



# انتشارات دانشگاه تهران

شماره ۱۸۳۱

شماره مسلسل ۲۳۶۸

ناشر: مؤسسه انتشارات و چاپ دانشگاه تهران

تاریخ انتشار: بهمن ماه ۱۳۶۱

تیراژ چاپ: یکهزار و نسخه

چاپ و صحافی: چاپخانه مؤسسه انتشارات و چاپ دانشگاه تهران

مسئولیت صحت مطالب کتاب با مترجم است

کلیه حقوق برای دانشگاه تهران محفوظ است

بها: ۲۰۰۰۰ ریال

# مقدمه‌های بر مهندسی هستهای

ترجمه

علی پذیرنده



بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

## پیشگفتار مترجم

در طی چندسال تدریس و راهنمایی دانشجویان فوق لیسانس در تهیه پایان نامه بویژه در زمینه تکنولوژی هسته ای و هم چنین عدم دسترسی دانشجویان و علاقمندان دیگر به این رشته بیک مرجع علمی قابل درک و ساده سرا بر آن داشت تا کتابی که جوابگوی این نیازها باشد تهیه نمایم. از آنجا که این رشته از تکنولوژی نقش عظیمی در توسعه تمام رشته های علوم و فنون دارد و کمتر رشته ای از فنون را می توان یافت که تکنولوژی هسته ای در آن نقشی نداشته باشد لذا بسیار مشکل است که بتوان کتابی جامع که جوابگوی همه نیازها باشد تهیه نمود مضافاً اینکه تدوین و تنظیم چنین مرجعی احتیاج به زمان طولانی دارد ، ناچار در جستجوی کتابی بودم که تا اندازه ای برآورنده این نیازها باشد و چراغی باشد برای یافتن مراجع عمیق تر و دقیق تر ، تا اینکه به این کتاب که ترجمه آنرا ملاحظه می کنید برخورددم . آنرا اگرچه کافی نیافتم ولی مفید دیدم و عزم در ترجمه آن کردم . این کتاب با زبان شیوا و رسا در سطح قابل درک و استفاده دانشجویان دوره لیسانس و فوق لیسانس فیزیک و شیمی و علاقمندان به این رشته که دارای معلومات متوسط دانشگاهی مربوطه باشند نوشته شده است. لکن شکی نیست که این کتاب خود کمبودهایی دارد و در برگردان آن از انگلیسی به فارسی و یافتن اصطلاحات فارسی مناسب و مصطلح نارسائی هایی مشاهده می شود.

موجب کمال امتنان و تشکر مترجم خواهد بود که خوانندگان محترم این کتاب هرنوع نارسائی ، و کمبود و یا پیشنهاد خود را باطلاع مترجم برسانند .  
در پایان از کارکنان سازمان انتشارات و چاپ دانشگاه تهران بویژه گروه حروفچین ، گراورساز و چاپ که در تهیه این کتاب نهایت همکاری را کرده اند تشکر می نماید.

گروه فیزیک دانشگاه تهران

انتهای خیابان کارگر - تهران

علی پذیرنده

آذرماه ۱۳۶۱

## همیشه گفتار مؤلف

این کتاب محصول یادداشت‌های درس تهیه شده برای سه دوره ارائه شده در گروه مهندسی هسته‌ای در دانشگاه نیویورک و موسسه پلی‌تکنیک نیویورک می‌باشد. این سه دوره عبارتند از: یک دوره مقدماتی در یک نیمسال تحصیلی در باره مهندسی هسته‌ای (فصول ۱-۸ این کتاب)، یک دوره در یک نیمسال تحصیلی درباره حفاظت در مقابل تابش‌ها (فصول ۹ و ۱۰ این کتاب) و یک دوره در یک نیمسال تحصیلی درباره صدور پروانه راکتور، ایمنی، و محیط زیست (فصل ۱۱). این دوره‌ها برای دانشجویان سال‌های سوم و چهارم لیسانس و دانشجویان سال اول فوق لیسانس که قبلاً آموزشی در زمینه مهندسی هسته‌ای ندیده باشند تنظیم شده‌است.

مهندسی هسته‌ای رشته بسیار گسترده‌ایست که غیرممکن است بتوان تمام جنبه‌های آنرا در یک کتاب با اندازه معین و سطح معقول گنجاند. لازم به گفتن نیست که این کتاب بیشتر درباره نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت صحبت میکند زیرا بیشتر مهندسی هسته‌ای در حال حاضر درگیر این نوع کاربردهای انرژی هسته‌ای هستند. با وجود این من سعی کرده‌ام که در فصل اول مختصری درباره حرفه وسیع مهندسی هسته‌ای بحث کنم.

بر اساس تجربیات من، دوره‌های فیزیک اتمی و هسته‌ای که توسط استادان فیزیک تدریس می‌شود بشدت جنبه نظریه‌ای پیدا کرده‌است. بنابراین، لازم دانستم این موضوعات را با ذکر جزئیات برای دانشجویان بیان کنم. فصل‌های ۲ و ۳ مورد این تجدیدنظر قرار خواهد گرفت. فصل ۴ بعضی از جنبه‌های علمی نیروی هسته‌ای را بحث خواهد کرد و در برگیرنده توضیحاتی درباره اغلب راکتورهای در حال کار و یا در حال توسعه است.

بخش نوترون و کندشدن نوترون در فصل ۵ آورده شده‌است. کندشدن نوترون با روش ساده‌ای بکمک نظریه پخش گروهی عملی خواهد شد و سعی می‌شود که از محاسبات نسبتاً مشکل و خسته‌کننده برای بدست آوردن چگالی کندشدن و بحث درباره نظریه سن فری پرهیز شود.

با وجود اینکه بنظر من، در حالیکه چنین محاسباتی برای درک کامل کندشدن نوترون‌ها اساسی هستند. لکن لازم نیست. در چنین کتابی با این سطح بحث شود. فصول ۶، ۷ و ۸ بمنظور ارائه زمینه کافی در روش‌های طرح‌ریزی راکتور تا حد لازم برای مهندسی هسته‌ای که بالاخص درگیر مسایل طراحی نیستند تنظیم شده‌است و نیز ایجاد یک پایه برای دوره‌های پیشرفته‌تر در نظریه راکتور هسته‌ای و طرح و محاسبات میباشد.

فصول ۹ و ۱۰ در باره جنبه‌های عملی حفاظت در برابر اشعه بحث میکنند. هر دو فصل بستگی زیادی به فصول گذشته دارند.

در ابتدا قصد بر این بود که فصل ۱۱ شامل بر دو فصل باشد - یک فصل درباره ایمنی و صدور پروانه و فصل دوم در باره تمام جنبه‌های اثرات محیط زیستی نیروگاههای هسته‌ای برای اینکه کتاب بموقع منتشر شود، بحث درباره اثرات محیط زیستی محدود به اثرات جریان‌های گازی رادیواکتیو شد.

وقتی در ابتدا طرح این کتاب را در مغز خود می‌پروراندم قصد داشتم از دستگاه‌ستریک جدید (SI) استفاده نمایم. لکن کنگره ایالات متحده آمریکا خیلی بی‌میل بوده که دستگاه آحاد انگلیسی را بکنار گذارد بویژه در زمینه محاسبات انتقال حرارت، ناچار وادار به معرفی آحاد انگلیسی شدم. بحث آحاد در جداول تبدیل آنها بهم در پیوست ۱ داده شده است.

بیشتر اطلاعات لازم برای حل مسائل آخر هر فصل در خود فصل مربوطه و یا در پیوست‌های آخر کتاب داده شده است. اطلاعاتی که خیلی حجیم هستند نظیر جرم‌های اتمی، فراوانی ایزوتوپی و غیره در پیوست‌ها داده نشده‌اند و اغلب در جداول عناصر زیافت می‌شوند که این جداول را می‌توان از سازمان انتشارات دولت بدست آورد. دسترسی به چاپ دوم و سوم «سطح مقطع‌های نوترون» گزارش ۳۲۵ آزمایشگاه ملی بروک هیون بسیار مفید است. عنوان ۱۰ از مقررات مرکزی در رابطه با فصل ۱۱ را می‌توان از سازمان انتشارات دولت تهیه کرد.

میل دارم از چند نفر از افرادی که پیش نویس کتاب را خوانده و درباره قسمت‌های مختلف آن اظهار نظر کرده‌اند بویژه آر - آرونسان، سی - اف بونیللا، اچ چلمر، دبلیو - آر - کلانسی، آر - جی. دلاند، اچ - گلدشتاین، اچ سی - هاپکینز، اف - آر - هوبارد، آر. دبلیو - ناپ، جی - لیر، آر - اس - تورسن و ام - ای - رن تشکر و امتنان نمایم. هم‌چنین از کارمندان مرکز اطلاعات سطح مقطع‌های نوترون در آزمایشگاه ملی بروک هیون بویژه دی - آی - گاربر، بی - ای - ماگورنو، واس پرل اشتاین که در تهیه اطلاعات هسته‌ای و رسم مسحنی زحمت کشیده‌اند تشکر کنم.

بالاخره، میل دارم امتنان و تشکرات خود را از زلمن باربارا و دخترم میچل برای کمک‌های فوق‌با ارزشی که در تهیه پیش‌نویس انجام داده‌اند اظهار نمایم.

جی - آر - لامارشی

لاچموند - نیویورک

ژانویه ۱۹۷۵

## فهرست مندرجات

۱	فصل اول حوزه عمل کرد مهندسی هسته‌ای
۷	فصل دوم فیزیک اتمی و فیزیک هسته‌ای
۷	۱-۲ ذرات اساسی
۹	۲-۲ ساختمان اتمی و هسته‌ای
۱۰	۳-۲ وزن اتمی و مولکولی
۱۲	۴-۲ شعاع اتمی و شعاع هسته‌ای
۱۳	۵-۲ جرم وانرژی
۱۶	۶-۲ طول موج ذره
۱۷	۷-۲ ترازهای تحریک و تابش
۲۰	۸-۲ پایداری هسته‌ای و تجزیه رادیواکتیو
۲۵	۹-۲ محاسبات رادیواکتیو
۲۹	۱۰-۲ واکنش‌های هسته‌ای
۳۳	۱۱-۲ انرژی بستگی (پیوندی)
۳۷	۱۲-۲ گازها، مایعات و جامدات
۴۰	۱۳-۲ دانستیه اتم
۴۳	مسائل
۴۹	منابع
۵۰	فصل سوم
۵۰	۱-۳ اثر متقابل نوترون با ماده
۵۱	۲-۳ سطح مقطع‌ها
۵۵	۳-۳ تضعیف نوترون
۵۹	۴-۳ سطح مقطع نوترون
۶۶	۵-۳ کاهش انرژی در برخوردهای پراکندگی
۷۱	۶-۳ نوترون‌های چندانرژی
۷۴	۷-۳ شکافت هسته‌ای (فیسین)

۹۲	اثر متقابل گاما با ماده	۳-۸
۱۰۴	ذرات باردار	۳-۹
۱۱۳	مسائل	
۱۲۰	منابع	

### فصل چهارم راکتورهای هسته‌ای و نیروی هسته‌ای

۱۲۱	واکنش شکافت زنجیره‌ای (فیسینون زنجیره‌ای)	۴-۱
۱۲۳	سوخت‌های راکتورهای هسته‌ای	۴-۲
۱۳۷	منابع انرژی هسته‌ای	۴-۳
۱۴۳	نیروگاه‌های هسته‌ای	۴-۴
۱۴۷	اجزاء مختلف راکتورهای هسته‌ای	۴-۵
۱۵۰	راکتورهای قدرت	۴-۶
۱۷۶	مسائل	
۱۸۱	منابع	

### فصل پنجم پخش و کندشدن نوترون

۱۸۲	فلوی نوترون	۵-۱
۱۸۴	قانون فیک	۵-۲
۱۸۸	معادله پیوستگی	۵-۳
۱۹۰	معادله پخش	۵-۴
۱۹۱	شرایط مرزی	۵-۵
۱۹۲	حل معادله پخش	۵-۶
۱۹۸	طول پخش	۵-۷
۱۹۹	روش پخش گروهی	۵-۸
۲۰۳	پخش نوترون‌های حرارتی	۵-۹
۲۰۸	محاسبه دوگروهی کندشدن نوترون‌ها	۵-۱۰
۲۱۲	مسائل	
۲۱۷	منابع	

### فصل ششم نظریه راکتور هسته‌ای

۲۱۸	معادله راکتور تک‌گروهی	۶-۱
۲۲۲	راکتور تیغه‌ای	۶-۲

۲۲۵	اشکال دیگر راکتور	۳-۶
۲۳۲	معادله بحرانی تک گروهی	۴-۶
۲۳۶	راکتورهای حرارتی	۵-۶
۲۴۹	راکتورهای بازتابنده	۶-۶
۲۵۷	صرفه بازتابنده	
۲۵۹	محاسبات چندگروهی	۷-۶
۲۶۱	راکتورهای ناهمگون	۸-۶
۲۶۴	بهره حرارتی	
۲۶۸	احتمال فرار از رزنانس	
۲۷۰	شکافت سریع	
۲۷۱	مقدار $k_{\infty}$	
۲۷۳	مسائل فصل ۶	
۲۷۹	منابع فصل ۶	
۲۸۰	<b>فصل هفتم راکتور مستقل از زمان</b>	
۲۸۱	۱-۷ سینتیک راکتور	
۲۸۲	عمر نوترون آنی	
۲۸۴	راکتور بدون نوترون تاخیری	
۲۸۴	راکتور بانوترونهای تاخیری	
۲۹۱	حالت بحرانی آنی	
۲۹۸	۲-۷ میله های کنترل و کنترل شیمیائی	
۳۰۲	میله های کنترل خوشه ای	
۳۰۶	میله های کنترل صلیبی	
۳۰۹	میله های کنترل راکتورهای سریع	
۳۱۶	۳-۷ اثر درجه حرارت بر راکتیویته	
۳۱۶	ضریب درجه حرارت	
۳۱۸	اثر هسته ای دوپلر	
۳۲۳	ضریب کند کننده	
۳۲۶	ضریب خلا	
۳۲۸	۴-۷ سمی شدن باپاره های شکافت	
۳۴۱	۵-۷ خواص قلب در مدت عمر راکتور	

۳۵۰	منابع فصل ۷
۳۵۱	مسائل فصل ۷
۳۵۷	<b>فصل هشتم انتقال حرارت در راکتورها</b>
۳۵۸	۱-۸ نکات عمومی ترمودینامیکی
۳۶۲	۲-۸ تولید حرارت در راکتور
۳۷۱	۳-۸ انتقال حرارت بوسیله هدایت
۳۸۳	۴-۸ انتقال حرارت به خنک کننده‌ها
۳۹۸	۵-۸ انتقال حرارت در حال جوش
۴۰۷	۶-۸ طرح حرارتی راکتور
۴۱۵	منابع فصل ۸
۴۱۶	مسائل فصل ۸
۴۲۴	<b>فصل نهم حفاظت در مقابل اشعه</b>
۴۲۴	۱-۹ تاریخچه اثرات تابش‌ها
۴۲۶	۲-۹ آحاد تابش
۴۳۳	۳-۹ چند نکته ابتدائی درباره بیولوژی
۴۳۶	۴-۹ اثرات بیولوژیکی تابش
۴۳۸	۵-۹ اثرات تابش بر فرد
۴۴۵	۶-۹ منابع طبیعی و مصنوعی تابش‌ها
۴۴۹	۷-۹ استانداردهای حفاظت در مقابل تابش‌ها
۴۵۵	۸-۹ محاسبات تابش‌گیری و دوز
۴۷۴	۹-۹ تابش‌گیری از منابع اشعه گاما
۴۷۸	چند اصطلاح
۴۸۲	منابع فصل ۹
۴۸۳	مسائل فصل ۹
۴۸۸	<b>فصل دهم مهار اشعه</b>
۴۸۸	بخش اول - مهار اشعه گاما
۴۸۸	۱-۱۰ ضرائب افزایش
۴۹۸	۲-۱۰ چشمه‌های صفحه‌ای بینهایت و سدور
۵۰۷	۳-۱۰ چشمه خطی
۵۱۲	۴-۱۰ چشمه‌های داخلی

## هشت

- ۵-۱۰ حفاظ چندلایه‌ای ۵۱۵
- بخش دوم - حفاظ سازی راکتور هسته‌ای ۵۱۸
- ۶-۱۰ اصول حفاظ سازی راکتور ۵۱۸
- ۷-۱۰ سطح مقطع های حذفی ۵۲۱
- ۸-۱۰ طرح حفاظ راکتور - محاسبات حذف - تضعیف ۵۲۷
- ۹-۱۰ روش حذف - پخش ۵۳۲
- ۱۰-۱۰ روش های دقیق ۵۳۴
- ۱۱-۱۰ مهاراشعه گاما ۵۳۹
- ۱۲-۱۰ اکتیواسیون خنک کننده ۵۴۴
- ۱۳-۱۰ مجاری زیگزاگ در حفاظها ۵۵۰
- منابع فصل ۱۰ ۵۵۱
- مسائل فصل ۱۰ ۵۵۳
- فصل یازدهم پروانه کار راکتور ، ایمنی و محیط زیست** ۵۵۹
- ۱-۱۱ توانائی و مسئولیت دولت ۵۵۹
- ۲-۱۱ پروانه کار راکتور ۵۶۳
- ۳-۱۱ اصول ایمنی نیروگاه هسته‌ای ۵۷۱
- ۴-۱۱ پخش جریان های گازی در تأسیسات هسته‌ای ۵۷۹
- ۵-۱۱ دوزهای اشعه ناشی از نیروگاههای هسته‌ای ۵۹۵
- ۶-۱۱ محل راکتور ۶۱۲
- ۷-۱۱ سوانح راکتور ۶۲۵
- ۸-۱۱ تجزیه و تحلیل خطر سانحه ۶۴۲
- ۹-۱۱ دوزهای تابش های محیطی ۶۵۱
- منابع ۶۶۵
- مسائل ۶۶۷
- پیوست ۱ آحاد و ضرائب تبدیل** ۶۷۵
- پیوست ۲ اطلاعات و اعداد ثابت اساسی** ۶۸۲
- پیوست ۳ عملیات برداری در دستگاه مختصات متعامد منحنی خطی** ۶۸۸
- پیوست ۴ جداول** ۶۹۴
- پیوست ۵ توابع بسل** ۷۰۱



## فصل اول

### حوزه عمل کرد مهندسی هسته‌ای

مهندس هسته‌ای شاخه‌ای از حرفه مهندسی است که مربوط به کاربرد عملی انرژی هسته‌ای می‌شود، یعنی انرژی که به یک یا نوع دیگر از هسته اتم سرچشمه گرفته و از آن انتشار می‌یابد. همان طوری که خواننده بدون شک آگاه است، اولین کوشش اصلی به کار گرفتن انرژی هسته‌ای در زمان جنگ جهانی دوم آغاز شد و نتیجه ساختن بمبهای اتمی شد که روی هیروشیما<sup>۱</sup> و ناگازاکی<sup>۲</sup> منفجر گردید که احتمالاً باعث خاتمه ناگهانی جنگ شد. توسعه سلاحهای اتمی چه در آمریکا و چه در خارج از آمریکا از پایان جنگ جهانی دوم تا به حال همچنان ادامه داشته است احتیاج به گفتن نیست، که انباشتن این سلاح هادر انبارهای اسلحه دنیا اثر عمیقی در روابط بین‌المللی داشته است.

خوشبختانه راههای متعددی وجود دارد که می‌توان از انفجارهای هسته‌ای برای مقاصد صلحجویانه استفاده کرد. مثلاً آزمایش‌های مختلف نشان داده است، گاز طبیعی که در لابلای سنگهای زیرزمینی محبوس شده‌اند را می‌توان به کمک انفجارهای هسته‌ای آزاد کرد و تخمین زده شده است که با استفاده از این روش می‌توان کل ذخیره گاز طبیعی در ایالات متحده را دو برابر کرد. استفاده از انفجارات هسته‌ای برای استخراج نفت از سنگهای جاری نفت نیز اقتصادی به نظر می‌رسد.

با استفاده از انفجارات هسته‌ای می‌توان بندرگاه‌های تازه، گذرگاههای آبی و گذرگاههایی از داخل کوهها حفر کرد که مخارج آن کسری از مخارج روش‌های معمولی خواهد بود. حتی می‌توان با برداشتن کوهها که مانع عبور جریان هوا می‌باشد، آب و هوای خیلی از مناطق را تغییر داد. این نوع کاربردها و کاربردهای صلحجویانه دیگر در ایالات متحده (توسط سازمان سازمان انرژی اتمی تحت عنوان پلاسرا<sup>۳</sup>) در حال توسعه جدی می‌باشد. در هر صورت تا به حال فقط آزمایش‌های ابتدائی در مورد استفاده از این گونه انفجارات هسته‌ای انجام شده است، زیرا هنوز میلی‌زیادی در کاربرد این گونه وسایل تجربی وجود دارد مگر این که نشان داده شود که می‌توان از این وسایل به‌طور ایمن استفاده کرد.

۱ - Hiroshima

۲ - Nagasaki

۳ - Plowshare

امروزه اغلب مهندسين هسته‌ای سرگرم توسعه تاسيسات نيروگاه‌های هسته‌ای هستند که اين نيروگاه‌ها يابه صورت ثابت برای توليد الکتريسيته ويابه صورت نيروگاه‌های برای به حرکت درآوردن دستگاه‌های متحرک به کار می‌روند. در حال حاضر نياز دنيا به برق بار شد  $\frac{7}{4}$  درصد در سال افزايش می‌يابد و اين بدان معنی است که قدرت توليدي برق دنيا هر  $\frac{1}{7}$  سال بايد دو برابر شود. دلايل متعددی وجود دارد که کسرفزاينده‌ای از ظرفيت توليدي انرژی، انرژی هسته‌ای خواهد بود. اولاً نشان داده شده است که توليد انرژی هسته‌ای در خيلي از نقاط جهان ارزاتر از منابع متداول انرژی می‌باشد. در حقيقت، منابع سوخت فسيلي دنيا يعنی ذغال سنگ و نفت و گاز طبيعي به شدت روبه کاهش است. و اثرات (مضر) نيروگاه‌های هسته‌ای در محيط زيست به مراتب کمتر از اثر نيروگاه‌های معمولی است. مثلاً يک نيروگاه هزار مگاواتی با سوخت ذغال سنگ در يک سال به مقدار  $100000$  تن اکسيد گوگرد  $75000$  تن اکسيد ازت و  $5000$  تن خاکستر معلق در هوا توليد می‌کند در حالی که يک نيروگاه هزار مگاواتی نفت سوز گوگرد حدود  $16000$  تن اکسيد گوگرد  $20000$  تن اکسيد ازت توليد می‌نماید. نيروگاه‌های هسته‌ای هيچ يک از اين مواد آلوده کننده را به وجود نمی‌آورد و فقط مقدار کمی گازهای راديو اکتيو انتشار می‌دهد.

به اين دلائل سازمان انرژی اتمی ایالات متحده پيش بينی می‌کند که ظرفيت الکتریکی هسته‌ای در ایالات متحده رشد کرده از  $200000$  مگاوات در سال  $1963$  به بیش از يک ميليون مگاوات در سال  $2000$  خواهد رسيد و بیش بينی می‌شود که ظرفيت نيروگاه‌های هسته‌ای در دنيا در آن زمان به چهار ميليون مگاوات خواهد رسيد.

تا به امروز وسيعترين کاربرد نيروی هسته‌ای در دستگاه‌های متحرک برای به حرکت درآوردن کشتیها يخصوص در زير دریائی‌ها می‌باشد. در اين مورد اين حقيقت وجود دارد که نيروگاه‌های هسته‌ای شيبه نيروگاه‌های معمولی اکسيژن مصرف نمی‌کنند و اين يک امتياز با ارزش در انتخاب نيروگاه‌های هسته‌ای برای زير دریائی‌ها می‌باشد. امتياز ديگر در کشتی‌های هسته‌ای که با قدرت هسته‌ای کار می‌کنند اين است که فقط پس از مدت خيلي طولانی کار کردن احتياج با تجديد سوخت دارند. در حال حاضر ( $1974$ ) نيروی دریائی ایالات متحده امریکا دارای بیش از صد کشتی از انواع مختلف می‌باشد و شواهد نشان می‌دهند که بالاخره تمام کشتی‌های نيروی دریائی امریکا هسته‌ای خواهند شد.

توسعه کشتی‌های هسته‌ای غير نيروی دریائی خيلي سريع نبوده است. تا امروز ایالات متحده فقط يک کشتی تجارتي به نام ساوانا ساخته است که آنهم از سال  $1970$  در بندرگاه متوقف است زيرا نشان داده شد که استفاده از آن اقتصادی نمی‌باشد. بهر حال کشتی ساوانا هرگز به عنوان يک کشتی تجربي برای بررسی اقتصادی بودن کشتی‌های هسته‌ای مناسب نبود.

زیرا این کشتی به عنوان یک کشتی نمایشی ملی طرح شده است، و نه به عنوان یک کشتی تجارتي برای بهره برداری. در خارج از آمریکا اتحاد جماهیر شوروی یک کشتی یخ شکن هسته‌ای به نام لنین ساخته است که سالها است در حال کار می باشد و اخیرا یک کشتی دیگر نیز ساخته است. در سال ۱۹۶۹ آلمان غربی یک کشتی با قدرت هسته‌ای برای حمل سنگ معدن، به نام اتوهان<sup>۱</sup> به آب الداخت ویراساس اخبار برمی آید که این کشتی نمونه نمایشی به خوبی کار می کند. ژاپنی ها یک کشتی به نام موتسو<sup>۲</sup> برای تحقیقات اقیانوس ها طرح کرده اند که قرار بود در سال ۱۹۷۴ به کار افتد. منابع رسمی ژاپنی اطلاع می دهند که ژاپن قصد دارد تا پایان قرن حاضر، ۳۰ کشتی تجاری هسته‌ای بسازد. در ضمن در ایالات متحده با افزایش مداوم بهای نفت و نیز افزایش اندازه و قدرت مورد نیاز کشتی های تجاری نظرها متوجه احیای برنامه ساختن کشتیهای هسته‌ای شده است.

نیروی هسته‌ای نیز برای به حرکت درآوردن هواپیماها، موشک ها مورد بررسی قرار گرفته است. از حدود سال ۱۹۴۹ تا ۱۹۶۱ که این طرح پایان یافت ایالات متحده حدود یک میلیون دلار برای توسعه طرح هواپیماهای هسته‌ای خرج کرده است. کار روی این طرح (طرح هواپیمای با قدرت هسته‌ای)<sup>۳</sup> موقعی آغاز شد که ایالات متحده صاحب جنگنده های دور پرواز که بتواند راه رفت و برگشت در مقابل دشمن در خارج از ایالات متحده را انجام دهد نبود. در این نیروی هوایی فقط آمادگی ماموریت های یک طرفه را داشت و این امر مورد رضایت مسئولین نیروی هوایی نبود لذا ناچار بایستی از پایگاهها خارجی استفاده نمایند که در آن صورت باید مراقب مسائلی باشند که در مناطق مربوطه به وجود می آید. با توجه به برد فوق العاده زیادی که از یک هواپیمای با قدرت هسته‌ای می توان انتظار داشت به نظر می آید که مسائل راسی توان با ساختن چنین هواپیمائی حل کرد. در این موقع با اختراع موشک های دور پرواز که از هر نقطه داخل ایالات متحده قابل پرتاب بودند و توسعه موشک های هسته‌ای که از داخل دریائی پرتاب می شدند مساله داشتن هواپیمای هسته‌ای دیگر مطرح نبود و به طوری که اشاره شد آن طرح متوقف شد.

از این نوشته چنین برمی آید که برای انجام ماموریت های فضائی به دیگر سیاره های منظومه شمسی احتیاج به داشتن موشک های با قدرت هسته‌ای می باشد. میل به استفاده از موشک های هسته‌ای از آنجا منشا می گیرد که کل جرم موشک و سفینه در یک ماموریت طولانی با استفاده از نیروی هسته‌ای به طور قابل ملاحظه ای کمتر از موشک های با سوخت شیمیائی معمولی است. مثلا، جرم تخمینی یک موشک با سوخت شیمیائی برای یک ماموریت سر نشین دار که از یک مدار دور زمین به یک مدار دور مریخ انجام گیرد تقریبا

۱- Otto Hahn

۲- Mutsu

۳- Aircraft Nuclear Propulsion Project, ANP

حدود ۰.۰۰/۱.۰۰/۴ کیلوگرم است. جرم موشک هسته‌ای مشابه که همان ماموریت را انجام دهد فقط ۰.۰۰/۳ کیلو گرم می‌باشد. لازم به یادآوری است که ایالات متحده چندین سال است مشغول توسعه موشکهای هسته‌ای می‌باشد. کاربرد انرژی هسته‌ای منحصر به انفجارهای هسته‌ای و دستگاه‌های با قدرت هسته‌ای نمی‌شود.

ایزوتوپهای رادیواکتیو که به مقدار زیاد در راکتورهای هسته‌ای به وجود می‌آیند دارای موارد استفاده‌های مهم زیادی می‌باشند. در حقیقت تولید و استفاده از این ایزوتوپها به سرعت به صورت یک صنعت در می‌آید. موارد زیر بعضی از کاربردهای فراوان ایزوتوپهای رادیواکتیو را نشان می‌دهد.

**ودیایی.** در این روش یکی از اتم‌های یک مولکول را بایک اتم از همان نوع رادیواکتیو جایگزین می‌کنیم. مثلاً یک اتم رادیواکتیو کربن را جایگزین یک اتم کربن معمولی در داخل یک مولکول، در زمان تشکیل آن، قرار می‌دهیم. بعداً پس از اینکه مولکول واکنش شیمیایی با در آزمایشگاه و یا در یک دستگاه بیولوژیکی، انجام داد می‌توان با مشاهده اشعه‌ای که از اتم تابش می‌شود محل نشأت اتم مورد بحث را تعیین نمود. این روش در مطالعه واکنش‌های شیمیایی و پژوهش‌های علوم زیستی بسیار با ارزش است، روش مشابه در صنعت برای اندازه‌گیری و گاهی برای کنترل جریان و یا عمل اختلاط مایعات به کار می‌رود. مقدار کمی از ماده رادیواکتیو را در داخل مایع متحرک قرار می‌دهند و تابش آن را در نقطه‌ای دیگر که مایع جریان پیدامی‌کند اندازه می‌گیرند. از کالیبراسیون مناسب می‌توان از روی سطح تابش، شدت جریان مایع و یا میزان غلظت آن را اندازه‌گیری کرد. بایک روش مشابه می‌توان اتم‌های رادیواکتیو را در موقع ساختن قطعات متحرک ماشین آلات، نظیر پیستون یا سوپاپ دیگر اضافه کرد. رادیو اکتیویته مشاهده شده در مایع روغن کاری معیار دقیقی از میزان سائیدگی قطعه مورد مطالعه می‌باشد.

روش مربوط به این کار تجزیه به روش اکتیو کردن نام دارد و بر اساس این حقیقت قرار دارد که اتم رادیواکتیو هر نمونه دارای تابش خاص به خود می‌باشد.

بنابراین می‌توان ترکیب شیمیایی یک ماده را با مشاهده اشعه تابش آن موقعی که نمونه کوچکی از آن رادیواکتیو شده است تعیین کرد. اکتیو کردن را می‌توان با تحت تابش قرار دادن نمونه بانوترون یا ذرات باردار انجام داد. از آنجا که می‌توان مقادیر فوق العاده کم ناخالصی را در ماده‌ای (در بعضی موارد تا یک قسمت در  $10^12$ ) تعیین کرد لذا تجزیه به روش اکتیو کردن وسیله بسیار با ارزش در رشته پزشکی، کشف و جنایات و دیگر رشته‌ها که مقادیر بسیار جزئی از عناصر خاص نقش مهمی را ایفا می‌کند، می‌باشد.

**مولدهای رادیوایزوتوپی:** وقتی اشعه تابشی از ایزوتوپهای رادیواکتیو جذب حجمی شود به صورت حرارت ظاهر می‌گردد. مقداری از این حرارت را می‌توان با روش‌های خاصی به

کمک ترموکوپل به انرژی الکتریکی تبدیل کرد. دستگاهائی که براین اساس ساخته شده اند می توانند مقدار کمی قدرت تا حدود ۱۰۰ وات تولید نمایند. (این دستگاه ها را مولدهای قدرت کمکی می نامند). با توجه به سادگی ذاتی و عمر طولانی رادیوایزوتوپها، مولدهای رادیوایزوتوپی به عنوان چشمه های انرژی زا در جاهائی که نیاز به قدرت کم می باشد بسیار مناسب هستند. این گونه مولدها برای تامین قدرت در سفینه ها، ایستگاههای خود کار هواشناسی دور افتاده و منبع نور برای برج های دریائی به کار می رود. اخیرا مولدهای رادیوایزوتوپی کوچکی در بدن انسان، که به عبارتی محل دوررسی می باشد، قرار داده اند. این مولدها برای تنظیم ضربان قلب به طور متناوب و ماهیچه های قلب را تحریک می کند.

**حفظ مواد غذایی:** فساد مواد غذایی در اثر وجود موجودات میکروسکوپی می باشد که در موقع بسته بندی با ارسال مواد غذایی همراه آنها حمل می شوند. با تابش دادن مواد غذایی با اشعه، با اندازه که موجودات، ریز را از بین برده یا آنها را بی ضرر سازد. از این گونه فسادها می توان، جلوگیری کرد. در ناحیه مورد نظر می توان وسائل مختلف پزشکی نظیر اسبابهای جراحی، سیم های بخیه و غیره را پس از اینکه بسته بندی نمود تحت تابش ایزوتوپهای رادیواکتیویا در باریکه ذرات باردار یک شتاب دهنده قرار داد تا عاری از میکروب<sup>۲</sup> شوند.

**عمل شیمیائی.** وقتی اشعه با مواد برخورد می کند، یونها و ترکیبات مختلفی به وجود می آید، که در بعضی موارد قادر به هدایت و واکنش های شیمیائی می باشند. اتیل پرومید<sup>۳</sup> یک ماده شیمیائی است که در عملیات شیمیایی صنعتی به کار می رود، این ماده به طور تجاری به کمک عمل پرتو دهی با استخراج فوق العاده کمتر از روش های متداول تهیه می شود. به هم پیوند شدن تک مولکولهای شیمیائی (مولکول های کوچک وقتی به هم پیوند می شوند یعنی پلیمریزه می شوند و یک مولکول بزرگ، پلیمر نامیده می شود) را گاهی می توان تحت تاثیر این گونه کاتالیزورهای حاصل از اشعه قرار داد و به کمک این روش منحصر به فرد چندین نوع محصول تازه به دست آمده است.

از آنچه که در بالا بحث شد واضح است که حقیقا انرژی هسته ای کار بردهای فراوانی دارد. بعضی فوق العاده همچنان انگیز و بعضی کمتر، واضح است که این گونه کاربردها، صلحجویانه می باشند و نقش این نوع چشمه انرژی با گذشت زمان بیشتر احساس می شود. در اینجا به عهده مهندسين هسته ای است که باید با پیشرفت های جدید که در اسر ایمنی و اقتصادی آن می دهند همگان را از آن مطمئن سازند. در این مورد برای یک مهندس هسته ای بسیار مهم است که پایه محکمی در فیزیک اتمی و فیزیک هسته ای برای خود بسازد زیرا این

۱ - Systems for Nuclear Auxiliary Power, SNAP

۱ - Sterile

۲ - Ethyl Bromide

موضوعات است که اساس حرفه او را تشکیل می‌دهد. بنابراین این قسمت اول این کتاب حاوی گذری از مفاهیم اساسی و مهم فیزیک جدید می‌باشد.

### منابع

برای مبتدی اغلب بسیار مشکل است که میدان گسترده حرفه مهندسی هسته‌ای را درک کند. اغلب کتاب‌ها از جمله این کتاب، الزاماً مربوط به تعداد نسبتاً کمی از فعالیت‌های هسته‌ای می‌شود.

برای اصلاح این وضع و در ضمن آگاه کردن همگان از انرژی هسته‌ای که روز به روز اهمیت بیشتری پیدا می‌کند سازمان انرژی اتمی امریکا تعدادی کتابچه تحت عنوان (غیر دقیق) «درک اتم» تهیه کرده است. این نشریات با ارزش را می‌توان از سازمان انرژی اتمی در اوک ریج' تنسی تهیه کرد.

## فصل دوم

### فیزیک اتمی و فیزیک هسته‌ای

اطلاعات درباره فیزیک اتمی و هسته‌ای برای یک مهندس هسته‌ای لازم است زیرا این موضوعات پایه مهندسی هسته‌ای علمی را پی‌ریزی می‌کند. موضوعات مربوطه به فیزیک اتمی و هسته‌ای در این فصل و فصل آینده بررسی می‌شود.

#### ۱-۲- ذرات اساسی

دنای مادی از ترکیبات ذرات هسته‌ای یا ذرات اساسی تشکیل شده است. تا به حال تعدادی ذرات اساسی کشف شده است و در این زمان به نظر می‌رسد که انواع چنین ذراتی بینهایت باشد. در هر صورت تعداد معدودی از آنها از نقطه نظر مهندسی هسته‌ای حائز اهمیت هستند که عبارتند از:

الکترون - این ذره دارای جرم حالت سکون  $9.109 \times 10^{-31}$  کیلوگرم و بار الکتریکی  $1.602 \times 10^{-19}$  کولن می‌باشد. دو نوع الکترون وجود دارد، یکی دارای بار منفی  $e^-$  و دیگری دارای بار مثبت  $e^+$  است. این دو ذره بجز اختلاف در علامت بار الکتریکی آنها شبیه به هم هستند. الکترون‌های منفی گاهی نگاترون نیز نامیده می‌شوند. الکترون‌های معمولی ذراتی هستند که در این دنیا به آنها برمی‌خوریم. الکترون‌های مثبت یا پوزیترون‌ها نسبتاً نادر هستند. وقتی، در تحت شرایط مناسبی، یک پوزیترون به یک نگاترون

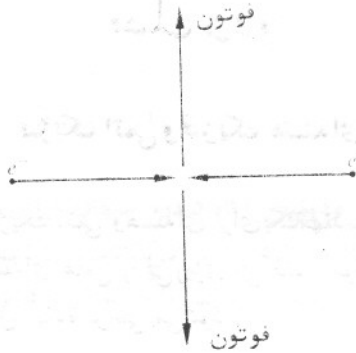
#### ۱- Fundamental particles

\* بر طبق نظریه نسبیت جرم یک ذره تابع سرعت آن نسبت به ناظر می‌باشد بنابراین لازم است موقع مشخص کردن جرم ذرات اساسی سرعت ذره نسبت به ناظر در حال سکون داده شود یعنی عبارت جرم حالت سکون ذکر شود.

+ بحثی در مورد واحدهای علامت‌های آنها و علائم اختصاریشان همراه با جداول ضرایب تبدیل آنها در آخرین کتاب در زمینه ۱ داده شده است.

اعداد ثابت اساسی و اطلاعات هسته‌ای در زمینه ۲ مندرج شده‌اند.

برخورد می کند هر دو الکترون ناپدید می شوند و دو فوتون (ذرات اشعه الکترو مغناطیس ، به زیر نویس مراجعه شود) یا بیشتر به طوری که در شکل ۱-۲ نشان داده شده است منتشر می شود. این عمل را محو الکترون نامیده و فوتون هائی را که ظاهر می شوند اشعه محو جرم می نامند .



شکل ۱ - ۲ محو یوزیرون و یک نگاترون با تابش دو فوتون

### پروتون

جرم حالت سکون این ذره  $M_p = 1.67261 \times 10^{-24}$  گرم و بار آن مثبت و برابر بار الکتریکی الکترون است ، پروتون های با بار منفی نیز کشف شده اند ولی از نقطه نظر مهندسی هسته ای اهمیتی ندارند .

### نوترون

جرم نوترون کمی از جرم پروتون بیشتر است، یعنی  $M_n = 1.67492 \times 10^{-24}$  گرم و از نظر بار الکتریکی خنثی می باشد . نوترون یک ذره پایدار نیست مگر متصل با تم باشد. یک نوترون آزاد به یک پروتون و الکترون منفی\* تجزیه شده و یک ضدنوترینو آزاد می کند. این عمل به طور متوسط حدود ۱۲ دقیقه طول می کشد (منظور نیمه عمر نوترون است که برابر ۱۲ دقیقه می باشد .

### فوتون

این ذرات در طبیعت گاهی شبیه ذرات و گاهی شبیه امواج عمل می کنند و این پدیده موضوع قابل مطالعه ای است . بنابراین پدیده هائی که تصور می رود مطلقا دارای خصوصیت

۱. Electron

۲- Annihilation radiation

\*تجزیه بنابه قسمت ۲ - ۸ قراچه شود annihilation



موجی هستند به نظر می‌رسند که همراه با ذره بوده و یا دارای خواص ذره‌ای می‌باشند. اشعه الکترومغناطیسی در این طبقه بندی قرار می‌گیرند. ذره همراه امواج الکترومغناطیسی را فوتون می‌نامند. این ذره دارای جرم حالت سکون صفر و بدون بار الکتریکی می‌باشد که در خلاء با یک سرعت، یعنی، سرعت نور  $c = 2.9979 \times 10^{10}$  سانتیمتر در ثانیه حرکت می‌کند.

### نوترینو

این ذره دیگری است با جرم حالت سکون صفر و بدون بار الکتریکی که بنظر می‌رسد از تجزیه بعضی از هسته‌ها خارج می‌شود. در حقیقت دو نوع نوترینو وجود دارد. به ترتیب نوترینو وضد نوترینو، لکن برای بیشتر مقاصد احتیاجی به تشخیص کردن آنها نیست.

### ۲-۲- ساختمان اتمی و هسته‌ای

بدون شک خواننده آگاه است به طوری که دیده و احساس می‌شود اتمها قطعات ساختمانی سواد می‌باشند. اتم به نوبه خود از یک هسته با جرم زیاد که با بری ازالکترون‌های منفی که با سرعت زیاد حرکت می‌کنند احاطه شده، تشکیل یافته است. هسته خود از پروتون و نوترون تشکیل شده است. تعداد کل پروتون‌های داخل هسته را عدد اتم می‌نامند و با علامت  $Z$  مشخص می‌شود. بنابراین کل بار الکتریکی اتم برابر  $+Ze$  است در یک اتم خنثی به تعداد پروتون‌ها وجود دارد، یعنی  $Z$ ، که به دور هسته در گردش هستند. در عناصر مختلف الکترون‌ها هستند که عامل واکنش شیمیائی اتم بوده و عناصر شیمیائی مختلف را مشخص می‌کنند. مثلا هیدروژن ( $H$ ) دارای یک الکترون، هلیوم دارای دو، لیتوم دارای سه و . . . . می‌باشد. تعداد نوترون‌های داخل یک هسته را عدد نوترونی می‌نامند و به  $N$  نشان داده می‌شود. تعداد کل هسته‌ها<sup>۱</sup> یعنی مجموع پروتون‌ها و نوترون‌ها در هسته برابر  $A = N + Z$  می‌باشد که  $A$  عدد جرم اتمی<sup>۲</sup> نامیده می‌شود.

انواع مختلف اتم‌هایی را که دارای تعداد معینی پروتون و نوترون هستند را نوکلئید<sup>۳</sup> می‌نامند. هر نوکلئید با علامت شیمیائی آن عنصر (عدد مشخص کننده آن  $Z$ ) و عدد جرم اتمی جرم اتمی در بالای آن «این عدد،  $N$  را مشخص می‌کند که برابر  $N = A - Z$  است) نشان داده می‌شود. بنابراین علامت  ${}^1H$  مربوط به هیدروژن ( $Z = 1$ ) که دارای یک پروتون می‌شود،  ${}^2H$  هیدروژنی بیک پروتون و یک نوترون در هسته آن است ( ${}^2H$ ) را دوتریوم<sup>۴</sup> یا هیدروژن سنگین می‌نامند،  ${}^4He$  هلیوم ( $Z = 2$ ) است که هسته آن دارای دو پروتون و دو نوترون می‌باشد.

۱- Nucleon

۲- Atomic Mass Number

۳- Nuclide

۴- Deuterium

و همین‌طور عناصر دیگر. برای بیان بهتر گاهی  $Z$  را به صورت یک نماینده در سمت چپ پائین علامت شیمیائی مانند  ${}^1\text{H}$ ،  ${}^2\text{H}$ ،  ${}^4\text{He}$  و غیره می‌نویسند.

اتم‌های نظیر  ${}^1\text{H}$  و  ${}^2\text{H}$  که هسته‌های آنها دارای یک تعداد پروتون ولی در تعداد نوترون مختلف می‌باشند ( $Z$  همانند ولی  $N$  مختلف بنابراین  $A$  مختلف) ایزوتوپ نامیده می‌شوند. مثلاً اکسیژن دارای ایزوتوپ پایدار  ${}^{16}\text{O}$ ،  ${}^{17}\text{O}$ ،  ${}^{18}\text{O}$  ( $N=8/9/10$ ،  $Z=8$ ) و پنج ایزوتوپ ناپایدار (یعنی رادیو اکتیو)  ${}^{13}\text{O}$ ،  ${}^{14}\text{O}$ ،  ${}^{15}\text{O}$ ،  ${}^{19}\text{O}$ ،  ${}^{20}\text{O}$  ( $N=5/6/7/11/12$ ،  $Z=8$ ) می‌باشد.

ایزوتوپهای پایدار (و چند ایزوتوپ ناپایدار) اتم‌هایی هستند که به صورت عناصری در طبیعت وجود دارند. ولی در هر صورت مقدار فراوانی آنها یکسان نیست. بعضی از ایزوتوپهای عناصر معین فراوانتر از ایزوتوپ‌های دیگر هستند. مثلاً اکسیژن هفده  $\frac{1}{2}$  درصد اکسیژن ۱۸ است.

جدولی از ایزوتوپهای مهم و فراوانی آنها در ضمیمه ۲ داده شده است، باید یادآوری کرد که فراوانی‌های ایزوتوپی بر حسب درصد اتم داده شده‌اند. یعنی درصد تعداد اتم‌های یک نوع ایزوتوپ در عنصر مورد نظر می‌باشد. در صدام معمولاً با علامت اختصاری  $\%$  مشخص می‌شود.

مثال ۱-۲ می‌دانیم که یک لیوان آب دارای  ${}^{16}\text{O}$   $1.6 \times 10^24$  اتم هیدروژن است. این مقدار آب چند اتم دوتریوم ( ${}^2\text{H}$ ) دارد.

حل. برطبق جدول ۲-۲ ضمیمه ۲ فراوانی ایزوتوپی  ${}^2\text{H}$  برابر  $\frac{1}{1000}$  است. کسر هیدروژن‌های  ${}^2\text{H}$  برابر  $1.6 \times 10^{24} \times \frac{1}{1000}$  می‌باشد. کل تعداد اتم‌های  ${}^2\text{H}$  در لیوان برابر  $1.6 \times 10^{24} \times \frac{1}{1000} = 1.6 \times 10^{21}$  است (جواب)

## ۲-۳- وزن اتمی و مولکولی

وزن اتمی یک اتم بنابر تعریف برابر جرم اتم خنثی نسبت به جرم اتم خنثی  ${}^{12}\text{C}$  می‌باشد. که در این مقیاس وزن اتمی  ${}^{12}\text{C}$  به‌طور اختیاری دقیقاً برابر ۱۲ گرفته شده است. این تعریف به‌صورت معادله زیر نوشته می‌شود:

$$1-2 \quad \text{وزن اتمی} = \frac{\text{جرم اتمی خنثی}}{\text{جرم اتمی خنثی } {}^{12}\text{C}} \times 12$$

فرض کنید که جرم اتمی عنصری درست دو برابر جرم  ${}^{12}\text{C}$  باشد. بنابراین برطبق رابطه (۲-۱) جرم این عنصر  $24 = 2 \times 12$  خواهد بود. به‌طوری که در قسمت ۲-۲ یادآور شدیم عنصری که در طبیعت یافت می‌شوند دارای

تعدادی ایزوتوپ هستند. در این صورت وزن اتمی عنصر برابر وزن اتمی متوسط مخلوط خواهد بود. بنابراین اگر  $\gamma_i$  فراوانی ایزوتوپی بر حسب در صد اتم مربوط به ایزوتوپ  $M_i$  با وزن اتمی  $M_i$  باشد در آن صورت وزن اتمی عنصر برابر

$$M = \sum_i \gamma_i M_i / 100 \quad (2-2)$$

است. مثال ۲-۲ با استفاده از اطلاعات جدول زیر وزن اتمی اکسیژن طبیعی را حساب کنید.

ایزوتوپ	فراوانی %	وزن اتمی
$^{16}\text{O}$	۹۹/۷۵۹	۱۵/۹۹۹۴۲
$^{17}\text{O}$	۰/۰۳۷	۱۶/۹۹۹۱۳
$^{18}\text{O}$	۰/۲۰۴	۱۷/۹۹۹۱۶
حل:		

با استفاده از رابطه (۲-۲) وزن اتمی اکسیژن به دست می آید.

$$M(\text{O}) = 0.1 [\gamma(^{16}\text{O})M(^{16}\text{O}) + \gamma(^{17}\text{O})M(^{17}\text{O}) + \gamma(^{18}\text{O})M(^{18}\text{O})] = 15.99938 \text{ (جواب)}$$

کل جرم مولکول نسبت به جرم یک اتم  $^{12}\text{C}$  خنثی را وزن مولکولی می نامند. این عدد برابر مجموع وزن اتمی ذرات تشکیل دهنده مولکول است. مثلاً گاز اکسیژن دارای مولکول  $\text{O}_2$  است و بنابراین وزن مولکولی آن برابر  $31.99876 / 99.938 = 2 \times 15.99938$  است. باید دانست که وزن اتمی و وزن مولکولی اعداد بدون واحدی هستند، زیرا برابر نسبت جرم های اتم یا مولکول ها می باشند. برخلاف وزن اتمی یا مولکولی، وزن اتم گرم و وزن مولکول گرم مقدار جرمی از ماده بر حسب گرم است که برابر وزن اتمی یا وزن مولکولی ماده می باشد و این مقدار از ماده را نیز مولکول گرم می نامند. بنابراین وزن یک اتم گرم یا یک اتم گرم  $^{12}\text{C}$  درست برابر ۱۲ گرم از این ایزوتوپ می باشد و یک مولکول گرم از گاز  $\text{O}_2$  برابر  $31.99876$  گرم است و الخ.

از آنجا که وزن اتمی برابر نسبت جرم های اتمی و یک مولکول گرم ماده برابر وزن اتمی بر حسب گرم است. نتیجه می شود که تعداد اتم ها یا مولکول ها در هر مولکول گرم ماده بدون توجه به ماهیت ماده مقدار ثابتی است. مثلاً فرض می کنیم که یک نوکلئید فرضی دارای وزن اتمی  $24.000$  گرم است. این بدان معنی است که جرم هر اتم این ماده درست دو برابر جرم  $^{12}\text{C}$  می باشد و بنابراین باید تعداد اتم ها موجود در  $24.000$  نوکلئید برابر تعداد اتم ها موجود در  $12.000$  گرم باشد. این موضوع به قانون آووگادرو معروف است. تعداد اتم ها

یا مولکول های موجود در یک مولکول گرم را عدد آووگادرومی نامند. این عدد را به  $N_A$  نشان می دهند و برابر است با:  $N_A = 6.02217 \times 10^{23}$ .  
 با استفاده از عدد آووگادرومی توان جرم یک اتم یا مولکول را حساب کرد.  
 مثلاً از آنجا که یک مولکول گرم  $^{12}\text{C}$  دارای ۱۲ گرم و  $N_A$  اتم است. نتیجه می شود که جرم یک اتم  $^{12}\text{C}$  برابر است با:

$$\text{جرم} = \frac{12}{6.02217 \times 10^{23}} = 1.992664 \times 10^{-23}$$

در این مورد یک واحد طبیعی تری وجود دارد که می توان جرم های تک تک اتم ها را برحسب آن بیان کرد.

این واحد جرم اتمی است که به اختصار به amu نشان دادن می شود و برحسب تعریف برابر یک دوازدهم جرم اتم  $^{12}\text{C}$  خنثی است. با توجه به پاراگراف قبل یک واحد جرم اتمی برابر است با:

$$1 \text{ amu} = \frac{1.992664 \times 10^{-23}}{12} = 1.66053 \times 10^{-24} \text{ گرم}$$

بنابر این جرم یک اتم  $^{12}\text{C}$  برابر ۱۲/۰۰۰۰۰ است، جرم هر اتم دیگر برحسب واحد جرم اتمی عددی برابر وزن اتمی اتم مورد نظر می باشد.

## ۴-۲- شعاع اتمی و شعاع هسته ای

پیدا کردن تعریفی برای اندازه یک اتم تا اندازه ای به علت ابرالکترونی اطراف آن که بعد مشخصی ندارد مشکل است. الکترون ها گاهی ممکن است از هسته دور شوند و گاهی از نزدیک هسته عبور می کند. اندازه معقول یک اتم فاصله متوسط بین هسته و دورترین الکترونی است که در اطراف اتم پیدا می شود. جز چند اتم سبک این شعاع متوسط تقریباً برای تمام اتم ها یکی است یعنی  $10^{-8}$  سانتیمتر می باشد.

از آنجا که تعداد الکترون های دور اتم با افزایش عدد اتمی زیاد شوند. واضح است که دانسیته متوسط الکترونی در ابر الکترون اطراف هسته نیز افزایش می یابد.

هسته نیز شبیه اتم دارای یک سرخارجی مشخصی نیست. سطح آن مانند سطح اتم (منتها به میزان کمتری) تغییر می کنند. اندازه گیری پراکندگی نوترون در برخورد با هسته ها (مراجعه به قسمت ۳ - ۴ شود) نشان می دهد که با تقریب درجه اول هسته را می توان کره ای در نظر گرفت که شعاع آن از رابطه زیر به دست می آید.

$$R = (1.25 \times 10^{-13} A)^{1/3} \quad (2-3)$$

که R برحسب سانتیمتر و A عدد جرم اتمی است.

از آنجا که حجم یک کره متناسب با مکعب شعاع است از معادله ۲-۳ برمی آید که

که حجم  $V$  یک هسته متناسب با  $A$  می باشد. این همچنین بدان معنی است که نسبت  $\frac{A}{V}$

یعنی تعداد هستکها در واحد حجم برای هسته ها عدد ثابتی است. این یکنواختی دانسیته ماده هسته ای نشان می دهد که هسته ها شبیه قطرات مایع می باشند که بستگی به بزرگی یا کوچکی هسته ندارد. این مدل قطره ای <sup>۱</sup> هسته می تواند جوابگوی بسیاری از خواص هسته باشد.

## ۲-۵- جرم و انرژی

یکی از نتایج برجسته نظریه نسیت انیشتن این است که جرم و انرژی معادل هم بوده و به هم قابل تبدیل می باشند. به ویژه محو کامل یک ذره یا یک جسم، با جرم حالت سکون  $m_0$  منجر به آزاد شدن انرژی  $E_0$  می شود که از رابطه مشهور انیشتن به دست می آید.

$$E_0 = mc^2 \quad (2-4)$$

که در این رابطه  $c$  سرعت نور می باشد مثلاً از محو یک گرم جرم

$$E = 1 \times (29979 \times 10^{10})^2 = 898874 \times 10^{20} = 898874 \times 10^{13} \text{ ژول}$$

انرژی آزاد می شود. این مقدار انرژی زیادی است و برحسب واحدهای متداول برابر ۲۵ میلیون کیلووات ساعت است.

واحد دیگری که اغلب در مهندسی هسته ای به کار می رود الکترون ولت می باشد و به  $eV$  نشان داده می شود. برحسب تعریف الکترون ولت برابر ازدیاد انرژی جنبشی یک الکترون است وقتی در یک اختلاف پتانسیل یک ولتی سقوط کند. از طرف دیگر این مقدار انرژی برابر با یک الکترون ضرب در اختلاف پتانسیل، یعنی

$$\begin{aligned} \text{ولت} \times 1 \text{ کولن} &= 1/6.219 \times 10^{-19} \text{ } 1eV \\ &= 1/6.219 \times 10^{-19} \text{ ژول} \end{aligned}$$

واحدهای دیگری که اغلب برمی خوریم  $Mev$  ( $10^6 eV$ ) و  $Kev$  ( $10^3 eV$ ) می باشند.

مثال ۲-۳ مطلوب است محاسبه جرم انرژی حالت سکون الکترون برحسب میلیون الکترون ولت.

حل: با استفاده از معادله (۲-۴) جرم انرژی حالت سکون الکترون برابر است با:

$$\begin{aligned} m_0 c^2 &= 9.1095 \times 10^{-31} \times (29979 \times 10^{10})^2 \\ &= 8.1871 \times 10^{-7} \text{ erg} = 8.1871 \times 10^{-14} \text{ J} \end{aligned}$$

برای تبدیل آن به میلیون الکترون ولت به طریق زیر عمل می‌کنیم .

$$1.871 \times 10^{-14} \text{ J} \div 1.6022 \times 10^{-13} \text{ J/MeV} = 0.117 \text{ MeV}$$

مثال (۲ - ۴) انرژی معادل یک واحد جرم اتمی را محاسبه نمایید .

حل : این مساله را می‌توان با استفاده از جواب مثال قبل به آسانی حساب کرد . بنابراین برطبق قسمت (۲ - ۳) .

$$1 \text{ amu} = 1.6605 \times 10^{-24} \text{ g}$$

نتیجه می‌شود که یک واحد جرم اتمی معادل است با :

$$\frac{1.6605 \times 10^{-24} \text{ g/amu}}{9.1095 \times 10^{-28} \text{ g/e}} \times 0.117 \frac{\text{MeV}}{e} = 2.03 \text{ MeV}$$

وقتی جسمی در حال حرکت است جرم آن نسبت به ناظر بر طبق رابطه زیر افزایش می‌یابد .

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5-2)$$

که  $m_0$  جرم حالت سکون و  $v$  سرعت جسم است . رابطه (۲ - ۵) دیده می‌شود که وقتی که  $v$  به سمت صفر میل می‌کند  $m$  برابر  $m_0$  می‌گردد . از طرف دیگر ، وقتی  $v$  به  $c$  نزدیک می‌شود  $m$  تا بینهایت افزایش می‌یابد . کل انرژی یک ذره ، یعنی جرم انرژی حالت سکون به اضافه انرژی جنبشی یک جسم از رابطه زیر به دست می‌آید .

$$E_t = mc^2 \quad (6-2)$$

در این رابطه  $m$  از رابطه (۲ - ۵) حساب می‌شود .

انرژی جنبشی  $E$  یک جسم برابر اختلاف انرژی کل و انرژی جرم حالت سکون آن است ،

$$E = mc^2 - m_0c^2 \quad (7-2)$$

$$= m_0c^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right] \quad (8-2)$$

یعنی عبارت زیر را می‌توان بر حسب توان  $\left(\frac{v^2}{c^2}\right)$  ، در معادله (۸-۲) را می‌توان بر حسب توان  $\left(\frac{v^2}{c^2}\right)$  ،

با استفاده از قضیه دو جمله‌ای بسط داد. و وقتی  $v \ll c$  باشد جملات بعد از جمله اول را حذف می‌کنیم و رابطه زیر نتیجه می‌شود:

$$E = \frac{1}{2} m_0 v^2 \quad (9-2)$$

که این رابطه متداولی در مکانیک کلاسیک برای تعیین انرژی جنبشی می‌باشد. لازم به یاد آوری است که از معادله (۹-۲) می‌توان به جای معادل (۸-۲) استفاده کرد به شرطی که انرژی جنبشی حاصل از معادله (۹-۲) در مقایسه با انرژی جرم حالت سکون کوچک باشد. بدین ترتیب معادله (۹-۲) وقتی صادق است که

$$\frac{1}{2} m_0 v^2 \ll m_0 c^2 \quad (10-2)$$

باشد برای اغلب موارد عملی معادله (۹-۲) به شرطی که  $v < 0.2c$  باشد به اندازه کافی دقیق است یا می‌توان نوشت:

$$E \ll 0.02 E_0 \quad (11-2)$$

( $E_0$  انرژی جرم حالت سکون است).

بر طبق مثال ۳-۲ انرژی حالت سکون الکترون برابر  $0.511 \text{ Mev}$  بوده و از معادله (۱۱-۲) برمی‌آید که رابطه نسبییت (۸-۲) در مورد الکترون‌هایی به کار می‌رود که انرژی جنبشی آنها بیشتر از  $10 \text{ Kev} = 0.01 \text{ Mev} = 0.011 \text{ Mev} \times 0.2$  باشد. از آنجا که در اغلب مسائل مهندسی هسته‌ای به الکترون‌هایی با انرژی بیش از این برمی‌خوریم، لذا لازم است از معادله (۸-۲) استفاده شود. برخلاف الکترون، انرژی معادل جرم حالت سکون نوترون‌ها تقریباً  $1.008 \text{ Mev}$  بوده و  $20 \text{ Mev} = 0.02 E_0$  می‌باشد. در عمل نوترون‌ها به ندرت انرژی بیش از  $2 \text{ Mev}$  دارا هستند. بنابراین، مجاز هستیم در اغلب مسائل مهندسی هسته‌ای انرژی جنبشی نوترون را از معادله (۹-۲) حساب کنیم. و با قرار دادن جرم نوترون در معادله (۹-۲) رابطه ساده تر زیر بدست می‌آید.

$$v = 1.382 \times 10^6 \sqrt{E} \quad (12-2)$$

در این رابطه  $v$  که سرعت بر حسب سانتیمتر در ثانیه و  $E$  انرژی جنبشی نوترون بر حسب الکترون ولت است.

موضوع بسیار مهم این است که بدانیم معادلات ۸-۲ و ۹-۲ فقط برای ذراتی که جرم آن‌ها صفر نیست صادق است و مثلاً آنها را نمی‌توان برای فوتون به کار برد. فوتون‌ها با سرعت

نور حرکت می کنند و کل انرژی آنها (آنها انرژی جرم حالت سکون ندارند و لذا مناسب نیست عبارت انرژی جنبشی برای این گونه ذرات به کار رود) از رابطه کاملاً متفاوت زیر بدست می آید.

$$E = h\nu \quad (۱۳-۲)$$

در این رابطه  $h$  ثابت پلانک و  $\nu$  فرکانس امواج الکترو مغناطیسی وابسته به فوتون است. واحد ثابت پلانک انرژی ضرب در زمان است و اگر  $E$  را بر حسب الکترون ولت بدهیم  $h$  برابر  $1.0 \times 10^{-36} / 1.37$  الکترون ولت در ثانیه می شود.

### ۲-۲- طول موج ذره

در قسمت ۲-۱ اشاره شد که تمام ذرات دارای موجهای وابسته به خود می باشند. طول موج  $\lambda$  وابسته به هر ذره ای که اندازه حرکت  $P$  آن است از رابطه زیر بدست می آید.

$$\lambda = \frac{h}{P} \quad (۱۴-۲)$$

که  $h$  همان ثابت پلانک است. برای ذراتی که جرم حالت سکون غیر صفر دارند  $P$  از رابطه زیر بدست می آید.

$$P = mv \quad (۱۵-۲)$$

در این رابطه  $m$  جرم ذره  $v$  سرعت آن است.  $P$  در حالت غیرنسبیت از رابطه زیر بدست می آید.

$$P = (\gamma m_0 E)^{\frac{1}{2}}$$

که  $E$  انرژی جنبشی ذره است. با جایگزین کردن این رابطه در رابطه (۱۵-۲) طول موج ذره به صورت زیر درمی آید.

$$\lambda = \frac{h}{(\gamma m_0 E)^{\frac{1}{2}}} \quad (۱۶-۲)$$

این رابطه برای محاسبه طول موج در مهندسی هسته ای به کار می رود. با قرار دادن جرم نوترون در رابطه بالا طول موج نوترون از رابطه زیر حساب می شود.



$$\lambda = \frac{2.86 \times 10^{-9}}{\sqrt{E}} \quad (17-2)$$

در رابطه (۱۷-۲)  $\lambda$  برحسب سائنتر و  $E$  انرژی جنبشی نوترون برحسب الکترون ولت است. در حالت نسبیست بهتر است که  $P$  را مستقیماً از حل معادلات نسبیست که در قسمت قبل داده شده است حساب کرد. در این صورت  $P$  برابر است با:

$$P = \frac{1}{c} \sqrt{E_t^2 - E_0^2} \quad (18-2)$$

و همچنین

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{E_t^2 - E_0^2}} \quad (19-2)$$

اندازه حرکت ذره‌ای با جرم حالت سکون صفر را نمی‌توان از رابطه (۱۵-۲) به دست آورد بلکه از رابطه زیر نتیجه می‌آید:

$$P = \frac{E}{c} \quad (20-2)$$

در این رابطه  $E$  انرژی ذره است. وقتی معادله (۲۰-۲) را در معادله (۱۴-۲) قرار می‌دهیم رابطه زیر نتیجه می‌شود.

$$\lambda = \frac{hc}{E} \quad (21-2)$$

با قرار دادن معادیر عددی  $h$  و  $c$  خواهیم داشت.

$$\lambda = \frac{1.24 \times 10^{-6}}{E} \quad (22-2)$$

که  $\lambda$  برحسب سائنتر و  $E$  برحسب الکترون ولت است. معادله (۲۲-۲) برای فوتون و تمام ذراتی که جرم حالت سکون آنها صفر است صادق می‌باشد.

### ۲-۷- ترازهای تجریک و تابش

تعداد  $Z$  الکترون اتمی که به صورت دسته‌ای در اطراف هسته در حرکت هستند کم و بیش دارای مدارهای مشخصی می‌باشند. بعضی از الکترون‌ها محکمتر از دیگر الکترون‌ها به اتم

پیوند دارند. مثلا برای جدا کردن خارجی ترین الکترون اتم سرب ( $Z = 82$ )  $\sqrt{38} \text{ eV}$  انرژی لازم است، در صورتی که برای جدا کردن داخل ترین الکترون یا الکترون مدار K (سرب)  $88 \text{ Kev}$  ( $88000 \text{ eV}$ ) انرژی لازم است.

عمل جدا کردن الکترون از اتم را یونیزاسیون و انرژیهای  $\sqrt{38} \text{ eV}$  و  $88 \text{ Kev}$  را انرژی های یونیزاسیون الکترون های مورد بحث می نامند.

در یک اتم خنثی الکترون ها ممکن است در مدارها یا ترازهای مختلف قرار گیرند. اتم معمولا در ترازى که انرژی آن از همه کمتر است قرار می گیرد و این تراز را تراز عادى می نامند. وقتى اتم دارای انرژی بیش از انرژی تراز عادى می شود می گویند اتم در تراز تحریک یا در یک تراز انرژی قرار دارد. تراز عادى و ترازهای مختلف تحریک را می توان به آسانی به صورت نمودار تراز انرژی، مانند شکل ۲-۲ برای هیدروژن، نشان داد. بالا ترین تراز انرژی مربوط به وضعی می شود که الکترون کاملاً از اتم جدا شده باشد و اتم یونیزه شود.

یک اتم نمی تواند تا بینهایت در تراز تحریک قرار گیرد و بالاخره به یکی از ترازهای با انرژی کمتر می رود و بدین ترتیب اتم عاقبت به تراز عادى خود برمی گردد. وقتى چنین انتقالی از یک تراز به تراز دیگری رخ می دهد اتم یک فوتون تابش می کند که انرژی آن برابر اختلاف انرژی دو تراز است.

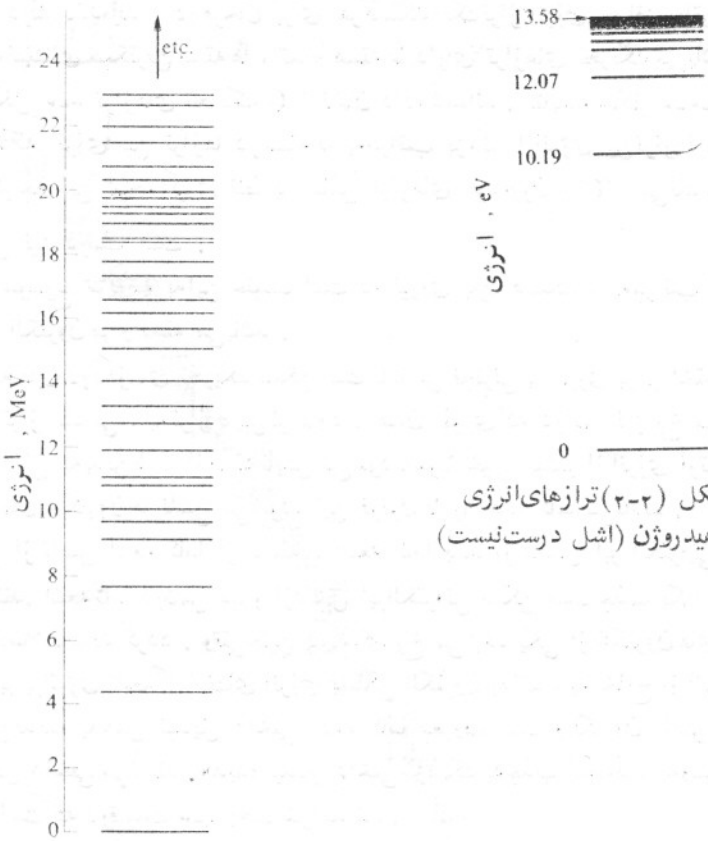
مثلا وقتى یک اتم هیدروژن از اولین تراز تحریک خود در  $1.019 \text{ eV}$  (رجوع به شکل ۲-۲) به تراز عادى می رود یک فوتون با انرژی  $1.019 \text{ eV}$  تابش می کند. بر طبق معادله (۲-۲) این فوتون دارای طول موج

$$\lambda = \frac{1.24 \times 10^{-4}}{1.019} = 1.217 \times 10^{-6} \text{ cm}$$

است. تابشى به این طول موج در ناحیه مافوق بنفش طیف اشعه الکترو مغناطیسی قرار می گیرد. مثال ۲-۵، یک الکترون پراثری به یک اتم سرب برخورد کرده یکی از الکترون های مدار K آن را به خارج از اتم پرتاب می کند. وقتى یکی از الکترون های خارجى محل خالى این الکترون را پر می کند چه شعاع گامائى (باچه طول موجی) تابش می شود.

حل: انرژی یونیزاسیون الکترون K برابر  $88 \text{ Kev}$  است و بنابراین اتم بدون این الکترون در تراز تحریک  $88 \text{ Kev}$  بالای تراز عادى است.

وقتى یک الکترون مدار خارجى به محل K سقوط می کند اتم هنوز یک الکترون کم دارد. اما این باریک الکترون خارجى است که پیوند آن به اتم ضعیف است. بنابراین، اتم در تراز



شکل (۲-۳) ترازهای انرژی  $^{12}\text{C}$

آخر در تراز تحریک  $ev/38\sqrt{}$  است که خیلی کمتر از مقدار اولیه  $88\text{ Kev}$  می باشد. لذا فوتون تابشی در ضمن این انتقال دارای انرژی کمی کمتر از  $88\text{ Kev}$  می باشد. طول موج مربوطه برابر است با :

$$\lambda = \frac{1240 \times 10^{-4}}{88} = 1409 \times 10^{-4} \text{Cm} \quad (\text{جواب})$$

چنین فوتونی در ناحیه اشعه ایکس طیف الکترو مغناطیسی می باشد. این عمل - پرتاب یک الکترون داخلی بپیوندد محکم و انتقال یک الکترون دیگر، یکی از روش هائی است که اشعه  $x$  تولید می کند.

هستک ها در داخل هسته، نظیر الکترون ها در اتم، در مدارهای مختلف حرکت می کنند ولیکن در مقایسه با الکترون ها مدارهای حرکت هستک ها به خوبی مشخص نشده و ماهیت

آنها به خوبی درک نشده‌اند . درهرحال برای هر همسنگ یک تراز انرژی حداقل یا ترازهای وجود دارد به استثنای سبکترین هسته‌ها ، تمام هسته‌ها دارای ترازهای تحرک می‌باشند . در شکل ۳-۲ ترازهای تحرک  $^{12}\text{C}$  نشان داده شده‌اند . مقایسه شکل ۲-۲ و ۳-۲ نشان می‌دهد که انرژی بین ترازها در هسته‌ها به مراتب بزرگتر از انرژی بین ترازها در اتم‌ها می‌باشد . اگر چه این نتیجه گیری فقط بر اساس ترازهای هیدروژن و  $^{12}\text{C}$  می‌باشد . لکن در حالت کلی نیز درست است .

این موضوع مربوطه به این حقیقت است که نیروی بین همسنگ‌ها به مراتب قویتر از نیروهای بین الکترون‌ها و هسته می‌باشد .

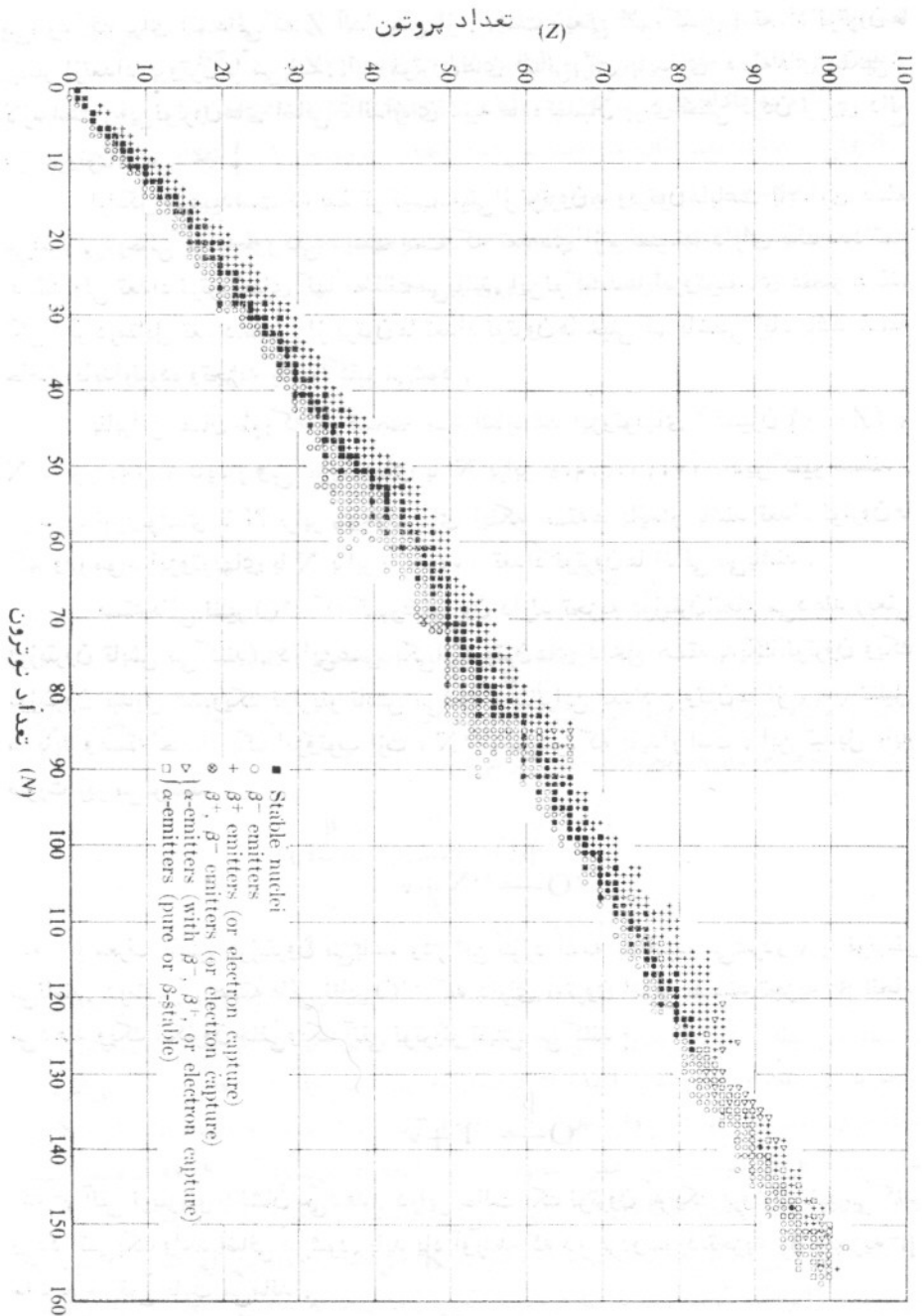
همسنگ‌های در ترازهای تحرک ممکن است با تابش فوتونی با انرژی برابر اختلاف بین تراز اولیه و تراز انتهائی ، به تراز پایین‌تر برود . همان طوری که در اتم نیز رخ می‌دهد . انرژی فوتون‌هایی که بدین طریق از هسته تابش می‌شود معمولاً خیلی بیشتر از انرژی فوتون‌هایی است که از انتقال الکترون‌ها ناشی می‌شود ، این فوتون‌ها را اشعه گاما می‌نامند .

پس از تابش اشعه گاما از هسته ، اشعه گاما باید از داخل ابر الکترونی اطراف هسته عبور کند . اشعه گاما در ضمن عبور از داخل ابر الکترونی ممکن است جذب یک الکترون شود یعنی کاملاً ناپدید گردد . وقتی چنین پدیده‌ای رخ می‌دهد یکی از الکترون‌های اطراف اتم با انرژی برابر انرژی اشعه گاما منهای انرژی بستگی الکترون به اتم ، به خارج از اتم پرتاب می‌شود . این پدیده به عمل تبدیل داخلی اشعه گاما معروف است و الکترون تابش شده را الکترون تبدیل داخلی می‌نامند . پدیده تبدیل داخلی نزدیک به جذب اشعه گاما به وسیله پدیده قویتر الکرک است که در قسمت ۳-۸ بحث خواهد شد .

اگر در تبدیل داخلی یکی از الکترون‌های داخلی ابر الکترونی به خارج پرتاب شود ، حفزه ایجاد شده توسط یکی از الکترون‌های مدار خارج پر می‌شود و ضمن این انتقال اشعه  $\gamma$  تابش می‌شود . این شعاع  $\gamma$  ممکن است توسط تبدیل داخلی جذب شود ، یعنی اشعه  $\gamma$  ضمن عبور از داخل ابر الکترون جذب یک الکترون شده آنرا به خارج پرتاب می‌کند . الکترون‌های تبدیل داخلی از این نوع که در اثر انتقال الکترون‌های مداری به وجود می‌آیند . الکترون‌های آگرا نامیده می‌شوند .

### ۳-۸-۸- پایداری هسته‌ای و تعزیه رادیواکتیو

شکل ۲-۴ تغییرات عدد اتمی را بر حسب عدد نوترونی هسته‌های شناخته شده نشان می‌دهد . در تقیاس بزرگتر اطلاعات بیشتری در مورد یک یک هسته‌ها به صورت جدول درآمده است ، شکل ۲-۴ معروف به منحنی سگه  $^2$  یا منحنی هسته‌ها می‌باشد . از روی شکل دیده



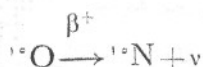
شکل ۳-۴ منحنی نوکلیدها ، هسته های پایدار و ناپایدار (از کتاب زیر گرفته شده است).

می‌شود که برای اتم‌هایی که  $Z$  آنها بیش از ۲ است (یعنی اتم کلسیم) تعداد نوترون‌ها بیشتر از تعداد پروتون‌ها می‌باشد. این نوترون‌های اضافی برای پایداری هسته‌های سنگین‌تر لازم است. این نوترون‌های اضافی تا اندازه‌ای شیبه ماده چسبان برای خنثی کردن نیروی دافع بین پروتون‌ها می‌باشد.

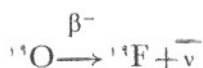
از شکل ۲-۴ پیداست که فقط ترکیب معینی از نوترون‌ها و پروتون‌ها باعث پایداری هسته می‌شود. درحالی‌که به‌طور کلی درست است که تعدادی از نوکلئیدها دارای یک عدد اتمی هستند ولی تعداد نوترون‌های آنها مختلف می‌باشد. این نوکلئیدها ایزوتوپ‌های عنصر هستند لکن اگر در مقابل تعداد معینی از پروتون‌ها تعداد نوترون‌ها خیلی کم یا خیلی زیاد باشد هسته حاصل پایدار نبوده و تجزیه رادیواکتیو می‌شود.

بنابراین همان‌طور که در قسمت ۲-۲ اشاره شد ایزوتوپ‌های اکسیژن ( $Z=8$ ) با  $N$  برابر ۱۰، ۹، ۸، پایدار ولی ایزوتوپ‌های با  $N$  برابر ۱۱، ۱۲، ۱۳، رادیواکتیو هستند. در مورد ایزوتوپ‌های با  $N$  برابر ۶ و ۷ برای اینکه هسته‌ها پایدار باشند تعداد نوترون‌ها کم و در مورد ایزوتوپ‌های با  $N$  برابر ۱۱ با ۱۲، تعداد نوترون‌ها اضافی می‌باشند.

هسته‌هایی نظیر  ${}^{15}\text{O}$  که کمبود نوترون دارند تجزیه پوزیترون انجام می‌دهند (یعنی پوزیترون تابش می‌کنند). در این عمل یکی از پروتون‌های داخل هسته به یک نوترون و یک پوزیترون تبدیل شده و یک نوترینو تابش می‌شود. بنابراین تعداد پروتون‌ها از ۸ به ۷ تقلیل می‌یابد و هسته حاصل یک ایزوتوپ از  ${}^1\text{N}$ ، می‌شود که پایدار است. این تبدیل را به صورت زیر می‌نویسند.



که  $\beta^+$  معرف تابش پوزیترون می‌باشد و در این مورد اشعه بتا نامیده می‌شود و  $\nu$  را نوترینو می‌نامند. در مقابل، هسته‌هایی نظیر  ${}^{19}\text{O}$  که دارای نوترون اضافی هستند تجزیه  $\beta^-$  انجام می‌دهند و یک الکترون منفی و یک آنتی نوترینو تابش می‌کنند:

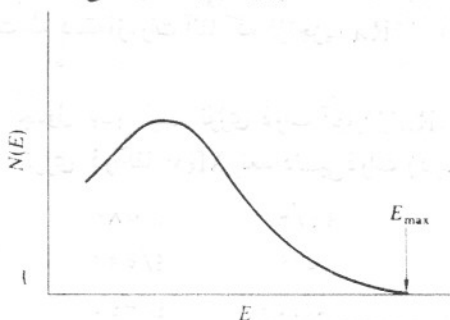


که  $\nu^-$  آنتی نوترینو را نشان می‌دهد. در این حالت یک نوترون به یک پروتون تغییر می‌کند و عدد اتمی یک واحد اضافی می‌شود. باید یاد آور شد که در هر دو مورد تجزیه  $\beta^+$  و تجزیه  $\beta^-$  عدد جرم اتمی ثابت می‌ماند.

در هر دو مورد تابش بتا، به طوری که در شکل ۲-۵ نشان داده شده است طیف انرژی بتاهای تابش شده پیوسته است. محور  $\nu$  شکل،  $N(E)$  تعداد الکترون‌های تابیده

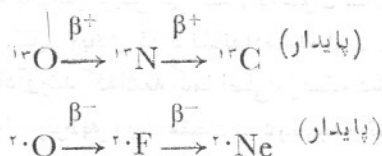
شده با انرژی جنبشی  $E$  و  $E$  واحد انرژی را نشان می‌دهد. بنابراین تعداد واقعی الکترون‌های تابیده شده با انرژی جنبشی بین  $E$  و  $E + dE$  برابر  $N(E)dE$  است. لازم به یادآوری است که (در طیف انرژی بتا) یک انرژی حد اکثر وجود دارد که الکترونی با انرژی بیش از آن مشاهده نمی‌شود (طیف انرژی هر تابش کننده بتا دارای انرژی حداکثری مخصوص به خود می‌باشد).

ثابت شده است که انرژی متوسط الکترون‌ها  $E$  در مورد تجزیه  $\beta^-$  تقریباً برابر  $E_{Max}/3$  و در تجزیه  $\beta^+$  انرژی متوسط برابر  $E_{Max}/2$  می‌باشد.



شکل ۲-۵ نمونه‌ای از طیف الکترون‌های یک تابش کننده بتا

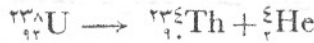
اغلب، هسته حاصل از تجزیه  $\beta^+$  (هسته دختر) خود ناپایدار می‌باشد و تجزیه  $\beta$  انجام می‌دهد. این عمل منجر به تجزیه زنجیره‌ای فظیف زیر می‌شود.



هسته‌هایی که تعداد نوترون‌های آنها کم است با جذب الکترون تعداد نوترون‌هایشان را زیاد می‌کنند. در این عمل یکی از الکترون‌های مدار اتم با یکی از پروتون‌های هسته برخورد می‌کنند و از ترکیب آنها یک نوترون به وجود می‌آید. این عمل باعث می‌شود که یک جای خالی در ابر الکترونی اطراف اتم به وجود آید که بعداً به وسیله یکی از الکترون‌های دیگر پر می‌شود. این عمل منجر به تابش اشعه  $x$  می‌شود که الزاماً مشخص کننده عنصر دختر است و بایک الکترون آگر تابش می‌شود. معمولاً الکترونی که به وسیله هسته جذب می‌شود از داخلی‌ترین لایه الکترون‌ها یا الکترون  $K$  می‌باشد. بنابراین این عمل را جذب  $K$  می‌نامند. از آنجا که هسته دختر حاصل از جذب الکترون همان هسته حاصل از تجزیه  $\beta^+$  می‌باشد، این است که اغلب این دو عمل با یکدیگر رقابت می‌کنند.

طریق دیگری که بعضی از هسته‌های ناپایدار تجزیه رادیواکتیو انجام می‌دهند تابش

ذرات آلفا است. این ذره، هسته‌ی بسیار پایدار ایزوتوپ  ${}^4\text{He}$ ، شامل دو پروتون و دو نوترون، می‌باشد. تابش ذره آلفا باعث کاهش عدد اتمی به دو واحد و جرم اتمی به چهار واحد می‌شود. مثلاً تجزیه آلفا از  ${}^{238}\text{U}$  (اورانیوم) طبق رابطه زیر منجر به تولید  ${}^{234}\text{Th}$  (توریوم ۲۳۴) می‌شود.



تجزیه آلفا از هسته‌های سبک خیلی به ندرت رخ می‌دهد لکن در هسته‌های سنگین متداول است. برخلاف طیف انرژی ذرات بتا طیف ذرات آلفا به صورت مجرد (خط) هستند. در جدول (۱-۲) مشخصات سه دسته از ذرات آلفا که از تجزیه  ${}^{226}\text{Ra}$  (رادیوم ۲۲۶) مشاهده شده اند داده شده‌اند.

جدول ۱-۲ طیف انرژی ذرات آلفا  ${}^{226}\text{Ra}$

انرژی ذره آلفا Mev تعداد نسبی ذرات (درصد)

۹۴/۶	۴/۷۸۲
۵/۴	۴/۵۹۹
۰/۰۰۵۱	۴/۳۴۰
$7 \times 10^{-4}$	۴/۱۹۴

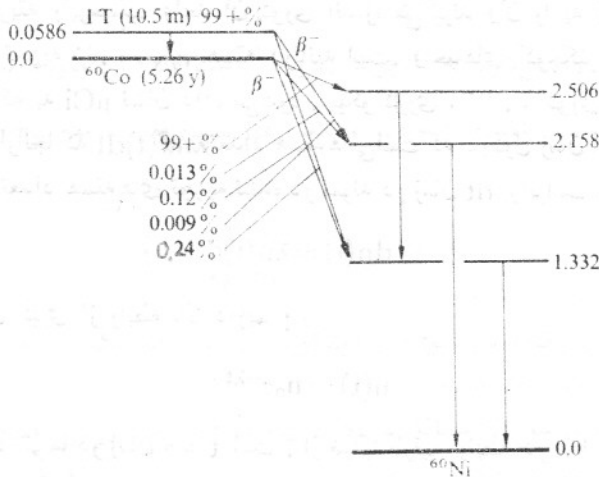
هسته‌های حاصل از تجزیه  $\beta$  (+ یا -) جذب الکترون یا تجزیه آلفا اغلب پس از تبدیل در حالت تحریک قرار می‌گیرند. هسته تحریکی (دختر) معمولاً به طریقی که در قسمت ۲-۷ تشریح شد یک اشعه گاما یا بیشتر تابش می‌کند. به عنوان مثال در شکل ۲-۶ تجزیه  ${}^{60}\text{Co}$  که در مهندسی هسته‌ای استفاده زیادی دارد نشان داده شده است. شکلی از این نوع را خلاصه تجزیه ۱ می‌نامند. باید یاد آور شد که اشعه گاما اصلی از هسته دختر تابش می‌شود، در این حالت  ${}^{60}\text{Ni}$  اگرچه اغلب آن را مربوط به (و در حقیقت، در نتیجه) تجزیه هسته مادری یعنی  ${}^{60}\text{Co}$  می‌دانند.

اغلب هسته‌های تحریک شده تابش کننده اشعه گاما در یک زمان بسیار کوتاه غیر قابل اندازه گیری پس از تشکیل، تجزیه می‌شوند. در هر حال، به علت ساختمان داخلی خاص آنها، تجزیه بعضی از سطوح تحریک به تاخیر می‌افتد. به طوری که این ترازها به نظر نیم پایدار می‌آیند. چنین سطوح با عمر طولانی را ترازهای ایزومری هسته مورد نظر می‌نامند. تابش اشعه گامای یکی از این ترازها را انتقال ایزومری می‌نامند و در جدول به IT نشان داده می‌شوند. در بعضی از حالات ترازهای ایزومری ممکن است تجزیه بتا انجام دهند.

شکل ۲-۶ ترازهای ایزومری ( ${}^{60}\text{Co}$ ) را نشان می‌دهد که  ${}^{60}\text{Co}$  بالاتر از تراز عادی  ${}^{60}\text{Co}$  است (قاعدتا ترازهای ایزومری در انرژی‌های خیلی نزدیک به تراز عادی واقع هستند)



این تراز از تجزیه  $\beta^-$  آهن ۴. به وجود می آید که در شکل نشان داده شده است. بعدا دیده خواهد شد که این تراز ایزوسری به دو طریق تجزیه می شود: یکی با تابش اشعه گاما و انتقال به تراز عادی  $^{60}\text{Co}$  و دیگری تجزیه  $\beta^-$  و رسیدن به دو تراز تحریک اولیه  $^{60}\text{Ni}$ ، راه اول به مراتب محتملتر از (۹۹٪) راه دیگر است.



شکل ۲-۴ خلاصه تجزیه اشعه تابشی  $^{60}\text{Co}$  را نشان می دهد. اعداد کنار ترازهای تحریک انرژی های این ترازها را بالاتر از تراز عادی، بر حسب Mev نشان می دهد. احتمال وقوع دوره تجزیه بر حسب درصد نشان داده شده اند.

به طور خلاصه هسته ای بدون تعداد لازم پروتون/نوترون برای اینکه پایدار باشد با تجزیه آلفا و بتا یا جذب الکترون به حالت پایدار نزدیکتر می شود و متعاقب آن ها ممکن است اشعه گاما تابش شود. باید تاکید کرد که هسته های رادیواکتیو با تابش نوترون یا پروتون تجزیه نمی شوند (پاره های فیزیونی که نوترون تابش می کنند مستثنی می باشند م).

## ۲-۹- محاسبات رادیواکتیو

محاسبات تجزیه رادیواکتیویته هسته ها، به علت این که یک قانون تجزیه اصلی برای تمام تجزیه ها حکم فرماست آسان می باشد. بر طبق این قانون احتمال تجزیه یک هسته در واحد زمان ثابت است و تابع زمان نیست. این ثابت را ثابت تجزیه  $\lambda$  می نامند و به  $\lambda$  نشان می دهند. تجزیه یک ماده رادیواکتیو را در نظر بگیرید. اگر در زمان  $t$  تعداد  $n(t)$  هسته تجزیه نشده باشد بر طبق تعریف ثابت تجزیه، تعداد  $\lambda n(t) dt$  از این هسته ها به طور متوسط در طول  $dt$  بین  $t + dt$  تجزیه خواهند شد. بنابراین میزان تجزیه  $\lambda n(t)$  تجزیه در واحد زمان

خواهد بود. این میزان تجزیه را اکتیویته (فعالیت) نمونه نامیده و به  $\alpha$  نشان می‌دهند. بنابراین اکتیویته در زمان  $t$  از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$a(t) = \lambda n(t) \quad (23-2)$$

اکتیویته را بر حسب واحد آن کوری اندازه می‌گیرند و آن را به  $Ci$  نشان می‌دهند و کوری برابر تجزیه  $3.7 \times 10^{10}$  هسته در ثانیه است. واحدهای کوچکتر میکروکوری یعنی  $10^{-6}$  کوری که به  $\mu Ci$  نشان داده می‌شود. پیکوکوری،  $10^{-12}$  کوری که به  $pCi$  نشان داده می‌شود. از آنجا که  $\lambda n(t) dt$  تعداد هسته‌هایی است که در طول زمان  $dt$  تجزیه می‌شوند. لذا کاهش در تعداد هسته‌های تجزیه نشده در نمونه در زمان  $dt$  برابر است با:

$$-dn(t) = \lambda n(t) dt$$

پس از انتگرال‌گیری از رابطه بالا داریم:

$$n(t) = n_0 e^{-\lambda t} \quad (24-2)$$

که  $n_0$  تعداد اتم‌ها در زمان  $t=0$  است. از ضرب طرفین رابطه در  $\lambda$  اکتیویته در زمان  $t$  به دست می‌آید. یعنی:

$$a(t) = a_0 e^{-\lambda t} \quad (25-2)$$

که  $a_0$  اکتیویته در زمان  $t=0$  است. بنابراین اکتیویته به‌طور نمایی نسبت به زمان کاهش می‌یابد.

مدت زمانی را که در آن اکتیویته نصف می‌شود نیم عمر<sup>۱</sup> گویند و با علامت  $T_{1/2}$  نشان می‌دهند با قراردادن

$$a\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{a_0}{2}$$

در معادله (۲۵-۲) داریم

$$a_{0/2} = a_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

با الگوریتم‌گیری از طرفین معادله و استخراج  $T_{1/2}$  خواهیم داشت

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (26-2)$$

بدون اشکال می توان نشان داد که عمر میانگین قابل انتظار یا عمر متوسط یک هسته رادیواکتیو به وسیله رابطه زیر به ثابت تجزیه مربوط می شود .

$$\bar{t} = \frac{1}{\lambda} \quad (27-2)$$

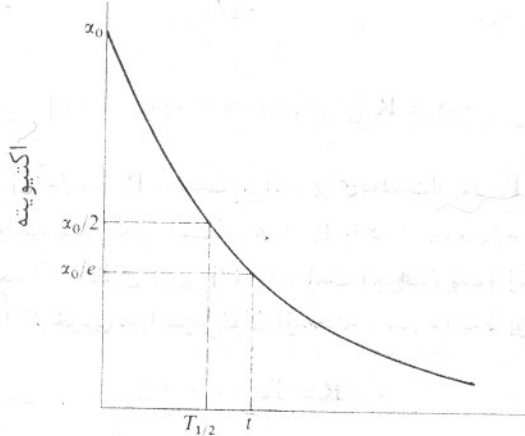
از معادله (۲۰-۲) دیده می شود که اکتیویته پس از گذشت یک عمر متوسط به اندازه  $\frac{1}{e}$  مقدار اولیه اش می شود . با توجه به معادله ۲۶-۲ ، عمر متوسط ونیم عمر به وسیله رابطه زیر به هم مربوط می شوند .

$$\bar{t} = \frac{T_{1/2}}{0.693} = 1.44 T_{1/2} \quad (28-2)$$

تجزیه نمائی یک ماده رادیواکتیو در شکل ۲۷-۲ رسم شده است ونیم عمر و عمر متوسط آن نیز در شکل مشخص شده است .

اغلب لازم می شود که مسائل مربوط به تهیه مواد رادیواکتیو در راکتورهای هسته ای و یا در اطاق هدف شتاب دهنده را مورد بررسی قرار دهیم . برای سهولت فرض می کنیم که هسته ها با میزان ثابت  $R$  اتم در ثانیه تولید می شوند . یک هسته رادیواکتیو به محض تشکیل ممکن است تجزیه شود . تغییر در تعداد اتم های نوکلئید در زمان  $dt$  از رابطه زیر به دست می آید :

$$dn = -\lambda n dt + R dt$$



زمان (واحد اختیاری)

شکل ۲۷-۲ تجزیه یک نمونه رادیواکتیو

این معادله را می توان به صورت زیر انتگرال گیری کرد

$$n = n_0 e^{-\lambda t} + \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (29-2)$$

در این معادله  $n_0$  تعداد هسته های ماده رادیواکتیو در زمان  $t=0$  است. از ضرب معادله در  $\lambda$  اکتیویته نوکلئید به دست می آید.

$$a = a_0 e^{-\lambda t} + R(1 - e^{-\lambda t}) \quad (30-2)$$

اگر  $a_0=0$  باشد از این معادله برمی آید که مقدار  $a$  به تدریج نسبت به زمان افزایش یافته و با میل  $t$  به سمت بینهایت  $a$  به مقدار حداکثر خود  $a_{\max} = R$  می رسد. اگر  $a_0 \neq 0$  باشد اکتیویته مربوط به تجزیه اتم هائی که از ابتدا وجود داشته اند به اکتیویته هسته های جدید افزوده می شود. در هر دو حالت با میل کردن  $t$  به سمت بینهایت اکتیویته  $a_{\max}$  به مقدار  $R$  نزدیک می شود.

مثال ۲-۶ طلای  $^{198}\text{Au}$  (ساعت  $T_{1/2} = 64/8$ ) را می توان با نحت تابش قرار دادن طلای پایدار  $^{197}\text{Au}$  در داخل یک راکتور هسته ای تهیه کرد. فرض می کنیم یک پولک طلای  $^{197}\text{Au}$  به وزن  $1/10$  گرم را مدت  $12$  ساعت در داخل راکتور قرار دهیم و اکتیویته آن پس از خروج از راکتور  $Ci$   $0.9$  است (الف) اکتیویته حداکثر تئوریکى مربوط به طلای  $^{198}\text{Au}$  در پولک چقدر است؟ (ب) چقدر طول می کشد تا اکتیویته به  $80\%$  درصد حداکثر خود برسد

حل: (الف) مقدار  $R$  را می توان از معادله (۲-۳۰) با داشتن  $12$  ساعت به دست آورد

$$\text{از معادله (۲-۲۶)} \quad 0.9 = 1/10 \times 1.0^{-\lambda \times 12} = \frac{0.693}{64/8} \lambda$$

خواهیم داشت

$$0.9 = R [1 - e^{-12 \times 0.0107 \times \lambda}]$$

از حل معادله  $R = \sqrt{0.9} Ci$  به دست می آید. برای به دست آوردن  $R$  بر حسب اتم در ثانیه که در این مساله خواسته شده کافی است که عدد  $R$  را در  $1.0 \times 10^7 \times 3/7$  ضرب کنیم و بر طبق بحث بالا اکتیویته حداکثر نظری برابر  $Ci$   $0.9$  است (جواب) (ب) زمان لازم برای اینکه اکتیویته به  $80\%$  حداکثر خود برسد را نیز می توان از معادله (۲-۳۰) به طریق زیر به دست آورد:

$$0.8R = R(1 - e^{-\lambda t})$$

از حل رابطه مقدار  $t$  به دست می آید:

$$t = 15.0 \text{ ساعت}$$

مساله دیگری که اغلب در محاسبه اکتیویته یک نوکلئید رادیواکتیو برمی خوریم در تجزیه زنجیره ای می باشد .



واضح است که از تجزیه هر اتم A یک اتم B به وجود می آید. بنابراین تعداد  $\lambda_A n_A dt$  اتم A که در مدت زمان dt تجزیه می شود برابر تعداد اتم های B است که در فاصله dt به وجود آمده است . در همین فاصله زمانی تعداد  $\lambda_B n_B dt$  اتم نوع B تجزیه می شود بنابراین تعداد خالص تغییر ،  $dn_B$  ، در تعداد اتم های B برابر است با :

$$dn_B = -\lambda_B n_B dt + \lambda_A n_A dt$$

با قراردادن معادله (۲-۲) به جای  $n_A$  معادله دیفرانسیل زیر بر حسب  $n_B$  به دست می آید :

$$\frac{dn_B}{dt} = -\lambda_B n_B + \lambda_A n_{A_0} e^{-\lambda_A t} \quad (2-3)$$

که در این رابطه  $n_{A_0}$  تعداد اتم های A در  $t=0$  است از انتگرال گیری معادله (۲-۳) معادله زیر به دست می آید :

$$n_B = n_{B_0} e^{-\lambda_B t} + \frac{\alpha_{A_0} \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (2-4)$$

این معادله را می توان بر حسب اکتیویته نوشت :

$$\alpha_B = \alpha_{B_0} e^{-\lambda_B t} + \frac{\alpha_{A_0} \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (2-5)$$

که  $\alpha_{A_0}$  و  $\alpha_{B_0}$  اکتیویته های اولیه A ، B می باشند . حالت کلی معادله (۲-۳) برای محاسبه اکتیویته n امین نوکلئید در یک تجزیه زنجیره ای طولانی به دست آمده است و در منابع آخر فصل پیدا می شود .

## ۲-۱۰ واکنش های هسته ای

وقتی می گویند یک واکنش هسته ای انجام گرفته که دوزده هسته ای - یا دوهسته و یا یک هستک با یک هسته - با هم برخورد کرده دویا چند ذره هسته ای یا اشعه گاما تولید نمایند . اگر هسته های اولیه را به a و b و هسته های حاصل (برای سهولت فرض می کنیم دوهسته وجود داشته باشد ) را به c و d نشان دهیم واکنش را می توان به صورت معادله زیر نشان داد .

$$a + b \rightarrow c + d \quad (۲ - ۳۴)$$

بیان مفصل نظری واکنش های هسته ای خارج ازحوزه این کتاب است . برای مقاصد فعلی کافی است چهار قانون اساسی که در انجام این واکنش ها حکمفرماست یاد آور شویم :

- ۱- ثابت ماندن تعداد هستک ها : تعداد هستک ها قبل و بعد از واکنش ثابت می ماند.
- ۲- ثابت ماندن بارالکتریکی . مجموع بارهای تمام ذرات قبل و بعد از واکنش ثابت می ماند.

۳- بقای اندازه حرکت . مجموع اندازه حرکت ذراتی که واکنش را انجام می دهند قبل و بعد از واکنش یکی است .

۴ - بقای انرژی . انرژی شامل انرژی جرم حالت سکون ، در واکنش های هسته ای ثابت می ماند.

با استفاده از اصل بقای انرژی می توان پیش بینی کرد که آیا واکنش معین از نظر انرژی قابل انجام است یاخیر . به عنوان مثال ، واکنش نوع داده شده در معادله (۲-۳۴) را در نظر می گیریم . انرژی کل قبل از واکنش برابر مجموع انرژی های جنبشی ذرات  $a$  ,  $b$  به اضافه انرژی جرم حالت سکون هردو ذره می باشد. به طور مشابه ، انرژی بعد از واکنش برابر مجموع انرژی های جنبشی ذرات  $c$  ,  $d$  به اضافه انرژی های جرم حالت سکون آنهاست. با توجه به بقای انرژی رابطه زیر برقرار می شود .

$$E_a + E_b + M_a c^2 + M_b c^2 = E_c + E_d + M_c c^2 + M_d c^2 \quad (۲ - ۳۵)$$

که  $E_a$  ,  $E_b$  ,  $E_c$  ,  $E_d$  انرژی های جنبشی ذرات  $a$  ,  $b$  ,  $c$  ,  $d$  هستند.

معادله (۲-۳۵) را می توان به صورت زیر مرتب کرد .

$$(E_c + E_d) - (E_a + E_b) = [(M_a + M_b) - (M_c + M_d)] c^2 \quad (۲ - ۳۶)$$

بنابراین دیده می شود که تغییر در انرژی های جنبشی ذرات قبل و بعد از واکنش برابر با اختلاف جرم های حالت سکون ذرات قبل و بعد از واکنش است .

سمت راست معادله (۲-۳۶) معروف به مقدار  $Q$  واکنش می باشد : یعنی

$$Q = [(M_a + M_b) - (M_c + M_d)] c^2 \quad (۲ - ۳۷)$$

در تمام محاسبات و جداول  $Q$  برحسب میلیون الکترون ولت بیان می شود . از معادله

(۲-۳۶) برمی آید که وقتی  $Q$  مثبت است یک افزایش خالص در انرژی های جنبشی ذرات

وجود دارد. چنین واکنش را انرژی زا<sup>۱</sup> می نامند. از طرف دیگر وقتی  $Q$  منفی است یک نقصان خالص در انرژی های ذرات دیده می شود این نوع واکنش ها را انرژی گیر<sup>۲</sup> می نامند.

درواکنش های انرژی زا جرم هسته تبدیل به انرژی جنبشی می شود و درحالی که در واکنش های انرژی گیر انرژی جنبشی تبدیل به جرم هسته ای می شود. باید یادآور شد اگرچه بعضی از ذراتی که در یک واکنش دخالت ندارند دارای بارالکتریکی می باشند. همیشه می توان برای محاسبات مقدار  $Q$  از جرم های اتم های خنثی یعنی جرم هائی که در جداول اطلاعات هسته ای یافت می شوند استفاده کرد. مقدار  $Q$  را می توان به طریق زیر به دست آورد. از آنجا که واکنش های مورد نظر بین هسته ها یا یون هسته ها و نوکلئون ها رخ می دهد، از الکترون های وابسته به ذرات چشم پوشی می کنیم. بنابراین مقدار  $Q$  مستقیماً از رابطه زیر به دست می آید:

$$Q = [(M_{nu}(a) + M_{nu}(b) - M_{nu}(c) + M_{nu}(d))]c^2 \quad (2-38)$$

در این رابطه  $M_{nu}(a)$ ،  $M_{nu}(b)$ ، ... جرم های هسته های  $a$ ،  $b$ ، ... می باشند. با توجه به ثابت ماندن بار الکتریکی  $Z_a + Z_b = Z_c + Z_d$  که  $Z_a$ ،  $Z_b$ ،  $Z_c$ ،  $Z_d$  اعداد اتمی هسته های  $a$ ،  $b$ ،  $c$ ،  $d$  هستند و معادله (۲-۳۸) را می توان به صورت زیر نوشت:

$$Q = \{[(M_{nu}(a) + Z_a m_e) + (M_{nu}(b) + Z_b m_e) - [(m_{nu}(c) + Z_c m_e) + (M_{nu}(d) + Z_d m_e)]]\}c^2 \quad (2-39)$$

$m_e$  جرم حالت سکون الکترون می باشد. اما  $M_{nu}(a) + Z_a m_e = M_a$  یعنی جرم اتمی خنثی  $a$ ،  $M_b = M_{nu}(b) + Z_b m_e$ ، جرم اتم خنثی  $b$  و ... می باشد. بنابراین نتیجه می شود که معادله (۲-۳۹) به معادله (۲-۳۷) تبدیل شده و محاسبات  $Q$  می تواند و بایستی فقط با استفاده از جرم های اتم های خنثی باشد. درحقیقت این یک خوشبختی است زیرا جرم اغلب هسته ها دقیقاً معلوم نیست.

در آزمایش های معمولی یکی از ذرات مثلاً  $a$  در داخل هدف ساکن است و ذره  $b$  به طرف آن پرتاب می شود. در این حالت معادله (۲-۳۴) اغلب به صورت اختصار زیر نوشته می شود.

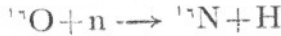
$$a(b, c) d$$

$$a(b, d) c$$

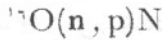
یا

رابطه ای که مناسب تر است به کار می رود. مثلاً وقتی اکسیژن به وسیله نوترون های

پرانرژی تحت تابش قرار می‌گیرد، یکی از واکنش‌هایی که انجام می‌گیرد به صورت زیر است:



که رابطه اختصاری آن عبارت است از



$n, p$  به ترتیب مربوطه به نوترون ورودی و  $p$  پروتون خروجی است.

مثال ۲ - ۷

واکنش زیر را کامل کنید.



حل: عدد اتمی  ${}^{14}\text{N}$  برابر ۷ و عدد اتمی نوترون صفر می‌باشد.

بنابراین مجموع عدد اتمی سمت چپ واکنش ۷ و مجموع عدد اتمی سمت راست نیز

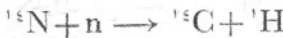
باید ۷ باشد. از آنجا که عدد اتمی هیدروژن  $Z=1$  است بنابراین  $Z$  نوکلئید مجهول  $7-1=6$

(کربن) می‌باشد.

تعداد کل هستک‌ها در سمت چپ رابطه برابر مجموع اعداد جرم اتمی یعنی  $14+1=15$

می‌باشد. از آنجا که عدد جرمی  $\text{H}$  برابر یک است ایزوتوپ کربن به وجود آمده در واکنش

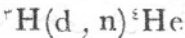
باید  ${}^{14}\text{C}$  باشد. لذا واکنش عبارت است از:



مثال ۲ - ۸

یکی از واکنش‌هایی که از تحت تابش قرار دادن  ${}^2\text{H}$  (تری‌تیوم) با دوتریوم ( ${}^1\text{H}$ )

انجام می‌گیرد، به صورت زیر است:



که  $d$  معرف دوتریوم است. مقدار  $Q$  را در این واکنش حساب کنید

حل: مقدار  $Q$  (بر حسب  $\text{amu}$ ) از روی جرم اتم‌های خنثی به طریق زیر به دست

می‌آید:

$$M({}^2\text{H}) = 2.016049$$

$$M({}^4\text{He}) = 4.002604$$

$$M({}^1\text{H}) = 1.007825$$

$$M(n) = 1.008665$$

$$M({}^2\text{H}) + M({}^1\text{H}) = 3.023874$$

$$M({}^4\text{He}) + M(n) = 5.011269$$



لذا با استفاده از معادله (۳۷-۲) مقدار  $Q$  برابر

$$Q = ۵۰.۳۰۱۵۱ - ۵/۰.۱۱۲۶۹ = ۰.۱۸۸۸۲ \text{ amu}$$

به دست می آید. از آنجا که  $۱ \text{ amu} = ۹۳۱/۴۸۱ \text{ Mev}$  (رجوع به مساله ۲-۴) است لذا

$$Q = ۰.۱۸۸۸۲ \times ۹۳۱/۴۸۱ = ۱۷/۵۸۸ \text{ Mev}$$

مقدار  $Q$  مثبت است و بنابراین واکنش انرژی زامی باشد. مثلاً این بدان معنی است که وقتی به اتم ساکن تریتیوم دوترون‌های با انرژی یک میلیون الکترون ولت وارد شود مجموع انرژی‌های جنبشی ذره‌آلفا خارج شده و نوترون برابر است با:

$$۱۷/۵۸۸ + ۱ = ۱۸/۵۸۸ \text{ Mev}$$

### ۲-۱۱ انرژی بستگی (پیوندی)

وقتی یک نوترون و یک پروتون باهم ترکیب می‌شوند یک دوترون با هسته  ${}^2\text{H}$ ، به وجود می‌آورند و یک شعاع گاما  $۲/۲۳ \text{ Mev}$  تابش می‌شود. واکنش مورد نظر عبارت است از



یادرسورد اتم‌های خنثی.



از آنجا که شعاع گاما از محل واکنش دور می‌شود دوترون به جایی ماند. از اصل بقای انرژی نتیجه می‌شود که جرم دوترون بر حسب واحد انرژی  $۲/۲۳ \text{ Mev}$  کمتر از مجموع جرم‌های نوترون و پروتون می‌باشد. این اختلاف در جرم بین دوترون و هسته‌های تشکیل دهنده را کسر جرم دوترون می‌نامند.

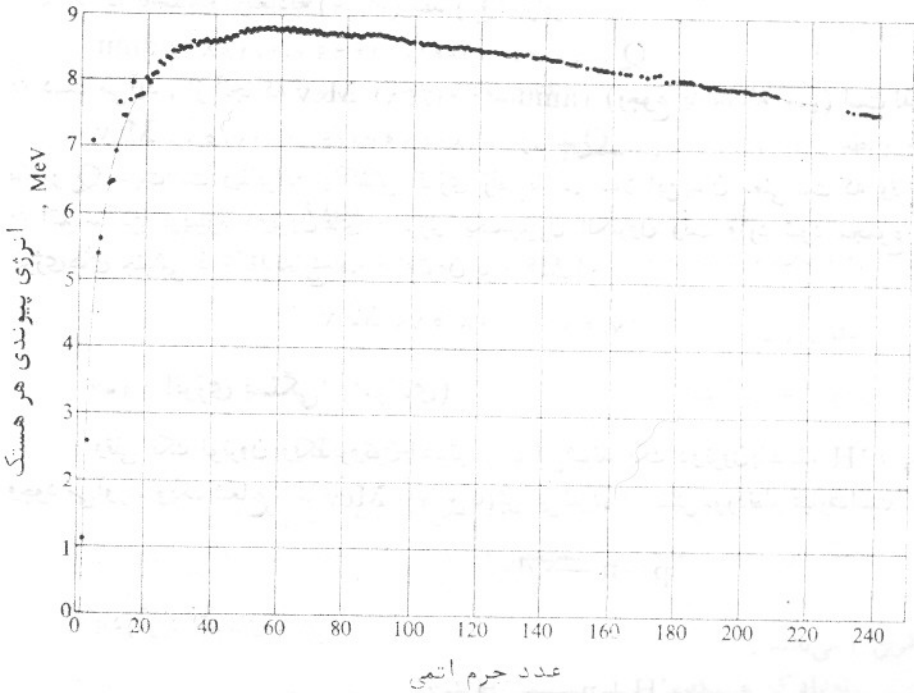
به همین طریق، جرم‌های تمام هسته‌ها کمی کمتر از مجموع جرم‌های نوترون‌ها و پروتون‌های تشکیل دهنده آنهاست. این کسر جرم برای یک هسته اختیاری برابر اختلاف زیر است.

$$\Delta = ZM_p + NM_n - M_A \quad (۴۰-۲)$$

که  $M_A$  جرم هسته است. معادله (۴۰-۲) را نیز می‌توان به صورت زیر نوشت.

$$\Delta = Z(M_p + m_e) + NM_n - (M_A + Zm_e) \quad (۴۱-۲)$$

که  $m_e$  جرم یک الکترون است. مقدار  $(M_p + m_e)$  برابر هیدروژن خنثی،  $M_{\text{H}}$  است، در حالی که  $M_A + Zm_e$  برابر جرم اتم خنثی  $M$  است، بنابراین کسر جرم هسته برابر است با:



شکل ۲-۸ انرژی بستگی هر هسته بر حسب عدد جرم اتمی

$$\Delta = ZM_{1H} + NM_n - M \quad (۲-۴)$$

که  $\Delta$  را می توان از روی جرم اتم های خنثی حساب کرد . معادلات (۲-۴) و (۲-۴) دقیقاً به علت اختلافات کوچک در انرژی الکترونیکی آنها ، معادل نیستند ، اما در اغلب موارد این اختلاف مهم نیست .

مقدار  $\Delta$  بر حسب واحد انرژی بیان می شود و برابر انرژی لازم برای هسته و تبدیل آن به هسته های تشکیل دهنده می باشد . این انرژی را انرژی بستگی (پیوندی) دستگاه می نامند زیرا انرژی است که تمام هسته را یکپارچه نگه می دارد . از طرف دیگر وقتی یک هسته از A هسته به وجود می آید ،  $\Delta$  برابر انرژی آزاد شده در این عمل است .

بنابراین در مورد دوترون انرژی بستگی برابر  $2/23 \text{ Mev}$  است . این انرژی در موقع تشکیل دوترون آزاد می شود و نیز انرژی لازمی است که دوترون را به یک پروتون و یک نوترون تبدیل می کند .

انرژی بستگی کل هسته ها تابع فزاینده ای از عدد جرمی ، A ، اتم است . به هر حال

انرژی بستگی بایک نسبت ثابت افزایش نمی یابد. این موضوع را می توان از روی تغییرات انرژی بستگی متوسط هر هستک نسبت به  $A$  به طوری که در شکل ۲-۸ نشان داده شده است مشاهده کرد. یادآور می شویم که منحنی در اعداد جرمی کم دارای چند جهش است. در حالی که در بالاتر از  $A=۵$  تغییرات منحنی تدریجی و انرژی بستگی نسبت به  $A$  کاهش می یابد. این تغییرات منحنی انرژی بستگی از نقطه نظرامکان تهیه انرژی هسته ای حائز اهمیت است. هسته هایی که انرژی بستگی هر هستک در آنها زیاد است بخصوص هسته های پایدار با پیوند محکم، برای شکستن آنها باید انرژی زیادی به کار رود. به عبارت دیگر موقع به هم پیوستن هستک ها برای تشکیل این هسته ها انرژی زیادی آزاد می شود. برعکس هسته های با انرژی بستگی کم (برای هر هستک) را می توان به آسانی شکست و در موقع تشکیل هسته انرژی کمتری آزاد می شود.

در هر واکنش که بتوان از ترکیب دو هسته نیم پایدار یک هسته پایدارتر به وجود آورد مقداری انرژی در عمل آزاد می شوند، مثلا، وقتی دو دوترون، هریک با انرژی بستگی  $۲/۲۳ \text{ Mev}$  با هم برخورد کنند که  ${}^3\text{H}$  را بوجود آورند با انرژی بستگی کلی  $۸/۴۸ \text{ Mev}$  است. واکنش طبق رابطه زیر انجام می گیرد.



که ازدیاد خالص انرژی بستگی دستگاه برابر  $۸/۴۸ - ۲ \times ۲/۲۳ = ۴/۰۲$  میلیون الکترون ولت است. در این حالت این انرژی به صورت انرژی جنبشی هسته های تولید شده  ${}^3\text{H}$ ،  $\text{H}$  در می آید.

واکنش هائی نظیر (۲-۴) که در آنها حداقل یکی از هسته های حاصل سنگین تر و پایدارتر از دو هسته سبکتر کم پایدارتر است، واکنش های فوزیون نامیده می شوند. واکنش های از این نوع باعث آزاد شدن انرژی هنگفتی در بمب های هیدروژنی می شوند و یک روز ممکن است منابع نامحدود انرژی ترمونوکلتر<sup>۱</sup> را به وجود آورد.

از شکل ۲-۸ دیده می شود، در ناحیه هسته های با  $A$  بزرگ از شکسته شدن یک هسته به دو قسمت هسته های پایدارتری به وجود می آیند. مثلا انرژی بستگی برای هر هستک در  ${}^{238}\text{U}$  حدود  $۷/۵ \text{ Mev}$  است در حالی که در حوالی

$$A = \frac{238}{2} = 119$$

انرژی بستگی حدود  $۸/۵ \text{ Mev}$  است. بنابراین اگر یک هسته اورانیوم به دو هسته سبکتر،

هر کدام با جرم حدود نصف جرم هسته اورانیوم شکسته شود ، انرژی بستگی دستگاہ تقریباً  $9 \text{ Mev}$  . برای هر هستک اضافه خواهد شد که مجموعاً انرژی آزاد شده حدود  $214 \text{ Mev} = 238 \times 9$  خواهد بود . این عمل را فیسوین هسته‌ای می‌نامند و منبع انرژی در راکتورهای هسته‌ای باشد .

باید یادآور شد که انرژی برای هر هستک که در شکل ۲-۸ نشان داده شده توسط انرژی بستگی هستک‌ها در هسته است و مربوط به یک هستک معینی نیست . گاهی لازم است انرژی بستگی یک هستک معین را در هسته بدانیم یعنی مقدار انرژی لازم برای اینکه بتوان یک هستک را از هسته جدا کرد . این انرژی را انرژی جداسازی می‌نامند و درست شبیه انرژی یونیزاسیون الکترون در اتم است . به عنوان مثال ، انرژی جداسازی  $E_S$  نوترونی با حداقل پیوند که گاهی آخرین «نوترون» نامیده می‌شود را در هسته  ${}^AZ$  در نظر می‌گیریم .

از آنجا که نوترون به هسته بسته است ، نتیجه می‌شود که جرم هسته (واتم خنثی)  ${}^AZ$  به مقدار  $E_S$  کمتر از مجموع جرم‌های نوترون و هسته باقیمانده  ${}^{A-1}Z$  می‌باشد . رابطه  $E_S$  عبارت است از

$$E_S = [M_n + M({}^{A-1}Z) - M({}^AZ)]c^2 \quad (2-44)$$

درست مقدار انرژی است که می‌تواند بدون اینکه انرژی جنبشی به نوترون داد آن را از هسته جدا می‌سازد . به هر حال اگر عمل عکس انجام گیرد و یک نوترون بدون انرژی خنثی جذب هسته  ${}^{A-1}Z$  شود . در عمل انرژی  $E_S$  آزاد می‌شود .

مثال ۲-۹ انرژی بستگی آخرین نوترون در  ${}^{13}\text{C}$  را حساب کنید :

حل : اگر از هسته  ${}^{13}\text{C}$  یک نوترون جدا شود ، هسته باقیمانده  ${}^{12}\text{C}$  است انرژی بستگی یا انرژی جداسازی به طریق زیر از روی معادله ۲-۴۴ حساب می‌شود .

$$M({}^{13}\text{C}) = 12.00000$$

$$M_n = 1.00866$$

$$M({}^{12}\text{C}) + M_n = 13.00866$$

$$M({}^{13}\text{C}) = 13.00335$$

$$E_S = 0.00531 \text{ amu} = 4.95 \text{ Mev}$$

قبل از پایان دادن به بحث انرژی بستگی هسته‌ای لازم است یادآور شویم هسته‌هایی که تعداد نوترون‌ها یا پروتون‌های آنها ۲، ۶، ۸، ۱۴، ۲۰، ۲۸، ۵۰، ۸۲، یا ۱۲۶ است دارای پایداری ویژه‌ای هستند . این هسته‌ها را هسته‌های ماژیک می‌نامند و تعداد هستک‌ها به اعداد ماژیک معروفند . این اعداد مربوط به تعداد نوترون‌ها یا پروتون‌های لازم برای پر کردن قشرهای

(بالا یه‌های) هستک‌ها از هسته ، درست شبیه قشرها دراتم که بار الکترون هاپر می‌شوند می‌باشد .

وجود هسته‌های ماژیک دارای نتایج عملی زیاد درمهندسی هسته‌ای است . مثلاً هسته‌هایی که دارای نوترون‌هایی به‌تعداد اعداد ماژیک هستند نوترون را خیلی کم جذب می‌کنند و موادی از این نوع را در مواردی که از جذب نوترون باید جلوگیری شود به‌کار می‌رود . به‌عنوان مثال فراوانترین ایزوتوپ زیر کونیوم دارای ۰ نوترون است ، به این دلیل به‌عنوان ماده ساختمانی به‌طور وسیعی در راکتورها به‌کار می‌رود .

## ۲-۱ گازها ، مایعات و جامدات

قبل از خاتمه دادن به یادآوری فیزیک اتمی و فیزیک هسته‌ای بجاست که ماهیت این ماده را به‌طور کلی در نظر بگیریم زیرا این ماده است که در تمام مسائل عملی به آن برمی‌خوریم . ماده به اصطلاح سه حالت دارد : گاز ، مایع و جامد و خصوصیات اصلی آنها به شرح زیر است :

**گازها :** گازهای نادریعی هلیوم ، نئون ، آرگون ، کریپتون ، رادون و اغلب اجسام گازی (بخار) تک اتمی هستند یعنی آنها کم و بیش از اتم‌های مستقلی که به‌طور آزاد در حرکت هستند تشکیل شده‌اند . در حقیقت تمام گازهای دیگر مولکول‌های دو اتمی یا چند اتمی که دارای حرکت آزاد هستند تشکیل یافته‌اند . حرکت اتفاقی و ناسنظم این مولکول‌ها یکی از خصوصیات گازهاست .

**جامدات .** اغلب جامداتی که در دستگاه‌های هسته‌ای به‌کار می‌روند یعنی فلزات و سرامیک‌ها جامدات کریستالی هستند . چنین جامداتی از تعداد زیادی بلورهای ریز که هر یک دارای لایه‌های سه بعدی منظم می‌باشند تشکیل یافته‌اند . هر بلور ریز دارای تعداد بیشماری اتم‌های مجرد می‌باشد و از آنجا که نظم در قرار گرفتن اتم‌ها در هر لایه شامل اتم‌های بسیار زیادی می‌شود (اغلب تمام بلورهای ریز را شامل می‌شود) چنین بلورهای رابلورهای منظم با برد بلند<sup>۱</sup> می‌نامند . تعدادی از مواد دیگر جزو جامدات خوانده می‌شود زیرا اجسام سختی هستند اما این اجسام دارای خاصیت بلورهای منظم با برد بلند نیستند . مثلاً پلاستیک ها ، مواد آلی ، شیشه‌ها و جامدات مختلف آمورف<sup>۲</sup> از این قبیل می‌باشند .

**مایعات .** ساختمان میکروسکوپی مایعات معمولاً خیلی پیچیده تر از آن است که فرض می‌شوند . اتم‌ها و یا مولکول‌ها در مایعات به شدت به یکدیگر برخورد می‌کنند و در نتیجه سعی می‌کنند مانند بلورها به صورت منظم درآیند ولی نه در یک فاصله طولانی ، اتم‌ها در فواصل طولانی از هم پاشیده می‌شوند و به این دلیل گفته می‌شود که مایعات دارای نظم با برد کوتاه می‌باشند .

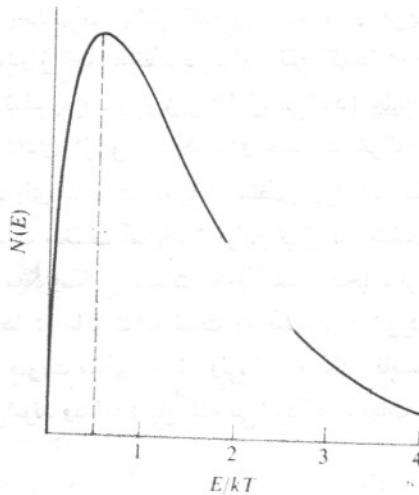
## توزیع ماکسویلی

در یک گاز، انرژی اتم‌ها یا مولکول‌ها طبق تابع توزیع ماکسویلی پخش می‌شوند. بنابراین اگر  $N(E)dE$  تعداد ذرات با انرژی بین  $E$ ،  $E + dE$  در یک واحد حجم باشد لذا،  $N(E)$  را می‌توان از رابط زیر به دست آورد.

$$N(E) = \frac{2\pi N}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} \quad (۴۵-۲)$$

در معادله (۴۵-۲)،  $N$  تعداد ذرات در واحد حجم یعنی دانستیه ذرات،  $k$  ثابت بولتزمن که که واحد آن انرژی در واحد درجه کلوین می‌باشد.  $T$  درجه حرارت مطلق گاز برحسب درجه کلوین است. شکل (۹-۲) تغییرات تابع  $N(E)$  را نشان می‌دهد.

در مورد جامدات و مایعات توابع توزیع انرژی پیچیده‌تر از معادله (۴۵-۲) می‌باشد. به هر حال ثابت شده است که می‌توان با تقریب درجه اول  $N(E)$  را برای جامدات و مایعات با معادله (۴۵-۲) نشان داد. اما درجه حرارت  $T$  کمی با درجه حرارت واقعی ماده فرق دارد. در هر صورت اختلاف برای درجه حرارت‌های بالاتر از  $300^\circ\text{C}$  کم است و در این درجه حرارت‌ها اغلب می‌توان فرض کرد که معادله (۴۵-۲) به علاوه گازها برای جامدات و مایعات به کار می‌رود. محتمل‌ترین انرژی در یک توزیع نظیر توزیع معادله (۴۵-۲) را انرژی مربوط به حداکثر منحني بیان می‌کنند. این انرژی را می‌توان با صفر قرار دادن مشتق  $N(E)$  به دست آورد. سپس محتمل‌ترین انرژی در  $E_p$  توزیع ماکسویلی به آسانی از آن به دست می‌آید.



شکل ۹-۲ تابع توزیع ماکسویلی

$$E_p = k \frac{T}{2} \quad (2-46)$$

از طرف دیگر انرژی متوسط  $\bar{E}$  را می توان با انتگرال گیری زیر بیان کرد

$$\bar{E} = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} N(E) E dE \quad (2-47)$$

پس از قرار دادن معادله (2-46) در معادله (2-47) و انجام انتگرال گیری  $\bar{E}$  برابر

$$\bar{E} = \frac{3}{2} kT \quad (2-48)$$

می شود. ترکیب پارامترهای  $kT$  در معادلات (2-46) و (2-48) اغلب در معادلات مهندسی همسته ای ظاهر می شود. باید به خاطر داشت که برای  $T_0 = 293/61^\circ K$  مقدار

$$kT_0 = 0.0253 \text{ eV} \quad (2-49)$$

است و این امر باعث تسریع و تسهیل در محاسباتی می شود که این پارامترها در آن دخالت دارند.

مثال ۱-۲. محتمل ترین و متوسط انرژی موئکول های هوادر راهرو زیرزمینی شهر نیویورک در تابستان مثلا در  $38^\circ C$  (حدود  $100^\circ F$ ) چقدر است؟

حل: ابتدا لازم است درجه حرارت را بر حسب درجه کلوین حساب کنیم از فرمول زیر استفاده می کنیم.

$$^\circ K = ^\circ C + 273.15$$

نتیجه می شود که درجه حرارت هوا  $311/15^\circ K$  است. سپس با استفاده از معادلات (2-46) و (2-48) خواهیم داشت:

$$E_p = \frac{1}{2} \times 0.0253 \times \frac{311.15}{293.15} = 0.0134 \text{ eV}$$

و انرژی متوسط  $\bar{E} = 3 E_p$  یعنی  $0.0402 \text{ eV}$  است.

### قانون گازها

با تقریب درجه اول گازها از قانون گازهای کامل زیر پیروی می کنند.

$$PV = n_M RT \quad (50-2)$$

که P فشار گاز V حجم و  $n_M$  تعداد مولکول گرم گاز موجود در V ، R ثابت گاز و T درجه حرارت مطلق می باشد . معادله (۵۰-۲) را می توان به صورت زیر نوشت :

$$P = \left( \frac{n_M N_A}{V} \right) \left( \frac{R}{N_A} \right) T$$

$N_A$  عدد آووگادرو است . از آنجا که  $N_A$  تعداد اتم در هر مولکول گرم است نتیجه می شود که در حجم V تعداد  $n_M M_A$  اتم وجود دارد. بنابراین اولین ضریب برابر تعداد کل اتم ها یا مولکول هاد ر واحد حجم N است. ضمناً ضریب  $\frac{R}{N_A}$  همان k ثابت بولتزمن می باشد. بنابراین قانون گازهای کامل را می توان به شکل بهتری به صورت زیر نوشت :

$$P = NkT \quad (51-2)$$

از معادله (۵۱-۲) دیده می شود که فشار گاز را می توان بر حسب (و در بعضی از موارد برابر با) واحد انرژی در واحد حجم بیان کرد.

### ۱۳-۲ دانسیته اتم

در مهندسی هسته ای اغلب احتیاج می شود که تعداد اتم ها یا مولکول های یک ماده را در یک سانتیمتر مکعب حساب کنیم . ابتدا یک ماده نظیر سدیم را در نظر می گیریم که از یک نوع اتم تشکیل شده است . اگر  $R_p$  دانسیته فیز یکی آن بر حسب گرم در سانتیمتر مکعب و M وزن اتمی آن بر حسب گرم باشد نتیجه می شود که  $\frac{R_p}{M}$  تعداد مولکول گرم عنصر در یک سانتیمتر مکعب است .

از آنجا که هر مولکول گرم دارای  $N_A$  ، اتم است و  $N_A$  عدد آووگادرو و دانسیته اتم N در هر سانتیمتر مکعب برابر است با :

$$N = \frac{\rho N_A}{M} \quad (52-2)$$

### مثال ۱۱-۲

دانسیته سدیم برابر ۹۷۰/۹ گرم در سانتیمتر مکعب است . دانسیته اتم آن را حساب کنید .



حل : وزن اتمی سدیم برابر ۲۲/۹۹ است و از معادله (۲-۵) نتیجه می شود که

$$N = \frac{0.97 \times 0.6022 \times 10^{24}}{22.990} = 0.254 \times 10^{24}$$

به طوری که در پاورقی صفحه ۱۲ اشاره شد معمول است که (دانشیته اتم را به صورت مضربی از  $10^{24}$  می نویسند).

معادله (۲-۵) در مورد مواد ترکیب از مولکول های مجرد نیز به کار می رود با این تفاوت که N دانشیته مولکول (مولکول در سانتیمتر مکعب) و M وزن مولکول گرم ماده است. برای پیدا کردن تعداد اتم در یک سانتیمتر مکعب فقط لازم است که دانشیته مولکولی را در تعداد اتم های موجود در مولکول ضرب کنیم.

محاسبه دانشیته اتم در مورد اجسام بلوری نظیر Na Cl و مایعات به همان آسانی مواد اتمی و مولکولی است، لکن تشریح آن پیچیده تر است. در اینجا مساله این است که مولکول های قابل تشخیص وجود ندارد و تمام بلور ریز Na Cl به اصطلاح یک مولکول می باشد. در این مورد، فرض می کنیم که ماده دارای مولکول های فرضی است که شامل تعداد معینی از اتم های سازنده می باشد. سپس با استفاده از وزن مولکولی این شبه مولکول ها و قرار دادن آن در معادله (۲-۵) دانشیته مولکولی این مولکول های فرضی به دست می آید، بعد دانشیته اتم را می توان از روی این عدد به طریق متداول که در مثال زیر تشریح شده به دست آورد.

مثال (۲-۱۲) دانشیته بلور Na Cl برابر ۲۲۱۷ گرم در سانتیمتر مکعب است. مطلوب است محاسبه دانشیته اتم Na, Cl

حل : وزن اتمی Na, Cl به ترتیب برابر ۲۲/۹۹ و ۳۵/۴۵ می باشد. بنابراین وزن مولکولی برای شبه مولکول Na Cl برابر ۵۸/۴۴ است. با استفاده از معادله (۲-۵) نتیجه می شود.

$$N = \frac{2217 \times 0.6022 \times 10^{24}}{58.443} = 0.224 \times 10^{24} \frac{\text{مولکول}}{\text{سانتیمتر مکعب}}$$

از آنجا که در هر مولکول Na Cl یک اتم Cl و یک Na وجود دارد نتیجه می شود که این عدد برابر دانشیته اتم هر اتم خواهد بود.

اغلب لازم می شود که تعداد اتم های یک ایزوتوپ معین را در سانتیمتر مکعب حساب کنیم. از آنجا که فراوانی ایزوتوپها، به طوری که در قسمت ۲-۲ اشاره شد، همیشه بر حسب درصد اتم بیان می شود. دانشیته اتم یک ایزوتوپ درست برابر دانشیته کلی اتم عنصر می باشد که در بالا به دست آمد ضرب در فراوانی ایزوتوپ که به صورت کسری داده می شود. بنابراین دانشیته اتم Ni برای ایزوتوپ i ام برابر است با :

$$Ni = \frac{\gamma_i p N_A}{100 M} \quad (53-2)$$

که  $\gamma_i$  فراوانی ایزوتوپی برحسب درصد اتم است. در بعضی از کاربردهای هسته‌ای ترکیب ایزوتوپی یک عنصر را باید به طور مصنوعی تغییر داد مثلاً اورانیومی که به عنوان سوخت در بعضی از راکتورها به کار می‌رود باید از ایزوتوپ اورانیوم ۲۳۵ غنی شود (عمل غنی کردن در فصل چهار بحث می‌شود) در این مورد معمول است که میزان غنی شدن را به جای درصد اتم به صورت درصدوزنی می‌دهند. به اختصار به  $w/o$  نشان می‌دهند. دانستیه اتم  $i$  امین ایزوتوپ یک عنصر که به اندازه  $w_i$  درصدوزنی غنی شده است از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$Ni = \frac{w_i p N_A}{100 M_i} \quad (54-2)$$

که  $M_i$  وزن اتمی ایزوتوپ مورد نظر برحسب گرم است. مثال ۲-۳، مطلوب است محاسبه (الف) تعداد مولکولهای  $H_2O$  در هر سانتیمتر مکعب آب معمولی (وزن مخصوص واحد) (ب) دانستیه‌های اتم هیدروژن و اکسیژن (ج) دانستیه اتمی  $^1H$

حل: (الف) وزن مولکولی  $H_2O$  برابر است با

$$2 \times 16.00747 + 15.9994 = 18.0153$$

بنابراین دانستیه مولکولی برابر است با

$$N(H_2O) = 1 \times 0.6022 \times 10^{24} / 18.0153 = 0.3343 \times 10^{24}$$

مولکول در سانتیمتر مکعب

(ب) در هر مولکول  $H_2O$  یک اتم اکسیژن و دو اتم هیدروژن است.

$$N(H) = 2 \times 0.3343 \times 10^{24} = 0.6686 \times 10^{24}$$

و دانستیه اتم اکسیژن  $N(O) = 0.3343 \times 10^{24}$  اتم در هر سانتیمتر مکعب است.

(ج) فراوانی نسبی  $^1H$  برابر  $a/o$  ۰.۰۱۵ به طوری که

$$N(^1H) = 15 \times 10^{-4} \times N(H) = 10.029 \times 10^{-5} \times 10^{24}$$

اتم در سانتیمتر مکعب است.

مثال ۲-۱۴

یک راکتور هسته‌ای معین دارای ۱۰۰ کیلوگرم اورانیوم غنی شده ۲.۰w/o به صورت میله‌های سوخت می‌باشد، بقیه سوخت  $^{238}\text{U}$  است. وزن مخصوص اورانیوم ۱۹/۱ گرم در سانتیمتر مکعب است (الف) مقدار اورانیوم ۲۳۵ موجود در راکتور چقدر است (ب) دانسیته‌های اتمی  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  در میله‌ها چقدر است؟  
 حل (الف) اورانیوم ۲.۰ w/o غنی شده یعنی ۲ درصد کل جرم سوخت اورانیوم ۲۳۵ است بنابراین جرم  $^{235}\text{U}$  برابر است با

$$0.20 \times 1000 = 200 \text{ kg}$$

(ب) وزن‌های اتمی  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  به ترتیب ۲۳۵/۰۴۳ و ۲۳۸/۰۰۵ است از معادله (۵۴-۲) داریم.

$$N(^{235}\text{U}) = 20 \times 191 \times 0.6022 \times 10^{24} / 100 \times 235.0439$$

$$= 979 \times 10^{-2} \times 10^{24} \text{ اتم در سانتیمتر مکعب}$$

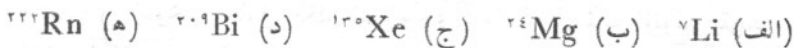
مقدار  $^{238}\text{U}$  موجود در نمونه بمیزان ۸۰w/o برابر است با

$$N(^{238}\text{U}) = 80 \times 191 \times 0.6022 \times 10^{24} / 100 \times 238.0508$$

$$= 386 \times 10^{-2} \times 10^{24} \text{ اتم در سانتیمتر مکعب}$$

مسائل

۱-۲ در اتم‌های زیرچند نوترون و پروتون وجود دارند؟



۲-۲ - وزن اتمی  $^{59}\text{Co}$  برابر ۵۹/۹۳۳۱۹ است.  $^{59}\text{Co}$  چند برابر سنگین تر از  $^{12}\text{C}$

است.

۳-۲ در ۱۰ گرم  $^{12}\text{C}$  چند اتم وجود دارد؟

۴-۲ - با استفاده از اطلاعات جدول زیر مساله ۲-۲ وزن‌های مولکولی (الف) گاز

$\text{H}_2$  و (ب)  $\text{H}_2\text{O}$  و (ج)  $\text{H}_2\text{O}_2$  را حساب کنید.

ایزوتوپ	فراوانی	وزن اتمی
$^1\text{H}$	۹۹۹۹۸۵	۱.۰۰۷۸۲۵
$^2\text{H}$	۰.۰۱۵	۲.۰۱۴۱۰

۲-۵ وقتی گاز  $H_2$  از هیدروژن طبیعی به وجود می آید چند درصد از مولکول ها دارای وزن های اتمی تقریبی ۲، ۳ و ۴ هستند .

۲-۶ اورانیوم طبیعی از سه ایزوتوپ  $^{238}U$ ،  $^{235}U$  و  $^{234}U$  تشکیل یافته است . فراوانی وزن اتمی آنها در جدول زیر داده شده است مطلوب است محاسبه وزن اتمی اورانیوم طبیعی .

ایزوتوپ	فراوانی a/o	وزن اتمی
$^{238}U$	۰.۰۰۰۵۷	۲۳۴.۰۴۰۹
$^{235}U$	۰.۷۲	۲۳۵.۰۴۳۹
$^{237}U$	۹۹.۲۸	۲۳۸.۰۵۰۸

۲-۷ یک ظرف آزمایشگاه (بیگر)، حاوی . ۵ گرم آب معمولی است (یعنی آب طبیعی) (الف) چند مولکول گرم آب وجود دارد؟ (ب) چند اتم هیدروژن (ج) و چند اتم دوتریوم در آن است

۲-۸ با استفاده از معادله ۲-۳ شعاع هسته  $^{238}U$  را حدس بزنید ، به طور تقریبی پیدا کنید چه کسری از اتم اورانیوم  $^{238}U$  را هسته گرفته است .

۲-۹ با استفاده از معادله (۲-۳) دانسیته ماده هسته ای را بر حسب گرم در سانتیمتر مکعب حساب کنند . جرم هر هسته را تقریباً  $1.67 \times 10^{-24}$  گرم در نظر بگیرید .

۲-۱۰ کره زمین دارای جرم تقریبی  $6 \times 10^{27}$  گرم است . اگر وزن مخصوص زمین به اندازه وزن مخصوص هسته بود بزرگی زمین چقدر می شد؟

۲-۱۱ از سوخت کامل یک پوند (۴۵۳ گرم) ذغال سنگ از نوع بیتومین ۱۳۰۰۰ واحد انرژی انگلیسی (Btu) به صورت حرارت آزاد می شود . تبدیل یک گرم جرم به انرژی معادل سوختن چقدر ذغال سنگ است . در مورد ضرایب تبدیل به جدول ۱/۲ پیوست ۱ مراجعه شود .

۲-۱۲ از فیسیون یک هسته  $^{235}U$  مقدار  $200 \text{ Mev}$  انرژی آزاد می شود. از فیسیون یک گرم  $^{235}U$  چقدر انرژی بر حسب کیلو وات ساعت و مکاوات روز آزاد می شود .

۲-۱۳ اختلاف جرم پروتون و نوترون را بر حسب  $\text{Mev}$  حساب کنید .

۲-۱۴ یک الکترون از حالت سکون در یک اختلاف پتانسیل یک میلیون ولتی شتاب می گیرد (الف) انرژی جنبشی نهایی آن چقدر است ؟ (ب) انرژی کل آن چقدر است ؟

۲-۱۵ معادله (۲-۱۸) را به دست آورید (راهنمایی : طریقین معادله ۲-۵ را مربع کرده  $mv$  را به دست آورید).

۱۶-۲ ثابت کنید که سرعت هر ذره با توجه به نظریه نسبیت و بدون توجه آن از رابطه زیر به دست می آید :

$$v = c \left( 1 - \frac{E_r^2}{E_t^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

که  $E_r$  و  $E_t$  به ترتیب انرژی حالت سکون و کل انرژی است و  $c$  سرعت نور می باشد .  
 ۱۷-۲ سرعت الکترون یک میلیون الکترون ولتی را حساب کنید یعنی الکترونی که انرژی جنبشی آن یک میلیون الکترون ولت است .

۱۸-۲ مطلوب است محاسبه طول موج یک پروتون و یک نوترون یک میلیون الکترون

ولتی

۱۹-۲ ثابت کنید که طول موج یک ذره با توجه به نظریه نسبیت از رابطه زیر به

دست می آید :

$$\lambda = \lambda_c \frac{m_e c^2}{(E_t^2 - E_r^2)^{1/2}}$$

که  $\lambda_c = \frac{h}{m_e c} = 2.426 \times 10^{-10} \text{ cm}$  طول موج کمپتون نامیده می شود .

۲۰-۲ با استفاده از رابطه مساله ۱۹-۲ طول موج یک الکترون یک میلیون الکترون

ولتی را حساب کنید .

۲۱-۲ یک الکترون دارای انرژی جنبشی معادل جرم حالت سکون خود است (الف)

کل انرژی الکترون را بر حسب  $m_e c^2$  (ب) جرم الکترون  $m_e$  را بر حسب طول موج کمپتون و (ت) سرعت  $c$  را حساب کنید .

۲۲-۲ سه تراز تحریک اولیه هسته  $^{199}\text{Hg}$  عبارتند از  $0.158$ ،  $0.208$  و  $0.403$  .

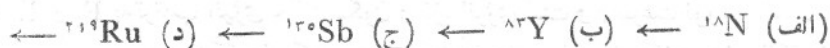
میلیون الکترون ولت بالای تراز عادی است . اگر انتقال بین تمام ترازها و تراز عادی رخ دهد چه اشعه گاماهائی مشاهده می شود؟

۲۳-۲ از آنجا که بر طبق معادله ۲۰-۲ فوتون دارای اندازه حرکت است لذا موقع

تابش یک فوتون اتم آزاد یا هسته برگشت پیدامی کند . بنابراین انرژی فوتون از انرژی تراز انتقالی (انرژی بین ترازها) به اندازه انرژی برگشتی اتم یا هسته کمتر است (الف)  $E$  انرژی بین دو تراز و  $E_\gamma$  انرژی تابشی فوتون است ثابت کنید .

$$E_\gamma \approx E \left( 1 - \frac{E}{2Mc^2} \right)$$

که  $M$  جرم اتم یا هسته است . (ب) مطلوب است محاسبه  $E_p - E_n$  برای انتقال از اولین تراز تحریک اتم هیدروژن در  $1/19$  الکترون ولت به تراز عادی و اولین تراز تحریک  $^{12}C$  در  $4/43$  میلیون الکترون ولت به تراز عادی (به اشکال ۲-۲ و ۳-۲ مراجعه شود) .  
 ۲-۴ - با استفاده از جدول عناصر و اکنش های زیر را کامل کنید . اگر هسته دختر نیز رادیواکتیو باشد ، واکنش زنجیره ای تجزیه کامل را بنویسید :



۲-۵ - انرژی برگشتی هسته دختر حاصل از تابش یک ذره آلفا  $^{226}Ra$   $4/782$  Mev را حساب کنید .

۲-۶ - تری تیوم ( $^3H$ ) با تابش بتای منفی با نیم عمر  $12/6$  سال تجزیه می شود . وزن اتمی  $^3H$  برابر  $3/016$  است (الف)  $^3H$  به چه هسته ای تجزیه می شود (ب) وزن  $1\text{ mci}$  تری تیوم بر حسب گرم چقدر است ؟

۲-۷ -  $^{90}Sr$  (تقریبی) مقدار (تقریبی)  $(T_{1/2} = 28/8$  سال) برابر اکتیویته یک گرم  $^{60}Co$  ( $T_{1/2} = 5/26$  سال) است

۲-۸ - تترا کلرور کربن با علامت  $^{14}C$  که به صورت تجارتنی فروش می رود یک هزارم مولکول گرم آن دارای  $10\text{ mci}$  ( $10\text{ mci/mM}$ ) اکتیویته است چه کسری از اتم های کربن  $^{14}C$  است ؟

۲-۹ - آب تری تیوم دار (آب معمولی دارای کمی  $^3HO$  است) دارای کاربرد های بیولوژیکی است که آمپول های یک سانتیمتر مکعبی آن را که دارای قدرت  $3\text{ Ci/cm}^3$  است می توان خریداری کرد . چه کسری از مولکول های آب دارای  $^3H$  است .

۲-۱۰ - ثابت کنید که فراوانی  $^{235}U$  در نمونه های اورانیوم طبیعی ، با فرض این که این ایزوتوپ منحصر از تجزیه  $^{238}U$  حاصل می شود قابل توجیه است .

۲-۱۱ -  $31$  رادن  $222$  ، یک گاز فوق العاده رادیواکتیو است که از تجزیه  $^{234}U$  حاصل می شود ( به جدول عناصر مراجعه شود ) ، در معادن اورانیوم این گاز به میزان خطرناکی ممکن است موجود باشد . اگر معادن به طور درستی تهویه نشده باشد ، اکتیویته رادن  $222$  را برای هر تن اورانیوم طبیعی حساب کنید .

۲-۱۲ - رادیوایزوتوپ مولد  $9 - SNAP$  دارای  $470$  گرم  $^{238}Pu$  است (کاربید پلوتونیوم  $^{238}Pu$ ) که وزن مخصوص آن  $12/5$  گرم است . نیمه عمر  $^{238}Pu$  برابر  $89$  سال است و در مقابل هر تجزیه  $4/6$  Mev انرژی آزاد می کند . می توان فرض کرد که تمام این انرژی جذب می شود . بهره حرارتی به الکتریکی دستگاه  $4/5$  درصد است . مطلوب است محاسبه (الف) بهره سوخت بر حسب کوری برای هروات (حرارتی) (ب) قدرت و یژه بر حسب وات

(حرارتی) برای هر گرم سوخت (ج) دانسیته قدرت برحسب وات (حرارتی) در هرسانتیمتر مکعب (د) قدرت الکتریکی کل مولد .

۳-۲ رادیوایزوتوپ Y در اثر تابش نوترون به هسته X با شدتی برابر R اتم در ثانیه مطابق رابطه زیر ایجاد می شود .

$$X(n, \gamma)Y$$

اگر تابش نوترون مدتی برابر نیمه عمر عنصر Y انجام گیرد چه کسری از اکتیویته اشباع شده از Y به وجود می آید ، فرض می کنیم در ابتدا تابش هیچ هسته Y وجود نداشته باشد .

۳-۴-۲ واکنش های زیر را کامل کرده مقدار Q را برای حالاتی که جرم مورد نیاز در اختیار است حساب کنید .

(الف)  ${}^4\text{He}(p, d) {}^3\text{He}$  (ب)  ${}^9\text{Be}(\alpha, n) {}^6\text{Li}$  (ج)  ${}^{14}\text{N}(n, p) {}^{14}\text{C}$

(د)  ${}^{110}\text{In}(d, p) {}^{110}\text{In}$  (ه)  ${}^{230}\text{Pa}(\gamma, n) {}^{229}\text{Pa}$  (و)  ${}^{238}\text{U}(n, \gamma) {}^{238}\text{U}$

۳-۵-۲- در بعضی از جداول به جای جرم اتمی جرم اضافی را داده اند . جرم اضافی برابر

$$\delta = M - A \quad \text{است یا}$$

M جرم اتمی و A عدد جرم اتمی است . معمولا برای سهولت مقدار  $\delta$  را که ممکن است منفی یا مثبت باشد برحسب میلیون الکترون ولت میدهند، ثابت کنید که مقدار Q در واکنش معادله (۳-۴-۲) را می توان به صورت زیر نوشت

$$Q = (\delta_a + \delta_b) - (\delta_c + \delta_d)$$

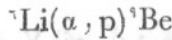
۳-۶-۲ برطبق جدول ۱ لدرز و همکاران (به منابع مراجعه شود) جرم اضافی برای اتم های خنثی در واکنش مثال ۸-۲ به ترتیب زیر است

$$\delta({}^4\text{He}) = 2.42, \delta(n) = 8.07, \delta({}^1\text{H}) = 13.14, \delta({}^2\text{H}) = 14.59$$

الکترون ولت است با استفاده از نتایج مساله ۳-۵-۲ مقدار Q مساله را حساب کنید .  
۳-۷-۲ تریتیوم می تواند از جذب نوترون کم انرژی در دوتریوم به وجود آید واکنش به صورت زیر است .



انرژی گاما برابر  $MeV \ 6/206$  است (الف) نشان که انرژی هسته  ${}^2H$  برگشتی تقریباً برابر  $vKeV$  است. (ب) مقدار  $Q$  واکنش چقدر است؟ (ج) انرژی جداسازی را برای آخرین نوترون متصل به  ${}^2H$  حساب کنید. (د) با استفاده از انرژی بستگی  ${}^2H$  که برابر  $MeV \ 2/23$  است و نتایج قسمت (ج) کل انرژی بستگی  ${}^2H$  را حساب کنید. ۳۸-۲ واکنش زیر را در نظر می‌گیریم.



با استفاده از جرم اتمی مطلوب است (الف) محاسبه انرژی بستگی کل  ${}^6Li$ ،  ${}^4Be$  و ذره آلفا (ب) با استفاده از نتایج (الف) مقدار  $Q$  واکنش را به دست آورید. ۳۹-۲ با استفاده از جرم اتمی، انرژی بستگی متوسط هر هسته رادر هسته‌های زیر حساب کنید.



۴۰-۲ انرژی جداسازی آخرین نوترون رادر هسته‌ای زیر حساب کنید



۴۱-۲ معادله (۴-۲) را به دست آورید [راه‌نمایی: قبل از دیفرانسیل‌گیری از معادله (۴-۲) لگاریتم آن را بگیرید].

۴۲-۲ یک جو فشار برحسب  $\frac{eV}{cm^2}$  چقدر می‌شود (راه‌نمایی در شرایط متعادل

صفر درجه سانتی‌گراد و یک جو فشار، یک سولکول گاز  $22/4$  لیتر حجم را اشغال می‌کند). ۴۳-۲ دانسیته اتمی گرافیت را حساب کنید. وزن مخصوص آن  $1/6$  گرم در سانتیمتر مکعب است.

۴۴-۲ دانسیته اتم اورانیوم  $235$  در اورانیوم غنی‌شده  $2/5$  a/o را حساب کنید. وزن مخصوص اورانیوم  $19/9$  گرم است.

۴۵-۲ ثابت کنید که وزن اتمی  $M$ ، یک عنصر که  $i$  آمین ایزوتوپ آن به اندازه  $w_i$  درصد وزنی غنی شده است از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\frac{1}{M} = 0.01 \sum_i \frac{w_i}{M_i}$$

که  $M_i$  وزن اتمی ایزوتوپ  $i$  است.



۴-۶ یک راکتور دارای سوخت اکسید اورانیوم ( $UO_2$ ) به صورت پولک‌هایی می‌باشد که وزن مخصوص آن ۱۰/۵ گرم در سانتیمتر مکعب است .  
 می‌دانیم که اورانیوم تا ۳ درصد وزنی از اورانیوم ۲۳۵ غنی شده است مطلوب است محاسبه (الف) وزن اتمی اورانیوم (ب) وزن مولکولی  $UO_2$  (ج) دانسیته اتم  $^{235}U$  (اشاره : از وجود  $^{235}U$  صرف نظر می‌کنیم)

## منابع فصل ۲

### General

- Blanchard, C. H., C. R. Burnett, R. G. Stoner, and R. L. Weber, *Introduction to Modern Physics*, 2nd ed. Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, 1969, Chapters 3-6, 9, 10, 12, and 14.
- Burcham, W. E., *Nuclear Physics*. New York: McGraw-Hill, 1963, Parts A and C.
- Foster, A. R., and R. L. Wright, Jr., *Basic Nuclear Engineering*. Boston, Mass.: Allyn and Bacon, 1968, Chapters 2 and 3.
- Goble, A. T., and D. K. Baker, *Elements of Modern Physics*, 2nd ed. New York: Roland Press, 1971, Chapters 8, 9, and 10.
- Kaplan, I., *Nuclear Physics*, 2nd ed. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1963.
- King, C. D. G., *Nuclear Power Systems*. New York: Macmillan, 1964, Chapter 2.
- Lapp, R. E., and H. L. Andrews, *Nuclear Radiation Physics*, 3rd ed. Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, 1963, Chapters 1-7.
- Liverhant, S. E., *Elementary Introduction to Nuclear Reactor Physics*. New York: Wiley, 1960.
- Meyerhof, W. E., *Elements of Nuclear Physics*. New York: McGraw-Hill, 1967, Chapters 2 and 4.
- Oldenberg, O., and N. C. Rasmussen, *Modern Physics for Engineers*. New York: McGraw-Hill, 1966, Parts 1 and 2; Chapters 12, 14, and 15.
- Semat, H., and J. R. Albright, *Introduction to Atomic and Nuclear Physics*, 5th ed. New York: Holt, Rinehart and Winston, 1972.
- Weidner, R. T., and R. L. Sells, *Elementary Modern Physics*, 2nd ed. Boston, Mass.: Allyn and Bacon, 1973, Chapters 1-9.

### Nuclear Data

- The Chart of the Nuclides*. This valuable chart, a "must" for every nuclear engineer, is available from the U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.
- Lederer, C. M., J. M. Hollander, and I. Perlman, *Tables of Isotopes*, 6th ed. New York: Wiley, 1967. This is an extraordinary collection of nuclear data which includes among other things masses of the nuclides (given in terms of the mass excess, denoted in the tables as  $\Delta$ ; cf. Problem 2.35), nuclear energy levels, decay schemes, and so on.
- Atomic Data and Nuclear Data Tables*. New York: Academic Press. This journal was formed by the recent merger of the two journals *Atomic Data* and *Nuclear Data Tables*. Compilations of the latest atomic and nuclear data will be found in this publication.

## فصل سوم

### اثر متقابل اشعه با ماده

طرح تمام دستگاههای هسته‌ای، راکتورها حفاظ‌های اشعه، مولدهای رادیوایزوتوپی و غیره اساساً بستگی به نحوه برخورد اشعه با ماده دارد. در این فصل اثر متقابل نوترون، اشعه کاما، و ذرات باردار مختلف با انرژی‌های تا  $2.0 \text{ Mev}$  را با ماده بحث می‌کنیم. اغلب تابش‌هایی که در دستگاههای هسته‌ای عملاً یافت می‌شوند در این ناحیه انرژی قرار دارند.

### ۱-۳ اثر متقابل نوترون با ماده

ابتدا لازم است بدانیم چون نوترون از نظر الکتریکی خنثی است تحت تاثیر الکترون‌های اتم و یا بار مثبت هسته قرار نمی‌گیرد. لذا نوترون‌ها از داخل ابر الکترونی عبور کرده و مستقیماً به هسته برخورد می‌کنند. خلاصه این که نوترون به هسته برخورد می‌کند نه به اتم. نوترون‌ها ممکن است به یکی از چند طریق زیر به هسته برخورد می‌کند.

### پراکندگی الاستیک

در این عمل نوترون به هسته، که در تراز عادی است (مراجعه به قسمت ۲-۷ شود) برخورد می‌کند نوترون پس از برخورد از هسته دور شده و هسته در تراز عادی باقی می‌ماند. گفته می‌شود که در این حالت نوترون برخورد (پراکندگی) الاستیک انجام داده است. این برخورد هسته‌ای را به اختصار با (به قسمت ۲-۱ مراجعه شود) علامت  $(n, n)$  نشان می‌دهند.

### پراکندگی غیر الاستیک

این عمل شبیه پراکندگی الاستیک می‌باشد با این تفاوت که هسته به حالت تحریک درمی‌آید. چون پس از برخورد مقداری انرژی در هسته باقی می‌ماند واضح است این برخورد را انرژی گیر می‌نامند.

پراکندگی غیرالاستیک را با علامت  $(n, n')$  نشان می‌دهند، هسته تحریک شده با تابش اشعه گاما، به طوری که در قسمت ۲-۷ اشاره شده، انرژی تحریک را از دست می‌دهد. در این حالت، اشعه گامای حاصل از پراکندگی غیرالاستیک را اشعه گاما غیرالاستیک می‌نامند.

### جذب تابش زا

در این حالت نوترون جذب شده یک یا چند اشعه گاما - که اشعه گاما جذبی نامیده می‌شود - تابش می‌گردد و این برخورد را انرژی زانامیده با  $(n, \gamma)$  نشان می‌دهند. از آنجا که نوترون اصلی جذب هسته می‌شود این عمل نمونه‌ای از واکنش‌هایی است که به برخوردهای جذب مشهورند.

### واکنش‌های مولد ذرات باردار

نوترون نیز ممکن است در نتیجه برخوردهای جذبی از نوع  $(n, \alpha)$  و  $(n, p)$  ناپدید شود. چنین برخوردهایی ممکن است انرژی زا یا انرژی گیر باشند.

### واکنش‌های نوترون‌زا

برخوردهای نظیر  $(n, 2n)$  و  $(n, 2n)$  با نوترون‌های پرا انرژی رخ می‌دهند این برخوردها بدون شک انرژی گیر می‌باشند. زیرا در واکنش  $(n, 2n)$  یک نوترون و در واکنش  $(n, 2n)$  دو نوترون از هسته کنده می‌شود. واکنش  $(n, 2n)$  بخصوص در راکتورهایی که دارای آب سنگین یا برلیوم هستند مهم می‌باشد زیرا  ${}^2\text{H}$  و  ${}^9\text{Be}$  دارای نوترون‌هایی هستند که به آسانی جداسی شوند.

### فیسین

نوترون در برخورد به هسته‌های معینی ممکن است باعث دوتیکه شدن آن شود یعنی هسته شکسته می‌شود. این واکنش به طوری که در فصل قبل اشاره شد چشمه اصلی انرژی هسته‌ای برای کاربردهای عملی است.

هریک از این واکنش‌ها در این فصل بحث خواهد شد، به هر حال قبل از اقدام به این کار لازم است که پارامترهای معینی را معرفی نماییم که بر حسب آنها می‌توان واکنش‌ها را به طور کمی بیان داشت.

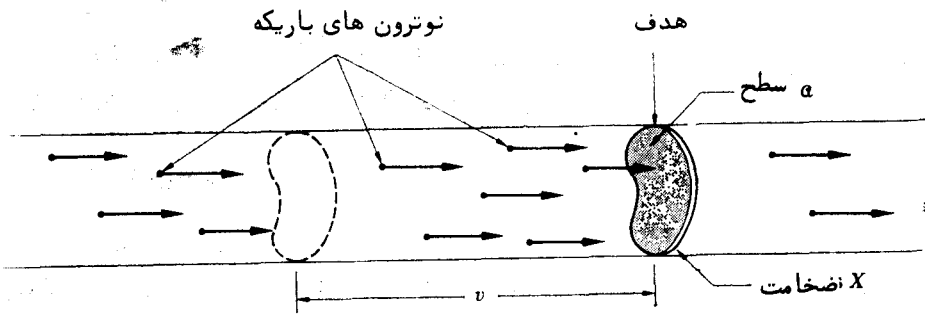
### ۲-۳ سطح مقطع‌ها

میزان انجام برخوردهای نوترون با هسته بر حسب کمیتی به نام سطح مقطع بیان

می‌شود. سطح مقطع‌ها با آزمایش زیر تعریف می‌شود. فرض کنیم یک باریکه نوترون تک انرژی (یک انرژی) به یک هدف نازک به ضخامت  $x$  و سطح  $a$  به طوری که در شکل ۱-۳ نشان داده شده است برخورد نماید. اگر در هرسانتیمتر مکعب باریکه  $n$  نوترون و سرعت نوترون‌ها

$$I = nv \quad (۱-۳)$$

$v$  باشد کمیت  $I$  را شدت باریکه می‌نامند. از آنجا که نوترون‌ها مسافت  $v$  سانتیمتر را در یک ثانیه طی می‌کنند لذا تمام نوترون‌های موجود در حجم  $va$  در عرض یک ثانیه به هدف برخورد می‌کنند. بنابراین  $Ia = nva$  نوترون در ثانیه به تمام هدف برخورد می‌کند، لذا نتیجه می‌شود که  $I = \frac{aI}{a}$  تعداد نوترون‌هایی است که در یک ثانیه به یک سانتیمتر از هدف برخورد می‌کند.



شکل ۱-۳ برخورد باریکه از نوترون به هدف

از آنجا که هسته‌ها کوچک هستند و هدف نازک می‌باشد، اغلب نوترون‌هایی که به هدف برخورد می‌کنند در آزمایش مطابق شکل ۱-۳ معمولاً بدون برخورد به هسته‌ای از داخل هدف عبور می‌کنند. تعدادی که برخورد می‌کنند متناسب با شدت باریکه، دانسیته اتم هدف،  $N$ ، و سطح و ضخامت هدف می‌باشند. این مشاهدات را می‌توان به صورت معادله زیر خلاصه کرد.

$$I = \sigma N a x \quad (۲-۳)$$

که  $\sigma$  ضریب تناسب را سطح مقطع می‌نامند. عامل  $N a x$  در معادله (۲-۳) برابر تعداد کل هسته‌ها در هدف می‌باشد. بنابراین تعداد برخوردها با یک هسته در واحد زمان برابر  $\sigma I$  است. نتیجه می‌شود  $\sigma$  برابر تعداد برخوردها با یک هسته در ثانیه برای واحد شدت باریکه می‌باشد.

روش دیگری برای بیان مفهوم سطح مقطع وجود دارد. همان‌طور که اشاره شد  $Ia$  نوترون در هر ثانیه به تمام سطح هدف برخورد می‌کند. از این تعداد  $\sigma I$  به هر هسته برخورد می‌کند. بنابراین نتیجه می‌گیریم که

$$\frac{\sigma I}{aI} = \frac{\sigma}{a} \quad (۳-۳)$$

برابر احتمال برخورد یک نوترون باریکه باریکه هسته است. از معادله (۳-۳) پیداست که  $\sigma$  دارای واحد سطح است. درحقیقت بدون اشکال می توان دید که  $\sigma$  چیزی جز سطح مقطع موثر یک هسته نیست که از آن عبارت «سطح مقطع» گرفته شده است.

سطح مقطع های نوترون برحسب بارن بیان می شود که یک بارن با علامت  $b$  برابر  $۱۰^{-۲۸}$  سانتیمتر مربع است. یک هزارم یک بارن را میلی بارن  $mb$  می نامند.

تا اینجا فرض شده است که باریکه نوترون به تمام هدف برخورد می کند درحقیقی از آزمایش ها قطر باریکه از قطر هدف کوچکتر است. در این حالت رابطه بالا هنوز صادق است، لیکن  $a$  مربوط به سطح مقطع باریکه است و نه سطح هدف البته تعریف سطح مقطع همان تعریف قبلی خواهد بود.

هریک از واکنش هایی که در قسمت (۳-۱) تشریح شده اند در آنها نوترون به هسته برخورد می کند و به وسیله سطح مقطع ویژه آن واکنش مشخص می شود بنابراین برخورد الاستیک با سطح مقطع الاستیک  $\sigma_p$ ، برخورد الاستیک با سطح مقطع غیر الاستیک  $\sigma_{in}$ ، واکنش  $(n, \gamma)$  جذب تابش زا، با سطح مقطع جذب (تابش زا)  $\sigma_\gamma$  و عمل فیسسیون با سطح مقطع فیسسیون  $\sigma_f$  و غیره بیان می شود. مجموع سطح مقطع های تمام واکنش های ممکنه را سطح مقطع کل نامیده و به علامت  $\sigma_t$  نشان می دهند، یعنی

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_{in} + \sigma_\gamma + \sigma_f + \dots \quad (۴-۳)$$

سطح مقطع کل میزانی از احتمال وقوع هر نوع برخورد بین نوترون با هسته های هدف است. مجموع سطح مقطع های برخوردهای جذب را سطح مقطع جذب می نامند و به  $\sigma_a$  نشان داده می شود بنابراین

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_p + \sigma_\alpha + \dots \quad (۵-۳)$$

که  $\sigma_p$  و  $\sigma_\alpha$  سطح مقطع واکنش های  $(n, p)$  و  $(n, \alpha)$  می باشد. به طوری که در معادله ۳-۵ نشان داده شده است بنا بر تعریف فیسسیون یک عمل جذب محسوب می شود.

مثال ۳-۱ یک باریکه نوترون با انرژی یک میلیون الکترون ولت که دارای شدت  $۱۰^۸ \times ۵$  نوترون در سانتیمتر مربع در ثانیه است به یک هدف نازک  $^{۱۲}C$  برخورد می کند. سطح هدف  $۵/۰$  سانتیمتر مربع وضخامت آن  $۰/۰$  سانتیمتر می باشد سطح مقطع قائم باریکه  $۱/۰$  سانتیمتر مربع است. سطح مقطع کل  $^{۱۲}C$  برای نوترون های یک میلیون الکترون ولتی  $۶/۲$

بارن است . (الف) میزان واکنش درهدف چقدر است ؟ (ب) احتمال برخورد یک نوترون باریکه به هسته هدف چقدر است ؟

حل . برطبق جدول ۲-۳ پیوست ۲،  $N = 0.80 \times 10^{24}$  است. از معادله (۲-۳) میزان کل واکنش برابر است با :

$$\sigma_f INaX = 276 \times 10^{-24} \times 0 \times 10^8 \times 0.80 \times 10^{24} \times 0.1 \times 0.0$$

$$= 0.2 \times 10^0$$

تعداد واکنش در ثانیه  $10^0$  . باید یادآور شد که  $10^{-24}$  سطح مقطع با  $10^{24}$  دانسیته اتم حذف می شود . به این دلیل است که دانسیته اتم را به شکل ضربی از  $10^{24}$  می نویسند .

(ب) در مدت یک ثانیه  $Ia = 0 \times 10^8 \times 0.1 = 0 \times 10^7$  نوترون به هدف برخورد می کند.

از این تعداد  $0.2 \times 10^0$  نوترون واکنش انجام می دهند .

بنابراین احتمال برخورد یک نوترون به هسته هدف برابر

$$\frac{0.2 \times 10^0}{0 \times 10^7} = 1.04 \times 10^{-7}$$

است . لذا فقط یکی از صد نوترون در ضمن عبور از داخل هدف بیک هسته برخورد می کند .

مثال ۲-۳ . دو نوع جذب به نامهای جذب تابش زاو فیسوین وجود دارد که از برخورد

نوترون  $0.203 \text{ ev}$  . با هسته اورانیوم  $235$  انجام می گیرد . سطح مقطع این دو واکنش به ترتیب

$0.99$  و  $0.82$  بارن است . وقتی یک نوترون با انرژی  $0.203 \text{ ev}$  . جذب اورانیوم  $235$  می شود

احتمال نسبی این که عمل فیسوین انجام گیرد چقدر است ؟

حل . از آنجا که  $\sigma_f$  و  $\sigma_\gamma$  متناسب با احتمال جذب تابش زاو فیسوین هستند نتیجه

می شود که احتمال انجام فیسوین برابر است با

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma} = \frac{\sigma_f}{\sigma_a} = \frac{0.82}{6.81} = 0.1204$$

بازگشت به معادله (۲-۳) می توان آن را به صورت زیر نوشت :

$$I N \sigma_a a X = \text{تعداد برخورد در تمام هدف در ثانیه} \quad (۲-۳)$$

که برای این داده شده است که احتمال وقوع برخورد از هر نوعی را به حساب بیاورد . از آنجا

که  $aX$  حجم هدف است از معادله (۲-۳) نتیجه می شود که تعداد برخوردها در سانتیمتر

مکعب هدف در ثانیه ، که دانسیته برخورد  $F$  ، نامیده می شود ، از رابطه زیر به دست می آید .

\* بنا به دلائلی که در قسمت ۲-۳ آورده خواهد شد ، سطح مقطع ها در انرژی

$0.203 \text{ ev}$  . در جداول داده شده است .

$$F = IN\sigma_t \quad (۷-۳)$$

در محاسبات مهندسی هسته‌ای اغلب در معادلات حاصلضرب دانسیته اتم در سطح مقطع نظیر معادله (۷-۳) دیده می‌شود که آن را با علامت مخصوص  $\Sigma$  نشان می‌دهند و سطح مقطع ماکروسکپی (بزرگ) نامیده می‌شود.  $\Sigma_s = N\sigma_s$  را سطح مقطع ماکروسکپی پراکنندگی می‌نامند و همین طوری توان سطح مقطع‌های دیگر را بیان کرد. چون  $N$  و  $\sigma$  به ترتیب دارای واحدهای  $\text{cm}^{-2}$  و  $\text{cm}^2$  هستند  $\Sigma$  دارای واحد  $\text{cm}^{-1}$  می‌شود. دانسیته برخورد بر حسب سطح مقطع ماکروسکپی در معادله (۷-۳) به شکل زیر در می‌آید.

$$F = \Sigma_t I \quad (۸-۳)$$

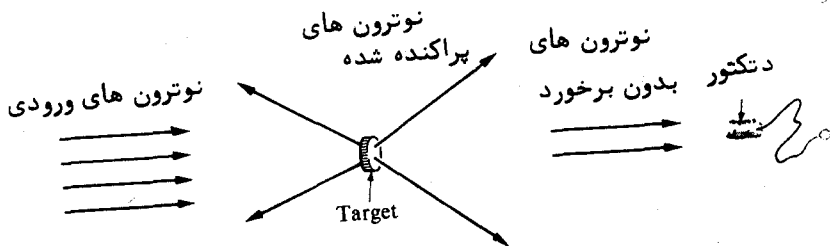
مثال ۳-۳ با توجه به مثال ۱-۳ مطلوبست محاسبه (الف) سطح مقطع کل ماکروسکپی برای نوترون‌های یک میلیون الکترون ولتی (ب) دانسیته برخورد در هدف حل (الف) بر طبق تعریف بالا

$$\Sigma_t = 0.08 \times 10^{24} \times 276 \times 10^{-24} = 0.221 \text{ cm}^{-1}$$

(ب) با استفاده از معادله (۸-۳) داریم که تعداد برخورد در سانتیمتر <sup>مکعب</sup> در ثانیه برابر  $F = 0.221 \times 10^6 = 2.21 \times 10^5 \text{ c/cm}^2 \text{ sec}$  است. البته این برخوردها در ناحیه‌ای که باریکه به هدف برخورد می‌کند، رخ می‌دهد.

### ۳-۳ تضعیف نوترون (کاهش انرژی نوترون)

قسمت قبل مربوط به آزمایش‌های هدف نازک است حال فرض می‌کنیم که یک هدف به ضخامت  $x$  در مسیر یک باریکه‌ی هم راستا با شدت  $I_0$  قرار می‌دهیم و یک آشکار ساز نوترون



شکل ۳-۳ اندازه‌گیری نوترون‌هایی که در داخل هدف برخورد نکرده‌اند

در فاصله‌ای از هدف در طرف دیگر آن مطابق شکل ۳-۲ واقع است. فرض می‌کنیم که آشکار ساز و هدف هر دو کوچک هستند به نحوی که زاویه فضائی آشکار ساز بر هدف خیلی کوچک باشد. در این حالت هر نوترونی که برخوردی در هدف انجام می‌دهد از باریکه حذف می‌شود و فقط آنهایی که برخورد نمی‌کنند داخل آشکار ساز می‌شوند.

فرض می‌کنیم  $I(x)$  شدت نوترون هائی است که به اندازه  $x$  در داخل هدف نفوذ کرده و برخوردی انجام نداده‌اند. شدت نوترون‌ها پس از طی مسافت دیگر  $dx$  برابر با تعداد نوترون هائی که در یک هدف نازک به سطح یک سانتیمتر مربع و ضخامت  $dx$  برخورد انجام داده‌اند کاهش می‌یابد. میزان کاهش شدت را میتوان از معادله (۳-۲) به دست آورد.

$$-dI(x) = N\sigma_t I(x) dx = \Sigma_t I(x) dx \quad (۳-۹)$$

از انتگرال گیری این معادله داریم

$$I(x) = I_0 e^{-\Sigma_t x} \quad (۳-۱۰)$$

این شدتی است که با آشکار ساز اندازه‌گیری شده‌است.

شدت نوترون‌های برخورد نکرده در داخل هدف به‌طور اکسپنانتسیلی کاهش می‌یابد. بنابراین شدت باریکه نوترون‌های برخورد نکرده خروجی از هدف از رابطه زیر به دست می‌آید

$$I(x) = I_0 e^{-\Sigma_t x} \quad (۳-۱۱)$$

اگر هدف خیلی ضخیم باشد، که در مورد حفاظ اشعه به کار می‌رود. تقریباً تمام نوترون‌های تابشی حداقل یک برخورد در آن انجام می‌دهند، به طوری که اغلب نوترون‌های خروجی در داخل هدف برخورد انجام داده‌اند. از آنجا که این نوترون‌ها در به دست آوردن معادله (۳-۱۱) در نظر گرفته نشده‌اند بنابراین این معادله را نباید برای محاسبه میزان اثر یک حفاظ به کار برد. اگر از این معادله استفاده نمائیم قسمت مهمی از نوترون‌های خروجی، بخصوص آنهایی که پراکنده شده‌اند در نظر گرفته نمی‌شوند.

وقتی معادله ۳-۹ را بر  $I(x)$  تقسیم کنیم رابطه زیر نتیجه می‌شود

$$-\frac{dI(x)}{I(x)} = \Sigma_t dx \quad (۳-۱۲)$$

از آنجا که کمیت  $dI(x)$  برابر تعداد نوترون هائی است که در فاصله  $dx$  برخورد انجام داده‌اند لذا نتیجه می‌شود



$$\frac{dI(x)}{I(x)}$$

احتمال برخورد یک نوترون درفاصله  $dx$  پس از طی فاصله  $x$  است  
 بنابر این معادله (۳-۱۲) بیان می کند که  $\Sigma_t dx$  برابر احتمال برخورد یک نوترون  
 درفاصله  $dx$  می باشد . می توان نتیجه گرفت که نوترون ها درضمن حرکت به اطراف نوعی برخورد  
 انجام داده اند و  $\Sigma_t$  برابر احتمال (این نوع برخورد) در واحد طول میسر می باشد .  
 همچنین باید یادآور شد که چون  $I(x)$  مربوط به آن دسته از نوترونهاست که درضمن  
 نفوذ فاصله  $x$  برخوردی انجام نداده اند، لذا نسبت

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

برابر احتمال این است که یک نوترون این فاصله را بدون طی کند . حال فرض می کنیم  $I(x)dx$   
 احتمال این است که یک نوترون اولین برخورد خود را در فاصله  $dx$  در حوالی  $x$  انجام  
 می دهد. واضح است این برابر احتمال برخورد نکردن نوترون در طول  $x$  ضرب در احتمال  
 این که نوترون او واقعا درفاصله  $d(x)$  برخورد می نماید از آنجا که  $\Sigma_t$  احتمال برخورد در واحد  
 طول است  $p(x)$  را می توان به وسیله رابطه زیر نشان داد.

$$p(x)dx = e^{-\Sigma_t x} \times \Sigma_t dx$$

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

فاصله متوسطی که یک نوترون بدون برخورد طی می کند پویش آزاد متوسط<sup>۱</sup> می نامند این  
 کمیت را که به  $\lambda$  نشان می دهند . برابر مقدار متوسط  $x$  ، مسافتی که نوترون بدون برخورد  
 طی کرده است با توجه به تابع احتمال  $p(x)$  می باشد یعنی

$$\lambda = \int_0^{\infty} xp(x)dx$$

$$= \Sigma_t \int_0^{\infty} xe^{-\Sigma_t x} dx = 1/\Sigma_t \quad (۳-۱۲)$$

مثال ۳-۴ پویش آزاد متوسط نوترون‌های با انرژی ۱۰۰ Kev را در سدیم مایع حساب کنید سطح مقطع کل سدیم در این انرژی برابر ۳/۴ بارن است.

حل. از جدول دانسیته اتم سدیم برابر  $10^{-24} \times 0.2054$  به دست می‌آید بنابراین این سطح مقطع ماکروسکوپی برابر

$$\Sigma_t = 0.2054 \times 10^{-24} \times 3/4 = 0.15405 \text{ Cm}^{-1}$$

و پویش آزاد متوسط برابر

$$\lambda = \frac{1}{0.15405} = 6.49 \text{ cm}$$

است. حالت دیگری که مخلوط یکنواخت از دو نوع هسته X و Y دارای  $N_X$  و  $N_Y$  اتم در هر سانتیمتر مکعب می‌باشند را در نظر می‌گیریم و  $\sigma_X$  و  $\sigma_Y$  سطح مقطع‌های دو هسته برای یک واکنش معین می‌باشند احتمال برخورد یک نوترون با یک هسته از نوع اول در یک سانتیمتر برابر  $\Sigma_X = N_X \sigma_X$  است و برای هسته از نوع دوم  $\Sigma_Y = N_Y \sigma_Y$  است. بنابراین احتمال برخورد یک نوترون با هر یک از هسته‌ها در واحد طول برابر

$$\Sigma = \Sigma_X + \Sigma_Y = N_X \sigma_X + N_Y \sigma_Y \quad (2-14)$$

اگر هسته‌های اتمی را در نظر بگیریم که به صورت یک مولکول در آمده‌اند معادله (۳-۱۴) می‌تواند برای بیان سطح مقطع معادل یک مولکول به کار رود. این عمل از تقسیم سطح مقطع ماکروسکوپی مخلوط بر تعداد مولکول‌های موجود در واحد حجم به آسانی به دست می‌آید. به عنوان مثال اگر N مولکول  $X_m Y_n$  در هر سانتیمتر مکعب وجود داشته باشد  $N_Y = \frac{m}{m+n} N$ ،  $N_X = \frac{n}{m+n} N$  است و از معادله (۳-۱۴) نتیجه می‌شود که سطح مقطع برای مولکول برابر

$$\sigma = \frac{\Sigma}{N} = m \sigma_X + n \sigma_Y \quad (2-15)$$

معادلات (۳-۱۵) و (۳-۱۴) بر اساس این فرض بیان شده‌اند که هسته‌های X و Y در موقع برخورد نوترون‌ها به آنها به طور مستقل از یکدیگر عمل می‌کنند. این فرض در مورد تمام واکنش‌های نوترونی جز پراکندگی الاستیک با مولکول‌ها و جامدات درست است. سطح مقطع‌های پراکندگی در انرژی‌های پائین را برای چنین موادی باید به طریق تجربی به دست آورد.

مثال ۳-۵ سطح مقطع‌های جذب  $^{238}\text{U}$  و  $^{235}\text{U}$  در انرژی ۰.۲۰۳ eV را برای این انرژی حساب کنید.

حل. با استفاده از روش قسمت ۲-۱۳ دانسیته‌های اتمی  $^{238}\text{U}$  و  $^{235}\text{U}$  در اورانیوم طبیعی به ترتیب برابر

$10^{24} \times 10^{-4} \times 3/48 \times 10^{24}$  و  $10^{24} \times 0.483 \times 10^{24}$  است. از معادله (۳-۱۴) نتیجه می‌شود

که

$$\Sigma_a = 2448 \times 10^{-4} \times 6808 + 0.482 \times 270 = 0.367 \text{ cm}^{-1}$$

مثال (۳-۶) سطح مقطع‌های (برحسب بارن) هیدروژن و اکسیژن در 1 Mev و  $0.203 \text{ eV}$  در جدول زیر داده شده‌اند. مقدار  $\sigma_s$  هیدروژن و اکسیژن مولکول آب در این انرژی چقدر است؟

عنصر	1 Mev	$0.203 \text{ eV}$
H	۳	۲۱
O	۸	۴

حل. معادله (۳-۱۵) برای یک میلیون الکترون ولت به کار می‌رود به طوری که برای  $\sigma_s(\text{H}_2\text{O}) = 2\sigma_s(\text{H}) + \sigma_s(\text{O}) = 2 \times 3 + 8 = 14$  انرژی  $0.203 \text{ eV}$  الکترون ولت به کار نمی‌رود زیرا  $46 = 2 \times 21 + 4$  است. مقدار تجربی  $\sigma_s(\text{H}_2\text{O})$  در انرژی  $0.203 \text{ eV}$  برابر  $1.3$  بارن می‌باشد.

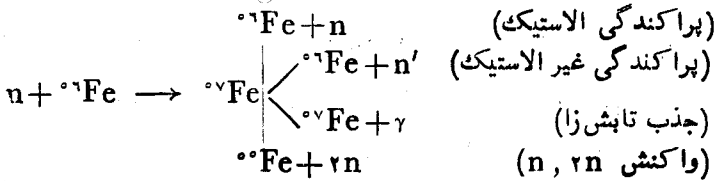
### ۳-۴ سطح مقطع نوترون

تمام سطح مقطع‌ها تابع انرژی نوترون‌های ورودی و نوع هسته هدف است این عوامل باید در انتخاب مواد مورد نیاز دستگاه‌های هسته‌ای در نظر گرفته شود. اغلب اطلاعات مورد نیاز سطح مقطع‌ها در گزارش ۲۲۵ - BNL بدست می‌آید که در منابع پایان این فصل بحث می‌شود. قبل از توجه به این اطلاعات لازم است شیوه واکنش‌های نوترون هسته‌ها را مورد توجه قرار دهیم.

### تشکیل هسته مرکب

اغلب واکنش‌های نوترون در دو مرحله انجام می‌گیرد. نوترون ورودی در موقع برخورد به هسته هدف به آن می‌چسبد و تشکیل یک هسته مرکب را می‌دهد. اگر هسته هدف AZ باشد هسته مرکب  $A+1Z$  می‌شود. سپس هسته مرکب ممکن است به طریق مختلف تجزیه شود، مثلاً وقتی یک نوترون 1 Mev به یک  $^{56}\text{Fe}$  هدف برخورد کند، هسته مرکب  $^{57}\text{Fe}$  به وجود می‌آید و این هسته ممکن است با تابش یک نوترون الاستیک، یا غیر

الاستیک یک شعاع گاما ، یا دو نوترون تجزیه شود . این واکنش ها به اختصار به صورت زیر نشان داده می شوند .



یکی از جنبه های جالب واکنش ها که از طریق تشکیل هسته مرکب انجام می گیرد این است که سطح مقطع ها برای انرژی های معینی از نوترون حداکثرهایی نشان می دهند. چنین حداکثرهایی را رزنانس (تشدید) می نامند و به طریق زیر به وجود می آید . از قسمت ۲-۷ به یاد می آوریم که هسته ها دارای ترازهای تحریک مختلف هستند که مربوط به نظام های مختلف هسته ها در هسته می باشد . اگر انرژی نوترون ورودی به اندازه ای باشد که هسته مرکب در یکی از ترازهای تحریک قرار گیرد احتمال ترکیب نوترون با هسته خیلی زیاد است. در منحنی سطح مقطع ، رزنانس هایی ظاهر می شود زیرا قبل از اینکه واکنشی انجام گیرد بایستی هسته مرکب تشکیل شود .

بازگشت به قسمت (۲-۱۱) یاد آور می شویم که برای جدا ساختن نوترون یعنی دور کردن نوترون از هسته انرژی لازم است . این انرژی جداسازی در موقع ورود نوترون به هسته دوباره ظاهر می شود . بنابراین نتیجه می شود وقتی یک نوترون به یک هسته برخورد می کند به وجود می آید که در تراز تحریک قرار می گیرد و انرژی آن برابر انرژی جنبشی نوترون ورودی به اضافه انرژی جداسازی یا انرژی بستگی (پیوندی) نوترون با هسته مرکب می باشد . \*

نفته مرکب

### پراکندگی الاستیک

سطح مقطع پراکندگی بر حسب تابع انرژی نوترون ورودی را می توان به سه ناحیه مشخص تقسیم کرد . در ناحیه اول، ناحیه کم انرژی ، تقریباً ثابت است . پراکندگی در این ناحیه با تشکیل هسته مرکب انجام نمی گیرد بلکه فقط پراکندگی در نتیجه اعمال نیرو از طرف هسته هدف به نوترون در ضمن عبور صورت می گیرد . سطح مقطع برای این پراکندگی پتانسیلی به وسیله رابطه زیر داده می شود .

\* این بحث تا اندازه ای ساده بیان شده و اثر دستگاه مرکز ثقل چشم پوشی شده است برای بحث کاملتر به کتاب «مقدمه ای بر نظریه ای راکتور هسته ای» تألیف نویسنده که در منابع ذکر شده است مراجعه شود .

$$\sigma_s (\text{پراکندگی پتانسیل}) = 4\pi R^2 \quad (۱۶-۳)$$

که R شعاع هسته است .

دورای ناحیه سطح مقطع پراکندگی ناحیه رزنانس ها قرار دارد، که مربوط به تشکیل هسته مرکب می باشد . در انرژی های بالاتر رزنانس ها به اندازه ای زیاد می شوند که دیگر نمیتوان آنها را از هم جدا کرد و در این ناحیه  $\sigma_s$  تابع انرژی و دارای تغییرات یکنواخت تدریجی است .

مثال (۳-۷) با استفاده از اطلاعات الاستیک شعاع  $^{12}\text{C}$  را به طور تقریبی به دست آورید .  
 حل . در شکل (۳-۳) دیده می شود که سطح مقطع پراکندگی بین  $2.0 \text{ ev}$  تا  $1 \text{ Mev}$  ثابت و حدود  $4/8$  بارن می باشد . این مربوط به پراکندگی پتانسیل است . از معادله (۳-۱۶) داریم :

$$4\pi R^2 = 4.8 \times 10^{-24}$$

$$R = 6.2 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

### پراکندگی غیرالاستیک

این واکنش وقتی انجام می گیرد که انرژی نوترون به اندازه ای باشد که بتواند هسته هدف را در اولین تراز \* انرژی آن قرار دهد . بنابراین  $\sigma_{in}$  تا یک انرژی آستانه (به طور کلی انرژی که در آن اولین تراز تحریک وجود دارد) با ازدیاد عدد جرمی کاهش می یابد و در نتیجه ناحیه ای از انرژی که  $\sigma_{in}$  صفر نیست برای هسته های سنگین وسیعتر از هسته های سبک است . انرژی آستانه پراکندگی غیرالاستیک برای  $^{12}\text{C}$  برابر  $4/8 \text{ Mev}$  درحالی که برای  $^{238}\text{U}$  برابر  $4 \text{ Kev}$  است . در انرژی های بالاتر از انرژی آستانه  $\sigma_{in}$  تقریباً برابر  $\sigma_s$  است

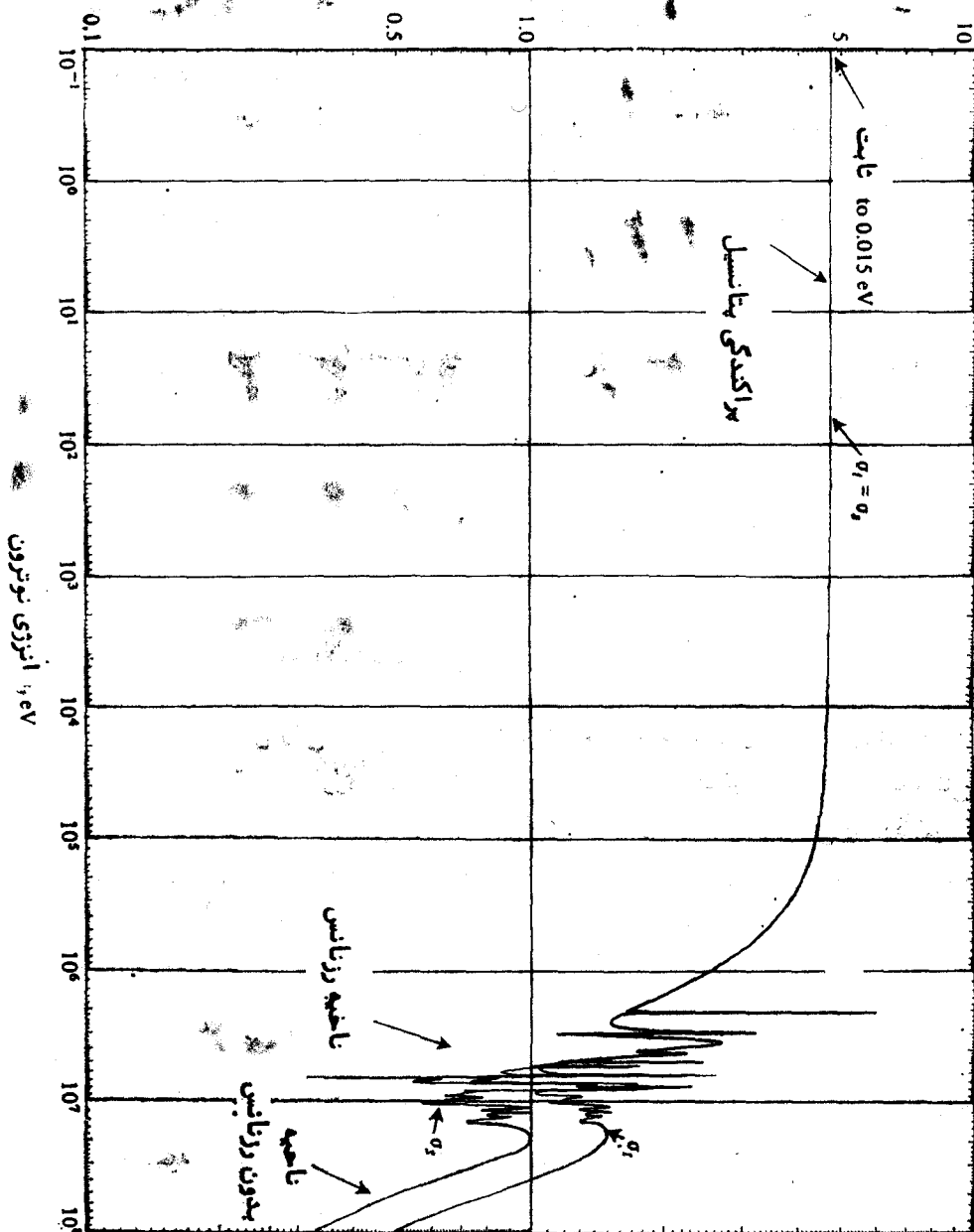
### جذب تابش زار

برای سهولت در محاسبات، سطح مقطع جذب تابش زارا نظیر پراکندگی الاستیک

به سه ناحیه تقسیم می کنند . برای اغلب هسته ها در انرژی های پائین  $\sigma_p$  متناسب با  $1/\sqrt{E}$

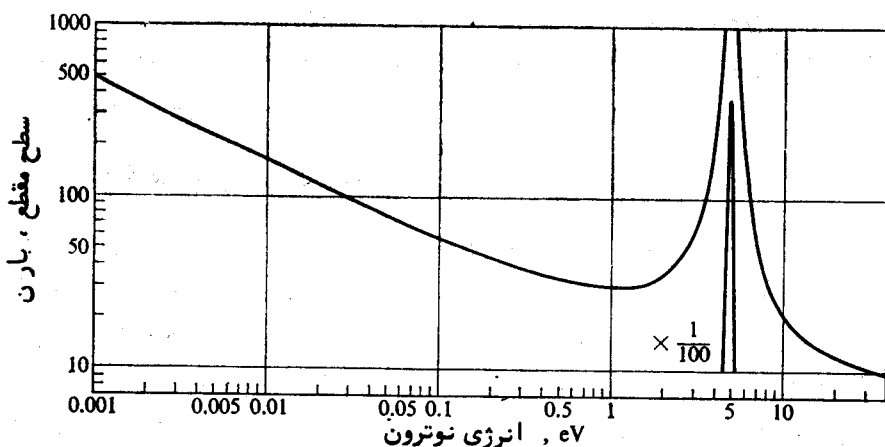
\* به علت اثرات دستگاه مرکز جرم انرژی آستانه برای پراکندگی غیرالاستیک در حقیقت کمی بیش از انرژی اولین تراز انرژی است و این موضوع جز برای هسته های سبک برای دیگر هسته ها صرف نظر می شود .

سطح مقطع ، بارن



شکل (۳-۳) این سه ناحیه را برای  $^{12}\text{C}$  نشان می‌دهد.  $^{12}\text{C}$  نسبتاً یک هسته سبک است. برای هسته‌های سنگین‌تر ناحیه رزنانس‌ها در انرژی‌های کمتر است. به‌عنوان مثال ناحیه رزنانس [۲۳۸] در ۶eV آغاز شده و در حدود ۱Kev پایان می‌یابد.

