه ای از راکتور حرارتی معادلش کوچکتر باشد. این نکته مهم ترین موضوع مورد نظر در دستگاه های متحرک نظیر زیر دریائی ها است. علاوه بر اندازه کوچک شدن راکتورهای متوسط مزیت دیگری به راکتورهای حرارتی دارند باین دلیل که آنها از انبوهی از محصولات فسیون که دارای سطح مقطع حرارتی خیلی بزرگ هستند معمون میشانند مثلاً بطوری که در فصل ۱۳ بحث خواهد شد در شرایط بخصوصی این مواد که سوم حاصل 2 از فسیون ناشیه میشوند میتوانند کار راکتور حرارتی را جداً دچار اشکال کنند و از قابلیت انعطاف دستگاه جلوگیری کنند. چون در راکتورهای متوسط تعداد کمی نوترون حرارتی وجود دارد این سوم در کار آنها نمی اثر بوده پائین خیلی کمی خواهند داشت) با توجه باین مزایا راکتور متوسط زیر دریائی 3 (SIR) در دست میلیون نیویورک ساخته شد، و راکتور مشابهی روی دومین زیر دریائی هسته ای آمریکا یعنی سی ولف (گرگ دریا) نصب شد.

طرح کار این راکتور بطوری که گزارش شده بود از آنچه که انتظار سیرت بهتر بود ولی بعداً وقتی که نیروی دریائی آمریکا راکتورهای آبی تحت فشار را بعنوان استاندارد ناوگان خود انتخاب کرد یکی هم جایگزین این راکتور شد. حال عموماً احساس میکنند که پیچیدگی های دیگری که از خصوصیات ذاتی راکتورهای متوسط هستند، بخصوص وجود مقادیر زیاد خنک کننده رادیو اکتیو، بر علیه کاربرد این راکتورها در وسایل متحرک می چگند.

۱- Propulsion

۲- Fission product poisons

۳- Submarine intermediate reactor (SIR)

۴- West milton

۵- Sea wolf

اندازه راکتور را کاهش میدهد. برای کاهش بیشتر نشت نوترون معمول است که هسته راکتور حرارتی را با ناحیه دیگری از کدک کننده بنام باز تابنده^۱ احاطه سازند به این طریق بسیاری از نوترون هایی که بطور عادی از سیستم برهنه^۲ نشت سینموندند در باز تابنده پو خورد نموده و به هسته برگردانده میشوند. در راکتورهایی که کند کننده مایع یکار رفته است کند کننده اغلب بعنوان سرد کننده نیز کار میکند. مثلاً در راکتورهایی که کند کننده آنها آب است، آب دائماً از داخل و اطراف هسته عبور نموده و در یک زمان بعنوان سرد کننده، کند کننده و باز تابنده کار میکند. در سال های اخیر صدها راکتور حرارتی بمنظورهای مختلف ساخته شده اند. برای تولید نیرو، تولید رادیو ایزوتوپ ها، کارهای تحقیقاتی و غیره. این راکتورها مطمئن^۳ و قابل اعتماد بوده و شاید به همان خوبی موتورهای معمولی پرنده شناخته شده باشند.

راکتورهای متوسط:

(زمانی که اطلاعات کمی درباره سطح مقطع های فسیون جذب پرتوزا در دست بود فکر میکردند که بعضی نسبت جذب به فسیون معمولاً خیلی کمتر از واحد است زیرا تصور میرفت که پدیده فسیون خیلی سریع تر از جذب باشم) گرچه می دانستند که مقدار σ برای ^{239}Pu و ^{235}U در انرژی های کم زیاد است این حقیقت رابه عنوان نتیجه ای از خاصیت غیر عادی رزنانس ^{235}U / که در هر دو هسته مشترک است تغییر می کردند) بنا بر این احساس میشد که اگر در راکتور طیف نوترون با اندازه کافی بالا برده شود که از رزنانس ^{235}U / بفریز کند مقدار سوئ σ برای آن کم خواهد بود) اگر چنین بود ساختن راکتوری که رایش کند با جرم بحرانی خیلی کمتر از آنچه برای یک راکتور تند لازم است ممکن میشد. و در ضمن امید سیرفت که دانسیته توان بیشتر و عمر سوخت طولانی تر از آنچه در راکتورهای تند قابل بدست آوردن است ممکن باشد. ساختن راکتوری که دارای طیف نوترون مورد نظر باشد امر نسبتاً ساده ای است. (اینکار با استفاده از کند کننده بمقداری کمتر از آنچه در راکتورهای حرارتی یکار می رود و افزایش غلظت سوخت عملی است. باین ترتیب نوترون های فسیون قبل از اینکه فرصت کند شدن به انرژی های حرارتی را داشته باشند در سوخت جذب میشوند. ولی در هر صورت یک راکتور زاینده متوسط عملاً هیچوقت ساخته نشد) آزمایش های مقدماتی نشان داد که بزرگی مقدار σ در انرژی های کم عمومی بوده نه استثنائی و در حقیقت σ با اندازه کافی کوچک شده و برای امکان زایش لازم است به انرژی های حدود 100 KeV / برونم، با وجود

۱- reflector

۲- Bare system

۳- Coolant

۴- Safe

۵-۵- نکات عمومی در طرح راکتورها:

راکتورهای هسته‌ای ذاتاً وسایل خطرناکی هستند و باین دلیل باید با دقت طرح شوند. رهایی تصادفی محصولات فیسوم جمع شده حتی از یک راکتور نیروی کوچک نیز میتواند به ناحیه بزرگی منتهی گردد. حتی اگر با استفاده از تانک‌های پوششی مناسباً از فرار محصولات فیسوم به محیط اطراف جلوگیری شود تعمیرات راکتور میتواند کاری طولانی و گران باشد. البته پدیده مهمی که اساس کار یک راکتور است واکنش زنجیری فیسوم است و مسئله اصلی طراح راکتور این است که سیستمی تهیه کند که در آن واکنش زنجیری خود مدام بتواند با ایمنی کامل بوقوع بپیوندد. همزمان با این، راکتور باید قادر باشد عملی را که به آن منظور طرح شده است، یعنی تولید قدرت، رادیو ایزوتوپ و غیره را بخوبی انجام دهد و برای طرح چنین سیستمی، مهندس راکتور باید بتواند همه جنبه‌های واکنش زنجیری را تا حدودی بتفصیل محاسبه نماید. در فصل‌های آینده نشان داده خواهد شد که چند تا از محاسبات لازم را میتوان انجام داد.

مسایل:

۱-۴ در راکتور حرارتی مخصوصی که سوخت آن ^{235}U است مشاهده شده است که ۲۰٪ از نوترون‌هایی که از فیسوم آزاد میشوند از سیستم فرار میکنند. در حالی که ۳۰٪ آنها در کند کننده، مواد ساختمانی و سایر مواد غیر شکنده جذب می‌شوند. آیا راکتور هنگام این مشاهده بحرانی بوده است؟ توضیح دهید.

۲-۴ هرگونه مجموعه قابل تصویری از ماده شکنده را در نظر بگیرید، حداکثر مقدار ضریب تکثیر چقدر است؟

۳-۴ توده برهنه‌ای از یک ماده شکنده را در نظر بگیرید. فرض کنید مقدار متوسط احتمالی باشد که یک نوترون فیسوم در این توده بوجود آمده است بتواند در داخل توده برخوردی داشته باشد.

(الف) اگر $\beta = 0$ نشان دهید که شرط بحرانی بودن توده این است که $\eta P = 1$ که در آن η میانگین تعداد نوترون‌های آزاد شده برای جذب هر نوترون میباشد. (ب) اگر β صفر نبوده ولی فرض شود که نوترون‌های فیسوم در اثر برخوردهای پراکنده کننده انرژی از دست نیندهند، نشان دهید که شرط بحرانی بودن بشکل زیر در خواهد آمد:

$$\frac{\eta P_{\infty}}{\sigma_a - P_{\infty}} = 1$$

از طرف دیگر برای نیروگاه‌های ثابت که اندازان ابعاد اهمیت کمتری دارد اگر زایش عامل مهمی نباشد ساختن راکتورهای حرارتی منطقی تر بنظر می‌آید وقتی زایش عامل مهمی باشد راکتورهای سریع مناسب‌ترند. بنا بر این راکتورهای متوسط در حال حاضر در دست تکامل و توسعه نیستند. با وجود این باید توجه داشت که در راکتورهای حرارتی کوچک قسمت زیادی از فیسوم‌ها توسط نوترون‌هایی که در ناحیه انرژی متوسط یعنی از حدود چند eV تا تقریباً ۷ KeV هستند انجام می‌گیرند. در راکتورهای تند نیز بعلمت پراکندگی ناالاستیک نوترون‌ها و کسی کند کنندگی الاستیک توسط خنک کننده کسر بزرگی از فیسوم‌ها در ناحیه انرژی‌های متوسط انجام می‌گیرد. به این دلایل مطالعه اثر نوترون‌ها با انرژی متوسط قسمت مهمی از تئوری راکتور را تشکیل میدهد.