تغییر می کند که  $E$  انرژی نوترون است. از آنجا که سرعت نوترون  $v$  متناسب با  $\sqrt{E}$  است بدان معنی که  $\sigma_p$  متناسب با  $\frac{1}{v}$  تغییر می کند. بنابراین این  $\sigma_p$  در ناحیه کم انرژی معروف به ناحیه  $\frac{1}{v}$  است. سطح مقطع های نوترون اغلب در روی محورهای لگاریتم رسم می شوند. بنابراین سطح مقطعی که  $\frac{1}{v}$  است به صورت خط مستقیم به نظر می رسد و شیب آن  $-\frac{1}{2}$  است. این موضوع را می توان در شکل ۳-ع که در آن ناحیه  $\frac{1}{v}$  و اولین رزونانس  $^{197}\text{Au}$  در آن نشان داده شده است مشاهده کرد.



انرژی نوترون، الکترون ولت

شکل ۳-ع سطح مقطع جذب تابش زا  $^{197}\text{Au}$  در انرژی کم (از ۲۳۵ - BNL چاپ دوم ۱۹۵۸ گرفته شده است).

باید دانست که در مورد چند هسته مهم در انرژی هایی که  $\sigma_p$  متناسب با  $\frac{1}{v}$  تغییر

نمی کند، چنین هسته هایی را جذب کننده های غیر  $\frac{1}{v}$  می نامند.

ناحیه بالاتر از ناحیه  $\frac{1}{v}$  ناحیه رزونانس ها می باشد که در همان انرژی های رزونانس

$\sigma_s$  واقع است. مقدار سطح مقطع در نزدیک یک رزونانس منفرد در انرژی  $E_r$ ،  $\sigma_p$  از رابطه از جمله برای ویکتر تک تراز زیر به دست می آید.

$$\sigma_{\gamma} = \frac{\lambda_r^2 g}{4\pi} \frac{\Gamma_n \Gamma_{\gamma}}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (17-3)$$

در این رابطه  $\lambda_r$  طول موج نوترون در انرژی،  $E_r$ ،  $g$  یک ثابت به نام ضریب آماری  $\Gamma_n$ ،  $\Gamma_{\gamma}$  ثابت هائی هستند که به ترتیب عرض نوترون<sup>۱</sup> و عرض تابش<sup>۲</sup> نامیده می‌شوند و  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_{\gamma}$  را عرض کلی می‌نامند. به آسانی دیده می‌شود که  $\sigma_{\gamma}$  در انرژی  $E_r \pm \frac{\Gamma}{2}$  برابر نصف مقدار حداکثر است، به اختصار می‌توان گفت  $\Gamma$  عرض رزنانس در نیم ارتفاع حداکثر رزنانس است و این وجه تسمیه «عرض» می‌باشد.

ناحیه رزنانس در هسته‌های سنگین در  $1 \text{ Kev}$  و در هسته‌های سنگین تر در انرژی‌های بالاتر پایان می‌یابد و  $\sigma_{\gamma}$  در انرژی‌های بالاتر از رزنانس به سرعت و بطوریکه نواخت کاهش یافته به مقدار کمی می‌رسد.

### واکنش‌های ذرات باردار

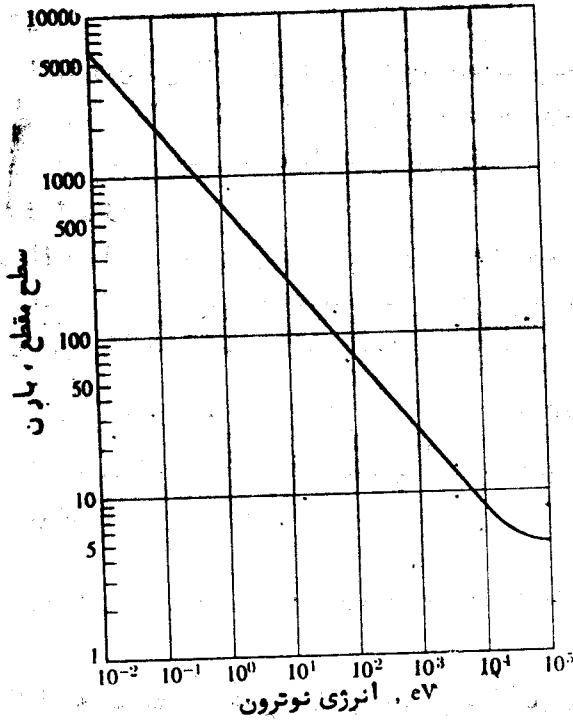
به‌طور کلی واکنش‌های  $(n, p)$  و  $(n, \alpha)$  و واکنش‌های بادیگرذرات باردار انرژی گیر هستند و واکنش با انرژی پائین تر از انرژی آستانه رخ نمی‌دهد. سطح مقطع‌های آنها حتی در انرژی‌های بالاتر از انرژی آستانه، به‌ویژه برای هسته‌های سنگین تر کوچک است. چند واکنش مهم انرژی زادر هسته‌های سبک نیز وجود دارد یکی از این واکنش‌ها  ${}^7\text{Li}(n, \alpha){}^4\text{He}$  می‌باشد که سطح مقطع آن در شکل ۳-۵ نشان داده‌است. دیده می‌شود که  $\sigma_{\alpha}$  در انرژی‌های کم خیلی زیاد است به همین دلیل  ${}^7\text{Li}$  را اغلب برای جذب نوترون‌های کم انرژی به کار می‌برند. باید یادآور شد که در شکل (۳-۵)  $\sigma_{\alpha}$  در ناحیه‌ای از انرژی حدود چند مرتبه متناسب با  $\frac{1}{v}$  تغییر می‌کند.

یک واکنش انرژی زاستابه، که سطح مقطع آن به شدت تابع  $\frac{1}{v}$  است.  ${}^7\text{Li}(n, \alpha){}^4\text{He}$  می‌باشد از این واکنش برای تولید تری‌تیوم  ${}^3\text{H}$  استفاده می‌کنند.

بعضی از واکنش‌های ذرات باردار انرژی گیر با وجود این که انرژی آستانه آنها بالاست اهمیت زیادی از نقطه نظر راکتورها دارند. به عنوان مثال واکنش  ${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}$  منبع اصلی رادیواکتیویته آب راکتورها را می‌باشد ( ${}^{14}\text{N}$  بتا تابش می‌کند و نیمه عمر تقریبی آن ۷ ثانیه است که همراه بتا تابش اشعه بتا و اشعه گاما  $\gamma$  تا ۷ میلیون الکترون ولت نیز تابش می‌کند). با وجود اینکه این واکنش با انرژی  $10 \text{ Mev}$  و (انرژی آستانه واکنش) انجام می‌گیرد



و معمولاً در هر چند هزار نوترون فقط یک نوترون با انرژی بیش از ۱ Mev وجود دارد .



انرژی نوترون ، الکترون ولت

شکل (۳-۵) سطح مقطع برای واکنش  ${}^7\text{Li}(n, \alpha){}^4\text{He}$  در انرژی بین  $0.1\text{ eV}$  تا  $10^5\text{ eV}$  (از BNL - ۳۲۵ چاپ دوم ۱۹۵۸)

### سطح مقطع کل

از آنجا که  $\sigma_t$  مجموع تمام سطح مقطع هسته ، تغییرات  $\sigma_t$  نسبت به انرژی تغییرات سطح مقطع هریک از واکنش های هسته را نشان می دهد بویژه در انرژی های پائین  $\sigma_t$  به صورت زیر تغییر می کند

$$\sigma_t = 4\pi R^2 + \frac{C}{\sqrt{E}} \quad (۳-۱۸)$$

که  $C$  یک عدد ثابت است. اولین جمله این رابطه سطح مقطع پراکندگی الاستیک درحالی که جمله دوم سطح مقطع جذب تابش زایا هرواکنش انرژی زای دیگری که در این انرژی امکان دارد می باشد . اگر در معادله (۳-۱۸) جمله اول بزرگتر از جمله دوم باشد ، در آن صورت

چپ در انرژی‌های پائین ثابت است درحالی که اگر جمله دوم بزرگتر از جمله اول باشد  $\sigma_4$  در این ناحیه انرژی تابع  $\frac{1}{v}$  است.

در ناحیه رزنانس  $\sigma_4$  رزنانس هائی را که در  $\sigma_8$  و  $\sigma_{in}$  و  $\sigma_7$  یافت می‌شود در این انرژی‌ها نشان می‌دهد. در انرژی‌های بالاتر، بالاتر از ناحیه رزنانس،  $\sigma_4$  به صورت تابعی از انرژی که تغییرات آن به طوری که در شکل (۳-۳) نشان داده شده است تدریجی است

### هیدروژن و دوتریوم

هسته‌های  $^1\text{H}$  و  $^2\text{H}$  که به مقدار زیاد در خیلی از اکتورهای هسته‌ای یافت می‌شوند و بانوترون واکنش هائی تا اندازه‌ای متفاوت با هسته‌های دیگر انجام می‌دهند. از جمله واکنش  $^1\text{H}$  و  $^2\text{H}$  بانوترون همراه با تشکیل هسته مرکب نیست. سطح مقطع آنها رزنانس ندارد و  $\sigma_8$  تا  $10 \text{ Kev}$  ثابت و  $\sigma_7$  در تمام انرژی‌ها تابع  $\frac{1}{v}$  است. به علاوه این هسته‌ها تراز تحریک ندارند ( زیرا هسته  $^1\text{H}$  فقط یک پروتون مجرد است) و بنابراین نوترون با هسته هیدروژن برخورد غیر الاستیک انجام نمی‌دهد.

مثال (۳-۸)

مقدار  $\sigma_7$  برای  $^1\text{H}$  در انرژی  $0.0203 \text{ eV}$  برابر  $0.332 \text{ barn}$  است.  $\sigma_7$  در یک الکترون ولت چقدر است؟

حل: از آنجا که تغییرات  $\sigma_7$  متناسب با  $\frac{1}{v}$  است می‌توان آنرا به صورت زیر نوشت

$$\sigma_7(E) = \sigma_7(E_0) \sqrt{\frac{E_0}{E}}$$

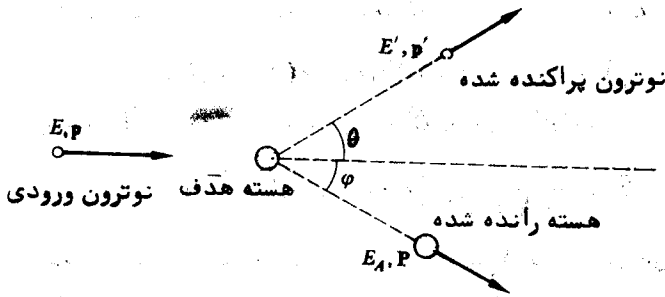
که  $E_0$  می‌تواند هر انرژی دلخواه در ناحیه  $\frac{1}{v}$  باشد، در این مساله  $\sigma_7$  در انرژی  $0.0203 \text{ eV}$  معلوم می‌باشد. و بنابراین منطقی است که آنرا برابر  $E_0$  بگیریم. لذا

$$\begin{aligned} \sigma_7(1 \text{ eV}) &= 0.332 \sqrt{\frac{0.0203}{1}} \\ &= 0.0528 \text{ barn} \end{aligned}$$

### ۵.۳ کاهش انرژی در برخوردهای پراکندگی

وقتی نوترون در نتیجه برخورد الاستیک با هسته‌های که در حالت سکون است پراکنده می‌شود هسته از محل خود جابه‌جا می‌شود. بنابراین انرژی جنبشی نوترون پراکنده شده نسبت به انرژی جنبشی نوترون ورودی به اندازه انرژی هسته زانده شده کمتر می‌باشد. بدین ترتیب نوترون‌ها در اثر برخورد الاستیک حتی اگر انرژی داخلی هسته تغییر نکند انرژی از دست می‌دهند. کاهش انرژی در برخورد الاستیک رامی‌توان با استفاده از قوانین بقای انرژی و بقای

اندازه حرکت بدست آورد. فرض می کنیم  $E', p', E, p$  به ترتیب انرژی جنبشی و بردار اندازه حرکت نوترون قبل و بعد از برخورد  $E_A, P, E, p$  انرژی و اندازه حرکت هسته رانده شده پس از برخورد می باشد. نوترون تحت زاویه  $\theta$  پراکنده شده و هسته تحت زاویه  $\varphi$  جا به جای می شود (به شکل ۳-۶ مراجعه شود).



شکل ۳-۶ پراکندگی الاستیک نوترون به وسیله هسته

باتوجه به این که برخورد الاستیک می باشد نتیجه می شود که

$$E = E' + E_A \quad (۲-۱۹)$$

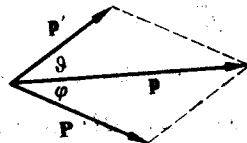
و باتوجه به اصل بقای اندازه حرکت

$$P = p' + P$$

است. می توان این جمع را به صورت برداری شکل ۳-۷ نشان داد.

برطبق قانون کسینوس هاداریم

$$p'^2 = p^2 + (p')^2 - 2pp' \cos \theta \quad (۳-۲۰)$$



شکل ۳-۷ شکل برداری اصل بقای اندازه حرکت

و برطبق مکانیک کلاسیک داریم

$$p' = \sqrt{2ME_A}, \quad p' = \sqrt{2ME}, \quad p'^2 = 2mE'$$

که  $m$  و  $M$  به ترتیب جرم کلاسیکی نوترون و هسته می باشد. معادله (۳-۲۰) را می توان بصورت زیر نوشت

$$ME_A = mE + mE' - 2m\sqrt{EE'} \cos \theta \quad (۳-۲۱)$$

از آنجا که  $\frac{M}{m}$  تقریباً برابر  $A$ ، عدد جرمی هسته، است

معادله (۲۱-۳) معادل

$$AE_A = E' + E - 2\sqrt{EE'}\cos\theta$$

می باشد. با قراردادن  $E_A$  از معادله (۱۹-۳) در معادله بالا و مرتب کردن آن داریم

$$(A+1)E' - 2\sqrt{EE'}\cos\theta - (A-1)E = 0$$

این معادله نسبت به  $\sqrt{E'}$  درجه دوم است و جواب آن به صورت زیر است

$$E' = \frac{E}{(A+1)^2} [\cos\theta + \sqrt{A^2 - \sin^2\theta}]^2 \quad (22-3)$$

حال بعضی از خواص معادله (۲۲-۳) را در نظر می گیریم. در برخورد سماسی زاویه

$\theta$  تقریباً برابر صفر است و از معادله (۲۲-۳)، همان طور که انتظار می رود نتیجه می شود که

$$E = E'$$

در اثر چنین برخوردی هیچ گونه کاهش انرژی وجود ندارد. بجز هیدروژن که بایستی

جدا گانه در نظر گرفته شود از معادله (۲۲-۳) نتیجه می شود که مقدار حداقل  $E'$  یعنی  $(E')_{\min}$

وقتی رخ می دهد که  $\theta = \pi$  است. در این صورت نوترون مستقیماً به عقب برمی گردد و حداکثر

انرژی را از دست می دهد وقتی  $\theta = \pi$  است از معادله (۲۲-۳) داریم

$$(E')_{\min} = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E = \alpha E \quad (23-3)$$

که

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \quad (24-3)$$

$\alpha$  پایای برخورد (۱) نامیده می شود. مقادیر  $\alpha$  برای عناصر مختلف در جدول ۱-۳ داده

شده است. پراکندگی نوترون به وسیله هیدروژن منحصر به فرد می باشد زیرا جرم نوترون و هسته

هیدروژن (پروتون) تقریباً برابر هستند و به کمک مکانیک کلاسیک می توان نشان داد که

معمولاً وقتی یک ذره با هم جرمش که در حال سکون است برخورد می کند نمی تواند در

زاویه ای بزرگتر از  $\pi$  پراکنده شود. بنابراین برای به دست آوردن انرژی حداقل نوترون

در برخورد با هیدروژن بایستی در معادله (۲۲-۳)  $\theta = \pi$  قرار داد، یعنی

$$(E')_{\min} = 0$$

از آنجا که این نتیجه را می توان با قرارداد  $A=1$  در معادله (۳-۲۳) به دست آورد نتیجه می شود

که در برخورد با هیدروژن بایستی در معادله  $\alpha$  را صفر قرار داد

$$(E')_{\min} = \alpha E \quad (۲۰-۳)$$

این رابطه در مورد تمام هسته ها ، حتی هیدروژن صادق است

جدول ۱-۳

پایاهای برخورد

هسته	عدد جرمی	$\alpha$	$\xi$
هیدروژن	۱	.	۱/۰۰۰
آب		*	۰/۹۲۱۰۰+
دوتریوم	۲	۰/۱۱۱	۰/۷۲۵
آب سنگین		*	۰/۵۰۹+
برلیوم	۹	۰/۶۴۰	۰/۲۰۹
کربن	۱۲	۰/۷۱۶	۰/۱۵۸
اکسیژن	۱۶	۰/۷۷۹	۰/۱۲۰
سدیم	۲۳	۰/۸۴۰	۰/۰۸۲۵
آهن	۵۶	۰/۹۳۱	۰/۰۳۵۷
اورانیوم	۲۳۸	۰/۹۸۳	۰/۰۸۳۸

\* مشخص نشده است

+ مقدار متوسط مناسب

دانستن انرژی متوسط نوترون هائی که به طور الاستیک پراکنده شده اند نیز مورد توجه می باشد . این محاسبه تا اندازه ای مشکلتر از محاسبه انرژی حداقل و انرژی حداکثر می باشد و در اینجا بحث نمی شود . در این حالت می توان نشان داد که پراکندگی نوترون ها با هسته های سبک ، از جمله هیدروژن ، در اغلب انرژی های مورد نظر در راکتورهای هسته ای انرژی متوسط نوترون پراکنده شده از رابطه تقریبی زیر به دست می آید

$$\bar{E}' = \frac{1}{2}(1 + \alpha)E$$

مستطیل  
اوسطی کاهش انرژی ،  $\Delta E$  برابر است با

$$\Delta E = E - \bar{E} = \frac{1}{2}(1 - \alpha)E$$

و کسر کاهش متوسط انرژی از رابطه زیر به دست می آید

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{2}(1 - \alpha) \quad (26-2)$$

این معادله برای هسته های سنگین تر صادق است لکن برای نوترون های پراثرژی درست نیست مثلا در مورد  ${}^{238}\text{U}$  معادله (۲۶-۳) در بالاتر از انرژی  $1.1 \text{ Kev}$  دقیق نیست در انرژی های بالاتر کاهش انرژی نوترون در برخورد با هسته های سنگین تر کمتر از مقداری است که به وسیله (۲۶-۳) به دست می آید.

از معادله (۲۶-۳) و جدول (۱-۳) دیده می شود که برای  $A=1$  (هیدروژن)  $\alpha=0$  است و ازدیاد  $k$  به طور خطی ترقی نموده به یک می رسد. با توجه به معادله (۲۶-۳) نتیجه می شود که کسر کاهش متوسط انرژی از مقدار  $0.5$  برای هیدروژن به صفر برای هسته سنگین تقلیل می یابد. بنابراین نوترون در برخورد با هیدروژن به طور متوسط نصف انرژی خود را در برخورد با کربن چون  $\alpha=0.719$  است حدود  $0.14$  انرژی خود را از دست داده در حالی که در برخورد با اورانیوم ( $\alpha=0.984$ ) کمتر از یک درصد انرژی خود را از دست می دهد.

به طور خلاصه هرچه هسته هدف سنگین تر می شود نوترون ها کمتر انرژی از دست می دهند. اغلب لازم می شود که نوترون های سریع را کند کنیم، این عمل معروف به کند شدن است. از بحث گذشته روشن است که مواد با عدد جرمی کم برای این منظور موثرترند زیرا نوترون ها در چنین محیط هایی سریعتر کند می شوند.

نوترون ها همچنین دزائر برخورد غیر الاستیک در نتیجه عقب راندن هسته و تحریک داخلی هسته هدف انرژی از دست می دهند. از آنجا که انرژی آستانه پراکندگی غیر الاستیک برای هسته های سبک خیلی بالاست (معمولا حدود چند میلیون الکترون ولت است هرگز در هیدروژن رخ نمی دهد). کند شدن به وسیله پراکندگی غیر الاستیک در این هسته ها کم اهمیت تر از پراکندگی الاستیک است. در هسته های سنگین تر انرژی آستانه پراکندگی غیر الاستیک کمتر و پراکندگی الاستیک اغلب مکانیزم اصلی کند شدن نوترون به وسیله این هسته ها می باشد. در اغلب محاسبات راکتورها بخصوص آنهایی که مربوط به عمل کند شدن نوترونهاست این کمیت را با علامت  $u$  نشان می دهند و به صورت زیر بیان می شود.

$$u = \ln\left(\frac{E_M}{E}\right) \quad (27-2)$$

که  $E_M$  یک انرژی اختیاری است که معمولا بالاترین انرژی نوترون موجود در دستگاه انتخاب می شود. از معادله (۲۷-۳) پیداست که هر چه انرژی نوترون بیشتر باشد انرژی آن کمتر است و یا کند شدن نوترون انرژی  $E$  آن کاهش یافته و انرژی آن افزایش می یابد.

تغییر متوسط درلناژری در هربر خورد  $\Delta u$  شبیه کسر کاهش متوسط انرژری (با معادله (۲۶-۳) مقایسه شود) مستقل از انرژری نوترون ورودی است. کمیت  $\Delta u$  در اغلب محاسبات مهندسی هسته‌ای ظاهر می‌شود و آن را با علامت  $\xi$  نشان می‌دهند. باروشی که نسبتاً طولانی است می‌توان نشان داد که  $\xi$  از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A+1}{A-1} \quad (28-3)$$

دراین رابطه عدد جرمی هسته هدف است. بجز برای مقادیر کوچک  $A$  (عناصر سبک)  $\xi$  راسی‌توان با تقریب خوب را از رابطه ساده‌زیر به دست آورد.

$$\xi \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \quad (29-3)$$

حتی برای  $A=2$  معادله (۲۹-۳) فقط با ۳ درصد اختلاف  $\xi$  رابه دست می‌دهد.

مقادیر دقیق  $\xi$  در جدول (۱-۳) داده شده‌اند.

مثال (۹-۳) یک نوترون  $1 \text{ Mev}$  در اثر برخورد به هسته  $^1\text{H}$  در زاویه  $\theta$  پراکنده

می‌شود (الف) انرژری نوترون پراکنده چقدر است ؟

(ب) انرژری هسته رانده شده چقدر است ؟ (ج) چه مقدار لتارژری نوترون در اثر این برخورد

تغییر می‌کند؟

حل . (الف) با قرار دادن  $E = 1 \text{ Mev}$  ،  $A = 2$  ، و  $\theta = 45^\circ$

در معادله (۲۲-۳) مقدار  $E' = 0.7738$  به دست می‌آید.

(ب) از آنجا که برخورد الاستیک است (برخورد غیر الاستیک با  $^1\text{H}$  رخ نمی‌دهد)

انرژری هسته رانده شده برابر  $0.2262 \text{ Mev} = 1 - 0.7738 = E_A$  است.

$$u' = \ln \left( \frac{E_M}{E'} \right) \quad \text{و بعد از برخورد برابر} \quad u = \ln \left( \frac{E_M}{E} \right)$$

است بنابراین این تغییر در لتارژری برابر است با:

$$\Delta u = u' - u = \ln \frac{E}{E'} = \ln \frac{1.000}{0.7738} = 0.2604$$

(نسبت واحد ندارد).

### ۶-۳ نوترون‌های چند انرژری

در قسمت ۳-۳ و ۳-۴ شدت برخورد نوترون‌های به هدف را با فرض این که نوترون‌های

ورودی تک انرژری هستند حساب کردیم. این محاسبات ساده‌آسانی می‌توان برای

نه ترون <sup>هائی</sup>  $E$  که تک انرژی نیستند بلکه دارای توزیع انرژی هستند عمومیت دارد .  
 برای این منظور فرض می کنیم  $n(E)dE$  تعداد نوترون های با انرژی بین  $E + dE$  و  $E$  در یک سانتیمتر مکعب از باریکه در نوترون ورودی به هدف باشد . شدت این باریکه نوترون برابر است با :

$$dI(E) = n(E)v(E)dE \quad (۳۰ - ۳)$$

که  $v(E)$  سرعت نوترون مربوط به انرژی  $E$  می باشد . برطبق معادله (۳۰-۳) این باریکه با هسته های هدف به میزان زیر در هر سانتیمتر مکعب برخورد انجام می دهند .

$$dF(E) = n(E)v(E)\Sigma_t(E)dE$$

که  $\Sigma_t(E)$  سطح مقطع ماکروسکوپی کل است و دانسیته برخورد برابر با :

$$F = \int n(E)v(E)\Sigma_t(E)dE \quad (۳۱ - ۳)$$

می باشد. که در آن انتگرال گیری در تمام گام انرژی باریکه انجام داده شده است. برای محاسبه میزان واکنش مخصوصی کافی است به جای  $\Sigma_t(E)$  در معادله (۳۱-۳) سطح مقطع مخصوص آن واکنش را قرار دهیم . یک حالت مخصوص مهم ، جذب نوترون های حرارتی است، یعنی نوترون هائی که انرژی آنها طبق تابع ماکسول، در قسمت ۲-۱۲ بحث شد توزیع شده باشد . نوترون های حرارتی در انواع مخصوصی از راکتورها به نام راکتورهای حرارتی که در فصل های ۴ و ۵ بحث شده یافت می شوند .

میزان جذب در یک باریکه نوترون های حرارتی برابر است با :

$$F_a = \int n(E)v(E)\Sigma_a(E)dE \quad (۳۲ - ۳)$$

که  $\Sigma_a(E)$  سطح مقطع جذب ماکروسکوپی است و انتگرال بین انرژی حرارتی تا  $1\text{eV}$  حساب شده است .

در قسمت ۳-۴ اشاره شد که اغلب عناصر دارای جذب نوترون  $\frac{1}{v}$  هستند که این جذب از نوع جذب تابش زاویا جذب دیگری می باشد . در این انرژی ها  $\Sigma_a(E)$  را می توان به صورت زیر نوشت :

$$\Sigma_a(E) = \Sigma_a(E_0) \frac{v_0}{v(E)} \quad (۳۳ - ۳)$$

که  $E_0$  یک انرژی اختیاری است و  $v_0$  سرعت مربوط به این انرژی می باشد . وقتی معادله (۳۳-۳) را در معادله (۳۲-۳) قرار می دهیم ،  $v(E)$  حذف شده به و معادله زیر تبدیل می شود .



$$F_a = \Sigma_a(E_0) v_0 \int n(E) dE \quad (24-3)$$

مقدار انتگرال برابر کل دانسیته نوترون،  $n$  می باشد و معادله (۳-۲۴) به معادله

زیرتبدیل می شود.

$$F_a = \Sigma_a(E_0) n v_0 \quad (25-3)$$

معادله (۳-۲۵) نشان می دهد که برای یک جذب کننده  $\frac{1}{V}$  میزان جذب مستقل از

توزیع انرژی نوترون ها بوده و به وسیله سطح مقطع در یک انرژی دلخواه تعیین می شود . از معادله (۳-۲۵) می توان نتیجه گرفت با توجه به این حقیقت که نوترون ها دارای طیف انرژی هستند میزان جذب درست برابر حالتی است که باریکه نوترون دارای انرژی  $E_0$  و شدت  $n v_0$  می باشد .

با توجه به این نتایج ، معمول بر این شده است که سطح مقطع های جذب ، چه  $\frac{1}{V}$  و چه غیر  $\frac{1}{V}$  آن را در یک انرژی تک  $E_0 = 0.0253$  می دهند. سرعت مربوط به این انرژی  $v_0 = 2200$  متر در ثانیه می باشد. مقادیر سطح مقطع در انرژی  $E_0 = 0.0253 \text{ eV}$  را معمولاً سطح مقطع حرارتی می نامند. این مقادیر در منابع مختلف نظیر BNL-220 و جداول عناصر داده شده اند. یک جدول مختصر از سطح مقطع های عناصر در پیوست ۲ قرار دارد .

کمیت  $n v_0$  در معادله (۳-۲۵) را فلوی  $2200$  متر در ثانیه می نامند و به  $\phi_0$  نشان می دهند یعنی

$$\phi_0 = n v_0 \quad (26-3)$$

در این صورت شدت جذب به صورت زیر می باشد .

$$F_a = \Sigma_a(E_0) \phi_0 \quad (27-3)$$

اگر چه فقط چند عنصر جذب کننده غیر  $\frac{1}{V}$  هستند لکن این عناصر معمولاً در دستگاہهای

هسته ای بسیار با اهمیت می باشند، زیرا سطح مقطع آنها نسبتاً بالاست و میزان جذب چنین

هسته هائی با معادله (۳-۲۷) داده می شوند لکن انتگرال را نمی توان مانند عناصر  $\frac{1}{V}$  ساده

کرد. به خصوص این که در این حالت  $F_a$  تابع  $n(E)$  و  $\Sigma_a(E)$  می باشد . وست کات (۱)

با فرض این که  $n(E)$  دارای توزیع ماکسولنی می باشد مقدار  $F_a$  را به طور عددی برای چند

جذب کننده غیر  $\frac{1}{V}$  مهم حساب کرد. مقدار  $F_a$  تابع درجه حرارت توزیع نوترون بوده از ارتباط

زیر به دست می آید .

$$F_a = g_a(T) \Sigma_a(E_0) \phi_0 \quad (28-3)$$

که  $g_a(T)$  ضریب غیر  $\frac{1}{V}$  نامیده می‌شود و به صورت جدول در آمده است.  $\Sigma_a(E_0)$  سطح مقطع جذب در  $0.203$  الکترون ولت می‌باشد. مقادیر ضریب غیر  $\frac{1}{V}$  در جدول ۲-۳ داده شده است.

در پایان این قسمت لازم به یادآوری است درحالی که نتایج بالا برای باریکه‌ای از نوترون که باریک‌هف نازک وارد می‌شود بدست آمده است، لیکن در مورد موقعیت‌های پیچیده‌تر که در اغلب راکتورها یافت می‌شود یعنی در حالتی که نوترون‌ها در تمام جهات در حرکت می‌باشند قابل اجرا است. به‌ویژه فلوی  $2200$  متری در تائیه در هر نقطه را می‌توان چنین تعریف کرد که در آن نقطه  $n$  نوترون حرارتی در سانتیمتر مکعب وجود دارد و معادله (۳-۳۷) یا (۳-۳۸) برای محاسبه شدت جذب در چنین نقطی به کار می‌رود.

مثال ۳-۱. یک پولک کوچک اندیوم را در نقطه‌ای از راکتور که فلوی  $2200$  متر در تائیه برابر  $10^14$  نوترون در سانتیمتر مکعب در تائیه است قرار می‌دهیم دانسته نوترون‌ها را می‌توان با تابع ماکسونلی در درجه حرارت  $600^\circ C$  نشان داد. میزان جذب نوترون‌ها در پولک اندیوم چقدر است؟

حل: از جدول ۲-۳ پیوست ۲

$$\sigma_a(E_0) = 194 \text{ و } N = 0.0383 \times 10^{24}$$

بارن به دست می‌آید و متوان حساب کرد که

$$\Sigma_a(E_0) = 0.0383 \times 194 = 7.43 \text{ cm}^{-1}$$

اندیوم یک جذب کننده غیر  $\frac{1}{V}$  است و از جدول (۲-۳) مقدار  $g_a(600^\circ C) = 1910$

است. از معادله (۳-۳۸) نتیجه می‌شود.

$$F_a = 1910 \times 7.43 \times 0.0383 \times 10^{24} = 5.47 \times 10^{27} \text{ n/cm}^2 \text{ - sec}$$

### ۷.۳ فیسون

در قسمت ۱-۲ نشان داده شد که انرژی‌های پیوندی هسته‌های با عدد جرمی بیش از ۵۰ با افزایش عدد جرمی کم می‌شود. این بدان معنی است که نظام هسته‌ها وقتی پایدارتر است که یک هسته سنگین به دو قسمت تقسیم شود یعنی شکسته شود (فیسون انجام دهد). هسته‌های سنگینتر ناپایدارتر بوده و بنابراین انتظار می‌رود که بدون نیروی خارجی خود به خود فیسون انجام دهند. گویا که چنین فیسون‌هایی رخ می‌دهد لیکن تعداد آنها خیلی کم است. برای اینکه فیسون به سرعت انجام گیرد (تعداد زیاد) که بتواند در راکتورهای هسته‌ای مفید باشد لازم

امت به هسته انرژی داده شود. مقدار انرژی بستگی به نیروهای جاذبه بین هسته‌ها در هسته و نیز بستگی به انرژی لازم برای تغییر شکل دادن هسته به آن اندازه که هسته به دو قسمت تقسیم شود دارد. این انرژی را انرژی بحرانی فیسون می‌نامند و با  $E_c$  نشان داده می‌شود. مقدار  $E_c$  برای چند هسته در جدول ۳-۳ داده شده است.

جدول ۳-۳

\* ضرایب غیر  $\frac{1}{v}$

$^{233}\text{U}$		$^{149}\text{Sm}$	$^{135}\text{Xe}$	In	Cd	$T^\circ\text{C}$
gf	ga	ga	ga <sup>+</sup>	ga	ga	
۱/۰۰۰۳	۰/۹۹۸۳	۱/۶۱۷۰	۱/۱۵۸۱	۱/۰۱۹۲	۱/۳۲۰۳	۲۰
۱/۰۰۱۱	۰/۹۹۷۲	۱/۸۸۷۴	۱/۲۱۰۳	۱/۰۳۵۰	۱/۰۵۹۹	۱۰۰
۱/۰۲۵	۰/۹۹۷۳	۲/۰۹۰۳	۱/۲۳۶۰	۱/۰۵۵۸	۱/۹۶۳۱	۲۰۰
۱/۰۰۶۸	۱/۰۰۱	۲/۱۸۵۴	۱/۱۸۶۴	۱/۱۰۱۱	۲/۵۵۸۹	۴۰۰
۱/۰۱۲۸	۱/۰۰۷۲	۲/۰۸۵۲	۱/۰۹۱۴	۱/۱۵۲۲	۲/۹۰۳۱	۶۰۰
۱/۰۲۰۱	۱/۰۱۴۶	۱/۹۲۴۶	۰/۹۸۸۷	۱/۲۱۲۳	۳/۰۴۵۵	۸۰۰
۱/۰۲۸۴	۱/۰۲۲۶	۱/۷۵۶۸	۰/۸۸۵۸	۱/۲۹۱۵	۳/۰۵۹۹	۱۰۰۰
$^{239}\text{Pu}$		$^{238}\text{U}$	$^{235}\text{U}$			
gf	ga	ga	gf	ga	$T^\circ\text{C}$	
۱/۰۴۸۷	۱/۰۷۲۳	۱/۰۰۱۷	۰/۹۷۵۹	۰/۹۷۸	۲۰	
۱/۱۱۵۰	۱/۱۶۱۱	۱/۰۰۳۱	۰/۹۵۸۱	۰/۹۶۱۰	۱۰۰	
۱/۲۵۲۸	۱/۳۳۸۸	۱/۰۰۴۹	۰/۹۴۱۱	۰/۹۴۵۷	۲۰۰	
۱/۶۹۰۴	۱/۸۹۰۵	۱/۰۰۸۵	۰/۹۲۰۸	۰/۹۲۹۴	۴۰۰	
۲/۲۰۳۷	۲/۵۳۲۱	۱/۰۱۲۲	۰/۹۱۰۸	۰/۹۲۲۹	۶۰۰	
۲/۶۵۹۵	۳/۱۰۰۶	۱/۰۱۵۹	۰/۹۰۳۶	۰/۹۱۸۲	۸۰۰	
۳/۰۰۷۹	۳/۵۳۵۳	۱/۰۱۸۹	۰/۸۹۵۶	۰/۹۱۱۸	۱۰۰۰	

\* براساس «سطح مقطع‌های موثر در طیف راکتورهای حرارتی کاملاً حرارتی شده سی - اچ - وست کاست گزارش ۱۱۰۱ - AECL ژانویه ۱۹۶۲ تهیه شده است. + براساس گزارش اسمیت و همکاران در مجله زیر به دست آمده است.

جدول ۳-۳  
انرژی بحرانی فیسوین بر حسب Mev

انرژی پبوندی آخرین نوترون در AZ	انرژی بحرانی	هسته فیسوین
*	۰/۹	$^{232}\text{Th}$
۰/۱	۶/۵	$^{232}\text{Th}$
*	۵/۵	$^{233}\text{U}$
۶/۶	۴/۶	$^{234}\text{U}$
*	۵/۷۵	$^{235}\text{U}$
۶/۴	۵/۳	$^{236}\text{U}$
*	۵/۸۵	$^{238}\text{U}$
۴/۹	۵/۵	$^{239}\text{U}$
*	۵/۵	$^{239}\text{Pu}$
۶/۴	۴/۰	$^{240}\text{Pu}$

\* انرژی های پبوندی برای این هسته ها معنی ندارد زیرا این هسته ها از جذب نوترون با هسته های  $A-Z$  تشکیل نمی شوند .

به کمک هر روشی که بتوان  $E_C$  را به هسته داد در نتیجه باعث عمل فیسوین می گردد . گفته می شود که آن عامل فیسوین را باعث شده است . مهمترین این عوامل جذب نوترون است . قسمت ۲-۱۱ و ۳-۴ را یادآور می شویم که وقتی یک نوترون جذب هسته می شود هسته مرکب در تراز تحریک در انرژی قرار می گیرد که برابر مجموع انرژی جنبشی نوترون ورودی و انرژی جداسازی یا انرژی همبستگی نوترون با هسته مرکب خواهد بود . اگر انرژی پبوندی به تنهایی بزرگتر از انرژی بحرانی برای فیسوین هسته مرکب باشد عمل فیسوین اساساً بدون هیچ گونه انرژی جنبشی نوترون انجام می کیرد . به عنوان مثال ، بر طبق جدول (۳-۳) انرژی پبوندی آخرین نوترون در  $^{236}\text{U}$  برابر  $MeV$  ۶/۴ است . در حالی که  $E_C$  فقط برابر  $MeV$  ۵/۳ می باشد . بنابراین ، وقتی یک نوترون با انرژی جنبشی صفر جذب  $^{236}\text{U}$  می شود هسته مرکب  $^{236}\text{U}$  به وجود می آید که دارای  $MeV$  ۱/۱ انرژی بیش از انرژی بحرانی است . لذا فیسوین آن رخ می دهد . هسته های نظیر  $^{235}\text{U}$  که پس از جذب یک نوترون با انرژی صفر فیسوین انجام می دهند را مواد قابل فیسوین (۱) می نامند .

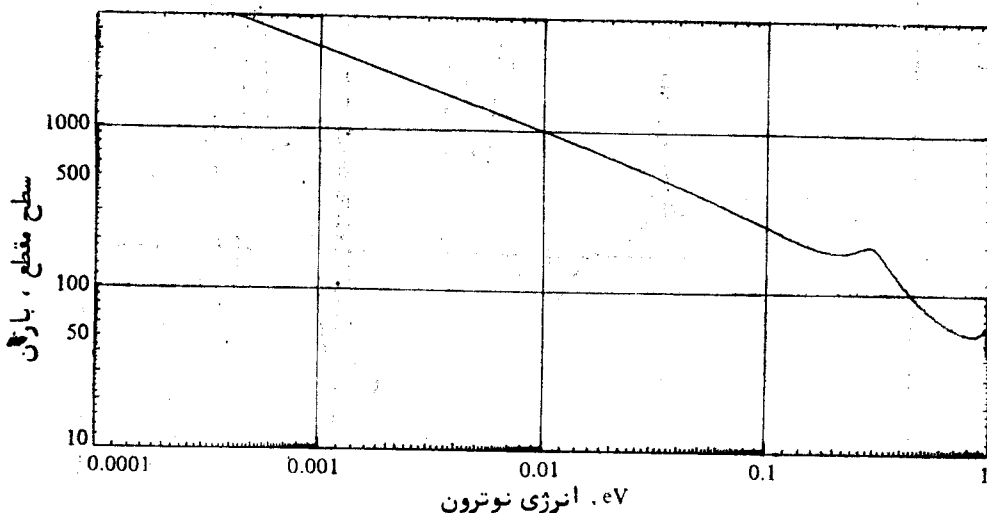
یادآور می شویم اگر چه اورانیوم ۲۳۵ ماده قابل فیسوین نامیده می شود . در حقیقت  $^{236}\text{U}$  فیسوین انجام می دهد . از جدول ۳-۳ پیداست که  $^{233}\text{U}$  و  $^{239}\text{Pu}$  (پلوتونیوم ۲۳۹) نیز مواد قابل فیسوین می باشند . به علاوه  $^{241}\text{Pu}$  و چند هسته دیگر که در جدول ذکر نشده اند نیز مواد قابل فیسوین می باشند . برای اغلب هسته های سنگین بجز  $^{233}\text{U}$  ،  $^{235}\text{U}$  ،

$^{239}\text{Pu}$  و  $^{241}\text{Pu}$  انرژی پیوندی نوترون ورودی برای اینکه به هسته مرکب انرژی بحرانی را بدهد کافی نیست و نوترون بایستی دارای مقداری انرژی جنبشی باشد تا اینکه هسته مورد اصابت دارای تعداد هستک زوج باشد. زیرا انرژی پیوندی نوترون ورودی در یک هسته با  $A$  زوج همیشه کمتر است تا در یک هسته با  $A$  فرد (این تغییرات انرژی پیوندی هسته‌های انرژی پیوند هسته‌های فرد - زوج از جدول ۳-۳ پیداست). به عنوان نمونه، انرژی پیوندی آخرین نوترون در  $^{239}\text{U}$  فقط  $1/9 \text{ MeV}$  است و این برابر انرژی تحریک هسته مرکب از جذب یک نوترون با انرژی صفر در هسته  $^{238}\text{U}$  است. از آنجا که  $E_C$  برای  $^{239}\text{U}$  برابر  $1/9 \text{ MeV}$  است، واضح است که فیسینون نمی‌تواند انجام گیرد مگر نوترون ورودی به  $^{238}\text{U}$  دارای انرژی بیش از  $1 \text{ MeV}$  باشد. هسته‌هایی نظیر  $^{238}\text{U}$  که فقط با نوترون‌های پر انرژی که حداقل  $1/9 \text{ MeV}$  انرژی داشته باشند فیسینون انجام می‌دهند را مواد قابل فیسینون (۱) می‌نامند ولی با نوترون حرارتی فیسینون انجام نمی‌دهند.

به دلایلی که بعداً در این کتاب خواهد آمد روشن می‌شود که ایزوتوپ‌هایی نظیر  $^{238}\text{U}$  را به تنهایی نمی‌توان به عنوان سوخت در راکتورهای هسته‌ای به کار برد و ایزوتوپ‌های قابل فیسینون بخصوص  $^{239}\text{Pu}$  و  $^{235}\text{U}$  هستند که عملاً سوخت راکتورهای هسته‌ای را تشکیل می‌دهند.

### سطح مقطع‌های فیسینون

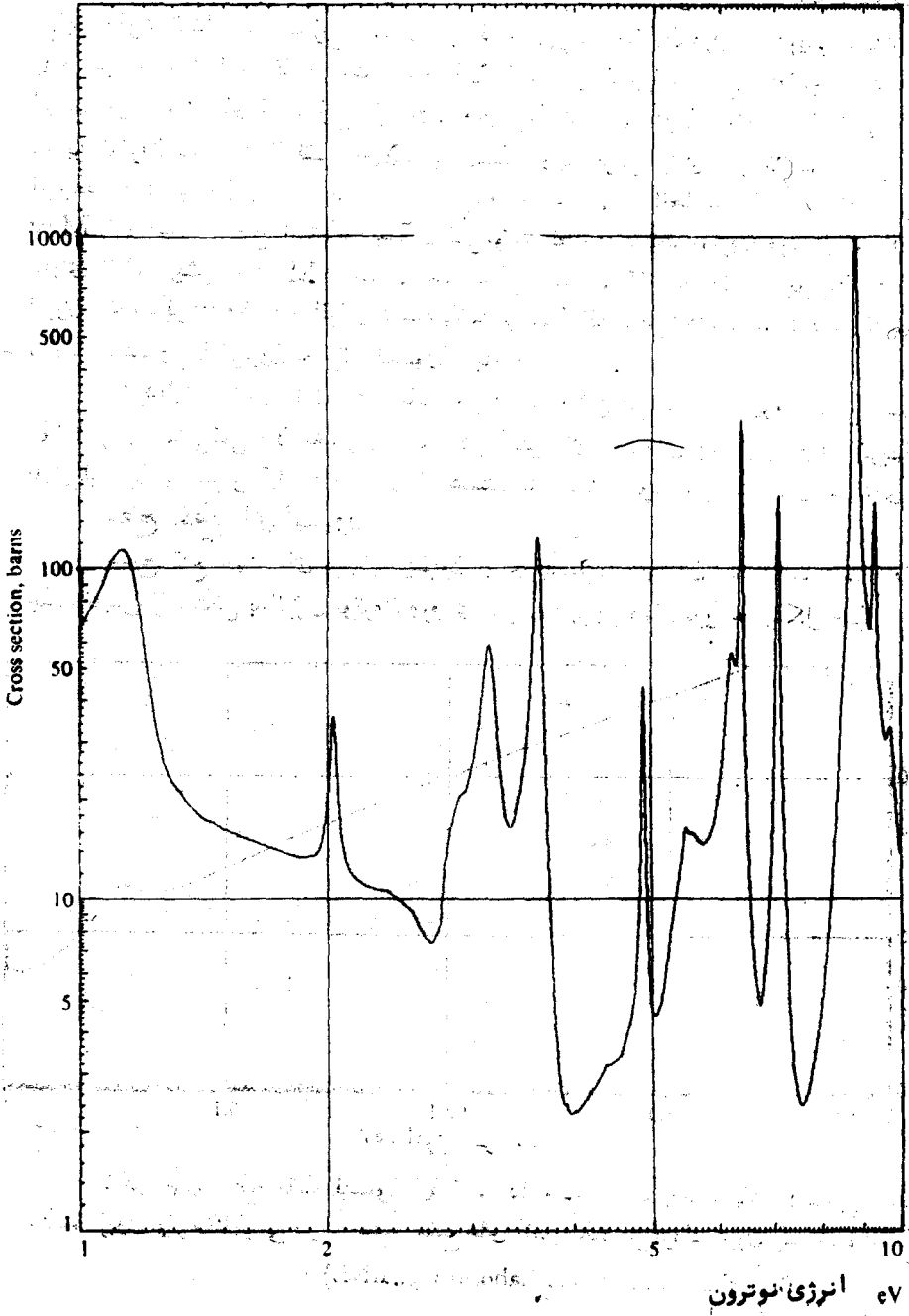
سطح مقطع هسته‌های قابل فیسینون برای فیسینون با نوترون، شبیه سطح مقطع‌های جذب تابش را بستگی به انرژی نوترون ورودی دارد. بنابراین همان‌طور که از شکل ۳-۸ دیده

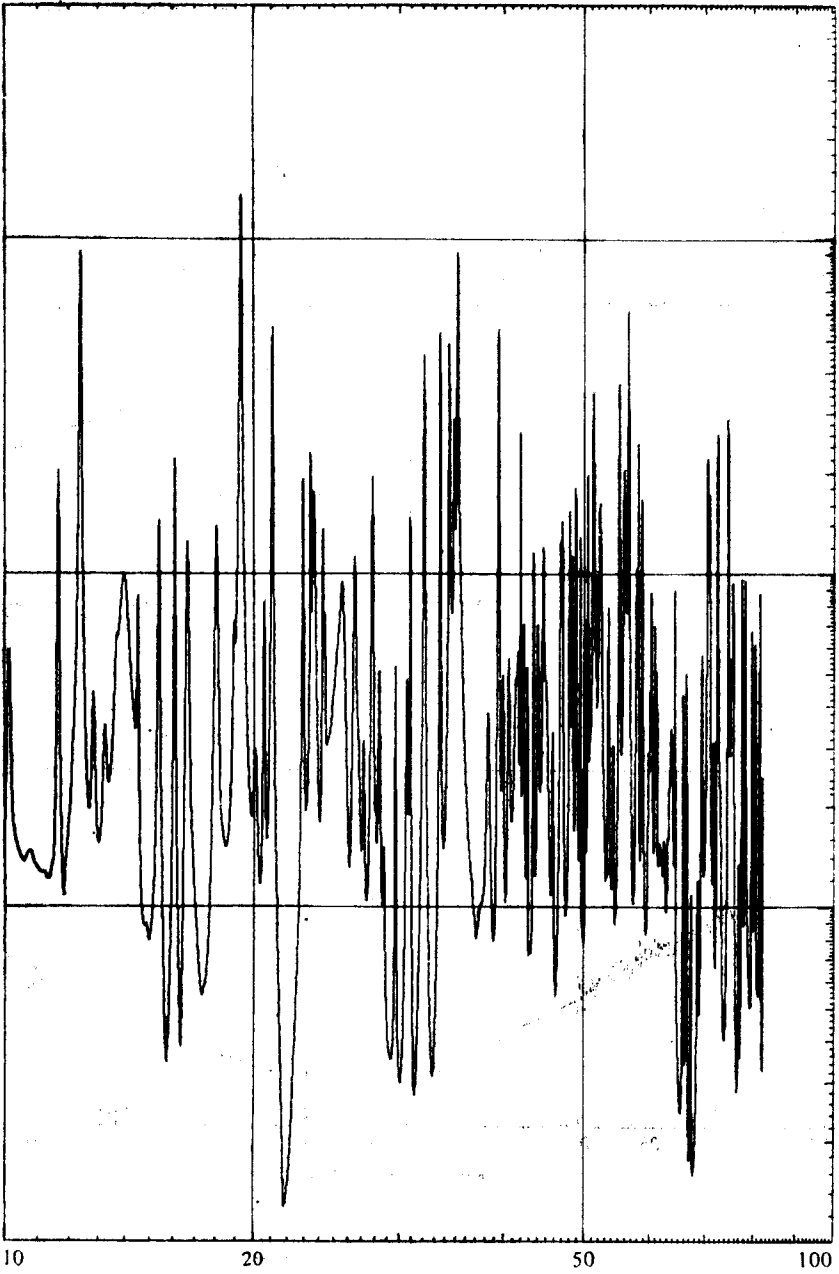


شکل ۳-۸ سطح مقطع فیسینون  $^{235}\text{U}$ ، ادامه در صفحات بعد می‌باشد (منحنی توسط دستگاه از روی نوار مغناطیسی مرکز سطح مقطع‌های آزمایشگاه ملی بروک هیون رسم شده است)

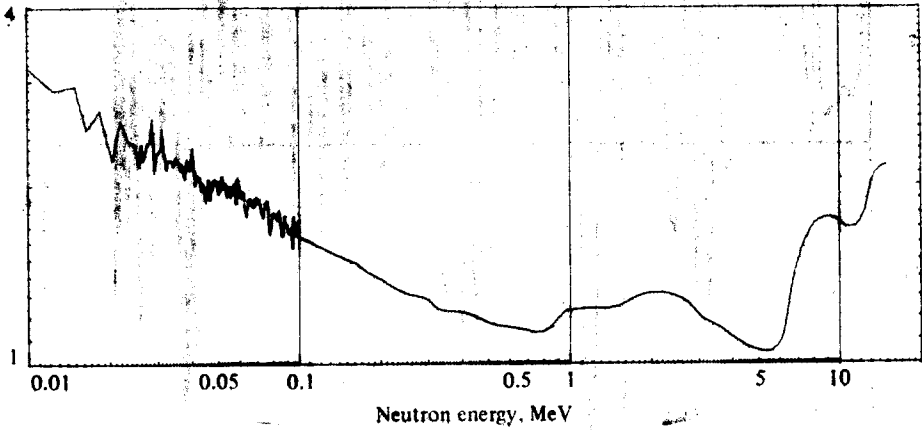
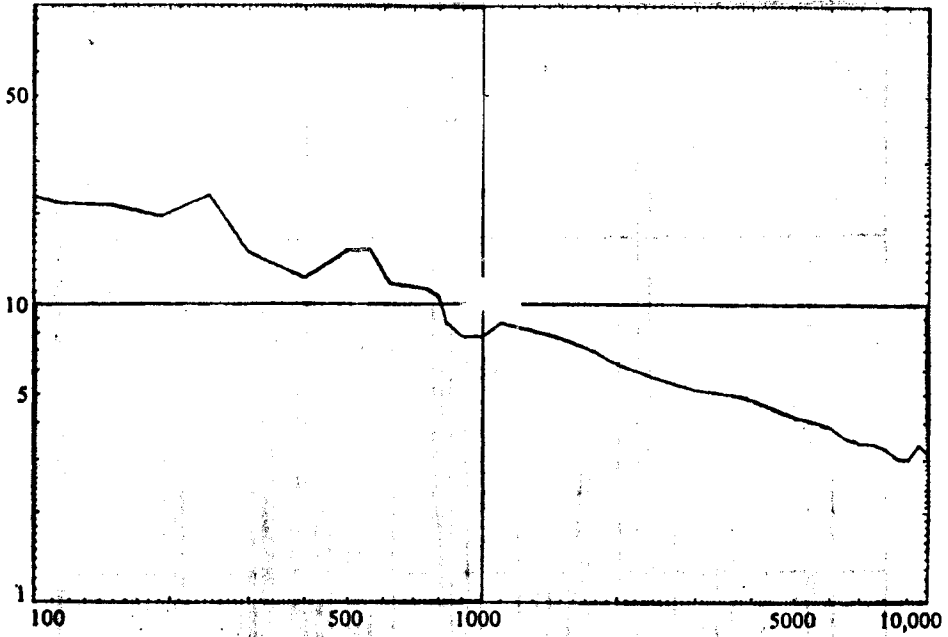
(Brookhaven National Laboratory, BNL)

بقیه شکل ۸-۳





بقیه شکل ۸-۳





میشود سطح مقطع  $\sigma_f$  اورانیوم  $^{235}\text{U}$  دارای سه ناحیه مشخص است. در انرژی کم  $\sigma_f$  تقریباً  $\frac{1}{v}$  است و بعد از آن ناحیه رزنانس ها می باشد و بالاخره بالاتر از ناحیه رزنانس  $\sigma_f$  دارای تغییرات تدریجی است. باید یادآور شد که مقدار  $\sigma_f$  بخصوص در ناحیه  $\frac{1}{v}$  خیلی زیاد است. سطح مقطع مواد قابل فیسوون برخلاف مواد فیسوونی تا انرژی آستانه که همیشه بالاتر از ناحیه رزنانس قرار دارد صفر است. در نتیجه  $\sigma_f$  در تمام گام انرژی نسبتاً تغییرات جزئی دارد. این موضوع در شکل ۳-۹ برای  $\sigma_f$  اورانیوم  $^{238}\text{U}$  نشان داده شده است.

از مطلب بالا نباید چنین پنداشت که هر نوترونی با انرژی بیش از انرژی آستانه فیسوون که به یک هسته قابل فیسوون (۱) و نه فیسوونی (۲) برخورد کند همیشه منجر به فیسوون خواهد شد. نوترون هائی که به این نوع هسته ها برخورد کنند ممکن است برخورد الاستیک یا غیر الاستیک انجام داده و یا ممکن است جذب تابش زاویایک و اکنش دیگری انجام دهند. سطح مقطع های تمام این واکنش ها اندازه گیری شده و در گزارش BNL-320 یافت می شود. در هر حال هسته های فیسوونی با نوترون های کم انرژی فقط واکنش پراکندگی الاستیک، جذب تابش زاویایک و فیسوون انجام می دهند. مقدار  $\sigma_s$  خیلی کمتر از  $\sigma_\gamma$  و  $\sigma_f$  می باشد به طوری که جذب تابش زاویایک و فیسوون دو واکنشی هستند که به مراتب بیشتر از پراکندگی رخ می دهند. نسبت سطح مقطع های این دو عمل را نسبت جذب تابش زاویه فیسوون می نامند و با علامت  $\alpha$  نشان داده می شود.

$$\alpha = \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_f} \quad (3-29)$$

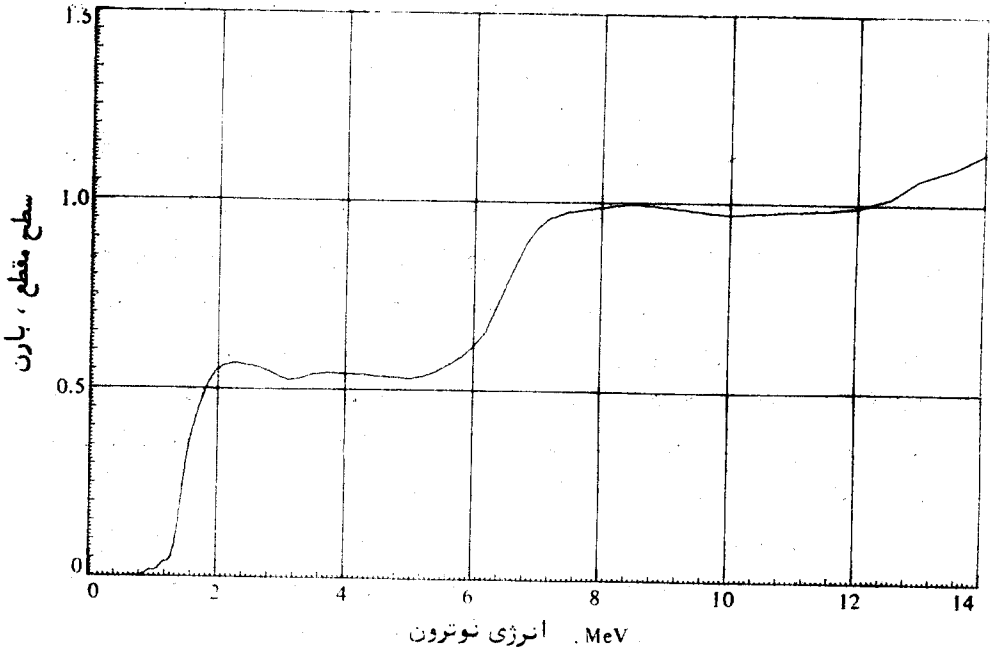
این پارامتر که خود تابع انرژی است اثر مهمی در طرح خیلی ایزوتورها دارد.  $\alpha$  برای هسته های فیسوونی همراه با سطح مقطع های این هسته ها برای انرژی  $0.0253$  eV. الکترون ولت در جدول ۳-۴ داده شده است.

جدول ۳-۴ اطلاعاتی درباره هسته های فیسوونی در انرژی حرارتی (0.0253 eV).

هسته	$\sigma_a^+$	$\sigma_f$	$\alpha$	$\eta$	$v$
$^{232}\text{U}$	۵۷۸/۸	۵۳۱/۱	۰/۰۸۹۹	۲/۲۸۷	۲/۴۹۲
$^{235}\text{U}$	۶۸۰/۸	۵۸۲/۲	۰/۱۶۹	۲/۰۶۸	۲/۴۱۸
$^{239}\text{Pu}$	۱۰۱۱/۳	۷۴۲/۵	۰/۳۶۲	۲/۱۰۸	۲/۸۷۱
$^{241}\text{Pu}$	۱۳۷۷	۱۰۰۹	۰/۳۶۵	۲/۱۴۵	۲/۹۲۷

۱-Fissionable

۲-Fissile



شکل ۳-۹ سطح مقطع فیسئون اورانیوم ۲۳۸ (از روی اطلاعات موجود در نوار مغناطیسی آزمایشگاه ملی بروک هیون رسم شده است).

### پاره‌های فیسئون

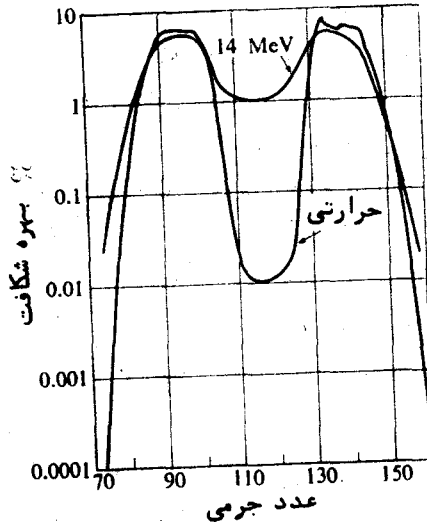
با توجه به درک کلی مطلب و براساس محاسبات ابتدائی برای انرژی‌های مورد نظر می‌توان نشان داد، هسته‌هایی که فیسئون انجام می‌دهند بایستی کم و بیش دو نیم شوند. درحقیقت این نوع فیسئون بسیار نادر است. فیسئون هسته‌ای اغلب غیرمتقارن است به طوری که جرم‌های دوپاره باهم اختلاف زیادی دارند. این موضوع در شکل (۳-۱) به صورت بهره پاره فیسئون (!) یعنی درصد پاره‌های فیسئون تولید شده برای یک عدد جرمی معین بر حسب A برای فیسئون ناشی از جذب نوترون در اورانیوم ۲۳۵ نشان داده شده است. باید یادآور شد که منحنی در روی یک مقیاس لگاریتمی رسم شده است.

به طوری که توزیع پاره‌های فیسئون خیلی بیش از آن که در وهله اول به نظر می‌آید

\* از نشریه چاپ سوم ۳۲۰ - BNL سال ۱۹۷۳ گرفته شده است.

$$\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f$$

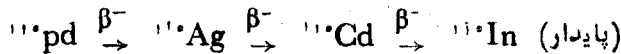
به شدت غیر متقارن است و با ازدیاد انرژی نوترون ورودی توزیع پاره‌های فیسین بیشتر متقارن می‌شود. این موضوع در شکل (۳-۱) از روی بهره پاره‌های فیسین مربوط به فیسین با نوترون‌های ۱۴ MeV نشان داده شده است.



شکل (۳-۱) بهره پاره فیسین برای فیسین با نوترون‌های حرارتی و ۱۴ MeV در

اورانیوم ۲۳۵

وقتی پاره‌های فیسین به وجود می‌آیند تعدادی نوترون اضافی دارند، یعنی تعداد نوترون‌های آن بیش از تعداد لازم برای پایداری هسته است. در نتیجه، آنها ذرات بتای منفی پیاپی تابش می‌کنند که همراه با تابش اشعه گاما می‌باشد. به عنوان مثال، ایزوتوپ  $^{110}\text{Pd}$  (پالادیوم ۱۱۰) مستقیماً از عمل فیسین به وجود می‌آید و یک تجزیه زنجیره‌ای انجام می‌دهد.



بسیاری از پاره‌های فیسین که دارای تجزیه زنجیره‌ای می‌باشند شناخته شده‌اند و آنها

را می‌توان از روی جدول نوکلیدها به دست آورد.

رادیواکتیویته پاره‌های فیسین موجب بسیاری از مسائل مربوط به بهره‌برداری از انرژی

هسته‌ای می‌باشد.

موضوع اول این‌که، در نتیجه عمل فیسین در سوخت در ضمن کار راکتور پاره‌های

فیسین در میله‌های سوخت زیاد می‌شوند و دقت‌های لازم و احتیاط‌های کافی باید به عمل آید

تا از پخش آنها به محیط اطراف جلوگیری به عمل آید. علاوه، حرارت ناشی از تجزیه پاره‌های

فیسون ممکن است به اندازه‌ای زیاد باشد که حتی پس از خاموش کردن راکتور قلب آن را بایستی خنک کرد تا مانع صدمه دیدن میله‌های سوخت شود. به علت تابش مداوم اشعه از پاره‌های فیسون دسترسی به بعضی از قسمتهای راکتور حتی پس از خاموش کردن راکتور تقریباً غیرممکن است.

به علت وجود پاره‌های فیسون، میله‌های سوخت مصرف شده موقع بیرون آوردن از راکتور بسیار رادیواکتیو هستند و قبل از انجام هر نوع عملی روی آنها بایستی آنها را از نقطه نظر رادیواکتیویته خنک کرد و این کار اغلب در مدت طولانی انجام می‌گیرد.

جنبه‌های کمی تجزیه پاره‌های فیسون پیچیده می‌باشد زیرا در عمل فیسون صدها نوکلئید رادیواکتیو به وجود می‌آیند که هر کدام دارای نیم عمر و اشعه تجزیه‌ای مشخص هستند. برای بسیاری از مقاصد از رابطه زیر که به طور تقریبی تجزیه کلی پاره‌های فیسون را نشان می‌دهد می‌توان استفاده کرد. بنابراین میزان تابش اشعه بتا و گاما در مدت زمان بین ده ثانیه تا چندین هفته پس از یک فیسون از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$R_{\beta} \approx 2/8 \times 10^{-6} t^{-1/2} \quad (3-4)$$

$$R_{\gamma} \approx 1/9 \times 10^{-6} t - 1/2 \quad (3-5)$$

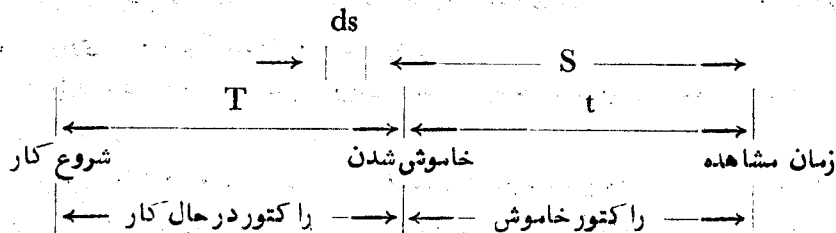
که  $t$  زمان پس از فیسون بر حسب روز می‌باشد.

برای بیان شدت تجزیه بر حسب کوری لازم است یادآور شویم که از تجزیه هر نوکلئید اشعه بتا ناشی می‌شود. از آنجا که هر کوری برابر  $3/7 \times 10^{10}$  تجزیه در ثانیه می‌باشد اکتیویته پاره‌های فیسون یک فیسون پس از  $t$  روز برابر است با

$$A_{Fp} = \frac{2/8 \times 10^{-6} t^{-1/2}}{3/7 \times 10^{10}} \quad (3-6)$$

$$= 1/0.3 \times 10^{-16} t^{-1/2} \text{ Ci}$$

اغلب لازم می‌شود که اکتیویته کلی پاره‌های فیسون که در میله سوخت یک راکتور در حال کار بوجود می‌آید را حساب کرد. مثلاً فرض می‌کنیم که یک راکتور بایک قدرت ثابت  $P$  مگاوات (MW) مدت  $T$  روز کار می‌کرده و سپس خاموش شده است.



شکل ۱-۳، طرح محاسبه اکتیویته پاره‌های فیسون

برای تعیین اکتیویته پاره‌های فسیون  $t$  روز پس از خاموش کردن راکتور لازم است که معادله (۳-۴) را در طول زمان مربوطه انتگرال بگیریم. فرض می‌کنیم  $s$  فاصله زمانی بر حسب روزین وقوع یک فسیون. زمان اندازه‌گیری اکتیویته پاره‌های فسیون باشد (به شکل (۳-۱۱) مراجعه شود) بعد از این قسمت نشان خواهیم داد که در یک قدرت  $P$  مگاوات شدت فسیون برابر  $1.0 \times 10^7 / \sqrt{v}$  فسیون در روز می‌باشد.

تعداد فسیون‌هایی که در زمان  $ds$  رخ می‌دهد برابر  $Pds \times 1.0 \times 10^7 / \sqrt{v}$  است و از معادله (۳-۴) نتیجه می‌شود که اکتیویته پس از  $s$  روز برابر:

$$Ci \cdot P \cdot s^{-1/2} \times 1.0 \times 10^7 \times 1/0.3 \times 10^{-16} s^{-1/2} = 0.28 \times 10^7 P \cdot s^{-1/2} ds$$

می‌باشد.

کل اکتیویته در زمان  $t$  برابر است با:

$$A_{FP} = 0.28 \times 10^7 P \int_t^{t+T} s^{-1/2} ds =$$

$$= 1/4 \times 10^7 P [t^{-0/2} - (t+T)^{-0/2}] Ci \quad (43-3)$$

از معادلات بالایی‌تان برای محاسبه اکتیویته یک مینه سوخت که مدت  $T$  روز در راکتور بوده و سپس بیرون آورده شده است استفاده کرد. در این حالت  $P$  قدرت تولید شده در مینه سوخت بر حسب مگاوات می‌باشد و  $t$  مدت زمانی است که مینه سوخت از راکتور خارج شده است.

گاهی محاسبه انرژی آزاد شده کل به وسیله پاره‌های فسیون به طریق تحلیلی مشکلتر می‌باشد زیرا طیف انرژی اشعه تابشی تغییر می‌کند و این به علت این است که تجزیه نوکلیدها با گذشت زمان تغییر می‌کند. بایک تخمین ابتدائی می‌توان فرض کرد که انرژی متوسط اشعه بتا و گاما به ترتیب برابر  $4 \text{ Mev}$  و  $1/2 \text{ Mev}$  می‌باشند. شدت آزاد شدن انرژی از تجزیه پاره‌های فسیون در نتیجه انجام یک فسیون برابر است با:

$$R_d \approx 2/8 \times 10^{-12} t^{-1/2} \text{ Mev/sec} \quad (44-3)$$

که  $t$  زمان بر حسب روز است. در هر صورت روش بهتر استفاده از نتایج تجربی واقعی در مورد آزاد شدن انرژی می‌باشد. این روش به طور تفصیلی در فصل ۸ بحث خواهد شد (به قسمت ۸-۱ مراجعه شود).

مثال ۳-۱۱ تعداد کل میله‌های سوخت اولیه یک راکتور معین ۱۲ میله می‌باشد. پس از اینکه راکتور در یک قدرت ثابت  $1 \text{ MW}$  مدت یک سال کار کرد و میله‌ها را بیرون آوردند

به فرض اینکه تمام میله‌ها در تولید کل قدرت، بویک اندازه سهم داشته باشند، اکتیویته یک میله سوخت را یک روز پس از بیرون آوردن میله سوخت حدس بزنید.

$$\text{حل: در معادله (۳-۳): } t+T=1+260=261, t=1, P=100$$

اکتیویته تمام میله‌های سوخت یک روز پس از خارج کردن از راکتور برابر است با:

$$\frac{1}{4} \times 10^6 \times 100 \times [1^{-0.1} - (261)^{-0.1}] = \frac{1}{4} \times 10^6 (1 - 0.307) = 9/7 \times 10^4 \text{ Ci}$$

اکتیویته یک میله سوخت برابر خواهد بود با:

$$9/7 \times 10^4 / 120 = 8/1 \times 10^4 \text{ Ci}$$

### نوترون‌های فیسین

بیشتر نوترون‌های فیسین (معمولاً بیش از ۹۹ درصد) اصولاً در لحظه فیسین تابش می‌شوند. این نوترون‌ها را نوترون‌های آنی (۱) می‌نامند تا آنها را از نوترون‌هایی که نسبتاً پس از مدت طولانی از عمل فیسین آزاد می‌شوند و به نام نوترون‌های تاخیری (۲) هستند متمایز سازد.

تعداد متوسط نوترون‌های آنی و تاخیری را که از هر فیسین آزاد می‌شوند با علامت  $\nu$  نشان می‌دهند. مقدار متوسط برای هر فیسینی که در مواد مختلف به وسیله نوترون  $^{235}\text{U}$  ایجاد می‌شود در جدول (۳-۴) داده شده است. با ازدیاد انرژی نوترون ورودی  $\nu$  نیز به آهستگی زیاد می‌شود و در مقابل هر  $\nu$  تا  $\nu$  میلیون الکترون ولت انرژی که به انرژی نوترون اضافه می‌شود یک نوترون به تعداد نوترون‌های فیسین افزوده می‌شود.

برای استفاده‌های بعدی در محاسبات راکتور بجاست که پارامتر  $\eta$  را که برابر تعداد نوترون‌های آزاد شده از فیسین در مقابل جذب یک نوترون به وسیله هسته فیسین است، تعریف کنیم.

از آنجا که جذب تابش را با عامل فیسین مقابله می‌کند  $\eta$  همیشه از  $\nu$  کوچکتر است.

$\eta$  برابر است با حاصل ضرب  $\nu$  در احتمال نسبی  $\left(\frac{\sigma_f}{\sigma_a}\right)$  جذب نوترون که منجر به انجام

فیسین می‌شود (بامثال ۳-۲ مقایسه شود) یعنی

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a} = \frac{\nu \sigma_f}{\sigma_f + \sigma_c} \quad (40-3)$$

رابطه بالا را برحسب  $\alpha$  نسبت جذب تابش زا به فیسون (بمعادله (۳-۳۹) مراجعه شود) می توان به صورت زیر نوشت .

$$\eta = \frac{v}{1 + \alpha} \quad (۳-۴۶)$$

برای مخلوطی از ماده قابل فیسون یا قابل فیسون و غیر قابل فیسون،  $\eta$  عبارت است از تعداد متوسط نوترون هائی که از جذب یک نوترون در مخلوط تابش می شود. در این حالت  $\eta$  از رابطه زیر به دست می آید.

$$\eta = \frac{1}{\Sigma_a} \sum_i v(i) \Sigma_f(i) \quad (۳-۴۷)$$

که  $v(i)$  و  $\Sigma_f(i)$  به ترتیب مقدار  $v$  و سطح مقطع ماکروسکپی فیسون برای نوکلئید  $i$  ام و  $\Sigma_a$  سطح مقطع ماکروسکپی جذب مخلوط می باشد .

لازم به یادآوری است که  $v(i)$  و  $\Sigma_f(i)$  و  $\Sigma_a$  موجود در معادله (۳-۴۷) بایستی در انرژی نوترون، که فیسون را ایجاد می کند حساب کرد . به عنوان مثال اگر سوخت مخلوط  $^{238}\text{U}$  و  $^{235}\text{U}$  باشد و عمل فیسون بانوترون های کم انرژی ایجاد شود داریم .

$$\eta = \frac{v(235)\Sigma_f(235)}{\Sigma_a(235) + \Sigma_a(238)} \quad (۳-۴۸)$$

در صورت معادله جمله ای که حاوی  $^{238}\text{U}$  باشد وجود ندارد زیرا  $^{238}\text{U}$  با نوترون کم انرژی فیسون انجام نمی دهد و از طرف دیگر اگر همین سوخت را درراکتور سریع به کار ببریم (به قسمت ۴-۲ مراجعه شود) که در آن فیسون به وسیله نوترون های، پرانرژی ایجاد می شود،  $\eta$  برابر خواهد بود با :

$$\eta = \frac{v(235)\Sigma_f(235) + v(238)\Sigma_f(238)}{\Sigma_a(235) + \Sigma_a(238)} \quad (۳-۴۹)$$

در این رابطه تمام مقادیر در انرژی های زیاد حساب شده است .

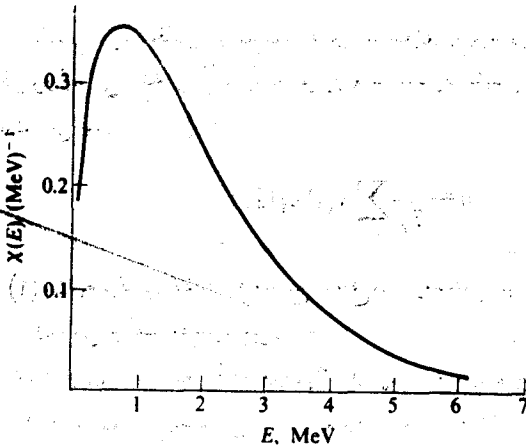
طیف انرژی نوترون های فیسون به صورت پیوسته مطابق شکل (۳-۱۲) می باشد. این طیف به وسیله تابع زیر به خوبی بیان می شود .

$$\chi(E) = 0.4503e^{-1/0.26E} \sinh \sqrt{2/29E} \quad (۳-۵۰)$$

$\chi(F)$  به نحوی بیان می شود که  $\chi(E)dE$  برابر کسری از نوترون های آنی با انرژی بین  $E$  و  $E + dE$  خواهد بود و برحسب میلیون الکترون ولت می باشد . تابع  $\chi(E)$  را نرمال می کنند به طوری که :

$$\int_0^{\infty} \chi(E) dE = 1$$

باشد.



شکل ۳-۱ طیف انرژی نوترون‌های آبی

انرژی متوسط نوترون‌های آبی را می‌توان از انتگرال زیر به دست آورد.

$$\bar{E} = \int_0^{\infty} E \chi(E) dE = 1.98 \text{ MeV}$$

معمولاً بیشترین انرژی مربوط به حداکثر منحنی  $\chi(E)$  خواهد بود که برای سه میلیون الکترون ولت است.

اگرچه نوترون‌های تاخیری معمولاً کمتر از یک درصد تمام نوترون‌های فیسین است لکن نقش مهمی در کنترل راکتورهای هسته‌ای، را ایفا می‌کنند. این موضوع در فصل ۷ بحث خواهد شد. نوترون‌های تاخیری را بعضی از هسته‌هایی که از پاره‌های فیسین در نتیجه تابش بتا به وجود می‌آیند تابش می‌شود. به عنوان مثال، وقتی پاره فیسین  $^{87}\text{Br}$  به  $^{87}\text{Kr}$  تبدیل می‌شود، هسته اخیر ممکن است در ترانز تحریر قرار گیرد. در این حالت نوترونی که دارای کمترین همبستگی به هسته است مطلقاً پیوندی به هسته ندارد با انرژی  $0.3 \text{ MeV}$  از هسته پرتاب می‌شود. این نوترون به محض این که هسته در ترانز تحریر قرار گیرد تابش می‌شود بنابراین  $^{87}\text{Br}$  با نیم عمر  $0.4 \text{ s}$  ناپایه نوترون تابش می‌نماید.

هسته‌های نظیر  $^{87}\text{Br}$  را هسته‌های مادر نوترون‌های تاخیری (پ) می‌نامند. اگرچه



فقط چند هسته مادر را شناخته اند لکن تصور می شود که حدود بیست نوع از این گونه هسته ها وجود دارد. هسته های ما درزا می توان به شش گروه تقسیم کرده که هر کدام دارای نیم عمر مخصوص به خود می باشند. هسته های مادر و ثابت تجزیه آنها برای نوترون های تاخیری حاصل از فیسوین با نوترون های حرارتی در اورانیوم ۲۳۵ در جدول ۳-۵ داده شده اند. در این جدول مشاهده می شود (نوترون حاصل از هر فیسوین) که نوترون های تاخیری در هر گروه همراه با کسر نوترون های تاخیری  $\beta_i$  نیز داده شده است. کمیت  $\beta_i$  بنابه تعریف عبارت از کسری از نوترون های تاخیری به کل نوترون های حاصل از فیسوین است که در گروه  $i$  نوترون های تاخیری ظاهر می شود. به عبارت دیگر  $\beta_i$  بهره مطلق نوترونی گروه  $i$  ام تقسیم بر ۷ می باشد. کل کسر نوترون های تاخیری مجموع تمام  $\beta_i$  می باشد.

#### جدول ۳-۵ \*

مشخصات نوترون های تاخیری حاصل از فیسوین حرارتی اورانیوم ۲۳۵

گروه	نیم عمر ثانیه	ثابت تجزیه $\text{Sec}^{-1}$	انرژی Kev	بهره تعداد نوترون هر فیسوین	کسر $\beta_i$
۱	۵۵/۷۲	۰/۰۱۲۴	۲۵۰	۰/۰۰۰۵۴	۰/۰۰۰۲۱۵
۲	۲۲/۷۲	۰/۰۳۰۵	۵۶	۰/۰۰۳۴۶	۰/۰۰۱۴۲۴
۳	۶/۲۲	۰/۱۱۱	۴۰۰	۰/۰۰۳۱۰	۰/۰۰۱۲۷۴
۴	۲/۳۰	۰/۳۰۱	۴۵۰	۰/۰۰۶۲۴	۰/۰۰۲۵۶۸
۵	۰/۶۱۰	۱/۱۴		۰/۰۰۱۸۲	۰/۰۰۰۷۴۸
۶	۰/۲۳۰	۳/۰۱		۰/۰۰۰۶۶	۰/۰۰۰۲۷۳

بهره کل ۰/۰۱۵۸۰ و کسر نوترون های تاخیری ( $\beta$ ) ۰/۰۰۶۵

#### اشعه گامای آنی

در لحظه فیسوین تعدادی اشعه گاما از هسته فیسوین تابش می شود. این اشعه را اشعه آنی می نامند تا از اشعه گامای حاصل از پاره های فیسوین متمایز باشد. طیف انرژی اشعه گامای آنی تقریباً شبیه طیف انرژی گامای حاصل از پاره های فیسوین است.

#### انرژی حاصل از فیسوین

در بحث انرژی فیسوین، مهم است که بین کل انرژی آزاد شده در عمل فیسوین و انرژی که می توان به دست آورد و برای تولید حرارت استفاده کرد فرق قائل شد. به طور کلی

\* از کتاب زیر گرفته شده است.

مقدار انرژی قابل استفاده و مقدار کل انرژی با هم تفاوت دارند. این موضوع در جدول ۳-۶ نشان داده شده است و انرژی فیسوین حاصل از فیسوین اورانیوم ۲۳۵ به صورت زیر درآمده است.

جدول ۳-۶

انرژی تابشی و قابل استفاده از فیسوین اورانیوم ۲۳۵

انرژی قابل استفاده Mev	انرژی تابشی Mev	حامل انرژی
۱۶۸	۱۶۸	پاره‌های فیسوین
		تجزیه پاره فیسوین
۸	۸	اشعه بتا
۷	۷	اشعه گاما
-	۱۲	نوترینو
۷	۷	اشعه گامای آبی (انرژی جنبشی) نوترونهای
۰	۰	فیسوینی
۱۲-۳	-	اشعه گامای جذبی

۲۰۷ - ۱۹۸

۲۰۷

کل

به طوری که در جدول بالا نشان داده شده است بیشتر انرژی (تقریباً ۸۰٪) حاصل از فیسوین به صورت انرژی جنبشی پاره‌های فیسوین درآمده است. این پاره‌ها در فاصله‌ای حدود ۱۰ سانتیمتری (۱۰ میکرون) محل فیسوین متوقف شده و تمام انرژی آنها تبدیل به حرارت می‌شود.

انرژی‌های مربوط به اشعه بتا و گامای پاره‌های فیسوین، نوترونهای تاخیری و آبی و اشعه گامای آبی از آنجا که نمی‌توانند از دستگاه راکتور فرار کنند قابل بهره‌برداری می‌باشند. نوترینوها که همراه تجزیه بتا حاصل می‌شوند برخورد جزئی با مواد انجام می‌دهند و کاملاً از دستگاه فرار می‌کنند. بنابراین انرژی آنها که برای هر فیسوین حدود ۱۲ Mev است برای مقاصد عملی از دست رفته محسوب می‌شوند.

از نقطه نظر این که اغلب نوترونهای فیسوین در محدوده راکتور باقی می‌ماند بالاخره جذب هسته‌های محیط می‌شوند. در فصل بعد خواهیم دید که یکی از ۷ نوترون تابش شده در فیسوین باید جذب هسته فیسوینی شود تا فیسوین دیگری به وجود آورد و بدین ترتیب راکتور را در حال بحرانی نگه دارد. بنا بر این بقیه (۶-۷) نوترونهای هر فیسوین باید در راکتور

جذبشود یعنی جذب مواد غیر قابل فیسوین شود . هر جذب معمولاً منجر به تولید یک یا چند اشعه گاما می‌شوند که انرژی آنها بستگی به انرژی همبستگی نوترون به هسته مرکب دارد . از آنجا که تعداد تقریبی  $v$  برای  $^{235}\text{U}$  برابر  $2/42$  است نتیجه می‌شود که حدود ۳ تا ۱۲ میلیون الکترون ولت اشعه گامای جذبی در هر فیسوین به وجود می‌آید که بستگی به مواد بکار رفته در ساختمان راکتور دارد . البته تمام این انرژی گاما قابل بهره‌برداری است . در جدول ۳-۶ دیده می‌شود که مقداری از انرژی هدر رفته توسط نوترینو  $\bar{\nu}$  این راه جبران می‌شود . در حالت انرژی فیسوین قابل بهره‌برداری تقریباً برابر  $\text{Mev}$  . . است و در صورت عدم دسترسی به اطلاعات دقیقتر معمولاً برای محاسبات اولیه این عدد استفاده می‌شود .

حال یک راکتور رادر نظری می‌گیریم که انرژی حاصل از فیسوین اورانیوم  $^{235}\text{U}$  با شدت  $P$  مگاوات باشد . به عبارت دیگر راکتور با قدرت حرارتی  $P$  مگاوات کار می‌کند . از طرف دیگر ، قدرت حرارتی راکتور با توجه به مقدار انرژی قابل استفاده از هر فیسوین  $\text{Mev}$  . . تعداد فیسوین در ثانیه در کل راکتور برابر است با :

$$F_r = P(\text{MW}) \frac{10^6 \text{ J}}{\text{MW} \cdot \text{sec}} \frac{\text{fission}}{200 \text{ Mev}} \frac{\text{Mev}}{1/10 \times 10^{-12} \text{ J}} \frac{86400 \text{ Sec}}{\text{day}}$$

$$= 2/70 \times 10^{11} P \text{ fission/day}$$

برای تبدیل این مقدار انرژی به مقدار گرم سوختی که در روز فیسوین انجام می‌دهد که آن را میزان سوخت (۱) می‌نامند کافی است که فقط آن را به عدد آووگادرو تقسیم کرده‌رد و وزن اتمی اورانیوم ۲۳۵ ضرب کنیم .

$$BR = 1/0.05 P \text{ g/day} \quad (51-2)$$

بنابراین اگر راکتور در قدرت یک مگاوات کار کند مقدار اورانیومی که در روز فیسوین انجام می‌دهد تقریباً برابر یک گرم است . به عبارت دیگر برای تولید یک مگاوات انرژی لازم است یک گرم اورانیوم  $^{235}\text{U}$  فیسوین انجام دهد .

لازم به یادآوری است که هسته‌های فیسوینی هم فیسوین انجام می‌دهند هم

جذب تابش را . از آنجا که میزان کل جذب  $1 + \alpha = \frac{\sigma_a}{\sigma_f}$  برابر میزان فیسوین است ، از معادله

(۵۱-۳) نتیجه می‌شود که اورانیوم  $^{235}\text{U}$  با میزانی برابر

$$GR = 1/0.05 (1 + \alpha) P \text{ گرم در روز} \quad (52-3)$$

مصرف می‌شود .

برای اورانیوم  $^{235}\text{U}$  مقدار  $\alpha$  (برای نوترون‌های حرارتی) برابر  $1/169$  است و معادله

(۵۲-۳) نشان می‌دهد که این ایزوتوپ با میزانی برابر  $1/23$  گرم برای تولید یک مگاوات

انرژی مصرف می‌شود به شرطی که عمل فیسوین با نوترون‌های حرارتی انجام گیرد .

### ۳-۸ اثر متقابل اشعه گاما با ماده

از آنجا که عبارت اشعه گاما معمولا به اشعه‌ای اطلاق می‌شود که از هسته خارج می‌شود و اشعه  $\gamma$  مربوط به تابش هائی است که در نتیجه انتقال الکترون مداری آزاد می‌شود. لیکن ما هردو رادار این قسمت اشعه گاما می‌نامیم. البته هیچ فرق اساسی و ذاتی بین این دو نوع اشعه نیست.

اشعه گاما به چند طریق با ماده برخورد می‌کنند. در این مورد در مسائل مهندسی هسته‌ای فقط یک نوع را به حساب می‌آوریم این سه پدیده فوتوالکتریک، تولید زوج (۱)، و کمپتون (۲) می‌باشند.

#### پدیده فوتوالکتریک

در پدیده فوتوالکتریک اشعه گامای تابشی به اتم برخورد می‌کند، اشعه گاما از بین می‌رود و یکی از الکترونهای اتم از آن به بیرون پرتاب می‌شود. در این عمل اتم رانده می‌شود ولی مقدار انرژی جنبشی مربوط به این عمل خیلی کم است. بنابراین انرژی جنبشی الکترون پرتابی برابر انرژی فوتون منهای انرژی بستگی الکترون به اتم است یعنی برابر انرژی یونیزاسیون الکترون مورد بحث است.

اگر شعاع گاما بتواند یکی از الکترونهای مدار داخلی اتم را به بیرون پرتاب کند در نظام الکترون ها حفزه‌ای ایجاد می‌شود که توسط یکی از الکترونهای مدار خارجی پر می‌شود. این انتقال الکترونی همراه با تابش اشعه مشخصه اتم یا پرتاب یک الکترون آوگر (۳) خواهد بود (و به قسمت ۲-۷ مراجعه شود).

سطح مقطع هراتم برای پدیده فوتوالکتریک با علامت  $\sigma_{pe}$  نشان داده می‌شود. این سطح مقطع را می‌توان مانند سطح مقطع نوترون که در قسمتهای قبلی بحث شد به کار برد. بنابراین اگر  $I$  اشعه گاما ورودی بر هدفی که دارای  $N$  اتم در هر سانتیمتر مکعب آن باشد،  $IN\sigma_{pe}$  تعداد عمل فوتوالکتریک در هر سانتیمتر مکعب در ثانیه است.

سطح مقطع  $\sigma_{pe}$  بستگی به انرژی  $E$  فوتون ورودی و عدد اتمی  $Z$  اتم دارد. شکل (۳-۱) مقدار  $\sigma_{pe}$  را برای سرب بر حسب انرژی نشان می‌دهد. لازم به یادآوری است که مقدار  $\sigma_{pe}$  برای انرژی‌های کمتر از یک میلیون الکترون ولت بسیار زیاد است. واضح است که فوتون با این انرژی نمی‌تواند به داخل سرب (یا حفاظ سربی) نفوذ نماید.

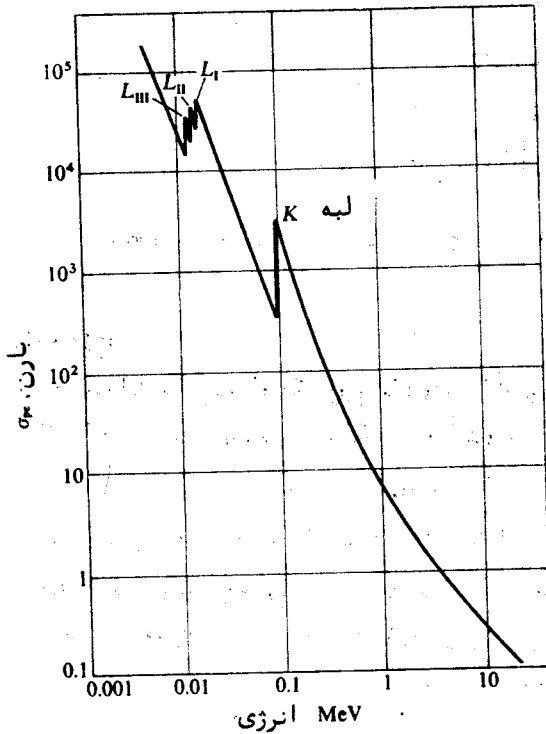
به طوری که شکل ۳-۱ نشان می‌دهد در سطحی  $\sigma_{pe}$  تعدادی ناپیوستگی در انرژی‌های کم وجود دارد این ناپیوستگیها رالبه‌های جذب (۴) می‌نامند و مربوط به انرژی‌های می‌شود که

۱ - Pair production

۲ - Compton

۳ - Auger

۴ - Absorption Edge



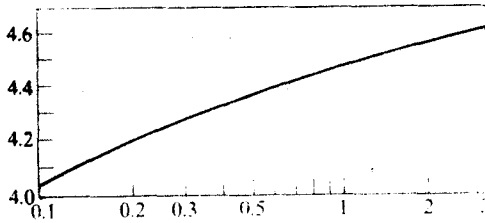
شکل ۳-۱ سطح مقطع پدیده فوتو الکتریک در سرب بر حسب انرژی اشعه گاما

کمتر از آن پرتاب بعضی از الکترونها به خارج از اتم سرب ممکن نیست. به عنوان مثال ، فوتون با انرژی کمتر از انرژی لبه K به اندازه کافی انرژی ندارد که الکترون مدار K را که محکمترین الکترون به اتم است به بیرون پرتاب نماید. بعد از الکترونها K الکترونها L هستند که دارای اتصال محکم به اتم می باشند و به دلائلی که در بحث فعلی مهم نیست این الکترونها دارای سه انرژی یونیزاسیون متفاوت می باشند. سه لبه را با  $L_I, L_{II}, L_{III}$  نشان می دهند که مربوط به حداقل انرژی های لازم برای بیرون راندن سه الکترون مختلف مدار K می باشند. در انرژی بالاتر از لبه ها یعنی لبه K  $\sigma_{pe}$  تقریباً متناسب با  $E^{-3}$  کاهش می یابد.

سطح مقطع فوتو الکتریک بستگی زیادی به Z دارد و متناسب با n تغییر می کند.

$$\sigma_{pe} \sim Z^n \quad (۳-۴)$$

به طوری که در شکل (۳-۴) نشان داده شده است n تابع E می باشد. به علت بستگی شدید  $\sigma_{pe}$  به Z پدیده فوتو الکتریک برای اتمهای سنگین ، نظیر سرب بخصوص در انرژی های کم دارای اهمیت زیادی است.



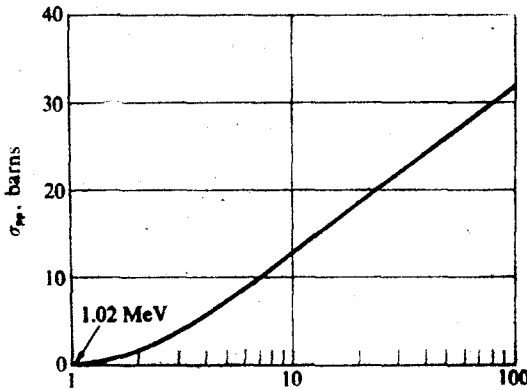
شکل ۳-۱، ثابت  $n$  (معادله ۳-۵) برحسب انرژی گاما (از کتاب زیر گرفته شده است)\*.

### پدیده تولید زوج

در این عمل فوتون ناپدید می‌شود و یک زوج الکترون (یک پوزیترون و یک نکترون) به وجود می‌آید. از آنجا که انرژی کل جرم حالت سکون دو الکترون برابر

$$2m_e c^2 = 1.02 \text{ Mev}$$

است، این پدیده وقتی رخ می‌دهد که حداقل انرژی به این اندازه باشد. در انرژی بالاتر از انرژی آستانه، سطح مقطع تولید زوج  $\sigma_{pp}$ ، با ازدیاد انرژی به طور یکنواخت افزایش می‌یابد. شکل ۳-۱، منحنی تغییرات سطح مقطع این پدیده را برای سرب نشان می‌دهد.



شکل ۳-۱، سطح مقطع تولید زوج برحسب انرژی گاما برای سرب

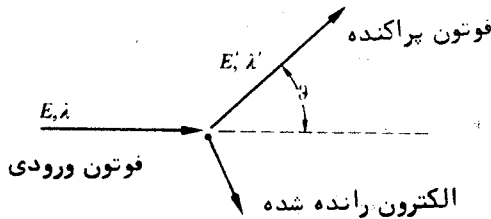
پدیده تولید زوج فقط در مجاورت میدان کلونی (۱) می‌تواند انجام گیرد و برای اغلب اشعه گامای مورد نظر میدان هسته و نه میدان اطراف الکترون، بسیار مناسب است در نتیجه  $\sigma_{pp}$  تابع  $Z$  است و بخصوص متناسب با  $Z^2$  تغییر می‌کند یعنی

$$\sigma_{pp} \sim Z^2 \quad (۵۴-۳)$$

کل انرژی جنبشی نگاترون و پوزیترون برابر انرژی فوتون منهای  $۱/۰.۲$  میلیون الکترون ولت می باشد. به محض تشکیل، این الکترونها به اطراف حرکت کرده در نتیجه برخورد به اتمهای محیط انرژی خود را از دست می دهند. پس از اینکه پوزیترون انرژی خود را کاملاً از دست داد بایک نگاترون ترکیب شده هر دو ناپدید می شوند، دوفوتون (تابش حذف جرم)  $(\gamma)$  به وجود می آید که هر کدام دارای  $۰.۵۱۱ \text{ Mev}$  انرژی می باشد.

### پدیده کمپتون

پدیده کمپتون که گاهی پراکندگی کمپتون نیز نامیده می شود یک پراکندگی الاستیک ساده یک فوتون بایک الکترون است که در این عمل انرژی و اندازه حرکت دستگاه ثابت می ماند. به طوری که شکل ۱۶-۳ نشان می دهد فوتون ورودی با انرژی  $E$  و طول موج  $\lambda$  تحت زاویه  $\theta$  پراکنده و الکترون مورد برخورد رانده می شود. از آنجا که الکترون رانده شده مقداری انرژی جنبشی پیدا می کند. انرژی فوتون پراکنده شده  $E'$  کمتر از  $E$  است و از آنجا که طول موج فوتون متناسب با عکس انرژی آن میباشد، طول موج فوتون پراکنده شده  $\lambda'$  بزرگتر است.



شکل ۱۶-۳ پدیده کمپتون

با نوشتن معادلات بقا انرژی و اندازه حرکت، بدون اشکال می توان رابطه زیر را به دست آورد.

$$E' = \frac{EE_c}{E(1 - \cos\theta) + E_c} \quad (۵۵-۳)$$

که  $E_c = m_e c^2 = ۰.۵۱۱ \text{ Mev}$  برابر انرژی معادل جرم حالت سکون الکترون می باشد.

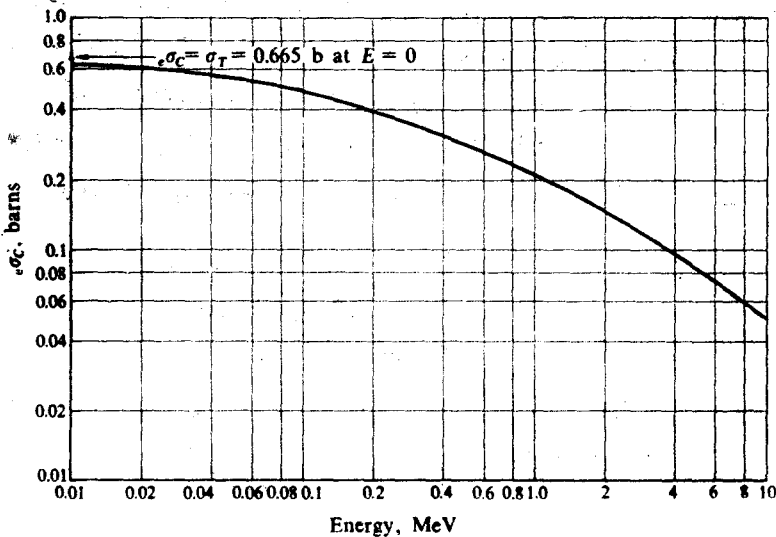
رابطه معادل معادله (۵۵-۳) برابر است با:

$$\lambda' - \lambda = \lambda_c (1 - \cos\theta) \quad (۵۶-۳)$$

که

$$\lambda_c = \frac{h}{m_e c} = ۲.۴۲۶ \times ۱۰^{-10} \text{ cm} \quad (۵۷-۳)$$

طول موج کمپتون نامیده می شود .  
 در پراکندگی کمپتون هر فوتون بایک الکترون واکنش انجام می دهد . بنابراین ممکن است  
 که برای هر الکترون یک سطح مقطع کمپتون  $\sigma_c$  تعریف کرد . این سطح مقطع با ازدیاد  
 انرژی از یک مقدار حداکثر  $0.665$  بارن (اساساً  $3/2$  یک بارن) در انرژی  $E=0$  به طور  
 خطی کاهش می یابد و این را سطح مقطع تامسون  $\sigma_T$  می نامند .  
 شکل ۱۷-۳ تغییرات  $\sigma_c$  را بر حسب تابع انرژی فوتون نشان می دهد .  
 برای  $E \gg E_0$  سطح مقطع  $\sigma_c$  به طور تقریب به صورت  $E^{-1}$  تغییر می کند .



سطح مقطع کمپتون هر اتم  $\sigma_c$ ، برابر تعداد الکترونهای یک اتم، یعنی  $Z$ ، در  $\sigma_c$  می باشد،

یعنی

$$\sigma_c = Z \sigma_c \quad (3-58)$$

در عمل ، پدیده کمپتون موجب بسیاری از مسائل مشکل در حفاظ سازی در مقابل اشعه گاما است . زیرا در این واکنش متقابل فتون همانند دو پدیده فتوالکتریک و تولید زوج که فتون در آنها محو می شود از بین نمی رود . فتون کمپتون پراکنده شده می تواند مجدداً در قسمت دیگری از محیط واکنش انجام دهد . درست است که اشعه ایکس و الکترونهای آوگوستا عقب پدیده های فتوالکتریک و اشعه محوانرژی (همراه پدیده زوج) تابش می شوند لکن این اشعه همیشه انرژی شان کمتر از انرژی فتون اولیه بوده و به میزان فتونهای کمپتون پراکنده شده در ماده انتشار نمی یابند . این پراکندگی چندتائی اشعه گاما را مجدداً در فصل ده مورد بحث قرار می دهیم .



**ضرائب تضعیف**

سطح مقطع کل هراتم در واکنش متقابل با اشعه گاما مجموع سطح مقطع های پدیده های فتوالکتریک ، تولید زوج و پراکندگی کمپتون است :

$$\sigma = \sigma_{pe} + \sigma_{pp} + \sigma_c \quad (۵۹-۳)$$

سطح مقطع ماکروسکوپی اشعه گاما با الکترون را می توان نظیر سطح مقطع ماکروسکوپی نوترون از ضرب  $\sigma$  معادله (۵۹-۳) در تعداد دانسیته اتمی به دست آورد . سطح مقطع های ماکروسکوپی اشعه گاما را معمولا ضرائب تضعیف می نامند و با علامت  $\mu$  نشان می دهند . لذا

$$\mu = N\sigma = \mu_{pe} + \mu_{pp} + \mu_c \quad (۶۰-۳)$$

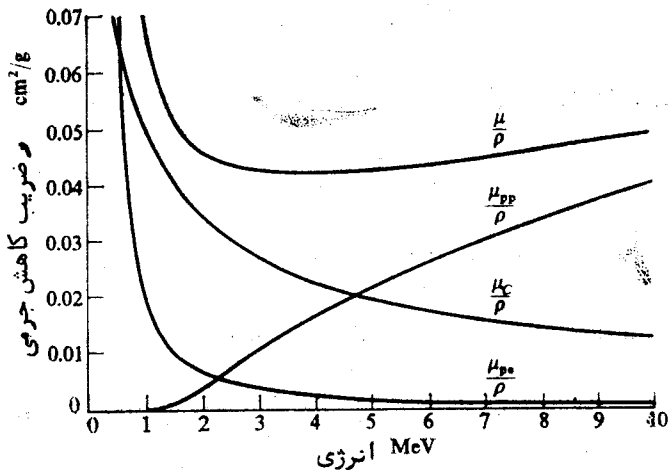
که  $\mu$  ضریب تضعیف کل و  $\mu_{pe}$  ،  $\mu_{pp}$  و  $\mu_c$  ضرائب تضعیف برای این سه واکنش متقابل می باشد . واحدهای مختلف نظیر واحد سطح مقطع ماکروسکوپی نوترون برابر عکس سانتیمتر

( $cm^{-1}$ ) است . گاهی استفاده از کمیت  $\frac{\mu}{\rho}$  ، دانسیته جرمی ، که ضریب تضعیف جرمی نامیده می شود مناسبتر است . از معادله (۶۰-۳) رابطه زیر به دست می آید .

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_{pe}}{\rho} + \frac{\mu_{pp}}{\rho} + \frac{\mu_c}{\rho} \quad (۶۱-۳)$$

از آنجا که واحدهای  $\mu$  و  $\rho$  به ترتیب  $cm^{-1}$  و  $g/cm^3$  است نتیجه می شود که واحد  $\frac{\mu}{\rho}$  برابر است با

$$\frac{cm^2}{g}$$



شکل ۳-۱۸ ضرائب تضعیف جرمی سرب بر حسب انرژی شعاع گاما

ضرائب تضعیف جرمی سرب در یک مقیاس خطی در شکل (۳-۱۸) نشان داده شده است. از آنجا که دوز صیب  $\mu_{pe}$  و  $\mu_c$  با ازدیاد انرژی شعاع گاما کاهش می یابد و  $\mu_{pp}$  پس از انرژی آستانه آن ۱/۰۲ میلیون الکترون ولت زیاد می شود کمیت  $\frac{\mu}{\rho}$  در حدود انرژی ۳/۵ میلیون الکترون ولت دارای حد اقلی است. به طوری که در شکل نشان داده شده پراکندگی کمپتون در فاصله انرژی ۰/۵ تا ۰ میلیون الکترون ولت بر دو پدیده دیگر غلبه دارد و از آنجا که بستگی  $\sigma_{pe}$  و  $\sigma_{pp}$  به  $Z$  بیشتر از بستگی  $\sigma_c$  به  $Z$  است لذا فاصله انرژی پراکندگی کمپتون بیشتر از دو پدیده دیگر است و با کاهش  $Z^*$  زیاد می شود. مثلاً در مورد آلومینیم پراکندگی کمپتون در فاصله انرژی بین ۰/۶ تا ۲ میلیون الکترون ولت بر دو پدیده دیگر غلبه دارد. در انرژی هائی که پراکندگی کمپتون وجه اصلی واکنش متقابل می باشد داریم:

$$\frac{\mu}{\rho} \simeq \frac{\mu_c}{\rho} = \frac{N\sigma_c}{\rho}$$

با استفاده از رابطه معمولی دانستیه اتم (به معادله ۲-۵۲ مراجعه کنید) یعنی:

$$N = \frac{\rho N_A}{M}$$

در این رابطه  $N_A$  عدد آووگادرو  $M$  جرم اتم گرم و با قرار دادن  $N$  در رابطه بالا داریم:

$$\frac{\mu}{\rho} \simeq \frac{N_A \sigma_c}{M} = N_A \left( \frac{Z}{M} \right) \sigma_c$$

در تنظیم رابطه از معادله (۳-۵۸) استفاده شده است. بررسی جدول عناصر نشان می دهد که بجز

در مورد هیدروژن و هسته های خیلی سنگین نسبت  $\frac{Z}{M}$  تقریباً برابر  $\frac{1}{2}$  است. این موضوع

بدان معنی است که در انرژی هائی که پراکندگی کمپتون واکنش قوی است کمیت  $\frac{\mu}{\rho}$  برای

تمام عناصر تقریباً یکسان است. این موضوع در شکل (۳-۱۹) با رسم  $\frac{\mu}{\rho}$  بر حسب انرژی شعاع

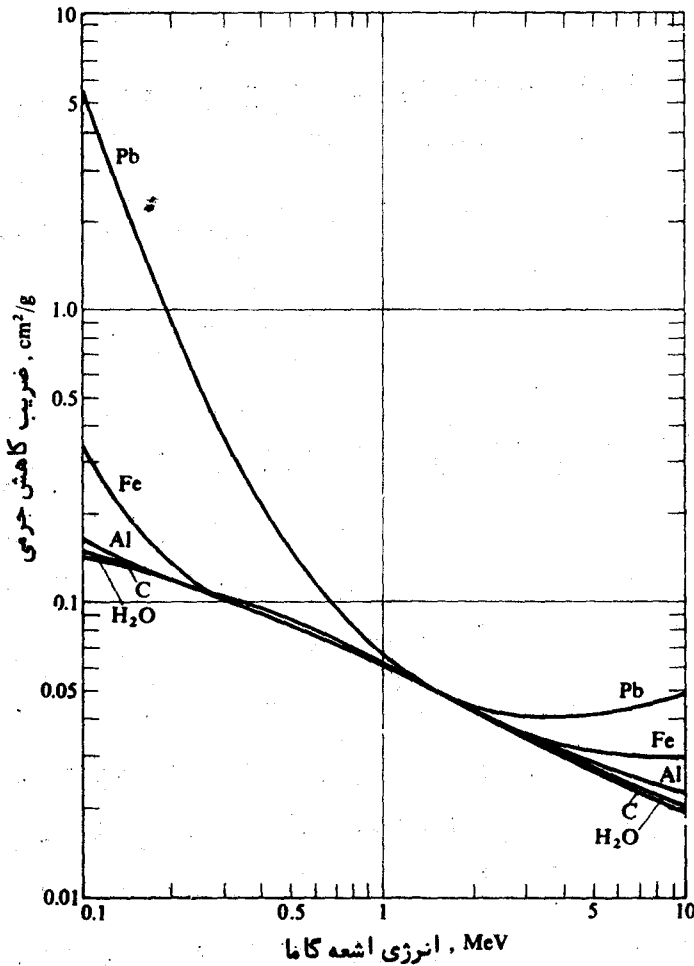
گاما تشریح شده است. مقادیر عددی  $\frac{\mu}{\rho}$  در جدول ۳-۷ داده شده اند.

\* این موضوع همچنین در شکل ۳-۱۹ در صفحه ۱۰۰ تشریح شده است

$\frac{Cm^2}{g}$  جدول ۷-۲ ضریب کاهش جرمی  $\left(\frac{M}{\rho}\right)$  برای چند ماده بر حسب تصفیه

Material	Gamma-Ray Energy, MeV																	
	0.1	0.15	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.8	1.0	1.25	1.5	2	3	4	5	6	8	10
H	.295	.265	.243	.212	.189	.173	.160	.140	.126	.113	.103	.0876	.0691	.0579	.0502	.0446	.0371	.0321
Be	.132	.119	.109	.0945	.0847	.0773	.0715	.0628	.0565	.0504	.0459	.0394	.0313	.0266	.0234	.0211	.0180	.0161
C	.149	.134	.122	.106	.0953	.0870	.0805	.0707	.0636	.0568	.0518	.0444	.0356	.0304	.0270	.0245	.0213	.0194
N	.150	.134	.123	.106	.0955	.0869	.0805	.0707	.0636	.0568	.0517	.0445	.0357	.0306	.0273	.0249	.0218	.0200
O	.151	.134	.123	.107	.0953	.0870	.0806	.0708	.0636	.0568	.0518	.0445	.0359	.0309	.0276	.0254	.0224	.0206
Na	.151	.130	.118	.102	.0912	.0833	.0770	.0676	.0608	.0546	.0496	.0427	.0348	.0303	.0274	.0254	.0229	.0215
Mg	.160	.135	.122	.106	.0944	.0860	.0795	.0699	.0627	.0560	.0512	.0442	.0360	.0315	.0286	.0266	.0242	.0228
Al	.161	.134	.120	.103	.0922	.0840	.0777	.0683	.0614	.0548	.0500	.0432	.0353	.0310	.0282	.0264	.0241	.0229
Si	.172	.139	.125	.107	.0954	.0869	.0802	.0706	.0635	.0567	.0517	.0447	.0367	.0323	.0296	.0277	.0254	.0243
P	.174	.137	.122	.104	.0928	.0846	.0780	.0685	.0617	.0551	.0502	.0436	.0358	.0316	.0290	.0273	.0252	.0242
S	.188	.144	.127	.108	.0958	.0874	.0806	.0707	.0635	.0568	.0519	.0448	.0371	.0328	.0302	.0284	.0266	.0255
Ar	.188	.135	.117	.0977	.0867	.0790	.0730	.0638	.0573	.0512	.0468	.0407	.0338	.0301	.0279	.0266	.0248	.0241
K	.215	.149	.127	.106	.0933	.0852	.0786	.0689	.0618	.0552	.0505	.0438	.0365	.0327	.0305	.0289	.0274	.0267
Ca	.238	.158	.132	.109	.0965	.0876	.0809	.0708	.0634	.0566	.0518	.0451	.0376	.0338	.0316	.0302	.0285	.0280
Fe	.344	.183	.138	.106	.0919	.0828	.0762	.0664	.0595	.0531	.0485	.0424	.0361	.0330	.0313	.0304	.0295	.0294
Cu	.427	.206	.147	.108	.0916	.0820	.0751	.0654	.0585	.0521	.0476	.0418	.0357	.0330	.0316	.0309	.0303	.0305
Mo	1.03	.389	.225	.130	.0998	.0851	.0761	.0648	.0575	.0510	.0467	.0414	.0365	.0349	.0344	.0344	.0349	.0359
Sn	1.58	.563	.303	.153	.109	.0886	.0776	.0647	.0568	.0501	.0459	.0408	.0367	.0355	.0355	.0358	.0368	.0383
I	1.83	.648	.339	.165	.114	.0913	.0792	.0653	.0571	.0502	.0460	.0409	.0370	.0360	.0361	.0365	.0377	.0394
W	4.21	1.44	.708	.293	.174	.125	.101	.0763	.0640	.0544	.0492	.0437	.0405	.0402	.0409	.0418	.0438	.0465
Pt	4.75	1.64	.795	.324	.191	.135	.107	.0800	.0659	.0554	.0501	.0445	.0414	.0411	.0418	.0427	.0448	.0477
Tl	5.16	1.80	.866	.346	.204	.143	.112	.0824	.0675	.0563	.0508	.0452	.0420	.0416	.0423	.0433	.0454	.0484
Pb	5.29	1.84	.896	.356	.208	.145	.114	.0836	.0684	.0569	.0512	.0457	.0421	.0420	.0426	.0436	.0459	.0489
U	10.60	2.42	1.17	.452	.259	.176	.136	.0952	.0757	.0615	.0548	.0484	.0445	.0440	.0446	.0455	.0479	.0511
Air	.151	.134	.123	.106	.0953	.0868	.0804	.0706	.0655	.0567	.0517	.0445	.0357	.0307	.0274	.0250	.0220	.0202
NaI	1.57	.565	.305	.155	.111	.0901	.0789	.0657	.0577	.0508	.0465	.0412	.0367	.0351	.0347	.0347	.0354	.0366
H <sub>2</sub> O	.167	.149	.136	.118	.106	.0966	.0896	.0786	.0706	.0630	.0575	.0493	.0396	.0339	.0301	.0275	.0240	.0219
Concrete	.169	.139	.124	.107	.0954	.0870	.0804	.0706	.0635	.0567	.0517	.0445	.0363	.0317	.0287	.0268	.0243	.0229
Tissue	.163	.144	.132	.115	.100	.0936	.0867	.0761	.0683	.0600	.0556	.0478	.0384	.0329	.0292	.0267	.0233	.0212

\* From L. T. Templin, editor, *Reactor Physics Constants*, ANL-5800, 2nd ed., 1963; based on G. W. Grodzstein, National Bureau of Standards Circular 583, 1957.



شکل (۳-۱۹) ضرایب تضعیف جرمی چندعنصر (استخراج از کتاب مهندسی راکتور هسته‌ای تألیف گلاستون و سزونسکی ۱۹۷۶ با اجازه سازمان انرژی اتمی آمریکا. سازمان چاپ و ان‌واستراند).

از آنجا که ضرایب تضعیف اساساً سطح مقطع‌های ماکروسکوپی هستند، مقدار  $\mu$  برای یک ماده مخلوط از چند عنصر از رابطه (۳-۱۴) به دست می‌آید بنابراین،

$$\mu = \mu_1 + \mu_2 + \dots \quad (۳-۱۴)$$

که  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  مقادیر  $\mu$  برای عناصر مختلف می‌باشد. همچنین به آسانی می‌توان نشان داد که ضریب جذب جرمی مخلوط بر حسب ضرایب جذب جرمی عناصر تشکیل دهنده از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\frac{\mu}{\rho} = 0.01 \left[ W_1 \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_1 + W_2 \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_2 + \dots \right] \quad (۶۳-۳)$$

در این رابطه  $W_1, W_2, \dots$  به ترتیب درصدهای وزنی عناصر مختلف می باشند. معادلات (۶۲-۳) و (۶۳-۳) برای تمام انرژی صادق می باشند.

بایستی بپای گیری بحثی که منجر به معادله (۶۳-۳) شد به آسانی می توان نشان داد که  $\mu$  برابر با احتمال برخورد یک شعاع گاما در محیط در واحد است و بنابراین

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \quad (۶۴-۳)$$

$\lambda$  پویش آزاد متوسط شعاع گاما است. به علاوه اگر  $I_0$  شدت (تعداد اشعه گاما در سانتیمتر مربع در ثانیه) باریکه اشعه گاما تک انرژی که به هدف با ضخامت  $x$  می رسد باشد، لذا شدت فتون هائی که این ضخامت را بدون برخورد عبور می کنند برابر است با:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (۶۵-۳)$$

این رابطه را می توان بر حسب ضریب تضعیف جرمی نوشت:

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho)(\rho x)} \quad (۶۶-۳)$$

کمیت  $\rho x$  در معادله (۶۶-۳) دارای واحد گرم بر سانتیمتر مربع است که برابر تعداد گرمهای موجود در یک سانتیمتر مربع از هدف است. اغلب در محاسبه کاهش شدت اشعه گاما ضخامت مواد را بر حسب واحد گرم بر سانتیمتر مربع می دهند. لازم به یاد آوری است، همان طور که در بحث مربوط به نوترون ها اشاره شد، شدت  $I$  در معادلات (۶۵-۳) و (۶۶-۳) فقط مربوط به آن چند اشعه گامائی است که به اتم های هدف برخورد نمی کنند. این موضوع بدان معنی نیست که فقط این فوتون ها هستند که در طرف دیگر هدف یا حفاظ ظاهر می شوند. فتون هائی که پراکنندگی های متعدد کمپتونی انجام داده اند یا فتون هائی پس از انجام تولید زوج به وجود می آیند، و اشعه ایکس که متعاقب آن پدید آمده فتوالکتریک ایجاد می شود ممکن است از هدف عبور کنند. تمام این اشعه باید در محاسبه حفاظ در نظر گرفته شوند. روش های محاسباتی در فصل ۱۰ داده شده اند.

مثال ۳-۱۲ ضریب تضعیف جرمی اکسید اورانیوم ( $UO_2$ ) را برای اشعه گاما یک

میلیون الکترون ولتی حساب کنید و پویش آزاد آنها چقدر است؟

دانسته  $UO_2$  تقریباً برابر ۱۰ گرم در سانتیمتر مکعب است.

حل: وزن مولکولی اکسید اورانیوم برابر  $270 = 238 + 2 \times 16$  است. مقدار

درصد وزنی اورانیوم برابر  $88.1 = 238 / 270$  درصد و بقیه  $11.9$  درصد اکسیژن می باشد.

مقدار  $\frac{\mu}{\rho}$  با استفاده از جدول ۳-۶ برای اورانیوم  $0.0757$  سانتیمتر مربع برگرم برای اکسیژن

۰/۶۳۶. سانتیمتر مربع برگرم است. لذا برای اکسید اورانوم

$$\frac{\mu}{\rho} = 0/881 \times 0/707 + 0/119 \times 0/636 = 0/743 \text{ cm}^2/\text{g}$$

مقدار  $\mu$  ده برابر ( $\rho=10$ ) این عدد است یعنی  $\mu = 7/43 \text{ cm}^{-1}$  و پویش آزاد متوسط برابر است با:

$$\lambda = \frac{1}{\mu} = \frac{1}{0/743} = 1/30 \text{ cm}$$

### جذب انرژی

فره

در محاسبات حفاظت در مقابل اشعه که در فصل ۹ بحث شد لازم است میزان جذب انرژی باریکه اشعه گاما را موقع عبور از محیط حساب کرد. مشابه معادله (۳-۸) دانسته کل برخورد در نقطه ای که شدت اشعه گاما  $I$  است از رابطه زیر به دست می آید:

$$F = I\mu \quad (2-67)$$

در این رابطه  $\mu$  ضریب تضعیف کل می باشد. اگر اشعه گاما در هر برخورد جذب نشود لذا میزان جذب انرژی در واحد حجم محیط به سادگی برابر  $\mu EF = EI$  می باشد که  $F$  انرژی اشعه گاما است.

در رویدادهای فتوالکتریک و تولید زوج فوتون اولیه ورودی جذب محیط می شود مگر محیط خیلی نازک باشد. زیرا اغلب اشعه ثانوی که متعاقب این واکنش های متقابل تابش می شوند، اشعه ایکس، الکترون ها، و اشعه محو جرم نیز در محیط جذب می شوند. بنابراین فرض می شود که کل انرژی اشعه گاما اولیه در این پدیده ها جذب می شوند. در پراکندگی کمپتون یگانه انرژی که جذب می شود انرژی جنبشی الکترون پرتابی است. فرض می کنیم  $\bar{T}$  انرژی متوسط این الکترون باشد. انرژی متوسطی که در پراکندگی کمپتون جذب می شود برابر  $\bar{T}\mu_c$  می باشد که  $\mu_c$  ضریب تضعیف پراکندگی کمپتون است. حال ضریبی تعریف می کنیم که سطح مقطع جذب کمپتون  $\sigma_{ca}$  نامیده می شود و از رابطه زیر بدست می آید:

$$E\sigma_{ca} = \bar{T}\mu_c \quad (2-68)$$

ضریب جذب کمپتون مربوط  $\mu_{ca}$  به وسیله رابطه زیر داده می شود:

$$E\mu_{ca} = \bar{T}\mu_c \quad (2-69)$$

میزان جذب انرژی در واحد حجم در نتیجه پراکندگی کمپتون را می توان بر حسب این ضریب به صورت ساده  $EI\mu_{ca}$  نوشت:

جدول ۸-۳ ضریب جذب جرمی  $\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)$  برای چند ماده بر حسب  $\left(\frac{\text{Cm}^2}{\text{g}}\right)$

Material	Gamma-Ray Energy, MeV																	
	0.1	0.15	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.8	1.0	1.25	1.50	2	3	4	5	6	8	10
H	.0411	.0487	.0531	.0575	.0589	.0591	.0590	.0575	.0557	.0533	.0509	.0467	.0401	.0354	.0318	.0291	.0252	.0255
Be	.0183	.0217	.0237	.0256	.0263	.0264	.0263	.0256	.0248	.0237	.0227	.0210	.0183	.0164	.0151	.0141	.0127	.0118
C	.0215	.0246	.0267	.0288	.0296	.0297	.0296	.0289	.0280	.0268	.0256	.0237	.0209	.0190	.0177	.0166	.0153	.0145
N	.0224	.0249	.0267	.0288	.0296	.0297	.0296	.0289	.0280	.0268	.0256	.0236	.0211	.0193	.0180	.0171	.0158	.0151
O	.0233	.0252	.0271	.0289	.0296	.0297	.0296	.0289	.0280	.0268	.0257	.0238	.0212	.0195	.0183	.0175	.0163	.0157
Na	.0289	.0258	.0266	.0279	.0283	.0284	.0284	.0276	.0268	.0257	.0246	.0229	.0207	.0194	.0185	.0179	.0171	.0168
Mg	.0335	.0276	.0278	.0290	.0294	.0293	.0292	.0285	.0276	.0265	.0254	.0237	.0215	.0203	.0194	.0188	.0182	.0180
Al	.0373	.0283	.0275	.0283	.0287	.0286	.0286	.0278	.0270	.0259	.0248	.0232	.0212	.0200	.0192	.0188	.0183	.0182
Si	.0435	.0300	.0286	.0291	.0293	.0290	.0290	.0282	.0274	.0263	.0252	.0236	.0217	.0206	.0198	.0194	.0190	.0189
P	.0501	.0315	.0292	.0289	.0290	.0290	.0287	.0280	.0271	.0260	.0250	.0234	.0216	.0206	.0200	.0197	.0194	.0195
S	.0601	.0351	.0310	.0301	.0301	.0300	.0298	.0288	.0279	.0268	.0258	.0242	.0224	.0215	.0209	.0206	.0206	.0206
Ar	.0729	.0368	.0302	.0278	.0274	.0272	.0270	.0260	.0252	.0242	.0233	.0220	.0206	.0199	.0195	.0195	.0194	.0197
K	.0909	.0433	.0340	.0304	.0298	.0295	.0291	.0282	.0272	.0261	.0251	.0237	.0222	.0217	.0214	.0212	.0215	.0219
Ca	.111	.0489	.0367	.0318	.0309	.0304	.0300	.0290	.0279	.0268	.0258	.0244	.0230	.0225	.0222	.0223	.0225	.0231
Fe	.225	.0810	.0489	.0340	.0307	.0294	.0287	.0274	.0261	.0250	.0242	.0231	.0224	.0224	.0227	.0231	.0239	.0250
Cu	.310	.107	.0594	.0368	.0316	.0296	.0286	.0271	.0260	.0247	.0237	.0229	.0223	.0227	.0231	.0237	.0248	.0261
Mo	.922	.294	.141	.0617	.0422	.0348	.0315	.0281	.0263	.0248	.0239	.0233	.0237	.0250	.0262	.0274	.0296	.0316
Sn	1.469	.471	.222	.0873	.0534	.0403	.0346	.0294	.0268	.0248	.0239	.0233	.0243	.0259	.0276	.0291	.0316	.0339
I	1.726	.557	.260	.100	.0589	.0433	.0366	.0303	.0274	.0252	.0241	.0236	.0247	.0265	.0283	.0299	.0327	.0353
W	4.112	1.356	.631	.230	.121	.0786	.0599	.0426	.0353	.0302	.0281	.0271	.0287	.0311	.0335	.0355	.0390	.0426
Pt	4.645	1.556	.719	.262	.138	.0892	.0666	.0465	.0375	.0315	.0293	.0280	.0296	.0320	.0343	.0365	.0400	.0438
Tl	5.057	1.717	.791	.285	.152	.0972	.0718	.0491	.0393	.0326	.0301	.0288	.0304	.0326	.0349	.0354	.0406	.0446
Pb	5.193	1.753	.821	.294	.156	.0994	.0738	.0505	.0402	.0332	.0306	.0293	.0305	.0330	.0352	.0373	.0412	.0450
U	9.63	2.337	1.096	.392	.208	.132	.0968	.0628	.0482	.0383	.0346	.0324	.0332	.0352	.0374	.0394	.0443	.0474
Air	.0233	.0251	.0268	.0288	.0296	.0297	.0296	.0289	.0280	.0268	.0256	.0238	.0211	.0194	.0181	.0172	.0160	.0153
NaI	1.466	.476	.224	.0889	.0542	.0410	.0354	.0299	.0273	.0253	.0242	.0235	.0241	.0254	.0268	.0281	.0303	.0325
H <sub>2</sub> O	.0253	.0278	.0300	.0321	.0328	.0330	.0329	.0321	.0311	.0298	.0285	.0264	.0233	.0213	.0198	.0188	.0173	.0165
Concrete	.0416	.0300	.0289	.0294	.0297	.0296	.0295	.0287	.0278	.0272	.0256	.0239	.0216	.0203	.0194	.0188	.0180	.0177
Tissue	.0271	.0282	.0293	.0312	.0317	.0320	.0319	.0311	.0300	.0288	.0276	.0256	.0220	.0206	.0192	.0182	.0168	.0160

\* From L. T. Templin, editor; *Reactor Physics Constants*, ANL-5800, 2nd ed., 1963; based on G. W. Grodstein, National Bureau of Standards Circular 583, 1957.

۱۰۳

حال می توان میزان جذب انرژی در واحد حجم،  $W$  مربوط به سه پدیده فتوالکتریک، تولید زوج و پراکندگی کمپتون را به صورت زیر نوشت:

$$W = EI(\mu_{pe} + \mu_{pp} + \mu_{ca}) = EI\mu_a \quad (۷۰-۲)$$

که در این رابطه

$$\mu_a = \mu_{pe} + \mu_{pp} + \mu_{ca} \quad (۷۱-۲)$$

ضریب جذب خطی \* نامیده می شود.

با تعریف  $\mu_{ca}$  به وسیله رابطه (۶۹-۳) می توان سه نوع واکنش متقابل گاما را بر همان پایه عمل کرد.

کمیت  $\frac{H_a}{\rho}$  را ضریب جذب جرمی می نامند. مقادیر مربوط در جدول ۳-۸ داده شده اند. از معادله (۷۰-۳) به آسانی دیده می شود که میزان جذب انرژی در واحد جرم برابر  $E I \mu_a / \rho$  است.

لازم به یادآوری است که حاصلضرب  $E I$  در معادله (۷۰-۳) شدت انرژی یا فلوی انرژی نامیده می شود. این حاصلضرب دارای واحد انرژی در سانتیمتر مربع است که برابر میزان انرژی باریکه اشعه گامائی است که از واحد سطح وارد محیط می شود.

مثال ۳-۱۳- توصیه می شود که پس ماند های رادیواکتیو مایع را در ظرف فولادی انبار کنند. اگر شدت اشعه گاما ورودی به سطح داخلی ظرف حدود  $1.1 \times 10^3$  شعاع گاما در سانتیمتر مربع در ثانیه باشد و انرژی متوسط شعاع گاما  $0.8$  میلیون الکترون ولت باشد میزان جذب انرژی در سطح ظرف چقدر است؟

حل. فولاد بیشتر از مخلوطی از آهن و عناصری نظیر نیکل - کرم که دارای همان عدد اتمی هستند ساخته شده است. بنابراین تا آنجا که مربوط به جذب اشعه گاما می شود فولاد تماما آهن است. مقدار  $\frac{H_a}{\rho}$  برای آهن برای انرژی  $0.8$  میلیون الکترون ولت با استفاده از جدول

(۸-۳) برابر با  $0.274 \text{ Cm}^2/\text{g}$  است. بنابراین میزان جذب انرژی برابر است با

$$1.1 \times 10^3 \times 0.274 = 6.08 \times 10^5 \text{ Mev/g-sec}$$

این مقدار انرژی بر حسب واحدهای معمولی تر معادل فقط  $2.02 \times 10^{-4} \text{ cal/g-sec}$  است.

### ۳-۹- ذرات باردار

ذرات بارداری که در مهندسی هسته ای با آنها سروکار داریم سه نوع هستند، که عبارتند از اشعه آلفا، اشعه بتا و پاره های فیسوون. قبل از در نظر گرفتن این تابش های مخصوص لازم است در مورد طوقی که این ذرات باردار با ماده واکنش متقابل انجام می دهند راجع کنیم.

\* ضریب جذب خطی. عده ای از سولفین  $\mu_a$  را ضریب جذب انرژی می نامند.



یک ذره بارداری در نظر می گیریم که بر اتمی در نقطه ای از ماده وارد می شود بانزدیک شدن این ذره به نقطه مورد نظر در ماده وقایع مختلفی ممکن است رخ دهد. از همه مهمتر اول اینکه چون ذره نیروهای الکتریکی (کلونی) به الکترون های اتم اعمال می کند، یک یا چند الکترون اتم در تراز تحریک قرار می گیرند و بایک الکترون از اتم به خارج از اتم پرتاب شده اتم یونیزه به وجود می آید. به عبارت دیگر، ذره باردار به داخل ابرالکترون اتم نفوذ کرده و در نتیجه برخورد الاستیکی با هسته پراکنده می شود. از آنجا که اندازه حرکت و انرژی در برخورد ثابت می ماند، هسته الزاماً باید به عقب رانده شود و اگر ذره ورودی باندازه کافی بزرگ و با انرژی باشد هسته رانده شده ممکن است از داخل ابرالکترونی خود به خارج پرتاب شده و در محیط به صورت یک ذره باردار دیگر درآید. همچنین در تحت شرایطی ذره ورودی، بخصوص اگر یک ذره الفا باشد موقع برخورد به هسته ممکن است نوعی واکنش هسته ای انجام دهد. بالاخره، ذره ممکن است در میدان الکترون های هسته شتاب پیدا کرده و در نتیجه یک فوتون تابش نماید. این نوع تابش وقتی که یک ذره باردار شتاب پیدا می کند اشعه برمزاشرالونگ (اشعه ترمزی) تابش می شود.

از مباحث بعد روشن خواهد شد که واکنش متقابل ذره باردار با ماده مساله پیچیده ای است. در هر حال ذره موقع عبور از داخل ماده در مسیر خودش آثاری از تحریک و یونیزاسیون به جا می گذارد. چون این ذرات مستقیماً ایجاد یونیزاسیون می کنند. لذا در این مورد این ذرات باردار را تابش های یونیزان مستقیم می نامند تا از تابش های یونیزان غیر مستقیم نظیر اشعه گاما یا نوترون که از طریق غیر ثانوی ایجاد می شود متمایز شوند.

می دانیم که واکنش متقابل نوترون ها و اشعه گاما با ماده با سطح مقطع بیان می شود. با وجود اینکه می توان برای ذرات باردار سطح مقطع هائی برای واکنش های مختلف تعریف کرد، لکن بهتر است میزان واکنشی را که ذرات باردار با ماده انجام می دهند با یونیزاسیون ویژه یا قدرت نگهدارندگی آن بیان کرد. یونیزاسیون ویژه یک ذره باردار تعداد یون تولید شده در واحد طول از مسیر ذره تعریف می شود. یک زوج یون، یک اتم یونیزه و الکترون پرتاب شده از اتم است. به عبارت دیگر قدرت نگهدارندگی یک ماده کل انرژی است که ذره باردار در طول مسیر خود از دست می دهد. یعنی شدت کل کاهش انرژی ذره در طول مسیرش است. اگر در طول مسیر ذره باردار واکنش هسته ای انجام ندهد در این صورت قدرت نگهدارندگی که با S نشان داده می شود به صورت زیر نوشته می شود.

$$S = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{col} + \left( \frac{dE}{dx} \right)_{rad} \quad (۷۲ - ۳)$$

در این رابطه جمله اول مربوط به مقدار کاهش انرژی در واحد طول پویش است که در نتیجه برخورد می باشد که منجر به تحریک و یونیزاسیون می گردد و جمله دوم کاهش انرژی در نتیجه تابش می باشد.

جمله اول معادله (۷۲-۳) از نقطه اثر بیولوژیکی تابش بسیار مهم است و انتقال خطی انرژی نامیده شده است و به اختصار و به  $L_{\infty}^*$  نشان داده می شود. می توان نشان داد در محیطی که دارای عدد اتمی  $Z$  و دانسیته اتمی  $N$  است انتقال خطی انرژی از رابطه تقریبی زیر به دست می آید.

$$L_{\infty} = \frac{\pi z^2 e^4 N Z}{m_e v^2} \ln \left( \frac{v m_e v^2}{I} \right) \quad (72-3)$$

یا معادل آن

$$L_{\infty} = \frac{\pi m z^2 e^4 N Z}{m_e E} \ln \frac{m_e E}{m I} \quad (73-3)$$

که  $z$ ،  $v$ ،  $m$  و  $E$  به ترتیب بار، جرم، سرعت و انرژی می باشند و  $I$  یک کمیت تجربی مربوط به انرژی متوسط تحریک اتم است. معادلات (۷۳-۳) و (۷۴-۳) محدود به سرعت های غیر نسبیست ( $v \ll c$ ) می باشند. اما به دلایلی که در زیر بحث خواهد شد این روابط برای ذرات با انرژی های کم نیز صادق نمی باشد. از معادله (۷۴-۳) پیداست که کاهش انرژی در طول یک پویش و در نتیجه یونیزاسیون ویژه هر دو بر حسب جرم و بار ذره افزایش می یابد. بنابراین مقدار  $L_{\infty}$  و یونیزاسیون ویژه به عنوان مثال برای ذره آلفا خیلی بیش از الکترون با همان انرژی است.

### ذرات آلفا

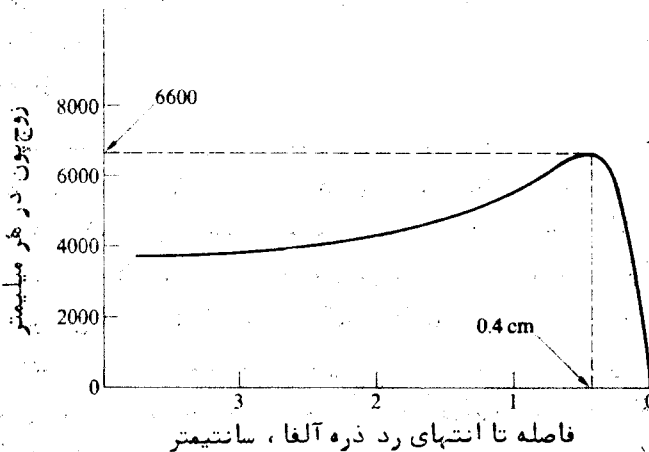
ذرات آلفا به علت جرم زیادشان در موقع برخورد به الکترون فقط کمی از مسیرشان منحرف می شوند. بنابراین در حرکت در یک محیط کم و بیش یک مسیر مستقیم طی می کنند و طبق معادله (۷۴-۳) انرژی خود را از دست می دهند. بدین ترتیب ذره آلفا در محیط کند می شود و با کند شدن آن احتمال جذب یک الکترون و تبدیل به یون  $He^+$  زیاد می شود و سپس الکترون دومی جذب می کند و به اتم هلیم خنثی تبدیل می شود. بالاخره پس از تشکیل اتم هلیم یونیزاسیون ویژه آن یکباره به صفر می رسد. به علت همین جذب الکترون ثانوی است

\* تادمسال قبل انتقال خطی انرژی را به اختصار  $LET$  نشان می دادند. در سال ۱۹۷۱

سازمان بین المللی آحاد و اندازه های تابش (ICRU)  $L_{\infty}$  را جایگزین  $LET$  کرده منشاء انتخاب علامت  $L_{\infty}$  این است که این سازمان کاهش انرژی مربوط به برخورد در انتقال انرژی کمتر از  $\Delta$  زا به  $\Delta L$  نشان داد. انتقال خطی انرژی مربوط به برخورد هائی می شود که در آنها هر مقدار انرژی انتقال یابد این است که اندیس  $\infty$  انتخاب شده است.

که معادلات ۳-۷ و ۳-۷ در انرژی های کم صادق هستند. این موضوع در شکل (۳-۲) به صورت منحنی یونیزاسیون ویژه یک ذره آلفا پراثری بر حسب فاصله (از پایان مسیر) در هوای  $15^{\circ}\text{C}$  و فشار یک اتمسفر نشان داده شده است. حداکثر یونیزاسیون ویژه در شکل ۶۶۰۰ زوج یون در میلیمتر است و در این نقطه انرژی ذره آلفا  $1.0\text{ Mev}$  است. منحنی شکل (۳-۲) به منحنی براگ معروف است. نقطه ای که در آن یونیزاسیون ویژه به صفر می رسد + ذره آلفا نامیده می شود به طوری که به نظر می رسد برد ذره آلفا متناسب با انرژی اولیه ذره آلفا به طور خطی زیاد می شود. برد ذره آلفا بر حسب انرژی در هوا در شکل ۳-۲ نشان داده شده است. برای پیدا کردن برد ذره آلفا در مواد دیگر از برد در هوا با استفاده از قاعده براگ کلیمن (۱) به دست می آورند:

$$R = R_a \left( \frac{\rho_a}{\rho} \right) \sqrt{\frac{M}{M_a}} = 2/2 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{M}}{\rho} R_a \quad (۷۵-۲)$$



شکل ۳-۲. یونیزاسیون ویژه ذره آلفا در هوا

در این رابطه  $R$  برد در ماده ای به دانسیته فیزیکی  $\rho$  و وزن اتمی  $M$  و  $R_a$  و  $\rho_a$  و  $M_a$  برد، دانسیته و وزن اتمی متوسط هوای باشد. مقدار ثابت معادله (۷۵-۳) برای هوای  $15^{\circ}\text{C}$  و فشار یک اتمسفر حساب شده است. برای یک ترکیب یا مخلوط به جای  $\sqrt{M}$  در معادله (۷۵-۳) مقدار زیر را قرار می دهند.

$$\sqrt{M} = \gamma_1 \sqrt{M_1} + \gamma_2 \sqrt{M_2} + \dots \quad (۷۶-۲)$$

که  $\gamma_1$  و  $\gamma_2$  ... کسر اتم های موجود در ماده و اوزان اتمی  $M_1, M_2, \dots$  می باشد. قدرت نگهدارندگی نسبی یک ماده عبارت است از نسبت برد ذرات آلفا در هوا به برد ذرات آلفا در ماده مورد نظر است. با استفاده از معادله (۷۵-۳) این نسبت برابر است با:

+ بعلت ماهیت آماری عمل، مسیر تمام ذرات آلفا دقیقاً بیک نقطه منتهی نمی شود. برد ذره که در بالا اشاره شد مربوط به محتملترین برد می باشد.

$$قدرت نگهدارندگی نسبی = \frac{R_a}{R} = 310 \cdot \frac{\rho}{\sqrt{M}} \quad (77-2)$$

لازم به یادآوری است که قدرت نگهدارندگی نسبی مستقل از انرژی اولیه ذره آلفاست. قدرت نگهدارندگی اغلب مواد کاملاً زیاد است و در نتیجه برد ذرات آلفا در این مواد خیلی کوتاه است. به عنوان مثال برد ذره آلفا  $MeV$  در آلومینیم فقط  $0.02$  سانتیمتر یعنی به به اندازه ضخامت یک ورقه نازک آلومینیم است. اغلب ذرات آلفا در یک ورقه کاغذ جذب می‌شوند. همچنین این ذرات در خارجی‌ترین لایه پوست زنده جذب می‌شوند بنابراین حفاظت در مقابل ذرات آلفا معمولاً مساله مشکلی را به وجود نمی‌آورد لکن وجود هسته‌های که آلفا تابش می‌کنند نباید در خیلی از مسائل مهندسی نادیده گرفته شود زیرا به طوری که در فصل ۹ نشان داده خواهد شد این هسته‌ها بخصوص اگر به داخل بدن راه یابند خطرات جدی در سلامت به وجود می‌آورند.

### اشعه بتا

تضعیف شدت اشعه در ماده به لحاظ پیچیده‌تر از ذرات آلفا است. اول این که اشعه بتا دارای طیف پیوسته انرژی می‌باشد. به علاوه اگرچه اشعه بتا به همان طریق ذرات آلفا به اتم‌ها برخورد می‌کند ولی به علت کمی جرم آنها در موقع مقابله با اتم به شدت منحرف می‌شود. در نتیجه اشعه بتا مسیر پیچیده‌تری خواهد داشت و مانند ذرات آلفا مستقیم حرکت نمی‌کند. با وجود این تجربه نشان داده است که یونیزاسیون ویژه یک باریکه اشعه بتا در داخل یک جذب کننده به طور اکسپنانتسیل تغییر می‌کند. این پدیده طبیعی است و تا اندازه‌ای مربوط به شکل طیف انرژی اشعه بتا می‌باشد. اگر  $i(x)$  یونیزاسیون ویژه در نقطه  $x$  در داخل یک جذب کننده باشد لذا داریم:

$$i(x) = i_0 e^{-\mu x} = i_0 e^{-(\mu/x)\mu x} \quad (78-2)$$

که  $i_0$  یونیزاسیون ویژه در نقطه  $x=0$  و  $\rho$  دانسیته محیط است.  $\frac{\mu}{\rho}$  ضریب تضعیف

جرمی ظاهری است که تقریباً مستقل از وزن اتمی محیط می‌باشد و نسبت به عدد اتمی به کندی

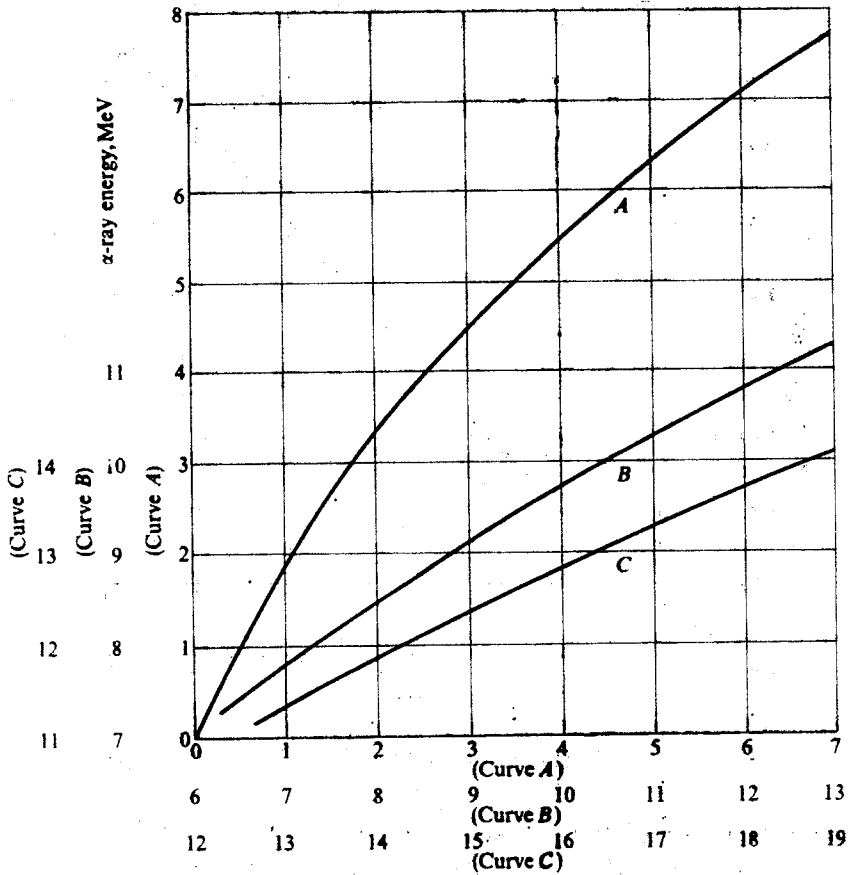
افزایش می‌یابد. یک رابطه نیمه تجربی برای  $\frac{\mu}{\rho}$  که بر اساس اندازه‌گیری روی آلومینیم

انجام شده برابر است با:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{17}{E_{\max}^{1/24}} \quad (79-2)$$

که  $\frac{\mu}{\rho}$  بر حسب  $\frac{cm^2}{g}$  حداکثر انرژی اشعه بتا بر حسب میلیون الکترون ولت است.

پارامتر مفیدتری که مربوط به تضعیف اشعه بتا می‌شود برد حداکثر  $R_{\max}$  است. این برد



شکل ۳-۲۱ بردذرات الفا در هوا برحسب انرژی

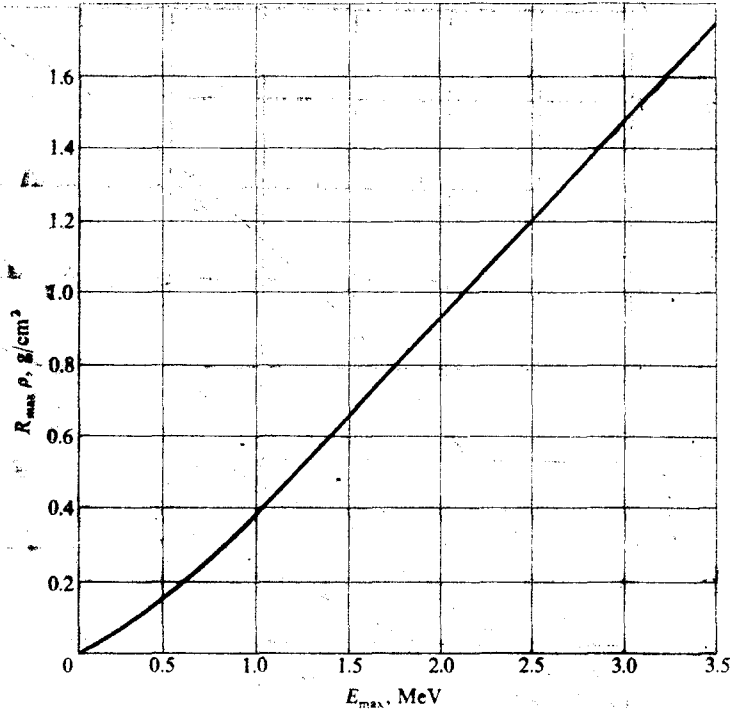
آن مقدار ضخامت جذب کننده است که پراثری ترین الکترون ها را متوقف کند. حاصلضرب  $R_{max\rho}$  که بر حسب واحد  $g/cm^2$  بیان می شود تقریباً مستقل از جنس محیط جاذب است. مقادیر  $R_{max\rho}$  بر حسب انرژی حداکثر الکترون در شکل ۳-۲۲ به صورت منحنی رسم شده است.

این مقادیر را می توان به صورت رابطه نیمه تجربی زیر درآورد و نشان داد:

$$R_{max\rho} = \frac{0.412 E_{max} (1/260 - 0.090 \ln E_{max})}{max}, E_{max} < 2/0 Mev \quad (۸۰-۳)$$

$$R_{max\rho} = 0.530 E_{max} - 0.106, E_{max} > 2/0 Mev \quad (۸۱-۳)$$

در این روابط  $R_{max\rho}$  بر حسب  $g/cm^2$ ،  $E_{max}$  بر حسب میلیون الکترون ولت است.



شکل ۳-۲ بردحدا کتر اشعه بتا برحسب انرژی حداکتر (برای هوادست نیست)

معادلات (۸۰-۳) و (۸۱-۳) مقادیر  $R_{max} \rho$  را برای هوا کمی کمتر از مقادیر تجربی به دست می دهد. شکل (۳-۳) بردهای اندازه گیری شده اشعه بتا را در هوا  $15^\circ C$  و فشاریک اتمسفر برحسب انرژی حداکتر به دست می دهد. از مقایسه شکل های ۳-۲ و ۳-۳ و مقایسه آنها با بردهای محاسبه ای آشکار می شود که اشعه بتا خیلی بیش از اشعه آلفا هم انرژی در ماده نفوذ می کند. مثلاً برداشعه بتا با انرژی  $E_{max} = 2 \text{ MeV}$  در هوا برابر ۱۳ متر درحالی که برد ذرات آلفا دارای همین انرژی فقط  $1/\sqrt{2}$  سانتیمتر است. در حال اشعه بتا در داخل مواد غیر گازی زیاد نفوذ نمی کند و در نتیجه حفاظت در مقابل آنها مشکل نیست.

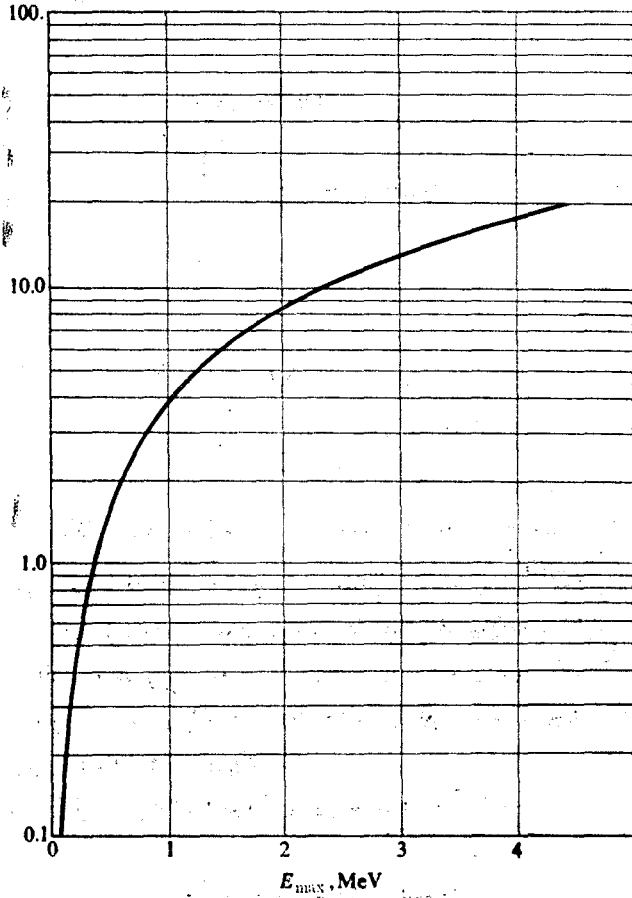
مثال ۳-۱۴ سدیم ۲۴ (ساعت  $T_{1/2} = 15$ ) اغلب به عنوان رادیو اکتیو در پزشکی به کار می رود. حداکتر انرژی اشعه بتای تابشی  $1/39$  میلیون الکترون ولت است بردحدا کتر این اشعه بتا را در نسج حیوان به دست آورید.

حل: دانسیته اغلب نسج حیوانی حدود واحد است. از معادله (۸۰-۳) مقدار  $R_{max}$  برابر است با:

$$R_{\max} = 0.412 \times 1.39 (1.265 - 0.0904 \ln 1.39)$$

$$= 0.412 \times 1.39^{1.234} = 0.918 \text{ cm}$$

برد ذره آلفا با همین انرژی در نسج حدود  $9 \times 10^{-4} \text{ cm}$  است .

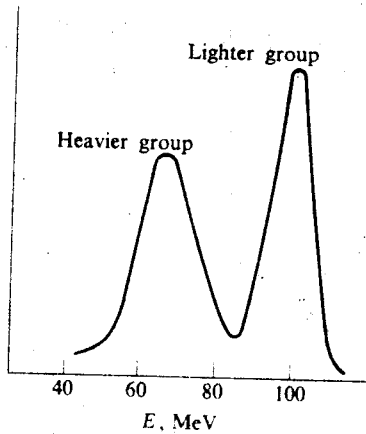


شکل ۳-۳ برد حداکثر اشعه بتا در هوای  $15^\circ \text{C}$  و فشار یک اتمسفر

### پاره‌های فیسوین

در قسمت (۳-۶) اشاره شده، هسته‌هایی که فیسوین (شکافته می‌شوند) انجام می‌دهند تقریباً به دوپاره با جرم‌های غیر مساوی شکسته می‌شوند. از آنجا که در عمل فیسوین اندازه حرکت ثابت می‌ماند گروه پاره‌های سبکتر انرژی بیشتری از پاره‌های سنگین‌تر دریافت

می‌کنند. بنابراین توزیع انرژی جنبشی پاره‌های فیسینون به‌طوری که در شکل ۳-۴ نشان داده شده است منحنی دارای دو کوهان می‌باشد که کوهان می‌باشد که کوهان با انرژی بیشتر مربوط به پاره‌های فیسینون سبکتر می‌باشد. به‌طوری که از شکل دیده می‌شود گروه پاره‌های فیسینون سبکتر با  $A \approx 9$  دارای انرژی حدود  $100 \text{ MeV}$  در حالی که گروه پاره‌های فیسینون سنگین‌تر با  $A \approx 140$  دارای انرژی  $67 \text{ MeV}$  هستند.



شکل ۳-۴ توزیع انرژی پاره‌های فیسینون بر حسب انرژی

به‌محض انجام فیسینون، پاره‌های فیسینون از داخل ایرالکترونی هسته اولیه خارج شده وارد محیط اطراف می‌شود. در ضمن این عمل پاره‌های فیسینون معمولاً چند الکترون می‌گیرند ولی نه به اندازه کافی که اتم خنثی به وجود آید. بنابراین پاره‌های فیسینون تازه تولید به شدت یونیزه بوده دارای انرژی زیاد هستند. با متوسط گروه پاره‌های فیسینون سبکتر تقریباً  $20+$  و با گروه پاره‌های فیسینون سنگین‌تر حدود  $22e+$  می‌باشد.

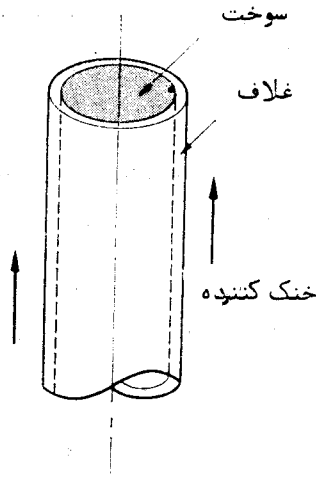
به علت بار زیاد پاره‌های فیسینون یونیزاسیون ویژه آنها خیلی زیاد و برد مربوط آنها کوتاه

است.

جدول ۳-۹ برد پاره‌های فیسینون

برد ( $\times 10^{-3}$ سانتیمتر)	محیط
۰/۴	آلومینیم
۰/۵۹	سس
۰/۵۳	نقره
۰/۶۶	اورانیوم
۱/۴	اکسید اورانیوم ( $U_3O_8$ )





شکل ۲-۳ میلۀ سوخت و غلاف

برد پاره‌های فیسسیون عامل مهمی در طرح میلۀ های سوخت را کتور قدرت می باشد. از آنجا که قدرت (در نتیجه فیسسیون در سوخت) در این میلۀ های سوخت تولید می شود، بنابراین میلۀ های سوخت بایستی با ماده خنک کننده مناسبی که از مجاورت آن عبور می کند مطابق شکل ۲-۳ خنک شود. در هر صورت بایستی هیچ یک از پاره های فیسسیون رادیواکتیو وارد خنک کننده شده آن را آلوده نماید. برای سماعت از فرار چنین پاره های فیسسیون لازم است که هر میلۀ سوخت به وسیله لایه ای از یک ماده غیر فیسسیونی نظیر آلومینیم یا فولاد رنگ نزن پوشیده شود. با توجه به برد کوتاه مندرج در جدول (۳-۹) غلاف میلۀ های سوخت، به طوری که اصطلاحاً به این نام خوانده می شود می تواند کاملاً نازک باشد و اغلب از ۰.۵ / سانتیمتر تجاوز نمی کند.

مسائل:

۱-۳ یک باریکه نوترون تک انرژی با شدت  $2 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2 \text{ - Sec}$  به یک هدف به سطح یک سانتیمتر مربع به ضخامت ۱ / سانتیمتر وارد می شود. دانسیته اتمی هدف  $10^{24} \times 10^4$  اتم در سانتیمتر مکعب و سطح مقطع کل در انرژی باریکه  $4/5$  بارن است (الف) سطح مقطع کل ماکروسکپی چقدر است؟ (ب) چند نوترون در ثانیه در هدف برخورد انجام می دهند؟ (ج) دانسیته برخورد را حساب کنید.

۲-۳ از جذب تابش زا نوترون در  $^{27}\text{Al}$  یک تابش کننده بتا  $^{24}\text{Al}$  با نیمه عمر ۲/۳ دقیقه تولید می شود. سطح مقطع واکنش در انرژی  $0.0253$  الکترون ولت برابر ۲/۳ بارن است. فرض می کنیم که یک نمونه  $0.01$  گرم آلومینیم در باریکه نوترون با انرژی  $0.0253$  الکترون ولت که شدت آن  $3 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2 \text{ - Sec}$  است قرار می دهیم و باریکه به تمام سطح هدف برخورد می کند. مطلوب است محاسبه (الف) دانسیته نوترون در باریکه (ب) میزان تولید  $^{24}\text{Al}$  (ج) حداکثر اکتیویته ای که در نمونه تولید می شود (بر حسب کوری)

۳-۳ پویش آزاد متوسط نوترون‌های با انرژی یک الکترون ولت را در گرافیت حساب کنید. سطح مقطع کل کربن در این انرژی  $4/8$  بارن است.

۴-۳ یک باریکه نوتون  $2 \text{ Mev}$ . باریک تیغه‌ای از آب سنگین وارد می‌شود. سطح مقطع‌های کل دوتریوم و اکسیژن در این انرژی به ترتیب برابرند با  $2/6$  و  $1/6$  بارن (الف) سطح مقطع کل ماکروسکوپی آب سنگین را در انرژی  $2 \text{ Mev}$  چقدر است؟ (ب) ضخامت تیغه چقدر باید باشد تا شدت باریکه (بدون برخورد) ده برابر تقلیل یابد (ج) اگر یک نوترون در داخل تیغه برخورد نماید احتمال نسبی این که به دوتریوم برخورد نماید چقدر است؟

۵-۳ یک باریکه نوترون از چپ به یک هدف که از  $x=0$  تا  $x=a$  ادامه دارد وارد می‌شود رابطه‌ای به دست آورید که احتمال اولین برخورد نوترون را در نیمه دوم هدف به دست دهد یعنی برخورد در ناحیه  $a/2 < x < a$  رخ دهد.

۶-۳ احتمال این که یک نوترون یک پویش آزاد متوسط را در یک محیط بدون برخورد طی کند چقدر است؟

۷-۳ یک باریکه نوترون پهن باشد  $I_0$  به یک هدف ضخیم که ماده آن دارای  $\sigma_s \gg \sigma_a$  است وارد می‌شود. سطح هدف  $a$  وضخامت آن  $x$  است رابطه‌ای به دست آورید که میزان جذب نوترون را در هدف به دست دهد.

۸-۳ سطح مقطع جذب ماکروسکوپی اکسید اورانیوم ( $\text{UO}_2$ ) که تا  $3\%$  اورانیوم  $235$  غنی شده است در انرژی  $0.025 \text{ eV}$  حساب کنید. وزن مخصوص اکسید اورانیوم تقریباً  $10$  گرم در سانتیمتر مکعب می‌باشد.

۹-۳ در بعضی از راکتورها از فولاد زنگ نزن نوع  $304$  که دانسیته آن  $7.8 \text{ g/cm}^3$  گرم در سانتیمتر مکعب استفاده می‌شود. ترکیب اتمی این ماده بر حسب درصد وزنی عبارت است از: کربن  $0.08\%$  درصد، کرم  $19\%$  درصد نیکل  $10\%$  درصد آهن بقیه. سطح مقطع جذب ماکروسکوپی فولاد زنگ نزن  $304$  را در انرژی  $0.025 \text{ eV}$  الکترون ولت حساب کنید.

۱۰-۳ ترکیبات راکتورهای هسته‌ای اغلب بر حسب درصد حجمی بیان می‌شود یعنی کسر حجمی هر ناحیه‌ای که از یک ماده خاص تشکیل یافته است. نشان دهید که سطح مقطع ماکروسکوپی مواد مخلوط به صورت هموزن از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\Sigma_a = f_1 \Sigma_{a1} + f_2 \Sigma_{a2} + \dots$$

که  $f_i$ ،  $\Sigma_{ai}$  به ترتیب کسر حجمی و سطح مقطع جذب ماکروسکوپی عنصر  $i$  ام با دانسیته معمولی است.

۱۱-۳ - می دانیم که سطح مقطع پراکندگی  $B_1^{209}$  از ۰.۱ تا ۰.۲ الکترون ولت تقریباً برابر بارن است. شعاع هسته  $B_1^{209}$  را به دست آورده با معادله (۲-۳) مقایسه کنید. ۱۲-۳ با استفاده از رابطه برایت - ویگنر  $\sigma_7$  اولین رزنانس اورانیوم  $^{238}$  که در انرژی ۶۷-۶ الکترون ولت قرار دارد حساب کرده رسم کنید. پارامترهای این رزنانس عبارتند از:

$$\Gamma_n = 1/52 \text{ meV} \quad \text{و} \quad \Gamma_\gamma = 26 \text{ meV} \quad g = 1$$

۱۳-۲ با استفاده از فرمول برایت - ویگنر نشان دهید که عرض رزنانس در نیم ارتفاع

آن برابر  $\frac{\Gamma}{2}$  است.

۱۴-۳ - در سطح مقطع کل  $^{12}\text{C}$  از انرژی ۱ eV تا ۱ MeV رزنانس وجود ندارد. اگر سطح مقطع جذب تابش را این هسته در انرژی ۰.۲۵۳ eV برابر  $3/4 \text{ mb}$  باشد مقدار  $\sigma_7$  در انرژی ۱ eV چقدر است؟

۱۵-۳ در سطح مقطع کل  $^{56}\text{Fe}$  یک رزنانس مشخص در انرژی ۶۴۶ Kev وجود دارد. درجه انرژی، نسبت به تراز عادی، تراز انرژی  $^{56}\text{Fe}$  که مربوط به این رزنانس است وجود دارد.

(راهنمایی با استفاده از جرم های  $^{56}\text{Fe}$  و  $^{57}\text{Fe}$  طبیعی انرژی بستگی آخرین نوترون را در  $^{57}\text{Fe}$  حساب کنید).

۱۶-۳ یک نوترون ۲ MeV که در آب حرکت می کند با هسته اکسیژن ۱۶ برخورد سربه سر انجام می دهد (الف) انرژی نوترون وهسته پس از برخورد چقدر است؟ (ب) آیا شما انتظار دارید که مولکول آب پس از این برخورد بدون تغییر باقی می ماند؟

۱۷-۳ یک نوترون یک سیلیون الکترون ولتی به یک  $^{12}\text{C}$  که در حال سکون است برخورد می کند. اگر نوترون پس از برخورد الاستیک در زاویه ۹۰ پراکنده شود (الف) انرژی نوترون پراکنده شده چقدر است (ب) انرژی، هسته رانده شده چقدر است (ج) هسته رانده شده درجه زاویه ای حرکت می کند؟

۱۸-۳ کسر کاهش متوسط انرژی نوترون را در برخورد الاستیک با هسته بر حسب عدد جرمی هسته هدف محاسبه رسم نمایید

۱۹-۳ - ثابت کنید که درصد کسر کاهش متوسط انرژی در برخورد الاستیک با یک هسته با  $A$  بزرگ تقریباً برابر است با.

$$\frac{\Delta \bar{E}}{E} \approx \frac{200}{A}$$

۲-۳. یک نوترون با انرژی  $1/5 \text{ Mev}$  در داخل یک راکتور با آب سنگین به هسته برخورد می کند . تغییر متوسط و تغییر حداکثر لتارژی را در چنین برخوردی حساب کنید .

۲-۳. فرض می کنیم یک نوترون فیسوون که انرژی آن  $2 \text{ Mev}$  می باشد در نتیجه برخوردهای متوالی در یک کند کننده به انرژی یک الکترون ولت رسیده است . اگر نوترون در هر برخورد به طور متوسط به اندازه  $6$  لتارژی افزایش یابد چند برخورد لازم دارد تا به انرژی یک الکترون ولت برسد به شرطی که کند کننده (الف) هیدرژن (ب) گرافیت باشد .

۲-۳. فلوی نوترون  $220 \text{ m/Sec}$  در یک راکتور با آب معمولی  $1.0 \text{ n/cm}^2 \text{ - Sec}$  است میزان جذب نوترون های حرارتی در آب چقدر است

۲-۳. در یک نقطه از راکتور دانسیته نوترون های دانسیته حرارتی

$10 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2 \text{ - Sec}$  است . اگر درجه حرارت  $400^\circ \text{C}$  باشد فلوی نوترون  $220 \text{ m/Sec}$  چقدر است ؟

۲-۳. یک هدف کوچک از برلیوم در مرکز مختصات سه بعدی یک دستگاه کارتیزین قرار دارد و تحت تابش شش باریکه نوترون با انرژی  $203 \text{ ev}$  . که دانسیته هر کدام  $1.0 \text{ n/cm}^2 \text{ - Sec}$  است و در راستای شش محور مختلف وارد می شوند قرار دارد . (الف) فلوی نوترون  $220 \text{ m/Sec}$  در محل هدف چقدر است (ب) چند نوترون در یک سانتیمتر مکعب از هدف در ثانیه جذب می شود

۲-۳. وقتی یک نوترون حرارتی با  $^{14}\text{N}$  واکنش انجام می دهد احتمال این که جذب منجر به جذب تابش زاشود چقدر است ؟

۲-۳. بیله های کنترل یک راکتور معین از آلیاژ کادمیوم (۵۰٪ وزنی) اندیوم (۱۰٪ وزنی) و نقره (۸۰٪ وزنی) ساخته شده اند . میزان جذب نوترون های حرارتی ( $220 \text{ m/Sec}$ ) فلوی  $1.0 \times 10^5 \text{ n/cm}^2 \text{ Sec}$  را در هر گرم از آلیاژ در درجه حرارت  $400^\circ \text{C}$  حساب کنید (یادآوری: اندیوم یک جذب کننده  $\frac{1}{v}$  است).

۲-۳. با اطلاعات موجود در جدول ۳-۳ آيا شما فکری کنید که  $^{232}\text{Th}$  یک ساده فیسوونی است ؟ با چه انرژی نوترون فیسوون رخ می دهد ؟

۲-۳. وقتی اشعه گاما جذب هسته های سنگین می شوند عمل فیسوون رخ می دهد . انرژی گاما چقدر بایستی باشد تا فیسوون در  $^{238}\text{U}$  ،  $^{235}\text{U}$  ،  $^{239}\text{Pu}$  انجام گیرد ؟

۲-۳. سطح مقطع های اورانیوم  $^{235}\text{U}$  در انرژی یک سیلیون الکترون ولت عبارتند از:  $\sigma_0 = 680$  ،  $\sigma_a = 683$  و  $\sigma_f = 683$  ،  $\sigma_i = 683$  بارن

سطح مقطع کل و نسبت جذب تابش زا به فیسوون ( $\alpha$ ) را در این انرژی حساب کنید .

- ۳-۳. اکتیویته پاره‌های فیسون  $t$  ثانیه پس از انفجار یک بمب هسته‌ای برابر  $\alpha$  است. ثابت کنید که در زمان  $t = v^n t_0$  اکتیویته تقریباً برابر  $\alpha = \alpha_0 \times 10^{-n}$  است. این رابطه در سازمان دفاع غیرنظامی به قاعده ۷، ۱ معروف است.
- ۳-۳۱. فرض می‌کنیم ریزش گردو خاک رادیواکتیو یک انفجار هسته‌ای یک ساعت از انفجار به یک محل می‌رسد. با استفاده از نتایج مساله ۳-۳. اکتیویته رادو هسته بعد حساب کنید.
- ۳-۳۲. بهره‌یک سلاح هسته‌ای را معمولاً بر حسب کیلو تن (KT) اندازه می‌گیرند که یک کیلو تن برابر  $10^6 \times 2$  میلیون الکترون ولت است. (الف) در انفجار یک بمب صد کیلو تن چند هسته اورانیوم ۲۳۵ شکافته می‌شود (فیسون)؟ (ب) اکتیویته کل پاره‌های فیسون مربوط به این انفجار پس از یک دقیقه، یک ساعت و یک روز چقدر است؟ (یادآوری: فرض می‌کنیم که انرژی حاصل از هر فیسون  $200 \text{ MeV}$  است).
- ۳-۳۳. یک راکتور پژوهشی با قدرت ۲۵۰ کیلووات روزی ۸ ساعت، ۵ روز در هفته به مدت دو سال کار می‌کند پس از این مدت یکی از ۲ میله سوخت راکتور را برای بررسی از راکتور خارج می‌کنند. اکتیویته میله سوخت را بر حسب زمان تا دو سال پس از خارج کردن میله سوخت از راکتور محاسبه و رسم نمایید.
- ۳-۳۴. میزان فیسون خود به خود اورانیوم ۲۳۸ برای یک فیسون برای هر گرم در ۱۰ ثانیه است. نشان دهید که این میزان فیسون معادل نیمه عمر فیسون یعنی  $10^5 \times 0$  سال است.
- ۳-۳۵. پارامتر  $\eta$  رادار انرژی ۲۰۳ ر. الکترون ولت برای اورانیوم غنی از اورانیوم ۲۳۵ بر حسب درجه غنی شده وزنی اورانیوم ۲۳۵ حساب و رسم کنید.
- ۳-۳۶. فرض می‌کنیم یک کیلوگرم اورانیوم ۲۳۵ با نوترون‌های حرارتی فیسون انجام دهد. جرم (یا معادل جرم) هر یک از محصولات زیر را بر حسب گرم حساب کنید: (الف) نوترون‌ها (ب) اشعه بتا (ج) اشعه گاما (د) نوترینو (ه) انرژی جنبشی (و) پاره‌های فیسون.
- ۳-۳۷. راکتور کشتی ساوانا با قدرت ۶۹ مگاوات کار می‌کرد. (الف) در یک مسافت ۱۰۰۰۰ میل دریائی که سرعت متوسط آن ۲ گره است چقدر اورانیوم ۲۳۵ مصرف می‌کند (ب) این مقدار انرژی مصرف شده معادل چند بشکه نفت از نوع بانکرسی با ظرفیت حرارتی  $1/5$  میلیون بی - تی - یودر شبکه است؟
- ۳-۳۸. راکتور یکپارچه شماره ۲ ادیسون (این‌دین پوینت) طوری طرح شده که در قدرت ۲۷۵۸ مگاوات کار کند به فرض این که تمام فیسون‌ها در اورانیوم ۲۳۵ رخ می‌دهد میزان فیسون و مصرف اورانیوم ۲۳۵ را بر حسب گرم در روز حساب کنید.
- ۳-۳۹. با مراجعه به مساله قبل کل اکتیویته پاره‌های فیسون جمع شده در راکتور شماره ۲ این‌دین-پوینت در یک روز پس از خاموش کردن راکتور که به مدت یک سال کار کرده است را حساب کنید.

۳-۴ سطح مقطع فتوالکتریک سرب در انرژی  $MeV \frac{1}{4}$  تقریبا برابر ۱۸ بارن است.  $\sigma_{pe}$  را برای اورانیوم در همین انرژی به دست آورید.

۳-۴ یک فوتون  $MeV 2$  در پدیده کمپتون در زاویه  $30^\circ$  پراکنده می شود (الف) انرژی آن پس از پراکندگی چقدر است (ب) انرژی الکترون رانده شده چقدر است (ج) الکترون در چه زاویه ای پرتاب می شود.

۳-۴ ثابت کنید معادله (۳-۵) از معادله (۳-۵) نتیجه می شود  
 ۳-۴ ثابت کنید که حداقل انرژی فوتون پراکنده شده در پدیده کمپتون از رابطه زیر به دست می آید.

$$(E')_{\min} = \frac{EE_e}{\sqrt{E + E_e}}$$

و برای  $E \gg E_e$  رابطه به صورت زیر در می آید

$$(E')_{\min} = \frac{E_e}{2} = 0.25 MeV$$

۳-۴ حداقل انرژی فوتون پراکنده شده کمپتون چقدر است اگر انرژی اولیه (الف)  $MeV 1$  (ب)  $MeV 1$  (ج)  $MeV 1$  باشد.

۳-۴ ضریب تضعیف جرمی شیشه سیلیکا  $\rho = 2.2 \text{ g/cm}^3$  برای اشعه گاما  $MeV 2$  چقدر است؟  
 ۳-۴ معادله (۳-۶) را به دست آورید.

۳-۴ ضریب تضعیف جرمی سرب در  $MeV 1.0$  برابر  $1.84 \text{ cm}^2/\text{g}$  است. در این انرژی واکنش متقابل اصلی پدیده فتوالکتریک است. چه ضخامتی از سرب لازم است تا شدت  $MeV 1.0$  باریکه اشعه گاما را ۱۰۰ برابر کاهش دهد؟

۳-۴ وزن مخصوص هوا در شرایط متعارفی (صفر درجه حرارت سانتی گراد و یک اتمسفر فشار) برابر  $1.293 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$  گرم در سانتیمتر مکعب است. پوشش آزاد متوسط فوتون های با انرژی زیر را در تحت این شرایط حساب کنید و با پوشش آزاد متوسط مربوط در آب با وزن مخصوص واحد مقایسه کنید (الف)  $MeV 1$  (ب)  $MeV 1$  (ج)  $MeV 1$ .

۳-۴ سطح مقطع کمپتون هر الکترون در انرژی یک میلیون الکترون ولت برابر  $1.12 \times 10^{-2}$  بارن است. سطح مقطع جذب انرژی کمپتون هر الکترون  $0.92$  بارن می باشد (الف) انرژی متوسط الکترون رانده شده در واکنش کمپتون در این انرژی چقدر است؟ (ب) ضریب تضعیف جرمی و ضریب جذب جرمی آلومینیم و آب را در یک میلیون الکترون ولت حساب کنید.

۳-۴ یک باریکه  $MeV 1$  اشعه گاما با شدت  $1.0 \times 10^6$  شعاع گاما بر سانتیمتر

سریع در ثانیه به یک ورقه نازک از آلومینیم و آب وارد می‌شود. در این انرژی سطح مقطع کمپتون هر الکترون برابر  $0.511$  Mev. بارن و سطح مقطع جذب انرژی کمپتون برای هر الکترون  $0.68 \times 10^{-28}$  بارن است. مطلوب است محاسبه انرژی جذب شده در واحد حجم پولک مربوط به (الف) پراکندگی کمپتون و (ب) پدیده فتوالکتریک.

۳-۵. بردذرات آلفا  $0.5$  Mev را در محیط‌های زیر تعیین کنید: (الف) هوای C  $10$  و فشار یک اتمسفر (ب) آلومینیم (ج) سرب (د) آب با وزن مخصوص واحد (ه) هوای C  $300$  و فشار  $10$  اتمسفر.

۳-۲. قدرت نگهدارندگی نسبی محیط‌های مسانه قبل را به دست آورید.  
 ۳-۳. ضریب تضعیف جرمی اشعه بتا  $0.5$  Mev (انرژی حداکثر) و ضریب تضعیف جرمی اشعه گاما  $0.5$  Mev را در آلومینیم مقایسه کنید.

۳-۴. برد حداکثر ذرات آلفا و اشعه بتا  $0.5$  Mev را در هوای متعارف (صفر درجه حرارت سانتی‌گراد و فشار یک اتمسفر) به دست آورید.

۳-۵. در مجاورت سطح یک میله سوخت راکتور در حال کار، عمل فیسین با شدت S فیسین در سانتیمتر مکعب در ثانیه انجام می‌گیرد. اگر برد متوسط پاره‌های فیسین R باشد نشان دهید به شرطی که میله سوخت غلاف نداشته باشد میزان فرار پاره‌های فیسین برابر  $SR/4$  است.

## General

Blanchard, C. H., C. R. Burnett, R. G. Stoner, and R. L. Weber, *Introduction to Modern Physics*, 2nd ed. Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, 1969, Chapters 13, 15, and 16.

Burcham, W. E., *Nuclear Physics*. New York: McGraw-Hill, 1963, Part D.

Evans, R. D., *The Atomic Nucleus*. New York: McGraw-Hill, 1955, Chapters 12-14, 18-25.

Foderaro, A., *The Elements of Neutron Interaction Theory*. Cambridge, Mass.: MIT Press, 1971.

Foster, A. R., and R. L. Wright, Jr., *Basic Nuclear Engineering*. Boston, Mass.: Allyn and Bacon, 1968, Chapters 4 and 8.

Glasstone, S., and A. Sesonske, *Nuclear Reactor Engineering*. New York: Van Nostrand, 1967, Chapter 2.

Goble, A. T., and D. K. Baker, *Elements of Modern Physics*, 2nd ed. New York: Roland Press, 1971, Chapters 8, 9, and 10.

Kaplan, I., *Nuclear Physics*, 2nd ed. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1963, Chapters 15, 16, 18, and 19.

King, C. D. G., *Nuclear Power Systems*. New York: Macmillan, 1964, Chapters 3 and 4.

Lamarsh, J. R., *Introduction to Nuclear Reactor Theory*. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1966, Chapters 2 and 3.

Lapp, R. E., and H. L. Andrews, *Nuclear Radiation Physics*, 3rd ed. Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, 1963, Chapters 11-13.

Meyerhof, W. E., *Elements of Nuclear Physics*. New York: McGraw-Hill, 1967, Chapters 3 and 5.

Oldenberg, O., and N. C. Rasmussen, *Modern Physics for Engineers*. New York: McGraw-Hill, 1966, Chapters 16 and 17.

Semat, H., and J. R. Albright, *Introduction to Atomic and Nuclear Physics*, 5th ed. New York: Holt, Rinehart and Winston, 1972.

Weidner, R. T., and R. L. Sells, *Elementary Modern Physics*, 2nd ed. Boston, Mass.: Allyn and Bacon, 1973, Chapter 10.

## Cross Section Data

The latest values of neutron cross sections are available from the National Neutron Cross Section Center at Brookhaven National Laboratory, Upton, New York. The Center evaluates and tabulates cross section data which is published in the report *Neutron Cross Sections*, BNL-325, and in other documents. Cross sections are also available from the Center on tapes in a standard format which permits their immediate use in various reactor and shielding computations.

Charged-particle cross section data is compiled at the Charged-Particle Cross Section Information Center at the Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee. Compilations of this group are published in the journal *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, referred to in the references in Chapter 2.

Photon interaction cross sections have been tabulated and are available on tape and in tabular form from the Nuclear Constants Group at the Lawrence Radiation Laboratory, Livermore, California. See also J. H. Hubbell and M. J. Berger, *Photon Attenuation and Energy Transfer Coefficients*, National Bureau of Standards Report NBS-8681, 1965.



## فصل چهارم

### راکتورهای هسته‌ای و نیروی هسته‌ای

پس از بررسی فیزیک اتمی و فیزیک هسته‌ای در فصول قبل که بنیاد مهندسی هسته‌ای را تشکیل می‌دهد، حال می‌توان روشی که توسط آن انرژی هسته‌ای برای مقاصد عملی به کار می‌رود را در نظر گرفت.

#### ۱-۴- واکنش فیسون زنجیره‌ای

انرژی هسته‌ای به طریق واکنش فیسون زنجیره‌ای آزاد می‌شود. در این عمل که در شکل ۱-۴ نشان داده شده است، نوترون‌هایی که از هسته‌های فیسونی تابش می‌شود در هسته‌های دیگر قابل فیسون (فیسونی) ایجاد فیسون می‌کند. نوترون‌های حاصل از این فیسون‌ها در هسته‌های قابل فیسون (فیسونی) دیگر ایجاد فیسون می‌کنند و این عمل همچنان ادامه می‌یابد. چنین واکنش زنجیره‌ای را می‌توان به طور کمی با ضریب تکثیر که به  $K$  نشان داده می‌شود تشریح کرد. این ضریب را می‌توان به صورت نسبت تعداد فیسون‌های (یا تعداد نوترون‌های فیسون) یک نسل به تعداد فیسون‌های (نوترون‌های فیسون) نسل قبل تعریف کرد. معادله‌ی آن به صورت زیر است.

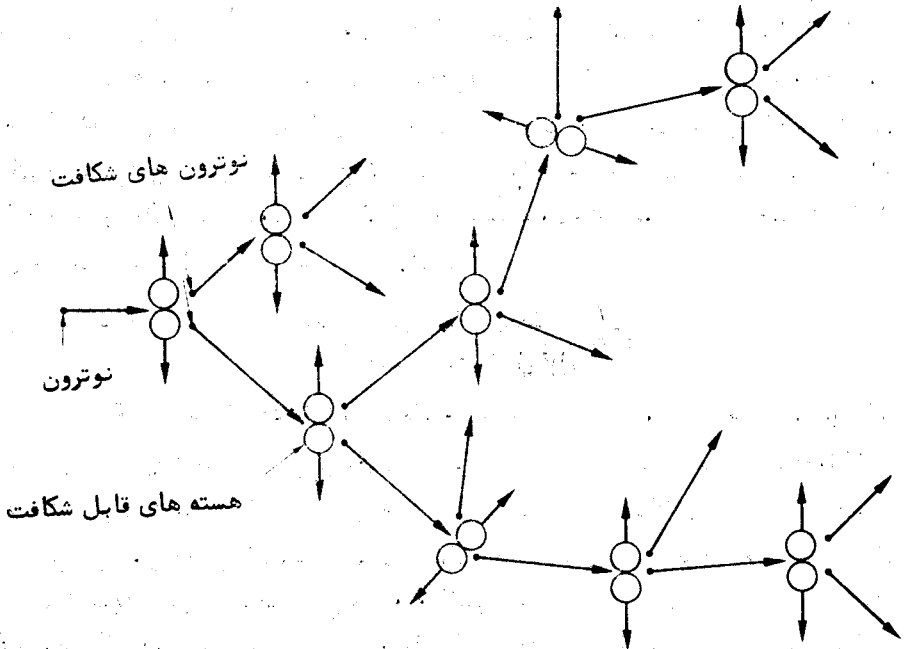
$$(۱-۴) \quad K = \frac{\text{تعداد فیسون‌های یک نسل}}{\text{تعداد فیسون‌های نسل قبل}}$$

اگر  $K$  بزرگتر از یک باشد، از معادله (۱-۴) دیده می‌شود که تعداد فیسون‌ها از یک نسل به نسل دیگر افزایش می‌یابد. در این حالت، انرژی آزاد شده در نتیجه واکنش زنجیره‌ای نسبت به زمان افزایش می‌یابد و واکنش زنجیره‌ای یا دستگاهی که در آن این عمل انجام می‌گیرد فوق بحرانی نامیده می‌شود. از طرف دیگر، اگر  $K$  کوچکتر از یک باشد، تعداد فیسون‌ها نسبت به زمان کاهش می‌یابد و واکنش زنجیره‌ای تحت بحرانی نامیده می‌شود. بالاخره در یک وضعیت ویژه در حالتی که  $K$  مساوی یک است واکنش زنجیره‌ای با شدت ثابتی ادامه می‌یابد و انرژی در یک سطح یکنواخت آزاد می‌شود و دستگاه را بحرانی گویند.

دستگاه‌هایی که به نحوی طرح ریزی شده‌اند که در آنها واکنش زنجیره‌ای قابل کنترل است راکتورهای هسته‌ای نامیده می‌شوند. عمل کنترل در یک راکتور با تغییر دادن مقدار  $K$  توسط شخص اپراتور دستگاه انجام می‌گیرد. برای ازدیاد قدرت تولیدی راکتور، اپراتور

مقدار  $K$  را به بیش از یک تغییر می‌دهد تا اینکه دستگاه فوق بحرانی شود. وقتی قدرت مورد نظر حاصل شد اپراتور راکتور را تنظیم  $K$  برابر واحد راکتور را به حالت بحرانی در می‌آورد و از آن به بعد راکتور در سطح قدرت مشخص باقی می‌ماند. برای کاهش قدرت یا خاموش کردن راکتور اپراتور فقط  $K$  را کاهش می‌دهد و راکتور را به حالت تحت بحرانی در می‌آورد و در نتیجه قدرت خروجی راکتور کاهش می‌یابد. بمب‌های هسته‌ای و مواد منفجره بدین ترتیب کنترل نمی‌شوند و به این دستگاهها راکتور اطلاق نمی‌شود. چند نوع راکتور هسته‌ای در قسمت‌های بعدی این فصل تشریح می‌شود.

برای اینکه بتوان یک راکتور را بحرانی کرد، یا به عبارت دیگر مقدار  $K$  را تنظیم کرد، لازم است توازنی در میزان تولید نوترون در راکتور و از بین رفتن آن برقرار شود. نوترون‌ها می‌توانند به دو طریق ناپدید شوند. در نتیجه جذب نوترون‌ها در بعضی از واکنش‌ها یا به وسیله فرار نوترون‌ها از سطح خارجی راکتور وقتی میزان جذب به اضافه میزان فرار نوترون برابر میزان تولید نوترون باشد، راکتور در این حالت بحرانی است.



شکل ۴-۱ نمایش واکنش فیسوین زنجیره‌ای

اگر میزان تولید نوترون بیش از مجموع میزان جذب و میزان فرار باشد راکتور فوق بحرانی بوده و برعکس اگر کمتر باشد راکتور تحت بحرانی خواهد بود. همان‌طور که انتظار می‌رود، میزان تولید، میزان جذب و میزان نشت بستگی به اندازه و ترکیب راکتور دارد. در فصول

و نشان خواهیم داد که می توان یک رابطه دقیق تحلیلی بین این سه میزان از یک طرف و بین اندازه و ترکیب راکتور از طرف دیگر به دست آورد. این روابط ابعاد و خواص مواد مورد نیاز یک راکتور، برای این که بحرانی باشند، را به دست می دهد.

#### ۴-۲ سوخت های راکتور هسته ای

با بازگشت به قسمت ۳-۷ به طور متوسط، در مقابل جذب یک نوترون در هسته قابل فیسوین یا فیسوینی  $\eta$  نوترون فیسوین تابش می شود. برای اینکه یک راکتور بحرانی شود واضح است هسته های سوخت بایستی دارای  $\eta$  بزرگتر از واحد باشد. اگر  $\eta$  کوچکتر از یک باشد، فیسوین در یک نسل الزاماً منجر به کمتر از یک فیسوین در نسل های بعدی خواهد شد و راکتور هرگز به حالت بحرانی نخواهد رسید.

از طرف دیگر  $\eta$  نمی تواند دقیقاً برابر یک باشد زیرا به طوری که اشاره شد بعضی از نوترون ها خواه ناخواه از طریق جذب های غیر فیسوینی یا به علت فرار از دستگاه کلا از بین رفته محسوب می شوند و لذا حالت بحرانی حاصل نخواهد شد.

بازرسی اطلاعات فیسوین دیده می شود در حقیقت هسته های قابل فیسوین حرارتی برای نوترون های ورودی با هر انرژی و برای هسته های قابل فیسوین سریع (غیر فیسوینی) نظیر  $^{238}\text{U}$  و  $^{232}\text{Th}$  با نوترون های با انرژی بیش از انرژی آستانه مقدار  $\eta$  به طور قابل ملاحظه ای بیش از یک است. در این حالت در مورد هسته های غیر فیسوینی فقط آن دسته از نوترون ها که در راکتور انرژی شان بیش از انرژی آستانه است قادرند عمل فیسوین را باعث شوند. در مورد راکتورهائی که سوخت آنها فقط مواد قابل فیسوین سریع است، در سوخت هسته های فیسوینی وجود ندارد، مقدار مؤثر  $\eta$  برابر مقدار واقعی  $\eta$  ضرب در کسری از طیف نوترون\* که بالاتر از انرژی آستانه قرار دارد می باشد. متأسفانه این مقدار همیشه از یک کمتر است و نتیجه می شود که چنین راکتورهائی متأسفانه هیچ وقت نمی توانند تنها با ماده قابل فیسوین سریع بحرانی شوند. بنابراین این مواد قابل فیسوینی حرارتی از عناصر اساسی سوخت تمام راکتورها می باشند.

#### جداسازی ایزوتوپ ها

در طبیعت فقط هسته قابل فیسوین اورانیوم  $^{235}\text{U}$  با فراوانی ایزوتوپی  $0.72\%$  یافت شود و بقیه اورانیوم طبیعی، بجز مقدار بسیار کم اورانیوم  $^{234}\text{U}$ ، اورانیوم  $^{238}\text{U}$  است. بنابراین از هر  $139$  اورانیوم  $^{238}\text{U}$  یک اتم اورانیوم  $^{235}\text{U}$  است. با وجود کمی فراوانی ایزوتوپ فیسوینی (حرارتی) می توان سوخت بعضی از انواع راکتورها را اورانیوم طبیعی انتخاب کرد و تمام راکتورهای اولیه از این نوع بودند. اغلب راکتورهای جدید به اورانیوم غنی شده نیاز دارند. یعنی اورانیومی که مقدار اورانیوم  $^{235}\text{U}$  آن بیش از مقدار طبیعی آن باشد. غنی کردن اورانیوم کار سختی است، زیرا این کار متضمن جداسازی دو ایزوتوپ  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  می باشد

\* این طیف نوترون های فیسوین نیست بلکه طیف انرژی نوترون های راکتور است.

که تقریباً دارای یک وزن اتمی هستند. البته نمی‌توان به روش شیمیائی عمل جداسازی را انجام داد زیرا دو ایزوتوپ یک عنصر اورانیوم هستند و بنابراین جداسازی باید به روش‌های فیزیکی انجام گیرد. برای این منظور چند روش به کار رفته است. موفقترین و متداولترین روش‌ها روش پخش‌گازی<sup>۱</sup> می‌باشد. این روش براساس اختلاف میزان پخش از خلل و فرج محیط پخش می‌باشد که به علت اختلاف اوزان مولکولی آنهاست. البته اورانیوم به صورت گازنیست و جداسازی به کمک پخش گاز هگزافلورو اورانیوم،  $UF_6$ ، انجام می‌گیرد. این یگانه ترکیب گازی شکل اورانیوم است که برای عمل پخش به کار می‌رود. ضمناً فلور دارای یک ایزوتوپ  $^{19}F$  می‌باشد، لذا اختلاف وزن مولکولی مولکولهای  $UF_6$  فقط مربوط به اختلاف اوزان ایزوتوپهای اورانیوم است. از آنجا که وزن مولکولی  $UF_6^{238}$  و  $UF_6^{235}$  تقریباً مساوی می‌باشند، لذا در اثر یک بار عبور کردن گاز از داخل محیط پخش مقدار کمی اورانیوم  $^{235}$  از اورانیوم  $^{238}$  جدا می‌شود، در نتیجه لازم است تعداد زیادی از این محیط‌های پخش به‌طور پیاپی به کار برد. بنابراین نیروگاههای پخش‌گازی عظیم دستگاههای گرانقیمتی می‌باشند. به‌علاوه پمپ کردن گاز در این نیروگاهها مقدار فوق‌العاده زیادی برق مصرف می‌کند. تمام نیروگاههای پخش‌گازی آمریکا توسط کمیسیون انرژی اتمی ایالات متحده اداره می‌شود که در شرایط متداول نیاز به ۶۰۰۰ مگاوات برق دارد. و بنابراین بزرگترین مصرف‌کننده برق در ایالات متحده می‌باشد. دستگاه غنی کردن اورانیوم به روش پخش‌گازی در ایالات متحده علاوه بر این که نیازهای کمیسیون انرژی اتمی را از لحاظ اورانیوم غنی شده برآورده می‌کند در تحت شرایط قانون مالکیت پخش خصوصی مواد هسته‌ای، مصوب سال ۱۹۶۴، اورانیوم غنی شده در اختیار صنایع هسته‌ای داخلی و خارجی قرار می‌دهد. بنابراین کمیسیون انرژی اتمی براساس قیمت‌های معین، اورانیوم متقاضی را که به صورت  $UF_6$  است باید دریافت نماید و آن را تا هر مقداری تا ۹۳٪ وزنی از اورانیوم  $^{235}$  غنی می‌کند\* (لازم به یادآوری است که بر اساس قوانین جدید در سطح جهانی حداکثر درجه غنی کردن تا ۲٪ است م)

مقدار ماده تغذیه یعنی ماده شروع یا ورودی که برای تولید مقدار ماده مورد نظر لازم است بستگی به درجه غنی شدن محصول، میزان غنی بودن ماده تغذیه و مقدار غنی بودن ماده پس‌ماند اورانیوم که از آن اورانیوم  $^{235}$  خارج می‌شود، دارد. فرض می‌کنیم به عنوان مثال نیاز به تولید  $M_p$  کیلوگرم اورانیوم غنی شده با کسر وزنی اورانیوم  $^{235}$  داریم. مشتری بایستی  $M_F$  کیلوگرم اورانیوم غنی  $X_F$  فراهم نماید و اورانیوم پس‌ماند  $M_T$  کیلوگرم با درجه

\* باوجود این که درصد فراوانی ایزوتوپی همیشه به نسبت درصد اتمی داده می‌شود لکن کمیسیون انرژی اتمی ترجیح می‌دهد که درجه غنی شدن را با درصد وزنی مشخص نماید.

غنی  $x_T$  خواهد بود. کل عملیات به صورت نمودار در شکل ۲-۴ نشان داده شده است از آنجا که اتلاف اورانیوم وجود ندارد یا کم است، نتیجه می شود که

$$M_F = M_P + M_T$$

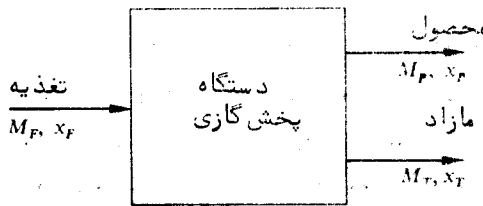
مقدار کل اورانیوم ۲۳۵ قبل و بعد از عمل غنی کردن نیز یکی است بنابراین

$$x_F M_F = x_P M_P + x_T M_T$$

با حذف  $M_T$  در این دو معادله اخیر داریم:

$$M_F = \left( \frac{x_P - x_T}{x_F - x_T} \right) M_P \quad (۲-۴)$$

این معادله مقدار اورانیوم تغذیه مورد نیاز برای تولید مقدار معین اورانیوم غنی شده را به دست می دهد.



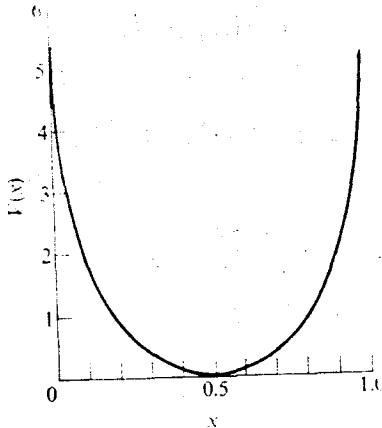
شکل ۲-۴ دیگرام کلی کارخانه پخش گازی

هزینه غنی کردن اورانیوم برحسب واحد مخصوصی به نام کار جداکنندگی<sup>۱</sup> بیان می شود. این تعریف براساس این واقعیت است که برای جدا کردن ایزوتوپها باید کار انجام گیرد، ارزش کلی اورانیوم غنی شده و پس مانده از هر مرحله کارخانه پخش گازی خارج می شود باید بزرگتر از ارزش اورانیوم تغذیه همان مرحله باشد. بابت مفصل نسبتاً پیچیده ای که مربوط به اصول کار پخش گازی است (استخراج این رابطه در منابع داده شده است) می توان نشان داد که ارزش اورانیوم برحسب درجه غنی بودن آن،  $X$ ، برحسب کسروزی به صورت زیر نشان داده می شود.

$$V(x) = (2x - 1) \ln \frac{x}{1-x} \quad (۳-۴)$$

این تابع در شکل ۳-۴ رسم شده است. همان طور که در شکل نشان داده شده است مقدار  $V(x)$  در  $x = 0.5$  صفر است و در طرفین این نقطه به طور متقارن افزایش می یابد. بنابراین ارزش اورانیومی که تعداد اتمهای اورانیوم ۲۳۵ / ۲۳۸ آن مساوی هستند (دلخواه) صفر

است و از آنجا که برای جدا کردن چنین اورانیومی، به اورانیوم غنی و تهی، ارزش این دو اورانیوم الزاماً با افزایش یا کاهش  $x$  از مقدار  $0.5$  افزایش می یابد.



شکل ۴-۳ تابع ارزش اورانیوم برحسب کسر وزنی غنی شدن

لازم به یادآوری است که  $V(x)$  یک تابع بدون واحداست که ارزش سوخت غنی را - براساس یک پایه دلخواه به دست می دهد، این ارزش را نباید با هزینه یا قیمت خود ماده اشتباه کرد. از آنجا که اورانیوم غنی خیلی بیش از اورانیوم تهی مفیدتر می باشد، هزینه واقعی اورانیوم غنی به طور خطی برحسب درجه غنی بودن ماده افزایش می یابد.

ارزش کار جدا کنندگی مربوط به تولید مقدار معینی از ماده برابر ارزش کلی محصول و پس ماند نسبت به ارزش ماده تغذیه می باشد. اگر از  $M_F$  ماده تغذیه  $M_P$  محصول  $M_T$  پس ماند باشد، کار جدا کنندگی برابر است با:

$$SW = M_P V(x_P) + M_T V(x_T) - M_F V(x_F) \quad (4-4)$$

که  $x_P, x_T, x_F$  به ترتیب درجه غنی بودن محصول، پس ماند و ماده تغذیه است. از آنجا که

$$M_T = M_F - M_P$$

است معادله ۴-۴ را می توان به صورت زیر نوشت:

$$SW = M_P [V(x_P) - V(x_T)] - M_F [V(x_F) - V(x_T)] \quad (4-5)$$

باید یادآور شد که کار جدا کنندگی دارای واحد جرم (کیلوگرم) است. در حال حاضر (۱۹۷۴) کمسیون انرژی اتمی هزینه کار جدا کنندگی را برابر  $47/80$  یا  $42/10$  دلار برحسب نوع قرار داد قرار داده است.

مثال ۴-۱ یک کارخانه سازنده سوخت راکتور احتیاج به  $10000$  کیلوگرم اورانیوم  $3\%$  (وزنی) غنی دارد و پیشنهاد کرده است که ماده تغذیه را به صورت اورانیوم طبیعی تأمین

می‌کند. با فرض این که میزان غنی بودن پس مانده  $\frac{1}{2}$  (وزنی) باشد (الف) چه مقدار اورانیوم به عنوان تغذیه مورد نیاز است (ب) هزینه غنی کردن چقدر خواهد بود؟

حل: (الف) اورانیوم طبیعی حاوی  $71.1\%$  (وزنی) اورانیوم  $235$  است که براساس فراوانی ایزوتوپ  $72\%$  اتمی می‌باشد. بنابراین از معادله  $2-4$  نتیجه می‌شود:

$$M_F = \frac{0.03 - 0.002}{0.00711 - 0.002} \times 10000 = 54795 \text{ کیلوگرم}$$

(ب) در محاسبه  $V(x)$  وقتی  $x < 0.5$  است برای اینکه جواب منفی نشود معادله  $(3-4)$  را به صورت زیر می‌نویسیم:

$$V(x) = (1 - 2x) \ln \frac{1-x}{x}$$

لذا ارزش محصول با  $3\%$  (وزنی) غنی بودن برابر است با:

$$v(0.03) = (1 - 2 \times 0.03) \ln \frac{1-0.03}{0.03} = 3/267$$

و همچنین باروش مشابه داریم:

$$V(0.00711) = 4/869 \quad V(0.002) = 6/188$$

از معادله  $(4-5)$  نتیجه می‌شود که کار جدا کنندگی برابر است با:

$$SW = 10^4 (3/267 - 6/188) - 54795 (4/869 - 6/188) = 43.65 \text{ کیلوگرم}$$

بادانستن این که هرواحد کار جدا کنندگی  $47/80$  دلار ارزش دارد مخارج غنی کردن برابر است با:

$$43.65 \times 47/80 = 20585.7 \text{ دلار}$$

کمیسیون انرژی اتمی جداول و منحنی‌هایی تهیه کرده که محاسبات از این نوع را آسان کرده است.

دو روش دیگر برای جدا کردن ایزوتوپها را باید نام برد. همزمان با توسعه و تکامل عمل پخش‌گازی در زمان جنگ دوم جهانی کوششی برای استفاده از الکترومغناطیس برای جداسازی نیزبه کار رفت.

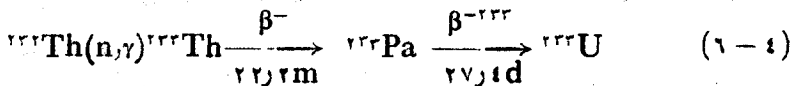
این روش براساس اسپکترومتر جرمی است. گاز اورانیوم یونیزه را با سرعت وارد میدان مغناطیسی می‌کنند در این کار مولکول‌های سنگین‌تر گاز در مسیر با شعاع بزرگتری نسبت به مولکول‌های سبک‌تر حرکت می‌کنند. ذرات باریکه در نقطه مخصوصی جمع شده و تقریباً جدائی کامل ایزوتوپهای اورانیوم حاصل می‌شود. متأسفانه پس از اینکه دستگاه جداسازی الکترومغناطیس شروع به کار کرد معلوم گردید که این روش غنی سازی در مقیاس بزرگ کمتر از دستگاه پخش‌گازی اقتصادی است. در هر حال در مقیاس آزمایشگاهی برای غنی کردن مقادیر کم عناصر در یک ایزوتوپ معین از این روش استفاده می‌شود.

روش متداول، بخصوص در بیولوژی و در پزشکی، برای جدا کردن ذرات مختلف یک ماده به کمک روش گریز از مرکز است. ماده مورد نظر را در یک ظرف مناسب قرار می دهند و آن را با سرعت زیاد می چرخانند. دوران ظرف، نیروی جاذبه ای به وجود می آورد و در نتیجه ذرات سنگین تر متمایل به محیط ظرف حرکت می کنند در حالی که ذرات سبک تر در حدود وسط ظرف باقی می مانند. موضوع جالب توجه در روش گریز از مرکز درجه جداسازی در هر مرحله بستگی به اختلاف بین جرم ذرات دارد، در حالی که در عمل پخش گازی جداسازی در هر مرحله بستگی به ریشه دوم نسبت جرم ذرات دارد. اما در عمل گریز از مرکز مسائلی وجود دارد که از جمله اطمینان در حرکت سریع ذرات در تحت فشار زیاد است. این موضوع مهمی است، زیرا می توان نشان داد که جنبه اقتصادی روش گریز از مرکز به شدت بستگی (به توان پنج) به سرعت محیط اطراف چرخان دارد و بنابراین چنین اطراف هائی را باید با سرعت زیاد چرخاند. با وجود این، توسعه و تکامل روش گریز از مرکز، بخصوص در اروپا، ادامه یافت و عمل غنی کردن اورانیوم در مرحله آزمایشی است. در آینده می توان دید که آیا روش گریز از مرکز می تواند مانند روش رقیب خود سوخت هسته ای ارزان به دست دهد.

### تبدیل و زایش

در قسمت بعد نشان خواهیم داد که ذخائر اورانیوم  $^{235}\text{U}$  به اندازه ای نیست که بتواند سوخت مورد نیاز پیش بینی شده در آینده را تأمین نماید. در حقیقت، اگر انرژی هسته ای به تنهایی بر اساس فیسوئ اورانیوم  $^{235}\text{U}$  باشد، دوران انرژی هسته ای نسبتاً کوتاه خواهد بود و احتمالاً کمتر از یک قرن می باشد. خوشبختانه می توان بعضی از ایزوتوپهای فیسوئی را از مواد قابل فیسوئ فراوان به کمک روشی به نام تبدیل تهیه کرد و به این روش می توان اطمینان حاصل کرد که منبع انرژی هسته ای نامحدودی در دنیا وجود خواهد داشت.

مهمترین دو ایزوتوپ فیسوئی که به کمک تبدیل به وجود می آیند اورانیوم  $^{233}\text{U}$  و پلوتونیم  $^{239}\text{Pu}$  می باشند. اورانیوم  $^{233}\text{U}$  از جذب یک نوترون در توریم به وجود می آید. واکنش مربوطه عبارت است از:



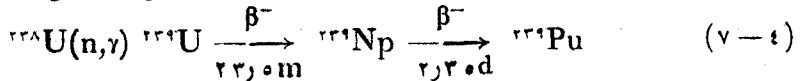
ایزوتوپ  $^{233}\text{Pa}$  پروتاکتینیوم نامیده می شود. در نتیجه واکنش (۶-۴) ایزوتوپ غیر قابل فیسوئ توریم  $^{232}\text{Th}$  به اورانیوم  $^{233}\text{U}$  قابل فیسوئ تبدیل می شود. ایزوتوپهای نظیر  $^{233}\text{Th}$  که قابل فیسوئ نیستند از آنها ایزوتوپ قابل فیسوئ تولید می شود ماده زاینده نامیده می شوند.

واکنش های (۶-۴) را می توان نسبتاً به سادگی به وجود آورد. توریم طبیعی تماماً ایزوتوپ  $^{232}\text{Th}$  آن است. بنابراین فقط لازم است که توریم را به صورت ترکیبی در داخل یک راکتور بحرانی تحت تابش نوترون قرار داد. پس از مدت مناسبی تابش دهی، وقتی که مقدار



اورانیوم ۲۳۳ به یک سطح معین رسیده باشد، توریوم را از راکتور خارج کرده و اورانیوم ۲۳۳ آن را از توریوم جدا می کنند. عمل جداسازی را می توان به کمک روش های شیمیائی انجام داد زیرا توریوم و اورانیوم دو عنصر شیمیائی کاملاً متفاوتی هستند. تاکنون از طریق توریوم مقدار نسبتاً کمی اورانیوم ۲۳۳ تولید شده است. زیرا برای تهیه سوخت راکتورها نیازی به اورانیوم ۲۳۳ نبوده است. با وجود این توریوم به عنوان یک منبع مهم سوخت هسته ای به حساب می آید.

پلوتونیوم ۲۳۹ نیز در طی واکنشی نظیر (۴-۶) به وجود می آید، یعنی:



در این حالت ایزوتوپ زاینده  ${}^{238}\text{U}$  و هسته واسطه نپتونیوم ۲۳۹ است. برای درک این واکنش ها در عمل اورانیوم ۲۳۸ باید در راکتور تحت تابش نوترون قرار گیرد. این عمل در اغلب راکتورهای قدرت معمولی خود به خود انجام می گیرد. به طوری که قبلاً یادآور شدیم اغلب راکتورهای اسروزی دارای سوخت اورانیوم هستند که فقط به مقدار کمی از لحاظ اورانیوم ۲۳۵ غنی شده است. بنابراین عملاً تمام سوخت این راکتورها اورانیوم ۲۳۸ می باشد. تبدیل اورانیوم ۲۳۸ به پلوتونیوم ۲۳۹ در جریان کار طبیعی این راکتورها انجام می گیرد. پلوتونیوم حاصل را پس از خارج کردن سوخت از راکتور جداسی کنند و نظیر حالت توریوم- اورانیوم ۲۳۳، اورانیوم ۲۳۸ و پلوتونیوم ۲۳۹ را می توان به طریق شیمیائی از هم جدا کرد زیرا اورانیوم و پلوتونیوم نیز دو عنصر کاملاً متفاوت هستند. به طوری که در زیر نشان خواهیم داد کمی شک وجود دارد، که در آینده پلوتونیوم ۲۳۹ مهمترین سوخت هسته ای به شمار آید.

عمل تبدیل را به طور کمی با پارامتر  $C$  بیان می کنند که نسبت تبدیل<sup>۱</sup> یا گاهی نسبت زایش<sup>۲</sup> نامیده می شود. این نسبت برابر تعداد متوسط اتم های قابل شکافت تولید شده در راکتور در مقابل هر اتم قابل شکافت مصرف شده است. لذا وقتی  $N$  اتم سوخت مصرف می شود  $NC$  اتم زاینده به اتم های قابل شکافت جدید تبدیل می شود، در این صورت اگر ایزوتوپ قابل شکافت جدید از همان نوع ایزوتوپهای سوخت راکتور باشد در مقابل مصرف شدن آنها  $NC \times C = NC^2$  اتم زاینده تبدیل به اتم قابل شکافت می گردد، این اتم ها نیز  $N$  اتم قابل شکافت به وجود می آورند و این عمل همچنان ادامه پیداسی کند. بدین ترتیب به آسانی دیده می شود که در نتیجه مصرف شدن  $N$  اتم سوخت تعداد

$$NC + NC^2 + NC^3 + \dots = \frac{CN}{1 - C}$$

از اتم‌های زاینده به اتم‌های قابل شکافت تبدیل می‌شود، به شرطی که C کوچکتر از یک باشد. اگر  $C = 1$  باشد به مقدار بینهایت از ماده زاینده می‌تواند در مقابل یک مقدار معین سوخت اولیه به اتم‌های قابل شکافت تبدیل شود.

**مثال ۴-۲** در یک راکتور بحرانی با سوخت اورانیوم طبیعی در مقابل جذب هرنوترون در  $U^{235}$ ،  $2.054$  نوترون در رزنانس‌های اورانیوم  $238$  و  $0.64$  نوترون در انرژی‌های حرارتی جذب اورانیوم  $238$  می‌شود.

در این راکتور اساساً هیچ‌گونه نوترونی از دستگاه فرار نمی‌کند (الف). نسبت تبدیل برای این راکتور چقدر است؟ (ب) از سوخت یک کیلوگرم اورانیوم  $235$  چند کیلوگرم پلوتونیوم  $239$  تولید می‌شود؟

حل. (الف) از جذب هرنوترون در اورانیوم  $238$  (جذب چه در رزنانس‌ها رخ دهد چه در انرژی‌های حرارتی) از طریق واکنش (۴-۷) یک اتم پلوتونیوم  $239$  تولید می‌شود. به علاوه از جذب هرنوترون در هسته اورانیوم  $235$  آن هسته از بین می‌رود. هسته حاصل یا عمل شکافت انجام می‌دهد و یا با تابش اشعه گاما به اورانیوم  $236$  (نسبتاً پایدار) تبدیل می‌شود. بنابراین تعداد اتم‌های  $^{239}\text{Pu}$  تولید شده در مقابل مصرف هر اتم  $^{235}\text{U}$  برابر  $C = 0.64 + 2.054 = 0.894$  است. برطبق تعریف این عدد معرف ضریب تبدیل یعنی  $0.894$  می‌باشد.

(ب) مصرف یک کیلوگرم اورانیوم  $235$  متضمن از بین رفتن  $\frac{1000 \cdot N_A}{235}$  اتم

اورانیوم  $235$  در نتیجه جذب همین تعداد نوترون می‌باشد که  $N_A$  عدد آووگادرو است. براساس تعریف

ضریب تبدیل C این مقدار مصرف اورانیوم  $235$  همراه با تولید  $\frac{1000 \cdot N_A \cdot C}{235}$  اتم پلوتونیوم

است که جرم کل آن  $\frac{C \times 1000 \times 239}{235}$  گرم یا  $\frac{239C}{235}$  کیلوگرم می‌باشد و در مقابل مصرف

یک کیلوگرم اورانیوم  $235$  منجر به تولید مقدار پلوتونیوم زیر می‌شود:

$$0.894 \times \frac{239}{235} = 0.909 \text{ Kg } ^{239}\text{Pu}$$

مهمترین حالت وقتی رخ می‌دهد که C بزرگتر از یک باشد. در این حالت در مقابل مصرف هر اتم شکافت پذیر بیش از یک اتم شکافت پذیر تولید می‌شود که این عمل را زاینده‌گی می‌نامند. راکتورهایی که براساس زاینده‌گی طرح شده‌اند را راکتورهای زاینده یا ساده‌تر زاینده می‌نامند. راکتورهایی که فقط هسته را تبدیل می‌کنند مبدل‌ها می‌نامند و راکتورهایی که نه عمل تبدیل و نه عمل زاینده‌گی را انجام می‌دهند و فقط سوخت مصرف می‌کنند سوزاننده نامیده می‌شوند. زاینده‌ها دستگاه‌های شاخصی هستند که زیرا علاوه بر تأمین قدرت از طریق انرژی شکافت آنها واقعاً سوخت شکافت پذیر بیشتر از آنچه که مصرف می‌کنند تولید می‌نمایند.

نیازی به گفتن نیست که طرح راکتوری که بتواند زاینده باشد خیلی مشکلتر از طرح یک راکتور مبدل است از یک نقطه نظر این که برای عمل تبدیل  $\eta$  باید از یک و برای عمل زاینده‌گی  $\eta$  بایستی از دو بزرگتر باشد. این موضوع به آن علت است که در هر راکتوری یک نوترون شکافت بالاخره بایستی در سوخت جذب شود. تا اینکه حالت شکافت زنجیره‌ای بحرانی حفظ شود و در ضمن اگر راکتور زاینده باشد باید بیش از یک نوترون در ماده زاینده جذب شود تا ایزوتوپ شکافت پذیر تولید شود. در حقیقت  $\eta$  باید به مقدار قابل ملاحظه‌ای، همان طوری که قبلاً اشاره شد، بیش از دو باشد زیرا تعدادی از نوترون‌ها خواه ناخواه در مواد غیر سوختی جذب شده یا از راکتور فراری می‌کنند.

در این باره لازم است بدانیم که  $\eta$  یک کمیت ثابت نیست بلکه بستگی به انرژی نوترون که شکافت را ایجاد می‌کند دارد. تغییرات  $\eta$  برحسب انرژی نوترون برای همه ایزوتوپ‌های شکافت پذیر  $^{235}\text{U}$ ،  $^{239}\text{Pu}$  و  $^{233}\text{U}$  در شکل (۴-۵) نشان داده شده است. مقدار  $\eta$  برای  $^{235}\text{U}$  با نوترون حرارتی یعنی  $0.0253 \text{ eV}$  الکترون ولت حدود  $2/2$  است که به اندازه کافی بیش از ۲ می‌باشد که بتواند عمل زایش را انجام دهد.

بنابراین راکتوری با طرح مناسب که سوخت آن اورانیوم  $^{235}\text{U}$  و شکافت آن بانوترون-های حرارتی انجام می‌گیرد راکتور حرارتی نامیده شده می‌تواند عمل زایش را انجام دهد. در مقابل، مقدار حرارتی  $\eta$  برای هسته‌های اورانیوم  $^{238}\text{U}$  و پلوتونیوم  $^{239}\text{Pu}$  که به ترتیب  $2/0.7$  و  $2/1.4$  می‌باشند به اندازه کافی از دو بزرگتر نیستند که بتوانند برای زایش به کار روند.

بازگشت به شکل ۴-۵ دیده می‌شود که درگام انرژی متوسط از حدود  $1.0 \text{ eV}$  تا  $100 \text{ Kev}$  برای اورانیوم  $^{238}\text{U}$  و از حدود  $1.0 \text{ eV}$  تا  $200 \text{ Kev}$  برای پلوتونیوم  $^{239}\text{Pu}$  مقدار  $\eta$  کمتر از دو می‌باشد. بنابراین اگر سوخت راکتور را این مواد قرار دهیم و بیشتر شکافت‌ها با انرژی‌های نامبرده رخ دهد عمل زایش امکان پذیر نخواهد بود. اگر چه براساس آنچه که گفتیم چنین تجربه‌ای انجام نگرفته است، لکن چنین راکتوری یا انرژی متوسط می‌تواند به میزان محدودی زاینده باشد. به شرطی که سوخت آن را اورانیوم  $^{235}\text{U}$  انتخاب نمائیم. مقدار  $\eta$  برای اورانیوم  $^{235}\text{U}$  در انرژی متوسط ظاهراً به مقدار کافی بیشتر از دو می‌باشد که بتواند شکافت را امکان پذیر نماید (به قسمت ۴-۷ مراجعه نمائید). به طوری که در شکل ۴-۵ نشان داده شده است مقدار  $\eta$  در انرژی بیش از  $100 \text{ Kev}$  به مقدار قابل ملاحظه‌ای برای هر سه سوخت شکافت پذیر بیش از دو می‌باشد. بنابراین اگر راکتور را به نحوی طرح ریزی نمائیم که بیشتر شکافت بانوترون‌های با انرژی بالا رخ دهند می‌توانیم یا هر سه این سوخت‌ها عمل زایش را انجام داد. راکتورهای از این نوع را راکتور سریع و یا از آنجا که معمولاً طوری طرح ریزی شده‌اند که زاینده باشند زاینده‌های سریع می‌نامند.

میزان زایش در یک راکتور را با بهره زایش بیان می‌کنند این پارامتر را با  $G$

نمایش می دهند. بهره زایش را می توان ازدیاد خالص تعداد اتم های شکافت پذیر در یک راکتور در مقابل مصرف شدن یک اتم سوخت تعریف کرد. از آنجا که  $G$  نسبت زایش کل تعداد اتم های سوخت تولید شده در مقابل یک اتم مصرف شده است نتیجه می گیریم که  $G$ ،  $C$  به وسیله رابطه ساده مهم زیر مرتبط می شوند.

$$G = C - 1 \quad (۸ - ۴)$$

فرض می کنیم  $C = 1/2$  باشد. این بدان معنی است که  $1/2$  اتم تازه در مقابل هر اتم مصرف شده تولید می شود. واضح است که ازدیاد خالص تعداد اتم های سوخت در مقابل هر اتم مصرف شده برابر  $1/2$  است.

زایش را نیز می توان برحسب زمان مضاعف بیان کرد. زمان مضاعف یک مدت زمان فرضی است که در طول این مدت مقدار ماده شکافت پذیر (یا ماده مربوط به آن) راکتور دو برابر می شود. برای محاسبه زمان مضاعف فرض می کنیم راکتور در یک قدرت حرارتی ثابت  $P_0$  مگاوات کار می کند. این راکتور به طور یکنواخت  $WP_0$  گرم ماده شکافت پذیر در روز مصرف می کند،  $W$  میزان مصرف سوخت برای هر واحد قدرت راکتور می باشد. (در مورد راکتور با سوخت اورانیوم  $235$  بر طبق قسمت  $3-7-23$   $W = 1/235$  گرم در هر روز برای هر مگاوات حرارتی است). این مقدار معادل مصرف  $\frac{WP_0 N_A}{M_f}$  اتم سوخت می باشد که  $A_A$  عدد آووگادرو و  $M_f$  وزن اتمی

(جرم اتمی) سوخت می باشد. از تعریف بالا در مورد  $G$  از مصرف  $\frac{WP_0 N_A}{M_f}$  اتم سوخت

اتم سوخت جدید تولید می شود که بیشتر از مقدار مصرف شده است و این بدان معنی

است که میزان تولید خالص  $GWP_0$  گرم سوخت در روز می باشد\*. اگر سوخت جدید از راکتور خارج نشود، مقدار کل سوخت دستگاه به طور خطی برحسب زمان نسبت به مقدار اولیه  $m_0$  سوخت افزایش می یابد.

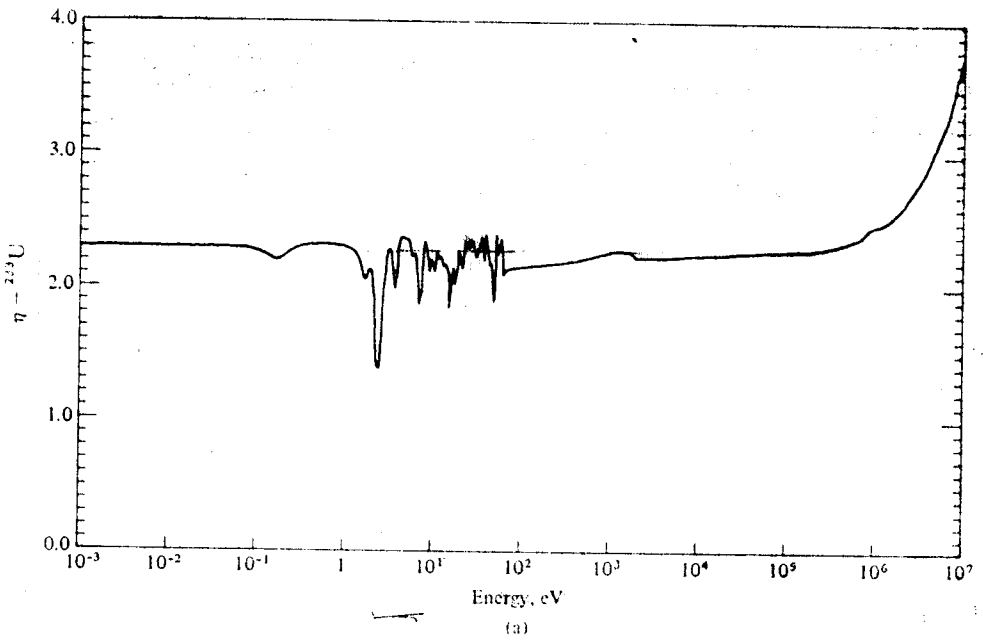
زمان مضاعف خطی  $t_{DI}$  را می توان مدت زمانی تعریف کرد که لازم است تا مقدار سوخت راکتور به مقدار  $2m_0$  برسد. لذا واضح است که:

$$GWP_0 \times t_{DI} = m_0$$

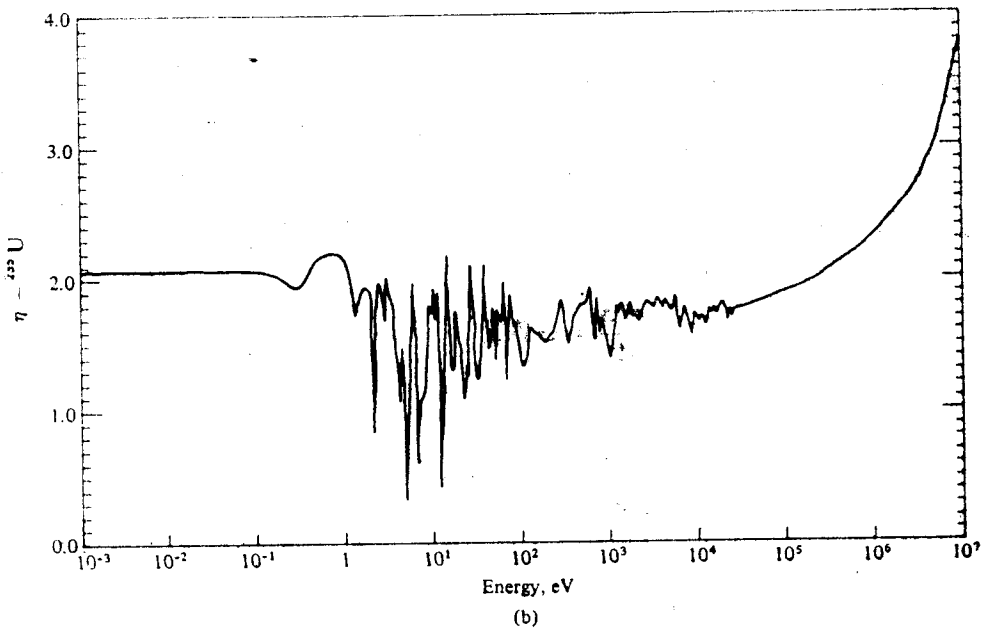
و

$$t_{DI} = \frac{m_0}{GWP_0} \quad (۹ - ۴)$$

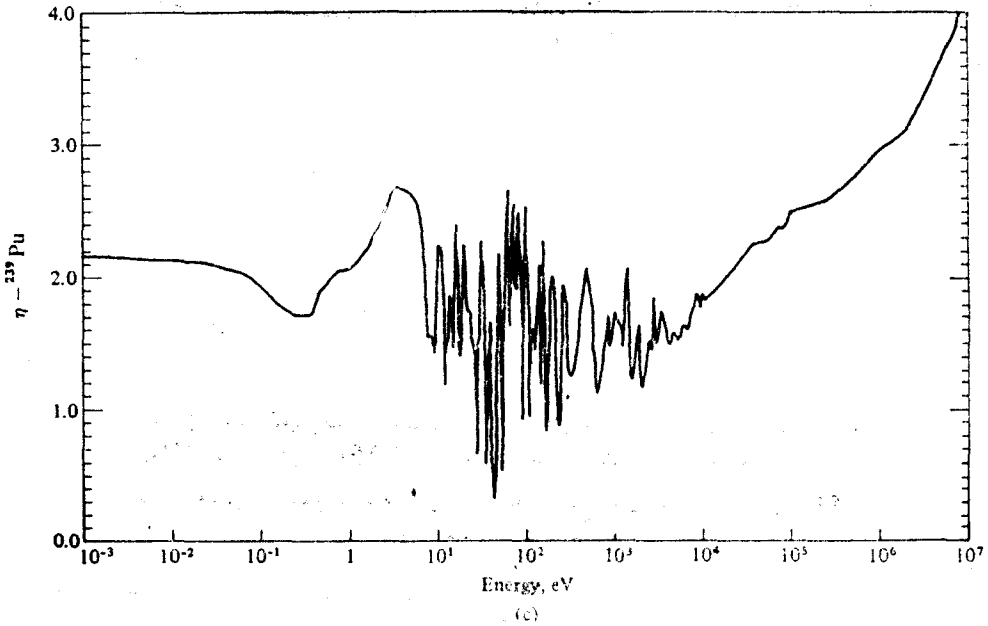
\* فرض می کنیم که سوخت تولید شده تازه دارای همان وزن اتمی (جرم) سوخت مصرف شده است. اگر وزن اتمی متفاوت باشند این مقدار باید در نسبت اوزان اتمی آنها ضرب شود.



شکل ۴-۴ تغییرات  $\eta$  بر حسب انرژی برای (الف) برای  $^{233}\text{U}$  (ب) برای  $^{230}\text{U}$  (پ) برای  $^{239}\text{Pu}$  (این منحنی‌ها با استفاده از اطلاعات روی نوار مغناطیسی موجود در مرکز ملی سطح مقطع‌های نوترون در آزمایشگاه ملی بروک‌هینون رسم شده‌اند)



به آسانی می‌توان دریافت که انباشتن سوخت تازه تولید شده در داخل راکتور روش سالمی نیست. سوخت اضافی (ایجادشده) برای کار راکتور لازم نیست و بهتر است که خارج شود و با سوخت‌های خارج شده از راکتورهای زاینده دیگر به‌عنوان سوخت در راکتور زاینده دیگری به کار رود. بدین ترتیب، کل قدرت تولیدی در تمام سوخت‌ها با ازدیاد جرم سوخت افزایش می‌یابد و سوخت اضافی را می‌توان برای راکتور دومی به کار برد.



می‌توان ثابت کرد (به‌مساله ۶-۸ مراجعه شود) که قدرت تولید شده در یک راکتور متناسب با جرم سوخت آن است یعنی:

$$P = \beta m \quad (4-10)$$

که  $\beta$  ضریب ثابتی است. به‌طوری‌که در بالا اشاره شد میزان افزایش جرم از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\frac{dm}{dt} = GWP$$

و از آن نتیجه می‌شود که

$$\frac{dm}{dt} = GW\beta m$$

حل این معادله به‌صورت زیر است:

$$m = m_0 e^{GW\beta t} \quad (11-4)$$

که  $m_0$  مقدار جرم اولیه سوخت است  
 زمان مضاعف اکسینانسیلی  $t_{De}$  مدت زمانی است که در آن مدت مقدار  $m$  برطبق  
 معادله ۱۱-۴ برابر  $m_0$  شود. به آسانی می توان دید که

$$t_{De} = \frac{\ln(2)}{GW\beta} \quad (12-4)$$

از معادله (۱۱-۴) مقدار  $\beta$  برابر است با:

$$\beta = \frac{P_0}{m_0}$$

$P_0$  قدرت اولیه راکتور است. با قرار دادن مقدار  $\beta$  در معادله (۱۲-۴) زمان مضاعف -  
 اکسینانسیلی به دست می آید.

$$t_{Dt} = \frac{m_0 \ln(2)}{GW P_0} \quad (13-4)$$

از مقایسه دو معادله (۹-۴) و (۱۳-۴) رابطه زیر به دست می آید.

$$t_{De} = t_{Dt} \ln(2) = 0.693 t_{Dt} \quad (14-4)$$

در شکل (۵-۴) ازدیاد سوخت در زمان های مضاعف  $t_{Dt}$  و  $t_{De}$  نشان داده شده اند. در عمل  
 $t_{De}$  و  $t_{Dt}$  هر دو به کار می روند. به هر حال، چون  $t_{De}$  تغییرات تراکم سوخت را بهتر منعکس  
 می کند اغلب به این زمان زمان مضاعف گفته می شود.

لازم به یادآوری است که زمان واقعی لازم برای یک راکتور که مواد شکافت پذیر آن  
 دو برابر شود بزرگتر از هر یک از دو زمان های مضاعف محاسبه شده بالا می باشد، زیرا زمان  
 لازم برای خارج کردن سوخت تولید شده تازه از راکتور و عملیات شیمیائی برای جدا کردن و  
 ساختن میله های سوخت جدید در استخراج روابط بالا حذف شده اند. با وجود این، زمان مضاعف  
 یک معیار منطقی از نحوه کاریک راکتور زاینده می باشد. لذا اگر تمام شرایط یکی باشد (که  
 هرگز این طور نیست) بهترین راکتور زاینده آن را کتوری است که مقدار این زمان کمترین باشد.

**مثال ۴-۳** یک راکتور زاینده فرضی دارای سوخت مخلوطی از پلوتونیوم ۲۳۹ -  
 اورانیوم ۲۳۸ است. وقتی راکتور در حداکثر قدرت کاری کند، میزان مصرف پلوتونیوم  
 تقریباً برابر یک کیلوگرم در روز است. راکتور در آغاز کار دارای ۵۰۰ کیلوگرم پلوتونیوم  
 می باشد و بهره زایش برابر ۱/۰ است.

(الف) با چه شدتی پلوتونیوم ۲۳۹ تولید می شود؟ (ب) زمان مضاعف خطی و  
 اکسینانسیل این راکتور را حساب کنید.





### ۴-۳ منابع انرژی هسته‌ای

انگیزه توسعه و تکامل راکتورهای قدرت بیشتر انتظار به‌دستیابی به یک منبع انرژی الکتریکی نامحدود و ارزان قیمت می‌باشد. درست است که راکتورهای زیادی برای به حرکت درآوردن گشتی‌ها و مقاصد دیگر ساخته شده‌اند، لکن نیروی اصلی در توسعه صنعت هسته‌ای در زمان حال و آینده مربوط به نیاز روزافزون الکتریسته است. بنابراین، لازم است رشد صنعت هسته‌ای قابل پیش‌بینی، نقش نیروی هسته‌ای و نیاز به سوخت هسته‌ای را یادآورشد.

اولین نیروگاه تولید برق به قدرت ۷۵۰ کیلووات در سال ۱۸۸۲ در شهر نیویورک به کار افتاد. از آن زمان صنعت نیروی الکتریکی رشد فوق‌العاده‌ای کرده و تا سال ۱۹۷۰ - ظرفیت کل تولیدی برق در ایالات متحده آمریکا به ۳۴۴۰۰۰ مگاوات رسیده بود. در آن زمان ظرفیت تولیدی برق در سرتاسر دنیا بالغ بر یک میلیون مگاوات بود. در سالهای دهه ۱۹۶۰ رشد ظرفیت تولیدی برق در ایالات متحده حدود ۶/۲ درصد بود. با این میزان ظرفیت الکتریکی هر ۱۱/۴ سال دوبرابر می‌شد. این رشد خیلی سریعتر از زمان مضاعف رشد جمعیت یعنی هفتاد سال در سال ۱۹۷۰ بود. رشد ظرفیت تولید الکتریسته در دنیا حتی سریعتر از ایالات متحده بود، یعنی حدود ۶/۷ درصد در سال که معادل زمان مضاعف ۱۰/۷ سال می‌باشد.

عوامل متعددی باعث ازدیاد تقاضای نیروی الکتریکی شده است که از آنجمله می‌توان رشد جمعیت، بالا رفتن سطح زندگی مردم در بیشتر نقاط دنیا، افزایش صنعتی شدن در خیلی از کشورها و استفاده از نیروی الکتریکی در بسیاری از کاربردهای تازه را نام برد. بدون توجه به وقایع غیرقابل پیش‌بینی، این نیروهای اقتصادی و اجتماعی بدون شک تاندتی در آینده ادامه خواهد یافت و نیاز به توسعه صنعت هسته‌ای خواهد بود.

البته بسیار مشکل است که بتوان با اطمینان میزان رشد ظرفیت و تولید الکتریسته را در آینده پیش‌بینی کرد. با وجود این اغلب ملت‌های دنیا سعی دارند که نیازهای خود را به انرژی برای مقاصد مختلف پیش‌بینی نمایند تا این که امکانات تولید زیاد انرژی به موقع تأمین و سوخت لازم در مواقع نیاز مهیا باشد. چنین پیش‌بینی‌هایی در ایالات متحده توسط کمیسیون مرکزی انرژی انجام گرفته است. پیش‌بینی‌های این سازمان در مورد رشد صنعت نیرو در ایالات متحده در جدول (۴-۱) داده شده است. لازم به یادآوری است که ظرفیت الکتریکی در دنیا تا پایان قرن شش برابر ظرفیت در سال ۱۹۷۰ خواهد بود و مصرف سرانه برق در سال به رقم حیرت‌آور ۳۸۰۰۰ کیلووات ساعت خواهد رسید. براساس آمار سازمان ملل متحد ظرفیت کل در دنیا به حدود هفت میلیون مگاوات خواهد رسید. براساس آمار سازمان برای تولید برق سه نوع نیروگاه وجود دارد: نیروگاه‌های آبی که از انرژی سقوط آب استفاده می‌کنند، نیروگاه‌های

فسیلی که از انرژی سوخت زغال سنگ، نفت یا گاز بهره گرفته می شود و نیروگاههای هسته ای که براساس شکافت هسته ای طرح ریزی شده اند. روش های دیگری برای تولید برق توسعه یافته ویا درحال توسعه می باشد، لکن تا به امروز در مقیاس بزرگی از این روش ها بهره گیری نشده است. باگسترش نیازمندیها به برق لازم است که تعداد زیادی از این سه نوع نیروگاه ساخته شود. در هر حال، منابع آبی در بسیاری از نقاط دنیا از جمله در ایالات متحده بسیار محدود است. در عین حال، تهیه سوخت های فسیلی رویه روز مشکلتز و به طور فزاینده ای گرانقیمت تر تمام می شود. بنابراین می توان انتظار داشت که بسیاری از نیروگاههای آتی از نوع هسته ای خواهد بود. برطبق پیش بینی کمیسیون انرژی اتمی، ظرفیت نیروگاههای هسته ای در ایالات متحده در سال ۱۹۷۰، ۱۱۶۰۰ مگاوات بود و تا سال ۱۹۸۰ به ۱۰۰۰۰۰ مگاوات و تا سال ۱۹۹۰ به ۵۰۰۰۰۰ مگاوات و تا سال ۲۰۰۰ به بیش از یک میلیون مگاوات خواهد رسید.

در آن تاریخ کل ظرفیت نیروگاههای هسته ای در سرتاسر جهان بر طبق پیش بینی سازمان انرژی اتمی جهانی ممکن است به بیش از چهار میلیون مگاوات برسد. لازم به یادآوری است که اگر ظرفیت نیروگاههای هسته ای بارشد پیش بینی شده افزایش یابد نیاز فزاینده ای به سوخت هسته ای خواهد بود و بجاست بپرسیم که آیا منابع سوخت هسته ای برای جوابگویی به نیازمندیها کافی خواهد بود؟ یادآور می شویم که راکتورها باید دارای سوخت هسته ای باشند که ماده شکافت پذیر آن اورانیوم ۲۳۵، که در طبیعت یافت می شود و یا ایزوتوپ مصنوعی اورانیوم ۲۳۳ یا پلوتونیوم ۲۳۹ است. در هر حال مواد خام برای تمام راکتورها اورانیوم یا تورنیوم است.

#### جدول ۴-۱

روند جمعیت و نیروی الکتریکی<sup>۲</sup> در ایالات متحده

۱۹۷۰	۱۹۸۰	۱۹۹۰	۲۰۰۰	
۲۰۴	۲۲۵	۲۴۸	۲۶۶	جمعیت بر حسب میلیون
۳۴۴	۶۶۸	۱۲۶۱	۲۱۰۰	تولید برق گیگاوات
۱/۶۹	۲/۹۷	۵/۰۸	۷/۸۹	ظرفیت سرانه کیلووات
۱۵۲۰	۳۱۰۰	۵۸۵۰	۱۰۰۰۰	تولید، تتروات ساعت
۷۴۵۰	۱۳۸۰۰	۲۳۵۹۰	۳۷۶۰۰	مصرف سرانه، کیلووات ساعت

- ۱- براساس پیش بینی های اداره آمار
- ۲- گزارش هیأت وابسته به انرژی اتمی قسمت اول، صفحه ۵۶ این اطلاعات شامل آلاسکا و هاوایی نمی باشد، توسط جی-ان ناسیکاس.
- ۳- سمپوزیوم درباره جنبه های محیط زیست نیروگاههای هسته ای سال ۱۹۷۰ توسط جی تی-سی برگ.

## اورانیوم

اورانیوم یک عنصر نادر محسوب نمی‌شود. مقدار وزنی آن در قشر سخت زمین حدود چهار در میلیون است که بدین ترتیب اورانیوم فراوانتر از مواد معمولی نظیر نقره، جیوه وید می‌باشد. مقدار تخمینی اورانیوم در عمق کمتر از ۱۲ یا ۱۳ میل زمین ۱۰ تن می‌باشد، اما بیشتر آن دارای درصد اورانیوم خیلی کمی است که احتمالاً هیچ وقت استخراج نخواهد شد. اورانیوم همچنین در آب دریا با تراکم حدود ۳ گرم در یک تن آب یافت می‌شود که کلاً به چهار بلیون تن می‌رسد. با وجود این تا به حال روش اقتصادی برای جدا کردن اورانیوم از آب ابداع نشده است.

اگرچه اورانیوم در سرتاسر دنیا یافت می‌شود ولیکن استخراج اقتصادی آن فقط در صورتی امکان پذیر است که تراکم آن زیاد باشد. اورانیوم معمولاً به صورت ترکیبات مختلف یافت می‌شود، اما برای اینکه بتوان منابع اورانیوم را با هم مقایسه کرد آن را به صورت  $U_3O_8$  نشان می‌دهند.

برای رفع نیازهای برنامه‌های هسته‌ای نظامی و غیرنظامی در سرتاسر دنیا، کوشش‌های زیادی انجام گرفته تا محل‌های ذخائر اورانیوم مشخص شود. در نتیجه این کوشش‌ها ذخائر اورانیوم مرتباً افزوده می‌شود. جدول ۴-۲ منابع اورانیوم ( $U_3O_8$ ) را برای کشورهای غیر کمونیست برحسب تن کوچک (۲۰۰۰ پوند) باقیمت تولیدی کم‌تر از ده دلار برای هر پوند در سال ۱۹۷۲ نشان می‌دهد. یا آور می‌شویم که پنج کشور اول در جدول (۴-۲) بیش از ۸۸ درصد ذخیره اورانیوم را در اختیار دارند، که از این میان بخصوص ایالات متحده و کانادا بیش از ۵۰ درصد کل را صاحب هستند. ممالک کمونیستی به ویژه اتحاد جماهیر شوروی ذخائر شناخته شده عظیمی در اختیار دارد.

## توریوم

جستجو و بررسی توریوم به علت نبودن بازار برای آن نسبت به اورانیوم کمتر توسعه یافته است. با وجود این ذخائر شناخته شده ای از  $\text{ThO}_2$  به مقدار حداقل ۵۰۰۰۰ تن وجود دارد که با قیمتی کمتر از ده دلار هر پوند می توان استخراج نمود. بیش از نیمی از این مقدار در هندوستان واقع است که هیچگونه اورانیومی ندارد و بیشتر بقیه در ایالات متحده و کانادا قرار دارد.

## جدول ۴-۲

منابع اورانیوم ( $\text{U}_3\text{O}_8$ ) در کشورهای غیر کمونیستی بر حسب تن کوچک باقیمت تولیدی کمتر از ده دلار هر پوند\*

کشور	منابع نسبتاً مطمئن * ذخائر دیگر تخمینی**	کل
ایالات متحده	۴۲۰ ۰۰۰	۱۱۲۰۰۰۰
کانادا	۲۳۶ ۰۰۰	۴۶۶ ۰۰۰
آفریقای جنوبی	۲۰۰ ۰۰۰	۲۱۵ ۰۰۰
جنوب غربی آفریقا	۱۰۰ ۰۰۰	۱۰۰ ۰۰۰
استرالیا	۹۲ ۰۰۰	۱۹۲ ۰۰۰
دیگر کشورها	۱۳۸ ۰۰۰	۲۶۳ ۰۰۰
کل	۱۱۸۶ ۰۰۰	۲۳۵۶ ۰۰۰

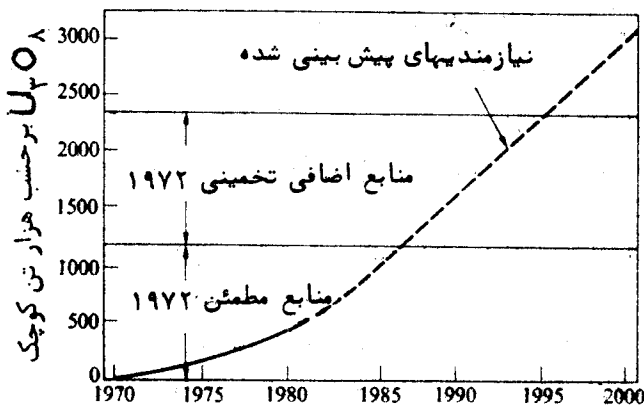
\* بر اساس گزارشات هیأت صنایع اتمی اورانیوم در سال ۱۹۷۲ توسط ای گوردن و گزارش کمیسیون انرژی اتمی ایالات متحده آمریکا در مورد تأمین سوخت هسته ای WASH-۱۲۴۲ - ماه می ۱۹۷۳.

+ ذخائر نسبتاً مطمئن اورانیوم که در منابع شناخته شده یافت می شود دارای درجه خلوص، کمیت و ترکیباتی است که می توان آنها را در حدود هزینه های معینی باروش های تکنولوژیکی موجود استخراج کرد.

+ + منابع تخمینی دیگر اورانیوم که همدس زده می شود در امتداد منابع شناخته شده یادر مناطق دیگر منابع اورانیوم که هنوز کشف نشده اند وجود دارد که انتظار می رود در حدود قیمت های داده شده است.

**عرضه و تقاضا:** منابع اورانیوم در دنیا در سال ۱۹۷۲ و کل نیازمندیهای دنیا به  $\text{U}_3\text{O}_8$  برای نیروگاههای هسته ای تا سال ۲۰۰۰ طبق پیش بینی هایی در شکل ۴-۶ نشان داده شده است. منحنی تا سال ۱۹۸۰ به صورت خط پراکشیده شده است زیرا نیاز به سوخت هسته ای بر اساس ظرفیت را کتورهای قدرت موجود و آنهایی که سفارش داده شده اند می باشد. با فرض این که تمام را کتورهای بعد از سال ۱۹۸۰ از نوع مصرف کننده اورانیوم ۳۳۵ ویا

مبدل‌های بابره کم باشند متحنی ادامه داده شده است. و تمام پلوتونیوم تولید شده به صورت راکتورهای زاینده در متحنی در نظر گرفته نشده است. زیرا استفاده از راکتورهای زاینده برای تولید قدرت قبل از دهه سال‌های ۱۹۹۰ در نظر گرفته نشده است. بنابراین پایه‌عرضه نهادن راکتورهای زاینده تا پایان قرن تأثیر جزئی در مقدار نیاز به اورانیوم خواهد داشت. بنابراین در اغلب موارد مصرف اورانیوم ۲۳۵ تحت تأثیر قرار نمی‌گیرد. شکل ۴-۶ از جدول ۴-۲ اتخاذ شده است بخصوص منابع موجود  $U_{235}$  و منابع اضافی که ممکن است با هزینه‌ای کمتر از ده دلار پوند استخراج شود.



شکل ۴-۶ منابع اورانیوم دنیا و کل نیاز به  $U_{235}$  برای نیروگاههای هسته‌ای

از شکل ۴-۶ به آسانی می‌توان دریافت که عرضه اورانیوم ارزانقیمت ممالک غیر-کمونیستی برای رفع نیاز پیش‌بینی شده نیروگاههای هسته‌ای کافی به نظر نمی‌رسد. درحقیقت وضع به حدی که در شکل نشان داده شده است جدی نیست. از یک طرف با ادامه تحقیقات زمین‌شناسی، هر ساله به ذخائر مطمئن افزوده و منابع تخمینی دیگری اضافه می‌شود. به علاوه ذخائر اورانیوم دیگری شناخته می‌شوند که از آنها  $U_{235}$ ، با هزینه مناسب لکن بالاتراز ده دلار هر پوند استخراج می‌شود که براساس جدول ۴-۲ و شکل ۴-۶ می‌باشد. با وجود این قیمت اورانیوم باید حدودی داشته باشد که به‌توان پرداخت. بنابراین نیروی هسته‌ای اگر کاملاً براساس راکتورهای مصرف‌کننده اورانیوم ۲۳۵ یا مبدل‌ها باشد تا مدت چند ده سال انتظار می‌رود اقتصادی باشد.

راکتورهای زاینده وضع را به کلی تغییر می‌دهند، زیرا اورانیوم ۲۳۸ به علاوه - اورانیوم ۲۳۵ قابل استفاده است. در این حال اشاره‌ای به منابع توریوم دنیا نمی‌کنیم از آنجا که فراوانی اورانیوم ۲۳۵ کمتر از ۱٪ اتمی در اورانیوم طبیعی می‌باشد. لذا عرضه سوخت درضریبی

بزرگتر از صد ضرب می‌شود. به علاوه اورانیوم با درجه خلوصی کمتر و قیمتی گرانتر مورد استفاده قرار خواهد گرفت، زیرا در راکتورهای زاینده ماده اولیه (سوخت) فقط قسمت کمی از هزینه کل تولید انرژی را در بر می‌گیرد.

بنابراین با توسعه راکتورهای زاینده منابع انرژی دنیا عملاً نامحدود می‌شوند. به عنوان مثال در ایالات متحده ساختمان زمین‌شناسی به نام سنگهای رستی چاتانوگا، که از شرق تنسی به طرف غرب کشیده شده است، لایه‌ای در عمق نسبتاً کمی در زیرش ایالت از ایالت‌های غرب میانی می‌گذرد. قسمت اعظم این چینه‌ها حاوی اورانیوم است. لکن در حال حاضر استخراج آن اقتصادی به نظر نمی‌رسد (بیشتر معادن اورانیوم در فلات کلرادو و قرار دارند یعنی ناحیه‌ای که شامل آریزونا، کلرادو، مکزیک جدید یوتاه و وایومینگ می‌باشد، اخیراً منابع جدید اورانیوم در ایالت واشنگتن و تگزاس یافت شده است). هر متر مکعب از این سنگهای رستی حاوی انرژی معادل ۴۰۰ تن (هر تن ۲۲۰۰ پوند) ذغال سنگ یا ۲۰۰۰ بشکه نفت است. بر اساس پیش‌بینی‌هایی که شده است (به مراجع هوپارد مراجعه شود) در ناحیه‌ای فقط به مساحت ۷۰۰ مایل مربع (حدود ۱۸ کیلومتر مربع) انرژی معادل تمام نفت خام ذخیره دنیاست و این نواحی سنگهای رستی در بعضی مناطق به سمت غرب تا حدود اکلاهما کشیده شده است.

بخشهای مشابهی در مورد توریوم می‌توان پیش کشید. سنگهای خازنی کانوی که منطقه‌ای حدود ۲۹۰ مایل مربع را در عاشر جدید را می‌پوشاند دارای ۱۰۰ گرم توریوم در هر متر مکعب است. انرژی ذخیره‌ای در این سنگها تا عمق ۱۰۰ متر معادل ۱۰۰ برابر منابع نفت خام و چهار برابر ذغال سنگ دنیاست.

از بخشهای گذشته پیداست که چرا توجه روزافزونی به توسعه و تکامل راکتورهای زاینده در سرتاسر دنیا می‌شود. این نوع دستگاههای انرژی‌زا که به تفصیل در این فصل بحث خواهد شد قادر به تامین انرژی الکتریکی ارزان و بی‌انتهای برای دنیا می‌باشد.

**مثال ۴-۴** از سوختن هر پوند ذغال سنگ بیتومینوس (۱) حرارتی برابر ۱۳۰۰۰ بی-تی - یو (۷۲۲۰ کالری برای هر گرم) آزاد می‌شود. انرژی حاصل از شکافت یک گرم اورانیوم ۲۳۵ معادل سوختن چقدر ذغال سنگ است؟ انرژی قابل استفاده هر شکافت  $200 \text{ Mev}$  می‌باشد.

حل: یک گرم اورانیوم ۲۳۵ دارای

$$1 \times 0.602 \times 10^{24} / 235 = 2.56 \times 10^{21} \text{ اتم}$$

انرژی حاصل از شکافت این تعداد اتم برابر

$$2.56 \times 10^{21} \times 200 = 5.12 \times 10^{23} \text{ Mev}$$

در پیوست دیده می شود که

$$1 \text{ Mev} = 1.012 \times 10^{-11} \text{ Btu}$$

است. بنابراین انرژی آزاد شده

$$778 \times 10^6 \text{ Btu} = 1.012 \times 10^{-11} \times 1.02 \times 10^{23} \times 1.2$$

ذغال سنگ معادل این انرژی برابر ۶۰۰۰ پوند یا ۳ تن است.

### ۴-۴ نیروگاههای هسته‌ای

از زمانی که اولین راکتور دنیا، ترکیبی از قطعات اورانیوم طبیعی در داخل گرافیت در شیکاگو در تاریخ دوم دسامبر ۱۹۴۲ به حالت بحرانی درآمد تا به حال تعداد زیادی راکتور برای مقاصد مختلف طرح ریزی و ساخته شده‌اند. از آنجمله برای تبدیل  $^{238}\text{U}$  به  $^{239}\text{Pu}$  برای به حرکت در آوردن کشتی‌ها، هواپیماها و موشکها، برای مقاصد تابش دهی پزشکی، برای پژوهش و برای تولید انرژی الکتریکی می توان نام برد. این نوع راکتورها را نمی توان در اینجا به تفصیل شرح داد. توجه بیشتر معطوف به راکتورهائی خواهد شد که از نوع آخر هستند یعنی راکتورهای ساکنی که برای تولید انرژی الکتریکی به کار می روند. امروزه اغلب - مهندسين هسته‌ای برای انجام کارهای مختلف در استخدام صنایع برق هسته‌ای هستند.

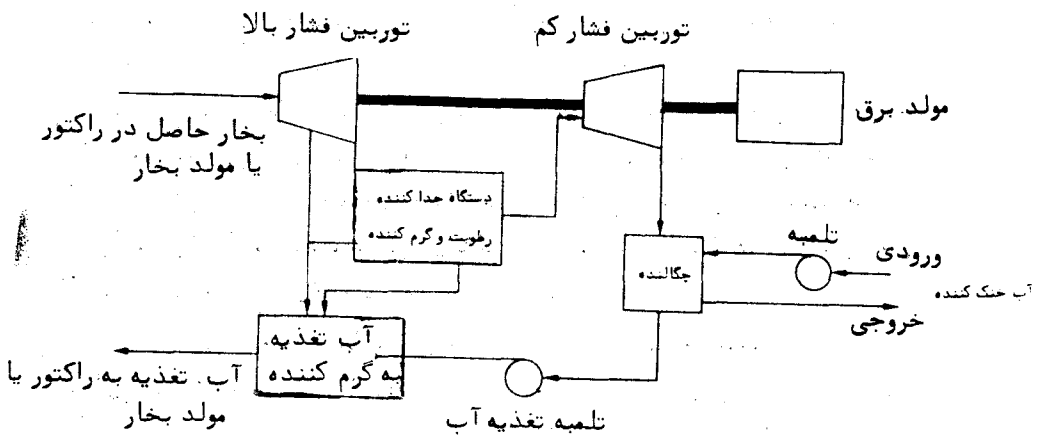
در تمام نیروگاههای هسته‌ای، انرژی حاصل از شکافت در راکتور برای تولید بخار آب به کار می رود این کار یا مستقیماً در داخل راکتور و یا در خارج از راکتور در داخل دستگاههای انتقال حرارت به نام مولدهای بخار انجام می گیرد. مولد بخار در راکتور همان عمل دیگ بخار را در نیروگاههای متداول سوخت فسیلی انجام می دهد. در این قسمت نحوه استفاده از بخار آب در نیروگاهها بحث می شود و ساختمان راکتورها و دستگاههای تأمین بخار در دستگاههای هسته‌ای در دو قسمت آینده بحث خواهد شد.

شکل ۴-۷ نمودار دستگاه بخار را در یک نیروگاه هسته‌ای محلی که از راکتور یا مولدهای بخار خارج می شوند تا محلی که بخار به صورت آب برای تبدیل به بخار به دستگاه برمی گردد نشان می دهد. همان طوری که در شکل نشان داده شده است بخار برای به حرکت در آوردن توربین بخار و یک مولد برق متصل به آن به کار می رود. توربین ها اصولاً دستگاههای ساده‌ای هستند. این توربین ها چرخ های تیغه داری هستند که تیغه ها به محور چرخ ها متصل هستند که در نتیجه برخورد بخار آب، دارای درجه حرارت و فشار بالا، به تیغه ها چرخها به سرعت می چرخند.

البته بخار آب به صورت گاز است و ذاتاً حاوی هیچگونه مایعی نیست. اغلب این گونه بخار را برای تأکید نوع آن «بخار خشک» می نامند و بخار مخلوط با مایع را «بخار تر» گویند.

بخار را همیشه تا آنجائی که ممکن است بصورت خشک به توربین می فرستند، اما بخار در ضمن عبور از مراحل پیاپی توربین فشار و درجه حرارتش کاهش می یابد و مقداری از بخار به ذرات آب تبدیل می شود. از تجربیات برمی آید که ورود این قطرات ریز به تیغه های توربین منجر به خوردگی بیش از حد تیغه شده و در نتیجه عمر توربین کاهش می یابد و به علاوه نیروی مانند (اینرسی) قطرات آب باعث افت بهره توربین می شود.

از ایجاد این مشکل می توان به طرق مختلف جلوگیری کرد. بایاه آوری از اصول ترمودینامیک تبدیل آب به بخار در نتیجه دادن حرارت (حرارت نهان تبخیر) در درجه حرارت و فشار ثابت می باشد. بخاری که بدین ترتیب ایجاد می شود بخار اشباع نامیده می شود. استخراج انرژی از بخار اشباع که در ضمن عبور از بخار از توربین انجام می گیرد مقداری از بخار تبدیل به آب می شود. اگر درجه حرارت بخار را بیش از درجه حرارت بخار آب جوشان برسانیم در این صورت می توان از بخار آب انرژی گرفت بدون اینکه بخار به مایع تبدیل شود. بخاری که تا این اندازه گرم شده است را بخار فوق داغ<sup>۱</sup> می نامند. با گرم کردن بخار تا درجه فوق داغ بیش از اینکه داخل توربین شود می توان از تبدیل بخار آب در داخل توربین به مقدار قابل - ملاحظه ای کاهش داد. داغ کردن بخار را می توان در یک واحد جداگانه که برای این منظور طرح شده است انجام داد، که در قسمتی از سوله بخار یا خود را کتور قرار داده می شود.



شکل ۴-۷- نمودار ساده یک نیروگاه هسته ای مولد بخار آب

روش دیگر، خارج کردن بخارتر از داخل توربین است. وقتی که آب محتوی بخار به یک حد معینی برسد. سپس جدا کردن بخار و آب توسط جدا کننده رطوبت و گرم کردن مجدد بخار و برگرداندن بخار به مراحل بعدی و یا توربین بعدی همان طوری که در شکل ۴-۷ نشان



داده شده انجام می‌گیرد. این روش که به روش گرم کردن مجدد معروف است به طور گسترده‌ای، همراه با گرم‌آبادن فوق‌داغ، در نیروگاه‌های هسته‌ای و معمولی انجام می‌گیرد. علاوه بر عمل گرم‌آدهی فوق‌داغ و گرم کردن مجدد می‌توان قطرات آب را از نقاط مختلف توربین خارج کرد. بخار خروجی از توربین‌ها به چگالنده فرستاده می‌شود و در چگالنده بخار به وسیله آب سرد به آب تبدیل می‌شود. در این قسمت از دوره بخار حرارت به آب سرد داده می‌شود. در یک نیروگاه این دفع حرارت از نقطه نظر ترمودینامیکی یک عمل اساسی است. بنابراین در چرخه بخار و آب نمی‌توان از عمل چگالنده صرف‌نظر کرد و بخار استفاده شده (بخار خروجی از توربین‌ها) را مستقیماً به راکتور فرستاد. زیرا این کار مغایر با اصل دوم ترمودینامیک می‌باشد، که براساس این اصل استخراج حرارت از هرچشمه‌ای و انجام کار معادل در یک عمل دوره‌ای مجاز نمی‌باشد. در این مرحله از چرخه، بخار تبدیل شده به آب را آب تغذیه نامیده به وسیله تلمبه فشرده شده برای تولید بخار به قسمت مربوط فرستاده می‌شود. بهره کلی دستگاه را با گرم کردن آب تغذیه به وسیله بخاری که از مراحل میانی توربین خارج می‌شود می‌توان افزایش داد و این عمل را احیا کردن می‌نامند. عمل احیا در گرم‌کننده‌های دستگاه تغذیه به طوری که در شکل ۴-۵ نشان داده شده انجام می‌گیرد. این دستگاه‌ها دستگاه‌های انتقال حرارت هستند که بخار توربین در قسمت داغ آن قرار دارد. با گرم کردن آب تغذیه و برگرداندن آن به راکتور یا مولد بخار قسمت تولید قدرت دوره بخار کامل می‌شود. بهره کلی نیروگاه هسته‌ای به صورت نسبت زیر تعریف می‌شود:

$$c = \frac{W}{Q_R} \quad (10-4)$$

که  $W$  میزان انرژی الکتریکی خروجی بر حسب مگاوات (با  $MW$  نشان داده می‌شود) و  $Q_R$  میزان انرژی حرارتی خروجی راکتور (به صورت  $MWt$ ) است. مقدار  $W$  به اندازه‌ی جمع حرارت‌های تلف شده در تمام قسمت‌های دستگاه از مقدار  $Q_R$  کمتر است یعنی اتلاف انرژی در دستگاه‌های انتقال حرارت، توربین‌ها، تلمبه‌ها، لوله‌ها، مولد انجام می‌گیرد و همچنین شامل مقدار حرارت  $Q_G$  منتقل به آب سرد در چگالنده می‌شود. عملاً تمام انرژی حاصل از شکافت هسته‌ای به بخار آب تبدیل شده داخل توربین می‌شود. مقدار کمی از انرژی در توربین، لوله‌ها، تلمبه‌ها هدر می‌رود. بنابراین مولد بالاترین بهره کاری کند به طوری که می‌توان به طور تقریب نوشت:

$$W \approx Q_R - Q_G \quad (11-4)$$

معادله (۴-۱۵) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$c \approx 1 - \frac{Q_G}{Q_R} \quad (12-4)$$

از این معادله نتیجه می‌گیریم که هرچه مقدار  $Q_G$  کوچکتر باشد بهره نیروگاه بیشتر است و

برعکس هرچه بهره نیروگاه بیشتر باشد مقدار کمتری حرارت  $Q_R$  از طریق چگالنده به آب سرد داده می‌شود.

عملاً بهره چرخه بخار آب از نوع بالا بستگی به پایاهای زیادی دارد که از آنجمله درجه حرارت بخارآبی که وارد توربین می‌شود  $T_4$  و درجه حرارت خنک‌کننده ( $T_c$ ) چگالنده است. بهره دستگاه به‌ویژه با افزایش  $T_4$  و کاهش  $T_c$  افزایش می‌یابد. برای یک نیروگاه واقعی درجه حرارت  $T_c$  بستگی به شرایط محیطی یعنی به درجه حرارت هوا یا درجه حرارت آب خنک‌کننده چگالنده دارد و فقط درجه حرارت  $T_4$  است که در اختیار طراح نیروگاه می‌باشد. بنابراین برای دستیابی به بالاترین بهره نیروگاه لازم است درجه حرارت بخار آب توربین حداکثر ممکنه باشد.

بهره نیروگاه عامل بسیار مهمی در طرح نیروگاه‌های هسته‌ای و سوخت فسیلی می‌باشد، اما به دلایل کاملاً مختلف. از تجربیات گذشته معلوم گشته که ساختن یک نیروگاه فسیلی در مقایسه با یک نیروگاه هسته‌ای نسبتاً ارزان‌تر است و هزینه تولید برق در یک نیروگاه فسیلی بستگی زیادی به قیمت سوخت دارد. در چنین نیروگاهی حرارت  $Q_R$  از سوزاندن یکی از انواع سوخت فسیلی حاصل می‌شود و از معادله (۴-۱) نتیجه می‌شود که برای یک مقدار معین برق تولیدی هرچه بهره زیادتر باشد سوخت کمتری باید مصرف شود. بنابراین در نیروگاه‌های سوخت فسیلی سعی می‌شود که درجه حرارت بخار آب حداکثر و درجه حرارت توربین در حد اکثری که خواص متالورژیکی فلز آن اجازه می‌دهد کار کند.

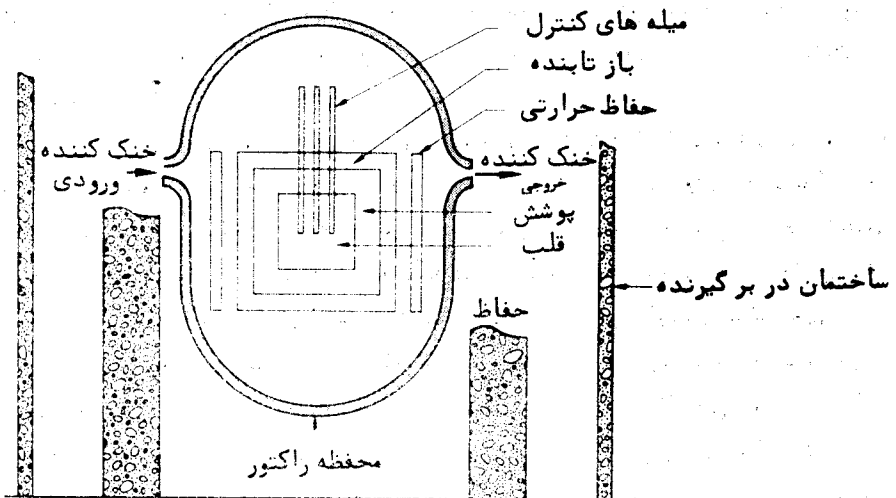
از طرف دیگر، ساختن نیروگاه‌های هسته‌ای متضمن هزینه زیاد است و هزینه نیروگاه‌ها بستگی زیادی به سرمایه‌گذاری اولیه دارد (بهره سرمایه‌ساختن نیروگاه) و نه هزینه سوخت. لذا برق تولیدی در یک نیروگاه هسته‌ای اقتصادی می‌باشد حتی اگر بهره نیروگاه کم و مصرف سوخت زیاد باشد. قیمت سوخت اثر زیادی روی هزینه تولید برق ندارد. این موضوع فرصت خوبی برای صنایع هسته‌ای می‌باشد تا توسعه یابد، زیرا با نیروگاه‌های هسته‌ای موجود نمی‌توان درجه حرارت بخار آب را به اندازه‌ای که در نیروگاه‌های فسیلی می‌رسد بالا برد. زیرا این موضوع به نوبه خود مربوط به این حقیقت است که درجه حرارت سوخت این راکتورها کمتر از درجه حرارت <sup>اطل</sup> سوخت در دیگ‌های معمولی است. برای حفظ ساختمان و شکل سوخت لازم است درجه حرارت پائین‌تر باشد تا اینکه پاره‌های شکافت در داخل میله‌های سوخت باقی بماند.

یکی از نتایج جدی بهره کم نیروگاه‌های هسته‌ای اسروزی، بخصوص نظیر آنچه که در شکل (۴-۱۷) نشان داده شده این است که در مقایسه با نیروگاه‌های فسیلی حرارت - بیشتری به محیط می‌دهند. مثلاً می‌توان نشان داد یک نیروگاه هسته‌ای با بهره کلی ۳۳٪ (به‌مساله ۴-۱۶ مراجعه شود) تقریباً ۲۰٪ بیشتر از یک نیروگاه فسیلی با بهره ۳۸٪ به محیط حرارت پس می‌دهد. اگر این حرارت به‌طور نامتناسبی به‌قسمتی از آب داده شود و یا اگر مقدار آبی که حرارت را می‌گیرد کم باشد، در نتیجه افزایش درجه حرارت آب تعادل بیولوژیکی

موجودات آبی محیط را از بین برده و منجر به فساد و از بین رفتن منبع آب می شود. این پدیده را آلودگی حرارتی می نامند و این موضوع عامل مهمی در تعیین مکان مناسب و هم در طرح تمام نیروگاه ها بخصوص نیروگاه های هسته ای می باشد. برای کاهش دادن آلودگی حرارتی در بسیاری از نیروگاه ها از برج خنک کننده<sup>۲</sup> استفاده می کنند. برج های خنک کننده دارای ساختمان عظیمی (اغلب با ارتفاع بیش از ۱۰۰ فوت می باشد) هستند که در آنها حرارت بین آب چگالنده و هوا مبادله می شود. با این روش حرارت آب چگالنده جذب هوا می شود در حالی که در روش قبلی حرارت به آب های موضعی داده می شود.

#### ۴-۵ اجزای مختلف راکتورهای هسته ای

قبل از بحث درباره راکتورهای ویژه برای تولید بخار آب بدو لازم است اجزای اساسی یا نواحی مختلف راکتورها را شرح دهیم. این اجزا در شکل ۴-۸ نشان داده شده اند. لازم به یادآوری است که این شکل نمودار یک راکتور است و یک راکتور واقعی را نشان نمی دهد. قسمت مرکزی راکتور که در شکل ۴-۸ نشان داده شده است قلب راکتور نامیده می شود. در یک راکتور حرارتی قلب راکتور حاوی سوخت، کند کننده و خنک کننده می باشد. ماده سوخت به طوری که قبلاً شرح دادیم هم عامل ایجاد حالت بحرانی راکتور است و هم انرژی شکافت آزاد می نماید. ماده سوخت ممکن است حاوی مقدار زیادی ماده زاینده باشد. در حقیقت اغلب راکتورهای قدرت جدید (که از نوع حرارتی می باشند) دارای سوخت اورانیوم تا چند درصد غنی شده از اورانیوم ۲۳۵ می باشند، بنابراین بیشتر سوخت اورانیوم ۲۳۸ است.



شکل ۴-۸ اجزا اصلی یک راکتور هسته ای، حفاظ اشعه و...

ماده کند کننده که فقط در راکتورهای حرارتی وجود دارد به منظور کند کردن نوترون - های شکافت به نوترون های حرارتی به کار می رود.

به طوری که در قسمت ۳-۵ اشاره شد هسته های با عدد جرمی کم مؤثرترین ماده برای کند کردن نوترون ها می باشند. بنابراین کند کننده ها همیشه مواد با عدد جرمی کم می باشند. آب (که دو سوم اتم های آن هیدروژن است) آب سنگین و گرافیت (کربن معمولی) اغلب بعنوان کند کننده در راکتورها به کار می روند. برایوم و اکسید برایوم ( $\text{BeO}$  یک ماده سفید سرامیکی) بعضی مواقع به عنوان کند کننده به کار می رود لکن ماده خیلی گرانی می است. خنک کننده همان طور که از اسمش برمی آید برای انتقال حرارت از داخل قلب راکتور و دیگر قسمتهائی که حرارت در آنها تولید می شود به خارج از راکتور به کار می رود. آب، آب سنگین و گازهای مختلف متداولترین خنک کننده ها در راکتورهای حرارتی می باشند. در مواردی که آب و آب سنگین به عنوان خنک کننده به کار می روند، اغلب عمل کند کردن را نیز انجام می دهند. در راکتورهای سریع نمی توان از آب و آب سنگین، حداقل به صورت مایع، به عنوان خنک کننده استفاده کرد زیرا این مواد نوترون های شکافت را کند می کنند، زیرا در این نوع راکتورها باید سعی کرد که انرژی نوترون ها حتی الامکان بالا باشد. اغلب راکتورهای سریع (که فقط چند تائی از آنها تا به حال ساخته شده است) با فلز مایع به ویژه سدیم مایع خنک می شوند.

سدیم دارای خاصیت انتقال حرارت عالی می باشد و وزن اتمی آن ۲۳ است که حداقل نوترون ها را در نتیجه برخورد الاستیک کند می کند (تعدادی از نوترون ها در نتیجه برخورد غیرالاستیک کند می شوند). در این نوع راکتورها از گازها نیز می توان برای خنک کردن قلب راکتور استفاده کرد.

اطراف بعضی از راکتورها، به ویژه راکتورهای زاینده، یک لایه ماده زاینده قرار دارد که طبقه زایش نامیده می شود. این ناحیه به ویژه برای تبدیل یا زایش به کار می رود. نوترون هائی که از قلب راکتور فرار می کنند وارد طبقه زایش شده و کنش های تبدیلی مختلفی انجام می دهند. به علت وجود نوترون های سریع در این لایه شکافت های متعددی انجام می گیرد که در نتیجه ایجاد حرارت می نماید. بنابراین این قسمت راکتور نظیر قلب راکتور بایستی خنک شود.

ناحیه ای که مجاور قلب راکتور یا طبقه زایش قرار داده می شود طبقه بازتابنده نامیده می شود. عمل این لایه از ماده کند کننده که به عنوان بازتابنده به کار می رود را می توان به صورت زیر توجیه کرد. ابتدا فرض می کنیم که قلب یا طبقه زایش بدون حفاظ بوده و در معرض هوا باشد. در این حالت تمام نوترون هائی که از قلب راکتور خارج می شوند از دست رفته محسوب شده و هیچ کدام به راکتور بر نمی گردند. با قرار دادن یک لایه از ماده کند کننده در اطراف راکتور تعدادی از نوترون ها در نتیجه یک یا چند برخورد در طبقه بازتابنده مجدداً به داخل قلب یا طبقه زایش برمی گردند. البته تمام نوترون های خروجی به داخل راکتور

بر نمی گردند. اما از نقطه نظر اقتصاد نوترونی بعضی برمی گردند و ایجاد شکافت هسته‌ای زنجیره‌ای می کنند. لذا واضح است یودن طبقه بازتابنده بهتر از نبودن آن است. بعداً نشان خواهیم داد که وجود طبقه بازتابنده به مقدار زیادی مقدار سوخت لازم برای حالت بحرانی را کاهش می دهد. میله های کنترل که در شکل ۴-۸ نشان داده شده اند میله های متحرک جاذب نوترون هستند که از نامشان پیداست برای تنظیم کار را کتور به کار می روند. از آنجا که میله های کنترل جاذب نوترون هستند هر حرکت جزئی آنها باعث تغییر ضریب تکثیر دستگاه می شود. بیرون کشیدن میله ها K را افزایش و فرو بردن میله ها به داخل قلب را کتور K را کاهش می دهد. بنابراین با حرکت مناسب میله های کنترل می توان را کتور را روشن یا خاموش کرد و قدرت آن را تغییر داد. میله های کنترل را باید طوری تنظیم کرد که را کتور بحرانی بماند و در یک قدرت مشخص کار کند. در طول زمان به علت سوخت و تجمع پاره های مختلف جاذب نوترون در قلب را کتور تغییر میله های کنترل الزامی است. مواد مختلفی در میله های کنترل به کار می رود که از جمله فولاد حاوی بور، بور دارای سطح مقطع جذب زیاد است و هافنیوم و کادمیوم که فلزات جاذب قوی نوترون هستند و نقره و آلیاژهای مختلف آن را می توان نام برد. میله های کنترل به شکل استوانه ای ممکن است باشند (میله به معنی واقعی لغوی آن) یا ممکن است به شکل ورقه یا تیغه یا به صورت ورقه های متعامد که میله های صلیبی نامیده می شوند باشند.

تمام قسمت های مختلف را کتور که در بالا توضیح داده شدند در داخل محفظه<sup>۱</sup> را کتور قرار دارند، و اگر تمام قسمت ها تحت فشار باشند محفظه تحت فشار نامیده می شود. برای اینکه بتوان حرارت محفظه<sup>۲</sup> را کتور را که در نتیجه جذب اشعه گاما قلب ایجاد می شود کاهش داد لازم است در بعضی از را کتورها یک لایه ضخیم جاذب اشعه گاما معمولاً از جنس آهن یا فولاد به نام حفاظ حرارتی<sup>۳</sup> در بین بازتابنده و دیواره داخلی محفظه قرار داد. از آنجا که حفاظ حرارتی مقدار زیادی انرژی جذب می کند لازم است همراه با قلب و لایه بازتابنده خنک شود. برای محافظت افرادی که در نیروگاه در موقع کار را کتور کار می کنند محفظه را کتور، و قسمت های دیگر نظیر دستگاه مولد بخار که شامل منابع تابش ها می باشد به وسیله حفاظ اشعه احاطه شود. برای حفظ عموم مردم از سوانح را کتور به ویژه سوانحی که منجر به آزاد شدن پاره های شکافت می شود تمام تأسیسات را کتور در ساختمان محکمی<sup>۴</sup> قرار داده می شوند. در بعضی از نیروگاهها ساختمان سنگینی تمام دستگاه مولد بخار را در برمی گیرد. در حالی که در بعضی دیگر ساختمان به دو قسمت می شود یکی را کتور را در برمی گیرد (ساختمان اولیه) و بقیه در ساختمان دیگری قرار می گیرد. ساختمان دومی علاوه بر قسمت های متعددی که در

۱- Reactor Vessel

۲- Thermal Stress

۳- Thermal Shield

۴- Containment Structure

شکل ۴-۸ تشریح شد، دستگاههای ایمنی پیچیده‌ای که بعضی از آنها در فصل یازده شرح داده می‌شوند باید در نیروگاه که برای مواقع اضطراری به کار می‌روند تعبیه شوند. وسایل خاصی برای سوار کردن میله‌های سوخت در قلب راکتور و همچنین برای انباشتن میله‌های سوخت مصرف شده رادیو اکتیو قبل از ارسال آنها به کارخانه لازم است. در نقاط مختلف داخلی و خارجی محفظه راکتور دستگاههای حساس قرار داده می‌شود تا نشاندهنده طرز کار دستگاهها باشد. بالاخره مقدار زیادی مواد ساختمانی برای کمک به نیروگاه و ایجاد یکپارچگی آن لازم است. نیروگاه‌های هسته‌ای طبیعتاً تأسیسات پیچیده‌ای هستند، بنابراین باید با دقت زیاد طرح‌ریزی شوند.

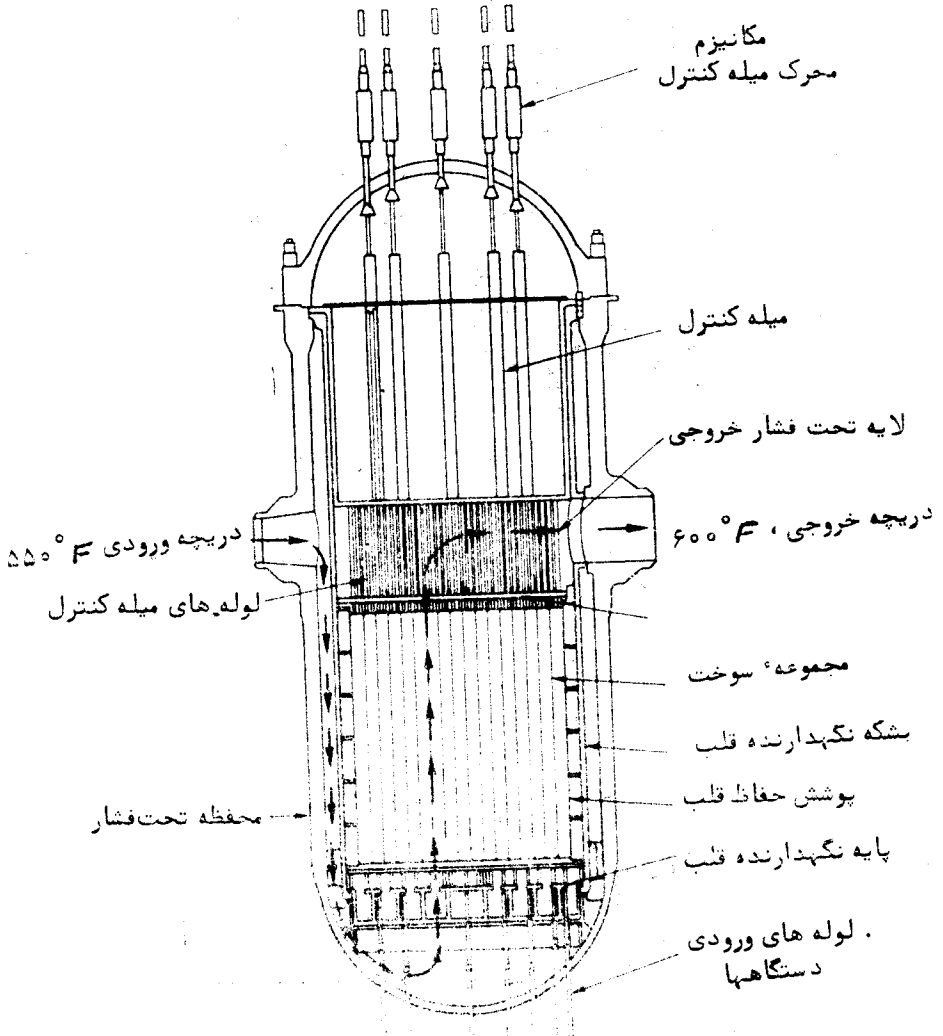
#### ۴-۶ راکتورهای قدرت

در تاریخ کوتاه راکتورهای قدرت، انواع مختلفی از راکتور به منظور تولید بخار پیشنهاد شده است. در این فصل بحث منحصر به آن دسته از دستگاه‌های هسته‌ای مولد بخار می‌شود که در حال حاضر از آنها استفاده می‌شود و یا در آینده از آنها استفاده خواهد شد. در این مورد باید به قسمت ۴-۳ مراجعه کرد. به علت محدودیت منابع اورانیوم ۲۳۵ صنعت هسته‌ای بدون شک متوجه راکتورهای زاینده می‌شود. راکتورهای موجود که ساده شکافت پذیر تولید نمی‌کنند به عنوان دستگاه‌های واسطه‌ای به کار می‌روند تا اینکه در پایان قرن راکتورهای زاینده وارد بازار شوند.

#### راکتورهای آب سبک

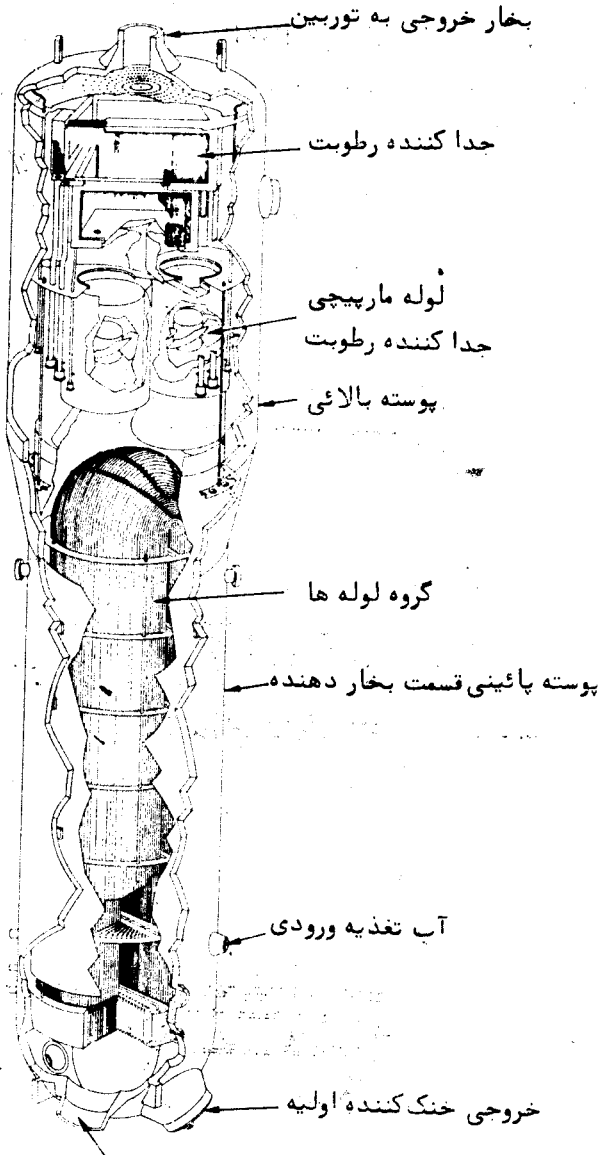
اولین راکتور قدرت که در ایالات متحده به صورت تجارتي وارد بازار شد راکتورهای حرارتی که کندکننده، بازتابنده و خنک کننده آن آب معمولی (سبک) می‌باشد بودند. به طوری که اشاره شد آب دارای خاصیت کندکنندگی عالی می‌باشد. به علاوه خواص ترمو-دینامیکی آن به خوبی شناخته شده و به آسانی با هزینه کم تهیه می‌شود. از طرف دیگر بخار آب دارای فشار زیاد است. این بدان معنی است که راکتورهای آب سبک (LWR) باید در فشارهای زیاد کار کنند. آب معمولی همچنین نوترون‌های حرارتی را زیاد جذب می‌کند تا آنجا که نمی‌توان راکتورهای آب سبک را با اورانیوم طبیعی به کار انداخت یعنی این دستگاهها هیچ وقت بحرانی نمی‌شوند. اورانیوم در راکتورهای آب سبک همیشه باید حداقل تا اندازه‌ای معینی غنی باشد. در حال حاضر دو نوع راکتور آب سبک مورد استفاده می‌باشد. راکتورهای تحت فشار (PWR) و راکتورهای آب جوشان (BWR). هر دو نوع راکتور در ایالات متحده مورد استفاده می‌باشند و هر دو نوع راکتور، انرژی به قیمت ارزانتر از نیروگاه‌های فسیلی به وجود می‌آورند. **راکتور تحت فشار.** این نوع راکتور اولین راکتوری است که به طور تجارتي در ایالات متحده توسعه و تکامل یافته است. این نوع راکتور نیز در کشتی‌ها و نیروی دریایی در سرتاسر دنیا به عنوان مولد نیرو به کار می‌رود.

شکل ۴-۹ مقطع قلب راکتور از نوع تحت فشار را نشان می‌دهد. به طوری که در شکل نشان داده شده است آب با درجه حدود  $550^{\circ}\text{F}$  وارد محفظه تحت فشار می‌شود، سپس از اطراف قلب به طرف پائین جریان پیدا کرده به عنوان بازتابنده به کار می‌رود، بعد از داخل قلب به طرف بالا رفته در آنجا داغ می‌شود و بالاخره با درجه حرارت حدود  $600^{\circ}\text{F}$  از محفظه خارج می‌شود. آب در داخل یک راکتور PWR در فشار زیاد، بین ۲۰۰۰ تا ۲۵۰۰ پوند براینچ مربع نگهداری می‌شود. در این فشار آب حداقل به مقدار زیاد به جوش نمی‌آید.



شکل ۴-۹ مقطع قلب راکتور تحت فشار (شرکت مهندسی کامباسشن)

از آنجا که آب در داخل راکتور به جوش نمی‌آید، بخار برای توربین باید در خارج از راکتور تولید شود. تولید بخار در ناحیه داغ دستگاه‌های مولد بخار که دستگاه‌های انتقال حرارت تحت فشار می‌باشند تولید می‌شود. یک نوع مولد بخار معمولی در شکل ع-۱ نشان داده شده است. آب خنک کننده تحت فشار داغ که از راکتور خارج می‌شود از پائین وارد دستگاه

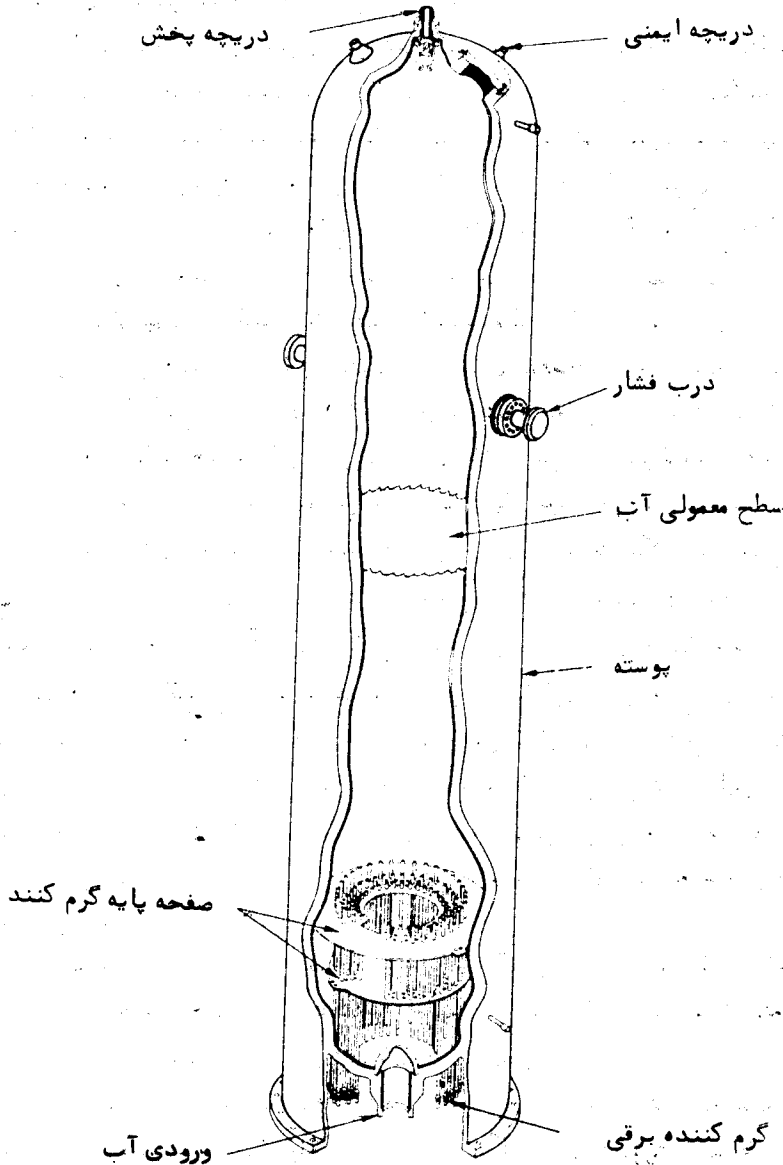


ورودی خنک کننده اولیه

شکل ع-۱. مولد بخار راکتور آب تحت فشار



تبادل حرارت می شود و در داخل هزاران لوله U شکل وارونه به طرف بالا و پائین جریان پیدا می کند. سطوح خارجی این لوله ها با آب کم فشار و خنکتری که از چگالنده برمی گردد در تماس می باشد. حرارت آب داغ داخل لوله ها باعث به جوش آوردن آب و ایجاد بخار می شود. قسمت پائین دستگاه مولد بخار که در آن آب به جوش می آید دستگاه تبخیر نامیده می شود.



شکل ۴-۱۱ دستگاه فشار راکتور تحت فشار

بخار مرطوب حاصل در دستگاه تبخیر در داخل دستگاه به طرف بالا حرکت کرده وارد قسمتی به نام طبل بخار می شود. بخار قبل از وارد شدن به توربین ها از دستگاه های جدا کننده رطوبت مختلف عبور می کند. نیروگاه های بزرگ را کتورهای تحت فشار دارای تا چهارمولد بخار می باشند و بخار با درجه حرارت  $540^{\circ}\text{F}$  و فشار  $900\text{ psi}$  تولید می کنند با این روش بهره کلی دستگاه برای یک نیروگاه تحت فشار بین  $32-33$  درصد است.

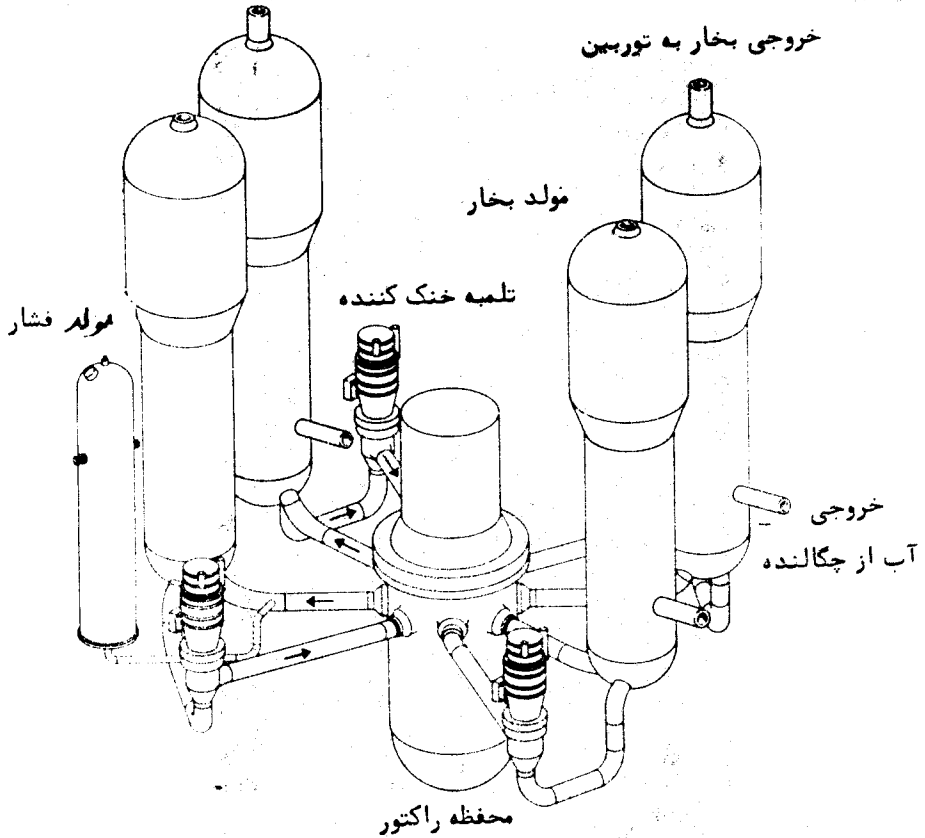
از آنجا که آب مایع غیرقابل تراکمی است، لذا تغییر جزئی در حجم خنک کننده منجر به تغییر فاحشی در فشار می شود که ممکن است اثر تخریبی زیادی روی دستگاه ها داشته باشد مثلاً اگر به دلایلی حجم خنک کننده کاهش یابد موجب کاهش فشار شده در نتیجه قسمتی از آب در راکتور تبخیر می شود که این پدیده به نوبه خود باعث ذوب شدن بعضی از میله های سوخت می شود. برای جلوگیری از وقوع چنین حادثه ای یکی از دستگاه های خنک کننده را کتور تحت فشار مجهز به وسیله تنظیم فشار است تا بتواند فشار را ثابت نگاهدارد.

دستگاه تنظیم فشار مطابق شکل ۴-۱۱ از یک محفظه تشکیل شده که حاوی بخار در قسمت فوقانی و آب در قسمت تحتانی است. در بالای محفظه یک دریچه پخش بخار و در پائین آن یک گرم کن قرار دارد که هر دو در نتیجه تغییر فشار به کار می افتند و یا از کار می ایستند و دستگاه به طریق زیر عمل می کند. مثلاً فرض کنیم در نتیجه کاهش بار نیروگاه قدرت خروجی توربین کاهش می یابد. این امر باعث ازدیاد موقت درجه حرارت متوسط خنک کننده را کتور شده در نتیجه حجم خنک کننده افزایش می یابد. انبساط خنک کننده سطح آب را در دستگاه فشار بالا برده باعث افزایش فشار بخار می شود در نتیجه مقداری بخار از دریچه بخار خارج می شود تا فشار مجدداً به حالت قبلی برگردد. آب سرد از یکی از شاخه های خنک کننده به قسمت فوقانی دستگاه فشار پاشیده شده موجب تبدیل مقداری بخار به مایع می گردد. این عمل، فشار را کاهش داده و از ازدیاد فشار جلوگیری به عمل می آورد. اگر بار الکتریکی افزایش یابد، حجم خنک کننده کم می شود و سطح آب در دستگاه فشار پائین می افتد. در این لحظه کاهش فشار باعث جاری شدن مقداری آب به داخل دستگاه فشار می شود و از تغییر فشار جلوگیری به عمل می آید. در این موقع کاهش فشار، گرم کن ها را به کار انداخته کاهش فشار را نیز جبران می کند.

قسمت های اصلی یک دستگاه تغذیه بخار یک را کتور تحت فشار در شکل ۴-۱۲ نشان داده شده است. دستگاه خنک کننده دارای چهار تلمبه برای چهار مدار بسته است لکن فقط از یک دستگاه فشار برای کل آنها استفاده می شود.

سوخت را کتورهای تحت فشار اکسید اورانیوم  $\text{UO}_2$  کمی غنی شده است (۲ تا ۴ درصد وزنی) که ماده سرامیکی سیاه رنگی است. اکسید اورانیوم به صورت قرص های استوانه ای محدب شکل کوچکی به قطر نیم اینچ و طول نیم اینچ قرار دارد. قرص ها در

داخل استوانه غیرقابل نفوذ فولادی زنگ نزن یا زیر کالوی\* به طول ۱٫۲ فوت قرار دارند. در درجه حرارت کار قرص های سوخت انبساط پیدامی کنند و فضای خالی بین آنها پرمی شود.



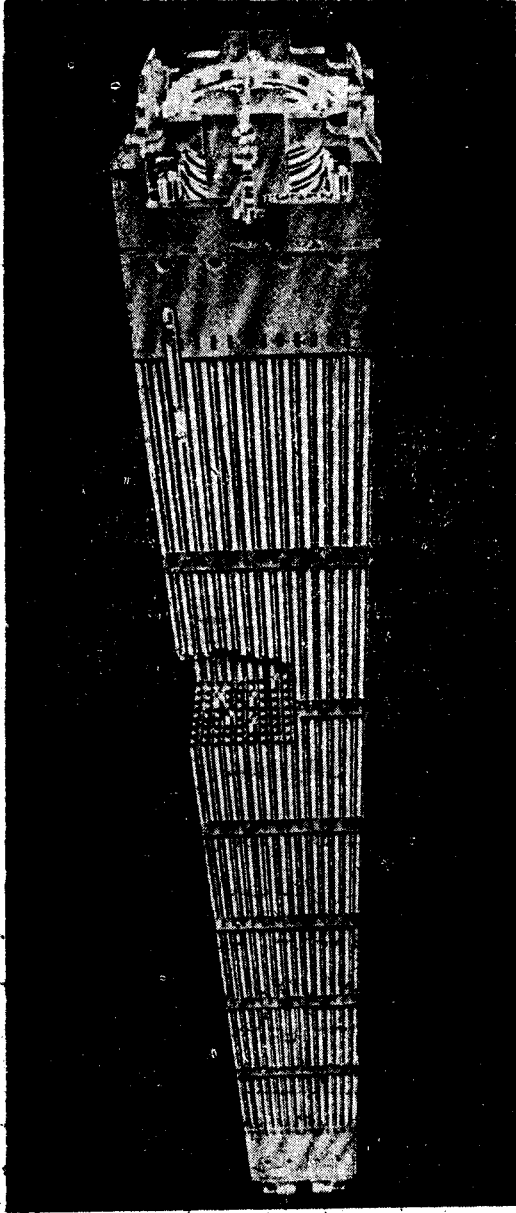
شکل ۴-۱۲ نمایش قسمت های اصلی یک دستگاه تغذیه بخار یک راکتور

تحت فشار

در نتیجه یک میله سوخت یا یک سوزن سوخت یکپارچه فشرده حاصل می شود. در بعضی موارد مشاهده شده است که بعضی از قرص های سوخت در نتیجه ازدیاد درجه حرارت برای رسیدن به درجه حرارت کار انبساط پیدامی کنند، سپس به علت افزایش وزن مخصوص اکسید اورانیوم منقبض می شود که در نتیجه حجم ویژه آن ( $\text{cm}^3/\text{g}$ ) کاهش می یابد.

\* زیر کالوی آلیاژی از زیر کونیوم، فلزی با سطح مقطع جذب نوترونی کم، قسمت جزئی قلع، آهن، کرم و نیکل می باشد. دنیوع آلیاژ زیر کونیوم وجود دارد که در راکتورهای آب سبک مورد استفاده قرار می گیرد، یکی زیر کالوی -۲ و دیگری زیر کالوی -۳ است که زیر کالوی ۳ نیکل ندارد.

این چگال شدن سوخت پدیده‌ای که به همین نام خوانده می‌شود، در نتیجه مهاجرت حفره‌های ریزخلاء و ترکیب آنها در سرامیک می‌باشد. کاهش حجم قرص‌های سوخت باعث ایجاد خلاء در داخل لوله‌های سوخت می‌شود و به علت تحت فشار بودن کند کننده‌خنک کننده فشار زیادی



شکل ۴-۱- یک مجموعه سوخت راکتور تحت فشار

به سرتاسر لوله سوخت وارد می شود که ممکن است باعث شکسته شدن لوله سوخت شود. برای حل این مشکل، لوله های سوخت را با گاز هلیوم تا فشار ۰.۰۵ psi پرسی کنند. با افزایش پاره های گازی شکافت در طول عمر قلب را کتور، فشار داخل لوله به تدریج افزایش می یابد و در اواخر عمر قلب را کتور به حدود ۱۰۰ psi می رسد.

میله های سوخت تحت فشار که به صورت شبکه بریعی شکل در مجاورت یکدیگر مرتب می شوند، مجموعه سوختی نامیده می شوند که یکی از آنها در شکل (۴-۱) نشان داده شده است. سپس مجموعه های سوختی در مجاورت یکدیگر به شکل استوانه در داخل قلب را کتور قرار می گیرند. میله های سوخت در مجموعه های سوختی به وسیله زائده هایی از یکدیگر جدا قرار می گیرند. این نکته خیلی مهم است زیرا اگر میله های سوخت کاملاً تماس حاصل کنند درجه حرارت در محل تماس بالا رفته موجب ذوب پوشش میله سوخت شده و پاره های شکافت آزاد می شوند.

کنترل کار را کتورهای از نوع آب تحت فشار به کمک دو روش، میله های کنترل که معمولاً از بالا وارد قلب را کتور می شوند (رجوع بشکل ۴-۹) و روش شیمیائی انجام می گیرد. در روش اخیر که به تفصیل در فصل ۷ بحث خواهد شد، مقدار ضریب تکثیر با تغییر دادن غلظت جاذب نوترون (معمولاً اسید بوریک) به صورت محلول در آب خنک کننده تغییر داده می شود. از آنجا که ابعاد را کتور در مواردی نظیر زیر دریائی ها از اهمیت ویژه ای برخوردار است، لذا از اورانیوم خیلی غنی شده استفاده می کنند. این گونه سوخت که تایش از نود درصد وزنی از اورانیوم ۲۳۵ غنی شده است اغلب کاملاً غنی نامیده می شود و موجب کاهش کلی ابعاد قلب را کتور و محفظه فولادی می گردد. قیمت اورانیوم خیلی غنی زیاد است و استفاده از آن در نیروگاههای قدرت ساکن اقتصادی نیست.

### راکتورهای آب جوشان<sup>۲</sup>

مدتها تصور می شد که اگر بگذاریم در داخل قلب را کتور آب به جوش آید، ناپایداری های خطرناکی که ناشی از تشکیل و حرکت نامنظم حبابهای بخار است به وجود می آید. تجربیاتی که در اوائل دهه ۱۹۵۰ انجام شد (تجربیات معروف بوراکنس<sup>۳</sup>) نشان داد که اگر آب در فشار کم به جوش آید واقعاً یک خطر واقعی بوجود می آورد و وقتی فشار را بالا بردند عمل جوشیدن آب پایدار و را کتور قابل کنترل است. پس از انجام این آزمایش اولین نمایش امکان کار پایدار یک را کتور آب جوشان را کتورهای تحت فشار به سرعت توسعه یافته به حد کمال رسیدند. راکتورهای آب جوشان تحت فشار دوز هسته ای که برای دستیابی به بازار فروش در مقایسه با راکتورهای آب سبک شانه به شانه با هم رقابت می کنند.

۱- Chemical Shim System

۲- Boiling Water Reactor (BWR)

۳- BORAX

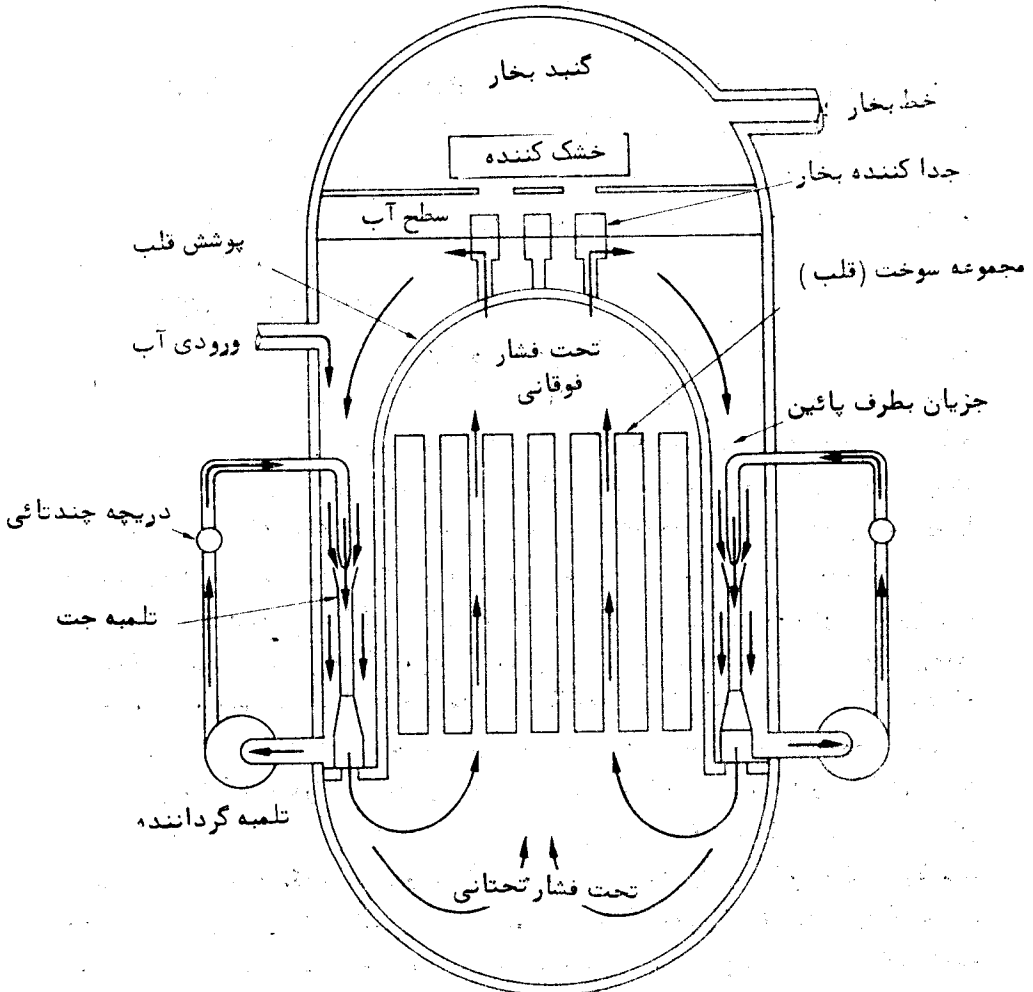
راکتورهای آب جوشان دارای امتیازات واضحی نسبت به راکتورهای تحت فشار هستند. یکی از امتیازات این است که بیمار در داخل قلب راکتور تولید می‌شود و مستقیماً به توربین می‌رود. سوله‌های بیمار در سدهای انتقال حرارت جداگانه قرار دارند و به اندازه‌ای که در راکتورهای تحت فشار الرزاسی هستند الرزاسی نمی‌باشند. به این دلیل راکتورهای آب جوشان در یک چرخه یکسره کاری کنند. به علاوه می‌دانیم مقدار حرارتی که به صورت گرمای نهان، جذب مقداری آب می‌شود خیلی بیش از مقدار حرارت لازم برای تبخیر مایع به صورت حرارت ظاهری است که فقط درجه حرارت مایع را تغییر می‌دهد نظیر آنچه که در راکتور تحت فشار رخ می‌دهد. بنابراین برای یک قدرت معین مقدار کمتری آب در واحد زمان از داخل یک راکتور آب جوشان عبور می‌کند تا از یک راکتور تحت فشار. در هر صورت آب غمخمن عبور از داخل قلب راکتور رادیوآکتیو می‌شود (به قسمت ۱-۲ مراجعه شود). از آنجا که این آب برای تولید برق در نیروگاه به کار می‌رود لذا تمام قسمتهائی که بیمار از آنها عبور می‌کند نظیر توربین‌ها چگالنده، گرم کن، تلمبه‌ها، لوله‌ها و دیگر قسمتهای دیگر که یک راکتور آب جوشان باید در داخل حفاظت اشعه قرار گیرد.

در یک راکتور آب جوشان فشار تقریباً  $P_{si} = 100$  است که در حدود نصف فشار در یک راکتور تحت فشار می‌باشد. لذا ضخامت دیواره محفظه فولادی یک راکتور BWR لازم نیست به اندازه یک راکتور PWR باشد. در این صورت چگالی قدرت (وات بر سانتیمتر مکعب) در یک راکتور BWR کمتر از یک راکتور PWR است. برای یک قدرت معین ابعاد کلی محفظه فولادی یک راکتور آب جوشان باستی بزرگتر از محفظه یک راکتور تحت فشار باشد. تا آنجا که مربوط به هزینه محفظه فولادی می‌شود این دو عامل کم‌رویش یکدیگر را خنثی می‌کنند. آرایش داخلی یک راکتور آب جوشان در شکل ۱-۴۴ نشان داده شده است و مسیر حرکت خنک کننده با جهت پیکانها مشخص شده است. آب از اطرافک‌های زیرین به نام پلنوم<sup>۱</sup> به طرف بالا از داخل قلب راکتور عبور می‌نماید و در ضمن عبور هم حرارت ظاهری جذب می‌کند و هم حرارت نهان تبخیر. در مدت زمانی که آب به طرف بالا حرکت می‌کند واز- دستگاه جداسازی بیمار عبور می‌کند بیشتر آب آن جدا می‌شود. بعد بیمار آب از داخل دستگاه خنک‌کن عبور می‌کند و بقیه آب از بیمار گرفته می‌شود و از طریق لوله‌های بیمار به توربین‌ها می‌رود. آب اضافی دستگاه‌های جداساز بیمار و دستگاه خنک‌کن با آب برگشتی از چگالنده مخلوط شده از طریق لوله‌های حلقوی خارج قلب راکتور که بین محفظه فولادی و لایه‌های خارجی قرار دارد و معروف به جریان پائین رونده است، به اطرافک زیرین برمی‌گردد. نیروی محرکه لازم برای به جریان انداختن آب خنک‌کننده از داخل قلب راکتور بوسیله دستگاه‌گردش آب می‌باشد. این تلمبه‌ها آب را از قسمت پائین جریان پائین رونده سکید

۱- Latent heat

۲- Plenum

و با فشار بیشتر از طریق دسته لوله‌های جت‌دار (تعداد لوله‌ها بستگی به نوع راکتور بین ۱۸ تا ۲۴ عدد می‌باشد) که مطابق شکل ۱-۴ می‌باشند و در بین لوله‌های پائین رونده قرار دارند به حرکت در می‌آیند. نمودار ظاهری یک تلمبه جت دار در شکل (۴-۱) نشان داده شده است. دیده می‌شود که این وسایل قسمت‌های متحرک ندارد. آب در حال گردش که از نوك



شکل ۴-۱ سطح مقطع یک راکتور آب جرشان جهت حرکت جریان

آب بایک‌ها بشخص شده است

جت‌ها با سرعت زیاد خارج می‌شود، قسمتی از آب جریان‌های پائین رونده را میکشد و همراه خود می‌برد. این موضوع در شکل ۴-۱ نشان داده شده است. آب خروجی از نوك جت‌ها و آب

مکیده شده به طرف پائین تلمبه های جت دار رفته داخل اطاقک زیرین (پلنوم) می شود. این نوع راکتور آب جوشان که شرحش گذشت بخار اشباع با درجه حرارت  $500^{\circ}\text{F}$  و فشار  $1000\text{ Psi}$  تولید می کند. بهره یک نیروگاه از نوع BWR حدود  $33\%$  تا  $34\%$  درصد است. سوخت راکتور آب جوشان اساساً شبیه سوخت راکتور تحت فشار است یعنی به صورت قرص های  $\text{UO}_2$  کمی غنی شده است که در داخل لوله های آب بندی شده قرار دارند و آرایش داخلی قلب راکتور این دو نوع راکتور کم و بیش شبیه به یکدیگر است. میله های کنترل در یک راکتور BWR برخلاف راکتور PWR که در بالای قلب راکتور قرار دارد، در پائین آن واقع است. دلیل این کار این است که در یک راکتور BWR معمولاً قسمت فوقانی آن پراز بخار و حفره است و حرکت میله های کنترل در این ناحیه به اندازه قسمت تحتانی که پراز آب است روی k اثر ندارد. لذا میله های کنترل در نزدیکی قسمتی از قلب راکتور قرار داده می شود که حداکثر اثر را داشته باشد.

### راکتور حرارتی گازی<sup>۱</sup>:

راکتورهای دارای سوخت اورانیوم طبیعی و کند کننده گرافیت در زمان جنگ دوم جهانی در ایالات متحده آمریکا به منظور تبدیل  $^{238}\text{U}$  به  $^{239}\text{Pu}$  برای مقاصد نظامی توسعه یافت. پس از جنگ این راکتور بنیان برنامه های تسلیحات هسته ای ایالات متحده آمریکا و چند کشور دیگر را پایه گذاری کرد، بنابراین جای تعجب نیست که راکتورهای با سوخت اورانیوم طبیعی آغازی برای توسعه صنعت نیروی هسته ای به ویژه در کشورهایی نظیر بریتانیا و فرانسه که در آن زمان فاقد امکانات تولید اورانیوم غنی شده مورد نیاز راکتورهای آب سبک بودند، قرار گرفت. هر دو این سالک در حال حاضر تأسیسات غنی کردن اورانیوم از نوع پخش گازی ساخته اند و هر دو کشور برای راکتورهای خود از سوخت غنی شده استفاده می کنند. راکتورهای اولیه مولد پلوتونیوم در ایالات متحده دارای دستگاه های خنک کننده با چرخه<sup>۲</sup> باز بودند که آب فقط یک بار از داخل قلب عبور می کرد. در حالی که راکتور مولد پلوتونیوم در بریتانیا دارای مدار خنک کننده هوا مدار باز بود که فقط یک بار هوا از داخل قلب عبوری کرد. بعدها در بریتانیا و فرانسه از مدار خنک کننده بسته هوا در راکتورهای قدرت استفاده کردند. این کار باعث شد که محفظه نگهدارنده به وجود آید که هم هسته های رادیواکتیو در آن محفوظ بماند و هم کنترلی روی مقدار آن باشد. در این راکتورها خنک کننده گاز  $\text{CO}_2$  است. این گاز جاذب نوترون حرارتی نیست در نتیجه خیلی رادیواکتیو نمی شود. در عین حال گاز  $\text{CO}_2$  در درجه حرارت کمتر از  $1000^{\circ}\text{F}$  از نظر شیمیائی پایدار است و با کند کننده یا سوخت هیچ گونه واکنشی انجام نمی دهد. شکل ظاهری راکتور هینکلی پوینت<sup>۳</sup> که در غرب انگلستان قرار دارد و راکتور آن از نوع راکتورهای گازی پیشرفته<sup>۴</sup> است که در شکل ۴-۱۶ نشان داده شده

۱- Gas Cooled Thermal Reactor

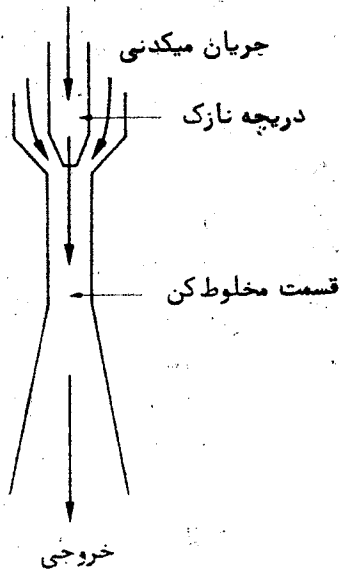
۲- Open Cycle

۳- Hinkley point B

۴- Advanced Gas Cooled Reactor (AGR)



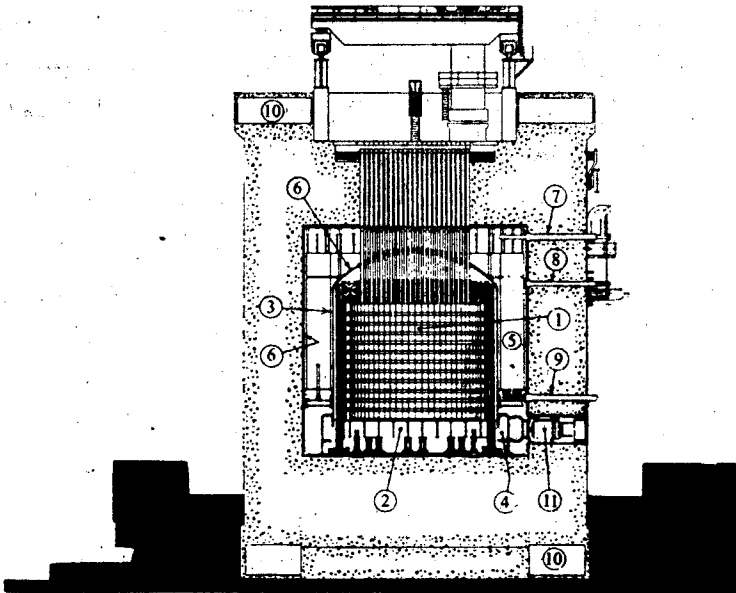
ورودی با فشار و سرعت زیاد



شکل ۴-۱۵

است. قلب راکتور یک حجم مکعبی ۱۶ وجهی است که به یکدیگر متصل هستند و دارای کانال‌های عمودی سوخت می‌باشند که به صورت یک شبکه مربعی است. سوخت شامل قرص‌های اکسید اورانیوم ( $UO_2$ ) کمی غنی شده ( $1/4$  تا  $2/6$  درصد درنواحی مختلف) می‌باشد که در داخل لوله‌های فولادی زنگ‌نزن قرار دارند. این لوله‌های سوخت نیز در داخل یک استوانه توخالی گرافیتی قرار می‌گیرند که تشکیل یک میله سوخت را می‌دهند.

میله‌های سوخت در داخل کانال‌ها به نحوی قرار گرفته‌اند که گاز  $CO_2$  به راحتی ازین سوخت و کند کننده عبور می‌کند.



شکل ۴-۱۶ راکتورگازی پیشرفته هینکلی پوینت بی (۱) قلب راکتور (۲) شبکه نگهدارنده قلب (۳) برگرداننده گاز (۴) خروجی دایره‌ای شکل گاز (۵) مولد بخار (۶) عایق حرارتی (۷/۸) محل نفوذ بخار (۹) ورودی آب تغذیه به مولد بخار (۱۰) مجرای دستیابی به کابل‌های نگهدارنده محفظه بتونی (۱۱) مولد گاز جریان واقعی گاز از داخل راکتور تا اندازه‌ای پیچیده است ولیکن جزئیات آن از نقطه نظر بحث حاضر چندان اهمیتی ندارد. گاز  $CO_2$  از داخل کانال‌ها داخل قلب به طرف

بالا می‌رود و از داخل شبکه نگهدارنده عبور می‌نماید و سپس از داخل یکی از چند مولد بخار که در اطراف قلب قرار دارند عبور می‌کند. گاز پس از عبور از مولدهای بخار از داخل پنکه‌ها که گاز را به جریان می‌اندازد عبور می‌کند و بدین ترتیب دوره گردش گاز کامل می‌شود. به طوری که در شکل (۴-۱۶) نشان داده شده است، قلب راکتور مولدهای بخار و پنکه‌ها همگی در داخل یک محفظه بتونی پیش فشرده بزرگ قرار دارند.

یکی از امتیازات راکتورهای خنک کننده گازی بهره زیاد آنهاست. نیروگاهی که در بالا شرحش گذشت بخار فوق داغ با درجه حرارت حدود  $1000^{\circ}\text{F}$  و فشار  $2400 \text{ Psi}$  تولید می‌کند و بهره کلی آن حدود ۴۲٪ که به اندازه بهترین نیروگاه‌های فسیلی موجود امروزی است می‌باشد. با وجود این هنوز جای تردید وجود دارد که راکتور بریتانیایی گازی پیشرفته AGR در ایالات متحده اقتصادی باشد، زیرا سرمایه‌گذاری برای ساختن نیروگاه در انگلیس کمتر از ایالات متحده در نظر گرفته شده، قدرت تولیدی AGR به‌ارزانی راکتور آب معمولی امریکائی است.

کوشش‌های سالهای گذشته در زمینه توسعه تکنولوژی راکتورهای گازی در ایالات متحده در شرکت جنرال گلف اتمیک<sup>۱</sup> متمرکز شده است و آنها سرگرم توسعه راکتور گازی با درجه حرارت بالا<sup>۲</sup> (HTGR) هستند. این راکتور حرارتی دارای کند کننده گرافیت است و با گاز هلیوم خنک می‌شود. از نقطه نظر خواص خنک‌کنندگی گاز ممتازی است. این گاز از گاز  $\text{CO}_2$  خنثی‌تر است و نوترون جذب نمی‌کند و بنابراین رادیواکتیو نمی‌شود.

از شروع کار راکتور گازی درجه بالا از سوخت مخلوطی از تورنیوم و اورانیوم خیلی غنی شده ۲۳۵ استفاده می‌شود. اما با گذشت زمان که اورانیوم ۲۳۳ از تبدیل تورنیوم ۲۳۲ وجود می‌آید، جایگزین مقداری از اورانیوم ۲۳۵ می‌شود. این راکتور یک دستگاه زاینده نیست بنابراین همیشه بایستی مقداری اورانیوم ۲۳۵ در آن وجود داشته باشد. وقتی قلب راکتور در حال تعادل قرار می‌گیرد دارای اورانیوم ۲۳۵، تورنیوم ۲۳۲ و اورانیوم ۲۳۳ تولید شده<sup>۳</sup> است. از آنجا که سوخت این نوع راکتور خیلی غنی شده است در مقایسه با راکتورهای گازی انگلیسی که اورانیوم طبیعی یا کمی غنی شده مصرف می‌کند به طور قابل ملاحظه‌ای کوچکتر است. در نتیجه سرمایه اولیه یک راکتور گازی درجه بالا خیلی کمتر از راکتور گازی انگلیسی است. سوخت راکتور گازی درجه بالا به صورت کرات کوچک متشکل از کاربید اورانیوم و تورنیوم  $(\text{U, Th})\text{C}$  با پوشش مخصوص می‌باشد که مانع نفوذ پاره‌های شکافت به اطراف می‌شود و کارخانه‌های سازنده سیله‌های سوخت به طول ۵ سانتیمتر و به قطر ۱/۲ میلیمتر از این ذرات که دارای ماده پیوندی کربنی است می‌سازند. سپس این سیله‌ها را به داخل سوراخهای تعبیه شده در

۱- General Gulf Atomic

۲- High Temperature Gas Cooled Reactor

۳- Recycled

قطعات گرافیتی شش پهلو به طول ۷۸ سانتیمتر و قطر ۳۰ سانتیمتر قرار می‌دهند. قطعات شش-پهلو را به صورت استوانه در مجاورت یکدیگر می‌گذارند تا قلب راکتور به وجود آید. سوراخهای اضافی برای عبور گاز خنک‌کننده و سوراخهای دیگر برای میله‌های کنترل تعبیه می‌شود. نحوه کاریک راکتورگازی درجه بالا شبیه یک راکتورگازی از نوع AGR است. به طوری که از شکل ۴-۱۷ دیده می‌شود گاز هلیوم از داخل قلب راکتور به طرف پائین جریان می‌یابد و سپس از داخل مولد بخار و مجدداً به کمک پمپ به داخل راکتور برمی‌گردد. تمام این وسائل در داخل محفظه بتونی پیش فشرده راکتور قرار می‌گیرد. بخار حاصل از راکتور گازی درجه بالا حدود  $1000^{\circ}\text{F}$  و  $2400\text{ psi}$  می‌باشد که بهره‌کلی دستگاه حدود ۴ درصد است. یک راکتورگازی درجه بالا ۴ مگاوات الکتریک به منظور نشان دادن طرز کار راکتور در سال ۱۹۶۷ به کار افتاد. نوع تجاری آن به قدرت ۳۰ MW قرار است در سال ۱۹۷۴ به کار افتد (این راکتور در سال ۱۹۷۰ به کار افتاد). این نوع راکتور نیاز به سرمایه‌گذاری اولیه کم و هزینه سوخت کم دارد و اثرات محیطی آن حداقل می‌باشد. اخیراً چند مصرف‌کننده، نیروگاههای بزرگی از این نوع سفارش داده‌اند.

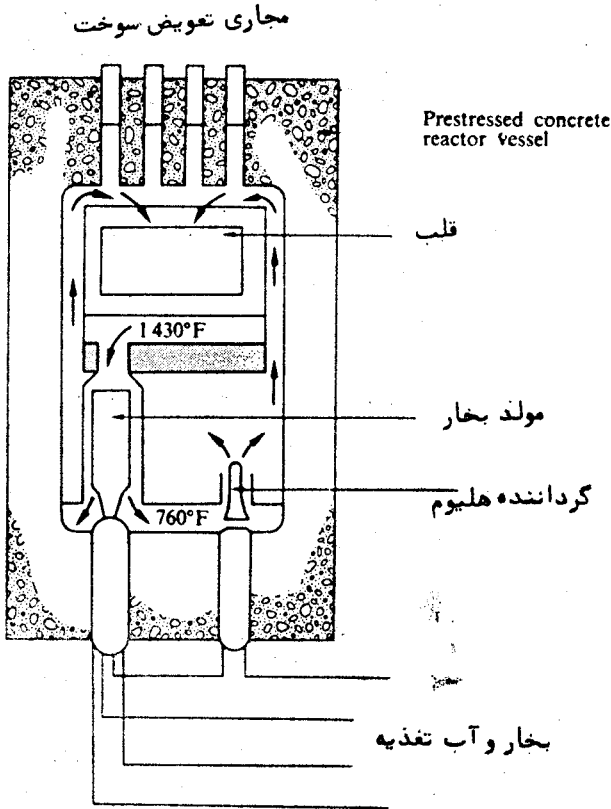
### راکتور آب سنگین

این نوع راکتور دارای کندکننده و خنک‌کننده آب سنگین ( $\text{D}_2\text{O}$ ) در چند کشور به‌ویژه در کانادا تحت توسعه می‌باشد. با بازگشت به قسمت ۴-۳ یادآور می‌شود که کانادا دارای ذخائر عظیم سنگ اورانیوم می‌باشد. در حال، کشور کانادا دارای امکانات گرافیت غنی کردن اورانیوم نیست. طبیعی است که کانادائی‌ها دوست ندارند تولید نیروی برق خود را متکی بردستگاههای غنی کردن اورانیوم کشورهای دیگر که کنترلی بر آن ندارند بدانند. اما در عین حال می‌خواهند از ذخائر طبیعی خود بهره‌مند شوند. بدین لحاظ راکتورهائی را انتخاب کرده‌اند که بتوانند با اورانیوم طبیعی کار کنند. به طوری که در بالا اشاره شد راکتورهای آب سبک نیاز به اورانیوم غنی شده دارند و بنابراین قابل قبول نمی‌باشند. از طرف دیگر - راکتورهای خنک‌کننده‌گازی که کندکننده آنها گرافیت است، در بریتانیا ساخته شده‌اند. اگر در آنها از سوخت اورانیوم طبیعی استفاده شود بسیار بزرگ هستند و هزینه اولیه آنها در دستگاه اقتصادی کانادا بالا خواهد بود.

یگانه راکتوری که از نقطه نظر اقتصادی مورد توجه است می‌تواند دارای سوخت اورانیوم طبیعی باشد راکتوری است که کندکننده آن آب سنگین باشد.

چنین راکتوری می‌تواند با سوخت اورانیوم طبیعی کار کند زیرا سطح مقطع جذب دوتریوم ( $\text{D} = {}^2\text{H}$ ) برای نوترون‌های حرارتی خیلی کم است و حتی کمتر از مثلاً سطح مقطع جذب هیدرژن معمولی ( $\text{H} = {}^1\text{H}$ ) است. در عین حال دوتریوم به صورت  $\text{D}_2\text{O}$  دوبرابر سنگین تراز

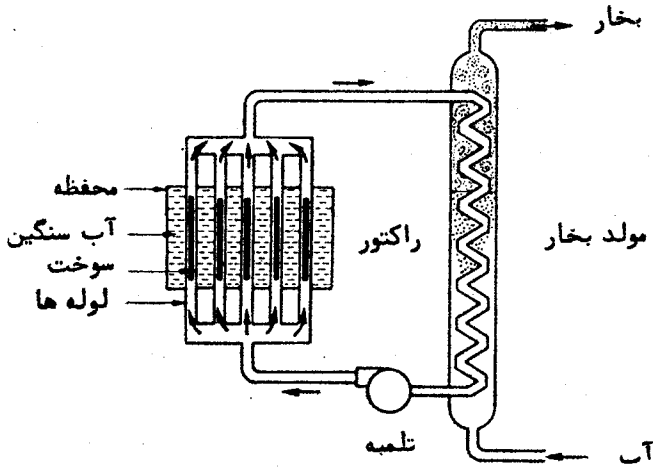
هیدروژن در  $H_2O$  است. بنابراین  $D_2O$  از نقطه نظر کند کنندگی به اندازه  $H_2O$  مؤثر نیست. مقدار متوسط کاهش انرژی نوترون‌ها در هر برخورد به  $D_2O$  کمتر از برخورد به  $H_2O$  است. بنابراین نوترون‌ها در  $H_2O$  برای اینکه به انرژی حرارتی برسند تعداد برخورد بیشتری لازم دارند و فاصله بیشتری طی می‌کنند تا در  $D_2O$ . قلب راکتور از نوع آب سنگین بزرگتر از قلب یک راکتور آب سبک است، ولی خیلی کوچکتر از راکتور با کند کننده گرافیت و خنک کننده گازی می‌باشد.



شکل ۱۷-۴ نمودار راکتور گازی درجه بالا ۳۳۰ MW به نام فورد سنت وین مسیر حرکت گاز هلیوم در شکل نشان داده شده است (کمیپانی جنرال گلف اتمیک)

برای گریز از یک محفظه بزرگ و گرانتیتم کانادائی‌ها از لوله‌های تحت فشار استفاده کرده‌اند. سوخت در داخل لوله‌های (تحت فشار) قرار می‌گیرد. خنک کننده به طوری که

در شکل (۴-۸) نشان داده شده است از داخل لوله عبور می‌کند، لذا گرما از قلب راکتور به وسیله خنک‌کننده به خارج انتقال پیدامی‌کند بدون اینکه خنک‌کننده با کاندکننده  $D_2O$  تماس پیدا کند. بنابراین درجه حرارت کاندکننده خیلی پائین‌تر از درجه حرارت خنک‌کننده خواهد بود و نیازی به تحت فشار قرار دادن آن نیست. در راکتورهای آب‌سنگین کانادا خنک‌کننده  $D_2O$  است و برای اینکه به جوش نیاید تحت فشار می‌باشد. در هر صورت توجه زیادی به استفاده از خنک‌کننده ارزانتر نظیر آب معمولی یا مایعات آلی معطوف شده است.



شکم (۴-۸) نمودار دستگاه بخار در یک راکتور آب سنگین

با وجود هزینه کم سوخت اورانیوم طبیعی بعید به نظر می‌رسد که صنایع آمریکا این نوع راکتور را توسعه دهند. یکی از این عوامل ضریب مثبت راکتیویته و ضریب قدرت در اثر ازدیاد درجه حرارت است. بنابراین راکتور ذاتاً پایدار نیست. لذا یک ازدیاد ناگهانی قدرت به طور خود به خود منجر به ازدیاد بیشتر قدرت می‌شود و برای تحت کنترل در آوردن راکتور نیاز به یک عامل خارجی است. بر طبق مقررات ایمنی کمیسیون انرژی اتمی آمریکا عمل عکس در اثر ازدیاد قدرت لازم است. بنابراین این سؤال پیش می‌آید که آیا ایالات متحده اجازه کارکرد به راکتور آب سنگین می‌دهد یا خیر؟

### راکتور زاینده

به طوری که در قسمت ۴-۳ اشاره شد ذخیره  $^{235}U$  دنیا برای رفع نیازسندهای فزاینده قدرت هسته‌ای دنیا، اگر اساس کار براستفاده از راکتورهای مصرف‌کننده یا راکتورهای مبدل کم بهره باشد کافی نیست، فقط با پیشرفت راکتورهای زاینده می‌توان از تمام پتانسیل ذخیره‌ای

اورانیوم و توریم دنیا بهره‌گرفت. براساس چنین ایده‌ای برنامه‌های توسعه را کتورهای زاینده در بسیاری از کشورها به‌طور جدی تعقیب می‌شود. در ایالات متحده عقاید متفاوتی در مورد فوریت برنامه را کتورهای زاینده وجود دارد. از آنجا که ذخائر شناخته شده<sup>۱</sup> ارزاقیمت  $U_{235}O_8$  بعد از سال حدود ۱۹۹۰ نیازهای ملی را برآورده نمی‌سازد. بعضی از افراد صلاحیت دار اعتقاد دارند برای دستیابی به انرژی هسته‌ای ارزاقیمت و مطمئن لازم است را کتورهای زاینده بعد از سال ۱۹۹۰ مورد استفاده قرارگیرند. از طرف دیگر، بعضی از اولیاء مسئول به تجسسات موفقیت‌آمیز اورانیوم اشاره کرده، ادعا می‌کنند که سنگ اورانیوم ارزان برای مدت‌های مدیدی در دسترس خواهد بود. به هر حال برنامه توسعه را کتورهای زاینده در ایالات متحده با سرعت مشخصی پیش می‌رود و اولین نیروگاه نمایشی<sup>۲</sup> به نام نیروگاه زاینده کلینچ ریور<sup>۳</sup> محتملا در سال ۱۹۸۲ به کار خواهد افتاد. ساختن را کتورهای زاینده بزرگ در ایالات متحده احتمالا در سالهای آخر دهه ۱۹۸۰ شروع به کار خواهد کرد. انتظار می‌رود این نوع را کتور تأثیر قابل ملاحظه‌ای در بازار را کتورهای قدرت در سال‌های دهه ۱۹۹۰ داشته باشد.

موفقیت (را کتورهای زاینده) در کشورهای دیگر کمی تفاوت دارد مثلا در بریتانیای-کبیر که ذخائر طبیعی اورانیوم ندارد سوخت فسیلی در آنجا دوبرابر قیمت در ایالات متحده است و نمی‌تواند ازدیاد اورانیوم که ممکن است همراه با گران شدن قدرت هسته‌ای در دود دهه اواخر قرن است تحمل کنند.

براساس این فکر انگلیسی‌ها در توسعه را کتورهای زاینده سریع پیش‌رفته‌اند. یک نیروگاه نمایشی در حال حاضر کار می‌کند و انواع تجاری آن برای سالهای دهه ۱۹۸۰ برنامه‌ریزی شده است.

برنامه‌های مشابهی در فرانسه، آلمان غربی و اتحاد جماهیر شوروی در حال پیشروی است که همه‌ی آنها خیلی قبل از ایالات متحده نیروگاه‌های زاینده بزرگ در حال کار خواهند داشت. در حال حاضر چهار نوع را کتور زاینده در حال توسعه است: را کتور زاینده سریع با خنک‌کننده فلز (LMFBR) که از طرف سازمان انرژی اتمی ایالات متحده امریکا زیاد پشتیبان ندارد ولیکن در کشورهای دیگر به سرعت تعقیب می‌شود،<sup>(۲)</sup> را کتور زاینده سریع گازی (GCFR) که توسط شرکت گلف جنرال اتمیک در ادامه موفقیت‌های تکنولوژی را کتور گازی فوق داغ می‌باشد<sup>(۳)</sup> را کتور زاینده نمک مذاب که در اوکریچ تعقیب می‌شود و<sup>(۴)</sup> را کتور زاینده آب سبک (LWBR) که در بخش را کتورهای (نیروی) دریائی سازمان - انرژی اتمی توسعه می‌یابد.

۱- Known Reserve

۲- Demonstration

۳- Clinch Breeder Reactor plant

راکتور زاینده سریع فلز مایع با چرخه سوخت اورانیوم-پلوتونیوم کاری کند. در حالی که راکتور در ابتدا کار دارای سوخت  $^{235}\text{U}$  و  $^{238}\text{U}$  است ولی بالاخره با تولید  $^{241}\text{Pu}$  و  $^{241}\text{Pu}$  این دو ایزوتوپ جای  $^{235}\text{U}$  را می‌گیرند و راکتور با ایزوتوپهای پلوتونیوم و اورانیوم طبیعی کار خواهد کرد.

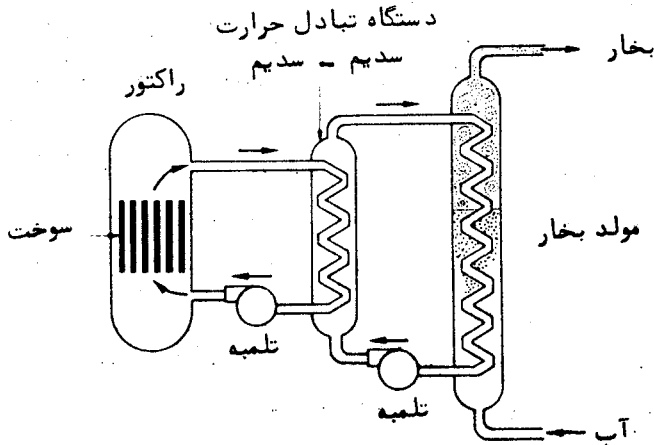
برگشت به شکل (ع-۴) به خاطر می‌آورد که  $\eta$  تعداد نوترون‌های شکافت حاصل از جذب یک نوترون در  $^{235}\text{U}$  یا  $^{239}\text{Pu}$  با افزایش انرژی نوترون بیش از ۱.۰ Kev. به‌طور خطی افزایش می‌یابد، در نتیجه نسبت زایش و بهره زایش با افزایش انرژی متوسط نوترونی که شکافت را انجام می‌دهد افزایش می‌یابد. بنابراین تا آنجا که ممکن است بایستی سعی شود تا از کند شدن نوترون‌های شکافت در یک راکتور سریع ممانعت شود. این بدان معنی است که هسته‌های سبک‌وزن به مقدار زیاد باید داخل قلب راکتور نباشند. البته کند کننده وجود ندارد، به طوری که قلب و لایه‌های خارجی قلب راکتور فقط شامل میله‌های سوخت و خنک کننده می‌باشد.

جهت خنک کنندگی برای راکتورهای زاینده سریع عموماً سدیم به کار می‌رود. سدیم با وزن اتمی ۲۳ در نتیجه برخورد الاستیک، نوترون‌ها را زیاد کند نمی‌کند و به طوری که قبلاً اشاره شد در نتیجه برخورد غیرالاستیک تا اندازه‌ای کند می‌کند. سدیم دارای خاصیت انتقال حرارتی عالی است، بنابراین این نوع راکتور می‌تواند در قدرت بالا یعنی چگالی ویژه بالا کار کند. از طرف دیگر بدان معنی است که قلب این نوع راکتور می‌تواند نسبتاً کوچک باشد. به علاوه چون نقطه جوش سدیم خیلی بالا است (در یک آتمسفر فشار  $881^\circ\text{C}$ ) دستگاه خنک کننده می‌تواند در فشار معمولی جود درجه حرارت بالا بدون اینکه سدیم به جوش آید کار کند و بنابراین راکتور نیازی به محفظه تحت فشار ندارد. بالا بودن درجه حرارت خنک کننده موجب بالا بودن درجه حرارت و فشار بخار آب و لذا بهره بیشتر می‌شود، بالاخره سدیم به ویژه در بسیاری از مواد ساختمانی ایجاد خوردگی نمی‌نماید.

لازم به یادآوری است که سدیم نیز دارای خصوصیات نامطلوبی است. نقطه ذوب سدیم  $115/0^\circ\text{C}$  است که خیلی بالاتر از درجه حرارت معمولی است، به طوری که دستگاه خنک کننده تمام مدت باید گرم نگهداشته شود تا از جامد شدن سدیم جلوگیری به عمل آید. این موضوع در ابتدا یک عیب جدی به نظر می‌آید لکن سدیم به عنوان خنک کننده در چند راکتور نمونه با موفقیت به کار رفته است و دلیلی وجود ندارد که فکر کنیم توانیم از آن در راکتورهای زاینده بزرگ استفاده نماییم.

سدیم از نظر شیمیائی فعال است و حتی خشک آن با آب تقریباً به صورت یک ماده منفجره در می‌آید. سدیم نوترون حتی نوترون سریع را به مقدار زیاد جذب می‌کند و

$^{24}\text{Na}$  یک تابش دهنده بتا بانیمه عمر ۱۰ ساعت به وجود می‌آورد. با توجه به این خواص، عاقلانه نیست که سدیم مایع (خنک کننده) مستقیماً از راکتور به مولد بخار انتقال داد، زیرا امکان دارد یک موترک<sup>۱</sup> در محل جوش لوله‌ها که قسمت داخلی مولد بخار را تشکیل می‌دهد به وجود آید اگر موترکی به وجود آید و سدیم رادیواکتیو با آب تماس پیدا کند، به علت پخش رادیواکتیو، در سطح گسترده‌ای تعمیر موترک مشکل است. به این دلیل راکتور زاینده سریع فلز مایع مطابق شکل (۴-۱) دارای دو مدار سدیم است: مدار اولیه راکتور حاوی سدیم رادیواکتیو و مدار میانی حاوی سدیم غیر رادیواکتیو است. احتمال نقص در دستگاه انتقال حرارت سدیم به سدیم بسیار نادر است که اگر رخ دهد منجر به آزاد شدن سدیم رادیو-اکتیو خواهد شد، زیرا سدیم تحت فشار کمی است.



شکل (۴-۱) دستگاه مولد بخار در راکتور زاینده سریع فلز مایع

آزمایش‌های متعددی روی سوخت راکتور سریع زاینده فلز مایع انجام شده است و هم-اکنون در حال اجراست. راکتوری که ایالات متحده طرح کرده است سوخت آن دارای ۱۰ درصد ایزوتوپ قابل شکافت هسته‌ای است. سوخت اولیه به صورت قرص‌هایی از اکسید اورانیوم یا اورانیوم طبیعی یا پس‌مانده‌های دستگاه‌های غنی کردن اورانیوم تشکیل شده است. تمام میله‌ها یا سوزنهای سوختی به وسیله یک شبکه ساختمانی مناسب پابرجا نگهداشته می‌شوند که در نتیجه میله‌های سوخت از یکدیگر جدا بوده و تمام قلب در داخل سدیم مایع غوطه‌ور است. بخار حاصل از دستگاه راکتور سریع زاینده فوق داغ بوده و با درجه حرارت  $482^{\circ}\text{C}$  و فشار بیش از ۲۰۰۰ psi وارد توربین‌ها می‌شود. بهره کلی دستگاه حدود ۰.۴ درصد است. زمان مضاعف برای یک راکتور بزرگ از این نوع انتظار می‌رود حدود ده سال باشد.

\* از زیر کونیوم و آلیاژهای آن نمی‌توان استفاده کرد زیرا سدیم به این فلزات

واکنش‌های شیمیایی انجام می‌دهد.



## راکتور زاینده گازی

این راکتور از توسعه طرح راکتور فوق داغ گازی به دست آمده است. خنک کننده این راکتور هلیوم و سوخت آن مخلوطی از پلوتونیوم و اورانیوم است. قلب راکتور از تعداد بسیار زیادی سوزنهای سوختی باریک (۷ میلیمتر) از جنس فولاد زنگ نزن که هر کدام دارای قرصهای کوچکی از  $\text{PuO}_2$  و  $\text{UO}_2$  نظیر قرصهای سوختی راکتور سریع زاینده فلز مایع می باشد. لایه زاینده راکتور در راستای محوری و شعاعی در همین نوع لوله ها است اما سوخت آنها فقط  $\text{UO}_2$  می باشد. گاز هلیوم دارای درجه حرارت حدود  $338^\circ\text{C}$  و فشار  $120. \text{psi}$  از بالا وارد قلب راکتور شده از لابلای سوزنهای سوختی به طرف پائین حرکت کرده درجه حرارت آن  $610.^\circ\text{C}$  می رسد. گاز از قلب خارج وارد اطفاک پایه در پائین راکتور شده، از داخل یکی از چهار مولد بخار عبور می کند، و سپس از طریق مدار هلیوم به راکتور برمی گردد. در این نوع راکتور نظیر راکتور سریع زاینده فلز مایع نیازی به دستگاه انتقال حرارت نیست. زیرا هلیوم رادیواکتیو نمی شود. مولدهای بخار بخار فوق داغ با درجه حرارت  $524^\circ\text{C}$  و فشار  $2400. \text{psi}$  تولید می کنند و انتظار می رود بهره کلی دستگاه حدود  $38-39$  درصد باشد حال دیده می شود که در این نوع راکتور قلب مولدهای بخار و مدار گردش هلیوم همه نظیر راکتورگازی فوق داغ در داخل محفظه بتونی پیش فشرده قرار دارند. از آنجا که هلیوم به صورت گاز می باشد اساساً خلاء محسوب شده و تقریباً هیچ گونه اثری روی نوترون ها ندارد. بنابراین طیف نوترون ها در راکتور سخت تر (برانرژی تر) از طیف نوترون هادر LMFBR می باشد. زیرا در راکتور اخیر نوترون هادر نتیجه برخورد غیر الاستیک با سدیم کند می شوند. از اینجا نتیجه می شود که نسبت زایش برای GCFR بزرگتر از این نسبت برای LMFBR است زیرا مقدار متوسط  $\eta$  بزرگتر است و زمان مضاعف نیز کوتاهتر می باشد.

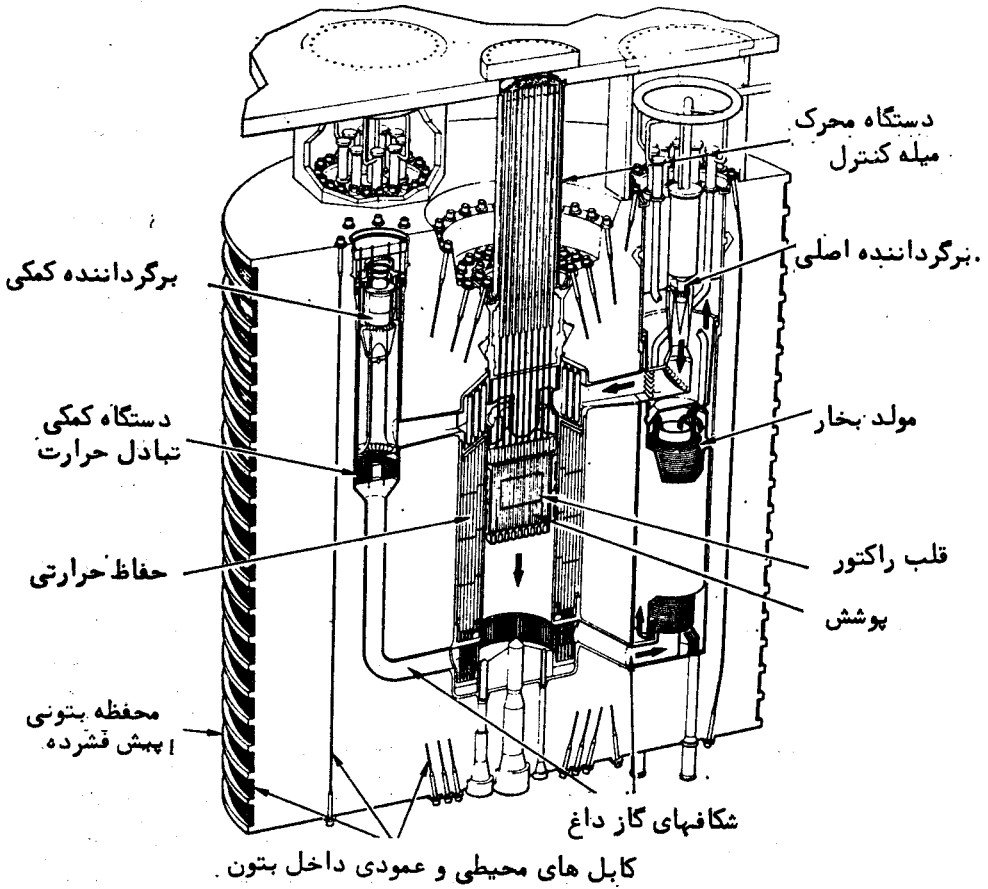
یکی از امتیازهای دیگر خنک کننده هلیوم را باید یادآور شویم. اقتصاد یک نیروگاه قدرت را چند عامل تعیین می کند که از آن جمله آمادگی نیروگاه است یعنی کسری از زمان که در آن نیروگاه در حقیقت می تواند کار کند. بنابراین کوتاه کردن زمان لازم برای تعمیرهای دوره ای بسیار مهم است. از آنجا که هلیوم رادیواکتیو نمی شود لذا می توان بلافاصله پس از خاموشی راکتور در هر قسمت از مدار خنک کننده به کار پرداخت.\*

اگر نقصی در داخل خود راکتور به وجود آید، عامل و محل نقصی را می توان به سرعت با وسائل مرئی تعیین کرد. تعمیرها و نگهداری های دوره ای در راکتور LMFBR خیلی

---

\* شاید در مورد این موضوع مبالغه شده باشد، در حالی که هلیوم خود رادیواکتیو نمی شود، پاره های شکافت گازی که از داخل سوخت و اتم های اکتیو شده در جریان گاز قرار می گیرند خنک کننده HTGR و GCFR را رادیواکتیو نمی نمایند.

مشکلتر است زیرا سدیم را یک عنصر کدر رادیواکتیو می‌نامند و برای اینکه منجمد نشود دائماً باید گرم نگهداشته شود. بعضی از افراد صلاحیت دار اعتقاد دارند که GCFR اصولاً قادر به تأمین ارزاترین انرژی هسته‌ای حاصل از هر نوع راکتور دیگری که پایان قرن به بازار



شکل ۴-۲. سطح مقطع یک راکتور سریع زاینده گازی

می‌باشد. در هر حال تکنولوژی LMFBR چندسال عقبتر از تکنولوژی GCFR است و در ایالات متحده به اندازه‌ای که LMFBR طرفدار دارد مورد پشتیبانی نیست، اگرچه شرکت‌ها علاقه فزاینده‌ای نسبت به این نوع راکتور نشان می‌دهند.

## راکتور زاینده نمک مذاب

این یک راکتور زاینده حرارتی است که روی چرخه  $^{233}\text{U}$ - $^{233}\text{Th}$  کار می‌کند. یادآور می‌شود که  $^{233}\text{U}$  یگانه ایزوتوپ است که در یک راکتور حرارتی قادر به زایش می‌باشد. طرح راکتور MSBR در انواع راکتورهائی که سوخت، ماده زاینده و خنک‌کننده به صورت مایع همگون مخلوط می‌باشند، منحصر به فرد است. این مخلوط ترکیبی از نمکهای مختلف فلورید در درجه حرارت بالا به صورت یک مایع مذاب غیر چسبنده و صاف در آمده است. ترکیب متداول نمکهای مذاب در جدول ۴-۳ داده شده است. تمام عناصر موجود در نمک مخلوط به استثنای توریم و اورانیوم دارای سطح مقطع جذب خیلی کوچک\* است. این مقدار سطح مقطعها از نقطه نظر زاینده‌های حرارتی بسیار مهم است، زیرا مقدار  $\eta$  کم است و تعداد نوترون‌ها باید به دقت نگهداری شوند (از اتلافشان جلوگیری به عمل آید). علاوه بر خاصیت عالی نوترونی این مواد نمکهای فلورید دارای قدرت حلالیت زیاد برای اورانیوم می‌باشند. آنها از جمله پایدارترین ترکیبات شیمیائی بوده در درجه حرارت بالا دارای فشار بخار کم می‌باشند و خواص انتقال حرارت آنها نسبتاً خوب است. به علاوه این نمکها در نتیجه تابش اشعه تجزیه نشده، با هوا و آب واکنش شدید انجام نمی‌دهند و نسبت به اغلب مواد ساختمانی معمولی و نسبت به گرافیت خنثی می‌باشند.

شکل ۴-۲ قسمت‌های اصلی یک نیروگاه MSBR را نشان می‌دهد. قلب راکتور دارای مجموعه‌ای از قطعات گرافیت به عنوان کندکننده می‌باشد که دارای مجراهای برای عبور مخلوط نمک مذاب می‌باشد. وقتی مایع از داخل قلب راکتور عبور می‌کند، دستگاه بحرانی و انرژی حاصل از شکافت هسته‌ای مستقیماً جذب سیال می‌شود. سپس سیال داغ از داخل دستگاه تبادل از طریق یک مدار خنک‌کننده میانی عبور می‌کند و بالاخره به راکتور برمی‌گردد و قسمتی از مایع برای عمل شیمیائی از مسیر منحرف شده به جای دیگر می‌رود.

\* در انرژی  $0.0203\text{ev}$  سطح مقطعها عبارتند از

$$\sigma_a(^7\text{Li}) = 0.037 \text{ بارن}, \sigma_a(\text{Be}) = 0.0092 \text{ بارن} \text{ و } \sigma_a(\text{F}) = 0.0090 \text{ بارن}$$

است

## جدول ۳-۴

ترکیب درصد ملکول گرم در سوخت راکتور نمک مذاب

درصد ملکول گرم	نمک
۷۲	${}^6\text{LiF}$
۱۶	$\text{BeF}_2$
۱۲	$\text{ThF}_4$
۰٫۳	${}^{233}\text{UF}_4$

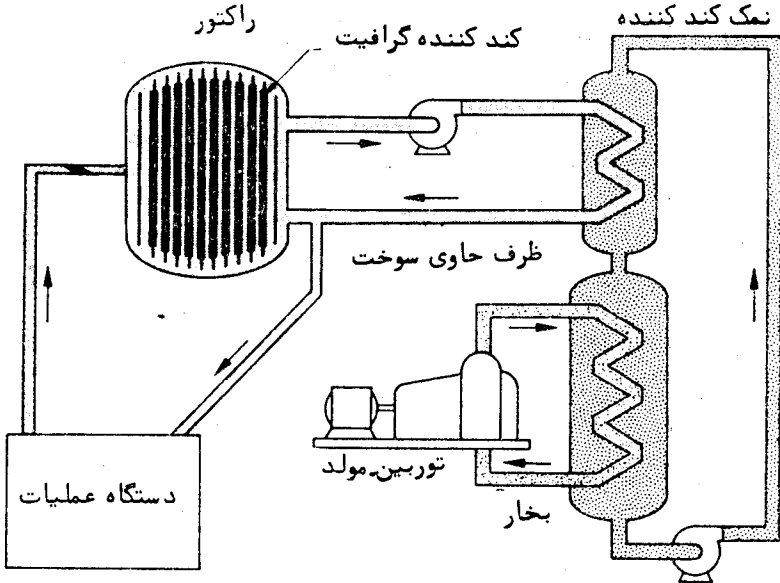
در قسمت شیمیائی نیروگاه MSBR چندین عمل مهم انجام می‌گیرد. بابرگشت به قسمت ۳-۴ یا آور می‌شویم که هسته‌های واسطه در تبدیل  ${}^{232}\text{Th}$  به  ${}^{233}\text{U}$  عنصر  ${}^{233}\text{Pa}$  می‌باشد که نیمه عمر آن  $۲۷/۴$  روز است. از آنجا که این نیمه عمر نسبت به زمان گردش سیال در راکتور طولانی است و از آنجا که سطح مقطع جذب  ${}^{233}\text{Pa}$  برای نوترون‌های حرارتی زیاد است (۴ بارن) باید  ${}^{233}\text{Pa}$  از مدار گردش سیال خارج و انبار شود، والا قبل از اینکه  ${}^{233}\text{Pa}$  فرصت تجزیه شدن به  ${}^{234}\text{U}$  را پیدا کند در نتیجه جذب نوترون به ایزوتوپ بی‌ارزش  ${}^{234}\text{Pa}$  تبدیل می‌شود. از  ${}^{233}\text{U}$  به  ${}^{233}\text{Pa}$  در حال تجزیه جدا شده، قسمتی از آن به سیال راکتور برمی‌گردد و به عنوان سوخت برای راکتورهای MSBR فروخته می‌شود. در عملیات جداسازی شیمیائی، محصولات فیسوین حاصل از عمل شکافت در سوخت که در سیال می‌باشد جدا می‌گردد. در راکتورهای متداول با سوخت جامد پاره‌های شکافت در داخل میله سوخت جمع می‌شوند و تا اندازه‌ای باعث تغییرات چرخه‌ای سوخت در راکتور می‌شوند. جداسازی سوخت و پاره‌های شکافت که به‌طور پیوسته و ساده در راکتورهای زاینده نمک مذاب می‌تواند انجام گیرد این نوع راکتورها را جالب ساخته است.\*

برای تعویض سوخت وقتی تلف نمی‌شود و راکتور می‌تواند مدت زیادی بین دو خاموشی متوالی کار کند.

راکتور MSBR دارای چند امتیاز دیگر نیز می‌باشد. مهمتر از همه به علت اقتصاد نوترونی خوب، سوخت لازم MSBR خیلی کم است. یعنی حدود ۱ تا  $۱/۲$  کیلوگرم ماده شکافت پذیر برای هر مگاوات برق خروجی در حالی که برای یک راکتور آب‌سبک حدود ۳ کیلوگرم یا برای راکتور LMFBR برای هر مگاوات برق ۰ کیلوگرم است. به علاوه به علت کمی

\* برای راکتور MSBR از سوخت جامد استفاده نمی‌شود زیرا ممکن است موجب عقب افتادگی توسعه آن شود، زیرا سازنده‌های راکتور تمایلی به تعقیب طرحهائی ندارند که در آنها قراردادهای ساختن سوخت در درازمدت مطمئن نباشد.

فشار بخار نمک‌های مذاب، راکتور MSBR در فشار کمی بالاتر از فشار جو کاری می‌کند و لذا محفوظه تحت فشار گرانتیتمی نیاز ندارد. بالاخره از آنجا که درجات بالا در نمک‌های مذاب ممکن می‌باشد، راکتور MSBR می‌تواند بخار فوق داغ با فشار ۳۰۰ psi و درجه حرارت  $1000^{\circ}\text{F}$  به وجود آورد که منجر به بهره زیاد کلی نیروگاه یعنی حدود ۴ درصد می‌شود. راکتور MSBR دارای معایبی نیز می‌باشد یکی این که وقتی سوخت به خارج از راکتور جزیان می‌یابد هسته‌های مولد نوترون‌های تاخیری را همراه خود می‌برد و وقتی نوترون‌های تاخیری تابش می‌شوند تمام مدار حاوی سوخت رادیواکتیو می‌کنند. بنابراین هر نوع سرویس و تعمیر اجزای دستگاه راکتور نیاز به زمان خاموشی طولانی و یا نیاز به دستگاه‌های گرانتیتم خود کار از راه دور دارد. نسبت زایش راکتور MSBR بین  $1/0.5$  تا  $1/0.7$  می‌باشد که خیلی کمتر از راکتورهای LMFB و GCFR می‌باشد. زمان مضاعف انتظار می‌رود حدود ۱۳ تا ۲ سال باشد. از آنجا که زمان مضاعف برای توسعه نیروی الکتریکی حدود ۱۰ سال است لذا واضح است رشد پیش‌بینی شده در قدرت راکتور را نمی‌توان تنها بر اساس راکتورهای MSBR بنانهاد. در هر حال، راکتور MSBR می‌تواند در صنعت هسته‌ای جایی برای خود باز کند، ولی نه قبل از پایان قرن و آن در صورتی است که راکتورهای سریع ایمن و اقتصادی به نظر نیایند.



شکل ۴-۲۱ نمودار یک راکتور زاینده نمک مذاب (آزمایشگاه ملی اوکریچ)

### راکتورهای زاینده آب سبک.

سالها متخصصین بر این عقیده بودند که نمی‌توان یک راکتور زاینده با آب سبک حتی اگر سوخت آن  $^{233}\text{U}$  باشد ساخت. در ابتدا فکر می‌کردند به علت سطح مقطع جذب زیاد آب برای نوترون‌های حرارتی تعداد زیادی نوترون از بین می‌رود. بعداً دریافتند که این مسأله را می‌توان با کاهش دادن مقدار آب نسبت به مقدار سوخت داخل

قلب راکتور حل کرد، اما، با انجام این کار، طیف انرژی نوترون‌ها در نتیجه کاهش عمل کندشدن در آب به سمت انرژی‌های بالاتر میل می‌کند. این موضوع به نوبه خود بدان معنی است که کسری بیشتری از نوترون‌ها در ناحیه انرژی‌های متوسط ( $E > 1 \text{ ev}$  تا  $10 \text{ kev}$ ) در محلی که داده‌های اولیه نشان می‌دهد، مقدار  $\eta$  کم است و فقط مقدار کمی بیش از ۲ می‌باشد جذب می‌شوند. بنابراین نتیجه کلی همان است، یعنی این که راکتور نمی‌تواند یک راکتورزاینده باشد.

در سال‌های اولیه دهه ۱۹۶۰ آزمایش‌های جدید نشان داد که در حقیقت  $\eta$  در ناحیه انرژی متوسط به اندازه کافی بزرگتر از ۲ است و امکان تولید سوخت وجود دارد به شرطی - که اتلاف نوترون‌ها به دقت کنترل شود. از سال ۱۹۶۵، براساس داده‌های جدید، کمیسیون انرژی اتمی آمریکا توسعه برنامه راکتورهای زاینده آب سبک را به عهده بخش راکتورهای نیروی دریائی<sup>۱</sup> گذاشت.

حتی وقتی کوشش‌های ویژه‌ای در طرح‌ریزی راکتور زاینده آب سبک انجام شد تا اتلاف نوترون‌ها را کاهش دهد، بهره‌زایش<sup>۲</sup> خیلی کوچک بود. این بهره به اندازه‌ای کوچک بود که نمی‌توان راکتور رایک تولید کننده  $^{233}\text{U}$  برای راکتورهای دیگر از این نوع ساخت. به هر حال مقدار اضافی  $^{233}\text{U}$  کافی (یعنی بین ۱ تا ۲ درصد) در طول عمر قلب راکتور تولید می‌شود تا اینکه مقدار  $^{233}\text{U}$  که در ضمن بازسازی<sup>۳</sup> شیمیائی سوخت هدر می‌رود جبران نماید. بنابراین یک بار که راکتور زاینده آب سبک به کار افتد، می‌توان فرض کرد که همیشه می‌توان آن را با  $^{232}\text{Th}$  تغذیه کرد. به طوری که در ابتدای این فصل اشاره شد منابع فراوانی از این سوخت یافت می‌شود.

برای اینکه در باییم که واقعاً زاینده‌گی در یک راکتور آب سبک امکان پذیر است بخش راکتورهای نیروی دریائی یک قلب راکتور زاینده آب سبک ساخته است که باید در داخل یک راکتور آب تحت فشار متعلق به AEC در شی‌پینک پورت<sup>۴</sup>، پنسیلوانیا نصب شود. اگر این همداد (سیستم) نمونه‌ای مطابق برنامه‌های طرح‌ریزی شده عمل نماید، امکان فنی نصب چنین قلب‌های زاینده‌ای را در راکتورهای آب تحت فشار کنونی و آینده تأیید می‌کند. چنین تبدیلی، از سوزاندن اورانیوم  $^{235}$  نسبتاً کمیاب به تورنیوم فراوان به طور قابل توجهی کاربرد کلی سوخت هسته‌ای را در این راکتورها توسعه می‌دهد به طور نامحدودی صنعت نیروی هسته‌ای راکتور آب سبک گسترش می‌یابد

سطح مقطع یک قلب راکتور زاینده آب سبک در شکل ۴-۲ داده شده است.

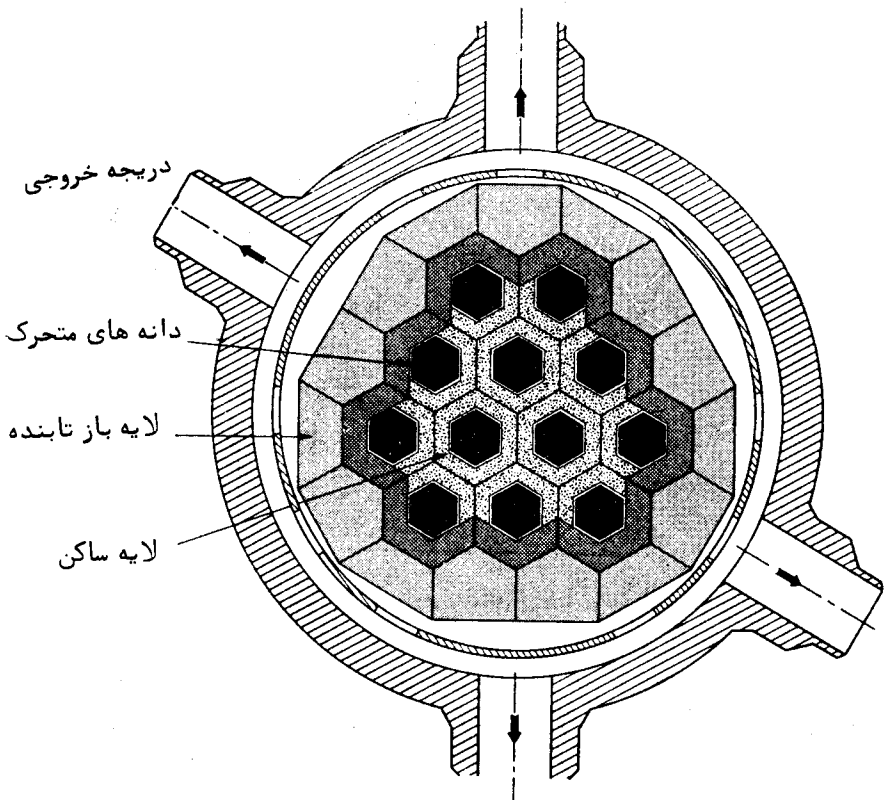
۱- Division of Naval Reactors

۲- Breeding Gain

۳- Reprocessing

۴- Shippingport

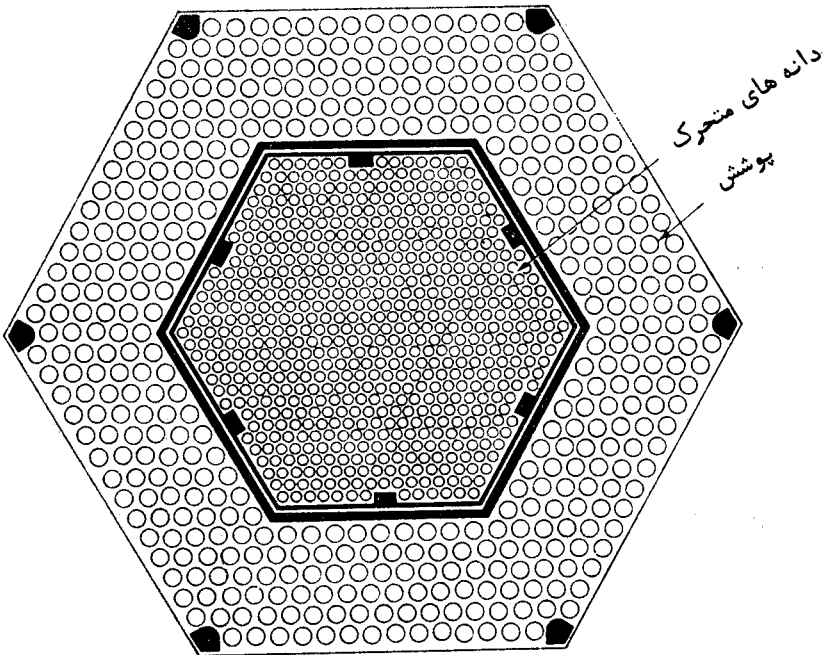
به طوری که در شکل نشان داده شده، قلب راکتور شامل لانه های سوختی<sup>۱</sup> شش وجهی است که به طور متقارن آرایش یافته که به وسیله لایه بازتابنده - زاینده احاطه شده است. هر لانه سوختی حاوی ناحیه «دانه» های سوختی است که می تواند جایجا شود یعنی ناحیه ای که ضریب تکثیر آن بزرگتر از یک می باشد و یک ناحیه ثابت حلقوی شش وجهی زاینده که  $k < 1$  است. هر یک از این نواحی، به نوبه خود، دارای میله های سوختی منظمی است که محتوی قرص های اکسید توریم ( $\text{ThO}_2$ ) و  $^{233}\text{UO}_2$  می باشند، مقدار اکسید اورانیوم بین صفر تا شش درصد وزنی در دانه های سوختی و بین صفر تا سه درصد وزنی در ناحیه زاینده تغییر می کند. شکل (۲۳-۴) مقطع یک واحد سوختی حاوی میله سوخت را که در «ناحیه دانه ها کوچکتر از ناحیه زاینده» نشان می دهد. کنترل راکتور با حرکت دادن ناحیه دانه، در داخل هر واحد سوختی انجام می گیرد. این امر باعث می شود نشت نوترون ها از داخل قلب راکتور تغییر کند و در نتیجه ضریب تکثیر نیز تغییر می نماید به طوری که در شکل (۲۴-۴) نشان داده شده است. وقتی ناحیه «دانه» در قلب راکتور قرار می گیرد نشت کم است اما بایرون آوردن آن



شکل (۲۳-۴) سطح مقطع قلب راکتور زاینده آب سبک

افزایش می‌یابد. این روش نوین کنترل برای اینکه نوترون‌ها محفوظ بمانند برای راکتورزاینده آب سبک لازم است. از میله‌های کنترل معمولی نمی‌توان استفاده کرد زیرا تعداد زیادی از نوترون‌ها را جذب کرده مانع تولید سوخت می‌شود. شکل (۴-۲) توزیع نسبتاً پیچیده  $\text{ThO}_2$  و  $^{233}\text{UO}_2$  را در واحدهای سوختی نشان می‌دهد که تصور می‌رود دارای مشخصات خوبی از لحاظ کنترل و توزیع قدرت باشد. توزیع سوخت در نتیجه قرار دادن یک لوله سوخت در هرلانه سوختی که به اندازه طول هرلانه سوختی است به دست می‌آید.

قلب راکتور زاینده آب سبک واقع در راکتور آب تحت فشار شی پینک پورت قرار است در سال ۱۹۷۶ به کار افتد. جواب به این سوال که آیا چنین راکتوری می‌تواند واقعاً سوخت تولید کند به زودی پس ازین تاریخ معلوم خواهد شد.



شکل (۴-۲) سطح مقطع یک واحد سوختی نمونه‌ای

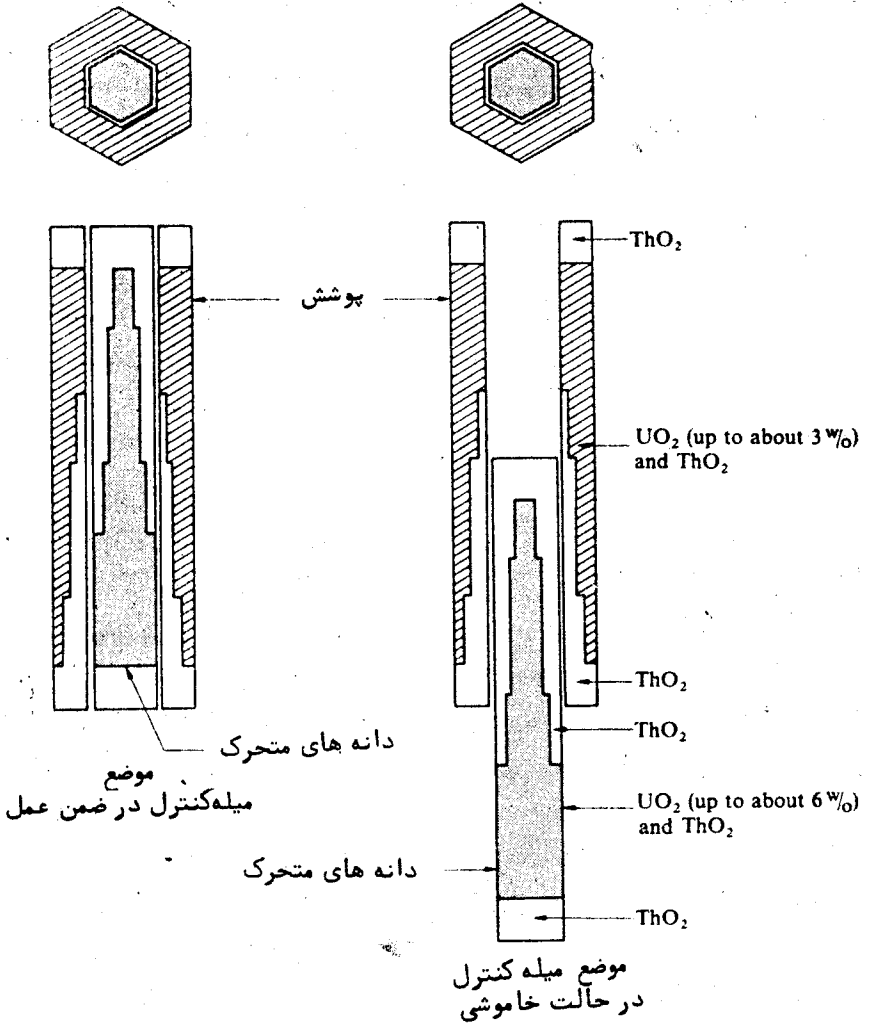
### مسائل

۴-۱ الف) نشان دهید که پس از شکافت متوالی قدرت راکتور  $P_n$  نسبت به قدرت اولیه  $P_0$  از رابطه زیر به دست می‌آید

$$P_n = k^n P_0$$

که  $k$  ضریب تکثیر است.





شکل (۴-۲) روش کنترل به وسیله تغییر موقعیت هندسی

(ب) نشان دهید که اگر  $k$  خیلی نزدیک به واحد است رابطه بالا را می توان به صورت

تقریبی زیر نوشت

$$P_n \approx e^{n(k-1)} P_0$$

[راهنمایی : سطح قدرت یک راکتور متناسب با تعداد کل شکافت هایی است که در واحد زمان انجام می گیرد. به علاوه زمان متوسط بین شکافت های متوالی که زمان متوسط نسل نامیده می شود، برای هر راکتوری ثابت و مستقل از قدرت آن است].

۴-۲ در بعضی از راکتورها زمان متوسط نسل یکدهم ثانیه است با استفاده از نتایج

مساله قبل زمان لازم برای اینکه قدرت دوبرابر شود حساب کنید به شرطی که  $k=1/0.1$  باشد.

۳-۴ اندازه‌گیری‌های انجام شده بایک را کتورحرارتی نشان می‌دهد که برای هرصد نوترون تابش شده در شکافت، ۱۰ نوترون در ضمن کندشدن نشت می‌کند و ۱۰ نوترون پس از کندشدن آنها تا انرژی حرارتی نشت می‌کند. هیچ نوترونی در ضمن کندشدن جذب نمی‌شود. ۶ درصد از نوترون‌های حرارتی جذب شده در مواد شکافت‌پذیر جذب می‌شوند. (الف) ضریب تکثیر این را کتور در زمان این مشاهدات چقدر بوده؟ (ب) فرض کنیم که نشت نوترون‌های حرارتی به یک سوم کاهش یابد چه تغییری در  $k$  خواهد گذارد؟ [یادآوری: مقادیر  $\eta$  و  $\nu$  برای سوخت را کتور به ترتیب  $2.07$  و  $2.42$  است].

۴-۴ یک شرکت برق نیاز به  $100,000$  کیلوگرم سوخت اورانیوم  $2/28$  درصد غنی برای یکی از راکتورهای قدرت خود دارد. اگر شرکت ماده اولیه را به صورت اورانیوم طبیعی بدهد و اورانیوم حاوی دو دهم درصد وزنی عیار (اورانیوم  $235$ ) باشد (الف) چه مقدار ماده اولیه مورد نیاز است (ب) هزینه غنی کردن در سال  $1974$  چقدر خواهد بود؟

۵-۴ اگر یک مشتری AEC به عنوان قسمتی از ماده تغذیه اورانیومی را که به طور جزئی غنی شده بیش از (یاتهی شده کمتر از) حد اورانیوم طبیعی رسیده باشد تامین کند، کل اورانیوم طبیعی که باید فراهم آورد برای اینکه محصول معینی داشته باشد مقدار کاهش (یا افزایش) برابر مقدار اورانیوم طبیعی تغذیه لازم برای تامین اورانیوم غنی شده (یاتهی شده) اولیه است. مشتری برحسب ماده تغذیه غنی شده (یاتهی شده) مقداری اعتبار (یادهدی) برای هزینه جداسازی دریافت می‌دارد.

فرض می‌کنیم که شرکت سازنده میله‌های سوخت مثال ۱-۴ به عنوان قسمتی از تغذیه  $100,000$  کیلوگرم اورانیوم با عیار یک فراهم می‌کند. چه مقدار اورانیوم طبیعی اضافی لازم است و هزینه کل چقدر خواهد بود؟

۶-۴ مساله ۴-۵ را در حالتی که مشتری  $100,000$  کیلوگرم اورانیوم  $0.7$  درصد تامین نماید حل کنید.

۷-۴ دریک راکتور حرارتی معین که سوخت آن کمی غنی شده است  $13$  درصد از نوترون‌های شکافت در روزنانس‌های اورانیوم  $238$  جذب می‌شود و  $3$  درصد از راکتور فرار می‌کنند این دو گروه در ضمن کند شدن نوترون‌ها رخ می‌دهد.  $5$  درصد از نوترون‌ها که در راکتور کند می‌شوند بالاخره فرار می‌کنند و  $82$  درصد از نوترون‌هایی که نشت نکرده‌اند در سوخت جذب می‌شوند که  $74$  درصد در اورانیوم  $235$  است. (الف) ضریب تکثیر این راکتور چقدر است؟ (ب) نسبت تبدیل چه مقدار است؟

۸-۴ یک راکتور سبیل دارای سوخت اورانیوم طبیعی با قدرت  $20 \text{ MWt}$  کار می کند و نسبت تبدیل آن  $0.88$  می باشد. میزان تولید  $^{239}\text{Pu}$  در این راکتور برای هر کیلوگرم در در سال چقدر است؟

۹-۴ با فرض این که انرژی آزاد شده در هر شکافت  $200 \text{ Mev}$  باشد مقدار  $w$ ، میزان مصرف سوخت برای هر واحد قدرت، برای یک راکتور قدرت دارای سوخت  $^{239}\text{Pu}$  را حساب کنید.

۱۰-۴ مساله ۹-۴ را برای یک راکتور زاینده حرارتی با سوخت  $^{235}\text{U}$  تکرار کنید. مقدار  $\alpha = 0.9$  است.

۱۱-۴ به علت اشتباه در طرح یک راکتور حرارتی که تصور می شد روی چرخه  $^{235}\text{U}$  سوخت تولید کند بدیخته نسبت تبدیل آن فقط  $0.96$  است. اگر راکتور در سطح قدرت حرارتی  $500$  مگاوات کار کند در سال چقدر  $^{239}\text{Pu}$  به  $^{235}\text{U}$  تبدیل می شود؟

۱۲-۴ بهره زایش برای یک راکتور زاینده سریع که با چرخه  $^{238}\text{U} - ^{239}\text{Pu}$  کار می کند چقدر باید باشد تا دارای زمان مضاعف اکسپانسیل ده سال شود، به شرطی که قدرت ویژه برای این نوع راکتور  $0.6$  مگاوات برای هر کیلوگرم پلوتونیوم  $^{239}\text{Pu}$  باشد؟

۱۳-۴ یک نیروگاه سوخت فسیلی معین با قدرت  $1000 \text{ MWe}$  با بهره  $38\%$  درصد کار می کند. (الف) این نیروگاه چند تن ذغال سنگ  $13000 \text{ Btu/Lb}$  در سال مصرف می کند. (ب) اگر ذغال سنگ حاوی  $1/5$  درصد وزنی گوگرد باشد و تمام آن به صورت  $\text{SO}_2$  از دودکش خارج شود، این نیروگاه چند تن  $\text{SO}_2$  در سال تولید می کند؟

۱۴-۴ اگر نیروگاه مساله ۱۳-۴ دارای سوخت نفتی  $10000 \text{ Btu/bl}$   $6/5$  (بی تی یو برای هر بشکه) از نوع بانکر-سی که حاوی  $37\%$  درصد گوگرد است باشد (الف) این نیروگاه چند بشکه و تن نفت در سال مصرف می کند. (ب) نیروگاه چه مقدار  $\text{SO}_2$  در سال آزاد می کند. [یادآوری: یک بشکه امریکایی برابر  $5/61$  فوت مکعب برابر  $42$  گالون امریکایی مساوی  $159$  لیتر و جرم مخصوص نفت از نوع بانکر-سی تقریباً برابر آب است].

۱۵-۴ نیروگاه هسته ای شرکت گاز روچستر و برق روبرت امرت جینا با قدرت الکتریکی خالص  $470$  مگاوات کار می کند. بهره کلی نیروگاه  $3/32$  درصد است. اگر نیروگاه با ظرفیت کامل در تمام سال کار کند چند کیلوگرم اورانیوم  $235$  (الف) شکافت انجام می دهد؟ (ب) مصرف می شود؟

۱۶-۴ دنیروگاه یکی با سوخت فسیلی و دیگری هسته ای که دارای یک قدرت هستند در نظر می گیریم. بهره نیروگاه فسیلی  $(\text{eff})_f$  و بهره نیروگاه هسته ای  $(\text{eff})_n$  است.

(الف) نشان دهید که نسبت حرارت های آزاد شده به محیط به وسیله دونیروگاه از رابطه زیر به دست می آید:

$$\frac{Q_{cn}}{Q_{cf}} = \frac{1 - (eff)_n}{1 - (eff)_f} \times \frac{(eff)_f}{(eff)_n}$$

(ب) نسبت  $Q_{cn}/Q_{cf}$  را در حالتی که  $(eff)_f = ۲۸$  ,  $(eff)_n = ۲۲$

درصد است حساب کنید.

۴-۱۷ یک نیروگاه قدرت از نوع MSBR قدرت  $۱۰۰۰\text{ MWe}$  با بهره ۴۰ درصد تولید می کند. نسبت تبدیل را کتور ۰.۶/۱ و قدرت ویژه  $۲/۵\text{ MWt}$  برای هر کیلوگرم اورانیوم ۲۳۵ است. (الف) زمان مضاعف خطی و اکسپنانتسیلی را برای این راکتور حساب کنید. (ب) تولید خالص اورانیوم ۲۳۳ چند کیلوگرم در سال است؟

## General

- El-Wakil, M. M., *Nuclear Energy Conversion*. Scranton, Pa.: International, 1971, Chapters 1 and 3-12.
- Foster, A. R., and R. L. Wright, Jr., *Basic Nuclear Engineering*. Boston, Mass.: Allyn and Bacon, 1968, Chapter 1.
- Glasstone, S., and A. Sesonske, *Nuclear Reactor Engineering*. New York: Van Nostrand, 1967, Chapter 2.
- Lamarsh, J. R., *Nuclear Reactor Theory*. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1966, Chapter 4.
- Lish, K. C., *Nuclear Power Plant Systems and Equipment*. New York: Industrial Press, 1972, Chapters 1-4.
- Liverhant, S. E., *Elementary Introduction to Nuclear Reactor Physics*. New York: Wiley, 1960.
- Oldenburg, O., and N. C. Rasmussen, *Modern Physics for Engineers*. New York: McGraw-Hill, 1966, Chapters 1, 2, 12, 14, and 15.
- Wills, J. G., *Nuclear Power Plant Technology*. New York: Wiley, 1967, Chapters 1-4.

## Fuel Enrichment

- Benedict, M., and T. H. Pigford, *Nuclear Chemical Engineering*. New York: McGraw-Hill, 1957, Chapters 3, 4, and 9-12.
- Cohen, K., "The Theory of Isotope Separation," Chapter 6 in National Nuclear Energy Series, div. iii, vol. 1B. New York: McGraw-Hill, 1951.
- Peterson, S., and R. G. Wymer, *Chemistry in Nuclear Technology*. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1963, Chapter 15.
- Von Halle, E., R. L. Hoglund, and J. Shacter, "Diffusion Separation Methods" in *Encyclopedia of Chemical Technology*, 2nd ed., vol. 7. New York: Interscience, 1965.
- "AEC Gaseous Diffusion Plant Operations," U.S. Atomic Energy Commission Report ORO-658, 1968. This report contains a 1970 addendum giving nomographs for making uranium enrichment computations.

## Nuclear Fuel Resources

- Hubbert, M. K., "Energy Resources," Chapter 8 in *Resources and Man*. San Francisco: Freeman, 1969.
- "Nuclear Fuel Supply," U.S. Atomic Energy Commission Report WASH-1242, 1973.
- "Uranium," a joint report of the European Nuclear Energy Agency, Paris, and the International Atomic Energy Agency, Vienna, 1969.
- "Uranium," annual reports of the Atomic Industrial Forum, New York, N.Y.

## Reactor Types

For competitive reasons, reactor manufacturers and developers are constantly improving the designs of their systems. No textbook which includes the details of various nuclear power plants can therefore remain up to date for very long. By far the best way to learn the latest developments in reactor design is directly from the vendors themselves. In the United States these are as follows:

The Babcock & Wilcox Company

Lynchburg, Virginia

Combustion Engineering, Inc.

Windsor, Connecticut

General Atomic Company

San Diego, California

## فصل پنجم

### پخش و کند شدن نوترون

طرح مناسب یک را کتور هسته‌ای نیاز به این دارد که بتوانیم توزیع نوترون‌ها را در تمام حجم دستگاه پیش‌بینی نمائیم. به‌طور کلی این موضوع مساله مشکلی است برای اینکه نوترون‌ها در نتیجه برخوردهای مکرر مسیر پیچیده‌ای را در کتور طی می‌کنند. در این صورت اثر کلی برخوردهای نوترون با تقریب درجه اول یک نوع پخش نوترون در محیط را کتور می‌باشد که خیلی شبیه پخش یک‌گاز در گاز دیگر است. این توزیع تقریبی نوترون‌ها را می‌توان از حل معادله پخش، که اساساً این معادله برای تشریح پدیده پخش در رشته‌های دیگر مهندسی نیز به کار می‌رود، به دست آورد. این روش که گاهی تقریب پخش نامیده می‌شود، برای طرح اغلب را کتورهای اولیه به کار می‌رفت و اگرچه روش‌های پیچیده دقیقتری به وجود آمده است لکن هنوز برای تخمین خواص (محاسبات) اولیه به‌طور وسیعی به کار می‌رود.

### ۱-۵ فلوی نوترون

در قسمت ۲-۳ مشاهده نمودیم که وقتی یک باریکه نوترون<sup>۱</sup> با شدت  $I$  به یک هدف نازک برخورد می‌کند تعداد برخوردها در سانتیمتر مکعب در ثانیه برابر است با

$$F = \Sigma_t I \quad (1-5)$$

که  $\Sigma_t$  سطح مقطع ما کروسکپی کل است.

یک آزمایش از نوع شکل (۱-۵) را در نظر می‌گیریم که در آن یک هدف کوچک در یک زمان تحت تابش چند باریکه نوترون قرار می‌گیرد. شدت باریکه‌ها متفاوت است اما انرژی نوترون‌ها در تمام باریکه یکسان می‌باشد. با توجه به این که برخورد متقابل نوترون‌ها با هسته‌ها مستقل از زاویه برخورد نوترون‌ها با هسته‌ها می‌باشد، میزان برخورد متقابل برابر است با:

$$F = \Sigma_t (I_A + I_B + I_C + \dots) \quad (2-5)$$

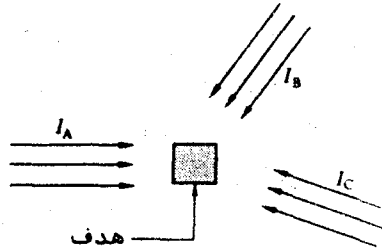
فرض شده است که نوترون‌ها تک انرژی هستند و بنابراین با استفاده از معادله (۱-۳)

می‌توان نوشت:

$$F = \Sigma_t (n_A + n_B + n_C + \dots) v \quad (3-5)$$

که  $n_A$ ،  $n_B$ ،  $n_C$ ، ... دانسیته نوترون در باریکه‌های مختلف می‌باشد و  $v$  سرعت نوترون است. از آنجا که  $n_A + n_B + n_C + \dots$  برابر با  $n$  است دانسیته کلی نوترون‌هایی که به هدف برخورد می‌کنند  $F$  می‌باشد. معادله (۳-۵) به صورت زیر در می‌آید:

$$F = \sum_i n_i v \quad (4-5)$$



شکل ۱-۵

برخورد باریکه نوترون و هدف

وضعیت برخورد در هر نقطه یک راکتور حالت عمومی این آزمایش است با این تفاوت که نوترون‌ها در تمام جهات در حرکت هستند. ازینجا نتیجه می‌شود که معادله (۴-۵) در مورد یک راکتور صادق است و در این رابطه  $n$  دانسیته نوترون در نقطه‌ای است که  $F$  محاسبه می‌شود.

کمیت  $nv$  در معادله (۴-۵) رافلوی نوترون می‌نامند که در این حالت برای نوترون‌های تک انرژی است و به  $\Phi$  نمایش می‌دهند، بنابراین

$$\Phi = nv \quad (5-5)$$

واضح است که واحد فلوی نوترون همان واحد شدت باریکه یعنی نوترون بر سانتیمتر مربع بر ثانیه می‌باشد. دانسیته برخورد بر حسب فلو برابر است با

$$F = \sum_i \Phi \quad (6-5)$$

به آسانی می‌توان این نتایج را توسعه داد به نحوی که شامل نوترون‌های با توزیع انرژی شود. بنابراین فرض می‌کنیم  $n(E)$  دانسیته نوترون در گام واحد انرژی باشد، یعنی  $n(E)dE$  تعداد نوترون‌ها با انرژی بین  $E$  و  $E + dE$  در یک سانتیمتر مکعب است. از معادله (۴-۵) نتیجه می‌گیریم که میزان برخورد متقابل برای این نوترون‌های تک انرژی برابر است با

$$dF = \sum_i (E) \times n(E)dE \times v(E) \quad (7-5)$$

که در این رابطه بستگی تمام پایاها به انرژی به طور واضح بیان شده است. میزان برخورد متقابل کل از انتگرال زیر به دست می‌آید:

$$F = \int_0^{\infty} \Sigma_t(E)n(E)v(E)dE = \int_0^{\infty} \Sigma_t(E)\Phi(E)dE \quad (۸-۵)$$

که

$$\Phi(E) = n(E)v(E) \quad (۹-۵)$$

**فلوی تابع انرژی یا گاهی فلوی واحد انرژی** می نامند. حدود انتگرال معادله (۸-۵) صفر و بی نهایت نوشته شده است که نشان دهد انتگرال گیری در تمام گام انرژی انجام گرفته است. معادله (۸-۵) مربوط به میزان برخورد متقابل کل می باشد. میزان یک برخورد متقابل ویژه را می توان از رابطه مشابهی به دست آورد. بنابراین تعداد برخوردهای پراکندگی در سانتیمتر مکعب در ثانیه برابر است با

$$F_S = \int_0^{\infty} \Sigma_S(E)\Phi(E)dE \quad (۱۰-۵)$$

و تعداد نوترون های جذب شده در سانتیمتر مکعب در ثانیه برابر است با

$$F_a = \int_0^{\infty} \Sigma_a(E)\Phi(E)dE \quad (۱۱-۵)$$

و غیره.

در قسمت های آینده فرض می کنیم نوترونها تک انرژی هستند. پخش نوترونی که تک انرژی نمی باشند در قسمت (۸-۵) بررسی خواهد شد.

## ۲-۵. قانون فیک<sup>۱</sup>

نظریه پخش بر اساس قانون فیک که در اصل برای بیان عمل پخش در شیمی به کار می رفت، پایه گذاری شده است. بنابراین در ابتدا در علم شیمی نشان دادند که اگر غلظت محلول در یک نقطه بیشتر از نقطه دیگر باشد، محلول از محل غلیظتر به محل رقیقتر پخش می شود. به علاوه، معلوم شد که میزان جریان محلول متناسب با تغییرات غلظت در محلول است. این بیان اصلی قانون فیک می باشد.

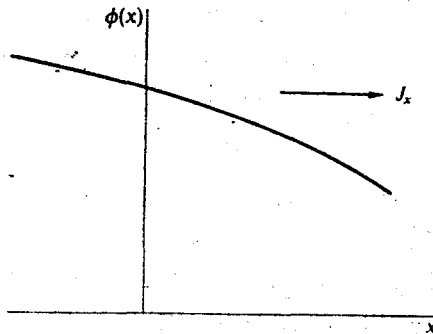
نوترونها خیلی شبیه به محلول عمل می کنند. بنابراین اگر دانسیته (یا فلوی) نوترون در یک قسمت را کتور بیشتر باشد یک جریان خالص نوترون به طرف ناحیه پادانسیته کمتر برقرار می شود. به عنوان مثال فرض می کنیم که فلو (معمولا در محاسبات مهندسی هسته ای



از فلو که متناسب با دانسیته نوترون است بیشتر استفاده می کنند تا دانسیته نوترون) به طوری که در شکل (۲-۵) نشان داده شده است در راستای  $x$  تغییر می کند. بنابراین قانون فیک به صورت زیر نوشته می شود.

$$J_x = -D \frac{d\phi}{dx} \quad (12-5)$$

در این رابطه  $J_x$  برابر تعداد خالص نوترونی است که در واحد زمان از سطح عمود بر  $x$  عبور می کند و دارای همان واحد فلو است یعنی نوترون بر سانتیمتر مربع بر ثانیه. پارامتر  $D$  در رابطه (۱۲-۵) را ضریب پخش می نامند. معادله (۱۲-۵) نشان می دهد اگر، مانند شکل (۲-۵)، گرادیان فلو منفی باشد در این صورت یک جریان خالص نوترون به طوری که در شکل نشان داده شده است در جهت مثبت  $x$  وجود دارد. برای درک وجود این جریان نوترونی را که از یک سطح در  $x=0$  عبور می کنند در نظر می گیریم. تعدادی از نوترونها از سمت چپ به راست صفحه، در نتیجه برخورد در سمت چپ صفحه، عبور می کنند و به عکس تعدادی از نوترونها از راست به چپ، در نتیجه برخورد در سمت راست صفحه، از صفحه عبور می کنند. از آنجا که فلو برای مقادیر منفی  $x$  بزرگتر است تعداد برخوردها در سانتیمتر مکعب در تالیه در سمت چپ صفحه بیشتر از سمت راست می باشد.