راکتورهای تند (سریع):

(یکی از امید بخش‌ترین انواع راکتورها راکتور تند است. این سیستم هیچگونه کند کننده‌ای ندارد و بسادگی مجموعه‌ای از ماده قابل فیسوم و خنک کننده است. البته خنک کننده نباید ماده سبکی نظیر H_2O یا D_2O باشد، زیرا این مواد نوترون‌ها را کند خواهند کرد. بنا بر این نوترون‌های تند فیسوم خیلی کمتر از راکتورهای دیگر کند میشوند و قسمت عمده فیسوم در انرژی‌های حدود ۱۰ KeV صورت می‌گیرد.) شکل ۱-۴ نشان میدهد که در این ناحیه انرژی است که η بزرگ میشود و بطوری که قبلاً گفته شد به این ترتیب این راکتورها قادرند زایش کنند. اولین راکتور بزرگ از این نوع که در مسالک متحده ساخته شد راکتور فرمی^۱ بود. هسته این راکتور شامل مجموعه‌هایی است از اورانیوم که تا ۲۰٪ در ^{235}U غنی شده است. اطراف هسته را ناحیه اصلی زایش پاتو^۲ می‌پوشاند که شامل مجموعه‌هایی از اورانیوم که از نظر ^{235}U ، تا ۳۰٪/۱۰۰ غنی شده است. این اورانیوم زایش شده پس ماند ها یا اشقات تالیفات دیفیوزیون گازی در اوک ریج^۳ میباشد. هسته و پاتو در خنک کننده سدیم مذاب که دائماً در سیستم در حال گردش میباشد فرو رفته است (چون در انرژی نوترون‌ها راکتور تند سطح مقطع فیسوم خیلی کوچک است، این راکتورها برای بحرانی شدن به مقدار زیادی سوخت احتیاج دارند) بعنوان نمونه جرم بحرانی، راکتور فرمی ۴۴۴ کیلوگرم ^{235}U است. برعکس جرم بحرانی راکتورهای حرارتی آبی به همان اندازه فقط ۲۰ کیلوگرم خواهد بود. (بعلمت احتیاج آنها به جرم بحرانی زیاد و به چند دلیل دیگر تنها در سال‌های اخیر اقدام به ساختن راکتورهای سریع خیلی بزرگ شده است.)

فصل پنجم

«پخش» نوترون‌ها»

نوترون‌ها به علت برخورد‌های متوالی با هسته‌ها در راکتور در یک مسیر پیچیده زیگزاگ مانند به اطراف حرکت میکنند، در نتیجه این حرکت، نوترون‌هایی که در ابتدا در یک قسمت از راکتور با انرژی بخصوصی در یک جهت مشخص در حرکت بودند پس از چندی در ناحیه دیگری از راکتور با انرژی غیر از انرژی اولیه و در جهات مختلفی ظاهر خواهند شد. در این حالت گفته میشود که نوترون‌ها از ناحیه واثری اول به ناحیه واثری دوم منتقل شده‌اند و مطالعه این پدیده بنام تئوری انتقال^۲ معروف است.

نظریه انتقال در اصل نسبتاً ساده است و میتوان به آسانی معادله دقیق‌تری که پدیده انتقال را بیان کند بدست آورد. این معادله بنام معادله «بورترسن»^۳ یا معادله انتقال نامیده میشود و نظریه انتقال اصولاً مطالعه این معادله است. بناشافته بدست آوردن معادله بورترسن از حل آن آسان‌تر است. ولی در شرایط بخصوصی این معادله بطور قابل ملاحظه‌ای ساده‌تر میشود و میتوان پائ به روش نسبتاً ساده‌ای عمل کرد. این شکل ساده شده «نظریه انتقال» نظریه پخش^۴ نامیده میشود، که موضوع این فصل کتاب است. در حالی که در مسایل عملی راکتورها شرایط لازم برای اعتبار نظریه پخش بندرت فراهم میشود، استفاده از این روش معمولاً تقریب خوبی از حل واقعی معادله انتقال در دسترس قرار میدهد، و به علت سادگی عموماً در بسیاری از مسایل مربوط به طرح راکتورها بکار می‌رود.

در این فصل بیشتر فرض بر این است که نوترون‌ها همه دارای یک انرژی باشند، و نظریه‌ای که بسط مییابد نظریه پخش تک سرعت^۵ نامیده میشود. پخش نوترون‌های چند

* نظریه پخش یک سرعت را بهتر است دقیقاً نظریه پخش تک انرژی بنامیم. روشن است نوترون‌هایی را که دارای یک سرعت * برداری باشند نمیتوانند پخش شوند زیرا سرعت برداری یک کمیت برداری است.

* در متن انگلیسی کتاب برای سرعت در یکجا کلمه Velocity و در جای دیگر کلمه Speed بکار رفته است. علت این است که Speed کلمه عمومی برای سرعت است و حال آنکه Velocity سرعت برداری میباشد. - ۲.

- ۱ - Diffusion
- ۲ - Transported
- ۳ - Transport theory
- ۴ - Diffusion theory
- ۵ - Boltzmann equation

بد بکار بردن مقدار سطح مقطع هادر یک میلیون الکترون ولت، مقدار P را برای یک کره برهمنه از $U^{۲۰۰}$ برآورد کنید. [راهنمایی: در قسمت توجه کنید که در هر برخورد بطور متوسط اندازه $\frac{E_0}{\sigma_t}$ نوترون جذب شده و $\frac{E_0}{\sigma_t}$ نوترون پراکنده میشود. سپس تعداد کل

نوترون‌هایی را که بازی هرنوترون فیسون اولیه آزاد میشود حساب کنید].

۴-۴- اگر سوخت اصلی یک راکتور تبدیل کننده با سوختی که تازه در آن تولید شده

است یکی باشد نشان دهید که وقتی N اتم سوخت مصرف میشود جمعاً اندازه $\frac{NC}{1-C}$

اتم از ماده بارور تبدیل میشوند، بشرطی که ضریب تبدیل C کوچکتر از یک باشد.

۵-۵- میزان وقوع زایش در راکتورها گاهی برحسب زمان دو برابر شدن t_D اندازه

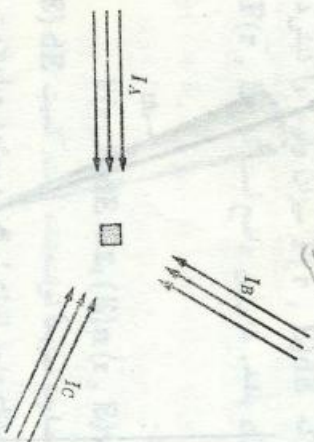
گرفته میشود. t_D باین شکل تعریف میشود که عبارتست از زمان لازم برای اینکه ماده شککننده موجود در راکتور دو برابر شود، نشان دهید که:

$$t_D = \frac{ME_R}{0.693(1+\alpha)PAG}$$

که در آن M مقدار اولیه سوخت در راکتور برحسب گرم بوده، E_R انرژی قابل دریافت برحسب MeV و P قدرت راکتور هنگام کاربرد برحسب MW و A وزن اتمی سوخت و G بهره زایش است.

در داخل زاویه فضایی $d\Omega$ حول $\bar{\omega}$ حرکت میکنند مانند یک شمع دینفرانسیل با دانسیته $dI(\bar{r}, \omega)$ که از رابطه زیر بدست میآید در نظر گرفت.

$$dI(\bar{r}, \omega) = n(\bar{r}, \omega) v d\Omega \quad (2-5)$$



ش ۱-۵- هدف کوچکی که در مسیر شمع های نوترون متعددی قرار گرفته است.

که در آن v سرعت نوترون ها است. پیداست که میزان واکنش * $dF(\bar{r}, \omega)$ مربوط با این شمع برابر است با:

$$dF(\bar{r}, \omega) = \Sigma_t dI(\bar{r}, \omega) \quad (3-5)$$

و میزان واکنش کل عبارت است از:

$$F(\bar{r}) = \int dF(\bar{r}, \omega) = \Sigma_t \int v n(\bar{r}, \omega) d\Omega \quad (4-5)$$

چون v ثابت فرض شده است میتوان در معادله ۵-۴ آنرا از انتگرال خارج کرد. باین ترتیب با توجه به معادله ۵-۱، $F(\bar{r})$ را میتوان همچنین بصورت زیر نوشت:

$$F(\bar{r}) = \Sigma_t n(\bar{r}) v \quad (5-5)$$

کمیت $v n(\bar{r})$ که در معادله ۵-۵ مشاهده میشود در سهندسی هسته ای هم اغلب دیده میشود که آنرا (فولوی نوترون تک) سرعت ناخالص (و یا عادت $\Phi(\bar{r})$ مشخص می شود. یعنی:

* در این فصل و بقیه این کتاب میزان واکنش ها با علامت F مشخص خواهند شد.

سرعت در فصل ۶ و فصل های بعدی بحث میشود. ولی قبل از بررسی بخش نوترون لازم است مقدماً قالبی برای بیان میزان واکنش نوترون ها (هر قطعه از راکتور در نظر بگیریم.