شکل (۲-۵) جریان نوترون و فلو نوترون

بنابراین تعداد نوترونیهای پراکنده از سمت چپ به راست بیشتر از جهت عکس می باشد، در نتیجه یک جریان خالص نوترون در راستای مثبت  $x$  از داخل صفحه عبور می کند، چنین جریانی را که معادله (۱۲-۵) نیز پیش بینی می نماید. لازم است در یابیم که نوترونها از ناحیه با فلو زیاد به ناحیه با فلو کم جریان پیدا نمی کند چون عابلی این وضعیت را باعث نمی شود. به سادگی می توان گفت که پراکندگی نوترونها در یک سمت بیشتر از سمت دیگر است. توضیح: باید دانست که صرفاً فلو زیاد در یک نقطه باعث جریان نوترون به سمت ناحیه با فلو کم

نی‌شود بلکه پراکندگی در نتیجه عمل برخورد باید وجود داشته باشد. م. به‌طور کلی فلوتایع سه متغیر فضائی است و در این حالت قانون فیک به‌صورت زیر می‌باشد.

$$\mathbf{J} = -D \text{grad} \Phi = -D \nabla \Phi \quad (۱۳-۰)$$

در این رابطه  $\mathbf{J}$  را بردار دانسیته جریان نوترون و  $\text{grad} = \nabla$  را عامل گرادیان می‌نامند. (بردارها و عوامل برداری در پیوست ۳ بحث شده‌اند). مفهوم فیزیکی بردار  $\mathbf{J}$  را می‌توان از حاصلضرب داخلی  $\mathbf{J}$  و برداریکه راستای  $\mathbf{x}$ ، دریافت. این حاصلضرب مولفه  $\mathbf{x}$  بردار  $\mathbf{J}$  یعنی  $J_x$  را به‌دست می‌دهد:

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{a}_x = J_x$$

به‌طوری‌که قبلاً اشاره کردیم برابر جریان خالص نوترون از واحد سطح عمود بر راستای  $\mathbf{x}$  در واحد زمان می‌باشد. بنابراین نتیجه می‌شود که اگر  $\mathbf{n}$  برداریکه یک راستای اختیاری باشد داریم

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{n} = J_n \quad (۱۴-۰)$$

که برابر است با جریان خالص نوترون از واحد سطح عمود بر راستای  $\mathbf{n}$  در واحد زمان.

### مثال ۱-۰

در قسمت (۶-۰) خواهیم دید که فلو در فاصله  $r$  از یک چشمه نقطه‌ای که  $S$  نوترون در ثانیه در یک محیط‌کننده کُنده بینهایت تابش می‌کند با رابطه زیر داده می‌شود.

$$\Phi(r) = \frac{S e^{-r/L}}{4\pi D r}$$

که  $L$  یک ثابت است. پیداکنید روابط (الف) جریان نوترون در محیط (ب) تعداد خالص نوترونهائی که از کره به شعاع  $r$  که چشمه را در بر می‌گیرد خارج می‌شود. حل (الف) واضح است به‌علت وضعیت هندسی مسأله بردار دانسیته جریان نوترون به‌طرف خارج در راستای شعاع می‌باشد. با استفاده از پیوست ۳ مؤلفه  $r$  گرادیان  $d\mathbf{r}$ ، در مختصات کروی برابر است با

$$\nabla_r = \mathbf{a}_r \frac{d}{dr}$$

که برداریکه شعاع می‌باشد. بنابراین با توجه به قانون فیک، معادله (۱۳-۰) برابر است با

$$\mathbf{J}(r) = -D \mathbf{a}_r \frac{d}{dr} \left( \frac{S e^{-r/L}}{4\pi D r} \right)$$

$$= \mathbf{a}_r \frac{S}{4\pi} \left( \frac{1}{r^2} + \frac{1}{rL} \right) e^{-r/L}$$

جواب

(ب) از آنجا که بردار  $J$  در تمام نقاط بر سطح کره عمود است، تعداد خالص نوترونی که از واحد سطح کره عبور می کنند برابر مقدار  $J$  یعنی  $J \cdot a_r = J$  می باشد. فلوی خالص که از تمام سطح کره یعنی  $4\pi r^2$  عبور می کند برابر است با

$$4\pi r^2 J(r) = S \left(1 + \frac{r}{L}\right) e^{-r/L} \quad \text{جواب}$$

بازگشت به معادلات (۱۲-۵) و (۱۳-۵) می توان یادآور شد که چون  $J_x$  و  $J$  دارای واحد  $\Phi$  هستند،  $D$  دارای واحد طول می باشد.

(درشیمی و شیمی مهندسی قانون فیک غالباً برحسب غلظت نوشته می شود تا فلوی در این حالت واحد ضریب پخش برابر سانتیمتر مکعب برثایه است). مقدار  $D$  به طور تقریباً بارابطه زیر داده می شود و نحوه به دست آوردن آن طولانی و خارج از حوصله این بحث است.

$$D = \frac{\lambda_{tr}}{3} \quad (10-5)$$

که  $\lambda_{tr}$  را پویش آزاد متوسط انتقال نامند و از رابطه زیر به دست می آید.

$$\lambda_{tr} = \frac{1}{\Sigma_{tr}} = \frac{1}{\Sigma_s(1-\mu)} \quad (16-5)$$

در این معادله  $\Sigma_{tr}$  سطح مقطع ماکروسکپی انتقال،  $\Sigma_s$  سطح مقطع ماکروسکپی پراکندگی و  $\mu$  را مقدار متوسط کوسینوس زاویه پراکندگی نوترون در محیط می نامند. مقدار  $\mu$  را برای اغلب انرژیهای نوترون مورد نظر در محاسبات راکتور از رابطه ساده زیر به دست می آورند.

$$\mu = \frac{2}{3A} \quad (17-5)$$

که  $A$  عدد جرمی اتمهای محیط می باشد.

### مثال ۲-۵

سطح مقطع پراکندگی کربن برای انرژی  $1 \text{ eV}$  برابر  $4/8$  بارن است. مقدار ضریب پخش گرافیت را در این انرژی تخمین بزنید.

حل. با استفاده از معادله (۱۷-۵) و قرار دادن  $A = 12$  مقدار

$$\mu = \frac{2}{12 \times 3} = 0.055$$

به دست می آید. جدول ۳ پیوست ۲ مقدار دانسیته اتمی گرافیت را برابر  $1.0 \times 10^{24} \times 0.80$  نشان می دهد، و با قرار دادن این مقادیر در معادلات (۱۵-۵) و (۱۶-۵) خواهیم داشت

$$D = \frac{1}{2 \Sigma_a (1 - \mu)} = \frac{1}{2 \times 0.08023 \times 10^{24} \times 4.8(1 - 0.005)} = 0.9116 \text{ Cm}$$

باید تاکید نمود که قانون فیک رابطه دقیقی نیست و بخصوص در موارد زیر صادق نمی باشد.

(۱) در محیطی که نوترونها را به شدت جذب کند.

(۲) در فاصله ای کمتر از سه پویش آزاد متوسط از یک چشمه نوترون یا کمتر از سه

پویش آزاد متوسط از سطح محیط.

(۳) وقتی پراکندگی نوترونها به شدت ناهمسان باشد.

این محدودیتها تا حدودی در هر مساله عملی راکتور وجود دارد. با وجود این

به طوری که قبلاً یادآوری شد قانون فیک و نظریه پخش اغلب برای تخمین خواص راکتور

به کار می رود.

### ۳-۵ معادله پیوستگی

یک حجم اختیاری  $V$  را در محیطی که نوترون در آن وجود دارد در نظر می گیریم.

با گذشت زمان تعداد نوترونها در حجم  $V$  ممکن است، در اثر وجود یک جریان خالص نوترون

به داخل یا خارج از حجم  $V$  تغییر کند، این تغییر در نتیجه جذب تعدادی از نوترونها در حجم

و وجود چشمه های نوترون در این حجم می باشد. معادله پیوستگی بیان ریاضی این حقیقت

است که چون نوترونها به طور بیشمار\* ناپدید نمی شوند، تغییر تعداد نوترونها در حجم  $V$  نسبت

به زمان باید بر حسب عوامل زیر به حساب آید. در این حالت خاص معادله به صورت زیر است

$$\left( \begin{array}{c} \text{میزان نشت نوترون} \\ \text{از حجم } V \end{array} \right) - \left( \begin{array}{c} \text{میزان جذب نوترون} \\ \text{در حجم } V \end{array} \right) - \left( \begin{array}{c} \text{میزان تولید نوترون} \\ \text{در حجم } V \end{array} \right) =$$

$$\left( \begin{array}{c} \text{میزان تغییرات تعداد} \\ \text{نوترون در حجم } V \end{array} \right) \quad (18-5)$$

هریک از این عوامل را به ترتیب مورد بررسی قرار می دهیم.

دانشیده نوترون در هر نقطه از حجم  $V$  و در هر لحظه را برابر  $n$  می گیریم. بنابراین

تعداد کل نوترونها در  $V$  برابر است با

$$\int_V n dV$$

\* واضح است که نوترونها ضمن عمل تجزیه-بنا ناپدید می شوند، ولی این واکنش

دارای نیمه عمر نسبتاً طولانی است و یبازی به در نظر گرفتن آن نمی باشد.

حد انتگرال نشان می دهد که انتگرال گیری باید در تمام حجم  $V$  انجام شود. میزان تغییر تعداد نوترونها برابر است با

$$\frac{d}{dt} \int_V n dV$$

که می توان به صورت زیر نوشت

$$\int_V \frac{\partial n}{\partial t} dV$$

بالتقال مشتق زمان به داخل انتگرال لازم است مشتق جزئی به کار برد زیرا  $n$  ممکن است همان طور که تابع زمان است تابع مکان نیز باشد.

سپس، میزان تابش نوترونهاى چشمه نوترون در یک سانتیمتر مکعب از حجم  $S$  را فرض کنیم. میزان تولید نوترون ها در تمام حجم  $V$  برابر است با

$$\text{میزان تولید} = \int_V S dV$$

میزان اتلاف نوترون ها در سانتیمتر مکعب در ثانیه در نتیجه جذب برابر  $\Sigma_a \Phi$  است که  $\Sigma_a$  سطح مقطع ماکروسکوپی جذب (که ممکن است تابع مکان باشد) و  $\Phi$  فلوی نوترون می باشد. کل اتلاف نوترونها در تمام حجم  $V$  در نتیجه جذب به وسیله رابطه زیر داده می شود.

$$\text{میزان جذب} = \int_V \Sigma_a \Phi dV$$

حال جریان نوترونها به داخل و خارج از  $V$  را در نظر می گیریم. اگر  $J$  را بردار دانسیته جریان نوترون در سطح حجم  $V$  و  $n$  برداریکه عمود بر سطح به سمت خارج باشد، برطبق نتایج حاصل از قسمت قبل  $J \cdot n$  تعداد خالص نوترونهاى است که از یک سانتیمتر مربع سطح  $V$  در ثانیه به طرف خارج عبور می کند. نتیجه می شود که کل نشت نوترونها (که ممکن است مثبت یا منفی باشد) از سطح  $A$  حجم  $V$  برابر است با

$$\text{میزان نشت} = \int_A J \cdot n dA$$

این انتگرال سطح را می توان با استفاده از قضیه دیورژانس (به پیوست ۳ مراجعه شود) به - انتگرال حجم تبدیل کرد. بنابراین

$$\int_A \mathbf{J} \cdot \mathbf{n} dA = \int_V \text{div} \mathbf{J} dV$$

ویدین ترتیب

$$\text{میزان نشت} = \int_V \text{div} \mathbf{J} dV$$

معادله پیوستگی را می‌توان باقرار دادن عبارات به‌دست آمده در رابطه (۱۸-۵) به‌دست آورد.

$$\int_V \frac{\partial n}{\partial t} dV = \int_V S dV - \int_V \Sigma_a \Phi dV - \int_V \text{div} \mathbf{J} dV$$

تمام انتگرال‌های بالا باید در یک حجم انجام شود بنابراین حدود انتگرال باید یکی باشد. بنابراین باحذف انتگرال‌های هر عبارت معادله زیر به‌دست می‌آید.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S - \Sigma_a \Phi - \text{div} \mathbf{J} \quad (19-5)$$

معادله (۱۹-۵) شکل کلی معادله پیوستگی است. اگر دانسیته نوترون تابع زمان نباشد این معادله به معادله زیر تبدیل می‌شود

$$\text{div} \mathbf{J} + \Sigma_a \Phi - S = 0 \quad (20-5)$$

که به معادله پیوستگی حالت پایدار معروف است.

#### ۴-۵ معادله پخش

باقرار دادن معادله فیک (معادله ۱۳-۵) در معادله پیوستگی (معادله ۱۹-۵) معادله پخش نوترون به‌دست می‌آید. بافرض این که  $D$  تابع مکان نیست، معادله به‌صورت زیر در می‌آید.

$$D \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \Phi + S = \frac{\partial n}{\partial t} \quad (21-5)$$

دراین معادله  $\nabla^2 = \text{div grad}$  را لاپلاسین می‌نامند. روابط مختلف لاپلاسین برای دستگام‌های مختصات در پیوسته داده شده است، چون  $\Phi = n \mathbf{v}$  است، سرعت نوترون می‌باشد لذا معادله (۲۱-۵) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$D \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \Phi + S = \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (22-5)$$

در بقیه این فصل فقط مسائل مستقل از زمان را در نظر می‌گیریم. در این حالت معادله -  
(۲۲-۵) به صورت زیر درمی‌آید

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi + S = 0 \quad (22-5)$$

این معادله پخش حالت پایدار است.

اغلب بهتر است معادله (۲۳-۵) را بر  $D$  تقسیم کنیم که نتیجه می‌شود

$$\nabla^2\Phi - \frac{1}{L^2}\Phi = -\frac{S}{D} \quad (24-5)$$

که در این رابطه پایای  $L^2$  به صورت زیر تعریف شده است.

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} \quad (25-5)$$

کمیت  $L$  در اغلب مسائل مهندسی هسته‌ای به چشم می‌خورد و طول پخش نامیده می‌شود،  $L^2$  را سطح پخش نامند. چون  $D$  و  $\Sigma_a$  به ترتیب دارای واحدهای سانتیمتر و عکس سانتیمتر می‌باشند از معادله (۲۵-۵) نتیجه می‌شود که واحد  $L^2$  سانتیمتر مربع و واحد  $L$  سانتیمتر است. مفهوم فیزیکی  $L$  و  $L^2$  در قسمت بعدی این فصل بیان خواهد شد.

## ۵-۵ شرایط مرزی

از حل معادله پخش نوترون فلوی نوترون به دست می‌آید. قبل از حل معادله لازم است که شرایط مرزی معینی را مشخص کنیم که حل معادله این شرایط را در برگیرد. بعضی از این شرایط مربوط به وضعیت منطقی فلوی می‌شود. به عنوان مثال چون فلوی منفی و موهومی مفهومی ندارد نتیجه می‌شود که  $\Phi$  باید یک تابع حقیقی و غیر منفی باشد. بنابراین  $\Phi$  باید بجز در نقاط فرضی منحصر به فرد در توزیع چشمه، مقدار معینی داشته باشد.

در اغلب مسائل، نوترونها در محیطی که با آتمسفر دارای سطح مشترکی می‌باشند پخش می‌شوند. در قسمت (۲-۵) یادآوری شد که قانون فیک در نقاط بسیار نزدیک به چنین سطحی صادق نمی‌باشد در نتیجه معادله پخش نیز در این نقاط صادق نیست. محاسبات دقیق (به غیر از نظریه پخش) نشان می‌دهند که اگر فلوی محاسبه شده از معادله پخش در فاصله  $d$  از سطح محیط (در خارج از محیط) صفر شود در این صورت فلوی تعیین شده در داخل محیط، البته نه خیلی نزدیک به سطح، تقریباً برابر با فلوی واقعی است. این موضوع در شکل (۳-۵) نشان داده شده است.

پایای  $d$  به فاصله حدی معروف است و در اغلب موارد با رابطه ساده زیر داده می‌شود

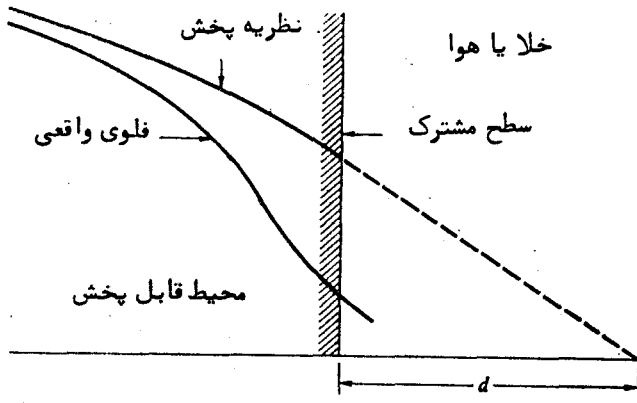
$$d = 0.71 \lambda_{tr} \quad (26-5)$$

که  $\lambda_{pr}$  پویش آزاد متوسط انتقال در محیط است. از معادله (۱۵-۵) داریم که

$$\lambda_{pr} = 2D$$

و بنابراین  $d$  برابر می شود با  
(۲۷-۵)

$$d = 2.13D$$



شکل ۵-۳. فاصله حدی از سطح محیط

مقادیر اندازه گیری شده  $D$  برای مواد غیرگازی (که برای بعضی مواد در قسمت ۵-۹ داده شده است) معمولاً کمتر از یک سانتیمتر بوده و اغلب خیلی کمتر از این مقدار است. بنابراین از معادله (۲۷-۵) مشاهده می شود که مقدار  $d$  در مقایسه با ابعاد اغلب راکتورها کوچک است. بنابراین در اغلب موارد ممکن است موقع حل معادله پخش فرض کرد که فلو در سطح واقعی دستگاه صفر می شود. همچنین لازم است که شرایط مرزی را در فصل مشترک دو محیط مختلف، نظیر سطح مشترک بین قلب راکتور و طبقه بازتابنده، مشخص کرد. از آنجا که عبور نوترونها از سطح مشترک بدون ممانعت انجام می گیرد، به آسانی می توان دریافت که فلو و مؤلفه جریان عمود بر سطح مشترک باید در ضمن عبور از این سطح پیوسته باشد. بنابراین در فصل مشترک دو ناحیه  $A$  و  $B$  روابط زیر باید برقرار باشد.

$$\Phi_A = \Phi_B \quad (28-5)$$

$$(J_A)_n = (J_B)_n \quad (29-5)$$

که  $\Phi_B$  و  $\Phi_A$  به ترتیب فلوی نواحی  $A$  و  $B$  در سطح مشترک این دو ناحیه، و  $(J_B)_n$  و  $(J_A)_n$  مؤلفه های عمودی جریان نوترون در سطح مشترک می باشند. معادلات (۲۸-۵) و (۲۹-۵) را گاهی شرایط مرزی فصل مشترک می نامند.

### ۶-۵ حل معادله پخش

حال چند مساله ساده پخش را در نظر می گیریم تا نشان دهیم که چگونه با توجه به شرایط مرزی بالا، معادله پخش را می توان حل کرد. این روش ها برای محاسبه خواص (پارامترهای) راکتور در فصل ششم مورد استفاده قرار می گیرند.



### چشمه صفحه‌ای بینهایت

ابتدا یک چشمه صفحه‌ای بینهایت را در نظر می‌گیریم که  $S$  نوترون از هر سانتیمتر مربع آن در ثانیه در یک محیط مادی بینهایت تابش می‌کند. در این حالت فلوی نوترون فقط تابع  $x$ ، فاصله از چشمه صفحه‌ای، می‌باشد. از آنجا که در هیچ نقطه‌ای از محیط بجز  $x=0$  چشمه نوترون وجود ندارد معادله پخش (معادله ۲۰-۵) به صورت زیر درمی‌آید.

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} - \frac{1}{L^2}\Phi = 0 \quad x \neq 0 \quad (20-5)$$

شرایط اولیه در این مساله عبارتند از این که وقتی  $x$  از منهای بینهایت تا به اضافه بینهایت تغییر می‌کند فلو مقدار معینی دارد.

حل عمومی معادله (۲۰-۵) به صورت زیر می‌باشد.

$$\Phi = Ae^{-x/L} + Ce^{x/L} \quad (21-5)$$

که  $A$  و  $C$  مقادیر ثابتی\* هستند که با استفاده از شرایط مرزی تعیین می‌شوند. مقادیر مثبت  $x$  را فعلا در نظر می‌گیریم. از آنجا که جمله دوم معادله (۲۱-۵) با ازدیاد  $x$  زیاد شده و به سمت بینهایت میل می‌کند، نتیجه می‌گیریم که  $C$  باید صفر باشد. معادله (۲۱-۵) تبدیل به معادله زیر می‌شود.

$$\Phi = Ae^{-x/L} \quad (22-5)$$

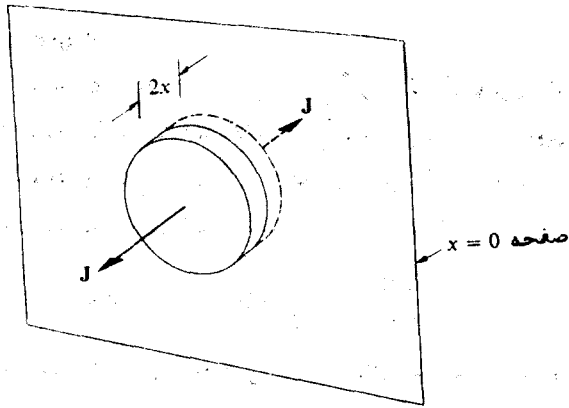
ثابت  $A$  در معادله بالا را می‌توان به طریق زیر به دست آورد. یک جعبه استوانه‌ای کوچک به مساحت پایه یک سانتیمتر مربع و ضخامت  $2x$  را مطابق شکل (۲۰-۵) در نظر می‌گیریم. واضح است که جریان خالص نوترون موازی با صفحه چشمه از بدنه استوانه صفر است زیرا صفحه چشمه و محیط در این راستا بینهایت هستند. بنابراین با توجه به تقارن مساله در راستای  $x$  جریان خالص نوترون به طرف خارج جعبه  $J(x)$  است که  $J(x)$  دانسیته جریان نوترون در راستای  $x$  می‌باشد. در حد وقتی  $x$  به سمت صفر میل می‌کند جریان خالص به طرف خارج جعبه باید به سمت  $S$  میل نماید که برابر دانسیته چشمه صفحه‌ای می‌باشد. نتیجه می‌گیریم که:

$$\lim_{x \rightarrow 0} J(x) = \frac{S}{2} \quad (23-5)$$

این رابطه به عنوان شرط چشمه معروف است.†

\* علامت  $B$  در مهندسی هسته‌ای معنی خاصی دارد و در محاسباتی از این نوع به عنوان عدد ثابت به کار نمی‌رود.

† تا کید می‌شود که این شرط چشمه فقط برای یک چشمه صفحه‌ای متقارن صادق است و برای یک چشمه غیر متقارن به مساله (۱۱-۵) مراجعه شود.



شکل ۵- جعبه استوانه‌ای در صفحه  $x=0$

از قانون فیک داریم

$$J = -D \frac{d\Phi}{dx} = \frac{DA}{L} e^{-x/L}$$

با قراردادن  $J$  در معادله (۳۳-۵) و میل دادن  $x \rightarrow 0$  نتیجه می‌شود که

$$A = \frac{SL}{rD}$$

بنابراین مقدار فلو از معادله (۳۲-۵) برابر است با

$$\Phi = \frac{SL}{rD} e^{-x/L}$$

این جواب فقط برای مقادیر مثبت  $x$  درست است. به هر حال به علت تقارن مساله فلو باید در  $+x$  و  $-x$  یکی باشد. بنابراین با قرار دادن مقدار مطلق  $|x|$  به جای  $x$  در معادله جواب برای تمام مقادیر  $x$  درست است. رابطه نهائی عبارت است از

$$\Phi = \frac{SL}{rD} e^{-|x|/L} \quad (34-5)$$

### چشمه نقطه‌ای

یک چشمه نقطه‌ای را که در هرثانیه  $S$  نوترون به‌طور همسان در یک محیط بینهایت تابش می‌کند در نظر می‌گیریم. اگر چشمه را در مرکز یک دستگاه کروی در نظر بگیریم واضح است که فلوئی نوترون فقط تابع  $r$  خواهد بود. بابه کار بردن لاپلاسین در دستگاه کروی (مراجعه به پیوست ۳) معادله پخش به‌صورت زیر درمی‌آید:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d\Phi}{dr} - \frac{1}{L^2} \Phi = 0 \quad (35-5)$$

شرایط مناسب چشمه در این مساله این است که یک کره کوچک در اطراف چشمه در نظر بگیریم و تعداد خالص نوترونهائی که از سطح کره در ثانیه عبور می کند را حساب کنیم. اگر شعاع کره  $r$  باشد، تعداد نوترونهائی که از سطح آن خارج می شوند درست برابر  $4\pi r^2 J(r)$  است، به طوری که در حد، وقتی  $r$  به سمت صفر میل کند شرط زیر به دست می آید.

$$\lim_{r \rightarrow 0} r^2 J(r) = \frac{S}{4\pi} \quad (26-5)$$

برای حل معادله (26-5) متغیر جدید  $w$  را با تعریف زیر در نظر می گیریم

$$w = r\Phi \quad (27-5)$$

با قرار دادن معادله (27-5) در (26-5) معادله زیر برحسب  $w$  به دست می آید:

$$\frac{d^2 w}{dr^2} - \frac{1}{L^2} w = 0$$

حل عمومی معادله عبارت است از

$$w = Ae^{-r/L} + Ce^{r/L}$$

و بنابراین  $\Phi$  برابر است با

$$\Phi = \frac{Ae^{-r/L}}{r} + \frac{Ce^{r/L}}{r}$$

که  $A$  و  $B$  ثابت های نامعلوم می باشند. حال مانند مثال قبل وقتی  $r$  بینهایت می شود مقدار  $\Phi$  باید مقدار معینی داشته باشد بنابراین باید  $C$  برابر صفر باشد. ثابت  $A$  با استفاده از شرط چشمه، معادله (27-5) به دست می آید، لذا

$$J = -D \frac{d\Phi}{dr} = DA \left( \frac{1}{rL} + \frac{1}{r^2} \right) e^{-r/L}$$

و بنابراین

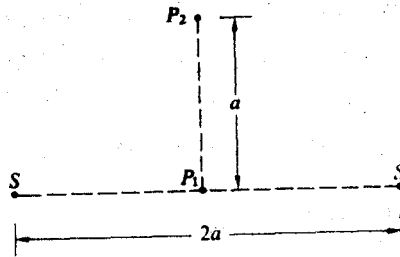
$$A = \frac{S}{4\pi D}$$

در نتیجه فلو با رابطه زیر داده می شود

$$\Phi = \frac{S}{4\pi D r} e^{-r/L} \quad (28-5)$$

### مثال 3-5

دو چشمه نقطه ای که هر کدام  $S$  نوترون در ثانیه تابش می کنند و در فاصله  $2a$  سانتیمتر از هم قرار دارند را در یک محیط بینهایت قابل پخش مطابق شکل در نظر می گیریم. روابط فلو و جریان را برای نقطه  $P_1$  در وسط دو چشمه به دست آورید.



شکل ۵-۵ دوچشمه نقطه‌ای

حل - از آنجا که فلو یک کمیت عددی است کل فلو در  $P_1$  برابر مجموع فلوی ناشی از هر دو

چشمه در آن نقطه می‌باشد. بنابراین

$$\Phi(P_1) = 2 \times Se^{-a/L} / \sqrt{\pi Da}$$

$$= \frac{Se^{-a/L}}{\sqrt{\pi Da}}$$

(جواب)

واضح است که جریان نوترون در  $P_1$  باید برابر صفر باشد زیرا بردارهای جریان مربوط به چشمه‌ها در این نقطه برابر و در جهت مخالف می‌باشند. (در مساله ۵-۳۰ اقطهای این فصل خواسته شده است که فلو و جریان را در نقطه  $P_2$  به دست آورید در این حالت بردارهای جریان یکدیگر را حذف نمی‌کنند).

### محیط تیغه‌ای برهنه (بدون بازتابنده)

یک تیغه بینهایت به ضخامت  $2a$  که در وسط آن یک چشمه مسطح بینهایت با قدرت  $S$  نوترون در سانتیمتر مربع در ثانیه قرار دارد در نظر می‌گیریم. اگر مبدا مختصات در مرکز تیغه فرض شود معادله پخش همان معادله (۳-۵) است و شرط چشمه به وسیله معادله (۳۳-۵) داده شده است. در این حالت، برطبق شرایط اولیه، فلو در سطح حدی تیغه یعنی در  $x = a + d$  و  $x = a - d$  باید صفر شود که  $d$  فاصله حدی است. این شرایط مرزی عبارتند از:

$$\Phi(a+d) = \Phi(a-d) = 0$$

برای مقادیر مثبت  $x$  حل عمومی معادله (۳-۵) برابر است با

$$\Phi = Ae^{x/L} + Ce^{-x/L} \quad (۲۹-۵)$$

با توجه به شرط مرزی در  $a+d$

$$\Phi(a+d) = Ae^{(a+d)/L} + Ce^{-(a+d)/L} = 0$$

بنابراین

$$C = -Ae^{-2(a+d)/L}$$

با قرار دادن این نتیجه در معادله ۳۹-۰ معادله زیر به دست می آید.

$$\Phi = A[e^{-x/L} - e^{x/L - \tau(a+d)/L}]$$

مقدار ثابت  $A$  از شرط چشمه معادله (۳۳-۰) باروش متداول به دست می آید و برابر است با

$$A = \frac{SL}{\tau D} (1 + e^{-\tau(a+d)/L})^{-1}$$

برای مقادیر مثبت  $x$  فلو به وسیله رابطه زیر داده می شود.

$$\Phi = \frac{SL}{\tau D} \frac{e^{-x/L} - e^{x/L - \tau(a+d)/L}}{1 + e^{-\tau(a+d)/L}}$$

باتوجه به تقارن مساله برای اینکه جواب برای تمام مقادیر  $x$  صادق باشد می توان به جای مقدار  $|x|$  را قرار داد بنابراین

$$\Phi = \frac{SL}{\tau D} \frac{e^{-|x|/L} - e^{x/L - \tau(a+d)/L}}{1 + e^{-\tau(a+d)/L}} \quad (40-0)$$

بضرب کردن صورت و مخرج معادله (۴۰-۰) در  $e^{(a+d)/L}$  جواب ساده تری به دست می آید

$$\Phi = \frac{SL}{\tau D} \frac{e^{(a+d-|x|)/L} - e^{-(a+d-|x|)/L}}{e^{(a+d)/L} + e^{-(a+d)/L}}$$

$$\Phi = \frac{SL}{\tau D} \frac{\sinh[(a+d-|x|)/L]}{\cosh[(a+d)/L]} \quad (41-0)$$

که  $\sinh$  و  $\cosh$  توابع هیپربولیک هستند که به صورت زیر تعریف می شوند.

$$\sinh x = \frac{e^x - e^{-x}}{2}, \quad \cosh x = \frac{e^x + e^{-x}}{2}$$

### مثال ۰-۴

الف- رابطه ای به دست آورید تا با آن تعداد نوترونهائی که از هر سانتیمتر مربع دو طرف تیغه مساله بالا در ثانیه نشت می کند محاسبه شود. (ب) احتمال خروج یک نوترون چشمه از تیغه چقدر است؟

حل. الف- تعداد نوترونهائی که از یک سانتیمتر مربع در ثانیه به خارج نشت می کند را می توان با محاسبه جریان نوترون در سطح تیغه به دست آورد. ابتدا فرض می کنیم سطح تیغه در  $x=a$  قرار دارد، به کمک قانون فیک می توان نوشت

$$J(a) = -D \frac{d}{dx} \frac{SL}{rD} \frac{\sinh[(a+d-x)/L]}{\cosh[(a+d)/L]} \Big|_{x=a}$$

$$= \frac{S}{r} \frac{\cosh^{d/L}}{\cosh^{a+d/L}}$$

کل نشت برابر  $J(a) + J(-a)$  است. باروش مشابه این مقدار برابر است با:

$$rJ(a) = S \frac{\cosh(d/L)}{\cosh[(a+d)/L]}$$

ب- احتمال فرار نوترون ها برابر با تعداد نوترونهاست که از واحد سطح تیغه در یک ثانیه به خارج نشت می کند تقسیم بر تعداد نوترونهاست که از هرسانتیمتر مربع چشمه در ثانیه تابش می شود. مثلا اگر تابش نوترون از چشمه ۱۰۰ نوترون از واحد سطح در ثانیه باشد و ۱۰ نوترون به خارج از سطح نشت کند احتمال این که یک نوترون چشمه فرار کند ۱۰/۱۰۰ برابر ۱/۱۰ می باشد. بنابراین احتمال نشت برابر است با:

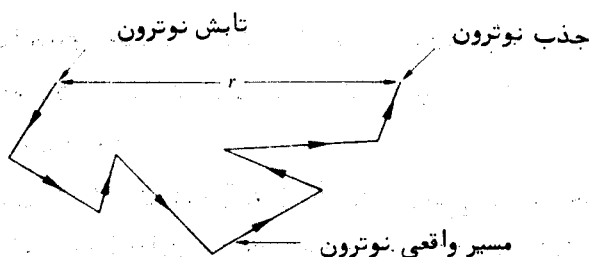
$$\frac{rJ(a)}{S} = \frac{\cosh^{a/L}}{\cosh^{(a+d)/L}}$$

### ۷-۵ طول پخش

در اینجا بررسی تفسیر فیزیکی طول پخش که در معادله پخش و در بسیاری از حالت های حل این معادله به کار می رود، جالب است. برای این منظور یک چشمه نقطه ای تک انرژی که دارای قدرت تابش  $S$  نوترون در ثانیه می باشد در یک محیط کند کننده بینهایت همسان در نظر می گیریم. با پخش این نوترونها در محیط هر نوترون دارای مسیر پیچیده - زیکزاک می باشد که در نتیجه برخوردهای متوالی، به طوری که در شکل (۷-۵) نشان داده شده است می باشد. به هر حال، سرنوشت هر نوترون جذب در محیط است، زیرا به علت بینهایت بودن محیط هیچ نوترونی نمی تواند از محیط خارج شود.

تعداد نوترونهاست که،  $dn$ ، در فاصله بین  $r$  و  $r+dr$  در یک ثانیه جذب می شوند بارابطه زیر به دست می آید

$$dn = \Sigma_a \Phi(r) dV$$



(شکل ۷-۵) مسیر یک نوترون در یک محیط کند کننده

که  $\Phi(r)$  فلوئی نوترون از چشمه نقطه ای شکل در فاصله  $dV = 4\pi r^2 dr$  حجم پوسته کروی

به شعاع  $r$  و ضخامت  $dr$  می باشد. با قرار دادن  $\Phi(r)$  از معادله (۳۸-۵) در رابطه بالا نتیجه می شود

$$dn = \frac{S \Sigma_a}{D} r e^{-r/L} dr = \frac{S}{L^2} r e^{-r/L} dr$$

که در این رابطه از تعریف معادله (۲۰-۵) برای  $L^2$  استفاده شده است. از آنجا که  $S$  نوترون در ثانیه از چشمه تابش می شود و  $dn$  نوترون در فاصله بین  $r$  و  $r + dr$  جذب می شود نتیجه می گیریم احتمال این که یک نوترون چشمه در فاصله  $dr$  جذب شود از رابطه زیر به دست می آید.

$$P(r) dr = \frac{1}{L^2} r e^{-r/L} dr$$

حال می توان فاصله متوسطی را که یک نوترون طی می کند تا جذب شود با متوسط گیری  $r$  به کمک تابع توزیع احتمال  $P(r) dr$  به دست آورد. در مهندسی هسته ای به دلایل مبهمی معمول است که به جای محاسبه متوسط فاصله متوسط مجذور آن را حساب می کنند. لذا

$$\bar{r}^2 = \int_0^{\infty} r^2 P(r) dr = \frac{1}{L^2} \int_0^{\infty} r^2 e^{-r/L} dr = 6L^2$$

که مقدار  $L^2$  برابر می شود با:

$$L^2 = \frac{1}{6} \bar{r}^2 \quad (42-5)$$

به عبارت دیگر برطبق معادله (۴۲-۵) عبارت از یک ششم متوسط مربع فاصله برداری است («پرواز دسته جمعی») که یک نوترون از نقطه تابش شده تا نقطه ای که بالاخره جذب می شود طی می کند. از این موضوع نتیجه می شود که هرچه  $L$  بزرگ باشد نوترونها، به طور متوسط، قبل از جذب شدن فاصله بیشتری را طی می کنند. مقادیر اندازه گیری شده از  $L$  و  $L^2$  برای نوترونهای حرارتی در قسمت ۹-۵ بحث می شود.

## ۸-۵ روش پخش گروهی

تابه حال فرض شده است که نوترونهای در حال پخش تک انرژی هستند در حالی که در راکتورهای هسته ای نوترونها واقعاً دارای یک توزیع انرژی هستند. در آغاز، نوترونهای شکافت دارای یک طیف انرژی پیوسته بوده و این توزیع در نتیجه پخش نوترون در دستگاه در اثر برخورد های الاستیک و غیر الاستیک پهن می شود. لازم به یادآوری است که در راکتورهای حرارتی بیشتر نوترونهای شکافت قبل از این که جذب سوخت شوند گداز شده

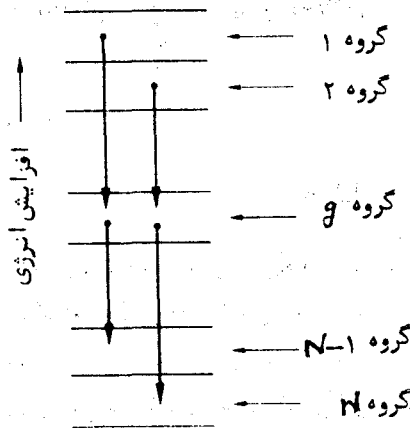
حرارتی می‌گردند. در راکتورهای سریع برای ادامه عمل، واکنش شکافت زنجیره‌ای نوترونها قبل از این که خیلی کند شوند، شکافت انجام می‌دهند.

یکی از مؤثرترین روش‌های محاسبه کندشدن و پخش نوترون روش پخش گروهی است. در این روش تمام گام انرژی نوترون به  $N$  فاصله مطابق شکل (۷-۵) تقسیم می‌شود. تمام نوترونها واقع در یک فاصله را متصل به هم در نظر می‌گیریم و پخش پراکندگی و جذب را برحسب سطح مقطع و ضریب پخش متوسط مناسب، در این فاصله انرژی، بیان می‌کنیم.

به‌طور مثال، نوترونها واقع در فاصله انرژی  $g$  را در نظر می‌گیریم. این نوترونها را نوترونها گروه  $g$  می‌نامند. (یادآوری می‌شود که برحسب قرار داد پراکنش‌ترین گروه را گروه یک و کمترین را گروه  $N$  می‌نامند). برای به دست آوردن معادله‌ای که این نوترونها را مشخص کند ابتدا لازم است که فلوی نوترون گروه  $g$  را تعریف کنیم یعنی:

$$\Phi_g = \int_g \Phi(E) dE \quad (۷-۵)$$

در این رابطه  $\Phi(E)$  فلوی تابع انرژی موضوع قسمت (۱-۵) است و اندیس انتگرال بدین معنی است که انتگرال گیری در فاصله انرژی گروه انجام می‌گیرد.



شکل ۷-۵ گروه‌های انرژی در محاسبه پخش گروهی

نوترونها در نتیجه جذب از گروه  $g$  حذف شده و در اثر برخورد پراکندگی ضمن از دست دادن انرژی به گروه دیگری منتقل می‌شوند. میزان کل جذب در هر سانتی‌متر مکعب در گروه  $g$  با انتگرال زیر داده می‌شود.

$$\text{میزان جذب} = \int_g \Sigma_a(E) \Phi(E) dE$$



با تعریف سطح مقطع جذب ماکروسکوپی گروه،  $\Sigma_{ag}$  به صورت زیر:

$$\Sigma_{ag} = \frac{1}{\Phi_g} \int \Sigma_a(E) \Phi(E) dE \quad (44-0)$$

میزان جذب را می توان به صورت زیر نوشت

$$\text{میزان جذب} = \Sigma_{ag} \Phi_g \quad (45-0)$$

میزان پراکندگی نوترونها از گروه  $g$  به گروه  $h$  رابطه ای شبیه معادله (45-0) می باشد، یعنی:

$$\Sigma_{g \rightarrow h} \Phi_g \quad (46-0)$$

کمیت های  $\Sigma_{g \rightarrow h}$  را سطح مقطع های انتقال گروه می نامند، به دست آوردن معادلات سطح مقطع انتقال کمی پیچیده است و در اینجا بحث نخواهد شد. در هر صورت می توان آنها را اعداد معلومی تصور کرد که بستگی به خواص پراکندگی محیط دارد. بنابراین میزان کل پراکندگی به خارج از گروه  $g$  از سانتیمتر مکعب در ثانیه برابر است با\*

$$\text{میزان انتقال کل به خارج از گروه } g = \sum_{h=g+1}^N \Sigma_{g \rightarrow h} \Phi_g \quad (47-0)$$

نوترونهایی که به گروه  $g$  ام وارد می شوند یا مستقیماً از چشمه نوترون می آیند یا در نتیجه پراکندگی از گروههای با انرژی بالاتر به این گروه انتقال می یابند. تعدادی که در هر سانتیمتر

مکعب در ثانیه از گروه  $h$  به گروه  $g$  ام وارد می شوند برابر است با

$$\Sigma_{h \rightarrow g} \Phi_h = \text{میزان انتقال از } h \text{ به } g \quad (48-0)$$

و تعداد کل نوترون هائی که به گروه  $g$  وارد می شوند برابرند با:

$$\text{کل میزان انتقال به } g = \sum_{h=1}^{g-1} \Sigma_{h \rightarrow g} \Phi_h \quad (49-0)$$

از ترکیب جملات بالا معادله پخش پایدار نوترونهای گروه  $g$  ام به صورت زیر به دست می آید:

$$D_g \nabla^2 \Phi_g - \Sigma_{ag} \Phi_g - \sum_{h=g+1}^N \Sigma_{g \rightarrow h} \Phi_g + \sum_{h=1}^{g-1} \Sigma_{h \rightarrow g} \Phi_h = -S_g \quad (50-0)$$

در این معادله  $D_g$  ضریب پخش گروه به وسیله رابطه زیر داده می شود.

\*در اینجا فرض شده است که کاهش انرژی نوترون فقط در نتیجه برخورد پراکندگی صورت می گیرد که برای نوترونهای پرانرژی این فرض صحیح است. در صورتی که در انرژیهای پائین (حرارتی) نوترون می تواند در نتیجه برخورد از هسته اتمی که دارای جنبش حرارتی است انرژی دریافت نماید. چنین پراکندگی به گروه بالاتر را بایستی در محاسبات پخش گروهی وقتی که انرژی نوترون خیلی کم است به حساب آورد.

$$D_g = \frac{1}{\Phi_g} \int_g D(E) \Phi(E) dE = \frac{1}{\Sigma_{tr}(E)} \int_g \Phi(E) dE \quad (5-1)$$

که در آن  $\Sigma_{tr}$  سطح مقطع انتقال و  $S_g$  تعداد نوترونهاى تابش دنده از چشمه در سانتیمتر مکعب در ثانیه به گروه  $g$  می باشد.

مثال ۵-۵- برای انجام محاسبات مربوط به راکتورهای سریع باخنک کننده سدیم سطح مقطع های میکروسکوپی سه گروهی در جدول ۱-۵ داده شده است. فرض می کنیم در یک نقطه از چنین راکتوری فلوهای سه گروه عبارتند از  $\Phi_1 = 6 \times 10^{14}$ ،  $\Phi_2 = 1 \times 10^{10}$  و  $\Phi_3 = 2 \times 10^7$  مطلوب است محاسبه (الف) تعداد نوترونهاى که در یک سانتیمتر مکعب سدیم در ثانیه جذب می شوند، (ب) تعداد نوترونهاى که در نتیجه برخورد با سدیم از گروه یک به گروه دو منتقل می شوند. فرض می کنیم که سدیم دارای چگالی معمولی باشد.

جدول ۱-۵

سطح مقطع های معمولی سه گروهی سدیم\* برحسب بارن

گروه	(Mev) گام انرژی	$\sigma_\gamma$	$\sigma_{tr}$	$\sigma_{g \rightarrow g+1}$	$\sigma_{g \rightarrow g+2}$
۱	۰-۳۵ - ۱/۳۵	۰/۰۰۰۵	۲	۰/۲۴	۰/۰۶
۲	۰/۴ - ۱/۳۵	۰/۰۰۱	۳/۲	۰/۱۸	—
۳	۰ - ۰/۴	۰/۰۰۱	۳/۷	—	—

\* ثابت های فیزیک راکتور، سازمان انرژی اتمی ایالات متحده گزارش ANL-۵۸۰۰

چاپ دوم ۱۹۶۳

حل: (الف) کل میزان جذب  $F_a$  برابر است با جمع میزان جذب های سه گروه،

$$F_a = \sum_{g=1}^3 \Sigma_{ag} \Phi_g = N \sum_{g=1}^3 \sigma_{\gamma g} \Phi_g$$

که  $N$  دانسیته اتمی سدیم می باشد. از جدول ۳ پیوست ۲،  $N = 0.2541 \times 10^{24}$  است. با استفاده از مقدار  $\sigma_\gamma$  از جدول ۱-۵ داریم

$$F_a = 0.2541 (0.0005 \times 6 \times 10^{14} + 0.001 \times 1 \times 10^{10} + 0.001 \times 2 \times 10^7)$$

$$= 1.09 \times 10^{11} \frac{\text{نوترون}}{\text{سانتیمتر مکعب - ثانیه}}$$

(ب) میزان انتقال نوترونها از گروه یک به گروه دو برابر است با

$$F_{1 \rightarrow 2} = \Sigma_{1 \rightarrow 2} \Phi_1$$

$$= N \sigma_{1 \rightarrow 2} \Phi_1$$

$$= 0.2541 \times 0.24 \times 6 \times 10^{14}$$

$$= 3.76 \times 10^{11} \text{ n | cm}^2 \text{ - sec}$$

جواب

از آنجا که معادلات پخش-گروهی، معادله ۰-۰، که گاهی معادلات چندگروهی نیز نامیده می‌شوند پیچیده هستند و معمولاً برای محاسبه فلوهای گروهی، به استثنای حالت تک گروهی یا دوگروهی، از حسابگرهای الکترونیک استفاده می‌شود.

روش‌هایی که برای این منظور به کار می‌روند خارج از میدان این بحث می‌باشد و در اینجا کافی است یادآور شویم که برنامه‌های کمپیوتری زیادی برای محاسبه معادله ۰-۰ نوشته شده است.

در حالت خاص محاسبات تک گروهی جملات مربوط به انتقال نوترون‌ها از معادله ۰-۰ حذف شده معادله به صورت زیر تبدیل می‌شود.

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi = -S \quad (5-52)$$

اندیس معرف گروه حذف شده است. معادله ۰-۲ دقیقاً همان معادله پخش نوترونهای تک انرژی است، همان‌طور که انتظار می‌رود از معادلات گروهی نتیجه شود. روش تک گروهی و چندگروهی برای محاسبه حالت بحرانی راکتورها در فصل ششم مورد استفاده قرار خواهد گرفت.

### ۹-۵ پخش نوترونهای حرارتی

کاربرد مهم روش تک گروهی در محاسبه پخش نوترونهای حرارتی است. یادآوری می‌شود که این نوترونها از کند شدن (نوترونهای سریع) به انرژی حرارتی که توزیع انرژی آنها ماکسولنی است به دست می‌آیند (به قسمت ۲-۲ مراجعه شود).

$$n(E) = \frac{\sqrt{\pi}n}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} \quad (5-53)$$

در این رابطه  $n(E)$  به نحوی تعریف می‌شود که  $n(E)dE$  تعداد نوترونهای یکسانیت مرمکب می‌باشد که انرژی آنها بین  $E$  و  $E+dE$  واقع است و  $n$  دانسیته کل نوترون می‌باشد.

از معادله ۰-۹ فلوی تابع انرژی نوترونهای حرارتی به صورت زیر در می‌آید.

$$\Phi(E) = n(E)v(E) \\ = \frac{\sqrt{\pi}n}{(\pi kT)^{3/2}} \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} E e^{-E/kT} \quad (5-54)$$

در اینجا رابطه معمولی سرعت برابر است با

$$v(E) = \left(\frac{2E}{m}\right)^{1/2}$$

که  $m$  جرم نوترون است. فلوی نوترون حرارتی و تک گروهی که با  $\Phi_T$  نشان داده خواهد شد با استفاده از رابطه ۰-۳ به صورت زیر داده می‌شود.

$$\Phi_T = \int_T \Phi(E) dE \quad (55-5)$$

که در این رابطه اندیس T در کنار انتگرال معرف این است که انتگرال گیری باید در تمام گام انرژی حرارتی انجام گیرد که معمولا تا انرژی ۰.۱ eV  $kT \approx 0.1$  ادامه می یابد. از آنجا که تابع اکسپتانیسیل  $\Phi(E)$  در انرژی های بالاتر از ۰.۱ eV دارای مقدار خیلی کمی است لذا با انتگرال گیری تا بینهایت اشتباه کوچکی به وجود می آید. با جانشین نمودن معادله ۵۴-۵ در ۵۵-۵ خواهیم داشت:

$$\Phi_T = \frac{2n\pi}{(\pi kT)^{3/2}} \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} \int_0^{\infty} E e^{-E/kT} dE = \frac{2n}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2} \quad (56-5)$$

در اینجا برای سهولت نوترونهائی را که انرژی آنها معادل  $kT$  می باشد با  $E_T$  نشان داده و سرعت مربوط به این انرژی را با  $v_T$  نشان می دهیم یعنی

$$E_T = kT \quad (57-5)$$

و

$$\frac{1}{2} m v_T^2 = E_T \quad (58-5)$$

مقادیر عددی  $E_T$  و  $v_T$  را می توان از روابط زیر حساب کرد:

$$E_T = 8.617 T \times 10^{-5} \text{ eV} \quad (59-5)$$

و

$$v_T = 1.228 T^{1/2} \times 10^5 \text{ cm/sec} \quad (60-5)$$

که T درجه حرارت برحسب کلوین است. با توجه به این مقادیر معادله ۵۶-۵ به صورت زیر نوشته می شود.

$$\Phi_T = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n v_T \quad (61-5)$$

مفهوم فلوی حرارتی  $\Phi_T$  و فلوی ۲۲۰۰ متر در ثانیه  $\Phi_0$  که در قسمت ۳-۶ بیان شده است کاملاً متفاوت بوده و دانستن این موضوع اهمیت دارد.  $\Phi_T$  معرف فلوی تمام نوترون های حرارتی است که از انتگرال گیری معادله ۵۵-۵ به دست می آید، در حالی که  $\Phi_0$  یک شبه - فلوی می باشد. با این فرض تمام نوترون ها دارای یک انرژی یعنی  $E_0 = 0.0253 \text{ eV}$  هستند.

در محاسباتی که پخش نوترونهای حرارتی وارد می شود فلوی  $\Phi_0$  باید به کار برده شود درحالی-  
که در محاسبات میزان جذب نوترون در هدفهایی که مورد تابش نوترون قرار دارند فلوی  $\Phi_0$   
مناسبتراست. بایان ساده تر، در طرح و محاسبه را کتور  $\Phi_T$  و در موقع استفاده از را کتور  $\Phi_0$  بهتراست  
به کار برده شوند. رابطه بین دوفلو رایی توان از تقسیم  $\Phi_0$  بر  $\Phi_T$  به دست آورد،  $\Phi$  با رابطه  
زیر داده می شود .

$$\Phi_0 = n v_0$$

که  $v_0 = 2200$  متر برثانیه است. این نسبت برابر است با

$$\frac{\Phi_0}{\Phi_T} = \frac{\sqrt{\pi} v_0}{2 v_T} \quad (62-5)$$

$v_0$  را می توان از معادله ۶۰-۵ به صورت زیر حساب کرد .

$$v_0 = 1.28 \times 10^4 T_0^{1/2} \text{ Cm/sec}$$

به کار بردن  $T_0 = 293/273 \text{ K}$  معادله ۶۲-۵ به صورت زیر در می آید .

$$\frac{\Phi_0}{\Phi_T} = \frac{\sqrt{\pi} (T_0/T)^{1/2}}{2} \quad (62-5)$$

که همان رابطه مورد نظر می باشد.

ضریب پخش در محاسبات تک گروهی پخش نوترون حرارتی به  $\bar{D}$  نشان داده می شود و  
با ارزیابی انتگرال معادله (۵۱-۵) به دست می آید یا از طریق اندازه گیری نوترون حرارتی  
تعیین می شود. مقادیر  $\bar{D}$  در جدول ۲-۵ برای چند کاندکننده داده شده است.

جدول ۲-۵

پایاهای پخش نوترون حرارتی کندکننده های معمولی در  $20^\circ \text{C}$  \*

$L_T, \text{ cm}$	$L_T^2, \text{ cm}^2$	$\Sigma_a, \text{ cm}^{-1}$	$\bar{D}, \text{ cm}$	جرم ویژه $\text{g/cm}^3$	کندکننده
۲/۸۵	۸/۱	۰.۰۱۹۷	۰.۱۶	۱.۰۰	$\text{H}_2\text{O}$
۱۷.۰	$3 \times 10^2$	$2.9 \times 10^{-2}$	۰.۸۷	۱.۱۰	$\text{D}_2\text{O}$
۲۱	۴۸۰	$1.04 \times 10^{-2}$	۰.۵۰	۱.۸۵	Be
۵۹	۳۵۰۰	$2.4 \times 10^{-4}$	۰.۸۴	۱.۶۰	گرافیت

Reactor Physics Constants. USAEC ANL-5800, Second Edition,

سطح مقطع جذب حرارتی تک گروهی به  $\bar{\Sigma}_a$  نشان داده می‌شود که از معادله (۴۴-۵) به دست می‌آید.

$$\bar{\Sigma}_a = \frac{1}{\Phi_T} \int \Sigma_a(E) \Phi(E) dE$$

انتگرال درست برابر شدت جذب کل است و از معادله (۳۸-۳) برابر  $g_a(T) \Sigma_a(E_0) \Phi_0$

$g_a(T)$  ضریب غیر  $\frac{1}{V}$  است،  $\Sigma_a(v_0)$  سطح مقطع جذب ماکروسکوپی در انرژی  $0.203 \text{ eV}$  و فلوی  $2200$  متر در ثانیه است. لذا  $\bar{\Sigma}_a$  به صورت زیر به دست می‌آید.

$$\begin{aligned} \Sigma_a &= g_a(T) \Sigma_a(E_0) \Phi_0 / \Phi_T \\ &= \frac{V \pi}{2} g_a(T) \Sigma_a(E_0) \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (14-5)$$

که با استفاده از معادله (۶۳-۵) بدست آمده است. مقادیر عددی  $\bar{\Sigma}_a$  در  $20^\circ \text{C}$  برای کاندنسه‌های معمولی برای  $g_a(T) = 1$  در جدول ۲-۵ داده شده است.

باتوجه به فلوی حرارتی تعریف شده و دانستن پایاهای  $\bar{D}$  و  $\bar{\Sigma}_a$  می‌توان معادله تک گروهی پخش را برای نوترون‌های حرارتی نوشت. با استفاده از معادله (۵۲-۵) داریم

$$\bar{D} \nabla^2 \Phi_T - \bar{\Sigma}_a \Phi_T = -s_T \quad (15-5)$$

که در آن  $s_T$  چگالی چشمه‌های نوترون حرارتی است. از تقسیم معادله (۶۵-۵) به  $\bar{D}$  رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\nabla^2 \Phi_T - \frac{1}{L_T^2} \Phi_T = -\frac{s_T}{\bar{D}} \quad (16-5)$$

$$L_T^2 = \bar{D} / \bar{\Sigma}_a \quad (17-5)$$

که  $L_T^2$  سطح پخش حرارتی خوانده می‌شود،  $L_T$  را طول پخش حرارتی است. جدول ۲-۵ مقادیر این پایاها را به دست می‌دهد.

دیده خواهد شد که معادله (۶۶-۵) شبیه معادله پخش برای نوترون‌های تک انرژی (با معادله ۲۴-۵ مقایسه شود) بوده و نتیجه می‌شود که جوابهای این معادله برای نوترون‌های حرارتی صادق است به شرطی که  $D$ ،  $L^2$  و  $\Phi$  با  $\bar{D}$ ،  $L_T^2$  و  $\Phi_T$  جایگزین شوند. این باهمال زیر تشریح می‌شود.

**مثال ۴-۵** یک چشمه نقطه‌ای که  $1.7$  نوترون حرارتی در ثانیه تابش می‌کند در یک حجم بینهایت آب با جرم ویژه واحد در درجه حرارت معمولی قرار دارد. فلوی نوترون حرارتی در فاصله  $10$  سانتیمتری چشمه چقدر است؟  
 حل. فلو با استفاده از معادله (۳۸-۵) با تغییر مناسب در پایاها به دست می‌آید یعنی

$$\Phi_T = \frac{S e^{-r/L_T}}{4\pi D r}$$

از جدول ۲-۵ پیداست که  $L_T = 2/80$  سانتیمتر و  $\bar{D} = 0.16$  سانتیمتر است. هم چنین  $S = 1.7$  و  $r = 10$  سانتیمتر است. با قرار دادن این مقادیر در معادله داریم

$$\Phi_T = \frac{1.7 \times e^{-10/2.80}}{4\pi \times 0.16 \times 10} = 1.72 \times 10^{-2} \text{ n/cm}^2 - \text{Sec}$$

مقادیر پایاها پخش حرارتی در جدول (۲-۵) برای جرم ویژه معمولی و درجه حرارت معمولی داده شده است. اغلب لازم است این پایاها را در چگالی‌ها و درجه حرارت‌های دیگر بدانیم و این کار را می‌توان با تغییر مناسب در مقادیر داده شده انجام داد. ابتدا  $\bar{\Sigma}_a$  را در نظر می‌گیریم. از آنجا که  $\bar{\Sigma}_a$  سطح مقطع ما کروسکیپی متناسب با  $N$ ، چگالی اتمی، است خود متناسب با  $\rho$ ، جرم ویژه فیزیکی، می‌باشد، نتیجه می‌شود

$$\bar{\Sigma}_a \propto \rho$$

بستگی  $\bar{\Sigma}_a$  به درجه حرارت در معادله (۶۴-۵) داده شده است. برطبق معادلات (۱۵-۵) و (۱۶-۵) ضریب پخش متناسب با عکس  $\Sigma_s$  است و از آنجا که این خود متناسب با  $\rho$  است بنابراین است

$$\bar{D} \propto \frac{1}{\rho}$$

این وضع با توجه به درجه حرارت کمی پیچیده‌تر است. برای کند کننده‌های بغیر از  $H_2O$  و  $D_2O$ ،  $\bar{D}$  اساساً مستقل از درجه حرارت است. در این مورد، برای  $H_2O$ ،  $\bar{D}$  تقریباً از رابطه زیر پیروی می‌کند

$$\bar{D} \propto T^{0.47}$$

در حالی که برای  $D_2O$  تغییرات به صورت زیر است

$$\bar{D} \propto T^{0.112}$$

$T$  درجه حرارت مطلق است. بستگی  $\bar{D}$  به  $\rho$  و  $T$  را می‌توان به صورت رابطه زیر نوشت:

$$\bar{D}(\rho, T) = \bar{D}(\rho_0, T_0) \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right) \left( \frac{T}{T_0} \right)^m \quad (68-5)$$

$D(\rho_0, T_0)$  مقدار  $D$  در جرم ویژه  $\rho_0$  و درجه حرارت  $T_0$  است برای  $H_2O$   $m = 0.470$  برای  $D_0$   $m = 0.112$  و در غیر این صورت صفر است. بالاخره از ترکیب نتایج بالا با توجه به تعریف  $L_T^2$  در معادله (67-5) بدون اشکال می توان دید

$$L_T^2(\rho, T) = L_T^2(\rho_0, T_0) \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^2 \left( \frac{T_0}{T} \right)^{m+1/2} \quad (69-5)$$

کاربرد این رابطه در مثال زیر نشان داده شده است

مثال ۷-۵ مطلوب است محاسبه ضریب پخش و سطح پخش آب معمولی در  $500^\circ F$  و در فشار  $2000 \text{ psi}$ . جرم ویژه آب در این درجه حرارت و فشار برابر  $49.6 \text{ Lb/ft}^3$  ( $0.7942 \text{ g/cm}^3$ ) می باشد.

حل. از جدول (۲-۵) داریم که در

$$T = 273^\circ K \text{ و } \rho_0 = 1 \text{ g/cm}^3 = 62.4 \text{ Lb/ft}^3$$

$D(\rho_0, T_0) = 0.16 \text{ cm}$  است. با استفاده از رابطه بین درجه حرارت سانتی گراد و فارنهایت یعنی

$$^\circ C = \frac{5}{9} (^\circ F - 32)$$

معادل  $500^\circ F$  برابر  $260^\circ C$  به دست می آید. درجه حرارت مطلق برابر  $533^\circ K$   $260 + 273 = 533^\circ K$  است. با قرار دادن این مقادیر در معادله (68-5) مقدار  $\bar{D}$  به دست می آید.

$$\bar{D} = 0.16 \times \frac{62.4}{49.6} \times \left( \frac{533}{273} \right)^{0.470} = 0.226 \text{ cm}$$

بالاخره با قرار دادن  $L_T^2(\rho_0, T_0) = 891 \text{ cm}^2$ ، حاصل از جدول (۲-۵)، در معادله (69-5) مقدار  $L$  به دست می آید.

$$L_T^2 = 891 \times \left( \frac{62.4}{49.6} \right)^2 \left( \frac{533}{273} \right)^{0.970} = 2299 \text{ cm}^2$$

### ۵-۱۰ محاسبه دو گروهی کند شدن نوترون

در تعدادی از محاسبات، به ویژه آنهایی که در برگزیده محاسبات بحرانی راکتورهای حرارتی که در فصل ۶ بحث می شود حداقل باید از دو گروه نوترون استفاده شود تا اینکه بتوان نتایج نسبتاً دقیقی به دست آورد. محاسبات یک گروهی برای تشریح حرکت نوترون های



حرارتی به نحوی که در قسمت قبل بیان کردیم لازم است. گروه دوم یا گروه سریع نوترون هائی هستند که انرژی آنها بیش از انرژی حرارتی باشد یعنی تمام نوترون های شکافت که در ضمن کندشدن انرژی شان به حدود  $kT$  می رسد. بطوری که اشاره شد. مقدمات محاسبات دوگروهی در فصل ۶ ارائه می شود. در اینجا لازم است این روش محاسبه در مثال ساده ای تشریح شود. حال مساله محاسبه ی فلوی دوگروهی را بر حسب فاصله از یک چشمه نقطه ای در نظر می گیریم که  $S$  نوترون شکافت (سریع) در ثانیه در یک محیط بینهایت حاوی کند کننده یکنواخت می تابد. معادله پخش گروهی برای نوترون های سریع را می توان از معادله پخش گروهی معمولی، معادله (۵-۵) با  $\sigma = \sigma_{\text{په دست}}$  آورد. در این مورد، سطح مقطع های جذب تمام مواد کند کننده کوچک است، به ویژه در انرژی های بیش از ناحیه حرارتی و بنابراین می توان  $\Sigma a_1$  را صفر در نظر گرفت. همچنین از آنجا که در محاسبات فقط دوگروه وجود دارد، لذا نوترون هائی که از گروه سریع خارج می شوند الزاماً باید وارد گروه حرارتی شوند. لذا، فقط  $\Sigma_1 \rightarrow 2$  در عبارت سوم معادله (۵-۵) غیر صفر است زیرا هیچ نوترونی در اثر پراکندگی به گروه سریع وارد نمی شود. به علاوه، آخرین عبارت در معادله برابر صفر است زیرا هیچ نوترونی وارد گروه سریع نمی شود. معادله پخش برای نوترون های سریع به صورت ساده زیر است

$$D_1 \nabla^2 \Phi_1 - \Sigma_1 \Phi_1 = 0 \quad (70-5)$$

در این معادله  $\Sigma_1$  سطح مقطع انتقال ( $\Sigma_1 \rightarrow 2$ ) از گروه ۱ به ۲ است. عبارت چشمه صفر است زیرا چشمه ای جز در محل خود چشمه وجود ندارد.

در نظریه راکتور هسته ای، تعداد نوترون هائی که در ثانیه در هر سانتیمتر مکعب کند شده انرژی آنها به حرارتی می رسند، چگالی کندشدن نامیده می شود و معمولاً به  $q_T$  نشان داده می شود. عبارت در معادله (۷۰-۵) برابر  $\Sigma_1 \Phi_1$  تعداد نوترون هائی است که در ثانیه در هر سانتیمتر مکعب از گروه سریع پراکنده شده وارد گروه حرارتی می شوند. از آنجا که نوترون ها به محض کندشدن وارد گروه حرارتی می شوند برابر  $\Sigma_1 \Phi_1$  است که برابر چگالی کندشدن است یعنی

$$q_T = \Sigma_1 \Phi_1 \quad (71-5)$$

برگشت به گروه حرارتی، این گروه به وسیله معادله پخش گروهی معادله (۶۶-۵) تشریح می شود. در این مورد، یگانه چشمه نوترون های حرارتی در این مساله آنهائی هستند که در نتیجه کندشدن از گروه سریع خارج می شوند. از آنجا که این نوترون ها با شدت  $q_T$  نوترون در سانتیمتر مکعب در ثانیه ظاهر می شود بنابراین، عبارت چشمه در معادله (۶۶-۵) برابر  $\Sigma_1 \Phi_1$  است. معادله پخش گروه حرارتی به صورت زیر است

$$\nabla^2 \Phi_T - \frac{1}{L_T^2} \Phi_T = -\frac{\Sigma_1 \Phi_1}{D} \quad (72-5)$$

برای پیدا کردن  $\Phi_T$  از معادله (۷۲-۵) ابتدا لازم است معادله (۷۰-۵) را برای به دست آوردن  $\Phi_1$  حل کنیم. با توجه به تقارن مساله، هردو فلوی  $\Phi_1$  و  $\Phi_2$  فقط بستگی به  $r$ ، فاصله از چشمه دارد. از تقسیم معادله (۷۰-۵) به  $D_1$  و نوشتن لاپلاسین در سختصات کروی معادله به صورت زیر درمی آید.

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d\Phi_1}{dr} - \frac{1}{\tau_T} \Phi_1 = 0 \quad (73-5)$$

که  $\tau_T$  طبق تعریف برابر است با

$$\tau_T = D_1 / \Sigma_1 \quad (74-5)$$

پایای  $\tau_T$  در بسیاری از انواع مسائل را کتور وجود دارد و سن نوترون' نامیده می شود. این نام عجیب به این علت است که می توان نشان داد که سن نوترون تابع زمان کند شدن نوترون دارد. در هر حال، واحد سن زمان نمی باشد. به طوری که از معادله (۷۴-۵) دیده می شود  $\tau_T$  در حقیقت دارای واحد  $\text{cm}^2$  است.

مقایسه معادله (۷۳-۵) با معادله (۳۰-۵)، که پخش نوترون های یک چشمه نقطه ای را تشریح می کند نشان می دهد که دو معادله شبیه یکدیگرند بجز این که  $\tau_T$  در معادله (۷۳-۵) جایگزین  $L^2$  در معادله (۳۰-۵) شده است. در نتیجه جواب معادله (۷۳-۵) بصورت معادله (۳۸-۵) داده شده است، لکن  $\sqrt{\tau_T}$  را با  $L$  و  $D_1$  را با  $D$  مشخص کرده اند یعنی

$$\Phi_1 = \frac{S e^{-r/\sqrt{\tau_T}}}{4\pi D_1 r} \quad (75-5)$$

به علاوه، با توجه به قسمت (۷۰-۵) که  $L^2$  برابر یک ششم متوسط مجذور مسافتی است که نوترون ها به طور دسته جمعی از چشمه تا نقطه ای که بالاخره جذب می شود حرکت می کند همین تفسیر را می توان در مورد  $\tau_T$  به کاربرد، بجز این که نوترون های سریع جذب نمی شوند بلکه آنها در اثر برخورد از گروه سریع خارج شده در زمره نوترون های حرارتی در می آیند. بنابراین، بدون اشکال دیده می شود که پایای  $\tau_T$  برابر یک ششم متوسط مجذور مسافتی است که نوترون به طور دسته جمعی از محل انتشار تا نقطه ای که کند شده به نوترون حرارتی تبدیل می شود، حرکت می کند. رابطه آن به صورت زیر است.

$$\tau_T = \frac{1}{\lambda} r^2 \quad (76-5)$$

سن نوترون به طوری که در معادله (۷۶-۵) تعریف شده را می توان به طریق تجربی به دست

آورد. مقادیر اندازه‌گیری شده  $\tau_T$  نوترون‌های شکافت در کندکننده‌های مختلف در جدول ۳-۵ داده شده‌است.

جدول ۳-۵  
ثابت‌های گروه سریع برای کندکننده‌های مختلف

$\tau_T, \text{cm}^2$	$\Sigma_1, \text{cm}^{-1}$	$D_1, \text{cm}$	کندکننده
۲۷	۰٫۰۴۱۹	۱٫۱۳	$\text{H}_2\text{O}$
۱۳۱	۰٫۰۰۹۸۵	۱٫۲۹	$\text{D}_2\text{O}$
۱۰۲	۰٫۰۰۵۵۱	۰٫۵۶۲	Be
۲۶۸	۰٫۰۰۲۷۶	۱٫۰۱۶	گرافیت

باقرار دادن (۷۵-۵) در معادله (۷۲-۵) نتیجه یک معادله دیفرانسیل ناهمگون است. جزئیات حل این معادله در اینجا بحث نمی‌شود. این کار را می‌توان به آسانی با جایگزین کردن مستقیم ثابت کرد، یعنی

$$\Phi_T = \frac{SL_T'}{\pi r D(L_T' - \tau_T)} (e^{-r/L_T} - e^{-r/\sqrt{\tau_T}}) \quad (77-5)$$

این رابطه فلوی نوترون حرارتی حاصل از یک چشمه نقطه‌ای نوترون‌های سریع را برطبق نظریه دوگروهی به دست می‌دهد. باید تاکید کرد که معادله (۷۷-۵) به هیچ وجه یک جواب کامل نیست. در حقیقت، روش دوگروهی به ویژه روش مناسبی برای محاسبه کندشدن نوترون‌ها در اغلب محیط‌ها نیست. روش‌های به مراتب بهتر و دقیق‌تر (درعین حال پیچیده‌تر) برای محاسبه کندشدن نوترون‌های چشمه‌های نقطه‌ای وجود دارد. با وجود این، به طوری که در فصل ۶ نشان داده شد، روش دوگروهی را می‌توان برای محاسبات تقریبی مرتبه اول راکتورهای حرارتی به کار برد.

مقادیر تجربی  $\tau_T$  در جدول ۳-۵ برای کندکننده‌ها در درجه حرارت و جرم ویژه معمولی داده شده است. هیچ یک از پایاهای  $D_1$  و  $\Sigma_1$  در معادله (۷۴-۵) به ویژه به درجه حرارت حساس نیست، اما هر دو بستگی به جرم ویژه دارند. برای محاسبه  $\tau_T$  در چگالی‌های بغیر از چگالی معمولی باید یادآور شد که  $\tau_T$  شبیه  $L_T^2$  متناسب با عکس مربع چگالی جرمی تغییر می‌کند. لذا مقدار  $\tau_T$  در چگالی  $\rho$  از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\tau_T(\rho) = \tau_T(\rho_0) \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^2 \quad (78-5)$$

که  $\tau_T(\rho_0)$  سن نوترون در چگالی  $\rho_0$  است.

## مسائل فصل ۵

۱-۰ دوباریکه  $1 \text{ ev}$  نوترون با زاویه  $90^\circ$  یکدیگر را قطع می کنند. چگالی نوترون ها در هر دوباریکه برابر  $2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$  است. (الف) شدت هرباریکه را حساب کنید (ب) فلوئی نوترون در محل تلاقی چقدر است؟

۲-۰ یک چشمه نقطه ای  $S^n/\text{sec}$  به طور یکنواخت در یک محیط خلا بینهایت انتشار می دهد (الف) ثابت کنید که فلوئی نوترون در فاصله  $r$  از چشمه از رابطه زیر به دست می آید.

$$\Phi = \frac{S}{4\pi r^2}$$

(ب) بردار چگالی جریان نوترون در همین نقطه چقدر است؟ [یادآوری: نوترون ها در خلا پخش نمی شوند].

۳-۰ سه چشمه متجانس که هر کدام  $S$  نوترون در ثانیه تابش می کنند در سه کنج یک مثلث متساوی الاضلاع به ضلع  $a$  در خلا قرار دارد، فلو و جریان نوترون را در وسط یک ضلع به دست آورید.

۴-۰ با استفاده از معادلات (۱۰-۰) و (۱۶-۰) ضرائب پخش را در (الف) برلیوم (ب) گرافیت برای نوترون های تک انرژی  $0.203 \text{ eV}$  به دست آورید.

۵-۰ فلوئی نوترون در یک راکتور کروی لخت به شعاع  $0.0$  سانتیمتر از رابطه زیر به دست می آید

$$\Phi = 0 \times 10^{12} \frac{\sin 0.628r}{r} \text{ n/cm}^2 \text{ - sec}$$

که  $r$  فاصله از مرکز راکتور است. ضریب پخش راکتور  $0.8/\text{cm}$  می باشد. (الف) حداکثر مقدار فلو در راکتور چقدر است.؟ (ب) مطلوب است محاسبه چگالی جریان نوترون بر حسب فاصله در داخل راکتور. (ج) تعداد نوترون هایی که در ثانیه از راکتور خارج می شود چقدر است؟

۶-۰ چهار چشمه نقطه ای متجانس هر کدام به قدرت  $S$  نوترون در ثانیه در چهار کنج یک مربع به ضلع  $a$  در یک محیط بینهایت قرار دارد. فلو و جریان نوترون را در مرکز مربع و وسط یک ضلع به دست آورید.

۷-۰ روابطی برای تعیین فلو و جریان در نقطه  $P$  شکل ۵-۰ به دست آورید.

۸-۰ یک محیط کند کننده بینهایت حاوی چشمه های متجانس به قدرت  $S^n/\text{cm}^2 \text{ - sec}$  به طور یکنواخت توزیع شده است. فلو و جریان نوترون حالت پایدار را در یک نقطه از محیط به دست آورید.

۹-۵ یک تیغه لخت بینهایت به ضخامت  $2a$  حاوی چشمه های نوترون با توزیع یکنواخت که قدرت آن  $\text{Sn/cm}^2 - \text{sec}$  می باشد. نشان دهید که فلو در تیغه از رابطه زیر به دست می آید.

$$\Phi = \frac{S}{\Sigma a} \left( 1 - \frac{\cosh x/L}{\cosh \left( \frac{a+b}{L} \right)} \right)$$

که  $x$  فاصله از وسط تیغه است. [راهنمایی: جواب یک معادله دیفرانسیل ناهمسان برابر مجموع جوابهای معادله همسان به اضافه جواب خصوصی برای جواب خصوصی یک ثابت در نظر بگیرید].

۱۰-۵ یک چشمه نقطه ای به قدرت  $S$  نوترون در ثانیه در مرکز یک کند کننده کروی به شعاع  $R$  قرار دارد. (الف) نشان دهید که فلو در کره از رابطه زیر به دست می آید

$$\Phi = \frac{S}{4\pi D \sinh \left( \frac{R+d}{L} \right)} \frac{\sinh \frac{1}{L} (R+d-r)}{r}$$

که  $r$  فاصله از چشمه است. (ب) نشان دهید که نشت نوترون ها از سطح کره در ثانیه از رابطه زیر به دست می آید

$$L/\text{Sec} = \frac{(R+d)S}{L \sinh \left( \frac{R+d}{L} \right)}$$

(ج) احتمال فرار یک نوترون تابیده از چشمه از سطح چقدر است؟

۱۱-۵ یک چشمه نوترون صفحه ای به قدرت  $\text{Sn/cm}^2 - \text{sec}$  در بین دو محیط

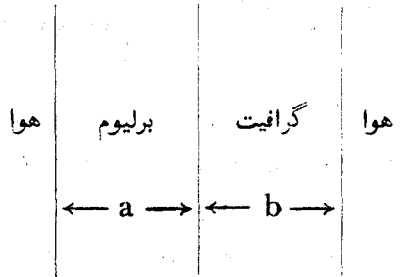
تیغه ای بینهایت از برلیوم و گرافیت به ترتیب به ضخامت های  $a$  و  $b$  مطابق شکل ۸-۵ قرار دارد.

رابطه ای برای تعیین فلو در دستگاه به دست آورید [یادآوری: از آنجا که محیط های مختلف دو طرف چشمه قرار دارد، این مساله تقارن ندارد و شرط چشمه معادله (۳-۵) صادق نیست. شرایط مرزی مناسب برای این مساله عبارت است از:

$$(1) \quad \lim_{x \rightarrow 0} [\Phi(x > 0) - \Phi(x < 0)] = 0$$

$$(2) \quad \lim_{x \rightarrow 0} [J(x > 0) - J(x < 0)] = S$$

شرط (۱)، در حقیقت، بیان می‌کند که  $\Phi$  در چشمه پیوسته است در حالی که شرط (۲) میزان تعداد نوترون‌های تاییده از چشمه است [ چشمه صفحه‌ای به صورت  $S$  نوترون در سانتیمتر مربع در ثانیه در  $x=0$



شکل ۸-۵

۱۲-۵ یک کره کند کننده به شعاع  $R$  حاوی چشمه‌های با توزیع یکنواخت با قدرت  $S_n/cm^2 \cdot sec$  است. (الف) نشان دهید که فلو در کره از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\Phi = \frac{S}{\Sigma_a} \left[ 1 - \frac{R+d}{r} \frac{\sinh r/L}{\sinh \left( \frac{R+d}{L} \right)} \right]$$

(ب) رابطه‌ای به دست آورید که چگالی جریان را در یک نقطه از کره به دست دهد. (ج) تعداد نوترون‌هایی که در ثانیه از سطح کره فراری می‌کند حساب کنید. (د) احتمال متوسط این که یک نوترون چشمه از کره فرار کند.

۱۳-۵ فلوهای سه گروهی برای یک راکتور کروی سریع به شعاع  $R=50$  cm از روابط زیر به دست می‌آید.

$$\Phi_1(r) = \frac{2 \times 10^{15}}{r} \sin \frac{\pi r}{R}$$

$$\Phi_2(r) = \frac{2 \times 10^{16}}{r} \sin \frac{\pi r}{R}$$

$$\Phi_3(r) = \frac{1 \times 10^{17}}{r} \sin \frac{\pi r}{R}$$

ضرائب پخش گروهی عبارتند از  $D_1 = 27$  cm،  $D_2 = 17$  cm و  $D_3 = 10$  cm مطلوب است محاسبه کل نشت نوترون‌ها از راکتور برای هر سه گروه [یادآوری: از فاصله امتدادی صرف نظر می‌شود].

۱۴-۵ فلووی حرارتی در مرکز یک مجرای باریکه نوترون در یک راکتور معین

برابر  $\text{sec} - 10^{12} \text{n/cm}^2 \times 2$  است. درجه حرارت در این ناحیه  $150^\circ \text{C}$  است. مطلوب است محاسبه (الف) چگالی نوترون حرارتی (ب) انرژی  $E_T$  (ج) فلو نوترون  $2200$  متر در ثانیه.

۱۵-۵ فلو حرارتی در مرکز یک راکتور پژوهشی  $\text{sec} - 10^{12} \text{n/cm}^2 \times 5$  است. درجه حرارت در این نقطه از دستگاه  $120^\circ \text{C}$  است. چگالی نوترون را در این نقطه با چگالی اتمی گرافیت مقایسه کنید.

۱۶-۵ فلو حرارتی در یک راکتور مکعبی لخت با رابطه تقریبی زیر به دست می آید

$$\Phi_T(x, y, z) = A \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{a}\right)$$

که  $A$  یک عدد ثابت است.  $a$  طول یک ضلع مکعب است و  $x$ ،  $y$  و  $z$  فاصله از مرکز مکعب می باشد. روابطی به دست آورید (الف) جریان نوترون حرارتی بر حسب فاصله در راکتور (ب) تعداد نوترون هایی که در ثانیه از هر وجه راکتور به خارج نشت می کند و (ج) کل نوترون هایی که در ثانیه از راکتور خارج می شود حساب کنید.

۱۷-۵ یک چشمه صفحه ای در مرکز یک تیغه بینهایت از گرافیت به ضخامت  $2$  متر به قدرت  $\text{sec} - 10^6 \text{n/cm}^2 = S$  قرار دارد. با فرض این که درجه حرارت دستگاه معمولی باشد مطلوب است محاسبه (الف) تعداد کل نوترون های حرارتی در تیغه در سانتیمتر مربع در هر زمان (ب) تعداد نوترون هایی که در هر سانتیمتر مربع در ثانیه در تیغه جذب می شود (ج) جریان نوترون بر حسب موقعیت در داخل تیغه (د) تعداد کل نوترون هایی که از هر سانتیمتر مربع در ثانیه از سطح تیغه نشت می کند (ه) احتمال عدم فرار یک نوترون از تیغه چقدر است؟

۱۸-۵ فلو حرارتی در داخل راکتور مکعبی لخت به ضلع  $a = 800 \text{ cm}$  از رابطه زیر به دست می آید.

$$\Phi(xyz) = 2 \times 10^{12} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{a}\right)$$

که  $x$ ،  $y$  و  $z$  از مرکز راکتور اندازه گیری می شود. درجه حرارت  $400^\circ \text{C}$  می باشد و ضریب پخش حرارتی و طول پخش به ترتیب برابر  $0.084 \text{ cm}$  و  $170 \text{ cm}$  است. (الف) چند اتم گرم نوترون در تمام راکتور وجود دارد؟ (ب) بردار چگالی جریان نوترون را بر حسب موقعیت در راکتور حساب کنید (ج) تعداد نوترون هایی که در ثانیه از راکتور به خارج نشت می کند به دست آورید (د) تعداد نوترون های حرارتی که در ثانیه در راکتور جذب می شود حساب کنید (ه) احتمال فرار یک نوترون حرارتی از راکتور چقدر است؟

۱۹-۵ سطح مقطع حرارتی ( $0.203 \text{ ev}$ ) برای تولید ایزومر  $^{116}\text{In}$  بانیمه

عمر ۰ دقیقه در واکنش ( $n, \nu$ ) برابر ۱۰۷ بارن است. یک پولک نازک ایندیوم به وزن ۰/۱ در باریکه نوترون مساله (۱۴-۵) قرار می‌دهیم (الف) میزان جذب نوترون حرارتی در پولک چقدر است؟ (ب) اکتیویته  $^{113}\text{In}$  پس از یک ساعت قرار داشتن در باریکه چقدر است؟

[یادآوری:  $^{113}\text{In}$  دارای فراوانی  $\nu = 90/7$  و یک جاذب غیر  $\frac{1}{\nu}$  است]

۲-۵. یک نمونه رادیواکتیو بانیمه عمر  $T_{1/2}$  در یک راکتور حرارتی در نقطه‌ای که فلووی حرارتی  $\Phi_T$  است قرار می‌دهیم. نشان دهید که نمونه در نتیجه تجزیه خودبه‌خودی و جذب نوترون بانیمه عمر مؤثر زیر ازین می‌رود.

$$\left(\frac{1}{T^{1/2}}\right)_{\text{eff}} = \frac{1}{T^{1/2}} + \frac{\bar{\sigma}_a \Phi_T}{\ln 2}$$

که  $\bar{\sigma}_a$  سطح مقطع جذب حرارتی نمونه است.

۲۱-۵. مطلوب است محاسبه طول پخش نوترون‌های حرارتی در محلول آب اسیدبوریک ( $\text{H}_2\text{BO}_3$ ) در درجه حرارت معمولی در غلظت‌های زیر (الف)  $1.0 \text{ g/lit}$  (ب)  $1 \text{ g/lit}$  و (ج)  $1 \text{ g/lit}$ . [راه‌نما: به علت غلظت کم اسید بوریک، ضریب پخش برای مخلوط نظیر آب خالص است].

۲۲-۵. یک تیغه بینهایت از آب معمولی به ضخامت ۱۶ سانتیمتر حاوی یک چشمه صفحه‌ای در مرکز تیغه به قدرت  $10^{10} \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  است. فلووی حرارتی را در تیغه محاسبه کرده و رسم نمائید.

۲۳-۵. محاسبات مساله ۲۲-۵ را تکرار کرده فلووی حرارتی را در محلول اسیدبوریک دارای غلظت‌های داده شده در مساله ۲۱-۵ به دست آورید.

۲۴-۵. ضریب پخش حرارتی و طول پخش در آب معمولی را در  $T = 400^\circ \text{F}$  و  $P = 1000 \text{ psi}$  در تحت این شرایط آب دارای چگالی جرمی  $62.9 \text{ Lb/ft}^3$  ( $1.0 \text{ g/cm}^3$ ) است.

۲۵-۵. ثابت کنید که معادله (۷۷-۵) در حقیقت جواب معادله (۷۳-۵) است. این جواب را در حالت‌های  $\tau_T \rightarrow 0$  و  $\tau_T \rightarrow L_T^2$  بحث کنید.

۲۶-۵. سن نوترون‌های شکافت در آب را در شرایط مساله (۲۴-۵) بحث کنید.



## منابع فصل ٥

- Glasstone, S., and M. C. Edlund, *The Elements of Nuclear Reactor Theory*. Princeton, N.J.: Van Nostrand, 1952, Chapter 5.
- Glasstone, S., and A. Sesonske, *Nuclear Reactor Engineering*. New York: Van Nostrand, 1967, Chapter 3.
- Isbin, H. S., *Introductory Nuclear Reactor Theory*. New York: Reinhold, 1963, Chapter 4.
- Lamarsh, J. R., *Introduction to Nuclear Reactor Theory*. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1966, Chapter 5.
- Liverhant, S. E., *Elementary Introduction to Nuclear Reactor Physics*. New York: Wiley, 1960.
- Murray, R. L., *Nuclear Reactor Physics*. Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, 1957, Chapter 2.
- Zweifel, P. F., *Reactor Physics*. New York: McGraw-Hill, 1973, Chapter 2.

## فصل ششم

### نظریه راکتور هسته‌ای

به طوری که در قسمت ۴-۱ تشریح شده، در یک راکتور بحرانی موازنه‌ای<sup>۱</sup> بین تعداد نوترون‌هایی که در شکافت تولید می‌شوند و آنهایی که از بین می‌روند چه از طریق جذب در راکتور یا نشت از سطح آن، وجود دارد. یکی از مسائل اساسی در طرح یک راکتور محاسبه اندازه و ترکیبات همداد (سیستم) برای اینکه این موازنه برقرار باشد است. این مساله موضوع بحث این فصل است.

محاسبات شرایط لازم برای حالت بحرانی معمولاً با استفاده از روش پخش چندگروهی که در انتهای فصل آخر معرفی می‌شود، انجام می‌گیرد. حال بجاست که محاسبه را با بحث درباره محاسبه یک‌گروهی شروع کنیم. از آنجا که این نوع محاسبه مناسبترین روش برای راکتورهای سریع است. در قسمت‌های دیگر این فصل نشان داده خواهد شد که روش یک گروهی به صورت تغییر یافته‌ای<sup>۲</sup> برای انجام محاسبات بعضی از راکتورها نیز می‌تواند به کار رود

#### ۱-۶ معادله راکتور تک‌گروهی

یک راکتور بحرانی سریع، حاوی مخلوط یکنواختی<sup>۳</sup> (همگون) از سوخت و خنک‌کننده، را در نظر می‌گیریم. فرض می‌شود که راکتور فقط یک ناحیه دارد و بدون لایه زاینده<sup>۴</sup> یا بازتابنده است چنین هندادی (سیستمی) را راکتور لخت مینامند. این راکتور در محاسبات یک‌گروهی به وسیله معادله پخش یک‌گروهی بیان می‌شود (بامعادله ۵-۲ مقایسه شود)

$$D \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \Phi = -S \quad (1-6)$$

در این رابطه  $\Phi$  فلوی تک‌گروهی،  $D$ ،  $\Sigma_a$  ضریب پخش<sup>۵</sup> و سطح مقطع جذب ما کروسکپی مخلوط سوخت خنک‌کننده و  $S$  چگالی چشمه، یعنی تعداد نوترون تابش شده در سانتیمتر مکعب در ثانیه است. سطح مقطع‌های رسمی تک‌گروهی برای یک راکتور سریع در جدول ۱-۶ داده شده است.

در یک راکتور بحرانی، نوترون‌های چشمه در شکافت هسته‌ای<sup>۶</sup> تابش می‌شوند.

۱- Balance

۲- Modified

۳- Homogeneous

۴- Blanket

۵- Diffusion Coefficient

۶- Fission

برای تعیین  $S$  فرض می‌کنیم  $\Sigma_{aF}$  سطح مقطع جذب تک‌گروهی سوخت، و  $\eta$  تعداد متوسط نوترون‌های شکافت حاصل از جذب یک نوترون در سوخت است\*. عبارت چشمه از رابطه زیر به دست می‌آید

جدول ۱-۶ ثابت‌های تک‌گروهی برای یک راکتور سریع +

$\eta$	$\nu$	$\sigma_{tr}$	$\sigma_a$	$\sigma_f$	$\sigma_\gamma$	عنصر یا ایزوتوپ
—	—	۲۳۲	۰٫۰۰۰۰۸	۰	۰٫۰۰۰۰۸	Na
—	—	۲۳۱	۰٫۰۰۰۲	۰	۰٫۰۰۰۲	Al
—	—	۲۳۷	۰٫۰۰۰۶	۰	۰٫۰۰۰۶	Fe
۲٫۳۲	۲٫۳۶	۶٫۸	۱٫۶۵	۱٫۴	۰٫۲۵	$^{235}\text{U}$
۰٫۹۷	۲٫۳۶	۶٫۹	۰٫۲۵۵	۰٫۰۹۵	۰٫۱۶	$^{238}\text{U}$
۲٫۳۶۱	۲٫۳۹۸	۶٫۸	۲٫۱۱	۱٫۸۵	۰٫۲۶	$^{239}\text{Pu}$

+ از «ثابت‌های فیزیک راکتور» گزارش کمیسیون انرژی اتمی ایالات متحده آمریکا  
ANL ۵۸۰۰ دوسین چاپ ۱۹۶۳

$$S = \eta \Sigma_{aF} \Phi \quad (۲-۶)$$

این رابطه نیز به صورت زیر نوشته می‌شود

$$S = \eta \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_a} \Sigma_a \Phi = \eta f \Sigma_a \Phi \quad (۲-۶)$$

در این رابطه

$$f = \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_a} \quad (۳-۶)$$

است که بهره جذب نامیده می‌شود. از آنجا که  $\Sigma_a$  سطح مقطع مخلوط سوخت و خنک کننده،  $\Sigma_{aF}$  فقط سطح مقطع جذب سوخت می‌باشد، نتیجه می‌شود که  $f$  برابر کسری از نوترون‌های جذب شده در راکتور است که به وسیله سوخت انجام می‌گیرد.

عبارت چشمه در معادله (۳-۶) را نیز می‌توان برحسب ضریب تکثیر که در فصل ۴ بیان شد نوشت. برای این منظور، یک راکتور بینهایت دارای همان ترکیبات راکتور لخت

\* اگر سوخت شامل بیش از یک نوع ایزوتوپ شکافت، و یا مخلوطی از هسته‌های شکافت و شکافت پذیر باشد  $\eta$  را باید با استفاده از معادله ۴-۳ و قسمت ۳-۷ حساب کرد.

سورد بحث در نظر می‌گیریم. در چنین راکتوری فرار نوترون نظیر آنچه که از سطح راکتور سخت وجود دارد نیست. تمام نوترون‌ها عاقبت جذب سوخت یا خنک‌کننده می‌شوند. به علاوه فلوئی نوترون باید ثابت و مستقل از مکان باشد. بنابراین  $\Sigma_a \Phi$  نوترون در هرسانتیمتر مکعب در ثانیه در هر نقطه از هنداد (سیستم) جذب می‌شوند. از این تعداد نوترون  $f \Sigma_a \Phi$  در سوخت جذب شده و  $\eta f \Sigma_n \Phi$  نوترون شکافت آزاد می‌کنند، که تمام آنها دیر یا زود در راکتور جذب می‌شوند. لذا جذب  $\Sigma_a \Phi$  نوترون در یک نسل منجر به جذب  $\eta f \Sigma_a \Phi$  نوترون در نسل بعد می‌شود. حال برطبق تعریف قسمت ۴-۱، ضریب تکثیر برابر تعداد شکافت- یا هرواقعه دیگر در یک نقطه از واکنش زنجیره‌ای- در یک نسل تقسیم بر تعداد (همان واکنش) در نسل قبل است. بنابراین نتیجه می‌شود.

$$k_{\infty} = \frac{\eta f \Sigma_a \Phi}{\Sigma_a \Phi} = \eta f \quad (6-5)$$

در این رابطه اندیس در  $k_{\infty}$  نشان می‌دهد که این نتیجه فقط در راکتور بینهایت صادق است. مثال ۶-۱، مطلوب است محاسبه  $f$  و  $k_{\infty}$  در مخلوطی از  $^{235}\text{U}$  و سدیم که در آن مقدار اورانیوم یک درصد وزنی باشد.

حل: از معادله ۶-۴ مقدار  $f$  برابر است با

$$f = \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_a} = \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_{aF} + \Sigma_{aS}}$$

در این رابطه  $\Sigma_{aF}$ ،  $\Sigma_{aS}$  به ترتیب سطح مقطع‌های ماکروسکوپی جذب اورانیوم و سدیم است. از تقسیم صورت و مخرج به  $\Sigma_{aF}$  رابطه زیر به دست می‌آید

$$f = \frac{1}{1 + \Sigma_{aS}/\Sigma_{aF}} = \frac{1}{1 + N_S \sigma_{aS}/N_F \sigma_{aF}}$$

که  $N_S$ ،  $N_F$  چگالی‌های اتمی اورانیوم و سدیم است. فرض می‌کنیم  $\rho_F$ ،  $\rho_S$  تعداد گرم اورانیوم و سدیم در هرسانتیمتر مکعب مخلوط باشد، لذا

$$\frac{N_S}{N_F} = \frac{\rho_S}{\rho_F} \frac{M_F}{M_S}$$

که  $M_S$ ،  $M_F$  جرم‌های اتمی اورانیوم و سدیم است. از آنجا که یک درصد وزنی مخلوط، سوخت است، بدان معنی است که

$$\frac{\rho_F}{\rho_F + \rho_S} = 0.01$$

یا

$$\frac{\rho_S}{\rho_F} = 1.1$$

با استفاده از مقادیر  $\sigma_a$  داده شده در جدول ۱-۶ مقدار  $f$  برابر است با

$$f^{-1} = 1 + 1.1 \frac{230}{22} \times \frac{0.0008}{1.65} = 1.49$$

و

$$f = 0.671 \text{ (جواب)}$$

مقدار  $k_\infty$  برابر است با

$$k_\infty = \eta f = 2.2 \times 0.671 = 1.48$$

از آنجا که  $k_\infty$  بزرگتر از واحد است، یک راکتور بینهایت با این ترکیب باید فوق بحرانی باشد [جواب]

از آنجا که  $\eta$  و  $f$  مقادیر ثابتی هستند و فقط بستگی به خواص مواد راکتور دارد، مقدار  $k_\infty$  برای یک راکتور لغت برابر  $k_\infty$  برای یک راکتور بینهایت با همان ترکیب است. بنابراین عبارت چشمه معادله (۶-۳) را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$S = k_\infty \Sigma_a \Phi \quad (6-6)$$

با قرار دادن معادله ۶-۶ در معادله پخش یک گروهی، معادله (۶-۱) داریم

$$D \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \Phi = -k_\infty \Sigma_a \Phi$$

$$D \nabla^2 \Phi + (k_\infty - 1) \Sigma_a \Phi = 0 \quad (7-6)$$

از تقسیم رابطه بر  $D$  داریم

$$\nabla^2 \Phi + \frac{k_\infty - 1}{L^2} \Phi = 0 \quad (8-6)$$

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} \quad (9-6)$$

$L^2$  سطح پخش یک گروهی است. بالاخره، مناسب تر است پارامتر  $B^2$  را به صورت زیر تعریف کنیم

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2} \quad (10-6)$$

با قرار دادن این رابطه در معادله (۸-۶) داریم

$$\nabla^2 \Phi + B^2 \Phi = 0 \quad (11-6)$$

این نتیجه مهمی است که به معادله تک گروهی راکتور معروف است. در قسمت های بعد نشان داده خواهد شد که این معادله همراه با شرایط مرزی معمولی، نه تنها شکل فلو راکتور را می توان تعیین کرد بلکه منجر به شرایطی می شود که باید آن شرایط برقرار باشد تا راکتور بحرانی شود.

### ۶-۲ راکتور تیغه ای

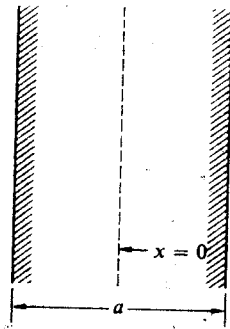
به عنوان اولین مثال یک راکتور لخت را یک هنداد (سیستم) شامل یک تیغه بینهایت به ضخامت  $a$  مطابق شکل ۶-۱ در نظر می گیریم. معادله راکتور در این حالت به صورت زیر است

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} + B^2 \Phi = 0 \quad (6-12)$$

که  $x$  از مرکز تیغه اندازه گرفته می شود. برای اینکه فلو را در داخل راکتور تعیین کنیم باید معادله (۶-۱۲) را با توجه به شرایط مرزی حل شود و آن این است که  $\Phi$  در سطوح امتداد یافته تیغه، یعنی

$$x = -\frac{a}{2} + d \quad \text{و} \quad x = \frac{a}{2} + d$$

صفر شود. به هر حال، برای سادگی  $d$  را صفر در نظر می گیریم - در اغلب مسائل عملی،  $d$  خیلی کوچکتر از ابعاد راکتور است و بنابراین شرایط مرزی عبارتند از:



شکل ۶-۱ راکتور تیغه ای بینهایت

$$\Phi\left(\frac{a}{2}\right) = \Phi\left(-\frac{a}{2}\right) = 0 \quad (6-12)$$

یادآوری می‌شود که به علت تقارن مساله جریان خالص نوترون در مرکز تیغه صفر است. از آنجا که چگالی جریان نوترون متناسب با مشتق  $\Phi$  است، این بدان معنی است

$$\frac{d\Phi}{dx} = 0 \quad (14-6)$$

شرط داده شده در معادله (۱۴-۶) معادل این است که  $\Phi$  یک تابع زوج باشد یعنی

$$\Phi(-x) = \Phi(x) \quad (15-6)$$

مشتق تابع در هر نقطه داخل قلب راکتور پیوسته است. [در هر مساله که در آن روشن است فلو یک تابع مطلوب (۱) است، تابع (۱۵-۶) اغلب آسان تر از معادله (۱۴-۶) به کار می‌رود] در هر حالت، حل کلی معادله (۱۲-۶) به صورت زیر است:

$$\Phi(x) = A \cos Bx + C \sin Bx \quad (16-6)$$

که  $A$  و  $C$  پایا هائی هستند که باید تعیین شوند. با قرار دادن مشتق معادله (۱۶-۶) در  $x=0$  برابر با صفر مقدار  $C=0$  می‌شود، لذا معادله  $\Phi$  به صورت زیر در می‌آید

$$\Phi(x) = A \cos Bx$$

سپس با اعمال شرط مرزی معادله (۱۳-۶) در  $\frac{y}{a}$  یا  $\frac{y}{\frac{a}{2}}$  (البته تفاوت نمی‌کند کدام مقدار بکار برده شود زیرا اکسینوس یک تابع زوج است) داریم

$$\Phi\left(\frac{a}{2}\right) = A \cos\left(\frac{Ba}{2}\right) = 0 \quad (17-6)$$

این معادله با در نظر گرفتن  $A=0$  صفر می‌شود که منجر به جواب صفر  $\Phi(x)=0$  می‌گردد یا این که

$$\cos\left(\frac{Ba}{2}\right) = 0 \quad (18-6)$$

باشد. این موضوع به نوبه خود وقتی درست است که  $B$  یکی از مقادیر  $B_n$  باشد یعنی

$$B_n = \frac{n\pi}{a} \quad (19-6)$$

به آسانی دیده می‌شود که با قرار دادن مستقیم  $n$  در معادله (۱۸-۶) یک عدد درست فرد است.

پایاهای مختلف  $B_n$  به کمیت‌های ویژه<sup>۲</sup> و توابع مربوط به آنها  $\cos B_n x$  به توابع

ویژه معروف هستند. می توان نشان داد که اگر راکتور مورد نظر بحرانی نباشد، فلو برابر مجموع تمام این توابع ویژه است، که هر کدام در تابعی که بستگی به زمان دارد ضرب می شود. به هر حال اگر راکتور بحرانی باشد، تمام این توابع بجز اولین تابع نسبت به زمان از بین می روند و فرض می شود که شکل فلو در حالت پایدار<sup>۲</sup> اولین تابع ویژه یا اصلی است، یعنی

$$\Phi(x) = A \cos B_1 x = A \cos \left( \frac{\pi x}{a} \right) \quad (20-6)$$

این رابطه فلو در یک راکتور تیغه ای بحرانی است. سریع کوچکترین کمیت ویژه<sup>۲</sup>  $B_1$ ، با کلینک<sup>۳</sup> نامیده می شود. منشاء این عبارت ازحل معادله ای که فلو در آن صدق نماید برحسب  $B_1$  به دست می آید یعنی

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} + B_1^2 \Phi = 0 \quad (21-6)$$

نتیجه به صورت زیر است

$$B_1^2 = -\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{dx^2}$$

سمت راست رابطه متناسب با انحنا منحنی فلو در راکتور است که خود معیاری از میزان انحنا یا «خمشی» فلو است. از آنجا که در راکتور تیغه ای با کلینک

$$B_1^2 = \left( \frac{\pi}{a} \right)^2 \quad (22-6)$$

با افزایش  $a$  کاهش می یابد، در حدودتی  $a$  بینهایت می شود  $B_1^2 = 0$  مقدار ثابتی است و هیچ گونه خمشی ندارد.

لازم به یادآوری است مقدار ثابت  $A$  در معادله (۶-۲)، که معرف مقدار  $\Phi$  است، در تحلیل بالا تعیین نشده است. از نقطه نظر ریاضی، چون معادله (۶-۱ یا ۶-۱۲) (همگون) می باشد حاصل ضرب  $\Phi$  در هر عدد ثابتی نیز جواب معادله است. از نظر فیزیکی، دلیل این که چرا مقدار  $A$  معین نشده این است که کمیت فلو در یک راکتور از روی قدرتی که راکتور کار می کند به دست می آید و نه از روی خواص مواد.

برای پیدا کردن  $A$  لازم است محاسبات جداگانه ای برای قدرت راکتور انجام داد. در حالت خاص،  $\Sigma_f \Phi(x)$  شکافت هسته ای در سانتیمتر مکعب در ثانیه در نقطه  $x$  انجام می گیرد که  $\Sigma_f$  سطح مقطع ماکروسکوپی شکافت است و اگر انرژی دریافتی از شکافت  $E_R$  ژول\* (انرژی

۱- Eigenfunction

۲- Steady State

۳- Buckling

۴- Buckle

\* در کتاب دیگر نویسنده تحت عنوان نظریه راکتور، وقتی  $E_R$  برحسب ژول بیان

می شود با  $\tau$  نشان داده می شود.



دریافتی  $2.0 \text{ Mev}$  می باشد که  $J = 10^{-11} \times 2.0 \times 10^8 \text{ ER}$  (است) باشد، قدرت کل هرواحد سطح تیغه بر حسب وات بر سانتیمتر مربع برابر است با:

$$P = E_R \Sigma_f \int_{-a/2}^{a/2} \Phi(x) dx \quad (22-6)$$

با قرار دادن رابطه برای  $\Phi(x)$  در معادله (۶-۲۱) و انجام انتگرال گیری داریم

$$P = \frac{2aE_R \Sigma_f A}{\pi} \quad (24-6)$$

رابطه نهائی برای فلوی حرارتی در راکتور تیغه ای برابر است با:

$$\Phi(x) = \frac{\pi P}{2aE_R \Sigma_f} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \quad (25-6)$$

### ۳-۶ اشکال دیگر راکتور

واضح است که نمی توان یک راکتور به شکل یک تیغه بینهایت ساخت و بنابراین لازم است که نتایج قسمت قبل را به اشکال واقعی تر عمومیت داد. این کار را می توان برای راکتورهای از نوع: کره، استوانه بینهایت، مکعب مستطیل و استوانه محدود انجام داد. این راکتورها، همراه بادستگاه مختصات مورد استفاده در شکل ۶-۲ نشان داده شده است. باید یادآوری کرد که هر یک از این راکتورها لخت هستند و راکتورهای بازتابنده در قسمت ۶-۷ بحث خواهد شد.

### کره

ابتدا یک راکتور کروی به شعاع  $R$  در نظرمی گیریم. در این راکتور فلوی فقط تابع  $r$  است و معادله را کتور به صورت زیر است:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d\Phi}{dr} + B^2 \Phi = 0 \quad (26-6)$$

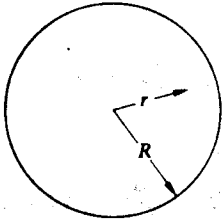
در این معادله لاپلاسین در مختصات کروی استفاده شده است. فلوی باید از شرط مرزی  $\Phi(R) = 0$  پیروی کند، از فاصله حدی صرف نظر می شود و مقدار فلوی در بقیه نقاط داخل راکتور مقدار معینی است.

با قرار دادن  $\Phi = \frac{W}{r}$  در معادله (۶-۲۶) و حل معادله حاصل مطابق آنچه که در قسمت ۶-۵ انجام گرفت، جواب عمومی معادله (۶-۲۶) به آسانی معلوم می شود برابر است با:

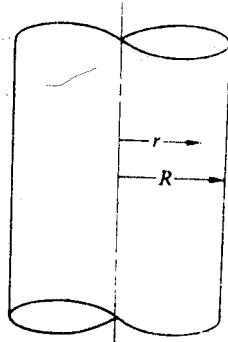
$$\Phi = A \frac{\sin Br}{r} + C \frac{\cos Br}{r}$$

در این رابطه  $A$  و  $C$  مقادیر ثابتی هستند. وقتی  $r$  صفر می‌شود عبارت دوم بینهایت می‌گردد، بنابراین  $C$  را باید برابر صفر قرار داد. لذا  $\Phi$  به صورت زیر در می‌آید

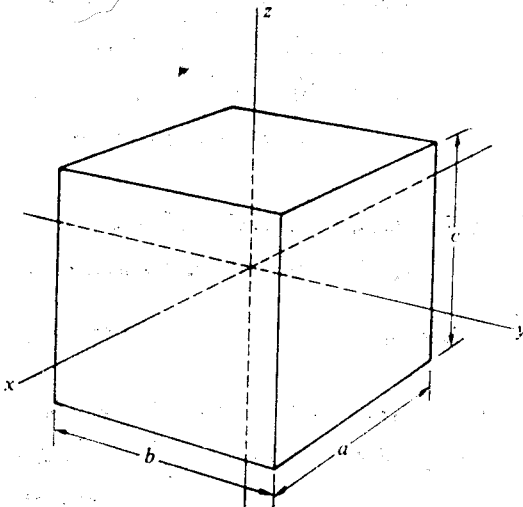
$$\Phi = A \frac{\sin Br}{r} \quad (۲۷-۶)$$



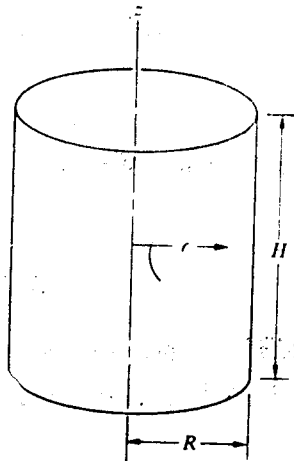
(a)



(b)



(c)



(d)

شکل ۲-۶ (الف) راکتور کروی (ب) راکتور استوانه‌ای بینهایت (ج) راکتور مکعب‌سستپیل (د) راکتور استوانه‌ای محدود.

شرط مرزی  $\Phi(R) = 0$  با در نظر گرفتن هر یک از کمیت‌های ویژه زیر صدق می‌کند

$$B_n = \frac{n\pi}{R}$$

در این رابطه  $n$  هر عدد درستی می تواند باشد. به طوری که در قسمت قبل شرح دادیم، فقط اولین کمیت ویژه مربوط به راکتور بحرانی است. بنابراین برای  $n=1$  با کلینک برابر است با

$$B_1^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2 \quad (28-6)$$

وفلو به صورت زیر است:

$$\Phi = A \frac{\sin\left(\frac{\pi r}{R}\right)}{r} \quad (29-6)$$

مقدار ثابت  $A$  نیز از روی قدرت راکتور تعیین می شود، یعنی

$$P = E_R \Sigma_f \int \Phi(r) dV \quad (30-6)$$

که  $dV$  حجم کوچکی است. از نقطه نظر وضع هندسی مساله  $dV$  به طریق زیر به دست می آید

$$dV = 4\pi r^2 dr$$

لذا معادله (۳۰-۶) بصورت زیر درمی آید

$$P = 4\pi E_R \Sigma_f \int_0^R r^2 \Phi(r) dr$$

با قرار دادن فلو از معادله (۲۹-۶) در این رابطه و انجام انتگرال گیری داریم

$$P = 4\pi E_R \Sigma_f A R^2$$

بنابراین تابع فلو در کره به صورت زیر نوشته می شود

$$\Phi = \frac{P}{4\pi E_R \Sigma_f R^2} \frac{\sin\frac{\pi r}{R}}{r} \quad (31-6)$$

### استوانه بینهایت

حال راکتور استوانه ای بینهایت به شعاع  $R$  در نظر می گیریم. در این راکتور فلو فقط بستگی به فاصله  $r$  از محور استوانه دارد. با استفاده از لاپلاسین مناسب استوانه مشروح در پیوست ۳ معادله راکتور به صورت زیر درمی آید.

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d\Phi}{dr} + B^2 \Phi = 0$$

یا با انجام دیفرانسیل گیری در عبارت اول داریم

$$\frac{d^2 \Phi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dr} + B^2 \Phi = 0 \quad (32-6)$$

تابع  $\Phi$  علاوه بر این که در معادله صدق می کند، باید نیز شرایط مرزی معمولی از جمله  $\Phi(R) = 0$  را نیز شامل شود.

معادله (۲۸-۶) حالت خاصی از معادله بسل است

$$\frac{d^2\Phi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dr} + \left( B^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) \Phi = 0 \quad (28-6)$$

که در این معادله  $m$  مقدار ثابتی است. از آنجا که معادله (۳۳-۶) یک معادله دیفرانسیل از مرتبه دوم است دارای دو جواب مستقل می باشد. این دو جواب به ترتیب به  $J_m(Br)$  و  $Y_m(Br)$  نشان داده می شوند و توابع معمولی بسل از نوع اول و دوم نامیده می شوند. این توابع در بسیاری از مسائل مهندسی و فیزیکی ظاهر می شوند و به طور گسترده ای به صورت جدول\* در آمده اند

مقایسه ۳۲-۶ و ۳۳-۶ نشان می دهد که در مساله حاضر  $m$  برابر صفر است. بنابراین

جواب عمومی معادله را کتور به صورت زیر نوشته می شود

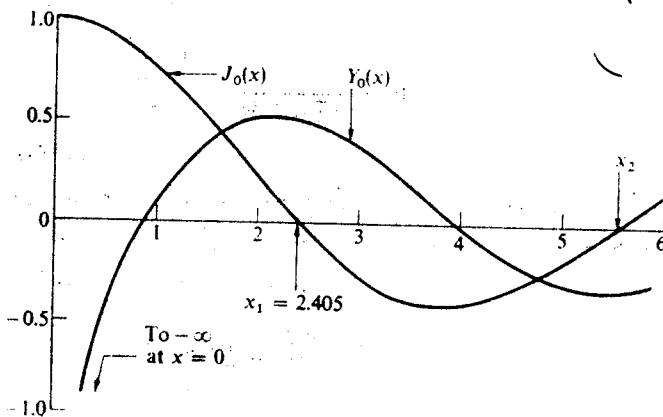
$$\Phi = AJ_0(Br) + CY_0(Br)$$

در این معادله  $A$  و  $C$  مقادیر ثابتی هستند. توابع  $J_0(x)$  و  $Y_0(x)$  در شکل ۳-۶ رسم شده اند. از شکل دیده می شود در  $x=0$  مقدار  $Y_0(x)$  برابر بینهایت و  $J_0(0) = 1$  است. بنابراین از آنجا که  $\Phi$  در داخل راکتور باید مقدار معینی داشته باشد  $C$  باید برابر صفر در نظر گرفته شود. لذا  $\Phi$  به صورت زیر در می آید.

$$\Phi = AJ_0(Br) \quad (29-6)$$

حال شرط مرزی  $\Phi(R) = 0$  به صورت زیر است

$$\Phi(R) = AJ_0(BR) = 0 \quad (30-6)$$



شکل (۳-۶) توابع بسل  $J_0(x)$  و  $Y_0(x)$

\* جدول کوتاهی از توابع بسل در پیوسته داده شده است.

به طوری که در شکل ۳-۶ دیده می شود تابع  $J_0(x)$  در نقاط برابر  $x_1$  و  $x_2$  و ... صفر است به طوری که  $J_0(x_n) = 0$  این بدان معنی است که معادله (۳۵-۶) به شرطی که  $B$  هریک از مقادیر زیر باشد برابر صفر می گردد.

$$B_n = \frac{x_n}{R}$$

که کمیت های ویژه مساله هستند. در هر صورت، از آنجا که در یک راکتور بحرانی فقط پائین ترین کمیت ویژه مهم است، بنابراین این با کلینک عبارت است از

$$B_1^2 = \left(\frac{x_1}{R}\right)^2 = \left(\frac{2.405}{R}\right)^2 \quad (36-6)$$

فلوی تک گروهی برابرست با

$$\Phi = A J_0\left(\frac{2.405 r}{R}\right) \quad (37-6)$$

مقدار ثابت  $A$  به وسیله معادله (۳۶-۶) تعیین می شود، در مورد یک استوانه بینهایت  $dV = 2\pi r dr$  است. لذا قدرت واحد طول استوانه برابر است با

$$P = 2\pi E_R \Sigma_f \int_0^R \Phi(r) r dr$$

$$= 2\pi E_R \Sigma_f A \int_0^R J_0\left(\frac{2.405}{R} r\right) r dr$$

این انتگرال با استفاده از رابطه زیر حساب می شود

$$\int_0^x J_0(x') x' dx' = x J_1(x)$$

لذا معادله به صورت زیر درمی آید

$$P = 2\pi E_R \Sigma_f R^2 A J_1(2.405)/2.405 = 1.720 E_R \Sigma_f R^2 A$$

رابطه نهائی برای فلو عبارت است از

$$\Phi = \frac{0.728 P}{E_R \Sigma_f R^2} J_0\left(\frac{2.405 r}{R}\right) \quad (38-6)$$

### اشکال دیگر

مشق توزیع فلو در راکتور مکعب مستطیلی و استوانه نامحدود تا اندازه ای طولانی است و در اینجا داده نمی شود مقادیر با کلینک و فلوهای این راکتورها در جدول ۳-۶ داده

می‌شود، هم‌چنین نتایج به‌دست آمده قبلی برای تیغه، کره و استوانه بینهایت به‌طور خلاصه دیده می‌شود.

### فلوی حداکثر به متوسط و قدرت راکتور

مقدار فلوی حداکثر،  $\Phi_{max}$ ، در یک راکتور تخت یکنواخت همیشه در مرکز آن می‌باشد. از آنجا که چگالی قدرت (مثلاً  $w$  وات در هر سانتیمتر مکعب) متناسب با فلوی می‌باشد، این بدان معنی است که چگالی قدرت نیز در مرکز حداکثر است. دانستن نسبت فلوی حداکثر به فلوی متوسط در سرتاسر راکتور مورد توجه می‌باشد. این نسبت که به  $\Omega$  نشان داده می‌شود معیاری از تغییرات کلی فلو در داخل راکتور است و نشان دهنده میزان زیادتی چگالی قدرت در مرکز هنداد (سیستم) از چگالی قدرت متوسط است.

حالت یک راکتور کروی تخت را در نظر می‌گیریم. مقدار  $\Phi_{max}$  با تعیین حد معادله (۳۱-۶) وقتی  $r$  به سمت صفر میل می‌کند لذا

$$\Phi_{max} = \frac{P}{E_R \Sigma_f R^2} \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\sin(\pi r/R)}{r} = \frac{\pi P}{E_R \Sigma_f R^2} \quad (39-6)$$

مقدار متوسط  $\Phi$  برابر است با

$$\Phi_{av} = \frac{1}{V} \int \Phi dv \quad (40-6)$$

در این رابطه انتگرال‌گیری روی تمام حجم کره انجام گرفته است. در هر صورت این انتگرال متناسب با قدرت راکتور است، یعنی

$$P = E_R \Sigma_f \int \Phi dv$$

و همچنین

$$\Phi_{av} = \frac{P}{E_R \Sigma_f V} \quad (41-6)$$

این نتیجه برای تمام اشکال هندسی درست است. از تقسیم معادله (۴۱-۶) بر معادله (۴۰-۶)  $\Omega$  برای کره به‌دست می‌آید.

$$\Omega = \frac{\Phi_{max}}{\Phi_{av}} = \frac{\pi^2}{3} = 3.29 \quad (42-6)$$

مقدار  $\Omega$  برای اشکال دیگر در جدول (۲-۶) داده شده است.

به‌دلایلی که در دو فصل بعد بحث خواهد شد، لازم است توزیع فلو در یک راکتور واقعی تا آنجا که ممکن است یکنواخت، یعنی، تخت باشد. مقادیر  $\Omega$  جدول ۲-۶ برای

جدول ۶-۲ باکینک و فلوهای راکتورهای لخت بحرانی

$\Phi_{\max}/\Phi_{av}$	A	تابع فلو	باکینک	ابعاد	شکل هندسی
۱٫۰۷	$۱٫۰۷P/aE_R\Sigma_f$	$A \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)$	$\left(\frac{\pi}{a}\right)^2$	ضخامت a	تیغه بینهایت
۳٫۸۸	$۳٫۸۷P/VE_R\Sigma_f$	$A \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{c}\right)$	$\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2$	$a \times b \times c$	مسکوب مستطیل قائم
۲٫۳۲	$۰٫۷۳۸P/R'E_R\Sigma_f$	$A J_0\left(\frac{2.405r}{R}\right)$	$\left(\frac{2.405}{R}\right)^2$	شعاع R	استوانه بینهایت
۳٫۶۴	$۳٫۶۳P/VE_R\Sigma_f$	$A J_0\left(\frac{2.405r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$	$\left(\frac{2.405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$	شعاع R و ارتفاع H	استوانه محدود
۳٫۲۹	$P/4R'E_R\Sigma_f$	$A \frac{1}{r} \sin\left(\frac{\pi r}{R}\right)$	$\left(\frac{\pi}{R}\right)^2$	شعاع R	کره

راکتورهای واقعی کاملاً غیرقابل قبول است. به هر حال باید به خاطر داشت که این مقادیر برای راکتورهای لخت به دست آمده است. در چنین هنداد (دستگاه) هائی فلو در سطح امتداد یافته قلب راکتور صفر می شود. بنابراین  $\Phi$  از مرکز تا سطح راکتور تغییرات فاحشی خواهد داشت. از طرف دیگر، در راکتورهای باز تابنده به طوری که در قسمت ۶-۶ نشان داده خواهد شد، فلو در سطح مشترک قلب-بازتابنده به مقادیر کم تنزل نخواهد کرد (و تمام راکتورهای قدرت دارای باز تابنده هستند) و فلو در این راکتورها به طور قابل ملاحظه ای تخت تر است. در بسیاری از راکتورهای جدید با توزیع غیر یکنواخت سوخت در قلب راکتور فلو بیشتر تخت می باشد (با قسمت ۷-۵ مقایسه شود).

مثال ۶-۲ یک راکتور کروی به شعاع ۵۰ cm در سطح قدرت ۱۰۰ مگاوات برابر  $10^8$  ژول در ثانیه کار می کند. اگر  $\Sigma_f = 0.0047 \text{vc/cm}^{-1}$  باشد فلو ی حد اکثر و متوسط در این چقدر است؟

حل: حداکثر مقدار  $\Phi$  را مستقیماً می توان از معادله (۶-۳۹) به دست آورد. با قرار دادن مقادیر عددی در رابطه داریم

$$\Phi_{\max} = \frac{\pi \times 10^8}{4 \times 3.14 \times 10^{-11} \times 0.0047 \times 50^2}$$

$$= 4.18 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2 - \text{sec} \quad (\text{جواب})$$

مقدار متوسط فلو از معادله (۶-۴۲) به دست می آید

$$\Phi_{av} = \frac{\Phi_{\max}}{\Omega} = \frac{4.18 \times 10^{10}}{3.14} = 1.327 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2 - \text{sec}$$

### ۶-۴ معادله بحرانی تک گروهی

در بالا دیدیم شرط لازم برای این که هر راکتوری بحرانی باشد این است که  $B^2$ ، به وسیله معادله (۶-۱) به صورت زیر بیان می شود

$$B^2 = \frac{k_{\infty} - 1}{L^2}$$

و تابع خواص مواد هنداد (دستگاه) است باید برابر مربع اولین کمیت ویژه  $B_1^2$ ، که نقط بستگی به ابعاد و شکل هندسی راکتور دارد، باشد،

$$\frac{k_{\infty} - 1}{L^2} = B_1^2 \quad (6-43)$$

این معادله شرایطی را که یک راکتور لخت بحرانی خواهد شد به دست میدهد. به عنوان مثال، اگر خواص فیزیکی راکتور مشخص شود، سمت چپ معادله (۶-۴۳) معلوم می شود و ابعاد



راکتور باید چنان تعیین شوند تا اینکه  $B_1^2$  سمت راست معادله صدق کنند به عبارت دیگر اگر ابعاد راکتور مشخص شوند، در این صورت  $B_1^2$  به دست می آید و خواص راکتور طوری باید تنظیم شوند تا اینکه سمت چپ معادله برابر سمت راست شود. مثال این روش به شرح زیر است:

مثال ۳-۶ یک راکتور سریع حاوی مخلوط همگونی از  $^{239}\text{Pu}$  و سدیم تشکیل یک راکتور کروی لخت را می دهد. چگالی های اتمی عناصر تشکیل دهنده عبارتند از  $N_F = 0.00390 \times 10^{24}$  برای  $^{239}\text{Pu}$  و  $N_S = 0.0234 \times 10^{24}$  برای سدیم. شعاع بحرانی هنداد را حساب کنید.

حل: با قرار دادن  $B_1^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2$  از معادله (۶-۲۸) در معادله (۶-۴۳) و حل- معادله برای  $R$  خواهیم داشت

$$R = \pi \sqrt{\frac{L^2}{k_{\infty} - 1}}$$

برای پیدا کردن  $R$  لازم است  $k_{\infty}$  و  $L^2$  را حساب کنیم.

با استفاده از سطح مقطع های جدول ۶-۱ داریم:

$$\Sigma_{aF} = 0.00390 \times 2711 = 0.00823 \text{ cm}^{-1}$$

$$\Sigma_{aS} = 0.0234 \times 0.0008 = 0.000019 \text{ cm}^{-1}$$

$$\Sigma_a = \Sigma_{aF} + \Sigma_{aS} = 0.00825$$

از معادله (۶-۴۳) نتیجه می شود

$$f = \frac{0.00823}{0.00825} \approx 1$$

و

$$k_{\infty} = \eta f \approx 2761$$

برای محاسبه  $L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$  نیاز به دانستن  $D$  است. این خود از رابطه زیر (معادله ۶-۱۰) به دست

می آید

$$D = \frac{1}{3 \Sigma_{tr}}$$

که  $\Sigma_{tr}$  سطح مقطع ماکروسکوپی انتقال است. با اطلاعات موجود در جدول (۶-۱) داریم:

$$\Sigma_{tr} = 0.00390 \times 678 + 0.0234 \times 373 = 0.104 \text{ cm}^{-1}$$

$$D = \frac{1}{3 \times 0.104} = 321 \text{ cm}$$

بالاخره

$$L^2 = \frac{321}{0.00835} = 384 \text{ cm}^2$$

باقرار دادن مقادیر  $k_\infty$  و  $L^2$  در رابطه بالا برای محاسبه  $R$  خواهیم داشت

$$R = \pi \sqrt{\frac{384}{321 - 1}} = 480 \text{ cm} \quad (\text{جواب})$$

عکس مساله بالا، یعنی، محاسبه ترکیبات بحرانی راکتوری که اندازه‌اش داده شده باشد. حداقل برای راکتور سریع تا اندازه‌ای پیچیده تراست و تقاسم بعد که بحث درباره راکتورهای حرارتی است مطلب را به تأخیر می‌اندازیم.

به معادله (۶-۴) برمی‌گردیم، آن را به شکل زیر مرتب می‌کنیم

$$\frac{k_\infty}{1 + B^2 L^2} = 1 \quad (6-4)$$

اندیس یک معرف اولین کمیت ویژه حذف شده است، این نکته ازین به بعد قابل فهم است که  $B^2$  مربوط به باکلینک است. معادله (۶-۴) به معادله بحرانی تک گروهی راکتور لخت معروف است.

بسیار آموزنده است که معادله بحرانی را از معنی فیزیکی معادله بررسی کنیم. برای این منظور، یک راکتور لخت بحرانی به شکل دلخواه در نظر می‌گیریم. تعداد نوترون‌هایی که

در ثانیه در این راکتور جذب می‌شوند برابر  $\int_V \Phi dV$  است. به عبارت دیگر، تعداد

نوترون‌هایی که در ثانیه از سطح راکتور به خارج نشت می‌کنند برابر است با  $\int_A \mathbf{J} \cdot \mathbf{ndA}$

که  $\mathbf{J}$  چگالی جریان نوترون در سطح،  $\mathbf{n}$  برداریکه عمود بر سطح و انتگرال گیری در تمام سطح انجام گرفته است. بر اساس قانون فیک و قضیه دیورژانس داریم

$$\int_A \mathbf{J} \cdot \mathbf{ndA} = \int_V \text{div} \mathbf{J} dV = -D \int_V \nabla^2 \Phi dV \quad (6-5)$$

بکمک معادله راکتور (معادله ۶-۱) معادله بالا به صورت نوشته می‌شود

$$-D \int_V \nabla^2 \Phi dV = DB^2 \int_V \Phi dV \quad (6-6)$$

نوترون‌ها یا از راکتور به خارج نشت پیدایی کنند و یا در داخل راکتور جذب می‌شوند، راه دیگری وجود ندارد. در نتیجه، احتمال نسبی،  $P_L$ ، این که یک نوترون جذب شود، یعنی، نشت نکند، برابر است با تعداد نوترون‌هایی که در راکتور جذب می‌شوند تقسیم بر تمام نوترون-هائی که در راکتور جذب شده و از راکتور نشت کرده‌اند. از نتایج بند قبل نتیجه می‌شود

$$P_L = \frac{\int_V \Phi dV}{\int_V \Phi dV + DB' \int_V \Phi dV} = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + DB'}$$

از تقسیم صورت و مخرج بر  $\Sigma_a$  داریم

$$P_L = \frac{1}{1 + B'L'} \quad (47-6)$$

در معادله بالا از تعریف  $L'$  استفاده شده است. معادله (47-6) رابطه احتمال عدم فرار نوترون‌ها برای یک راکتور لخت است.

مقایسه معادلات (47-6) و (46-6) نشان می‌دهد معادله بحرانی می‌تواند به صورت

زیر نوشته شود:

$$k_{\infty} P_L = 1 \quad (48-6)$$

پس نتیجه دارای تعبیر زیر می‌باشد. کل نوترون‌هایی که در ثانیه جذب راکتور می‌شوند برابر

$$\Sigma_a \int_V \Phi dV$$

این منجر به آزاد شدن

$$\eta f \Sigma_a \int_V \Phi dV = k_{\infty} \Sigma_a \int_V \Phi dV$$

نوترون شکافت کمی شود. به علت نشت نوترون‌ها فقط  $P_L k_{\infty} \Sigma_a \int_V \Phi dV$  از این نوترون‌ها در <sup>نولیه</sup>

هنداد جذب شده نسل جدیدی از نوترون‌ها را باعث می‌شوند. برطبق تعریف  $k$  ضریب تکثیر راکتور نتیجه می‌شود

$$k = \frac{P_L k_{\infty} \Sigma_a \int_V \Phi dV}{\Sigma_a \int_V \Phi dV} = k_{\infty} P_L \quad (49-6)$$

لذا سمت چپ معادله بحرانی در حقیقت ضریب تکثیر راکتور است و حالت بحرانی وقتی حاصل می‌شود که  $k = 1$  قرار داده شود.

مثال ۶-۴ احتمال متوسط جذب یک نوترون شکافت در دستگاه مثال ۶-۳ چقدر است؟

حل. احتمال مساله برابر احتمال عدم فرار معادله (۶-۷) است. با استفاده از مقادیر

$$R \text{ برابر } 4/85 \text{ سانتیمتر و } L^2 = 384 \text{ سانتیمتر مربع داریم.}$$

$$P_L = \frac{1}{1 + \left(\frac{\pi}{487.5}\right)^2 \times 384} = 0.38 \quad [\text{جواب}]$$

لذا احتمال جذب یک نوترون ۳۸٪ و احتمال فرار ۶۲٪ است.

## ۵-۶ راکتورهای حرارتی

راکتورهای حرارتی به‌طور کافی مشخص هستند که ارزش بحث جداگانه را داشته باشد به‌خاطر می‌آوریم که این دستگاهها به‌علاوه سوخت حاوی خنک‌کننده، و مواد ساختمانی مختلف و کندکننده برای کند کردن نوترون‌های شکافت تا انرژی حرارتی، می‌باشد. برای سهولت در بحث حاضر، تمام مواد را کتور بجز سوخت را کندکننده می‌نامیم. به‌اختصار را کتور را شامل سوخت و کندکننده فرض می‌کنیم.

### رابطه چهارضربی

برای شروع مطلب، یک راکتور بینهایت که دارای مخلوط همگون از سوخت - کندکننده است در نظر می‌گیریم. اگر  $\Sigma_a$  سطح مقطع جذب ماکروسکوپی نوترون‌های حرارتی مخلوط باشد یعنی

$$\bar{\Sigma}_a = \bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM} \quad (6-50)$$

که  $\bar{\Sigma}_{aF}$  و  $\bar{\Sigma}_{aM}$  سطح مقطع‌های سوخت و کندکننده است، لذا کل جذب نوترون در سانتیمتر مکعب در ثانیه در را کتور در جایی که  $\Phi_T$  فلوی حرارتی است برابر

$$\bar{\Sigma}_a \Phi_T$$

می‌باشد (قسمت ۵-۹). از این تعداد کسر

$$f = \frac{\bar{\Sigma}_{aF}}{\bar{\Sigma}_a} = \frac{\bar{\Sigma}_{aF}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}} \quad (6-51)$$

از نوترون‌ها در سوخت جذب می‌شوند، پایای  $f$  که در قسمت (۶-۱) بهره سوخت<sup>۱</sup> نامیده‌شد مشهور به بهره حرارتی<sup>۲</sup> راکتورهای حرارتی است. بنابراین  $f \bar{\Sigma}_a \Phi_T$  نوترون در هر سانتیمتر مکعب سوخت در ثانیه جذب می‌شود و در نتیجه  $\eta_T f \bar{\Sigma}_a \Phi_T$  نوترون شکافت در هر سانتیمتر

مکعب در ثانیه تابش می‌شود. در اینجا  $\eta_T$  تعداد متوسط نوترون‌های تابیده شده در مقابل جذب یک نوترون حرارتی در سوخت است. پایای  $\eta_T$  از انتگرال زیر به دست می‌آید

$$\eta_T = \frac{\int \eta(E) \sigma_{aF}(E) \Phi(E) dE}{\int \sigma_{aF}(E) \Phi(E) dE} \quad (6-52)$$

در این رابطه  $\Phi(E)$  فلوئی ماکسونلی داده شده به وسیله معادله (5-54) است. مقادیر  $\eta_T$

جدول ۳-۶

مقادیر  $\eta_T$ ، تعداد متوسط نوترون‌های شکافت تابش شده در مقابل جذب

یک نوترون در فلوئی حرارتی در درجه حرارت T

$^{239}\text{Pu}$	$^{235}\text{U}$	$^{233}\text{U}$	T°C
۲۰۰۳۵	۲۰۰۶۵	۲۰۲۸۴	۲۰
۱۰۹۹۸	۲۰۰۶۳	۲۰۲۸۸	۱۰۰
۱۰۹۴۷	۲۰۰۶۰	۲۰۲۹۱	۲۰۰
۱۰۸۶۰	۲۰۰۵۰	۲۰۲۹۲	۴۰۰
۱۰۸۱۱	۲۰۰۴۲	۲۰۲۹۲	۶۰۰
۱۰۷۸۵	۲۰۰۳۷	۲۰۲۹۲	۸۰۰
۱۰۷۷۰	۲۰۰۳۳	۲۰۲۹۲	۱۰۰۰

در جدول ۳-۶ داده شده است، دیده می‌شود  $\eta_T$  نسبت به درجه حرارت دارای تغییرات



کمی است.

در راکتورهای حرارتی که دارای مقدار زیادی مواد شکافت پذیر ولیکن نه غیر-شکافت پذیر نظیر  $^{238}\text{U}$ ، است کسر کوچکی از شکافت‌ها در اثر واکنش نوترون‌های سریع به هسته‌های شکافت پذیر القا می‌شود. این شکافت‌های سریع را می‌توان با ارائه ضریب  $\epsilon$ ، ضریب شکافت سریع که طبق تعریف برابر نسبت نوترون‌های شکافت حاصل از شکافت‌های سریع و حرارتی به نوترون‌های شکافت حرارتی است نشان داد. برطبق این تعریف کل نوترون‌های شکافت حاصل از یک سانتیمتر مکعب در ثانیه در یک راکتور حرارتی بینهایت برابر  $\epsilon \eta_T f \Sigma_a \Phi_T$  است. مقدار  $\epsilon$  برای راکتورهائی که سوخت آنها اورانیوم طبیعی یا کمی غنی شده باشد بین ۰.۲ تا ۰.۸۱ است. به طوری که یادآور شدیم، نوترون‌ها از یک راکتور بینهایت به خارج نشت

نمی‌کند، تمام نوترون‌های شکافت بالاخره در نقطه‌ای از راکتور جذب می‌شوند. در یک راکتور حرارتی، اغلب نوترون‌ها پس از این که به انرژی حرارتی رسیدند جذب می‌شوند. با وجود این، بعضی از نوترون‌ها ممکن است در رزونانس‌های جذب در انرژی‌های بالای ناحیه حرارتی جذب شوند. اگر احتمال این که یک نوترون شکافت در هیچ یک از رزونانس‌ها جذب نشود باشد، لذا از  $\eta_T \epsilon f \bar{\Sigma}_a \Phi_T$  نوترون شکافت حاصل در یک سانتیمتر مکعب در ثانیه، فقط  $\eta_T p \epsilon f \bar{\Sigma}_a \Phi_T$  از آنها موفق می‌شوند کند شده حرارتی شوند. پایای  $p$  معروف به احتمال فرار از رزونانس یکی از مهمترین ضرائب در طرح یک راکتور حرارتی است.

در بحث گذشته نتیجه می‌شود، جذب  $\bar{\Sigma}_a \Phi_T$  نوترون حرارتی منجر به تولید  $\eta_T p \epsilon f \bar{\Sigma}_a \Phi_T$  نوترون حرارتی جدید می‌شود که تمام آنها باید بالاخره جذب راکتور بینهایت شوند.

جذب این نسل نوترون‌های حرارتی منجر به نسل دیگری از نوترون‌های حرارتی می‌شود، و این عمل همچنان ادامه می‌یابد. بنابراین ضریب تکثیر راکتور برابر است با

$$k_{\infty} = \frac{P \epsilon f \eta_T \bar{\Sigma}_a \Phi_T}{\bar{\Sigma}_a \Phi_T} = \eta_T f \epsilon p \quad (53-6)$$

در این رابطه علامت بینهایت در  $k_{\infty}$  معرف این است که معادله فقط در یک هنداد بینهایت صادق است. از آنجا که  $k_{\infty}$  برابر حاصلضرب چهار ضریب  $\eta_T$ ،  $f$ ،  $p$  و  $\epsilon$  است معادله (53-6) را رابطه چهار ضریبی می‌نامند. یادآور می‌شود که ترتیب چهار ضریب در سمت راست معادله (53-6) به نحوی تغییر داده شده است که معمولاً استفاده می‌شود.

### محاسبات بحرانی

روش تک‌گروهی، حداقل به شکلی که در اوائل این فصل بیان شد، فقط یک تخمین تقریبی در باره اندازه بحرانی و ترکیب یک راکتور حرارتی است. این موضوع مربوط به این حقیقت است که اگر چه اغلب نوترون‌های شکافت بالاخره در انرژی‌های حرارتی جذب می‌شوند آنها در ضمن کند شدن به اطراف پخش شده مسافت‌های قابل ملاحظه‌ای طی می‌کنند. چنین پخش نوترون‌های سریع باید در نظر گرفته شوند. تا اینجا، به طوری که در قسمت (53-5) بحث شد، معمولاً راکتور حرارتی را حداقل با دو گروه نوترون، یک گروه نوترون‌های سریع-آنهائی که انرژی‌شان بالاتراز ناحیه حرارتی-و گروه دوم نوترون‌های حرارتی مشخص می‌کند.

در چنین محاسبه دوگروهی، معمولاً فرض می‌شود هیچ گونه جذبی در گروه سریع رخ نمی‌دهد. جذب در رزونانس‌ها با ارائه احتمال فرار از رزونانس به حساب آورده می‌شود. نوترون‌های سریع فقط در نتیجه برخورد الاستیک و حرارتی شدن از گروه سریع خارج می‌شوند. پیرو بحث

قسمت (۵-۱)  $\Sigma_1 \Phi_1$  نوترون در هر سانتیمتر مکعب در ثانیه پراکنده شده از گروه سریع خارج می‌شوند، در اینجا  $\Phi_1$  فلوئی سریع است. همچنین می‌توان فرض کرد که در یک را کتور حرارتی مجموعه شکافت‌ها به وسیله نوترون‌های حرارتی القا می‌شود، تعدادی از شکافت‌ها که به وسیله نوترون‌های سریع القا می‌شود به وسیله ضریب شکافت سریع در نظر گرفته می‌شود. از اینجا نتیجه می‌شود که

$$\eta_T f \bar{\Sigma}_a \Phi_T = \frac{k_\infty}{p} \bar{\Sigma}_a \Phi_T$$

تایش می‌شود و الزاماً نوترون‌ها جزء نوترون‌های چشمه گروه سریع درسی آید. بنابراین چکالی چشمه برای نوترون‌های سریع عبارت است از

$$S_1 = \frac{k_\infty}{p} \bar{\Sigma}_a \Phi_T$$

با قرار دادن این رابطه در معادله پخش گروهی (معادله ۵-۵) معادله گروه سریع به دست می‌آید

$$D_1 \nabla^2 \Phi_1 - \Sigma_1 \Phi_1 + \frac{k_\infty}{p} \bar{\Sigma}_a \Phi_T = 0 \quad (6-54)$$

در عدم وجود جذب رزنانس تمام نوترون‌های در سانتیمتر مکعب در ثانیه از گروه سریع خارج شده و به صورت چشمه نوترون معادله نوترون‌های حرارتی ظاهر می‌شود. در صورت وجود جذب رزنانس فقط  $p \Sigma_1 \Phi_1$  نوترون در سانتیمتر مکعب در ثانیه موفق می‌شوند وارد گروه حرارتی شوند. لذا عبارت چشمه حرارتی به صورت زیر است:

$$S_T = p \Sigma_1 \Phi_1$$

با وارد کردن این رابطه در معادله پخش نوترون‌های حرارتی خواهیم داشت:

$$\bar{D} \nabla^2 \Phi_T - \bar{\Sigma}_a \Phi_T + p \Sigma_1 \Phi_1 = 0 \quad (6-55)$$

معادلات (۶-۵۴) و (۶-۵۵) معادلات دو گروهی یک را کتور حرارتی لخت‌اند. بدون اشکال می‌توان نشان داد که در یک را کتور لخت تمام فلوهای گروهی دارای تابعیت فضائی هستند، که به وسیله معادله تک گروهی را کتور تعیین می‌شود. لذا برای یک را کتور حرارتی لخت فلوهای دو گروهی به صورت زیر نوشته می‌شود.

$$\Phi_1 = A_1 \Phi \quad (6-56)$$

$$\Phi_T = A_T \Phi \quad (6-57)$$

که  $A_1$  و  $A_T$  مقادیر ثابتی هستند و در معادله زیر صدق می‌کنند.

$$\nabla^2 \Phi + B^2 \Phi = 0 \quad (6-58)$$

باقرار دادن سه معادله اخیر در معادلات (۵۴-۶) و (۵۵-۶) معادله زیر به دست می آید:

$$-(D_1 B^r + \Sigma_1) A_1 + \frac{k_{\infty}}{p} \Sigma_a A_r = 0 \quad (59-6)$$

و

$$P_1 \Sigma_1 A_1 - (\overline{DB}^r + \overline{\Sigma}_a) A_r = 0 \quad (60-6)$$

معادلات (۵۹-۶) و (۶۰-۶) یک دستگاه معادلات همگون خطی جبری بر حسب دو مجهول  $A_1$  و  $A_r$  است.

برطبق قاعده کرامر\* معادلات (۵۹-۶) و (۶۰-۶) وقتی دارای جواب غیر صفر است که فقط اگر دترمینان ضرائب  $A_1$  و  $A_r$  صفر شود یعنی:

$$\begin{vmatrix} -(D_1 B^r + \Sigma_1) & \frac{k_{\infty}}{p} \Sigma_a \\ p \Sigma_1 & -(\overline{DB}^r + \overline{\Sigma}_a) \end{vmatrix} = 0$$

پس از انجام ضرب دترمینان داریم

$$k_{\infty} \Sigma_a \Sigma_1 - (\overline{DB}^r + \overline{\Sigma}_a)(D_1 B^r + \Sigma_1) = 0$$

یا، پس از مرتب کردن داریم

$$\frac{k_{\infty} \Sigma_1 \Sigma_a}{(D_1 B^r + \Sigma_1)(\overline{DB}^r + \overline{\Sigma}_a)} = 1$$

از تقسیم صورت و مخرج بر  $\Sigma_1 \Sigma_a$  خواهیم داشت

$$\frac{k_{\infty}}{(1 + B^r L_r^*)(1 + B^r \tau_T)} = 1 \quad (61-6)$$

\* Cramer's Rule : یک دستگاه معادلات همگون خطی در نظر می گیریم :

$$a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + \dots + a_{1N}x_N = 0$$

$$a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + \dots + a_{2N}x_N = 0$$

$$a_{N1}x_1 + a_{N2}x_2 + \dots + a_{NN}x_N = 0$$

دراین دستگاه معادلات  $a_{mn}$  مقادیر ثابتی هستند. برطبق قاعده کرامر این دستگاه جوابی بجز

$x_1 = x_2 = \dots = x_N = 0$  ندارد مگر دترمینان ضرائب  $a_{mn}$  صفر شود یعنی

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1N} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{N1} & a_{N2} & \dots & a_{NN} \end{vmatrix} = 0$$



وقتی این شرط برقرار باشد، معادلات اصلی دستگاه از یکدیگر مستقل نیستند. یعنی اگرچه در این دستگاه  $N$  معادله مشخص ظاهر شده است، حداقل یکی از این معادلات را نمی توان بصورت ترکیبی از معادلات دیگر دستگاه نوشت. از آنجا که  $N$  مجهول داریم لکن فقط  $N - 1$  معادله مستقل داریم، و فقط می توان  $N - 1$  از  $x$  را بر حسب  $x$  دیگر تعیین کرد. در این رابطه

$$L_T^* = \frac{\bar{D}}{\Sigma_a} \quad (6-62)$$

$L_T^*$  سطح پخش حرارتی بحث شده در قسمت (۵-۹) و  $\tau_T$  پایائی است که سن نوترون که در قسمت (۵-۹) تعریف شد، می باشند و آن به صورت زیر است

$$\tau_T = \frac{D_1}{\Sigma_1} \quad (6-63)$$

معادله (۶-۶۱) معادله بحرانی دوگروهی یک را کتور حرارتی لغت است. ضریب

$$P_T = \frac{1}{1 + B^* L_T^*} \quad (6-64)$$

در این معادله که در قسمت (۶-۴) نشان داده شد احتمال عدم فرار نوترون حرارتی از راکتور است. همچنین بدون اشکال می توان نشان داد

$$P_F = \frac{1}{1 + B^* \tau} \quad (6-65)$$

احتمال عدم فرار نوترون سریع ضمن کنشدن از راکتور است. بنابراین، برطبق بخش قسمت (۶-۴) نتیجه می شود که سمت چپ معادله (۶-۶۱) ضریب تکثیر را کتور است یعنی

$$k = k_{\infty} P_T P_F \quad (6-66)$$

و معادله بحرانی وقتی حاصل می شود که  $k = 1$  است.

از آنجا که تمام وا کتورها طوری طرح ریزی شده اند که کمترین تعداد نشت ممکنه آرا داشته باشند، دو ضریب  $P_T$  و  $P_F$  معمولاً خیلی نزدیک به واحد خواهند بود. بنابراین، کمیت های  $B^* \tau_T$  و  $B^* L_T^*$  کوچک هستند و وقتی در معادله بحرانی معادله (۶-۶۶) عمل ضرب انجام گیرد، عبارت  $B^* L_T^*$  قابل اغماض است. رابطه حاصل عبارت است از

$$\frac{k_{\infty}}{1 + B^* (L_T^* + \tau_T)} = 1$$

$$\frac{k_{\infty}'}{1 + B^* M^* \tau_T} = 1 \quad (6-67)$$

در این رابطه

$$M'_T = L'_T + \tau_T \quad (68 - 6)$$

که سطح مهاجرت حرارتی (۱) خوانده می شود.

دیده می شود معادله (۶۷-۶) شبیه معادله بحرانی (معادله ۶-۴۴) در محاسبه تک گروهی است. به این دلیل معادله (۶۷-۶) به معادله بحرانی تک گروهی تعدیلی (۲) مشهور است. منظور از تعدیلی جایگزین کردن  $L'_T$  در معادله تک گروهی به وسیله  $M'_T$  است. به علاوه، از معادلات (۵۷-۶) و (۵۸-۶) نتیجه می شود که فلوی حرارتی به وسیله رابطه ای شبیه معادله محاسبه تک گروهی داده می شود، یعنی

$$\nabla' \Phi_T + B' \Phi_T = 0 \quad (69 - 6)$$

که  $B'$  با کلینک مندرج در جدول ۶-۲ است لذا یگانه اختلاف بین محاسبه تک گروهی معمولی و محاسبه تک گروهی تعدیلی یک راکتور حرارتی لخت در پارامتر اخیر است و بجای  $L'_T$  مقدار  $M'_T$  قرار داده می شود، فلوی با کلینک شبیه قبل است. یادآور می شود اگر  $\tau_T$  خیلی کمتر از  $L'_T$  باشد و معادله (۶۷-۶) تبدیل به معادله بحرانی تک گروهی (معادله ۶-۴۴) می گردد. در این حالت راکتور با نظریه تک گروهی کاملاً قابل توجه است. مقایسه مقادیر  $\tau_T$  و  $L'_T$  جداول ۲-۵ و ۳-۵ نشان می دهد که به استثنای آب، در حقیقت برای کند کننده های معمولی  $\tau_T$  کمتر از  $L'_T$  است و در مورد آب سنگین و گرافیت خیلی کمتر از  $L'_T$  است. بنابراین، در مورد راکتورهای با کند کننده آب، در نظر گرفتن  $\tau_T$  در محاسبه تک گروهی معمولی موجب خطای بزرگی می شود و در مورد هنداد (سیستم) های  $D_2O$  و گرافیت خطا تا اندازه ای کمتر است به شرطی که مقدار  $L'_T$  برای مخلوط سوخت و کند کننده، خیلی بزرگتر از  $\tau_T$  باشد.

### کاربردها

خال نتایج بالا در مساله ای عملی تعیین ابعاد بحرانی، یا ترکیب بحرانی یک راکتور حرارتی لخت به کار برده خواهد شد. برای سهولت، بحث محدود به راکتورهای خواهد شد که فاقد جاذب های رزونانس یا هسته های که شکافت سریع انجام دهند، می باشد. به طور خلاصه فرض می شود راکتور حاوی مخلوط همگون از ایزوتوپ شکافت حرارتی (شکافان<sup>۲</sup>) و کند کننده است. در این حالت  $P = \epsilon = 1$  می باشد. بر طبق معادله (۵۳-۶)  $k_{\infty}$  به صورت ساده زیر در می آید

$$k_{\infty} = \eta f \quad (70 - 6)$$

راکتورهای دارای جذب رزونانس و شکافت سریع در قسمت ۶-۸ بحث خواهند شد. حال لازم است دو وضعیت را در نظر بگیریم: (۱) اندازه فیزیکی راکتور مشخص است

۱- Thermal Migration Area

۲- Modified One-group

۳- Fissile

ترکیب بحرانی آن باید تعیین شود یا (۲) ترکیب را کتور مشخص است اندازه بحرانی آن باید تعیین شود. این مسائل به ترتیب مورد بحث قرار خواهند گرفت.

**حالت اول، اندازه مشخص است** بادر دست داشتن اندازه،  $B^2$ ، به کمک روابط جدول

(۲-۶) فوراً حساب می شود. ترکیب را کتور را آنچنان باید تغییر داد تا اینکه  $k_{\infty}$  و  $M_T^2$  مقادیری را پیدا کنند تا در معادله بحرانی (۶۷-۶) صدق نماید. ابتدا برای آسانی یک پایای  $Z$  را به صورت زیر تعریف می کنیم

$$Z = \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_{aM}} = \frac{N_F \sigma_{aF}}{N_M \sigma_{aM}} \quad (۷۱-۶)$$

که اندیس های  $F$  و  $M$  به ترتیب نشان دهنده سوخت و کند کننده هستند. سپس از معادله (۵۱-۶) بهره حرارتی را بی توان به صورت زیر نوشت:

$$f = \frac{Z}{Z+1} \quad (۷۲-۶)$$

باتوجه به معادله (۷۰-۶)  $k_{\infty}$  به شکل زیر درمی آید

$$k_{\infty} = \frac{\eta_T Z}{Z+1} \quad (۷۳-۶)$$

بعد، سطح پخش حرارتی یکی از دو ضریبی است که در محاسبه  $M_T^2$  (معادله ۶۶-۶) دخالت می کند در نظر می گیریم. از معادله ۶۲-۶ داریم

$$L_T' = \frac{\bar{D}}{\Sigma_a}$$

که  $\bar{D}$  و  $\Sigma_a$  مربوط به مخلوط همگون سوخت و کند کننده است. در هر صورت  $\bar{D}$  اساساً برابر با  $\bar{D}_{HM}$  ضریب پخش کند کننده است، زیرا غلظت سوخت در کند کننده معمولاً برای راکتورهای همگون حرارتی کم است. لذا  $L_T'$  به صورت زیر درمی آید

$$L_T' = \frac{\bar{D}_M}{\Sigma_a} = \frac{\bar{D}_M}{\Sigma_{aF} + \Sigma_{aM}} \quad (۷۴-۶)$$

از تقسیم صورت و مخرج بر  $\Sigma_{aM}$  و استفاده از تعریف  $Z$  از معادله (۷۱-۶) داریم

$$L_T' = \frac{L_{TM}'}{Z+1} \quad (۷۴-۶)$$

که  $L_{TM}'$  سطح پخش حرارتی کند کننده است. از حل معادله (۷۲-۶) بر حسب  $Z$  و جایگزین کردن آن در معادله (۷۴-۶) نتیجه به صورت زیر می شود

$$L_T' = (1-f)L_{TM}' \quad (۷۵-۶)$$

سن  $\tau_T$  نظیر  $\bar{D}$  در درجه اول بستگی به خواص پراکندگی محیط دارد. از محیط همگون از نوع راکتور مورد نظر، مقدار کمی از ماده شکافت پذیر حرارتی (شکافان) لازم است تا به حالت بحرانی برسد. به علاوه، سطح مقطع های پراکندگی اتم های شکافت پذیر حرارتی خیلی بزرگتر از اتم های کند کننده های معمولی نیست. بنابراین، می توان از وجود سوخت رویهمرفته صرف نظر کرد و مقدار سن  $\tau_{TM}$  کند کننده را به تنهایی به جای  $\tau_T$  به کار برد که در جدول (۳-۵) داده شده است.

باجای گذاری معادلات (۶-۷۳) و (۶-۷۴) در معادله بحرانی معادله زیر به دست

می آید

$$\frac{\eta_T Z}{Z + 1 + B'(L_{TM} + Z\tau_{TM} + \tau_{TM})} = 1$$

وقتی این معادله را بر حسب  $Z$  حل کنند نتیجه به صورت زیر خواهد بود

$$Z = \frac{1 + B'(L_{TM} + \tau_{TM})}{\eta_T - 1 - B'\tau_{TM}} \quad (۶-۷۶)$$

این مقدار  $Z$  برای یک مقدار مشخص  $B'$ ، راکتور را بحرانی می کند.

برای پیدا کردن مقدار  $Z$ ، کل جرم سوخت مورد نیاز حالت بحرانی که جرم بحرانی نامیده می شود، به طریق زیر عمل می کنیم. از معادله (۶-۷۱) چکالی اتمی سوخت عبارت است از

$$N_F = Z \frac{\sigma_{aM}}{\sigma_{aF}} N_M \quad (۶-۷۷)$$

تعداد کل اتم های سوخت در راکتور  $N_F V$  است که  $V$  حجم راکتور است و تعداد کل اتم گرم های سوخت  $N_F V / N_A$  می باشد که  $N_A$  عدد آووگادرو است. اگر  $M_F$  جرم اتمی سوخت باشد، نتیجه می شود که  $m_A$  جرم سوخت، به وسیله رابطه به دست می آید.

$$m_F = \frac{N_F V M_F}{N_A} \quad (۶-۷۸)$$

$$= Z \frac{\sigma_{aM} V M_F}{\sigma_{aF} N_A} N_M \quad (۶-۷۹)$$

به هر حال جرم کل کند کننده عبارت است از

$$m_M = \frac{N_M V M_M}{N_A}$$

معادله (۶-۷۹) را می توان به ضریب زیر نوشت

$$m_F = Z \frac{\sigma_{aM} M_F}{\sigma_{aF} M_M} m_M \quad (۸۰-۶)$$

با استفاده از معادلات فصل ۵ برای  $\sigma_{aM}$  و  $\sigma_{aF}$  (معادله ۶۴-۵) داریم

$$m_F = Z \frac{\sigma_{aM}(E_0) M_F}{g_{aF}(T) \sigma_{aF}(E_0) M_M} m_M \quad (۸۱-۶)$$

در این رابطه ضریب غیر  $\frac{1}{v}$  کند کننده برابر واحد در نظر گرفته شده است و سطح مقطع ها در انرژی  $E_0 = ۰.۲۵۳$  الکترون ولت می باشد. به علت این که غلظت سوخت معمولاً خیلی کم است، جرم کند کننده را می توان با استفاده از چگالی معمولی همان طوری که در مثال زیر آمده است به کار برد.

مثال ۵-۶ یک راکتور کروی حرارتی لخت به شعاع ۱۰ سانتیمتر، حاوی مخلوط همگون از  $^{235}\text{U}$  و گرافیت در نظر می گیریم. راکتور در حالت بحرانی است و در سطح قدرت ۱۰۰ کیلووات حرارتی کار می کند. با استفاده از نظریه یک گروهی تعدیلی مطلوب است محاسبه (الف) با کلینک (ب) جرم بحرانی (ج)  $k_{\infty}$  (د)  $L_T^*$  و (ح) فلوی حرارتی. برای سهولت تمام محاسبات را در درجه حرارت معمولی انجام دهید.

حل. (الف) از جدول ۲-۶ داریم

$$B^* = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2 = \left(\frac{\pi}{10}\right)^2 = 9.87 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$$

$$B = 3.14 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \quad (\text{جواب})$$

(ب) برطبق جداول (۲-۵) و (۲-۶)،

$$\tau_{TM} = 318 \text{ cm}^2, \quad \eta_T = 1.06, \quad L_{TM}^* = 2000 \text{ cm}^2$$

از معادله (۶-۷) داریم

$$Z = \frac{1 + 9.87 \times 10^{-4} (2000 + 318)}{3.14 \times 10^{-4} - 1 - 9.87 \times 10^{-4} \times 318} = 1.87$$

$$g_{aF}(T) = 0.978, \quad \sigma_{aF}(E_0) = 681 \text{ b}, \quad \sigma_{aM}(E_0) = 0.034 \text{ b}$$

در معادله (۸۱-۶) داریم

$$m_F = m_M \frac{1.87 \times 0.034 \times 235}{0.978 \times 681 \times 12} = 1.87 \times 10^{-4} m_M$$

چگالی گرافیت تقریباً برابر  $1/6$  گرم در سانتیمتر مکعب است، لذا جرم کل گرافیت در راکتور

برابر است با

$$m_M = \frac{4}{3} \pi R^3 \times 1360 = 170 \times 10^3 \text{ g} = 170 \cdot \text{kg}$$

در نتیجه جرم بحرانی برابر است با

$$m_F = 1787 \times 10^{-4} \times 1700 = 306 \cdot \text{kg}$$

(ج) از معادله (۶-۷۲) داریم

$$f = \frac{Z}{Z+1} = \frac{1787}{1787} = 0.872$$

و

$$k_{\infty} = \eta_T f = 1.06 \times 0.872 = 0.924 \quad (\text{جواب})$$

(د) از معادله (۶-۷۵) داریم

$$L_T^* = (1-f)L_{TM}^* = (1-0.872) \times 2000 = 232 \text{ cm}^*$$

(ح) فلوی حرارتی از رابطه زیر به دست می آید

$$\Phi_T = A \frac{\sin Br}{r}$$

برطبق جدول (۶-۲)

$$A = \frac{P}{4R'E_R\Sigma_f}$$

در این رابطه  $P = 100 \text{ kw} = 10^5 \text{ J/sec}$  و  $E_R = 2.2 \times 10^{-11} \text{ J}$  مقدار  $\Sigma_f$  را می توان از معادله (۶-۷۸) به دست آورد که در آن

$$N_F = \frac{m_F N_A}{VM_F}$$

به طوری که

$$\Sigma_f = \frac{m_F N_A \sigma_f}{VM_F}$$

$$= \frac{m_F N_A}{VM_F} \times 0.8816 g_{TF}(T) \sigma_f(E_0)$$

با استفاده از مقادیر

$$\sigma_f(E_0) = 0.82 \text{ b}, \quad g_{TF}(T) = 0.976$$

داریم

$$\Sigma_f = 1741 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

مقدار ثابت  $A$  برابر است

$$A = \frac{10^6}{4 \times 10^4 \times 3.72 \times 10^{-11} \times 1.41 \times 10^{-23}} = 0.04 \times 10^{13} \text{ sec}^{-1}$$

و قلو برابر است با

$$\Phi_T(r) = 0.04 \times 10^{13} \frac{\text{atoms Br}}{r} \quad (\text{جواب})$$

حداکثر مقدار  $\Phi_T$  در  $r=0$  قرار دارد و برابر است با :

$$\Phi_T(0) = 0.04 \times 10^{13} B = 1.74 \times 10^{11} \text{ n/cm}^2 - \text{sec}$$

حالت ۲: ترکیب مشخص است. وقتی ترکیب داده شده است و ابعاد بحرانی منظور است کمیت‌های  $k_{\infty}$  و  $M_T^2$  را می‌توان مستقیماً به دست آورد. مقدار  $B^2$  را می‌توان از معادله (۶۷-۶) به دست آورد یعنی

$$B^2 = \frac{k_{\infty} - 1}{M_T^2} \quad (۸۲-۶)$$

اگر شکل هندسی راکتور مشخص باشد، ابعاد را می‌توان از رابطه مناسب برای  $B^2$  با استفاده از جدول (۶-۲) تعیین کرد. لذا برای یک راکتور مکعبی به ضلع  $a$  داریم  $a = \pi/\sqrt{2}/B$  در حالی که برای یک کره شعاع بحرانی برابر است با

$$R = \frac{\pi}{B}$$

اگر فقط شکل راکتور مشخص شده باشد مثلاً استوانه محدود، در آن صورت رابطه با کلینک موجود در جدول فقط رابطه‌ای بین ارتفاع  $H$  و شعاع  $R$  است. اگر راکتور بحرانی باشد این رابطه باید مشخص گردد. هر ترکیب  $H$  و  $R$  منجر به حجم مختلفی از راکتور است و در نتیجه جرم بحرانی مختلفی خواهد بود. به آسانی می‌توان ثابت کرد که کوچکترین مقدار جرم بحرانی وقتی است که رابطه بین  $H$  و  $R$  برابر  $H = 1.82R$  باشد. سطح مقطع چنین استوانه‌ای در راستای محور استوانه تقریباً یک مربع را نشان می‌دهد. مکعب مستطیل که دارای حداقل حجم باشد همان‌طور که انتظار می‌رود یک مکعب است.

مثال ۶-۶ یک راکتور حرارتی تجربی به قدرت ۰ وات به شکل استوانه ساخته شده است. راکتور دارای سوخت  $U^{235}$  به صورت مخلوط همگون اورانیوم و آب معمولی با غلظت  $0.14 \text{ g/cm}^3$  است. به علت قدرت کم راکتور، هنداد اساساً در درجه حرارت معمولی و فشار جوکاری می‌کند. (الف) ابعاد استوانه‌ای را حساب کنید که کمترین جرم بحرانی را داشته باشد (ب) جرم بحرانی را تعیین کنید.

حل (الف) نسبت تعداد اتم های  $^{235}\text{U}$  در سانتیمتر مکعب به تعداد بولکول های آب در هر سانتیمتر مکعب برابر است با

$$\frac{N_F}{N_M} = \frac{\rho_F M_M}{\rho_M M_F}$$

که  $\rho_M$  و  $\rho_F$  به ترتیب جرم ویژه  $^{235}\text{U}$  و آب در مخلوط است و  $M_M$  و  $M_F$  جرم اتمی آنها می باشد با جای گذاری این مقادیر در رابطه بالا داریم

$$\frac{N_F}{N_M} = \frac{0.0145 \times 18}{1 \times 235} = 1.11 \times 10^{-2}$$

سطح مقطع های متوسط جذب حرارتی سوخت و کند کننده عبارتند از:

$$\bar{\sigma}_{aF} = 0.8816 \text{ g}_{aF}(2.0^\circ\text{C}) \sigma_{aF}(E_0) = 0.8816 \times 0.978 \times 682 = 59.0 \text{ b}$$

و

$$\sigma_{aM} = 0.8816 \times 2 \times \sigma_{aH}(E_0) = 0.8816 \times 2 \times 0.3222 = 0.568 \text{ b}$$

از معادله (۶-۷) داریم

$$Z = \frac{N_F \bar{\sigma}_{aF}}{N_M \sigma_{aM}} = 1.11 \times 10^{-2} \times \frac{59.0}{0.568} = 1.11$$

بهره حرارتی برابر است با

$$f = \frac{Z}{Z+1} = \frac{1.11}{2.11} = 0.526$$

و

$$k_{\infty} = \eta_T f = 2.06 \times 0.526 = 1.0862$$

برطبق جدول (۲-۵)  $L_{TM}$  برای آب برابر  $1/1$  سانتیمتر مربع است، از معادله (۶-۷)

$L_T$  برای مخلوط سوخت و کند کننده برابر است با

$$L_T = (1-f)L_{TM} = (1-0.526) \times 111 = 52.8 \text{ cm}^2$$

سین ترمی از جدول (۳-۵) برابر  $27$  سانتیمتر مربع است و از اینجا مقابله  $M_T$  برابر است با

$$M_T = L_T + \tau_T = 52.8 + 27 = 79.8 \text{ cm}^2$$

از معادله (۶-۸) با کلینک را به دست می آوریم

$$B^2 = \frac{k_{\infty} - 1}{M_T} = \frac{1.0862 - 1}{79.8} = 1.08 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$$

برطبق جدول (۲-۶)

$$B^2 = \left(\frac{2.400}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$$



دوابعطالت برای جرم بحرانی حداقل لازم است  $H \approx 1.78 R$  باشد این بدان معنی است که

$$B' = \left(\frac{2.1 \times 10^5}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{1.78 R}\right)^2 = \frac{8.7763}{R^2}$$

از حل رابطه مقدار  $R'$  برابر است با

$$R' = \frac{8.7763}{B'} = \frac{8.7763}{2.78 \times 10^{-2}} = 3.13 \times 10^2$$

لذا

$$R = 0.09 \text{ cm}, H = 1.61 \text{ cm}$$

(ب) حجم راکتور برابر است با

$$\pi R^2 H = \pi (0.09)^2 \times 1.61 = 9.98 \times 10^{-4} \text{ cm}^3$$

از آنجا که مقدار  $U = 23^\circ \text{C}$  برابر  $1.45 \text{ g/cm}^3$  است لذا جرم سوخت برابر است با

$$m_F = 0.0145 \times 9.98 \times 10^{-4} = 1.45 \times 10^{-6} \text{ g} = 1.45 \text{ kg}$$

## ۶-۶ راکتورهای بازتابنده

به طوری که در فصل ۳ اشاره شد با احاطه کردن قلب راکتور به وسیله یک لایه بازتابنده یعنی یک لایه ضخیم، بدون سوخت از کندن کثیفه نوترون افزایش می یابد. نوترون هایی که از قلب لخت به خارج نشت پیدا می کنند داخل بازتابنده شده بعضی از آنها به داخل قلب برمی گردند. در نتیجه جرم بحرانی راکتور کاهش می یابد.

حال محاسبات بحرانی راکتورهای بازتابنده را در چارچوب نظریه پخش یک گروهی در نظر خواهیم گرفت، با دایره می شویم که این روش برای راکتورهای سریع و جزارتی، آن دسته از راکتورهای حرارتی که دارای کنداننده  $D_p Q$  و گرانیته، که برای آنها  $L_T \ll \tau_T$  است، به کار می رود. راکتورهای آبی بازتابنده که برای آنها  $L_T \gg \tau_T$  است در قسمت های بعد از این فصل بحث خواهد شد.

به عنوان یک مثال ویژه، یک راکتور کروی با قلب به شعاع  $R$ ، که اطراف آن را یک لایه بازتابنده بینهایت پوشانده است در نظر می گیریم. در تحلیل زیر پارامترهایی که مربوط به قلب و بازتابنده می شوند به  $C$  و  $T$  نشان داده می شوند.

برطبق نظریه یک گروهی، فلو در قلب  $\Phi_c$  در معادله زیر (معادله ۶-۱۱) صدق می‌کند

$$\nabla^2 \Phi_c + B^2 \Phi_c = 0 \quad (۸۳-۶)$$

که

$$B^2 = \frac{k_{\infty} - 1}{L_c^2} \quad (۸۴-۶)$$

از آنجا که در بازتابنده سوخت وجود ندارد، فلو در این ناحیه در معادله پخش یک گروهی زیر صدق می‌کند

$$\nabla^2 \Phi_r - \frac{1}{L_r^2} \Phi_r = 0 \quad (۸۵-۶)$$

برای پیدا کردن فلو در سرتاسر راکتور و شرایط بحرانی بودن، لازم است معادلات (۸۳-۶) و (۸۵-۶) را برای  $\Phi_c$  و  $\Phi_r$  با توجه به شرایط مرزی حل کرد.

جواب عمومی معادله (۸۳-۶) که در قسمت (۳-۶) به دست آمد عبارت است از

$$\Phi_c = A \frac{\sin Br}{r} + C \frac{\cos Br}{r}$$

که  $A$  و  $C$  مقادیر ثابتی هستند. از آنجا که  $\Phi_c$  نباید در مرکز راکتور ( $r=0$ ) بینهایت باشد، لازم است  $C=0$  باشد در این صورت رابطه  $\Phi_c$  به صورت زیر درمی‌آید

$$\Phi_c = A \frac{\sin Br}{r} \quad (۸۶-۶)$$

جواب عمومی معادله (۸۵-۶) عبارت است از

$$\Phi_r = A' \frac{e^{-r/L_r}}{r} + C' \frac{e^{r/L_r}}{r}$$

که  $A'$  و  $C'$  مقادیر ثابتی هستند. در اینحال با تغییر دادن  $r$  به سمت صفر  $\Phi_r$  باید مقدار معینی داشته باشد و بنابراین  $C'$  باید برابر صفر باشد. فلو در بازتابنده برابر است با

$$\Phi_r = A' \frac{e^{-r/L_r}}{r} \quad (۸۷-۶)$$

توابع  $\Phi_c$  و  $\Phi_r$  باید در شرایط مرزی فصل مشترک (قسمت ۰-۰) صدق کنند، یعنی، فلو و جریان نوترون در فصل مشترک قلب-بازتابنده پیوسته باشد، یعنی در  $r=R$  این شرایط عبارتند از

$$\Phi_c(R) = \Phi_r(R) \quad (۸۸-۶)$$

$$J_c(R) = J_r(R)$$

$$D_c \Phi'_c(R) = D_r \Phi'_r(R) \quad (۸۹-۶)$$

که علامت (') نشان دهنده مشتق نسبت به  $r$  است.

با جای گذاری معادلات (۸۶-۶) و (۸۷-۶) در معادله (۸۸-۶) داریم

$$A \frac{\sin BR}{R} = A' \frac{e^{-R/Lr}}{R} \quad (۹۰-۶)$$

سپس از معادلات (۸۶-۶) و (۸۷-۶) دیفرانسیل گرفته و نتایج را در معادله (۸۹-۶) قرار می‌دهیم، رابطه زیر به دست می‌آید

$$AD_c \left( \frac{B \cos BR}{R} - \frac{\sin BR}{R^2} \right) = -A'D_r \left( \frac{1}{RL_r} + \frac{1}{R^2} \right) e^{-R/Lr} \quad (۹۱-۶)$$

معادلات (۹۰-۶) و (۹۱-۶) معادلات خطی همگون بر حسب مجهول‌های  $A$  و  $A'$  هستند که دارای جوابهای غیر صفر خواهند بود اگر فقط دترمینان ضرائب صفر شود. پس از انجام عملیات این دترمینان (که معادل تقسیم یک معادله بردیگری است) بصورت رابطه زیر به دست می‌آید

$$D_c \left( B \cot BR - \frac{1}{R} \right) = -D_r \left( \frac{1}{L_r} + \frac{1}{R} \right)$$

برای انجام محاسبات راحتتر است که معادله به صورت زیر مرتب شود

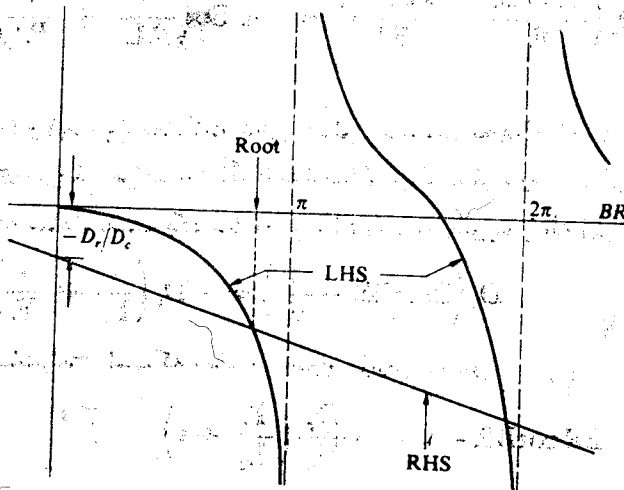
$$BR \cot BR - 1 = -\frac{D_r}{D_c} \left( \frac{R}{L_r} + 1 \right) \quad (۹۲-۶)$$

معادله (۹۲-۶) باید برای راکتوری که بحرانی است صادق باشد. مثلاً اگر ترکیب قلب راکتور معلوم باشد،  $B$  را از معادله (۸۴-۶) و  $R$  را از معادله (۹۲-۶) می‌توان حساب کرد. به عبارت دیگر، اگر  $R$  مشخص شده باشد،  $B$  بایستی از معادله (۹۲-۶) حساب شود و ترکیب بحرانی قلب را می‌توان با استفاده از معادله (۸۴-۶) تعیین کرد. یگانه پیچیدگی این محاسبات که در مورد راکتورهای لخت وجود نداشت این است که معادله (۹۲-۶) یک معادله دو طرفه مجهول<sup>۱</sup> دار است.

حل معادله (۹۲-۶) به طریق ترسیم بسیار آموزنده است. مثلاً فرض کنید که ترکیب قلب راکتور و در نتیجه  $B$  مشخص شده باشد. شعاع قلب راکتور بحرانی با رسم سمت چپ

(LHS) و سمت راست (RHS) معادله (۶-۹۲) به طور جداگانه بر حسب BR به دست می آید. این روش در شکل (۶-۴) نشان داده شده است. سمت چپ معادله دارای بینهایت شاخه هر یک به عرض  $\pi$  است در حالی که سمت راست یک خط مستقیم با شیب  $-\frac{D_r}{D_c BLr}$  می باشد.

که محور قائم را در  $-\frac{D_r}{D_c}$  قطع می کند. هر مقدار از BR مربوط به یک تقاطع LHS و RHS ریشه معادله (۶-۹۲) می باشد و از آنجا که تعداد تقاطع ها بینهایت می باشد، لذا تعداد جوابها نیز بینهایت خواهد بود. به هر حال، همان طور که قبلا در این فصل شرح داده شد فقط اولین جواب مربوط به حالت بحرانی راکتور است، ریشه های بعدی مربوط به جوابهایی است که نسبت به زمان از بین می روند. درحالی که از اولین تقاطع BR به دست می آید با داشتن B شعاع بحرانی را می توان تعیین کرد.



شکل ۶-۴ رسم دو طرف معادله ۶-۹۲

باید یادآور شد که در شکل (۶-۴) اولین تقاطع LHS و RHS در مقداری از BR رخ می دهد که کمتر از  $\pi$  است. اگر راکتور به جای این که بازتابنده باشد لخت می بود BR درست برابر با  $\pi$  می شد. بنابراین، نتیجه می شود که شعاع قلب بحرانی برای یک راکتور بازتابنده کمتر از شعاع راکتور لخت با همان ترکیب است این نتیجه ای است که براساس خواص فیزیکی نیز پیش بینی می شد.

\* تابع بر حسب BR بصورت زیر است

$$RHS = -\frac{D_r}{D_c} \left( \frac{BR}{BLr} + 1 \right)$$

می‌توان یادآور شد که در حالت ویژه‌ای که کند کننده در قلب و بازتابنده دارای یک خاصیت باشند،  $D_r = D_e$ ، معادله (۹۲-۶) به صورت زیر درمی‌آید

$$B \cot BR = -\frac{1}{L_r} \quad (92-6)$$

این معادله بر حسب  $R$  از نوع دوطرف مجهول دار نیست. لذا اگر  $B$  معلوم باشد،  $R$  را می‌توان مستقیماً حساب کرد. این حالت در مثال ۸-۶ در زیر تشریح شده است. پس از پیدا کردن شرایط بحرانی، حال باید به معادلات (۹۰-۶) و (۹۱-۶) برگردیم و مقادیر ثابت  $A$  و  $A'$  را برای تعیین فلو به دست آوریم. این معادلات مستقل از هم نیستند و از طریق معادله (۹۲-۶) به هم مربوط می‌شوند. بنابراین امکان دارد که  $A'$  را بر حسب  $A$  و یا  $A$  را بر حسب  $A'$  به دست آوریم، اما هر دو ثابت را نمی‌توان به طور مستقل پیدا کرد.

مثلاً، از معادله (۹۰-۶) برابر است با

$$A' = A e^{R/L_r} \sin BR \quad (94-6)$$

که  $BR$  جواب شناخته شده معادله (۹۲-۶) است. ثابت  $A$  که تعداد فلو را در سرتاسر راکتور به دست می‌دهد، به وسیله قدرت راکتور تعیین می‌شود. مطابق قسمت (۳-۶)، قدرت برابر است با

$$P = E_R \Sigma_f \int \Phi_e dV \quad (95-6)$$

که انتگرال در تمام قلب راکتور ناحیه‌ای که انرژی تولید می‌کند انجام می‌گیرد. یا قرار دادن  $\Phi_e$  از معادله (۸۶-۶) و استفاده از حجم  $dV = \pi r^2 dr$  داریم

$$P = \epsilon \pi E_R \Sigma_f A \int_0^R r \sin Br dr$$

$$= \frac{\epsilon \pi E_R \Sigma_f A}{B^2} (\sin BR - BR \cos BR)$$

وقتی این معادله برای  $A$  حل شود، نتیجه به صورت زیر است:

$$A = \frac{PB^2}{\epsilon \pi E_R \Sigma_f (\sin BR - BR \cos BR)} \quad (96-6)$$

روش بالا- حل معادلات قلب و بازتابنده، معادله ای به دست می‌دهد که باید برای حالت بحرانی صدق کند، و ثابت‌های فلو- بر حسب قدرت محاسبه می‌شود. را می‌توان به طریق تحلیلی فقط برای چند شکل هندسی راکتورها به کار برد. متأسفانه، این‌ها شامل دو تا از مهمترین راکتورها، یعنی راکتور مکعب مستطیل با بازتابنده و استوانه نمی‌شود. در عمل،

خواص این راکتورها اغلب از محاسبات راکتورهای کروی با ترکیب یا حجم مشابه به دست می‌آید.

باید یادآور شد که تجزیه و تحلیل راکتورهای بازتابنده در این قسمت بدون توجه به این که راکتورها سریع هستند یا حرارتی انجام گرفته است. بنابراین، روابط مختلفی که در بالا به دست آمد برای هر دو نوع همداد صادق است. برای به کار بستن این روابط در محاسبات راکتورهای حرارتی فقط لازم است هر پایای راکتور را با مقدار متوسط گیری شده حرارتی آن جایگزین کرد. البته، فلوی یک گروهی فلوی حرارتی است. این موضوع در مثال بعدی تشریح می‌شود.

مثال ۷-۶ قلب راکتور حرارتی کره‌ای است به شعاع ۳۰ سانتیمتر که حاوی مخلوط هموژنی (همگون) از  $^{235}\text{U}$  و  $\text{D}_2\text{O}$  است. این راکتور بایک طبقه بینهایت از گرافیت احاطه شده است. مطلوب است محاسبه (الف) غلظت بحرانی  $^{235}\text{U}$  بر حسب گرم در لیتر در درجه حرارت معمولی (ب) جرم بحرانی.

حل. (الف) برای پیدا کردن غلظت سوخت، ابتدا باید مقدار  $B$  را از معادله (۹۲-۶) به دست آوریم. با استفاده از مقادیر جدول (۲-۵)

$$L_r = L_{Tr} = 0.09 \text{ cm} \quad \text{و} \quad R = 30.0 \text{ cm}, \quad \bar{D}_c = 0.087 \text{ cm}, \quad \bar{D}_r = 0.084 \text{ cm}$$

داریم

$$BR \cot BR = 1 - \frac{0.084}{0.087} \left( \frac{30.0}{0.09} + 1 \right) = -4.88$$

از حل معادله به طریق ترسیم یا روش دیگر مقدار  $BR = 2.76$  به دست می‌آید و

$$B = \frac{2.76}{30.0} = 0.092 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$$

سپس بادر نظر گرفتن

$$Z = \frac{N_F \sigma_{aF}}{N_M \sigma_{aM}}$$

مطابق قسمت ۵-۶ داریم که

$$k_{\infty} = \frac{\eta_T Z}{Z + 1}$$

و

$$L_r' = (1 - f) L_{TM}$$

با قرار دادن این روابط در رابطه  $B^2$  یعنی

$$B^2 = \frac{k_{\infty} - 1}{L_r'}$$

واز حل آن برای Z داریم

$$Z = \frac{1 + B'L_{TM}^2}{\eta_T - 1}$$

با قرار دادن مقادیر  $\eta_T = 27.65$  و  $L_{TM}^2 = 2 \times 10^{-4} \text{cm}^2$  ،  $B = 8780 \times 10^{-23} \text{cm}^{-1}$

Z به دست می آید

$$Z = \frac{1 + (8780 \times 10^{-23})^2 \times 2 \times 10^{-4}}{27.65 - 1} = 3.12$$

از تعریف Z و روابط معمولی برای محاسبه چکالی اتمی، به آسانی دیده می شود که نسبت جرم ویژه سوخت به کند کننده برابر است با

$$\frac{\rho_F}{\rho_M} = Z \frac{M_F \sigma_{aM}}{M_M \sigma_{aF}} = Z \frac{M_F \sigma_{aM}(E_0)}{M_M g_{aF}(20^\circ\text{C}) \sigma_{aF}(E_0)}$$

در این رابطه  $M_M$  جرم مولکولی  $D_2O$  و  $\sigma_{aM}(E_0)$  سطح مقطع جذب مولکول  $D_2O$  در انرژی  $20.4 \text{eV}$  است. با استفاده از مقدار  $M_F = 23.5$  داریم

$$\sigma_{aM}(E_0) = 2 \times 0.3 \times 10^{-4} = 1.06 \times 10^{-23} \text{b}$$

و  $\sigma_{aF}(E_0) = 681 \text{b}$  و  $g_{aF}(20^\circ\text{C}) = 0.978$  ،  $M_M = 20$

$$\frac{\rho_F}{\rho_M} = 3.12 \times \frac{23.5 \times 1.06 \times 10^{-23}}{20 \times 0.978 \times 681} = 0.82 \times 10^{-2}$$

جرم ویژه  $D_2O$  برابر  $1.1 \text{g/cm}^3$  است، بنابراین

$$\rho_F = 0.82 \times 10^{-2} \times 1.1 = 0.9 \times 10^{-2} \text{g/cm}^3 = 0.9 \text{g/lit}$$

(ب) جرم بحرانی

$$m_F = V \rho_F = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_F = \frac{4}{3} \pi (200)^3 \times 0.9 \times 10^{-2} = 720 \times 10^3 \text{ گرم}$$

مثال ۹-۸ یک راکتور کروی حرارتی بزرگ، با کند کننده و بازتابنده (بینهایت) گرافیت دارای سوخت  $^{235}\text{U}$  با غلظت  $2 \times 10^{-4} \text{g/cm}^3$  را در نظر می گیریم. (الف) شعاع قلب راکتور را حساب کنید (ب) شعاع بحرانی چقدر می بود اگر راکتور لخت بود؟ محاسبات را در درجه حرارت معمولی انجام دهید.

حل. (الف) از آنجا که چنس کند کننده و بازتابنده یکی است، شعاع راکتور به وسیله

معادله (۶-۹۳) تعیین می‌شود،

$$\text{CotBR} = \frac{1}{L_{Tr}}$$

که  $L_{Tr}$  طول پخش حرارتی بازتابنده است و  $B$  از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$B' = \frac{k_{\infty} - 1}{L_{Tc}'}$$

ابتداءً آسان تر است که  $Z$  را محاسب کنیم

$$Z = \frac{N_F \sigma_{aF}}{N_M \sigma_{aM}} = \frac{\rho_F M_M \sigma_{aF}}{\rho_M M_F \sigma_{aM}} = \frac{\rho_F M_M g_{aF}(20^\circ\text{C}) \sigma_{aF}(E_0)}{\rho_M M_F \sigma_{aM}(E_0)}$$

با قرار دادن مقادیر  $M_F = 230$ ،  $\rho_M = 1.96 \text{ g/cm}^3$ ،  $\rho_F = 2 \times 10^{-6} \text{ g/cm}^3$ ،  $M_M = 12$ ،  $\sigma_{aM} = 3.94 \times 10^{-7} \text{ b}$ ،  $\sigma_{aF}(E_0) = 681 \text{ b}$ ،  $g_{aF}(20^\circ\text{C}) = 0.978$ ، در رابطه بالا خواهیم داشت:

$$Z = \frac{2 \times 10^{-6} \times 12 \times 0.978 \times 681}{1.96 \times 230 \times 3.94 \times 10^{-7}} = 1720$$

پس

$$f' = \frac{Z}{1+Z} = 0.906$$

$$k_{\infty} = 230.60 \times 0.906 = 208.8$$

$$L_{Tc}' = (1-f')L_{TM} = (1-0.906) \times 2500 = 234 \text{ cm}$$

$$B' = \frac{208.8 - 1}{234} = 902 \times 10^{-2}$$

$$B = 902 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$$

از معادله (۶-۹۳) استفاده می‌کنیم

$$\text{CotBR} = \frac{1}{BL_{Tr}} = \frac{1}{902 \times 10^{-2} \times 0.9} = 1.174$$

$$BR = 2.92$$

وبالآخره

$$R = \frac{2.92}{B} = \frac{2.92}{902 \times 10^{-2}} = 3.24 \text{ cm}$$



(ب) اگر راکتور بدون بازتابنده بود، شعاع  $R_0$  برابر بود با

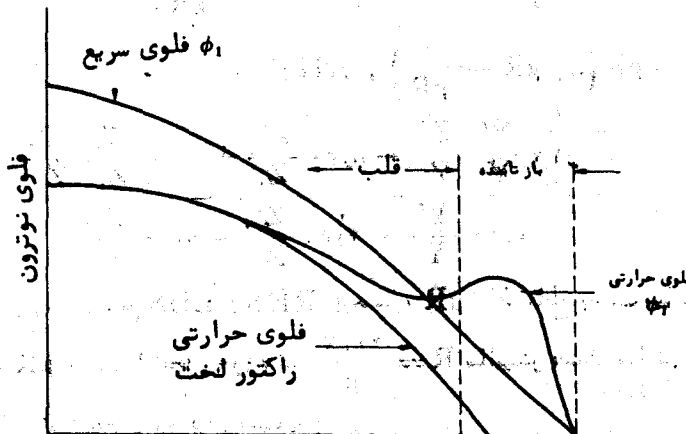
$$B = \frac{\pi}{R_0}$$

$$R_0 = \frac{\pi}{B} = \frac{\pi}{9.76 \times 10^{-2}} = 32.12 \text{ cm}$$

### فلو در یک راکتور حرارتی بازتابنده

دو حالتی که روشن تک گروهی مقادیر قابل قبولی برای جرم بحرانی به دست می‌دهد، این روشن فلو و دو سرتمس راکتور به دقت پیش‌بینی نمی‌کند، به ویژه در مورد راکتور حرارتی. محاسبات توزیع دقیقتر نیاز به روش دو گروهی یا محاسبات چند گروهی دارد. در حالی که چنین محاسباتی برای یک راکتور بازتابنده خارج از بحث این کتاب است، نتایج بدست آمده جالب و اثر مهمی بر طرح راکتور حرارتی دارد.

در حالت ویژه، محاسبات دو گروهی را برای یک هنداد (سیستم) دارای لایه بازتابنده در نظر می‌گیریم. بر طبق معمول  $\Phi_1$  را فلو سریع و  $\Phi_2$  را فلو نوترون‌های سریع را نشان می‌دهد. فلو نوترون‌های حرارتی در فلو حرارتی  $\Phi_T$  گنجانده شده است. یکی از نتایج جالب چنین محاسبه‌ای در توزیع فلو حرارتی است که در نزدیکی مرکز قلب - بازتابنده ازدیاد ناگهانی در آن، همان طوری که در شکل ۶-۵ نشان داده شده است به وجود می‌آید و اینگونه رفتار  $\Phi_T$  که با نظریه تک گروهی پیش‌بینی نمی‌شود مربوط به کند شدن نوترون‌های سریعی



شکل ۶-۵ توزیع فلو حرارتی و سریع در یک راکتور حرارتی بازتابنده و توزیع فلو حرارتی در یک راکتور حرارتی لغت معادل

\* یکی از روشن‌های متفاوت و ساده در محاسبات حالت بحرانی یک راکتور بازتابنده بقیه پاورقی در صفحه بعد

استفاده از معادلات دوگروه انرژی است که درعین حال اینکه حتی با یک ماشین حساب ساده قابل محاسبه است جوابهای نسبتاً دقیقی بدست میدهد. و در بسیاری از مسائل استفاده از این روش بسیار آسوزنده و موثر در تصمیم گیری نهایی است. مفصل این روش در کتابهای مختلفی بهمین (۱) نام و نیز در کتاب دیگر مولف (۲) در فصل ۱۰ بحث شده است. در اینجا فقط بذکر یک مثال قناعت می کنیم.

شعاع بحرانی یک قلب کروی یک راکتور حاوی مخلوط همگون اورانیوم ۲۳۵ و آب معمولی بعنوان کندکننده و بازتابنده بینهایت را حساب کنید. با رجوع به کمیت های مربوط روابط باختصار بصورت زیر خواهند بود.

$$\mu = 0.113, \eta_T = 2.07, \lambda = 0.651, f = \frac{N_{T0}\sigma_{aT0}}{N_{T0}\sigma_{aT0} + N_w\sigma_{aw}}$$

$$= 0.671, k_{\infty} = \eta f = 1.390$$

$$S_1 = 0.671, S_r = -0.26, X = \frac{\sin \mu r}{r}, \frac{X'}{X} = \mu \left( \cot \mu R - \frac{1}{\mu R} \right)$$

$$Y = \frac{\sin \lambda r}{r}, \frac{Y'}{Y} = \lambda \left( \coth \lambda R - \frac{1}{\lambda R} \right)$$

$$S_r = 2.04, Z = \frac{1}{r} e^{-kr}, \frac{Z'}{Z} = k \left( 1 + \frac{1}{kR} \right)$$

$$\text{LHS} = -\mu R \left( \cot \mu R - \frac{1}{\mu R} \right), \text{RHS} = R \times$$

$$\frac{2.27 \frac{Y'}{Y} \frac{Z'_r}{Z_r} - 1.30 \frac{Z'_1}{Z_1} + 0.92 \frac{Z'_1}{Z_1} \frac{Z'_r}{Z_r}}{0.92 \frac{Y'}{Y} + 2.27 \frac{Z'_1}{Z_1} - 1.30 \frac{Z'_r}{Z_r}}$$

از رسم دوتایع LHS و RHS بر حسب  $\mu R$  نقاط تقاطع بدست می آیند که اولین آن

$$\mu R = 2.47 \text{ است. از آنجا } R = \frac{2.47}{\mu} = 21.9 \text{ سانتیمتر بدست می آید.}$$

جرم بحرانی اورانیوم ۲۳۵ برابر است با :

$$m_{T0} = m_w \left( \frac{M_{T0}}{M_w} \right) \left( \frac{N_{T0}}{N_w} \right), m_w = \frac{r}{4} \pi R^2 \rho = 41.6 \text{ kg}, m_{T0} = 1.1 \text{ kg}$$

۱ - Two Group Reactor Theory J. L. Meem

۲ - Nuclear Reactor Theory J.R. Lamarsh

است که از قلب به لایه بازتابنده فراری می‌کنند. این نوترون‌های حرارتی در بازتابنده به سرعتی که نوترون‌های حرارتی در قلب جذب می‌شوند، جذب نمی‌شوند، زیرا لایه بازتابنده بدون سوخت است و سطح مقطع جذب آن بسیار کمتر است. بنابراین، نوترون‌های حرارتی در بازتابنده تراکم پیدایی کنند تا اینکه دوباره وارد قلب می‌شوند، از سطح خارجی بازتابنده فراری می‌کنند یا جذب می‌شوند.

اثر مهم افزایش فلوی حرارتی در بازتابنده این است که توزیع فلوی حرارتی در قلب تا اندازه‌ای تخت می‌شود. این اثر را می‌توان در شکل ۶-۵ مشاهده نمود که توزیع فلوی را در راکتور لخت نیز نشان می‌دهد. فلوی در نزدیکی مرکز مشترک قلب - بازتابنده، در نتیجه جریان نوترون‌های حرارتی از قلب به بازتابنده، افزایش می‌یابد. لذا بازتابنده نه تنها اندازه بحرانی و جرم بحرانی راکتور را کاهش می‌دهد، بلکه آن نیز باعث کاهش نسبت فلوی حداکثر به فلوی متوسط می‌شود.

### صرفه بازتابنده

کاهش در ابعاد بحرانی قلب یک راکتور در نتیجه استفاده از بازتابنده صرفه - بازتابنده نامیده می‌شود. لذا برای یک راکتور کروی، اگر شعاع قلب لخت آن  $R_0$  و شعاع قلب دارای بازتابنده  $R$  باشد، صرفه بازتابنده به صورت زیر بیان می‌شود

$$\delta = R_0 - R \quad (۹۷ - ۶)$$

مثلاً، برای راکتور مثال (۶-۸) شعاع قلب دارای بازتابنده ۲۶۸ سانتیمتر در حالی که شعاع راکتور لخت با همان ترکیب ۳۲۲ سانتیمتر می‌باشد لذا صرفه بازتابنده در این حالت برابر

$$\delta = 322 - 268 = 54 \text{ cm}$$

سانتیمتر است. در مورد راکتور تیغه‌ای بدون بازتابنده و دارای بازتابنده اگر ضخامت به ترتیب  $a_0$  و  $a$  باشد، صرفه بازتابنده به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\delta = \frac{1}{\rho} (a_0 - a) \quad (۹۸ - ۶)$$

در اینجا ضریب  $\rho$  لازم است زیرا تیغه دو طرفه است.

اگر صرفه بازتابنده را از قبل بدانیم، محاسبه ابعاد بحرانی یک راکتور بازتابنده فقط نیاز به حل بسیار ساده یک راکتور لخت (معادل) دارد. لذا برای کره دارای بازتابنده، فقط لازم است شعاع قلب راکتور لخت بحرانی را تعیین کرد، شعاع کره دارای بازتابنده برابر  $R = R_0 - \delta$  است. البته، دانستن  $\delta$  خود نیاز به حل تحلیلی یا تجربی مساله راکتور دارای

بازتابنده دارد. اهمیت عملی صرفه‌بازتابنده در این حقیقت نهفته است که  $\delta$  نسبت به تغییرات ترکیب راکتور غیر حساس است. این بدان معنی است که اگر  $\delta$  برای یک راکتور تعیین شود سپس همان مقدار  $\delta$  برای راکتور متفاوتی با ترکیب مشابه می‌تواند به کار رود. برای محاسبه تقریبی ابعاد یا جرم بحرانی یک راکتور حرارتی دارای بازتابنده، بجز آنهایی که دارای کندکننده یا بازتابنده آبی هستند، رابطه ساده زیر می‌تواند به کار رود:

$$\delta \simeq \frac{\bar{D}_c}{\bar{D}_r} L_{Tr} \quad (۹۹-۶)$$

در اینجا علامات معانی معمولی خود را دارند. معادله (۹۹-۶) فقط وقتی درست است که ضخامت بازتابنده چند برابر طول پخش باشد. در این حالت، بازتابنده عملاً بینهایت است، یعنی افزایش در ضخامت بازتابنده اندازه بحرانی قلب را کاهش نمی‌دهد. عملاً، تمام راکتورها دارای بازتابنده بینهایت هستند.