۱-۵- میزان واکنش و فولوی نوترون

از فصل ۲ بخاطر داریم که میزان وقوع واکنش در داخل یک هدف نازک که در شمعی از نوترون های تک انرژی باشد I قرار گرفته باشد، برابر است با $\Sigma_t I$ واکنش در هر سانتیمتر مکعب در ثانیه که در آن Σ_t سطح مقطع ماکروسکوپی کل است. اکنون حائنی را که در شکل ۱-۵ نشان داده شده است در نظر بگیرید که در آن هدف کوچکی در یک آن در مسیر شمع های متعددی با شدت های I_A ، I_B و I_C و غیره که نوترون های همه آنها دارای یک انرژی هستند قرار گرفته باشد. از نظر اینکه واکنش نوترون ها مستقل از زاویه برخورد آنها به هدف است، بدیهی است که میزان کل واکنش برابر با $\Sigma_t(I_A + I_B + I_C + \dots)$ واکنش در سانتیمتر مکعب در ثانیه است. در هر قطعه راکتور هسته ای وضع شبیه آزمایشی است که در شکل ۱-۵ نشان داده شده است است با این تفاوت که نوترون های راکتور در همه جهات حرکت میکنند. بنابر این میزان واکنش را (پادانسیته برخورد) را که اغلب در محاسبات راکتور میزان واکنش نام گرفته است میتوان با تعمیم ساده نتایج فوق را بدست آورد.

بدین منظور مناسب است که تابع $n(\bar{r}, \omega)$ را که بنام تابع توزیع دانسیته نوترون ۱، شناخته شده معرفی کنیم. این تابع طوری تعریف میشود که $d\Omega n(\bar{r}, \omega)$ برابر تعداد نوترون ها در سانتیمتر مکعب در نقطه $\bar{r}$ باشد که سرعت برداری آنها در شکل (۳-۵) نشان داده شده است و در داخل دینفرانسیل زاویه فضایی $d\Omega$ حول جهت $\bar{\omega}$ واقع میشود. تعداد کل نوترون ها برای هراسانتیمتر مکعب در نقطه $\bar{r}$ که با علامت $n(\bar{r})$ نشان داده میشود بر حسب این تابع از رابطه زیر بدست میآید.

$$n(\bar{r}) = \int n(\bar{r}, \omega) d\Omega \quad (1-5)$$

که در آن 4π روی انتگرال بدین معنی است که انتگرال گیری باید در تمام زاویه فضایی یعنی برای همه جهات حرکت نوترون ها انجام گیرد.

بطوری که در فصل ۲ بحث شد، شدت یک شمع از نوترون های تک انرژی برای است با دانسیته نوترون ها در شمع ضرب در سرعت آنها. بنابر این میتوان نوترون های راکه

$$n(\bar{r}) = \int_0^{\infty} \int_{4\pi} n(\bar{r}, E, \omega) d\Omega dE \quad (9-0)$$

حدود انکزال اول و ∞ است نشان دهد که انکزال گیری باید برای تمام انرژی های نوترون انجام شود. فرض کنید که $F(\bar{r}, E)dE$ میزان وقوع واکنش در هوسا تئیمتر مکعب در نقطه $\bar{r}$ برای فاصله انرژی dE باشد. بنابراین واضح است که $F(\bar{r}, E)$ میزان وقوع واکنش بازی واحد انرژی^۱ است.

از تساوی ۵-۵ خواهیم داشت:

$$F(\bar{r}, E)dE = \Sigma_t(E)n(\bar{r}, E)v(E)dE \quad (10-0)$$

که در آن بستگی به انرژی در هر عبارت صریحاً نوشته شده است. کمیت $F(\bar{r}, E)dE$ در تساوی ۱۰-۵ فلوئی تابع انرژی یا فلو بازی واحد انرژی^۱ نامیده میشود و علامت $\Phi(\bar{r}, E)$ مشخص میشود، یعنی

$$\Phi(\bar{r}, E) = n(\bar{r}, E)v(E) \quad (11-0)$$

پس میتوان واکنش بازی واحد انرژی در نقطه $\bar{r}$ را بشکل زیر نوشت.

$$F(\bar{r}, E) = \Sigma_t(E)\Phi(\bar{r}, E) \quad (12-0)$$

و میزان کل واکنش در نقطه $\bar{r}$ چنین است.

$$F(\bar{r}) = \int_0^{\infty} \Sigma_t(E)\Phi(\bar{r}, E)dE \quad (13-0)$$

هرگاه $\Phi(\bar{r}, E)$ در سراسر یک راکتور شناخته شده باشد، قسمت بزرگی از مابقی این کتاب به بست آوردن این تابع اختصاص خواهد داشت (میتوان میزان کل واکنش در هر نقطه را از تساوی ۱۳-۵ محاسبه نمود. میزان هر واکنش هسته ای بخصوص را همچنین میتوان به روش نسبتاً روشنی محاسبه نمود. باین ترتیب میزان واکنش پراکندگی در نقطه $\bar{r}$ برابر است با:

$$F_s(\bar{r}) = \int_0^{\infty} \Sigma_s(E)\Phi(\bar{r}, E)dE \quad (14-0)$$

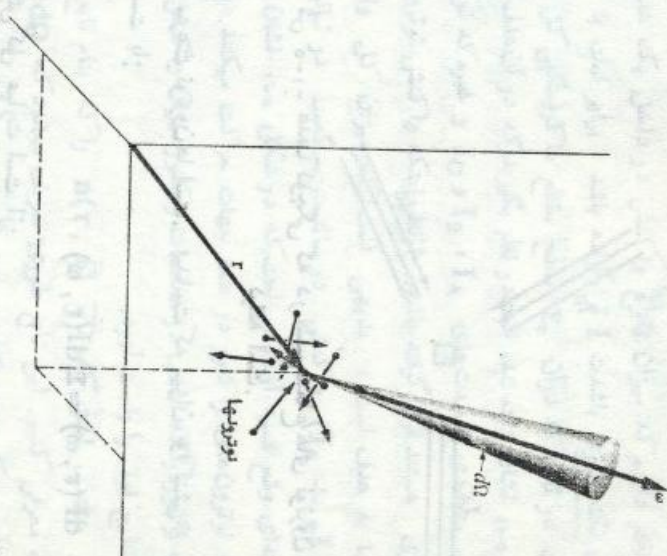
۱- Interaction rate per unit energy

۲- Flux per unit energy

$$\Phi(\bar{r}) = n(\bar{r})v \quad (1-0)$$

پس از تساوی ۵-۵ میزان واکنش چنین خواهد بود.

$$F(\bar{r}) = \Sigma_t\Phi(\bar{r}) \quad (7-0)$$



ش ۲-۵ حرکت نوترون ها در نزدیکی نقطه $\bar{r}$

گرچه این فصل به نوترون های تک انرژی محدود میشود ولی مناسب است که برای سراجعه بعدی در اینجا نتایج فوق را تعمیم دهیم تا حالت هایی را که نوترون ها، تک انرژی نیستند نیز شامل شود. این کار سهولت با دخالت دادن توزیع انرژی نوترون ها در تابع توزیع دانسیته نوترون انجام پذیر است. از اینرو تابع جدید $n(\bar{r}, E, \omega)$ طوری تعریف میشود که $n(\bar{r}, E, \omega)dE d\Omega$ تعداد کل نوترون های باشد که در هر سانتیمتر مکعب انرژی آنها بین E و $E+dE$ بوده و در داخل زاویه فضایی $d\Omega$ حول ω در هر کسمند، بنابراین تعداد کل نوترون ها در هوسا تئیمتر مکعب که دارای انرژی بین E و $E+dE$ هستند، برابر است با:

$$n(\bar{r}, E)dE = \int_{4\pi} n(\bar{r}, E, \omega)d\Omega \quad (8-0)$$

و دانسیته کل نوترون چنین است:

$$\bar{J} = \int_{\pi} n(\bar{r}, \omega) v d\Omega \quad (17-0)$$

اهمیت فیزیکی $\bar{J}$ را میتوان به آسانی با معایبه یکی از مولفه‌های آن درک کرد. برای نمونه مولفه $\bar{J}$ محور X یعنی $\bar{J}_x$ را در نظر بگیرید.

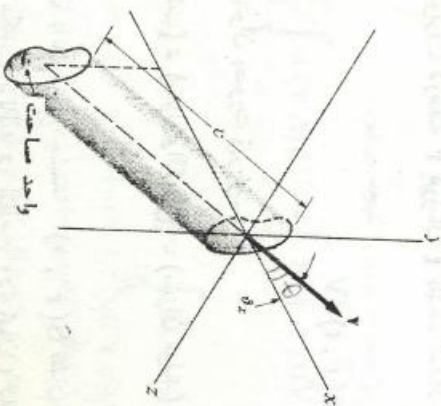
از تساوی ۱۷-۵ این مولفه برابر است با:

$$\bar{J}_x = \int_{\pi} n(\bar{r}, \omega) v \cos \theta_x d\Omega \quad (18-0)$$

که در آن θ_x زاویه بین $\bar{V}$ و محور X میباشد. کمیت $\cos \theta_x$ برابر است با حجم یک استوانه مایل بطول v که مساحت قاعده آن یک واحد سطح بوده و در صفحه YZ قرار گرفته باشد، مطابق شکل ۳-۵.