به طوری که قبلاً اشاره شد، روش یک‌گروهی، که در این قسمت برای حل مسائل راکتورهای دارای بازتابنده مورد استفاده قرار گرفت، نمی‌تواند به دقت برای راکتورهای آبی دارای بازتابنده آبی به کار رود زیرا  $\tau_{Tr}$  خیلی بزرگتر از  $L_{Tr}$  است. در هر حال، برای دستیابی به حل راکتورهای از این نوع رابطه نیمه تجربی زیر، که به وسیله دو بیج' به دست آمده، می‌تواند برای محاسبه صرفه بازتابنده به کار رود.

$$\delta = ۷۷۲ + ۰.۱۰ (M_{Tr}^2 - ۴۰) \quad (۱۰۰-۶)$$

که  $\delta$  بر حسب سانتیمتر و  $M_{Tr}^2$  سطح مهاجرت قلب بر حسب سانتیمتر مربع است. کاربرد معادله (۱۰۰-۶) در مثال زیر تشریح شده است.

**مثال ۹-۶** مطلوب است محاسبه شعاع قلب بحرانی و جرم بحرانی راکتور کروی با کندکننده و بازتابنده آب دارای چگالی واحد. قلب دارای  $U = ۳۰^\circ$  با غلظت  $۰.۱۴۵$  گرم در در سانتیمتر مکعب است (نظیر مثال ۶-۶).

حل. از مثال ۶-۶ داریم  $M_{Tr}^2 = ۳.۰۸ \text{ cm}^2$  و همچنین

$$\delta = ۷۷۲ + ۰.۱۰ (۳.۰۸ - ۴۰) = ۶۳ \text{ cm}$$

و همچنین از آن مثال داریم  $B^2 = ۲۸.۸ \times ۱۰^{-۳} \text{ cm}^{-۲}$  به طوری که  $B = ۰.۰۵۲۹ \text{ cm}^{-۱}$  است شعاع راکتور لخت برابر است با

$$R_o = \frac{\pi}{B} = \frac{\pi}{۰.۰۵۲۹} = ۵۹۴ \text{ cm}$$

و شعاع کره دارای بازتابنده برابر است با

$$R = R_0 - \delta = 0.94 - 0.72 = 0.21 \text{ cm}$$

جرم بحرانی برابر است با

$$m_F = 0.0145 \times \frac{4}{3} \times \pi \times 0.21^3 = 9.09 \times 10^{-2} \text{ g}$$

$$= 9.09 \text{ kg}$$

این مقدار به مراتب کمتر از مقدار  $14/5$  کیلوگرم برای راکتور بدون بازتابنده مثال (۶-۶) است.

## ۶-۷ محاسبات چندگروهی

روش یک گروهی فقط خواص بسیار تقریبی یک راکتور بحرانی را به دست می دهد و برای اینکه نتایج دقیق تری به دست آورد لازم است محاسبات چندگروهی از نوعی که در قسمت ۸-۵ بیان شد انجام داد. برای تشکیل معادلات چندگروهی برای یک راکتور بحرانی، سه گروه پایای تازه ابتدا باید تعریف شود:

$\Sigma_{fg}$  = سطح مقطع شکافت ماکروسکوپی متوسط گیری شده روی گروه ها

$v_g$  = تعداد متوسط نوترون های شکافت آزاد شده در نتیجه القای شکافت به وسیله

نوترون های گروه  $g$  ام

$\chi_g$  = کسیری از نوترون های شکافت که در انرژی گروه  $g$  قرار دارند. تعداد شکافت

در هر سانتیمتر مکعب در ثانیه در گروه  $h$  را می توان به صورت  $\Sigma_{fh} \Phi_h$  نوشت که  $\Phi_h$  فلوئی گروه  $h$  است. در نتیجه، این شکافت ها،  $v_h \Sigma_{fh} \Phi_h$  نوترون آزاد می شود. تعداد کل نوترون هایایی که در نتیجه شکافت در تمام گروه ها تابش شده اند برابر است با

$$\sum v_h \Sigma_{fh} \Phi_h$$

که در عمل جمع روی تمام گروه ها انجام شده است. اگر کسیر  $\chi_g$  از این نوترون ها در گروه  $g$  ظاهر شود، نتیجه می شود که عبارت چشمه  $S_g$  برای گروه  $g$  معادله چندگروهی (معادله ۱۰-۵) برابر است با

$$S_g = \chi_g \sum_{h=1}^N v_h \Sigma_{fh} \Phi_h \quad (10-1)$$

باقرار دادن این رابطه در معادله (۵-۵) به صورت زیر در می آید

$$D_g \nabla^2 \Phi_g - \sum_a \Phi_g - \sum_{h=g+1}^N \Sigma_{g \rightarrow h} \Phi_g + \sum_{h=1}^{g-1} \Sigma_{h \rightarrow g} \Phi_h + \chi_g \sum_{h=1}^N v_h \Sigma_{fh} \Phi_h = 0 \quad (102-6)$$

این معادله گروه  $g$  از یک دستگاه معادلات  $N$  گروهی است.

برای راکتورهای معمولی که دارای چندین ناحیه با خواص متفاوت سوادی هستند برای هر ناحیه دسته معادلاتی نظیر (۶-۱۰۲) وجود دارد. در این حالت، لازم است معادلات هر ناحیه را حل کرده و شرایط مرزی را در فصل مشترک به اضافه سطح راکتور به کار برد. این روش به طور عملی فقط به کمک کامپیوتر الکترونیکی خیلی سریع قابل انجام است و برنامه های کامپیوتری زیادی برای حل معادلات چندگروهی نوشته شده است.

برای یک راکتور بینهایت، فلوها مستقل از مکان بوده،  $\Phi_g$  مقداری ثابت است لذا  $\nabla^2 \Phi_g = 0$  است و معادلات چندگروهی تبدیل به دسته ای از معادلات جبری خطی با ضرایب ثابت برحسب مجهول های  $\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_N$  می شوند. از آنجا که این معادلات همگون هستند، بر طبق قاعده کرامر، جوابی جز  $\Phi_1 = \Phi_2 = \dots = \Phi_N = 0$  وجود ندارد مگر در ترمینان ضرائب فلوها برابر صفر گردد که در حقیقت شرط بحرانی بودن همداد بینهایت است. با تغییر دادن غلظت سوخت، مقدار در ترمینان نیز تغییر می کند. غلظتی که در ترمینان برای آن صفر می شود ترکیب لازم برای بحرانی شدن همداد است. مقادیر نسبی فلوهای  $\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_N$  را می توان از حل معادلات خطی چندگروهی با استفاده از ضرائب حساب شده ترکیب بحرانی به دست آورد. مقادیر مطلق فلوها به دست آورده نمی شوند زیرا بستگی به سطح قدرت راکتور دارد. با وجود این، مقادیر نسبی فلو برای تخمین زدن توزیع انرژی نوترونها یا طیف انرژی نوترونی راکتور کافی است.

محاسبات طیف نوترون های یک راکتور بینهایت به طریق زیر در طرح راکتور به کار می رود. به علت پیچیدگی معادلات چندگروهی برای یک راکتور چند ناحیه ای، محدود، در نظر گرفتن تعداد زیاد گروه های انرژی محاسبات از لحاظ زمان کامپیوتر پرهزینه است به ویژه در مراحل اولیه طرح راکتور که این محاسبات بایستی به طور مکرر به علت تغییر دادن پایاها تکرار شوند. بنابراین، در انجام محاسبات طرح های اولیه راکتورهای محدود استفاده از چند (۴ یا ۳) گروه عملی تر است، لکن پایا های چندگروهی مورد نیاز با استفاده از محاسبات تعداد زیادی گروه راکتورهای بینهایت به دست آمده اند. فقط وقتی که طرح راکتور کم و بیش به مرحله نهائی رسیده باشد که در مقیاس بزرگ ساخته شود محاسبات چندین گروهی، تابع مکان به کار

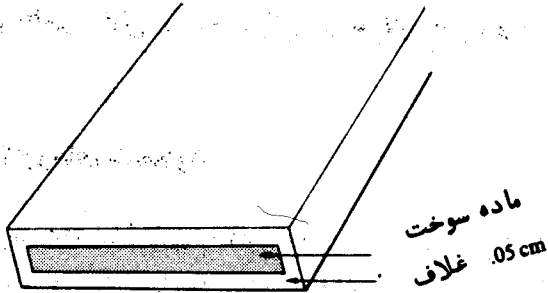
می‌رود. این روش تخمین دقیقی از جرم بحرانی، توزیع فلو و قدرت و دیگر خواص هنداد را به دست می‌دهد.

## ۸-۶ راکتورهای ناهمگون

تا اینجا فرضی شده است قلب راکتور حاوی مخلوط همگونی از ماده شکافت حرارتی، خنک کننده (و اگر راکتور حرارتی باشد) و کند کننده است در حالی که در اغلب راکتورها سوخت به صورت میله‌های سوخت به صورت مختلف می‌باشد. این نوع راکتورهای ناهمگون به دو گروه تقسیم می‌شوند. اگر پویش متوسط آزاد نوترون، از هر گروه انرژی نسبت به ضخامت میله‌های سوخت بزرگ باشد، لذا احتمال این که نوترون بیش از یک برخورد متوالی در یک میله سوخت داشته باشد بعید است. در این حالت، قلب راکتور از نقطه نظر حرکت نوترون‌ها همگون تصور می‌شوند و راکتور را شبه همگون می‌نامند. از طرف دیگر، اگر پویش متوسط آزاد نوترون در یک انرژی قابل مقایسه یا کوچکتر از ضخامت میله سوخت باشد، در این صورت نوترون ممکن است چندین برخورد در یک میله سوخت انجام دهد، سوخت و کند کننده بایستی به طور جداگانه در نواحی متفاوت عمل شوند، در این صورت راکتور را ناهمگون می‌نامند. در راکتورهائی که میله‌های سوخت به صورت صفحات نازک می‌باشند اغلب از نوع شبه همگون است، به ویژه اگر سوخت خیلی غنی باشد و بنابراین غلظت سوخت در میله کم است. اغلب راکتورهای (حرارتی) قدرت جدید دارای اورانیوم کمی غنی شده‌اند (فقط چند درصد وزنی)، میله‌های سوخت نازک نیستند، و این راکتورها ناهمگون هستند.

از آنجا که از نقطه نظر نوترون‌ها یک راکتور شبه همگون در حقیقت همگون است، راکتورهای شبه همگون را می‌توان با استفاده از روابطی که در قسمتهای قبلی برای راکتورهای همگون به دست آمده است محاسبه کرد. فقط لازم است در محاسبات از چگالی اتمی برای راکتور همگون معادل به طوری که در مثال زیر آمده است استفاده کرد.

**مثال ۶-۱۰.** صفحات سوخت یک راکتور حرارتی متحرك به طوری که در شکل ۶-۶ نشان داده شده‌اند به صورت ساندویچ‌های نازک هستند. غلاف آن از زیرکونیوم و «مغز» آن مخلوطی از  $^{235}\text{U}$  و زیرکونیوم، حاوی حدود ۱۵ اتم زیرکونیوم در مقابل هر اتم اورانیوم است. غلاف و مغز هر کدام ۰.۵ سانتیمتر ضخامت دارند. صفحات در داخل آب کند کننده و خنک کننده به نحوی قرار گرفته‌اند که کل حجم صفحات و آب یکی است. مطلوب است محاسبه (الف) پویش متوسط آزاد نوترون‌های حرارتی در غلاف زیرکونیوم و مغز (ب) مقدار  $\beta_{eff}$  هنداد، درجه حرارت را درجه حرارت معمولی در نظر بگیرید.



شکل ۶-۶ ساندویچ صفحه سوخت

حل : (الف) برطبق جدول ۳ پیوست ۲ دانسیته اتمی زیرکونیوم  $N_z$  برحسب واحد  $۱۰^{۲۴}$  برابر  $۰.۰۴۲۹$  / و سطح مقطع کل آن برای نوترون‌های حرارتی تقریباً برابر  $۶/۶$  بارن است. بنابراین پوشش متوسط آزاد غلاف برابر است با

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_t} = \frac{1}{۰.۰۴۲۹} \times ۶۶ = ۳۱۰ \text{ cm}$$

برای پیدا کردن پوشش متوسط آزاد در مغز لازم است  $\Sigma_t$  را برای مخلوط اورانیوم ۲۳۵ و زیرکونیوم حساب کرد. از آنجا که مقدار اورانیوم موجود فقط به‌عنوان یک ناخالصی است غلظت اتمی زیرکونیوم در مغز برابر غلظت اتمی غلاف است یعنی  $N_z = ۰.۰۴۲۹$  غلظت اتم  $۲۳۵\text{U}$  برابر است با

$$N_{۲۳۵} = \frac{۰.۰۴۲۹}{۱۵۰} = ۲۸۶ \times ۱۰^{-۴}$$

و سطح مقطع کل اورانیوم ۲۳۵ برابر است با

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s = ۶۸۱ + ۸۰۹ \approx ۶۹۰ \text{ بارن}$$

لذا برای مغز\* داریم

$$\Sigma_t = ۲۸۶ \times ۱۰^{-۴} \times ۶۹۰ + ۰.۰۴۲۹ \times ۶۶ = ۰.۴۸۰ \text{ cm}^{-۱}$$

پوشش متوسط آزاد برابر است :

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_t} = ۲۱ \text{ cm}$$

\* این محاسبه مغایر با بحث قسمت ۳-۳ به نظر می‌آید که سطح مقطع‌های پراکندگی حرارتی نباید با سطح مقطع جذب جمع شود. در هر صورت، بیشترین اثر سوخت به  $\Sigma_t$  در نتیجه جذب است و این را می‌توان به پراکندگی افزود.



پویش متوسط آزاد در غلاف  $\frac{3r_0}{0.005} = 70$  برابر ضخامت غلاف، درحالی که  $\frac{2r_1}{0.005} = 42$  برابر ضخامت مغز است. واضح است قلب راکتور شبه همگون است.

(ب) به طور معمول  $k_{\infty} = \eta_T f$  است. که برای اورانیوم  $^{235}\text{U}$  در درجه حرارت معمولی  $\eta_T = 2.065$  می باشد. برای محاسبه  $f$  دانسیته اتم آب، زیر کونیوم و  $^{238}\text{U}$  یک مخلوط همگون معادل باید به کار برد. از آنجا که آب و زیر کونیوم هر کدام نیمی از حجم را اشغال می کنند دانسیته اتمی مربوط به آنها درست نصف مقدار معمولی آنهاست. برحسب واحد  $^{238}\text{U}$

$$N_w = 0.05 \times 0.0224 = 0.0112$$

که  $0.0224$  دانسیته مولکولی آب به جرم ویژه واحد است و

$$N_z = 0.05 \times 0.0229 = 0.0215$$

اورانیوم موجود در حجم برابر یک سوم حجم ساندویچ یا یک ششم حجم کل است. و دانسیته اتمی  $10^{-4} \times 2.86$  می باشد لذا برای مخلوط داریم

$$N_{235} = 2.86 \times 10^{-4} / 6 = 4.77 \times 10^{-5}$$

سطح مقطع های میکروسکوپی  $^{235}\text{U}$ ، زیر کونیوم و آب (برای هر مولکول) در انرژی  $0.025\text{eV}$  ر.

به ترتیب عبارتند از  $681$ ،  $0.0185$  و  $0.664$  بارن. ضریب غیر  $\frac{1}{V}$  اورانیوم  $^{235}\text{U}$  در درجه

حرارت  $20^\circ\text{C}$  برابر  $0.978$  است. مقدار  $f$  در زیر بدست می آید.

$$f = \frac{4.77 \times 10^{-5} \times 681 \times 0.978}{4.77 \times 10^{-5} \times 681 \times 0.978 + 0.0215 \times 0.0185 + 0.0112 \times 0.664} = 0.6783$$

لذا

$$k_{\infty} = 2.065 \times 0.6783 = 1.401$$

محاسبات برای راکتورهای ناهمگون به مراتب مشکلاتر از محاسبات مربوط برای راکتورهای همگون است. هنوز هم می توان رابطه  $k_{\infty} = \eta_T f p \epsilon$  را نوشت و محاسبات بحرانی را که قبلاً به دست آمده به کار برد، اما ضرائب در این روابط باید با دقت محاسبه شوند.

مقدار  $\eta_T$

اغلب راکتورهای ناهمگون دارای سوخت اورانیوم طبیعی یا کمی غنی شده به صورت فلز یا اکسید است. عبارت «سوخت» به مخلوطی از  $^{235}\text{U}$ ،  $^{238}\text{U}$  و اکسیژن اطلاق می شود. در هر حالت،  $\eta_T$  را می توان از رابطه زیر به دست آورد.

$$\eta_T = \frac{\nu_{235} \bar{\Sigma}_{f235}}{\Sigma_{a235} + \Sigma_{a238}} \quad (103-6)$$

چون سطح مقطع جذب اکسیژن حدود صفر است از رابطه بالا حذف شده است.  
 مثال ۱۱-۶  $\eta_T$  را برای اورانیوم طبیعی در درجه حرارت معمولی حساب کنید.  
 حل. بهتر است معادله (۶-۳۰) را به صورت زیر بنویسیم

$$\eta_T = \frac{v_{25}\sigma_{f25}}{\sigma_{a25} + \frac{N_{238}}{N_{235}}\sigma_{a238}}$$

نسبت  $\frac{N_{238}}{N_{235}}$  برای اورانیوم طبیعی برابر ۱۳۸ است. سپس با استفاده از مقدار  $v_{25} = 2.42$  ،

$$g_{a238}(20^\circ\text{C}) = 0.978, \sigma_{a25} = 681\text{b}, g_{f25}(20^\circ\text{C}) = 0.976, \sigma_{a25} = 0.82\text{b}$$

$$g_{a238}(20^\circ\text{C}) = 1.0017, \sigma_{a238} = 277.0\text{b}$$

$$\eta_T = \frac{2.42 \times 0.82 \times 0.976}{681 \times 0.978 + 138 \times 277.0 \times 1.0017} = 1.32$$

### بهره حرارتی

بهره حرارتی طبق تعریف، احتمال این که یک نوترون حرارتی اگر آخر الامر در سواد قلب راکتور جذب شود، در حقیقت، جذب در سوخت چقدر است. این احتمال به نوبه خود عبارت است از نسبت تعداد نوترون هائی است که در سوخت در تائیه جذب می شوند به تعداد نوترون هائی که در تائیه هم جذب در سوخت می شوند وهم جذب در کند کننده\*.  
 تعداد نوترون هائی که در تائیه در سوخت جذب می شوند عبارتند از

$$\int_{V_F} \bar{\Sigma}_{aF} \Phi_T dV$$

که  $\bar{\Sigma}_{aF}$  سطح مقطع ماکروسکوپی جذب نوترون های حرارتی سوخت است و انتگرال گیری در حجم سوخت  $V_F$  انجام گرفته است. این عدد را نیز می توان به صورت زیر نوشت

$$\bar{\Sigma}_{aF} \bar{\Phi}_{TF} V_F$$

در اینجا  $\bar{\Phi}_{TF}$  فلوی حرارتی متوسط در سوخت است. تعداد نوترون هائی که در تائیه جذب کند کننده می شوند با رابطه مشابهی داده می شود، در این حالت  $f$  عبارت است از

$$f = \frac{\bar{\Sigma}_{aF} \bar{\Phi}_{TF} V_F}{\bar{\Sigma}_{aF} \bar{\Phi}_{TF} V_F + \bar{\Sigma}_{aM} \bar{\Phi}_{TM} V_M} \quad (6-10)$$

\* در اینجا فرض می شود که قلب راکتور فقط حاوی سوخت و کند کننده است. در راکتورهای واقعی، غلاف، مواد ساختمانی، سبیله های کنترل و دیگر مواد همیشه وجود دارند.

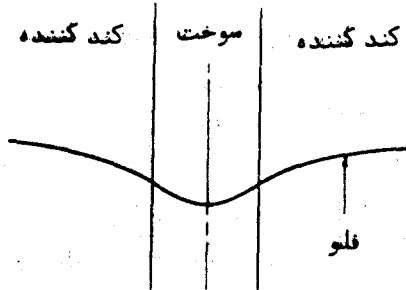
از تقسیم صورت و مخرج معادله (۱.۴-۶) بر  $\Phi_{TF}$  ،  $f$  بصورت زیر در می آید

$$f = \frac{\bar{\Sigma}_a F V_F}{\bar{\Sigma}_a F V_F + \bar{\Sigma}_a M V_M \zeta} \quad (100-6)$$

که

$$\zeta = \frac{\bar{\Phi}_{TM}}{\bar{\Phi}_{TF}} \quad (106-6)$$

این رابطه را به دلایلی که بعداً بحث خواهیم کرد، ضریب افت حرارتی می نامند. مقادیر  $\bar{\Phi}_{TF}$  و  $\bar{\Phi}_{TM}$  را نمی توان به دقت حساب کرد مگر به طریق عددی. به هر حال، رفتار کیفی فلو در سوخت و کند کننده در شکل ۶-۷ نشان داده شده است. دیده خواهد شد که فلو در سوخت کمتر از فلو در کند کننده است. این موضوع کاملاً قابل انتظار است زیرا سطح مقطع جذب سوخت خیلی بیش از آن در کند کننده است. همچنین نتیجه می شود که  $\bar{\Phi}_{TF}$  کوچکتر از  $\bar{\Phi}_{TM}$  است، برای اینکه در معادله (۱.۶-۶)  $\zeta$  از واحد بزرگتر است. این موضوع دارای اثرات مهمی است که بعداً در این قسمت در نظر گرفته خواهد شد.



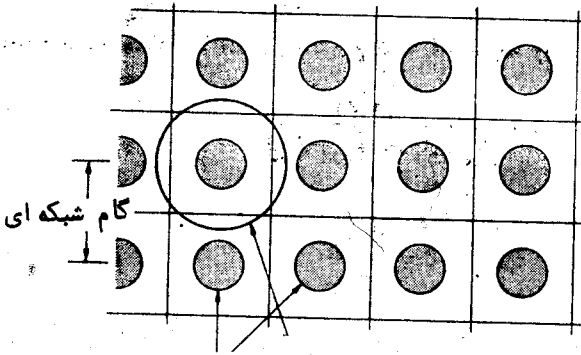
شکل ۶-۷ فلو نوترون حرارتی در داخل و نزدیکی سوخت

اگرچه  $f$  را نمی توان به طریق تحلیلی محاسبه کرد، لکن امکان دارد روابط تقریبی برای محاسبه این پایا به دست آورد. در این تقریب ها، لایه بینهایت یا شبکه میله های سوخت را به واحد شبکه<sup>۲</sup> مطابق شکل ۶-۸ تقسیم می کنیم. محاسبه شدتی که نوترون ها در سوخت و کند کننده جذب می شوند در یک واحد استوانه ای معادل یعنی واحد شبکه که حجم آن برابر با حجم واحد شبکه غیر استوانه ای است انجام می دهیم. این روش را روش ویگنر-سایتز<sup>۲</sup> می نامند.

۱- Thermal disadvantage Factor

۲- Unit cell

۲- Wigner - Seitz method



حجره معادل  
میله های سوخت  
مخلوط همگون

شکل ۶-۸ شبکه مربعی میله های سوخت و نمایش یک واحد شبکه معادل  
نتایج این محاسبات معمولاً به شکل زیر بیان می شود:

$$\frac{1}{f} = \frac{\sum_a M V_M}{\sum_a F V_F} F + E \quad (107-6)$$

که  $E$  و  $F$  توابع شبکه نامیده می شوند. در ساده ترین محاسبات این توابع، درحالتی که نظریه  
پخش در سوخت و کند کننده صادق باشد  $F$  و  $E$  عبارتند از

$$F(x) = \frac{x I_0(x)}{2 I_1(x)} \quad (108-6)$$

و

$$E(y, z) = \frac{z' - y'}{2y} \left[ \frac{I_0(y) K_1(z) + K_0(y) I_1(z)}{I_1(z) K_1(y) - K_1(z) I_1(y)} \right] \quad (109-6)$$

در این روابط  $z = b/L_M$  و  $y = a/L_M$  ،  $x = a/L_F$  شعاع میله سوخت،  $b$  شعاع واحد شبکه معادل و  $L_M$  و  $L_F$  طول پخش در سوخت  
و کند کننده است. فهرست کوتاهی از مقادیر  $L_F$  در جدول ۶-۷ داده شده است. توابع  $I_n$  و  $K_n$   
وقتی  $n = 0$  هستند توابع تعدیلی بسل<sup>۲</sup> خوانده می شوند. جدول کوتاهی از مقادیر این توابع  
در انتهای پیوست ۵ داده شده است.

معادلات (۱۰۸-۶) و (۱۰۹-۶) برای محاسبات راکتورهایی که  $a \ll b$  است نسبتاً  
دقیق است یعنی راکتورهایی که در آنها حجم کند کننده خیلی بیش از حجم سوخت باشد.  
این حالت در راکتورهای گازی معمولاً وجود دارد. در هر صورت، این معادلات فقط یک تخمین

غیر دقیقی برای محاسبه  $F$  راکتورهای که شبکه‌های آنها کاملاً به هم پیچیده است به دست می‌دهد.

اغلب راکتورهای جدید قدرت از نوع اخیر و برای محاسبه باید از روابط پیچیده‌تری استفاده کرد.

لازم به یادآوری است که وقتی  $x$ ،  $y$  و  $z$  کوچکتر از حدود  $۰.۷$  است، از بسط سری‌های زیر که دارای دقت خوبی برای محاسبه  $E$  و  $F$  برای میله‌های استوانه‌ای است استفاده کرد.

#### جدول ۶-۴

طول‌های بخش حرارتی سوخت

$L_F$ , cm	سوخت
۱۷۰۰	اورانیوم طبیعی
۳۷	$U_3O_8$

$$F(x) = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x}{2}\right)^2 - \frac{1}{12} \left(\frac{x}{2}\right)^4 + \frac{1}{48} \left(\frac{x}{2}\right)^6 \dots \quad (110-6)$$

$$E(y, z) = 1 + \frac{z^2}{2} \left[ \frac{z^2}{z^2 - y^2} \ln\left(\frac{z}{y}\right) - \frac{3}{4} + \frac{y^2}{4z^2} + \dots \right] \quad (111-6)$$

مثال ۶-۱۴ قلب راکتور آزمایشی حاوی شبکه‌های مربعی میله‌های سوخت اورانیوم طبیعی در داخل گرافیت قرار داده شده‌اند. میله‌ها به شعاع ۲٫۱ سانتیمتر به فاصله ۲٫۰ سانتیمتر از هم قرار دارند\*. مقدار  $F$  این راکتور را حساب کنید.

حل. ابتدا لازم است شعاع  $b$  واحد شبکه استوانه هم حجم واحد شبکه را تعیین کنیم. هر دو واحد شبکه ای در شکل ۶-۹ نشان داده شده‌اند. این واحدها هم طول هستند، لذا برای اینکه هم حجم باشند لازم است

$$\pi b^2 = (2.04)^2$$

ولذا

$$b = \frac{2.04}{\sqrt{\pi}} = 1.27 \text{ cm}$$

\* نزدیکترین فاصله بین مراکز دومیله مجاور در این مثال ۲٫۰ سانتیمتر است، فاصله شبکه‌ای یا گام شبکه نامیده می‌شود.

برای اورانیوم طبیعی  $L_T = 1700 \text{ cm}$  در حالی که برای گرافیت  $L_T = 59 \text{ cm}$  است. بنابراین

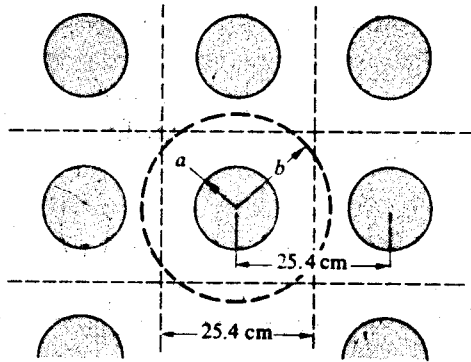
$$x = \frac{1702}{1700} = 0.998$$

$$y = \frac{1702}{59} = 0.174$$

$$z = \frac{1473}{59} = 0.242$$

با قرار دادن این مقادیر در معادلات (۶-۱۱) و (۶-۱۱) خواهیم داشت

$$E = 13.057, F = 17.022$$



شکل ۶-۹ یک شبکه مربعی با کام ۴ رده ماتریس

از جدول ۳ پیوست ۲ سطح مقطع ها در انرژی  $0.025 \text{ eV}$  برابرند با:

$$\Sigma_{aF} = 0.3968 \text{ cm}^{-1}, \Sigma_{aM} = 0.002728 \text{ cm}^{-1}$$

و همچنین

$$V_M/V_F = (b^2 - a^2)/a^2 = 1959$$

با قرار دادن این مقادیر در معادله (۶-۱۰) داریم:

$$\frac{1}{f} = \frac{0.002728 \times 1959}{0.3968} \times 17.022 + 13.057 = 172.89$$

$$f = 0.8272$$

احتمال فرار از رزونانس

بازگشت به قسمت (۶-۵) احتمال فرار از رزونانس، همان طوری که از نامش مستفاد

می‌شود، احتمال این است که یک نوترون شکافت در ضمن کندشدن به انرژی حرارتی از جذب در رزنانس‌ها فرار می‌کند. روش‌های تحلیلی - عددی برای محاسبه  $p$  با استفاده از داده‌های سطح مقطع هسته‌ای ابداع شده است، اما شرح آنها خارج از بحث این کتاب است. در این مورد، اندازه‌گیری‌های زیادی برای  $p$  انجام شده است و نشان داده‌اند که  $p$  را می‌توان با رابطه تقریبی زیر بیان نمود

$$p = \exp \left[ - \frac{N_F V_F I}{\xi_M \Sigma_{SM} V_M} \right] \quad (112-6)$$

در اینجا  $N_F$  دانسیته اتمی سوخت برحسب  $10^{24}$ ،  $V_F$  و  $V_M$  به ترتیب حجم سوخت و حجم کندکننده،  $\xi_M$  افزایش متوسط لتارژی در هر برخورد در کندکننده (قسمت ۳-۵)،  $\Sigma_{SM}$  سطح مقطع ماکروسکوپی پراکندگی در انرژی رزنانس می‌باشند.  $I$  پایایی است که به انتگرال رزنانس مشهور است. مقادیر  $I$  برای میله‌های سوخت استوانه‌ای با رابطه نیمه تجربی زیر بیان می‌شود

$$I = A + C/\sqrt{ap} \quad (113-6)$$

در این رابطه  $A$  و  $C$  مقادیر ثابت تجربی هستند که در جدول (۶-۵) داده شده‌اند،  $a$  شعاع میله سوخت و  $\rho$  جرم ویژه سوخت است. برای سهولت در محاسبات مقدار  $\xi_M \Sigma_{SM}$  در جدول ۶-۶ داده شده است.

#### جدول ۶-۵

مقادیر ثابت برای محاسبه  $I$ \*

C	A	سوخت
۳۸٫۳	۲٫۸	$^{238}\text{U}$ (فلز)
۳۹٫۶	۳٫۰	$^{238}\text{UO}_2$
۲۰٫۹	۳٫۹	$^{232}\text{Th}$ (فلز)
۲۴٫۵	۳٫۴	$^{232}\text{ThO}_2$

\* مبنی بر گزارش پتوس و بالدوین، شرکت بپ کاک و ویل کاکس

BAW - ۱۲۴۴، ۱۹۷۲، BAW - ۱۲۸۶، ۱۹۶۳

باید یادآور شد که برطبق معادله (۱۱۳-۶)  $I$  دارای بعد سطح مقطع است. وقتی مقادیر ثابت جدول (۶-۵) را در معادله (۱۱۳-۶) قرار می‌دهیم  $I$  برحسب بارن به دست می‌آید. به هر حال  $a$  باید بر حسب سانتیمتر و  $\rho$  بر حسب گرم در سانتیمتر مکعب داده شوند. لازم به تذکر

است که اگرچه مقادیر ثابت A و C جدول (۵-۶) برای جاذب‌های رزنانس خالص  $^{238}\text{U}$  و  $^{232}\text{Th}$  داده شده‌اند، لکن این مقادیر ثابت برای اورانیوم کمی غنی‌شده و یا تورنیوم حاوی کمی اورانیوم  $^{232}$  به وجود آمده درست است. مقادیر کم  $^{230}\text{U}$  یا  $^{232}\text{U}$  موجود در سوخت به‌طور قابل ملاحظه‌ای قدرت جذب رزنانس  $^{238}\text{U}$  یا  $^{232}\text{Th}$  را تغییر نمی‌دهد - برحسب مورد سوخت اساساً  $^{238}\text{U}$  یا  $^{232}\text{Th}$  است.

مثال ۹-۱۳ مقدار p شبکه مثال (۶-۱۲) را حساب کنید.

حل. شعاع میله  $a = 1.02$  سانتیمتر و جرم ویژه اورانیوم  $19.1$  گرم در سانتیمتر مکعب است. از معادله (۶-۱۳) مقدار انتگرال رزنانس برابر است با

$$I = 2.78 + 3.873 / \sqrt{1.02 \times 19.1} = 11.05 b$$

از جدول ۳ پیوست ۲ داریم  $N_F = 0.70483$ ، برحسب واحد  $1.24$ ، از جدول ۶-۶ مقدار  $\xi_M \Sigma_{SM} = 0.7608$  و از مثال ۶-۱۲ داریم  $V_M/V_F = 19.09$  با قرار دادن این مقادیر در معادله (۶-۱۲) رابطه زیر به دست می‌آید

$$p = \exp \left[ - \frac{0.70483 \times 11.05}{0.7608 \times 19.09} \right] \\ = \exp(-0.51670) = 0.59844$$

جدول ۶-۶

مقادیر  $\xi_M \Sigma_{SM}$

$\xi_M \Sigma_{SM}$	کند کننده
۱.۴۶	آب
۰.۱۷۸	آب سنگین
۰.۱۵۰	یرلیوم
۰.۶۰۸	گرافیت

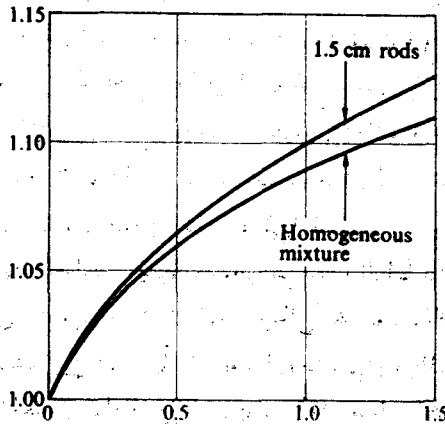
### شکافت سریع

ضریب شکافت سریع، یعنی نسبت تعداد کل نوترون‌های حاصل از شکافت حرارتی و سریع به تعداد نوترون‌های حاصل از شکافت حرارتی به تنهایی، در بسیاری از راکتورهای ناهمگون محاسبه و اندازه‌گیری شده است. نتایج تجربی با میله‌های \* سوخت اورانیوم کمی

\* به‌طوری که قبلاً اشاره شد، اغلب راکتورهای قدرت جدید، حداقل آنهایی که در ایالات متحده قرار دارند، اورانیوم کمی غنی‌شده (۲ تا ۳ درصد وزنی) استفاده نمی‌کنند. از آنجا که در درجه غنی بودن کم، مقدار اورانیوم  $^{238}$  سوخت مستقل از درجه غنی بودن است، مقدار زیاد بستگی به درجه غنی بودن ندارد.



غنی شده به قطر ۰٫۱ سانتیمتر در آب معمولی در شکل (۶-۱) نشان داده شده است. دیده می‌شود که  $\epsilon$  نسبت به افزایش نسبت حجم اورانیوم به حجم آب، افزایش می‌یابد. این موضوع از نظر فیزیکی نیز قابل پیش‌بینی است. لذا با مقدار بیشتر فلز اورانیوم موجود در هنداد (سیستم) احتمال برخورد یک نوترون شکافت به هسته اورانیوم، قبل از این که انرژی نوترون سریع در نتیجه برخورد به کندکننده به کمتر از انرژی آستانه شکافت برسد، بزرگتر است. به طوری که شکل (۶-۱) نشان می‌دهد  $\epsilon$  برای مخلوط همگونی از اورانیوم و آب حساب شده است و واضح است که  $\epsilon$  تابع حساسی از شعاع میله سوخت نیست.



نسبت حجم فلز-آب

شکل ۶-۱. ضریب شکافت سریع بر حسب نسبت حجمی فلز-آب اطلاعات اضافی زیادی درباره داده‌های  $\epsilon$ ، شامل داده‌هایی درباره کندکننده‌ها بغیر از از آب، در گزارش ANL-۵۸۰۰ (بیراجعه به منابع) یافت می‌شود.

#### مقدار $k_{\infty}$

مقایسه پایاهای رابطه چهارضربی برای یک راکتور حرارتی ناهمگون با همین پایاها برای مخلوط همگونی از همان مواد بسیار جالب توجه است. ابتدا بهره حرارتی که برای یک هنداد ناهمگون به وسیله معادله (۶-۴) یا (۶-۵) داده می‌شود، در نظر می‌گیریم:

$$f_{het} = \frac{\bar{\Sigma}_{aF}\bar{\Phi}_{TF}V_F}{\bar{\Sigma}_{aF}\bar{\Phi}_{TF}V_F + \bar{\Sigma}_{aM}\bar{\Phi}_{TM}V_M} = \frac{\bar{\Sigma}_{aF}V_F}{\bar{\Sigma}_{aF}V_F + \bar{\Sigma}_{aM}V_M} \quad (100-6)$$

که  $k$  ضریب نامرغوبی است (با معادله ۶-۴ یا ۶-۵ مقایسه کنید). اگر هنداد (سیستم) را سوخت و به صورت همگون در نظر بگیریم عبارتهای  $\bar{\Sigma}_{aM}\bar{\Phi}_{TM}V_M$  و  $\bar{\Sigma}_{aF}\bar{\Phi}_{TF}V_F$  جذب کل در کندکننده می‌باشند. در این صورت، در یک هنداد همگون فلوها در سوخت و کندکننده یکی

می باشد، یعنی  $\bar{\Phi}_{TF} = \bar{\Phi}_{TM}$  برای اینکه  $\zeta = 1$  است و بنابراین

$$f_{\text{homo}} = \frac{\Sigma_{aF} V_F}{\Sigma_{aF} V_F + \Sigma_{aM} V_M} \quad (114-6)$$

به طوری که قبلاً نشان داده شد  $\zeta$  برای یک راکتور ناهمگون بزرگتر از واحد است. از مقایسه معادلات (۱۰۵-۶) و (۱۱۴-۶) نتیجه می شود که:

$$f_{\text{het}} < f_{\text{homo}} \quad (115-6)$$

دلیل فیزیکی این که چرا  $f$  برای یک همداد ناهمگون کوچکتر از مقدار آن در یک همداد همگون معادل است، این است که در یک همداد ناهمگون فلو در سوخت کمتر از فلو در کندکننده است. این افت در فلو به این دلیل است که بعضی نوترون هائی که از کندکننده وارد سوخت می شوند در نزدیکی سطح سوخت جذب می شوند، و به زبان ساده می توان گفت آقدر زنده باقی نمی مانند که به فلو داخل سوخت کمک کنند. لایه خارجی سوخت حفاظی در مقابل قسمت داخلی و این حالت مشهور به خود حفاظی است.

آنچه که از نظر بهره حرارتی عیب محسوب می شود، الزاماً تا آنجا که مربوط به احتمال فرار از رزنانس است حسن محسوب می شود. لذا، درحالی که خود حفاظی جذب نوترون حرارتی را در سوخت کاهش می دهد، نیز باعث کاهش جذبهای مزاحم در رزنانس های سوخت می شود. بنابراین نتیجه می شود که احتمال فرار از رزنانس برای یک همداد ناهمگون بزرگتر از آن برای یک مخلوط همگون معادل است. به علاوه از آنجا که سطح مقطع متوسط جذب سوخت در انرژی های رزنانس خیلی بزرگتر از سطح مقطع جذب در انرژی های حرارتی است، افت فلو نوترون های رزنانس بزرگتر از افت فلو نوترون های حرارتی است. در نتیجه، کاهش در  $f$  برای یک همداد ناهمگون بیش از مقداری است که با افزایش  $p$  جبران شود.

همان طور که در شکل (۱۰-۶) دیده می شود، ضریب شکافت سریع برای یک راکتور ناهمگون بزرگتر از آن برای یک همداد همگون است. این مربوط به این حقیقت است که درحالت ناهمگون نوترون های شکافت از داخل سوخت خالص عبور کرده قبل از این که با کندکننده مواجه شود ممکن است باعث شکافت سریع شود. پدیده ناهمگونی آقدر که بر  $f$  اثر دارد بر  $k$  اثر نمی گذارد.

باتوجه به این مطلب

$$(fp)_{\text{het}} > (fp)_{\text{homo}}$$

و

$$\epsilon_{\text{het}} > \epsilon_{\text{homo}}$$

از اینجا نتیجه می‌شود که  $k_{\infty}$  برای یک راکتور ناهمگون بزرگتر از آن برای یک راکتور همگون معادل است\*. این نتیجه دارای اهمیت قابل توجهی در طرح راکتورهای معینی خواهد بود. به ویژه مقدار حداکثر  $k_{\infty}$  برای مخلوط همگونی از اورانیوم طبیعی و گرافیت فقط ۰.۸۰ است و چنین راکتوری نمی‌تواند بحرانی شود، ولی با قرار دادن قطعات اورانیوم در گرافیت یک شبکه ناهمگون،  $k_{\infty}$  به اندازه کافی بیش از واحد می‌شود که بتوان راکتور را با این مواد بحرانی ساخت.

## مسائل فصل ۶

یادداشت: تمام محاسبات را در درجه حرارت معمولی انجام دهید مگر درجه حرارت دیگری داده شده باشد، و انرژی قابل دریافت هر شکافت را  $200 \text{ Mev}$  در نظر بگیرید.

۱-۶ مطلوب است محاسبه بهره حرارتی و ضریب تکثیر بینهایت برای یک راکتور سریع حاوی مخلوطی از سدیم مایع و پلوتونیوم که در آن پلوتونیوم موجود ۳ درصد وزنی باشد. جرم مخصوص تقریباً برابر یک گرم در سانتیمتر مکعب است.

۲-۶ قلب یک راکتور سریع حاوی ردیف‌های میله‌های اورانیوم در داخل سدیم مایع قرار دارند. اورانیوم تا ۶-۲ درصد وزنی در  $^{230}\text{U}$  غنی شده است که ۳۷٪ حجم قلب را تشکیل میدهد. مطلوبست (الف) دانسیته اتمی متوسط سدیم  $^{238}\text{U}$  و  $^{230}\text{U}$  (ب) بهره حرارتی سوخت (ج) مقدار  $\eta$  (د) ضریب تکثیر بینهایت را برای قلب راکتور حساب کنید.

۳-۶ یک راکتور استوانه‌ای لخت به ارتفاع ۱۰۰ سانتیمتر و قطر ۱۰۰ سانتیمتر در قدرت پایدار  $2 \text{ MW}$  کار می‌کند. اگر مبدا را در مرکز راکتور بگیریم، چگالی قدرت را در  $r = 7 \text{ cm}$  و  $r = -22 \text{ cm}$  تعیین کنید.

۴-۶ در یک راکتور کروی به شعاع ۵۰ سانتیمتر چگالی شدت شکافت در ۳۰ سانتیمتری از مرکز کره برابر  $10^{11} \times 20$  شکافت در سانتیمتر مکعب در ثانیه است (الف) راکتور در چه قدرت ثابتی کار می‌کند؟ (ب) چگالی شدت شکافت در مرکز کره چقدر است؟

۵-۶ با استفاده از تابع فلو در جدول ۶-۲ برای یک راکتور استوانه‌ای بینهایت بحرانی مقدار ثابت  $A$  را به دست آورید.

۶-۶ قلب یک راکتور معین (بابا زتابنده) از استوانه به ارتفاع ۱۰ فوت و به قطر

\* این نتیجه برای راکتورهای ناهمگون با سوخت اورانیوم غنی تا حدود ۵٪ در  $^{230}\text{U}$  صادق است. در درجه غنی بودن بیش از این،  $p$  دارای اهمیت کمتری در تعیین مقدار  $k_{\infty}$  است، و متراکم کردن سوخت فقط موجب کاهش جذب کلی نوترون‌ها به وسیله مواد قابل شکافت سریع می‌شود.

۱. فوت تشکیل شده است. نسبت فلوی حداکثر به فلوی متوسط اندازه گیری شده برابر ۱.۲ است. وقتی راکتور با سطح قدرت  $825 \text{ MW}$  کار می کند، حداکثر چگالی قدرت بر حسب  $\text{kW/lit}$  چقدر است؟

۶-۷. فرض می کنیم راکتور مشروح مثال ۶-۳ با قدرت یک کیلووات کار می کرد. تعداد نوترون هائی که در ثانیه از راکتور خارج می شوند چقدر است؟ (راهنمائی به مثال ۶-۴ مراجعه کنید)

۶-۸. ثابت کنید که برطبق مدل یک گروهی قدرت تولیدی در راکتور برای واحد جرم ماده شکافت پذیر حرارتی از رابطه زیر به دست می آید

$$\frac{\text{وات}}{\text{کیلووات}} = \frac{\text{کیلووات}}{\text{کیلوگرم}} = \frac{322 \times 10^{-11} \sigma_f \bar{\Phi} N_A}{M_F}$$

که  $\sigma_f$  سطح مقطع شکافت تک گروهی،  $\bar{\Phi}$  فلوی متوسط تک گروهی،  $N_A$  عدد آووگادرو و  $M_F$  جرم اتمی سوخت می باشد.

۶-۹. الف) شعاع بحرانی یک راکتور کروی بخت که دارای همان ترکیب مساله (۶-۱) باشد تخمین بزنید. ب) اگر راکتور با قدرت حرارتی  $500 \text{ MW}$  کار کند، فلوی حداکثر چقدر است؟ ج) احتمال فرار یک نوترون شکافت از راکتور چقدر است؟

۶-۱۰. در مرکز یک تیغه بینهایت از کند کننده به ضخامت  $2a$  یک ورقه نازک  $^{235}\text{U}$  به ضخامت  $t$  قرار دارد. ثابت کنید که برطبق نظریه یک گروهی شرط بحرانی بودن این هنداد را به طور تقریب می توان به صورت زیر نوشت

$$\frac{2D}{(\eta - 1)L\Sigma_{aF}t} \text{Coth} \frac{a}{L} = 1$$

$L$  و  $D$  پایاهای پخش کند کننده و  $\Sigma_{aF}$  سطح مقطع جذب ماکروسکوپی  $^{235}\text{U}$  است.

۶-۱۱. یک راکتور پژوهشی دارای ردیف مکعبی از میله های اورانیوم طبیعی در کند کننده گرافیت است. هر ضلع راکتور  $25$  فوت است و با قدرت  $20 \text{ MW}$  کار می کند. مقدار متوسط  $\Sigma_f$  برابر است با  $10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ .  $25$  مورد. مطلوب است محاسبه الف) با کلینک ب) حداکثر فلوی حرارتی ج) مقدار متوسط فلوی حرارتی د) میزان مصرف اورانیوم  $^{235}\text{U}$  در راکتور.

۶-۱۲. ثابت کنید که اگر انرژی باز یافتنی هر شکافت  $200 \text{ Mev}$  باشد قدرت راکتوری

که سوخت آن  $^{235}\text{U}$  و در درجه حرارت  $T$  کار کند از یکی از روابط زیر به دست می آید:

$$P = 4.72 m_F g_F(T) \bar{\Phi}_0 \times 10^{-14} \text{ MW}$$

$$P = 7.19 m_F g_F(T) T^{-1/2} \bar{\Phi}_T \times 10^{-12} \text{ MW}$$

که  $m_F$  کل جرم اورانیوم ۲۳۵ در راکتور بر حسب کیلوگرم،  $g_F(T)$  ضریب غیر  $\frac{1}{v}$  برای شکافت،  $\bar{\Phi}_0$  فلوی متوسط  $2200 \text{ m/s}$  و  $\bar{\Phi}_T$  فلوی حرارتی متوسط است.

۴-۳ معادلات زیر را حل کنید

$$2x + 4y + 7z = 16$$

$$x - 6y + z = 2$$

$$2x + 2y + 2z = 12$$

۴-۴ معادلات زیر را حل کنید

$$3.1x + 2y + 7.2z = 0$$

$$x - 0.5y - 9z = 0$$

$$7x + 4.05y + 8.7z = 0$$

۴-۵ یک محلول همگون از  $^{235}\text{U}$  و  $\text{H}_2\text{O}$  دارای ۱ گرم  $^{235}\text{U}$  در هر لیتر از محلول است. مطلوب است محاسبه (الف) دانسیته اتمی  $^{235}\text{U}$  و دانسیته مولکولی  $\text{H}_2\text{O}$  (ب) بهره حرارتی سوخت (ج) سطح و طول پخش حرارتی (د) ضریب تکثیر بینهایت.

۴-۶ مطلوب است محاسبه طول پخش حرارتی برای مخلوط همگونی از  $^{235}\text{U}$  و کئنده‌های زیر در غلظت سوخت و درجه حرارت داده شده

الف - گرافیت  $T = 200^\circ\text{C}$ ،  $\frac{N(20)}{N(c)} = 4.7 \times 10^{-6}$

ب - برلیوم  $T = 100^\circ\text{C}$ ،  $\frac{N(20)}{N(\text{Be})} = 1.3 \times 10^{-6}$

ج -  $\text{D}_2\text{O}$   $T = 20^\circ\text{C}$ ،  $\frac{N(20)}{N(\text{D}_2\text{O})} = 1.4 \times 10^{-6}$

د -  $\text{H}_2\text{O}$   $T = 20^\circ\text{C}$ ،  $\frac{N(20)}{N(\text{H}_2\text{O})} = 9.2 \times 10^{-4}$

۴-۷ یک راکتور تیغه‌ای لخت بحرانی به ضخامت ۲۰ سانتیمتر حاوی مخلوط همگونی از  $^{235}\text{U}$  و گرافیت در نظر می‌گیریم. حداکثر فلوی حرارتی  $s - \text{cm}^2 \times 10^{12}$  با استفاده از نظریه یک گروهی مطلوب است محاسبه (الف) با کلینک راکتور (ب) غلظت بحرانی

اورانیوم (ج) سطح پخش حرارتی (د) مقدار  $k_{\infty}$  (ه) فلوی حرارتی و جریان نوترون داخل تیغه (و) قدرت حرارتی تولیدی در واحد سطح تیغه .

۶-۱۸ انرژی همبستگی آخرین نوترون در  $^{235}\text{C}$  برابر  $4.90\text{ Mev}$  است. مقدار انرژی باز یافتنی هر شکافت را در یک راکتور گرافیتی بزرگ که سوخت آن  $^{235}\text{U}$  و مقدار نشت نوترون یا گاما از راکتور جزئی یا ناچیز است.

۶-۱۹ مطلوب است محاسبه غلظت، بر حسب گرم در لیتر (۱)  $^{235}\text{U}$  (۲)  $^{238}\text{U}$  (۳)  $^{239}\text{Pu}$  برای اینکه مخلوط همگون بینهایت بزرگ این سوختها با کند کننده های زیر بحرانی شود (الف)  $\text{H}_2\text{O}$  (ب)  $\text{D}_2\text{O}$  (ج)  $\text{Be}$  (د) گرافیت.

۶-۲۰ یک راکتور کروی لخت به شعاع ۰.۵ سانتیمتر از مخلوط همگون  $^{235}\text{U}$  و ویرلیوم تشکیل شده است. راکتور با قدرت حرارتی ۰.۵ کیلووات کاری کند. با استفاده از نظریه یک گروهی مطلوب است محاسبه (الف) جرم بحرانی  $^{235}\text{U}$  (ب) فلوی حرارتی در سرتاسر راکتور (ج) نشت از راکتور (د) میزان مصرف  $^{235}\text{U}$ .

۶-۲۱ پیشنهاد شده است که می توان محلول های سولفات اورانیل ( $^{235}\text{UO}_2\text{SO}_4$ ) کاملاً غنی شده را با غلظت ۳ گرم از این محلول در لیتر را انبار کرد. آیا این روش کاملاً ایمنی برای نگهداری از این محلول در ظرفهای غیر مشخص است؟

۶-۲۲ یک راکتور حرارتی لخت به شکل مکعب حاوی مخلوط همگونی از  $^{235}\text{U}$  و گرافیت است. نسبت دانسیته اتمی  $10^{-1} \times \frac{N_F}{N_M} = 1$  و درجه حرارت سوخت  $200^\circ\text{C}$  است. با استفاده از نظریه تک گروهی مطلوب است محاسبه (الف) ابعاد بحرانی (ب) جرم بحرانی (ج) فلوی حرارتی حداکثر وقتی راکتور در قدرت  $1\text{ kW}$  کار می کند.

۶-۲۳ نمونه اصلی راکتور پژوهشی بروک هیون از یک قطعه مکعبی گرافیت که در آن میله های اورانیوم طبیعی در ردیف های منظمی واقع هستند تشکیل شده است، هر یک از میله های سوخت در داخل کانال هوا در گرافیت قرار دارد.

وقتی راکتور در قدرت  $2\text{ MW}$  کاری کرد، درجه حرارت متوسط سوخت تقریباً برابر  $300^\circ\text{C}$  و فلوی حرارتی حداکثر  $10^{12}\text{ n/cm}^2\text{-s} \times 0.5$  بود. مقادیر متوسط  $L_T$  و  $\tau_T$  به ترتیب برابر  $320$  و  $396$  سانتیمتر سریع بودند و  $k_{\infty} = 1.0735$  مطلوب است محاسبه (الف) ابعاد بحرانی راکتور (ب) مقدار کل اورانیوم طبیعی در راکتور؟

۶-۲۴ با استفاده از نظریه تک گروهی، رابطه ای برای فلوی شرط بحرانی بودن - راکتورهای زیر به دست آورید (الف) یک تیغه بینهایت به ضخامت  $a$ ، راکتور بینهایت از دو

جهت. (ب) یک تیغه بینهایت به ضخامت  $a$ ، بالای  $b$  بازتابنده به ضخامت  $b$  از دو طرف تیغه (ج) یک کره به شعاع  $R$  و بازتابنده به ضخامت  $b$ .

۲۵-۶ قلب یک راکتور کروی متشکل از مخلوط همکون  $^{235}\text{U}$  و گرافیت با نسبت

اتمی سوخت-کند کننده  $= 6.8 \times 10^{-6}$  است.  $\frac{N_F}{N_M}$  قلب راکتور بایک بازتابنده بینهایت

گرافیت احاطه شده است. راکتور با قدرت  $100 \text{ kW}$  کار می کند. مطلوب است محاسبه (الف) مقدار  $k_{\infty}$  (ب) شعاع بحرانی قلب (ج) جرم بحرانی (د) صرفه بازتابنده (ه) فلوی حرارتی در سرتاسر قلب راکتور (و) نسبت فلوی حداکثر به متوسط.

۲۶-۶ ابعاد بحرانی و جرم بحرانی راکتور مشروح در مساله (۲۰-۶) وقتی قلب با یک لایه بازتابنده بینهایت از برلیوم احاطه شده است را حساب کنید.

۲۷-۶ یک قلب راکتور استوانه ای بینهایت به شعاع  $R$  به وسیله بازتابنده بینهایت ضخیم احاطه شده است. با استفاده از نظریه یک گروهی (الف) رابطه ای برای فلو در قلب و بازتابنده به دست آورید. (ب) نشان دهید که شرط بحرانی به قرار ذیل است:

$$D_c B \frac{J_1(BR)}{J_0(BR)} = \frac{D_r K_1(R/Lr)}{Lr K_0(R/Lr)}$$

که  $J_0$  و  $J_1$  توابع معمولی بسل و  $K_0$  و  $K_1$  توابع تعدیلی بسل هستند.

۲۸-۶ قلب یک راکتور تیغه ای حرارتی بینهایت دارای محلولی از  $^{239}\text{Pu}$  و  $\text{H}_2\text{O}$  است که غلظت پلوتونیوم در آن  $8 \text{ g/lit}$  می باشد. قلب راکتور در دو طرف دارای - بازتابنده از آب با ضخامت بینهایت است. مطلوب است محاسبه (الف) صرفه بازتابنده (ب) ضخامت بحرانی قلب (ج) بحرانی بر حسب  $\text{g/cm}^2$

۲۹-۶ قلب یک راکتور حرارتی کروی به شعاع  $0.5$  سانتیمتر دارای مخلوط همگونی از  $^{235}\text{U}$  و آب معمولی است. اطراف این قلب را یک لایه بازتابنده بینهایت احاطه کرده است. (الف) صرفه بازتابنده چقدر است؟ (ب) جرم بحرانی چقدر است؟ (ج) اگر فلوی حرارتی حداکثر  $5 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2\text{-s}$  باشد قدرت راکتور چقدر است؟ (راهنمایی: ابتدا  $M_T^2$  را با فرض این که راکتور لخت و شعاع آن  $0.5$  سانتیمتر است به دست آورید. سپس با استفاده از این  $M_T^2$  مقدار  $\delta$  را به دست آورید و مجدداً مقدار  $M_T^2$  جدید را با فرض این که راکتور لخت و شعاع آن  $0.5 + \delta$  است حساب کنید. این عمل را تکرار کنید تا اینکه همگرایی حاصل شود).

۳۰-۶ یک راکتور کروی زاینده به شعاع  $R$  با یک پوشش خارجی به ضخامت  $b$  احاطه شده است. ضریب تکثیر بینهایت برای قلب  $k_{\infty}$  بزرگتر از واحد در حالی که برای پوشش خارجی  $k_{\infty}$  کمتر از واحد است. با استفاده از نظریه یک گروهی شرایط بحرانی و روابطی برای فلو در سرتاسر قلب راکتور به دست آورید.

۳۱-۶ میله‌های سوخت صفحه‌ای شکل یک راکتور آزمایشی از ساندویچ‌های اورانیوم و آلومینیم تشکیل شده است. هر ساندویچ  $۷۲۵$  سانتیمتر عرض،  $۱۰۶$  سانتیمتر ضخامت دارد. غلاف آن  $۰.۵$  سانتیمتر ضخامت دارد. مغز ساندویچ‌ها آلیاژی از اورانیوم کاملاً غنی شده و آلومینیم است که دارای  $۲\%$  وزنی اورانیوم و جرم مخصوص تقریبی آن  $۳.۹ \text{ g/cm}^3$  می‌باشد. (الف) پویش متوسط آزاد نوترون‌های حرارتی را در مغز و غلاف در این میله‌های سوخت حساب کنید. (ب) آیا این راکتور با این نوع سوخت شبه همگون است یا همگون؟

۳۲-۶ ساندویچ‌های سوختی در راکتور مساله قبل به قوطی‌های آلومینیم جوش داده شده‌اند و در ردیف‌های منظمی در کندکننده آب معمولی قرار داده شده‌اند. نسبت حجمی (کل) فلز به آب برابر  $۰.۷۳$  و به‌طور کلی در مقابل هراتم اورانیوم  $۱۲۰$  اتم آلومینیم وجود دارد. مطلوب است محاسبه (الف) بهره حرارتی (ب)  $k_{\infty}$  (ج) طول پخش حرارتی (راهنمایی: در قسمت (ج) مقدار  $\bar{D}$  را برای مخلوط همگون با افزودن سطح مقطع‌های ماکروسکوپی-ترانسپورت آلومینیم و آب حساب کنید.  $\Sigma_{tr}$  آب را از  $\frac{1}{\bar{D}}$  به دست آورید که  $\bar{D}$  مقدار تجربی آب است که البته برای جرم ویژه تصحیح شده است).

۳۳-۶ شبکه یک راکتور آب اورانیوم ناهمگون دارای ردیف‌های مربعی از میله‌های اورانیوم طبیعی به قطر  $۱.۵$  سانتیمتر است که به فاصله  $۲.۸$  سانتیمتر از یکدیگر قرار گرفته‌اند. مطلوب است محاسبه (الف) شعاع واحد شبکه‌ای معادل (ب) نسبت حجمی اورانیوم-آب  $V_F/V_M$  (ج) بهره حرارتی (د) احتمال فرار از رزنانس (ه) ضریب شکافت سریع (از شکل ۹-۶). (و)  $k_{\infty}$

۳۴-۶ محاسبات مساله ۳۳-۶ را برای اورانیوم غنی شده  $۲.۰$  درصد وزنی در  $U^{235}$  تکرار کنید.

۳۵-۶ در یک شبکه شش وجهی (که شبکه مثلی نیز نامیده می‌شود) هر میله سوخت به وسیله شش میله مجاور احاطه شده است که به فواصل مساوی برابر گام شبکه‌ای  $S$  از هم قرار دارند. نشان دهید که شعاع واحد شبکه‌ای معادل برابر است با  $b = ۰.۰۲۵S$

۳۶-۶ مطلوب است محاسبه  $k_{\infty}$  برای یک شبکه شش وجهی که دارای میله‌های سوخت به شعاع  $۰.۴$  سانتیمتر و گرافیت است، به شرطی که گام شبکه‌ای  $۲.۰$  سانتیمتر باشد. (راهنمایی ضریب شکافت سریع برای این شبکه  $۰.۳$  باشد).



### General

Glasstone, S., and M. C. Edlund, *The Elements of Nuclear Reactor Theory*. Princeton, N.J.: Van Nostrand, 1952. Chapters 7, 8, and 9.

Glasstone, S., and A. Sesonske, *Nuclear Reactor Engineering*. New York: Van Nostrand, 1967, Chapter 4.

Isbin, H. S., *Introductory Nuclear Reactor Theory*. New York: Reinhold, 1963, Chapters 6, 7, and 8.

Lamarsh, J. R., *Introduction to Nuclear Reactor Theory*. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1966, Chapters 6-11.

Liverhant, S. E., *Elementary Introduction to Nuclear Reactor Physics*. New York: Wiley, 1960.

Meem, J. L., *Two Group Reactor Theory*. New York: Gordon and Breach, 1964, Chapters 3, 7, and 9.

Murray, R. L., *Nuclear Reactor Physics*. Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, 1957, Chapters 3, 4, and 5.

Sesonske, A., *Nuclear Power Plant Analysis*. U.S. Atomic Energy Commission report TID-26241, 1973, Chapter 5.

Zweifel, P. F., *Reactor Physics*. New York: McGraw-Hill, 1973, Chapter 3.

### Computer Codes

The Argonne Code Center at the Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, collects, maintains, and distributes a library of computer programs or codes for the solution of problems in nuclear reactor design and engineering. The Center also provides the documentation necessary to understand and use the various codes.

### Reactor Data

Considerable useful data will be found in the Argonne National Laboratory report *Reactor Physics Constants*, ANL-5800, L. J. Templin, Editor, 1963.

### Bessel Functions

These functions are tabulated in many places including:

Abramowitz, M., and I. A. Stegun, Editors, *Handbook of Mathematical Tables*. Washington, D.C.: National Bureau of Standards, 1964.

Etherington, H., Editor, *Nuclear Engineering Handbook*. New York: McGraw-Hill, 1958.

## فصل هفتم

### راکتور مستقل از زمان

فصل قبل درباره راکتورهای هسته‌ای بحرانی که با قدرت ثابت کار می‌کردند بحث شد لازم به گفتن نیست که راکتورها همیشه بحرانی نیستند. مثلاً یک راکتور ابتدا باید فوق بحرانی باشد تا راکتور را به کار انداخته یا سطح قدرت آنرا را بالا ببریم و برای اینکه آن را خاموش کرده یا قدرت آن را کاهش دهیم لازم است تحت بحرانی باشد. مطالعه رفتار نوترون‌ها را به‌طور جمعی در یک راکتور غیر بحرانی سینتیک راکتور می‌خوانند. این موضوع در قسمت ۱-۷ بحث می‌شود.

درجه بحرانی بودن یک راکتور معمولاً با استفاده از میله‌های کنترل<sup>۲</sup> یا کنترل شیمیائی<sup>۳</sup> تنظیم می‌شود. میله‌های کنترل قطعاتی یا مجموعه‌هایی از مواد جاذب نوترون هستند که حرکشان اثری در ضریب تکثیر ندارد. لذا، اگر یک میله کنترل از راکتور بحرانی خارج شود، راکتور به سمت فوق بحرانی میل می‌کند، در حالی که اگر میله به داخل هنداد بیشتر قرار گیرد هنداد تحت بحرانی می‌شود. در کنترل شیمیائی، عمل کنترل با تغییر دادن غلظت جاذب نوترون، معمولاً اسید بوریک ( $H_3BO_2$ )، در آب کند کننده یا خنک کننده انجام می‌گیرد بعضی از محاسبات بنیادی در مورد موثر بودن میله‌های کنترل و کنترل شیمیائی در کنترل راکتور در قسمت ۲-۷ بحث خواهد شد.

یکی از مهمترین عواملی که در حالت بحرانی راکتور اثر می‌گذارد درجه حرارت راکتور است. چند پایائی که وارد مقدار  $k$  شده تابع درجه حرارت و تغییر  $T$  الزاماً منجر به تغییراتی در  $k$  می‌شود. این شرایط به‌ویژه مربوط به ایمنی راکتور است که در قسمت ۳-۷ بحث می‌شود. موضوع مربوطه دیگر، یعنی، اثر ایجاد حفره<sup>۴</sup> در داخل راکتور بر  $k$  است، که در قسمت ۳-۷ در نظر گرفته می‌شود.

میله‌های کنترل و کنترل‌های شیمیائی علاوه بر تغییر دادن سطح قدرت راکتور، جوابگوی تغییرات درجه حرارت نیز هستند و برای جبران میزان مصرف سوخت، در عمر قلب راکتور به کار می‌روند. در این مورد، لازم به یادآوری است که یک راکتور در ابتدا با سوختی

۱- Reactor Kinetics

۲- Control Rods

۳- Chemical Shim

۴- Void

بیشتر از حداقل مقدار لازم برای حالت بحرانی شروع به کار می‌کند - اگر این موضوع درست نبود ، و اگر فقط با حداقل جرم سوخت بحرانی به کار می‌افتاد ، راکتور پس از اولین شکافت به حالت تحت بحرانی می‌رسید. میله‌های کنترل یا اسیدبوریک که به داخل راکتور برای جبران سوخت اضافی به میان آورده می‌شود سپس با رخداد شکافت و مصرف سوخت ، میله‌ها به تدریج بیرون کشیده می‌شوند یا غلظت  $H_2BO_3$  را کاهش می‌دهند تا راکتور بحرانی باقی بماند.

البته ، در هر شکافت دوهسته به وجود می‌آید، بنابراین، تراکم پاره‌های شکافت ضمن مصرف سوخت افزایش می‌یابد. هسته‌های معینی ، به ویژه  $^{130}Xe$  و  $^{149}Sm$  ، دارای سطح مقطع‌های ماکروسکوپی جذب خیلی بزرگی هستند و وجود آنها در راکتور اثر عمیقی در مقدار  $k$  دارد. بیشتر پاره‌های شکافت دیگر دارای  $\beta$  کمتری هستند و در مدت عمر قلب راکتور  $k$  را به تدریج کاهش می‌دهند. تولید و تجمع چنین پاره‌های شکافت سمی در قسمت v- $\epsilon$  بحث خواهد شد.

در راکتورهائی که دارای مواد بارور<sup>۱</sup> هستند ، تولید مواد شکافت‌پذیر حاصل از مواد سولده، تا اندازه‌ای مصرف سوخت و تشکیل پاره‌های شکافت را جبران می‌کند. این تغییرات در خواص قلب راکتور نسبت به زمان اثر روشنی در تعیین عمر مفید و کل انرژی و کل انرژی خروجی که از یک قلب معین قابل انتظار است دارد و بنابراین اثری بر هزینه‌های نیروی کلی می‌گذارد. این تبادل بین خواص سوخت و اقتصاد تولید قدرت همراه با تصمیم‌های تنظیم سوخت ، مربوط به موضوعی می‌گردد که مدیریت سوخت هسته‌ای<sup>۲</sup> نامیده شده و در این فصل بحث می‌شود.

## ۷-۱ سیستمیک راکتور<sup>(۳)</sup>

بازگشت به فصل ۳، بیشتر نوترون‌های شکافت در لحظه شکافت تابش می‌شوند، که نوترون‌های آنی<sup>۴</sup> نامیده می‌شوند. کسر کوچکی از نوترون‌های شکافت زمانی طولانی پس از عمل شکافت تابش می‌شوند که نوترون‌های تاخیری<sup>۵</sup> نامیده می‌شوند. رفتار زمانی یک راکتور بستگی به خواص مختلف این دونوع نوترون دارد. ابتدا نوترون‌های آنی را در نظر می‌گیریم .

۱- Fertile material

۲- Nuclear Fuel Management

۳- Reactor Kinetics

۴- Prompt Neutrons

۵- Delayed Neutrons

## عمر نوترون آنی

نوترون‌های شکافت آنی متعاقب تابش در اثر برخورد‌های الاستیک و غیر الاستیک با هسته‌های محیط‌کنند می‌شوند. در یک راکتور سریع، نوترون‌ها خیلی زیاد کند نمی‌شوند. فقط تا حدود ده‌ها یا صدها کیلو الکترون ولت - قبل از این که جذب یا از قلب نشت کند، می‌شوند. در راکتورهای حرارتی، اغلب نوترون‌ها موفق می‌شوند بدون این که جذب شده یا از هنداد فرار کنند به انرژی‌های حرارتی برسند. نوترون‌های حرارتی در داخل راکتور پخش می‌شوند بعضی بالاخره جذب شده و بعضی به خارج نشت کنند. زمان متوسط بین تابش نوترون‌های آنی و جذب آنها در راکتور را عمر نوترون آنی  $t_p$  خوانند و به  $t_p$  نشان داده می‌شود. ابتدا مقدار  $t_p$  را در یک راکتور حرارتی بینهایت در نظر می‌گیریم. با تجربه و تئوری می‌توان نشان داد که زمان لازم برای اینکه یک نوترون کند شده به انرژی‌های حرارتی برسد در مقایسه با زمانی که نوترون به عنوان یک نوترون حرارتی قبل از این که سرانجام جذب شود می‌گذراند کوچک است. طول عمر متوسطی که نوترون حرارتی در یک هنداد بینهایت می‌گذراند زمان متوسط پخش  $t_d$  نامیده شده و به  $t_d$  نشان داده می‌شود. بنابراین نتیجه می‌شود که برای یک راکتور حرارتی بینهایت داریم:

$$t_p \approx t_d \quad (1-7)$$

محاسبه  $t_d$  کار آسانی است. یک نوترون حرارتی با انرژی  $E$  به طور متوسط یک پویش متوسط آزاد جذب  $\lambda_a(E)$  طی می‌کند قبل از این که جذب شود. بنابراین زمانی که نوترون باقی می‌ماند برابر است با:

$$t(E) = \lambda_a(E) / v(E) \quad (2-7)$$

که  $v(E)$  سرعت نوترون مربوط به انرژی  $E$  است. زمان متوسط پخش برابر است با مقدار متوسط  $t(E)$  یعنی

$$t_d = \overline{t(E)} \quad (3-7)$$

از آنجا که  $\lambda_a(E) = \frac{1}{\Sigma_a(E)}$  است و  $\Sigma_a(E)$  سطح مقطع ماکروسکوپی جذب در انرژی  $E$  می‌باشد، معادله ۲-۷ را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$t(E) = \frac{1}{\Sigma_a(E)v(E)} \quad (4-7)$$

اگر جذب تابع  $\frac{1}{v}$  باشد که حداقل تقریباً در راکتورهای حرارتی درست است، داریم  

$$\Sigma_a(E) = \frac{\Sigma_a(E_0)v_0}{v(E)}$$
 که  $E_0 = 0.0253$  eV الکترون ولت و  $v_0 = 2200$  m/s است  
 و معادله (۴-۷) به صورت زیر درمی آید:

$$t(E) = \frac{1}{\Sigma_a(E_0)v_0} \quad (5-7)$$

لذا،  $t(E)$  مقدار ثابتی است و مستقل از  $E$  می باشد.

$$t_d = \frac{1}{\Sigma_a(E_0)v_0} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\Sigma_a v_T} \quad (6-7)$$

در اینجا از معادلات (۶-۵) و (۶-۴) با در نظر گرفتن  $g_a(T) = 1$  استفاده شده است. مقادیر  $t_d$  برای چند کاندکننده در جدول (۱-۷) داده شده است.

جدول ۱-۷ زمان پخش تقریبی برای چند کاندکننده

کاندکننده	$t_d$ ثانیه
H <sub>2</sub> O	$2.1 \times 10^{-4}$
D <sub>2</sub> O	۰.۱۴
Be	$2.9 \times 10^{-3}$
C (گرافیت)	۰.۰۱۷

اگر راکتور حاوی مخلوطی از سوخت و کاندکننده باشد در آن صورت

$$\bar{\Sigma}_a = \bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}$$

و معادله (۷-۷) به صورت زیر درمی آید

$$t_d = \frac{\sqrt{\pi}}{2v_T(\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM})} \quad (7-7)$$

که به صورت زیر می توان نوشته شود:

$$t_d = \frac{\sqrt{\pi}}{2v_T \bar{\Sigma}_{aM}} \frac{\bar{\Sigma}_{aM}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}}$$

اولین عامل در این معادله زمان پخش متوسط برای کاندکننده  $t_{dM}$ ، در حالی که عامل دوم

برابر  $(1-f)$  است که  $f$  بهره حرارتی سوخت (معادله ۶-۱) می باشد. لذا برای مخلوط داریم

$$t_d = t_{dM}(1-f) \quad (۸-۷)$$

**مثال ۷-۱** مطلوب است محاسبه عمر نوترون آبی در یک راکتور بینهایت بحرانی دارای مخلوط همگونی از  $^{235}\text{U}$  و آب با جرم ویژه واحد در درجه حرارت معمولی حل. از آنجا که راکتور بحرانی است.

$$k_{\infty} = \eta_T f = 1$$

یا  $f = \frac{1}{\eta_T}$  می باشد. از جدول (۶-۳)  $\eta_T = 2.065$  و بنابراین  $f = 0.484$  است. برطبق

جدول (۷-۱) برای آب داریم  $t_d = 2.1 \times 10^{-4} \text{ sec}$  و با استفاده از معادلات (۷-۱) و (۷-۷)

$$l_p \approx t_d = 2.1 \times 10^{-4} (1 - 0.484) = 1.08 \times 10^{-4} \text{ sec}$$

نتایج بالا فقط راکتورهای حرارتی را دربر می گیرد. عمر نوترون های آبی در راکتورهای سریع به مراتب کوچکتر از عمر نوترون آبی در راکتور حرارتی است زیرا نوترون ها هرگز فرصت پیدا نمی کنند که به انرژی های حرارتی برسند. در یک راکتور سریع مقدار  $l_p$  حدود  $10^{-7}$  ثانیه است.

### راکتور بدون نوترون تاخیری

به طوری که در ابتدای این قسمت اشاره شد نوترون های تاخیری نقش مهمی در سینتیک راکتورها بازی می کنند. این موضوع بسیار قابل توجه است زیرا تعداد کمی از نوترون ها تاخیری هستند - در شکافت حرارتی  $^{235}\text{U}$  کمتر از ۱٪ نوترون ها تاخیری است. برای درک اهمیت نوترون های تاخیری، مفید خواهد بود اگر ابتدا سینتیک راکتور را در عدم حضور نوترون های تاخیری در نظر بگیریم - یعنی، فرض کنیم تمام نوترون های آبی در زمان شکافت تابش می شوند. در حال حاضر، بحث را منحصربه راکتور حرارتی بینهایت می کنیم.

از آنجا که عمل جذب نوترون شکافت نسل تازه ای از نوترون های شکافت را باعث می شود، واضح است که در عدم حضور نوترون های تاخیری  $l_p$  نیز برابر با زمان بین نسل های متوالی در واکنش های زنجیره ای است. این زمان را زمان متوسط نسل خوانند. بنابراین از تعریف  $k_{\infty}$  نتیجه می شود که جذب یک نوترون از یک نسل منجر به جذب  $l_p$  ثانیه بعد،  $k_{\infty}$  نوترون در نسل بعد می شود. لذا اگر  $N_F(t)$  تعداد شکافت ها (که البته متناسب با تعداد جذب نوترون ها است) در هر سانتیمتر مکعب در ثانیه در لحظه  $t$  است، میزان شکافت  $l_p$  ثانیه بعد برابر است،

$$N_F(t + l_p) = k_{\infty} N_F(t) \quad (۹-۷)$$

عبارت اول این معادله را می توان به صورت زیر بسط داد:

$$N_F(t+I_p) \approx N_F(t) + I_p \frac{dN_F(t)}{dt}$$

با قرار دادن این بسط در معادله (۷-۹) نتیجه به صورت زیر در می آید.

$$\frac{dN_F(t)}{dt} \approx \frac{k_\infty - 1}{I_p} N_F(t) \quad (10-7)$$

جواب این معادله عبارت است از

$$N_F(t) = N_F(0) \exp\left(\frac{k_\infty - 1}{I_p} t\right) \quad (11-7)$$

که  $N_F(0)$  میزان شکافت در  $t=0$  است. معادله (۷-۱۱) را می توان به صورت زیر نوشت

$$N_F(t) = N_F(0) e^{t/T} \quad (12-7)$$

$$T = \frac{I_p}{k_\infty - 1} \quad (13-7)$$

که پریود راکتور نامیده می شود - که در عدم حضور نوترون های تاخیری است.

**مثال ۷-۲** فرض می کنیم راکتور مشروح مثال ۷-۱ تا زمان  $t=0$  بحرانی باشد و

سپس  $k_\infty$  از ۱۰۰۰۰ به ۱۰۰۰۱ افزایش پیدا می کند. تغییر قدرت رادر نتیجه این تغییر حساب کنید.

حل از مثال ۷-۱ داریم که  $I_p$  تقریباً برابر  $10^{-4}$  ثانیه است، بنابراین از معادله (۷-۱۳) داریم

$$T = \frac{10^{-4}}{10000 - 100000} = 0.1 \text{ Sec}$$

بنابراین فلو (وقدرت) به نسبت  $e^{0.4}$  افزایش پیدا می کند، که  $t$  بر حسب ثانیه است.

پریودی که در مثال ۷-۲ محاسبه شد خیلی کوتاه است. لذا با پریود ۰.۱ ثانیه راکتور در

عرض یک ثانیه ۱۰ پریود خواهد داشت، و میزان شکافت (وقدرت) با ضریبی برابر  $10^4$  یا  $10000$  برابر افزایش می یابد. اگر در ابتدا راکتور با قدرت یک مگاوات کار می کرد در عرض یک ثانیه قدرت آن به ۲۲۰۰۰ مگاوات می رسید البته اگر خود به خود منهدم نمی شد که بدون شک منهدم می شد.

خوشبختانه درین تجزیه و تحلیل که در آن نقش نوترون های تاخیری حذف شده است

سینتیک راکتور واقعی را تشریح نمی کند. به طوری که در زیر نشان داده خواهد شد نوترون های

تاخیری به طور قابل ملاحظه ای پریود راکتور را افزایش می دهد و در نتیجه راکتورها را می توان به آسانی کنترل کرد.

### راکتور با نوترونهای تاخیری

در محاسبات دقیق سینتیک راکتور، لازم است تولید و تجزیه هریک از شش گروه مولدهای نوترونهای تاخیری را در نظر گرفت. تحلیل ریاضی موضوع الزاماً پیچیده است. برای اینکه بحث را ساده کنیم، فرض می‌شود که در حال حاضر یک گروه نوترونهای تاخیری در نظر می‌گیریم، که از تجزیه یک هسته فرضی مجرد به وجود می‌آید.

یک راکتور حرارتی همگون بینهایت در نظر می‌گیریم که ممکن است بحرانی باشد یا نباشد از آنجا که فلوی حرارتی باید مستقل از مکان باشد، معادله پخش تابع زمان برای نوترونهای حرارتی به صورت زیر است (معادله ۲۱-۵)

$$S_T - \bar{\Sigma}_a \Phi_T = \frac{dn}{dt} \quad (14-7)$$

که  $S_T$  چگالی چشمه نوترونهای در حال کند شدن به ناحیه انرژی حرارتی است و  $n$  چگالی نوترونهای حرارتی می‌باشد. از معادله (۲۱-۵) داریم

$$\Phi_T = \frac{\gamma}{\sqrt{\pi}} n v_T$$

و معادله (۱۴-۷) به صورت زیر درمی‌آید

$$S_T - \bar{\Sigma}_a \Phi_T = \frac{\sqrt{\pi}}{\gamma v_T} \cdot \frac{d\Phi_T}{dt} \quad (15-7)$$

از تقسیم این معادله بر  $\bar{\Sigma}_a$  و با استفاده از معادله (۲۱-۷) نتیجه می‌شود که

$$\frac{S_T}{\bar{\Sigma}_a} - \Phi_T = t_d \frac{d\Phi_T}{dt} \quad (16-7)$$

بالاخره چون  $t_d \approx l_p$  است معادله (۱۶-۷) را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$\frac{S_T}{\bar{\Sigma}_a} - \Phi_T = l_p \frac{d\Phi_T}{dt} \quad (17-7)$$

اگر تمام نوترونهای شکافت به طور آبی تابش می‌شدند، با توجه به تعریف  $k_{\infty}$  چگالی چشمه برابر خواهد بود با (معادله ۲۱-۶)

$$S_T = k_{\infty} \bar{\Sigma}_a \Phi_T$$

به هر حال، کسر  $\beta$  از نوترونهای شکافت تاخیری هستند و بنابراین فقط کسر  $(1 - \beta)$  نوترون آبی



است. لذا سهم نوترون‌های آنی به  $S_T$  برابر است با

$$S_T (\text{نوترون‌های آنی}) = (1 - \beta) k_{\infty} \bar{\Sigma}_a \Phi_T$$

یک نوترون تأخیری پس از تابش به وسیله هسته مولد به سرعت کند می‌شود. بنابراین سهم نوترون‌های تأخیری به چگالی نوترون‌های حرارتی برابر با میزان تجزیه هسته‌های مولد ضرب در  $p$ ، احتمال فرار از جذب رزنانش نوترون‌های تأخیری در ضمن کندشدن است. لذا

$$S_T (\text{از نوترون‌های تأخیری}) = p \lambda c$$

که  $p$  احتمال فرار از رزنانش  $\lambda$  ثابت تجزیه هسته مولد و  $c$  غلظت هسته مولد بر حسب تعداد اتم در سانتیمتر مکعب است. از ترکیب نتایج بالا داریم

$$S_T = (1 - \beta) k_{\infty} \bar{\Sigma}_a \Phi_T + p \lambda c \quad (18 - \nu)$$

با قرار دادن این رابطه در معادله (۱۷-۷) معادله‌ای برای فلوی حرارتی به دست می‌آید

$$(1 - \beta) k_{\infty} \Phi_T + \frac{p \lambda c}{\Sigma_a} - \Phi_T = I_p \frac{d\Phi_T}{dt} \quad (19 - \nu)$$

معادله‌ای که غلظت هسته‌های مولد را تعیین می‌کند به طریق زیر به دست می‌آید. در قسمت (۶-۵) نشان داده شد که شدت تولید نوترون‌های شکافت، آنی و تأخیری، برابر است با

$\eta_T \epsilon \bar{\Sigma}_a f \Phi_T = k_{\infty} \bar{\Sigma}_a \Phi_T / p$  شدت تولید نوترون‌های تأخیری برابر است با  $\beta k_{\infty} \bar{\Sigma}_a \Phi_T / p$ . حال چون هر نوترون تأخیری در نتیجه تجزیه یک هسته مولد به وجود می‌آورد، نتیجه می‌شود که میزان تولید هسته‌های مولد نیز برابر است با  $\beta k_{\infty} \bar{\Sigma}_a \Phi_T / p$ . البته هسته مولد با میزان معمولی  $\lambda c$  تجزیه می‌شود که  $c$  طبق معادله زیر تغییر می‌کند.

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\beta k_{\infty} \bar{\Sigma}_a \Phi_T}{p} - \lambda c \quad (20 - \nu)$$

معادلات (۱۹-۷) و (۲۰-۷) معادلات دیفرانسیل زوج هستند که باید برای تعیین  $\Phi_T$  یا  $c$  همزمان حل شوند.

حال یک مساله ویژه را در نظر بگیرید. فرض کنید که تا زمان  $t = 0$  راکتور بحرانی است و  $k_{\infty} = 1$  می‌باشد. یک تغییر پله‌ای در  $k_{\infty}$  داده می‌شود به طوری که راکتور فوق بحرانی یا تحت بحرانی می‌شود. لازم است  $\Phi_T$  را بر حسب زمان بعد از  $t = 0$  تعیین کنیم.

این مساله را می‌توان با فرض این که جوابها به صورت زیر هستند حل نمود

$$\Phi = A e^{\omega t} \quad (21 - \nu)$$

$$c = c_0 e^{\omega t} \quad (22-v)$$

که  $A$  و  $c_0$  مقادیر ثابتی هستند و  $\omega$  پایائی است که باید تعیین شود. با قراردادن این توابع در معادله (۲۰-۷) رابطه زیر به دست می آید

$$c_0 = \frac{\beta k_{\infty} \bar{\Sigma}_a A}{\rho(\omega + \lambda)}$$

وقتی  $c_0$  و معادلات (۲۱-۷) و (۲۲-۷) در معادله (۱۹-۷) قرار داده می شود  $A$  حذف می گردد که رابطه زیر به دست می آید

$$(1 - \beta)k_{\infty} + \frac{\lambda \beta k_{\infty}}{\omega + \lambda} - 1 = \omega l_p$$

بهتر است که رابطه بالا به صورت زیر نوشته شود

$$\frac{k_{\infty} - 1}{k_{\infty}} = \frac{\omega l_p}{1 + \omega l_p} + \frac{\omega}{1 + \omega l_p} \frac{\beta}{\omega + \lambda} \quad (23-v)$$

سمت چپ معادله (۲۳-۷) مشهور به راکتیویته است که در این حالت مربوط به یک راکتور بی نهایت است و با علامت  $\rho$  نشان داده می شود، لذا

$$\rho = \frac{k_{\infty} - 1}{k_{\infty}} \quad (24-v)$$

برای یک راکتور محدود راکتیویته به صورت زیر تعریف می شود

$$\rho = \frac{k - 1}{k} \quad (25-v)$$

معادله (۲۳-۷) را می توان بر حسب راکتیویته به صورت زیر نوشت

$$\rho = \frac{\omega l_p}{1 + \omega l_p} + \frac{\omega}{1 + \omega l_p} \cdot \frac{\beta}{\omega + \lambda} \quad (26-v)$$

این معادله معروف به معادله راکتیویته تک گروه نوترون تأخیری است. قبل از در نظر گرفتن اهمیت معادله راکتیویته، باید یادآور شد که اگر یک راکتور فوق بحرانی است، در آن صورت  $k > 1$  و  $\rho$  مثبت است. در این حالت گفته می شود که راکتور دارای راکتیویته مثبت است. به عبارت دیگر وقتی راکتور تحت بحرانی است  $k < 1$  و  $\rho$  منفی می باشد و گفته می شود راکتور دارای راکتیویته منفی است. باید یادآور شد، معادله (۲۵-۷) نشان می دهد که  $\rho$  بین  $-\infty$  تا ۱ تغییر می کند.

مثال ۳-۷ را کتیوئه مربوط به تغییر  $k$  بین ۱۰۰۰ تا ۱۰۰۱ ر. چقدر است؟  
حل: از معادله (۲۵-۷) داریم

$$p = \frac{1001 - 1}{1001} \approx 10^{-3}$$

از آنجا که صورت برابر تغییر در  $k$  است،  $p$  مساوی کسر تغییر در  $k$  می باشد. در این حالت  $p$ ، اغلب برحسب درصد یعنی،  $0.1\% = 10^{-3} \times 100 = p$  است.

معادله را کتیوئه، (۲۶-۷) رابطه ای بین را کتیوئه را کتور و مقادیری از  $\omega$  می باشد که برای آنها معادلات (۲۱-۷) و (۲۲-۷) جوابهای معادلات دیفرانسیل (۱۹-۷) و (۲۰-۷) هستند. به اختصار می توان گفت حل معادلات دیفرانسیل منجر به مسأله یافتن ریشه های معادله (۲۶-۷) برای مقدار مشخصی از  $p$  است. بهترین روش رسم سمت راست معادله (RHS) برحسب  $\omega$  به طوری که در شکل ۱-۷ نشان داده شده است می باشد. به طوری که در شکل نشان داده شده این منحنی دارای سه شاخه مشخص است. ریشه های معادله در محل تقاطع ها قرار دارند، جایی که این منحنی ها خطوط افقی مربوط به مقادیر معین  $p$  را قطع می کنند. دو حالت نشان داده شده است: یکی برای مقادیر مثبت  $p$  دیگری برای مقادیر منفی  $p$ . دیده خواهد شد که دوریشه  $\omega_1$  و  $\omega_2$  برای  $p +$  و  $p -$  وجود دارد. بنابراین تابع فلو به صورت زیر می باشد.

$$\Phi_T = A_1 e^{\omega_1 t} + A_2 e^{\omega_2 t} \quad (27-7)$$

$A_1$  و  $A_2$  مقادیر ثابتی هستند.

از شکل ۱-۷ دیده می شود که وقتی  $p$  مثبت است  $\omega_1$  مثبت و  $\omega_2$  منفی است. لذا با گذشت زمان عبارت دوم معادله (۲۷-۷) از بین می رود و سرانجام فلو متناسب با  $e^{\omega_1 t}$  افزایش می یابد. به عبارت دیگر، وقتی  $p$  منفی است، دو پایای  $\omega_1$  و  $\omega_2$  منفی هستند، اما قدر مطلق مقدار  $\omega_2$  بیش از  $\omega_1$  است. بنابراین عبارت دوم معادله (۲۷-۷) سریع تر از عبارت اول از بین می رود، و لذا فلو به نسبت  $e^{\omega_1 t}$  کاهش می یابد. در هر دو حالت مثبت یا منفی  $p$ ، فلو به سمت  $e^{\omega_1 t}$  میل می کند یعنی

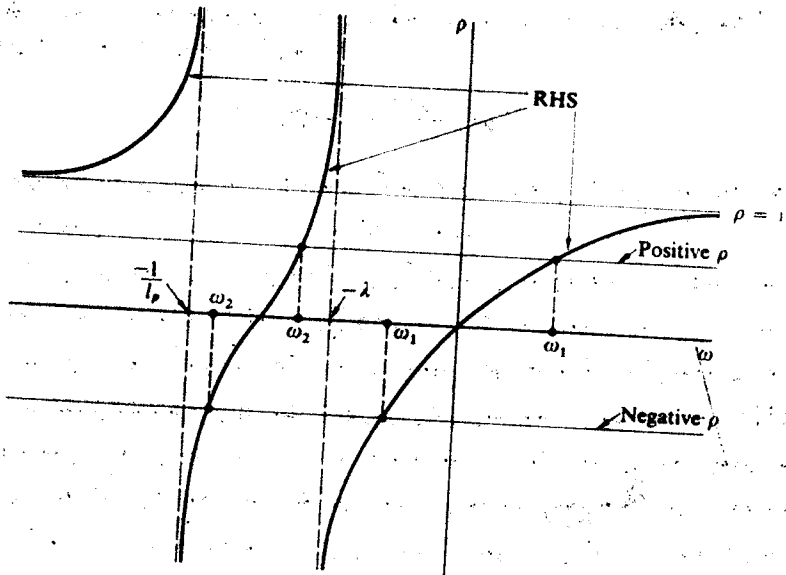
$$\Phi_T \rightarrow e^{\omega_1 t} \quad (28-8)$$

معکوس  $\omega_1$  را پریودراکتور یا گاهی پریود پایدار نامند و به  $T$  نشان داده می شود، یعنی

$$T = \frac{1}{\omega_1} \quad (29-7)$$

بنابراین رفتار نهائی فلو را می توان به صورت زیر نوشت

$$\Phi_T \rightarrow e^{t/T} \quad (30-7)$$



شکل ۱-۷ رسم معادله راکتیویته برای یک گروه نوترون‌های تاخیری

اگر تمام شش گروه نوترون‌های تاخیری به جای فقط یک گروه در نظر گرفته می‌شود، معادله راکتیویته حاصل همان شکل معادله (۲۷-۳) را خواهد داشت لکن الزاماً پیچیده‌تر می‌بود. معادله راکتیویته کلی به صورت زیر است.

$$\rho = \frac{\omega l_p}{1 + \omega l_p} + \frac{\omega}{1 + \omega l_p} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\omega + \lambda_i} \quad (31-7)$$

در این رابطه  $\beta_i$  و  $\lambda_i$  مربوط به گروه  $i$ ام نوترون‌های تاخیری است. با رسم سمت راست معادله (۳۱-۷) به آسانی نشان داده می‌شود که معادله دارای هفت ریشه برای  $\rho$  منفی یا  $\rho$  مثبت است. فلو برابر مجموع چند اکسپنانتسیل است، اما در این مورد به جای دو اکسپنانتسیل هفت اکسپنانتسیل داریم. در هر حال، درست‌نظیر حالت یک گروه نوترون تاخیری با افزایش زمان  $\infty$

یکبار دیگر به سمت  $e^{\omega_1 t}$  میل می‌کند که  $\omega_1$  اولین ریشه معادله است با  $\rho$  مثبت یا منفی. پریود راکتور نیز عکس  $\omega_1$  است. مقادیر پریود برای راکتوری که سوخت آن  $^{235}\text{U}$  است از معادله (۳۱-۷) محاسبه می‌شود و در شکل (۲۷-۳) برحسب راکتیویته نشان داده شده است. مثال  $\nu = 2.4$  با استفاده از شکل ۲-۷ پریود راکتور مشروح مثال ۱-۷ را در نتیجه تغییر

$k_{\infty}$  از ۱.۰۰۱ به ۱.۰۰۱ تعیین کنید (همان مقداری که در مثال ۲-۷ داده شده است). حل. در مثال ۱-۷ نشان داده شد که  $\rho \approx 1.0^{-4}$  ثانیه است. در مثال ۳-۷ راکتیویته

معادله این تغییر در  $k$  محاسبه شد برابر  $\rho = 10^{-2}$  به دست آمد. بنابراین پریدراکتور، که از شکل (۷-۲) مستقیماً به دست می آید برابر  $\omega$  ثانیه است.

اثر قابل توجه نوترون های تاخیری در رفتار تابع زمان راکتور از مقایسه مثال های (۷-۲) و (۷-۴) معلوم می شود. در مثال اول، نوترون های تاخیری در محاسبه در نظر گرفته نشده اند و پرید فقط  $\rho$  ثانیه بود ولی با در نظر گرفتن نوترون های تاخیری پرید به  $\omega$  ثانیه افزایش یافت یعنی بیش از  $\omega$  برابر شد.

حال موضوع بحث را متوجه سینتیک راکتورهای سریع می کنیم؛ یادآور می شویم که عمر نوترون های آنی در این نوع راکتورها خیلی کوتاه است در حدود  $10^{-7}$  ثانیه. بنابراین، بجز برای حالتی که اضافه راکتیویته خیلی زیاد است که در نتیجه مقدار  $\omega$  بزرگی راه وجود می آورد (پریدهای کوتاه راکتور)، کمیت  $\omega \rho$  در معادله (۷-۳۱) را می توان صرف نظر کرد. معادله راکتیویته راکتورهای سریع تقریباً برابر است با

$$\rho = \omega \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\omega + \lambda_i} \quad (7-22)$$

برای راکتورهای سریع با سوخت  $^{235}\text{U}$ ، پرید را می توان از منحنی  $\rho = 0$  شکل (۷-۲) تعیین کرد.

### حالت بحرانی آنی

در قسمت ۶-۱ نشان داده شد که ضریب تکثیر متناسب با تعداد کل نوترون های آنی و تاخیری تابش شده در هر شکافت است. از آنجا که فقط کسر  $(1 - \beta)$  از نوترون های شکافت آنی هستند، ضریب تکثیر تا آنجا که مربوط به نوترون های آنی می شود در حقیقت برابر  $k(1 - \beta)$  است. بنابراین، وقتی

$$(1 - \beta)k = 1 \quad (7-23)$$

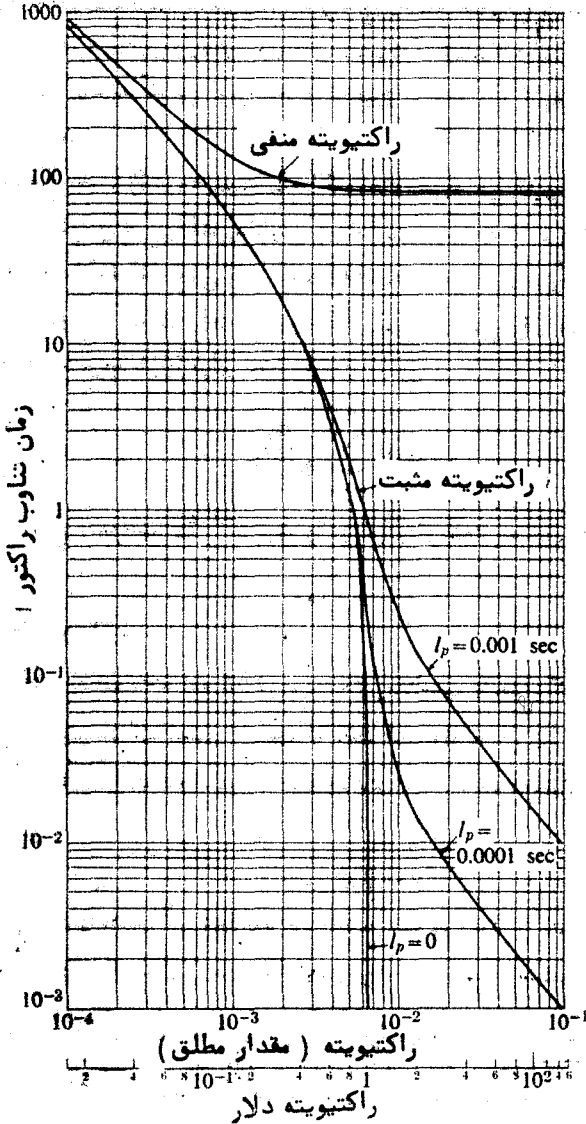
است راکتور فقط با نوترون های آنی تنها بحرانی است و گفته می شود راکتور بحرانی آنی است. در این حالت، همان طور که در مثال (۷-۲) داشتیم، پرید خیلی کوتاه است.

راکتیویته مربوط به حالت بحرانی آنی را می توان با قرار دادن  $k = \frac{1}{1 - \beta}$  از معادله (۷-۳۳) در معادله (۷-۲۵) به دست آورد. به آسانی دیده می شود که این امر شرط بحرانی را به دست می دهد.

$$\rho = \beta \quad (7-24)$$

لذا چون  $\beta = 0.065$  برای شکافت هایی که با نوترون های حرارتی در  $^{235}\text{U}$  القا می شود،

است بنابراین با اضافه کردن فقط ۰.۰۶۰ ر. یا ۰.۶۰٪ راکتیویته راکتور حرارتی با سوخت  $^{235}\text{U}$  آنرا بحرانی می‌شود.



شکل ۳-۷ پرید راکتور برحسب راکتیویته مثبت و منفی برای یک راکتور با سوخت  $^{235}\text{U}$

چون راکتورها درچنین پرید کوتاهی بحرانی آتی می‌شوند، عملاً اضافه راکتیویته مثبت را محدود به کمتر از  $\beta$  می‌کنند. بعضی از راکتورهای پژوهشی دارای خواص ذاتی هستند

که به محض اینکه راکتور فوق بحرانی شود خاموش می‌گردد. وقتی این راکتورها ناگهان بحرانی آنی شوند، آنها پالس‌های تیزی از نوترون انتشار می‌دهند.

مقدار راکتیویته لازم برای اینکه راکتور بحرانی آنی شود، یعنی  $\rho = \beta$ ، واحدی برای بیان حالت راکتور تعریف می‌شود که به دلار مشهور است. از آنجا که مقدار  $\beta$  از سوختی به سوخت دیگر تغییر می‌کند، دلار یک واحد مطلق نیست. کسر نوترون‌های تاخیری برای بهترین ایزوتوپهای شکافت‌پذیر و بارور در جدول ۷-۲ داده شده است مثلاً، ارزش یک دلار برابر ۰.۶۰۲۶ است. راکتیویته در راکتور با سوخت  $^{235}\text{U}$  است، لکن ارزش آن برای راکتور با سوخت  $^{235}\text{U}$  فقط ۰.۰۰۲۶ است. راکتیویته معادل یک صدم دلار را یک سنت می‌نامند.

### جدول ۷-۲

#### کسر نوترون‌های تاخیری

هسته	$\beta$ (شکافت حرارتی)	$\beta$ (شکافت سریع)*
$^{233}\text{Th}$	—	۰.۰۲۰۳
$^{233}\text{U}$	۰.۰۰۲۶	۰.۰۰۲۶
$^{235}\text{U}$	۰.۰۰۶۵	۰.۰۰۶۴
$^{238}\text{U}$	—	۰.۰۱۴۸
$^{239}\text{Pu}$	۰.۰۰۲۱	۰.۰۰۲۰

مثال ۷-۵ راکتیویته راکتور مثال ۷-۳ برابر ۰.۰۱ است. اگر سوخت راکتور  $^{235}\text{U}$  باشد راکتیویته برحسب دلار چقدر است؟

حل. مقدار  $\beta$  برابر ۰.۶۵ است لذا  $\rho$  برابر است با

$$\rho = \frac{0.01}{0.0065} = 1.54 \text{ دلار}$$

سنت ۱۵۴ =

### جهش (افت) آنی

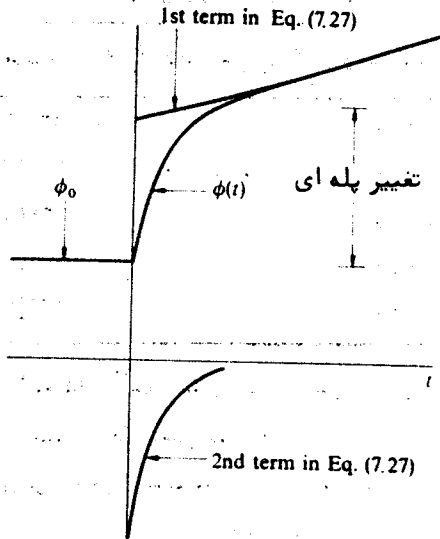
در طی یک تغییر آنی در ضریب تکثیر، راکتور بحرانی حالتی شبیه معادله (۷-۲۷)

نشان می‌دهد یعنی

$$\Phi = A_1 e^{\omega_1 t} + A_2 e^{\omega_2 t} \quad (27-7)$$

\*شکافت دواتر نوترون‌های آنی

که براساس مدل یک گروه نوترون تاخیری است و با جمع هفت اکسیپانسیل برای یک حالت حقیقی ترشش گروهی معادله مربوط به دست می آید. به طوری که قبلا شرح دادیم عبارت دوم معادله (۳-۷) به سرعت از بین می رود و فقط منحصر به عبارت اول می شود که بالا یائین رفتن آن تابع پرید  $T = \frac{1}{\omega_1}$  است. محاسبات دقیق نشان می دهد که وقتی  $\rho$  مثبت است  $A_p$  منفی است و وقتی  $\rho$  منفی است  $A_p$  مثبت است. اثر سریع از بین رفتن عبارت منفی این است که یک افزایش ناگهانی در فلو در پی وارد کردن راکتیویته مثبت به راکتور، مطابق شکل (۳-۷) است. به طریق مشابه از بین رفتن سریع عبارت مثبت بدان معنی است که فلو در اثر راکتیویته منفی آفت می کند. برای تعیین رفتار کلی تابع زمان یک راکتور لازم است که بدانیم سطح فلوئی که ابتدا، قبل از در نظر گرفتن یک پرید پایدار، افزایش یا کاهش می یابد چقدر است.



شکل ۳-۷ رفتار تابع زمان راکتور پس از یک تغییر پله ای در راکتیویته آن، ابتدای جهش در شکل دیده می شود.

محاسبات دقیق درباره ی جوابگوئی اولیه به تغییرات در راکتیویته تا اندازه ای پیچیده است، به ویژه وقتی تمام هفت عبارت فلو در نظر گرفته شوند. یک نتیجه تقریبی ساده را می توان فقط با فرض این که غلظت های هسته های مولد نوترون های تاخیری در طول زمان بالا رفتن یا آفت ناگهانی در فلو تغییر نمی کنند، به دست آورد. این پایه تقریب جهش آفتی است. با فرض ثابت گرفتن غلظت هسته های مولد در حالت بحرانی راکتور، از معادله (۳-۷) است:

۱- Prompt Jump approximation



نتیجه می‌شود که  $\frac{dC}{dt} = 0$  است و

$$C = \frac{\beta \bar{\Sigma}_a \Phi_{T_0}}{p\lambda} \quad (۲۵-۷)$$

می‌باشد و  $k_\infty$  را در ابتدا چون راکتور (بینهایت) بحرانی فرض شده است برابر واحد قرار داده‌اند. در معادله (۲۵-۷)  $\Phi_{T_0}$  مقدار فلوی نوترون قبل از تغییر در راکتیویته است. با قرار دادن معادله (۲۵-۷) در معادله (۱۹-۷) داریم

$$l_p \frac{d\Phi_T}{dt} = [(1 - \beta)k_\infty - 1] \Phi_T + \beta \Phi_{T_0}$$

که  $k_\infty$  ضریب تکثیر بعد از تغییر در راکتیویته است. جواب این معادله با توجه به شرط  $\Phi_T(0) = \Phi_{T_0}$  به آسانی به صورت زیر به دست می‌آید

$$\Phi_T = \Phi_{T_0} \exp \left[ \frac{[(1 - \beta)k_\infty - 1]t}{l_p} \right] + \frac{\beta \Phi_{T_0}}{1 - (1 - \beta)k_\infty} \left[ 1 - \exp \left[ \frac{[(1 - \beta)k_\infty - 1]t}{l_p} \right] \right] \quad (۲۶-۷)$$

حال برای حالت  $(1 - \beta)k_\infty < 1$ ، یعنی برای راکتیویته کمتر از حالت بحرانی آبی، دو جمله اکسپونانسیلی در معادله (۲۶-۷) با پرید زیر از بین می‌رود.

$$T = \frac{l_p}{(1 - \beta)k_\infty - 1} \approx \frac{l_p}{k_\infty - 1}$$

که پرید بسیار کوتاهی است که در عدم حضور نوترون‌های تاخیر به وسیله معادله (۱۳-۷) داده شده است. لذا از معادله (۲۶-۷) دیده می‌شود که  $\Phi_T$  به سرعت به صورت زیر درمی‌آید

$$\Phi_T = \frac{\beta}{1 - (1 - \beta)k_\infty} \Phi_{T_0} \quad (۲۷-۷)$$

با قرار دادن  $k_\infty = \frac{1}{1 - \rho}$  از معادله (۲۴-۷) در معادله (۲۷-۷) معادله به صورت زیر می‌شود.

$$\Phi_T = \frac{\beta(1 - \rho)}{\beta - \rho} \Phi_{T_0} \quad (۲۸-۷)$$

به عنوان اولین کاربرد معادله (۲۸-۷)، یک تغییر در راکتیویته مثبت در نظر می‌گیریم، که لازم است ازدیادی در سطح قدرت راکتور ایجاد نماید. به دلایل ایمنی، چنین افزایش‌هایی در راکتیویته معمولاً خیلی بزرگ نیستند که باعث شود پرید راکتور خیلی کوتاه‌گردد. معمول براین است که قدرت را با پریدی کمتر از حدود دو دقیقه بالا نمی‌برند. از شکل (۲-۷) دیده

می شود که این پرید مربوط به راکتیویته ای حدود ۰.۰۰۶.../. برای راکتور با سوخت  $^{235}\text{U}$  است. وقتی این مقدار  $\rho$  را در معادله (۷-۳۸) قرار می دهیم دیده می شود  $\Phi_T = \Phi_{T_0}$  است. نتیجه می شود که برای افزایش های راکتیویته مثبت، جهش آنی در فلو معمولا ناچیز است و می توان فرض کرد که فلو بایک پرید ثابت از مقدار اولیه اش افزایش می یابد.

بارا راکتیویته منفی وضع متفاوت است، حال می توان راکتیویته (منفی) خیلی زیاد به دستگاه داد. در این حالت راکتور بطور آنی خاموش می شود یعنی چند یا همه میله های کنترل به سرعت به داخل قلب راکتور برده می شوند. مثلا، فرض کنید ناگهان ۳٪ راکتیویته منفی به قلب راکتیوری با سوخت  $^{235}\text{U}$  داده شود. سپس با قرار دادن مقادیر  $\beta = 0.0065$  و  $\rho = -0.2$  در معادله (۷-۳۸) خواهیم داشت

$$\Phi_T = 0.028 \Phi_{T_0}$$

لذا فلو راکتور (وقدرت، که متناسب با فلو است) قبل از این که راکتور به پرید ثابت\* برسد. به سرعت به حدود چهار درصد مقدار اولیه اش می افتد.

از شکل (۷-۱) دیده می شود که هر چه  $\rho$  بیشتر (منفی) می شود ریشه اول معادله راکتیویته به سمت  $-\lambda$ ، ثابت تجزیه برای نوترون های تاخیری فرضی یک گروه میل می کند. وقتی معادله راکتیویته برای حالت واقعی شش گروه نوترون تاخیری رسم شود. مقدار  $\omega_1$  به سمت  $-\lambda_1$  - ثابت تجزیه بلندترین هسته مولد یعنی هسته مادر بانیمه عمر ۸ ثانیه میل می کند. لذا با افزودن راکتیویته منفی بزرگ، پرید (منفی) مقدار زیر را خواهد داشت:

$$T = \frac{1}{\omega_1} = \frac{1}{\lambda_1} = 8.0 \text{ ثانیه}$$

این نتیجه را همچنین می توان از شکل ۷-۲ مشاهده نمود. به طوری که در شکل نشان داده شده است راکتور با این پرید ۸.۰ ثانیه با راکتیویته منفی بیش از حدود ۰.۰۴ درصد ادامه کار خواهد داد.

مثال ۷-۴ یک راکتور با سوخت  $^{235}\text{U}$  با قدرت ۰.۰۰ MW کاری کند در اثر سقوط

\* البته، این نتیجه و بحث قبل فقط مربوط به قدرت حاصل از شکافت در داخل راکتور می شود. قدرت حاصل از تجزیه پاره های شکافت رادیواکتیو در نظر گرفته نشده است. در فصل ۸ نشان داده خواهد شد که قدرت حاصل از تجزیه پاره های شکافت به مقدار ۷ درصد قدرت راکتور می رسد و این وقتی است که راکتور مدت طولانی کار کرده باشد و تراکم پاره های شکافت به حد تعادل رسیده باشد. اگر این درست باشد، پس از خاموش کردن ناگهانی راکتور قدرت آن حداکثر ۷ درصد قدرت اولیه اش می رسد.

میله‌های کنترل به ارزش ۱۰ درصد راکتیویته به داخل قلب راکتور آنآ خاموش می‌شود. قدرت راکتور (شکافت) پس از ده دقیقه چه اندازه خواهد رسید؟

حل. قدرت راکتور ناگهان به  $p_1$  می‌رسد که از رابطه زیر به دست می‌آید

$$P_1 = \frac{\beta(1-\rho)}{\beta-\rho} P_0$$

$$= \frac{0.0065(1+0.10)}{0.0065+0.10} \times 0.00 = 23.7 \text{ MW}$$

این قدرت برطبق رابطه زیر کاهش می‌یابد

$$P = P_1 e^{-t/T}$$

که  $T = 80$  ثانیه است. پس از ده دقیقه قدرت به مقدار زیر می‌رسد

$$p = 23.7 e^{-(10 \times 60)/80} = 23.7 e^{-7.5}$$

$$= 0.185 \text{ MW}$$

### راکتیویته‌های کم

به طوری که در شکل ۲-۷ نشان داده شده است، منحنی  $\rho(\omega)$  یعنی رسم معادله راکتیویته، از مبدا مختصات عبور می‌کند. این بدان معنی است که برای راکتیویته‌های کم ریشه اول معادله نیز کوچک است. در این حالت، عبارتهای شامل  $\omega$  در معادله (۲-۷) یا (۳-۷) قابل صرف نظر است و نتیجه به صورت زیر درمی‌آید.

$$\rho = \omega_1 \left( l_p + \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i} \right) = \omega_1 (l_p + \sum_i \beta_i \bar{t}_i) \quad (39-7)$$

که  $\bar{t}_i = 1/\lambda_i$  عمر متوسط هسته مولد  $i$  امین گروه است. حال پرید راکتور را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$T = \frac{1}{\omega_1} = \frac{1}{\rho} (l_p + \sum_i \beta_i \bar{t}_i) \quad (40-7)$$

مقادیر سمت راست معادله (۴-۷) در جدول (۳-۷) برای هسته‌های شکافت‌پذیر حرارتی داده شده‌اند. در تمام حالات این جمع خیلی بزرگتر از مقدار معمول  $l_p$  است و معادله (۴-۷) به معادله زیر تبدیل می‌شود.

$$T = \frac{1}{\rho} \sum_i \beta_i \bar{t}_i \quad (41-7)$$

مثال‌هایی از کاربرد این رابطه در سائیل پایان فصل داده شده است

## جدول ۳-۷

مقادیر جمع  $\sum \beta_i \bar{t}_i$ 

هسته	ثابته $\sum \beta_i \bar{t}_i$
$^{232}\text{U}$	۰.۰۴۷۹
$^{230}\text{U}$	۰.۰۸۴۸
$^{231}\text{Pu}$	۰.۰۳۲۴

۲-۷ میله‌های کنترل و کنترل شیمیایی<sup>۱</sup>

به طوری که در مقدمه این فصل تشریح شد، میله‌های کنترل به دو منظور استفاده می‌شوند:

(۱) تغییر دادن درجه بحرانی راکتور به منظور بالا بردن یا پائین آوردن سطح قدرت راکتور.

(۲) حفظ حالت بحرانی راکتور با جبران نمودن تغییرات خواص هنداد (سیستم) که در طول عمر راکتور رخ می‌دهد.

کاربرد میله کنترل برای منظور اول، اثر آن این است که راکتور را در یک پرید ثابت نگه‌میدارد. ارزش میله<sup>۲</sup> در این حالت بر طبق تعریف مقدار راکتیویته لازم برای ایجاد پرید مورد نظر است. به عبارت دیگر، ارزش یک میله کنترل به کار رفته برای اینکه راکتور را بحرانی نگه دارد بر حسب مقدار تغییر در ضریب تکثیر بینهایت آن اندازه‌گیری می‌شود، و این مقدار تغییر را میله کنترل جبران می‌نماید. با وجود اختلاف بنیادی در این دو تعریف می‌توان نشان داد که این تعریف‌های ارزش میله اساساً مشابه می‌باشند. در این قسمت ارزش‌های میله‌های کنترل در چند مورد مهم به دست آورده خواهد شد.

## میله کنترل مرکزی

به عنوان اولین مثال، یک محاسبه ارزش میله کنترل به شعاع  $a$  که در راستای محور

\* نظریه راکتور هسته‌ای، جی. آر. لامارش از صفحه ۵۹۵ به بعد

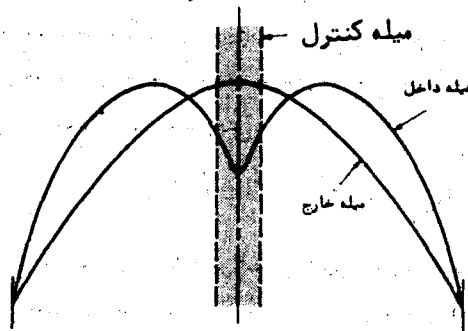
۱ - Chemical Shim

۲ - Rod worth

قلب استوانه‌ای یک راکتور حرارتی لخت با شعاع امتداد یافته و ارتفاع  $R$  و  $H$  قرار گرفته است در نظر می‌گیریم. اگر فرض کنیم وقتی میله از قلب راکتور خارج می‌شود جای آن از مواد راکتور پر می‌شود، محاسبات بسیار ساده می‌گردد و در حالت عکس وقتی میله کنترل به داخل قلب راکتور وارد می‌شود استوانه‌ای از مواد قلب راکتور به اندازه میله کنترل از قلب خارج می‌گردد. فرض کنید با خارج کردن میله کنترل، راکتور درست بحرانی است. در این صورت شکل فلوی نوترون مطابق شکل (۷-۴) است، که به وسیله معادله زیر تعیین می‌شود

$$\nabla^2 \Phi_T + B_0^2 \Phi_T = 0 \quad (7-42)$$

که  $B_0^2$  با کلنیک معمولی یک راکتور استوانه‌ای لخت است. اگر میله تماماً در داخل قلب راکتور قرار گیرد فلوی مطابق شکل (۷-۴) خواهد شد، که به علت جذب نوترون در میله در محل میله افت شدید پیدا می‌کند.



شکل ۷-۴ نمودار توزیع فلوی در یک راکتور لخت، با وبدون میله کنترل مرکزی

شکل فلور می‌توان از معادله زیر به دست آورد

$$\nabla^2 \Phi_T + B^2 \Phi_T = 0 \quad (7-43)$$

که  $B^2$  با کلنیک هنداد با حضور میله کنترل است.

با استفاده از نظریه تک گروهی، ضریب تکثیر اولیه راکتور بحرانی از رابطه زیر به دست

می‌آید

$$k_0 = \frac{k_\infty}{1 + B_0^2 M_T^2} = 1$$

در حالی که ضریب تکثیر راکتور وقتی میله کنترل در داخل قلب راکتور قرار دارد برابر است با

$$k = \frac{k_\infty}{1 + B^2 M_T^2}$$

برطبق معادله (۲۰-۷) این تغییر در ضریب تکثیر برابر با یک را کتیوته (منفی) به صورت زیر است

$$\rho = \frac{k-1}{k} = \frac{k-k_0}{k}$$

از آنجا که برطبق تعریف، ارزش میله  $\rho_{\infty}$  برابر مقدار  $\rho$  است، نتیجه می شود که

$$\rho_{\infty} = |\rho| = \frac{k_0 - k}{k} = \frac{(B^* - B_0^*) M_T^*}{1 + B_0^* M_T^*} \quad (44-7)$$

در صورتی که  $B^* \cong B_0^*$  باشد معادله (۴۴-۷) را می توان به صورت زیر نوشت

$$\rho_{\infty} = \frac{\nu M^* B_0 \Delta B}{1 + B_0^* M_T^*} \quad (45-7)$$

که

$$\Delta B = B - B_0$$

برای محاسبه  $\rho_{\infty}$  لازم است معادلات (۴۲-۷) و (۴۳-۷) را حل کنیم و  $B^*$  و  $B_0^*$  کمترین کمیت های ویژه در هر حالت، را حساب کنیم. در صورت خارج بودن میله از قلب  $B_0^*$  از رابطه به دست آمده در فصل ۴، حساب می شود یعنی

$$B_0^* = \left( \frac{29400}{R} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{H} \right)^2$$

محاسبه  $B^*$  تا اندازه ای به دو دلیل مشکلتر است: دلیل اول، در صورت وجود میله در قلب وضع هندسی پیچیده تر است، و دلیل دوم، میله کنترل اگر جاذب قوی نوترون باشد، فلو را به اندازه ای تغییر می دهد که نظریه پخش در حوالی آن صادق نیست. این مشکل دوم را می توان بدین وسیله حل کرد که فلو در شرط مرزی زیر در سطح میله صدق می کند.

$$\frac{1}{\Phi_T} \frac{d\Phi_T}{dr} = \frac{1}{d} \quad (46-7)$$

که  $d$  فاصله امتداد یافته نامیده می شود. این همان روشی است که در فصل ۵ در ارتباط با پخش نوترون در نزدیکی یک سطح لخت، در جایی که نظریه پخش درست نیست، استفاده شد.

مقادیر  $d$  با استفاده از روش های نظریه ای پیشرفته محاسبه شده است. نتایج این

محاسبات را می توان با رابطه\* زیر به طور تقریبی بیان کرد:

$$d = \frac{29131D a\Sigma_1 + 0.9204}{a\Sigma_1 + 0.0098} \quad (47-7)$$

که  $\bar{D}$  ضریب پخش نوترون حرارتی  $\Sigma_1$  سطح مقطع ماکروسکوپی کل می باشد. هردو پایا در مورد ماده‌ای که اطراف میله را احاطه می کند به کار می روند. معادله (۷-۷) برای میله‌های جاذب قوی به کار می رود، یعنی میله‌های سیاه<sup>†</sup>، روابط دیگری برای میله‌های با قدرت جذب کمتر یعنی میله‌های خاکستری در کتابهای مربوط یافت می شود.

حل معادله (۷-۳) با توجه به شرط مرزی (۷-۶) به اضافه شرایط معمولی در سطح راکتور تا اندازه‌ای ملال انگیز است و در اینجا بحث نخواهد شد. به ویژه، محاسبه  $B^2$  نیاز به حل یک معادله ترانسندنتال (دو طرف مجهول) پیچیده دارد. در حالتی که  $B^2$  تفاوت زیادی با  $B_0^2$  نداشته باشد این معادله را می توان برای  $\Delta B$  حل کرد و بجای گذاری در معادله (۷-۵) نتیجه زیر حاصل می شود:

$$\rho_{\infty} = \frac{v_{r42} M_T^2}{(1 + B_0^2 M_T^2) R^2} \left[ 0.116 + \ln \left( \frac{R}{r_{r40.5a}} \right) + \frac{d}{a} \right]^{-1} \quad (7-18)$$

معادله (۷-۸) ارزش میله کنترل سیاه واقع در مرکز یک راکتور حرارتی استوانه‌ای که به کمک نظریه تک گروهی تقریبی حساب شده است، به دست می دهد.

مثال  $v = v$  یک راکتور لخت استوانه مربعی کوچک (یعنی  $H = 2R$ ) با ارتفاع استوانه یافته  $v$  سانتیمتر است. راکتور دارای مخلوطی از آب معمولی و  $U^{235}$  در درجه حرارت معمولی کار می کند. ارزش میله کنترل سیاه به شعاع  $1/9$  سانتیمتر که در مرکز راکتور قرار دارد چقدر است؟

حل. ابتدا لازم است  $M_T^2$  را برای راکتور بحرانی حساب کنیم. معادله بحرانی یک گروهی تعدیلی بر حسب بهره حرارتی سوخت به صورت زیر است (قسمت ۶-۵)

$$\frac{k_{\infty}}{1 + B_0^2 M_T^2} = \frac{\eta_T f}{1 + B_0^2 [(1-f)L_{TM}^2 + \tau_{TM}]} = 1$$

که  $L_{TM}^2$  و  $\tau_{TM}$  سطح پخش و سن نوترون در آب می باشند. حل معادله برای  $f$  به صورت زیر است

$$f = \frac{1 + B_0^2 (L_{TM}^2 + \tau_{TM})}{\eta_T + B_0^2 L_{TM}^2} \quad (7-19)$$

مقدار  $B_0^2$  عبارت است از

$$B_0^2 = \left( \frac{r_{r40.5}}{r_0} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{v_0} \right)^2 = 9.74 \times 10^{-2}$$

با استفاده از این مقدار همراه با  $L_{TM}^2 = 8.1 \text{ cm}^2$  و  $\tau_{TM} = 2.7 \text{ cm}^2$  و  $\eta_T = 2.065$  در

<sup>†</sup> یک ماده سیاه طبق تعریف ماده‌ای است که تمام نوترون‌های حرارتی ورودی را جذب می کند ماده خاکستری بعضی ولی نه تمام نوترون‌ها را جذب می نماید.

معادله (۷-۴۹) داریم

$$f = \frac{1 + 6774 \times 10^{-3} (81 + 27)}{27060 + 6774 \times 10^{-3} \times 81} = 0.083$$

از اینجا می توان  $M_T^2$  را حساب کرد

$$M_T^2 = (1 - 0.083) \times 81 + 27 = 30.4 \text{ cm}^2$$

در مساله حاضر را کتور دارای محلول خیلی رقیقی از  $^{235}\text{U}$  و آب است. لذا هردو پایای  $\bar{D}$  و $\Sigma_4$  در معادله (۷-۴۷) دارای مقادیری برای آب تنها هستند، یعنی  $\bar{D} = 0.16 \text{ cm}$  (از جدول۲-۵)  $\Sigma_4 = 3444 \text{ cm}^{-1}$  (از جدول ۳ بیوست ۲). با قراردادن این مقادیر همراه  $a = 190$ 

سانتیمتر در معادله (۷-۴۷) داریم

$$d = 2131 \times 0.16 \times \frac{190 \times 3444 + 0.9304}{190 \times 3444 + 0.098} = 0.361 \text{ cm}$$

با جایگزین کردن مقادیر برای  $M_T^2$ ،  $B_0^2$  و  $d$  در معادله (۷-۴۸) خواهیم داشت:

$$\rho_{\omega} = \frac{743 \times 30.4}{(1 + 6774 \times 10^{-3} \times 30.4)(30)^2} \left[ 0.16 + \ln \left( \frac{30}{27400 \times 179} \right) + \frac{0.361}{179} \right]^{-1}$$

$$\rho_{\omega} = 0.065 = 6.5\%$$

### میله های کنترل خوشه ای

کنترل هیچ راکتوری عملاً فقط بایک میله ای که در قسمت قبل بحث شد انجام نمی گیرد. این امر به این علت است که وجود یک میله منحصر به فرد، با قدرت جذب شدید منجر به افت شدید فلو مطابق شکل (۷-۴۷) می شود و این خود باعث توزیع قدرت و درجه حرارت نامطلوب در قلب راکتور می گردد. در عین حال، اتکا فقط به یک میله برای کنترل راکتور از نقطه نظر ایمنی عاقلانه نیست، زیرا این بستگی، در صورت عدم کار میله، میله کنترل دیگری در اختیار نیست.

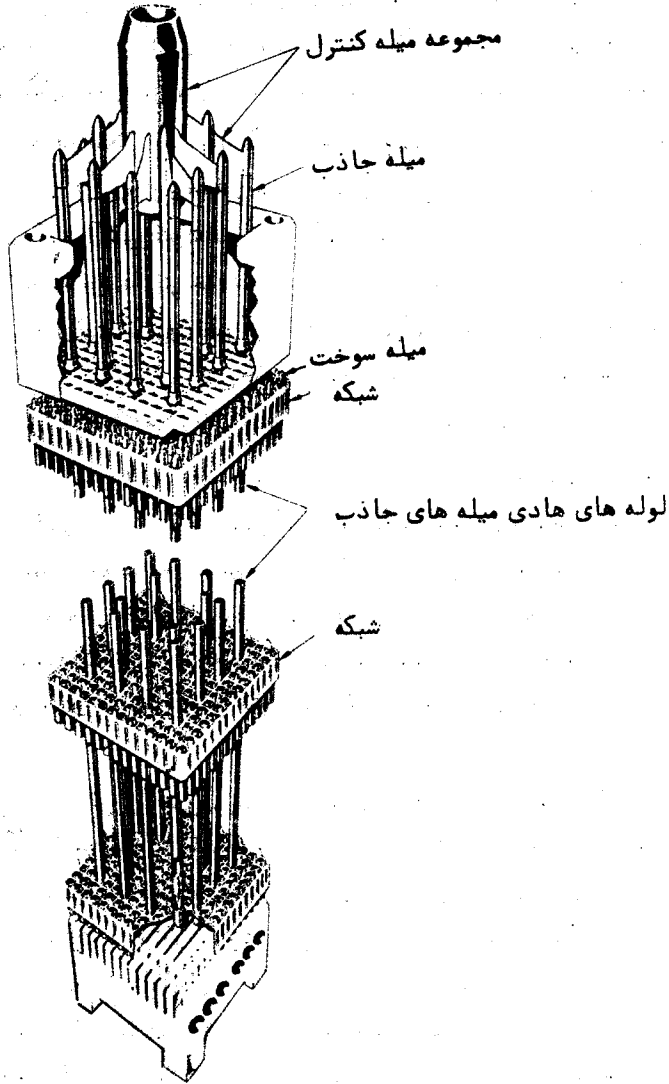
اغلب راکتورهای پژوهشی، که با قدرت کم کار می کنند - حدود چندمگاوات یا کمتر با تعداد کمی میله های کنترل، که معمولاً به صورت متقارن در حول مرکز قلب قرار گرفته اند، کنترل می شوند. روابطی که برای محاسبه ارزش چنین حلقه های میله کنترل به کار می روند بسیار پیچیده اند که بتوان آنها را در اینجا دوباره به دست آورد. آنها را می توان در منابع آخر فصل پیدا کرد.



به عبارت دیگر، راکتورهای قدرت که در چگالیهای قدرت زیاد و درجه حرارت بالا کار می کنند، بسیار مهم است که فلوی نوترون در آنها تا آنجا که ممکن است در سرتاسر قلب راکتور یکنواخت باشد. به این دلیل راکتورهای قدرت همیشه حاوی تعداد زیادی میله کنترل هستند. امروزه از دو نوع مختلف میله های کنترل استفاده می شود. در یکی از آنها، تعدادی میله های استوانه ای کوچک حدود اندازه میله های سوخت به یک صفحه فلزی محکم شده اند و شبکه عنکبوتی نامیده می شود و به طوری که در شکل ۷-۵ نشان داده شده است همه در داخل فضای خالی میله سوخت حرکت می کند. هر گروه از میله های سوختی که این گونه بهم متصل شده اند را «میله کنترل خوشه ای» می نامند. یک راکتور قدرت معمولی ممکن است بین ۵ تا ۶ میله کنترل خوشه ای داشته باشد که هر خوشه خود دارای حدود ۲ میله است که کلاً به ۱۰ میله کنترل می رسد. میله ها خود از جاذب های قوی نوترون نظیر آلیاژهای مختلف کادسیم، اندیوم و قزح یا فولاد حاوی بور تشکیل شده اند که در بعضی از راکتورها مورد استفاده قرار گرفته اند. اخیراً میله های توخالی پراز پودر کربور بور  $B_4C$  (گاهی پراز ایزوتوپ  $B^{10}$  غنی شده است) مورد استفاده قرار گرفته است. در بسیاری از راکتورهای قدرت دستگاه های محرك میله های کنترل یعنی مکانیزمی که میله ها را وارد و خارج قلب می کنند از نظر الکتریکی به هم مرتبط هستند یا به صورت یک گروه می باشند به طوری که چند میله در جواب به یک سیگنال که از طرف اپراتور می رسد همزمان با هم حرکت می کنند. مثلاً راکتورهای شماره ۲ و ۳ ادیسون ایندین پوینت هر یک کلاً دارای ۶۱ میله کنترل خوشه ای هستند که هر کدام به چهار گروه یا دسته مستقل متحرك تقسیم شده اند. بنابراین تا آنجا که به اپراتور مربوط می شود هر راکتور، در حقیقت فقط دارای چهار میله کنترل مستقل است.

در حالی که اپراتور راکتور باید کنترل نهائی بر روی شرایط کنترل، قدرت راکتور و دیگر عوامل داشته باشد این کار با حرکت دادن میله های کنترل، با دخالت مستقیم اپراتور یا از طریق کامپیوتر متصل به دستگاه انجام می گیرد. این کامپیوتر بعضی از پایاهای راکتور را نظیر فشار، درجه حرارت، چگالی قدرت، غیره را که مرتباً به وسیله دستگاه های اندازه گیری پراکنده در تمام راکتور اندازه گیری می شوند، به عنوان داده های ورودی دریافت می دارد. کامپیوتر با استفاده از این اطلاعات حرکت لازم میله های کنترل جهت حفظ درجه حرارت یا فشار یا توزیع مناسب قدرت در سطح راکتور، تعیین می کند. نتایج این محاسبات به طور خود کار به دستگاه های محرك میله های کنترل منتقل می شود تا میزان حرکت مورد نیاز انجام گیرد. چنین نظارت کامپیوتری بر حرکت میله های کنترل راکتور منجر به طولانی تر شدن عمر قلب راکتور می شود. در عین حال، چون از میله های کنترل به نحو مناسبی استفاده می شود، کل ارزش مورد

نیاز برای کنترل راکتور در مقایسه با حالتی که اگر میله‌های کنترل تماماً با هم حرکت کنند یا دارای حرکت اتفاقی باشند، کاهش می‌یابد.



شکل ۷-۵ - یک مجموعه میله کنترل خوشه‌ای

تخمین ارزش کل تعداد زیادی از میله‌ها را می‌توان از مقایسه ضریب تکثیر راکتور موقعی که میله‌ها داخل قلب قرار دارند با ضریب تکثیر حالتی که میله‌های کنترل کاملاً خارج هستند به دست آورد. مقدار  $k$  را می‌توان وقتی که میله‌ها در داخل راکتور هستند  $k_R$  به کمک روش

ویگنر-زایتزا که در قسمت (۶-۸) برای محاسبه راکتورهای غیر همسان به کار رفته است، به دست آورد. بنابراین روش قلب راکتور به واحدهای تکی تقسیم می شود که در وسط هر یک یک میله کنترل قرار می گیرد، و نظریه پخش در یک واحد استوانه ای معادل حل می شود. رابطه حاصل برای  $\rho_{\infty}$  به صورت زیر است:

$$\rho_{\infty} = \frac{f_R}{1 - f_R} \quad (50-7)$$

که  $f_R$  پایائی است که بهره میله<sup>۲</sup> نامیده می شود و برابر است با کسری از نوترون های شکافت کند شده در داخل واحد شبکه (کنترل دار) که در میله کنترل جذب شده اند. این پایا به صورت رابطه زیر بیان می شود.

$$\frac{1}{f_R} = \frac{(z^2 - y^2)d}{2a} + E(y, z) \quad (51-7)$$

در این رابطه  $a$  شعاع میله کنترل،  $d$  فاصله امتدادی در سطح میله کنترل،  $y = \frac{a}{L_T}$  که  $L_T$  طول پخش نوترون های حرارتی در قلب راکتور  $z = \frac{R_c}{L_T}$ ، که  $R_c$  شعاع واحد شبکه ای معادل و  $E(y, z)$  تابع شبکه است که بوسیله تابع (۶-۹.۱) تعریف می شود. مثال زیر کاربرد این روابط را نشان می دهد.

مثال ۷-۸ فرض کنید که راکتور مثال ۷-۷ به وسیله صد میله کنترل سیاه به شعاع ۰.۸ سانتیمتر بطور یکنواخت توزیع شده اند کنترل می شود. ارزش کل میله ها چقدر است؟ حل. سطح مقطع راکتور برابر  $\pi(30)^2$  سانتیمتر مربع است. یکصدم این سطح برابر سطح یک واحد شبکه ای کنترل است. شعاع  $R_c$  این واحد شبکه برابر است با:

$$\pi R_c^2 = \pi(30)^2 / 100$$

به طوری که  $R_c = 30$  است.

سطح پخش حرارتی از رابطه زیر به دست می آید

$$L_T^2 = (1 - f)L_{TM}^2$$

که با جای گذاری  $f = 0.083$  و  $L_{TM}^2 = 171$  و  $L_T^2 = 3738$  سانتیمتر مربع مقدار  $f = 0.083$  و  $L_T = 178.0 \text{ cm}$ ،  $L_T = 178.0 \text{ cm}$  و  $\frac{a}{L_T} = 0.275$  و  $\frac{R_c}{L_T} = 1.789$  سانتیمتر مربع بدست می آید. لذا  $L_T = 178.0 \text{ cm}$  و  $\frac{a}{L_T} = 0.275$  و  $\frac{R_c}{L_T} = 1.789$  است.

با استفاده از مقادیر توابع بسل در زیر:

$$I_1(1789) = 17435 \quad I_1(2750) = 0.1389 \quad I_0(2750) = 17019$$

$$K_1(1789) = 0.1618 \quad K_1(2750) = 3371 \quad K_0(2750) = 17453$$

و با قرار دادن این مقادیر در معادله (۶-۱۰) داریم:

$$E(2750, 1789) =$$

$$= \frac{(1789)^2 - (2750)^2}{2 \times 2750} \left[ \frac{17019 \times 0.1618 + 17453 \times 17435}{17435 \times 3371 - 0.1618 \times 0.1389} \right] = 2971$$

از معادله (۷-۴) مقدار  $d$  برابر مقدار زیر بدست می‌آید:

$$d = 2131 \times 0.16 \times \frac{0.508 \times 3443 + 0.9353}{0.508 \times 3443 + 0.5098} = 0.405 \text{ cm}$$

با جای‌گذاری مقادیر بالا در معادله (۷-۵) داریم

$$\frac{1}{f_R} = \frac{[(1789)^2 - (2750)^2] \times 0.405}{2 \times 0.508} + 2971 = 4360$$

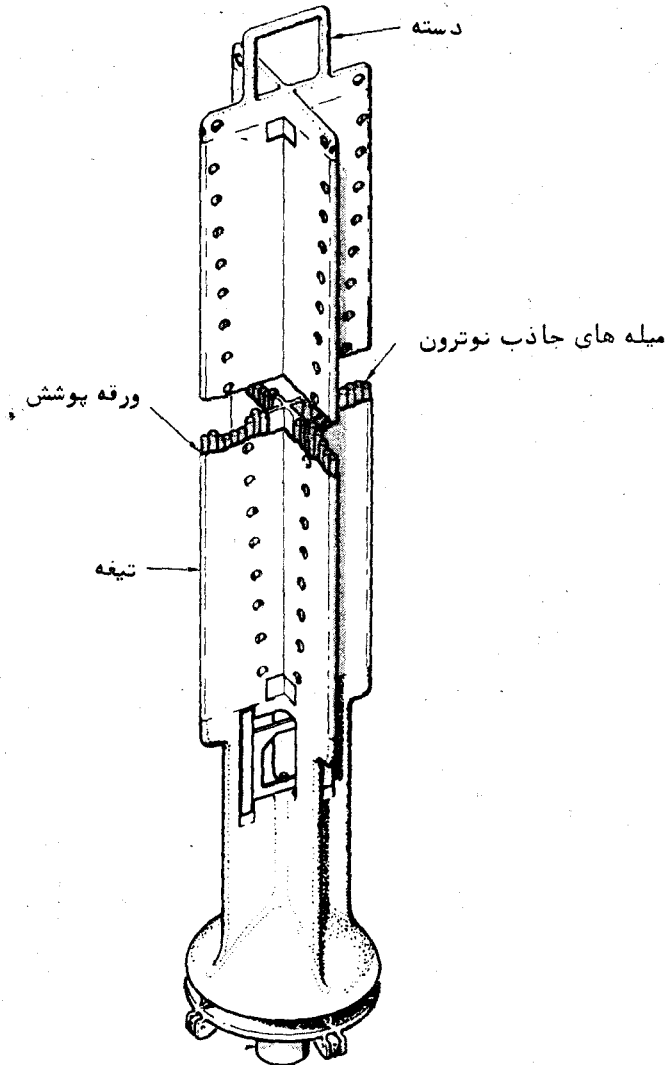
لذا  $f_R = 0.229$  و

$$\rho_{\omega} = \frac{0.229}{1 - 0.229} = 0.297 = 29.7\%$$

### میله‌های کنترل صلیبی

نوع دیگر میله کنترل که به‌طور گسترده در راکتورهای قدرت به کار رفته است در شکل ۷-۶ نشان داده شده است. این میله‌ها به خوبی گوشه‌ها و کناره‌های مجموعه‌های سوختی را همان‌طور که در شکل ۷-۷ نشان داده شده است پرسی کنند و دارای یکپارچگی فیزیکی خوبی هستند. شکل ۷-۷ همچنین ۱۳۷ میله کنترل صلیبی شکل مورد استفاده در نیروگاه آب جوشان  $780 \text{ Mwe}$  را نشان می‌دهد. میله‌های صلیبی یا از فلز جامد جاذب نوترون تشکیل شده‌اند یا از میله‌های توخالی متقاطع جاذب نوترون - اغلب میله‌ها خود از لوله‌های توخالی که پر از گرد  $B_2C$  نظیر میله کنترل خوشه‌ای است تشکیل یافته‌اند. ساختمان نوع اخیر میله کنترل در شکل ۷-۶ نشان داده شده است.

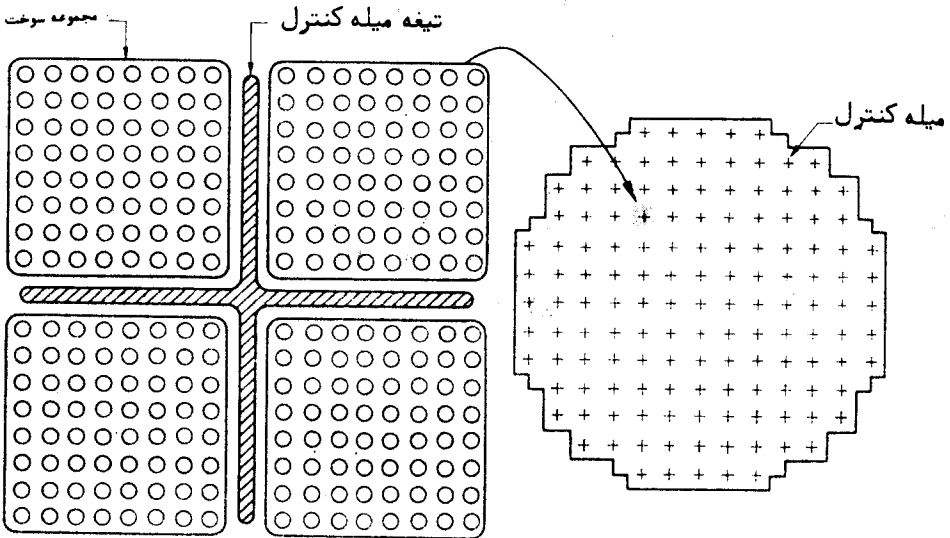
به علت پیچیدگی شکل هندسی میله‌های صلیبی، تعیین ارزش آنها به طریق تحلیلی ممکن نیست. در طرح ریزی واقعی راکتورهائی که دارای چنین میله‌هائی هستند ارزش آنها به وسیله کامپیوتر با استفاده از برنامه دوبعدی چندین گروهی محاسبه می‌شود. به هر حال، تخمین ارزش تقریبی آنها را می‌توان بکمک روش ساده زیر به دست آورد.



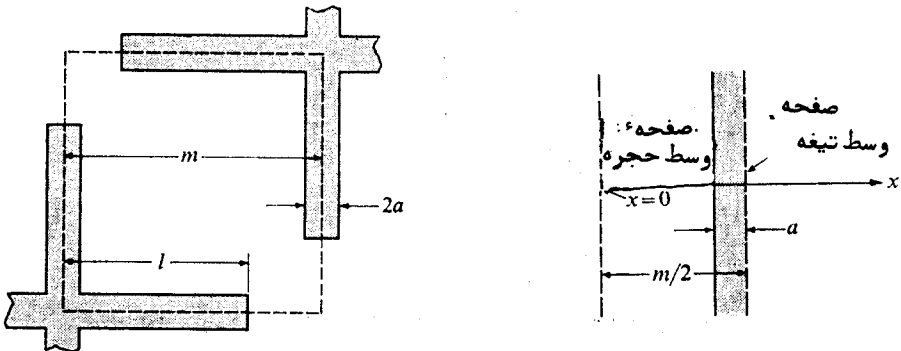
شکل ۷-۶ یک میله کنترل صلبی (شرکت جنرال الکتریک)

ابتدا، راکتور به واحدهایی تقسیم می‌شود، اما این بار واحد شبکه‌ای به وسیله تیغه‌های دومیله کنترل مطابق شکل (۷-۸) محدود می‌شود - سپس، هر واحد بایک محیط تیغه‌ای ساده نظیر شکل (۷-۹) جانشین می‌شود، که از خم نمودن تیغه‌ها در بالا و پائین واحد شبکه در تحت زاویه  $90^\circ$  به دست می‌آید. مقدار  $k_p$  را می‌توان به طریق زیر تعیین کرد. ابتدا معادله پخش نوترون در شکل تیغه‌ای را حل می‌کنیم، چگالی جریان نوترون‌ها به داخل میله به دست آید. سپس، این چگالی نوترون را در مساحت واقعی تیغه‌های میله ضرب می‌کنیم تا تعداد نوترون‌هایی

که در ثانیه جذب می‌شوند به دست آید. بالاخره از تقسیم این تعداد نوترون بر مقدار نوترون‌هائی که در واحد شبکه کند شده‌اند مقدار  $f_R$  را به دست می‌دهد. جزئیات این روش محاسبه مستقیم در مسائل آخر فصل داده شده است.



شکل ۷-۷ میله صلیبی شکل واقع در بین چهار مجموعه سوختی وردیف‌های کامل یک قلب راکتور آب جوشان (شرکت جنرال الکتریک)



شکل ۷-۸ واحد شبکه‌ای برای محاسبه ارزش میله‌ها صلیبی  
 شکل ۷-۹ محیط تیغه‌ای برای حل معادله پخش  
 به طوری که در اینجا نشان داده شده است، مقدار نهائی  $f_R$  که در معادله (۷-۵) باید به کار رود به صورت زیر است:

$$f_R = \frac{\epsilon(l-a)L_T}{(m-2a)^2} \frac{1}{d/L_T + \coth[(m-2a)/2L_T]} \quad (7-52)$$

که پایاهای  $m, a, l$  در شکل  $\gamma$ - $\nu$  نشان داده شده‌اند،  $d$  فاصله ابتدای در سطح صفحه‌ای و  $L_T$  طول پخش نوترون‌های حرارتی در ماده قلب راکتور است. اگر تیغه‌های میله کنترل نسبت به نوترون‌های حرارتی سیاه باشد، به طوری که معمولاً هستند، در آن صورت  $d = 2131\bar{D}$  است که با قرار دادن  $a = \infty$  در معادله ( $\gamma$ - $\nu$ ) یا با استفاده از معادله ( $\nu$ - $\sigma$ ) برای یک سطح صفحه‌ای لخت به دست می‌آید. حالت اخیر معادل بایک صفحه سیاه می‌باشد، زیرا در هر دو حالت نوترون‌ها به طور غیرقابل برگشتی از دست می‌روند.

**مثال  $\gamma$ - $\nu$**  میله‌های کنترل صلیبی شکل یک راکتور معین آب جوشان دارای تیغه‌هایی است که عرض کل آنها  $9.75$  اینچ (هر اینچ  $2.54$  سانتیمتر) و ضخامت  $3.12$  اینچ می‌باشد. میله‌ها در یک ردیف مستطیلی به نحوی قرار گرفته‌اند که فاصله بین مرکز نزدیکترین میله‌ها  $9.4$  سانتیمتر است. پایاهای مواد قلب راکتور  $L_T = 17.2$  سانتیمتر،  $\bar{\Sigma}_a = 0.20$  سانتیمتر می‌باشد. میله‌ها نسبت به نوترون‌های حرارتی سیاه هستند. ارزش میله‌ها را حساب کنید **حل.** ابعاد میله بر حسب سانتیمتر عبارتند از  $1 = 9.75 \times 2.54 / 2 = 12.38$  سانتیمتر و  $a = 9.312 \times 2.54 / 2 = 0.396$  با توجه به شکل  $\gamma$ - $\nu$  نزدیکترین فاصله بین میله‌ها  $9.4$  سانتیمتر است بدان معنی که  $m = \frac{4.95}{\sqrt{2}} = 3.5$  سانتیمتر می‌باشد.

مقدار  $\bar{D}$  برای محاسبه  $d$  برابر است با:

$$\bar{D} = \bar{\Sigma}_a L_T^2 = 0.2 \times (17.2)^2 = 0.288 \text{ cm}$$

بنابراین

$$d = 2131\bar{D} = 0.614 \text{ cm}$$

با قرار دادن

$$f_r = \frac{4(12.38 - 0.396) \times 17.2}{(3.5 - 0.792)^2} \frac{1}{\frac{0.614}{17.2} + \coth\left(\frac{3.5 - 0.792}{2 \times 17.2}\right)} = 0.0402$$

برای بدست آوردن  $\rho_{\infty}$  این عدد را در معادله ( $\nu$ - $\sigma$ ) قرار می‌دهیم،

$$\rho_{\infty} = \frac{0.0402}{1 - 0.0402} = 0.0419 = 4.19\%$$

### میله‌های کنترل راکتورهای سریع

تازمان نوشتن این کتاب فقط چند راکتور سریع طرح ریزی یا ساخته شده‌اند و نمی‌توان باطمینان گفت که چند نوع میله‌های کنترل به عنوان میله‌های کنترل راکتورهای سریع استاندارد شده به کار خواهد رفت. به هر حال، میله‌های پر از  $B_2C$ ، شاید هم غنی در ایزوتوپ  $^{10}B$ ، به نظر می‌رسد برای این نوع راکتورها دارای امتیازاتی می‌باشد.

این به دلیل آن است که سطح مقطع جذب بور برای نوترون های با انرژی زیاد نیز قابل ملاحظه است، در حالی که  $\lambda_a$  برای اغلب مواد دیگر با افزایش انرژی مقادیر خیلی کم است.

در هر حالت، سطح مقطع های جذب تمام مواد، شامل بور، در انرژی های مورد توجه در راکتورهای سریع، کم می باشد. بنابراین سطح مقطع جذب برای بور طبیعی بین انرژی ۱ ر. تا ۴ ر. میلیون الکترون ولت فقط ۲۷ ر. بارن است. بنابراین پوشش متوسط آزاد برای جذب،  $\lambda_a$ ، نوترون های محیط شامل بور نسبتاً زیاد است. به عنوان مثال، در مورد  $B_2C$  با جرم ویژه ۲ g/cc (این عدد ۸ درصد جرم ویژه نظریه ای آن است) چگالی اتمی بور  $N_B = 0.087 \times 10^{24}$  اتم در سانتیمتر مکعب است و لذا  $\lambda_a = \frac{1}{0.087} \times 0.27 = 42.6$  سانتیمتر می باشد. این عدد به مقدار زیادی بزرگتر از ضخامت هر میله کنترل است که احتمالاً در یک راکتور سریع به کار می رود.

واقعیت مطلب این است که در انرژی های مورد نظر  $\lambda_a$  خیلی بزرگتر از ابعاد میله های کنترل است و این بدان معنی است که فلوی نوترون در داخل میله کنترل کم و بیش همان فلوی اطراف میله است. بنابراین، برای مقاصد محاسبه ای می توان فرض کرد که بور داخل میله به طور یکنواخت در راکتور (یا در ناحیه کنترل) توزیع شده است.

این فرض باعث می شود که تخمین ارزش سیله های کنترل در داخل راکتور باروش های ابتدائی امکان پذیر باشد.

یکانه اثر این فرض توزیع یکنواخت سم بر روی ضریب تکثیر یک راکتور سریع تغییری است که در مقدار  $f$ ، بهره سوخت (قسمت ۶-۱) داده می شود. خواص ترانسپورتنی راکتور در اثر وجود بور کمی تغییر می کند. بر طبق معادله (۶-۹) ضریب تکثیر برای یک راکتور سریع از رابطه زیر به دست می آید

$$k = k_{\infty} p_L = \eta f p_L$$

که  $P_L$  احتمال عدم فرار است، از تعریف ارزش میله در معادله (۷-۴) نتیجه می شود که

$$p_{\omega} = \frac{k_0 - k}{k} = \frac{f_0 - f}{f} \quad (7-5)$$

که حروف بدون اندیس مربوط به راکتور با حضور میله کنترل در راکتور است. اگر  $\Sigma_{aF}$ ،  $\Sigma_{aC}$  و  $\Sigma_{aB}$  به ترتیب سطح مقطع ماکروسکوپی جذب تک گروهی سوخت، خنک کننده (شامل مواد ساختمانی قلب) و بور باشد در این مورد  $f$  برابر است با:

$$f = \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_{aF} + \Sigma_{aC} + \Sigma_{aB}}$$



درحالی که

$$f_o = \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_{aF} + \Sigma_{aG}}$$

است، باقرار دادن این روابط درمعادله (۵۳-۷) داریم

$$\rho_{\omega} = \frac{\Sigma_{aB}}{\Sigma_{aF} + \Sigma_{aG}} \quad (۵۴-۷)$$

این کل ارزش میله های کنترل دریک راکتور سریع است.

مثال ۷-۱۰. راکتور سریع مشروح مثال ۶-۳ باید با پنج میله، هر یک متشکل از لوله توخالی به قطر داخلی ۵ سانتیمتر و طول ۷۶ سانتیمتر، پراز  $B_{25}C$  طبیعی با جرم ویژه  $2 \text{ g/cm}^3$  باشد. ارزش میله ها را با استفاده از نظریه تک گروهی تخمین بزنید.

حل. ابتدا لازم است تعداد کل اتمهای بور را در تمام میله ها به دست آوریم. حجم

کل میله ها برابر  $7460 = 76 \times \pi (2.5)^2 \times 5 \times 10^3$  سانتیمتر مکعب است. بنابراین جرم  $B_{25}C$  در میله ها برابر است با  $5072 = 12 + 10.8 \times 4$  و بنابراین تعداد کل اتم های بور در راکتور

$$\frac{4 \times 14,920 \times 0.6 \times 10^{24}}{5072} = 649 \times 10^{24}$$

است. چگالی اتمی متوسط بور در حجم قلب راکتور برابر است با:

$$N_B = \frac{649 \times 10^{24}}{\frac{4}{3} \pi (4.85)^3} = 1.36 \times 10^{-3} \times 10^{24} \text{ اتم در سانتیمتر مکعب}$$

مقدار  $\sigma_a = 0.27$  بارن است لذا مقدار

$$\Sigma_{aB} = 1.36 \times 10^{-3} \times 0.27 = 0.000367 \text{ cm}^{-1}$$

باجای گذاری مقدار  $\Sigma_{aB}$  و  $\Sigma_{aF} = 0.00833$  و  $\Sigma_{aG} = 0.000019$  از مثال ۶-۳ درمعادله (۵۴-۷) داریم

$$\rho_{\omega} = \frac{0.000367}{0.00833 + 0.000019} = 0.0440 = 4.4\%$$

در طرح و محاسبات واقعی راکتور سریع، ارزش میله های کنترل با استفاده از برنامه های کامپیوتری و یک کامپیوتر سریع انجام می گیرد. برای چنین محاسبات دقیق میله ها فقط در نواحی که قرار دارند به صورت همسان درمی آیند. و همچنین با توجه به این که سطح مقطع جذب با کاهش انرژی به سرعت افزایش می یابد، لازم است افت فلوی گروه های مختلف را در داخل میله ها به ویژه در گروه های پائین تر به حساب آورد.

### جزئی از میله‌های کنترل در داخل راکتور

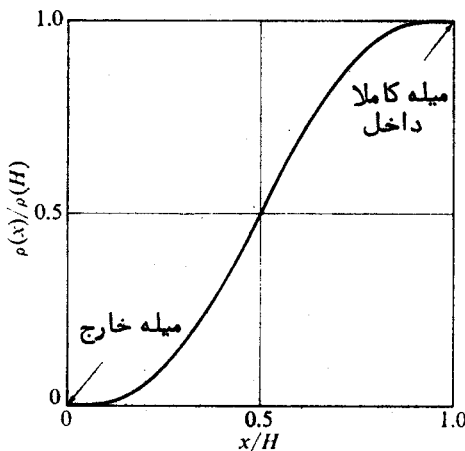
تا اینجا فرض کردیم که میله‌های کنترل یاتماماً در داخل قلب راکتور قرار دارند یا تماماً خارج هستند. در عمل، بعضی یاتمامی میله‌ها، در زمان شروع کار راکتور در داخل قلب راکتور قرار دارند و برای اینکه راکتور در نتیجه مصرف سوخت و تراکم پاره‌های شکافت سمی همچنان بحرانی باقی بماند، میله‌ها را به تدریج از قلب خارج می‌کنند. بنابراین لازم است ارزش میله‌ها را برحسب مقداری از میله که در داخل قلب است بدانیم. به منظور تغییر سطح قدرت راکتور لازم است ارزش میله‌ها را بدانیم تا سریعاً میله‌ها را داخل و یا خارج از راکتور بکنیم.

فرض کنید  $\rho_w(x)$  ارزش یک یا چند میله است که به مقدار  $x$ ، موازی با محور قلب استوانه‌ای راکتور به ارتفاع کل  $H$ ، در قلب قرار گیرند - و  $\rho_w(H)$  ارزش این میله‌ها است وقتی که میله‌ها تماماً در داخل قلب باشند. از تجربیات معلوم است و همچنین براساس نظریه‌ها می‌توان نشان داد که  $\rho_w(x)$  و  $\rho_w(H)$  با رابطه زیر به طور تقریبی به هم مربوط هستند.

$$\rho_w(x) = \rho_w(H) \left[ \frac{x}{H} - \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi x}{H}\right) \right] \quad (50-7)$$

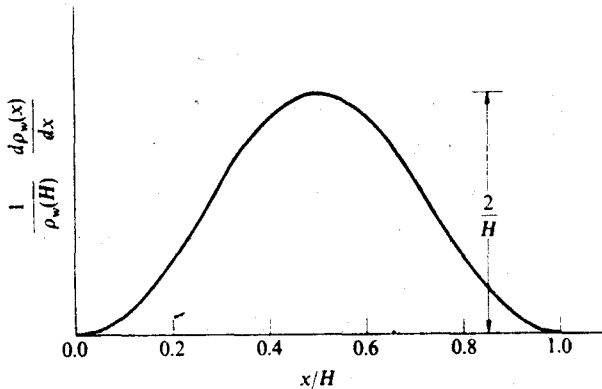
این تابع  $\rho_w(x)$  در شکل (۱-۷) نشان داده شده است، از شکل دیده می‌شود که  $\rho_w(0) = 0$  است در حالی که در  $x=H$  مقدار  $\rho_w(x) = \rho_w(H)$  است یعنی همان طور که انتظار می‌رود باشد. مشتق‌گیری از رابطه بالا برحسب  $\rho_w(x)/\rho_w(H)$  عبارت است از

$$\frac{1}{\rho_w(H)} \frac{d\rho_w(x)}{dx} = \frac{1}{H} \left[ 1 - \cos\left(\frac{2\pi x}{H}\right) \right] \quad (51-7)$$



شکل ۱-۷. ارزش میله کنترل برحسب مقدار آن که در قلب قرار می‌گیرد

این رابطه، کسر میزان تغییر راکتیویته را برای واحد تغییر طول میله ها به دست می دهد و در شکل (۷-۱۱) نشان داده شده است. به طوری که در شکل نشان داده شده تغییرات راکتیویته برای هر واحد طول در ابتدای میله کنترل در داخل راکتور خیلی کم است و همچنین وقتی که میله کنترل تماماً در راکتور قرار می گیرد (یعنی دو انتهای میله ها اثر کمتری دارند). این موضوع به دلیل این است که دو انتهای میله در داخل نواحی حرکت می کند که فلو خیلی کم است و تعداد کمی نوترون اضافی در نتیجه حرکت میله جذب می شود. به عبارت دیگر، در ناحیه نزدیک مرکز قلب راکتور تغییر  $\rho_{\infty}(x)$  حداکثر است، زیرا فلو در مرکز حداکثر می باشد.



شکل ۷-۱۱ کسر میزان تغییر ارزش میله بر حسب کسر طول میله در قلب

در بسیاری از راکتورها میزان تغییر ارزش میله با طول موثر میله در قلب تا اندازه ای با برنامه ریزی حرکت میله ها بر طرف شده است به طوری که وقتی یک میله یا گروهی از میله ها از مرکز قلب جایی که فلو حداکثر است، خارج می شوند ردیف دوم یا گروه دومی از میله به طور خود کار شروع به خارج شدن از راکتور می کنند. بدین ترتیب، کاهش ارزش یک میله یا گروهی از میله ها با افزایش ارزش دیگر میله ها جبران می شود.

**مثال ۷-۱۱** یک راکتور استوانه ای مربع لخت به ارتفاع  $v$  سانتیمتر به وسیله یک میله کنترل که در محور استوانه قرار گرفته کنترل می شود. وقتی میله کنترل تماماً در قلب قرار دارد ارزش به  $۶۷\%$  می رسد (این راکتوری است که در مثال ۷-۷ تشریح شد). اگر راکتور، وقتی میله خارج از راکتور باشد، بحرانی است میله چقدر باید داخل راکتور شود تا راکتیویته منفی یک درصد به وجود آورد؟

**حل.** با استفاده از معادله (۷-۵۵) و مقادیر  $\rho_{\infty}(x) = ۰.۰۱$  و  $\rho_{\infty}(H) = ۰.۰۶۵$

و قرار دادن  $y = \frac{\sqrt{\pi}x}{H}$  داریم

$$۰.۰۱ = ۰.۰۶۵ \left[ \frac{y}{\sqrt{\pi}} - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sin y \right]$$

$$0.9966 = y - \sin y$$

این یک رابطه ترانسندنتال است که می توان آن را با ترسیم یا روش عددی حل کرد.  
جواب معادله  $y = 1.991$  است و با  $H = 70$  سانتیمتر نتیجه نهائی عبارت است از:

$$x = \frac{yH}{2\pi} = \frac{1.991 \times 70}{2\pi} = 21.2 \text{ cm}$$

### کنترل شیمیائی

در مقدمه این فصل اشاره شد که راکتورهای معینی با کند کننده و خنک کننده آب را می توان تا حدی با تغییر غلظت اسید بوریک ( $H_3BO_3$ ) در آب کنترل نمود\*. این گونه کنترل شیمیائی را نمی توان به تنهایی برای کنترل راکتور به کار برد زیرا تغییر غلظت اسید بوریک، اگرچه از راه دور و به طور خود کار به دستور اپراتور انجام می گیرد امنی تواند به سرعت میله های کنترل به نیازهای آنی کنترل تغییر کند. بنابراین، کنترل شیمیائی همیشه موازی با و مکمل روش مکانیکی میله های کنترل به کار می رود. وقتی این دو نوع روش کنترل در راکتور وجود دارد میله های کنترل راکتیویته لازم برای خاموش کردن سریع راکتور و همچنین برای جبران تغییر راکتیویته به علت تغییر + درجه حرارت که همراه با تغییر قدرت است، در بردارد. کنترل شیمیائی برای بحرانی نگهداشتن راکتور در مدت زمان گذرای ++ زینان (یعنی مدت زمانی که طول می کشد تا اضافه زینان جمع شده از بین رود و به حد تعادل خود برسد. م) و جبران مصرف سوخت و افزایش پاره های شکافت در مدت عمر قلب راکتور بکار می رود.

به دلایل مختلفی از کنترل شیمیائی استفاده می شود. دلیل اول این که، باعث کاهش قابل ملاحظه تعداد میله های کنترل لازم راکتور می شود. از آنجا که میله های کنترل و دستگاه محرك آن گران هستند، این باعث صرفه جوئی قابل ملاحظه ای می شود. به علاوه، چون اسید بوریک کم و بیش در سرتاسر قلب راکتور به طور یکنواخت پخش می شود، تغییرات در راکتیویته هنداد که در نتیجه تغییرات در غلظت اسید بوریک است می تواند تغییر پیدا کند بدون اینکه توزیع فلو را در قلب راکتور تغییر دهد.

کنترل شیمیائی در درجه اول راکتیویته یک راکتور حرارتی را از طریق تغییر بهره حرارتی سوخت تغییر می دهد. توزیع فلو نسبتاً اثر کمی بر خواص ترانسپورت قلب راکتور دارد،

\* میزان حلالیت اسید بوریک در آب در درجه حرارت معمولی ۶۳۰ گرم در لیتر و ۲۶۷

گرم در لیتر در  $100^\circ C$  است.

+ این اثر در قسمت ۷-۳ بحث می شود.

++ این مطالب در قسمت ۷-۴ بحث می شود.

به ویژه در راکتوری که دارای توزیع فلوی یکنواخت است. بنابراین ارزش غلظت معین اسید بوریک را می توان از معادله (۵۷-۷) حساب کرد، که از توزیع یکنواخت بور در راکتور به دست می آید. برای یک راکتور حرارتی معادله به صورت زیر درمی آید.

$$\rho_w = \frac{\bar{\Sigma}_{aB}}{\Sigma_{aF} + \Sigma_{aM}} \quad (57-7)$$

که  $\bar{\Sigma}_{aB}$ ،  $\Sigma_{aF}$  و  $\bar{\Sigma}_{aM}$  به ترتیب سطح مقطع های متوسط ما کروسکیپی جذب بور، سوخت و کند کننده (شامل خنک کننده و مواد ساختمانی راکتور) است. از تقسیم صورت و مخرج معادله (۵۷-۷) بر  $\bar{\Sigma}_{aM}$  داریم

$$\rho_w = \frac{\bar{\Sigma}_{aB}/\bar{\Sigma}_{aM}}{\Sigma_{aF}/\bar{\Sigma}_{aM} + 1} \quad (58-7)$$

در قبل نشان داده شد که  $\bar{\Sigma}_{aF}/\bar{\Sigma}_{aM}$  برابر  $f_0/(1-f_0)$  است که  $f_0$  بهره حرارتی در صورت عدم حضور بور در راکتور است. با قرار دادن این نتیجه در معادله (۵۸-۷) داریم

$$\rho_w = (1-f_0) \frac{\bar{\Sigma}_{aB}}{\Sigma_{aM}} \quad (59-7)$$

غلظت اسید بوریک معمولاً بر حسب قسمت درسیلیون (ppm) آب، یک ppm یعنی یک گرم در  $10^6$  گرم آب، بیان می شود. اگر  $c$  این غلظت بر حسب ppm باشد، سپس نسبت جرم بور به جرم آب برابر است با:

$$\frac{m_B}{m_w} = c \times 10^{-6}$$

جرم اتمی بور برابر ۱۰۷٫۸ و جرم مولکولی آب ۱۸ می باشد. بنابراین نسبت چگالی اتمی بور به چگالی مولکولی آب برابر است با

$$\frac{N_B}{N_w} = \frac{18}{107.8} \times c \times 10^{-6}$$

و عبارت  $\bar{\Sigma}_{aB}/\bar{\Sigma}_{aM}$  در معادله (۵۹-۷) به صورت زیر است.

$$\frac{\bar{\Sigma}_{aB}}{\bar{\Sigma}_{aM}} = \frac{N_B \bar{\sigma}_{aB}}{N_w \bar{\sigma}_{aM}} = \frac{18 \times 759}{107.8 \times 0.766} \times c \times 10^{-6} = 1.922c \times 10^{-3}$$

با قرار دادن این رابطه در معادله (۵۹-۷) رابطه نهایی برای تعیین ارزش کنترل شیمیائی عبارت است از:

$$\rho_w = 1.922c \times 10^{-3} (1-f_0) \quad (60-7)$$

**مثال ۷-۱۲** بهره‌رسانی سوخت یک راکتور PWR که بامیله کنترل و شیمیائی کنترل کار می‌کند در آغاز کار (راکتور سرد و بدون سموم) برابر ۰.۹۳ است. در این موقع کل راکتیویته اضافی در راکتور برابر ۰.۰۲ درصد است. اگر ارزش میله‌های کنترل ۸۰٪ باشد، حداقل غلظت اسید بوریک لازم بر حسب  $\text{g/lit}$ , ppm در آب، چگالی واحد برای اینکه راکتور را خاموش نگهدارد یعنی از بحرانی شدن جلوگیری نماید چقدر است؟  
**حل.** کنترل شیمیائی باید  $۱۲ = ۸۰ - ۲۰$  درصد ارزش داشته باشد. لذا با استفاده از معادله (۶-۷) داریم

$$c = \frac{p_{\infty} \times 10^3}{1.992(1-f_0)} = \frac{0.12 \times 10^3}{1.992(1-0.93)} = 893 \text{ ppm}$$

جرم مولکولی اسید بوریک ۶۱۸ است. بنابراین دستگاه کنترل شیمیائی بایستی دارای  $893 \times (618/1000) = 549$  گرم اسید بوریک در  $10^3$  گرم آب باشد. آب با چگالی واحد،  $10^3$  گرم آب  $10^3$  لیتر حجم اشغال می‌کند. غلظت اسید بوریک برابر  $549$  گرم در  $10^3$  لیتر برابر  $11$  گرم در لیتر است.

لازم به یادآوری است که در این مثال، میله‌های کنترل به تنهایی دارای راکتیویته (منفی) کافی، برای اینکه راکتور در ابتدا کار قلب راکتور بحرانی نشود، ندارند. این درحقیقت در بسیاری از راکتورهای آب سبک درست است

### ۷-۳ اثر درجه حرارت بر راکتیویته

به طوری که در ابتدای این فصل اشاره شد، بسیاری از پایاهائی که ضریب تکثیر یک راکتور را تعیین می‌کنند بستگی به درجه حرارت دارد. در نتیجه هر تغییری در درجه حرارت منجر به تغییر در  $k$  و راکتیویته راکتور می‌شود. حال نشان داده خواهد شد که این اثر نقش مهمی در کار راکتور و سرانجام در ایمنی دستگاه دارد.

#### ضرائب درجه حرارت

دامنه تغییر راکتیویته در نتیجه تغییر درجه حرارت با ضریب درجه حرارت راکتیویته بیان می‌شود و به  $\alpha_T$  نشان داده می‌شود. این پایا به صورت رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$\sigma_T = \frac{dp}{dT} \quad (7-6)$$

که  $\rho$  را کتیویته و  $T$  درجه حرارت است. با قرار دادن  $\rho$  از معادله (۶۰-۷) یعنی در معادله (۶۱-۷)

$$\rho = \frac{k-1}{k} = 1 - \frac{1}{k}$$

و یا دیفرانسیل گیری از آن داریم

$$\alpha_T = \frac{1}{k^2} \frac{dk}{dT} \quad (۶۲-۷)$$

در تمام حالات مورد علاقه،  $k$  نزدیک به واحد است و بنابراین معادله (۶۲-۷) را می توان به صورت تقریبی زیر نوشت

$$\alpha_T \approx \frac{1}{k} \frac{dk}{dT} \quad (۶۳-۷)$$

این معادله برای مقاصد محاسبه ای بهتر از معادله (۶۱-۷) می باشد و اغلب به عنوان تعریف  $\alpha_T$  به کار می رود. بر طبق معادله (۶۳-۷)،  $\alpha_T$  برابر کسر تغییر در  $k$  برای یک درجه تغییر درجه حرارت است و واحد آن عکس درجه حرارت می باشد.

واکنش یک راکتور به تغییر درجه حرارت بستگی به علامت جبری  $\alpha_T$  دارد. ابتدا حالتی را در نظر بگیرید که  $\alpha_T$  مثبت باشد. از آنجا که  $k$  همیشه مثبت است  $dk/dT$  نیز مثبت بوده و این بدان معنی است که افزایش  $T$  منجر به افزایش مقدار  $k$  می گردد. حال فرض کنید به دلیلی درجه حرارت راکتور افزایش یابد. این افزایش مقدار  $k$  که به نوبه خود منجر به افزایش سطح قدرت راکتور می شود، باعث افزایش بیشتر درجه حرارت، افزایش دیگری در  $k$  و  $\alpha_T$  می گردد، لذا با مثبت بودن  $\alpha_T$ ، افزایش درجه حرارت منجر به افزایش مرتب درجه حرارت و قدرت شده تا اینکه یا راکتور با دخالت (اپراتور) از خارج خاموش می شود یا اینکه راکتور ذوب می گردد.

از طرف دیگر، فرض کنید درجه حرارت راکتور کاهش یابد. اگر  $\alpha_T$  مثبت باشد، کاهش درجه حرارت منجر به کاهش  $k$  می گردد. این امر باعث کاهش قدرت راکتور شده، که درجه حرارت راکتور را کاهش می دهد، موجب کاهش بیشتر  $k$  می شود و الی آخر تا اینکه بالاخره راکتور خاموش می شود. بنابراین، اگر  $\alpha_T > 0$  باشد افزایش  $T$  منجر به ذوب شدن قلب راکتور و کاهش  $T$  موجب خاموش شدن راکتور می گردد. البته بدون دخالت عامل خارجی.

وضعیت وقتی  $\alpha_T$  منفی است کاملاً متفاوت است. در این حالت  $dk/dT$  منفی است و افزایش  $T$  موجب کاهش  $k$  می گردد. حال افزایش درجه حرارت راکتور منجر به کاهش قدرت می شود که به طور طبیعی درجه حرارت راکتور را کاهش می دهد و راکتور را به حالت اولیه بر

می گرداند. به علاوه، کاهش  $T$  منتج به افزایش  $k$  می گردد، به طوری که اگر  $T$  کم شود قدرت زیاد می گردد و مجدداً راکتور به سمت تعادل یعنی حالت اولیه برمی گردد. واضح است که راکتور با  $\alpha_{Tb}$  مثبت ذاتاً نسبت به تغییر درجه حرارت ناپایدار می باشد در حالی که راکتور با  $\alpha_{Tb}$  منفی ذاتاً پایدار است.

باید دانست که معمولاً درجه حرارت در سرتاسر قلب راکتور به طور یکنواخت تغییر نمی کند. به عنوان مثال، افزایش در قدرت راکتور ابتدا موجب بالا رفتن درجه حرارت سوخت می شود، زیرا این ناحیه ای است که قدرت تولید می شود. در حرارت خنک کننده و در راکتورهای حرارتی درجه حرارت کند کننده بالا نمی رود تا اینکه گرما از سوخت به این نواحی انتقال یابد. بنابراین لازم است، در بحث ضرایب درجه حرارت اجزائی که درجه حرارتشان تغییر می کند مشخص نمائیم. لذا تعریف ضریب درجه حرارت سوخت عبارت است از کسر تغییر در  $k$  برای تغییر واحد در درجه حرارت سوخت و در مورد کند کننده، ضریب درجه حرارت عبارت است از کسر تغییر در  $k$  برای واحد تغییر در درجه حرارت کند کننده و الا آخر.

چون درجه حرارت سوخت آنرا روی تغییر قدرت راکتور اثر می گذارد، ضریب درجه حرارت سوخت<sup>۱</sup> را ضریب درجه حرارت  $k$  نیز می نامند و به  $\alpha_{pmpT}$  نشان می دهند. مقدار  $\alpha_{pmpT}$  اولین واکنش راکتور به تغییر درجه حرارت سوخت یا تغییر قدرت راکتور است و به این دلیل  $\alpha_{pmpT}$  مهمترین ضریب درجه حرارت از نقطه نظر ایمنی راکتور می باشد. در ایالات متحده آمریکا، کمیسیون انرژی اتمی اجازه کار به یک راکتور را نمی دهد مگر این که  $\alpha_{pmpT}$  آن منفی باشد و تمام راکتورهای مجاز\* مطمئناً دارای پایداری ذاتی می باشند.

### اثر هسته ای دوبلر

ضریب درجه حرارت آبی اغلب راکتورها، به علت پدیده مشهور اثر هسته ای دوبلر، منفی است. این اثر، که باید اذعان کرد کمی پیچیده است، می توان به صورت زیر شرح داد. برای حال حاضر، بحث را می توان محدود به راکتورهای حرارتی کرد.

بابرگشت به فصل ۳ سطح مقطع های عناصر برای نوترون، رزنانس هائی در انرژی های معینی را نشان می دهند و در هسته های سنگین تر این رزنانس ها منحصرأ مربوط به جذب است نه پراکندگی. در سرتاسر آن فصل به طور ضمنی فرض شد هسته هائی که نوترون به آنها برخورد می کند در دستگاه آزمایشگاهی در حال سکون هستند. رابطه برایت - ویگنر<sup>۲</sup> به ویژه برطبق این

\* تمام راکتورها در ایالات متحده باید توسط کمیسیون انرژی اتمی اجازه کار داشته باشند مگر آنهایی که متعلق به وزارت دفاع یا خود کمیسیون باشد.

۱ - Fuel Temperature Coefficient

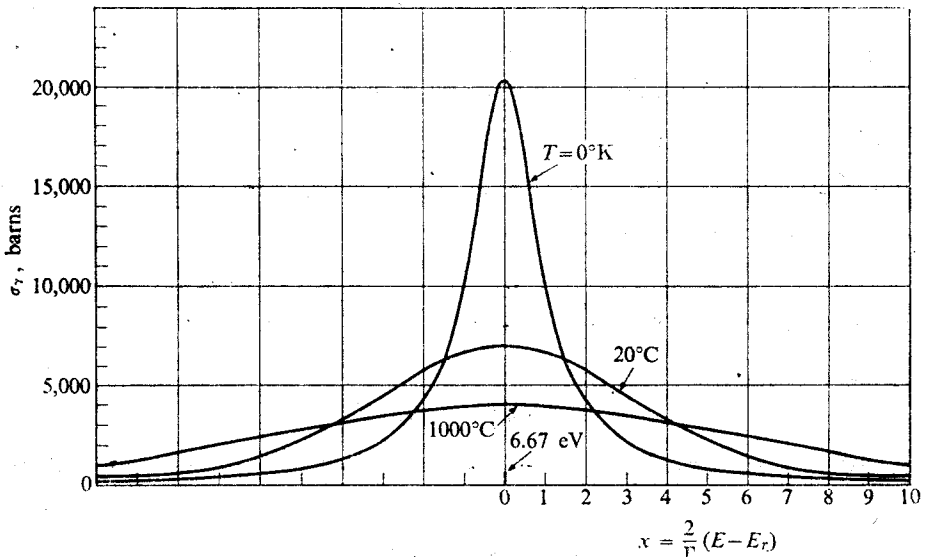
۲ - Breit-Wigner Formula



اثر پهنای رزنانس  $\Gamma$  را در انرژی  $E_r$  بیان می کند.

$$\sigma_{\gamma}(E) = \frac{\lambda_r^2 g}{\epsilon \pi} \frac{\Gamma_n \Gamma_{\gamma}}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / \epsilon}$$

در حقیقت، هسته های اتم ها خود دائماً در اثر انرژی حرارتی در حال جنبش می باشند. در نتیجه این جنبش های حرارتی، حتی یک باریکه کاملاً تک انرژی نوترون که به یک هدف برخورد می کند، به ظاهر دارای یک توزیع انرژی پیوسته می باشند. این امر به نوبه خود دارای تأثیری در شکل رزنانس می باشد. لذا می توان نشان داد که وقتی سطح مقطع را در روی حرکات هسته ها متوسط گیری می کنیم، رزنانس کوتاهتر و عریض تر از موقعی که هسته ها در حال سکون هستند، می شود. به طوری که شکل (۷-۱۲) نشان می دهد اثر دوپلر با افزایش درجه حرارت هدف بارزتر می گردد. تغییر شکل رزنانس با درجه حرارت را پهن گرائی دوپلر خوانند. در شکل (۷-۱۲) رزنانس (پهن نشده) در درجه حرارت صفر کلوین با استفاده از رابطه برای ویکتر حساب شده است، زیرا در این درجه حرارت جنبش حرارتی وجود ندارد. یک جنبه مهم اثر دوپلر این است که اگر چه شکل رزنانس با درجه حرارت تغییر می کند، لکن سطح زیر رزنانس اساساً ثابت باقی می ماند.



شکل ۷-۱۲ اثر دوپلر در مورد سطح مقطع جذب تابش از  $^{235}\text{U}$  در رزنانس  $1\text{eV}$

حال کند شدن نوترون ها را در یک راکتور حرارتی در نظر بگیرید که از انرژی رزنانس معینی عبور نماید. تعداد نوترون هایی که در هر سانتیمتر مکعب در نایه در رزنانس جذب

می شود برابر است با:

$$F_a = \int \Phi(E) \Sigma_a(E) dE \quad (74 - v)$$

که  $\Phi(E)$  فلوی تابع انرژی،  $\Sigma_a(E)$  سطح مقطع جذب ما کروسیکی است انتگرال گیری در تمام رزنانس انجام گرفته است. معادله (۷۴-۷) را می توان به صورت نوشت

$$F_a = \Phi_{av} \int \Sigma_a(E) dE$$

در این رابطه  $\Phi_{av}$  مقدار متوسط فلوی رزنانس است. بقیه انتگرال سطح کل زیر رزنانس است و به طوری که اشاره شد، این مقدار ثابتی است و مستقل از درجه حرارت می باشد. بنابراین نتیجه می شود تعداد نوترون هایی که جذب در رزنانس می شوند متناسب با فلوی متوسط رزنانس است.

بدون اشکال می توان دریافت که  $\Phi_{av}$  خود بستگی به درجه حرارت دارد. بنابراین فرض کنید که درجه حرارت افزایش یابد، به طوری که در بالا اشاره شد، مقدار سطح مقطع جذب به علت اثر دوپلر کاهش می یابد و این به نوبه خود باعث افزایش  $\Phi_{av}$  می گردد. این وضعیت شبیه قرارداد یک جاذب نوترون، نظیر یک میله کنترل یا یک پولک جاذب، در محیطی است که نوترون ها پخش می شوند. اگر سطح مقطع جاذب افزایش یابد فلوی نوترون در حوالی آن کم می شود، اما اگر سطح مقطع کاهش یابد واضح است فلوی بالا می رود.

بالاخره، از آنجا که  $\Phi_{av}$  با درجه حرارت افزایش می یابد و چون تعداد نوترون های جذب شده در رزنانس متناسب با  $\Phi_{av}$  است، لذا نتیجه می شود که جذب رزنانس با افزایش درجه حرارت افزایش می یابد. البته، این جذب  $k$  را کاهش می دهد و همین موضوع باعث منفی شدن ضریب حرارت آبی می گردد.

برای محاسبه  $\alpha_{pmp}$  برای یک راکتور حرارتی، ضریب تکثیر را می توان به صورت زیر نوشت

$$k = k_{\infty} p = \eta_T f p \epsilon P \quad (75 - v)$$

که  $P$  احتمال عدم فرار کلی (قسمت ۶-۵) است. احتمال فراز از رزنانس  $p$  را می توان با لگاریتم گیری مجزا نمود.

$$\ln k = \ln \eta_T f \epsilon P + \ln p$$

با دیفرانسیل گیری رابطه نسبت به  $T$  و ثابت فرض کردن تمام پایاها بجز  $p$  داریم

$$\frac{d}{dT} (\ln k) = \frac{1}{k} \frac{dk}{dT} = \frac{d}{dT} (\ln p) = \frac{1}{p} \frac{dp}{dT}$$

$$\alpha_{pmp} t = \alpha_{pmp} (p) \quad (76 - v)$$

از معادله (۶-۱۱۲) رابطه  $p$  به صورت زیر بدست می آید

$$p = \exp \left[ - \frac{N_F V_F I}{\xi_M \Sigma_{SM} V_M} \right] \quad (۷-۶۷)$$

که  $I$  انتگرال رزنانس،  $V_F$  و  $V_M$  حجم سوخت و کند کننده در یک واحد شبکه است،  $N_F$  چکالی اتمی سوخت،  $\Sigma_{SM}$  سطح مقطع ماکروسکوپی پراکنندگی کند کننده و  $\xi_M$  مقدار ثابتی است. ضریب درجه حرارت آبی را می توان با فرض این که درجه حرارت کند کننده ثابت باقی می ماند حساب کنیم درحالی که درجه حرارت سوخت تغییر می کند. هر دو کمیت  $V_M$  و  $\Sigma_{SM}$  ثابت هستند. به علاوه حاصل ضرب  $N_F V_F$  که برابر تعداد کل اتم های سوخت در میله سوخت است با تغییر درجه حرارت تغییر نمی کند. بنابراین بستگی کامل  $p$  به درجه حرارت در انتگرال رزنانس  $I$  قرار دارد.

اندازه گیری های متعددی برای تعیین جذب رزنانس در درجه حرارت های مختلف انجام گرفته است و معلوم گشته که آن را می توان با رابطه زیر نشان داد

$$I(T) = I(200^\circ) [1 + \beta_I (\sqrt{T} - \sqrt{200})] \quad (۷-۶۸)$$

که  $T$  بر حسب درجه کلونین است. به طوری که قبلا شرح دادیم بستگی  $I$  به درجه حرارت مربوط به اثر دوپلر است. پایای  $\beta_I$  تابع خواص سوخت است و رابطه تقریبی آن به صورت زیر است

$$\beta_I = A' + C'/ap \quad (۷-۶۹)$$

در این رابطه  $A'$  و  $C'$  مقادیر ثابتی هستند که در جدول (۷-۶) داده شده است و  $a$  شعاع میله بر حسب سانتیمتر و  $p$  جرم ویژه سوخت بر حسب گرم در سانتیمتر مکعب می باشد.

### جدول ۷-۶

مقادیر ثابت برای محاسبه  $\beta_I$

سوخت	$A' \times 10^4$	$C' \times 10^2$
فلز $^{238}\text{U}$	۴۸	۱۲۲۸
$^{238}\text{UO}_2$	۶۱	۰۹۹۴
فلز Th	۸۵	۲۲۶۸
$\text{ThO}_2$	۹۷	۲۲۴۰

حال اگر به معادله (۷-۶۷) برگردیم و  $\ln p$  را دیفرانسیل بگیریم داریم

$$\alpha_{\text{pmpt}}(p) = \alpha_{\text{pmpt}} = - \frac{N_F V_F}{\xi_M \Sigma_{SM} V_M} \cdot \frac{dI}{dT}$$

از معادله (۶۸-۷) داریم

$$\frac{dI}{dT} = \frac{I(300^\circ)\beta_I}{2\sqrt{T}}$$

و همچنین

$$\alpha_{\text{pmpt}} = -\frac{N_F V_F I(300^\circ)}{\xi_M \Sigma_{SM} V_M} \cdot \frac{\beta_I}{2\sqrt{T}}$$

این رابطه را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$\alpha_{\text{pmpt}} = -\frac{\beta_I}{2\sqrt{T}} \ln\left[\frac{1}{p(300^\circ)}\right] \quad (70-7)$$

معادله (۷۰-۷) ضریب درجه حرارت آنی یک راکتور حرارتی را به دست می‌دهد.

مثال ۷-۱۳ احتمال فرار از رزنانس برای یک راکتور با سوخت اورانیوم طبیعی  $(\rho = 1919 \text{ g/cm}^3)$  در درجه حرارت  $300^\circ \text{K}$  برابر  $0.878$  است. میله‌های سوخت به قطر  $2.78$  سانتیمتر می‌باشند. ضریب درجه حرارت آنی راکتور را در درجه حرارت کار راکتور  $350^\circ \text{C}$  حساب کنید.

حل: شعاع میله  $1.39 = 2.78/2$  سانتیمتر است. از معادله (۶۹-۷) و جدول ۴-۷ مقدار  $\beta_I$  برابر است با

$$\beta_I = 48 \times 10^{-4} + 1.28 \times 10^{-2} / 1.39 \times 1919 \\ = 0.2 \times 10^{-4}$$

درجه حرارت برحسب درجه کلونین مساوی

$$T = 273 + 350 = 623^\circ \text{K}$$

است. از معادله (۷۰-۷) مقدار  $\alpha$  به دست می‌آید

$$\alpha_{\text{pmpt}} = -\frac{0.2 \times 10^{-4}}{2\sqrt{623}} \ln\left(\frac{1}{0.878}\right) \\ = -1.39 \times 10^{-6} / ^\circ \text{C یا } ^\circ \text{K}^*$$

تعیین ضریب درجه حرارت آنی مربوط به اثر دوپلر برای یک راکتور سریع مشکلتر است. دلیل اول این که در انرژی‌های بالا مورد توجه در این نوع راکتور رزنانس‌ها از لحاظ انرژی به اندازه‌ای به هم نزدیک هستند که رویهم قرار می‌گیرند و خواص آنها کمتر شناخته شده است. به علاوه، مقدار جذب رزنانس بستگی به جزئیات طیف انرژی نوترون دارد و این طیف از راکتوری

\* بزرگی هر درجه کلونین و سلسیوس یکی است.

به راکتور دیگر فرق می‌کند. باوجود این، روش هائی برای محاسبه این ضریب درجه حرارت مهم برای راکتورهای سریع به وجود آمده است. یک جنبه دیگر این مساله نیز باید یادآوری شود. دریک راکتور سریع عمل شکافت به علاوه جذب تابش زاپس از جذب نوترون‌های پراثری در زرناسی‌های به هم فشرده انجام می‌گیرد. بنابراین دریک راکتور سریع دارای سوخت مخلوطی از  $^{238}\text{U}$  و  $^{239}\text{Pu}$  می‌شود، بلکه میزان شکافت  $^{239}\text{Pu}$  میل به افزایش پیدا می‌کند. اثر دوپلر در این حالت، به اصطلاح، یک نعمت مخلوط است. بنابراین، برای اینکه از کار ایمن راکتور مطمئن باشیم، لازم است مقدار کافی  $^{238}\text{U}$  در راکتور قرار دهیم تا اینکه در حال توازن، در اثر پدیده دوپلر مقدار  $\alpha_{\text{pmp}}$  منفی شود. این یک محدودیت جدی نیست. زیرا معمولاً در این نوع راکتور مقدار زیادی  $^{238}\text{U}$  وجود دارد تا اینکه بهره‌زایش را به حداکثر برساند.

### ضریب کند کننده

ضریب کم اهمیت‌تر از  $\alpha_{\text{pmp}}$  ضریب درجه حرارت کند کننده  $\alpha_{\text{mod}}$  است، که رفتار نهائی راکتور را در اثر تغییرات درجه حرارت سوخت تعیین می‌کند. این ضریب نیز اثر تغییرات درجه حرارت خنک کننده ورودی را بر راکتور تعیین می‌کند. منفی بودن  $\alpha_{\text{mod}}$  از نقطه نظر این که مطمئن شویم راکتور در حال کار و در صورت وقوع حادثه دارای پایداری است، مورد توجه است. دریک راکتور حرارتی افزایش درجه حرارت به دو طریق بر ضریب تکثیر اثر می‌گذارد: (۱) تغییر درجه حرارتی که سطح مقطع‌ها در آن درجه حرارت محاسبه می‌شود و (۲) در اثر انبساط فیزیکی جرم ویژه کند کننده تغییر می‌کند. از این دو اثر معمولاً دومین اثر مهمتر است. برای محاسبه  $\alpha_{\text{mod}}$  ابتدا  $k$  را مطابق معادله (۶۵-۷) می‌نویسیم:

$$k = \eta_T f p \epsilon P \quad (65-7)$$

مقدار  $\eta_T$  تابع درجه حرارت کند کننده نیست و اگرچه  $\epsilon$  تا اندازه‌ای به جرم ویژه کند کننده بستگی دارد آن را نیز می‌توان مستقل از  $T$  در نظر گرفت. از طرفین معادله (۶۵-۷) لگاریتم گرفته و نسبت به  $T$  دیفرانسیل می‌گیریم، رابطه زیر به دست می‌آید

$$\alpha_{\text{mod}} = \alpha_T(f) + \alpha_T(p) + \alpha_T(P) \quad (71-7)$$

بنابراین ضریب درجه حرارت کند کننده از جمع سه ضریب درجه حرارت دیگر به دست می‌آید. ابتدا  $\alpha_T(f)$  را در نظر می‌گیریم. می‌دانیم که  $f$  برابر احتمال جذب یک نوترون حرارتی است که سرانجام در سوخت جذب می‌شود و به صورت نسبت سطح مقطع با کروسکیبی سوخت

به مجموع سطح مقطع های ماکروسکوپی سوخت، کند کننده و خنک کننده است. اگر سوخت و کند کننده هر دو جامد باشند و راکتور با گاز کم جذبی خنک شود، در این صورت تغییر در درجه حرارت کند کننده تعداد کل جاذبها را در راکتور تغییر نمی دهد و  $f$  کم و بیش ثابت باقی می ماند. در این حالت  $\alpha_T(f)$  اساساً صفر است.

در مورد راکتورهای آب تحت فشار اگر سوخت جامد لکن خنک کننده ویا کند کننده مایع باشد، وضع کاملاً متفاوت است. حال چون ضرائب انبساط مایعات بزرگتر از جامدات است و از آنجا که مایع در داخل راکتور در یک محفظه فلزی است، افزایش درجه حرارت کند کننده منجر به خروج مقداری مایع از راکتور می شود. در نتیجه مقدار جذب مزاحم نوترون های حرارتی در کند کننده و خنک کننده نسبت به جذب در سوخت کاهش یافته و موجب افزایش  $f$  می شود می توان این طور نتیجه گرفت که در این حالت  $\alpha_T(f)$  مثبت است. این اثر به ویژه وقتی از کنترل شیمیایی استفاده می شود بارزتر است زیرا مقداری از بور همراه با خنک کننده و کند کننده از راکتور خارج می شود.

قدم بعد  $\alpha_T(p)$  را در نظر می گیریم. در معادله (۶۷-۷) یگانه عاملی که بستگی به درجه حرارت کند کننده دارد  $\Sigma_{SM} V_M$  است که متناسب با تعداد کل اتم های کند کننده و خنک کننده در راکتور است. اگر کند کننده جامد باشد این عدد با تغییر درجه حرارت تغییر نمی کند و  $\alpha_T(p)$  صفر است. به عبارت دیگر، اگر کند کننده مایع باشد به طوری که در بالا شرح داده شد افزایش درجه حرارت منجر به خروج مقداری از کند کننده می شود. این امر  $\Sigma_{SM} V_M$  را کاهش می دهد و منجر به کاهش  $p$  می گردد. بنابراین برای یک راکتور با خنک کننده و کند کننده مایع  $\alpha_T(p)$  منفی است.

ضریب درجه حرارت برای احتمال عدم فرار نیز منفی است. این را می توان از معادلات (۶۴-۶) و (۶۵-۶) که احتمال عدم فرار کلی (که شامل نشت نوترون های سریع و حرارتی است) را در زیر به دست می دهد مشاهده نمود.

$$P = \frac{1}{(1 + B^2 L_T^2)(1 + B^2 \tau_T)} \quad (72-7)$$

که  $B^2$  با کلینگ و  $L_T^2$  سطح پخش حرارتی و  $\tau_T$  سن نوترون های شکافت تا حرارتی است. مقدار  $B^2$  از روی ابعاد راکتور تعیین می شود و این ابعاد با تغییر درجه حرارت کند کننده زیاد تغییر نمی کند. از تعریف  $L_T^2 = \bar{D}/\Sigma_a$  معادله (۶۸-۵)  $\tau_T = D_1/\Sigma_1$  (معادله ۷۸-۵) به آسانی می توان دید که هر دو پایا متناسب با عکس سریع جرم ویژه  $p_H$  محیط تغییر می کنند، به شرط این که محیط یکنواخت و همسان باشد. در مورد سوخت جامد و کند کننده جامد مقادیر  $L_T^2$  و  $\tau_T$  بستگی پیچیده ای به دو جرم ویژه این دو محیط دارد. به هر حال تغییری در درجه حرارت کند کننده جامد اثر جزئی بر جرم ویژه دارد بنابراین  $P$  ثابت است و  $\alpha_T(P) = 0$

\* در اینجا  $p_H$  برای بیان جرم ویژه به کار می رود تا با  $p$  راکتیویته اشتباه نشود.