بدین است که همه نوترون‌هایی که در این حجم قرار دارند و دارای سرعت v در

داخل زاویه فضایی $d\Omega$ باشند یعنی $\cos \theta_x$ v $n(\bar{r}, \omega)$ ظرف یک ثانیه از قاعده استوانه عبور خواهند کرد. بنابراین نتیجه میشود که انتگرال از تساوی ۱۸-۵ (تعداد خالص نوترون‌هایی را میدهد که در هر ثانیه از واحد سطح عمود بر محور X ها عبور میکنند). باید توجه شود که $\bar{J}_x$ میزان خالص عبور جریان را در جهت مثبت X ها اندازه میگیرد.



ش ۳-۵ عبور جریان نوترون‌ها از یک صفحه

انتگرال‌گیری در معادله ۱۸-۵ خود بخود تعداد نوترون‌هایی را که از طرف راست به چپ این سطح در شکل ۳-۵ عبور میکنند از آنهایی که از طرف چپ به راست میگذرند کسر

و میزان جذب برابر است با:

$$F_a(\bar{r}) = \int_0^{\infty} \Sigma_a(F) \Phi(\bar{r}, E) dE \quad (19-0)$$

اغلب مفهوم فولوی نوترون اشتباه میشود که تا اندازه‌ای متضاد به علت پکار بودن عبارت فولو در مهندسی هسته‌ای است. بر اساس بحث فوق، باید توجه شود که فولوی نوترون میزان اثر مرکب حرکت نوترون‌ها است که از روی میزان واکنشی که سبب آن میگردد معلوم میشود و به هیچوجه (حداقل بطور مستقیم) به جریان نوترون‌ها بستگی ندارد. پس فولوی نوترون یک کمیت عددی^۲ است نه برداری^۲، و قابل تشبیه به چیزهایی از قبیل فولوی حرارت، نیست. در حقیقت چون نوترون با دانسیته نوترون‌ها در یک نقطه متناسب است، بنابراین دارای مبنای بیشتر از نوع غلظت شیمیایی یا دانسیته اتمی (با حرارت) میباشد.

همچنین میتوان توجه کرد که واحدهای فولوی نوترون با واحدهای شدت شعاع^۳ یکی هستند، یعنی به شکل تعداد نوترون بر سانتیمتر مربع بر ثانیه است. البته این را میتوان انتظار داشت، زیرا فولو صرفاً مجموع شدت‌های بینهایت شعاع دیفرانسیل نوترون است.

۲-۵ دانسیته جریان نوترون:

جریان خالص نوترون‌ها (که از اینجا ببعد فرض میشود تک انرژی باشند) در یک واکتور با بردار $\bar{J}$ بیان میشود، که به آن بردار دانسیته جریان نوترون میگویند. این بردار به شکل زیر تعریف میشود. در قسمت قبل نشان داده شد (حرکت نوترون‌ها در هر نقطه در واکتور شامل روی هم قرار گرفتن تعداد بی‌نهایت شعاع‌های دیفرانسیل نوترون است) که هر یک دارای شدت $dI(\bar{r}, \omega)$ که با تساوی ۲-۵ داده شد است میباشد، بردار دانسیته جریان نوترون باین طریق بدست سیاید که اول برداری بسازیم که قدر مطلق آن برابر $dI(\bar{r}, \omega)$ بوده و جهت آن (بطرف ω یعنی در جهت حرکت نوترون‌ها در این شعاع دیفرانسیل باشد). این کار را میتوان با تواتر دادن سرعت برداری $\bar{v}$ بجای سرعت خطی v در معادله ۲-۵ به سبب اتمام داد، یعنی:

$$dI(\bar{r}, \omega) = n(\bar{r}, \omega) v d\Omega \quad (19-0)$$

و بردار $\bar{J}$ بصورت انتگرال $dI(\bar{r}, \omega)$ در تمام زاویه فضایی تعریف میشود.

- ۱ - Flow
- ۲ - Vector
- ۳ - Neutron current density
- ۴ - Beam intensity
- ۵ - Neutron current density

$$(۲۰-۰) \quad S(\bar{r}, t) dV = \text{سیران تولید}$$

همانطور که در قسمت ۱-۰ بحث شد، سیران جذب نوترون در حجم V را میتوان برحسب نولوی نوترون نوشت یعنی:

$$(۲۱-۰) \quad \text{سیران جذب} = \int_V \Sigma_a(\bar{r}, t) dV$$

که از نظر عمومیت، تغییرات فضایی سطح مقطع در آن منظور شده است. نشت نوترون از حجم V را میتوان برحسب بردار دانسیته جریان نوترون که در قسمت قبل تعریف شد بیان کرد. باین ترتیب بخاطر خواهیم آورد که $\bar{n}(\bar{r}, t) \cdot \bar{n}$ برابر است با سیران خالص جریان نوترون از واحد سطحی که در زمینه $\bar{r}$ عمود باشد، بنابراین اگر $\bar{n}$ واحد قائم باشد که جهت آن بخارج از سطح A باشد که حجم V را دربردارد، نتیجه میشود که $\bar{n} \cdot d\bar{A} \cdot J(\bar{r}, t)$ سیران خالص عبور جریان نوترون ها از dA بطرف خارج میباشد. پس سیران کل نشت نوترون از تمام سطح عبارت است از:

$$(۲۲-۰) \quad \text{سیران نشت} = \int_A J(\bar{r}, t) \cdot \bar{n} dA$$

باقرار دادن سه معادله اخیر در معادله ۱۹-۰ نتیجه میشود.

$$(۲۳-۰) \quad \frac{d}{dt} \int_V n(\bar{r}, t) dV = \int_V S(\bar{r}, t) dV - \int_A J(\bar{r}, t) \cdot \bar{n} dA$$

(باکار بودن قضیه دیورژانس^۲ برای تبدیل عبارت آخر تساوی فوق از انتگرال سطحی به انتگرال حجمی میتوان تساوی ۲۳-۰ را به شکل مناسب تری درآورد. به این ترتیب:

$$\int_A J(\bar{r}, t) \cdot \bar{n} dA = \int_V \text{div} J(\bar{r}, t) dV$$

میکند زیرا $\cos \theta_x$ در حالت اول منفی و در حالت دوم مثبت است. بنابر این اگر $\bar{x}$ مثبت باشد، جریان خالصی از نوترون ها از سمت چپ به راست وجود خواهد داشت وچنانچه $\bar{x}$ منفی باشد جریان خالصی در جهت عکس آن وجود خواهد داشت. در این بحث جهت مثبت محور X ها مشخص نشده است وبنابر این تعبیر $\bar{x}$ برای هر سوله J بطور یکسان صادق است. پس سوله J در امتداد بردار واحد $\bar{n}$ که از رابطه:

$$\bar{J} = J \cdot \bar{n}$$

بدست میآید، برابر است با سیران خالصی از نوترون ها که از واحد سطح عمود بر $\bar{n}$ عبور میکنند.

۳-۰ معادله پیوستگی :

یکت حجم اختیاری V از ساده ای را که محوی نوترون های تکانه ای است در نظر بگیرد. با گذشت زمان بعضی از این نوترون ها با هسته های اطراف برخورد کرده، پراکنده یا جذب میشوند، ممکن است بعضی از آنها از این حجم خارج شده ویا بعضی دیگر وارد آن شوند. همچنین اگر در داخل حجم فوق چشمه نوترون وجود داشته باشد، ممکن است نوترون های اضافی که از چشمه خارج میشوند ظاهر گردند. (در هر صورت نوترون های داخل این حجم شرط پیوستگی را برقرار میکنند. بدین معنی که سیران تغییرات تعداد کل نوترون ها برحسب زمان در حجم V منهای سیرانی که نوترون ها در این حجم جذب میشوند یا از آن فرار میکنند اگر $\bar{n}(\bar{r}, t)$ دانسیته نوترون در نقطه $\bar{r}$ در زمان t باشد، تعداد کل نوترون ها در حجم V بسادگی برابر است با

$$\int_V n(\bar{r}, t) dV$$

پس شرط پیوستگی را میتوان بصورت زیر نوشت :

$$(۱۹-۰) \quad \frac{d}{dt} \int_V n(\bar{r}, t) dV = (\text{سیران واکنشی}) - (\text{سیران تولید})$$

تولید نوترون را سیران (باتابع توزیع چشمه^۱ $S(\bar{r}, t)$ نشان داد که برابر است با تعداد نوترون ها در سانتیمتر مکعب بر ثانیه (در نقطه $\bar{r}$ و در زمان t که بوسیله چشمه ها آزاد شده اند بنابر این سیران کل تولید نوترون در حجم V برابر است با :

ولی اکنون نشان داده خواهد شد که اگر شرایط بخصوصی موجود باشد فلوئی نوترون و جریان نوترون بطرز ساده‌ای بهم مربوط میشوند. در چنین حالتی میتوان راه حل‌های مقدماتی برای مسائل انتقال بدست آورد. این ارتباط بین Φ و J از نظر شکل عیناً مثل قانون فیک است که برای بیان پدیدهٔ پخش در مایعات و گازها بکار رفته است. به این دلیل استفاده از قانون فیک در تئوری راکتور به چیزی که به تقریب^۱ پخش معروف است منجر میشود. قانون فیک را میتوان با انتخاب تعداد فرضیه‌های ساده کننده از روی محاسبهٔ دانسیتهٔ جریان نوترون در هر نقطه داخل محیطی که محتوی نوترون باشد بدست آورد. در حال حاضر حداقل موارد زیر فرض خواهند شد.

الف- محیط بی نهایت بزرگ است.

ب- محیط یکنواخت است بطوری که تمام سطح مقطع‌ها ثابت و مستقل از مکان باشند.

پ- در محیط هیچ چشمه نوترونی وجود ندارد.

ت- پراکندگی در سیستم مختصات آزمایشگاهی ایزوتروپ است.

ث- فلوئی نوترون تابعی است از مکان که به آهستگی نسبت به آن تغییر میکند.

ج- فلوئی نوترون تابع زمان نیست.

در قسمت‌های بعدی بحث، میتوان بعضی از این محدودیت‌ها را رفع کرد. نقطه‌ای که دانسیتهٔ جریان در آن محاسبه میشود مطابق شکل ۴-۵ مرکز یک سیستم مختصات فرض خواهد شد. برای تعیین بردار دانسیتهٔ جریان J باید سه مولفه آن J_x ، J_y و J_z محاسبه شوند. با J شروع میکنیم، میزان عبور نوترون‌ها از سطح dA_x را که در بداء مختصات صفحه XY قرار گرفته است در نظر بگیریم. حقیقتی است آشکار ولی بسیار مهم که چون چشمه نوترونی در محیط نیست، هرنوترونی که از سطح dA_x عبور نماید در واقع از یک برخورد پراکنده کننده باین محل رسیده است. بنابراین نوترون‌ها در اثر برخوردهای بالای صفحه XY از dA_x بطرف پایین عبور میکنند و در نتیجه برخوردهای پایین صفحه XY بطرف بالا از dA_x میگذرند. تعداد برخوردهای پراکنده کننده‌ای که در هر ثانیه در جزء حجم dV واقع در نقطه r اتفاق می افتد $\Sigma_a(r)dV$ است که در آن Σ_a سطح مقطع پراکندگی ماکروسکوپی بوده و $\Phi(r)$ فلوئی نوترون در نقطه r میباشد.

چون فرض شده است که پراکندگی در سیستم آزمایشگاه ایزوتروپ است، کسری از این نوترون‌ها که در جهت dA_x پراکنده میشوند برابر آن قسمت از زاویه فضایی کل است که

و تساوی ۲-۳ بصورت زیر درمیآید:

$$\frac{d}{dt} \int_V n(\bar{r}, t) dV = \int_V S(\bar{r}, t) dV - \int_V \Sigma_a(\bar{r}, t) \Phi(\bar{r}, t) dV - \int_V \text{div } J(\bar{r}, t) dV \quad (2-4)$$

(چون همه انتگرال گیری‌ها در یک حجم انجام میشوند، عبارات زیر انتگرال در دو طرف تساوی ۲-۴ باید الزاماً با هم برابر باشند، یعنی:

$$\frac{\partial n(\bar{r}, t)}{\partial t} = S(\bar{r}, t) - \Sigma_a(\bar{r}, t) \Phi(\bar{r}, t) \quad (2-5)$$

$$-\text{div } J(\bar{r}, t)$$

(تساوی ۲-۵ معادله پیوستگی نامیده میشود و در تئوری راکتور اهمیت خاص دارد. هنگامی که فلوئ، جریان، و چشمه‌ها همه مستقل از زمان باشند گویند سیستم در حال پایدار^۱ است. در این حالت تساوی ۲-۵ بصورت زیر خلاصه میشود.

$$\text{div } J(\bar{r}) + \Sigma_a(\bar{r}) \Phi(\bar{r}) - S(\bar{r}) = 0 \quad (2-6)$$

که به معادله پیوستگی در حالت تعادل^۲ معروف است). از طرف دیگر اگر دانسیته نوترون و فلوئ مستقل از مکان باشند $\text{div } J = 0$ خواهد بود و تساوی ۲-۵ چنین میشود:

$$\frac{dn(t)}{dt} = S(t) - \Sigma_a \Phi(t) \quad (2-7)$$

برای مراجعه بعدی میتوان توجه نمود که کمیت $\text{div } J(\bar{r})$ که در تساوی‌های تئوری راکتور بطور مکرر ظاهر میشود مساوی میزان خالص نشت نوترون بازای واحد حجم در نقطه r میباشد. بنابر این میزان خالص نشت نوترون‌ها از حجم dV در نقطه r عبارت است از $\text{div } J(\bar{r}) dV$. این نتیجه مستقیماً از تساوی ۲-۵ با $\Sigma_a \Phi$ بدست میآید یا میتوان آنرا با بکار بردن قضیه دیورانس دربارهٔ انتگرال J روی سطح dA که حجم dV را دربردارد مشاهده نمود.

۴-۵- قانون فیک^۳:

همانطور که در مقدمه این فصل گفته شد مسئله کلی انتقال^۴ نوترون بسیار پیچیده است

۱- Steady state

۲- Steady state equation of Continuity

۳- Fick's law

۴- Neutron transport

که در آن Σ سطح مقطع کل ماکروسکوپی محیط است.

مناسب است که سهم افزایش J نوترون‌هایی را که از dA_z بطرف بالا عبور میکنند و سهم نوترون‌هایی را که از dA_z بطرف پایین می‌گذرند جداگانه در نظر بگیریم. با نوشتن dV در سیستم مختصات کروی یعنی $\Phi = r' \text{Sinedrded}$ تعداد کل نوترون‌هایی که در هر ثانیه از dA_z بطرف پایین عبور میکنند چنین است:

$$\Sigma_z \Phi \frac{dA_z}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^\pi \int_0^\infty e^{-\Sigma_r r'} \Phi(r) \cos \theta \sin \theta \, dr \, d\theta \, d\phi$$

$\phi=0 \quad \theta=0 \quad r=0$

اکنون اگر J_z تعداد نوترون‌هایی را نشان دهد که در هر ثانیه در جهت منفی z از یک واحد عبور کنند، این همان عدد فوق خواهد بود که به dA_z تقسیم شده است یعنی:

$$J_z = \frac{\Sigma_z}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^\pi \int_0^\infty e^{-\Sigma_r r'} \Phi(r) \cos \theta \sin \theta \, d\phi$$

$\phi=0 \quad \theta=0 \quad r=0$

(۲۸-۰)

انکزال تساوی $r=0$ را به شکل موجود نمیتوان حساب کرد. زیرا فلوئی $\Phi(r)$ تابع ناشناخته‌ای است. ولی اگر همان طور که فرض شد $\Phi(r)$ به اهمیت نسبت به مکان تغییر کند، میتوان آن را برحسب سری تیلور بسط داد.

(۲۹-۰)

$$\Phi(r) = \Phi_0 + X \left(\frac{\partial \Phi}{\partial X} \right)_0 + Y \left(\frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right)_0 + Z \left(\frac{\partial \Phi}{\partial Z} \right)_0 + \dots$$

که در آن اندیس‌ها نشان میدهند که Φ و مشتقات آن باید در مبدا محاسبه شوند. با نوشتن $x = r \sin \theta \cos \phi$ و $y = r \sin \theta \sin \phi$ و $z = r \cos \theta$ و $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ معادله $r=0$ در معادله $r=0$ به شکل زیر خلاصه می‌شود. بالا فاصله در نتیجه انتگرال گیری صفر میشوند. به این ترتیب J_z به شکل زیر خلاصه می‌شود.

$$J_z = \frac{\Sigma_z}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^\pi \int_0^\infty e^{-\Sigma_r r'} [\Phi_0 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_0 r \cos \theta] \cos \theta \sin \theta \, dr \, d\theta \, d\phi$$

$\phi=0 \quad \theta=0 \quad r=0$

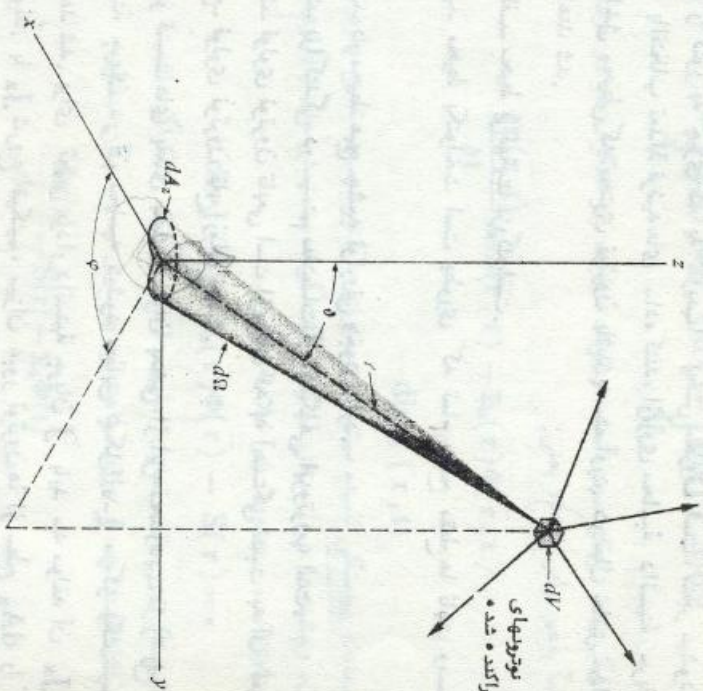
۱- Taylor series

* در متن انگلیسی کتاب J_z ، اشتباه بصورت J نوشته شده است که باین وسیله تصحیح میشود - ۲.