می باشد. برای سوخت جامد و کند کننده یا خنک کننده مایع  $L_T^+$  و  $\tau_T$  به صورت  $\rho_d^{-n}$ ، که  $n$  عددی کوچکتر از دو است تغییر می کند. در این حالت

$$P = \frac{1}{\left(1 + \frac{C_1}{p_d^n}\right) \left(1 + \frac{C_2}{p_d^n}\right)} \quad (۷۲ - ۷)$$

$C_1$  و  $C_2$  اعداد ثابتی هستند. حال اگر  $T$  کاهش یابد  $\rho_d$  کاهش می یابد زیرا مایع خارج می شود و  $P$  کم می گردد. نتیجه این است که  $\alpha_T(P)$  منفی است. مقدار منفی  $\alpha_T(P)$  بدان معنی است که نشت نوترون ها باعث افزایش درجه حرارت کند کننده افزایش می یابد. این، به نوبه خود، مربوط به این حقیقت است که در صورت یکسان بودن تمام عوامل، نوترون ها در محیط های رقیق تر آسان تر پخش می شدند. به هر حال به طریق دیگری به این نتایج می توان نگاه کرد. واضح است نوترون سریعی که از قلب راکتور فرار نمی کند (و در رزنانس جذب نمی شود)، الزاماً باید در قلب راکتور کند شود. وقتی جرم ویژه کند کننده کاهش می یابد و نوترون های سریع بیشتری فرار می کنند، تعداد نوترون هائی که به انرژی های حرارتی می رسند کم می شود. بنابراین کاهش در جرم ویژه کند کننده منجر به (۱) کاهش در جذب نوترون حرارتی در کند کننده می شود. اثر مثبت بر  $k$  و (۲) کاهش کند شدن نوترون های سریع. اثر منفی بر  $k$  می گردد. بنابراین مثبت یا منفی بودن  $\alpha_{mod}$  علاوه بر اثرش بر احتمال فرار از رزنانس که همیشه منفی است، بستگی به این دارد که آیا کند کننده «بیشتر از آنکه نوترون جذب کند، کند می کند» یا «بیشتر از آنکه نوترون کند کند جذب می کند». در حالت مهم آب، می توان نشان داد که این ماده بیشتر نوترون کند می کند تا جذب نماید، لذا  $\alpha_{mod}$  منفی است. این وضعیت را می توان معکوس کرد اگر مقدار بور در آب به صورت کنترل شیمیائی زیاد باشد.

ضریب منفی کند کننده دارای اثر مهمی بر کنترل راکتور آب تحت فشار دارد و این اثر پس از تغییر در قدرت درخواستی از توربین ظاهر می شود. مثلاً فرض کنید که در پیچه کنترل بخار توربین در جواب به کاهش بار کمی بسته شود. این امر سرانجام منجر به افزایش درجه حرارت خنک کننده آب ورودی به راکتور می شود، زیرا انرژی کمتری از بخاری که از داخل توربین عبور می کند دریافت می شود. چون  $\alpha_{mod}$  منفی است این خود منجر به کاهش قدرت راکتور می گردد. به عبارت دیگر اگر قدرت افزایش یافته بود اثر معکوس بوده و قدرت راکتور افزایش می یافت. در هر حال، راکتور به طور خود کار به تغییرات بار درخواستی جواب می دهد. این رفتار راکتور را پیگیری خود کار بار می نامند

## ضریب خلا

یک راکتور با کند کننده و یا خنک کننده مایع را در نظر می گیریم. در نقطه ای که مایع می جوشد، حجمی که به وسیله بخار اشغال می شود اساساً یک خلا است، زیرا جرم ویژه بخار خیلی کمتر از جرم ویژه مایع است. کسر خلا  $x$ ، عبارت است از کسر یک حجم معینی مایع که به وسیله خلا اشغال شده است. مثلاً اگر ۲۰ درصد حجم به وسیله بخار اشغال شده باشد و بقیه مایع باشد در این صورت  $x = 0.2$  است

تغییر کسر خلا در یک راکتور معمولاً روی راکتیویته راکتور اثر می گذارد. این پدیده بر حسب ضریب خلا  $\alpha_v$ ، بیان می شود که عبارت است از

$$\alpha_v = \frac{dp}{dx} \quad (v-7)$$

که  $p$  راکتیویته و  $x$  کسر خلا است. واضح است که  $\alpha_v$  یک عدد بدون بعد است. با توجه به تعریف بالا نتیجه می شود که اگر  $\alpha_v$  مثبت باشد در این صورت کسر خلا منجر به افزایش راکتیویته می گردد. واضح است این امریک حالت مطلوب نمی باشد، زیرا افزایش راکتیویته موجب افزایش قدرت که باعث به جوش آمدن خلا بیشتر، افزایش بیشتر راکتیویته و بالاخر تا اینکه بیشتر مایع به جوش می آید و از قلب خارج می شود و بالاخره قلب ذوب می گردد. در مقابل اگر  $\alpha_v$  منفی باشد افزایش  $x$  موجب کاهش راکتیویته کاهش قدرت شده و راکتور به سمت حالت اولیه اش برمی گردد. بنابراین، واضح است که  $\alpha_v$  منفی مطلوب است. وجود نقاط خلا باعث تغییر جرم ویژه کند کننده و یا خنک کننده می شود. بخصوص، اگر کسر خلا  $x$  باشد، جرم ویژه متوسط مخلوط مایع و بخار از رابطه زیر به دست می آید

$$\rho_d = (1-x)\rho_l + x\rho_g \quad (v-8)$$

در این رابطه  $\rho_l$  و  $\rho_g$  به ترتیب جرم ویژه مایع و بخار است. به هر حال،  $\rho_g$  معمولاً خیلی کمتر از  $\rho_l$  است (مگر در نزدیکی نقطه بحرانی ماده مورد سوال) و لذا معادله (v-8) را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\rho_d = (1-x)\rho_l \quad (v-9)$$

به طوری که انتظار می رود  $\rho_d$  افزایش  $x$  موجب کاهش می شود.

از آنجا که تغییر  $x$  جرم ویژه متوسط کند کننده و یا خنک کننده را تغییر می دهد، مقدار  $\alpha_v$  در حالت راکتورهای حرارتی مربوط به مقدار  $\alpha_{mod}$  می شود. می دانیم که کند کننده و یا خنک کننده نظیر آب، تعداد بیشتری نوترون کند می کند تا جذب نماید، لذا کاهش در جرم



ویژه دارای اثر منفی در راکتیویته است. از اینجا نتیجه می‌شود که در مورد ضریب خلا نیز این موضوع صادق است. در مورد راکتورهای آبی، به شرط این که در اثر افزودن مواد شیمیایی کنترل کننده سطح مقطع جذب زیاد افزایش نیابد، افزایش در کسر خلا موجب کاهش راکتیویته می‌شود و درین حالت  $\alpha_p$  منفی است.

ضریب خلا منفی برای راکتورهای آب جوشان با روش «پیگیری خود کاربار» به کار می‌رود. این کار با مزدوج کردن درخواست بار در توربین با گردش آب در دستگاه راکتور (شکل ۴-۱) انجام می‌گیرد، بطوری که کاهش درخواست بار منتج به کاهش گردش جریان خنک کننده می‌شود. در حالت افزایش بار توربین، افزایش گردش خنک کننده از داخل راکتور ابتدا باعث خارج کردن قسمتی از حبابها (خلا) از داخل قلب می‌شود. این کاهش در مقدار خلا موجب افزایش راکتیویته راکتور می‌گردد زیرا  $\alpha_p$  منفی است و این باعث می‌شود راکتور قدرت بیشتری تولید کند. بالاخره، در قدرتهای بالاتر مقدار بیشتری خلا به وجود می‌آید و در حالت تعادل، قلب راکتور دقیقاً قدرت مورد خواسته توربین را تولید می‌کند. اگر بار توربین کاهش یافته بود، گردش خنک کننده نیز کاهش می‌یافت، خلا نیز بالا می‌رفت و قدرت راکتور کاهش می‌یافت، یعنی قدرت راکتور پیروی از تقاضای توربین می‌کند.

وضعیت در باره ضریب خلا راکتورهای سریع با کند کننده سدیم مایع پیچیده تر است. سدیم نوترون را به اندازه زیاد جذب نمی‌کند، به طوری که خروج خنک کننده از راکتور به علت تشکیل حبابها (خلا) فقط اثر جزئی در جذب کلی نوترونهای دستگاه دارد. به هر حال، سدیم نوترونهای سریع را در انرژیهای بالاتر اثر برخورد غیر الاستیک و در نتیجه برخورد الاستیک در انرژیهای پائین طیف نوترون کند می‌کند. خروج سدیم که همراه با تشکیل خلا است اثر این کند کنندگی را کاهش می‌دهد و در نتیجه طیف راکتور کمی سخت تر می‌شود یعنی پر انرژی تر می‌گردد. با یادآوری از فصل ۴ (شکل ۴-۳)، مقدار  $\eta$ ، تعداد متوسط نوترونهای شکافت آزاد شده در مقابل جذب نوترون در سوخت، با افزایش انرژی نوترون ورودی برای تمام هسته‌های شکافت پذیر راکتورهای سریع، افزایش می‌یابد. لذا در نتیجه تشکیل خلا (حباب) مقدار متوسط  $\eta$  و راکتیویته افزایش می‌یابد. این امر باعث می‌شود  $\alpha_p$  مثبت گردد.

به علاوه سخت شدن طیف نوترون، افزایش در کسر خلا نشت نوترون را افزایش می‌دهد زیرا جرم ویژه سدیم تقلیل می‌یابد. البته، این موضوع منجر به منفی شدن  $\alpha_p$  می‌گردد. بنابراین علامت  $\alpha_p$  بستگی به این دارد که کدام اثر بزرگتر باشد - افزایش  $\eta$  یا افزایش نشت نوترون.

در عمل، علامت  $\alpha_p$  تابع مکان داخل راکتور است که خلا تشکیل می‌شود. لذا اگر خلا در حوالی مرکز یک راکتور بزرگ رخ دهد، افزایش نشت از این ناحیه اهمیت کمی دارد زیرا نوترون‌ها فقط در قسمت‌های دیگر راکتور جذب می‌شود. در این ناحیه  $\alpha_p$  مثبت است.

به عبارت دیگر، اگر خلا در نزدیکیهای دیواره قلب تشکیل شود، نوترون‌های اضافی که فرار می‌کنند از قلب خارج می‌شوند (حداقل بعضی از آنها) و در این حالت  $\alpha_p$  منفی است. تا به حال به علت این که تعداد کمی راکتورهای سریع ساخته شده‌اند، دقیقاً نمی‌توان گفت راکتورهای سریع باخنک‌کننده سدیم به چه بزرگی باید باشند تا  $\alpha_p$  آن در تمام نقاط قلب منفی باشد و یا این نوع راکتور را چگونه می‌توان با  $\alpha_p$  مثبت، در بعضی نواحی، کنترل کرد.

### ۷-۴. سمی شدن با پاره‌های شکافت

تمام پاره‌های شکافت تا حدودی نوترون‌ها را جذب می‌کنند و تراکم در راکتور موجب کاهش ضریب تکثیر می‌گردد. از آنجا که سطح مقطع‌های جذب با افزایش انرژی نوترون به سرعت کاهش می‌یابد، چنین پاره‌های شکافت سمی دارای اهمیت زیادی در راکتورهای حرارتی است، و این قسمت محدود به این نوع راکتورها می‌شود.

با تقریب خوبی، اثر پاره‌های شکافت سمی بر ضریب تکثیر می‌توان فقط بر روی بهره حرارتی سوخت در نظر گرفت. لذا معادل راکتیویته سموم در یک راکتور را که قبلاً بحرانی بوده می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\rho = \frac{k - k_0}{k} = \frac{f - f_0}{f} \quad (7-77)$$

که پایاهای بدون اندیس مربوط به راکتور سمی شده است. در صورت عدم وجود سموم  $f_0$  از رابطه زیر به دست می‌آید

$$f_0 = \frac{\bar{\Sigma}_{aF}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}}$$

که  $\bar{\Sigma}_{aF}$  و  $\bar{\Sigma}_{aM}$  سطح مقطع‌های جذب ماکروسکوپی نوترون‌های حرارتی سوخت و مواد دیگر (بغیر از سوخت) می‌باشد. در صورت وجود سموم  $f$  به صورت زیر درمی‌آید.

$$f = \frac{\bar{\Sigma}_{aF}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM} + \bar{\Sigma}_{aP}}$$

که  $\bar{\Sigma}_{aP}$  سطح مقطع ماکروسکوپی جذب ماده سمی است. از معادله (7-77) راکتیویته مربوط به سموم عبارت است از

$$\rho = \frac{f - f_0}{f} = - \frac{\bar{\Sigma}_{aP}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}} \quad (7-78)$$

جای تعجب نیست که معادله (7-78) اساساً همان (بجز علامت آن) معادله ای است که برای

محاسبه ارزش کنترل شیمیائی، که این ماده خود به صورت یک سم یکنواخت در راکتور توزیع شده است بکار میرود.

معادله (۷۸-۷) را می توان به شکل مناسب تری با وارد کردن ضریب تکثیر بدون ماده سمی به صورت زیر نوشت

$$k = 1 = \eta_T f p \epsilon = \frac{\eta_T p \epsilon \bar{\Sigma}_{aF}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}} = \frac{v p \epsilon \bar{\Sigma}_f}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}} \quad (79-7)$$

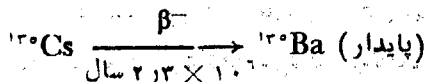
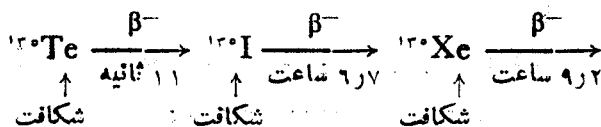
که  $\bar{\Sigma}_f$  سطح مقطع ماکروسکوپی شکافت است. ازحل معادله (۷۹-۷) برای  $(\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM})$  وبا قرار دادن این مقدار در معادله (۷۸-۷) داریم

$$\rho = - \frac{\bar{\Sigma}_{aF} / \bar{\Sigma}_f}{v p \epsilon} \quad (80-7)$$

معادله (۸۰-۷) برای محاسبه سمی بودن پاره های شکافت بسیار مناسب است

### زینان-۱۳۵

بهمترین پاره شکافت سمی  $^{135}\text{Xe}$  است که سطح مقطع جذب حرارتی آن برابر  $2200 \text{ m/s}$   $2760 \times 10^6$  بارن است و یک جاذب غیر  $\frac{1}{v}$  می باشد. (ضریب غیر  $\frac{1}{v}$  آن در جدول ۲-۳ داده شده است). این ایزوتوپ از تجزیه  $^{135}\text{I}$  حاصل می شود و همچنین مستقیماً از شکافت تولید می شود. پد ۱۳۵ همچنین از شکافت و از تجزیه  $^{135}\text{Te}$  (تلریوم ۱۳۵) به وجود می آید. این فرایندها ونیمه عمرهایشان در زیر به اختصار داده شده اند.



باتوجه به این که  $^{135}\text{Te}$  به سرعت تبدیل به  $^{135}\text{I}$  می شود، می توان فرض کرد که تمام  $^{135}\text{I}$  مستقیماً از شکافت تولید می شود. بهره موثر  $^{135}\text{I}$  و  $^{135}\text{Xe}$  از شکافت سه هسته شکافت حرارتی در جدول ۲-۳ داده شده اند، ثابت تجزیه این ایزوتوپها در جدول (۷۹-۷) آمده است.

## جدول ۷-۵

بهره پاره شکافت (تعداد اتم در هر شکافت)  
در شکافت حرارتی\*

$^{235}\text{Pu}$	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	ایزوتوپ
۰.۰۶۰۴	۰.۰۶۳۹	۰.۰۴۷۵	$^{130}\text{I}$
۰.۰۱۰۵	۰.۰۰۲۳۷	۰.۰۱۰۷	$^{130}\text{Xe}$
۰.۰۱۲۱	۰.۰۱۰۷۱	۰.۰۰۷۹۵	$^{141}\text{Pm}$

## جدول ۷-۶

ثابت‌های تجزیه برای محاسبات سموم پاره شکافت

ایزوتوپ	$\lambda$ ، ثانیه <sup>-۱</sup>	$\lambda$ ، ساعت <sup>-۱</sup>
$^{130}\text{I}$	$2.87 \times 10^{-5}$	۰.۱۰۳۵
$^{130}\text{Xe}$	$2.09 \times 10^{-5}$	۰.۰۷۵۳
$^{141}\text{Pm}$	$3.62 \times 10^{-6}$	۰.۰۱۳۱

چون قسمتی از زینان از تجزیه ید به وجود می‌آید، غلظت زینان در هر زمان بستگی به غلظت ید دارد. این، به نوبه خود، با معادله زیر به دست می‌آید

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_I \bar{\Sigma}_F \Phi_T - \lambda_I I \quad (7-11)$$

که  $I$  تعداد اتم‌های ید  $^{130}\text{I}$  در سانتیمتر مکعب،  $\gamma_I$  بهره موثر (تعداد اتم‌ها در هر شکافت) این ایزوتوپ و  $\bar{\Sigma}_F$  سطح مقطع شکافت حرارتی است.

یک اتم  $^{130}\text{Xe}$  از تجزیه یک اتم  $^{130}\text{I}$  به وجود می‌آید، به طوری که کل میزان تشکیل  $^{130}\text{Xe}$  برابر  $\lambda_I I + \gamma_X \bar{\Sigma}_F \Phi_T$  است که  $\gamma_X$  بهره زینان از شکافت می‌باشد. زینان  $^{130}\text{Xe}$  از دو طریق تجزیه رادیو اکتیو طبیعی و همچنین جذب نوترون از بین می‌رود. بنابراین معادله

\* M. E. Meeh and B. F. Rider, "Compilation of Fission product yields" NEDO-12154, 1972

توازن عبارت است از

$$\frac{dX}{dt} = \lambda_I I + \gamma_X \bar{\Sigma}_f \Phi_T - \lambda_X X - \sigma_{aX} \Phi_T X \quad (۸۲-۷)$$

که  $X$  غلظت زینان  $^{۱۳۵}\text{Xe}$  برحسب اتم در سانتیمتر مکعب و  $\sigma_{aX}$  سطح مقطع جذب حرارتی  $^{۱۳۵}\text{Xe}$  است. از معادله (۸۲-۷) یادآور می‌شود که ثابت تجزیه موثر زینان  $^{۱۳۵}\text{Xe}$  برابر است با  $\lambda_X + \sigma_{aX} \Phi_T$  و نیمه عمر موثر آن به صورت زیر است

$$(T_{1/2})_{\text{eff}} = \frac{0.693}{\lambda_X + \sigma_{aX} \Phi_T}$$

در کار راکتور کمیت‌های  $\bar{\Sigma}_f$  و  $\Phi_T$  ممکن است تابع زمان باشند و جوابهای معادلات (۸۱-۷) و (۸۲-۷) بستگی به طبیعت این دو تابع دارند.

حال چند حل ویژه این معادلات را در نظر خواهیم گرفت.

**تعادل زینان** - به علت کوتاهی نیمه عمرهای  $^{۱۳۵}\text{I}$  و  $^{۱۳۵}\text{Xe}$  و زیاد بودن سطح مقطع جذب زینان، غلظت این ایزوتوپ‌ها در تمام راکتورها بجز آنهایی که در فلوی خیلی کم کار می‌کنند، به سرعت به حد اشباع خودشان افزایش یافته یا به مقادیر تعادلی  $I_\infty$  و  $N_\infty$  می‌رسند. این غلظت‌ها را می‌توان با صفر قرار دادن مشتق زمانی معادلات (۸۱-۷) و (۸۲-۷) به دست آورد لذا از معادله (۸۱-۷) نتیجه می‌شود:

$$I_\infty = \frac{\gamma_I \bar{\Sigma}_f \Phi_T}{\lambda_I} \quad (۸۳-۷)$$

و از معادله (۸۲-۷) داریم

$$X_\infty = \frac{\lambda_I I_\infty + \gamma_X \bar{\Sigma}_f \Phi_T}{\lambda_X + \sigma_{aX} \Phi_T} \quad (۸۴-۷)$$

$$X_\infty = \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \bar{\Sigma}_f \Phi_T}{\lambda_X + \sigma_{aX} \Phi_T}$$

سطح مقطع ماکروسکوپی جذب زینان برابر است با

$$\bar{\Sigma}_{aX} = X_\infty \sigma_{aX} = \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \bar{\Sigma}_f \Phi_T \sigma_{aX}}{\lambda_X + \sigma_{aX} \Phi_T} \quad (۸۵-۷)$$

شکل معادله (۸۵-۷) را می‌توان با تقسیم صورت و مخرج سمت راست معادله بر  $\sigma_{aX}$  داریم

$$\bar{\Sigma}_{aX} = \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \bar{\Sigma}_f \Phi_T}{\Phi_X + \Phi_T} \quad (۸۶-۷)$$

که  $\Phi_X$  پایای تابع درجه حرارت است که بعد آن فلو می باشد یعنی

$$\Phi_X = \frac{\lambda_X}{\sigma_{aX}} = 0.770 \times 10^{12} / \text{cm}^2 \text{sec}^{-1} \quad (87-7)$$

در درجه حرارت  $20^\circ\text{C}$  می باشد. از معادله (87-7) دیده می شود  $\Phi_X$  فلوی حرارتی است که در آن شدت ازین رفتن زینان  $1.35$  با جذب نوترون و تجزیه طبیعی برابرند. باقرار دادن معادله (87-7) در معادله (80-7) معادل راکتیویته زینان تعادلی از رابطه زیر به دست می آید

$$\rho = - \frac{\gamma_I + \gamma_X}{\nu p \epsilon} \frac{\Phi_T}{\Phi_T + \Phi_X} \quad (88-7)$$

حال دو وضعیت را باید در نظر بگیریم. ابتدا، اگر  $\Phi_T \ll \Phi_X$  باشد معادله (88-7) تبدیل به معادله زیر می شود

$$\rho = - \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \Phi_T}{\nu p \epsilon \Phi_X} \quad (89-7)$$

و دیده می شود که در این فلوی پائین  $\rho$ ، به طور خطی نسبت به  $\Phi_T$  افزایش می یابد. به عبارت دیگر، اگر  $\Phi_T \gg \Phi_X$  باشد،  $\rho$  به حداکثر مقدار خود می رسد

$$\rho = - \frac{\gamma_I + \gamma_X}{\nu p \epsilon} \quad (90-7)$$

برای تخمین اثر کمی سمیت زینان در حالت تعادل، فرض می کنیم که راکتور دارای سوخت  $^{235}\text{U}$  است و دارای جذب رزنانس یا ماده شکافت پذیر سریع به غیر از  $^{235}\text{U}$  نباشد. در این حالت  $p = \epsilon = 1$  است و معادله (90-7) به صورت زیر درمی آید

$$\rho = \frac{\gamma_I + \gamma_X}{\nu} = \frac{0.766}{2.742} = -2.77\%$$

یا حدود چهار دلار است. این حداکثر راکتیویته مربوط به تعادل زینان در یک راکتور با سوخت  $^{235}\text{U}$  است. اگر راکتور حاوی جاذبهای رزنانس باشد، حداکثر راکتیویته کمی بیشتر خواهد بود.

### تراکم زینان پس از خاموشی - زمان مرگ راکتور

اگر چه پس از خاموشی راکتور تولید  $^{235}\text{Xe}$  متوقف می شود، لکن این ایزوتوپ از طریق تجزیه  $^{235}\text{I}$  موجود در قلب راکتور به وجود می آید. بنابراین غلظت زینان پس از خاموشی راکتور ابتدا شروع به افزایش می کند اگر چه، سرانجام در اثر تجزیه خود از بین می رود. اگر غلظت یه در موقع خاموش شدن راکتور  $I_0$  باشد، غلظت آن پس از زمان  $t$  از رابطه زیر به دست می آید

$$I(t) = I_0 e^{-\lambda_1 t} \quad (91-7)$$

با قرار دادن این معادله در معادله (۸۲-۷) و دانستن این که پس از خاموشی  $\Phi_T = 0$  است غلظت زینان ۱۳۰ برابر است با

$$X(t) = X_0 e^{-\lambda_X t} + \frac{\lambda_I I_0}{\lambda_I - \lambda_X} (e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_I t}) \quad (۹۲-۷)$$

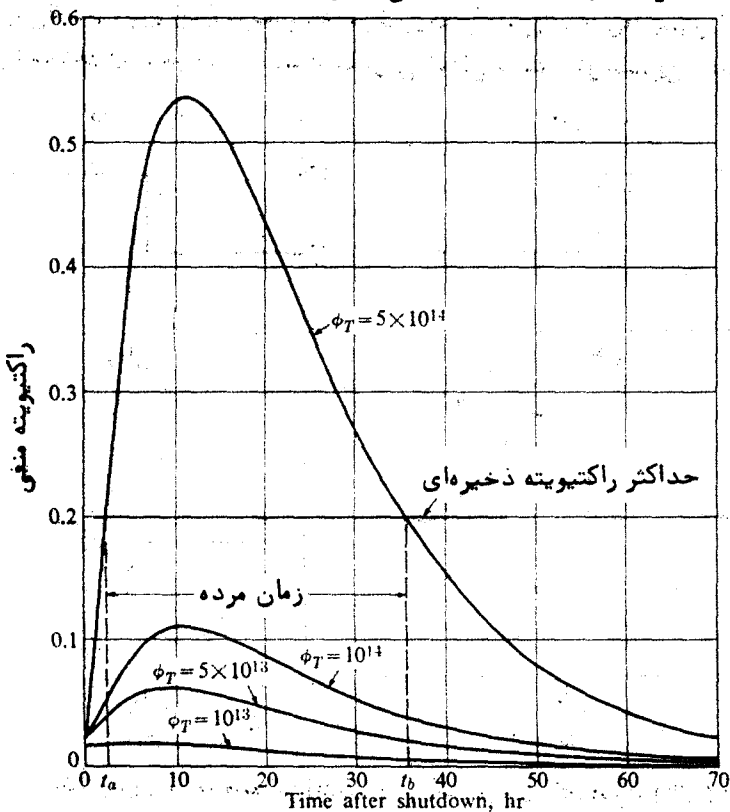
اگر تراکم زینان ویدقبل از خاموشی را کتور به حد تعادل رسیده باشد، سپس  $I_0$  و  $X_0$  از معادلات (۸۳-۷) و (۸۴-۷) به دست می آیند و راکتیویته معادل زینان به صورت زیر است.

$$\rho = -\frac{1}{v p \epsilon} \left[ \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \Phi_T}{\Phi_X + \Phi_T} e^{-\lambda_X t} + \frac{\gamma_I \Phi_T}{\Phi_I - \Phi_X} (e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_I t}) \right] \quad (۹۳-۷)$$

در این معادله  $\Phi_I$  پایای تابع درجه حرارت می باشد و برابر است با

$$\Phi_I = \frac{\lambda_I}{\sigma_{aX}} = 1.055 \times 10^{17} / \text{cm}^2 - \text{sec}^{-1}$$

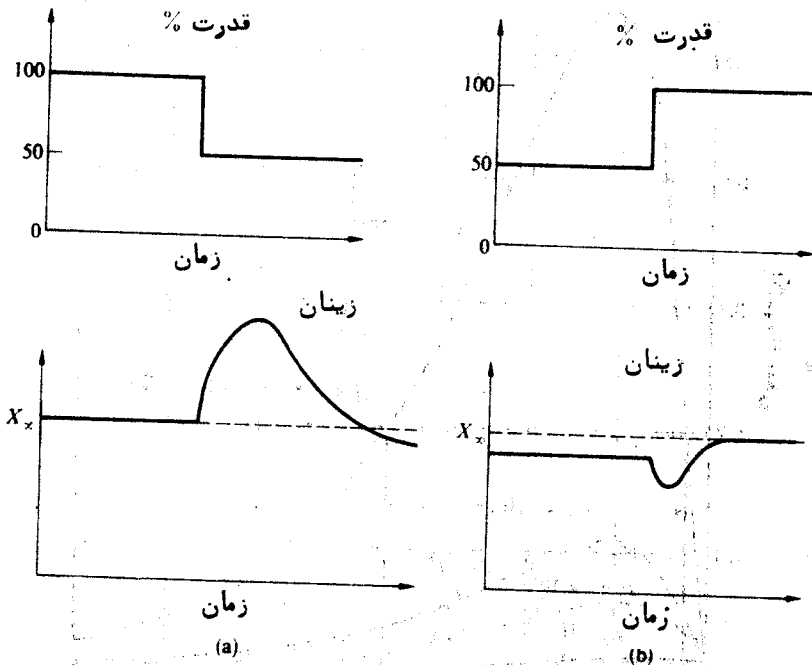
در  $30^\circ \text{C}$  است و  $\Phi_T$ ، البته، قبل از خاموشی تعیین شده است.



شکل ۱۳-۷ تجمع زینان ۱۳۰ برای چند مقدار مختلف فلو قبل از خاموشی

شکل ۷-۱۳. راکتیویته منفی مربوط به تجمع زینان پس از خاموشی راکتوری را نشان می‌دهد که سوخت آن  $^{235}\text{U}$  می‌باشد و برای چهار فلوی نوترون مختلف قبل از خاموشی رسم شده است. به طوری که شکل نشان می‌دهد راکتیویته به یک حداکثر می‌رسد، که حدود ده ساعت پس از خاموشی رخ می‌دهد و سپس کاهش یافته به صفر می‌رسد، باید به ویژه یادآور شد که راکتیویته منفی وقتی حداکثر است که فلوی راکتور قبل از خاموشی حداکثر باشد.

تجمع زینان پس از خاموشی در مورد راکتورهای با فلوی کم، اهمیت کمی دارد اما برای راکتورهایی که برای فلوی زیاد طرح شده‌اند، ایجاد اشکال می‌کند. به ویژه اگر در هر زمان پس از خاموشی راکتور راکتیویته مثبت با خارج کردن تمام میله‌های کنترل کمتر از راکتیویته منفی مربوط به زینان باشد، راکتور را نمی‌توان تا زمانی که زینان تجزیه نشده به کار انداخت. این وضع در شکل (۷-۱۳) به صورت یک خط افقی که معرف راکتیویته ذخیره‌ای ۲ درصد است، نشان داده شده است. از شکل پیداست که در مدت زمان بین  $t_a$  و  $t_b$  راکتوری که در فلوی  $1.01 \times$  ه کار می‌کرده نمی‌تواند به کار افتد. این مدت زمان را در راکتور زمان مرگ راکتور می‌نامند. وجود زمان مرگ از نقطه نظر کار یک راکتور با فلوی زیاد بسیار با اهمیت است؛ اما در دستگاه‌های متحرک، که مستعد خاموشی اتفاقی هستند، از بیشترین اهمیت برخوردار



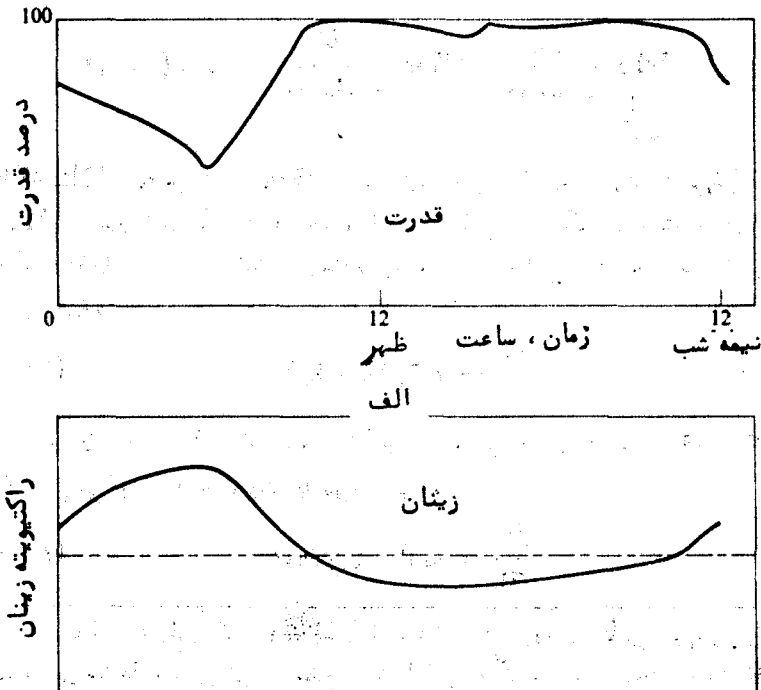
شکل ۷-۱۴. تجمع و سوختن زینان در پی یک تغییر پله‌ای قدرت (الف) از قدرت کامل به نصف (ب) از نصف به قدرت کامل



می باشد. این موضوع به ویژه در نزدیک به انتهای عمر قلب راکتور وقتی که راکتیویته اضافی موجود خیلی کم باشد، صحیح است.

برای تجمع زینان ۱۳۵ لازم است راکتور را خاموش کنیم، گو اینکه در چنین حالتی تجمع حداکثر است، لکن هر کاهش در قدرت راکتور غلظت  $^{135}\text{Xe}$  را در راکتور افزایش می دهد، زیرا در فلوی کمتر مقدار سوخت این هسته کمتر است. این موضوع در شکل (۷-۱۴) الف) در پی سقوط ۰ درصد در قدرت نشان داده شده است. باروش مشابه، هر افزایشی در قدرت همراه با کاهش اولیه در  $^{135}\text{Xe}$  می شود که مربوط به افزایش سوختن  $^{135}\text{Xe}$  در فلوی بیشتر است. شکل (۷-۱۴) ب) این مساله را نشان می دهد.

در ارتباط باین موضوع، باید یادآور شویم که سطوح قدرت بعضی از راکتورها که برای مصارف عمومی است باید تقریباً به طور مداوم بر اساس جوابگویی به تغییر درخواست قدرت الکتریکی مورد نیاز عموم، تغییر کند. شکل (۷-۱۵) الف)، به عنوان مثال، کل بار الکتریکی شرکت ادیسون نیویورک را به طور متوسط روزانه نشان می دهد. به طوری که در شکل نشان داده

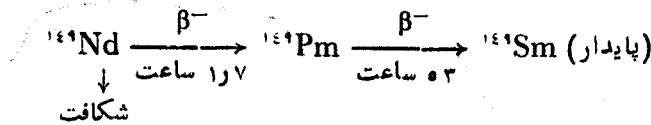


شکل ۷-۱۵. الف) بار الکتریکی (اسمی) روزانه شرکت ادیسون نیویورک (ب) تجمع و سوختن زینان در راکتور در جواب به این تغییر بار

شده است، با رقیب از نیم شب موقعی که مردم به خواب می‌روند، به سرعت پائین می‌افتد و فقط تمام شب ادامه می‌یابد و سپس قبل از طلوع آفتاب زیاد می‌شود. اگر یک نیروگاه هسته‌ای این منحنی بار\* را تعقیب نماید، راکتیویته زینان در راکتور در شکل (۷-۵) نشان داده شده است. این تغییر راکتیویته را می‌توان با تنظیم میله‌های کنترل یا اگر راکتور حاوی کنترل شیمیائی است با تغییر غلظت بور جبران کرد.

### ساماریوم ۱۴۹

سطح مقطع حرارتی  $^{149}\text{Sm}$  (۲۲۰۰ m/s) برابر ۴۱۰۰۰ بارن است و یک عنصر جاذب غیر  $\frac{1}{v}$  می‌باشد (سطح مقطع متوسط حرارتی در  $20^\circ\text{C}$  برابر ۵۸۷۰۰ بارن است). جدول ۲-۳ با وجود این ایزوتوپ دارای نقش کمتری از  $^{135}\text{Xe}$  در راکتور است که اغلب در محاسبات راکتور به‌طور جداگانه منظور می‌شود. ساماریوم ۱۴۹ مستقیماً از شکافت هسته‌ای به وجود نمی‌آید اما ظاهراً در نتیجه تجزیه  $^{149}\text{Nd}$  (نئودیمیوم ۱۴۹) به صورت زیر تولید می‌شود:



از آنجا که  $^{149}\text{Nd}$  به سرعت به  $^{149}\text{Pm}$  (پرومتیوم ۱۴۹) تبدیل می‌شود، می‌توان فرض کرد که  $^{149}\text{Pm}$  مستقیماً از شکافت هسته‌ای با بهره  $\gamma_p$  اتم در هر شکافت هسته‌ای تولید می‌شود.  $P$  غلظت (جدول ۷-۵). غلظت پرومتیوم بر حسب تعداد اتم در هر سانتیمتر مکعب از رابطه زیر تعیین می‌شود:

$$\frac{dP}{dt} = \gamma_p \bar{\Sigma}_f \Phi_T - \lambda_p P \quad (7-95)$$

که  $\lambda_p$  در جدول (۷-۶) داده شده است. از آنجا که ساماریوم پایدار است، فقط در نتیجه جذب نوترون از نیم می‌رود. رابطه مربوطه به صورت زیر است:

$$\frac{dS}{dt} = \lambda_p P - \sigma_{as} \Phi_T S \quad (7-98)$$

\* حداقل قدرتی که در هر زمان توسط شرکت برق ... تأمین می‌شود را بار پایه می‌نامند، خواسته‌های بیش از این سطح را حداکثر بار گویند. شرکت‌ها معمولاً جدیدترین و موثرترین امکانات تولیدی خود را برای تأمین بار پایه به کار می‌برند و برای تأمین بار حداکثر متغیر از وسایل قدیمی‌تر و کم بهره‌تر استفاده می‌کنند. راکتوری که به عنوان بار پایه به کار می‌رود با قدرت کامل برای مدت‌های طولانی کار کرده لذا مقدار زینان آن ثابت است.

که S چگالی اتمی  $^{149}\text{Sm}$  و  $\bar{\sigma}_{as}$  سطح مقطع متوسط جذب حرارتی است  
 تعادل ساماریوم از آنجا که سطح مقطع جذب  $^{149}\text{Sm}$  خیلی کمتر از  $^{130}\text{Xe}$  است  
 و نیمه عمر  $^{149}\text{Pm}$  بیشتر از نیمه عمر  $^{130}\text{I}$  و  $^{130}\text{Xe}$  می باشد، نتیجه می شود، مدت زمانی  
 که لازم است غلظت های پرومتیوم و ساماریوم به حد تعادل برسند کمی طولانی تر از زمان لازم  
 برای زینان است. با وجود این در تمام راکتورها بجز آنهایی که در فلوی خیلی کم کار می کنند،  
 این ایزوتوپها حداکثر در مدت چند روز به حال تعادل می رسند.  
 وقتی مشتق زمانی معادلات (۷-۹۵) و (۷-۹۶) را برابر صفر قرار می دهیم ، غلظت های  
 تعادلی از رابطه زیر به دست می آیند.

$$P_{\infty} = \frac{\gamma_p \bar{\Sigma}_f \Phi_T}{\lambda_p} \quad (۷-۹۷)$$

و

$$S_{\infty} = \frac{\gamma_p \bar{\Sigma}_f}{\sigma_{as}} \quad (۷-۹۸)$$

سطح مقطع ماکروسکپی جذب ساماریوم در حال تعادل برابر است با :

$$\bar{\Sigma}_{as} = \gamma_p \bar{\Sigma}_f \quad (۷-۹۹)$$

و با استفاده از معادله (۷-۸۰) این رابطه معادل راکتیویته زیر است :

$$\rho = - \frac{\gamma_p}{\nu p \epsilon} \quad (۷-۱۰۰)$$

باید به ویژه یاد آور شد که این راکتیویته مستقل از فلو و قدرت راکتور بوده و در مقابل، راکتیویته  
 مربوط به  $^{130}\text{Xe}$  با افزایش فلو افزایش می یابد. با مقدار  $\gamma_p$  داده شده در جدول (۷-۵) برای  
 $^{230}\text{U}$  معادله (۷-۱۰۰) به صورت زیر درمی آید

$$\rho = - \frac{0.0107}{2.42} = -0.442\%$$

یا در حدود ۶۸ سنت برای راکتوری که در آن  $P = \epsilon = 1$  است.

### تراکم ساماریوم پس از خاموشی راکتور

پس از خاموش شدن راکتور  $^{149}\text{Sm}$  از تجزیه  $^{149}\text{Pm}$  انبار شده به وجود می آید.  
 در این صورت ،  $^{149}\text{Sm}$  برخلاف  $^{130}\text{Xe}$  با تجزیه بتا از بین نمی رود بلکه ایزوتوپ پایداری  
 است و در قلب راکتور باقی می ماند تا اینکه راکتور را دوباره بحرانی کرده به قدرت آورده شود  
 که در این حال با جذب نوترون از بین می رود .

غلظت‌های پرومیتیم و ساماریوم را در لحظه خاموشی به  $P_0$  و  $S_0$  نشان داده، غلظت ساماریوم در زمان  $t$  ثانیه بعد عبارت است از

$$S(t) = S_0 + P_0(1 - e^{-\lambda_p t}) \quad (101-v)$$

با افزایش  $t \rightarrow \infty$  غلظت ساماریوم به سمت  $S_0 + P_0$  میل می‌کند که واضح است همین‌طور باید باشد، زیرا تمام پرومیتیم به ساماریوم تبدیل می‌شود. اگر پرومیتیم و ساماریوم قبل از خاموشی در غلظت‌های تعادلی خود باشند  $P_0$  و  $S_0$  از معادلات (۹۷-۷) و (۹۸-۷) به دست می‌آیند. راکتیویته پس از خاموشی مربوط به ساماریوم ۱۴۹ را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$\rho = -\frac{\gamma_p}{v p \epsilon} \left[ 1 + \frac{\Phi_T}{\Phi_S} (1 - e^{-\lambda_p t}) \right] \quad (102-v)$$

که  $\Phi_T$  به صورت زیر تعریف می‌شود

$$\Phi_S = \frac{\lambda_p}{\sigma_{as}} = 6.180 \times 10^{13} / \text{cm}^2 - \text{sec} \quad (103-v)$$

دما  $20^\circ\text{C}$  است

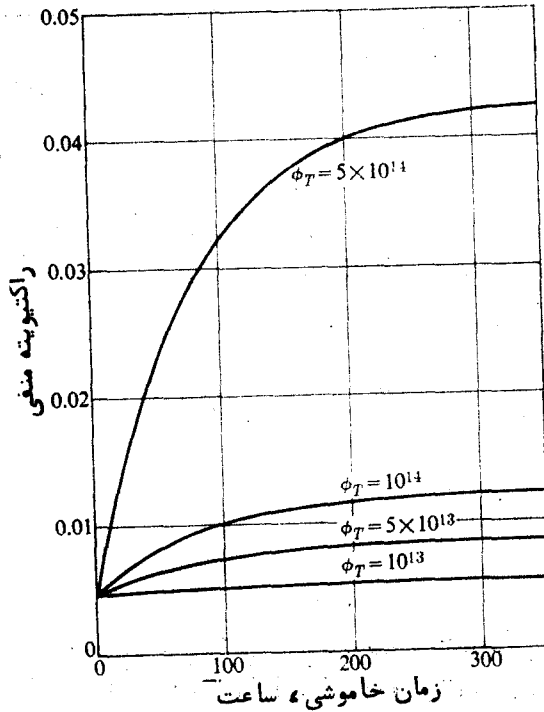
معادله (۱۰۲-۷) در شکل (۱۶-۷) برای یک راکتور با سوخت  $^{235}\text{U}$  که با چهار مقدار مختلف  $\Phi_T$  کار می‌کرده (قبل از خاموشی) رسم شده است. دیده خواهد شد که اگر چه تعادل ساماریوم مستقل از فلو است، ساماریوم پس از خاموشی با افزایش فلو افزایش می‌یابد. لذا بر طبق معادله (۱۰۲-۷) حداکثر مقدار  $\rho -$  برابر است با

$$\rho = -\frac{\gamma_p}{v p \epsilon} \left( 1 + \frac{\Phi_T}{\Phi_S} \right) \quad (104-v)$$

که  $\rho$  نسبت به  $\Phi_T$  به طور خطی افزایش می‌یابد.

### انواع دیگر پاره‌های سمی شکافت

بغیر از  $^{130}\text{Xe}$  و  $^{149}\text{Sm}$  پاره‌های شکافت هسته‌ای زیادی در قلب راکتور تشکیل می‌شوند. بعضی از این ایزوتوپها رادیو اکتیو بوده دارای نیمه عمرهای نسبتاً کوتاه در مقایسه با عمر متوسط قلب راکتور هستند (۱ تا ۲ سال). ایزوتوپهای دیگر دارای سطح مقطع‌های جذب بسیار زیادند و نیمه عمر موثرشان،  $0.693 / (\lambda + \sigma_a \Phi_T)$  نسبت به عمر قلب راکتور کوتاه است. این گونه هسته‌ها، نظیر  $^{130}\text{Xe}$  و  $^{149}\text{Sm}$  به سرعت به غلظت‌های اشباع در راکتور می‌رسند و اینها وقتی تغییر می‌کنند که قدرت یا فلو تغییر کند و جرم سوخت در طول عمر قلب تغییر نماید. راکتیویته مربوط به این پاره‌های شکافت هسته‌ای که شامل  $^{151}\text{Sm}$ ،  $^{150}\text{Eu}$ ،  $^{113}\text{Cd}$  و  $^{114}\text{Cd}$  می‌شود را می‌توان به همان طریق  $^{130}\text{Xe}$  و  $^{149}\text{Sm}$  محاسبه کرد.



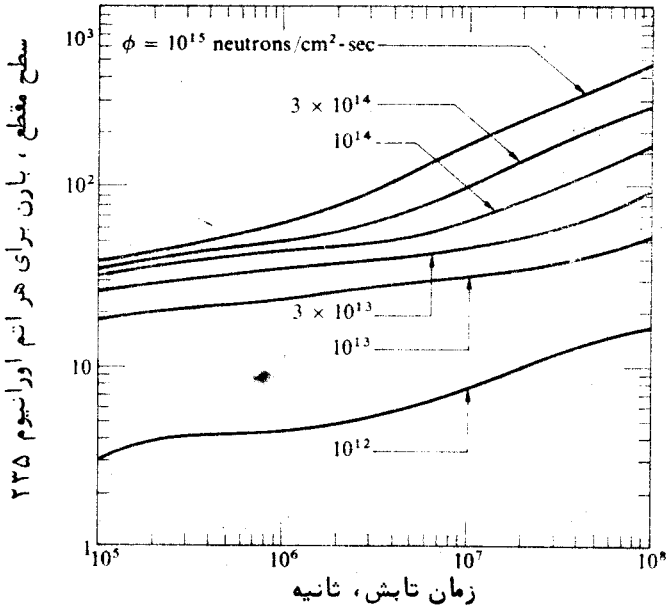
شکل ۷-۱ تراکم سامازیوم ۱۴۹ پس از خاموشی راکتور برای چند مقدار مختلف فلو در حالت مقابل پاره‌های شکافت هسته‌ای است که یاپایدار هستند و یانیمه عمرشان یا نیمه عمر موثرشان نسبت به عمر قلب راکتور طولانی باشد. تشکیل این هسته‌ها به‌طور دائم خواص نوترونی راکتور را تغییر می‌دهد و چنین پاره‌های شکافت هسته‌ای را سموم دائم نامند. مطالعات نشان داده است که این سموم با شدت متوسط تقریبی ۰.۰۵ بارن در هر شکافت افزایش می‌یابد. اگر تمام این سطح مقطع مربوط به یک هسته تصوری تک فرض شود (یعنی  $\sigma_{pp} \approx 0.05$ ) در آن صورت سطح مقطع ماکروسکوپی سموم دائم برطبق رابطه زیر افزایش می‌یابد.

$$\frac{d\bar{\Sigma}_{pp}}{dt} = \bar{\sigma}_{pp} \bar{\Sigma}_f \Phi_T \quad (۷-۱۰۰)$$

تراکم کل در مدت زمان  $t$  برابر است با

$$\bar{\Sigma}_{pp} = \bar{\sigma}_{pp} \int_0^t \bar{\Sigma}_f \Phi_T dt \quad (۷-۱۰۶)$$

یک بار که  $\bar{\Sigma}_f$  و  $\Phi_T$  بر حسب زمان و مکان معلوم شد معادله (۷-۱۰۶) را می‌توان حساب کرد.



شکل ۷-۱۷ افزایش سطح مقطع جذب پاره‌های شکافت سمی برای هر اتم اولیه  $^{235}\text{U}$  (از ۵۸۰۰-ANL چاپ دوم سال ۱۹۶۳)

محاسبه سموم مربوط به هسته‌هایی که نیمه موثرشان قابل مقایسه با عمر قلب راکتور است. نیمه عمرشان برای اینکه به حالت اشباع برسد خیلی طولانی است و برای اینکه سموم دائمی در نظر گرفته شوند خیلی کوتاه است. این موضوع شامل محاسبه بسیاری از تجزیه‌های زنجیره‌ای در عمر قلب راکتور می‌شود، و محاسبات معمولاً به وسیله کامپیوتر انجام می‌گیرد. شکل (۷-۱۷) نتایج یک چنین محاسباتی را با فرض ثابت بودن فلو در تمام عمر قلب راکتور نشان می‌دهد. باید اذعان کرد این یک فرض واقعی در مورد غالب راکتورهای قدرت نیست. سموم دائم  $^{130}\text{Xe}$  و  $^{149}\text{Sm}$  در محاسبات در نظر گرفته شده‌اند و به شکل (۷-۱۷) منتهی شده است.

مثال ۷-۱۴ با استفاده از شکل (۷-۱۷) راکتیویته کل مربوط به پاره‌های سمی شکافت یک راکتور پژوهشی دارای سوخت  $^{235}\text{U}$  که در فلو ثابت  $10^{12} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$  کار می‌کند یک سال پس از شروع کار به دست آورید. اساساً در این مدت با این فلو مصرف  $^{235}\text{U}$  ناچیز است. حل: بر طبق شکل در مدت یک سال (ثانیه  $t = 3.19 \times 10^7$ ) سموم به حدود ۱۲ بارن در مقابل هر اتم اورانیوم ۲۳۵ اولیه می‌رسد. اگر تعداد اتم‌های اورانیوم ۲۳۵ در هر سانتیمتر مکعب  $N_{235}$  در شروع کار راکتور باشد، سطح مقطع ماکروسکوپی جذب حرارتی سموم پس از یک سال برابر است با

$$\Sigma_p = 0.886 \times 12 N_{235} = 10.6 N_{235}$$

راکتیویته مربوط به این مقدار  $\Sigma p$  به وسیله معادله (۸-۷) داده می شود یعنی

$$\rho = \frac{\Sigma p}{v \Sigma p} = \frac{1.076 N_{20}}{v \Sigma_{20} N_{20}} = \frac{1.076}{2742 \times 0.886 \times 0.82}$$

$$= -0.00849 = -0.849\%$$

## ۵-۷ خواص قلب در مدت عمر راکتور

یکی از مهمترین و در عین حال، یکی از مشکلترین مسائل در طرح ریزی یک راکتور پیش بینی خواص قلب راکتور در سرتاسر عمر راکتور است. دانستن نحوه تغییر این خواص از نقطه نظر اطمینان در ایمن کار کردن راکتور در سرتاسر عمر راکتور الزامی است. کمیسیون انرژی اتمی آمریکا حدود ایمنی کار هر راکتور را در زمان صدور جواز کار راکتور مشخص می کند. طراح و اپراتور راکتور باید از شرایط ایمن کار راکتور مطمئن باشد که دستگاه را در وضعیتی در خارج از این حدود قرار ندهد.

تغییر خواص مواد راکتور می تواند مدت زمانی که قلب یک راکتور معین در حالت بحرانی بماند تعیین نماید، یعنی راکتور یک قدرت مورد نظر را تولید کند. این یک ملاحظه عملی مهم است. بدیهی است برای شرکت های تامین مصارف عمومی خرید یک راکتور که باید هر یک ماه یک بار سوخت گیری شود منطقی به نظر نمی آید، در حالی که میتوان راکتوری خرید که هر دو سال یک بار نیاز به تعویض سوخت دارد. از طرف دیگر نیز خرید یک راکتور که قلب آن دارای سوخت کافی برای اینکه بیست سال بحرانی بماند منطقی نیست، زیرا از نظر خسارت تابشی یکدهم این زمان تعیین شده است.

## محاسبات میزان سوخت

محاسبات تغییر خواص مواد راکتور معروف به محاسبات میزان سوخت<sup>۱</sup> یا محاسبات عمر<sup>۲</sup> نامیده می شود. یک مساله از این نوع را در مورد یک راکتور حرارتی که قلب آن حاوی توزیع یکنواخت مجموعه های سوختی است و تمام دارای یک تعداد میله های سوخت مشابه می باشند یعنی سوخت اکسید اورانیوم تا اندازه ای غنی شده است، در نظر میگیریم. برای سهولت، فرض می کنیم که راکتور با روش کنترل شیمیائی کنترل می شود، بنابراین هیچ گونه حرکت میله کنترل برای انجام کنترل وجود ندارد. در شروع کار راکتور مقدار ماده سوخت قابل شکافت

۱- Radiation Damage

۲- Burnup Calculation

۳- Life time calculations

هسته‌ای سورد نیاز الزاماً پیش از مقداری است که بحرانی شود و راکتیویته اضافی سوخت با مباد شیمیائی خنثی می‌شود.

فرض می‌کنیم که یک راکتور پاك ( بدون پاره‌های شکافت سمی) و سرد\* (درجه حرارت معمولی) ابتدا به حالت بحرانی برسد. سپس با گرم شدن راکتور و رسیدن درجه حرارت به حالت عمومی کار راکتور که چندین ساعت به طول می‌انجامد راکتیویته دستگاه به علت ضریب درجه حرارت منفی کاهش می‌یابد.

این افت در راکتیویته بین شرایط سرد و داغ راکتور نقص درجه حرارت نامیده می‌شود. برای جبران نقص درجه حرارت، غلظت کنترل بور در ابتدای کار راکتور باید کاهش یابد تا راکتور بحرانی شود. افزایش مقدار تعادلی  $^{235}\text{U}$  همچنین نیاز به کاهش بور دارد. یک بار که راکتور در حالت پایدار در سطح قدرت مورد نظر به کار افتد، توزیع فلوی نوترون مطابق آنچه که در فصل ۶ بحث شد می‌باشد و در شکل ۶-۵ نشان داده شده است. به طوری که در شکل نشان داده شده فلوی حرارتی (وفلوه‌های نوترون‌های انرژی بالاتر) در مرکز راکتور بیشترین مقدار را دارد. این بدان معنی است که سوخت بیشتری در مرکز قلب راکتور مصرف می‌شود. ماده بارور به ماده قابل شکافت تبدیل می‌شود و پاره‌های شکافت سمی در این ناحیه سریعتر از نواحی دیگر تولید می‌شوند. این، به نوبه خود، اثر کاهش کننده‌ای بر فلوی مرکز قلب نسبت به قسمت‌های خارجی دارد. بنابراین، با گذشت زمان حتی اگر خواص قلب یکنواخت بوده باشد به تدریج غیر یکنواخت می‌گردد. از آنجا که روش‌های تحلیلی بحث شده در فصل ۶ برای دستگاه‌های غیر یکنواخت به کار نمی‌رود، خواص راکتور باید به طرق عددی تعیین شود.

در عمل، محاسبات مصرف سوخت با تقسیم کردن زمان مورد نظر به تعدادی فواصل زمانی  $\Delta t$  آغاز می‌شود. سپس معادلات پخش چندگروهی در زمان  $t_0 = 0$ ، در ابتدای اولین فاصله زمانی یعنی آغاز عمر قلب (BOL)، حل می‌شود. این محاسبات فلوهارا در آغاز عمر

\* بعضی از انواع راکتورها، منجمله اغلب راکتورهای آب تحت فشار (PWR) پس از این که درجه حرارت راکتور به حد درجه حرارت کار آن رسید به حالت بحرانی می‌رسانند. این کار با به جریان انداختن آب خنک کننده با استفاده از پمپ‌های خنک کننده در مدار اولیه خنک کننده انجام می‌گیرد. اصطکاک آب با جداره در ضمن جریان از داخل دستگاه درجه حرارت را بالا برده به حالت معمولی کار راکتور می‌رساند. پس از رسیدن درجه حرارت به حالت عادی میله‌های کنترل (یا بیشتر آنها) بیرون کشیده شده و با حل کردن بور در کند کننده راکتور را به حالت بحرانی می‌رسانند.



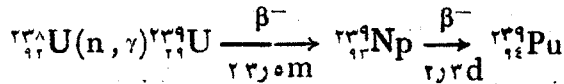
راکتور و غلظت مورد نیاز بور را برای اینکه راکتور بحرانی شود به دست می دهد. حال فرض می کنیم که فلوهای چندگروهی محاسبه ای در  $t_0$  در تمام مدت فاصله زمانی  $\Delta t$  ثابت باقی می ماند و این فلوها برای محاسبه توزیع فضائی، ماده بارور شده و سموم به شرح زیر به کار می رود: سوخت. اگر فرض کنیم که تمام  $^{235}\text{U}$ ، در نتیجه جذب نوترون از بین برود. چگالی اتمی در نقطه  $r$  و زمان  $t$  به وسیله معادله زیر به دست می آید

$$\frac{dN_{\gamma 0}(r, t)}{dt} = -N_{\gamma 0}(r, t)\bar{\sigma}_{a\gamma 0}\Phi_T(r, t) \quad (1.7-7)$$

از آنجا که  $\Phi_T(r, t) = \Phi_T(t, t_0)$  در فاصله زمانی اولی برابر مقدار ثابتی است، از معادله (1.7-7) نتیجه می شود که

$$N_{\gamma 0}(r, t_1) = N_{\gamma 0}(r, t_0)e^{-\bar{\sigma}_{a\gamma 0}\Phi_T(r, t_0)\Delta t} \quad (1.8-7)$$

ماده بارور شده. پلوتونیوم  $^{239}\text{Pu}$  بر طبق واکنش زیر از  $^{238}\text{U}$  به وجود می آید



مقداری  $^{239}\text{Pu}$  نیز ممکن است در نتیجه جذب های متوالی دو نوترون به وسیله  $^{238}\text{Pu}$  به وجود آید، به ویژه اگر  $^{239}\text{Pu}$  برای مدت طولانی در راکتور باقی بماند. از تولید  $^{239}\text{Pu}$  در بحث حاضر صرف نظر می شود.

جذب نوترون ها در  $^{238}\text{U}$  هم در انرژی های رزنانس رخ می دهد و هم در انرژی های حرارتی. تعداد نوترون هایی که در رزنانس ها جذب می شوند  $(1-p)$  ضرب در تعداد نوترون هایی است که در ثانیه در راکتور کند می شوند.  $p$  احتمال فرار از رزنانس است. این عدد اخیر برابر است با:

$$\varepsilon P_F [v_{\gamma 0} N_{\gamma 0}(r, t)\bar{\sigma}_{f\gamma 0} + v_{\varepsilon 9} N_{\varepsilon 9}(r, t)\bar{\sigma}_{f\varepsilon 9}] \Phi_T(r, t)$$

در این عبارت  $\varepsilon$  ضریب شکافت سریع،  $P_F$  احتمال عدم نشت نوترون های سریع و اندیس  $\varepsilon 9$  اشاره به  $^{239}\text{Pu}$  است. غلظت  $^{239}\text{Pu}$  از معادله زیر به دست می آید

$$\frac{dN_{\varepsilon 9}(r, t)}{dt} = N_{\gamma 0}\bar{\sigma}_{a\gamma 0}\Phi_T(r, t)$$

$$+ (1-p)\varepsilon P_F [v_{\gamma 0} N_{\gamma 0}(r, t)\bar{\sigma}_{f\gamma 0} + v_{\varepsilon 9} N_{\varepsilon 9}(r, t)\bar{\sigma}_{f\varepsilon 9}] \Phi_T(r, t) - N_{\varepsilon 9}(r, t)\bar{\sigma}_{a\varepsilon 9}\Phi_T(r, t) \quad (1.9-7)$$

عبارت اول و آخر در این معادله میزان تولید و از بین رفتن  $^{239}\text{Pu}$  را در اثر جذب نوترون حرارتی نشان می دهد و غلظت  $^{238}\text{U}$  را ثابت در نظر می گیرند حل معادله (1.9-7) در زمان  $t_1$  عبارت

است از:

$$N_{\xi 9}(r, t_1) = \frac{N_{\tau 8} \sigma_{a \tau 8} + (1-p) \varepsilon P_{FV \tau 0} N_{\tau 0}(r, t_0) \bar{\sigma}_{f \xi 9}}{\sigma_{a \xi 9} - (1-p) \varepsilon P_{FV \xi 9} \bar{\sigma}_{f \xi 9}} \times \{ 1 - \exp - [\sigma_{a \xi 9} - (1-p) \varepsilon P_{FV \xi 9} \bar{\sigma}_{f \xi 9}] \Phi_T(r, t_0) \Delta t \} \quad (110-v)$$

برای سهولت مساله فرض می کنیم غلظت  $^{235}\text{U}$  نسبت به تجمع  $^{239}\text{Pu}$  ثابت باقی می ماند. **سموم**. غلظت های پاره های شکافت سمی را می توان به روش ساده، حداقل در حالت سموم دائم و اشباع حساب کرد. مثلاً غلظت  $^{135}\text{Xe}$  به آسانی از حل معادلات به دست می آید، معادلات (۷-۸۱) و (۷-۸۲) با در نظر گرفتن  $\Phi_T(r, t) = \Phi_T(r, t_0)$  به دست می آید. در هر حال، روابط حاصل بسیار پیچیده هستند و در اینجا داده نخواهد شد. از معادله (۷-۱۰۵) سطح مقطع سموم دائم در زمان  $t_1$  برابر است با

$$\bar{\Sigma}_{pp}(r, t_1) = \bar{\sigma}_{pp} \bar{\Sigma}_{f \tau 0}(r, t_0) \Phi_T(r, t_0) \Delta t \quad (111-v)$$

هسته های غیر اشباع را باید با استفاده از برنامه های کامپیوتری مناسب همان طور که در شکل (۷-۱۷) انجام شد، به دست آورد.

در اینجا تمام خواص راکتور در  $t_1$  بر حسب مکان معلوم هستند و معادلات چند گروهی را به طور عددی با استفاده از این خواص جدید حل می کنند. اگر راکتور با قدرت ثابت کار کند، حالت معمولی در این گونه مسائل، مقدار فلوها از انتگرال گیری زیر به دست می آید.

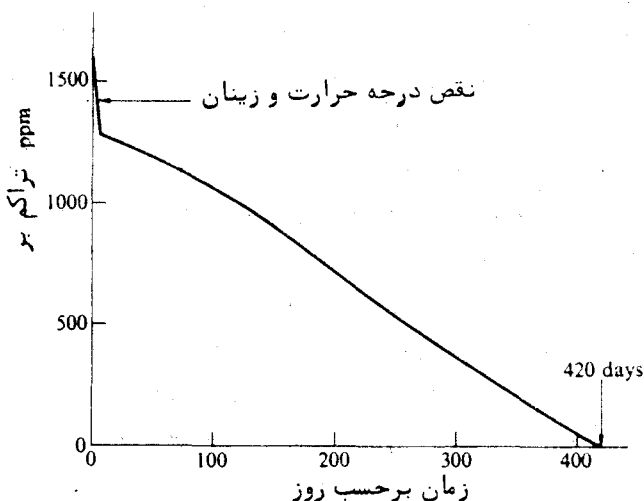
$$P = E_R \int_V \bar{\Sigma}_f(r, t_1) \Phi_T(r, t_1) dV$$

$P$  قدرت راکتور،  $V$  حجم قلب و  $\bar{\Sigma}_f(r, t_1)$  شامل سطح مقطع های  $^{235}\text{U}$  و  $^{239}\text{Pu}$  می شود.

فلوهای که بدین طریق برای  $t = t_1$  به دست می آیند بعد برای محاسبه خواص جدید قلب راکتور در  $t_p = t_1 + \Delta t$  به کار می روند. محاسبات چند گروهی تکرار می شود، فلوها مجدداً نسبت به قدرت راکتور نرمالیزه می شوند، فلوهای زمان  $t_p$  برای محاسبه خواص در  $t_p = t_p + \Delta t$  به کار می روند تا آخر.

در هر مرحله از این محاسبات غلظت بور مورد نیاز برای بحرانی شدن تعیین می گردد. این محاسبات علاوه بر این که چگونگی تغییر خواص راکتور را نسبت به زمان به دست می دهد، محاسبات، منحنی تغییرات غلظت بور را نسبت به زمان از شروع کار راکتور به دست می دهد.

چنین منحنی، نتایج محاسبات نوعی راکتور که شرحش گذشت، در شکل (۷-۱۸) برای قلب های راکتور آب تحت فشار که توسط شرکت ادیسون در نیویورک به کار رفته نشان می دهد.



شکل ۷-۱۸ غلظت بور مورد نیاز در یک راکتور آب تحت فشار نسبت به زمان پس از شروع کار بحرانی راکتور.

به طوری که شکل ۷-۱۸ نشان می دهد غلظت بور پس از یک سقوط اولیه که مربوط به درجه حرارت زینان می باشد، به آهستگی کاهش یافته و پس از ۴۲۰ روزه صفر می رسد. در این وضعیت، راکتور را نمی توان با بور محلول بحرانی نگه داشت. مگر میله های داخل قلب را خارج کنیم در غیر این صورت راکتور نمی تواند در سطح قدرت اولیه خود بحرانی باقی بماند. به هر حال، این الزاماً پایان عمر قلب راکتور نیست. راکتور راسی توان تا اندازه ای با کاهش تدریجی قدرت طولانی تر کرد. راکتیویته مثبت لازم از طریق ضریب درجه حرارت منفی که ضمن کاهش درجه حرارت راکتور و کاهش غلظت زینان مربوط به فلوی نوترون به وجود می آید تأمین کرد. اما برای بسیاری از مقاصد عملی، زمانی که غلظت بور در شکل ۷-۱۸ به صفر می افتد اغلب پایان عمر قلب تعریف می شود.

### طرح مناسب و کارکرد راکتور - مدیریت سوخت

پس از این که یک بار محاسبات مشروح انجام گرفت، که در هر مرحله، بجز در  $t=t_0$  شامل محاسبات خواص غیر یکنواخت راکتور می باشد، آیا منطقی است سوال کنیم که قلب اولیه، پاک (بدون پاره شکافت) با توزیع غیر یکنواخت سوخت، یک طرح مناسب دستگاه را

به دست می‌دهد؟ آیا بهتر نمی‌بود اگر بایک قلب که دارای توزیع غیریکنواختی از سوخت بوده محاسبات را آغاز می‌کردیم؟

این سؤال به تفصیل مطالعه شده است، به طوری که انتظار داریم یک قلب یکنواخت یک طرح مناسب نیست. برای اینکه راکتور را با ایمنی و بهره‌دهی کافی به کار اندازیم بسیار مهم است که چگالی قدرت تا آنجا که ممکن است در سرتاسر قلب راکتور یکسان یعنی یکنواخت باشد. توزیع یکنواخت سوخت، در هر صورت باعث ایجاد یک حداکثر در وسط قلب می‌شود. با توزیع غیریکنواخت سوخت توزیع چگالی قدرت به طور قابل ملاحظه‌ای تخت می‌شود. در عین حال، این امر منجر به طولانی‌تر شدن عمر قلب راکتور برای یک سوخت اولیه معین می‌شود.

شکل (۷-۱۹) طرح معمولی مورد استفاده انواع راکتورهای جاری آب متداول قلب تحت فشار را نشان می‌دهد. هر سریع‌معرف یک مجموعه سوخت از نوع شکل (۴-۱۳). می‌باشد با این آرایش درجه غنی بودن سوخت از خارج به مرکز قلب راکتور کاهش می‌یابد. در موقع تعویض سوخت، مجموعه‌های سوختی مرکزی جایگزین مجموعه‌های سوختی با درجه غنی کمتر در نواحی خارجی قلب می‌شوند و سوخت‌های تازه به نواحی محیطی قلب اضافه می‌شود. با این روش سوخت‌گیری و تعویض سوخت در قلب راکتور، توزیع قدرت خیلی تخت‌تر از توزیع قدرت در قلبی است که سوخت آن یکنواخت باشد.

با حرکت دادن مناسب میله‌های کنترل می‌توان توزیع قدرت را یکنواخت نموده و عمر راکتور را طولانی‌تر کرد. این روش به ویژه در راکتورهای آب‌جوشان به کار می‌رود. به علاوه راکتورهای آب‌جوشان دارای توزیع غیریکنواخت سوخت در داخل هر مجموعه سوختی است. برای اینکه قدرت در سرتاسر مجموعه یکنواخت گردد این موضوع در شکل (۷-۲) نشان داده شده‌اند که اعداد ۱، ۲، ۳ و ۴ به ترتیب معرف کاهش درجه غنی بودن در میله‌های سوخت است. میله‌هایی که با صفر مشخص شده‌اند سوخت ندارند.

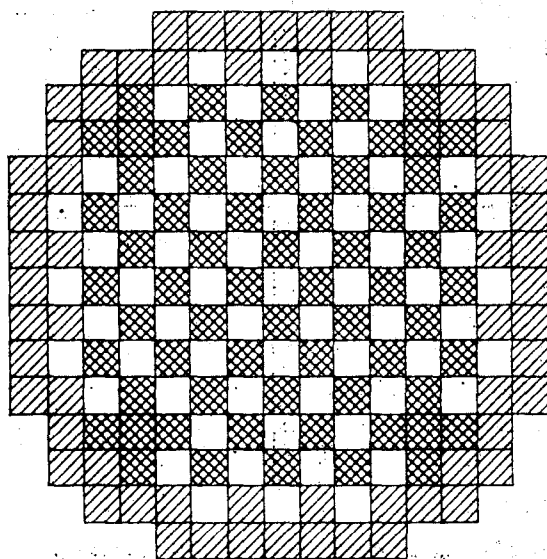
مسئله‌ای که در بالا بحث شد، یعنی این که چگونه قلب باید سوخت‌گیری و تعویض سوخت شود، چگونه میله‌های کنترل باید حرکت کنند و به طور کلی پایاهای قابل کنترل راکتور باید تغییر کنند تا اینکه طرز کار راکتور شایسته گردد و کار راکتور ایمن گردد، تمام این موضوعات رویهم را مدیریت سوخت\* می‌نامند. به علت وجود اساساً بینهایت تغییرات ممکن در طرح سوخت‌گیری و تعویض سوخت، حرکات میله کنترل (حرکات میله کنترل و کنترل شیمیائی، اگر هر

\* بهتر بگوئیم این مسائل موضوع مدیریت سوخت داخل قلب را به وجود می‌آورند. مسایل مربوط به خرید یا اجاره سوخت، بازسازی<sup>۱</sup> میله‌های سوخت و موضوعات دیگر مربوط به مدیریت سوخت خارج از راکتور را معمولاً مدیریت سوخت خارج از قلب می‌نامند.

۱- Fuel Loading and Reloading patterns

۲- Reprocessing

دو وجود داشته باشند) و غیره، مسایل مدیریت سوخت اغلب اجتناب ناپذیر است. برای حل چنین مسائلی محاسبات چند گروهی زمانی، از نوعی که اشاره شد، باید مکرراً برای روش های مختلف اپراسیون، با هزینه های هنگفت کامپیوتری، انجام گیرد. از آنجا که محاسبات دقیق رفتار روزبه روز راکتور قبل از به کار انداختن آن همیشه ممکن نیست و بسیاری از راکتورهای جدید قدرت مجهز به کامپیوترهایی هستند تا به طور پیوسته با استفاده از اطلاعات دریافتی از دستگاههای آشکارساز، نحوه کار راکتور را تجزیه و تحلیل نماید، اطلاعات دریافتی از این کامپیوترها برای نوسازی برنامه های مدیریت سوخت به کار می رود.



درجه غنی بودن



2.25 w/o



2.80 w/o



3.30 w/o

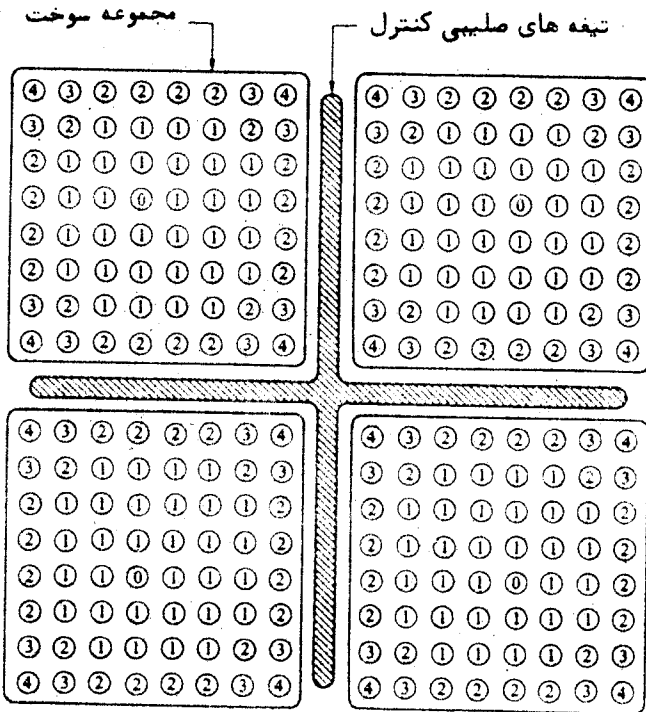
شکل ۷-۹ طرح سوخت گیری در ابتدای عمر یک راکتور BWR

(شرکت وستینگهاوس الکتریک)

### سووم قابل سوخت

مقدار راکتیویته قابل کنترل مورد نیاز قبل از به کار انداختن یک قلب راکتور تازه، پاک، سرد و دارای سوخت تازه یعنی در مراحل اولیه کار قلب، بیش از مقداری است که در انتهای عمر قلب نیاز دارد. برای کاهش (تعداد سیله های) کنترل مورد نیاز، متداول است که در

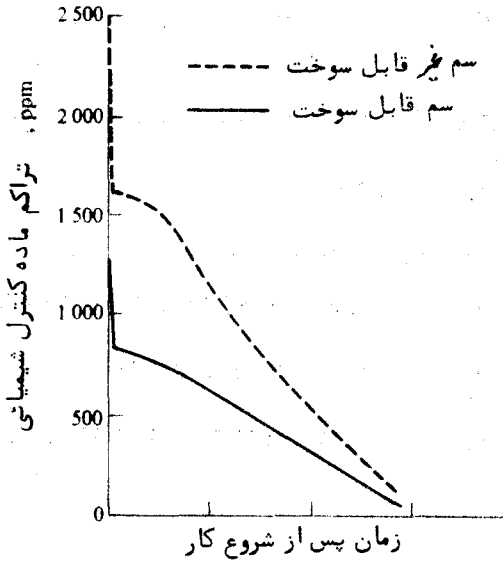
نقاط معینی در داخل قلب سم قابل سوخت قرار می دهند. هسته این سم دارای سطح مقطع جذب بزرگ است که در نتیجه جذب یک نوترون به یک هسته با سطح مقطع جذب کم تبدیل می شود. لذا افزایش راکتیویته ضمن سوختن سم تا اندازه ای کاهش راکتیویته مربوط به مصرف سوخت و تجمع پاره های سمی شکافت را جبران می کند



شکل ۷-۲. طرح سوخت گیری در داخل مجموعه های سوختی یک راکتور BWR (شرکت جنرال الکتریک)

سموم قابل سوخت تعداد میله های کنترل لازم در راکتورها را که برای کنترل لازم است کاهش می دهد و با نتیجه هزینه چنین راکتورهایی کمتر است. از طرف دیگر، در راکتورهای آبی که به وسیله کنترل شیمیائی کنترل می شوند، سموم قابل سوخت غلظت بور مورد نیاز را تقلیل می دهد. شکل (۷-۲) توزیع بور را با در نظر گرفتن سموم قابل سوخت و بدون آن را در طول عمر قلب راکتور نشان می دهد. کاهش ماده شیمیائی مورد نیاز در این نوع راکتورها برای اینکه مطمئن شویم ضریب درجه حرارت کند کننده منفی است قابل اهمیت می باشد. به طوری که در قسمت (۷-۳) اشاره شد این ضریب فقط تا زمانی منفی است که توانائی کند کنندگی آب بیش از جذب باشد (، یعنی تعدادی که کند می کند بیش از تعدادی باشد که جذب می نماید).

وجود زیادی بور در آب این شرط را معکوس می کند و ضریب کند کنندگی مثبت می گردد. در عمل راکتیویته کافی در سموم قابل سوخت می توان ذخیره نمود تا ضریب کند کنندگی منفی مطلوب به دست آید.



شکل ۷-۲۱ ماده بور کنترل کننده با حضور و بدون سم قابل سوخت  
(شرکت وستینگهاوس الکتریک)

تعدادی مواد به عنوان سموم قابل سوخت استفاده شده است. بوریته صورت های مختلف، شامل شیشه پیرکس که تقریباً ۱۲٪ اکسید بور ( $B_2O_3$ ) دارد، اغلب برای این منظور به کار می رود. اخیراً در راکتورهای آب جوشان از گادولینا ( $Gd_2O_3$ ) مخلوط با  $UO_2$  در چند میله سوخت در هر مجموعه سوختی استفاده می شود.

## منابع فصل ٧

- Glasstone, S., and A. Sesonske, *Nuclear Reactor Engineering*. New York: Van Nostrand, 1967, Chapter 5.
- Hetrick, D. L., *Dynamics of Nuclear Reactors*. Chicago: University of Chicago Press, 1971.
- Isbin, H. S., *Introductory Nuclear Reactor Theory*. New York: Reinhold, 1963, Chapters 9 and 16.
- Lamarsh, J. R., *Introduction to Nuclear Reactor Theory*. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1966, Chapters 12-14.
- Meem, J. L., *Two Group Reactor Theory*. New York: Gordon and Breach, 1964, Chapters 5 and 8.
- Murray, R. L., *Nuclear Reactor Physics*. Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, 1957, Chapters 6, 7, and 8.
- Schultz, M. A., *Control of Nuclear Reactors and Power Plants*, 2nd ed. New York: McGraw-Hill, 1961.
- Sesonske, A., *Nuclear Power Plant Analysis*. U.S. Atomic Energy Commission report TID-26241, 1973, Chapters 5-9.
- Zweifel, P. F., *Reactor Physics*. New York: McGraw-Hill, 1973, Chapters 4, 7, and 10.



## مسائل فصل ۷

- ۱-۷ عمر نوترون ها، آنی یک راکتور حرارتی بحرانی بینهایت حاوی یک مخلوط همسان از  $^{235}\text{U}$  و  $\text{D}_2\text{O}$  (ب)  $\text{Be}$  (ج) گرافیت را حساب کنید.
- ۲-۷ زمان پخش نوترون های حرارتی را در آب باجرم ویژه  $7\text{vg/cm}^3$  حساب کنید.
- ۳-۷ راکتیویته یک راکتور حرارتی با سوخت  $^{239}\text{Pu}$  را بر حسب دلار در سواردزیر بیان کنید (الف)  $0.01$  ر. (ب)  $4\%$  (ج)  $0.1$  ر. —
- ۴-۷ راکتیویته های یک راکتور حرارتی با سوخت  $^{232}\text{U}$  را بر حسب درصد بیان کنید (الف)  $0.01$  ر. (ب)  $2$  دلار (۱۹۰). (۵۰ - سنت
- ۵-۷ معادله راکتیویته یک گروه نوترون های تاخیری یک راکتور حرارتی با سوخت  $^{235}\text{U}$  و نوترون های آنی با عمر (الف) صفر ثانیه (ب)  $10^{-4}$  ثانیه (ج)  $10^{-3}$  ثانیه رسم کنید به فرض این که  $\beta = 0.0065$  و  $\lambda = 0.1\text{sec}^{-1}$  باشد
- ۶-۷ از رسم معادله مساله ۵-۷ پریده های راکتورهای حرارتی با سوخت  $^{235}\text{U}$  با  $I_p = 10^{-3}$  ثانیه و راکتیویته (الف)  $0.1\%$  + (ب)  $10$  - سنت (۹)  $0$  ر. دلار (د) یک دلار به دست آورید.
- ۷-۷ جوابهای مساله ۶-۷ که بر اساس نظریه یک گروه نوترون های تاخیری است با پریده هایی که از شکل ۲-۷ به دست می آید مقایسه کنید.
- ۸-۷ یک راکتور با سوخت  $^{235}\text{U}$  که در ابتدا با قدرت یک میلی وات کار می کرد دارای پرید به اضافه  $1$  دقیقه است. پس از چه مدت راکتور به یک مگاوات می رسد؟
- ۹-۷ نسبت غلظت هسته های مادر  $^{237}\text{Ac}$  ثانیه را به چگالی نوترون های حرارتی در یک راکتور حرارتی بحرانی بینهایت که دارای سوخت مخلوطی از  $^{235}\text{U}$  و آب معمولی است حساب کنید. فلوی نوترون های حرارتی  $10^{13}\text{n/cm}^2\text{-sec}$  است [ راهنمایی: در معادله
- $$\frac{dc}{dt} = 0 \quad (2.7) \text{ قرار دهید}]$$
- ۱۰-۷ عبارت اول قسمت راست معادله (۱۸-۷) تعداد نوترون های آنی که در هر سانتیمتر مکعب در ثانیه کند می شوند در حالی که عبارت دوم همین تعداد را برای نوترون های تاخیری به دست می دهد. مقدار این دو عبارت را در یک راکتور بحرانی با هم مقایسه کنید.
- ۱۱-۷ به یک راکتور سریع دارای سوخت  $^{235}\text{U}$  یکباره راکتیویته ای معادل  $0$  سنت اضافه می شود، پرید راکتور را به دست آورید.

۱۲-۷ راکتور موضوع مساله ۷-۸ را با اعمال راکتیویته منفی پنج دلار، پس از این که راکتور به قدرت یک مگاوات رسید، خاموش آنی می‌شود. تقریباً چقدر طول می‌کشد تا قدرت به یک میلی وات برسد؟

۱۳-۷ وقتی یک راکتور تحقیقاتی معین که در قدرت ۲۷ مگاوات کار می‌کند خاموش شود، دیده می‌شود که سطح قدرت در عرض ۱۰ دقیقه به یک وات می‌رسد. چقدر راکتیویته برای انجام خاموشی آنی به راکتور اضافه شده است

۱۴-۷ یک راکتور بینهایت حاوی مخلوط همسان  $^{235}\text{U}$  و  $\text{H}_2\text{O}$  است. غلظت سوخت ۵ درصد کوچکتر از مقداری است که برای حالت بحرانی مورد نیاز است. راکتیویته دستگاه چقدر است؟

۱۵-۷ راکتیویته مثبت یا منفی به ارزش یک سنت یک راکتور دارای سوخت  $^{235}\text{U}$  را به چه پریودی قرار می‌دهد؟

۱۶-۷ می‌خواهند قدرت یک راکتور دارای سوخت  $^{235}\text{U}$  را در مدت بیست دقیقه مضاعف نمایند اگر  $\lambda = 10^{-4}$  ثانیه باشد (الف) پریود راکتور چقدر باید باشد (ب) مقدار راکتیویته اعمال شده چقدر باید باشد؟

۱۷-۷ در مدت زمان آزمون یک راکتور حرارتی با سوخت  $^{239}\text{Pu}$  در قدرت یک مگاوات کار می‌کرد. قدرت باید در مدت ۸ ساعت به صد مگاوات برسد. (الف) پریود ثابت راکتور چقدر باید باشد؟ (ب) چه راکتیویته‌ای باید اعمال شود؟

۱۸-۷ یک راکتور آزمایشی به صورت یک استوانه مربع لخت به ارتفاع ۱۰۰ متر از قطعات کوچک برلیوم که بین آنها از پولک‌های نازک  $^{235}\text{U}$  قرار دارد تشکیل می‌دهد، به طوری که دستگاه را می‌توان مخلوط همسانی از  $^{235}\text{U}$  و  $\text{Be}$  در نظر گرفت. راکتور به وسیله یک میله کنترل استوانه‌ای به قطر ۰٫۲ سانتیمتر که در راستای محور دستگاه قرار دارد کنترل می‌شود. (الف) اگر راکتور وقتی میله کنترل تماماً بیرون باشد بحرانی است. حال اگر میله تماماً در دستگاه قرار گیرد چه مقدار راکتیویته منفی به دستگاه اعمال می‌شود. (ب) اگر فرض کنیم که میله آنی به داخل راکتور حرکت نماید، راکتور چه پریودی پیدا خواهد کرد؟

۱۹-۷ فرض نمایند که راکتور مشروح در مساله ۷-۷ با یک میله کنترل مرکزی که ارزش آن ۱۰ درصد باشد کنترل شود، بزرگی میله چقدر باید باشد؟ [راهنمایی:  $\rho w$  را بر حسب  $a$  رسم کنید]

۲۰-۷ اگر راکتور مساله (۷-۱۸) به وسیله ۲۰ میله کنترل سیاه به قطر ۰٫۷ میلی‌متر که کم‌وبیش به طور یکنواخت توزیع شده‌اند کنترل شود، کل ارزش میله‌ها چقدر است؟

۲۱-۷ یک راکتور آب تحت فشار معین باید با ۶۱ مجموعه کنترل خوشه‌ای کنترل شود که هر مجموعه حاوی ۲۰ میله کنترل به قطر ۰٫۱۱ سانتیمتر است. قطر قلب راکتور ۳۲

سانتیمتر است. طول پخش حرارتی متوسط در قلب ۱٫۳۸ سانتیمتر،  $\bar{D} = ۰٫۲۱$  سانتیمتر و  $\Sigma_f$  مواد قلب تقریباً  $۲٫۶ \text{ cm}^{-۱}$  می باشد. ارزش کل میله ها را حساب کنید.

۲۲-۷ ارزش میله کنترل صلیبی شکل یک بعدی مطابق شکل (۷-۹) را می خواهیم تعیین نمائیم. ابتدا فرض می کنیم که  $q_T$  نوترون شکافت در هر سانتیمتر مکعب در ثانیه کند شده به انرژی حرارتی می رسد. کمیت  $q_T$  را می توان به عنوان چشمه نوترون در معادله پخش نوترون حرارتی در نظر گرفت در این صورت داریم

$$\bar{D} \frac{d^2 \Phi_T}{dx^2} - \Sigma_a \Phi_T = -q_T$$

(الف) نشان دهید که جواب این معادله با توجه به شرایط مزری

$$\frac{d\Phi_T}{dx} = 0 \quad x = 0$$

$$\frac{1}{\Phi_T} \frac{d\Phi_T}{dx} = -\frac{1}{d} \quad \text{و در } x = m/2 - a$$

عبارت است از

$$\Phi_T(x) = \frac{q_T}{\Sigma_a} \left[ 1 - \frac{\cosh\left(\frac{x}{L_T}\right)}{\frac{d}{L_T} \sinh\left[\frac{(m-2a)}{2L_T}\right] + \cosh\left[\frac{(m-2a)}{2L_T}\right]} \right]$$

(ب)  $f_R$  را با ضرب کردن چگالی جریان نوترون در سطح تیغه، هرواحد شبکه و سپس تقسیم آن بر تعداد کل نوترون هایی که در ثانیه در واحد شبکه حرارتی می شوند به دست آورید.

۲۳-۷ پیشنهاد شده است که برای کنترل راکتور PWR مساله (۷-۹) از میله کنترل صلیبی مساله ۷-۹ استفاده شود. به چه فاصله ای این میله های کنترل باید از یکدیگر قرار گیرند تا اینکه همان ارزش میله های کنترل خوشه ای آن مساله به دست آید؟

۲۴-۷ فرض کنید که راکتور سریع مشروح در مثال ۶-۳ با ۰ میله که هر کدام محتوی تقریباً ۰٫۰۰۰ گرم بور طبیعی است کنترل می شود. ارزش کل میله ها را تخمین بزنید.

۲۵-۷ قلب یک راکتور سریع به شکل یک استوانه مربع به قطر ۰٫۷۷ سانتیمتر است، نسبت حجمی ترکیب قلب عبارت است از: سوخت ۲ درصد، و مواد ساختمانی و غلاف فولاد زنگ نزن، ۲۰ درصد و سدیم مایع ۰٫۰ درصد است. سوخت مخلوطی از  $^{239}\text{Pu}$  و  $^{238}\text{U}$  با جرم ویژه  $۱۹٫۱ \text{ g/cm}^۳$  است، مقدار پلوتونیوم تا بیست درصد وزنی مخلوط را تشکیل می دهد. برای کنترل نیاز به ۰٫۰ درصد راکتیویته در ده میله کنترل حاوی  $B_2C$  می باشد. چه مقدار

**B<sub>2</sub>C** در هر میله باید وجود داشته باشد؟

۲۶-۷ یک میله کنترل ۱۰۰ سانتیمتری وقتی تماماً در راکتور قرار می‌گیرد . ه سنت ارزش دارد؟ (الف) وقتی یک چهارم میله از راکتور خارج می‌شود چقدر راکتیویته در راکتور وجود دارد. (ب) در این موقعیت میزان راکتیویته در مقابل حرکت هر سانتیمتر میله چقدر خواهد بود؟

۲۷-۷ فرض کنید که در یک زمان کار راکتور مثال (۷-۷) در حالتی که میله کنترلی نیمی از طولش بیرون است بحرانی است. حال اگر میله ناگهان ۱۰ سانتیمتر بیرون کشیده شود (الف) چه مقدار راکتیویته به قلب افزوده می‌شود (ب) قدرت راکتور با چه پریدی افزایش می‌یابد؟

۲۸-۷ چه غلظتی از بور بر حسب ppm ارزش یک میله کنترل مثال (۷-۷) را تامین می‌کند؟

۲۹-۷ یک راکتور بینهایت با کندکننده آب و سوخت  $^{235}\text{U}$  دارای ۲ درصد اورانیوم ۲۳۵ اضافی بر مقدار مورد نیاز بحرانی خود است. چه غلظتی از (الف) بور بر حسب ppm و (ب) اسیدبوریک بر حسب g/lit لازم است تا راکتیویته اضافی را جبران نماید؟

۳۰-۷ یک راکتور با قدرت ثابت کار می‌کند. درجه حرارت خنک کننده ورودی آن ناگهان زیر مقدار قبلی افت می‌کند. رفتار راکتور را در این وضعیت در دو حالت زیر بحث کنید (الف) مثبت است (ب) منفی است. بخصوص نشان دهید که راکتور در حالت (الف) ناپایدار و در حالت (ب) پایدار است.

۳۱-۷ ضریب درجه حرارت آنی را در درجه حرارت معمولی یک راکتور حاوی مجموعه‌ای از میله‌های سوخت اورانیوم طبیعی به قطر یک اینچ با کندکننده آب سنگین که در آن نسبت حجمی کندکننده به سوخت برابر ۳ باشد، حساب کنید.

۳۲-۷ در یک راکتور گازی  $\text{Co}^{2+}$  با کندکننده گرافیت که سوخت آن اورانیوم کمی غنی شده به صورت میله‌هایی از اکسید اورانیوم به قطر ۰٫۱ سانتیمتر دارای احتمال فرار از رزنانس ۱۲٫۹۹٪ در درجه حرارت  $300^\circ\text{K}$  می‌باشد. مقدار  $p$  در درجه حرارت  $660^\circ\text{C}$  کار سوخت چقدر است؟

۳۳-۷ ضریب درجه حرارت کلی یک راکتور با سوخت  $^{235}\text{U}$  برابر  $10^{-2}/^\circ\text{C}$  است و مستقل از درجه حرارت می‌باشد. افت راکتیویته دستگاه وقتی درجه حرارت از درجه حرارت معمولی (حدود  $70^\circ\text{F}$ ) به درجه حرارت کار  $550^\circ\text{F}$  می‌رسد، چقدر است؟ جواب را بر حسب درصد دلار بدهید. [یادآوری: کاهش راکتیویته حساب شده در این مساله را نقص درجه حرارت راکتور می‌نامند]

۳۴-۷ ثابت کنید که ضریب درجه حرارت  $B'$  از رابطه زیر به دست می آید

$$\alpha_T(B') = -\frac{2}{\beta}$$

که  $\beta$  ضریب انبساط حجمی ساختمان راکتور است [راهنمایی: یادآور می شویم که ضریب انبساط حجمی،  $\beta$ ، سه برابر ضریب انبساط خطی است.]

۳۵-۷ یک راکتور آب تحت فشار که غلاف سوخت آن فولاد زنگ نزن است، میله های سوخت در محفظه فولاد زنگ نزن استوانه ای به قطر ۶ فوت و ارتفاع ۸ فوت قرار دارند. درجه حرارت متوسط آب  $۷۵^\circ\text{F}$  است که تقریباً نصف حجم راکتور را اشغال می کند. اگر درجه حرارت آب  $۱۰^\circ\text{F}$  افزایش یابد چه مقدار آب از راکتور خارج می شود [یادآوری: ضرائب انبساط حجمی آب و فولاد زنگ نزن در  $۳۰۰^\circ\text{C}$  به ترتیب  $۳ \times ۱۰^{-۳}/^\circ\text{C}$  و  $۱۰^{-۴}/^\circ\text{C}$  می باشد.]

۳۶-۷ بهره حرارتی سوخت راکتور مساله (۳۵-۷) در درجه حرارت  $۷۵^\circ\text{F}$  برابر ۰.۶۸۲ است. با استفاده از نتایج مساله و بدون در نظر گرفتن مواد ساختمانی قلب، مقدار  $\alpha_T(f)$  را در درجه حرارت تقریبی  $۷۵^\circ\text{F}$  به دست آورید.

۳۷-۷ نیمه عمر موثر  $^{130}\text{Xe}$  را در فلوی حرارتی  $۱۰^{14}\text{n/cm}^2\text{sec}$  در درجه حرارت  $۸۰۰^\circ\text{C}$  به دست آورید.

۳۸-۷ راکتیویته تعادلی زینان را بر حسب فلوی حرارتی از  $\Phi = ۵ \times ۱۰^{12}$  تا  $\Phi = ۵ \times ۱۰^{14}$  محاسبه و رسم کنید.

۳۹-۷ با استفاده از شکل (۱۳-۷) راکتیویته حداکثر زینان را پس از خاموشی بر حسب فلوی حرارتی قبل از خاموشی از  $\Phi = ۵ \times ۱۰^{12}$  تا  $\Phi = ۵ \times ۱۰^{14}$  رسم کنید.

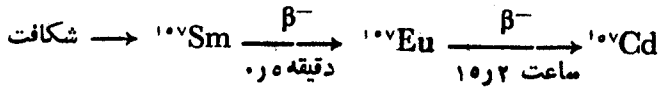
۴۰-۷ یک راکتور با سوخت  $^{235}\text{U}$  که در زمانی که راکتیویته ذخیره ای آن ۰.۵٪ و فلوی آن  $\text{sec}^{-1}\text{cm}^{-2} = ۵ \times ۱۰^{12}$  است خاموشی آنی می شود. مطلوب است محاسبه زمان، تا لحظه زمان مرگ و مدت زمان مرگ

۴۱-۷ مطلوب است محاسبه غلظت تعادلی  $^{130}\text{Xe}$  و  $^{144}\text{Sm}$  بر حسب اتم در سانتیمتر مکعب، در یک راکتور حرارتی بحرانی بینهایت با سوخت  $^{235}\text{U}$  و کند کننده آب که در درجه حرارت  $۲۰۰^\circ\text{C}$  و فلوی  $۱۰^{12}\text{n/cm}^2$  کار می کند

۴۲-۷ چه مقدار راکتیویته متعلق به  $^{130}\text{Xe}$ ،  $^{144}\text{Sm}$ ، در یک راکتور مشروح مساله (۴۱-۷) وجود دارد؟

۴۳-۷ سطح مقطع جذب گادولینیوم  $۱۰۷$  در انرژی  $۰.۲۰۳\text{eV}$  برابر  $۲۴۰۰۰۰$  بارن

است، این ایزوتوپ از تجزیه پاره شکافت  $^{107}\text{Sm}$  مطابق تجزیه زنجیره‌ای زیر حاصل می‌شود.



$^{107}\text{Sm}$  و  $^{107}\text{Eu}$  نوترون را به مقدار زیاد جذب نمی‌کنند. بهره  $^{107}\text{Sm}$  از شکافت  $^{235}\text{U}$  برابر  $7 \times 10^{-6}$  اتم در هر شکافت است. (الف) راکتیویته تعادلی متعلق به  $^{107}\text{Gd}$  در یک راکتوری که فلوی حرارتی آن  $2.0 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2\text{-sec}$  چقدر است؟ (ب) راکتیویته حداکثر مربوط به این هسته پس از خاموشی قسمت (الف) چقدر است؟

۷-۴۴ سطح مقطع جذب یک پاره شکافت غیر رادیواکتیو ۷۰ بارن است. آیا این هسته را می‌توان به عنوان یک سم دائم راکتوری که فلوی آن  $3 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2\text{-sec}$  است در نظر گرفت؟

۷-۴۵ چه کسری از سم در مثال (۷-۴۴) مربوط به  $^{130}\text{Xe}$  است؟

۷-۴۶ یک راکتور بی‌نهایت که ماده بارور ندارد در تمام مدت عمرش در یک قدرت ثابت کار می‌کند. (الف) ثابت کنید که چگالی اتمی سوخت بر طبق رابطه زیر کاهش می‌یابد

$$N_F(t) = N_F(0) [1 - \sigma_{aF} \Phi_T(0) t]$$

(الف)  $N_F(0)$  و  $\Phi_T(0)$  به ترتیب چگالی اتمی و فلوی حرارتی در شروع کار راکتور است.

(ب) رابطه‌ای برای فلو بر حسب زمان به دست آورید.

۷-۴۷ یک راکتور سریع بی‌نهایت با سوخت  $^{239}\text{Pu}$  دارای بهره‌زایش  $G$  است و قدرت آن قبل از تعویض سوخت ثابت است. روابطی برای غلظت  $^{239}\text{Pu}$  و فلوی سریع (یک‌گروهی) بر حسب زمان پس از شروع کار راکتور به دست آورید.

## فصل هشتم

### انتقال حرارت در راکتورها

برای اینکه یک راکتور در حالت پایدار کار کند، توزیع درجه حرارت داخلی آن مستقل از زمان باشد، باید تمام حرارت تولید شده به سرعتی که تولید می‌شود به‌خارج از راکتور انتقال یابد. این کار در تمام راکتورها، بجز در بعضی از راکتورهائی که با قدرت کم کار می‌کنند با عبور خنک‌کننده مایع یا گازی از قلب و قسمتی‌هایی که حرارت در آنها تولید می‌شود، انجام می‌گیرد. ماهیت و طرز کار این دستگاه خنک‌کننده یکی از مهمترین عواملی است که در طرح ریزی یک راکتور هسته‌ای باید در نظر گرفته شود.

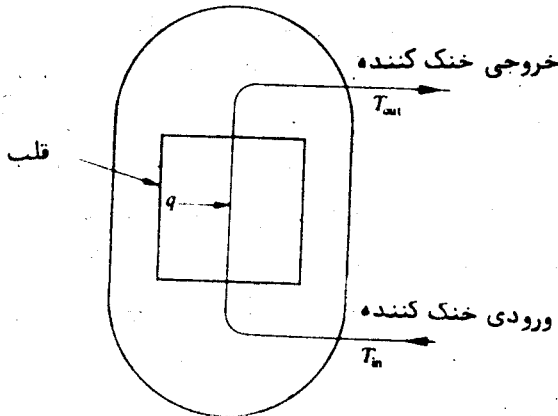
به‌طور کلی، درجه حرارت در یک راکتور در حال کار از نقطه‌ای به نقطه‌ای دیگر راکتور تغییر می‌کند. در نتیجه، همیشه یک میله سوخت، که معمولاً یکی از میله‌های مرکز قلب راکتور است در یک نقطه آن در راستای محورش از همه نقاط دیگر داغتر است. حداکثر درجه حرارت سوخت از روی قدرت راکتور، طرح هنداد خنک‌کننده و ماهیت سوخت تعیین می‌شود. در هر حال، ملاحظات متالورژیکی حدبالائی از درجه حرارت که میله سوخت می‌تواند در آن درجه با ایمنی کار کند معین می‌کند. در درجه حرارتی بالاتر از این خطر ذوب شدن میله سوخت وجود دارد که ممکن است منجر به شکافتن غلاف و خروج پاره‌های شکافت‌گردد. یکی از هدفهای اصلی طرح هنداد (سیستم) خنک‌کننده راکتور این است که حرارت تولیدی در هر قدرت مورد نظر را به‌خارج از راکتور انتقال داده و مطمئن سازد که حداکثر درجه حرارت سوخت همیشه کمتر از مقدار تعیین شده از قبل است.

لازم به یادآوری است که از نقطه نظر هسته‌ای، هیچ‌گونه حدبالائی سطح قدرت از نظر تئوری وجود ندارد که بتوان بایک راکتور بحرانی، دارای راکتیویته مثبت کافی که بتواند برضریب منفی درجه حرارت غالب آید، به آن دست یافت. لذا با بیرون کشیدن میله‌های کنترل و قرار دادن راکتور در یک پرید مثبت، قدرت راکتور ممکن است تا بینهایت افزایش یابد، مگر در نقطه‌ای که خنک‌کننده قادر به انتقال گرما به‌خارج از راکتور نخواهد بود. بالاتر از این نقطه، سوخت داغ می‌شود و بالاخره قسمتی از قلب راکتور ذوب می‌شود. از رخ دادن چنین واقعه‌ای در کار واقعی راکتور با وارد کردن بعضی از میله‌های کنترل به داخل قلب یا اضافه کردن مقداری بور به دستگاه کنترل شیمیائی، جلوگیری به‌عمل آورده و راکتور را در یک سطح

قدرت مورد نظر در حالت بحرانی نگه می‌دارند. در سرتاسر این فصل فرض می‌شود که راکتورهای مورد مطالعه همیشه بحرانی و در یک سطح قدرت ثابت کار می‌کنند. قبل از شروع بحث طرح دستگاه‌های خنک‌کننده، لغتی در مورد واحدهایان می‌کنیم. به طوری که در پیوست ۱ دستگاه‌آحاد به تفصیل بحث شده‌اند اشاره شد که دستگاه بین‌المللی آحاد (SI) توسط اغلب کشورهای جهان بجز ایالات متحده مورد قبول واقع شده است. تمام دانشمندان ایالات متحده و بسیاری از مهندسين وانجمن‌های مهندسی این کشور نیز از این آحاد استفاده می‌کنند. با این حال کنگره امریکا از قبول دستگاه بین‌المللی آحاد سرباز می‌زند و در نتیجه اغلب سازنده‌های وسائل و اجزای نیروگاه‌های هسته‌ای طرح‌های خود را بر اساس واحدهای انگلیسی پایه‌گذاری کرده‌اند. از آنجا که این آحاد احتمالاً تا چندین سال دیگر مورد استفاده خواهد بود، این است که در سرتاسر این فصل از واحدهای انگلیسی استفاده می‌شود. ضرائب تبدیل از واحدهای انگلیسی به واحدهای بین‌المللی در جداول پیوست ۱ یافت می‌شود.

## ۱-۸ نکات عمومی ترمودینامیکی

از نقطه نظر ترمودینامیکی، راکتور هسته‌ای دستگاهی است که در آن انرژی تولید شده و به مایع متحرک انتقال می‌یابد. لذا مطابق شکل (۱-۸) حرارت در راکتور با شدت  $q \text{ Btu/hr}$  تولید شده و به وسیله خنک‌کننده جذب می‌شود، خنک‌کننده با درجه حرارت  $T_{in}$  وارد راکتور شده و با درجه حرارت  $T_{out}$  از راکتور خارج می‌گردد و شدت عبور از داخل قلب  $w \text{ lb/hr}$  است.



شکل ۱-۸ نمایش جریان خنک‌کننده از داخل راکتور

در تمام راکتورهای قدرت به استثنای راکتور آب‌جوشان، خنک‌کننده ضمن عبور از داخل راکتور تغییر حالت نمی‌دهد. یعنی، خنک‌کننده به جوش نمی‌آید. در این راکتورها،



گرمای راکتور فقط درجه حرارت خنک کننده را بالا می برد ، یعنی فرایندی که اساساً در فشار ثابت، یعنی، فشار خنک کننده، رخ میدهد. گرمای مورد نیاز برای بالا بردن درجه حرارت واحد جرم خنک کننده از  $T_{in}$  به  $T_{out}$  برابر است با

$$\int_{T_{in}}^{T_{ot}} c_p(T) dT$$

که  $c_p(T)$  گرمای ویژه واحد جرم خنک کننده در فشار ثابت است. از آنجا که  $wlb/hr$  خنک کننده از داخل قلب عبور می کند، شدت تولید حرارت، در راکتور که در خنک کننده جذب می شود برابر است با

$$q = w \int_{T_{in}}^{T_{ot}} c_p(T) dT \quad (1-8)$$

معادله (۱-۸) را نیز می توان بر حسب تابع ترمودینامیکی انتالپی نوشت. این تابع برای یک ماده به صورت زیر نوشته می شود:

$$h = u + pv \quad (2-8)$$

$h$  عبارت است از انتالپی واحد جرم ماده (که انتالپی ویژه نامیده می شود)، انرژی داخلی واحد جرم،  $p$  فشار و  $v$  حجم ویژه ماده یعنی  $ft^3/lb$  است. واحد  $h$  برابر  $Btu/lb$  است. در ترمودینامیک نشان داده می شود که وقتی حرارت در فشار ثابت به یک ماده داده می شود، اساساً تمام گرما صرف افزایش انتالپی\* می گردد. لذا اگر  $h_{in}$  و  $h_{out}$  انتالپی های ویژه خنک کننده در ورود به و خروج از راکتور باشند، نتیجه می شود که

$$h_{out} = h_{in} + \int_{T_{in}}^{T_{out}} c_p(T) dT \quad (3-8)$$

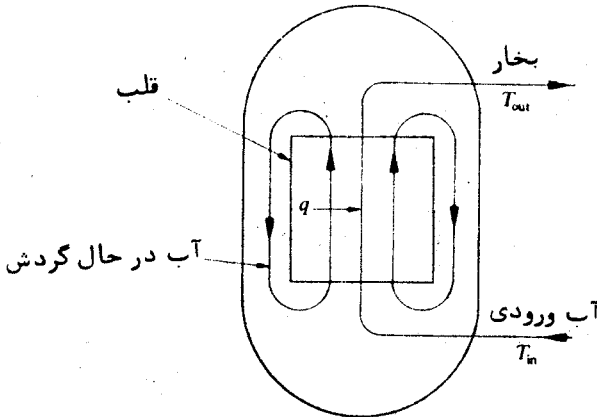
در نتیجه معادله (۱-۸) را می توان به صورت زیر نوشت:

$$q = w(h_{out} - h_{in}) \quad (4-8)$$

وضعیت برای یک راکتور آب جوشان تا اندازه ای پیچیده تر است. در این راکتور، قسمتی از آب خنک کننده ضمن عبور از داخل قلب به بخار تبدیل می شود، از طریق لوله بخار به توربین

\* مقدار کمی از حرارت نیز ممکن است صرف افزایش انرژی جنبشی ماده یا تغییر انرژی پتانسیل مکانیکی آن، به واسطه بالا رفتن ماده از یک سطح پائین به سطح بالاتر درمیدان جاذبه زمین گردد. در هر حال این دونوع افزایش انرژی از نظر خنک کننده های راکتور ناچیز هستند.

می‌رود و سپس از طریق چگالنده و گرم کننده به آب تغذیه برسی گردد. بیشتر آبی که از داخل قلب عبور می‌کند در داخل راکتور دوباره به جریان می‌افتد. در هر صورت، در کار یکتواخت راکتور جذب خالص حرارت بوسیله آب در گردش وجود ندارد. بنابراین، اگرچه آب تغذیه ورودی با آب در گردش قبل از عبور از راکتور با هم مخلوط می‌شوند. کار کلی راکتور این است که آب تغذیه را تبخیر نماید و این جریان به‌طور نمایشی در شکل (۲-۸) نشان داده شده است.



شکل ۲-۸ نمایش جریان خنک کننده از داخل یک BWR

تغییر انتالپی از نقطه‌ای که آب تغذیه وارد یک راکتور BWR می‌شود تا محلی که بخار از راکتور خارج می‌شود شامل دو مرحله است. ابتدا آب گرم شده درجه حرارت آن از  $T_{in}$  به درجه حرارت جوش می‌رسد، یعنی درجه حرارت اشباع  $T_{sat}$  در فشار معین دستگاه درجه حرارت آب از این مقدار بالاتر نمی‌رود. افزایش انتالپی مربوط عبارت است از

$$h_f = h_{in} + \int_{T_{in}}^{T_{sat}} c_p(T) dT$$

این انتالپی آب اشباع می‌باشد. در مرحله جوش، هر واحد جرم آب مقداری گرما که برابر گرمای تبخیر است و به  $h_{fg}$  نشان داده می‌شود، جذب می‌نماید و تغییر حالت می‌دهد. لذا انتالپی ویژه بخار عبارت است از

$$\begin{aligned} h_{out} &= h_f + h_{fg} \\ &= h_{in} + \int_{T_{in}}^{T_{sat}} c_p(T) dT + h_{fg} \end{aligned} \quad (۵-۸)$$

شدت جذب گرما به وسیله خنک کننده به وسیله معادله (۵-۸) داده می‌شود

$$q = w(h_{out} - h_{in})$$

که  $w$  شدت جریان بخار با آب تغذیه (هر دو برابرند) برحسب  $lb/hr$  است. حسن بیان  $q$  برحسب انتالپی این است که  $h$  با استفاده از معادله (۸-۳) یا معادله (۸-۵) حساب شده است و به صورت جداولی برای تعدادی از مواد موجود است. جداول مختصر مقادیر  $h$  در پیوست ۴ برای آب (این را جداول بخار می نامند)، هلیوم، و سدیم داده شده است. لازم به یادآوری است که اختلاف بین انتالپی دو درجه حرارت با معنی و مفید است و مقدار مطلق انتالپی مفهومی ندارد، بنابراین انتالپی صفر کاملاً اختیاری است و مقادیر انتالپی از این نقطه حساب می شود. مثلاً در مورد آب در دستگاه آحاد انگلیسی مقدار  $h$  برای مایع اشباع در  $F^{\circ} 32$  صفر گرفته می شود.

در پیوست ۴ انتالپی ویژه برای آب اشباع و بخار اشباع برحسب درجه حرارت و فشار مربوط در جدول ۱ و برحسب فشار و درجه حرارت مربوطه در جدول ۲ داده شده اند. (باید به خاطر داشت که برای هر درجه حرارت فقط یک فشار و بالعکس برای هر فشار یک درجه حرارت که در آن آب و بخار در حال تعادل هستند یعنی آب به جوش می آید وجود دارد). به هر حال، انتالپی یک مایع تابع حساسی از فشار نیست. لذا انتالپی آب یک راکتور تحت فشار تقریباً برابر مقدار  $h$  داده شده در جداول برای مایع اشباع در درجه حرارت واقعی آب بوده مستقل از فشار\* آن است. این روال در مثال اول از دو مثال زیر که کاربرد معادله (۸-۴) را برای راکتورهای PWR و BWR بیان می کند، استفاده می شود.

مثال ۸-۱ یک راکتور PWR با قدرت حرارتی  $3020 MW$  کار می کند. درجه ورودی آب  $F^{\circ} 542$  و با شدت  $10^{11} lb/hr \times 1366$  از داخل راکتور عبور می کند. فشار دستگاه  $2250 psia$  می باشد. درجه حرارت خروجی خنک کننده چقدر است؟  
حل: برطبق جدول ۹ پیوست ۱ داریم

$$1 kW = 3412 Btu/hr$$

لذا

$$q = 3020 \times 10^3 \times 3412 = 10321 \times 10^7 Btu/hr$$

از معادله (۸-۴) داریم که افزایش انتالپی آب ضمن عبور از داخل قلب برابر است با

$$h_{out} - h_{in} = \frac{q}{w} = \frac{10321 \times 10^7}{1366 \times 10^3} = 7507 Btu/lb$$

\* داده هائی برای اصلاح مقادیر اشباع  $h$  در فشارهای بالاتر در جدول ۴ کتاب

J. H. Keenan and F. G. Keyes "Thermodynamic Properties of Steam Including Data for the Liquid and Solid phases, New York: Wiley 1959

در ناحیه درجه حرارت های بین  $F^{\circ} 400$  تا  $F^{\circ} 600$  و تا فشار  $3000 psi$  اصلاح  $h$  کمتر از یک درصد است.

باروش میان یابی مقادیر انتالیی جدول ۱ پیوست ۴ برای آب اشباع در  $F 400.0$  و  $F 500.0$  مقدار  $h$  در درجه حرارت  $F 429.6$  برابر  $397 \text{ Btu/hr}$  به دست می آید. انتالیی آب خروجی آب برابر است با

$$h_{\text{out}} = 397 + 707 = 1104 \text{ Btu/Lb}$$

به کمک میان یابی مجدد از جدول ۱ پیوست ۴ این مقدار انتالیی آب مربوط به درجه حرارت  $F 999.1$  است.

مثال ۸-۲ یک راکتور BWR در فشار  $1000 \text{ psia}$  کار می کند و در هر ساعت  $10^6 \times 67467$  پوند بخار تولید می کند. آب تغذیه ورودی راکتور دارای درجه حرارت  $F 370.0$  است. (الف) درجه حرارت بخار چقدر است؟ (ب) راکتور در چه قدرتی کار می کند؟ حل: (الف) بخار در درجه حرارت جوش آب خارج می شود. بر طبق جدول ۲ پیوست ۴ در فشار  $1000 \text{ psia}$  درجه حرارت  $F 447.70$  است.

(ب) از جدول ۲ پیوست ۴ مقدار  $h$  بخار برابر  $11924 \text{ Btu/lb}$  است. در حالی که از جدول ۱ پیوست ۴ مقدار  $h$  در درجه حرارت  $F 370.0$  برابر  $3482 \text{ Btu/lb}$  است. لذا از معادله (۸-۴) داریم:

$$q = 67467 \times 10^6 (11924 - 3482) = 5407 \times 10^6 \text{ Btu/hr} \\ = 1099 \text{ MW}$$

## ۸-۲ تولید گرما در راکتور

نقطه شروع در طرح یک دستگاه خنک کننده راکتور تعیین توزیع فضائی تولید گرما در راکتور است. این مساله در این قسمت بحث خواهد شد.

در فصل ۳ اشاره شد که انرژی شکافت هسته ای به چند صورت ظاهر می شود. انرژی جنبشی پاره های شکافت هسته ای، انرژی جنبشی و پیوندی نوترون های شکافت هسته ای، گاما های آنی شکافت هسته ای، اشعه گاما و بتا حاصل از پاره های شکافت و تابش نوترینوها. به استثنا نوترینوها، در حقیقت تمام انرژی سرانجام در نقطه ای در راکتور جذب می شود. به هر حال، چون این اشعه مختلف به طرق مختلف در مواد تضعیف می شوند، انرژی آنها در محل های مختلف جذب می گردد. در بحث بعد در مورد جذب انرژی، برای قسمت اعظم فرض شد که سوخت راکتور به صورت میله های مجزای سوخت قرار دارند این طرح عملاً برای تمام راکتورهای قدرت درست است مگر راکتور زاینده نمک مذاب (به قسمت ۴-۶ مراجعه کنید).

### تولید گرما در میله‌های سوخت

به طوری که در جدول ۳-۶ اشاره شد پاره‌های شکافت دارای انرژی جنبشی حدود  $168 \text{ Mev}$  در هر شکافت می‌باشند. این ذرات باردار پرا انرژی بردفوق‌العاده کوتاهی دارند (قسمت ۳-۹) و بنابراین انرژی‌شان را در نزدیکی محل شکافت در داخل سوخت پس می‌دهند. همین‌طور بیشتر  $8 \text{ Mev}$  انرژی پتاهای شکافت در سوخت جذب می‌گردند. از طرف دیگر، بسیاری از اشعه‌گامای پاره‌های شکافت و آنهایی که مستقیماً از شکافت حاصل می‌شوند از داخل سوخت عبور می‌کنند، زیرا آنها کمتر از ذرات باردار ضمن عبور از مواد تضعیف می‌شوند. بعضی از این اشعه‌گاما در خنک‌کننده و یا کندکننده، در حفاظ حرارتی، یا در حفاظ اشعه (بیولوژیکی) که اطراف راکتور را گرفته است جذب می‌شوند. به علت نزدیکی میله‌های سوخت در اغلب راکتورها، بسیاری از اشعه‌گاما در میله‌های سوخت مجاور وارد و جذب آنها می‌شود.

نوترون‌های آنی تابش شده دارای انرژی جنبشی کل حدود  $1 \text{ Mev}$  در هر شکافت می‌باشد. در یک راکتور حرارتی، بیشتر این انرژی در کندکننده در ضمن کندشدن نوترون‌ها جذب می‌شود. اشعه‌گامای آنی از جذب این نوترون‌ها در واکنش‌های غیر شکافت هسته‌ای حاصل شده و در سرتاسر راکتور جذب می‌شوند. در یک راکتور سریع، نوترون‌های شکافت هسته‌ای قبل از جذب کمی کند می‌شوند و انرژی جنبشی آنها علاوه بر اشعه‌گامای آنی ظاهر می‌شود. نوترون‌های تاخیری سهم جزئی در انرژی راکتور دارند. به طوری که گفته شد انرژی نوترینوها مطلقاً در داخل راکتور جذب نمی‌شود.

از بحث گذشته برمی‌آید که توزیع فضائی انرژی شکافت بستگی به جزئیات ساختمان راکتور دارد. با وجود این، برای محاسبات اولیه، می‌توان فرض کرد که یک سوم انرژی اشعه گاما، حدود  $5 \text{ Mev}$  در سوخت جذب می‌شود. این انرژی به اضافه  $168 \text{ Mev}$  از پاره‌های شکافت و  $8 \text{ Mev}$  از اشعه بتا مجموعه  $181 \text{ Mev}$  در هر شکافت آزاد می‌شود (که حدود ۹ درصد انرژی دریاقتی انرژی شکافت است) که در سوخت جذب می‌شود، که بیشتر آن در نزدیکی محل شکافت انجام می‌گیرد. بقیه (حدود  $20 \text{ Mev}$ ) از انرژی دریاقتی در خنک‌کننده و یا کندکننده، در مواد مختلف ساختمانی و در طبقه بارور، باز تابنده و حفاظ جذب می‌شود. شدت وقوع شکافت در سوخت و بالتیجه شدت تولید حرارت، از میله سوختی به میله سوخت دیگر فرق می‌کند و بستگی به محل در داخل میله سوخت دارد. به ویژه، اگر  $E_d$  انرژی جذب شده موضعی از هر شکافت در میله سوخت باشد، در آن صورت شدت تولید گرما در واحد حجم در نقطه  $r$  به وسیله رابطه زیر به دست می‌آید.

$$q''(r) = E_d \int_0^{\infty} \Sigma_{fr}(E) \Phi(r, E) dE \quad (6-8)$$

که  $\Sigma_{fr}(E)$  سطح مقطع ماکروسکوپی شکافت سوخت و  $\Phi(r, E)$  فلوی تابع انرژی بستگی به میان دارد. واحد طبیعی  $q'''$ ،  $\text{Mev/cm}^2 - \text{sec}$  است. به هر حال، برای محاسبات مهندسی  $q'''$  را باید با استفاده از ضرائب تبدیل پیوسته به واحد  $\text{Btu/ft}^2 - \text{hr}$  تبدیل کرد. در راکتورهای حرارتی اغلب شکافت‌ها بانوترون‌های حرارتی رخ می‌دهد و در این حالت، بر طبق نتایج قسمت (۹-۵) انتگرال معادله (۶-۸) می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$q'''(r) = E_d \bar{\Sigma}_{fr} \Phi_T(r) \quad (7-8)$$

که  $\bar{\Sigma}_{fr}$  سطح مقطع شکافت هسته‌ای سوخت و  $\Phi_T(r)$  فلوی حرارتی است. در چارچوب محاسبات چندگروهی معادله (۶-۸) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$q'''(r) = E_d \sum_g \Sigma_{fg} \Phi_g(r) \quad (8-8)$$

که عمل جمع در تمام گروه‌ها انجام شده و علامات همانهایی است که در قسمت (۸-۵) به کار رفته است.

توزیع فضائی فلو، البته، بستگی به شکل هندسی و ساختمان راکتور دارد. به هر حال، بسیاری از محاسبات انتقال حرارت در حالات نظری یک استوانه لخت محدود انجام گرفته است. برای یک راکتور حرارتی، فلوی حرارتی به صورت زیر است (جدول ۶-۲)

$$\Phi_T(r, z) = \frac{2r_1 r_2 P}{E_R \bar{\Sigma}_f V} J_0 \left( \frac{2.405 r}{R} \right) \cos \left( \frac{\pi z}{H} \right) \quad (9-8)$$

که  $P$  قدرت کل راکتور برحسب ژول،  $E_R$  انرژی دریافتی هر شکافت برحسب ژول،  $V$  حجم راکتور برحسب سانتیمتر مکعب،  $R$  و  $H$  ابعاد خارجی برحسب سانتیمتر است. در به دست آوردن معادله (۹-۸) فرض شد که سوخت به طور همسان در قلب راکتور توزیع شده است و  $\bar{\Sigma}_f$  مقدار سطح مقطع ماکروسکوپی شکافت این مخلوط برحسب  $(\text{cm}^{-1})$  است.

معادله (۹-۸) را می‌توان برای تعیین تقریبی فلو، در یک راکتور در جایی که سوخت در میله‌های مجزا سوخت قرار دارند به کاربرد، به شرط این که  $\bar{\Sigma}_f$  برای مخلوط همسان معادل محاسبه شده باشد. به عنوان مثال، فرض کنید که  $n$  میله سوخت به شعاع  $a$  و طول  $H$ ، ارتفاع

\* اصطلاحات زیر برای تولید حرارت و جریان در منابع انتقال حرارت به خوبی آشنا است و در این فصل به کار خواهند رفت:

$q'''$ : چگالی قدرت، میزان تولید انرژی در واحد حجم،  $\text{Btu/ft}^2 - \text{hr}$

$q''$ : فلوی گرمائی،  $\text{Btu/ft}^2 - \text{hr}$

$q'$ : قدرت خطی؛  $\text{Btu/ft} - \text{hr}$

$q$ : میزان انتقال حرارت  $\text{Btu/hr}$

قلب، وجود دارند. سپس اگر  $\bar{\Sigma}_{f_r}$  سطح مقطع ماکروسکوپی شکافت هسته‌ای میله باشد، سطح مقطع شکافت کل در تمام قلب برابر است با  $\bar{\Sigma}_{f_r} \times \pi a^2 H$ . بنابراین مقدار متوسط  $\bar{\Sigma}_f$  قلب برابر است با

$$\bar{\Sigma}_f = \frac{\bar{\Sigma}_{f_r} \pi a^2 H}{\pi R^2 H} = \frac{\bar{\Sigma}_{f_r} a^2}{R^2} \quad (10-8)$$

و فلو عبارت است از

$$\begin{aligned} \Phi_T(r, z) &= \frac{v_{12} P R^2}{E_R \bar{\Sigma}_{f_r} V a^2 n} J_0\left(\frac{v_{12} \cdot 0.5 r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \\ &= \frac{v_{12} P}{E_R \bar{\Sigma}_{f_r} H a^2 n} J_0\left(\frac{v_{12} \cdot 0.5 r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \end{aligned} \quad (11-8)$$

که  $V = \pi R^2 H$  است.

وقتی رابطه  $\Phi_T$  را در معادله (11-8) در معادله (7-8) قرار دهیم، میزان تولید گرما در واحد حجم میله سوخت به صورت زیر درمی‌آید

$$q'''(r, z) = \frac{v_{12} P E_d}{H a^2 n E_R} J_0\left(\frac{v_{12} \cdot 0.5 r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \quad (12-8)$$

باید یادآور شد که در این روش برای به دست آوردن  $q'''$  هر تغییر فلو در عرض میله‌های سوخت در نظر گرفته نشده است. بستگی  $q'''$  به  $r$  در معادله (12-8) تغییر فلو را از یک میله به میله دیگر در طول قطر قلب - نه در طول هر میله سوخت، به دست می‌دهد. در حقیقت با داشتن مشتق معادله (12-8)  $q'''$  را باید در سر تا سر هر میله ثابت در نظر گرفت. این فرض خطای قابل ملاحظه‌ای در محاسبات انتقال حرارت ایجاد نمی‌کند، به ویژه برای میله‌های با قطر کوچک، کم جذب (با درجه غنی بودن کم) که معمولاً در راکتورهای قدرت به کار می‌رود.

از معادله (12-8) پیداست که حداکثر میزان تولید گرما در وسط ( $Z=0$ ) میله مرکزی ( $r=0$ ) رخ می‌دهد. در این حالت، هر دو تابع در معادله (12-8) یکی هستند و حداکثر مقدار  $q'''$  عبارت است از

$$q'''_{\max} = \frac{v_{12} P E_d}{H a^2 n E_R} \quad (13-8)$$

حداکثر شدت تولید گرما در میله غیر مرکزی ( $r \neq 0$ ) از رابطه زیر به دست می‌آید

$$q'''_{\max}(r) = q'''_{\max} J\left(\frac{v_{12} \cdot 0.5 r}{H}\right) \quad (14-8)$$

\* یادآور می‌شود که سطح مقطع ماکروسکوپی سطح مقطع برای واحد حجم است.

میزان کل تولیدگرما در هر سبیل سوخت از انتگرال زیر به دست می آید.

$$q_r(r) = \pi a^2 \int_{-H/2}^{H/2} q'''(r, z) dz$$

معادله (۱۲-۸) را در رابطه بالا قرار می دهیم داریم

$$\begin{aligned} q_r(r) &= \frac{1.716 \pi P E_d}{H n E_R} J_0 \left( \frac{2.44 \cdot 0.5 r}{H} \right) \int_{-H/2}^{H/2} \cos \left( \frac{\pi z}{H} \right) dz \\ &= \frac{2.22 P E_d}{n E_R} J_0 \left( \frac{2.44 \cdot 0.5 r}{H} \right) \quad (15-8) \end{aligned}$$

روابط بالا برای راکتور استوانه ای لغت برای محاسبات تولیدگرما در یک راکتور حقیقی نباید جدی گرفته شود. بویژه، معادله (۱۳-۸) مقدار  $q'''_{max}$  را برای یک راکتور بازتابنده یا با سوخت غیریکنواخت بیشتر از واقع پیش بینی می کند در این راکتور نسبت فلوی حداکثر به متوسط کوچکتر از مقدار مربوط در یک راکتور لغت است (قسمت ۶-۳). برای دیدن این اثر، ابتدا یادآوری می کنیم که

$$q'''_{max} = \bar{\Sigma}_f E_d \Phi_{max} \quad (16-8)$$

که  $\Phi_{max}$  مقدار حداکثر فلوی حرارتی است. قدرت کل راکتور از رابطه زیر به دست می آید

$$P = \bar{\Sigma}_f E_R \Phi_{av} V \quad (17-8)$$

که  $\Phi_{av}$  فلوی حرارتی متوسط و  $\bar{\Sigma}_f$  سطح مقطع شکافت ماکروسکپی در تمام حجم  $V$  قلب راکتور متوسط گیری شده است. از تقسیم معادله (۱۶-۸) به معادله (۱۷-۸) داریم

$$q'''_{max} = \frac{P \bar{\Sigma}_f E_d \Phi_{max}}{\bar{\Sigma}_f E_R \Phi_{av} V} = \frac{P \bar{\Sigma}_f E_d \Omega}{\bar{\Sigma}_f E_R V} \quad (18-8)$$

که  $\Omega$  نسبت فلوی حداکثر به متوسط است. بالاخره، با استفاده از معادله (۱۸-۸) برای  $\bar{\Sigma}_f$  رابطه زیر به دست می آید.

$$q'''_{max} = \frac{P E_d R^2 \Omega}{a^2 n V E_R} = \frac{P E_d \Omega}{\pi H a^2 n E_R} \quad (19-8)$$

مثلا، فرض می کنیم که  $\Omega = 2.44$ ، مقدار منطقی برای یک راکتور واقعی باشد. از مقایسه دو معادله (۱۳-۸) و (۱۹-۸) دیده می شود که

$$(q'''_{max})_{act} = \frac{\Omega}{1.716 \pi} (q'''_{max})_{bare} \approx \frac{2}{3} (q'''_{max})_{bare}$$



مثال ۳-۸ ابعاد امتداد یافته یک راکتور آب تحت فشار عبارتند از  $R=۶۷$  اینچ،  $H=۱۴۴$  اینچ راکتور با قدرت حرارتی  $۱۸۹۳ MW$  کار می کند. راکتور حاوی  $۱۹۳$  مجموعه سوخت است، که هر کدام محتوی  $۲.۴$  میله سوخت  $UO_2$  به قطر  $۰.۴۲$  اینچ است. با فرض این که مجموعه های سوخت به طور یکنواخت در سرتاسر قلب توزیع شده اند، شدت کل تولید انرژی و حداکثر شدت تولید انرژی در میله ای که در (الف) محور راکتور (ب)  $۲.۰$  اینچ از محور راکتور قرار دارد، حساب کنید

حل: (الف) در داخل راکتور مجموعاً  $n=۱۰۹ \times ۲.۴=۲۹۳۷۲$  میله سوخت وجود دارد. با فرض این که  $E_d=۱۸۰ Mev$  و  $E_R=۲۰۰ Mev$ ، معادله (۸-۱۰) در  $\tau=۰$  مقدار حرارت را برابر زیر به دست می دهد

$$q_r(0) = \frac{۲۹۳۷۲ \times ۱۸۹۳ \times ۱۸۰}{۲۹۳۷۲ \times ۲۰۰} = ۰.۱۰ Mw$$

$$= ۳۹۴۳ \times ۱۰^۰ Btu/hr$$

از مقایسه معادلات (۸-۱۳) و (۸-۱۴) و (۸-۱۵) دیده می شود که

$$q'''_{max} = \frac{1}{\sqrt{Ha^2}} q_r(0)$$

بنابراین

$$q'''_{max} = \frac{۳۹۴۳ \times ۱۰^۰}{۲ \times \frac{۱۴۴}{۱۲} \times \left(\frac{۰.۲۱}{۱۲}\right)^2} = ۴۶۶ \times ۱۰^۰ Btu/ft^3-hr$$

(ب) برای به دست آوردن نتایج مشابه برای میله ای که در  $\tau=۲.۰$  اینچی محور مرکزی قرار دارد. فقط کافی است جوابهای بالا را در ضربی که معادلات (۸-۱۴) و (۸-۱۵) ظاهر می شود ضرب کرد یعنی

$$J_0\left(\frac{۲.۱۴۰۰\pi}{R}\right) = J_0\left(\frac{۲.۱۴۰۰ \times ۲.۰}{۶۷}\right) = J_0(۰.۶۱۸) = ۰.۸۷۰$$

لذا برای این میله

$$q_r(۲.۰) = ۳۹۴۳ \times ۱۰^۰ \times ۰.۸۷۰$$

$$= ۳۴۰۰ \times ۱۰^۰ Btu/hr$$

و

$$q'''_{max}(۲.۰) = ۴۶۶ \times ۱۰^۰ \times ۰.۸۷۰$$

$$= ۴۰۸ \times ۱۰^۰ Btu/ft^3-hr$$

## گرمای تابش‌ها

به‌طوری‌که اشاره شد حدود ۱ درصد انرژی دریافتی شکافت در خارج از سوخت جذب می‌شود. در راکتورهای حرارتی، انرژی جنبشی نوترون‌های شکافت در کندکننده و خنک‌کننده به همان توزیعی که شکافت رخ می‌دهد کم و بیش جذب می‌شوند. به‌هرحال فقط ۳-۲ درصد انرژی شکافت به این شکل ظاهر می‌شود و اغلب فرض می‌شود که این انرژی جنبشی در سرتاسر قلب راکتور به‌طور توزیع یکنواخت جذب می‌شود.

محاسبه جذب انرژی اشعه‌گاما با برد بلندتر مشکل‌تر می‌باشد. این کار با انجام انتگرال گیری زیر تعیین می‌شود.

$$q'''(r) = \int \Phi_{\gamma}(r, E_{\gamma}) E_{\gamma} \mu_a(E_{\gamma}) dE_{\gamma} \quad (20-8)$$

که  $\Phi_{\gamma}(r, E_{\gamma})$  فلوی اشعه‌گاما برحسب موقعیت و انرژی و  $\mu_a(E_{\gamma})$  ضریب جذب خطی است. محاسبه  $\Phi_{\gamma}(r, E_{\gamma})$  به‌علت برخوردهای متعدد کمپتونی پیچیده است و این موضوع در فصل ۱۰ بحث خواهد شد. در نواحی بدون چشمه خارج از قلب، نظیر حفاظ حرارتی یا محفظه فولادی، فلوی اشعه‌گاما تقریباً به‌صورت اکسپانسیل کاهش می‌یابد، به شرط این که ضخامت ناحیه مورد بحث از چند پویش آزاد متوسط بیشتر نباشد.

در این حالت

$$q'''(r) = \int e^{-\mu_a(E_{\gamma})r} \Phi_{\gamma 0}(E_{\gamma}) E_{\gamma} \mu_a(E_{\gamma}) dE_{\gamma} \quad (21-8)$$

در این رابطه  $\Phi_{\gamma 0}(E_{\gamma})$  فلوی اشعه‌گاما ورودی به ناحیه برحسب انرژی آن است. معادله (۲۱-۸) را معمولاً با تقسیم طیف انرژی اشعه‌گاما به گروه‌هایی حساب می‌کنند. این روش در قسمت ۱۱-۱ تشریح می‌شود.

## گرمای حاصل از تجزیه پاره‌های شکافت هسته‌ای

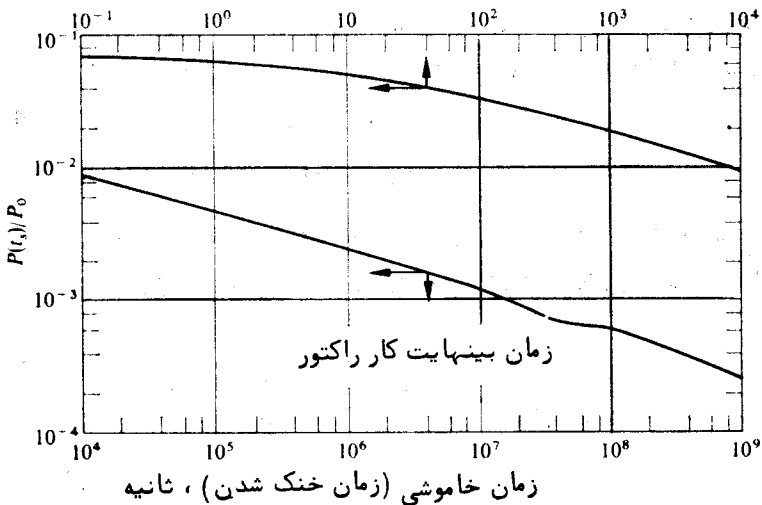
چند روز پس از شروع کار راکتور، تابش‌های بتا و گاما حاصل از تجزیه پاره‌های شکافت به حدود ۷ درصد کل قدرت حرارتی خروجی راکتور می‌رسد. وقتی راکتور خاموش می‌شود، پاره‌های شکافت تجمع یافته به تجزیه ادامه می‌دهند و انرژی پس می‌دهند. انرژی حاصل از تجزیه پاره‌های شکافت به‌طور مطلق قابل ملاحظه می‌باشند و وسیله‌ای برای خنک کردن قلب راکتور پس از خاموشی برای تمام راکتور، بجز آنهایی که در قدرت کم کار می‌کند، باید تعبیه شود. اگر چنین کاری انجام نگیرد، درجه حرارت سوخت به آن نقطه می‌رسد که یکپارچگی سوخت و پاره‌های شکافت آزاد می‌شوند.

یک راکتور را در نظر می‌گیریم که با قدرت ثابت  $P_0$  به مدت کافی کار کرده است به نحوی که غلظت پاره‌های شکافت رادیواکتیو در آن به حالت تعادل رسیده است. از آنجا که میزان تولید پاره‌های شکافت متناسب با قدرت راکتور است، نتیجه می‌شود که اکتیویته پاره‌های شکافت در هر زمان پس از خاموشی راکتور متناسب با قدرت راکتور  $P_0$  است. بنابراین نسبت  $P(t_s)/P_0$ ، قدرت حاصل از اشعه صادره از پاره‌های شکافت در زمان  $t_s$  پس از خاموشی می‌باشد، مستقل از  $P_0$  است. شکل (۳-۸) این نسبت را بر حسب تابعی از  $t_s$ ، بر حسب ثانیه، برای یک راکتور حرارتی، سوخت  $^{235}\text{U}$  نشان می‌دهد. این شکل بر اساس انرژی دریافتی  $200\text{Mev}$  در مقابل هر شکافت است.

شکل (۳-۸) نیز مقادیر قدرت حاصل از تجزیه پاره‌های شکافت را برای راکتوری که مدت معین  $t_0$  کار کرده و سپس خاموش شده است به دست می‌دهد. نسبت  $P(t_0, t_s)/P_0$ ،  $t_s$ ، زمان خنک شدن (راکتور خاموش)، از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\frac{P(t_0, t_s)}{P_0} = \frac{p(t_s)}{P_0} \left[ \frac{p(t_0 + t_s)}{P_0} \right] \quad (22-8)$$

دو عبارت سمت راست معادله از شکل (۳-۸) به دست می‌آید.



شکل ۳-۸ نسبت  $p(t_s)/P_0$ ، قدرت حاصل از تجزیه پاره شکافت به قدرت کار راکتور بر حسب زمان  $t_s$  پس از خاموشی (کمیته فرعی ANS-۵ انجمن هسته‌ای آمریکا سال ۱۹۶۸) اگر یک راکتور با سوخت  $^{235}\text{U}$  حاوی مقدار زیادی  $^{238}\text{U}$  باشد، به طوری که بسیاری از راکتورها همین طورند، تجزیه  $^{239}\text{U}$  و  $^{241}\text{Np}$  که در نتیجه جذب نوترون‌هایی در  $^{238}\text{U}$  به وجود آمده‌اند، باید به حساب آیند. با استفاده از معادلات تجزیه مواد رادیواکتیو

به دست آمده در فصل ۲ به آسانی می توان نشان داد که :

$$\frac{P_{۲۹}}{P_0} = ۲۲۸ \times ۱۰^{-۲} C \left( \frac{\sigma_{۲۹0}}{\sigma_{f۲0}} \right) [1 - e^{-۴۹۱ \times ۱۰^{-۴} t_0}] e^{-۴۹۱ \times ۱۰^{-۴} t_8} \quad (۲۳-۸)$$

$$\frac{P_{۳۹}}{P_0} = ۲۲۱۷ \times ۱۰^{-۲} C \left( \frac{\sigma_{۳۹0}}{\sigma_{f۳0}} \right) [(1 - e^{-۳۴۱ \times ۱۰^{-۶} t_0}) e^{-۳۴۱ \times ۱۰^{-۶} t_8} - ۷ \times ۱۰^{-۲} (1 - e^{-۴۹۱ \times ۱۰^{-۴} t_0}) e^{-۴۹۱ \times ۱۰^{-۴} t_8}] \quad (۲۴-۸)$$

در این معادلات  $P_{۲۹}$  و  $P_{۳۹}$  قدرت حاصل از تجزیه  $^{۲۳۹}\text{U}$  و  $^{۲۳۹}\text{Np}$  هستند،  $C$  ضریب تبدیل برای راکتور و  $\sigma_{۲۹0}$  و  $\sigma_{۳۹0}$  به ترتیب سطح مقطع های حرارتی موثر جذب و شکافت  $^{۲۳۹}\text{U}$  هستند. زمان های  $t_0$  و  $t_8$  بر حسب ثانیه می باشند.

مثال ۸-۴ یک راکتور معین با سوخت  $^{۲۳۵}\text{U}$  در قدرت  $۸۲۰ \text{ MW}$  به مدت ۱۰ سال کار می کند و سپس خاموش می شود. (الف) با استفاده از شکل (۳-۸) انرژی تجزیه را در زمان های زیر حساب کنید، در زمان خاموش شدن، یک ساعت پس از خاموش شدن، و یک سال پس از خاموش شدن (ب) اگر ضریب تبدیل برای راکتور  $C = ۰.۸۸$  باشد سهم  $^{۲۳۹}\text{U}$  و  $^{۲۳۹}\text{Np}$  به انرژی تجزیه در زمان های بالا چقدر خواهد بود؟

حل : (الف) در این  $P_0 = ۸۲۰ \text{ MW}$

$$t_0 = ۱۰ \text{ سال} = ۱۰ \times ۳۱۶ \times ۱۰^۷ = ۳۱۶ \times ۱۰^۷ \text{ ثانیه}$$

در لحظه خاموش شدن  $t_8 = ۰.۱$  ثانیه (کوتاهترین زمان در شکل (۳-۸) و با استفاده از معادله (۲۲-۸) داریم

$$\frac{P}{P_0} = \frac{P(0.1)}{P_0} - \frac{P(۳۱۶ \times ۱۰^۷)}{P_0}$$

از شکل (۳-۸) مقدار

$$\frac{P}{P_0} = ۰.۰۷۰ - ۰.۰۰۰۷ \approx ۰.۰۷۰$$

به دست می آید و

$$P = ۸۲۰ \times ۰.۰۷۰ = ۵۷.۴ \text{ MW}$$

برای  $t_8 = ۳۶۰۰$  ثانیه

$$\frac{P}{P_0} = \frac{P(3600)}{P_0} - \frac{P(474 \times 10^7)}{P_0}$$

$$= 0.014 - 0.0007 \approx 0.014$$

بنابراین

$$P = 820 \times 0.014 = 11.5$$

بالاخره برای یکسال

$$t_0 + t_8 = 79 \times 10^7 \quad \text{ثانیه} \quad t_8 = 316 \times 10^7$$

$$\frac{P}{P_0} = \frac{P(316 \times 10^7)}{P_0} - \frac{P(79 \times 10^7)}{P_0}$$

$$= 0.00079 - 0.00063 = 0.00016$$

$$P = 820 \times 0.00016 = 0.132 \text{ MW}$$

(ب) اگر از اختلاف ناشی از ضریب غیر  $\frac{1}{V}$  در مورد  $\bar{\sigma}_{20}$  و  $\bar{\sigma}_{40}$  صرف نظر کنیم

$$\frac{\bar{\sigma}_{20}}{\bar{\sigma}_{40}} = \frac{681}{582} \quad \text{است. با } t_0 = 474 \times 10^7 \text{ ثانیه، اکسپنانتسیل داخل پرانتز معادله}$$

(۲۳-۸) ناچیز خواهد بود و نسبت برای  $t_8 = 0$  از معادله (۲۳-۸) به دست می آید

$$\frac{P_{29}}{P_0} = 2728 \times 10^{-3} \times 0.88 \times \frac{681}{582} = 2730 \times 10^{-3}$$

در این صورت

$$P_{29} = 820 \times 2730 \times 10^{-3} = 1990 \text{ MW}$$

قدرت پس از یک ساعت برابر است با

$$P_{29} = 1990 \exp[-49 \times 10^{-4} \times 3600] = 0.33 \text{ MW}$$

باقرار دادن  $t_8$  برابر یکسال  $P_{29} \approx 0$  است زیرا نیمه عمر  $U^{239}$  برابر ۲۳۰ دقیقه است.

برای تعیین  $P_{29}$  از معادله (۲۴-۸) استفاده می شود و محاسبه خیلی ساده و نتایج

عبارتند از:

در لحظه خاموش شدن، قدرت را کتور  $1984 \text{ MW}$ ، پس از یک ساعت حدود  $1984 \text{ MW}$  و پس از یک سال حدود صفر است.

### ۳-۸ انتقال حرارت به وسیله هدایت

دورسازی حرارت از راکتور با دو طریق اساساً متفاوت، هدایت و جابجائی حرارت انجام

می‌گیرد. در فرآیند هدایت، حرارت در نتیجه اختلاف درجه حرارت موجود در یک جسم از یک قسمت به قسمت دیگر انتقال می‌یابد - جنبش بزرگی در هیچ قسمت جسم رخ نمی‌دهد. براساس این روش، که در این قسمت بحث می‌شود، حرارت تولید شده در سوخت به سطح میله انتقال می‌یابد. از طرف دیگر جابجائی حرارت شامل انتقال حرارت به یک مایع یا گاز متحرک است که نیز در نتیجه اختلاف درجه حرارت می‌باشد. بعداً این حرارت در محل دیگری پس داده می‌شود. بنابراین حرارتی که به سطح میله سوخت هدایت می‌شود به خنک کننده منتقل می‌شود و در اثر جابجائی از دستگاه خارج می‌گردد. این نوع انتقال حرارت به وسیله جابجائی در قسمت ۴-۸ بحث می‌شود.

برای تکمیل مطلب، باید یادآور شد که گرما نیز می‌تواند در نتیجه تابش حرارتی در خلا یا محیط رقیق بین جسم داغ‌تر و سردتر انتقال یابد. به هر حال، این فرایند از اهمیت کمی برخوردار است مگر در بعضی راکتورهای گازی و بیش از این بحث نخواهد شد.

### معادله هدایت حرارت

رابطه بنیادی هدایت حرارت قانون فوریه<sup>۱</sup> می‌باشد که برای یک محیط ایزوترپ به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$q'' = -k \text{grad} T \quad (۲۰-۸)$$

در این رابطه  $q''$  فلوی حرارتی خوانده می‌شود، و طبق تعریف  $\vec{n}$ ،  $\vec{q}'$  برابر با میزان جریان حرارت از واحد سطح می‌باشد،  $\vec{n}$  بردار یکه عمود به طرف خارج سطح است لذا  $q''$  کاملاً شبیه بردار چگالی جریان نوترون تعریف شده در فصل ۵ است. در دستگاه آحاد انگلیسی واحد  $q''$  برابر  $\text{Btu/ft}^2 - \text{hr}$  است. پایای  $k$  در معادله (۲۰-۸) ضریب هدایت حرارتی<sup>۲</sup> نامیده می‌شود و واحد آن  $\text{Btu/ft} - \text{hr}^\circ\text{F}$  است. مقادیر  $k$  برای تعدادی از مواد مهم در پیوست ۴ داده شده است. به طور کلی  $k$  تابعی است از درجه حرارت. البته تابع  $T$  در معادله (۲۰-۸) درجه حرارت بر حسب فارنهایت می‌باشد. تشابه بین معادله (۲۰-۸) و قانون پخش فیک کاملاً مشهود است.

حال یک حجم دلخواه  $V$  از ماده که حداقل در قسمتی از آن حرارت تولید می‌شود در نظر می‌گیریم. با توجه به اصل بقا انرژی<sup>۳</sup> میزان خالص جریان حرارت به خارج از سطح  $V$ ، در حالت پایدار، باید برابر میزان کل تولید حرارت در داخل  $V$  باشد. اگر این حالت برقرار باشد، درجه حرارت ماده تغییر می‌کند و بنابراین ماده در حالت پایدار نخواهد بود. معادله آن

۱- Fourier's Law

۲- Thermal Conductivity

۳- Energy Conservation

به صورت زیر خواهد بود :

$$0 = [\text{میزان تولید حرارت در داخل } V] - [\text{میزان خالص جریان حرارت به خارج از } V] \quad (۲۶-۸)$$

میزان خالص جریان حرارت به خارج از  $V$  برابر است با

$$HF = \int_A \vec{q}'' \cdot \vec{n} dA \quad (۲۷-۸)$$

که بردار  $\vec{q}''$  قبلاً تعریف شده است،  $n$  بردار یکه عمود بر سطح است و انتگرال روی تمام سطح انجام گرفته است. با استفاده از قضیه دیورژانس<sup>۱</sup> معادله (۲۷-۸) را می توان به صورت زیر نوشت

$$HF = \int_V \text{div} \vec{q}'' dV \quad (۲۸-۸)$$

میزان کل تولید گرما در حجم  $V$  برابر است با

$$HP = \int_V q''' dV \quad (۲۹-۸)$$

که در این رابطه  $q'''$  میزان تولید گرما در واحد حجم است.

با قراردادن معادله (۲۸-۸) و (۲۹-۸) در معادله (۲۶-۸) و با توجه به این که انتگرال گیری در تمام حجم، حجم های دلخواه، انجام گرفته است و داخل انتگرال باید برابر مقدار زیر باشد

$$\text{div} \vec{q}'' - q''' = 0 \quad (۳۰-۸)$$

این معادله معروف به معادله پیوستگی حالت پایدار<sup>۲</sup> انتقال حرارت می باشد و مشابه به معادله پیوستگی (۲۰-۵) است که در قسمت (۳-۵) در مورد پخش نوترون بحث شد. در این صورت، در معادله (۳۰-۸) عبارتی مشابه عبارت جذب نوترون وجود ندارد، زیرا حرارت در داخل محیط نظیر نوترون که جذب می شود ناپدید نمی گردد.

وقتی معادله فوریه (۲۵-۸) را در معادله (۳۰-۸) قرار می دهیم نتیجه را بر  $k$  که مقدار ثابتی فرض می شود تقسیم می کنیم نتیجه به صورت زیر است:

$$\nabla^2 T + q'''/k = 0 \quad (۳۱-۸)$$

این معادله هدایت حرارت حالت پایدار خوانده می شود و شبیه معادله پواسون<sup>۳</sup> است. در

۱- Divergence Theorem

۲- Steady State Equation of Continuity

۳- Poisson's Equation

ناحیه‌ای که چشمه‌های گرما وجود ندارد  $q''' = 0$  بوده و معادله (۸-۳۱) تبدیل به معادله زیر می‌شود:

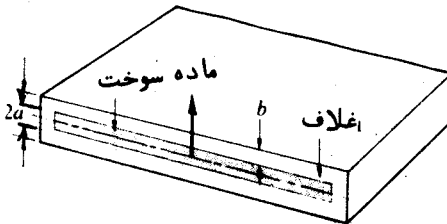
$$\nabla^2 T = 0 \quad (۸-۳۲)$$

که همان معادله لاپلاس است.

حال این نتایج را در مورد چند مساله مورد توجه در راکتورهای هسته‌ای به کار می‌بریم. یکی از مسائل اصلی، به طوری که دیده خواهد شد محاسبه حرارتی است که در درجه حداکثر میله سوخت از میله سوخت به خارج هدایت شده وارد خنک کننده شود. به طوری که در مقدمه این فصل اشاره شد حداکثر درجه حرارت میله سوخت یک شرط قبلی است که باید به دلائل ایمنی از آن تجاوز نشود.

### میله‌های سوخت صفحه‌ای

ابتدا یک میله سوخت صفحه‌ای یا لوله‌ای شکل مطابق شکل (۸-۴) را در نظر می‌گیریم میله شامل یک ورقه وسطی سوخت (مغز) به ضخامت  $2a$  که اطراف آن را غلافی به ضخامت  $b$  پوشانده است. فرض می‌شود که گرما به طور یکنواخت در داخل سوخت با شدت  $q''' \text{ Btu/ft}^3 - \text{hr}$  تولید می‌شود و این که درجه حرارت به یک توزیع پایدار در سرتاسر میله سوخت رسیده است.



شکل ۸-۴ میله سوخت صفحه‌ای

ضخامت چنین میله‌ای معمولاً نسبت به عرض و طول میله کوچک است. بنابراین، منطقی است که از خروج حرارت از لبه‌های طرفین دو انتها صرف نظر می‌کنیم. به اختصار می‌توان گفت که گرما فقط در راستای  $x$ ،  $x$  خط عمود بر سطح صفحه سوخت است و از مرکز آن می‌گذرد به خارج جریان پیدا می‌کند (شکل ۸-۴). توزیع درجه حرارت در سوخت به کمک معادله پواسون در یک راستا تعیین می‌شود.

$$\frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{q'''}{k_f} = 0 \quad (۸-۳۳)$$

$k_f$  ضریب هدایت حرارتی سوخت است.



دو شرط مرزی را باید با معادله دیفرانسیل مرتبه دوشبیه (۳۳-۸) مشخص کرد. در این مساله آنها عبارتند از :

$$(۱) \quad T(0) = T_m$$

$T_m$  حداکثر درجه حرارت (مرکز) سوخت است.

(۲)  $dT/dx = 0$  در  $x = 0$   
 شرط دوم در تقارن مساله نتیجه می شود که جریان خالص حرارت در مرکز سوخت صفر است. بادوبار انتگرال گیری از معادله (۳۳-۸) جواب عمومی به دست می آید

$$T = -\frac{q'''}{2k_f}x^2 + C_1x + C_2$$

که  $C_1$  و  $C_2$  اعداد ثابتی هستند. با قرار دادن  $x = 0$  مقدار  $T_m = C_2$  به دست می آید. همچنین با توجه به شرط ۲،  $C_1$  باید برابر صفر در نظر گرفته شود. بنابراین درجه حرارت داخل سوخت

$$T = T_m - \frac{q'''}{2k_f}x^2 \quad (۲۴-۸)$$

است. با استفاده از این معادله، درجه حرارت سطح سوخت  $T_s$  (در سطح مشترک سوخت غلاف) را می توان به دست آورد. با قرار دادن  $x = a$  در معادله (۲۴-۸) داریم :

$$T_s = T_m - \frac{q'''a^2}{2k_f} \quad (۳۵-۸)$$

میزان کل تولید حرارت در داخل سوخت برابر  $q'''$  ضرب در حجم سوخت  $2Aa$  است که  $A$  سطح یک طرف سوخت می باشد. در حالت پایدار تمام حرارت تولید شده در سوخت از سوخت خارج می شود. بنابراین مقدار گرمای خارج شده از یک سطح سوخت برابر است با

$$q = q'''Aa \quad (۳۶-۸)$$

این نتیجه را نیز می توان با استفاده از قانون فوریه از معادله (۳۴-۸) به دست آورد. لذا فلوئید گرمایی (از واحد سطح) از رابطه زیر به دست می آید.

$$q'' = -k_f \frac{dT}{dx}$$

که مشتق را باید در  $x = a$  حساب کرد. با قرار دادن معادله (۳۴-۸) در رابطه بالا و انجام دیفرانسیل معادله زیر به دست می آید

$$q'' = q'''a$$

مقدار کل میزان فلوئید حرارت به خارج از یک سمت سوخت برابر است با

$$q = q''A = q'''Aa$$

که همان معادله (۳۶-۸) است.

گاهی بهتر است معادله (۳۶-۸) را به صورتی بنویسیم که  $q'''$  از طریق معادله (۳۵-۸) حذف شود. لذا  $q'''$  را از معادله (۳۵-۸) به دست آورده نتیجه را در معادله (۳۶-۸) قرار می دهیم

$$q = \frac{T_m - T_s}{a / (rk_f A)} \quad (۲۷ - ۸)$$

این رابطه را می توان شبیه قانون اهم در الکتریسته به عنوان قانون انتقال حرارت ( در ترمو دینامیک) در نظر گرفت

$$I = \frac{V}{R} \quad (۳۸ - ۸)$$

که  $I$  جریان برق و  $V$  اختلاف پتانسیل و  $R$  مقاومت است. در این حالت، در معادله  $q$  جای  $(T_m - T_s)$  و  $I$  جای اختلاف پتانسیل را می گیرد و  $\frac{a}{rk_f A}$  مقاومت حرارتی است. ارزش این تشابه به زودی معلوم خواهد شد.

برگشت به توزیع درجه حرارت در غلاف میله سوخت صفحه ای نشان داده در شکل (۴-۸) ابتدا دیده خواهد شد که چون در این ناحیه کمی یا هیچ حرارتی تولید نمی شود  $q''' = 0$  است و معادله هدایت تبدیل به معادله زیر می شود:

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = 0 \quad (۳۹ - ۸)$$

این ساده ترین شکل معادله لاپلاس یعنی معادله (۳۲-۸) می باشد. حال شرایط مرزی را در نظر میگیریم

$$(۱) \quad T(a) = T_s$$

$$(۲) \quad T(a+b) = T_c$$

که  $T_c$  درجه حرارت در سطح خارجی غلاف است.

با انتگرال گیری دوبرتبه از معادله (۳۹-۸) داریم

$$T = C_1 x + C_2$$

مقادیر ثابت  $C_1$  و  $C_2$  با توجه به شرایط ۱ و ۲ به آسانی محاسبه می شوند و رابطه نهائی

برای  $T$  عبارت است از

$$T = T_s - \frac{x-a}{b} (T_s - T_c) \quad (۴۰ - ۸)$$

باید یاد آور شد که تابع توزیع درجه حرارت در داخل غلاف بدون چشمه تابعی از مکان است

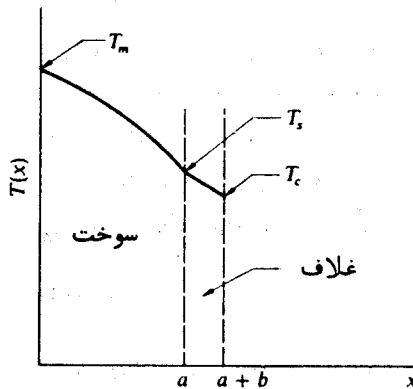
در حالی که در داخل سوخت تابع درجه دو می باشد، توزیع درجه حرارت در داخل میله سوخت در شکل (۵-۸) نشان داده شده است.

از آنجا که هیچ گونه چشمه حرارت یا جاذب حرارت در داخل غلاف وجود ندارد، تمام حرارت از سوخت به سطح غلاف هدایت می شود. این میزان جریان گرما را می توان از ضرب فلوی حرارتی، که با استفاده از قانون فوریه در معادله (۸-۴) به دست می آید در سطح میله سوخت حساب کرد. نتیجه به صورت زیر است.

$$q = \frac{k_c A}{b} (T_s - T_c) \quad (۸-۴۱)$$

$k_c$  ضریب هدایت حرارتی غلاف است. اگر معادله (۸-۴۱) را به صورت زیر بنویسیم

$$T_s - T_c = q \left( \frac{b}{k_c A} \right)$$



شکل (۵-۸) توزیع درجه حرارت در ضخامت تیغه سوخت

و معادله (۸-۳۷) به صورت زیر درمی آید

$$T_m - T_s = q \left( \frac{a}{r k_f A} \right)$$

$T_s$  یک پایای قابل اندازه گیری ساده نیست از جمع دو معادله آخر حذف می شود و نتیجه به صورت زیر درمی آید

$$T_m - T_c = q \left( \frac{a}{r k_f A} + \frac{b}{k_c A} \right)$$

یا

$$q = \frac{T_m - T_c}{\frac{a}{r k_f A} + \frac{b}{k_c A}} \quad (۸-۴۲)$$

این رابطه میزان جریان گرما را از یک سطح تیغه سوخت برحسب اختلاف درجه حرارت بین مرکز و سطح تیغه رابده دست می دهد. درتشابه باقوانین برق  $(T_m - T_c)$  معادل اختلاف پتانسیل الکتریکی است

$$R = \frac{a}{rk_f A} + \frac{b}{k_c A} \quad (۴۳ - ۸)$$

برابر کل مقاومت سوخت و غلاف است.

معادله  $(۴۳ - ۸)$  نشان می دهد که وقتی گرما از داخل دوماده پی درپی عبور می کند، موقعیت شبیه پتانسیل الکتریکی سرتاسر دو مقاومت است که به طور پشت سرهم به هم متصل باشند و مقاومت کل برابر جمع دو مقاومت می باشد. این نتیجه به آسانی قابل تعمیم به هر تعداد از مواد پشت سرهم است - مقاومت کل گرمائی مجموع مقاومت های هر یک از آنهاست.

در بده دست آوردن معادله  $(۴۲ - ۸)$  به طور ضمنی فرض شد که سوخت و غلاف در نقطه تماس محکم به هم چسبیده اند. در این مورد، در بعضی از میله های سوخت یک لایه نازک از ماده چسبنده بین غلاف و سوخت در حالی که در دیگر میله های سوخت یک لایه نازک از گاز قرار دارد. مقاومت کل گرمائی در این حالت بیشتر است و با اضافه کردن یک عبارت مناسب مقاومت به معادله  $(۴۳ - ۸)$  مقاومت کل به دست می آید. اختلاف درجه حرارت  $(T_m - T_c)$  در این حالت برای یک جریان گرمایی معین از سطح میله سوخت بزرگتر است.

### میله سوخت استوانه ای

یک میله سوخت استوانه ای بلند به شعاع  $a$  که اطراف آن را غلاف به ضخامت  $b$  پوشانده در نظر می گیریم. در اینجا نیز فرض می کنیم که گرما با شدت ثابت  $q'''$  در داخل میله تولید می شود و اتلاف حرارت در غلاف وجود ندارد.

درجه حرارت در میله فقط تابعی از فاصله  $r$  از محور میله است به طوری که معادله هدایت حرارت در دستگاه مختصات استوانه ای به صورت زیر می باشد.

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{q'''}{k_f} = 0 \quad (۴۴ - ۸)$$

شرایط مرزی مربوط به این مساله عبارتند از:

۱-  $T$  در داخل میله غیر صفر است

$$T(0) = T_m - ۲$$

که  $T_m$  درجه حرارت وسط سوخت می باشد.

به آسانی می توان ثابت کرد که با جایگزین کردن جواب عمومی در معادله  $(۴۴ - ۸)$

رابطه زیر به دست می آید.

$$T = -\frac{q'''r^2}{4k_f} + C_1 \ln r + C_2$$

$C_1$  و  $C_2$  اعداد ثابتی هستند که باید تعیین شوند. با توجه به شرایط مرزی واضح است که  $C_2 = T_m$  و  $C_1 = 0$  می باشد. بنابراین درجه حرارت در داخل میله

$$T = T_m - \frac{q'''r^2}{4k_f} \quad (45-8)$$

است. بنابراین میزان تولید گرما در داخل میله برابر با میزان جریان گرما به خارج از میله است یعنی

$$q = \pi a' H q''' \quad (46-8)$$

که در این معادله  $H$  طول میله (تقریباً برابر با ارتفاع قلب راکتور) است. از حل معادله برای  $q'''$  و قرار دادن آن در معادله (45-8) و محاسبه آن در  $r=a$  که درجه حرارت  $T_s$  است داریم

$$q = \frac{T_m - T_s}{1/(4\pi H k_f)} \quad (47-8)$$

با توجه به معادله (47-8) مقاومت گرمایی سوخت برابر است با

$$R_f = \frac{1}{4\pi H k_f} \quad (48-8)$$

معادله هدایت گرمایی برای غلاف بصورت زیر است

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = 0$$

که جواب آن چنین است از

$$T = C_1 \ln r + C_2$$

با استفاده از شرایط مرزی

$$(1) \quad T(a) = T_s$$

$$(2) \quad T(a+b) = T_c$$

برای تعیین  $C_1$  و  $C_2$  رابطه زیر به دست می آید:

$$T = \frac{T_s \ln(a+b) - T_c \ln a - (T_s - T_c) \ln r}{\ln(1+b/a)} \quad (49-8)$$

برطبق قانون فوریه کل جریان گرما به خارج از غلاف برابر است با

$$q = -2\pi(a+b)Hk_c \frac{dT}{dr}$$

که در  $r = a+b$  به دست آمده است. با انجام دیفرانسیل از معادله (۸-۹۹) رابطه زیر نتیجه می شود:

$$q = \frac{2\pi Hk_c (T_s - T_c)}{\ln(1 + b/a)} \quad (8-100)$$

مقاومت حرارتی غلاف برابر است با:

$$R_c = \frac{\ln(1 + b/a)}{2\pi k_c H} \quad (8-101)$$

معمولاً  $b$  خیلی کوچکتر از  $a$  می باشد. در این حالت چون

$$\ln(1 + b/a) \approx \frac{b}{a}$$

است. معادله (۸-۱۰۱) را می توان به صورت زیر نوشت:

$$R_c \approx \frac{b}{2\pi a H k_c} \quad (8-102)$$

مقدار جریان گرمائی از سطح میله، برحسب اختلاف درجه حرارت بین مرکز سوخت و سطح غلاف، خارج می شود برابر است با:

$$q = \frac{T_m - T_c}{R_f + R_c} \quad (8-103)$$

که  $R_f$  از معادله (۸-۹۸) و  $R_c$  از معادله (۸-۱۰۱) یا (۸-۱۰۲) به دست می آیند. این نتیجه را می توان باحل معادله (۸-۹۷) برای  $(T_m - T_s)$  و حل معادله (۸-۱۰۰) برای  $(T_s - T_c)$  و جمع این دو رابطه کرد.

### چشمه های گرمایی تابع مکان

در محاسبات توزیع درجه حرارت و جریان حرارت در میله سوخت تیغه ای ولوله ای، فرض شد که حرارت با میزان ثابت  $q'''$  در سرتاسر سوخت ایجاد می گردد. درجه حرارت در طول میله خیلی زیاد تغییر نمی کند و می توان کل فلو حرارت خروجی از میله را با اختلاف درجه حرارت بین مرکز میله و سطح آن ارتباط داد.

در شکل ۲-۸ نشان داده شده است که  $q'''$ ، تقریباً مطابق رابطه زیر تغییر می کند

(معادلات ۱۲-۸ و ۱۳-۸)

$$q''' = q'''_{\max} \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \quad (۵۴-۸)$$

که  $z$  از نقطه‌ی میانی میله تعیین می‌شود. تغییرات  $q'''$  در راستای  $x$  و  $y$  میله سوخت تیغه‌ای ویا در راستای شعاعی میله سوخت استوانه‌ای ناچیز است. توزیع غیریکنواخت حرارت شبیه آنچه که در معادله (۵۴-۸) داده شده منجر به توزیع غیریکنواخت درجه حرارت در سرتاسر طول میله سوخت می‌شود - وواقعاً هم تا اندازه‌ای همین‌طور است. در هر حال، در یک راکتور قدرت خنک‌کننده در طول میله سوخت عبور می‌کند و درجه حرارت آن به‌طور قابل ملاحظه‌ای کمتر از درجه حرارت سوخت است و بنابراین تغییرات درجه حرارت در قطر میله به‌سراتب بیشتر از سوخت می‌رسد، و هیچ‌گونه جریان حرارتی وجود ندارد ویا به‌مقدار کم در راستای  $z$  وجود دارد. بنابراین، می‌توان محاسبات را در این قسمت برای حالتی که  $q'''$  تابعی از  $z$  است عمومیت داد. این کار را می‌توان با تقسیم نمودن  $q$  محاسبه نشده، کل حرارت جریان یافته به سطح میله، در سطح میله انجام داد. اگر فرض کنیم مقدار  $q'''$  مقدار ثابتی باشد، این کار مقدار  $q''$  مستقل از مکان را به دست می‌دهد، اما اگر  $q'''$  مقدار ثابتی نباشد  $q''$  نسبت به مکان تغییر می‌کند. مثلاً، اگر معادله (۵۶-۸) را بر  $2\pi(a+b)H$ ، سطح غلاف میله سوخت، تقسیم کنیم نتیجه عبارت است از

$$q''(z) = \frac{a^r}{r(a+b)} q'''(z) \quad (۵۵-۸)$$

این مقدار فلوی گرمایی را بر حسب تابعی از  $z$  به دست می‌دهد. به‌طور مشابه می‌توان  $q''(z)$  را بر حسب تابعی از اختلاف درجه حرارت  $(T_s - T_c)$ ، این دو درجه حرارت ممکن است تابعی از درجه حرارت باشند، از تقسیم معادله (۵۳-۸) بر  $2\pi(a+b)H$  به دست آورد:

$$q''(z) = \frac{T_m(z) - T_c(z)}{2\pi(a+b)H(R_f + R_c)} \quad (۵۶-۸)$$

**مثال ۸-۵** میله‌های سوخت راکتور مثال (۳-۸) شامل قطعاتی از سوخت به قطر ۴٫۴۰ اینچ است که دارای غلاف زیرکالوی، ۴٫۰۰ اینچ ضخامت، ۲۴٫۰۰ اینچ می‌باشد. هر میله ۱۲ فوت طول دارد. درجه حرارت وسط سوخت در نقطه میانی میله مرکزی برابر  $2970^\circ F$  می‌باشد. مطلوب است محاسبه (الف) جریان فلوی گرمایی به خارج از میله (به درجه خارجی میله سوخت).  
**حل:** (الف) از مثال ۳-۸ داریم که در نقطه میانی میله مرکزی

$$q''' = 4766 \times 10^6 \text{ Btu/ft}^3 - \text{hr}$$

$$\frac{0.024}{12} = 0.002 \text{ فوت است در حالی که ضخامت غلاف } \frac{0.21}{12} = 0.0175 \text{ سوخت}$$

قوت است. با استفاده از معادله (۵۵-۸) مقدار  $q''$  به دست می آید.

$$q'' = \frac{(0.0175)^2}{2(0.0175 + 0.002)} \\ = 2766 \times 10^{-6} \text{ Btu/ft}^2 \text{ - hr}$$

(ب) از جدول پیوست مقدار  $k_f = 171 \text{ Btu/ft}^2 \text{ - hr}^{\circ}\text{F}$  و  $k_c \approx 10 \text{ Btu/ft}^2 \text{ - hr}^{\circ}\text{F}$  به دست می آید. به کمک معادله (۴۸-۸) مقاومت حرارتی سوخت حاصل می شود

$$R_f = \frac{1}{4\pi \times 12 \times 171} = 1.02 \times 10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{F - hr/Btu}$$

برای غلاف از معادله (۵۱-۸) استفاده می کنیم

$$R_c = \frac{\ln(1 + 0.024/0.21)}{2\pi \times 12 \times 10} = 1.42 \times 10^{-4} \text{ }^{\circ}\text{F - hr/Btu}$$

لذا مقاومت کل برابر است با

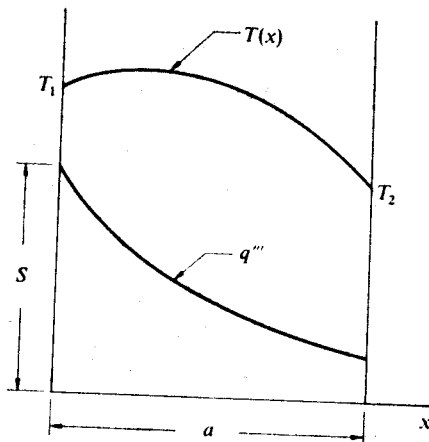
$$617 \times 10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{F - hr/Btu}$$

با قراردادن پایاهای بالا در معادله (۵۶-۸) مقدار  $T_c$  به دست می آید.

$$T_c = 2970 - 2\pi(0.0175 + 0.002) \times 12 \times 617 \times 10^{-3} \times 2766 \times 10^{-6} \\ = 650 \text{ }^{\circ}\text{F}$$

### منابع گرمایی اکسپانسیبل

اغلب لازم می شود که توزیع درجه حرارت و انتقال گرما را در حفاظ و محفظه فولادی راکتور حساب کنیم که در آنها جذب انرژی کم و بیش تابع اکسپانسیبل است. به عنوان مثال،



شکل ۶-۸ تیغه حاوی منبع گرما اکسپانسیبلی



یک تیغه به ضخامت  $a$  که درجه حرارت دو سطح آن  $T_1$  و  $T_2$ ، مطابق شکل ۸-۶ باشد. اگر  $x$  به طوری که شکل نشان می دهد از سطح صفحه اندازه گیری شود توزیع منبع گرما با رابطه زیر داده می شود.

$$q''' = Se^{-\mu x} \quad (8-57)$$

که  $S$  و  $\mu$  مقادیر ثابتی هستند. ضریب  $\mu$  برای اشعه گاما اغلب ضریب جذب خطی در نظر گرفته می شود.

با قرار دادن معادله (۸-۵۷) در معادله هدایت حرارت یک بعدی، معادله (۸-۳۳) به صورت زیر درمی آید.

$$\frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{S}{k} e^{-\mu x} = 0 \quad (8-58)$$

جواب عمومی معادله به آسانی به دست می آید که عبارت است از

$$T = C_1 x + C_2 - \frac{S}{k\mu^2} e^{-\mu x}$$

که  $C_1$  و  $C_2$  را با توجه به شرایط مرزی به دست می آورند.

$$T(0) = T_1, \quad T(a) = T_2$$

رابطه نهائی برای توزیع درجه حرارت به صورت زیر درمی آید

$$T = T_1 + (T_2 - T_1) \frac{x}{a} + \frac{S}{k\mu^2} \left[ 1 - e^{-\mu x} - \frac{x}{a} (1 - e^{-\mu a}) \right] \quad (8-59)$$

این معادله فقط شروع برای محاسبات انتقال گرما از محیط هائی است که جذب اشعه از آنها تابع اکسپننسیل است. این معادله همچنین برای محاسبه نیروی کششی حرارتی تابشی از توزیع غیر یکنواخت درجه حرارت به کار می رود. به طوری که در مسائل آخر فصل نشان داده می شود درجه حرارت از تیغه، در تحت شرایط معین، ممکن است به مقدار حداکثری که بزرگتر از یکی از دو مقدار  $T_1$  یا  $T_2$  باشد برسد.

#### ۴-۸ انتقال حرارت به خنک کننده ها

به طوری که قبلا اشاره شد، حرارت تولید شده در سوخت یا جذب اشعه در قسمت های دیگر راکتور، به نوبه خود حرارت را به خارج از دستگاه منتقل می کند. رابطه بنیادی انتقال حرارت از یک جسم جامد داغ به یک مایع متحرك (مایع یا گاز) با قانون نیوتن در مورد خنک

شدن' معروف است.

$$q'' = h(T_c - T_b) \quad (۶۰ - ۸)$$

در این رابطه  $q''$  فلوی گرمائی برحسب  $\text{Btu/ft}^2 - \text{hr}$  و  $h$  پایایی که ضریب انتقال گرما خوانده می شود و دارای واحد  $^\circ\text{F} - \text{Btu/hr} - \text{ft}^2$  ،  $T_c$  درجه حرارت سطح جامد (در مورد سوخت راکتور، درجه حرارت خارجی غلاف) و  $T_b$  درجه حرارت مرجع مناسب مایع است. مقدار عددی ضریب انتقال گرما بستگی به چند عامل دارد، از جمله ماهیت خنک

کننده ، نحوه جریان حرارت از سطح داغ ، و درجه حرارت خنک کننده. روش های محاسباتی  $h$  به کمک داده های تجربی بعداً در این فصل ارائه خواهد شد. در این وهله ، خوب است گام تغییرات مقدار  $h$  را که برای خنک کننده های راکتورها یادآوری کنیم. مقدار  $h$  برای راکتورهای آب معمولی و آب سنگین بین ۵۰۰۰ تا  $۸۰۰۰ \text{Btu/ft}^2 - \text{hr} - \text{F}$  ، برای گازها  $h$  بین حدود ۱۰ تا  $۱۰۰ \text{Btu/ft}^2 - \text{hr} - \text{F}$  برای سدیم مایع  $h$  معمولاً بین ۴۰۰۰ تا  $۵۰۰۰ \text{Btu/ft}^2 - \text{hr} - \text{F}$  تغییر می کند.

در اغلب مسایل انتقال حرارت راکتورها، مایع در راستای سوخت در داخل مجرایی که کم و بیش مشخص است جریان پیدا می کند. از آنجا که درجه حرارت مایع معمولاً در عرض مجرا تغییر می کند، درجه حرارت  $T_b$  را در معادله (۶۰-۸) می توان به هر ترتیبی بیان داشت. در اغلب محاسبات انتقال حرارت  $T_b$  یک درجه حرارت متوسط مخلوط یاد درجه حرارت کلی مایع می باشد. این درجه حرارت با رابطه زیر تعریف می شود.

$$T_b = \frac{\int \rho c_p v T dA_c}{\int \rho c_p v dA_c} \quad (۶۱ - ۸)$$

در این رابطه  $\rho$  جرم ویژه مایع،  $c_p$  گرمای ویژه مایع،  $v$  سرعت حرکت مایع،  $T$  درجه حرارت،  $dA_c$  سطح جزئی مجرا است و انتگرال گیری در مقطع مجرا انجام می گیرد هر یک از پایاها در انتگرال ممکن است تابع موضع در داخل مجرا باشد. درجه حرارت  $T_b$  رابطه (۶۱-۸) درجه حرارتی است که اگر مایع به طور بی در و مخلوط می شد، به دست می آمد. مثلاً اگر مایع به خارج از مجرا جریان یافته جمع آوری شود و در یک طرف عایق مخلوط گردد ( درجه حرارت مخلوط به دست می آید). مقادیر اندازه گیری شده  $h$  معمولاً برحسب درجه حرارت کلی مایع داده می شود.

میزان کل جریان گرما از سطح  $A$  بین جسم جامد و مایع برابر است با:

$$q = q''A = hA(T_c - T_b) \quad (۶۲ - ۸)$$

معادله بالا را به صورت قانون اهم می نویسیم

$$q = \frac{T_c - T_b}{1/hA} \quad (۶۳ - ۸)$$

مخرج معادله بالا مقاومت حرارتی درمقابل انتقال حرارت به روش کنوکسیون است.

$$R_h = \frac{1}{hA} \quad (64-8)$$

حال، می‌توان به مسائل میله سوخت که در قسمت گذشته در نظر گرفتیم برگردیم و میزان انتقال حرارت به خنک کننده را برای یک اختلاف درجه حرارت معین بین مرکز سوخت و مایع حساب کرد. برای میله سوخت تیغه‌ای غلاف دار، مقاومت حرارتی کل برابر مجموع معادلات (۴۳-۸) و (۶۴-۸) می‌باشد:

$$R = \frac{a}{r k_f A} + \frac{b}{k_c A} + \frac{1}{hA} \quad (65-8)$$

وکل جریان گرما از یک سمت میله سوخت به مایع برابر است با:

$$q = \frac{T_m - T_b}{\frac{a}{r k_f A} + \frac{b}{k_c A} + \frac{1}{hA}} \quad (66-8)$$

به‌طور مشابه، از معادلات (۴۸-۸) و (۵۱-۸) مقاومت کل حرارتی برای یک میله سوخت ستوانه‌ای برابر است با:

$$R = \frac{1}{\pi H k_f} + \frac{\ln(1+b/a)}{2\pi H k_c} + \frac{1}{hA} \quad (67-8)$$

که  $A = 2\pi(a+b)H$  است. اگر  $a \gg b$  باشد

$$R = \frac{1}{\pi H k_f} + \frac{b}{2\pi a H k_c} + \frac{1}{hA} \quad (68-8)$$

در هر حالت جریان گرما به داخل خنک کننده عبارت است از:

$$q = \frac{T_m - T_b}{R} \quad (69-8)$$

این نتایج را می‌توان برای حالتی که گرما به‌طور یکنواخت در طول سوخت تولید می‌شود به کار برد، عمومیت داده برای وضعیت‌های واقعی که  $q'''$  بستگی به  $z$  دارد استفاده کرد. لذا به‌طوری که در قسمت قبیل اشاره شد، بیشتر حرارت تولید شده در سوخت در راستای عمود بر محور میله به طرف خنک کننده جریان پیدامی‌کند. رابطه فلوی حرارتی، از تقسیم (۶۹-۸) بر سطح میله به دست می‌آید، برای تمام نقاط میله صادق است. بنابراین برای میله سوخت ستوانه‌ای داریم

$$q''(z) = \frac{T_m(z) - T_b(z)}{2\pi(a+a)HR} \quad (70-8)$$

رابطه بالا برحسب درجه حرارت خارجی  $T_c$  مخالف به صورت زیر است.

$$q''(z) = \frac{T_c(z) - T_b(z)}{2\pi(a+b)HR_b}$$

$$= h[T_c(z) - T_b(z)]$$

که همان قانون نیوتن، معادله (۶-۸) می باشد.

**مثال ۸-۴.** نیله های سوخت موضوع مثال های ۸-۳ و ۸-۵ به وسیله آب تحت فشار خنک می شوند. با فرض این که ضریب انتقال حرارت  $h = 7500 \text{ Btu/ft}^2 \text{ hr}^\circ\text{F}$  باشد مطلوب است محاسبه درجه حرارت کلی آب در نقطه مقابل نقطه میانی داغ ترین نیله سوخت.

**حل:** برطبق مثال ۸-۵ در نقطه مورد سؤال  $q'' = 3766 \times 10^6 \text{ Btu/ft}^2 \text{ hr}$  و  $T_c = 650^\circ\text{F}$  است. از معادله (۶-۸) داریم:

$$T_b = 650 - 3766 \times 10^6 / 7500$$

$$= 601^\circ\text{F}$$

به دلایلی که در زیر بحث خواهد شد این حداکثر درجه حرارت خنک کننده نیست، با وجود اینکه  $q'''$  بزرگترین مقدار را در این نقطه دارد.

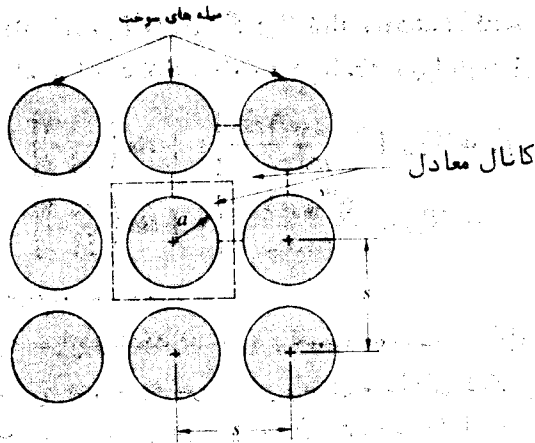
### درجه حرارت در استای مجرای خنک کننده

خنک کننده در ضمن حرکت در ستاسر سوخت گرما جذب کرده و در نتیجه درجه حرارت آن به طور پیوسته افزایش می یابد. به هر حال میزان افزایش درجه حرارت مقدار ثابتی نیست، زیرا حرارتی که از سوخت آزاد می شود غیریکنواخت می باشد یعنی از رابطه زیر پیروی می کند.

$$q''' = q'''_{\max} \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \quad (71-8)$$

این معادله در مورد نیله مرکزی ( $r=0$ ) به کار می رود، برای نیله های دیگر باید  $q'''$  را در  $J_0(2r\sqrt{0.5r/R})$  ضرب کرد. حال روش ساده ای که تغییرات درجه حرارت خنک کننده و سوخت را برحسب  $z$ ، وقتی که تولید حرارت در سوخت برطبق معادله (۷۱-۸) باشد مورد بحث قرار می دهیم.

قبل از آغاز بحث، لازم به یادآوری است، که بجز نیله های سوختی که در لبه راکتور قرار دارند، برای هم نیله سوخت یک مجرای خنک کننده مربوط به آن وجود دارد، این مجرا ممکن است حجم بین نیله های سوخت، مجاور هم باشد، که قسمتی از هم نیله سوخت سهمی در تولید گرمای مجرا دارد، یا حجم خنک کننده یک واحد شبکه می باشد. که اطراف نیله سوخت را دربر گرفته است. به طوری که در شکل (۷-۸) نشان داده شده برای یک آرایش مربعی از نیله ها، حجم خنک کننده مربوط به سطح یک نیله در دو حالت یکی است.



شکل ۷-۸ مجاری خنک کننده در یک شبکه مربعی سوخت

حال یک تیغه از خنک کننده به ضخامت  $dz$  در سرتاسر مجرای خنک کننده در نظر

می گیریم. حجم این تیغه برابر  $A_c dz$  است که  $A_c$  سطح مقطع مجرا و جرم آن  $A_c dz \rho$  می باشد که  $\rho$  جرم ویژه خنک کننده است. همراه با جریان خنک کننده به طرف بالا مجرای خنک کننده از سوخت گرما جذب می کند و درجه حرارت تیغه به اندازه  $dT_b$  بالا می رود. مقدار حرارت لازم برای بالا بردن درجه حرارت  $dT_b$  برابر است با:

$$\rho A_c dz c_p dT_b$$

که  $c_p$  گرمای ویژه واحد جرم است. شدت افزایش گرما از سوخت به خنک کننده از تقسیم این مقدار بر مدت زمانی،  $dt$ ، که خنک کننده فاصله  $dz$  را طی می کند بدست می آید: لذا

$$dq = \rho A_c \frac{dz}{dt} c_p dT_b = \rho A_c v c_p dT_b$$

که  $v$  سرعت حرکت مایع می باشد. در این صورت  $\rho A_c v$  برابر شدت جریان خنک کننده از داخل مجرا،  $w$ ، می باشد و بنابراین

$$dq = w c_p dT_b \quad (۷۲-۸)$$

به طوری که قبلاً اشاره شد، بیشتر گامائی که در سوخت تولید می شود مستقیماً وارد خنک کننده شده و در راستای میله سوخت جریان پیدا نمی کند. بنابراین، گرما  $dq$  در معادله (۷۲-۸) حجم سوخت  $A_f dz$  تولید می شود و  $A_f$  سطح مقطع قسمت سوخت میله سوخت است، لذا

$$w c_p dT_b = q'' A_f dz$$

\* در این بحث فرض می کنیم که آب به جوش نمی آید. اگر آب بجوشد حرارت جذب

شده صرف تبدیل کردن خنک کننده به بخار در درجه حرارت ثابت می شود.

با قراردادن  $q'''$  از معادله (۷۱-۸) و انتگرال گیری از نقطه ورود خنک کننده در  $z = -H/2$  که درجه حرارت  $T_{bo}$  است تا یک نقطه دلخواه  $z$  در راستای مجرا رابطه زیر به دست می آید:

$$\begin{aligned} T_b &= T_{bo} + \frac{q'''_{\max} A_f H}{\pi W C_p} \left[ 1 + \sin \left( \frac{\pi z}{H} \right) \right] \\ &= T_{bo} + \frac{q'''_{\max} V_f}{\pi W C_p} \left[ 1 + \sin \left( \frac{\pi z}{H} \right) \right] \quad (72-8) \end{aligned}$$

که  $V_f$  حجم سوخت میله سوخت است.

معادله (۷۳-۸) درجه حرارت خنک کننده را برحسب موقعیت در طول محور مرکزی یا داغترین مجرا به دست می دهد. درجه حرارت در راستای مجراهای دیگر را می توان از ضرب کردن عبارت دوم معادله (۷۳-۸) در ضریب  $J_0(2.405r/R)$  به دست آورد. برطبق معادله (۷۳-۸) درجه حرارت خنک کننده در طول مجرا افزایش یافته و به مقدار حداکثر زیر در خروجی مجرا می رسد.

$$T_{b, \max} = T_{bo} + \frac{2q'''_{\max} V_f}{\pi W C_p} \quad (74-8)$$

این تغییرات  $T_b$  در شکل ۸-۸ نشان داده شده است. درجه حرارت مایع در موقع خروج از مجراها بغیر از مجرای مرکزی، نیز بالاترین درجه را داغ ترین مجرا دارد، لکن الزاماً کمتر از درجه حرارت خنک کننده در خروجی داغ ترین مجرا می باشد. این که درجه حرارت سطح غلاف  $T_c$  را می توان برحسب مکان در طول مجرا با دانستن این که حرارت منتقل شده از طول  $dz$  میله سوخت به خنک کننده برابر

$$h C_c dz (T_c - T_b)$$

است، که  $C_c$  محیط غلاف میله سوخت است و برابر مقدار حرارت تولید شده در طول  $dz$  میله سوخت می باشد یعنی:

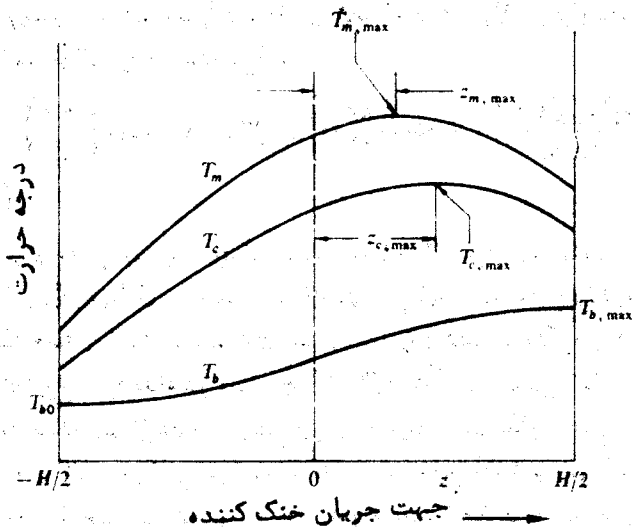
$$q'''_{\max} A_f dz \cos \left( \frac{\pi z}{H} \right)$$

لذا نتیجه می شود که

$$h C_c (T_c - T_b) = q'''_{\max} A_f \cos \left( \frac{\pi z}{H} \right)$$

با قراردادن  $T_b$  از معادله (۷۳-۸) در رابطه بالا و حل آن برای به دست آوردن  $T_c$  خواهیم داشت

$$T_c = T_{bo} + \frac{q'''_{\max} V_f}{\pi W C_p} \left[ 1 + \sin \left( \frac{\pi z}{H} \right) \right] + \frac{q'''_{\max} A_f}{h C_c} \cos \left( \frac{\pi z}{H} \right)$$



شکل (۸-۸) درجه حرارت سوخت در راستای محوری،  $T_m$ ، درجه حرارت سطح غلاف،  $T_c$ ، و درجه حرارت کلی خنک کننده،  $T_b$ ، برحسب فاصله در طول مجرای خنک کننده

این رابطه را می توان به صورت زیر نوشت

$$T_c = T_{bo} + \frac{q'''_{max} V_f}{\pi W C_p} \left[ 1 + \sin \left( \frac{\pi z}{H} \right) \right] + q'''_{max} V_f R_b \cos \left( \frac{\pi z}{H} \right) \quad (۷۵-۸)$$

که  $R_b$  مقاومت درمقابل انتقال حرارت به طریق کنوکسیون است (معادله ۸-۶۴). درجه حرارت  $T_m$  در راستای محور سوخت را نیز می توان به وسیله معادله (۸-۷۳) حساب کرد. مانند گذشته، فرض می شود که تمام حرارت تولید شده در تیغه سوخت به ضخامت  $dz$  مستقیماً وارد خنک کننده می شود. این میزان جریان گرما برابر است با اختلاف درجه حرارت  $(T_m - T_b)$  تقسیم بر مقاومت حرارتی کل قسمتی از سوخت و خنک کننده به ضخامت  $dz$  در این مورد، مقاومت این قسمت از سوخت به آسانی از ضرب مقاومت محاسبه شده تمام طول سوخت در نسبت  $dz/H$  به دست می آید. با مساوی قرار دادن تولید حرارت و فلوئی حرارت رابطه زیر به دست می آید.

$$\frac{T_m - T_b}{RH} = q'''_{max} A_f \cos \left( \frac{\pi z}{H} \right)$$

که  $R$  برای میله سوخت صفحه ای از معادله (۸-۶۵) و برای میله سوخت استوانه ای از معادلات

(۶۷-۸) یا (۶۸-۸) به دست می آید. از حل معادله برای  $T_m$  و قرار دادن  $T_b$  از معادله (۷۳-۸) رابطه نهائی زیر به دست می آید

$$T_m = T_{bo} + \frac{q'''_{\max} V_f}{\pi w c_p} \left[ 1 + \sin \left( \frac{\pi z}{H} \right) \right] + q'''_{\max} V_f R \cos \left( \frac{\pi z}{H} \right) \quad (۷۶-۸)$$

دوم معادله (۷۵-۸) و (۷۶-۸) در شکل ۸-۸ رسم شده اند. در شکل دیده می شود که هر دو درجه حرارت  $T_m$  و  $T_c$  در طول میله سوخت افزایش می یابد و حداکثر آنها در قسمت فوقانی میله، بالاتر از نقطه وسط (کمر) میله سوخت است. این امر دو دلیل دارد که چرا درجه حداکثر مثلاً سوخت در آنجا رخ می دهد در وسط مجرا که  $q'''$  بزرگترین مقدار را دارد. اول این که درجه حرارت خنک کننده پس از عبور از وسط مجرا رو به افزایش می گذارد. دوم این که فلوی حرارتی  $q''$  فقط از روی  $q'''$  معین می شود و با علم به این که توزیع آن کسینوسی است در حوالی  $z = 0$  به آهستگی رو به کاهش می گذارد. اما  $q''$  به نوبه خود اختلاف درجه حرارت  $(T_m - T_b)$  را مشخص می کند. بنابراین با افزایش  $T_b$  درجه حرارت  $T_m$  نیز بایستی افزایش یابد تا اینکه مقدار واقعی  $q''$  پایه دست دهد. بایشروی در طول مجرا  $q''$  سریعتر کاهش می یابد و بالاخره  $T_m$  کم می شود. ترکیب این دو اثر بالا رفتن  $T_b$  و کاهش  $q'''$  است که منجر به وقوع و تعیین محل و مقدار درجه حداکثر سوخت (و غلاف) می شود.

برای پیدا کردن محل های درجه حرارت های حداکثر مشتق های  $T_c$  یا  $T_m$  برابر با صفر قرار داده می شود. وقتی این کار با معادله (۷۵-۸) انجام شد نتیجه به آسانی به دست می آید که برابر است با

$$z_{c, \max} = \frac{H}{\pi} \cot^{-1} (\pi w c_p R_h) \quad (۷۷-۸)$$

به طور مشابه از معادله (۷۶-۸) نتیجه می شود که

$$z_{m, \max} = \frac{H}{\pi} \cot^{-1} (\pi w c_p R) \quad (۷۸-۸)$$

مقادیر واقعی  $T_m$  و  $T_c$  را می توان با قرار دادن معادلات (۷۷-۸) و (۷۸-۸) در معادلات (۷۵-۸) و (۷۶-۸) پیدا کرد. بابه کار بردن روابط مثلثاتی معادلات به صورت زیر درمی آیند.

$$T_{c, \max} = T_{bo} + q'''_{\max} V_f R_h \left[ \frac{1 + \sqrt{1 + \alpha'}}{\alpha} \right] \quad (۷۹-۸)$$

که

$$\alpha = \pi w c_p R_h \quad (۸۰-۸)$$



$$T_{m, \max} = T_{b0} + q'''_{\max} V_f R \left[ \frac{1 + \sqrt{1 + \beta^2}}{\beta} \right] \quad (۸۱-۸)$$

که

$$\beta = \pi w c_p R \quad (۸۲-۸)$$

باید تاکید کرد که محاسبات انجام شده بالا در مورد  $T_b$ ،  $T_c$  و  $T_m$  توابع  $z$  خیلی تقریبی بوده و فقط تغییرات کمی این درجه حرارتها را نشان می دهد. به علاوه، این نتایج در مورد خنک کننده های فلز مایع که در آنها هدایت گرمایی در راستای  $z$  آن وجود دارد قابل استفاده نیست. مشتق ها نیز برای خنک کننده هایی که همه جانبه به جوش می آیند، و به زودی بحث خواهند شد، به کار نمی روند، اگر چه این روابط در مورد خنک کننده هایی که به طور موضعی می جوشند به کار می رود.