راس آن در dV وقاعده آن dA_z باشد که بوسیله dA_z نقطه‌ای روی dV جدا میشود).

از روی تعریف زاویه فضایی این کسر برابر است با:

$$\frac{dA_z \cos \theta}{4\pi r^2}$$



ش $\theta=0$ نمودار برای بدست آوردن قانون یک

و هم چنین تعداد نوترون‌هایی که در هر ثانیه در dV پراکنده شده و بطرف dA_z سرزند عبارت است از:

$$\Sigma_z \Phi(r) \cos \theta \, dA_z \, dV$$

$4\pi r^2$

البته همه این نوترون‌ها موفق نمی‌شوند به dA_z برسند، بعضی از آنها در طول مسیر پراکنده یا جذب میشوند. با توجه به بحث قسمت $r-r$ تعدادی که در هر ثانیه به dA_z میرسد برابر است با

$$\frac{e^{-\Sigma_r r'} \Sigma_z \Phi(r) \cos \theta \, dA_z \, dV}{4\pi r^2}$$

خبریب پخش^۱ نامیده میشود و با علامت D نشان داده شده است. با این علامت گذاری قانون فیک بشکل زیر در میآید.

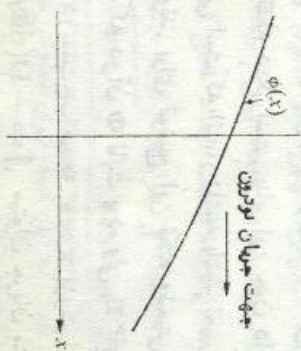
$$J = -D \text{grad} \phi \quad (۳۱-۵)$$

که در آن براساس محاسبات قبلی:

$$D = \frac{\Sigma_s}{r \Sigma_t^2} \quad (۳۷-۵)$$

تعمیر فیزیکی قانون فیک:

قبل از اینکه قانون فیک را در مورد مسایل بخصوصی بکار ببریم فهم فیزیکی اینکه چرا انتظار میرود چنین رابطه‌ای بین فلو و جریان وجود داشته باشد اهمیت دارد. این نکته را میتوان از مثال ساده‌ای که در شکل ۵-۵ نشان داد شده دریافت که در آن فلو تابع تنها یک متغیر فضایی است. حال تعریف عبور نوترون‌ها از صفحه در $x=0$ را در نظر بگیرید. منظم است که نوترون‌ها در اثر برخورد در سمت چپ این صفحه از سمت چپ راست به این صفحه عبور میکنند و برعکس در نتیجه برخورد در سمت راست صفحه از سمت راست به چپ از آن خواهند گذشت. چون برای تقادیر منفی x فلو بزرگتر است، تعداد برخورد‌ها در سانتیمتر مکعب برآینده یعنی دانسیته برخورد در سمت چپ بزرگتر از سمت راست است. لذا تعداد بیشتری نوترون از چپ به راست صفحه پراکنده شده و از آن میگذرند تا از راست به چپ آن و یک جریان نوترون خالص و مثبت از صفحه نتیجه میشود. البته این فقط چیزی است که قانون فیک پیش‌بینی میکند، گرا دیان فلو منفی است و از معادله ۳۹-۵ جریان مثبت است.



ش ۵-۵-۰ جریان نوترون (حاصل) از فلووی غیر همگن

که پس از محاسبه آن نتیجه میشود:

$$\bar{J}_z = \frac{\Sigma_f \Phi_0}{4 \Sigma_t} + \frac{\Sigma_s}{16 \Sigma_t^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right). \quad (۳۰-۵)$$

محاسبه $\bar{J}_z$ یعنی تعداد نوترون‌هایی که در جهت مثبت Z در هر ثانیه از واحد سطح در صفحه XY عبور میکنند اصولاً به شکل همان محاسبه قبلی $\bar{J}_z$ است، و تنها لازم است که حدود انتگرال روی θ مجدداً نوشته شود. عبارت حاصل برای $\bar{J}_z^+$ را که بشکل زیر است میتوان به آسانی بدست آورد.

$$\bar{J}_z^+ = \frac{\Sigma_f \Phi_0}{4 \Sigma_t} - \frac{\Sigma_s}{16 \Sigma_t^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right). \quad (۳۱-۵)$$

مولفه Z دانسیته جریان بطوری که در قسمت ۲-۵ توضیح داده شد به عبور خالص نوترون‌ها از واحد سطح اشاره میکند بطوری که:

$$\bar{J}_z = \bar{J}_z^+ - \bar{J}_z^- = -\frac{\Sigma_s}{r \Sigma_t^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right). \quad (۳۲-۵)$$

در این محاسبه توجه بیشتر روی مولفه Z از $\bar{J}_z$ بود. ولی این محاسبه هیچگونه جنبه خاصی ندارد زیرا جهت سیستم مختصات کاملاً اختیاری است.

پس سایر مولفه‌های J در مبدا نیز باید بوسیله عباراتی بشکل معادله ۳۲-۵ بدست آیند ولی در همه جا باید x یا y جایگزین z شود، یعنی:

$$J_x = -\frac{\Sigma_s}{r \Sigma_t^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right). \quad (۳۳-۵)$$

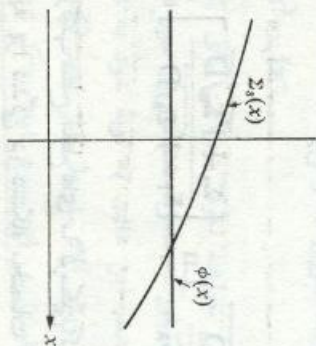
$$J_y = -\frac{\Sigma_s}{r \Sigma_t^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right). \quad (۳۴-۵)$$

بردار J اکنون به این شکل است:

$$\bar{J} = \bar{i}_x J_x + \bar{j}_y J_y + \bar{k}_z J_z = -\frac{\Sigma_s}{r \Sigma_t^2} \text{grad} \Phi \quad (۳۵-۵)$$

در معادله ۳۵-۵ زیر نویس‌هایی که محاسبه انجام شده در مبدا مختصات را نشان میداد حذف شده است. زیرا در این محاسبه محل مختصات نیز اختیاری است. بنا بر این معادله در هر نقطه از محیط که فرض‌های اولیه درست باشند صادق است. معادله ۳۵-۵ قانون فیک نامیده میشود که میگوید بردار دانسیته جریان متناسب است با گرا دیان فلو با علامت منفی و عدد ثابت تناسب

$x=0$ برسد کمتر است از همین احتمال برای نوترون مشابهی که در همان فاصله در سمت راست صفحه پراکنده شده باشد. میتوان نشان داد که افزایش دانسیته برخورد و افزایش رقیق شدن عیناً یکدیگر را حذف میکنند بطوری که جریان خالصی از نوترون وجود نخواهد داشت. بنابراین این فرض محیط یکنواخت که در بدست آوردن قانون فیک بکار رفته بود لازمه شدیدی برای صادق بودن آن نیست*. پس حتی در مرز بین دو محیط که دارای خواص پراکندگی کاملاً متفاوتی باشند، قانون فیک هنوز صادق است بشرطی که هیچیک از فرض های دیگری که در قسمت ۴-۵ اختیار شد نقض نشده باشند. در این مورد باید توجه داشت که تغییرات شدید در خواص محیط اغلب به تغییرات سریع توزیع فولر منجر میشود که ممکن است برخلاف فرض (ث) باشد.



ش ۱-۵- محیط فرضی ناممکن با فولری همگن

پ - چشمه ها :

در محاسبه J در قسمت ۴-۵ فرض شده بود که همه نوترون هایی که بمقدار J می افزایند از برخوردهای پراکنده کننده در محیط سرچشمه گرفته بودند. البته اگر چشمه های نوترونی در محیط موجود باشند دیگر الزاماً چنین نخواهد بود. ولی از نظرجورجیوئیزب کاهش نمائی در انتگرال برای J ، اگر چشمه ها در فاصله بیش از چند پویش آزاد متوسط از نقطه ای که J در آن محاسبه میشود قرار گرفته باشند، تعداد خیلی کمی از نوترون های چشمه بدون برخورد باقی خواهند ماند تا به مقدار J یغزایند. / نتیجه میشود که قانون فیک در محیط های چشمه، ولی در تقاطعی که بیش از چند پویش آزاد از چشمه ها فاصله داشته باشد صادق است.

* لازم به تذکر است که این نتیجه گیری فقط وقتی معتبر است که جذب در محیط ناچیز باشد یا هنگامیکه سطح مقطع های پراکندگی و جذب نسبت به مکان به یک شکل تغییر کنند ، بطوری که نسبت $\frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}$ ثابت باشد.

۱-۵-۲ اعتبار قانون فیک :

با کمک از روش بدست آوردن قانون فیک که در قسمت ۴-۵ داده شد میتوان فرض های را که در بدست آوردن آن بکار رفت مجدداً آزمایش نمود تا معلوم شود در چه شرایطی میتوان انتظار داشت این قانون صدق کند. هر یک از این مفروضات را اکنون بنوبه خود بررسی میکنیم.

الف - محیط های بی نهایت بزرگ (نامحدود) در مقایسه با محیط محدود :

در قسمت ۴-۵ لازم بود فرض کنیم که محیط پخش نامحدود است تا بتوانیم انتگرال را در تمام فضا محاسبه کنیم / ولی به علت اینکه تابع نمایی که در زیر انتگرال معادله ۲-۸-۵ ظاهر میشود نسبت به فاصله بسرعت کاهش میابد، نوترون هایی که از فاصله های بیش از چند پویش آزاد متوسط از نقطه ای که J در آن محاسبه میشود می آیند اثر کمی در نتیجه انتگرال خواهند داشت. بنابراین نتیجه میشود که قانون فیک در محیط های محدود در مورد تقاطعی که از چند پویش آزاد متوسط از لبه محیط فاصله داشته باشند صادق است. پس میتوان انتظار داشت که قانون فیک در داخل یک راکتور صادق بوده ولی در نزدیکی سطح خارجی آن صادق نباشد. روش های کار بانوای نزدیک سطح یک محیط پخش در قسمت ۸-۵ بحث میشود.

ب - محیط یکنواخت (ممکن) در مقایسه با محیط غیر یکنواخت :

اگر محیط غیر یکنواخت باشد لزوم اصلاح قانون فیک را میتوان انتظار داشت. بخصوص براساس بحث قسمت ۴-۵ یک جریان نوترون بسادگی نتیجه این است که دانسیته برخورد در یک نقطه بیش از نقطه دیگر است. بنابراین چون دانسیته برخورد بوسیله حاصل ضرب $\Sigma \Phi$ داده میشود مطلقاً است که انتظار داشته باشیم تغییرات فضایی Σ و همچنین Φ باعث ایجاد جریان نوترون شوند. برای توضیح این نکته وضعیتی را که در شکل ۱-۵-۲ نشان داده شده است در نظر بگیرید، که در آن Φ ثابت بوده ولی Σ تابع مکان است. در این حالت شبیه شکل ۴-۵-۲ میزان برخورد در سمت چپ صفحه $\Sigma = x$ بزرگتر از طرف راست است و برخلاف قانون فیک که میگوید: $J = -D(d\Phi/dx)$ میتوان جریان مثبتی از نوترون را پیش بینی نمود ولی بدلیل زیر چنین جریانی اتفاقی نمی افتد. گرچه کاملاً درست است که میزان برخورد در سمت چپ بزرگتر است ، به علت بزرگ بودن Σ در این ناحیه رقیق شدن نوترون ها نیز بیشتر است. بنابراین این احتمال اینکه نوترونی که در سمت چپ پراکنده شود عملاً به صفحه

که میتوان آنرا باین شکل نیز نوشت:

$$D = \frac{\mu_{tr}}{r} \quad (41-5)$$

که در آن μ_{tr} پویش آزاد متوسط انتقال است که در قسمت ۲-۹ بحث شد.

ث - تغییرات کد فولو:

در بدست آوردن قانون فیک فولو را طبق سری تیلور فقط برای جمله‌های درجه اول بسط دادیم ولی میتوان به آسانی نشان داد که حتی اگر جمله‌های درجه دوم نیز صرف نظر نشوند، بمقدار J_z چیزی نخواهند افزود. انتگرال آنها بااستثنا صفر میشود بااینکه به مقادیر مساوی به J_z^- و J_z^+ سی افزایشند بطوری که وقتی:

$$J_z = J_z^+ - J_z^-$$

را حساب کنیم یکدیگر را خنثی خواهند نمود. بنابر این برای اینکه قانون فیک صادق باشد تنها لازم است که عبارات سری تیلور که شامل مشتقات درجه سوم فولو هستند به انتگرال مربوط به J فقط مقدار کمی اضافه کنند. این حالت به نوبه خود به شرطی برقرار خواهد بود که مشتق دوم فولو در طول چند پویش آزاد متوسط خیلی تغییر نکند. زیرا قسمت عمده انتگرال در طول این فاصله جمع شده است. در این مورد باید متذکر شد که در عمل در محیط‌های جذب شدید فلولیه سرعت نسبت به مکان تغییر میکند. بنابر این لازم است قانون فیک را به سیستم‌هایی که در آنها $\Sigma_a < \Sigma_s$ باشد محدود کرد. ضمناً هرگاه جذب موجود باشد باید همیشه D را از معادله ۳۸-۵ محاسبه نمود نه از معادله ۳۷-۵ یا ۴۱-۵

ج - فلولی که تابع زمان است:

در قسمت ۵-۴ فرض شده بود که فلولیه زمان بستگی ندارد. اگر چنین نباشد فلولی که در انتگرال معادله ۳۸-۵ وارد میشود باید در زمان زودتری محاسبه شود، زیرا زمان محدودی لازم است تا یک نوترون فاصله برخورد تا نقطه‌ای را که دانسته جریان در آنجا حساب میشود بپیماید. ولی همانطور که قبلاً تذکر داده شد نواحی بعد از چند پویش آزاد متوسط به میزان قابل ملاحظه‌ای به مقدار J نمی‌افزایند، پس میتوان شرط اینکه فولو مستقل از زمان باشد را حذف کرد مشروط بر آنکه تغییرات نسبی Φ در طی زمان لازم برای اینکه یک نوترون سه پویش آزاد متوسط را بپیماید کم باشد. چون آهسته‌ترین نوترون‌ها در هر راکتور سرعتی حدود m/sc ۱۰۰۰ دارند، بنابر این قانون فیک صادق خواهد بود، بشرطی که نامساوی زیر برقرار باشد.

ت - تصحیح‌های مربوط به انتقال برای پراکندگی غیر ایزوتروپ در سیستم

آزما پیشگاهی:

در بدست آوردن قانون فیک همچنین لازم بود که فرض کنیم نوترون‌ها در سیستم آزما پیشگاه بطور ایزوتروپ پراکنده میشوند/ این موضوع فقط در انرژی‌های کم حقیقت دارد و حتی در آن صورت نیز برای هسته‌های خیلی سبک درست نیست (قسمت ۲-۸) و مسلماً بطور کلی صادق نیست. باوجود این میتوان بارش‌های نظریه انتقال نشان داد که که قانون فیک تقریباً حتی برای پراکندگی‌هایی که در سیستم آزما پیشگاهی کمی غیر ایزوتروپ باشند صادق است به شرط اینکه ضریب پخش را به شکلی پیچیده‌تر از آنچه در معادله ۳۷-۵ داده شده بود در نظر بگیریم. این تعریف بیان D را نمیتوان بشکل بسته نوشت باید باحل معادله غیر جبری زیر تعیین شود.

$$\frac{\Sigma_s}{r} \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}} \ln \left[\frac{\Sigma_t + \sqrt{\Sigma_a/D}}{\Sigma_t - \sqrt{\Sigma_a/D}} \right] = \frac{1 + r D \Sigma_a \mu}{1 + r D \Sigma_t \mu} \quad (38-5)$$

در اینجا Σ_t ، Σ_s و Σ_a به ترتیب سطح مقطع‌های ماکروسکپی کل، پراکندگی و جذب هستند و μ مقدار متوسط کسینوسی زاویه پراکندگی در دستگاه مختصات آزما پیشگاه است. از قسمت ۲-۹ یادآور میشویم که در حالت مهم پراکندگی ایزوتروپ در دستگاه مرکز ثقل μ از رابطه زیر بدست میآید.

$$\mu = \frac{r}{rA} \quad (39-5)$$

وقتی معادله ۳۸-۵ را نسبت به توان‌هایی بشکل یک سری از توان‌های Σ_a/Σ_t بسط داده و برای D حل کنیم عبارت زیر بدست میآید

$$D = \frac{1}{r \Sigma_t (1 - \mu) (1 - 4 \Sigma_a / 5 \Sigma_t + \dots)} \quad (40-5)$$

اگر $\frac{\Sigma_a}{\Sigma_t} < 1$ باشد معادله ۴۰-۵ بصورت زیر کاهش مییابد.

$$D = \frac{1}{r \Sigma_t (1 - \mu)}$$

مختصات قائم الزاویه

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (40-0)$$

مختصات استوانه‌ای

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (41-0)$$

مختصات کروی

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (42-0)$$

اگر فوئو تابع زمان نباشد طرف راست معادله $\epsilon_2 = 0$ ازین می‌رود (صفر میشود) و این معادله به شکل زیر در می‌آید:

$$D \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \Phi + S = 0 \quad (43-0)$$

این معادله بنام معادلهٔ پخش حالت پایدار معروف است. ریاضیدانان معادلهٔ $\epsilon_2 = 0$ را اسکالر هلمولتز^۲ نیز می‌نامند.