مثال ۸-۷ آب تحت فشار با درجه  $۳۰^{\circ}\text{F}$  وارد قلب راکتور مشروح در مثال های ۸-۳ و ۸-۵ می شود و با شدت  $۳۱۴۸ \text{ lb/hr}$  از همجرا در راستای میله سوخت عبور می کند. (الف) درجه حرارت آب خروجی از داغ ترین مجرا چقدر است؟ (ب) درجه حرارت حداکثر سوخت و غلاف در این مجرا چقدر است؟  
حل: (الف) حجم سوخت میله سوخت برابر است با:

$$V_f = \pi \left( \frac{0.21}{12} \right)^2 \times 12 = 0.110 \times 10^{-2} \text{ ft}^3$$

از مثال (۸-۳) داریم  $q'''_{\max} = 476 \times 10^6 \text{ Btu/ft}^3 \cdot \text{hr}$  و با استفاده از جدول ۳ پیوست  $\epsilon$  مقدار تقریبی  $c_p$  برابر  $1.3 \text{ Btu/lb} \cdot ^{\circ}\text{F}$  است. سپس با استفاده از معادله (۸-۷۴) داریم

$$T_{b, \max} = 0.43 + \frac{2 \times 476 \times 10^6 \times 0.110 \times 10^{-2}}{\pi \times 3148 \times 12}$$

$$= 0.43 + 82 = 82.43^{\circ}\text{F}$$

(ب) از معادله (۸-۷۴) و مثال (۸-۶) مقدار مقاومت کل کتوکسیون برابر است با

$$R_h = \frac{1}{v_{0.001}} \times 2\pi (0.0175 + 0.002) \times 12 = 9.07 \times 10^{-6} \text{ F} \cdot \text{hr/Btu}$$

محل حداکثر درجه حرارت غلاف از معادله (۸-۷۷) به دست می آید.

$$z_{c, \max} = \frac{12}{\pi} \cot^{-1} (\pi \times 3148 \times 12 \times 9.07 \times 10^{-6})$$

$$z_{c, \max} = \frac{12}{\pi} \cot^{-1}(1.17) = 2.71 \text{ ft}$$

لذا مقدار حداکثر  $T_e$  در ۲.۷۱ فوت بالاتر از وسط مجرا رخ می‌دهد. مقدار  $\alpha$  در معادله (۸-۸) برابر ۱.۱۷ است و از معادله (۷۹-۸) حداکثر درجه حرارت غلاف به دست می‌آید.

$$T_{c, \max} = 0.42 + 4.766 \times 10^{-7} \times 1.17 \times 10^{-2} \times 9.07 \times 10^{-6} \times \frac{1 + \sqrt{1 + (1.17)^2}}{1.17} = 649^\circ \text{F}$$

برای سوخت ازشال (۵-۸) داریم

$$R_f + R_c = 9.17 \times 10^{-2}$$

لذا مقاومت کل  $R$  برابر است با:

$$R = 9.17 \times 10^{-2} + 9.07 \times 10^{-6} = 9.26 \times 10^{-2} \text{ }^\circ \text{F-hr/Btu}$$

سپس با استفاده از معادلات (۷۸-۸) و (۸۱-۸) و (۸۲-۸)

$$\beta = 80.0^\circ, z_{m, \max} = 0.047 \text{ ft}$$

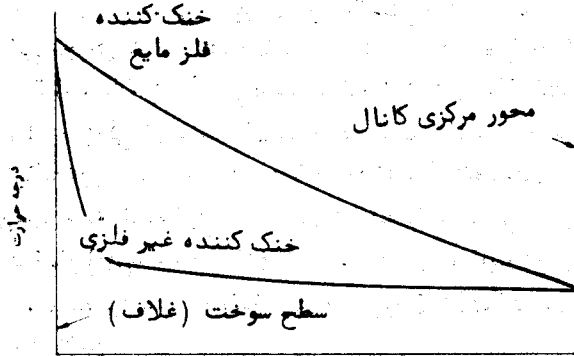
به دست می‌آید. درجه حداکثر سوخت درست کمی بالاتر از وسط سوخت قرار می‌گیرد. و  $T_{m, \max} = 294.0^\circ \text{F}$  است.

### ضریب انتقال حرارت - خنک کننده های غیر فلزی

سیزان انتقال حرارت به مایع در حال حرکت و در نتیجه مقدار ضریب انتقال حرارت بستگی به جزئیات جنبش های داخلی مایع در ضمن جریان در سرجای خنک کننده دارد. اگر تمام قسمت های مایع موازی با دیواره های مجرا حرکت کنند، در آن صورت حرارت به طور شعاعی و بیشتر در اثر هدایت به مایع منتقل می شود. در این حالت جریان را آرام می نامند به عبارت دیگر اگر مولفه های شعاعی سرعت در داخل مایع تغییرات زیادی داشته باشد حرارت به وسیله لایه ای از مایع مجاور دیوار دریافت شده و مستقیماً به لایه های داخلی مایع داده می شود. این را جریان متلاطم<sup>۲</sup> می نامند. واضح است اگر تمام شرایط یکسان باشد حرارت به مایع متلاطم آسان تر منتقل می شود تا به جریان آرام به عنوان یک قاعده می توان گفت در راکتورهائی که خنک کننده با نیروی پمپ در دستگاه جریان پیدا می کند (متضاد راکتورهائی است که در آنها از جابه جایی طبیعی محیط داغ استفاده می شود)، خنک کننده تحت شرایط متلاطم جریان پیدا می کند.

یکی از نتایج جنبش داخلی خنک کننده های دارای جریان متلاطم این است که توزیع

درجه حرارت در بیشتر مجرای خنک کننده کم و بیش یکنواخت است. لذا به طوری که در شکل ۸-۹ نشان داده شده است، درجه حرارت در نزدیکی سوخت نسبت به فاصله به نسبت سقوط می کند و به سرعت به درجه حرارت کلی نزدیک می گردد. این در نقطه مقابل حالت هدایت است که تغییر درجه حرارت نسبت به مکان یکنواخت تر است. حتی تحت شرایط جریان متلاطم همیشه مقداری حرارت در نتیجه هدایت به داخل خنک کننده انتقال می یابد؛ اما برای خنک کننده های غیر فلزی سهم این بسیار ناچیز است. مثلاً برای آب معمولی انتقال حرارت از طریق هدایت در جریان متلاطم کمتر از یک درصد است.



فاصله از کانال

شکل (۸-۹) توزیع درجه حرارت در یک خنک کننده غیر فلزی و در خنک کننده

فلز مایع در جریان متلاطم

جریان یک مایع را می توان بر حسب یک پایای بدون بعد معروف به عدد ری نولدز بیان داشت. تعریف عدد ری نولدز به صورت زیر است:

$$R_e = \frac{D_e v \rho}{\mu} \quad (۸-۸۴)$$

$D_e$  قطر معادل مجرای خنک کننده است که در زیر بحث می شود،  $v$  سرعت متوسط مایع  $\rho$  جرم ویژه و  $\mu$  ویسکوزیته مایع می باشد. مقدار  $D_e$  باید از رابطه زیر به دست می آید

$$D_e = 4 \times \frac{\text{سطح مقطع مجرای خنک کننده}}{\text{محیط دیواره تر مجرای خنک کننده}} \quad (۸-۸۵)$$

عبارت دیواره تر در این رابطه مربوط به آن قسمت از دیواره مجرا می شود که جزء ساختمانی مجرا است و بنابراین ایجاد نیروی مقاومی در مقابل عبور خنک کننده می کند. برای یک لوله توخالی حامل خنک کننده، پیرامون دیواره تر، محیط مقطع عمود بر محور لوله است. لذا در مورد یک لوله دایره ای به شعاع داخلی  $a$ ، صورت معادله (۸-۸۵) برابر  $\pi a^2$  و محیط آن  $2\pi a$  است،

به طوری که قطر واقعی لوله برابر  $D_e = 2a$  است. در مورد یک دسته میله های سوخت که در یک آرایش مربعی قرار دارند و شعاع هر میله  $a$  و گام آنها  $S$ ، مطابق شکل ۷-۸ است سطح مقطع یک مجرای تک خنک کننده برابر  $(S^2 - \pi a^2)$  است، و پیرامون دیواره تر برابر  $2\pi a$  و از معادله (۸-۸۴) داریم:

$$D_e = 2 \times \frac{S^2 - \pi a^2}{\pi a} \quad (8-85)$$

به طور تجربی معلوم گشته است که جریان اغلب مایعات تا حدود عدد رینولدز ۲۰۰۰ آرام است. بین عدد ۲۰۰۰ تا ۱۰۰۰۰ قسمتی از جریان آرام و قسمتی متلاطم است، کسر هر کدام بستگی به جزئیات ساختمانی مجرای خنک کننده، با همواری دیواره های مجرا و عوامل دیگر دارد. در بالاتر از ۱۰۰۰۰ تمام جریان متلاطم می باشد. به طور خلاصه می توان گفت بزرگی عدد رینولدز به معنی بزرگی تلاطم، بزرگی ضریب انتقال حرارت، و شدت زیاد جریان حرارت به داخل خنک کننده در یک اختلاف درجه حرارت معین بین غلاف و خنک کننده است.

مثال ۸-۸ میله های مشروح مثال ۸-۵ در یک آرایش مربعی با گام ۰.۶ اینچ قرار دارند میله ها با آب تحت فشار  $(P = 2000 \text{ psi})$  که با سرعت ۱.۵۶ فوت در ثانیه جریان دارد خنک می شود. مطلوب است محاسبه عدد رینولدز برای این جریان خنک کننده به فرض این که درجه حرارت آب  $600^\circ F$  باشد:

حل. شعاع میله های سوخت  $0.224 = 0.21 + 0.014$  اینچ است. از معادله (۸-۸۵) قطر معادل به دست می آید.

$$D_e = 2 \times \frac{(0.6)^2 - \pi(0.224)^2}{\pi \times 0.224} = 0.512'' = 0.427 \text{ ft}$$

سرعت جریان برابر  $1.56 \times 2600 = 56200$  فوت در ساعت است. با استفاده از جدول ۳ پیوست ۴ در درجه حرارت  $600^\circ F$  و فشار  $2000 \text{ psi}$  مقدار  $\rho = 42.9 \text{ lb/ft}^3$  و  $\mu = 0.212 \text{ lb/hr-ft}$  است. با قرار دادن این مقادیر در معادله (۸-۸۳) عدد رینولدز به دست می آید:

$$R_e = \frac{0.427 + 56200 \times 42.9}{0.212} = 48600$$

واضح است که آب در شرایط متلاطم جریان دارد. مقدار عددی  $h$  بستگی به خواص فیزیکی مایع، شدت جریان، و قطریا قطر موثر مجرای خنک کننده دارد. این پایاها از جمله  $h$  را می توان به هم پیوسته به صورت سه کمیت بدون بعد به نام عدد نوزلت  $Nu$  به طریق زیر تعریف کرد:

$$Nu = \frac{h D_e}{k} \quad (8-86)$$

و عدد پراوندل  $Pr$  بصورت زیر تعریف می شود

$$Pr = \frac{C_p \mu}{k} \quad (۸۷-۸)$$

در این روابط  $D_e$  قطر موثر مجرا،  $k$  و  $\mu$  قابلیت هدایت و ویسکوزیته مایع و  $C_p$  گرمای ویژه مایع است. البته تمام این پایاها بایستی دارای واحدهای هماهنگ باشند. به طور تجربی و نظری می توان نشان داد که داده های انتقال حرارت به طریق جا به جایی را می توان بر حسب سه پایای  $Pr$  و  $Nu$ ،  $Re$  به هم مربوط ساخت، به ویژه در مورد آب معمولی، آب سنگین، مایعات آلی و اغلب گازها که در تحت شرایط متلاطم در داخل مجراهای مستقیم طولانی عبور می کنند. این داده ها را می توان به صورت معادله زیر بیان داشت:

$$Nu = C Re^m Pr^n \quad (۸۸-۸)$$

که  $C$ ،  $m$  و  $n$  اعداد ثابتی هستند. مقدار  $h$  را می توان با استفاده از تعریف نوزلت از معادله (۸۸-۸) به دست آورد، لذا

$$h = C \left( \frac{k}{D_e} \right) Re^m Pr^n \quad (۸۹-۸)$$

در استفاده از ارتباط داده های از نوع بیان شده به وسیله معادلات (۸۸-۸) و (۸۹-۸) - یا هر ارتباط دیگر در این مورد باید دقت کرد که درجه حرارت مرجع که در آن خواص مایع در آن ارزیابی می شود تعیین کرد. اغلب، این درجه درجه حرارت کلی مایع  $T_b$  است. باید یادآور شد که این معادلات برای فلزات مایع، که بایستی جداگانه بحث شود، صادق نیست.

برای آب معمولی، آب سنگین، مایعات آلی، و گازهایی که از داخل لوله های بلند، مستقیم و دایره ای عبور می کنند، مقادیر زیر برای پایاها می که در معادلات (۸۸-۸) و (۸۹-۸) وجود دارند توصیه شده است:  $C = 0.023$  و  $m = 0.8$ ،  $n = 0.4$ . با قرار دادن این مقادیر در معادله (۸۸-۸) معادله معروف به دیتوس- بولتر<sup>۱</sup> به دست می آید. این اعداد ثابت اغلب برای محاسبه  $h$  در مجراهای خنک کننده غیر دایره ای، با در نظر گرفتن مقدار مناسب  $D_e$ ، به کار می رود. در هر صورت، اگر مجراها خیلی از حالت دایره ای دور باشند اشتباه قابل ملاحظه ای در تعیین مقدار  $h$  به وجود می آید.

در حالت سهم آب معمولی که آب از داخل شبکه میله های سوازی با محور میله ها جریان

۱- Prandtl Number

۲- Dittus-Boelter

\* T. S Long and J. Weisman, Thermal Analysis of Pressurized Water Reactors. Hinsdale, Ill. American Nuclear Society, 1975, Page 195.

دارد مقادیر ثابت توصیه شده عبارتند از  $m = 0.8$  و  $n = 1/3$  و  $C$  از رابطه زیر به دست می آید:

$$C = 0.0222 \left( \frac{V_w}{V_w + V_F} \right) + 0.0217 \quad (90-8)$$

که  $V_F$  و  $V_w$  به ترتیب حجم آب سوخت در شبکه است. یعنی عبارت داخل پرانتز معادله (۹۰-۸) کسر حجمی است که به وسیله آب اشغال شده است. معادله (۹۰-۸) در مورد شبکه های سریعی و شش وجهی به کار می رود.

مثال ۸-۹. مطلوب است محاسبه ضریب انتقال حرارت برای آبی که از داخل شبکه مثال (۸-۵) و (۸-۸) عبور می کند.

حل. از مثال ۸-۸ داریم که گام شبکه ۶ ر. اینج و شعاع میله سوخت ۰.۳۳۴ اینچ می باشد. بنابراین حجم آب در واحد شبکه متناسب با سطح  $0.188 = \pi(0.234)^2 - (0.6)^2$  اینچ مربع است. حجم آب به اضافه حجم سوخت متناسب با  $0.26 = (0.6)^2$  اینچ مربع است. کسر در معادله (۹۰-۸) برابر است با:

$$\frac{V_w}{V_w + V_F} = \frac{0.188}{0.26} = 0.722$$

و  $C$  برابر است با:

$$C = 0.0222 \times 0.722 + 0.0217 = 0.0301$$

بر طبق جدول ۲ پیوست  $c_p = 1.45 \text{ Btu/lb} - ^\circ\text{F}$  ،  $\mu = 0.212 \text{ lb/hr} - \text{ft}$  و  $k = 0.296 \text{ Btu/hr} - \text{ft}^\circ\text{F}$  با قرار دادن این مقادیر در معادله (۸۷-۸) داریم

$$P_r = \frac{1.45 \times 0.212}{0.296} = 1.039$$

از مثال ۸-۸ مقدار  $D_e = 0.0427$  فوت و  $R_e = 486000$  است. از معادله (۸۹-۸) مقدار  $h$  به دست می آید.

$$h = 0.0301 \left( \frac{0.296}{0.0427} \right) (486000)^{0.8} (1.039)^{1/3} \\ = 7486 \text{ Btu/hr} - \text{ft}^\circ\text{F}$$

### ضریب انتقال حرارت - فلزات مایع

انتقال حرارت به خنک کننده های فلز مایع دقیقاً با انتقال حرارت به مایعات معمولی متفاوت است. این امر بیشتر به علت آن است که ضرایب هدایت حرارتی فلزات مایع خیلی بیشتر از این ضرایب در خنک کننده های از نوع دیگر است. مثلاً در  $400^\circ\text{F}$  ضریب هدایت حرارتی سدیم

\* Tong L. S. and J. Weisman Thermal Analysis of Pressurized Water Reactors, Hinsdale, Ill. American Nuclear Society, 1970, P. 195

مایع برابر  $1 \text{ Btu/hr-ft-F}$  و  $1.48 \text{ Btu/hr-ft-F}$  در حالی که برای آب فقط  $1 \text{ Btu/hr-ft-F}$  می باشد. لذا در این درجه حرارت ضریب هدایت سدیم ۱۲۲ برابر این ضریب برای آب و ۰.۴ برابر برای هلیوم است.

یک اثر مهم زیادبودن ضریب هدایت حرارتی فلزات مایع این است که حتی وقتی آنها در تحت شرایط متلاطم جریان دارند، این خنک کننده ها بیشتر حرارت را از طریق هدایت جذب می کنند. این در نقطه مقابل خنک کننده های غیرفلزی است، که انتقال حرارت بیشتر در نتیجه جنبش های داخلی مایع انجام می گیرد.

از آنجا که حرارت در درجه اول توسط هدایت به فلز مایع جریان پیدا می کند، توزیع درجه حرارت در داخل مجرای خنک کننده حاوی فلز مایع شبیه توزیع درجه حرارت در یک جسم هادی جامد است که محور و محیط آن در درجه حرارتهای متفاوت است. لذا به طوری که در شکل (۸-۹) نشان داده شده است، تغییرات درجه حرارت در داخل مجرای خنک کننده فلز مایع آهسته تر از این تغییرات در خنک کننده غیرفلزی است. در هر دو حالت، درجه حرارت کلی خنک کننده از معادله (۸-۹۱) به دست می آید.

ضریب انتقال حرارت برای فلزات مایع بطور گسترده ای در سال های اخیر مطالعه شده است و روابط بین آنها به دست آمده است که بیشتر حالات عملی را دربر می گیرد در مورد فلز مایع که در تحت شرایط متلاطم از بین میله های شبکه شش وجهی، سوازی میله ها جریان پیدا می کند، دوبر (به منابع آخرفصل مراجعه شود) رابطه زیر را پیشنهاد کرده است.

$$Nu = 1.766 + 3.126(s/d) + 1.184(s/d)^2 + 0.0100(\bar{\psi}Pe)^{.86} \quad (8-91)$$

که  $s/d$  نسبت گام شبکه به قطر میله،  $\bar{\psi}$  تابعی است که دوبر به صورت منحنی پیشنهاد کرده است که توسط هوبارد رابطه زیر برای منحنی آن به دست آمده است.

$$\bar{\psi} = 1 - \frac{0.942(s/d)^{.4}}{Pr(R_e/10^3)^{1.281}} \quad (8-92)$$

و  $Pe$  را عدد پکلت نامند که از رابطه زیر به دست می آید

$$Pe = Re \times Pr = \frac{D_e v \rho c_p}{k} \quad (8-93)$$

این معادله فقط برای شبکه های با  $s/d > 1.26$  به کار می رود. مقادیر عدد نوزلت برای شبکه های شش وجهی به هم نزدیک به صورت جداول در منابع دوبر، بری<sup>۲</sup> و هاواک<sup>۴</sup> داده شده اند (مراجعه به منابع شود).

۱- Dwyer

۲- Peclet

۳- Berry

۴- Hlavac

معادلات (۸-۹۱) و (۸-۹۲) را می‌توان برای شبکه‌های مربعی با جایگزین کردن نسبت  $s/d$  در این روابط با  $(s/d)_{0.70}$  که مقدار  $(s/d)$  برای آزمایش مربعی است، به کار برد. برای شبکه‌های مربعی کاملاً به هم چسبیده از رابطه زیر می‌توان استفاده کرد.

$$Nu = 0.48 + 0.132(Pe)^{0.70} \quad (8-94)$$

## ۵-۸ انتقال حرارت در حال جوش

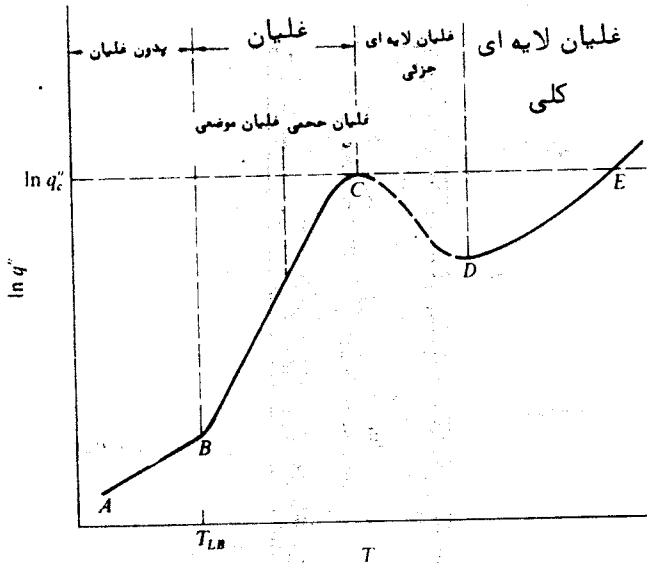
تا اینجا فرض بر این بوده که خنک‌کننده مایع در ضمن حرکت در مسیر مجرای خنک‌کننده و جذب حرارت از سوخت تغییر ماهیت (فاز) نمی‌دهد. به عبارت دیگر، فرض شد که خنک‌کننده به جوش نمی‌آید. به هر حال، به جوش آمدن خنک‌کننده امتیازات واضحی را در بر خواهد داشت. یک دلیل این که وقتی خنک‌کننده به جوش آید فشار آن خیلی کمتر از حالتی است که از جوشیدن خنک‌کننده مانع شود. به علاوه، برای فلوی حرارتی و شدت جریان حرارتی معین درجه حرارت غلاف و سوخت برای راکتورهای جوشان کمتر از راکتورهای غیر جوشان است. به این دلایل، در راکتورهای تحت فشار به طور محدود به جوش آمدن خنک‌کننده مجاز است، حتی اگر بخار خود مستقیماً در این راکتورها تولید نشود. از طرف دیگر، در راکتورهای آب جوشان نه تنها شدت انتقال حرارت بالاتر است بلکه، همان‌طور که در فصل ۷ اشاره شد، با تولید بخار در این راکتورها مدار خنک‌کننده ثانوی راکتور آب تحت فشار تماماً حذف می‌شود.

خنک‌کننده‌های جوشان بجز آب معمولی در تعداد زیادی از طرح‌های راکتورها در نظر گرفته شده است، اما هیچ کدام به مرحله عمل نرسیده‌اند. بنابراین بحث زیر بیشتر شامل راکتورهای آبی می‌شود. به هر حال، اصولی که باید در نظر گرفته شود همچنین در انواع دیگر راکتورهای خنک‌کننده مایعی به کار می‌رود.

### شیوه غلیان

برای درک پدیده انتقال حرارت جوشان، یک آزمایش در نظر می‌گیریم که در آن فلوی حرارتی ( $Btu/hr - ft^2$ ) از میله‌های سوخت داغ به یک خنک‌کننده مایع برحسب درجه حرارت سطح میله‌ها در یک دستگاه با فشار و شدت فلوی معین اندازه‌گیری می‌شود. نتایج چنین آزمایشی در شکل (۸-۱) نشان داده شده است. به طوری که در شکل نشان داده شده فلوی حرارتی با افزایش درجه حرارت میله در مقادیر پائین به آهستگی افزایش می‌یابد. در این گام درجه حرارت بین نقاط A و B در شکل (۸-۱)، حرارت به خنک‌کننده در اثر جابه‌جایی معمولی بدون هیچ گونه تغییر ماهیتی انتقال می‌یابد و ضریب انتقال حرارت با استفاده از روابط قسمت قبل تعیین می‌شوند.





شکل ۸-۱. لگاریتم فلوی حرارتی به خنک کننده برحسب درجه حرارت مجرای خنک کننده

با افزایش بیشتر درجه حرارت سطح میله سوخت، بالاخره به نقطه ای می‌رسیم که حبابهای بخار در نقاط مختلف (ناصافی‌ها) سطح میله سوخت شروع به تشکیل می‌کند. این امر در نقطه B، شکل (۸-۱) رخ می‌دهد. و این نحوه به جوش آمدن را غلیمان نقطه‌ای<sup>۱</sup> می‌نامند. حبابهای بخار تشکیل شده در سطح میله‌های سوخت در اثر جریان متلاطم مایع کننده شده همراه خنک کننده برده می‌شود. در هر حال، تا زمانی که درجه حرارت کلی خنک کننده کمتر از درجه حرارت اشباع است، بخار آب داخل حبابها فوراً تبدیل به مایع شده و حبابهای بی‌روند. در تحت این شرایط تولید خالص بخار وجود ندارد و عمل جوش را «غلیمان نقطه‌ای سرد<sup>۲</sup>» یا غلیمان موضعی<sup>۲</sup> نامند. وقتی که درجه حرارت خنک کننده به درجه حرارت اشباع می‌رسد حبابها در جریان خنک کننده باقی می‌مانند، در این صورت یک تولید خالص بخار وجود خواهد داشت و حال دستگاه در حالت «غلیمان جنبی اشباع» یا «غلیمان توده‌ای<sup>۳</sup>» است.

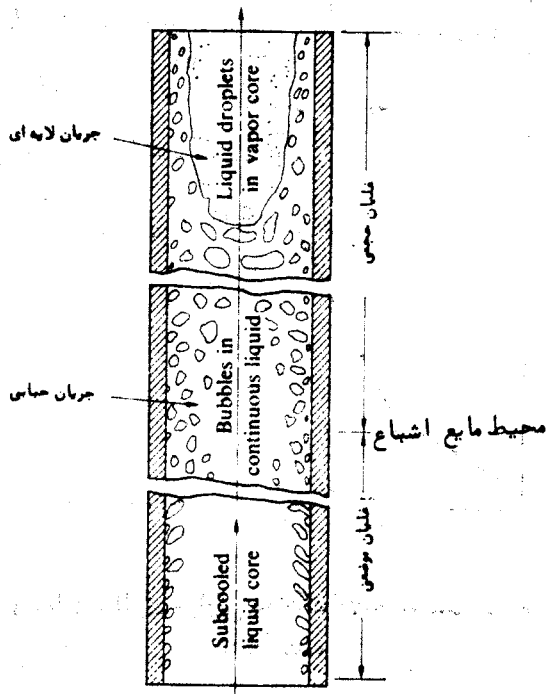
شروع به غلیمان موضعی و تبدیل آن به غلیمان توده‌ای در دو قسمت پائین تر شکل (۸-۱) برای جریان مایعی که از داخل لوله داغ عمودی حرکت می‌کند نشان داده شده است.

۱- Nucleate Boiling

۲- Sub Cooled Nucleate Boiling

۳- Local Boiling

۴- Bulk Boiling



شکل ۸-۱۱ نحوه جریان در مجرای داغ عمودی (از کتاب

L. S. Tong, Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow, New York  
Wiley 1967

به طوری که در شکل نشان داده شده است در غلیظان موضعی حبابها فقط در نزدیکی سطح لوله وجود دارند و بیشتر لوله پراز مایع است. در ناحیه جوش توده ای حبابها در سرتاسر مایع پخش شده و گفته می شود جریان کف آلودا است. در تحت شرایط معین، یعنی، در سرعتهای زیاد جریان و تجمع زیاد حبابها (کسرهای زیاد خلا) حبابها باهم ترکیب شده در راستای وسط مجرا ایجاد خلا می کنند. این جریان را جریان حلقوی<sup>۲</sup> نامند.

در هر حال، با شروع جوش نقطه ای، حرارت به آسانی داخل مایع شده و در هر درجه حرارت در این ناحیه بین B و C شکل (۸-۱۰) انتقال حرارت موثرتر از جاهه جایی معمولی است. در این مورد دودلیل وجود دارد: اول این که انتقال حرارت از میله ها به صورت تبخیر و به صورت حرارت معمولی انجام می گیرد و دوم حرکت سریع حبابها منجر به مخلوط شدن مایع می شود

افزایش سریع فلوی حرارتی با افزایش درجه حرارت، که به صورت شیب زیاد ناحیه جوش نقطه‌ای در شکل (۸-۱۰) نشان داده شده با این حقیقت تشریح می‌شود که چگالی تشکیل حبابها در سطح میله وجدائی حبابها از سطح با افزایش درجه حرارت افزایش می‌یابد.

برای آب معمولی در فشارهای بین ۵۰۰ تا ۲۰۰۰ psia در جوش نقطه‌ای، به‌طور موضعی یا کلی، فلوی حرارتی را می‌توان از رابطه زیر محاسبه کرد\*

$$T_c - T_{sat} = \frac{1.0(q''/10^6)^{1/4}}{e^{P/100}} \quad (8-95)$$

که  $T_c$  درجه حرارت سطح غلاف  $T_{sat}$ ، درجه حرارت اشباع  $(^{\circ}F)$ ،  $P$  فشار دستگاه  $(psia)$  و  $q''$  فلوی حرارتی  $(Btu/hr - ft^2)$  است. معادله (۸-۹۵) معروف به رابطه جنزولوتز<sup>۱</sup> است و برای هر شکل مجرای خنک‌کننده‌ای صادق است. در هر حال، این رابطه، اگر خنک‌کننده دارای جریان حلقوی باشد صادق نیست.

بسیار مهم است که بتوانیم درجه حرارت سطح سوخت  $T_{LB}$ ، درجه حرارتی که در آن غلیان موضعی آغاز می‌شود محاسبه نمائیم، برای اینکه بدانیم برای محاسبات جریان حرارت به داخل خنک‌کننده از کدام رابطه استفاده کنیم. از رابطه انتقال حرارت جابه‌جایی یا از معادله جنزولوتز. در حالی که درجه حرارت ثابت و مشخصی که در آن عمل جوش آغاز شود وجود ندارد،  $T_{LB}$  معمولاً از رابطه ساده زیر حساب می‌شود.

$$T_{LB} = T_{sat} + (T_c - T_{sat})JL - \frac{q''}{h} \quad (8-96)$$

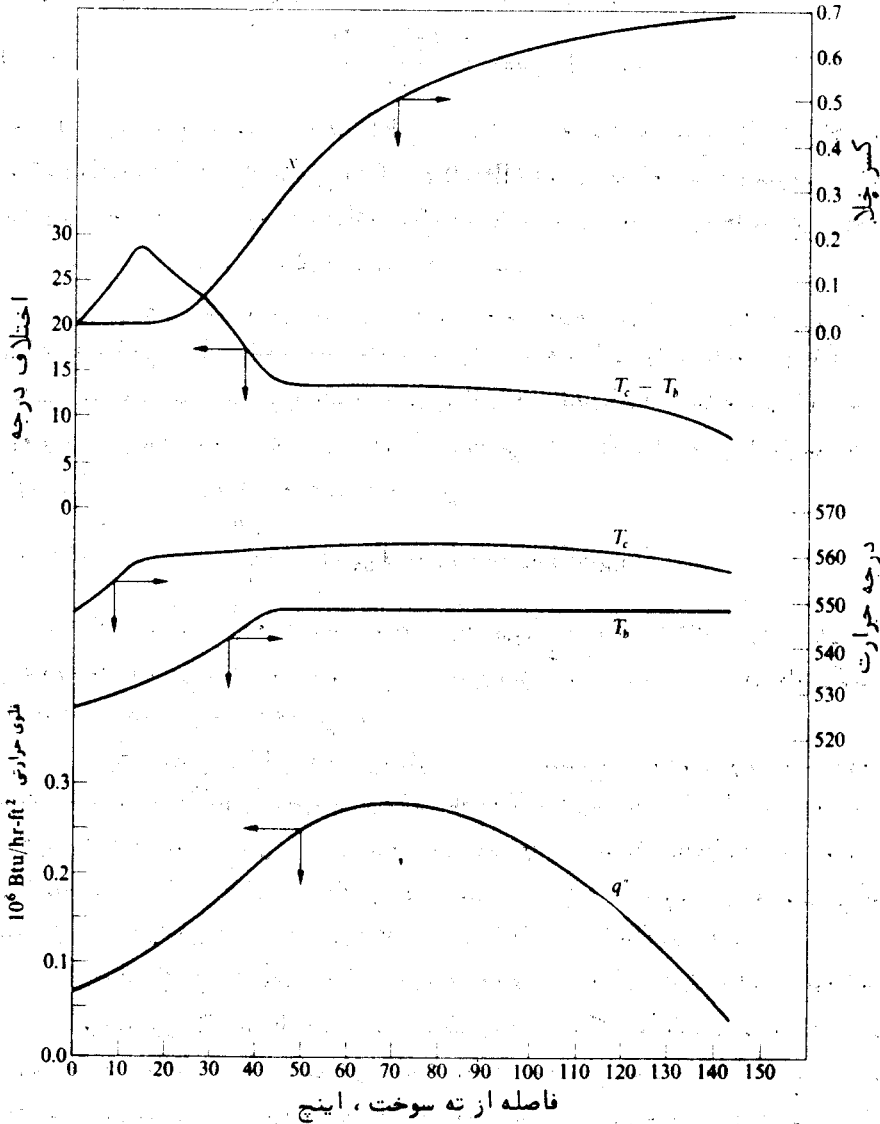
در این معادله  $T_{sat}$  درجه حرارت اشباع،  $(T_c - T_{sat})JL$  اختلاف درجه حرارت‌های بین غلاف و اشباع می‌باشد که به وسیله رابطه جنزولوتز حساب شده است،  $q''$  فلوی گرمائی و  $h$  ضریب انتقال حرارت جابه‌جایی است.

کاربرد بعضی از نتایج بالا در شکل (۸-۱۲) تشریح شده است و تغییرات پایاهای خنک‌کننده آبی در راکتور آب‌جوشان برحسب فاصله تا داغترین مجرا را نشان می‌دهد. در این راکتور میله‌های سوخت دارای طول حدود ۱۲ فوت و فشار دستگاه ۱۰۳۰ Psia است. در این فشار درجه حرارت اشباع آب  $548.7^{\circ}F$  است که از جدول ۲ پیوست ۴ به دست می‌آید. منحنی پائین‌تر در شکل فلوی حرارتی واقعی را در داخل مجرا نشان می‌دهد.

انحراف  $q''$  در نزدیکی ته قلب مربوط به حضور میله‌های کنترل در این ناحیه است.

مقدار محاسبه شده  $T_{LB}$  برابر  $588^{\circ}F$  است. به طوری که در شکل نشان داده شده است، درجه حرارت خارجی غلاف در ۱۳ اینچ از ته مجرا به این درجه می‌رسد. غلیان موضعی در این نقطه شروع می‌شود. درجه حرارت کلی آب به‌طور مرتب از مقدار ورودی  $526^{\circ}F$  در پائین

قلب افزایش می‌یابد و در ارتفاع ۴۰ اینچی مجرا به  $548.97^{\circ}\text{F}$  می‌رسد در این نقطه است که جوش توده‌ای آغاز می‌شود. لذا انتقال حرارت تا حدود ۱۳ اینچی مجرا به‌طور جابه‌جایی انجام می‌گیرد و غلیان موضعی بین ۱۳ تا ۴ اینچی رخ می‌دهد و در بقیه طول مجرا آب تماماً می‌جوشد (جریان هیچ وقت حلقوی نمی‌شود)



شکل ۸-۱۲ تجزیه و تحلیل حرارتی داغ‌ترین مجرا در یک راکتور آب‌جوشان

از شکل ۸-۱۲ دیده می‌شود که اختلاف درجه حرارت بین غلاف و کندانس کننده ابتداء در ناحیه جابه‌جایی به علت افزایش در  $q''$  بالا می‌رود و پس از آغاز جوش نقطه‌ای در ۱۳ اینچی به سرعت پائین می‌افتد اگر چه  $q''$  هنوز در حال افزایش است. این موضوع شرح می‌دهد چگونه جریان حرارت به آسانی به خنک‌کننده در حال جوش وارد می‌شود.

باتوجه به شکل ۸-۱۲ باید یادآور شد که کسر خلا خنک‌کننده از مقدار صفر در حدود نقطه جوش موضعی آغاز می‌شود، اگر چه تولید خالص بخار وجود ندارد تا اینکه غلیان توده‌ای در نقاط بالاتر مجرا آغاز گردد. دلیل آن این است که حتی اگر چه حبابهای بخار که در سطح میله تشکیل می‌شود، ضمن ورود به داخل خنک‌کننده ازین می‌روند، لکن جای آنها فوراً حبابهای دیگری تشکیل می‌شود. در نتیجه، یک توزیع پایدار حفره (خلا) در سراسر مجرا بوجود می‌آید.

### بحران جوش<sup>۱</sup>

برگشت به بحث در باره آزمایش شکل (۸-۱) اگر درجه حرارت سطح سوخت در ناحیه جوش نقطه‌ای افزایش یابد، چگالی حبابها در روی یا نزدیک سطح میله‌های سوخت نیز افزایش می‌یابد. بالاخره به یک نقطه‌ای می‌رسیم که چگالی حبابها آنچنان زیاد می‌شود که حبابهای مجاور به هم پیوسته شده و تشکیل یک لایه نازک بخار آب را در سطح میله‌ها می‌دهد. در این نقطه که مربوط به نقطه C شکل (۸-۱) می‌باشد، گفته می‌شود که دستگاه در بحران غلیان بوده یا در تحت شرایطی قرار دارد که منجر به خروج از غلیان نقطه‌ای می‌شود (علامت اختصاری<sup>۲</sup> DNB). فلوی گرمائی در نقطه بحران جوش یا درست قبل از آن فلوی حرارتی بحرانی<sup>۳</sup> (علامت اختصاری CHF) نامیده می‌شود و به  $q''_c$  نشان داده می‌شود گاهی مابه دلائلی که به زودی گفته خواهد شد،  $q''_c$  را فلوی ذوب<sup>۴</sup> نامند.

با آغاز بحران جوش، فلوی گرما به داخل خنک‌کننده شروع به افت می‌نماید. این امر مربوط به این واقعیت است که ناحیه میله‌های پوشیده شده با لایه نازکی از بخار آب، حرارت مجبور است به طریق هدایت و تابش از داخل لایه نازک بخار آب وارد خنک‌کننده شود، هر دو این روش‌ها تقریباً کمترین غیر موثری در انتقال حرارت هستند. فلوی حرارتی به طور مداوم با افزایش درجه حرارت سوخت کاهش (در شکل ۸-۱۰ با خطوط نقطه‌چین مشخص شده است) می‌یابد که این امر کم‌وبیش به طور نامنظم می‌باشد. افزایش درجه حرارت سوخت در نتیجه افزایش لایه نازک بخار روی میله‌های سوخت می‌باشد. در این ناحیه از شکل (۸-۱) دستگاه

۱- Boiling Crisis

۲- Departure from Nucleate Boiling

۳- Critical Heat Flux (CHF)

۴- Burnout Flux

درحال جوش لایه‌ای جزئی می‌باشد.

بالاخره وقتی درجه حرارت سطح میله به اندازه کافی زیاد است، لایه بخار آب تمام میله را می‌پوشاند و فلوی گرمائی به خنک کننده به یک مقدار حداقل (نقطه D) می‌افتد. بالاتر از این نقطه افزایشی در درجه حرارت منجر به افزایشی در فلوی حرارتی می‌گردد، زیرا انتقال حرارت از داخل لایه بخار، اگرچه ضعیف و غیر موثر است، با وجود این با افزایش اختلاف درجه حرارت در ضخامت لایه بخار افزایش می‌یابد. در این حالت گفته می‌شود دستگاه درحالت جوش لایه‌ای کامل<sup>۲</sup> است.

وجود رژیم‌های مختلف جوش و بحران جوش از ملاحظات مهم در طرح یک راکتور خنک کننده آبی است که می‌توان در مثال زیر مشاهده نمود. فرض کنید که یک راکتور خنک کننده آبی طوری طرح ریزی شده و کار می‌کند که در نقطه‌ای در طول مجرای خنک کننده آب در شرایط نزدیک به «خروج از جوش نقطه‌ای» جوش نقطه‌ای انجام دهد. حال اگر قدرت راکتور ناگهان افزایش یابد به طوری که فلوی حرارتی به داخل آب بالاتر از مقدار  $q''$  مربوطه DNB شود، جوش لایه‌ای جزئی آنی در این مجرا شروع خواهد شد. به هر حال، همان طوری که در بالا شرح دادیم، تشکیل لایه مانع انتقال حرارت به خنک کننده می‌شود. در نتیجه، گرمای به اصطلاح محبوس شده در داخل سوخت درجه حرارت سوخت و درجه حرارت سطح میله‌های تشکیل دهنده مجرا را بالا می‌برد. این به نوبه خود منجر به افزایش سطح لایه نازک بخار شده که منجر به کاهش بیشتر فلوی حرارتی می‌گردد و موجب افزایش مجدد درجه حرارت سطح میله والی آخر می‌شود. به این طریق درجه حرارت دیواره در طول منحنی جوش از نقطه C تا نقطه E به سرعت افزایش می‌یابد و خیلی قبل از این که درجه حرارت به نقطه E برسد، درجه حرارت سوخت به مقادیر خیلی بالا می‌رسد (چندین صد درجه فازهیت) که قسمتی از سوخت ذوب شده، غلاف شکاف برمی‌دارد و پاره‌های شکافت هسته‌ای به داخل خنک کننده راه می‌یابد. به طوری که قبلاً یادآور شدیم از انجام این وقایع باید به هر قیمت شده جلوگیری شود. به این دلیل دانستن مقدار  $q''$  مهم است و نباید گذاشت راکتور در نزدیکی نقطه DNB کار کند.

قبل از در نظر گرفتن روش‌های پیش‌بینی بالا، باید اشاره کرد که نباید از شکل (۱-۸) چنین استنباط کرد که قبل از رویداد بحران غلیان بایستی غلیان نقطه‌ای اشباع داشته باشیم. منظور از شکل فقط نشان دادن این است که دونوع غلیان نقطه‌ای وجود دارد و آن این که اگر درجه حرارت حجمی خنک کننده از درجه حرارت اشباع تجاوز نماید انتقال از غلیان تاخیری به اشباع ممکن می‌باشد. حبابهای روی سطح سوخت با هم ترکیب شده تشکیل یک لایه نازک بخار آب می‌دهد، آغاز بحران غلیان، حتی اگرچه حبابها در جریان خنک کننده قرار گیرند و تبدیل به مایع گردند.

روابط بسیاری با استفاده از داده‌های  $q''$  به دست آمده است (به منابع مراجعه کرده، تانگ\* مقادیر این روابط را به صورت جدول در آورده است) و به طوری که انتظار می‌رود این روابط بستگی به این که بحران غلیان از شرایط غلیان تاخیری بوجود آمده یا از غلیان حجمی مختلف هستند برای غلیان تاخیری روابط زیر توسط جنزولوتز\* به دست آمده و کاربرد گسترده‌ای دارد.

$$q''_c = C \times 10^6 \left( \frac{G}{1.6} \right)^m \Delta T_{sub}^{0.72} \quad (97-8)$$

که  $C$  و  $m$  پایاهای تابع فشار هستند که در جدول (۸-۱) داده شده‌اند،  $G$  فلوی جرمی خنک کننده بر حسب  $lb/ft^2 - hr$  و  $\Delta T_{sub}$  اختلاف درجه حرارت بین درجه حرارت موضعی و اشباع بر حسب فارنهایت می‌باشد.

رابطه دیگری برای غلیان تاخیری توسط برنات+ به دست آمده است و این رابطه ترکیبی

از سه معادله است

$$q''_c = h_c (T_{wc} - T_b) \quad (98-8)$$

$$T_{wc} = 102.7 \ln P - \frac{97.2 P}{P + 10} - 0.457 + 32 \quad (99-8)$$

$$h_c = 10890 \left( \frac{D_e}{D_e + D_i} \right) + \frac{487}{D_e^{0.6}} \quad (100-8)$$

در این روابط  $T_{wc}$  درجه حرارت دیواره (غلاف) در بحران غلیان،  $T_b$  درجه حرارت حجمی،  $P$  فشار بر حسب  $psia$ ،  $v$  سرعت خنک کننده بر حسب فوت در ثانیه،  $D_e$  قطر معادل بر حسب فوت و  $D_i$  محیط مجرای داغ شده بر حسب فوت تقسیم بر  $\pi$  می‌باشد. رابطه برنات برای فشارهای بین ۲۳ تا  $3000 psia$ ، سرعت‌های مایع بین ۴ تا  $54 ft/sec$  و  $D_e$  بین ۰.۱۴۳ تا ۰.۶۶ اینچ درست است.

جدول ۸-۱  
پایاهای رابطه جنزولوتز

m	C	فشار psia
۰.۱۶۰	۰.۸۱۷	۵۰۰
۰.۲۷۵	۰.۶۲۶	۱۰۰۰
۰.۵۰۰	۰.۴۴۵	۲۰۰۰

\* W. H. Jens and P. A. Lottes

+ Bernath L. Transactions A. I. Ch. E. 1955

مثال ۸-۱۰. برای شبکه PWR مشروح مثال های (۳-۸) تا (۸-۸) با توجه به وقوع بحران غلیان مطلوب است محاسبه (الف) درجه حرارت غلاف (ب) تخریب انتقال حرارت و (ج) فلوی گرمائی بحرانی

حل. (الف) با استفاده از رابطه برنات، معادله (۹۹-۸)

$$T_{wc} = 102.1 \ln 2000 - \frac{97.2 \times 2000}{2000 + 10} - 0.45 \times 1596 + 22$$

$$= 70.8^\circ F$$

(ب) از مثال ۸-۸ داریم  $D_e = 0.0427 \text{ ft}$  است. محیط مجرای داغ شده برابر  $2\pi a$  است که  $a = 0.234$  می باشد. لذا

$$D_i = 2 \times 0.234 / 12 = 0.039 \text{ ft}$$

از معادله (۱۰۰-۸)

$$h_c = 10890 \times \frac{0.0427}{0.0427 + 0.039} + \frac{48 \times 1596}{(0.0427)^{0.75}}$$

$$= 10609 \text{ Btu/hr} - \text{ft}^2 - ^\circ F$$

(ج) یادانستن درجه توده ای آب متغذیه از مثال ۸-۶ برابر  $600^\circ F$ ، فلوی گرمائی برابر است با

$$q''_c = 10609 \times (70.8 - 600) = 1.15 \times 10^6 \text{ Btu/hr} - \text{ft}^2$$

روابط بالا (معادلات ۸-۸۹ تا ۱۰۰-۸) منحنی تخمینی بهترین منحنی توده ای از نقاط پراکنده انتقال حرارت می باشد - منحنی کم و بیش از مرکز ثقل تمام نقاط عبور می کند. از طرف دیگر، در حالت رسیدن به DNB از شرایط غلیان حجمی روابطی توسط افراد شرکت جنرال الکتریک به دست آمده است که به صورت پوش کمترین مقادیر اندازه گیری شده  $q''_c$  است. چنین روابطی با توجه به غلیان حجمی به علاوه عوامل دیگر بستگی به کیفیت جریان خنک کننده دارد، و این کیفیت جریان را به  $\chi$  نشان می دهند و به صورت زیر تعریف می شود

$$\chi = \frac{\text{شدت جریان جرمی بخار (lb/hr} - \text{ft}^2)}{\text{شدت جریان جرمی مخلوط بخار-مایع (lb/hr} - \text{ft}^2)} \quad (101-8)$$

رابطه جنرال الکتریک متعلق به یانسن ولوی\* به صورت زیر است.

\* E. Jansen and S Levy, APED-3892, 1962

شرکت جنرال الکتریک نیز اخیراً رابطه ی Hench راولوی منتشر کرده است (۱۹۶۶)



$$\frac{q''_c}{1.0} = 0.700 + 0.227(G \times 10^{-6}) \quad \chi < \chi_1 \quad (102-8)$$

$$\frac{q''_c}{1.0} = 1.634 - 0.270(G \times 10^{-6}) - 4.71\chi \quad \chi_2 > \chi > \chi_1 \quad (103-8)$$

$$\frac{q''_c}{1.0} = 0.600 - 0.164(G \times 10^{-6}) - 0.603\chi \quad \chi > \chi_2 \quad (104-8)$$

$$\chi_1 = 0.197 - 0.108(G \times 10^{-6}) \quad (105-8)$$

$$\chi_2 = 0.254 - 0.226(G \times 10^{-6}) \quad (106-8)$$

که  $G$  فلوی جرمی برحسب  $lb/hr-ft^2$  می باشد. این معادلات در فشار دستگاه  $1000 \text{ psia}$  نوشته شده اند. برای فشارهای دیگر  $q''_c$  را می توان از رابطه زیر به دست آورد:

$$q''_c(p) = q''_c(1000 \text{ psia}) + 440(1000 - p) \quad (107-8)$$

رابطه جنرال الکتریک در فشارهای بین  $600$  تا  $1450 \text{ psia}$ ،  $G$  از  $10^6 \times 0.4$  تا  $10^6 \times 1.0$   $lb/hr-ft^2$ ، مقادیر  $\chi$  تا  $0.45$ ،  $D_e$  از  $0.2$  تا  $0.4$  اینچ و برای مجراهای خنک کننده به طول بین  $29$  تا  $108$  اینچ به کار می رود.

تمام روابط در مورد فلوی حرارتی بحرانی بیشتر با داشتن داده های لوله های دایره ای به دست آمده اند و وقتی منظور تعیین  $q''_c$  برای مجاری غیر دایره ای یا جریان های خنک کننده از داخل شبکه های میله های سوخت باشد، باید دانست که کاربرد این روابط مقدار  $q''_c$  را بسیار تقریبی به دست می دهند. ضرائب تصحیح مختلفی برای اشکال هندسی مختلف به دست آورده اند، اما این ضرائب بسیار مفصل هستند که در اینجا بحث شوند (به منبع تانگ مراجعه شود).

### ۶-۸ طرح حرارتی راکتور

به طوری که در قسمتهای قبل این فصل اشاره شد، راکتورها را بایستی طوری طرح کرد که پاره های شکافت در تمام مدت در داخل سوخت باقی بماند - یعنی در تمام مدت کار قاب راکتور، مدت خاموشی، و در شرایط سوانح وقتی که سوخت در شرایط معمولی خنک نشود. این امر حداقل درجه حرارت سوخت یا غلاف را تعیین می کند. شرط قابل قبول معمولی طرح این است که یکپارچگی در تمام شرایط کار حفظ شود. از آنجا که انبساط سوخت در نتیجه ذوب آن می تواند باعث شکافته شدن غلاف شود، این شرط طرح براین پایه بنیان گذاشته شده است که نبایستی سوخت ذوب شود.

قطعه ذوب  $UO_2$  تا اندازه ای بستگی به میزان مصرف سوخت دارد، یعنی کسری از

اتم‌های قابل شکافت که شکافت انجام داده‌اند، اما معمولاً برای  $UO_2$  تجارتنی بین  $5000^{\circ}F$  تا  $5100^{\circ}F$  می‌باشد. در اکثر راکتورهائی که سوخت آنها  $UO_2$  است حداکثر درجه حرارت سوخت کمی کمتر از  $4500^{\circ}F$  است.

در راکتور HTGR سوخت شامل ذرات کوچک دی‌کاربید و باپوشش کربنی میباشد، حداکثر درجه حرارت سوخت  $6500^{\circ}F$  است.

فلز اورانیوم طبیعی وغنی شده در  $2070^{\circ}F$  ذوب می‌شود، اما دوباره تغییر ماهیت می‌دهد (تغییر در ساختمان کریستالی)، اولی در  $1234^{\circ}F$  ودومی در  $1420^{\circ}F$ . به‌هرحال در درجه حرارت بالاتر از  $750^{\circ}F$  استحکام فلز به‌سرعت کاهش می‌یابد. این امر باعث می‌شود پاره‌های شکافت‌گازی به داخل حفره‌هائی در داخل سوخت جمع شود که منجر به انبساط سوخت و شکافت در غلاف گردد. بنابراین، عملاً در طرح راکتورهای با سوخت فلز اورانیوم حداکثر درجه حرارت سوخت زیر  $750^{\circ}F$  تعیین می‌گردد. این درجه حرارت پائین با آن‌اندازه که در ابتدا در مورد انتقال حرارت به‌خنک‌کننده به‌نظر می‌رسد یک عیب محسوب نمی‌شود، زیرا ضریب هدایت حرارت فلز اورانیوم خیلی بیشتر مثلاً همین ضریب برای  $UO_2$  است. مثلاً در  $600^{\circ}F$  مقدار  $k_f$  برای اورانیوم ۶۰ برابر بیشتر از آن برای  $UO_2$  است.

### نسبت DNB

برای جلوگیری از غلیان لایه‌ای در هر نقطه از غلاف سوخت راکتورهای آبی، این نوع راکتورها طوری باید طرح شوند که فلوی گرمائی  $q''$  همیشه کمتر از فلوی گرمائی بحرانی ( $q''_c$ ) باشد. برای این منظور بهتر است نسبت DNB را به‌صورت زیر تعریف کنیم

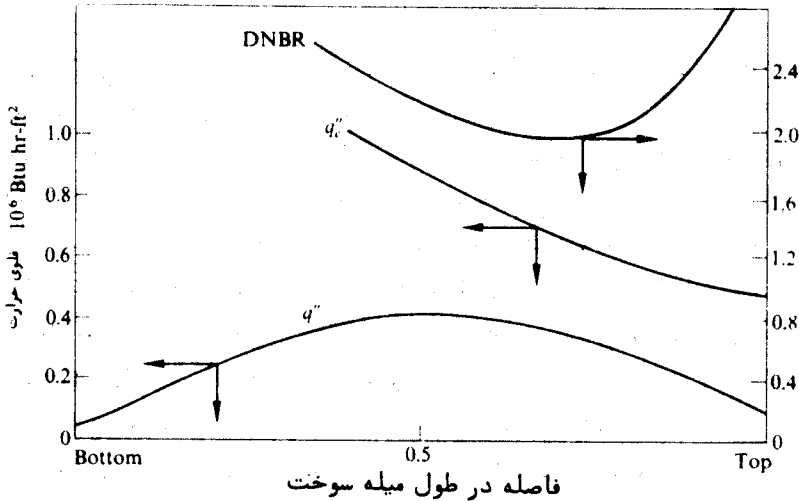
$$DNBR = \frac{q''_c}{q''_{act}} \quad (108-8)$$

در این نسبت  $q''_c$  فلوی حرارتی بحرانی برحسب فاصله در سرتاسر داغترین مجرای خنک‌کننده از روی روابط مخصوص داده شده در قسمت‌های پیش حساب شده است، و  $q''_{act}$  فلوی حرارتی واقعی سطح در همان محل در سرتاسر مجرا است. اگر از جریان حرارتی موازی با سوخت صرف‌نظر شود داریم:

$$q''_{act} = \frac{q''' A_f}{C_c} \quad (109-8)$$

که  $q'''$  تولیدگرما در واحد حجم،  $A_f$  سطح مقطع سوخت، و  $C_c$  محیط سیله داغ است. این دو تابع و نسبت DNB در شکل (۸-۱۳) برای یک راکتور آب‌جوشان ۱۵۰۰ MW

نشان داده شده است. راکتورهای آب جوشان فعلی (۱۹۷۴) با حداقل  $DNBR^* = 1.9$  طرح ریزی شده‌اند. باقرار دادن این حد پائین برای نسبت  $DNBR$ ، مطمئناً شرایط سوختگی میله را در هیچ جای راکتور، حتی در موقعیت‌های انتقالی و قدرتهای اضافی به وجود نمی‌آید. حداقل مقدار  $DNBR$  برای راکتورهای تحت فشار ۱۱۳ است. نیازی به گفتن نیست با تعیین حداقل نسبت  $DNBR$  یک محدودیت اصلی در طرح راکتورهای خنک کننده آبی به وجود می‌آورد.



شکل ۸-۱۳ فلوی حرارتی واقعی، فلوی حرارتی محاسبه شده، و نسبت  $DNBR$  برای راکتور آب جوشان (شرکت جنرال الکتریک)

### مجرای داغ، ضرائب نقاط داغ

در راکتورهای خنک کننده آبی، حداکثر فلوی گرمائی در هر نقطه قلب با نسبت  $DNBR$  محدود می‌شود. در راکتورهای خنک کننده گازی، حداکثر  $q''$  فقط با توجه به درجه حرارت سوخت که بایستی همیشه کمتر از نقطه ذوب مربوط به مقدار  $q''_{max}$  باشد، تعیین می‌گردد. در هر راکتور، میزان اضافی  $q''_{max}$  از مقدار متوسط فلوی حرارتی در داخل قلب را با ضریب مجرای داغ، ضریب نقطه داغ نیز خوانده می‌شود، نشان می‌دهند. این ضریب با رابطه زیر داده می‌شود

$$F = \frac{q''_{max}}{q''_{av}} \quad (۱۱۰-۸)$$

که  $q''_{av}$  فلوی حرارتی متوسط در قلب راکتور است.

دلایل متعددی وجود دارد که چرا  $q''_{max}$  متفاوت از  $q''_{av}$  است و بنابراین چرا  $F$

\* حداقل  $DNBR$  نیز حداقل نسبت فلوی گرمائی و بحرانی نامیده می‌شود و به  $MCHFR$

نشان داده می‌شود

متفاوت از واحد است. مهمترین این دلایل، به طوری که قبلاً دیده شد، این است که توزیع قدرت در قلب راکتور تخت نیست. اگر این یگانه دلیل می بود، می توانستیم  $F$  را مستقیماً برای هر راکتوری کم و بیش به همان طریقی که نسبت فلوی حداکثر به متوسط  $\Omega$ ، را در فصل ۶ حساب کردیم، به دست آوریم. لذا  $q_{\max}^*$  تابع پایاهای هسته ای مختلفی است که توزیع قدرت را تعیین می کند و  $q_{\text{av}}^*$  از رابطه زیر به دست می آید

$$P = q_{\text{av}}^* A \quad (111-8)$$

$P$  قدرت حرارتی خروجی و  $A$  سطح کل انتقال حرارت سوخت (باغلاف) است. چنین محاسبه ای ضریب هسته ای مجرا داغ  $F_N^*$  را به دست می دهد.

به علاوه اثر توزیع غیر تخت قدرت،  $q_{\max}^*$  متفاوت از مقدار محاسبه ای  $q_{\max}^*$  می باشد که در نتیجه عوامل آماری مختلف می باشد که طراح راکتور کمی یا هیچ گونه کنترلی روی آنها ندارد مثلاً، مقدار ماده قابل شکافت محوری قرص های سوخت یک راکتور BWR یا PWR در موقع ساختن آنها از قرصی به قرص دیگری تغییر می کند، زیرا به علت ماهیت آماری ذاتی عمل ساختن قرص ها می باشد و قرص هایی که دارای ماده قابل شکافت بیشتری هستند قدرت بیشتری تولید می کنند و اگر چنین قرصی در محل قرار داده شود که  $q$  بالاترین مقدار را دارد، در این صورت مقدار  $q_{\max}^*$  بیشتر از مقدار محاسبه شده است.

به همین طریق، تغییرات ساختمانی مجموعه های سوختی ممکن است موجب خمش جزئی میله های سوخت شود که منجر به کاهش جریان خنک کننده و داغی بیش از حد قسمتی از سوخت گردد. تغییرات ضخامت غلاف ممکن است نقطه های داغ در محل هایی که غلاف نازکترین ضخامت را دارد ایجاد نماید+. جنبه های معینی از شدت جریان خنک کننده ذاتاً آماری بوده و موجب تغییرات در فلوی حرارتی می شوند.

این مکانیزم های مختلف و عوامل دیگر که باعث اختلاف  $q_{\max}^*$  با مقدار محاسبه شده می گردد، رویهم، به وسیله ضریب مهندسی مجرای داغ  $F_E$  بیان می شود. ضریب کلی مجرا داغ عبارت است از:

$$F = F_N F_E \quad (112-8)$$

هریک از مکانیزم های مشروح به وسیله ضریب فرعی مهندسی مجرای داغ،  $F_{E,x}$ ، بیان می شود ضرائب فرعی مهندسی از داده های اجزا ساخته شده و یا از آزمون ها مثلاً آزمون های

\* برای راکتور با توزیع سوخت یکنواخت در ابتدا عمر قلب و در عدم حضور میله های

کنترل  $F_N$  برابر  $\Omega$  است.

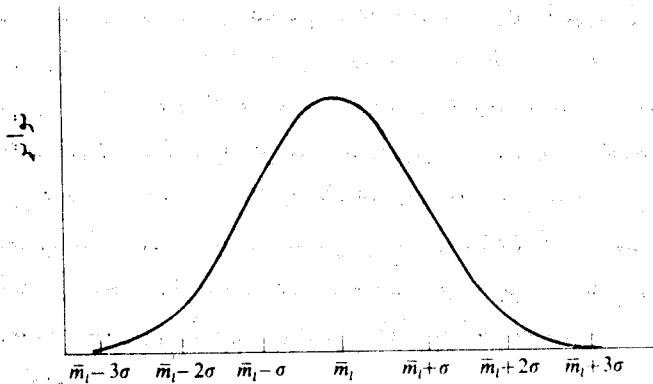
این موضوع به این علت است که غلاف نازک منجر به حفره بزرگتر (و بالتجیه  $\Delta T$

بزرگتر) بین قرص سوخت و غلاف می گردد.

جریان خنک کننده بر روی قسمتهای نصب شده یادستگاه‌های آزمایشی، به دست می‌آیند. به‌عنوان مثال، مقدار ماده قابل شکافت واحد طول  $m_1$  میله‌های سوخت را در نظر می‌گیریم. برای یک فلوی حرارتی معین،  $q''_{max}$  تقریباً متناسب با  $m_1$  است. وقتی اندازه‌گیری‌های  $m_1$  روی میله‌های ساخته شده انجام می‌گیرد، دیده می‌شود که مقدار واقعی  $m_1$  دارای یک توزیع طبیعی در حول یک مقدار متوسط یا میانگین  $m_1$  شبیه آنچه که در شکل (۸-۱) نشان داده شده، می‌باشد. با داشتن چنین توزیعی تمام مقادیر  $m_1$  محتمل به نظر می‌رسند. به‌هرحال، مقادیر ویژه  $m_1$  هرچه از مقدار متوسط دورتر باشند غیرمحتمل‌تر است می‌توان نشان داد، احتمال این که  $m_1$  به اندازه ۳۵ بیش از  $m_1$  باشد،  $\sigma$  را انحراف معیار است. فقط ۰.۳۵ درصد از  $m_1$  می‌باشد یعنی رویداد غیر محتملی است.

در این موقعیت‌ها شبیه آن که تشریح شد که در آن  $q''_{max}$  متناسب با توزیع طبیعی متغیر مهندسی  $x$  است، ضریب فرعی مهندسی به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$F_{E,x} = \frac{x + 3\sigma(x)}{\bar{x}} = 1 + \frac{3\sigma(x)}{\bar{x}} \quad (113-8)$$



شکل ۸-۱، توزیع طبیعی مقادیر اندازه‌گیری شده  $m_1$

در این رابطه  $\bar{x}$  مقدار متوسط  $x$  و  $\sigma(x)$  انحراف معیار اندازه‌گیری است. مثلاً در مورد مقدار ماده قابل شکافت، ضریب فرعی عبارت است از

$$F_{E,m1} = 1 + \frac{3\sigma(m_1)}{m_1} \quad (114-8)$$

مثال ۸-۱۱ در یک راکتور معین تحت فشار جرم ویژه خطی متوسط  $m_1$  اکسید اورانیوم ( $UO_2$ ) در یک نیله سوخت برابر  $0.071 \text{ lb/ft}$  است. انحراف معیار در مقادیر اندازه گیری شده  $m_1$  برابر  $0.122 \text{ lb/ft}$  می باشد. مقدار  $F_{E,x}$  چقدر است؟  
 حل: در اینجا فقط لازم است این مقادیر را در معادله (۸-۱۱۴) قرار دهیم. لذا داریم

$$F_{E,x} = 1 + \frac{2 \times 0.122}{0.071} = 1.08$$

این نتیجه بدین معنی است که به علت تغییرات آماری در مقدار ماده قابل شکافت موجود در میله های سوخت موقع ساختن، احتمال این که  $q''_{\max}$  به میزان ۸ درصد بیش از مقدار محاسبه ای آن باشد فقط ۱.۰۰۸ در ۱۰۰ است.

محاسبات ضرائب فرعی دیگر، به ویژه آنهایی که شامل تناسب مستقیم بین  $q''_{\max}$  و متغیر آماری نیستند، پیچیده تر هستند و نیاز به تجزیه و تحلیل رابطه بین متغیر مورد نظر و  $q''_{\max}$  دارد. به طوری که قبلاً اشاره شد، چنین ضرائب فرعی اغلب از داده های مهندسی آزمایشی به دست می آیند.

به محض تعیین ضرائب فرعی مهندسی مختلف، ضریب  $F_E$  را می توان حساب کرد. این کار را به طرقتی می توان انجام داد. آشکارترین آنها ضرب تمام ضرائب فرعی در یکدیگر است و این کار در بعضی از راکتورهای اولیه انجام شده است. به هر حال، مقدار به دست آمده  $F_E$  منجر به طرح محافظه کارانه غیر لازم راکتور شده است، زیرا در استفاده از حاصل ضرب ضرائب فرعی به طور ضمنی فرض شده است که چند رویداد آماری به طور همزمان رخ می دهند. روش ترجیحی برای محاسبه  $F_E$  بر اساس تجزیه و تحلیل توزیع های مشترک آماری است که به دست آوردن مجدد آنها در اینجا بسیار پیچیده است (به تانگ و وایزمن در منابع رجوع کنید). نیازی به گفتن نیست با دانستن  $F_{E,x}$  ضریب  $F_E$  را می توان محاسبه نمود.

### طرح راکتور

در طرح ریزی یک راکتور، نکات مشترک قابل ملاحظه ای بین جنبه های به ویژه هسته ای-فلوی نوترن و، توزیع قدرت، رفتارهای گذرا و غیره- و عواملی که شامل انتقال حرارت از دستگاه است می شود. طرح نهائی راکتور الزاماً شامل سازش هائی بین ضرائب هسته ای و ضرائب گرمائی- هیدرولیکی می باشد، تماماً از نظر ایمنی و اقتصادی مهم هستند. بدیهی است که بیشتر راکتورهای ساخته شده امروزی از صفر شروع نشده اند. آنها یا مشابه نیروگاههای موجود هستند یا تغییر یافته آنها می باشند. به قدرت از مهندسی خواسته می شود که یک راکتور را از ابتدا طرح ریزی نماید. با وجود این، قدم هائی در مطالعه چنین طرح هائی برداشته خواهد شد تا بتوان بعضی از مفاهیم قبلی را تشریح نمود.

بنابراین ، طرح یک نوع راکتور قدرت مشخصی را که قدرت حرارتی خروجی آن داده شده در نظر می‌گیریم. اولین مساله انتخاب مواد قلب راکتور است. انتخاب این مواد براساس تجربه‌های قبلی در دسترس بودن و قیمت آن است. مقدار سوخت و درجه غنی بودن آن ابتدا با توجه به ملاحظات هسته‌ای ، از جمله تخمین عمر قلب راکتور و خسارت‌های تابش اشعه بر میله‌های سوخت تعیین می‌شود .

پس از انتخاب خصوصیات اولیه مواد آرایش شبکه سوخت پیشنهاد می‌شود. پایاهای راکتور در حال کار - فلوی نوترون، قدرت و توزیع درجه حرارت، جرم ویژه خنک کننده و یا توزیع خلاء درجه حرارت و فلوی گرمائی در سرتاسر مجرای داغ - برای شبکه سوخت پیشنهادی حساب می‌شود. باید یادآور شد که چنین محاسباتی، حداقل برای بعضی از انواع راکتورها، ذاتاً تکراری می‌باشند. به عنوان مثال، در یک راکتور PWR یا BWR لازم است جرم ویژه آب را برحسب مکان بدانیم تا اینکه بتوان فلوی نوترون و از آن توزیع قدرت را حساب کنیم. در این حال قبل از تعیین جرم ویژه آب باید توزیع قدرت را دانست، زیرا جرم ویژه آب با استفاده از توزیع فلوی گرمائی تعیین می‌شود که خود بستگی به توزیع قدرت دارد. کاری که در این حالت می‌توان کرد این است که یک توزیع جرم ویژه، مثلاً، واحد در سرتاسر قلب در نظر گرفت. توزیع‌های فلو و قدرت را سپس می‌توان با این جرم ویژه حساب کرد و این خود منجر به توزیع جرم ویژه می‌شود. محاسبات بدین طریق ادامه می‌یابد تا همگرایی حاصل شود، یعنی ، توزیع جرم ویژه توزیع قدرتی را به دست دهد که همین توزیع جرم ویژه دوباره به دست آید. برنامه‌های کامپیوتری در اختیار می‌باشد که به وسیله آنها چنین محاسبات تکراری به‌طور خود کار می‌تواند انجام گیرد. اتفاقاً در این مرحله اولیه طرح قلب راکتور، فلوی راکتور را معمولاً به کمک معادله چند گروهی که تعداد گروهها کم باشد به دست می‌آورند، برای اینکه هزینه محاسبات کاهش یابد. محاسبات با گروه انرژی زیاد معمولاً در مراحل نهائی طرح انجام می‌گیرد .

اگر راکتور با آب خنک شود، نسبت DNB را در راستای داغ ترین مجرا برحسب فاصله محاسبه می‌شود. به طوری که قبلاً در این اشاره شد، حداقل قسمت DNBR بایستی با یک مقدار حدی از قبل تعیین شده برابر باشد. اگر مقدار DNBR محاسبه شده برابر این مقدار نباشد که اگر در این مرحله مساوی باشد خود یک خوشبختی است - سپس پایاهای شبکه یا شدت جریان خنک کننده را تغییر می‌دهند ، محاسبات بالا قلب تکرار می‌شود تا یک DNBR تازه به دست می‌آید. محاسبات تا آنجا ادامه می‌یابد تا  $(DNBR)_{min}$  مورد نظر به دست آید. فلوی گرمائی حداکثر نیز تعیین می‌شود، اگرچه به طوری که در شکل (۸-۱۳) نشان داده شده است،  $q''_{max}$  الزاماً در نقطه‌ای که DNBR کوچکترین مقدار را دارد رخ نمی‌دهد. اگر راکتور با آب خنک نشود،  $q''_{max}$  فقط با محدود کردن درجه حرارت سوخت تعیین می‌گردد. حال برای هر دو نوع راکتور ، با خنک کننده آبی یا بدون خنک کننده آبی،

یک مقدار محاسبه شده اولیه  $q''_{max}$  به دست آمده است.

در این مرحله، ضریب کلی مجرای داغ با استفاده از روش های بحث شده قبلی به دست می آید. سپس می توان فلوی گرمائی متوسط سرتاسر قلب را به کمک معادله (۸-۱۱) حساب کرد:

$$q''_{av} = \frac{q''_{max}}{F} \quad (8-11)$$

با یک روش ساده در طرح ریزی راکتور برای اینکه در فلوی حرارتی متوسط کار کند، مقدار واقعی  $q''_{max}$  به نسبت ضریب  $F_g$  کمتر از مقدار محاسبه شده می شود. این امر باعث می شود راکتور دارای دانه یه ایمنی مطلوب باشد.

با معلوم شدن مقدار  $q''_{av}$ ، سطح کل انتقال حرارت را می توان از معادله (۸-۱۱) به دست آورد. بالاخره، با استفاده از سطح انتقال حرارت و ابعاد میله های سوخت تعداد میله های لازم راکتور را می توان تعیین کرد. این تعداد بدون شک متفاوت از تعدادی است که در ابتدای طرح در نظر گرفته شده است. بنابراین بسیاری از محاسبات قبلی بایستی تکرار شود تا اینکه یک راکتور کاملاً خود نگهدارنده به دست آید. در این مرحله محاسبات پخش نوترون چندین گروهی وجود بعدی همراه با تجزیه و تحلیلی های مختلف گذرا و مصرف سوخت را می توان در مدت عمر راکتور انجام داد تا اینکه طرح کاملتری از راکتور به دست آید.

مثال ۸-۱۲ قلب یک راکتور PWR حاوی شبکه ای از میله های سوخت به طول ۱۲ فوت و قطر ۰.۵ اینچ است. راکتور با قدرت ۳۰۰ MW کار می کند و حداکثر فلوی حرارتی محاسبه شده  $52900 \text{ Btu/hr-ft}^2$  و ضریب مجرای داغ کلی برابر ۲۷۸ است. مطلوب است محاسبه (الف) سطح کلی انتقال حرارت (ب) تعداد میله های سوخت داخل قلب حل: (الف) فلوی حرارتی متوسط از معادله (۸-۱۱) به دست می آید

$$q''_{av} = \frac{52900}{278} = 19200 \text{ Btu/hr-ft}^2$$

با دانستن قدرت راکتور برابر  $3000 \times 37412 \times 10^6 \text{ Btu/hr}$   $3000 \text{ MW}$  سطح انتقال حرارت برابر است با:

$$A = \frac{3000 \times 37412 \times 10^6}{19200} = 52000 \text{ ft}^2$$

(ب) سطح هر میله سوخت  $0.5\pi(12) = 0.5\pi \text{ ft}^2$  است. لذا تعداد کل میله ها عبارت است از

$$n = \frac{52000}{0.5\pi} = 22740$$



## منابع فصل هشتم

### General

- Eckert, E. R. G., and R. M. Drake, Jr., *Analysis of Heat and Mass Transfer*. New York: McGraw-Hill, 1973.
- Gebhart, B., *Heat Transfer*, 2nd ed. New York: McGraw-Hill, 1971.
- Kreith, F., *Principles of Heat Transfer*, 2nd ed. Scranton, Pa.: International, 1965.
- McAdams, W. H., *Heat Transmission*, 3rd ed. New York: McGraw-Hill, 1954.

### Conduction Heat Transfer

- Carslaw, H. S., and J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, 2nd ed. London: Oxford, 1959
- Özisik, M. N., *Boundary Value Problems of Heat Conduction*. Scranton, Pa.: International, 1968.

### Convective Heat Transfer

- Kays, W. M., *Convective Heat and Mass Transfer*. New York: McGraw-Hill, 1966.
- Knudsen, J. G., and D. L. Katz, *Fluid Dynamics and Heat Transfer*. New York: McGraw-Hill, 1958.

### Liquid Metal Heat Transfer

- Dwyer, O. E., *Liquid Metals Handbook, Sodium and NaK Supplement*. Washington, D.C.: U.S. Atomic Energy Commission, 1970, Chapter 5, "Liquid-Metal Heat Transfer."
- Dwyer, O. E., H. C. Berry, and P. J. Hlavac, "Heat Transfer to Liquid Metals Flowing Turbulently and Longitudinally through Closely Spaced Rod Bundles." *Nuclear Engineering and Design* 23, 273 and 295 (1972).

### Boiling Heat Transfer

- Collier, J. G., *Convective Boiling and Condensation*. New York: McGraw-Hill, 1972.
- Tong, L. S., *Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow*. New York: Wiley, 1965.
- Tong, L. S., *Boiling Crisis and the Critical Heat Flux*. U.S. Atomic Energy Commission Report TID-25887, 1972.

### Reactor Heat Transfer

- Bonilla, C. F., *Nuclear Engineering*. New York: McGraw-Hill, 1957, Chapters 8 and 9. (Available from University Microfilms, Cat. No. OP33393, Ann Arbor, Michigan.)
- Bonilla, C. F., *Nuclear Engineering Handbook*. H. Etherington, Editor. New York: McGraw-Hill, 1958, Section 9-3.
- El-Wakil, M. M., *Nuclear Energy Conversion*. Scranton, Pa.: International, 1971.
- El-Wakil, M. M., *Nuclear Heat Transport*. Scranton, Pa.: International, 1971.
- Glasstone, S., and A. Sesonske, *Nuclear Reactor Engineering*. New York: Van Nostrand, 1967, Chapter 6.
- Sesonske, A., *Nuclear Power Plant Analysis*. U.S. Atomic Energy Commission Report TID-26241, 1973, Chapter 4.
- Tong, L. S., and J. Weisman, *Thermal Analysis of Pressurized Water Reactors*. Hinsdale, Ill.: American Nuclear Society, 1970.

### مسائل فصل هشتم

۱-۸ کشتی هسته‌ای ساوانا با نیروی یک راکتور تحت فشار ، با فشار  $1750 \text{ Psia}$  کار می‌کند. آب خنک‌کننده ورودی محفظه راکتور دارای درجه حرارت  $97^\circ\text{F}$  و در سوتج خروج دارای درجه حرارت  $199^\circ\text{F}$  است. شدت جریان آب از داخل راکتور  $10^6 \times 94$  پوند در ساعت است. قدرت حرارتی خروجی راکتور چقدر است؟

۲-۸ یک راکتور آزمایشی LMFBR با قدرت  $750 \text{ MW}$  کار می‌کند. سدیم با درجه حرارت  $400^\circ\text{C}$  وارد قلب می‌شود و در هر خروجی دارای درجه حرارت  $660^\circ\text{C}$  است. شدت جریان سدیم از داخل قلب چقدر بایستی باشد؟

۳-۸ ثابت کنید که اگر آب با شدت  $w_{lb/hr}$  از داخل یک راکتور BWR عبور کند شدت تولید بخار  $w_g \text{ lb/hr}$  باشد به طوری که

$$w_g = \frac{q - w(h_f - h_{in})}{h_{fg}}$$

که  $q$  قدرت حرارتی راکتور ،  $h_f$  و  $h_{in}$  به ترتیب آنتالپی های ویژه آب اشباع شده خروجی از قلب و ورودی به قلب باشند و  $h_{fg}$  گرمای نهان تبخیر برای هر پوند باشد.

۴-۸ یک راکتور آب جوشان با قدرت  $1093 \text{ MW}$  کار می‌کند. آب از پائین قلب که دارای درجه حرارت  $276^\circ\text{F}$  است وارد قلب شده و با شدت  $10^6 \times 48 \text{ lb/hr}$  از داخل قلب عبور می‌کند. فشار محفظه قلب  $1030 \text{ Psia}$  می‌باشد. با استفاده از نتایج مساله قبل شدت تولید بخار را بر حسب پوند در ساعت حساب کنید.

۵-۸ با استفاده از آنتالپی ویژه آب اشباع شده در درجه حرارت  $350^\circ\text{F}$  که در جدول ۱ پیوست داده شده، آنتالپی ویژه آب  $600^\circ\text{F}$  را حساب کنید [راهنمایی: با استفاده از قاعده سسون گرمای ویژه را انتگرال بگیرید].

۶-۸ راکتور HTGR فورد سنت رین (Ford St Vrain)  $330$  مگاوات برق تولید می‌کند و بهره آن  $3923$  درصد است. هلیوم با فشار  $710 \text{ psia}$  وارد قلب راکتور ، دارای درجه حرارت  $760^\circ\text{F}$  شده و با درجه حرارت  $1430^\circ\text{F}$  خارج می‌گردد. شدت جریان هلیوم از داخل قلب چقدر است؟

۷-۸ یک نیروگاه کوچک PWR با قدرت  $480 \text{ MWt}$  کار می‌کند. قلب راکتور دارای قطر تقریبی  $48$  اینچ و ارتفاع  $919$  اینچ می‌باشد و دارای شبکه سربعی حاوی  $23142$  لوله سوخت به ضخامت  $0.21$  اینچ و قطر داخلی  $2.98$  اینچ و گام شبکه  $422$  اینچ است. لوله‌ها با سوخت  $\text{UO}_2$   $4$  درصد وزنی غنی پر شده است. قلب با آبی که از ته آن با درجه حرارت  $99^\circ\text{F}$  وارد می‌شود خنک شده و آب با شدت  $10^6 \times 34$  و فشار  $2010 \text{ Psia}$  از داخل قلب عبور می‌کند. مطلوب است محاسبه (الف) درجه حرارت متوسط

خروجی از قلب (ب) چگالی ویژه متوسط برحسب  $\text{kW/lit}$  (ج) شدت تولید حداکثر گرما، به فرض این که قلب راکتور لخت باشد.

۸-۸ قلب یک راکتور BWR شامل  $۷۶۴$  مجموعه سوختی است که هر مجموعه سوختی دارای آرایش مربعی  $۴۹$  میله سوخت باگام  $۷۳۸$  ر. اینچ است. میله های سوخت دارای  $۱۷۵$  اینچ طول می باشد، اما سوخت فقط در طول  $۱۴۴$  اینچ میله قرار میله قرار دارد. قطر خارجی میله های سوخت  $۰.۵۶۳$  ر. اینچ، ضخامت غلاف (لوله سوخت)  $۰.۳۲$  ر. اینچ و قرص های سوختی به قطر  $۰.۴۸۷$  ر. اینچ می باشند در نتیجه فاصله ای حدود

$$۰.۰۰۶ = \frac{۰.۴۸۷ - ۲ \times ۰.۰۳۲ - ۰.۵۶۳}{۰.۰۰۶}$$

بین قرص ها و غلاف وجود دارد. جرم ویژه متوسط  $\text{UO}_2$  تقریباً  $۱۰.۳ \text{g/cm}^3$  است قطر قلب راکتور  $۹۳۶$  اینچ می باشد و قدرت پیش بینی راکتور  $۳۲۹۳ \text{MW}$  است. چگالی قدرت حداکثر به متوسط  $۲۶۲$  است. مطلوب است محاسبه (الف) وزن کل  $\text{UO}_2$  و اورانیوم قلب (ب) قدرت ویژه برحسب  $\text{kW/lit}$  (ج) چگالی قدرت متوسط برحسب  $\text{kW/kgU}$  (د) قدرت متوسط خطی میله  $q'_{av}$  برحسب  $\text{kW/ft}$  (ه) حداکثر شدت تولید گرما (و) حداکثر قدرت خطی میله  $q'_{max}$

۹-۸ قلب یک راکتور LMFBR دارای شبکه مربعی حاوی  $۱۳۱.۴$  میله سوخت به قطر  $۱.۵۸$  ر. اینچ و طول  $۳.۰۵$  اینچ با کام.  $۲۱$  ر. اینچ است میله های سوخت  $۲۶$  درصد غنی شده وزنی و غلاف فولاد زنگ نزن به ضخامت  $۰.۰۵$  ر. اینچ است. سدیم مایع با درجه حرارت تقریبی  $۳۰۰^\circ \text{C}$  وارد قلب می شود؛ سرعت متوسط  $۳۱۲ \text{ft/s}$  از داخل قلب عبور می کند. قدرت حرارتی قلب  $۲۷۰ \text{MW}$  و چگالی قدرت حداکثر به متوسط آن  $۱۷۹$  است. مطلوب است محاسبه (الف) شدت تولید حداکثر حرارت (ب) فلوی حداکثر نوترون. ۸-۱۰ تغییرات فلوی نوترون و یا شدت تولید حرارت در راستای  $z$  قلب دارای بازتابنده اغلب از رابطه تقریبی زیر به دست می آید:

$$\Phi = c \times \cos\left(\frac{\pi z}{H'}\right)$$

که  $H'$  کمی از  $H$ ، ارتفاع واقعی قلب، بزرگتر است. نشان دهید که نسبت تولید حرارت حداکثر به متوسط در راستای  $z$  از رابطه زیر به دست می آید.

$$\Omega_2 = \frac{\pi H / \sqrt{H'}}{\sin(\pi H / \sqrt{H'})}$$

( یادآوری: یک رابطه تقریبی مشابهی می توان برای  $\Phi$  و یا  $q'''$  در راستای شعاعی بصورت زیر نوشت

$$\Phi = C \times J_0\left(\frac{\sqrt{4.00r}}{R'}\right)$$

۱۱-۸ نشان دهید فلوی حداکثر به متوسط و یانسیب های توزیع قدرت در راستای محوری و شعاعی در ارتباط بانسیب کلی از رابطه زیر به دست می آید.

$$\Omega_z \Omega_r = \Omega$$

تعریف هر یک از این عوامل در مساله ۸-۱۰ داده شده اند.

۱۲-۸ قلب یک راکتور سریع استوانه ای به شعاع  $۴۳۸.۸ \text{ cm}$  ارتفاع  $۷۷۰ \text{ cm}$  است. محاسبات دوبعدی چندین گروهی نشان می دهد که توزیع چگالی قدرت راسی توان با رابطه تقریبی زیر نشان داد.

$$P(r,z) = P_0 \left[ 1 - \left( \frac{r}{0.1} \right)^2 \right] \cos \left( \frac{\pi z}{1.09} \right)$$

که  $P_0$  یک کمیت ثابت و  $z$  و  $r$  به ترتیب فواصل از محور (فاصله شعاعی) و از صفحه عمود بر وسط محور است (الف)  $P_0$  را بر حسب  $P$  قدرت کل راکتور به دست آورید.

(ب) نسبت قدرت حداکثر به متوسط در قلب چقدر است؟ (ج) مطلوب است محاسبه

نسبت های قدرت حداکثر به متوسط در راستای شعاعی و محوری.

۱۳-۸ یک نیروگاه BWR با قدرت  $1011 \text{ MWe}$ ، با بهره ۳۴ درصد کار می کند.

(الف) حداکثر انرژی حاصل از تجزیه پاره های شکافت در راکتور در لحظه خاموش شدن چقدر

است (ب) انرژی تجزیه پس از شش ماه از خاموشی چقدر است؟

۱۴-۸ یک راکتور  $1000 \text{ MW}$  با قدرت کامل به مدت یک سال کار می کند، سپس

با قدرت ۱۰ درصد، به مدت یک ماه و سپس خاموش می شود. حرارت حاصل از تجزیه پاره های

شکافت در موقع خاموش شدن و یک ماه پس از خاموش شدن چقدر است؟

۱۵-۸ یک راکتور با سوخت  $^{235}\text{U}$  با قدرت  $P_0$  برای مدت یک ماه کار می کند و سپس

در اثر اعمال  $99.63$  دلار راکتیویته منفی آنی خاموش می شود. (الف) مطلوب است محاسبه

قدرتی که راکتور بلافاصله پس از خاموشی به آن می افتد؟ (ب) قدرت راکتور را از ۱ ثانیه

تا نیم ساعت پس از خاموشی حساب کرده و رسم کنید.

۱۶-۸ یک راکتور حرارتی با سوخت کمی غنی شده در  $^{235}\text{U}$  با قدرت  $2800 \text{ MW}$

برای مدت دو سال کار می کند و سپس برای تعویض سوخت خاموش می شود. ضریب تبدیل

راکتور ۰.۸۲ می باشد. (الف) انرژی حاصل از تجزیه پاره های شکافت در لحظه خاموش

شدن و یک ماه بعد چقدر است؟ (ب) انرژی حرارتی مربوط به  $^{239}\text{U}$ ،  $^{239}\text{Np}$  چقدر است؟

(ج) اکتیویته پاره های شکافت و  $^{239}\text{U}$  و  $^{239}\text{Np}$  در زمان های بالا چقدر است؟

۱۷-۸ قلب راکتور مساله ۸-۱۲ قدرتی معادل  $400 \text{ MW}$  تولید می کند که  $8 \text{ MW}$

آن مربوط به گرمای حاصل از اشعه گاما خنک کننده است. سطح کل انتقال حرارت سوخت

برابر  $1080 \text{ ft}^2$  می باشد. مطلوب است محاسبه (الف) چگالی قدرت متوسط قلب بر حسب  $\text{kW/lit}$  و  $\text{W/ft}^2$  (ب) فلوی حرارتی متوسط (ج) فلوی حرارتی حداکثر.

۸-۱۸ میله سوخت صفحه ای مشروح مثال ۶-۱۰.۱ را در دریک راکتور آزمایش در محلی که فلوی نوترون حرارتی  $10^{12} \text{ n/cm}^2\text{-sec}$  است قرار می دهیم. مطلوب است محاسبه (الف) شدت تولید حرارت در سوخت (ب) فلوی گرمای در سطح غلاف (ج) اختلاف درجه حرارت بین مرکز سوخت و سطح غلاف.

۸-۱۹ درجه حرارت مرکز میلۀ سوخت مساله ۸-۹، در جایی که  $q$  بزرگترین مقدار را دارد  $1220^\circ\text{F}$  است. درجه حرارت را در فصل مشترک سوخت و غلاف و در سطح خارجی غلاف حساب کنید.

۸-۲۰ جواب عمومی معادله (۸-۴۴) را به دست آورید. [ راهنمایی: دو عبارت اول معادله را به صورت زیر می نویسیم

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dT}{dr}$$

سپس انتگرال گیری را انجام می دهیم ] .

۸-۲۱ ثابت کنید که معادله (۸-۴۷) را می توان به صورت زیر نوشت

$$T_m - T_s = \frac{q'}{4\pi k_f}$$

که  $q'$  حرارت تولید شده در واحد طول میلۀ سوخت است (این نتیجه نشان می دهد که اختلاف درجه حرارت در قطر میلۀ سوخت مستقیماً متناسب با چگالی قدرت خطی  $q'$  است. کمیت  $q'$  پایای مهمی در طرح ریزی راکتور می باشد)

۸-۲۲ فاصله بین قرص های  $UO_2$  و داخل لوله سوخت را می توان در محاسبات جریان حرارت به خارج از سوخت با تعریف ضریب هدایت فاصله  $h_{gap}$  با رابطه زیر به حساب آورد

$$q'' = h_{gap} \Delta T$$

$q''$  فلوی حرارتی و  $\Delta T$  اختلاف درجه حرارت در ضخامت فاصله است. مقدار  $h_{gap}$  برای راکتورهای BWR و PWR حدود  $1000 \text{ Btu/hr} - \text{ft}^2\text{F}$  است. نشان دهید که مقاومت حرارتی فاصله برابر است با

$$R_{gap} = \frac{1}{h_{gap} A}$$

که  $A$  سطح سوخت است.

۸-۲۳ در یک نقطه از راکتور مشروح مساله ۸-۸ فلوی حرارتی برابر،

$280,000 \text{ Btu/hr} - \text{ft}^2$  است و درجه حرارت سطح خارجی غلاف  $523^\circ \text{F}$  می باشد. مطلوب است محاسبه و رسم توزیع درجه حرارت در میله سوخت در این محل (الف) با صرف نظر کردن از فاصله بین قرص ها و غلاف (ب) با استفاده از ضریب هدایت فاصله (مساله ۸-۲۲)

$$1000 \text{ Btu/hr} - \text{ft}^2 - ^\circ \text{F}$$

۸-۲۴ میله سوخت راکتور مساله ۸-۸ با بالاترین فلوی گرمائی حاوی اورانیوم ۲۳۸ درصد وزنی غنی شده است (الف) مطلوب است محاسبه حداکثر شدت تولید حرارت در این میله وقتی راکتور در قدرت طرح شده کار کند (ب) حداکثر فلوی حرارتی در میله چقدر است؟ [ یادآوری: در قسمت (ب) از درجه حرارت متوسط سوخت مساله ۸-۲۳ استفاده کنید ]

۸-۲۵ یک تیغه ای از آهن به ضخامت ۵ سانتیمتر، تشکیل قسمتی از حفاظ حرارتی یک راکتور LWR راسی دهد، مورد تابش اشعه گاما با انرژی متوسط  $2 \text{ Mev}$  که شدت ورودی آن  $10^4 \times 10$  اشعه گاما بر سانتیمتر مربع در ثانیه است قرار می گیرد. سمتی که تابش به آن وارد می شود در درجه حرارت  $580^\circ \text{F}$  نگهداری می شود، و در حالی که سمت مقابل در درجه حرارت  $500^\circ \text{F}$  است. (الف) شدت جذب انرژی بر روی هر فوت سریع تیغه چقدر است؟ (ب) توزیع درجه حرارت را در داخل تیغه حساب کرده رسم نمایید. (ج) فلوهای حرارتی را در دو سمت تیغه حساب کنید [ یادآوری: برای سهولت فرض کنید جذب اشعه گاما تابع اکسپانسیل بوده مقدار  $\mu = 0.18 \text{ cm}^{-1}$  است ].

۸-۲۶ ثابت کنید که معادله (۸-۵۹) جواب معادله (۸-۵۸) بوده و شرایط مرزی را در بر می گیرد.

۸-۲۷ اشعه گاما بر تیغه ای به ضخامت  $a$  وارد می شود (الف) رابطه ای به دست آورید که نشان دهد توزیع درجه حرارت در داخل تیغه دارای یک حداکثر است. (ب) در حالت ویژه که در طرف تیغه دارای یک درجه حرارت هستند. نشان دهید که حداکثر درجه حرارت از رابطه زیر به دست می آید.

$$x_m = \frac{a}{2} \left( 1 - \frac{\nu \mu a}{12} \right)$$

به شرطی که  $\mu a \ll 1$  است.

۸-۲۸ توزیع سرعت جریان آب از داخل لوله خنک کننده عایق پوش به قطر داخلی ۸ اینچ با فشار  $100 \text{ Psia}$  یک راکتور پژوهشی تابع رابطه زیر است.

$$v = 60 - 0.4 r^2$$

که  $v$  سرعت بر حسب فوت در ثانیه،  $r$  فاصله از مرکز لوله بر حسب فوت است. توزیع درجه حرارت در قطر لوله با رابطه زیر داده شده است.

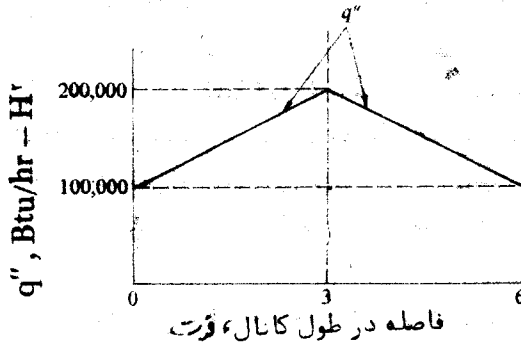
$$T = 100 - 72 r^2$$

که  $T$  درجه حرارت برحسب فارنهایت می باشد (الف) درجه حرارت کلی آب را حساب کنید  
 (ب) سرعت متوسط آب را در داخل لوله حساب کنید (ج) مقدار عدد ری نولدز را محاسبه نمایید  
 (د) چه مقدار آب از داخل لوله برحسب  $lb/hr$  عبور می کند؟

۲۹-۸ مطلوب است محاسبه رسم درجه حرارت آب، سطح خارجی غلاف، و مرکز سوخت برحسب فاصله در سراسر داغ ترین مجرای راکتور مثال های ۳-۸ و ۵-۸ در تحت شرایط مذکور مثال ۷-۸.

۳۰-۸ مطلوب است محاسبه (الف) درجه حرارت سدیم خروجی (ب) حداکثر درجه حرارت سوخت و سطح غلاف برای داغ ترین مجرا راکتور مساله ۹-۸ [ یادآوری : ضریب انتقال حرارت را  $4000 \text{ Btu/hr-ft}^2\text{F}$  در نظر بگیرید]

۳۱-۸ برای داغ ترین مجرا راکتور مساله ۷-۸ با فرض این که راکتور لخت است، مطلوب است محاسبه (الف) درجه حرارت خروجی آب (ب) حداکثر درجه حرارت سوخت و سطح غلاف (یادآوری  $h = 7600 \text{ Btu/hr-ft}^2\text{F}$  در نظر بگیرید)



شکل ۱۵-۸

۳۲-۸ تغییرات فلوی حرارتی در سطح میله های سوخت یک راکتور آزمایشی نسبت به فاصله مطابق شکل ۱۵-۸ می باشد. میله های سوخت به قطر ۰.۵ ر. اینچ و طول ۶ فوت هستند. آب ورودی به قلب راکتور دارای درجه حرارت  $150^\circ\text{F}$  بوده و با شدت  $350 \text{ lb/hr}$  برای هر میله عبور می کند. ضریب انتقال حرارت  $1000 \text{ Btu/hr-ft}^2\text{F}$  است. درجه حرارت خنک کننده، سطح میله سوخت، و مرکز میله سوخت را در ورودی مجرا تا ۳ فوت بالای کانال و در خروجی به دست آورید.

۳۳-۸ آب با فشار  $2000 \text{ Psia}$  و درجه حرارت  $613^\circ\text{F}$  از محفظه یک راکتور تحت فشار از طریق لوله خنک کننده مدار اولیه به قطر داخلی ۲.۹ اینچ با سرعت متوسط  $490 \text{ ft/sec}$  خارج می شود. (الف) شدت خروجی جرم آب برحسب  $lb/hr$  چقدر است

(ب) عدد ری نولدز برای آب داخلی لوله چقدر است؟ (ج) اگر آب با همان فشار و درجه حرارت  $550^{\circ}\text{F}$  به محفظه برگردد بزرگی لوله چقدر بایستی باشد؟

۳-۸ ضرائب لازم برای محاسبه عدد ری نولدز مثال ۸-۸ را به دستگاه واحدهای SI تبدیل کنید و دوباره **Re** را محاسبه نمایید.

۳-۸ شدت جریان جرمی خنک کننده‌ای که از داخل مجرا تک شبکه مثال ۸-۸ در تحت شرایط آن مثال برحسب **lb/hr** به دست آورید.

۳-۸ (الف) نشان دهید برای یک شبکه مربعی پایای **C** در معادله (۸-۹) را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$C = 0.0460 - 0.0212 \text{rd}'/\text{s}'$$

که **d** قطر میله و **s** گام شبکه است. (ب) رابطه مشابهی برای یک شبکه شش‌وجهی به دست آورید.

۳-۸ مطلوب است محاسبه (الف) سرعت متوسط جریان برحسب فوت در ثانیه (ب) قطر معادل مجرا (ج) عدد ری نولدز در ورودی و خروجی داغترین مجرا (د) ضریب انتقال حرارت در محل‌های قسمت (ج) برای راکتور.

۳-۸ برای قلب راکتور **LMFBR** مساله ۹-۸ مطلوب است محاسبه (الف) قطر معادل مجرا خنک کننده (ب) سطح کل جریان خنک کننده (ج) شدت جریان سدیم برحسب **lb/hr** (د) درجه حرارت متوسط سدیم خروجی (ه) عدد ری نولدز برای سدیم در ورودی و خروجی (در درجه حرارت قسمت د) قلب (ز) ضریب متوسط انتقال حرارت برای سدیم ورودی و خروجی قلب.

۳-۸ آب با درجه حرارت  $520^{\circ}\text{F}$  وارد قلب راکتور مشروح مساله ۸-۸ می‌شود و با شدت  $10.65 \times 10^6 \text{lb/hr}$  از داخل قلب عبور می‌کند. شدت تولید حرارت در سوخت در راستای داغترین مجرا را می‌توان با رابطه تقریبی زیر به دست آورد.

$$q'''(z) = q''_{\max} \cos\left(\frac{\pi z}{160}\right)$$

**Z** برحسب اینچ می‌باشد. فشار محفظه  $1020 \text{ psia}$  است. مطلوب است محاسبه (الف) نسبت چگالی قدرت حداکثر به متوسط در راستای **Z** (ب) سطح کل جریان در قلب (ج) سرعت متوسط جریان آب در ته قلب راکتور (د) نسبت حجم آب به سوخت (ه) قطر معادل مجرا خنک کننده (و) عدد ری نولدز نزدیک خروجی داغ‌ترین مجرا (ز) ضریب انتقال حرارت برای هدایت داغ‌ترین مجرا (ح) محل شروع غلیان موضعی

۴-۸ باتوجه به مثال‌های ۳-۸ تا ۹-۸ در مورد راکتور **PWR** (الف) آیا غلیان از هر نوع در این راکتور رخ می‌دهد؟ (ب) آیا غلیان توده‌ای رخ می‌دهد؟ (ج) آیا غلیان در



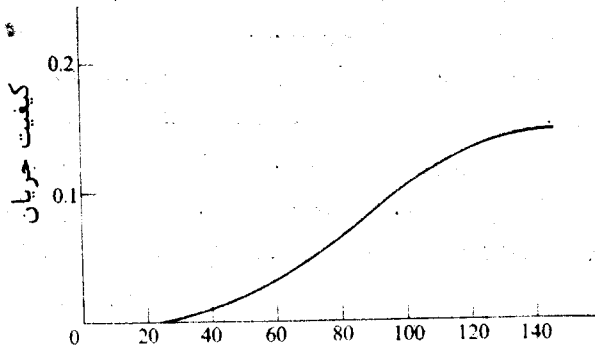
مجرای ۳. اینچ از محور راکتور رخ می دهد؟

۴۱-۸ با شروع منحنی های  $T_b$  و  $q''$  شکل (۱۲-۸) منحنی های  $T_c - T_b$  و  $T_c$  را حساب کنید.

۴۲-۸ (الف) با استفاده از نتایج مساله (۳۱-۸) و رابطه برنات  $q''_c$  را بر حسب فاصله در طول داغ ترین مجرا راکتور مساله (۷-۸) محاسبه کرده رسم نمائید (ب) مقدار DNBR را برای این مجرا حساب کرده رسم نمائید. (ج) حداقل DNBR چقدر است؟

۴۳-۸ شکل (۱۶-۸) کیفیت جریان را بر حسب فاصله در راستای مجرا داغ راکتور شکل (۱۲-۸) نشان دهید. فلوی جرمی برای این مجرا  $2.73 \times 10^6 \text{ lb/hr} - \text{ft}^2$  است (الف) مطلوب است محاسبه و رسم  $q''_c$  و DNBR. در سراسر مجرا (ب) حداقل DNBR چقدر است؟

۴۴-۸ حداکثر فلوی حرارتی در راکتور HTGR مساله (۶-۸) برابر ۱۲۰۰۰۰ Btu/hr - ft<sup>2</sup> است و ضریب مجرا داغ ۲۶۷ می باشد (الف) فلوی حرارتی متوسط چقدر است؟ (ب) سطح کل انتقال حرارت چقدر است؟



شکل ۱۶-۸

۴۵-۸ ضریب مجرای داغ برای راکتور LMFBR مساله ۹-۸ برابر ۱۸۵ می باشد. (الف) سطح کل انتقال حرارت در قلب (ب) فلوی گرمایی متوسط (ج) حداکثر فلوی حرارتی را حساب کنید.

۴۶-۸ توزیع قدرت در راستای محوری میله های سوخت ۱۲ فوتی یک راکتور تحت فشار بار رابطه زیر به خوبی نشان داده می شود

$$q''' = c \times \cos\left(\frac{\pi z}{144}\right)$$

بر حسب اینچ است. حداقل DNBR برابر ۲۱ در فاصله ۹۰ اینچ بالا داغ ترین مجرا واقع است، در حالی که فلوی حرارتی بحرانی برابر  $1.08 \times 10^6 \text{ Btu/hr} - \text{ft}^2$  می باشد. ضریب مجرای داغ راکتور ۲۷۸ و سطح کل انتقال حرارت  $48000 \text{ ft}^2$  است مطلوب است محاسبه (الف)  $q''_{max}$  و (ب)  $q''_{av}$  (ج) قدرت کاری راکتور

## فصل نهم

### حفاظت در مقابل اشعه

از آنجا که در راکتورها عملاً تمام دستگاههایی که از انرژی هسته‌ای استفاده می‌کنند، دارای تابش می‌باشند، لذا طراحان چنین دستگاههایی باید برای محافظت افرادی که بادستگاهها سروکار دارند برای همگان به‌طور اعم محافظت‌های لازم انجام گیرد. مسئولیت بازرسی مداوم و مسائل به‌عهده افراد فیزیک بهداشت\* که وظیفه آنها اطمینان حاصل نمودن از اینکه هیچ فردی در معرض تابش غیرضروری یا خطرناک قرار نگیرد، می‌باشد. شرایط برای طرح حفاظ تابش‌ها و برای تاسیسات مورد نیاز یک برنامه سالم فیزیک بهداشت بر پایه اثرات تابش‌ها بر بدن انسان قرار دارد. این اثرات همراه بعضی محاسبات حفاظت در مقابل تابش‌ها موضوع این فصل را تشکیل می‌دهند حفاظ تابش‌ها در فصل ۱۰ بحث می‌شود. کتابهای فیزیک بهداشت حاوی بسیاری عبارات بیولوژیکی و پزشکی است که برای اغلب افراد غیرمتخصص گیج‌کننده است. در این فصل بسیاری از این عبارات تعریف می‌شوند تا اینکه خواننده با داشتن زمینه لازم بتواند مطالب مشخص‌تر درک نماید. فهرستی از این عبارات در آخر این فصل داده شده است.

### ۹-۱ تاریخچه اثرات تابش‌ها

در طول تاریخ، نوع بشر مورد تابش انواع مختلف تابش‌های طبیعی زمینه‌ای بوده است. در هر صورت، این سطوح تابش بسیار ضعیف هستند که اثرات محسوس تابش، نشان‌دهنده این موضوعات تا آخر دهه ۱۸۰۰ معلوم نبود، در این زمان اشعه ایکس توسط رنتگن و رادیواکتیویته توسط بکرل کشف شد. منجر به فراهم آمدن چشمه‌های قوی اشعه شد. بلافاصله

---

\* «فیزیک بهداشت» اسمی است که به مطالعه مسایل مربوط به محافظت فرد در مقابل اشعه داده شده است. این عبارت غیرمناسب و منحرف‌کننده نمی‌تواند واضح‌تر از این تعریف باشد. فقط قسمت کوچکی از آنچه گفته شد می‌تواند «فیزیک» خواننده شود. در عین حال، مسایل فیزیکی زیادی مربوط به بهداشت می‌شود تا آنهایی که ناشی از مورد تابش اشعه است.

بعد از آن جراحات تابشی واضحی گزارش شد. سال‌های بعد اثرات نامعین و درازمدت اشعه تشخیص داده شد.

اثرات اشعه معمولاً به دو گروه تقسیم می‌شوند، این تقسیم‌بندی بستگی دارد به این که صدمه ناشی از تحت تابش قرار گرفتن خارجی<sup>۱</sup> باشد یعنی تابش از خارج به تمام بدن وارد شود، یا تابش داخلی<sup>۲</sup> مربوط به تابش اشعه‌ای است که از ایزوتوپهای رادیواکتیو جذب شده در بدن ناشی شود. اولین یادداشت مربوط به سال ۱۸۹۶ درباره تحت تابش قرار گرفتن اشعه ایکس که می‌تواند تولید اریتما<sup>۳</sup> (قرمزی غیرطبیعی پوست)، ادما<sup>۴</sup> (تورم پوست مربوط به تراکم مایعات)، اپیلاسیون<sup>۵</sup> (ریزش غیرطبیعی مو) کند. تا سال ۱۸۹۷ یک پژوهشگر<sup>۶</sup> حالت سوختگی اشعه ایکس را گزارش کرده این نوع زخم‌ها را اصطلاحاً سوختگی نامند. بکرل و مادام کوری در اثر وجود ماده رادیواکتیو در تعدادی لوله آزمایش کوچک دچار سوختگی‌های مشابهی شدند. اثرات سرطان‌زایی<sup>۷</sup> تابش بعد از این تاریخ مشاهده شد. تا سال ۱۹۱۱، ۹۴ حالت از ایجاد غددی که در نتیجه اشعه ایکس گزارش شد. ه تا از این حالات توسط رادیولوژیست‌ها (دکترهائی که در استفاده از تابش‌ها برای مقاصد مختلف تخصص دارند)، تا سال ۱۹۲۲ حدس زده شد که ۱۰۰ رادیولوژیست در اثر دریافت دوز اشعه سرطان‌زا جان خود را از دست داده‌اند. مدتی بعد معلوم گشت ه نوعی کم‌خونی<sup>۸</sup> (سرطان اعضای سازنده خون، یعنی مغز استخوان) در بین رادیولوژیست‌ها خیلی بیش از دیگر اطباء می‌باشد. شواهد جمع‌آوری شده نشان می‌دهد که عمر متوسط رادیولوژیست‌ها کمی کوتاه‌تر از عمر متوسط اطباء دیگر است. خوشبختانه، مطالعات اخیر در مورد رفتار رادیولوژیست‌ها نشان می‌دهد که افزایش و نوع کم‌خونی و کوتاهی عمر از بین رفته است. این امر معمولاً مربوط به آگاهی بیشتر رادیولوژیست‌ها در باره اثرات خطرناک تابش‌ها و اتخاذ روش و عمل کرده‌های ایمنی می‌باشد. مدت‌های طولانی معلوم شده بود که در معادن کبالت ساکسونی<sup>۹</sup> در جنوب آلمان و در معادن بیچ‌بلند<sup>۱۰</sup> چکسلواکی، - دو گروه معادن حاوی غلظت‌های زیادی از اورانیوم می‌باشند اغلب معدنچینی‌کاری کردند که مبتلا به سرطان ریه بودند (۳۰ برابر حالت طبیعی). امروزه فهمیده‌اند که این کارگران قربانی تابش داخلی ناشی از تنفس گازرادان رادیواکتیو و دخترهایش بوده‌اند، اینها محصولات حاصل از تجزیه اورانیوم می‌باشند که از دیوارهای معادن و کانال‌ها به داخل معادن راه یافته‌اند. وقوع سرطان ریه به‌طور قابل ملاحظه‌ای در بین

۱- External Exposure

۲- Internal Exposure

۳- Erythema

۴- Edema

۵- Epilation

۶- Carcinogenic

۷- Leukemia

۸- Saxony

۹- Pitchblende

معدنچیان در ایالات متحده بیشتر است. و با توسعه دستگاهها و روش های تهویه معادن و روش های سخت استاندارد اتخاذ شده برای حفاظت معدنچیان انتظار می رود این منبع صدمات تابشی از میان برداشته شود.

تعداد زیادی صدمات در مورد تابش داخلی در طی سالیان دراز گزارش شده است. از حدود جنگ جهانی اول تا ۱۹۳۰ در بعضی از دواير پزشکی فکر می کردند که رادیوم و توریم دارای ارزش معالجاتی است و به بسیاری افراد بخت برگشته در این مواد مرگبار تزریق شده یا خوردن این تجویز شده بود. در سالهای بین ۱۹۲۸ تا ۱۹۴۰ به تعداد زیادی از افراد محلول اکسید توریم تزریق شد تا اینکه به عنوان ماده آشکار ساز در تشخیص عکس برداری بوسیله اشعه ایکس به کار رود. افزایش قابل توجهی در تعداد مریض های سرطانی به ویژه سرطان کبد در بین این گروه افراد مشاهده شد. در این مورد مشهورترین حالات تابش داخلی مربوط است به کارگران ساعت سازی که در شرکت رادیوم اورنج نیوجرسی در ایالات متحده که با رادیوم عقریه ساعتها را رنگ می کردند. این زنها اعداد را در روی صفحه ساعت باریک حاوی رادیوم رنگ می زدند. برای اینکه اعداد تمیز و مشخص باشند آنها عادت داشتند نوک قلم آغشته به رنگ را با لبهای خود بمکند. فروردن رادیوم منجر به مرگ ۵ زن در اثر ابتلا به انواع مختلف سرطان شد. در نتیجه این و ماجراهای غم انگیز دیگر در استفاده از اشعه ایکس و مواد رادیو اکتیو، حال اطلاعات زیادی در مورد اثرات تابش برگونه های انسان به دست آمده است. اهمیت ایمنی در کاربرد تابش به طور کلی درک شده و بجز کاربردهای پزشکی، استانداردهای دقیقی در تابش اشعه به کار گرفته می شود. این جای خوشبختی است زیرا بسیاری از دستگاهها در تکنولوژی جدید - شتاب دهنده ها، راکتورهای هسته ای، دستگاههای مختلف حاوی رادیو ایزوتوپها، دستگاههای تلوزیون، هواپیماهای بلند پرواز، و مسافرتها فضائی - همه بالقوه منابع تابش اشعه است. در این مورد، صنایع هسته ای سهم کمی در صدمات تابشی چه به افراد خود و چه به عموم داشته اند. به طوری که در قسمت های بعد این فصل خواهیم دید، چشمه اصلی تابش به انسان مربوط به استفاده های پزشکی اشعه ایکس می شود.

## ۹-۲. آحاد تابش

برای اینکه محاسبات حفاظت در مقابل اشعه بامعنی باشند، لازم است دستگاهی از آحاد که بتوان میدان های تابشی و اثرات آنها را به طور کمی بیان داشت، در اختیار داشته باشیم. چنین آحادی توسط یک هیات بین المللی<sup>۱</sup>، کمیسیون بین المللی آحاد تابش و اوزان<sup>۲</sup>، که به طور

۱- International body

۲- International Commission on Radiation and Measurements (ICRU)

مرتب واحدهای تابش را بررسی نموده، و در مورد این واحدها توصیه‌هایی می‌کند. بحث زیر براساس تعریف‌های جدیدی در مورد چند واحد که در سال ۱۹۷۱ توسط ICRU (گزارش شماره ۱۹) پیشنهاد شده بود و معمولاً به وسیله افراد ذینفع در سراسر دنیا مورد استفاده است.

### تابش دهی

عبارت تابش دهی برای تشریح تابش گاما ورودی به یک جسم در هر نقطه به کار می‌رود. به طوری که در فصل ۳ (قسمت ۳-۸) بحث شد اشعه گاما ضمن برخورد به ذرات هوا تولید یون‌ها و الکترون‌هایی می‌کند. بنابراین حضور اشعه گاما در سطح بدن می‌تواند بر حسب تعداد یون‌ها یا الکترون‌های تولید شده در هوا مجاور اندازه‌گیری شود. این اندازه میدان تابش از نقطه نظر حفاظت در مقابل اشعه معقول می‌باشد زیرا به طوری که بعداً خواهیم دید، اثر بیولوژیکی اشعه گاما تابع یونیزاسیونی است که در بدن ایجاد می‌شود و بنابراین اثرات بیولوژیکی ناشی از یک تابش دهی معین انتظار می‌رود کم و بیش بامیزان تابش دهی به طور یکنواخت افزایش یابد.

بامیزان این مطالب، کمیسیون جهانی آحاد و اوزان تابش دهی را به صورت زیر تعریف نموده آن را با علامت X نشان می‌دهد.

$$X = \frac{\Delta q}{\Delta m} \quad (1-9)$$

که  $\Delta q$  جمع بار الکتریکی تمام یون‌های هم علامت، وقتی تمام الکترون‌ها (+ و -) که در اثر جذب گاما در یک حجم به جرم  $\Delta m$  آزاد شده‌اند، در هوا کاملاً متوقف شوند. باید یادآور شد که الکترون‌های آزاد شده از  $\Delta m$  نیازی نیست در حجم حاوی  $\Delta m$  متوقف شوند و متوقف هم نمی‌شوند و در اغلب حالات این الکترون‌ها در حقیقت بطور قابل ملاحظه‌ای از  $\Delta m$  دور می‌شوند. از معادله (۱-۹) دیده می‌شود که بعد تابش دهی در هوا بر حسب کلون بر کیلوگرم (c/kg) است.

### رتگن

واحد تابش دهی رتگن است که مخفف آن R و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$1R = 2.58 \times 10^{-4} \text{ c/kg} \quad (2-9)$$

می‌توان نشان داد که این مقدار معادل تولید یک واحد الکترواستاتیک

( $1 \text{esu} = 3.33 \times 10^{-10} \text{ c}$ ) بار الکتریکی از یک نوع که در برخورد اشعه گاما با  $0.01293 \text{ g}$  گرم

گرم هوا تولید می‌شود (جرم یک سانتیمتر مکعب از هوا در فشار جو و درجه حرارت صفر

سانتی گراد می باشد). یک هزارم رنتگن را میلی رنتگن نامند و به mR نشان می دهند.

### شدت تابش دهی<sup>۱</sup>

شدتی که مقدار بار  $\Delta q$  (معادله ۹-۱) در اثر واکنش در  $\Delta m$  آزاد می گردد شدت

تابش دهی نامیده می شود. این شدت را به صورت  $\dot{X} = \frac{dX}{dt}$  نوشته می شود و دارای واحد رنتگن

در واحد زمان یعنی R/sec ، mR/hr و غیره می باشد.

باید تاکید کرد که مفهوم تابش دهی و شدت تابش دهی فقط در مورد اشعه گاما (یا اشعه ایکس) در هوا در نقطه ای خارج از بدن به کار می رود. این اصطلاحات یا عبارات نباید به صورت اصطلاحات فنی برای بیان واکنش های نوترون ها یا ذرات باردار که در داخل بدن انجام می گیرد به کار برد .

مثال ۹-۱ در یک میدان اشعه گاما به شدت ۱ mR/hr شدت تولید یون ها در سانتیمتر

مکعب در ثانیه چقدر است؟

حل : در برخورد اشعه گاما با هوا معمولا یون های تک تولید می شود. بنابراین بار

الکتریکی هریون  $1.6 \times 10^{-19} C$  می باشد. از آنجا که یک رنتگن  $2.08 \times 10^{-4} C/kg$  آزاد می کند این مقدار معادل

$$2.08 \times 10^{-4} / 1.6 \times 10^{-19} = 1.3 \times 10^{15} \text{ یون بر کیلوگرم}$$

$$= 1.3 \times 10^{12} \text{ یون بر گرم}$$

است و بنابراین یک رنتگن  $1.3 \times 10^{12}$  یون در گرم تولید می کند. یک سانتیمتر مکعب هوا  $0.001293$  گرم جرم دارد، لذا در یک سانتیمتر مکعب هوا

$$1.3 \times 10^{12} \times 0.001293 = 1.68 \times 10^9$$

یون تولید می شود. اگر شدت تابش دهی ۱ mR/hr باشد، شدت تولید یون ها

$$1.68 \times 10^9 / 3600 = 467 \text{ یون در سانتیمتر مکعب در ثانیه}$$

### انرژی جدا شده<sup>۲</sup>

بعداً نشان خواهیم داد که اثر بیولوژیکی اشعه تابعی است از این که چگونه انرژی در بدن جذب می شود. بنابراین، حجم  $\Delta V$  که حاوی  $\Delta m$  از هماده ای است در نظر می گیریم. فرض می کنیم  $E_{in}$  و  $E_{out}$  جمع انرژی های جنبشی تمام ذرات فوتون ها، نوترون ها، ذرات باردار - ورود و خروج از  $\Delta V$  باشد. در مورد فوتون  $E_{in}$  و  $E_{out}$  کل انرژی داده شده به وسیله معادله (۲-۳) است. انرژی جدا شده  $\Delta E_D$  طبق تعریف برابر  $E_{in} - E_{out}$ ، منهای هر

تغییری (با علامت جبری) در جرم‌های حالت سکون هسته‌هایی که در حجم  $\Delta V$  در نتیجه‌ی واکنشی انجام می‌دهند می‌باشد. لازم است تغییرات جرم حالت سکون هسته‌ای را کم کنیم، زیرا مفهوم انرژی جدا شده بدین معنی است که جذب انرژی را نشان می‌دهد که دارای اثر بیولوژیکی است و تغییرات در جرم این‌گونه در دسترس نمی‌باشد.

### دز جذبی

دز جذبی که به  $D$  نشان داده می‌شود، عبارت است از انرژی داده شده به واحد جرم و به صورت زیر نوشته می‌شود.

$$D = \frac{\Delta F_D}{\Delta m} \quad (۲-۹)$$

### راد

راد واحد دز جذبی است. یک راد که مخفف دز جذبی تابشی می‌باشد برابر دز جذبی ۰.۰۱ ژول بر کیلوگرم است یعنی

$$1 \text{ rad} = 0.01 \text{ J/kg} = 100 \text{ erg/g} \quad (۳-۹)$$

یک میلی‌راد (۰.۰۰۱ red) را به mrad نشان می‌دهند.

### شدت دز جذبی

این شدتی است که دز جذبی دریافت می‌شود. این شدت با  $D$  نشان داده می‌شود و بر حسب rad/sec و mrad/hr و واحدهای دیگر اندازه‌گیری می‌شود.

### اثر نسبی بیولوژیکی

مطمئناً اگر اثر بیولوژیکی تابش‌ها متناسب با انرژی جذب شده در عضو می‌بود مساله ساده می‌شد. در این حالت دز جذبی، بر حسب راد، معیار مناسبی از میزان صدمه بیولوژیکی، بدون توجه به ماهیت تابش ورودی یا انرژی تابیده، می‌باشد. متأسفانه، وضعیت واقعی به‌طور قابل ملاحظه‌ای پیچیده‌تر است. اثرات بیولوژیکی به تنها بستگی به کل انرژی جذب شده برای هر گرم یا هر سانتیمتر مکعب دارد، بلکه همچنین بستگی به نحوه توزیع این انرژی در مسیر تابش دارد. به‌ویژه، اثر بیولوژیکی هر تابشی با ضریب انتقال خطی انرژی  $L_{\infty}$  افزایش می‌یابد (قسمت ۳-۹). لذا، برای مقدار معینی دز جذبی، صدمه بیولوژیکی مربوط به ذرات آلفا، که یونیزاسیون شدید ایجاد می‌کنند و دارای ضریب  $L_{\infty}$  بزرگ است، خیلی بیش از صدمه ناشی از جذب اشعه گاما است که قدرت یونیزاسیون آن کمتر و دارای ضریب  $L_{\infty}$  کوچکتر است.

این نتیجه جای تعجب نیست، براساس تعدادی تجربیات رادیوشیمی، معلوم شده است مثلاً وقتی ذرات آلفا  $^{210}\text{Po}$  ( $5.3\text{ MeV}$ ) در محلول سولفات آهن جذب می‌شوند، هر ۱ مولکول آزاد  $\text{H}_2$  در مقابل جذب هر  $100\text{ eV}$  انرژی، تشکیل می‌شود. در مقابل اشعه گاما  $^{60}\text{Co}$  ( $1.17\text{ MeV}$  و  $1.33\text{ MeV}$ ) فقط دارای جذب  $100\text{ eV}$  انرژی در همین محلول  $4\text{ R}$ . مولکول  $\text{H}_2$  به وجود می‌آورد. از آنجا که تغییرات القائی تابش‌ها در دستگاه‌های شیمیائی منحصراً تابع جذب انرژی نیست، اثرات القائی تابش‌ها در دستگاه‌های بیولوژیکی بعید است این طور باشد. عبارت کیفیت برای تشریح این حقیقت است که اشعه در مسیر حرکت خود انرژی را به طریق مختلف از دست می‌دهند. تابش‌های از انواع مختلف ویا انرژی مختلف دارای کیفیت متفاوت هستند.

تابش‌ها از انواع مختلف ویا انرژی‌های متفاوت به طور کلی دارای اثرات بیولوژیکی متفاوت، برای یک مقدار معین دز جذب شده، می‌باشند که آن را برحسب یک ضریب معروف به «اثر بیولوژیکی نسبی» یا مخفف RBE، تشریح می‌کنند. این کمیت را به روش تجربی زیر تعیین می‌کنند. ابتدا یک نسج یا عضوی را با اشعه گاما  $100\text{ keV}$  که RBE آن را به طور دلخواه برابر واحد می‌گیرند، تحت تابش قرار می‌دهند و اثر حاصل را برای مقدار معینی از دز در نظر می‌گیرند. این آزمایش را بایک نوع دیگر تابش تکرار می‌کنند. در این جاست که اگر معلوم شود که همان اثر بیولوژیکی، از شروع که ممکن است باشد، رخ دهد منتها بایکدهم دز جذب شده قبلی، در این صورت واضح است این تابش ده‌ها بار موثرتر از دز اشعه گاما جذب شده است و RBE را ۱۰ در نظر می‌گیرند. RBE بستگی به نسج دارد، اثر بیولوژیکی مورد مطالعه، میزان دز، و در بعضی موارد بستگی به شدت دز دارد. در حال حاضر RBE تقریباً به طور منحصر در رادیوبیولوژی به کار می‌رود. استفاده از این پایا برای مقاصد حفاظت معمولی در مقابل اشعه زرخیلی مفصل و اختصاصی به نظر نمی‌رسد.

### ضریب کیفی

برای اینکه اختلاف‌های موجود در اثر بیولوژیکی تابش‌های مختلف به حساب آورده شود در عین حال محاسبات حفاظت در مقابل اشعه را ساده نماید، کمیسیون جهانی آحاد واوزان اشعه ضریب کیفی تابش را که به Q نشان داده می‌شود معرفی کرده است و این پایا یک عدد دلخواه درست مقدار RBE بر حسب انتقال خطی انرژی می‌باشد. در مقابل RBE، که همیشه به کمک آزمایش تعیین می‌شود، Q به طور ساده مشخص می‌گردد. البته پس از ملاحظه مقادیر RBE ضریب کیفی بر حسب  $L_0$  در جدول ۹-۱ داده شده است. مقادیر Q برای تابش‌های مختلف در جدول ۹-۲ آمده است.



جدول ۹-۱ ضریب کیفی برحسب  $L_{\infty}$

Q	$L_{\infty}$ , kev/micron
۱	۳/۵ یا کمتر
۲	۷
۵	۲۳
۱۰	۵۳
۲۰	۱۷۵ یا بیشتر

جدول ۹-۲ ضرایب کیفی برای انواع مختلف تابش ها\*

Q	نوع تابش
۱	اشعه ایکس و گاما
۱†	اشعه بتا $E_{max} > 0.02 \text{ Mev}$
۱۰†	اشعه بتا $E_{max} < 0.02 \text{ Mev}$
۱۰	ذرات آلفائی که بطور طبیعی یافت می شوند
۲۰	هسته های سنگین رانده شده نوترون ها:
۲	حرارتی تا ۱ kev
۲۰	۱۰ kev
۷۰	۱۰۰ kev
۱۱	۵۰۰ kev
۱۱	۱ Mev
۹	۲۰ Mev
۸	۵ Mev
۷	۷ Mev
۶۰	۱۰ Mev
۷۰	۱۴ Mev
۸	۲۰ Mev
۱۰	انرژی غیر مشخص

† پیشنهاد ICRP شماره ۹

\* براساس گزارش NCRP-۳۹

## معادل دز

این کمیت اخیراً علامت H به آن داده شده و توسط ICRU به صورت حاصلضرب دز جذبی در ضریب کیفی تعریف شده است یعنی

$$H \text{ (معادل دز)} = D \text{ (دز جذبی)} \times Q \text{ (ضریب کیفی)} \quad (۹-۵)$$

معادل دزگاهی نیز دزیولوژیکی (اخیراً دز RBE خوانده شد) گفته می شود.

باتوجه به نحوه به دست آوردن ضریب کیفی، شکل ساده RBE، درحقیقت واضح است که معادل های دز مساوی از منابع مختلف تابش در یک نقطه از بدن کم و بیش دارای یک اثر بیولوژیکی هستند. البته این بدان معنی نیست که اثر دز معادل معین در قسمتهای مختلف بدن یکی است. در قسمت بعد نشان داده خواهد شد که مثلاً دز وارد به دست ممکن است دارای اثر متفاوتی (و کم خطرتری) باشد تا اثر همان دز به اعضا خون ساز بدن.

## رم

واحد معادل دز رم می باشد، لذا اگر ضریب کیفی (که بدون واحد است) برای بعضی تابش ها واحد باشد، در این صورت دز جذبی یک راد از این نوع تابش معادل دز یک رم را به دست می دهد. میلی رم را به صورت mrem می نویسند.

## شدت دز معادل

شدتی که در آن دز معادل دریافت می شود با H نشان داده می شود. این از روی شدت دز جذبی به وسیله رابطه زیر تعیین می شود.

$$\dot{H} = \dot{D} \times Q \quad (۹-۶)$$

شدت دز معادل بر حسب rem/sec و mrem/hr یا واحدهای دیگر بیان می شود.

مثال ۹-۶ ثابت شده است که باریکه اشعه گاما ۱ Mev دارای شدت

$10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  به میزان تقریبی  $10^{-2} \text{ erg/g sec}$  انرژی درنسیج به جا می گذارد

مطلوب است محاسبه شدت دز جذب شده و شدت دز معادل.

از جذب  $100 \text{ erg/g sec}$  انرژی، دز جذبی معادل  $1 \text{ rad/sec}$  به جا می گذارد،

لذا شدت دز جذبی برابر است با:

$$\dot{D} = 10^{-2} / 100 = 10^{-4} \text{ rad/sec}$$

۱- Rem مخفف Roentgen equivalent man است. اگرچه این شناسائی زیاد

مورد تأیید نیست زیرا حالا رلنگن واحد تابشدهی است و له دز.

این عدد کوچکی است و بهتر است به صورت زیر نوشته شود

$$\dot{D} = 0 \times 10^{-9} \times 3600 = 0.18 \text{ rad/hr} = 180 \text{ mrad/hr}$$

از جدول ۹-۲ مقدار ضریب کیفی برای اشعه گاما  $Q=1$  است و نتیجه می شود که

$$\dot{H} = 180 \text{ mrem/hr}$$

### ۹-۳ چند نکته ابتدائی درباره بیولوژی

آجرن

در تجزیه و تحلیل آجرن، اثر تاپش بر روی اجزای موجود زنده مربوط به تحریک و یونیزاسیون مولکول های مختلف در داخل یاخته هایی که موجود زنده را تشکیل می دهد می باشد. قبل از تعقیب بیشتر این موضوعات، بهتر است بعضی از اصول بیولوژی یاخته ها، به ویژه یاخته های بدن انسان را به طور ساده بررسی کنیم.

در یک شخص بالغ معمولی حدود  $10^{13} \times 4$  یاخته موجود است. در هر صورت، تمام این یاخته ها چه در عمل وجه از نظر شکل مشابه نیستند. واضح است عمل یاخته های مغز بغیر از عمل یاخته های کبد می باشد. اغلب یاخته ها کوچک هستند، به قطر حدود  $10^{-3}$  سانتیمتر، در مقابل یاخته های عصبی ممکن است بطول یک متر نیز برسند. یاخته ها به دو گروه گسترده تقسیم می شوند: **یاخته های ساختمانی**<sup>۱</sup> و یاخته های **نطفه ای**<sup>۲</sup>. تقریباً تمام یاخته های بدن از نوع ساختمانی است. این یاخته ها اعضا، نسوج و دیگر قسمت های ساختمانی بدن را تشکیل می دهند. یاخته های نطفه ای که **یاخته های جنسی**<sup>۳</sup> نیز خوانده می شوند فقط در امر تولید مثل نقش دارند. از پیوند ژن های نروماده فرد تازه ای به وجود می آید. ژن ها حامل عوامل توارث گونه ها هستند که بچه ها را بیشتر شبیه والدین آنها می سازد تا همسایگان شان و باعث انتقال روح شیطانی بشر، بایک تغییر جزئی، از یک نسل به نسل دیگر می شود.

پژوهش های جدید نشان داده است که یاخته زنده دستگاه بسیار پیچیده ای است. یک شکل نمونه ای از یاخته ساختمانی که در بدن یافت می شود در شکل ۹-۱ نشان داده است. به طوری که در شکل نشان داده شده یاخته حاوی تعدادی از ذرات است که دارای نقش شبه اعضا هستند و ارگانل<sup>۴</sup> نامیده می شوند، هر یک از این ارگانل ها دارای عمل معینی در یاخته می باشند، نظیر عمل هر یک از اعضا در بدن.

این ارگانل ها به صورت معلق در داخل سیتوپلاسم<sup>۵</sup> یک مخلوط و قیق شفاف از آب و مولکول های مختلف و الکترولیت هایی که حجم تمام یاخته را پر می کند می باشند.

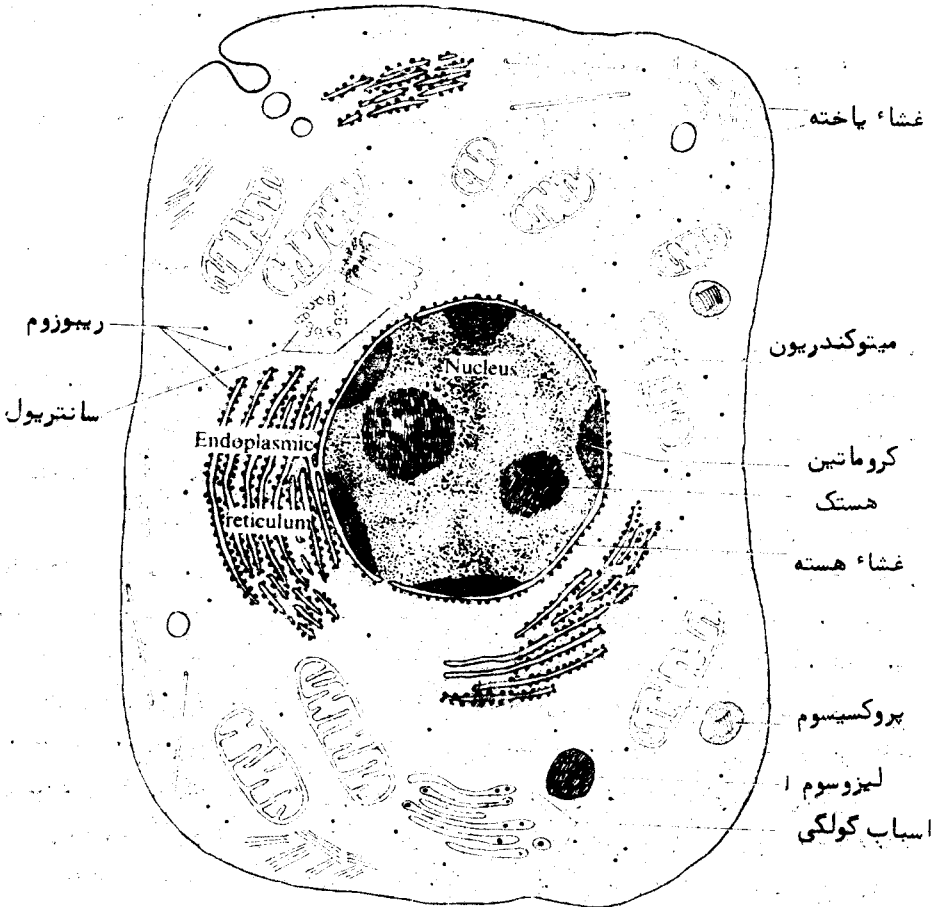
۱- Somatic Cells

۲- Germ Cells

۳- gametes

۴- Organelle

۵- Cytoplasm



شکل ۹-۱ نمودار یک یاخته ساختمانی (از کتاب زیر گرفته شده است\*)

تسمت‌های اصلی دیگر یاخته که در شکل ۹-۱ نشان داده شده‌اند عبارتند از: هسته. یک جسم معمولاً کروی بزرگ که مرکز کنترل یاخته را تشکیل می‌دهد و حاوی کروماتین است.

کروماتین. مواد ژنتیکی یاخته، در زیر بحث می‌شود  
 نوکلئولی<sup>۱</sup> (مفرد، نوکلئولوس<sup>۲</sup>). اجسام کروی (ممکن است تا چهار عدد برسد) در

\* John W. Kimball, Biology, 3rd Ed. Reading, Mass. Addison-Wesley 1974

۱- Chromatin

۲- Nucleolus

۳- Nucleoli

داخل هسته قرار دارد که از نظر متابولیسم بعضی از واکنش های شیمیائی معین مهم هستند. رتیکول اندوپلاسم<sup>۱</sup> شبکه پیچیده ای از لوله های باریک تخت که برای انتقال مواد در داخل یاخته به کار می روند، و همچنین یک منبع انرژیم های متابولیکی مهمی است. ابزار دولجی<sup>۲</sup>. اورگانلی که عمل آن به خوبی فهمیده نشده است، ظاهراً مواد معینی را جمع کرده و تغییراتی در ساختمان شیمیائی آنها می دهد.

لیسوزم<sup>۳</sup> و پروکسیزوم<sup>۴</sup>. اورگانل های حاوی آنزیم که در تولید مواد شیمیائی مختلف نقش دارند.

میتوکوندریا<sup>۵</sup> (مفرد: کوندریون<sup>۶</sup>) این ذرات که تعداد آنها در یاخته به چند هزار می رسد، مسئول متابولیسم یاخته اند.

سنترزوم<sup>۷</sup> این ذره حاوی دو سنتریول<sup>۸</sup> است؛ نقش این سنتریول ها در عمل میتوسیز میباید یعنی در عمل تقسیم یاخته ها

ریبوزوم<sup>۹</sup> ها. این ذرات در رتیکول اندوپلاسم در سطح هسته و در داخل سیتوپلاسم قرار دارند، این ذرات مرکز تولید پروتئین هستند.

عمل کروماتین بدین نحو تعریف می شود که فقط در خاموشی یاخته، یعنی، وقتی یاخته در حال تقسیم نمی باشد نقش دارد. در این مدت، کروماتین ها به صورت تجمعی از رشته های در هم پیچیده مولکول های دی آکسی ریبونوکلیک اسید<sup>۱۰</sup> (DNA) همراه پروتئین های هسته ای معینی به نظر می رسند.

در این مرحله، کروماتین عمل سنترپروتئین ها را که به یاخته خصوصیات بارزی می دهد کنترل می کند. با شروع تقسیم یاخته این رشته ها از هم جدا می شوند و سپس به صورت دسته هایی به هم پیچ می خورند. که کروموزم! نامیده می شوند. تعداد کروموزمها از گونه ای به گونه ای دیگر فرق می کنند. در بشر تعداد کروموزمها در هر یاخته ۴۶ می باشد بجز در یاخته های نطفه ای که فقط نصف این تعداد را دارند. دز تقسیم یاخته ای هر کروموزم دقیقاً مضاعف می شود به نحوی که هر یاخته تازه تشکیل شده یک گروه کامل ۴۶ کروموزم داشته باشد. از آنجا که DNA کروموزمی در تکثیر پروتئین یاخته نظارت دارد، لذا در یاخته تازه عیناً شبیه یاخته اولیه می باشند در پی تقسیم یاخته کروموزمها از هم باز شده و به حالت رشته ای قبل خود برمی گردند. به هر حال مهم است که یادآور شویم اگرچه در این مرحله تک تک کروموزمها قابل تمیز نیستند، لکن هنوز به صورت ذرات ویژه ای وجود دارند. به طور خلاصه می توان گفت کروماتین از ترکیب

- |                          |                  |
|--------------------------|------------------|
| ۱- Endoplasmic Reticulum | ۲- Golgi         |
| ۳- Lysosome              | ۴- Peroxisome    |
| ۵- Mitochondria          | ۶- Mitochondrion |
| ۷- Centrosome            | ۸- Centriole     |
| ۹- Deoxyribonucleic Acid | ۱۰- uncoiled     |

کروموزمهای ازهم باز شده تشکیل شده‌اند و نه از کروموزمهای تجزیه شده.<sup>۱</sup>  
 ساختمان یاخته‌های نطفه‌ای خیلی با یاخته‌های ساختمانی فرق دارند و در اینجا بحث نخواهند شد. در هر حالت، به طوری که خواننده بدون شک اطلاع دارد دو نوع یاخته نطفه‌ای وجود دارد. این یاخته‌ها به ترتیب **یاخته‌های اسپرم<sup>۲</sup>** و **یاخته‌های تخم<sup>۳</sup>** یا **یاخته‌های اووا<sup>۴</sup>** (مفرد اووم<sup>۵</sup>) می‌باشند. اولی در تخم‌های جنس نر<sup>۶</sup> و دومی در تخمدان‌های جنس ماده<sup>۷</sup> به وجود می‌آیند. تخم‌های نر و تخمدان ماده را رویهم<sup>۸</sup> عدد زاینده می‌نامند. در تکثیر یک اسپرم و یک تخمک هر یک دارای ۲۳ کروموزم و باهم پیوند کرده یک نطفه معروف به **یاخته جنینی<sup>۹</sup>** به وجود می‌آورند که اولین یاخته<sup>۱۰</sup> یک فرد تازه با ۴۶ کروموزم است. تقسیم یاخته جنینی و تولیدهای دیگر بالاخره منجر به تولید یک بچه کامل می‌شود.

سالها فکر می‌کردند که خصوصیات ارثی از طریق ژن‌های فرد که به صورت ذرات ملحق به کروموزمها سرچشمه می‌گیرد. در صورتی که حالا فهمیده‌اند ژن‌ها در حقیقت قسمت‌هایی از مولکول‌های DNA هستند که نقش کد کنترل کننده سنتز پروتئین را به عهده دارد. با وجود این، کلمه ژن هنوز برای تشریح مبدأ خصوصیات قابل تشخیص به کار می‌رود. تغییرات در کروموزمها که موجب خصوصیات تازه غیر توارثی می‌شود جهش‌های ژن<sup>۱۱</sup> نامیده می‌شوند.

## ۹-۴ اثرات بیولوژیکی تابش

از آنجا که یاخته چنین دستگاه پیچیده‌ای است، لذا نمی‌توان از یک اثر منفرد حتی در سطح یاخته‌ای صحبت کرد. اثرات تابشی از هر نوع باشد، الزاماً بستگی دارد به این که کدام اورگانل صدمه تابشی می‌بیند و اهمیت آن از نظر عمل یاخته است. دو نوع مکانیزم اساسی وجود دارد که تحت آن تابش‌ها بر اورگانل اثر می‌گذارد. در اولین مکانیزم، اثر تابش ممکن است منجر به شکستن مولکول‌ها شود، پیوندهای آنها در اثر تابش‌های یون‌پاره‌گرردد. این امر معروف به اثر مستقیم تابش است. دومین مکانیزم تابش به علت قدرت یونیزان خود می‌تواند ترکیبات شیمیائی تازه‌ای به وجود آورد، نظیر ریشه‌های فعال اکسیژن (O) و هیدروکسیل (OH)

۱- disintegrated

۲- Sperm-cell

۳- Egg cell

۴- Ova

۵- Ovum

۶- Testes

۷- Ovaries

۸- gonads

۹- Zygote

۱۰- bona fide

۱۱- gene mutation

که در داخل یاخته باهم واکنش انجام می‌دهند. این نوع اثر را اثر غیر مستقیم تابش می‌نامند. این دونوع عمل اساساً شیمیائی هستند - شکسته شدن یک مولکول الزاماً به دو مولکول دیگر تبدیل می‌شود. بنابراین اثرات بیولوژیکی تابش ها به طور اصولی خیلی متفاوت از اثرات بیولوژیکی مواد شیمیائی مختلف نیست. تابش فقط وسیله‌ای متفاوت و به نظر عجیب برای تولید مواد شیمیائی مورد نظر می‌باشد.

نتیجه نهائی این تبدیلات شیمیائی روی یک یاخته بستگی دارد به این که کدامیک از مولکول‌ها مورد تابش قرار گرفته باشند، مثلاً اگر یکی از ساختمان‌های مولکولی بزرگتری در میتوکندریون شکسته شود، اثر تابش روی عمل اورگانل ممکن است عکس باشد. به هر حال از آنجا که تعداد میتوکندریا دریاخته زیاد است، بدکار کردن یکی معمولاً روی کار تمام یاخته به طور کلی اثر ندارد. لذا در دزهای کم، و یا حالت استثنائی که همین الان بحث می‌شود، وجود ناهنجاریهای شیمیائی مجزا در یاخته معمولاً اهمیتی ندارد.

به عبارت دیگر، اگر تابش به طور مستقیم توسط یونیزاسیون یا غیر مستقیم در نتیجه واکنش شیمیائی ثانوی یک مولکول DNA در محل کروموزم می‌شکند. نتیجه ممکن است یک جهش باشد اگر این جهش در یک یاخته ساختمانی یک فرد کامل رخ دهد، اثر ماکروسکوپی مشاهده نمی‌شود مگر این که تعداد زیادی یاخته مورد اثر تابش ها قرار گیرند. این امر به این علت است که DNA ساختمان پروتئین هائی که یاخته می‌سازند تعیین می‌کند، لذا جهش با تولید پروتئین لازم برای عمل مناسب یاخته‌ای مزاحمت ایجاد می‌کند، در نتیجه جهش‌ها به یاخته‌ها صدمه می‌زند و اگر یاخته مادر نمیرد یاخته جهش کننده از بین می‌رود.

اگر جهش در یاخته نطفه رخ دهد، یاخته آسیب دیده معمولاً قادر به باروری نیست به هر حال اگر یاخته جنسی با موفقیت بارور شود و یاخته جنینی تبدیل به یک بچه شود، در این صورت جهش به بچه انتقال می‌یابد. به این دلیل تابش دهی به تخم (نر یا ماده) دارای اهمیت ویژه‌ای است، بخصوص در سن تولید.

اثر دیگر تابش که در سطح یاخته‌ای انجام می‌شود شروع سرطان می‌باشد، یعنی شروع تقسیم یاخته به طور سریع و غیر قابل کنترل است. مشا سرطان در حال حاضر شناخته نشده است، لکن شواهد فزاینده‌ای وجود دارد که عامل سرطان را ذره ویروسی می‌داند که در یاخته معمولاً وجود دارد و به صورت غیر فعال می‌باشد، اما آنها ناگهان به طریقی فعال می‌شوند و عمل تقسیم معمولی یاخته را به هم می‌زند. حدود هزار ماده شیمیائی یابشتر به نام کارسینوژن وجود دارد که عامل شناخته شده سرطان می‌باشند و جای تعجب نیست که تابش نیز چنین عاملی باشد. یک جنبه غیر معمول این نوع آسیب بیولوژیکی این است که سرطان ممکن است خیلی مدت بعد از این که یاخته مورد تابش قرار گرفت شروع شود و در حقیقت سرطان ممکن است در هیچ یک از یاخته‌های اولیه تابش دیده شروع نشود. سرطان ممکن است سال‌ها بعد در یکی

از یاخته‌های بچه یا درچند نسل بعد یاخته اصلی ظاهر شود. این پدیده نیز در سرطان‌هایی که با مواد شیمیائی معالجه می‌شوند (در سرطان‌زائی شیمیائی) دیده شده است.

اثرات تابش کلی‌کلینیکی یعنی مشاهده اثرات تابش دهی، بستگی دارد به این که چند یاخته بدن مورد تابش قرار داده شده و چقدر دوز دریافت کرده و بچه شدتی و کدام یک از یاخته‌ها مورد تابش قرار گرفته است. به عنوان مثال تابش دهی روده‌ها را در نظر بگیرید، پوشش روده به‌طور پیوسته در نتیجه تکثیر یاخته‌ای زیر سطح پوشش، تازه می‌گردد. وقتی روده مورد تابش اشعه ایکس قرار می‌گیرد، دیده می‌شود که شدت تولید این یاخته‌ها کند می‌شود. تابش دهی متوسط (دوز برابر ۰.۵ راد به قسمت بعد مراجعه کنید) یاخته‌های تازه کافی برای نگهداری پیوسته روده ساخته می‌شود. در دوزهای بالاتر پیوسته روده را نمی‌توان سالم نگه داشت و در نتیجه تجزیه می‌شود. در نتیجه، مایعات مختلف بدن وارد روده شده، در حالی که باکتری‌ها و مواد سمی از داخل روده وارد جریان خون می‌شود. اثر کلی روی خود ابتلا به اسهال، کمبود آب بدن، عفونت و مسمومیت خون<sup>۲</sup> می‌باشد. از این مثال اثرات کلی بدن در سطح یاخته‌ای را می‌توان مشاهده نمود. اثرات کمی‌کلینیکی از این نوع در قسمت بعد بحث می‌شود.

### ۵-۹ اثرات تابش بر فرد

کوشش‌های زیادی در طی سالیان دراز برای تعیین اثرات تابش بریدن انسان انجام گرفته است. از آنجا که انجام آزمایش‌های تابش دهی بر اشخاص ممکن نیست، اطلاعات موجود در باره اثرات تابش بر انسان بر اساس نتایج حاصل از اتفاقات و تابش‌دهی‌های زیادی، از نوعی که در قسمت ۹-۱ بحث شد می‌باشد. در مورد امراض مسری حاصل از تابش‌گیری نظیر کم‌خونی<sup>۳</sup> و سرطان ریه، مطالعات بر روی تلفات و زخمی‌ها و کسانی که پس از انفجارات اتمی جنگ جهانی دوم در ژاپن زنده مانده‌اند انجام شده و آزمایش‌های متعددی نیز روی حیوانات آزمایشگاهی انجام گرفته است. وضع جاری این مطالعات به‌طور اختصار عبارتند از:

(الف) اطلاعات مستندی در باره اثرات دزهای تابشی زیاد و درازمدت بیش از ۱ تا ۲ رم است.

(ب) از آنجا که اثرات بسیار نادر هستند، اگر واقعاً هم وجود داشته‌اند، فقط موارد معدودی اثرات مثبت را نشان می‌دهند.

(۱) دزهای شدید ۱۰ تا ۲۰ رم وبدون تکرار

(۲) دزهای شدید چندرم و گاهی تکراری

۱- Dehydration

۲- Toxemia

۳- Leukomiâ



(۳) دزهای درازمدت (به‌طور پیوسته برای مدت طولانی) حدود میلی رم در روز در اینجا فقط موارد الف و (ب-۳) در نظر گرفته می‌شوند، زیرا این موارد از نقطه نظر مهندسی هسته‌ای دارای اهمیت ویژه‌ای هستند. دزهای شدید زیاد ممکن است اتفاقاً در تاسیسات هسته‌ای دریافت شوند، در حالی که دزهای کم از نوع دوم ممکن است در مجاز در چنین تاسیساتی باشند.

### دزهای شدید زیاد - اثرات اولیه

در بحث اثرات دزهای شدید، معمولاً بین اثرات اولیه، آنهایی که در پائین ۶ روز پس از تابش دهی آشکار می‌شود و اثرات تاخیری که پس از ۶ روز از تابش دهی آشکار می‌شود به علت تغییرات طبیعی بین افراد، بعضی یا تمام این اثرات ممکن است در یک شخص محسوس‌تر از شخص دیگر باشد. در هر حالت، جدول ۹-۳ اثرات اولیه متوسط کلینیکی را بر حسب تابش دهی تمام بدن نشان می‌دهد. از جدول دیده می‌شود که اثرات زیان‌آور تابش دهی تمام بدن در دزهای کمتر از حدود ۰.۵ رم دیده نمی‌شود. در دزهای بیش از ۰.۵ رم فرد تابش دیده‌گفته می‌شود مبتلا به علائم تابش دهی شدیداً که در محافل پزشکی به ARS معروف است، می‌باشد. تمام علائم مندرج در جدول نتیجه آسیب همزمان به چند عضو بدن می‌باشد که در نتیجه صدمات وارد به یاخته‌های فرد است که قسمت قبل بحث شد.

رویدادهای مرگبار در جدول (۹-۳) برای افرادی است که مورد مطالعه قرار نگرفته‌اند. در این حالت مرگ و میر در دزهای شدید از حدود تقریباً ۲۰۰۰ رم شروع می‌شود. اشخاصی که مورد معالجه پزشکی قرار می‌گیرند شانس بیشتری برای زنده ماندن دارند - به‌حد اکثر آنچه که به نظر می‌رسد - و در این حالت، شروع مرگ و میر از حدود ۰.۵ رم آغاز می‌شود. دز زیاد دریافتی توسط تمام بدن که منجر به، بدون معالجه، مرگ. ۰ درصد افراد در فاصله T روز پس از تابش دهی می‌شوند را دز  $LT_{50}/T$  می‌نامند. به‌عنوان مثال،  $LT_{50}/3$  نصف افرادی را که تحت تابش قرار گرفته‌اند در مدت ۳ روز می‌کشد، مقدار دز  $LT_{50}/3$  دقیقاً معلوم نیست، اما تصور می‌رود حدود ۰.۵ رم باشد. مقدار دز برای بیشتر پستانداران حدود همین مقدار است. در مورد، باکتری‌ها و حشرات بالغ دز  $LT_{50}/3$  حدود ۱۰۰۰۰ راد می‌باشد. بعضی از مهمترین اثرات اولیه علائم تابش زیاد که به‌طریق کلینیکی مشاهده می‌شوند مربوط به خون می‌باشند. خون انسان اصطلاحاً دارای سه جزء است.

۱- Acute Radiation Syndrome

۲- Lethal Dose

جدول ۹-۳\* اثرات دزهای تابشی زیاد تمام بدن

اثرات احتمالی کلینیکی	دز زیاد rems
اثراتی مشاهده نمی‌شود .	+۰-۰
تغییرات جزئی درخون دیده می‌شود ولی اثر دیگری مشهود نیست .	۱۰۰-۰+
استفراغ ۰ تا ۰ درصد افراد تابش دیده در مدت ۳ ساعت ، همراه با خستگی ، و کمی اشتها ، تغییرات متوسط خون . این ناراحتی‌ها پس از چند هفته بهبود می‌یابد .	۲۰۰-۱۰۰
برای دزهای ۳۰۰ رم یا بیشتر . تمام افراد تابش دیده در عرض دو ساعت یا کمتر مبتلا به استفراغ می‌شوند . تغییرات شدید خونی همراه با خونریزی و عفونت . بادزهای بیش از ۳۰۰ رم پس از دو هفته ریزش مو مشاهده می‌شود . بهبودی بین ۲ تا ۱۰۰ درصد در عرض یک ماه تا یک سال انجام می‌گیرد .	۶۰۰-۲۰۰
علائم عبارتند از استفراغ در عرض یک ساعت ، تغییرات شدید خون ، خونریزی ، عفونت و ریزش مو ، ۸۰ تا ۱۰۰ درصد افرادی که تابش دیده‌اند در عرض دو ماه خواهند مرد ، آنهایی که زنده می‌مانند در دراز مدت قدرت خود را به دست می‌آورند .	۱۰۰۰-۶۰۰

(۱) گلبول‌های قرمز خون یا اریتروسیت (۲) گلبول‌های سفید یا لوکوسیت<sup>۲</sup> و (۳) پلاکت که همه در داخل مایع به نام پلاسما معلق هستند. گلبول‌های قرمز اکسیژن لازم برای زندگی را به نقاط مختلف بدن می‌برند: گلبول‌های سفید شامل چندین نوع مختلف هستند که بیشترین آنها را پلی‌مورفونوکلرئوتروفیل‌ها<sup>۴</sup> (۰-۵-۷ درصد) و لمفوسیت‌ها<sup>۴</sup> (۰-۲-۴ درصد)

+ این عددگاهی به صورت ۲۵ داده شده است. در این مورد، براساس مشاهدات اخیر اثرات تابش تا قبل از ۰ رم آغاز نشده است .

\* S. Glasstone and A. Sesonske, Nuclear Reactor Engineering, Princeton N. J. Van Nostrand 1963

۱- Erythrocyte

۲- Leukocyte

۳- polymorphonuclear neutrophils

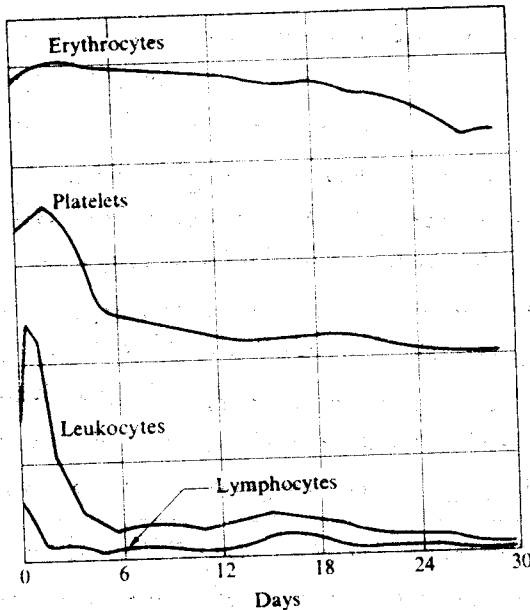
۴- lymphocytes

تشکیل می‌دهند. از اعمال دیگر گلبول‌های سفید دفع یا کاهش عفونت در بدن است. پلاکت‌ها نقش اساسی در لخته زدن خون دارند.

**جدول ۹-۴ غلظت متوسط مواد تشکیل دهنده خون انسان**

غلظت (در هر میلیمتر مکعب)	مواد تشکیل دهنده
$10^6 \times (4.5 - 5.5)$	اریتروسیت‌ها
6000 - 10000	لوکوسیت‌ها
$10^9 \times (2 - 4)$	پلاکت‌ها

تغییرات معمولی غلظت‌های مواد تشکیل دهنده خون یعنی شمارش خون معمولی در جدول ۹-۴ داده شده است. تغییرات در شمارش خون متعاقب تابش‌گیری تمام بدن بستگی به مقدار دوز دریافتی توسط بدن دارد. شکل ۹-۳ تغییرات شمارش ترکیبات خون را متعاقب دوز زیاد ۳۰۰ رم نشان می‌دهد. به علت سقوط تعداد لوکوسیت‌ها در خون مقاومت شخص تابش دیده در مقابل عفونت کاهش می‌یابد. در عین حال، کاهش شمارش پلاکت‌ها مانع لخته شدن معمولی خون می‌شود که در حالات بحرانی وجدی ممکن است منجر به هر مورچ<sup>۱</sup> یعنی خونریزی می‌شود.



شکل ۹-۳ شمارش خون (مقیاس اختیاری) متعاقب دوز زیاد ۳۰۰ رم

۱- hemorrhage

باید اشاره کنیم که به استثنای لیmfوسیت ها که به طور غیر معمول به تابش حساس هستند مواد دیگر خون در مقابل تابش ها تا اندازه ای مقاوم می باشند\* . بنابراین تغییرات نشان داده شده در شکل ۹-۲ مربوط به آسیب بیولوژیکی به اعضا خون ساز به ویژه مغز استخوان نه خود گلبول ها.

بحث قسمت قبل مربوط به تابش گیری تمام بدن می شود. اگر فقط قسمتی از بدن مورد تابش قرار گیرد، آثار اولیه بستگی به این دارد که کدام قسمت تابش گیری کرده است، اگرچه به طور کلی گفته می شود که صدمات وارده کم اهمیت ترند، زیرا تعداد اعضا و دستگاههای کمتری درگیر شده اند. در این صورت ممکن است تابش دهی دارای اثرات وخیم بعدی باشد که به زودی آنها را شرح خواهیم داد. به عنوان مثال، دستی که دز حدود ۲۰۰ تا ۳۰۰ راد اشعه ایکس دریافت کند یک التهاب پوستی<sup>۱</sup> شبیه آفتاب سوختگی جزئی را نشان می دهد. سوختگی های وخیم تر نظیر تاول زدن<sup>۲</sup> یا سوختگی شیمیائی در دزهای هزار راد رخ می دهد. در حالی که درد و حالت، ناحیه آسیب دیده بهبود می یابد، لکن این ناحیه ممکن است بعداً مبتلا به سرطان پوست شود.

### دزهای زیاد شدید - اثرات دیررسی

اطلاعات قابل ملاحظه ای وجود دارد که اثرات بعدی در اشخاصی که حداقل یک بار در عمرشان تمام بدنشان مورد تابش شدید قرار گرفته نشان می دهد. بنا به مقتضای جا هر یک از آنها به اختصار شرح داده می شود:

**سرطان.** به طوری که قبلاً یاد آور شدیم، فردی که مورد تابش قرار گرفته مستعد ابتلا به سرطان است. این شامل تمام انواع سرطان ها می شود در اعضای خون ساز (کم خونی)، دستگاه اعصاب مرکزی، تیروئید و غیره. با وجود این وقوع سرطان ها، به ویژه کم خونی، حتی در اشخاصی که مورد تابش دزهای کشنده قرار گرفته اند، نادر است. لذا بر اساس مطالعه ۸۲۰۰۰ نفر از بقایای انفجارات اتمی هیروشیما و ناگازاکی معلوم شده است که به طور آماری اختلافی بین وقوع کم خونی در بین افرادی که زنده مانده اند و ژاپنی های معمولی نیست. برای دزهای بیش از ۱۰ رم احتمال ابتلا به کم خونی به طور خطی با دز افزایش می یابد و این افزایش با شدت تقریبی یک در میلیون شخص تابش دیده، در سال برای هر رم است.

**آب مروارید.** در مدت زمان طولانی بعد از مورد تابش قرار گرفتن شخص، اما زودتر

\* این امر، حداقل تا اندازه ای، مربوط به این است که ارتیروسیت ها و پلاکت ها هسته ندارند. آنها ذراتی هستند در خون، اما نه در یاخته هایی شبیه یاخته های معمولی

۱ - Erythema

۲ - Scalding

۳ - Cataract

از این که عوارض به‌طور کلی ظاهر شود، عدسی چشم‌های تابش دیده شخص ممکن است متدرجاً تار گردد. در این حالت، گفته می‌شود که شخص مبتلا به آب مروارید تابشی شده است. این عارضه اثر آستانه‌ای به‌نظر می‌رسد که در دزهای شدید کمتر از ۲۰۰ رم رخ نمی‌دهد. **باروری.** اثرات متحمل بر باروری انسان، فروماده، در اثر دزهای شدید اشعه گاما بر تخم‌های (نروماده) در جدول ۹-۵ داده شده است. داده‌های مربوط به نوترون‌ها در اختیار نیست.

**جدول ۹-۵**

**اثر محتمل بر باروری برای تک دزهای گاما بر تخم‌های انسان**

اثر احتمالی	دز، راد
عقیمی جزئی	۱۵۰
عقیمی یک تادوسال	۲۵۰
عقیمی دائم، چند نفر (چند درصد)	۵۰۰-۶۰۰
عقیمی دائم، برای همه	۸۰۰

**جهش.** اگرچه جهش‌ها، احتمالاً در زمان تابش‌گیری رخ می‌دهد، اثر آنها، به‌طوری که در قسمت ۹-۴ تشریح شد می‌تواند دارای عوارض دراز مدت باشد. شدت جهش در بشر بین دزهای شدید ۲۰ و ۲۰۰ رم دو برابر می‌شود. تعداد جهش‌ها به‌طور خطی در این سطح افزایش می‌یابد.

**اثرات تخریبی.** اثر درازمدت دیگر تابش‌گیری اشعه افزایش وقوع شرایط تخریب اعضای مختلف می‌باشد که مربوط به عدم توانائی نسوج تابش دیده برای تولید طبیعی خود می‌باشد. این امر منجر به آسیب دیدگی دائمی، اگرچه نه‌الزاماً عدم توانائی کار عضو می‌شود. مشاهده چنین اثرات تجربی را می‌توان با توجه به صدمه‌ای که دزهای زیاد به نسوج و اعضا وارد می‌کنند، در نظر گرفت.

**کوتاه شدن عمر.** اثر کلی تابش‌گیری را می‌توان از اثر آن بر طول عمر شخص تابش دیده مشاهده نمود. واضح است چنین اثری انتظار می‌رود، اگر تابش‌گیری فقط بر اساس اثرات دراز مدت آن بحث شده باشد. بیشتر شواهد کوتاه شدن عمر از روی اطلاعات شرح حال درگذشت اطبا به دست آمده است. به‌عنوان مثال، عمر متوسط رادیولوژیست‌ها که بین سال‌های ۱۹۳۵ تا ۱۹۴۴ مرده‌اند ۴/۸ سال کوتاه‌تر از عمر متوسط دیگر پزشک‌های متخصص که مورد تابش قرار نگرفته‌اند و در همین مدت مرده‌اند، می‌باشد. بدیختانه، از آنجا که دزهای دریافتی

به این رادیولوژیست‌ها اندازه‌گیری نشده است، غیرممکن است بتوان رابطه‌ای بین دز دریافتی و طول عمر پیدا کرد.

### دزهای کم مزمن\*

به طوری که یادآور شدیم دزهای حدود چند میلی رم در روز و دز انباشته تا چند رم در سال از نقطه نظر توسعه نیروگاه‌های هسته‌ای قابل اهمیت است. این سطح دز که با استانداردهای جاری حفاظت در مقابل تابش که در قسمت ۹-۷ بحث می‌شود، مجاز می‌باشد. بنابراین، جای شگفتی نیست که کوشش‌های زیادی همراه با صرف میلیون‌ها دلار در آزمایشگاه‌ها در سرتاسر دنیا، که در سال‌های اخیر انجام شده برای تعیین اثرات، اگر اثری مشاهده شود با چنین دزهای کمی انجام شده است. نتایج این کوشش‌ها تا زمان این نوشته (۱۹۷۴) را می‌توان به سادگی چنین بیان داشت: هیچ‌گونه اثرات زیان‌آوری مشاهده نشده است. از طرف دیگر، مقدار زیادی اطلاعات بر اساس تابش‌گیری هزاران کارگر در صنایع هسته‌ای و دیگر کارگرانی که با تابش سروکار دارند به دزهای دریافتی چند رم در سال می‌باشد که مطمئناً از این نقطه نظر منفی است.

با توجه به عدم وجود اطلاعات برای نشان دادن اثرات مثبت دزهای کم، این اثرات اغلب با استداد دادن خطی اثرات مشاهده شده با دزهای شدید زیاد که در حدود ۱۰۰ رم یا بیشتر است به سطح دزهای کم مزمن انجام می‌گیرد. یعنی، فرض بر این است که اثرات تابش مستقیماً متناسب با دز است و مستقل از شدت دز دریافتی می‌باشد. دلائل کمی برای این کار موجود است، و در حقیقت شواهدی وجود ندارد و یا کم است که نشان دهد اثرات دزهای زیاد شدید رابطه‌ای با اثرات ناشی از دزهای کم مزمن داشته باشد. در واقع، دلائلی وجود دارد که باور کنیم بعضی اثرات تابش، حتی با دزهای شدید، تناسب خیلی کمی با مقدار دز دارد. به عنوان مثال، یادآور می‌شویم که دز آستانه برای ابتلا به سروراید چشم حدود ۲۰۰ رم است. به علاوه، در آزمایش‌های فشرده‌ای که توسط راسل<sup>۱</sup> در آزمایشگاه ملی اوک ریج<sup>۲</sup> انجام شد صدها هزار موش به طور مزمن مورد تابش اشعه گاما قرار گرفتند از نتایج آزمایش‌ها معلوم شد که در موش‌های ماده شدت جهش به طور خطی با کل دز دریافتی بالاتر از ۳۰۰ راد مشاهده شده است، در حالی که در دزهای زیر ۳۰۰ راد تغییری مشاهده نگشته است. این نمونه دیگری از رویدادهای آستانه‌ای تابش است و نشان می‌دهد که اثر با میزان دز در دزهای بالا خطی بوده ممکن است ارتباطی با موقعیت دزهای کم نداشته باشد.

\* این بحث بیشتر بر اساس نوشته‌های لوریستون اس تیلر رئیس شورای ملی برای

اندازه‌گیری و حفاظت در مقابل اشعه انجام گرفته است.

۱- W. L. Russel

۲- Oak National Laboratory

چنین اتفاقی در فیزیک قابل انتظار است. بالاخره دستگاههای بیولوژیکی دارای قدرت تعمیر است یعنی بهبودی از آسیب دیدگی تابش را می توان پیش بینی کرد، حتی در سطح مولکولی. مثلاً، دریافته اند که اگر فقط یک رشته مولکول DNA (که شامل دو رشته به هم پیچیده به صورت حلزون دوتائی است) در اثر تابش شکسته شود، مولکول دست نخورده باقی می ماند و رشته شکسته شده ممکن است دوباره به شکل اولیه خود به هم پیوند.

### ۹-۶ منابع طبیعی و مصنوعی تابش ها.

درستاسر تاریخ، بشر مورد تابش طبیعت بوده است. این تابش ها از دو منبع آمده اند: اشعه کیهانی، تابش های پرنرژی هستند که از فضای زمین را مورد بمباران قرار می دهند و ایزوتوپهای رادیواکتیو که در طبیعت یافت می شوند، رد آنها را در جای طبیعت می توان یافت. در سال های اخیر این منابع تابش طبیعی با توسعه کاربرد اشعه ایکس در پزشکی، سلاحهای هسته ای، راکتورهای هسته ای، تلوزیون و وسائل تابش متعدد دیگر افزایش یافته است. دانستن مقدار دزهایی که عموم از این منابع دریافت می کنند مهم است زیرا برای اینکه بتوان چشم اندازی از استانداردهای تابش گیری تصویر نمود، که در قسمت بعد بحث خواهد شد، هیاتهای مختلف قانون گذاری معیارهایی در نظر گرفته اند.

#### تابش طبیعی زمینه

دزهای متوسط تمام بدن در سطح دریا از منابع مهم تابش طبیعی در جدول ۹-۶ داده شده اند. از جدول دیده می شود که بیشتر دز از تابش خارجی است و حدود نیمی از آن مربوط به اشعه کیهانی است. تابش اولیه کیهانی که به طبقات خارجی اتمسفر وارد می شود حاوی پروتن ( $79\%$  م)، ذرات آلفا ( $20\%$  م) و کمی از هسته های سنگین تر ( $1\%$  م) هستند. برخورد این ذرات به اتمسفر تعداد زیادی اشعه گاما، نوترون، و مزون\* تولید می کند و این تابش ثانوی است که عامل تولید دز اشعه کیهانی در سطح دریا است. این دز نسبت به ارتفاع افزایش می یابد، به عنوان مثال دن ورکلرادو (شهر مرتفعی است) مقدار دز تقریباً دو برابر مقدار دز در شهر نیویورک است. دز اشعه کیهانی تابع عرض جغرافیائی نیز می باشد. مثلاً در استوا دز حدود ۱۰ درصد کمتر از دز در قطب ها می باشد. در ایالات متحده، شدت دز اشعه کیهانی از مقدار  $20\text{ mrem/yr}$  در فلوریدا تا بیش از  $100\text{ mrem/yr}$  در وایومینگ تغییر می کند. مقدار دز مندرج در جدول ۹-۶ برای ایالت نیویورک است و نمونه ای از دز در نواحی معمولی است.

\* مزون ها ذراتی هستند که دارای عمر کوتاه بوده درواکنش های هسته ای در انرژی

بالا به وجود می آیند.

دز اشعه گاما در سطح زمین حاصل از عناصر رادیواکتیو طبیعی به طور گسترده‌ای از ناخیزه‌ای به ناحیه دیگر تغییر می‌کند، زیرا فراوانی این عناصر تغییر می‌کند. به عنوان مثال، اشخاصی که در منطقه مانهاتان در شهر نیویورک زندگی می‌کنند و در روی سخره آتشین غنی از رادیوم واقع است حدود  $10 \text{ mrem/yr}$  بیش از اشخاصی که در بلندی شنی در منطقه بروکلین زندگی می‌کنند، دز دریافت می‌کنند. در نواحی معینی از برزیل و هند که پراز شن‌های مونازیت حاوی توریم است و نسل‌ها پیاپی از مردم در این نواحی زندگی کرده‌اند دز گاما تا حدود  $2000 \text{ mrem/yr}$  ( $2 \text{ rem/yr}$ ) می‌رسد. لذا مقدار  $60 \text{ mrem/yr}$  در جدول را باید یک دز اسمی در نظر گرفت.

**جدول ۶-۵**

منابع طبیعی و مصنوعی تابش و دزهای سالانه آنها در سال ۱۹۷۰*	دز، $\text{mrem/yr}$
تابش طبیعی	
منابع تابش دهی خارجی	
اشعه کیهانی	۴۵
اشعه گاما زمینی	۶۰
منابع تابش دهی داخلی	
$^{40}\text{K}$	۱۷
عناصر سنگین	۶۰۶
$^{14}\text{C}$	۱۰
جمع	۱۲۹۲۶
تابش مصنوعی	
کاربرد اشعه ایکس در پزشکی و دندان‌سازی	۷۲
داروهای رادیواکتیو	۲
ریزش مواد رادیواکتیو کره زمین	۴
نیروگاه هسته‌ای	۰.۰۰۳
شغلی	۲۸
متفرقه	۲
جمع	۸۰۸
جمع کل	۲۱۰۳۴

\* Klement, et al "Estimates of Ionizing Radiation Doses in The United States 1960 - 2000. U. S Environmental Protection Agency Report ORP/CSD 72-1, 1972



منبع اصلی تابش دهی داخلی محیط از  $^{40}\text{K}$  (پتاسیم ۴۰) طبیعی سرچشمه می‌گیرد. این هسته ویژه به دو طریق با تجزیه به بتامنی تبدیل به  $^{40}\text{Ca}$  و با تجزیه به بتا مثبت یا جذب الکترون تبدیل به  $^{40}\text{Ar}$  می‌گردد. نیمه عمر آن  $1.25 \times 10^9$  سال و فراوانی ایزوتوپی آن ۰.۱۱۸٪ می‌باشد. هر فرد متوسط به وزن ۷۰ کیلوگرم تقریباً دارای ۳۰ گرم پتاسیم است که ۱۰۷ ر. گرم آن  $^{40}\text{K}$  می‌باشد. بنابراین اکتیویته کلی  $^{40}\text{K}$  در بدن حدود  $11 \mu\text{Ci}$  (میکروکوری) است.

عناصر سنگین، که بر طبق جدول ۹-۶ دز سالانه حدود  $6 \text{ mrem}$  ایجاد می‌کنند حاصل از هسته‌های مختلف دختر تجزیه از  $^{238}\text{U}$  و  $^{232}\text{Th}$  می‌باشند. مهمترین این هسته‌ها عبارتند از  $^{226}\text{Ra}$ ،  $^{228}\text{Ra}$ ،  $^{222}\text{Rn}$  و  $^{210}\text{Pb}$  هستند. دوایزوتوپ  $^{226}\text{Ra}$  و  $^{228}\text{Ra}$  از نظر شیمیائی شبیه کلسیم، بیشتر در استخوان جذب می‌شوند. بنابراین، دز به نسج‌های استخوان به طور قابل ملاحظه‌ای بیشتر از دزی است که در جدول ۹-۶ داده شده است. رادن ۲۲۲ یک گاز خنثی است که ضمن عبور از داخل خاک و مواد دیگر در نتیجه تجزیه هسته مادر  $^{226}\text{Ra}$  به داخل آتمسفر پخش می‌شود. رادن از طریق تنفس وارد شش‌ها و بدن می‌شود. بیشتر دز دریافتی از عنصر دختر رادن است و نه از خود رادن. روی هم رفته دزی حدود ۳ از  $6 \text{ mrem/hr}$  که در جدول داده شده است ایجاد می‌کند. سرب ۲۱۰ رادیو اکتیو از نقطه نظر ایمنی بسیار مهم است زیرا نظیر  $^{226}\text{Ra}$  و  $^{228}\text{Ra}$  به طور دائم در استخوان باقی می‌ماند.

کربن ۱۴ تابش کننده بتامنی دارای نیمه عمر ۵۷۳۰ سال است و اگر به طور بی‌وسسته در نتیجه جذب نوترون اشعه کیهانی به وسیله ازت طی واکنش  $^{14}\text{C}(n,p)^{14}\text{N}$  تولید نمی‌شد از زمین رفته بود. غلظت  $^{14}\text{C}$  در کربن طبیعی در گونه‌های زنده یکسان می‌باشد، یعنی ۵/۷ پیکوکوری ( $1 \text{ pCi} = 10^{-12} \text{ Ci}$ ) در هر گرم کربن\* است. از آنجا که ۱۸ درصد وزنی بدن کربن است، مقدار کل کربن در یک بدن با وزن متوسط ۷۰ کیلوگرم حدود  $11 \mu\text{Ci}$  می‌باشد. این مقدار کربن دز تقریبی برابر  $10 \text{ mrem/yr}$  ببدن می‌دهد.

## منابع تکنولوژی

تابش گیری‌های پزشکی. بیشترین دز دریافتی توسط همگان که از نظر ژنتیکی قابل اهمیت است مربوط به منابع مصنوعی در ارتباط با به اصطلاح روش‌های ترمیمی است. این دز شامل رادیولوژی در تشخیص دندانپزشکی و پزشکی، معالجات تابشی، و تابش گیری

\* وقتی گیاه یا حیوانی می‌میرد این تعادل غلظت تعادلی به علت تجزیه ۱۴ دیگر محفوظ نمی‌ماند، بنابراین با اندازه گیری نسبت  $^{14}\text{C}/\text{C}$  در مواد عضو غیر زنده می‌توان عمر عضو را تعیین کرد و این روش معروف به سالیابی با کربن است.

شغلی پزشکی و پیراپزشکی افرادی که از این وسایل استفاده می کنند می باشد. شدت دز  $72\text{mrem/yr}$  مندرج در جدول ۹-۶ براساس مطالعه بر روی قسمت بزرگی از جمعیت ایالات متحده در سال ۱۹۶۴ توسط خدمات بهداشتی اجتماعی ایالات متحده انجام شد. این مطالعه همراه با در نظر گرفتن افزایش فروش فیلم های اشعه ایکس، افزایش بارز در استفاده از روش های تشخیصی اشعه ایکس و داده های مشابه وادامه آن تا به سال ۱۹۷۰ بدست آمده است. مطالعاتی که توسط خدمات بهداشتی اجتماعی انجام شده نشان داده است که دز متوسط دریافتی به وسیله جمعیت را می توان تا حدود ۳ درصد با توسعه و تکامل روش های عکس برداری اشعه ایکس - شامل ده درصد کاهش مربوط به عکس برداری های مکرر غیر ضروری کاهش داد.

افزایش حیرت انگیزی در استفاده از داروهای شیمیائی رادیو اکتیو ( در درجه اول  $^{131}\text{I}$  و  $^{32}\text{P}$ ) در تشخیص های پزشکی به وجود آمده است. در اواسط دهه ۱۹۶۰ شدت افزایش در مصرف این مواد بین ۱۰ و ۲۰ درصد در سال بوده است. به نظر می رسد که کاربرد مواد شیمیائی رادیو اکتیو در اوایل دهه ۱۹۷۰ دارای رشد ۲۰ درصد در سال بوده است، تا سال ۲۰۰۰ دز دریافتی تمام بدن از این منبع ممکن است به ۱۰ درصد دز دریافتی از تمام منابع مصنوعی برسد.

**ریش های اتمی.** ریش ذرات رادیو اکتیو سلاح های هسته ای شامل پاره های شکافت و محصولات حاصل از اکتیواسیون نوترون در محصولات انفجارات هسته ای چسبیده به ذرات خاک و بخار آب معلق در آتمسفر وجود دارد. هرچه ذرات بزرگتر باشند زودتر به منطقه انفجار به زمین برمی گردند، اما ذرات کوچکتر در آتمسفر برای مدت پنج سال یا بیشتر معلق می مانند. در این مدت این ذرات کم و بیش به طور یکنواخت در اطراف کره زمین پخش می شوند و سهمی در سطح تابش محیط زمینه ای دارند. تابش گیری از ریش اتمی بیشتر داخلی، بوده و از طریق پاره های شکافت که وارد جهاز هاضمه می شوند صورت می گیرد. بر طبق نظر هیات علمی سلسله متحده، در صورت عدم انجام آزمون های اتمی در جو تخم های نروماده دز متوسطی حدود  $2\text{mrem/yr}$  و مغز استخوان بین ۴ تا  $6\text{mrem/yr}$  تا سال ۲۰۰۰ از ریش های اتمی دریافت می کنند.

**قدرت هسته ای.** اثرات محیطی قدرت هسته ای در فصل به تفصیل بحث خواهد شد. در اینجا می توان گفت که نتیجه غیر قابل گریز این است که افزایش استفاده قدرت هسته ای

---

\* آزمون های سلاح های هسته ای در جو توسط انگلستان، ایالات متحده و روسیه در سال ۱۹۶۲ پایان یافت. از سال ۱۹۷۴ چنین آزمون های توسط فرانسه و جمهوری خلق چین ادامه یافته است.

منجر به افزایش ولی کم دز تابش ها به عموم خواهد شد. این دز مربوط است نه تنها به نیروگاههای قدرت، بلکه از معادن اورانیوم، دستگاههای آسیاب و ساخت سوخت و تاسیسات دوباره سازی سوخت نیز می باشد. در هر حالت، دز متوسط جمعیت تقریباً  $0.003 \text{ mrem/yr}$  در سال ۱۹۷۰ است. براساس افزایش پیش بینی شده در ظرفیت نیروگاههای هسته ای به یک میلیون مگاوات در سال ۲۰۰۰، دز متوسط سالانه به جمیت ایالات متحده در آن زمان پیش بینی می شود  $0.2 \text{ mrem}$  باشد.

**تابش گیری شغلی.** این شدت دز دریافتی در جدول ۹-۶ با فرض این است که  $75000$  کارگر که با تابش سروکار دارند  $200 \text{ mrem/yr}$  دز دریافت می دارند و بیشتر این دز به وسیله کارگران پزشکی دریافت می شود.

**متفرقه.** در این گروه دز متوسط دریافتی از تلوزیون رنگی، ساعتهای با اعداد و عقربه های آغشته به رادیوم، و مسافرت با هواپیمای جت را نیز باید بحساب آورد. در مورد تابش از تلوزیون تبلیغات زیادی شده است، در حالی که بزرگترین سهم از این نوع منابع را پروازهای جت به دست می دهد. دز دریافتی در این حالت مربوط به این حقیقت است که هواپیمای جت در ارتفاعات زیاد  $30000$  تا  $40000$  پا در حالی که شدت دز خیلی بیش از سطح زمین است، پرواز می کنند. به عنوان مثال در عرض جغرافیائی  $30^\circ$  شمالی (درست شمال شیکاگو) و در ارتفاع  $11$  کیلومتری (حدود  $36000$  پا) شدت دز برابر  $4 \text{ mrem/hr}$  است. بنابراین در یک مسافرت ده ساعته دز کل دریافتی به  $40 \text{ mrem}$  می رسد.

شدت دز از تلوزیون رنگی خیلی کمتر از پرواز با هواپیمای جت در ارتفاع زیاد است اما مدت تابش گیری در مورد تلوزیون به مراتب بیشتر است. به هر حال، براساس تخمین محیط زیست ایالات متحده (به منابع آخر فصل مراجعه شود) دز متوسط دریافتی به جمعیت از سازمان حفاظت تلوزیون فقط حدود  $0.1 \text{ mrem/yr}$  است.

## ۷-۹ استانداردهای حفاظت در مقابل تابش

در سال ۱۹۲۸، برای جوابگویی به شناسائی فزاینده در مورد خطرات تابش ها، دومین کنگره جهانی رادیولوژی یک هیات جهانی حفاظت در مقابل تابش (ICRP) راه وجود آورد تا استانداردهای تابش گیری مجاز را برقرار نماید. بلافاصله بعد از آن در سال ۱۹۲۹ شورای ملی حفاظت در مقابل تابش و اندازه گیری (NCRP) در ایالات متحده به وجود آمد تا در سطح ملی

وظائفی انجام دهد که توسط ICRP\* در سطح جهانی مورد قبول باشد. در سال ۱۹۶۴ از طرف کنگره امریکا یک فرمان صادر شد که NCRP به صورت یک سازمان مستقل علمی، که تحت نظارت دولت نباشد، درآمد.

تا سال ۱۹۷۰ سیاست رسمی دولت ایالات متحده در مورد تابش گیری مجاز توسط شورای مرکزی تابش که به منظور «کمک به رئیس جمهور در مورد تابش ها که به طور مستقیم یا غیر مستقیم موثر در سلامت مردم است...» تاسیس شد. شورای مرکزی تابش مرکب از وزراء کشاورزی، بازرگانی، دفاع، بهداشت، آموزش و خیریه، کار و رئیس کمیسیون انرژی اتمی همراه یک گروه اعضای فنی، می باشد. در سال ۱۹۷۰ وظائف کارمندان شورای مرکزی تابش به یک سازمان جدید به نام سازمان حفاظت محیط زیست<sup>۱</sup> منتقل گردید. در اغلب کشورها بجز ایالات متحده سیاست رسمی تابش مستقیماً بر اساس توصیه های ICRP است.

استانداردهای تابش گیری که توسط شورای مرکزی تابش منتشر شده است معروف به راهنمای حفاظت در مقابل اشعه است که کلاً بر اساس توصیه های ICRP و NCRP می باشد. به جرئت می توان گفت، راهنمای تابش که توسط سازمان حفاظت محیط زیست منتشر می شود باید از توصیه های ICRP و NCRP پیروی کند. در ایالات متحده، راهنمایی های حفاظت در مقابل تابش ها اثر قانونی دارد، زیرا سازمان های مختلف دولت در سطح ایالتی و دولت فدرال مسئول نظارت تابش گیری بر اساس مقررات این راهنماها می باشد. به عنوان مثال مقررات کمیسیون انرژی اتمی ایالات متحده کاملاً بر اساس این راهنماها می باشد. لازم به یادآوری است که کمیسیون انرژی اتمی خود استانداردهای تابشی به طور کلی وضع نمی کند. در این صورت، کمیسیون انرژی اتمی مقرراتی در مورد سطح های مجاز تابش در سرزهای منطقه ای نیروگاه های قدرت هسته ای و مقدار مجاز دورریزی هسته های رادیواکتیو از چنین نیروگاههایی را وضع می کند. یکی از اولین مسائلی که باید در وضع حدود تابش دهی مواجه شد این است که شواهدی از اثرات زیان آور اشعه در دزهای کم وجود ندارد و بیشتر دانشمندان متعهد بی میل

\* به طور دقیق تر، از سال ۱۹۲۶ تا ۱۹۴۶ سازمان NCRP معروف به هیات مشورتی حفاظت در مقابل اشعه ایکس و رادیوم؛ از ۱۹۴۶ تا ۱۹۵۶ بنام هیات ملی حفاظت در مقابل تابش، از سال ۱۹۵۶ تا ۱۹۶۴ بنام هیات ملی حفاظت در مقابل تابش و اندازه گیری و از سال ۱۹۶۴ تا حال بنام شورای ملی حفاظت در مقابل تابش و اندازه گیری خوانده می شود.

+ در این مورد نظرات رویهم قرار می گیرند. در حالی که کمیسیون انرژی اتمی استانداردهایی برای تشعشع خروجی از نیروگاههای هسته ای قرار داده است، این جریانها بایستی با استانداردهای سازمان حفاظت محیط زیست در خارج از مرزهای نیروگاه مطابقت داشته باشد.

۱- Federal Radiation Council,

۲- Environmental Protection Agency

هستند که فرض کنند این دزها مطلقاً اثری ندارند. برای پرکردن این شکاف هیاتهای برای تعیین این استانداردها فرض‌های دلخواه زیر را نموده‌اند.

۱ - رابطه خطی بین مقدار دزو اثر آن در تمام گام انرژی از سطح دز بالا از چند صد راد تا صفر درست است.

۲ - در دز تابشی آستانه‌ای وجود ندارد که بالاتر از آن اثری ممکن باشد و در زیر آن اثری وجود نداشته باشد.

۳ - تمام دزهای کم داده شده به عضو کاملاً باهم جمع می‌شوند، بدون توجه به این که باچه شدتی به عضو داده شود و درچه فواصل زمانی داده شوند.

۴ - بهبودی بیولوژیکی از اثرات تابش در دزهای کم وجود ندارد. البته هیچ یک از فرضیات بالا دقیقاً درست نیست، اما آنها یک بنیان محافظه کارانه برای برقراری استانداردها به وجود می‌آورد. درحقیقت فرض براین است که هر مقدار از تابش مضر است. لذا بنا بر مقررات شورای مرکزی تابش، نتیجه می‌شود که «با برقرار کردن استانداردهای حفاظت در مقابل اشعه توافقی بین مزایای حاصل از کنترل در کاربرد تابش و انرژی اتمی و خطر تابش گیری اشعه می‌باشد».

هر دو سازمان **ICRP** و **NCRP** استانداردهای تابش را برحسب حداکثر دز مجاز (**MPD**)<sup>۱</sup> به اعضا مختلف بدن داده است. به طوری که قبلاً اشاره شد، **FRC** ترجیح می‌دهد این دزها را راهنماهای حفاظتی در مقابل تابش بخواند، اما عبارت **MPD** همچنان به عنوان یک کاربرد کلی باقی بماند. سازمان **ICRP** عبارت **MPD** را به صورت زیر تعریف می‌کند.

« دز مجاز برای هر فرد آن دزی است که در طول زمان جمع شده یا در نتیجه یک تابش گیری تک دریافت شود، با توجه به دانش فعلی دارای کمترین احتمال آسیب جدی به یاخته‌های ساختمانی یا ژنتیکی است. به علاوه آنچنان دزی است که هر اثری متعاقب آن اغلب محدود به آن دسته می‌شود که یا طبیعتاً جزئی بوده و توسط شخص تابش دیده و به وسیله مسئولین پزشکی صلاحیت دار غیرقابل قبول در نظر گرفته نشود. هر نوع آسیب جدی به یاخته ساختمانی ( نظیر کم خونی) که ممکن است نتیجه مورد تابش قرار گرفتن شخص به دز مجاز باشد محدود به کسر بسیار کوچکی از افراد تابش دیده می‌شود. با اثراتی نظیر کوتاه شدن طول عمر، که انتظار می‌رود بیشتر رخ دهد، خیلی کم خواهد بود و احتمالاً زیر پوشش تغییرات بیولوژیکی پنهان می‌شود. بنابراین، دزهای مجاز انتظار می‌رود اثراتی ایجاد نمایند که فقط به کمک روش‌های آماری انجام شده روی گروهی از مردم اسکان تشخیص آنها وجود داشته باشد».

در سال‌های آخر دهه ۱۹۶۰ سازمان **NCRP** ارزشیابی مجدد کلی استانداردهای حفاظتی تابش‌ها را به عهده گرفت. نتایج این مطالعه و توصیه‌های **NCRP** در مورد دزهای حداکثر مجاز در گزارش شماره ۳۹ سازمان **NCRP** به تاریخ ۱۵ ژانویه ۱۹۷۱ آمده است. این دزهای مجاز خیلی متفاوت از آنهایی نیست که قبلاً توسط **FRC** توصیه شده و به تصویب

FRC رسیده است، اگر تاریخ را راهنمایی فرض کنیم از سازمان حفاظت محیط زیست می توان انتظار داشت که توصیه های ۱۹۷۱ سازمان NCRP به عنوان سیاست رسمی دولت ایالات متحده می باشد.

دزهای حداکثر مجازی که توسط NCRP توصیه شده اند برای دو طبقه از افراد می باشد، کارگران ویژه تابش همگان. برای گروه اول، دز حداکثر مجاز برای اعضا مختلف بدن مشخص شده اند، زیرا تابش گیری شغلی ممکن است برای یک عضو بیش از عضو دیگر باشد. دز حداکثر مجاز برای همگان به طور کلی برای تابش گیری تمام بدن یا غدد جنسی است. دزهای حداکثر مجاز سازمان NCRP برای دو گروه در جدول (۷-۹) آمده است. این دزها به علاوه دزهایی است که از محیط و کاربردهای پزشکی دریافت شده است.

برای کارگران ویژه تابش، به طوری که انتظار می رود، معمولاً دزهای حداکثر مجاز برای غدد جنسی، اعضای خونساز (سبز قرمز استخوان)، عدسی های چشم و همزمان با آن تابش گیری تمام بدن کنترل می شود. بر طبق توصیه های NCRP «حداکثر دز مجاز برای تمام بدن از تمام منابع شغلی برابر ۵ رم برای هر سال است». به هر حال در بعضی از موارد دز معادل واقعی ممکن است بیش از ۵ رم در سال باشد. سازمان NCRP این موضوع را معرف یک انحراف از روش سالم حفاظتی نمی داند به شرطی که دز دریافتی معادل مربوط به گذشته از ۱ تا ۱۲ رم که به طور یکنواخت در طول زمان به خوبی توزیع شده باشد یا حتی ۱۰ رم در حالت استثنائی با توزیع خوبی دریافت شده باشد. معنی ظاهری این توصیه های سازمان NCRP در سال ۱۹۷۱ این است که هیچ کارمندی تماماً کارگری را تحت تابش بیش از ۵ رم در هر سال قرار نمی دهد. در هیچ حالت، معادل دز جمع شده از ۵ رم ضرب در تعداد سالهای سن بیشتر از ۱۸ سال نخواهد بود. یعنی، دز کل جمع شده یک کارگر با سن N سال بیش از مقدار زیر نخواهد بود.

$$H_{\max} = 5(N - 18) \text{rem} \quad (7-9)$$

تابش گیری شغلی قبل از سن ۱۸ سالگی مجاز نیست. حداکثر دز مجاز برای اعضای ویژه در جدول ۷-۹ داده شده است.

توصیه های ۱۹۷۱ سازمان NCRP کمی با مقررات مرکزی (۱۹۷۴) که بر اساس توصیه های FRC می باشد به سال های اول دهه ۱۹۶۰ برمی گردد. طبق این مقررات تابش گیری شغلی فردی تا ۱۲ رم در سال می تواند برسد به شرطی که جمع دز دریافتی کمتر از  $H_{\max}$  داده شده به وسیله معادله (۷-۹) باقی بماند. مقررات کمیسیون انرژی اتمی مبتنی بر این قاعده این است که هر کارگر قبل از شروع به کار و دریافت حداکثر دز مجاز ۵ رم در سال سابقه مستند دز دریافتی خود را ارائه دهد. به علاوه درگردآوری سابقه تابش گیری کارگر، هر سال که در آن کارگر تحت تابش شغلی بوده باشد دز کل دریافتی معلوم نباشد، باید فرض کرد که

جدول ۹-۷

توصیه‌های شورای ملی در حفاظت تابش و اندازه‌گیری\* درباره دز حدی

معادل دز حداکثر مجاز	نوع تابش‌گیری - گروه
	تابش‌گیری شغلی
	تمام بدن :
۵ رم برای هر سال	حدسالانه از حال به بعد
۱۰-۱۵ رم برای هر سال	حدسالانه تا به حال
(۱۸ - N) ۵ رم	تجمع درازمدت تا سن N سال
۱۵ رم برای هر سال	پوست
۷۵ رم برای هر سال (۲۵ برای هر فصل)	دستها
۳۰ رم برای هر سال (۱۰ برای هر فصل)	ساعدها
۱۵ رم برای هر سال (۵ برای هر فصل)	اعضای دیگر
۵۰ رم در دوران حاملگی	زنان بارور
	تابش‌گیری عمومی یا فردی اتفاقی
۵۰ رم برای هر سال	فردی یا اتفاقی
۱۰ رم برای هر سال	دانشجویان
۱۷۰ رم متوسط هر سال	جمعیت به طور کل
	اضطراری
	نجات افراد
	تمام بدن ( افراد مسن تر از ۵۰
۱۰۰ رم †	سال ترجیح دارد)
۲۰۰ رم اضافی	دستها، ساعدها
	فوریت کمتر
۲۵ رم	تمام بدن
۱۰۰ رم کل	دستها، ساعدها

\* براساس جدول ۶ گزارش ۳۹ - NCRP

† ترجیحاً یکبار تابش‌گیری در سال

کارگر ۰ رم دریافت کرده است. می توان یادآوری کرد که حداکثر دز دریافتی سالانه ۰ رم تقریباً برابر  $100 \text{ mrem/wk}$  و حداکثر دز مجاز اغلب برحسب این داده می شود. همچنین توزیع ۱۰۰ میلی رم در ۴۰ ساعت کار در هفته برابر شدت دز معادل  $2.5 \text{ mrem/hr}$  است.

با توجه به این حداکثر دزهای مجاز NCRP بیان داشته است که «نظر به معلومات حاضر، تابش گیری شغلی برای زندگی کاری فرد برای حداکثر مقادیر مجاز ممکنه توصیه شده حاوی خطرات جدی برای فرد نیست و یا ایجاد خطری جدی تر از خطرات معمولی قابل قبول صنایع امروزی نمی کند».

حداکثر دز مجاز برای هر فرد جمعیت به وسیله NCRP برابر  $5 \text{ rem/yr}$  تعیین شده است. این مقدار دز براساس ملاحظات آسیب دیدگی یاخته های ساختمانی به فرد مورد نظر است. برای جمعیت به طور کلی، نگرانی اصلی در مورد آسیب ژنتیکی است، و سازمان NCRP حداکثر دز جمع شده را تا سن ۳۰ سالگی به ۰ رم محدود کرده است. این مقدار، معادل دز سالانه تقریبی  $170 \text{ mrem/yr}$  است که اغلب برای مطالعات ایمنی به کار می رود.

حدود دزهای اضافی برای شرایط اضطراری معین و برای دانشجویان ( زیر سن ۱۸ ) توسط NCRP در جدول ۹-۷ داده شده است.

بایستی دوباره تاکید کرد که حداکثر دزهای مجاز مختلف داده شده توسط NCRP مربوط به تابش از تمام منابع تابش بغیر از تابش زمینه طبیعی و تابش دریافتی از روش های درمانی است. به علاوه، دزهای مندرج در جدول (۹-۷) برای تابش گیری داخلی و خارجی به کار می رود. روش های محاسبه دزها برای هر یک از انواع منابع تابش در قسمت (۹-۸) داده شده است.