۸-۵- شرایط مرزی برای معادلهٔ پخش در حالت پایدار:

بقیهٔ مطالب این فصل بیشتر به پیدا کردن جواب‌های معادلهٔ پخش در حالت پایدار اختصاص خواهد داشت. مسایل پخش تابع زمان در فصل‌های بعد بررسی خواهند شد. چون معادلهٔ پخش در حالت پایدار یک معادلهٔ دیفرانسیل جزئی است، لذا دارای بی‌نهایت جواب است، به عبارت دیگر، بی‌نهایت تابع وجود دارند که در این معادله صدق کنند. ولی برای هر مسئله فیزیکی واقعی تنها یک تابع است که فوئو را بطور صحیح نشان می‌دهد، برای شناسایی تابع صحیح لازم است محدودیت‌های بخصوصی در مورد جواب علاوه بر اینکه باید در معادله دیفرانسیل صدق کنند قائل شویم. این محدودیت‌ها بواسطهٔ مسئله فیزیکی اعمال میشوند و به شرایط مرزی معروفند. این شرایط همراه با معادله دیفرانسیل بطرز جالبی جواب هر مسئله را تعیین میکنند. ولی شرایط جدی را نمیتوان بطور اختیاری انتخاب کرد، بلکه میتوان نشان داد که برای هر معادله دیفرانسیل یک دسته مناسب از این شرایط وجود دارد که به یک جواب

۱- Steady state diffusion equation

۲- Scalar Helmholtz equation

$$\left| \frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dt} \right| < \frac{10^{-6}}{r_{18}} \text{ Sec}^{-1} \quad (44-0)$$

که در آن بویش آزاد متوسط برای کندگی یعنی r_{18} برحسب سانتیمتر است.

۷-۵- معادلهٔ پخش:

قانون فیک رابطه‌ای بین فوئو و جریان بدست می‌دهد. اکنون با استفاده از معادله پیوستگی میتوان معادله‌ای بدست آورد که فقط شامل فوئو و نوترون باشد. بدین ترتیب با قرار دادن معادله ۶-۳-۵ در معادله ۵-۲-۵ معادله زیر نتیجه میشود:

$$\text{div } D \text{grad} \Phi - \Sigma_a \Phi + S = -\frac{\partial n}{\partial t} \quad (45-0)$$

که در آن به منظور سادگی همه متغیرهای مستقل حذف شده‌اند. در بیشتر قسمتهای این کتاب فقط سیستم‌های شامل مواد یکپارچه بررسی خواهند شد، در این حالت D ثابت است و اولین عبارت در معادله ۵-۳-۵ را میتوان به این شکل نوشت:

$$D \text{divgrad} \Phi = D \nabla^2 \Phi$$

که در آن ∇^2 اپراتور لاپلاس^۱ است. همچنین چون فرض شده است که نوترون‌ها همه دارای یک انرژی هستند فوئو از رابطه $\Phi = n v$ بدست می‌آید (معادله ۶-۱-۵) و معادله (۴۳-۵) به شکل زیر در خواهد آمد:

$$D \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \Phi + S = \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (46-0)$$

این معادله بنام معادلهٔ پخش نوترون معروف است و در تئوری راکتور اهمیت بسزایی دارد. شکل لاپلاسی که باید در معادله ۴۴-۵ بکار رود بدینستیم مختصاتی که برای مسئله بخصوصی مناسب است بستگی دارد. در محاسبات راکتور معمولاً لازم است که سه دستگاه مختصات یعنی سیستم مختصات قائم الزاویه، استوانه‌ای و کروی در نظر گرفته شوند. در این سیستم‌های مختصات ∇^2 از رابطه‌های زیر بدست می‌آید.

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (47-0)$$

۱- Laplacian operator

۲- Neutron diffusion equation

$$\frac{d\Phi}{dn} + \frac{\Phi}{d} = 0 \quad (50-0)$$

نوشته شود این شرط مرزی بشکلی است که قضیه فوق لازم میدانند. در انتخاب مقدار مناسبی برای d که باید در شرط (i) بکار ببریم، لازم است بین دو نوع سطح تمایز قایل شد. این ها به ترتیب بنام سطح باورود مجدد^۱ و بدون ورود^۲ مجدد شناخته میشوند. سطح را در صورتی با ورود مجدد گویند که بتوان از هر نقطه آن خط مستقیمی بطرف خارج عبور داد که بالاخره مجدداً وارد محیط شود. از طرف دیگر اگر نتوان از سطح خط مستقیمی عبور داد که مجدداً وارد محیط شود، سطح را بدون ورود مجدد گویند. نمونه هایی از این سطح که در شکل ۷-۵ نشان داده شده اند. اختلاف اساسی بین این دو سطح در این است که اگر نوترونی یک سطح باورود مجدد را ترک کند ممکن است در جای دیگری از محیط ظاهر شود، و حال آنکه نوترونی که از یک سطح بدون ورود مجدد عبور کند برای همیشه از سیستم خارج شده است.

محیط بخش کند.

خلأ



سطح بحر بالافض

ش ۷-۵ - سطح ساده باورود مجدد و بدون ورود مجدد

مقدار d در یک سطح باورود مجدد بطرز پیچیده ای تابع اندازه و شکل خلأ مجاور سطح است. در سطح بدون ورود مجدد که ضمناً در تئوری راکتور سطح آزاد^۲ نیز نامیده میشود، وضع خیلی ساده تر است. به خصوص برای یک سطح آزاد سطح^۱ میتوان بوسیله نظریه انتقال نشان داد که اگر فرض کنیم d دارای مقدار زیر است:

$$d = 0.71 \lambda_{tr} \quad (51-0)$$

که در آن λ_{tr} بویش آزاد متوسط انتقال در محیط است، فیزیکی است که از حل معادله پخش در شرایط مرزی (i) بدست می آید، با تقریب خوب فیزیکی واقعی را در همه جای محیط بجز در نزدیکی سطح آن در دسترس میگذارد. این وضعیت در شکل ۸-۵ نمایش داده شده است که در آن فیزیکی که طبق خود نظریه انتقال و همچنین از روی نظریه پخش با یکا بریدن شرط مرزی فوق

۱ - Recentrant

۲ - Non recentrant

۳ - Free Surface

۴ - Planar

متغی میسر میشود. برای معادله هایی از نوع اسکالر ها علمولتر، میتوان مطلب زیر را نشان* داد. در مرزهای ناحیه ای که در آن در معادله دیفرانسیل صدق میکند، باید یا مشتق عادی آن، یا یک ترکیب خطی از آن دو مشخص شود، و مشتق عادی آن نمیتواند هر دو مستقل مشخص شوند. در بکار گرفتن شرایط مرزی براساس بحث های فیزیکی نباید ملزومات این نظریه ریاضی نقض شود. (و نقض نخواهد شد).

شرایط مرزی در سطوح:

بعضی از مهم ترین نوع مرزهایی که در مسائل راکتور اتفاق می افتند آنهایی هستند که بین محیط های نسبتاً سنگین و محیط های اساساً خلأ قرار دارند. سطح خارجی یک راکتور این حالت را نشان میدهد. گرچه آتمسفر اطراف آن واقعاً خلأ نیست، ولی بویش آزاد متوسط نوترون در هوا خیلی بیشتر است تا در مواد غیر گازی، و معمولاً در محاسبات راکتور میتوان آن را نظیر خلأ در نظر گرفت. یادآوری میشود که نظریه پخش در نزدیکی چنین سطحی معتبر نیست و لازم است چنین مسئله ای را بنحو بخصوصی بررسی کنیم.

طرز کار از این قرار است که اول روی سطح محیط یک شرط مرزی بشکل:

$$\frac{1}{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial n} = -\frac{1}{d} \quad (52-0)$$

فرض میکنیم که در آن $\frac{d\Phi}{dn}$ مشتق عادی فیزیکی است که بدلائی که در زیر بحث خواهد شد فاصله ابتدای* یا طول ابتدای نامیده میشود. سپس مقدار d طوری انتخاب میشود که آن جواب معادله پخش که در معادله ۵-۹۰ صدق میکند حتی الامکان شبیه جوابی باشد که از تئوری انتقال در داخل محیط بدست می آید. باید توجه داشت که وقتی معادله ۵-۹۰ بصورت:

* برای نمونه به روش های فیزیک تئوری نوشته: پ-ام - سورس واج فیزیک راجع شود فصل ۶-۱ گراهل کپانی، نوریو کد-۱۹۵۳.

(P.M. Morse, H. Feshbach - McGrawHill)

۱ - Extrapolated distance

* معادله (۵-۹۰) را میتوان بشکل $\frac{1}{d} (L\Phi) = -\frac{1}{d}$ نیز نوشت: این معادله

گاهی شرط مرزی لگاریتمی نامیده میشود و d همچنین به نام عکس مشتق لگاریتمی نیز معروف است.

(Reciprocal logarithmic derivative)