**مثال ۹-۳** یک مرد اولین شغل خود را به عنوان کارگر ویژه تابش در سن ۴ سالگی انتخاب کرد. بر طبق مقررات جاری کمیسیون انرژی اتمی معادل دز حداکثر که این مرد از شغل جدید دریافت می کند چقدر است؟

**حل.** کارگر حداکثر  $12 \text{ mrem/yr}$  برای  $t$  سال،  $t$  از رابطه زیر به دست می آید، دریافت می کند.

$$12t = 5(40 + t - 18)$$

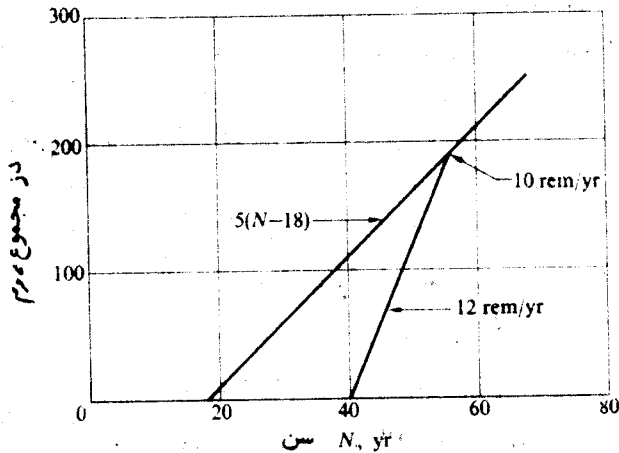
سمت چپ رابطه  $H$  مقدار دز جمع شده پس از  $t$  سال است. سمت راست  $H$  جمع شده مجاز از معادله (۹-۷) به دست می آید. از حل معادله  $t$  برابر ۷٫۰۵ بدست می آید. بنابراین کارگر در مدت ۱۰ سال  $12 \text{ rem/yr}$  دریافت می کند. در این مدت کارگر مجموعاً  $12 \times 10 = 120$  رم دز دریافت می کند در حالی که کارگر می تواند  $180 = 5(40 + 10 - 18)$  رم دریافت کند. بنابراین، در سال های بعد او می تواند فقط ۱۰ رم دز دریافت کند، ۰ رم مربوط به



ذخیره‌اش و هم معمولاً طبق رابطه (۷-۹) دریافت می‌نماید. برای تمام سال‌های بعد، او نمی‌تواند بیش از  $rem/yr$  دریافت نماید. نتایج این مساله به‌طور تریسمی در شکل ۳-۹ نشان داده شده است. (در عمل، فقط چند سازمان در ایالات متحده، از جمله کمیسیون انرژی اتمی، اجازه می‌دهند یک کارگر دزی بیش از  $rem/yr$  در مدت زمان گسترده‌ای دریافت نمایند).

### ۸-۹ محاسبات تابش‌گیری و دز

اغلب لازم می‌شود تابش‌دهی، دز جذبی و معادل دز یا شدت‌های آنها را که ناشی از اشکال مختلف چشمه‌های تابش است حساب کرد. چنین محاسباتی برای اشعه گاما، نوترون‌ها، و ذرات باردار متفاوت است و بستگی به تابش‌گیری داخلی یا خارجی دارد.



شکل ۳-۹ تاریخچه دز جمع شده کارگری که شغل خود را در سن ۰ آغاز آغاز می‌کند (مقررات سال ۱۹۷۳ AEC - FRC)

### تابش‌گیری خارجی با اشعه گاما

از قسمت ۲-۹ به یاد می‌آوریم که تابش‌گیری اشعه گاما برحسب رنتگن (R) اندازه‌گیری می‌شود، که یک رنتگن مربوط به آزاد شدن  $2.08 \times 10^{-4}$  کلون بار الکتریکی مثبت یا منفی می‌باشد، وقتی که اشعه گاما با یک کیلوگرم هوا برخورد نماید. برای محاسبه تابش‌گیری بهتر است رنتگن را با انرژی که باید به وسیله هوا جذب شود تا اینکه مقدار بار بالا آزاد شود، ارتباط داده شود. بنابراین از محاسبات تکراری دربرگیرنده بار الکتریکی پرهیز می‌شود.

برای تولید  $2.08 \times 10^{-4}$  کلون بار لازم به تشکیل

$$2.08 \times 10^{-4} / 1.6 \times 10^{-19} = 1.3 \times 10^{15}$$

زوج یون ( یک یون و یک الکترون پرتابی) است که  $1.6 \times 10^{-19}$  بار هریون برحسب کلون است. از تجربیات معلوم گشته برای تولید یک زوج یون در هوا تقریباً  $34\text{ev}$  انرژی (بین  $32$  و  $36$  الکترون ولت) باید توسط اشعه گاما بوسیله هوا جذب شود. لذا آزاد شدن  $1.0 \times 10^{-4}$  کلون نیاز به جذب  $34 \times 10^{16} \times 0.47 = 1.61 \times 10^{10}$  انرژی است بنابراین انرژی جذب شده معادل یک رنتگن تابش گیری برابر است با:

$$1R = 0.47 \times 10^{16} \text{ev/kg} = 0.47 \times 10^6 \text{Mev/kg} \\ = 0.47 \times 10^6 \text{Mev/g} \quad (8-9)$$

از آنجا که  $1\text{Mev} = 1.6 \times 10^{-7} \text{erg}$  است، بنابراین نتیجه می شود که

$$1R = 0.47 \times 10^6 \times 1.6 \times 10^{-7} \text{erg} = 87.0 \text{ergs/g} \quad (9-9)$$

برای محاسبه تابش گیری اشعه گاما از یک میدان تابشی معین، فقط لازم است انرژی جذب شده از اشعه گاما را در هوا تعیین کنیم و سپس آن را با استفاده از یکی از معادله های انرژی به رنتگن تبدیل کنیم. به طور مشابه، شدت تابش گیری را می توان از روی شدت جذب انرژی گاما به دست آورد. در قسمت ۳-۸ نشان داده شد که شدت جذب انرژی برای هر گرم برابر است با  $IE(\mu_a/\rho)^{\text{air}}$  که  $I$  شدت اشعه گاما،  $E$  انرژی اشعه گاما،  $(\mu_a/\rho)^{\text{air}}$  ضریب جذب جرمی هوا در انرژی  $E$  می باشد. مقادیر  $(\mu_a/\rho)^{\text{air}}$  در جدول (۳-۸) داده شده است. با استفاده از معادله (۹-۸) نتیجه می شود که شدت تابش گیری  $\dot{X}$  از رابطه زیر به دست می آید.

$$\dot{X} = IE(\mu_a/\rho)^{\text{air}} / 0.47 \times 10^6 \\ = 1.82 \times 10^{-8} IE(\mu_a/\rho)^{\text{air}} \text{ R/sec} \quad (10-9)$$

در این معادله  $I$  باید برحسب  $\text{Photons/cm}^2 - \text{sec}$ ،  $E$  برحسب  $\text{Mev}$ ،  $(\mu_a/\rho)^{\text{air}}$  برحسب  $\text{cm}^2/\text{g}$  بیان شود. برای بسیاری از مسایل عملی بهتر است  $\dot{X}$  را برحسب  $\text{mR/hr}$  به جای  $\text{R - sec}$  بیان داشت. سپس چون

$$1\text{R/sec} = 3.6 \times 10^6 \text{ mR/hr}$$

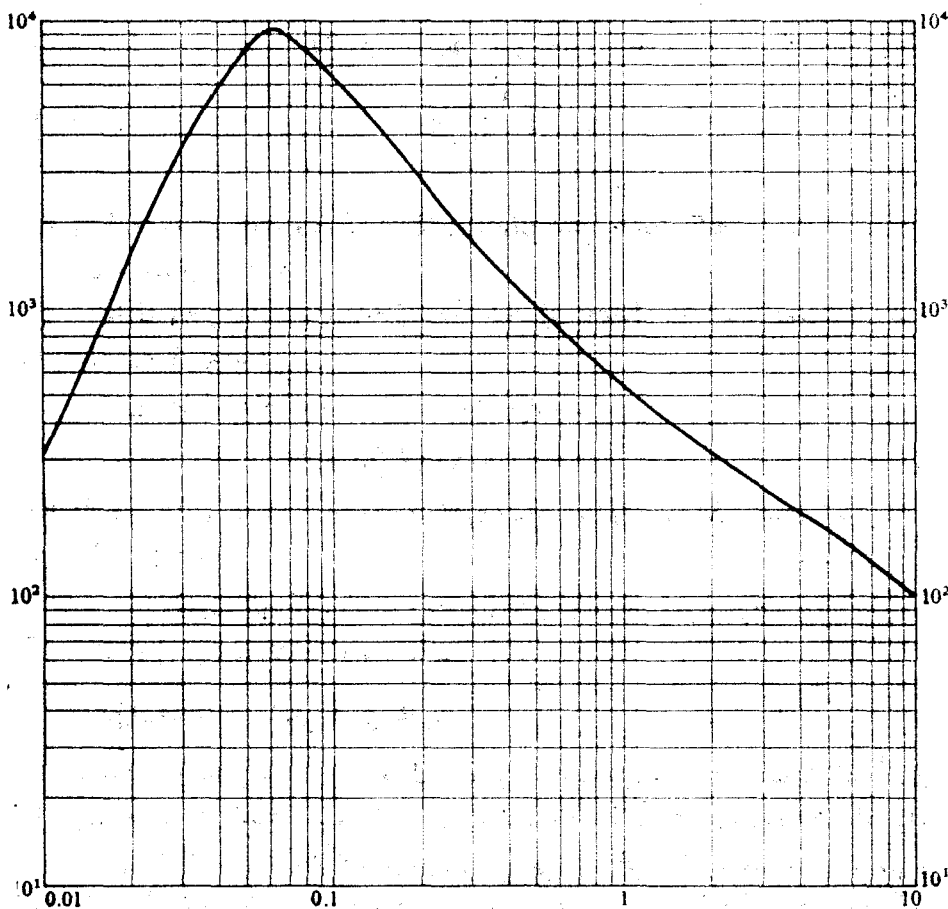
معادله (۹-۱۰) را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\dot{X} = 0.00091 IE(\mu_a/\rho)^{\text{air}} \text{ mR/hr} \quad (11-9)$$

از معادلات (۹-۱۰) و (۹-۱۱) واضح است که شدت تابش گیری بستگی به شدت اشعه گاما و انرژی آنها دارد. شکل ۹-۴ شدت ( یا فلو، به قسمت بعد مراجعه کنید) لازم برای تولید شدت تابش گیری  $1\text{mR/hr}$  را نشان می دهد. منحنی، قسمتی از آن، بستگی  $(\mu_a/\rho)^{\text{air}}$  را به انرژی نشان می دهد که در انرژی های کم زیاد که مربوط به پدیده جذب فتوالکتریک می باشد، دارای حداقلی در حدود  $0.7\text{Mev}$  است و سپس به علت پدیده تولید زوج بالا می رود. واضح

است شدت کم گاما برای تولید یک شدت تابش گیری معین که ضریب جذب آن زیاد است لازم می باشد.

معادله (۱۱-۹) فقط در مورد باریکه تک انرژی به کار می رود. اگر اشعه گاما دارای یک توزیع انرژی باشد لازم است معادله (۱۱-۹) را در سراسر طیف، اگر پیوسته باشد، انتگرال گیری نمائیم یا عمل جمع را در سراسر طیف، اگر طیف به صورت مجزا (پله ای) باشد، انجام دهیم.



شکل ۹-۴ شدت (فلو) اشعه گاما لازم برای تولید شدت تابش گیری ۱ mR/hr بر حسب انرژی اشعه گاما.

بد عنوان مثال در حالت اخیر شدت تابش گیری برابر است با :

$$\dot{X} = 0.0609 \sum_i I_i E_i (\mu_{0.05})_{i, \text{air}} \text{ mR/hr} \quad (12-9)$$

که  $I_i$  شدت اشعه گاما با انرژی  $E_i$  و  $(\mu_a/\rho)_{air}^{E_i}$  ضریب جذب جرمی در انرژی  $E_i$  است. برای به دست آوردن تابش گیری کل در طول زمان  $T$ ، روابط بالا را باید نسبت به زمان انتگرال گیری نمود. اگر زمان برحسب ثانیه باشد، سپس از معادله (۹-۱) داریم:

$$X = \int_0^T \dot{X} dt = 1.82 \times 10^{-8} E (\mu_a/\rho)_{air} \int_0^T I(t) dt$$

$$X = 1.82 \times 10^{-8} \Phi E (\mu_a/\rho)_{air} R \quad (9-12)$$

$$\Phi = \int_0^T I(t) dt \quad (9-14)$$

را فلوی اشعه گاما می نامند و بعد آن  $\text{photon/cm}^2$  عبارت  $\Phi E$  در معادله (۹-۱۳) را انرژی جریان فوتون نامند.

مثال ۹-۴ چه شدت باریکه از اشعه گاما با انرژی  $2 \text{ Mev}$  لازم است تا شدت تابش گیری برابر  $1 \text{ mR/hr}$  به دست آید.

حل. حل معادله (۹-۱۱) رابطه دست می دهد.

$$I = \dot{X} / 0.0609 E (\mu_a/\rho)_{air}$$

از جدول ۹-۳ داریم  $(\mu_a/\rho)_{air} = 0.0238 \text{ cm}^2/\text{g}$  در انرژی  $2 \text{ Mev}$  است. با قرار دادن این مقدار در رابطه

$$I = 1 / 0.0609 \times 2 \times 0.0238 = 3192 / \text{cm}^2 - \text{sec}$$

که در شکل (۹-۴) نیز نشان داده شده است.

### دز اشعه گاما - تابش گیری خارجی

محاسبات دز جذبی اشعه گاما، معادل دز، و شدتهای دز مربوطه شبیه محاسبات تابش گیری قبل می باشد. بر طبق قسمت ۹-۳ دز جذبی برحسب راد اندازه گیری می شود، یک راد برابر با جذب  $100$  ارگ انرژی اشعه گاما در هر گرم نسج می باشد. این دز برحسب واحد مناسب تر معادل است با  $625 \times 10^{-7} = 10^{-6} \times 100 / 160$  از آنجا که شدت جذب گاما برابر  $IE (\mu_a/\rho)_{tis} \text{ Mev/g} - \text{sec}$ ، که  $(\mu_a/\rho)_{tis}$  ضریب جذب جرمی نسج است، نتیجه می شود که شدت دز جذبی  $\dot{D}$  از رابطه زیر به دست می آید.

$$\dot{D} = IE (\mu_a/\rho)_{tis} / 625 \times 10^{-7} = 160 \times 10^{-8} IE (\mu_a/\rho)_{tis} \text{ rad/sec} \quad (9-15)$$

$$= 0.076 IE (\mu_a/\rho)_{tis} \text{ mrad/hr} \quad (9-16)$$

برای به دست آوردن دز جذبی D برحسب راد یا میلی راد به جای شدت I در معادلات (۹-۱۰) یا (۹-۱۶) فلوی گاما  $\Phi$  را قرار می دهیم .

شدت دز جذبی در نسج که مورد شدت تابش گیری  $\dot{X}$  قرار گرفته باشد از تقسیم معادله (۹-۱۰) به معادله (۹-۱۰) به دست می آید یعنی :

$$\begin{aligned} \dot{D} &= \frac{1.60 \times 10^{-18} \text{IE}(\mu_a/\rho)^{\text{tis}}}{1.82 \times 10^{-18} \text{IE}(\mu_a/\rho)^{\text{air}}} \dot{X} \\ &= 0.874 \frac{(\mu_a/\rho)^{\text{tis}}}{(\mu_a/\rho)^{\text{air}}} \dot{X} \end{aligned} \quad (9-17)$$

از آنجا که رابطه بین D و  $\dot{X}$  بستگی به ضریب جذب نسج دارد، لذا یک مقدار  $\dot{X}$  می تواند کاملاً مقدار مختلفی برای  $\dot{D}$  های مختلف در نسج های مختلف به دست دهد. بنابراین، بهتر است معادله (۹-۱۷) را به صورت زیر می نویسیم.

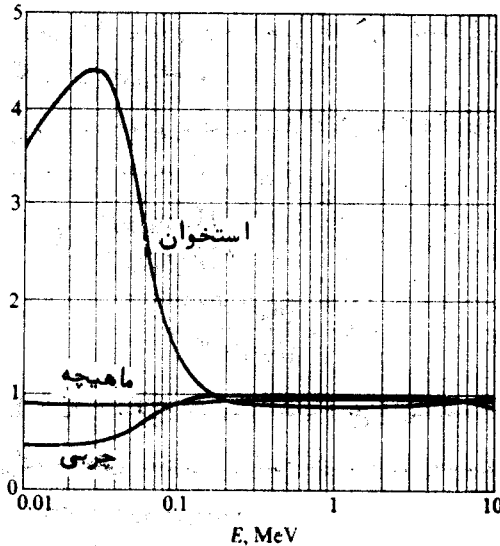
$$\dot{D} = f \dot{X} \quad (9-18)$$

که f تابع انرژی است که بستگی به ترکیب نسج دارد. شکل (۹-۱۰) این تابع را برای استخوان، ماهیچه و نسج چربی نشان می دهد. در انرژی های کم معمولاً منحنی برای استخوان بیشتر از برای ماهیچه یا چربی است زیرا استخوان حاوی عناصر با Z بزرگتر است که در نتیجه پدیده فتو الکتریک در آن قویتر است. از آنجا که ضرائب جذب جرمی مستقل از زمان است، انتگرال زمانی هر دو طرف معادلات (۹-۱۷) و (۹-۱۸) برابر می باشند. بنابراین اگر در این معادلات به جای  $\dot{D}$  و  $\dot{X}$  مقادیر D و X را قرار دهیم می توان کل دز و تابش گیری کل را به دست آورد.

برای به دست آوردن معادل دز یا شدت آن، فقط لازم است D یا  $\dot{D}$  را در ضریب کیفی مناسبی ضرب کنیم. در این حال، برطبق جدول ۹-۲ مقدار  $Q=1$  برای اشعه گاما است. به طوری که در حالت موجود D برحسب راد به طور عددی برابر با H برحسب رم می باشد، لذا روابط بالا D و  $\dot{D}$  را می توان مستقیماً برای محاسبه H یا  $\dot{H}$  بکار برد. روابط X ، D و H و شدت های آنها را در این قسمت برحسب شدت I یک بار یک اشعه گاما هم جهت به دست آورده ایم. در بسیاری از موارد مورد نظر اشعه گاما هم جهت نیستند بلکه در چندین جهت یا تمام جهات نظیر حرکت نوترون ها در راکتور می باشند ، لذا بهتر است که X و D و H را بر حسب فلوی اشعه گاما  $\Phi_\gamma$  بیان کنیم. تعریف فلوی گاما نظیر تعریف فلوی نوترون (قسمت ۱-۵) است و دارای همان واحد شدت یعنی (rays/cm<sup>2</sup>-sec) می باشد. به عنوان مثال معادلات (۹-۱۱) و (۹-۱۶) را می توان به صورت زیر نوشت.

$$\dot{X} = 0.0609 \Phi_\gamma E(\mu_a/\rho)^{\text{air}} \text{ mR/hr} \quad (9-19)$$

$$\dot{D} = 0.0576 \Phi_\gamma E(\mu_a/\rho)^{\text{tis}} \text{ mrad/hr} \quad (9-20)$$



شکل ۹-۵ پایای f برحسب انرژی اشعه گاما (از کتاب

K. Z. Morgan and J. E. Turner, Principles of Radiation Protection, New York, Wiley 1967)

مثال ۹-۵ فلوی اشعه ایکس در نزدیکی یک مولد اشعه ایکس ۰.۰۵kV برابر با  $۲۴ \times ۱۰^۲ \text{ x-rays/cm}^2\text{-sec}$  است. شدت دز معادل دریافتی به استخوان، ماهیچه و چربی بدن کارگر ماشین چقدر است؟  
 حل- با استفاده از شکل ۹-۵ فلوی اشعه گاما تقریباً برابر  $۸ \times ۱۰^۲ \text{ x-rays/cm}^2\text{-sec}$  و شدت تابش گیری برابر ۱ mR/hr است. بنابراین شدت تابش گیری کارگر ماشین اشعه ایکس برابر است با:

$$\frac{۲۴ \times ۱۰^۲}{۸ \times ۱۰^۲} \times ۱ = ۳۰ \text{ mR/hr}$$

برطبق شکل (۹-۵) مقدار f برای استخوان برابر  $f = ۳۳$  برای ماهیچه ۰.۹۳ و برای چربی ۰.۹۰ است. لذا کارگر شدتهای دز جذبی دریافت می کند و از آنجا که  $Q = ۱$  است شدتهای دز معادل برای استخوان برابر  $۳۳ \times ۳۰ = ۹۹ \text{ mrem/hr}$ ، برای ماهیچه  $۰.۹۳ \times ۳۰ = ۲۸ \text{ mrem/hr}$  و برای چربی  $۰.۹۰ \times ۳۰ = ۲۷ \text{ mrem/hr}$  است.

### دز نوترون- تابش گیری خارجی

محاسبات دز برای نوترون ها تا اندازه ای مشکلتتر از محاسبه دز برای اشعه گاما است زیرا

نحوه‌ای که اشعه گاما با ماده برخورد می‌کند پیچیده است. با مراجعه به فصل ۳ به خاطر می‌آوریم که نوترون‌ها برخورد‌های الاستیک و غیرالاستیک، جذب تابش زاو و اکشن‌های مختلف دیگر انجام می‌دهند. در این گونه واکنش‌های متقابل هسته مورد اصابت ممکن است با انرژی کافی رانده شده و قسمتی از ابرالکترونی آن جدا شود، که در نتیجه به صورت یک ذره باردار بسیار یونیزه درمی‌آید. در پراکندگی غیرالاستیک و جذب تابش زا، اشعه گاما نیز تابش می‌شود و در این واکنش‌ها ذرات باردار نیز ممکن است به وجود آید. جذب انرژی حاصل از این تابش‌های ثانویه یون‌ساز حاصل از جذب نوترون باید تعیین گردد تا اینکه بتوان دز نوترون را حساب کرد. به علت پیچیدگی واکنش‌های متقابل نوترون، جذب انرژی باید به طور عددی حساب شود و این محاسبه با استفاده از روش مونت کارلو آسان‌تر انجام می‌گیرد. در این روش تاریخچه واقعی نوترون‌ها و تابش ثانویه در یک حسابگر قوی الکترونیکی انجام می‌گردد و حرکت آنها را در داخل محیط نسج تعقیب می‌کند. محاسبات از این نوع برای باریکه‌های نوترون ورودی بریک تیغه استوانه‌ای، دارای ترکیب مشابه بدن انسان انجام می‌گیرد\*. در تعیین معادل دز لازم است این نکته را در نظر داشت که ضریب کیفی تابشی از انرژی ذره یون‌ساز است. لذا وقتی یک نوترون سریع برخورد‌های متوالی انجام می‌دهد و هسته‌های رانده شده با انرژی‌های مختلفی حاصل می‌گردد، برای محاسبه جذب انرژی هر یک از این هسته‌ها باید در ضریب کیفی مناسبی ضرب شود.

بحث درباره نتایج چنین محاسباتی برای تیغه‌ای از نسج آسان‌تر از برای یک استوانه است زیرا شکل هندسی آن ساده‌تر می‌باشد. شکل (۹-۶ الف و ب) معادل دز نوترون‌های حرارتی و  $Mev$  را بر حسب تابع نفوذ به ترتیب نشان می‌دهد. این شکل‌ها دز معادل مربوط به پروتن‌های رانده شده، هسته‌های سنگین‌تر رانده شده، و اشعه گامای تابش‌زا را نشان می‌دهد. از طرف دیگر، در مورد باریکه نوترون حرارتی، دز مربوط به پروتن از دز مربوط به گاما در سه سانتیمتر اول بیشتر است. بعد از آن نقطه دز در درجه اول مربوط به اشعه گاما می‌شود. اتفاقاً پروتن‌ها در انرژی حرارتی در نتیجه واکنش انرژی از  ${}^{14}C$   $N(n, p)$  که دارای سطح مقطع  $1.781$  باریون در انرژی  $0.203ev$  است به وجود می‌آید. در این انرژی نوترون‌ها به اندازه کافی دارای انرژی نیستند که در برخورد با هیدروژن بتوانند پروتن‌های رانده شده ایجاد نمایند.

وقتی شدت دز حداکثر حاصل از منحنی‌های شبیه شکل ۹-۶ بر حسب انرژی رسم شوند نتیجه به صورت منحنی شکل ۹-۷ به دست می‌آید که فلوی نوترون را بر حسب انرژی

\* مدل‌های استوانه‌ای یا اشکال دیگر که از لحاظ ترکیبات مشابه بدن انسان باشد

را بدن تصویری (phantom) نامند

نوترون برای اینکه دز برابر  $1 \text{ mrem/hr}$  باشد، به دست می‌دهد†. از شکل پیداست که در انرژی‌های بالا فلوی نوترون کمتری برای تولید دز معینی لازم است تا در انرژی پائین. به عبارت دیگر، در مورد نوترون‌ها هرچه نوترون سریعتر باشد دز آن بیشتر است.

مطلب مهم این است که بجز در انرژی خیلی پائین فلوی گاما لازم برای تولید یک دز واحد معین همیشه خیلی بزرگتر از فلوی نوترون مربوط است. به عنوان مثال از شکل‌های (۹-۴) و (۹-۷) دیدمی‌شود که در انرژی  $1 \text{ Mev}$  فلوی گامای تقریبی حدود  $50.7/\text{cm}^2 \text{ sec}$  در نسج مقدار  $\dot{H}$  را برابر  $1 \text{ mrem/hr}$  به دست می‌دهد. در حالی که فلوی نوترون فقط  $89 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$  یعنی همان مقدار  $\dot{H}$  را به دست می‌دهد. لذا در مورد ذرات، نوترون‌ها دز بزرگتری از فوتون‌های با همان انرژی ایجاد می‌نماید.

از شکل ۹-۷ می‌توان برای محاسبه شدت دز معادل حاصل از یک فلوی نوترون معین یا معادل دز کل حاصل از یک جریان نوترون استفاده کرد. این موضوع در مثال زیر تشریح شده است.

مثال ۹-۹ در یک نقطه نزدیک یک چشمه نوترون، فلوی نوترون سریع (بزرگتر از  $1 \text{ Mev}$ ) برابر  $20 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$  و فلوی حرارتی  $300 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$  است. هیچ اشعه گامائی وجود ندارد. یک کارگر تا چه مدت می‌تواند در این محل کار کند بدون اینکه دز دریاتی آن بیش از حداکثر دز مجاز باشد؟

حل. بر طبق شکل ۹-۷ فلوی نوترون سریع حدود  $7 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$  دزی برابر  $1 \text{ mrem/hr}$  می‌دهد. شدت دز نوترون سریع دریاتی کارگر برابر است با:

$$\frac{20}{7} \times 1 = 2.86 \text{ mrem/hr}$$

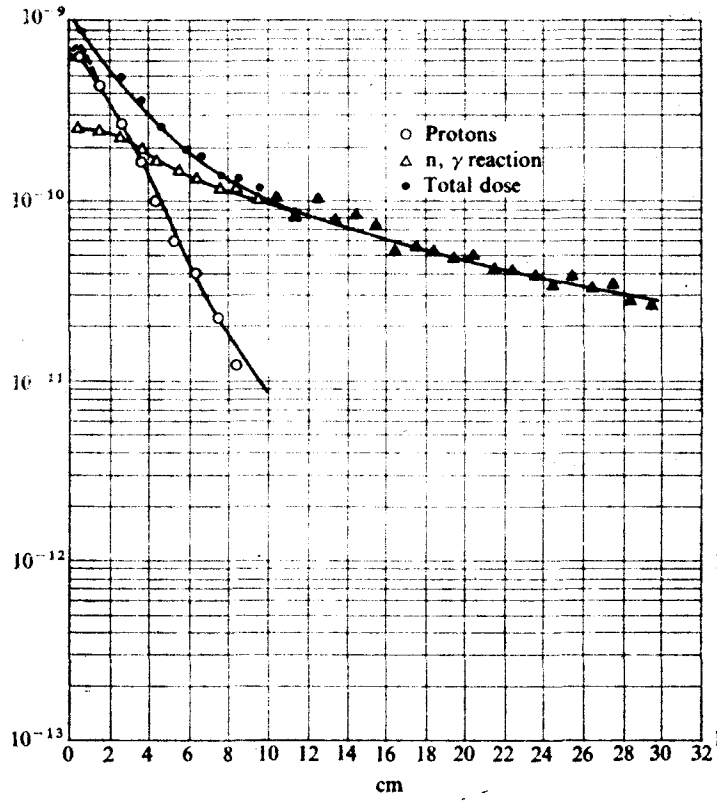
به همین ترتیب از شکل (۹-۷) پیداست که فلوی حرارتی  $260 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$  دزی برابر  $1 \text{ mrem/hr}$  ایجاد می‌کند. لذا دز نوترون‌های حرارتی برای کارگر برابر است با

$$\frac{260}{260} \times 1 = 1.01 \text{ mrem/hr}$$

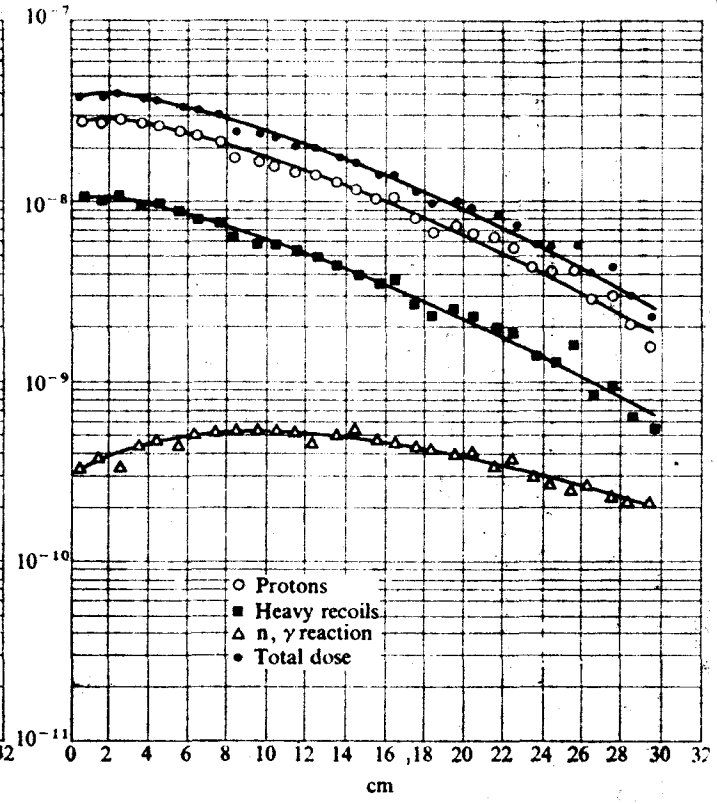
† باید اشاره کرد که محاسبات اخیر شدتهای دز نوترون در فئاتوم‌ها، به ویژه محاسباتی

که توسط  $F. H. Attix$  و  $W. D. Jones$  و  $W. S. Snyder, J. A. Auxier$  در گزارش  $W. H. Roesch$  (رجوع به منابع شود) آمده و محاسباتی که به وسیله  $W. S. Snyder$  در گزارش  $NCRP-38$  شرح داده شده مقادیر متفاوت و احتمالاً دقیق‌تری برای دز نوترون بر حسب فلو به دست می‌دهد. به هر حال مقادیر حاصل از شکل ۹-۷ برای استفاده عموم توسط کمیسیون انرژی اتمی در اداره ثبت مرکزی (۴۰ CFR 10) منتشر شد و در نتیجه این مقادیر کم و بیش به صورت استاندارد درآمده‌اند.



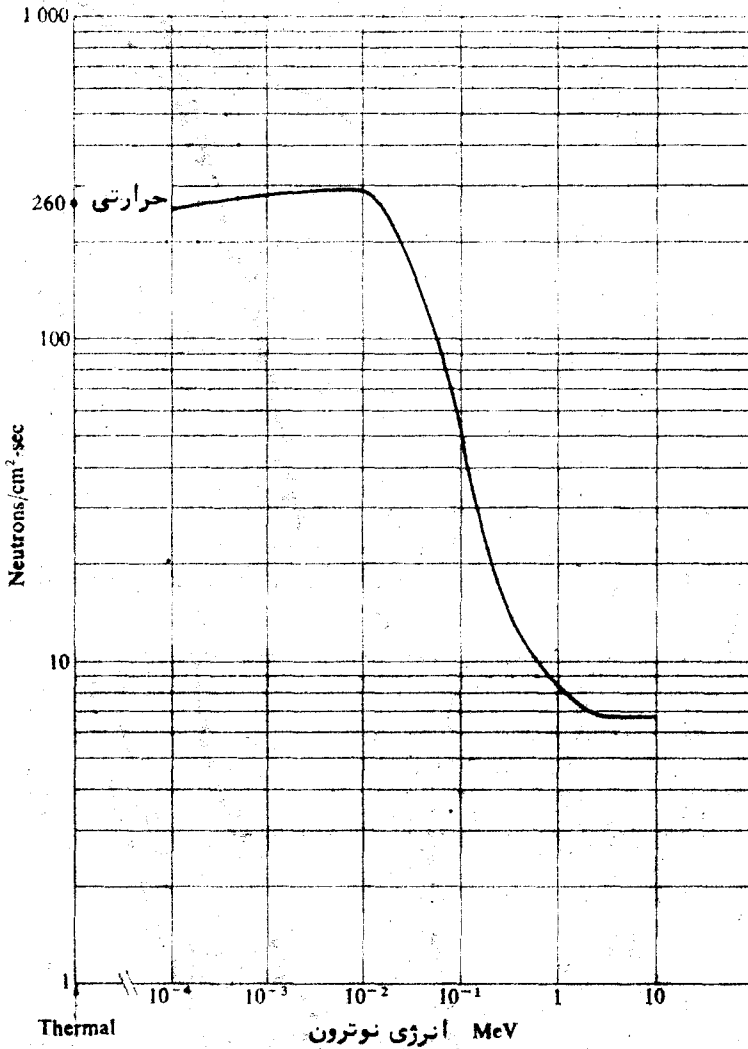


(a)



(b)

شکل ۶-۹ دز برحسب نفوذ درنسیج برای (الف) نوترون‌های حرارتی (ب) برای نوترون‌های ۳۰ Mev • Protection against Neutron Radiation up to 30 Mev NBS Hand Book No. 63 1957



شکل ۹-۷ فلوی نوترونی که، شدت دز معادل یک میلی رم در ساعت میدهد  
برحسب انرژی نوترون ( براساس پیوست ۶ نشریه ۲۱ - ICRP )

شدت دز کلی برابر است با  $۳۹\text{ mrem/hr}$ . لذا اگر دز مجاز هفتگی ۱۰۰ میلی رم را در مدت زمان  $t$  به دست می آورد.

$$t = \frac{100}{39} = ۲.۵۶\text{ hr}$$

مثال ۹-۷ مطلوب است محاسبه دز دریافتی توسط فردی که مورد تابش پالسی از

نوترون با انرژی  $2.0 \text{ Mev}$  ، حاصل از یک شتاب دهنده، قرار گرفته باشد، به شرطی که کل نوترون درپالس برابر  $1.0^{10} \text{ n/cm}^2$  باشد.

حل. برطبق شکل ۹-۷ فلوی نوترون سریع  $7 \text{ n/cm}^2 - \text{sec}$  دزی معادل  $1 \text{ mrem/hr}$  ایجاد می کند، این بدان معنی است که جریان نوترونی  $7 \times 2600 = 2.02 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$  دزی برابر یک میلی رم می دهد. جریان نوترونی در این مساله برابر  $1.0^{10}$  است ، لذا شخص دزی معادل  $\frac{1.0^{10}}{2.02 \times 10^{10}} = 3970$  میلی رم دریافت می دارد.

### تابش گیری داخلی- ذرات باردار و اشعه گاما

به علت کوتاهی برد ذرات باردار با انرژی معمولی در نسج، که در مهندسی هسته ای مورد استفاده دارد ، تابش گیری خارجی به این ذرات ایجاد خطری به سلامت بدن نمی کند . به هر حال، به طوری که قبلاً اشاره شد دز حاصل از تابش گیری داخلی به ذرات آلفا و بتا و اشعه گاما تاییده از هسته های رادیواکتیوی که از طریق تنفس یا خوردن (از طریق معده و جذب) یا به طرق دیگری جذب بدن شده اند می تواند خطر بسیار جدی بوجود آورد.

دز ذرات باردار دریافتی به وسیله یک عضو حاوی مقداری هسته رادیواکتیو را می توان با دقت کافی برای اغلب مقاصد یا روش ساده زیر حساب کرد. فرض می کنیم که هسته موجود در عضو در زمان  $t$  دارای قدرت  $C(t)$  میلی کوری باشد و آن یک ذره باردار با انرژی متوسط  $\bar{E} \text{ Mev}$  دهر تجزیه تابش می کند\*. به علت کوتاهی برد این نوع تابش تمام انرژی  $\bar{E}$  در داخل عضو جذب می شود مگر تابش هایی که در نزدیکی سطح عضو تاییده شود. بنابراین در قسمت اعظم عضو انرژی تاییده شده در ثانیه باید برابر انرژی جذب شده در ثانیه در آن باشد. از آنجا که  $1 \mu\text{Ci} = 3.7 \times 10^4$  تجزیه در ثانیه است، نتیجه می شود که

$$\begin{aligned} \text{انرژی جذب شده در ثانیه} &= 3.7 \times 10^4 C(t) \bar{E} \text{ Mev/sec} \\ &= 0.92 \times 10^{-10} C(t) \bar{E} \text{ erg/sec} \\ &= \frac{0.92 \times 10^{-10} C(t) \bar{E}}{M} \text{ erg/g-sec} \end{aligned}$$

که  $M$  جرم عضو بر حسب گرم است. جذب  $100 \text{ ergs/g}$  انرژی دزی برابر یک راد ایجاد

\* در مورد هسته ای که با تابش یک ذره بتای منفی تجزیه می شود ،  $\bar{E}$  تقریباً برابر

$2E_{\text{max}}$  است که  $E_{\text{max}}$  حداکثر انرژی بتا می باشد. در مورد بتاهای مثبت  $E_{\text{max}}$  ،  $\bar{E} = \frac{2}{3} E_{\text{max}}$  است.

می‌کند به طوری که شدت دز برابر است با :

$$\dot{D} = \frac{0.92 \times 10^{-4} C(t) \bar{E}}{M} \text{ rad/sec}$$

شدت دز معادل، به طور معمول، از ضرب  $\dot{D}$  در ضریب کیفی به دست می‌آید یعنی

$$\dot{H} = \frac{0.92 \times 10^{-4} C(t) \bar{E} Q}{M} \text{ rem/sec}$$

به دلایلی که همین الان روشن خواهد شد، بهتر است  $\dot{H}$  را بر حسب واحد رم در روز بنویسیم،

$$\dot{H} = \frac{0.171 C(t) \bar{E} Q}{M} \text{ rem/day} \quad (21-9)$$

اغلب هسته‌های اکتیو با تابش ذرات آلفا و بتا تجزیه شده و معمولاً همراه با تابش چند اشعه گاما می‌باشد. به علاوه، بعضی از اشعه گاما تبدیل داخلی انجام داده لذا الکترون‌های تبدیل داخلی و الکترون‌های آگرا باید در محاسبه دز به حساب آورده شوند (قسمت ۲-۷). از آنجا که این ذرات باردار هستند اساساً تمام انرژی خود را در داخل عضو از دست می‌دهند. در حالی که اشعه گاما دارای برد معینی در نسج نیستند، بیشتر انرژی خود را در نواحی خارج عضو از دست می‌دهند. محاسبه کسری از انرژی اشعه گاما که در داخل عضو جذب می‌شود بر حسب انرژی اشعه گاما برای اعضا مختلف انجام شده است. نتیجه این محاسبات که در منابع (۲-ICRP) شرح داده شده‌اند به طریق زیر می‌تواند مورد استفاده قرار گیرد. ابتدا  $F_i$  را کسری از تابش شامل ذرات باردار ساطعه به وسیله هسته رادیواکتیو با انرژی  $E_i$  در مورد اشعه  $\beta$  در نظر می‌گیریم. قدم بعد،  $F_i$  را تعریف می‌کنیم که کسر متوسط انرژی تابش شده در  $i$  امین طریق است که در داخل عضو جذب می‌شود و  $Q_i$  را ضریب کیفی مربوط به تابش در این طریق در نظر می‌گیریم. اگر  $\xi$  به صورت زیر تعریف شود

$$\xi = \sum_i f_i F_i E_i Q_i \quad (22-9)$$

به آسانی دیده می‌شود که در تجزیه از چند طریق مختلف شدت دز جذبی معادله (۲۱-۹) به صورت زیر می‌شود.

$$\dot{H} = \frac{0.171 C(t) \xi}{M} \text{ rem/day}$$

کمیت  $\xi$  را معادل انرژی موثر (۲) می‌نامند. فهرست کوتاهی از مقادیر  $\xi$  برای هسته‌های مهم

جدول ۹ - ۸ داده‌های فیزیکی و بیولوژیکی برای هسته‌های رادیواکتیو \*

q		Mev, ξ	عضو	نیمه عمر، روز		هسته اکتیو
تففس کردن	خوردن			بیولوژیکی	رادیواکتیو	
۱۰	۱۰	۰.۰۱	تمام بدن	۱۱۹	$4.0 \times 10^3$	$^2\text{H}$ (در آب)
۰.۷۵	۱۰	۰.۰۵۴	تمام بدن	۱۰	$2.1 \times 10^6$	$^{14}\text{C}$
۰.۰۲	۰.۰۲۵	۰.۲۷	استخوان	۴۰		
۰.۷۵	۱۰	۲.۷	تمام بدن	۱۱	۰.۶۳	$^{24}\text{Na}$
		۱.۸	غوطه‌ور +		۰.۰۷۶	$^{41}\text{Ar}$
۰.۴	۰.۳	۱.۵	تمام بدن	۹.۵	$1.9 \times 10^3$	$^{60}\text{Co}$
		۲.۸	غوطه‌ور +		۰.۰۵۳	$^{87}\text{Kr}$
۰.۴	۰.۳	۱.۱	تمام بدن	$1.3 \times 10^4$	$1.1 \times 10^4$	$^{90}\text{Sr}$
۰.۱۴	۰.۰۹	۵.۵	استخوان	$1.8 \times 10^4$		
۰.۷۵	۱۰	۰.۴۴	تمام بدن	۱۳۸	۸.۰۴	$^{131}\text{I} + ^{131}\text{Xe}$
۰.۲۳	۰.۳	۰.۲۳	تیروئید	۱۳۸		
۰.۷۵	۱۰	۰.۵۹	تمام بدن	۷۰	$1.1 \times 10^4$	$^{137}\text{Cs} + ^{137}\text{Ba}$
۰.۰۳	۰.۰۴	۱.۴	استخوان	۱۴۰		
۰.۰۳	۰.۰۴	۱۱۰	استخوان	$1.64 \times 10^4$	$0.9 \times 10^5$	$^{226}\text{Ra} + \text{دخترها}$
۰.۰۲۸	$1.1 \times 10^{-5}$	۲۳۰	استخوان	۳۰۰	$2.6 \times 10^{11}$	$^{235}\text{U}$
۰.۰۲	$2.4 \times 10^{-5}$	۲۷۰	استخوان	$7.3 \times 10^4$	$8.9 \times 10^6$	$^{239}\text{Pu}$

۸۱۳

\* براساس نشریه ۲ - ICRP + مقدار ξ برای محاسبه از برای شخصی که به وسیله گاز احاطه شده باشد به پاورقی جدول ۹-۹ مراجعه کنید.

در جدول ۹-۸ آمده است و فهرست کامل  $\xi$  در نشریه ۲ - ICRP داده شده است\*.  
 غلظت هسته در هر عضو ممکن است به دو دلیل تابع زمان باشد: (۱) هسته در اثر تجزیه از بین رود و (۲) هسته افزایش یافته و یا در نتیجه عمل معمولی بیولوژیکی عضو از آن پاک شود. افزایش یا پاک شدن هسته ها به طور کمی به وسیله تابع نگهدارنده  $R(t)$  تشریح می شود، که عبارت است از کسری از تعداد هسته های از یک نوع که در زمان  $t=0$  وارد بدن شده و در زمان  $t$  این کسر در عضو معینی (مورد نظر) وجود دارد. لذا اگر  $C_0$  میکروکوری هسته رادیواکتیو در زمان  $t=0$  وارد بدن شود، کل اکتیویته در یک عضو معین در زمان  $t$  از رابطه زیر به دست می آید.

$$C = C_0 R(t) e^{-\lambda t} \quad (24-9)$$

که  $\lambda$  ثابت تجزیه رادیواکتیو معمولی است و  $R(t)$  تابع نگهدارنده عضو مورد نظر می باشد. با قراردادن معادله (۲۴-۹) در معادله (۲۳-۹) خواهیم داشت.

$$\dot{H} = \frac{0.1 C_0 \xi}{M} R(t) e^{-\lambda t} \text{ rem/day} \quad (25-9)$$

که شیب دز معادل حاصل از دریافت  $C_0$  میکروکوری در زمان  $t=0$  است. کل دزی که به وسیله عضو تا زمان  $t$  دریافت می شود از انتگرال گیری معادله (۲۵-۹) به دست می آید یعنی:

$$H = \frac{0.1}{M} C_0 \xi \int_0^t R(t) e^{-\lambda t} dt \text{ rem} \quad (26-9)$$

در دو معادله اخیر  $t$  را باید بر حسب روز در نظر گرفت.

نتایج داده شده در معادلات (۲۵-۹) و (۲۶-۹) برای ورود یک بار هسته رادیواکتیو به بدن است حال وضعیتی را در نظر می گیریم که  $C_0$  میکروکوری در روز از یک هسته رادیواکتیو

\* محاسبات جدید ضرائبی که در مقدار  $\xi$  وارد می شود در تحت نظارت کمیته پزشکی دز تابش داخلی (Medical Internal Radiation Dose Committee) مربوط به انجمن هسته ای پزشکی انجام گرفته است. نتایج این محاسبات به صورت ضمیمه مجله پزشکی هسته ای منتشر شده است. هدف از این کار پیش بینی دزهای دریافتی داخلی اعضا مختلف اشخاص مریض است که به آنها داروهای شیمیائی رادیواکتیو تجویز شده است تا به امروز از این محاسبات برای تعیین حداکثر غلظت مجاز هسته های اکتیو استفاده نشده است (صفحه ۴۶۹)

به طور پیوسته وارد بدن می شود. اگر  $C_d dt$  میکروکوری در مدت زمان  $dt$  در زمان  $t$  وارد بدن شود سپس مقدار اکتیویته باقیمانده در عضو در زمان  $t$  از رابطه زیر به دست می آید.

$$C_d R(t - \tau) e^{-\lambda(t-\tau)} d\tau$$

مقدار کل هسته رادیواکتیو موجود در عضو که به طور پیوسته با میزان ثابتی وارد بدن می شود. در مدت زمان بین  $\tau = 0$  تا  $\tau = t$  عبارت است از

$$C(t) = C_d \int_0^t R(t - \tau) e^{-\lambda(t-\tau)} d\tau \quad (27-9)$$

این انتگرال را با قرار دادن  $x = t - \tau$  به صورت ساده زیر درمی آید

$$C(t) = C_d \int_0^t R(x) e^{-\lambda x} dx \quad (28-9)$$

بنابراین شدت دز از معادله (۲۳-۹) در زمان  $t$  از رابطه زیر به دست می آید.

$$\dot{H} = \frac{0.1 C_d \xi}{M} \int_0^t R(t) e^{-\lambda t} dt \text{ rem/day} \quad (29-9)$$

که در معادله (۲۸-۹) متغیر تازه  $x$  جایگزین  $t$  شده است.

### حداکثر غلظت مجاز

معادله (۲۹-۹) را می توان به عنوان یک رابطه اساسی برای محاسبه حداکثر غلظت های مجاز (MPC) برای هسته های رادیواکتیو مختلف در هوا و آب به کار برد. تعریف حداکثر دز مجاز برای یک کارگر ویژه تابش این است که حداکثر غلظت یک رادیوایزوتوپ در هیچ زمان در طول ۰ سال (تازمانی که عمر کارگر از سن ۱۸ سالگی آغاز شده باشد) از آغاز دریافت دز ثابت روزانه شدت دز معادل در هر عضو بیش از حداکثر دز مجاز آن عضو نشود. رادیوایزوتوپهایی که روزانه بدن دریافت می کند و نیمه عمر رادیواکتیویته ای آنها خیلی کمتر از ۰ سال است یا خیلی کمتر از ۰ سال از تمام اعضا بدن پاک می شود، در بدن به حال تعادل درمی آیند و در طول آخرین روز ۰ سال حداکثر  $\dot{H}$  خود را به محیط می دهد. به عبارت دیگر، هسته هایی نظیر  $^{223}\text{Ra}$  که نیمه عمر رادیواکتیویته آن ها خیلی بیش از ۰ سال است و خیلی بیش از ۰ سال نیاز دارد تا تماماً از بدن خارج شود در آخرین روز ۰ سال حداکثر  $\dot{H}$  به محیط پس میدهد. در هر یک از این دو حالت، مقدار  $\dot{H}$  پس از قطع دریافت روزانه هسته رادیواکتیو در پایان ۰ سال کاهش می یابد. بنابراین، برای تعیین حداکثر غلظت

مجاز هر رادیویایزوتوپ فقط لازم است با استفاده از معادله (۲۹-۹) مقدار  $\dot{H}$  را برای مدت مجاز  $t = t_0 = 0.0 \times 26 \text{ or } 20$  روز به دست آوریم و با قرار دادن این مقدار برابر حداکثر دز مجاز بر حسب رم در روز برای هر عضو [مربوط به  $R(t)$ ] و حل معادله  $C_H$  به دست می آید. این رابطه حداکثر دریافت روزانه را برای رادیویایزوتوپ به دست می دهد که بیش از حداکثر دز مجاز برای آن عضو ویژه نخواهد بود. محاسبات را باید برای تمام اعضاء مورد نظر تکرار کرد و حداقل مقدار  $C_H$  بدست می آید. حداکثر دز مجاز را می توان از تقسیم این حداقل  $C_H$  بر حجم های  $V_a$  یا  $V_w$  هوا و آب که در مدت کار روزانه وارد بدن می شود، بدست می آید. لذا، بعنوان مثال حداکثر دز مجاز برای آب از رابطه زیر به دست می آید :

$$(MPC)_w = \frac{M(MPD)}{0.1 V_w \xi} \left[ \int_0^{t_0} R(t) e^{-\lambda t} dt \right]^{-1} \quad (30-9)$$

در بعضی حالات، معلوم گشته که غلظت رادیویایزوتوپ داخل عضو، ضمن پاک شدن عضو از آن، به صورت اکسپانسیل کاهش می یابد. ثابت تجزیه،  $\lambda_b$ ، برای پاک شدن بیولوژیکی اکسپانسیلی را می توان بصورت زیر تعریف کرد و  $R(t)$  از رابطه زیر بدست می آید.

$$R(t) = q e^{-\lambda_b t} \quad (31-9)$$

که  $q$  کسری از هسته هائی است که پس از ورود به بدن وارد عضو می شود. مقدار  $q$  بستگی دارد به این که هسته ها از طریق تنفس یا از طریق معده وارد بدن شده باشد. چند مقدار  $q$  در جدول (۸-۹) داده شده است. در این حالت، مقدار رادیونوکائید داخل عضو پس از یکبار دریافت به صورت تابع زیر کاهش می یابد.

$$C(t) = e^{-(\lambda + \lambda_b)t} \quad (32-9)$$

نیمه عمر موثر هسته طبق رابطه زیر تعریف می شود :

$$(T_{1/2})_{eff} = \frac{0.693}{\lambda + \lambda_b}$$

این رابطه را نیز می توان چنین نوشت

$$\frac{1}{(T_{1/2})_{eff}} = \frac{1}{T_{1/2}} + \frac{1}{T_{1/2b}} \quad (33-9)$$

که  $T_{1/2}$  نیمه عمر معمولی هسته رادیواکتیو است و

$$T_{1/2b} = \frac{0.693}{\lambda_b} \quad (34-9)$$



را نیمه عمر بیولوژیکی می نامند. مقدار  $T_{1/2b}$  برای تعدادی از هسته ها در جدول (۸-۹) داده شده است.

با قرار دادن معادله (۹-۳۱) در معادله (۹-۳۰) داریم

$$(MPC)_w = \frac{M(MPD)}{0.171 V_w \xi q} \left[ \int_0^{t_0} e^{-(\lambda + \lambda_b)t} dt \right]^{-1}$$

$$= \frac{M(MPD)(\lambda + \lambda_b)}{0.171 V_w \xi q} \left[ 1 - e^{-(\lambda + \lambda_b)t_0} \right]^{-1} \quad (20-9)$$

معادله (۹-۳۰) یک رابطه عمومی برای  $(MPC)_w$  در حالت پاک شدن اکسپانسیلی است. اگر، یکی از دو مقدار  $T_{1/2}$  یا  $T_{1/2b}$  خیلی کوچکتر از  $t_0$  باشد، از عبارت اکسپانسیل معادله (۹-۳۰) می توان صرف نظر کرد. بالاخره با نوشتن  $\lambda$  و  $\lambda_b$  بر حسب  $T_{1/2}$  و  $T_{1/2b}$  خواهیم داشت:

$$(MPC)_w = \frac{0.171 M(MPD)(T_{1/2} + T_{1/2b})}{0.171 V_w \xi q T_{1/2} T_{1/2b}} \quad (21-9)$$

کاربرد این رابطه در مورد تری تیوم در مثال زیر تشریح شده است. اتفاقاً تری تیوم رادیونوکلئید مهمی است. این هسته در بسیاری از راکتورها تولید می شود. آن را برای استفاده در سلاحهای ترمونوکلئیر تهیه می کنند، و بالاخره، تری تیوم به مقادیر زیاد در (صدها میلیون کوری) در دستگاههای فوزیون وقتی به حالت تکامل برسند وجود خواهد داشت.

مثال (۸-۹) بدون توجه به این که تری تیوم به چه طریق وارد بدن شود، از طریق تنفس

یا خوردن، معلوم گشته بالاخره با غلظت های مساوی در خون، ادرار، عرق، و آب دهان ظاهر می شود. بنابراین تری تیوم به صورت HTO می تواند همراه با سولکول های آب معمولی در تمام بدن و نظیر آب معمولی در متابولیسم بدن وارد شود. اگر بدن مرد استاندارد (طبق تعریف ICRP) حاوی ۴۳ لیتر  $H_2O$  باشد و هر روز  $2200 \text{ Cm}^3$  آب معمولی بنوشد و  $200 \text{ Cm}^3$  از طریق اکسیداسیون در بدنش تولید نماید، حداکثر غلظت مجاز آب تری تیوم دار  $(MPC)_w$  برای تابش گیری شغلی او چقدر است؟

حل. تری تیوم با تابش بتا و نیمه عمر ۱۲/۳ سال تجزیه می شود و دواشعه گاما تابش

می کند. مقدار  $E_{max}$  اشعه بتا برابر  $0.18 \text{ Mev}$  بوده و انرژی متوسط ذرات بتا برابر  $0.054 \text{ Mev} = 0.18 \times 0.3$  است از آنجا که  $E_{max}$  کمتر از  $0.3 \text{ Mev}$  است (جدول ۹-۲) و در جدول ۸-۹،  $0.0092 = 0.054 \times 17 = 0.0092$  یا  $\xi = 0.1$  داده شده است

به علت توزیع یکنواخت تری تیوم در تمام بدن، لذا عملاً تمام بدن دز دریافت می کند. بر طبق جدول ۹-۷ حداکثر دز مجاز مربوطه  $0.1 \text{ rem/wk}$  یا  $0.1428 \text{ rem/day}$  که به ۴۳ لیتر آب دارای جرم  $M = 43 \times 10^4$  گرم می دهد. کل آب ورودی برابر است با

$$V_w = 2200 + 300 = 2500 \text{ Cm}^3/\text{day}$$

تابع نکه دارنده  $R(t)$  را می توان به طریق زیر به دست آورد. پاک شدن بدن از تری تیوم را می توان مطابق شکل ۹-۸ به صورت یک ظرف به حجم  $V = 43$  لیتر آب که میزان ورودی آن  $r = 2500 \text{ Cm}^3/\text{day}$  است فرض می کنیم. مقدار تری تیوم در حجم  $V$  در هر زمان پس از یک دریافت در زمان  $t = 0$  برابر  $m$  است. به آسانی می توان دید که جرم  $m$  طبق معادله زیر کاهش می یابد.

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{mr}{V} \quad (37-9)$$

این معادله شبیه معادله قانون تجزیه ماده رادیواکتیو است و نتیجه می شود که تری تیوم به صورت اکسپانسیلی از بدن خارج می شود. لذا تابع  $R(t)$  به صورت زیر می باشد.

$$R(t) = e^{-\lambda_b t} \quad (38-9)$$

که  $\lambda_b$  همان قسمت سمت راست معادله (۳۷-۹) می باشد که بر  $m$  تقسیم شده است یعنی

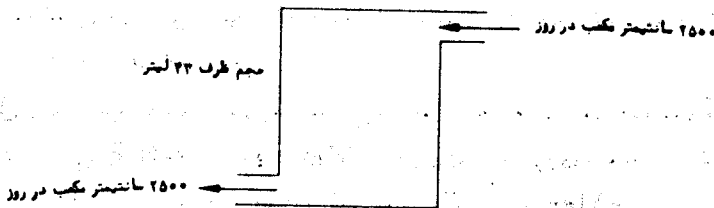
$$\lambda_b = \frac{r}{V} = \frac{2500}{43 \times 10^4} = 0.00581 \quad \frac{1}{\text{روز}}$$

که نیمه عمر بیولوژیکی مربوط به آن

$$T_b = \frac{0.693}{0.00581} = 119 \text{ روز}$$

است. از آنجا که  $T_{1/2}$  خیلی بزرگتر از  $T_{1/2b}$  می باشد معادله (۳۶-۹) را می توان به صورت زیر نوشت

$$(MPC)_w = \frac{0.693 M(MPD)}{0.171 V_w \xi q T_{1/2b}} \quad (39-9)$$



شکل ۹-۸ میزان عبور آب از داخل بدن

باقرار دادن مقادیر عددی ( $q=1$ ) خواهیم داشت

$$(MPC)_w = \frac{0.7992 \times 4.2 \times 10^4 \times 0.1428}{0.11 \times 2500 \times 0.1 \times 119} = 0.28 \mu Ci/Cm^3$$

این نتیجه براساس فرض دریافت تری تیوم به طور پیوسته ۷ روز در هفته برابر ۱۶۸ ساعت می باشد و درحقیقت مقدار رسمی  $(MPC)_w$  برای این نوع تابش گیری شغلی طبق محاسبه برابر  $0.28 \mu Ci/Cm^3$  می باشد. اگر کارگر فقط ۴ ساعت در هفته مورد تابش باشد غلظت مجاز می تواند بیش از این باشد. یک کارگر نیمی از آب دریافتی روزانه را در مدت ۸ ساعت کار مصرف می کند. به طوری که تابش گیری او می تواند برطبق محاسبه بالا برای همان حداکثر دز مجاز دو برابر شود. به علاوه، یک کارگر معمولاً ۵ روز از ۷ روز هفته را کار می کند بنابراین حداکثر غلظت مجاز برای ۴ ساعت کار در هفته  $0.7 \times 2$  برابر حداکثر غلظت مجاز برای ۱۶۸ ساعت (یک هفته) است یعنی

$$(MPC)_w = 0.28 \mu Ci/Cm^3 \text{ برای } 168 \text{ ساعت}$$

$$(MPC)_w = 0.28 \times 2 \times \frac{7}{5} = 0.84 \mu Ci/Cm^3 \text{ برای } 40 \text{ ساعت کار}$$

حداکثر غلظت مجاز رسمی برای ۴ ساعت کار در هفته پس از حذف اعشار اضافی برابر  $0.11 \mu Ci/Cm^3$  درمی آید.

محاسبه گذشته حداکثر غلظت مجاز تری تیوم نسبتاً مستقیم بوده زیرا این هسته در تمام بدن به طور یکنواخت توزیع شده و به طور اکسپانسیوی از بدن خارج می شود. محاسبات برای هسته های دیگر خیلی مشکلتر است و گاهی شامل مدل های پیچیده ای از توزیع ایزوتوپ در بدن و پاک شدن بدن از آن است. برای بحث بیشتر در باره این محاسبات به منابع پایان این فصل مراجعه شود. به هر حال حداکثر غلظت مجاز برای تعداد بسیاری از رادیونوکلیدها بدین طریق به دست آمده است. خلاصه ای از این محاسبات در جدول ۹-۹ داده شده است.

برطبق جدول ۹-۷ حداکثر دز مجاز برای هر فرد از افراد برابر یکدهم حداکثر دز مجاز در تابش گیری شغلی است. حداکثر غلظت مجاز برای مردم به طور اعم برابر یکدهم حداکثر غلظت مجاز برای کارگران ویژه تابش می باشد و باید براساس ۱۶۸ ساعت در هفته محاسبه گردد. زیرا فرض می شود که مردم به طور دائم تحت تابش می باشند، البته اگر تابشی وجود داشته باشد. لذا در مورد تری تیوم  $(MPC)_w$  برای عموم برابر  $0.28 \mu Ci/Cm^3 = 0.11 \times 0.28$  است.

۹-۹ تابش گیری از منابع اشعه گاما

محاسبات تابش گیری و شدت تابش گیری در نقاط مختلف توزیع های منابع اشعه گاما بایستی مکرراً انجام گیرد. مقادیر دز جذبی و معادل دز راسی توان با استفاده از روابطی که در قسمت قبل به دست آمده است، حساب کرد. در این قسمت چند چشمه ساده اشعه گاما را در نظر خواهیم گرفت.

جدول ۹-۹

حداکثر غلظت مجاز بر حسب میکروکوری در سانتیمتر مکعب آب و هوا، برای تعداد رادیونوکلئیدهای معین در تابش گیری شغلی (۰.۴ ساعت کار در هفته) و تابش گیری عموم

تابش گیری عموم		تابش گیری شغلی		رادیونوکلئید
(MPC) <sub>w</sub>	(MPC) <sub>a</sub>	(MPC) <sub>w</sub>	(MPC) <sub>a</sub>	
$3 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-7}$	۰.۱	$5 \times 10^{-6}$	<sup>۳</sup> H
$8 \times 10^{-4}$	$1 \times 10^{-7}$	۰.۰۲	$4 \times 10^{-6}$	<sup>۱۴</sup> C
$2 \times 10^{-4}$	$4 \times 10^{-8}$	$6 \times 10^{-3}$	$10^{-6}$	<sup>۲۳</sup> Na
*	$4 \times 10^{-8}$	*	$2 \times 10^{-6}$	<sup>۴۱</sup> Ar
$5 \times 10^{-6}$	$10^{-8}$	$10^{-3}$	$3 \times 10^{-7}$	<sup>۶۰</sup> Co
*	$2 \times 10^{-8}$	*	$10^{-6}$	<sup>۸۷</sup> Kr
$2 \times 10^{-7}$	$3 \times 10^{-11}$	$10^{-2}$	$10^{-9}$	<sup>۹۰</sup> Sr
$3 \times 10^{-7}$	$10^{-10}$	$6 \times 10^{-6}$	$9 \times 10^{-9}$	<sup>۱۳۱</sup> I
$3 \times 10^{-6}$	$2 \times 10^{-9}$	$4 \times 10^{-4}$	$6 \times 10^{-8}$	<sup>۱۳۷</sup> Cs
$3 \times 10^{-8}$	$3 \times 10^{-12}$	$4 \times 10^{-7}$	$3 \times 10^{-11}$	<sup>۲۲۶</sup> Ra
$2 \times 10^{-6}$	$2 \times 10^{-11}$	$8 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{-10}$	<sup>۲۳۵</sup> U
$5 \times 10^{-6}$	$6 \times 10^{-14}$	$10^{-4}$	$2 \times 10^{-12}$	<sup>۲۳۹</sup> Pu

\*گازهای نادر در آب حل نمی شوند، (MPC)<sub>a</sub> بر اساس دز دریاتی شخصی است که اطراف آن را یک نیمه کره بینهایت از ابرگازی رادیواکتیو پوشانده باشد. تابشی که از ابر می رسد بیش از دزی است که گاز در شش ها و یا اعضای داخلی می رسد. (به قسمت ۱۱-۵ مراجعه شود)

در محاسبات زیر فرض می‌شود که منابع لغت ( بدون حفاظ ) بوده و این که نقاط مورد نظر آن قدر به چشمه نزدیک هستند که تضعیف اشعه در هوا ناچیز است. این فرض برای اغلب چشمه‌های گاما تا فواصلی حدود ۳ متر درست است. بر طبق روابطی که در قسمت ۹-۸ به دست آمده، کمیت‌های  $D$ ،  $X$  و  $H$  و شدتهای مربوط به اینها متناسب با فلوئی اشعه گاما است. بنابراین، لازم است  $\Phi_\gamma$  را برای هر توزیع چشمه‌ای به دست آورد.

### چشمه نقطه‌ای

ابتدا یک چشمه نقطه‌ای که شدت آن  $S$  اشعه گاما در ثانیه به طور همسان تابش می‌کند در نظر می‌گیریم. در آغاز باید یادآور شویم که چون تمام اشعه گاما به طور شعاعی پخش می‌شوند فلوئی گاما و شدت در هر فاصله از چشمه برابرند. برای محاسبه فلو در فاصله  $r$  از چشمه، مشاهده می‌شود که در شرایط بدون تضعیف اشعه تمام اشعه گاما ضمن عبور از یک کره به شعاع  $r$  که چشمه در مرکز آن است باید ثابت و مستقل از  $r$  باشد. این عدد برابر  $4\pi r^2 I(r)$  است که  $I(r)$  شدت در  $r$  و برابر شدت چشمه است. لذا

$$4\pi r^2 I(r) = C = S$$

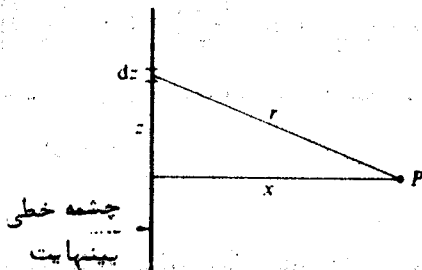
ولذا

$$I(r) = \Phi_\gamma(r) = \frac{S}{4\pi r^2} \quad (9-10)$$

معادله (۹-۱۰) را نیز می‌توان برای چشمه‌های کروی کوچک به کار برده شرط این که تضعیف اشعه در داخل کره وجود نداشته باشد، مگر فقط در فواصل زیاد در مقایسه با شعاع چشمه در نقاط نزدیک به چشمه کروی تمام اشعه گاما به طور شعاعی پخش نمی‌شوند، فرضی که معادله (۹-۱۰) بر آن نهاده شده است.

### چشمه خطی

یک چشمه خطی بینهایت با قدرت تابشی  $S$  شعاع گاما در ثانیه از هر سائیمتر آن که به طور همسان پخش می‌شود در نظر می‌گیریم. اشعه گاما تابیده از هر قسمت  $dz$  طول خط (شکل ۹-۹)



شکل ۹-۹ نمودار برای محاسبه فلو از یک چشمه خطی بینهایت

در نقطه P را یک چشمه نقطه‌ای فرض می‌کنیم و سهم این قسمت به‌فلوی گاما در P برابر است با

$$d\Phi_\gamma(P) = \frac{Sdz}{4\pi r^2}$$

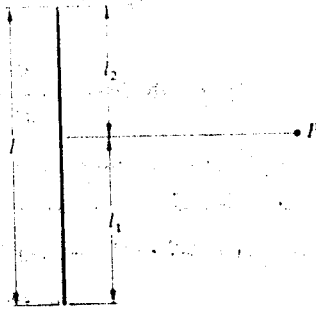
کل فلو برابر است با

$$\Phi_\gamma(P) = \frac{S}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz}{r^2} \quad (41-9)$$

با قرار دادن  $r^2 = x^2 + z^2$  و انجام انتگرال‌گیری نتیجه زیر بدست می‌آید

$$\Phi_\gamma(P) = \frac{S}{4x} \quad (42-9)$$

برای چشمه خطی به‌طول l مطابق شکل (۹-۱۰) فلوئی گاما در نقطه P را می‌توان با انتگرال‌گیری



شکل ۹-۱۰ چشمه خطی بینهایت

مغادله (۹-۴۱) بین دوحد  $-l_1$  و  $+l_2$  به‌دست آورد. به‌آسانی رابطه زیر به‌دست می‌آید.

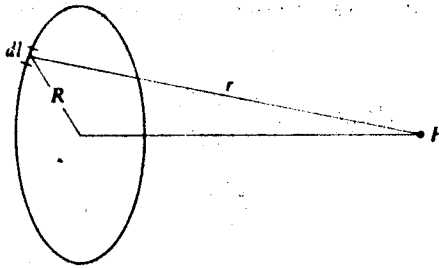
$$\Phi_\gamma(P) = \frac{S}{4\pi x} \left[ \tan^{-1}\left(\frac{l_2}{x}\right) + \tan^{-1}\left(\frac{l_1}{x}\right) \right] \quad (43-9)$$

این رابطه اغلب برای محاسبه پرتوگیری اشعه‌گاما از یک میله سوخت لخت، وقتی از قلب راکتور خارج می‌شود، به‌کار می‌رود.

### چشمه حلقه‌ای

حال فرض می‌کنیم که چشمه مشتمل بر یک حلقه به‌شعاع R و طول  $l = 2\pi R$  است که به‌طور همسان S شعاع گاما در تائیه از هرسان تقیتمتر طول آن تابش می‌شود. S شعاع گاما

از  $dl$  طول حلقه تابش می‌شود (شکل ۹-۱۱) که به شکل یک چشمه نقطه‌ای در نقطه  $P$  به نظر می‌آید و فلو در این نقطه برابر است با



شکل ۹-۱۱ چشمه حلقه‌ای

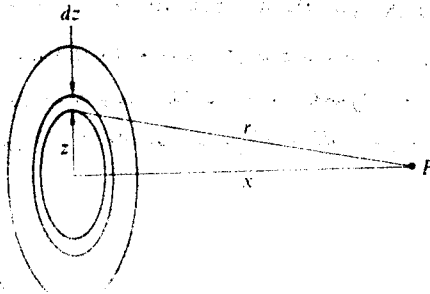
$$d\Phi_{\gamma}(P) = \frac{Sdl}{\epsilon\pi r^2}$$

کل فلو در  $P$  برابر است با

$$\Phi_{\gamma}(P) = \frac{Sl}{\epsilon\pi r^2} = \frac{SR}{\epsilon r^2} \quad (۹-۱۴)$$

### چشمه دیسکی

به عنوان آخرین مثال یک صفحه‌ی مدور به شعاع  $R$  مطابق شکل ۹-۱۲ در نظر



شکل ۹-۱۲ نمودار برای محاسبه فلو از یک چشمه صفحه مدور

می‌گیریم، که به طور همسان  $S$  شعاع گاما در هر سانتیمتر مربع در ثانیه تابش می‌کند. فلو در راستای محور صفحه را به آسانی می‌توان حساب کرد. در نقاط دیگر محاسبه فلو تا اندازه‌ای بشکلیتر است.

یک چشمه حلقوی واقع بین  $z$  ,  $z + dz$  در نظر می گیریم . این حلقه  $2\pi Szdz$  شعاع گاما در ثانیه تابش می کند که معادل تابش  $SI$  شعاع گاما در ثانیه از چشمه است که در بالا به دست آوردیم . لذا به کمک معادله (۹-۴) این چشمه ها سهمی در فلو  $d\Phi_\gamma(P)$  در نقطه  $P$  دارند که برابر است با

$$d\Phi_\gamma(P) = \frac{2\pi Szdz}{4\pi r^2}$$

$$= \frac{Sdz}{2r^2}$$

بنابراین کل فلو در نقطه  $P$  برابر است با

$$\Phi_\gamma(P) = \frac{S}{2} \int_0^R \frac{zdz}{r^2} \quad (۹-۴۵)$$

انTEGRال را می توان با قرار دادن  $r^2 = x^2 + z^2$  انجام داد .

$$\Phi_\gamma(P) = \frac{S}{4} \ln \left( 1 + \frac{R^2}{x^2} \right) \quad (۹-۴۶)$$

وقتی  $x \ll R$  است یعنی در نقاط نزدیک به صفحه مدور معادله (۹-۴۶) تبدیل به معادله زیر می شود .

$$\Phi_\gamma(P) = \frac{S}{2} \ln \left( \frac{R}{x} \right) \quad x \ll R \quad (۹-۴۷)$$

با توجه به معادله (۹-۴۶) یا (۹-۴۷) فلو بدون حد با افزایش  $R$  زیاد می شود . از این نتیجه می شود که فلو حاصل از بینهایت چشمه صفحه ای بینهایت است . این درحقیقت در خلا درست است یعنی وقتی که تضعیف اشعه وجود نداشته باشد . به طوری که در فصل بعد خواهیم دید وقتی بین چشمه و نقطه مورد نظر اشعه تضعیف می شوند فلو مقدار معینی دارد .

### چند اصطلاح

**Absorbed Dose** دز جذبی - نسبت  $\frac{\Delta E_D}{\Delta m}$  ، که  $\Delta E_D$  مقدار انرژی که

اشعه به حجم کوچکی به جرم  $\Delta m$  می دهد (برحسب راد)

**Acute Radiation Syndrome (ARS)** علائم تابش زیاد

علائمی که بطوریکه خاص مبتلا به اثرات تابش را مشخص می کند «ریضی ناشی از تابش»

**Biology** بیولوژی - مطالعه قورباغه ها



- Carcinoma** - کارسینوما - نوعی سرطان نسوجی که داخل حفره‌های بدن را می‌پوشاند، نظیر دهان، بینی
- Cataract** - آب مروارید - تیرگی فزاینده عدسی چشم
- Centrioles** - سنتریول‌ها - دو نهاد (entity) کوچک واقع در Centrosome که نقش نظارت در تقسیم یاخته‌ای دارد
- Centrosome** - ستروزوم - ساختمان پیوسته به هسته یاخته که حاوی سنتریول‌ها می‌باشد
- Chromatin** - کروماتین - ماده ژنتیکی یاخته؛ جرم کروموزم‌های به هم پیچیده به شکلی که دیده می‌شوند بجز در حالت تقسیم یاخته‌ای
- Chromosomes** - کروموزوم‌ها - ذرات میله‌ای شکل داخل هسته، در موقع تقسیم یاخته‌ای آشکارند، حاوی مواد ژنتیکی یاخته می‌باشند.
- Chronic** - مربوط به مدت زمان - مزمن
- Cytoplasm** - سیتوپلاسم - مایع چسبنده خارج هسته که قسمت اعظم یاخته حیوانی را تشکیل می‌دهد.
- Dose Epuivalent** - معادل دز - دز جذبی ضرب در ضریب کیفی که در برگیرنده اثرات بیولوژیکی مشاهده شده در یک دز جذبی است.
- Early Effects (of radiation exposure)** - اثرات اولیه (پرتوگیری) - آثاری که در مدت ۶-۷ روز پس از تابش‌گیری زیاد ظاهر می‌شود.
- Edema** - ادم - تورم مربوط به تراکم غیر معمولی مایع
- Epidemiology** - اپیدمیولوژی - مطالعه در باره اسرایی که واگیر دار هستند و تعداد زیادی از افراد را دربر می‌گیرند.
- Epilation** - اپیلاسیون - ریزش غیر طبیعی مو
- Erythema** - اریثما - سرخی غیر طبیعی پوست
- Erythrocyte** - اریتروسیت - گلبول قرمز خون = یاخته قرمز خون
- Exposure** - پرتوگیری - نسبت  $\frac{\Delta q}{\Delta m}$ ،  $\Delta q$  کل بار الکتریکی در یک نوع یون که در هوا تولید شده، و تمام الکترون‌های آزاد شده در حجم هوا به جرم  $\Delta m$  متوقف شوند، واحد آن کلون بر کیلوگرم است.
- Exposure Rate** - میزان پرتوگیری - پرتوگیری در واحد زمان  
برحسب R/Sec یا ۰۰۰ mR/hr
- Fluence** - جریان - فلوی ذرات از واحد سطح انتگرال‌گیری شده برحسب زمان است، که معمولا فلو ناشی از پالس یا فوج تابش می‌باشد.

- Formed Elements (of the blood)** - لوکوسیت‌ها و پلاکت‌ها درخون
- Gametes** - گامت‌ها - یاخته‌های جنسی - اسپرم (نر) و تخمک (ماده)
- Gene** - ژن - ذراتی که در کروموزم‌ها وجود دارند عامل انتقال مشخصات ارثی‌اند که حالا به صورت ذرات کددار کروموزم شناخته شده‌اند.
- Gonad** - گوناد - عضوی، معمولا دوعدد می‌باشد، که یاخته‌های جنسی تولید می‌کند در انسان‌ها اینها عبارتند از تخم‌ها (نر) و تخمدان (ماده)
- High Dose** - دوز بالا - دوز زیاد تمام بدن معادل بیش از ۰.۰۵ رم
- Imparted Energy** - انرژی پس داده - انرژی که به وسیله تابش‌ها در ماده جذب شده
- Late Effects (of radiation exposure)** - اثرات تاخیری (پرتوگیری) - اثراتی که پس از ۶ روز از پرتوگیری زیاد ظاهر می‌شود.
- LD<sub>50</sub>/T** - آن مقدار پرتوگیری تمام بدن (رم) که در مدت T روز پس از پرتوگیری به طور متوسط ۰.۵ درصد از آنهایی که پرتو دریافت کرده‌اند فوت کنند.
- Leukemia** - لکمیهومی - سرطان اعضای خونساز که علامت مشخصه آن تولید بیش از حد یاخته‌های سفیدخون است.
- Leukocyte** - لوکوسیت - یاخته‌های سفید از هر نوع
- Linear Energy Transfer** - انتقال خطی انرژی - انرژی که به طور موضعی در واحد مسیر ذره باردار جذب می‌شود، این جذب به صورت تحریک یایونیزاسیون می‌باشد.
- Low Dose** - دز پائین - دز شدید تمام بدن کمتر از ۰.۰۵ رم
- Lymphocyte** - لنفوسیت - یک نوع یاخته سفیدخون
- Meiosis** - قتل تقسیم یک یاخته جنسی به دو یاخته جدید
- Mid - lethal Dose** - دز متوسط کشنده - آن مقدار دز شدید تمام بدن که سرانجام منجر به مرگ ۰.۵ درصد از افراد مورد تابش می‌شود
- Mitochondria (mitochondrion)** - میتو کندریا - ذرات کوچک بیضوی شکل که در سیتوپلاسم یاخته پخش می‌باشد، این ذرات در نظارت متابولیسم یاخته مهم هستند.
- Mitosis** - عمل تقسیم یک یاخته ساختمانی به دو یاخته جدید
- Mutation** - جهش - تغییر در ماده ژنتیکی که منجر به تغییرات غیرمنتظره در نسل بعد.
- Plasma (of the blood)** - پلاسما (خون) - مایع خون

- Poly morphonuclear Neutrophile پلی مورفونوکلتر - نوتروفیل  
 فراوانترین نوع یاخته سفید .
- Quality کیفیت - عبارتی که توزیع انرژی در مسیر رد ذره را بیان می کند.  
 تابش هائی که چگالیهای مختلف یونیزاسیون برای هرواحد شدت تولید  
 می کنند گویند کیفیت های متفاوت دارند.
- Quality Factor ضریب کیفیت  
 ضریبی است که اگر در دز جذبی ضرب شود، معادل دز به دست می آید.  
 این ضریب در محاسبات حفاظت در مقابل اشعه به کار می رود حقیقت  
 امر این است که دزهای جذبی مساوی تابش ها دارای کیفیت های متفاوتی  
 به طور کلی دارای اثرات بیولوژیکی مختلفی هستند
- Rad واحد دز جذبی. یک راد برابر جذب ۱۰۰ ارگ انرژی در یک گرم است.  
 رادیوبیولوژی
- Radiobiology رشته ای است از پزشکی که به شخص مریض مقداری دز نامعین جهت  
 تشخیص ، معالجه و یا فایده داده می شود.
- Relative Biological Effectiveness (RBE) اثر نسبی بیولوژیکی (RBE) نسبت  
 دز جذبی اشعه گاما (که  $RBE = 1$  است) به دز جذبی تابش از نوع  
 دیگر که همان اثر بیولوژیکی اشعه گاما را ایجاد کند، این موضوع  
 منحصر به استفاده در رادیو بیولوژی است.
- Rem رم - واحد معادل دز است.
- Roentgen رنتگن - واحد پرتوتابی ، برابر  $2.08 \times 10^{-4}$  کلون بر کیلوگرم
- Somatic Cells یاخته های ساختمانی  
 یاخته های بدن ( در نقطه مقابل یاخته های جنسی ).
- Zygote کلفه - اولین یاخته نطفه متشکل از تخمک واسپرم  
 یاخته جنینی

## منابع فصل نهم

**General**

Attix, F. H., and W. C. Roesch, Editors, *Radiation Dosimetry*. New York: Academic Press, 1968.

Cember, H., *Introduction to Health Physics*. New York: Pergamon Press, 1969.

Eisenbud, M., *Environmental Radioactivity*, 2nd ed. New York: Academic Press, 1973, Chapters 1-3, 7-10, 13, 14, and 18.

Fitzgerald, J. J., *Applied Radiation Protection and Control* (2 vols.). New York: Gordon and Breach, 1969 and 1970.

Glasstone, S., and A. Sesonske, *Nuclear Reactor Engineering*. New York: Van Nostrand, 1963, Chapter 9.

Henry, H. F., *Fundamentals of Radiation Protection*. New York: Wiley, 1968.

Morgan, K. Z., and J. E. Turner, Editors, *Principles of Radiation Protection*. New York: Wiley, 1967, Chapters 1-4, 10-14.

Rees, D. J., *Health Physics*. Cambridge, Mass.: M.I.T. Press, 1967.

Taylor, L. S., *Radiation Protection Standards*. Cleveland, Ohio: CRC Press, 1971. This volume contains a thorough review of the history of radiation protection standards together with excerpts from the most important ICRP, ICRU, NCRP, and FRC documents.

**Reports**

*Report of Committee II on Permissible Dose for Internal Radiation*. ICRP Publication No. 2. New York: Pergamon Press, 1959. This document is the source of currently adopted maximum permissible concentrations of radionuclides in air and water.

*Radiation Quantities and Units*. ICRU Report No. 19. Washington, D.C.: International Commission on Radiation Units and Measurements, 1971. This report contains a tabulation of definitions of the important radiation parameters as promulgated by ICRU in 1971. A supplement to this report clarifying the concept of dose equivalent was issued by ICRU in 1973.

*Protection Against Neutron Radiation*, NCRP Report No. 38. Washington, D.C.: National Council on Radiation Protection and Measurements, 1971.

*Basic Radiation Protection Criteria*, NCRP Report No. 39. Washington, D.C.: National Council on Radiation Protection and Measurements, 1971. This report contains, at press time, the latest recommendations of the NCRP.

*The Effects on Populations of Exposure to Low Levels of Ionizing Radiation*. Washington, D.C.: National Academy of Sciences-National Research Council, 1972. This report is an authoritative discussion of the subject topic by the Advisory Committee on the Biological Effects of Radiation of NAS-NRC; also known as the BEIR Report.

*Estimates of Ionizing Radiation Doses in the United States, 1960-2000*. Special Studies Group, Office of Radiation Programs, Environmental Protection Agency, Rockville, Maryland, 1972.

Taylor, L. S., "What We Do Know About Low-Level Radiation." *Proceedings, Environmental and Ecological Forum* (May, 1971), USAEC Report TID-25857, p. 168, 1972.

## مسائل فصل ۹

۱-۹ نشان دهید که تعریف رنتگن مطابق معادله ۲-۹ معادل آزاد شدن یک واحد بار الکتریکی (esu) در یک سانتیمتر مکعب از هوا در فشار یک اتمسفر و درجه حرارت صفر سانتی گراد است.

۲-۹ ریزش اتمی حاصل از یک انفجار هسته‌ای در زمان  $t_0$  پس از انفجار به منزل شخصی می‌رسد. شخص فوراً به پناهگاه اتمی که در آن پرتوتابی صفر است می‌رود. او مدت زمان  $t_1$  را در آنجا می‌گذراند و سپس بیرون می‌آید (الف) نشان دهید ضریب کاهش در دریافت دز کل در حالی که به پناهگاه رفته است از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\frac{H(\text{پناهگاه})}{H(\text{بدون پناهگاه})} = (1 + t_1/t_0)^{-0.7}$$

(ب) مقدار این نسبت را برای  $t_0 = 8$  ساعت و  $t_1 = 2$  هفته حساب کنید [ یادآوری: نتیجه قسمت الف بر این اساس است که شخص موقع خروج از پناهگاه از مواد آلوده زدا استفاده نمی‌کند. در حقیقت، هدف از رفتن به پناهگاه اتمی کاهش کل یا جمع دز نیست بلکه محافظت افراد از شدت‌های پرتوتابی شدید اولیه است. مدت زمان  $t_1$  در پناهگاه باید به اندازه کافی طولانی بوده باشد یادر موقع خروج از پناهگاه شدت پرتوتابی به اندازه کافی کم باشد که بتوان عمل آلوده‌زدایی را انجام داد.]

۳-۹ احتمال برخورد یک شعاع گاما  $1 \text{ Mev}$  در یک یاخته چقدر است؟ فرض می‌کنیم قطر یاخته  $1 \text{ سانتیمتر}$  بوده و جرم ویژه آن همان جرم ویژه آب باشد.

۴-۹ یک باریکه نوترون  $1 \text{ Mev}$  انرژی خود را در نسج با شدت تقریبی  $10^6 \times$  میلیون

الکترون ولت در هر گرم در ثانیه به جا می‌گذارد. معادل دز دریافتی در این نسج چقدر است؟  
۵-۹ نمونه‌ای از یک سوخت قابل شکافت هسته‌ای خشک حاوی  $20 \text{ گرم}$  کربن است. اکتیویته آن  $93 \text{ pCi}$  است. عمر تقریبی ماده قابل شکافت هسته‌ای چقدر است؟

۶-۹ یک فرد در سن  $30$  سالگی برای اولین بار شغل کارگر ویژه تابش را می‌گیرد. پنج سال بعد شرکت ورشکست می‌شود و پرونده پرتوتابی او ازین می‌رود. اگر شغل بعدی او مجدداً به عنوان کارگر ویژه تابش باشد، حداکثر دزهایی که او ممکن است در سال‌های بعد در شرکت تازه دریافت کند چقدر است؟ تاریخچه تابش‌گیری او را نشان دهید.

۷-۹ در زمان اضطراری ممکن است لازم باشد که کارگران ویژه تابش دزهایی بیش از حداکثر دز مجاز دریافت دارند. ICRP توصیه کرده است که کار اضطراری «بر اساس این که دز دریافتی شخص نباید بیش از  $12 \text{ رم}$  باشد، طرح ریزی خواهد شد. این مقدار دز با درجمع

شده تا آن زمان افزوده می شود. اگر جمع دز بیش از حداکثر دز مجاز باشد که به وسیله فرمول؛  
 $H = e(N - 18)$ ، داده می شود دز اضافی را با کم کردن شدت پرتوتابی بعدی جبران می کنند.  
 به طوری که از پنج سال تجاوز نکنند، دز دریافتی کل با فرمول مربوط تعیین می گردد». فرض می کنیم  
 ابتدا شخص در سن ۱۸ سالگی در یک شرکت هسته ای مشغول کار شود. در مدت چهار سال بعد از  
 دریافتی سالیانه ۴ رم می باشد. در پایان چهار سال، او در عملیات نجات درگیر می شود و دز شدیدی  
 معادل ۱۲ رم دریافت می کند. اگر توصیه های ICRP به کار گرفته شود، دز متوسط دریافتی این  
 شخص در سال های بعد چقدر خواهد بود؟ تاریخچه تابشی این شخص را به طور ترسیمی نشان دهید.  
 ۸ - ۹ مطلوب است محاسبه جریان اشعه گاما با انرژی ۱ Mev مورد نیاز برای اینکه

پرتوتابی برابر ۱ mR شود چقدر است؟

۹ - ۹ (الف) چه شدتی از اشعه گامای یک میلیون الکترون ولت شدت پرتوتابی برابر  
 حداکثر دز مجاز معمولی برای کارگران ویژه تابش به وجود می آورد؟ (ب) جریان اشعه گاما  
 مربوط به این پرتوتابی چقدر است؟

۹ - ۱۰ یک ماشین اشعه ایکس با انرژی ۷۰ kV برای یک عکس برداری از سینه شخصی  
 به مدت ۲۰ ثانیه پرتوتابی برابر ۲۰۰ mR میدهد. (الف) مقدار جریان اشعه ایکس در این عکس  
 برداری چقدر است؟ (ب) انرژی جریان چقدر می باشد (ج) معادل دز داده شده به استخوان  
 ماهیچه و چربی چقدر است؟

۹ - ۱۱ چه فلوئی از اشعه x با انرژی ۰.۰۵ keV؛ دز ۰.۰۵ mrem/sec به استخوان  
 می دهد؟

۹ - ۱۲ تقریباً چه مدتی باید دست شخصی مورد تابش باریکه ی اشعه x ساله (۹ - ۱۰) قرار گیرد تا اینکه در دست (الف) اریتما (ب) تاول ایجاد گردد؟

۹ - ۱۳ انفجار یک بمب هسته ای ۲۰ کیلو تن را در نظر می گیریم. اگر هیچ گونه تضعیفی  
 در اشعه گاما در ضمن عبور از هوا ایجاد نشود و تمام اشعه گاما پاره های شکافت از محل بمب  
 فرار کنند مقدار دز تقریبی که شخصی که در فاصله (الف) ۱۰۰۰ متری (ب) ۵۰۰ متری از  
 نقطه انفجار ایستاده اند چقدر است؟ [ یادآوری: انرژی متوسط هر شکافت ۲۰۰ MeV، که از  
 آن ۷ MeV به صورت اشعه گاما شکافت است. همچنین داریم  $1 \text{KT} = 2.6 \times 10^{10} \text{MeV}$  ]

۹ - ۱۴ در یک نقطه معین نزدیک به یک راکتور هسته ای فلوئی نوترون های سریع برابر  
 $10 \text{n/cm}^2 - \text{sec}$  و فلوئی نوترون حرارتی  $200 \text{n/cm}^2 - \text{sec}$  است و فلوئی اشعه گاما  
 (فرض می شود ۲ MeV باشد) برابر  $400 \text{r/cm}^2 - \text{sec}$  است. یک کارگر چه مدت می تواند  
 در این نقطه توقف نماید برای اینکه دز رسیده از حداکثر دز مجاز در هفته تجاوز ننماید؟

۹ - ۱۵ در موقع یک سانحه حالت بحرانی در یک دستگاه راکتور فرض می شود که

کارگری در مدت زمان کوتاهی مورد تابش جریان‌های زیر قرار گرفته است، نوترون سریع  $2 \times 10^{10}/\text{cm}^2$  نوترون حرارتی  $5 \times 10^7/\text{cm}^2$ ، اشعه گاما ( $200 \text{ MeV}$ )  $6 \times 10^8/\text{cm}^2$  است. (الف) چه مقدار معادل دز کل کارگردریافت کرده است. (ب) چه علائم مریضی احتمالاً در کارگر ظاهر می‌شود؟ (ج) دوره بهبودی کارگر چقدر است؟

۹-۱۶ کرین ۱۴ باتابش تک الکترون منفی که حداکثر انرژی آن  $1.06 \text{ MeV}$  است. اشعه گامائی وجود ندارد. دز (داخلی) سالانه عضوهای جنسی از کرین ۱۴ تقریباً برابر  $7 \text{ mrem}$  می‌باشد. مطلوب است محاسبه غلظت  $^{14}\text{C}$  برحسب  $\text{pCi/g}$  در این اعضای مهم. ۹-۱۷ رادیوم - ۲۲۶ و دخترهایش رویهم اشعه  $\alpha$ ،  $\beta$  و  $\gamma$  مختلف تابش می‌کنند. معادل انرژی موثر  $\epsilon$  برای این زنجیره واکنش در استخوان  $110 \text{ MeV}$  است (جدول ۹-۸). اگر جرم کل اسکلت یک فرد  $7$  کیلوگرم باشد. چه مقدار رادیوم  $^{226}\text{Ra}$  در استخوان دزی معادل  $1 \text{ rem/yr}$  به وجود می‌آورد؟

۹-۱۸ ید در اغلب ترکیبات شیمیائی، از طریق تنفس یا خوردن به سرعت وارد جریان خون شده و بیشتر این عنصر وارد غده تیروئید شده به وسیله آن جذب می‌شود. بلافاصله پس از تزریق ید به بدن تابع نگهدارنده برای تیروئید به صورت تقریبی زیر است.

$$R(t) = 0.312e^{-0.0284t}$$

که  $t$  برحسب ساعت می‌باشد. فرض کنید که به یک مریض یک میلی کوری  $^{131}\text{I}$  برای تشخیص شرایط کاری تیروئیدش تزریق شود. (الف) نیمه عمر بیولوژیکی ید در تیروئید چقدر است؟ (ب) کل دز دریافتی تیروئید از این یک تزریق چقدر است؟

۹-۱۹ مطلوب است محاسبه  $(\text{MPC})_w$  سدیم  $^{24}\text{Na}$  برای عموم براساس دز تمام بدن. ۹-۲۰ حداکثر غلظت‌های مجاز  $^{90}\text{Sr}$  را براساس دز برای استخوان تعیین می‌کنند. با استفاده از اطلاعات جدول ۹-۸ مطلوب است محاسبه (الف) نیمه عمر موثر  $^{90}\text{Sr}$  در استخوان برحسب سال، (ب) محاسبه  $(\text{MPC})_w$  برای  $^{90}\text{Sr}$  برای عموم ۹-۲۱ مطلوب است محاسبه  $(\text{MPC})_w$  پلوتونیوم  $^{239}\text{Pu}$  برای پرتوتابی شغلی، براساس دز دریافتی استخوان.

۹-۲۲ آب نوشیدنی آزمایشگاه معینی به تری تیوم با غلظتی پنج برابر  $\text{MPC}$  آلوده شده است. اگر کارگران این آب را به مدت یک هفته قبل از این که آلودگی آن کشف شود خورده باشند هر یک چه دزی از این پرتوتابی را در یک هفته دریافت کرده‌اند؟

۹-۲۳ یک چشمه نقطه‌ای لغت  $5 \times 10^7$  نوترون سریع  $5 \times 10^8$  نوترون حرارتی در در ثانیه تابش می‌کند. یک کارگر چه مدت می‌تواند در فاصله  $3$  متری از این چشمه توقف نماید اگر نخواهد دزی بیش از حد معمول یک هفته دریافت کند؟

۹-۲۴ یک چشمه نوترون یک کوری  $^{226}\text{Ra}-\text{Be}$  تعداد  $1.0 \times 10^6 \text{ n/sec}$  تولید می کند. تغییرات انرژی نوترون از  $1 \text{ MeV}$  تا  $13 \text{ MeV}$  می باشد که متوسط آن تقریباً  $5 \text{ MeV}$  است. چشمه همچنین  $300$  اشعه گاما با انرژی متوسط  $1 \text{ MeV}$  در مقابل هر نوترون تابش می کند. در ارتباط با یک آزمایش کارگر مجبور است چشمه لخت را از یک نقطه به نقطه دیگر منتقل نماید. او از یک گیره بلند استفاده می کند که چشمه هیچ وقت نزدیکتر از  $4$  فوت به او نمی شود. اگر انتقال چشمه یک دقیقه طول بکشد او چه دزی دریافت می کند؟

۹-۲۵ - سه چشمه نقطه ای ایزوتوپ گاما هر یک قدرت  $5 \text{ Sv/sec}$  در سه گوشه یک شات متساوی الاضلاع به طول  $a$  در خلا قرار دارند. رابطه ای برای فلوی گاما در مرکز مثلث به دست آورید.

۹-۲۶ با استفاده از اطلاعات شکل (۲-۶) مطلوب است محاسبه شدت پرتو تابشی و شدت معادل دز در نسج حاصل از یک چشمه نقطه ای همسان یک کوری  $^{60}\text{Co}$  (الف) در یک سانتیمتری از چشمه (ب) در یک متری از چشمه

۹-۲۷ یک میاه نازک به طول یک متر واقع در خلا حاوی چشمه های نوترون با توزیع یکنواخت می باشد که از هر سانتیمتر طول آن  $1.0^4$  نوترون در ثانیه تابش می شود. (الف) فلوی نوترون را در  $5$  سانتیمتری از مرکز میله به دست آورید (ب) شدت معادل دز در این نقطه در نسج چقدر است؟

۹-۲۸ یک میله سوخت به طول یک متر به قطر کم حاوی  $2 \text{ g}$   $^{235}\text{U}$  است که به طور یکنواخت در سراسر میله توزیع شده است. برای انجام آزمونی این میله را به مدت دو ماه در داخل راکتور در محلی که فلوی حرارتی  $2200 \text{ m/sec}$  برابر  $8 - 10^{12} \text{ n/cm}^2$  است قرار می دهند و سپس خارج می کنند. (الف) مطلوب است محاسبه شدت پرتو تابشی بر حسب  $\text{R/sec}$  در نقطه ای به فاصله یک متر از مرکز میله دو ماه پس از خارج کردن آن از داخل راکتور (ب) مقدار شدت دز جذبی را بر حسب  $\text{rads/sec}$  در نسج در این نقطه به دست آورید. (ج) مقدار شدت معادل دز اشعه گاما بر حسب  $\text{rem/sec}$  در نسج چقدر است، [یادآوری برای سهولت انرژی متوسط اشعه گاما را برابر  $1 \text{ MeV}$  در نظر بگیرید]

۹-۲۹ برای استریزه کردن گوشت خوک (خشک کرده) نیاز به دز جذب شده حدود  $10^6 \times 5$  راد است. چه چگالی سطحی از  $^{60}\text{Co}$  لازم است روی صفحه مدوری به قطر  $5$  فوت قرار داد تا این دز را در فاصله یک فوتی از مرکز صفحه مدور برای مدت یک ساعت پرتو تابشی تولید کند. [یادآوری: برای سهولت فرض کنید  $^{60}\text{Co}$  دو اشعه گاما هر کدام با انرژی  $1.2 \text{ MeV}$  تابش می کند].



۳-۹ ثابت کنید که در حد وقتی  $x \gg R$  است رابطه‌ی تعیین فلوی گاما در راستای محور چشمه صفحه مدور مثل معادله یک چشمه نقطه‌ای درسی آید.

۳۱-۹ ثابت کنید که فلوی اشعه گاما در فاصله  $x$  از مرکز یک چشمه صفحه‌ای مربع به ضلع  $a$  و به قدرت  $S\gamma/cm^2 \text{--} sec$  با رابطه تقریبی زیر داده می‌شود

$$\Phi_{\gamma} = \frac{Sa^2}{4\pi x^2} \left( 1 - \frac{a^2}{4x^2} \right)$$

به شرط آن که  $x \gg a$  باشد. این نتیجه را با رابطه مشابهی که برای فلوی فتون حاصل از صفحه مدور به دست می‌آید مقایسه کنید.

۳۲-۹ یک پوسته کروی نازک بشعاع  $R$  دارای چشمه‌های اشعه گاما با توزیع یکنواخت در سطح آنست که قدرت آن  $S\gamma/cm^2 \text{--} sec$  میباشد. فلوی اشعه گاما را در مرکز کره به دست آورید.

۳۳-۹ یک پوسته کروی به شعاع داخلی  $R_1$  و شعاع خارجی  $R_2$  محتوی گاز رادیواکتیو به قدرت  $S\gamma/cm^2 \text{--} sec$  می‌باشد. (الف) رابطه‌ای برای فلوی اشعه گاما در مرکز کره به دست آورید (ب) فلو در حد وقتی  $R_1 \rightarrow 0$  و  $R_2 \rightarrow \infty$  چقدر است.

## فصل دهم

### مهاری اشعه

حفاظ سازی در مقابل تابش برای انجام تعدادی از مقاصد است. اولین آنها کاهش پرتوتابی به افرادی است که در مجاورت چشمه های تابش قرار دارند، این نوع حفاظها را که برای این منظور خاص به کار می روند حفاظ بیولوژیکی می نامند. قسمت اعظم این فصل اختصاص به این نوع حفاظ سازی دارد. حفاظها نیز در بعضی راکتورها برای کاهش شدت اشعه گاما و ورودی به محفظه فولادی راکتور به کار می روند. هدف از نصب این حفاظها جلوگیری از داغ شدن غیر متعادل محفظه در اثر جذب اشعه گاما می باشد و این حفاظها را حفاظهای حرارتی نامند. در بعضی موارد حفاظ برای محافظت دستگاههای الکترونیک ظریف بکار میرود، زیرا در غیر این صورت آنها در میدان اشعه خوب کار نمی کنند. به عنوان مثال، این گونه حفاظهای دستگاه در بعضی از انواع دستگاههای نظامی به کار می رود.

معمولا حفاظت فقط در مقابل اشعه گاما\* و نوترون الزامی است و در مقابل ذرات آلفا و بتایازی نیست. عدم نیاز به حفاظ، به طوری که در قسمت ۳-۹ نشان داده شد، به این علت است که برد ذرات بارداردرمواد خیلی کوتاه می باشد. در مواردی که حفاظ سازی در مقابل ذرات آلفا بتا مورد نیاز است از فرمول های قسمت ۳-۹ برای محاسبه ضخامت آن می توان استفاده کرد.

این فصل به دو بخش تقسیم می شود. بخش اول اختصاص به محاسبه حفاظ بیولوژیکی اشعه گاما دارد و بخش دوم مربوط به حفاظ سازی راکتورها می شود که هر دو نوع اشعه گاما و نوترون را دربر می گیرد. در تمام حالات، اصل مسأله تعیین ضخامت و یا ترکیب مواد حفاظ مورد نیاز برای کاهش دادن شدت دز بیولوژیکی در نقاط معینی به یک سطح از پیش دانسته است، که اغلب شدت حداکثر دز مجاز شغلی یا عمومی در پرتوتابی می باشد که در قسمت ۹-۷ بحث آن گذشت.

### بخش اول - مهاری اشعه گاما

#### ۱-۱. ضرایب افزایش

یک باریکه از اشعه گاما تک راستا به شدت (یا فلوی)  $\Phi_0$  و انرژی  $E_0$  در نظری می گیریم

---

\* در اینجا نیز نظیر فصل ۹ عبارت « اشعه گاما » به هر دو نوع اشعه گاما و ایکس اطلاق می شود

که بر یک تیغه حفاظ به ضخامت  $a$  مطابق شکل ۱-۱ وارد می شود. اگر حفاظی وجود نمی داشت مطابق معادله ۱-۹ شدت پرتوتابی در نقطه  $P$  برابر خواهد بود با:

$$\dot{X}_0 = 0.70609 E_0 (\mu_a/\rho)^{air} \text{ mR/hr} \quad (1-10)$$

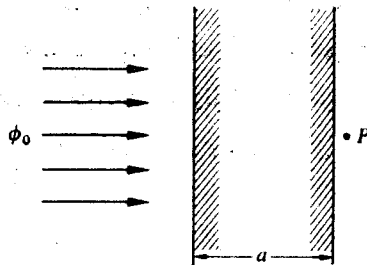
که  $\Phi_0$  بر حسب  $\text{cm}^2/\text{g}$  بر حسب  $\text{MeV}$ ،  $E_0$  بر حسب  $\text{cm}^2/\text{g}$ ،  $(\mu_a/\rho)^{air}$  بر حسب  $\text{cm}^2/\text{g}$  و در انرژی  $E_0$  محاسبه شده است. معادله (۱-۱۰) را به صورت مناسب تری می توان نوشت.

$$\dot{X}_0 = C\Phi_0 \quad (2-10)$$

که

$$C = 0.70609 E_0 (\mu_a/\rho)^{air} \quad (3-10)$$

تابعی از  $E_0$  است. با بودن حفاظ، فلوی اشعه گامایی که از حفاظ خارج می شود متفاوت از  $\Phi_0$  است و مساله تعیین مقدار واقعی  $\dot{X}$  در نقطه  $P$  منجر به محاسبه  $\Phi$  می گردد.



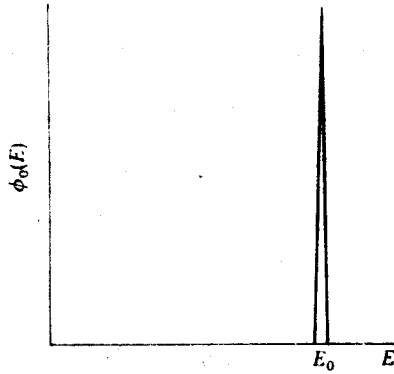
شکل ۱-۱. باریکه تک راستای اشعه گامای ورودی بر تیغه حفاظ

متناسبه  $\Phi$  آسان می بود اگر هر بار که یک فوتون به ماده برخورد می کرد از بین می رفت. در این صورت  $\Phi$  برابر فلوی اشعه گاما برخورد نکرده بود.

$$\Phi_u = \Phi_0 e^{-\mu a} \quad (4-10)$$

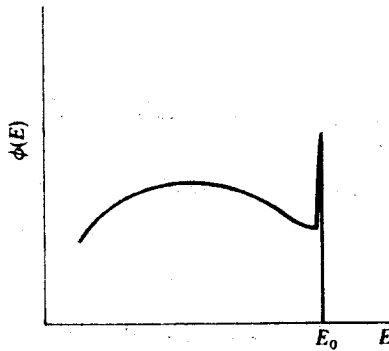
که  $\mu$  ضریب تضعیف کل در انرژی  $E_0$  است. متاسفانه اشعه گاما در هر برخورد از بین نمی رود. به عنوان مثال، در پدیده کمپتون اشعه فقط در اثر پراکندگی انرژی از دست می دهند، و حتی در پدیده فتوالکتریک و تولید زوج، اگرچه فوتون ورودی جذب می شود، معمولاً پس از رویداد پدیده فتوالکتریک اشعه  $x$  تولید می شود و ناگزیر در پی انجام تولید زوج عمل محو جرم صورت می گیرد.

در نتیجه ی ورود یک باریکه تک انرژی به یک حفاظ مطابق شکل (۱-۱) که دارای طیف انرژی شبیه آنچه که در شکل ۲-۱ آمده است موقع خروج از تیغه دارای طیف پیوسته مطابق



شکل ۱-۲ طیف انرژی باریکه اشعه گاما ورودی

شکل (۳-۱) است. در این شکل، بلندی تیز در  $E_0$  مربوط به فتون‌های پراکنده نشده است و بزرگی آن در شکل (۳-۱) به نسبت شکل (۲-۱) به تناسب ضریب اکسپانسیلی معادله (۴-۱) کوچک شده است. قسمت پیوسته طیف مربوط به فتون‌های پراکنده شده کمپتون است و کمی هم از آن مربوط به اشعه  $x$  فتوالکتریک و تابش‌های مربوط به محو جرم است. محاسبه دقیق طیفی شبیه شکل ۳-۱ بسیار مشکل و خارج از هدف این بخش است



شکل ۳-۱ طیف انرژی اشعه گاما خروجی از حفاظ

در اینجا کافی است که فقط به چنین محاسبات  $\Phi(E)$  که برای مواد مختلف حفاظ برحسب انرژی اشعه گاما وضخامت حفاظ انجام گرفته قناعت کنیم. مقادیر محاسبه شده  $\Phi(E)$  سپس برای محاسبه شدت پرتوتابی از رابطه زیر استفاده می‌شود.

$$\dot{X} = 0.0609 \int_0^{E_0} \Phi(E) E (\mu_a/\rho)^{air} dE \quad (۵-۱۰)$$

نتایج این محاسبات به صورت زیر نوشته می شود:

$$\dot{X} = \dot{X}_0 B_m(\mu a) e^{-\mu a} \quad (6-10)$$

که  $X_0$  شدت پرتوتابی در عدم وجود حفاظ است که به وسیله معادله (۱۰-۱) داده می شود،  $B_m(\mu a)$  را ضریب افزایش پرتوتابی برای باریکه تک راستا ناسند و  $\mu$  ضریب تضعیف کل در انرژی  $E_0$  می باشد.

مقادیر  $B_m$  برای تعدادی از مواد\* برحسب انرژی در جدول (۱۰-۱) داده شده است از این جدول دیده می شود که مقادیر عددی  $B_m$  می تواند خیلی بزرگ باشد، که اهمیت ضریب افزایش تابش پراکنده شده را در محاسبات حفاظ سازی نشان می دهد. مثلاً، در مورد حفاظ آب که  $\mu a = 10$  برابر پویش متوسط آزاد در محیط ضخیم در انرژی  $2 \text{ MeV}$  است و  $B_m$  تقریباً برابر ۱۰ می باشد. این بدان معنی است که اگر ضریب افزایش را حذف می کردیم محاسبات موثر بودن چنین حفاظی، شدت پرتوتابی با ضریب ده اشتباه بوده بنابراین ضریب افزایش را نمی توان نادیده گرفت. از آنجا که  $B_m$  یک تابع پیوسته از عدد اتمی است. مقادیر  $B_m$  برای موادی که در جدول داده نشده را می توان با رسم  $B_m$  برحسب  $Z$  برای انرژی مورد نظر رسم کرده و به طریق میان یابی مقدار مطلوب را به دست آوریم. معادله (۱۰-۶) شدت پرتوتابی واقعی را در نقطه  $P$  در طرف دیگر حفاظ مطابق شکل (۱۰-۱)، به دست می دهد.

برطبق معادله (۱۰-۱)  $\dot{X}_0$  متناسب با  $\Phi_0$  است و به طور مشابه  $\dot{X}$  را می توان به همان

شکل نوشت یعنی

$$\dot{X} = C \Phi_b \quad (7-10)$$

که  $C$  در معادله (۱۰-۳) داده شده است. کمیت  $\Phi_b$  فلوی افزایشی خوانده خواهد شد و واضح است که برابر اشعه گاما تک انرژی  $E_0$  است که همان شدت پرتوتابی را در نقطه  $P$  مطابق شکل (۱۰-۱) نظیر فلوی واقعی اشعه گاما در آن نقطه به دست می دهد. با قراردادن معادلات (۱۰-۲) و (۱۰-۷) در معادله (۱۰-۶) می توان نشان داد که

\* این ضرائب افزایش ابتدا « ضرائب افزایش درز » خوانده می شد و برای محیط های بینهایت محاسبه شد. به هر حال، اختلاف بین ضرائب افزایش برای محیط های بینهایت و تیغه های با ضخامت محدود بجز برای محیط های سبک ناچیز است یعنی برای  $H_2O$  در انرژی های کم یعنی کمتر از  $1 \text{ MeV}$

+ از آنجا که  $\mu_a = \frac{a}{\lambda}$  و  $\lambda$  را پویش متوسط آزاد فتون ناسند، نتیجه می شود که

$\mu_a$  ضخامت حفاظ برحسب پویش متوسط آزاد در انرژی فتون های ورودی نمی باشد.

جدول ۱۰-۱

ضریب افزایشی پرتوتابی برای چشمه تخت تک راستا

Material	$E_0$ , MeV	$\mu_{0x}$					
		1	2	4	7	10	15
Water	0.5	2.63	4.29	9.05	20.0	35.9	74.9
	1.0	2.26	3.39	6.27	11.5	18.0	30.8
	2.0	1.84	2.63	4.28	6.96	9.87	14.4
	3.0	1.69	2.31	3.57	5.51	7.48	10.8
	4.0	1.58	2.10	3.12	4.63	6.19	8.54
	6.0	1.45	1.86	2.63	3.76	4.86	6.78
	8.0	1.36	1.69	2.30	3.16	4.00	5.47
	Iron	0.5	2.07	2.94	4.87	8.31	12.4
1.0		1.92	2.74	4.57	7.81	11.6	18.9
2.0		1.69	2.35	3.76	6.11	8.78	13.7
3.0		1.58	2.13	3.32	5.26	7.41	11.4
4.0		1.48	1.90	2.95	4.61	6.46	9.92
6.0		1.35	1.71	2.48	3.81	5.35	8.39
8.0		1.27	1.55	2.17	3.27	4.58	7.33
10.0		1.22	1.44	1.95	2.89	4.07	6.70
Tin	1.0	1.65	2.24	3.40	5.18	7.19	10.5
	2.0	1.58	2.13	3.27	5.12	7.13	11.0
	4.0	1.39	1.80	2.69	4.31	6.30	
	6.0	1.27	1.57	2.27	3.72	5.77	11.0
	10.0	1.16	1.33	1.77	2.81	4.53	9.68
Lead	0.5	1.24	1.39	1.63	1.87	2.08	
	1.0	1.38	1.68	2.18	2.80	3.40	4.20
	2.0	1.40	1.76	2.41	3.36	4.35	5.94
	3.0	1.36	1.71	2.42	3.55	4.82	7.18
	4.0	1.28	1.56	2.18	3.29	4.69	7.70
	6.0	1.19	1.40	1.87	2.97	4.69	9.53
	8.0	1.14	1.30	1.69	2.61	4.18	9.08
	10.0	1.11	1.24	1.54	2.27	3.54	7.70
Uranium	0.5	1.17	1.28	1.45	1.60	1.73	
	1.0	1.30	1.53	1.90	2.32	2.70	3.60
	2.0	1.33	1.62	2.15	2.87	3.56	4.89
	3.0	1.29	1.57	2.13	3.02	3.99	5.94
	4.0	1.25	1.49	2.02	2.94	4.06	6.47
	6.0	1.18	1.37	1.82	2.74	4.12	7.79
	8.0	1.13	1.27	1.61	2.39	3.65	7.36
	10.0	1.10	1.21	1.48	2.12	3.21	6.58

$$\Phi_b = \Phi_o B_m (\mu a) e^{-\mu a} \quad (۸-۱۰)$$

یا معادل آن

$$\Phi_b = \Phi_u B_m (\mu a) \quad (۹-۱۰)$$

که  $\Phi_u$  را فلوی برخورد نکرده معادله (۸-۱۰) است

مثال ۱۰-۱ یک باریکه اشعه گاما  $۲ \text{ MeV}$  باشدت  $۱۰^۶ \gamma/\text{cm}^2 - \text{sec}$  به یک حفاظ سربی به ضخامت ۱ سانتیمتر وارد می شود. مطلوب است محاسبه (الف) فلوی برخورد نکرده فتونها (ب) فلوی افزایشی اشعه گاما (ج) شدت پرتوتابی درست دیگر حفاظ.  
حل. (الف) از جدول (۷-۳) داریم  $\mu/\rho = ۰.۰۴۵۷ \text{ cm}^2/\text{g}$  برای سرب در انرژی  $۲ \text{ MeV}$  است.

از آنجا که

$$\mu a = ۰.۰۴۵۷ \times ۱۱۳۴ = ۰.۵۱۸, \quad \mu = ۰.۰۴۵۷ \times ۱۱۳۴ = ۰.۵۱۸ \text{ cm}^{-1}$$

$$\rho = ۱۱۳۴ \text{ g/cm}^3$$

از معادله (۸-۱۰) داریم

$$\Phi_u = ۱۰^۶ e^{-۰.۵۱۸} = ۱۰^۶ \times ۰.۶۰۳ \times ۱۰^{-۳} = ۰.۶۰۳ \times ۱۰^۳ \gamma/\text{cm}^2 - \text{sec}$$

(ب) ضریب افزایش در  $۲ \text{ MeV}$  برای  $\mu a = ۰.۵۱۸$  را باید با عمل میان یابی بین مقادیر داده شده در جدول (۱۰-۱) برای  $\mu a = ۴$  ,  $\mu a = ۷$  به دست آورد. نتیجه عبارت است از  $B_m = ۲۷۷۸$  بنابراین فلوی افزایشی برابر است با

$$\Phi_b = \Phi_u B_m (\mu a) = ۰.۶۰۳ \times ۱۰^۳ \times ۲۷۷۸ = ۱.۷۰۶ \times ۱۰^۴ \gamma/\text{cm}^2 - \text{sec}$$

(ج) مقدار  $\dot{X}$  برابر است با

$$\dot{X} = C \Phi_b = ۰.۰۶۰۹ E_o (\mu_a/\rho)^{\text{air}} \Phi_b$$

در حالی که  $E_o = ۲ \text{ MeV}$  ,  $(\mu_a/\rho)^{\text{air}}$  در این انرژی حساب شده است. در جدول ۸-۳

$$(\mu_a/\rho)^{\text{air}} = ۰.۰۲۳۸ \text{ cm}^2/\text{g}$$

به طوری که

$$\dot{X} = ۰.۰۶۰۹ \times ۲ \times ۰.۰۲۳۸ \times ۱.۷۰۶ \times ۱۰^۴ = ۴۸۸ \text{ mR/hr}$$

یک روش ساده تر دیگر برای به دست آوردن نتیجه قسمت (ج) این است که از شکل (۹-۴) در انرژی  $۲ \text{ MeV}$  فلوی اشعه گاما  $۳۲ \times ۱۰^۳$  شدت پرتوتابی برابر  $۱ \text{ mR/hr}$  به دست می دهد.

بنابراین در حالت موجود

$$\dot{X} = \frac{۱.۷۰۶ \times ۱۰^۴}{۳۲ \times ۱۰^۳} = ۴۸۸ \text{ mR/hr}$$

بحث فوق منحصرآ شامل باریکه تک راستا عمود بر تیغه حفاظ می باشد و ضریب افزایش  $B_m(\mu a)$  را فقط می توان در مسائلی از این نوع به کاربرد. ضرائب افزایش در دیگر انواع مسائل حفاظ سازی محاسبه شده است. به عنوان مثال، یک چشمه نقطه ای همسان با قدرت  $S \gamma/sec$  که اطراف آن را حفاظ کروی به شعاع  $R$  گرفته در نظر می گیریم. در این حالت، شدت پرتوتابی در نقطه ای روی سطح حفاظ را می توان به صورت زیر نوشت.

$$\dot{X} = \dot{X}_0 B_p(\mu R) e^{-\mu R} \quad (10-10)$$

در این رابطه  $B_p(\mu R)$  ضریب افزایش پرتوتابی چشمه نقطه ای همسان است و  $\dot{X}_0$  شدت پرتوتابی در نبودن حفاظ است یعنی

$$\dot{X}_0 = C \Phi_0 \quad (11-10)$$

بر اساس معادله (۹-۴) داریم

$$\Phi_0 = \frac{S}{4\pi R^2} \quad (12-10)$$

فلو حاصل از یک چشمه نقطه ای لخت است. فلوی برخورد نکرده در این مساله برابر است با

$$\Phi_u = \frac{S e^{-\mu R}}{4\pi R^2} \quad (13-10)$$

فلوی افزایش یافته عبارت است از

$$\Phi_b = \frac{S B_p(\mu R) e^{-\mu R}}{4\pi R^2} \quad (14-10)$$

مقادیر محاسبه شده  $B_p$  در جدول (۲-۱۰) داده شده است. به ویژه بایستی یادآور شد که  $B_p$  و  $B_m$  کاملاً توابع متفاوتی هستند که فقط در مسائل ویژه ای باید به کار رود.

مثال ۲-۱۰. یک چشمه نقطه ای همسان به قدرت  $10^8 \gamma/sec$  با انرژی  $1 MeV$

است. چشمه باید در یک حفاظ کروی آهنی قرار داده شود. اگر بخواهیم شدت پرتوتابی در سطح حفاظ برابر  $1 mR/hr$  باشد شعاع حفاظ چقدر باید باشد؟

حل. در مساله ای از این نوع، اولین قدم این است که فلوی افزایشی را حساب کنیم

که شدت پرتوتابی مورد نظر را بدهد. لذا

$$\Phi_b = \dot{X} / 0.0609 E (\mu_a/\rho)_{air}$$

در این رابطه  $E = 1 MeV$ ،  $\dot{X} = 1 mR/hr$  و با استفاده از جدول (۳-۸) داریم

$$(\mu_a/\rho)_{air} = 0.0280 cm^2/g$$

$$\Phi_b = 1 / 0.0609 \times 1 \times 0.0280 = 0.42 \times 10^2 \gamma/cm^2 - sec$$



جدول ۲-۱۰

ضریب افزایش پرتوتایی برای چشمه نقطه‌ای همسان

Material	$E_0$ , MeV	$\mu_0 r$						
		1	2	4	7	10	15	20
Water	0.255	3.09	7.14	23.0	72.9	166	456	982
	0.5	2.52	5.14	14.3	38.8	77.6	178	334
	1.0	2.13	3.71	7.68	16.2	27.1	50.4	82.2
	2.0	1.83	2.77	4.88	8.46	12.4	19.5	27.7
	3.0	1.69	2.42	3.91	6.23	8.63	12.8	17.0
	4.0	1.58	2.17	3.34	5.13	6.94	9.97	12.9
	6.0	1.46	1.91	2.76	3.99	5.18	7.09	8.85
	8.0	1.38	1.74	2.40	3.34	4.25	5.66	6.95
	10.0	1.33	1.63	2.19	2.97	3.72	4.90	5.98
Aluminum	0.5	2.37	4.24	9.47	21.5	38.9	80.8	141
	1.0	2.02	3.31	6.57	13.1	21.2	37.9	58.5
	2.0	1.75	2.61	4.62	8.05	11.9	18.7	26.3
	3.0	1.64	2.32	3.78	6.14	8.65	13.0	17.7
	4.0	1.53	2.08	3.22	5.01	6.88	10.1	13.4
	6.0	1.42	1.85	2.70	4.06	5.49	7.97	10.4
	8.0	1.34	1.68	2.37	3.45	4.58	6.56	8.52
	10.0	1.28	1.55	2.12	3.01	3.96	5.63	7.32
Iron	0.5	1.98	3.09	5.98	11.7	19.2	35.4	55.6
	1.0	1.87	2.89	5.39	10.2	16.2	28.3	42.7
	2.0	1.76	2.43	4.13	7.25	10.9	17.6	25.1
	3.0	1.55	2.15	3.51	5.85	8.51	13.5	19.1
	4.0	1.45	1.94	3.03	4.91	7.11	11.2	16.0
	6.0	1.34	1.72	2.58	4.14	6.02	9.89	14.7
	8.0	1.27	1.56	2.23	3.49	5.07	8.50	13.0
	10.0	1.20	1.42	1.95	2.99	4.35	7.54	12.4
Tin	0.5	1.56	2.08	3.09	4.57	6.04	8.64	
	1.0	1.64	2.30	3.74	6.17	8.85	13.7	18.8
	2.0	1.57	2.17	3.53	5.87	8.53	13.6	19.3
	3.0	1.46	1.96	3.13	5.28	7.91	13.3	20.1
	4.0	1.38	1.81	2.82	4.82	7.41	13.2	21.2
	6.0	1.26	1.57	2.37	4.17	6.94	14.8	29.1
	8.0	1.19	1.42	2.05	3.57	6.19	15.1	34.0
	10.0	1.14	1.31	1.79	2.99	5.21	12.5	33.4

بقیه جدول ۱-۲

Material	E <sub>0</sub> , MeV	μ <sub>or</sub>						
		1	2	4	7	10	15	20
Tungsten	0.5	1.28	1.50	1.84	2.24	2.61	3.12	
	1.0	1.44	1.83	2.57	3.62	4.64	6.25	(7.35)
	2.0	1.42	1.85	2.72	4.09	5.27	8.07	(10.6)
	3.0	1.36	1.74	2.59	4.00	5.92	9.66	14.1
	4.0	1.29	1.62	2.41	4.03	6.27	12.0	20.9
	6.0	1.20	1.43	2.07	3.60	6.29	15.7	36.3
	8.0	1.14	1.32	1.81	3.05	5.40	15.2	41.9
	10.0	1.11	1.25	1.64	2.62	4.65	14.0	39.3
Lead	0.5	1.24	1.42	1.69	2.00	2.27	2.65	(2.73)
	1.0	1.37	1.69	2.26	3.02	3.74	4.81	5.86
	2.0	1.39	1.76	2.51	3.66	4.84	6.87	9.00
	3.0	1.34	1.68	2.43	3.75	5.30	8.44	12.3
	4.0	1.27	1.56	2.25	3.61	5.44	9.80	16.3
	5.1	1.21	1.46	2.08	3.44	5.55	11.7	23.6
	6.0	1.18	1.40	1.97	3.34	5.69	13.8	32.7
	8.0	1.14	1.30	1.74	2.89	5.07	14.1	44.6
10.0	1.11	1.23	1.58	2.52	4.34	12.5	39.2	
Uranium	0.5	1.17	1.30	1.48	1.67	1.85	2.08	
	1.0	1.31	1.56	1.98	2.50	2.97	3.67	
	2.0	1.33	1.64	2.23	3.09	3.95	5.36	(6.48)
	3.0	1.29	1.58	2.21	3.27	4.51	6.97	9.88
	4.0	1.24	1.50	2.09	3.21	4.66	8.01	12.7
	6.0	1.16	1.36	1.85	2.96	4.80	10.8	23.0
	8.0	1.12	1.27	1.66	2.61	4.36	11.2	28.0
	10.0	1.09	1.20	1.51	2.26	3.78	10.5	28.5

از معادله (۱-۴) داریم:

$$۰.۴۲ \times ۱۰^{-۲} = \frac{۱۰^4 \times B_p(\mu R)e^{-\mu R}}{4\pi R^2}$$

که به صورت زیر می تواند نوشته شود:

$$۱ = ۱.۴۷ \times ۱۰^{-۴} \frac{B_p(\mu R)e^{-\mu R}}{R^2}$$

\* نمایش دقیق تر B<sub>p</sub> به صورت معادله Berger است.

$$B_p = 1 + C\mu R e^{-\beta\mu R}$$

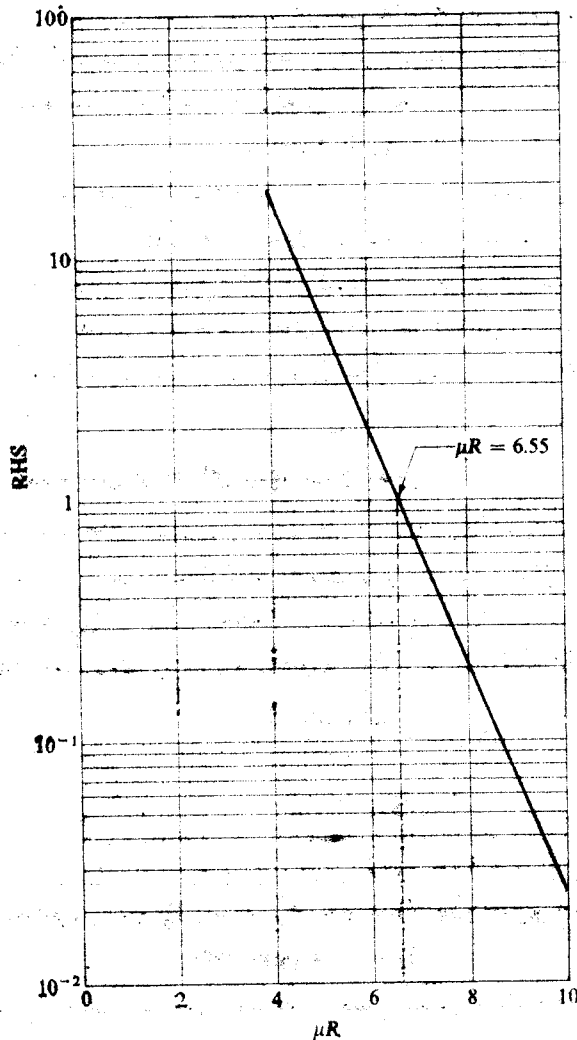
که C و β بستگی به انرژی دارند. متأسفانه استفاده از این رابطه در محاسبات تحلیلی تا اندازه ای مشکندر از شکل تیلر آن است.

این رابطه باید برای به دست آوردن  $R$  حل شود و این امر به آسانی با رسم سمت راست معادله (RHS) بر حسب  $\mu R$  امکان پذیر است. برای بیان سمت راست معادله بر حسب  $\mu R$  صورت و استخراج را در  $\mu$  ضرب می نماییم. با استفاده از جدول (۷-۳) داریم

$$\mu = 0.0595 \times 7.86 = 0.468 \text{ cm}^{-1} \text{ لذا}$$

$$1 = 3.22 \times 10^2 \frac{B_p(\mu R) e^{-\mu R}}{(\mu R)^2} \quad (10-10)$$

به طوری که در شکل (۱۰-۴) نشان داده شده است سمت راست معادله (۱۰-۱) وقتی روی یک



شکل ۱۰-۴ سمت راست معادله (۱۰-۱) بر حسب  $\mu R$

کاغذ نیمه لگاریتمی رسم شود تقریباً یک خط مستقیم است. از این شکل خواهیم داشت

$$R = 6900 / 468 = 14.5 \text{ cm} \text{ و لذا } RHS = 1, \mu R = 6900$$

برای مقاصد محاسبه‌ای بهتر است که ضریب افزایش نقاط مندرج به صورت تابع ریاضی بیان شود و چند تابع از این نوع به دست آمده است. یکی از مفیدترین اینها جمع چند عبارت اکسپانسیلی است یعنی :

$$B_p = A_1 e^{-\alpha_1 \mu r} + A_2 e^{-\alpha_2 \mu r} = \sum A_n e^{-\alpha_n \mu r} \quad (10-11)$$

که  $A_1, A_2, \alpha_1, \alpha_2$  توابعی از انرژی هستند. معادله (10-11) معروف به ضریب افزایش از نوع تیلر است و برای بسیاری از مسائل حفاظسازی عملی به اندازه کافی دقیق است\*. با تغییر دادن  $r$  به سمت صفر  $B_p$  باید به سمت واحد میل کند، زیرا در یک حفاظ با ضخامت صفر افزایش مربوط به تابش‌های پراکنده شده وجود ندارد و نتیجه می‌شود که

$$A_1 + A_2 = 1$$

لذا کافی است  $A_1$  را مشخص نماییم و از این به بعد  $A_1$  را به  $A$  نشان خواهیم داد و  $A_2$  برابر  $(1 - A)$  است. مقادیر  $A, \alpha_1, \alpha_2$  در جدول (10-11) داده شده است.

استفاده از این نوع ضریب افزایشی در قسمت‌های بعد برای تعدادی از اشکال مهم حفاظسازی تشریح خواهد شد. در حالت، فلوی بدون برخورد و فلوی افزایشی محاسبه خواهد شد. با استفاده از معادلات (10-11) و (10-11) یا شکل (9-11) مقدار  $\Phi_0$  شدت پرتو تابشی را می‌توان به دست آورد.

### ۱۰-۲ چشمه‌های صفحه‌ای بینهایت و محدود

یک چشمه صفحه‌ای بینهایت با قدرت  $S \gamma / \text{cm}^2 - \text{sec}$  که به طور همسان از سطح آن اشعه تابش می‌شود در پشت یک حفاظ به ضخامت  $a$  قرار دارد در شکل (10-11) نشان داده شده است. چشمه‌هایی که در یک حلقه نازک به شعاع  $z$  و ضخامت  $dz$  دارای تابش  $2\pi z S dz \gamma / \text{sec}$  است و سهم این تابش به فلوی بدون برخورد در نقطه  $P$  برابر است با

$$\begin{aligned} d\Phi_u &= \frac{2\pi S z dz e^{-\mu r}}{4\pi r^2} \\ &= \frac{S z e^{-\mu r} dz}{2r^2} \end{aligned} \quad (10-11)$$

\* رابطه دقیق‌تر برای  $B_p$  بوسیله برگر (Berger) بصورت زیر داده شده است

$$B_p = 1 + c \mu r e^{-\beta \mu r}$$

که  $c$  و  $\beta$  بستگی به انرژی دارند. متأسفانه در بعضی مسائل استفاده از این رابطه مشکل‌تر از رابطه تیلر است.

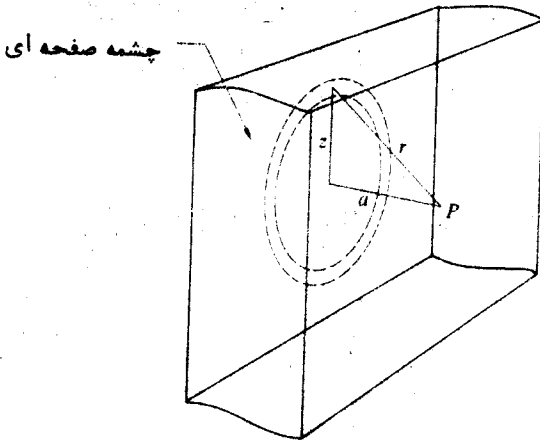
Substance	Energy (MeV)	A	$-\alpha_1$	$\alpha_2$	Substance	Energy (MeV)	A	$-\alpha_1$	$\alpha_2$
Water	0.5	100.845	0.12687	-0.10925	Iron	0.5	31.379	0.06842	-0.03742
	1.0	19.601	0.09037	-0.02522		1.0	24.957	0.06086	-0.02463
	2.0	12.612	0.05320	0.01932		2.0	17.622	0.04627	-0.00526
	3.0	11.110	0.03550	0.03206		3.0	13.218	0.04431	-0.00087
	4.0	11.163	0.02543	0.03025		4.0	9.624	0.04698	0.00175
	6.0	8.385	0.01820	0.04164		6.0	5.867	0.06150	-0.00186
	8.0	4.635	0.02633	0.07097		8.0	3.243	0.07500	0.02123
	10.0	3.545	0.02991	0.08717		10.0	1.747	0.09900	0.06627
Concrete	0.5	38.225	0.14824	-0.10579	Tin	0.5	11.440	0.01800	0.03187
	1.0	25.507	0.07230	-0.01843		1.0	11.426	0.04266	0.01606
	2.0	18.089	0.04250	0.00849		2.0	8.783	0.05349	0.01505
	3.0	13.640	0.03200	0.02022		3.0	5.400	0.07440	0.02080
	4.0	11.460	0.02600	0.02450		4.0	3.496	0.09517	0.02598
	6.0	10.781	0.01520	0.02925		6.0	2.005	0.13733	-0.01501
	8.0	8.972	0.01300	0.02979		8.0	1.101	0.17288	-0.01787
	10.0	4.015	0.02880	0.06844		10.0	0.708	0.19200	0.01552
Aluminum	0.5	38.911	0.10015	-0.06312	Lead	0.5	1.677	0.03084	0.30941
	1.0	28.782	0.06820	-0.02973		1.0	2.984	0.03503	0.13486
	2.0	16.981	0.04588	0.00271		2.0	5.421	0.03482	0.04379
	3.0	10.583	0.04066	0.02514		3.0	5.580	0.05422	0.00611
	4.0	7.526	0.03973	0.03860		4.0	3.897	0.08468	-0.02383
	6.0	5.713	0.03934	0.04347		6.0	0.926	0.17860	-0.04635
	8.0	4.716	0.03837	0.04431		8.0	0.368	0.23691	-0.05864
	10.0	3.999	0.03900	0.04130		10.0	0.311	0.24024	-0.02783

\* From H. Goldstein, *Fundamental Aspects of Reactor Shielding*. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1959; now available from Johnson Reprint Corp., New York.

\* با این‌ها می‌توان برای سادگی تیلر برای محاسبه ضریب افزایش پروتونی یک چینه نقطه‌ای همسان

جدول ۱۰-۳

۹۹



شکل ۱۰-۵ چشمه صفحه‌ای همسان در پشت حفاظ تیغه‌ای

کل فلوی بدون برخورد در نقطه P برابر است با

$$\Phi_u = \frac{S}{2} \int_0^{\infty} \frac{ze^{-\mu r} dz}{r^2} \quad (10-19)$$

در این مرحله بهتر است متغیر انتگرال‌گیری را از z به r تغییر دهیم. از آنجا که  $r^2 = a^2 + z^2$  است  $rdr = z dz$  نتیجه می‌شود که

$$\Phi_u = \frac{S}{2} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\mu r}}{r} dr \quad (10-20)$$

بالاخره با قرار دادن  $\mu r = t$  انتگرال را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$\Phi_u = \frac{S}{2} \int_{\mu a}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt \quad (10-21)$$

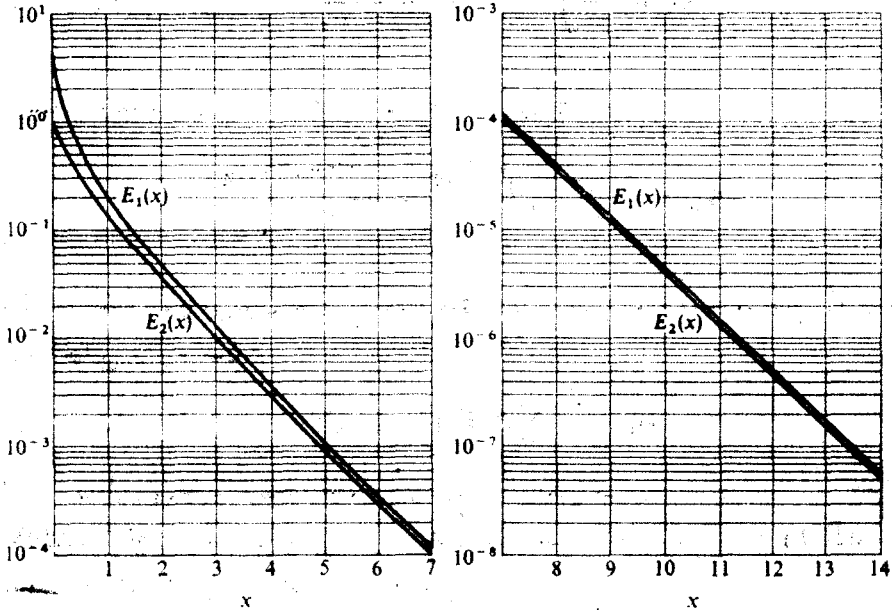
انتگرال‌گیری معادله (۱۰-۲۱) را نمی‌توان به‌طور تحلیلی انجام داد، لکن می‌توان آن را برحسب یکی از توابع  $E_n$  که به وسیله انتگرال\* زیر تعریف می‌شود بیان داشت:

$$E_n(x) = x^{n-1} \int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^n} dt \quad (10-22)$$

\* برای دستیابی به مقادیر  $E_n(x)$  به منابع در انتهای فصل مراجعه شود.

که  $n$  یک عدد درست است. مقایسه معادلات (۲۱-۱۰) و (۲۲-۱۰) نشان می‌دهد که  $n=1$  است، لذا

$$\Phi_u = \frac{S}{\gamma} E_1(\mu a) \quad (22-10)$$



شکل ۶-۱۰. توابع  $E_1(x)$  و  $E_2(x)$

تابع  $E_1(x)$  در بسیاری از مسایل حفاظت‌سازی ظاهر می‌شود. شکل (۶-۱۰) این تابع را همراه با تابع  $E_2(x)$  برای مقادیر  $x$  تا  $x=14$  نشان می‌دهد. برای مقادیر بزرگتر  $x$ ،  $E_2(x)$  را می‌توان با دقت کافی برای بسیاری از مقاصد از رابطه تقریبی زیر به دست آورد.

$$E_n(x) \approx e^{-x} \left[ \frac{1}{x+n} + \frac{n}{(x+n)^2} \right] \quad (24-10)$$

وقتی  $x=10$  است مقدار  $E_1(x)$  فقط ۱۱٪ بزرگتر از مقدار واقعی است و برای  $x=20$  اشتباه ۰.۴٪ است.

برگشت به مساله چشمه صفحه حفاظدار، فلوی افزایشی  $\Phi_b$  ناشی از حلقه نازک به شعاع

$z$  برابر است با

$$d\Phi_b = B_b(\mu r) d\Phi_u$$

به طوری که از معادله (۱۸-۱۰) داریم

$$d\Phi_b = \frac{SB_p(\mu r)ze^{-\mu r}dz}{r^2}$$

بنابراین کل فلوی افزایشی برابر است با

$$\Phi_b = \frac{S}{r} \int_0^{\infty} \frac{B_p(\mu r)ze^{-\mu r}dz}{r^2} \quad (10-25)$$

با استفاده از معادله (۱۰-۱۶) برای به دست آوردن  $B_p(\mu r)$

$$\Phi_b = \frac{S}{r} \sum A_n \int_0^{\infty} \frac{ze^{-(1+a_n)\mu r} dz}{r^2}$$

انتگرال رابطه بالا را می توان تبدیل به حالت فلوی بدون برخورد نمود و برحسب تابع  $E_1$  نوشت نتیجه نهایی عبارت است از:

$$\Phi_b = \frac{S}{r} \sum A_n E_1[(1+a_n)\mu a] \quad (10-26)$$

مثال ۳-۱. یک چشمه صفحه ای یینهایت با تابش یکنواخت  $10^4 \gamma/cm^2 - sec$  با انرژی  $2 MeV$  در نظر می گیریم. چه ضخامتی از بتون لازم است تا شدت پرتوتایی به  $200 mR/hr$  برسد. جرم ویژه بتون  $2.3 g/cm^3$  است.

حل. از معادلات (۱۰-۳) و (۱۰-۷) و مقدار  $X = 200 mR/hr$  فلوی افزایشی برابر است با

$$\Phi_b = X/C = 200/0.0609 E(\mu_a/\rho)^{air}$$

در اینجا  $E = 2 MeV$  و از جدول (۸-۳)  $(\mu_a/\rho)^{air} = 0.0238 cm^2/g$  است. با قرار دادن مقادیر در معادله داریم :

$$\Phi_b = 200/0.0609 \times 2 \times 0.0238 = 797 \times 10^2 \text{ photons/cm}^2 - sec$$

برطبق جدول (۱۰-۳) ،  $A_1 = 18.089$  ،  $A_2 = -17.089$  ،  $A_3 = 1 - A_1 = -16.089$  ،  $a_1 = -0.04250$  است ، به طوری که  $1 + a_1 = 0.9575$  و  $1 + a_2 = 0.00849$  بدست می آید ، لذا  $1 + a_2 = 0.00849$  می شود لذا معادله (۱۰-۲۶) به صورت زیر درمی آید.

$$797 \times 10^2 = \frac{10^4}{r} [18.089 E_1(0.9575 \mu a) - 17.089 E_1(0.00849 \mu a)]$$

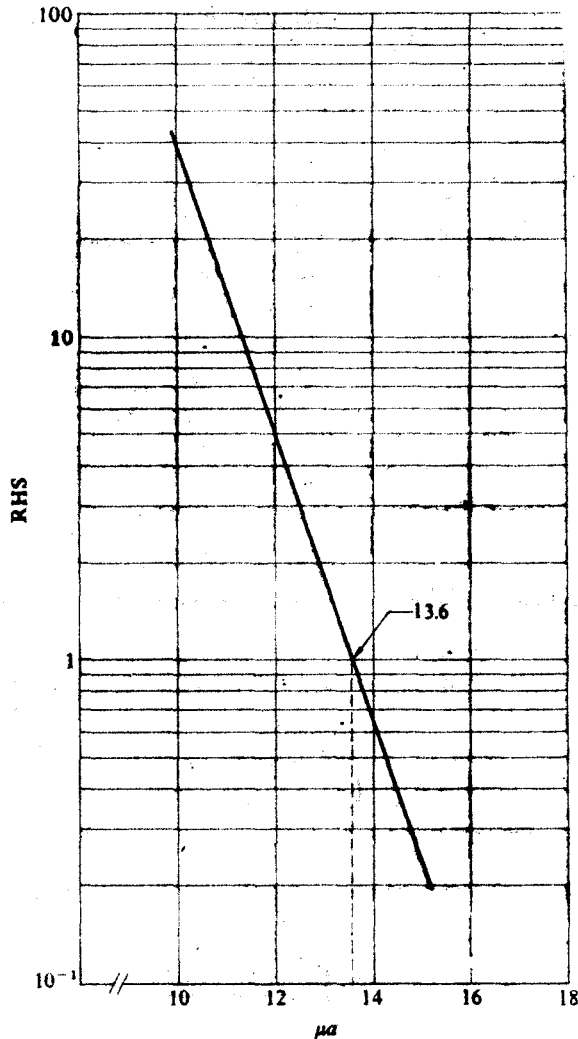


برای به دست آوردن  $\mu a$  معادله بالا را باید حل کنیم. مقدار  $a$  ضخامت حفاظ مورد نیاز را می توان با استفاده از مقدار  $\mu$  بتون در انرژی  $2 \text{ MeV}$  جدول (۳-۷) یعنی  $\mu = 0.0445 \times 2730$   $\mu = 0.12146 \text{ cm}^{-1}$  حساب کرد.

معادله (۱۰-۲۷) را می توان به طریق تریسمی یا عددی حل کرد. اگر روش سابق به کار گرفته شود محاسبات را می توان با ساده کردن معادله سرعت بخشید، یعنی:

$$1 = 1.13 \times 10^7 [E_1(0.9070 \mu a) - 0.94 E_1(1.00849 \mu a)] \quad (10-28)$$

و سپس سمت راست معادله را بر حسب  $\mu a$  در روی یک کاغذ نیمه لگاریتمی مطابق شکل (۱۰-۲) رسم می کنیم. به طوری که در شکل (۱۰-۷) نشان داده شده، منحنی حاصل تقریباً، در



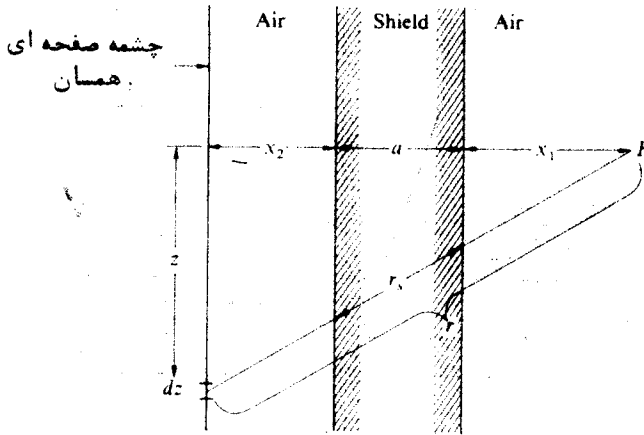
شکل ۱۰-۷ سمت راست معادله (۱۰-۲۸) بر حسب  $\mu a$

فواصل کوتاه خطی است. برطبق شکل برای  $\mu a = ۱۳.۶$  مقدار  $RHS = ۱$  به دست می آید و بنابراین

$$a = ۱۳.۶ / ۰.۱۰۴۶ = ۱۳۰.۴ \frac{1}{4} \text{ ft}$$

در محاسبات پیشین فلو در نقطه ای در سطح حفاظ ارزیابی شد. فرض کنید که نقطه P در فاصله  $x_1$  از حفاظ قرار دارد و حفاظ به نوبه خود مطابق شکل (۸-۱۰) به فاصله  $x_2$  از چشمه قرار دارد. در این صورت فلو بدون برخورد حاصل از یک حلقه به شعاع z به ضخامت dz برابر است با

$$d\Phi_u = \frac{r \pi S z dz e^{-\mu r_s}}{4 \pi r^2} \quad (۲۹-۱۰)$$



شکل ۸-۱۰. چشمه صفحه ای یکنواخت در فاصله ای از حفاظ تیغه ای

$r_s$  آن قسمت از r است که در داخل حفاظ قرار دارد و لذا  $\Phi_u$  برابر است با

$$\Phi_u = \frac{S}{r} \int_0^{\infty} \frac{z e^{-\mu r_s} dz}{r^2}$$

با تغییر متغیر از  $r = z$  داریم

$$\Phi_u = \frac{S}{r} \int_y^{\infty} \frac{e^{-\mu r_s} dr}{r} \quad (۳۰-۱۰)$$

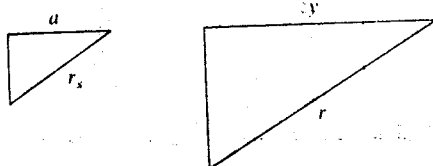
که  $y$  کوچکترین مقدار  $r$  است یعنی

$$y = x_1 + a + x_2$$

برای محاسبه این انتگرال لازم است  $r_s$  را بر حسب  $r$  بیان کنیم. این کار را می توان به آسانی از مقایسه دو مثلث مشابه در شکل (۹-۱) انجام داد. لذا دیده می شود که

$$\frac{r_s}{r} = \frac{a}{y}$$

$$r_s = \frac{a}{y} r$$



شکل ۹-۱ - مثلث های تعیین  $r_s$

با قرار دادن این نتیجه در معادله (۳-۱۰) داریم

$$\Phi_u = \frac{S}{r} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\mu ar/y}}{r} dr$$

که معادل رابطه زیر است

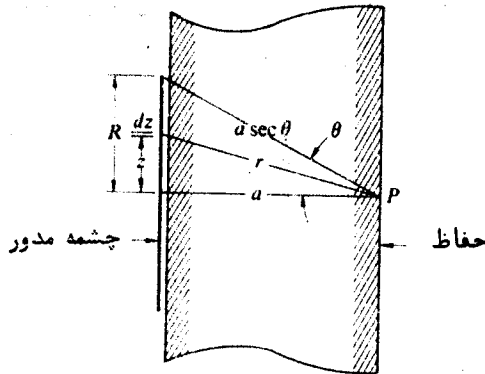
$$\Phi_u = \frac{S}{r} \int_0^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt$$

لذا نتیجه می شود که

$$\Phi_u = \frac{S}{r} E_1(\mu a)$$

که دقیقاً همان رابطه ای است که در حالت قبل [معادله (۳-۱۰)] وقتی چشمه و نقاط مورد نظر درست مجاور حفاظ قرار داشته می باشد. به علاوه، بدون اشکال می توان نشان داد که فلوئ افزایشی در این حالت را می توان از همان رابطه، یعنی معادله (۳-۱۰)، به دست آورد که برای مساله قبل نیز به دست آوردیم.

مساله بعد این است که یک چشمه دایره‌ای به شعاع  $R$  که در قسمت  $q-q$  بحث شد در نظر می‌گیریم که قدرت آن  $S \gamma/cm^2 - sec$  می‌باشد، لکن بایک تیغه به ضخامت  $a$ ، مطابق شکل (۱۰-۱) دارای حفاظ است.



شکل ۱۰-۱. چشمه دایره‌ای یکنواخت در پشت حفاظ تیغه‌ای

فلوی بدون برخورد و فلوی افزایشی در نقطه  $P$  روی محور دایره چشمه را می‌توان مطابق حالت چشمه صفحه بینهایت با انتگرال‌گیری فلوی حاصل از یک حلقه به دست آورد. لذا  $\Phi_u$  از معادله (۱۰-۱) به دست می‌آید. با این تفاوت که حد بالائی انتگرال  $z=R$  است و نه بینهایت. یعنی:

$$\Phi_u = \frac{S}{r} \int_0^R \frac{ze^{-\mu r} dz}{r^2}$$

با تغییر متغیر از  $z$  به  $r$  داریم:

$$\Phi_u = \frac{S}{r} \int_0^{a \sec \theta} \frac{e^{-\mu r}}{r} dr \quad (10-21)$$

که  $\left(\frac{1}{\cos \theta} = \sec \theta\right) a \sec \theta$  بزرگترین مقدار  $r$  در شکل است. انتگرال را می‌توان بر حسب تابع  $E_1$  بیان داشت:

$$\Phi_u = \frac{S}{r} [E_1(\mu a) - E_1(\mu a \sec \theta)] \quad (10-22)$$

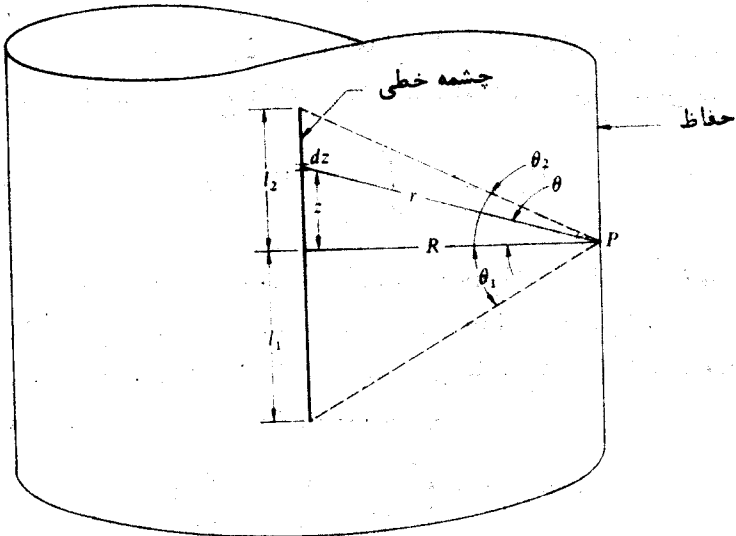
باروش مشابهی می‌توان فلوی افزایشی را به آسانی به دست آورد.

$$\Phi_u = \frac{S}{r} \sum A_n \{ E_1[(1 + \alpha_n) \mu a] - E_1[(1 + \alpha_n) \mu a \sec \theta] \} \quad (10-23)$$

مطابق حالت چشمه بینهایت روابط  $\Phi_u$  و  $\Phi_b$  نیز برای وقتی که چشمه دارای حفاظ و نقطه مورد نظر از هم جدا و بین آنها هوا باشد به کار می رود.

۳-۱۰ چشمه خطی

شکل (۱۱-۱۰) یک چشمه خطی به طول ۱ که اطراف آن را یک حفاظ استوانه‌ای به شعاع R نشان می دهد.



شکل ۱۱-۱۰ چشمه خطی یکنواخت داخل حفاظ استوانه‌ای

اگر از هرسانتیمتر طول آن  $S \gamma / \text{sec}$  به طور یکنواخت تابش کند، فلوی بدون برخورد در نقطه P حاصل از چشمه های dz برابر است با

$$d\Phi_u = \frac{S e^{-\mu r} dz}{4 \pi r^2}$$

و  $\Phi_u$  از رابطه زیر به دست می آید.

$$\Phi_u = \frac{S}{4 \pi} \int_{-l_1}^{l_2} \frac{e^{-\mu r}}{r^2} dz \quad (34-10)$$

که  $l_1$  و  $l_2$  قسمتهایی از پائین و بالای ۱ است.

بهتر است متغیر معادله (۳۴-۱۰) را از z به زاویه  $\theta$  تغییر دهیم. از آنجا که

$$r = R \sec \theta$$

$$z = R \tan \theta$$

$$dz = R \sec^2 \theta d\theta$$

در این صورت فلوی بدون برخورد به صورت زیر در می آید.

$$\Phi_u = \frac{S}{4\pi R} \int_{-\theta_1}^{\theta_2} e^{-\mu R \sec \theta} d\theta \quad (25-10)$$

انتگرال معادله (۳۵-۱۰) را نمی توان به طریق تحلیلی ارزیابی کرد؛ لکن آن را می توان بر حسب تابع انتگرال سیور<sup>۱</sup> نوشت. این تابع دارای دو متغیر است که به صورت زیر بیان می شود.

$$F(\theta, x) = \int_0^{\theta} e^{-x \sec \theta} d\theta \quad (26-10)$$

که  $\theta$  محدود به مقادیر کمتر از  $\pi/2$  است. شکل (۱۲-۱۰) تابع  $F(\theta, x)$  را بر حسب  $x$  برای چند مقدار  $\theta^*$  نشان می دهد. دیده خواهد شد که تابع  $F(\theta, x)$  کم و بیش نسبت به  $x$  به طور اکسپانسیلی کاهش و نسبت به  $\theta$  افزایش می یابد. برای مقادیر بیشتر  $\theta$  (نزدیک  $\pi/2$ ) و  $x$  تابع  $F(\theta, x)$  را می توان به کمک رابطه زیر حساب کرد.

$$F(\theta, x) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2x}} e^{-x} \left(1 - \frac{2}{\lambda x}\right) \quad (27-10)$$

بالاخره، باید یادآور شد که چون  $\sec \theta = -\sec \theta$  است، عبارت معادله (۳۶-۱۰) تابع زوجی از  $\theta$  می باشد و از آنجا که انتگرال یک تابع زوج همیشه یک تابع فرد است نتیجه می شود

$$F(-\theta, x) = -F(\theta, x) \quad (28-10)$$

باتوجه به این خواص تابع  $F(\theta, x)$ ، معادله (۳۵-۱۰) برای فلوی بدون برخورد در نقطه  $P$  را می توان به صورت زیر نوشت.

$$\Phi_u = \frac{S}{4\pi R} [F(\theta_1, \mu R) + F(\theta_2, \mu R)] \quad (29-10)$$

محاسبه فلوی افزایشی اساساً همان روشی است که در مسائل تیغه و دایره ای که قبلاً بحث شد، می باشد. لذا  $\Phi_b$  به وسیله رابطه زیر به دست می آید.

$$\Phi_b = \frac{S}{\epsilon \pi R} \sum A_n \int_{-\theta_1}^{\theta_2} e^{-(1+\alpha_n)\mu R \sec \theta} d\theta$$

$$= \frac{S}{\epsilon \pi R} \sum A_n \{ F(\theta_1, (1+\alpha_n)\mu R) + F(\theta_2, (1+\alpha_n)\mu R) \} \quad (40-10)$$

محاسبات عددی با استفاده از معادله (۴۰-۱۰) را می توان به نحوی که در مثال (۳-۱۰) تشریح شد برای حفاظ تیغه ای انجام داد. به ویژه، اگر منظور تعیین ضخامت حفاظ باشد. رسم سمت راست معادله (۴۰-۱۰) روی یک کاغذ نیمه لگاریتمی عملاً یک خط مستقیم است. اگر نقطه مورد نظر P در طرف مقابل سطح حفاظ در یک فاصله R قرار گیرد، و حفاظ به ضخامت a باشد  $a < R$ ، در این صورت بدون اشکال زیاد می توان نشان داد که

$$\Phi_u = \frac{S}{\epsilon \pi R} [F(\theta_1, \mu a) + F(\theta_2, \mu a)] \quad (41-10)$$

فلوی افزایشی از رابطه زیر به دست می آید

$$\Phi_b = \frac{S}{\epsilon \pi R} \sum A_n \{ F(\theta_1, (1+\alpha_n)\mu a) + F(\theta_2, (1+\alpha_n)\mu a) \} \quad (42-10)$$

قدم بعد، فرض می کنیم که حفاظ در ته چشمه خطی مطابق شکل (۱۳-۱۰) قرار گرفته است در این صورت فلوی بدون برخورد در P برابر است با

$$\Phi_u = \frac{S}{\epsilon \pi} \int_a^{1+a} \frac{e^{-\mu r_s}}{r^2} dz \quad (43-10)$$

با تغییر دادن متغیر انتگرال از z به  $\theta$  می توان دید که

$$r = R \csc \theta$$

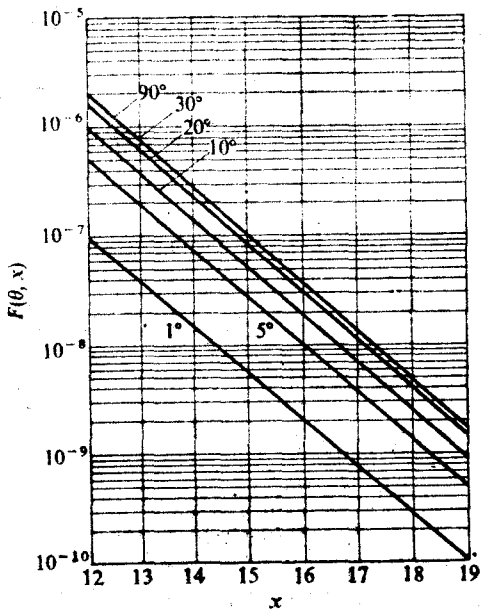
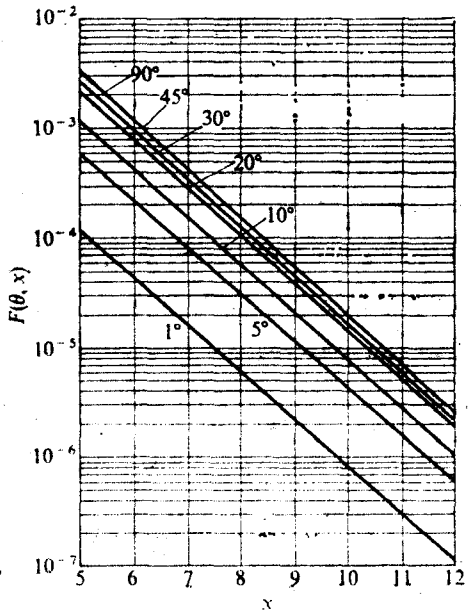
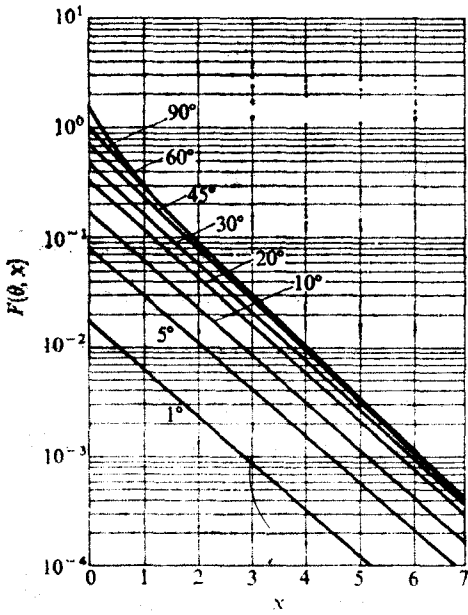
$$r_s = a \sec \theta$$

$$z = R \cot \theta$$

$$dz = -R \csc^2 \theta d\theta$$

با قرار دادن این مقادیر در معادله (۴۳-۱۰) رابطه زیر به دست می آید

$$\Phi_u = \frac{S}{\epsilon \pi R} \int_{\theta_1}^{\theta_2} e^{-\mu a \sec \theta} d\theta$$



شکل ۱-۲۰ تابع  $F(\theta, x)$





$$\frac{R}{a} = \tan \theta_r \approx \theta_r$$

و

$$\frac{R}{l+a} = \tan \theta_l \approx \theta_l$$

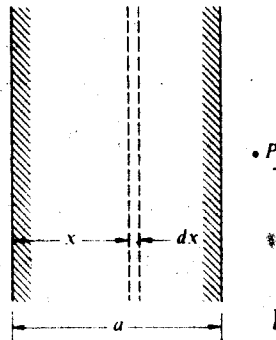
و نتیجه می شود که :

$$\Phi_u \xrightarrow{R \rightarrow 0} \frac{S l e^{-\mu a}}{4 \pi a (l+a)} \quad (10-46)$$

که  $B_p(\mu a)$  ضریب افزایش نقطه ای است. روابط مختلفی که در این قسمت به دست آمده اند می توانند برای طرح محفظه میله های سوخت یا گاهی که تابوت سوخت نامیده می شود بکار رود. این محفظه ها که دارای حفاظ قوی می باشند برای حمل یا ارسال میله های رادیو اکتیو به کار می روند. معادله (10-46) ضخامت دیواره های استوانه ای را به دست می دهد. ضخامت دو انتهای محفظه ها را می توان به کمک معادله (10-47) به دست آورد، زیرا این معادله بزرگترین  $\Phi_0$  را در دو انتهای محفظه به دست می دهد.

### ۱-۴ چشمه های داخلی

اغلب شرایطی به وجود می آید که در آنها چشمه های اشعه گاما در داخل محیط های تضعیف کننده توزیع شده اند. به عنوان مثال می توان از حفاظ های راکتورها نام برد. نوترون های پراثری در اثر برخورد های غیرالاستیک در داخل حفاظ اشعه گاما به وجود می آورند و نوترون ها در ضمن کند شدن جذب تابش را انجام داده اشعه گامای آبی تولید می نمایند. در حفاظ سازی راکتورها بایستی این اشعه گامای ثانوی را نیز در نظر گرفت. یک تیغه به ضخامت  $a$  حاوی چشمه های اشعه گاما با قدرت  $S \gamma/cm^2 - sec$  در فاصله  $x$ ، مطابق شکل (10-48)، در نظر می گیریم. مساله پیدا کردن شدت پرتو تابشی در نقطه  $P$  است.



شکل 10-48 تیغه حاوی چشمه های گاما

مقدار فلوی بدون برخورد در P حاصل از چشمه صفحه‌ای به ضخامت dx واقع در x از رابطه (۲۳-۱۰) به دست می‌آید یعنی،

$$d\Phi_u = \frac{S(x)}{r} E_1[\mu(a-x)] dx$$

کل فلوی بدون برخورد برابر است با

$$\Phi_u = \frac{1}{r} \int_0^a S(x) E_1[\mu(a-x)] dx \quad (۴۸-۱۰)$$

به عنوان یک مثال ویژه فرض می‌کنیم که  $S(x) = S$  مقدار ثابتی است. در این صورت معادله (۴۸-۱۰) به صورت زیر درمی‌آید

$$\Phi_u = \frac{S}{r} \int_0^a E_1[\mu(a-x)] dx \quad (۴۹-۱۰)$$

برای ارزیابی این انتگرال  $t = \mu(a-x)$  قرار می‌دهیم، بنابراین  $dx = -\frac{dt}{\mu}$  است در این صورت معادله (۴۹-۱۰) به شکل زیر درمی‌آید.

$$\Phi_u = \frac{S}{r\mu} \int_0^{\mu a} E_1(t) dt \quad (۵۰-۱۰)$$

باتوجه به رابطه زیر

$$\int_0^x E_1(t) dt = 1 - E_r(x)$$

معادله (۵۰-۱۰) تبدیل بمعادله زیر می‌شود\*

$$\Phi_u = \frac{S}{r\mu} [1 - E_r(\mu a)] \quad (۵۱-۱۰)$$

\* این معادله از رابطه زیر به دست می‌آید

$$\frac{dE_n}{dx} = -E_{n-1}$$

این رابطه از معادله (۲۲-۱۰) ابتدا با دیفرانسیل‌گیری و سپس با انتگرال‌گیری جزء به جزء به دست می‌آید.

فلوی افزایشی برطبق محاسبه انجام شده برابر است با

$$\Phi_b = \frac{S}{r\mu} \sum A_n \{ 1 - E_r[(1 + \alpha_n)\mu a] \} \quad (52-10)$$

یک چشمه‌ی نوترون توزیع شده به‌طور واقعی چشمه‌های گاما درحفاظ تولید می‌کند و فلوی نوترون آن درحفاظ تقریباً به‌صورت اکسپانسیونی کاهش می‌یابد. تابع این چشمه‌ها به‌صورت زیر است.

$$S(x) = Se^{-kx} \quad (53-10)$$

که  $k$  مقدار ثابتی است. ارزیابی معادله  $(53-10)$  با این توزیع چشمه نسبتاً پیچیده و در اینجا بحث نخواهد شد. رابطه حاصل برای  $\Phi_u$  به‌صورت زیر است :

$$\Phi_u = \frac{Se^{-ka}}{rk} \left\{ e^{ka} E_1(\mu a) - E_1[(\mu - k)a] + \ln\left(\frac{\mu}{\mu - k}\right) \right\} \quad (54-10)$$

به‌شرط این که  $\mu > k$  باشد، اگر  $\mu < k$  باشد  $\Phi_u$  از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\Phi_u = \frac{Se^{-ka}}{rk} \left\{ e^{ka} E_1(\mu a) + E_1[(k - \mu)a] + \ln\left(\frac{\mu}{k - \mu}\right) \right\} \quad (55-10)$$

که  $E_i(x)$  تابع اکسپانسیونی انتگرال (به‌منابع مراجعه شود) است.

$$E_i(x) = - \int_{-x}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt \quad (56-10)$$

فلوی افزایشی خارج تیغه را می‌توان به‌طریق معمولی با جایگزین کردن  $\mu$  به‌جای  $(1 + \alpha_n)\mu$  و جمع روی  $n$  به‌دست آورد.

برای یک توزیع چشمه دلخواه  $S(r')$  در حجمی به‌شکل دلخواه، فلوی گاما در نقطه  $r$  در سطح حجم را می‌توان با ارزیابی انتگرال درحجم چشمه به‌دست آورد.

$$\Phi_u(r) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{S(r') e^{-\mu|r-r'|}}{|r-r'|^2} dV' \quad (57-10)$$

این محاسبه به کمک کامپیوتر یا با یک حسابگر دستی به‌روش مستقیم زیر انجام می‌گیرد. ابتدا حجم چشمه را به‌حجم‌های کوچک  $V_i$  تقسیم می‌کنند که احتیاجی نیست هم اندازه باشند. تعداد اشعه گاما  $S_i$  تابش شده از حجم  $V_i$  به کمک تابع چشمه محاسبه می‌شود. سهم هر حجم کوچک به‌فلو را به‌دست آورده با هم جمع می‌کنیم، به‌فرض این که  $S_i$  را یک چشمه نقطه‌ای باشد. نتیجه فلوی افزایشی برابر است با

$$\Phi_b = \frac{1}{4\pi} \sum \frac{S_i B_p(\mu r_i) e^{-\mu r_i}}{r_i^2} \quad (۱۰-۵۸)$$

که  $r_i$  فاصله یک نقطه از  $V_i$  تا نقطه مورد محاسبه می باشد.

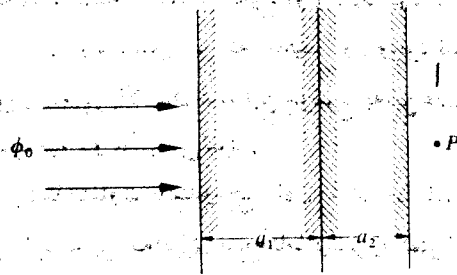
### ۱-۵ حفاظ چند لایه ای

حفاظ های اشعه گاما که تا به حال بحث شده، حاوی ناحیه تک ماده ای است. حال حفاظ هایی را در نظر می گیریم که بیش از یک لایه ماده باشد به عنوان مثال، یک باریکه تک راستای اشعه گاما با انرژی  $E_0$  به حفاظی دارای دو لایه از مواد مختلف، به طوری که در شکل (۱۰-۵۱) نشان داده شده، وارد می شود. بدون اشکالی می توان دید که فلوی بدون برخورد در نقطه P از رابطه زیر به دست می آید.

$$\Phi_u = \Phi_0 e^{-(\mu_1 a_1 + \mu_2 a_2)} \quad (۱۰-۵۹)$$

که  $\mu_1$  و  $\mu_2$  ضرایب تضعیف کل لایه های اول و دوم و  $a_1$  و  $a_2$  به ترتیب ضخامت لایه ها می باشد.

محاسبه فلوی افزایشی در P مساله مشکل تری را به وجود می آورد. این موضوع ناشی از این حقیقت است که ضرایب افزایشی فقط برای اشعه گامای تک انرژی در برخورد با مواد مختلف حساب شده است و بنابراین در جالی که این ضرایب افزایشی را می توان برای تشریح اشعه ای که از لایه اول خارج می شود، شکل (۱۰-۵۱) به کار برد ولی برای اشعه ای که از لایه دوم خارج می شوند مناسب نیست، زیرا اشعه تابشی ورودی به این لایه (دوم) در نتیجه برخورد به مواد لایه اول دارای طیف پیوسته است.



شکل ۱۰-۵۱ اشعه گاما ورودی به حفاظ چند لایه ای

به علاوه، فلوی افزایشی در P به طور واضح بستگی به این دارد که کدام یک از دو لایه اول قرار گیرد. لذا فلوی تک انرژی ورودی به ناحیه اول و تولید یک طیف پیوسته ای که به ناحیه دوم وارد می شود، مقدار فلوی را در P برابر  $\Phi_0$  بدست ندهد و دلیلی وجود ندارد که باور کنیم اگر جای دو محیط را عوض نماییم  $\Phi_0$  همان خواهد بود که فلوی تک انرژی ابتدا به ماده دوم وارد شود و طیف پیوسته دیگری به ماده اول وارد گردد. و در حقیقت، دو مقدار  $\Phi_0$ ، به طور کلی متفاوت هستند.

به عنوان مثال، اشعه گاما  $MeV$  ۰.۰۰ به لایه هائی متشکل از سرب و آب وارد می شود. از جدول (۱-۱) دیده می شود که ضریب افزایش آب خیلی بیش از ضریب افزایش سرب با یک ضخامت است. نتیجه می شود که افزایش اشعه کم انرژی در آب بیش از سرب است. این موضوع به این علت است که انتشار اشعه گامای کم انرژی در آب کمتر در نتیجه پدیده فتوالکتریک جذب می شود. برعکس آب، در سرب به علت مقدار زیاد  $Z$  جذب پدیده فتوالکتریک در انرژی های کم خیلی مهم است و لذا افزایش تابش اشعه کم انرژی غیر ممکن می باشد. بنابراین، اگر لایه آب را جلوی لایه سرب قرار دهیم تابش افزایش یافته در آب ضمن عبور از سرب جذب می شود، و افزایش کلی از داخل حفاظ خیلی کوچک می باشد. از طرف دیگر، اگر لایه سرب را اول قرار دهیم، افزایش تابش در آب سوزش رسیدن به ناظر زیادتر می باشد و افزایش کلی تابش بیشتر است.

متأسفانه راه ساده ای برای به دست آوردن مقدار دقیق ضریب افزایش برای حفاظ لایه ای برحسب ضرائب افزایش هر لایه وجود ندارد. مقادیر تقریبی را می توان با استفاده از دستور ویژه زیر که بر اساس بحث های کیفی است به دست آورد. با استفاده از این روش می توان انتظار داشت که در هر حالت جوابهای منطقی به دست آید.

(الف) اگر محیطها مشابه یکدیگر باشند، یعنی اختلاف در  $Z$  آنها بیش از ۰ تا ۱ نباشد، در این صورت ضریب افزایش محیط ضریب بزرگتری می باشد، و ضریب افزایش کلی برابر است با  $B[\mu(a_1 + a_2)]$ . این قاعده بر اساس اندازه گیری هائی است که بجز در انرژی های کم ضرائب افزایش نسبت به  $Z$  محیط به سرعت تغییر نمی کند.

(ب) اگر محیطها متفاوت باشند، محیط اول با  $Z$  کم، در این صورت از ضریب افزایش محیط دوم استفاده کنید. درست مثل این که محیط اول وجود ندارد، یعنی از  $B_{z_1}(\mu_2 a_2)$  استفاده کنید. به طوری که در بالا بیان شد، این موضوع به این علت است که افزایش تابش کم انرژی ناحیه یک در ناحیه دو جذب می شود.

(ج) اگر محیطها متفاوت باشند و محیط اول با  $Z$  بالا باشد، روشی که باید در این حالت اتخاذ گردد بستگی دارد به این که انرژی اشعه گاما بیشتر یا کمتر از انرژی حداقل منحنی  $\mu$  است که برای عناصر سنگین در  $2 MeV$  رخ می دهد. اگر  $E < 2 MeV$  باشد در این صورت

$$B = B_{z_1}(\mu_1 a_1) \times B_{z_2}(\mu_2 a_2) \quad (10-6)$$

این نتیجه از این حقیقت ناشی می شود که فتون هایی که از حفاظ با  $Z$  زیاد خارج می شوند دارای انرژی کمی متفاوت از انرژی چشمه اند، و نفوذ آنها از داخل محیط دوم مثل این است که اشعه گامای چشمه است. به عبارت دیگر اگر  $E > 2 MeV$  باشد.

$$B = B_{z_1}(\mu_1 a_1) \times B_{z_2}(\mu_2 a_2) \min \quad (10-7)$$

که  $B_{z_p}(\mu_{z_p})$  مقدار  $E_{z_p}$  در انرژی  $2\text{MeV}$  است. معادله (۱۰-۶) براساس این واقعیت است که اشعه گامائی که از لایه اول نفوذ می کند دارای انرژی حدود حداقل متعنی  $\mu$  است به طوری که نفوذ آنها از لایه دوم بستگی به این انرژی دارد تا به انرژی واقعی چشمه. باید تأیید کرد که دستورالعمل بالا فقط نتایج تقریبی برای تضعیف اشعه گاما در حفاظ های لایه ای به دست می دهد. این دستورالعمل ها در مواردی که روش محاسباتی دقیق وجود ندارد به کار می رود.

مثال ۱۰-۴ یک باریکه اشعه گاما  $6\text{MeV}$  تک راستا با شدت  $1.07/\text{cm}^2 - \text{sec}$  باید به وسیله حفاظی به ضخامت  $10.0\text{cm}$  آب و  $8\text{cm}$  سرب مهار شود. مطلوب است محاسبه شدت پرتوتابی اگر (۱) لایه آب جلو لایه سرب قرار داده شود (۲) لایه آب بعد از لایه سرب باشد. حل: در هر دو حالت فلوی افزایش یافته از رابطه زیر به دست می آید.

$$\Phi_0 = 1.07 B_m e^{-(\mu_w x_w + \mu_{pb} x_{pb})}$$

که  $B_m$  ضریب افزایش تک راستای مناسب می باشد،  $x_w = 10.0\text{cm}$  و  $x_{pb} = 8\text{cm}$  است. از جدول ۷-۳ داریم  $\mu_w = 0.0275$  و  $\mu_{pb} = 0.4944$  بنابراین  $\mu_w x_w = 277$  و  $\mu_{pb} x_{pb} = 396$  می باشند. برای حالت (۱) مقدار  $B_m$  فقط مربوط به سرب است یعنی:

$$B_m = B_{pb}(396) = 1786$$

که با استفاده از جدول (۱۰-۴) بدست می آید. در این صورت  $\Phi_0$  عبارت است از

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= 1.07 \times 1786 e^{-(277 + 396)} \\ &= 2227 \times 1.07/\text{cm}^2 - \text{sec} \end{aligned}$$

برطبق شکل (۹-۴) فلوی  $10.7/\text{cm}^2 - \text{sec}$  با انرژی  $6\text{MeV}$  شدت پرتوتابی برابر  $1\text{mR/hr}$  به وجود می آورد. لذا در حالت (۱)

$$\dot{X} = \frac{2227 \times 1.07}{100} \times 1 = 10.71\text{mR/hr}$$

در حالت (۲)  $B_m$  از رابطه (۱۰-۶) به دست می آید.

$$B_m = B_{pb}(396) \times B_w(277)$$

که  $B_w(277)$  در انرژی  $2.2\text{MeV}$ ، حداقل متعنی  $\mu_{pb}$ ، محاسبه شده است. از جدول (۱۰-۴) داریم:

$$B_w(277) = 272$$

و  $B_{pb}$  برابر است با

$$B_{Pb}(۳۹۹) = ۱۸۸۶$$

$$B_m = ۱۸۸۶ \times ۲۷۷۲ = ۵۲۰۶$$

$$\Phi_E = ۱۰.۶ \times ۲۵.۶۵ - (۲۷۷۰ + ۳۹۹)$$

$$= ۶۱۷ \times ۱۰.۶ \text{ /cm}^2 \text{ -sec}$$

شدت پرتوتابی در این حالت برابر است با

$$\dot{X} = \frac{۶۱۷ \times ۱۰.۶}{۱۰۰} \times ۱ = ۶۴.۱۱ \text{ mR/hr}$$

لذا شدت پرتوتابی در حالتی که اشعه گاما ابتدا از آب عبور کند سپس از سرب، کمتر از حالت دوم است.

## بخش دوم - حفاظ سازی راکتور هسته‌ای

### ۱-۱ اصول حفاظ سازی راکتور

این قسمت این فصل مربوط به طرح حفاظ‌های بیولوژیکی می‌شود، که بایستی در اطراف یک راکتور هسته‌ای و در نقاط مختلف یک نیروگاه هسته‌ای قدرت قرار داده شود تا اینکه کارکنان و به‌طور کلی عموم را از تابش‌هایی که از تاسیسات منتشر می‌شود، مصون دارد. منابع تابش چندی وجود دارد که باید در نظر گرفته شوند. این منابع به شرح زیر می‌باشند:

نوترون‌های آنی شکافت‌های هسته‌ای. این تابش قلب‌مهمترین قسمت را تا آنجا که در طرح حفاظ بیولوژیکی مربوط می‌شود تشکیل می‌دهد.

نوترون‌های تاخیری شکافت‌های هسته‌ای. معمولاً این نوترون‌ها خیلی مهم نیستند زیرا، از یک طرفی تعداد آنها خیلی کم است و از طرف دیگر انرژی آنها کم می‌باشد (حدود ۰.۰۱ keV). نوترون‌های تاخیری در راکتورهائی که سوخت جریان داشته باشد نظیر سوخت مذاب راکتور زاینده (قسمت ۴-۶) مسایل ویژه‌ای را به وجود می‌آورند. در این دستگاه مولدهای نوترون‌های تاخیری همراه سوخت به‌خاطر از قلب مستقل می‌شوند و بعضی از نوترون‌های تاخیری در خارج از قلب راکتور منتشر می‌گردند.

اشعه گامای آنی شکافت هسته‌ای. اشعه گامای آنی تابش شده در قلب بیشتر در مواد داخل قلب تضعیف می‌شوند. اشعه گامای حاصل از تجزیه پاره‌های شکافت از سوخت تابش می‌شود. این اشعه گامای چشمه دائمی اشعه است که پس از خاموشی راکتور وجود دارد.



اشعه گامای غیرالاستیک. این اشعه از هسته های تحریکی که در نتیجه برخورد غیرالاستیک با نوترون به حالت تحریک در آمده است تابش می شود. از آنجا که برخورد غیرالاستیک فقط با نوترون های پرنرژی رخ می دهد، اشعه گامای غیرالاستیک از قلب راکتور و قسمت های داخلی حفاظ در جایی که نوترون های پرنرژی هستند تابش می شود.

اشعه گامای جذبی. این اشعه هر بار که یک نوترون در نتیجه واکنش جذب تابش را جذب هسته ای می شود تابش می گردد. این واکنش در رزنانس ها و انرژی حرارتی بسیار محتمل است. از آنجا که نوترون های حرارتی معمولاً در حفاظ راکتور وجود دارند خود حفاظ چشمه اشعه گاما جذب می باشد.

اشعه گامای اکتیواسیون - این اشعه از هسته های رادیو اکتیوی که در نتیجه جذب نوترون به وجود می آیند تابش می شود. بیشتر مواد داخلی راکتورها به این طریق رادیو اکتیو می شوند و همچنین خنک کننده واتم های اضافی داخل خنک کننده اکتیو می گردند. چنین هسته های رادیو اکتیوی در داخل خنک کننده ویا همراه جریان خنک کننده در مسیر لوله برده می شوند ویا وسائلی که در مدار اولیه قرار دارند نشت می کنند، بنابراین این قسمتها چشمه های تابنده اشعه گامای اکتیواسیون می شوند که نیاز به حفاظ سازی دارند.

در عمل در بین تمام این منابع تابش، حفاظ سازی در مقابل نوترون های آبی شکافت از همه مشکلتر است. متأسفانه، جذب نوترون های سریع غیر ممکن است. سطح مقطع های جذب در انرژی های بالا بسیار کوچک است. بنابراین، ابتدا بایستی نوترون های سریع را کند کرده به حرارتی رساند سپس نوترون های حرارتی را جذب کرد. در ارتباط با این موضوع، از قسمت (۳-۵) به خاطر می آوریم که نوترون ها در هر برخورد الاستیک با هیدروژن ۰.۵ درصد انرژی خود را از دست می دهند، بیش از برخورد با هر هسته دیگر. به همین دلیل هیدروژن یکی از عناصر اصلی حفاظ سازی در هر راکتور است. لذا، آب که حاوی هیدروژن زیاد می باشد مواد دیگر حاوی آب اغلب به معنای حفاظ راکتور به کار می روند. بیشتر حفاظ نیروگاه های هسته ای قدرت ساکنی بتون معمولی است که حاوی ۱۰ درصد وزنی آب است و چکالی اتمی هیدروژن در آن حدود یک چهارم چکالی اتمی خود آب است. بتون ارزان، از نظر ساختمانی سالم است، و می توان آن را به آسانی به هر شکلی درآورد.

حفاظ هائی که برای کند کردن نوترون های خیلی سریع، نظیر نوترون هائی که از چشمه های شتاب دهنده یا واکنش های فوژیون تابش می شود (مثال ۲-۸ و قسمت ۲-۱۱) اغلب حاوی عناصر نسبتاً سنگین و خیلی سنگین می باشند تا در نتیجه برخورد غیرالاستیک کند شوند. این عمل به طور عجیبی در کند شدن نوترون موثر است. لذا می توان نشان داد که انرژی

متوسط  $E'$  نوترون پس از برخورد غیرالاستیک با یک هسته با عدد جرمی  $A$  به طور تقریب از رابطه زیر به دست می آید.

$$\bar{E}' = 1.4 \sqrt{\frac{E}{A}} \quad (10-62)$$

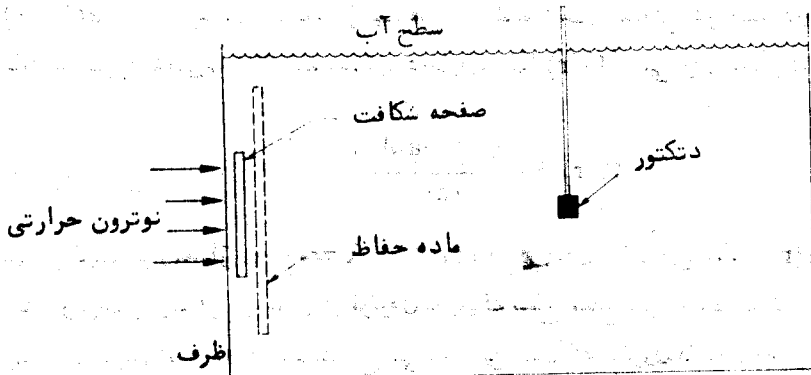
$E$  انرژی نوترون ورودی است و  $E'$  و  $E$  هر دو بر حسب MeV می باشند. به عنوان مثال، فرض کنید یک نوترون  $1 \text{ MeV}$  با آهن ( $A = 56$ ) برخورد غیرالاستیک انجام دهد. از معادله (۱۰-۶۲) پیداست که  $\bar{E}' = 2 \text{ MeV}$  به دست می آید. این نشان می دهد که کاهش متوسط انرژی حدود  $11 \text{ MeV}$  می باشد که خیلی بیش از مقداری است که نوترون در برخورد الاستیک حتی با هیدروژن از دست می دهد.

آهن و مواد سنگین دیگر به طور گسترده در حفاظ های راکتور، به صورت ورقه های جامد یا ذرات با توزیع یکنواخت در بتون، به کار رفته است. اما استفاده از این عناصر بیشتر به منظور تضعیف اشعه گاما است تا کند کردن نوترون ها. انرژی متوسط نوترون های شکافت هسته ای باندازه ای کم است که نمی تواند برخورد غیرالاستیک داشته و نقش مهمی در کند شدن نوترون ها در حفاظ راکتور داشته باشد و می توان نشان داد که وقتی حفاظ به طور مناسبی متنوآباً تقسیم به نواحی مثلاً از آهن و بتون شود به نحوی که تضعیف اشعه گاما و نوترون ها کم و بیش بایک شدت در داخل لایه های متوالی حفاظ پیش رود، در این صورت اندازه و وزن کلی حفاظ در مقایسه با بتون تنها کمتر است. این موضوع در مورد دستگاه های متحرک قدرت که حجم و یا وزن عامل مهمی است باید در نظر گرفته شود. در مورد نیروگاه های هسته ای ساکن حجم مساله تعیین کننده ای نیست و حفاظ سازی با بتون ارزان تر تمام می شود.

به محض حرارتی شدن نوترون های سریع در حفاظ باید جذب شوند. در نتیجه ی جذب تابش زای نوترون های حرارتی در آب اشعه گاما  $2.2 \text{ MeV}$  تابش می شود که در طی واکنش  $H(n, \gamma)H$  انجام می گیرد. از طرف دیگر، اگر نوترون ها در آهن جذب شوند یک شعاع گاما  $7.6 \text{ MeV}$  و یک شعاع گاما  $9.3 \text{ MeV}$  تابش می شود. شدت پرتو تابشی از این اشعه در خارج از حفاظ می تواند کاملاً قابل اهمیت باشد، به ویژه اگر حفاظ ضخیم نباشد. برای کاهش دادن شدت اشعه گاما، بوره صورت ترکیبی به حفاظ های راکتور افزوده می شود. بوردارای سطح مقطع جذب حرارتی زیاد ( $7.6 \text{ بارن}$ ) می باشد که بیشتر مربوط به  $^{10}B$  در واکنش  $Li(n, \alpha)^{10}B$  است، در حالی که اشعه گامای همراه این واکنش دارای انرژی نسبتاً کم می باشد یعنی حدود  $0.4 \text{ MeV}$ .

۱۰-۷. سطح مقطع های حذفی

آزمایش های مهمی در مورد کندشدن نوترون های شکافت در آب چند سال قبل در آزمایشگاه ملی اوک ریج<sup>۲</sup> و آزمایشگاه های کشورهای دیگر انجام شد. نمودار دستگاه آزمایش در شکل (۱۰-۱) نشان داده شده است. نوترون های حرارتی یکه را کتور بر روی صفحه‌ی



شکل ۱۰-۱. نمودار دستگاه آزمایش برای اندازه گیری کند شدن نوترون های

شکافت در آب و اندازه گیری سطح مقطع های حذفی

مدوری از اورانیوم غنی شده وارد می شود. قطر صفحه مدور ۲۸ اینچ است و در انتهای یک بشکه بزرگ آب قرار دارد نوترون های حرارتی در اورانیوم ایجاد شکافت می کند و بدین ترتیب صفحه مدور به صورت چشمه نوترون شکافت در آب در می آید. ورقه ها یا صفحات اورانیومی که بدین نحو مورد استفاده قرار می گیرند صفحه های شکافت<sup>۳</sup> نامیده می شوند، فلوی نوترون های سریع، یعنی، نوترون های با انرژی بیش از ۱ MeV را بر حسب فاصله از چشمه اندازه گیری می کنند. به کمک این اندازه گیری ها می توان فلوی نوترون های سریع ناشی از یک چشمه نقطه ای شکافت همسان را در آب اندازه گرفت. لذا  $G(r)$  فلوی نوترون در فاصله  $r$  از یک چشمه نقطه ای شکافت است که به طور همسان یک نوترون شکافت در ثانیه تابش می کند. این تابع معروف به کرنل نقطه ای آب می باشد. با استفاده از روش هایی که قبلا در این فصل دیده شد (قسمت ۱-۲) به آسانی دیده می شود که فلو در فاصله  $x$  از مرکز صفحه شکافت به شعاع  $R$  و با قدرت  $S^{nf/cm^2 - sec}$  از رابطه زیر به دست می آید.

$$\Phi(x) = 2\pi S \int_0^R G(r)zdz \quad (10-12)$$

۱ - Removal

۲ - Oak Ridge National Laboratory

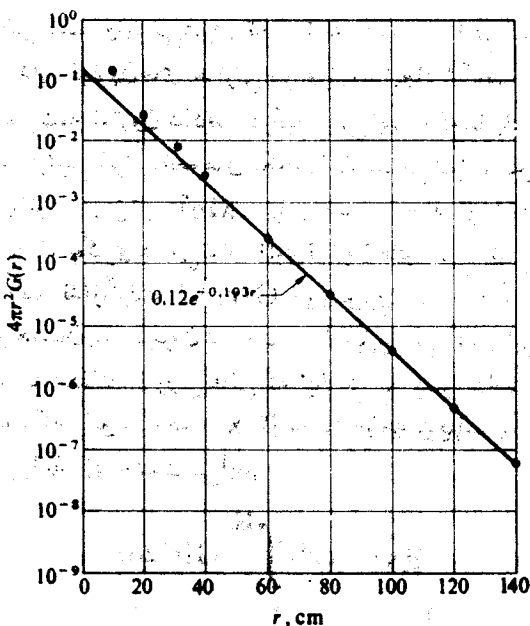
۳ - Fission Plates

که  $z$  فاصله حلقه‌ای به ضخامت  $dz$  از مرکز صفحه دور است که در ثانیه  $2\pi Sz dz$  نوترون تابش می‌کند. با معکوس کردن این انتگرال  $\Phi(r)$  را می‌توان از روی مقدار اندازه‌گیری شده  $\Phi(r)$  تعیین کرد.

نتایج این اندازه‌گیری‌ها و محاسبات در شکل (۱۰-۱۷) نشان داده شده است، که  $\epsilon \pi r^2 G(r)$  که بر حسب فاصله از چشمه داده شده است. منحنی در فاصله دورتر از  $\epsilon$  سانتیمتر تقریباً به صورت یک خط مستقیم درمی‌آید، لذا  $G(r)$  را می‌توان به صورت زیر نوشت

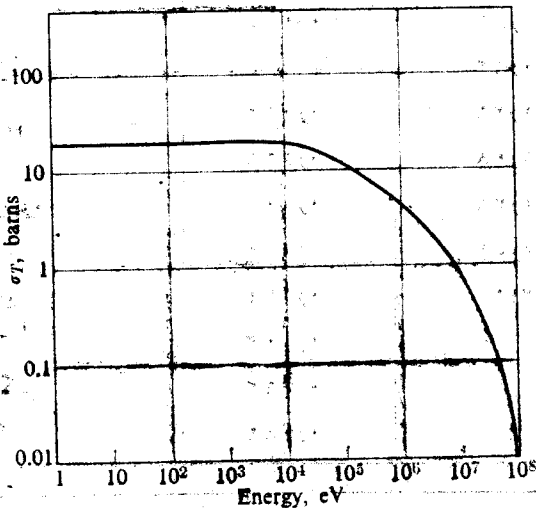
$$G(r) = \frac{Ae^{-\Sigma_{Rw}r}}{\epsilon \pi r^2} \quad (10-14)$$

مقادیر ثابت عبارتند از  $A = 0.12$ ،  $\Sigma_{Rw} = 0.103 \text{ cm}^{-1}$ . این شکل  $G(r)$  می‌گوید که در فواصل بیش از  $\epsilon$  سانتیمتر نوترون‌ها بایک سطح مقطع موثر جذب ماکروسکوپی  $\Sigma_{Rw}$  جذب می‌شوند. آنچه که در حقیقت رخ می‌دهد این است که نوترون‌ها در نتیجه پراکندگی در آب، با انرژی بیش از  $1 \text{ MeV}$ ، جذب می‌شوند و  $\Sigma_{Rw}$  را منطبق مقطع حذف ماکروسکوپی می‌نامند.



شکل ۱۰-۱۷. مقادیر اندازه‌گیری شده  $\epsilon \pi r^2 G(r)$  برای چشمه نقطه‌ای با قدرت یک نوترون شکافت در ثانیه و تابع  $(-0.103r) \exp(0.12)$

شهرای دوله نقابچ اونظر فیزیکی، آن دسته از نوترون های شکالت که از یک چشمه نقطه ای تابش می شوند را در نظر می گیریم که به طرف دکتور حرکت می کنند. اگر یکی از این نوترون ها برخوردی با هیدروژن انجام دهد، انرژی آن به طور متوسط به نصف کاهش می یابد و به علت افزایش سریع سطح مقطع هیدروژن نسبت به کاهش انرژی، در شکل (۱۸-۱) نشان داده شده است. پویش متوسط آزاد برای برخوردهای بعدی به مقدار زیادی کوتاه می شود. در نتیجه برخورد دوم نوترون در نزدیکی برخورد اول انجام می گیرد و با توجه به این موضوع انرژی نوترون و پویش متوسط آزاد آن مجدداً کاهش می یابد و الی آخر. بدین ترتیب، انرژی نوترون سرانجام به زیر  $1 \text{ MeV}$  می آید. به هر حال به علت کاهش مداوم پویش متوسط آزاد که در فاصله ای نه خیلی دور از محل اولین برخورد رخ می دهد. چنین پویی آید که یک برخورد با هیدروژن به طور موثر نوترون را از گروه نوترون های سریعی که وارد دکتور می شود خارج می کند. پراکندگی نوترون به وسیله اکسیژن در آب پیچیده است و این امر مربوط به این واقعیت است که هسته اکسیژن نوترون را بیشتر در زوایای کوچک پراکنده می کند. نوترون هایی که در زوایای کوچک پراکنده می شوند ممکن است به طرف دکتور بروند. نوترون هایی که در برخورد با اکسیژن در زوایای بزرگ پراکنده می شوند ازین رفته محسوب می شوند، زیرا بالاخره برخوردهائی با هیدروژن انجام داده و در نتیجه حذف می گردند. لذا در یک تک برخورد نوترون با هیدروژن ولی برخوردهای بعدی با اکسیژن و حرکت به طرف جلو نوترون های سریع را از محیط آب حذف می کند. همین پدیده در تمام محیط هایی که دارای مقادیر زیادی هیدروژن است رخ



شکل (۱۸-۱) سطح مقطع هیدروژن

می دهد. به ویژه معادله (۱۰-۹۴) در مورد بتون صحیح است، اگرچه مقدار سطح مقطع حذف نسبت به مقدار آب موجود در ماده حساس است.

برگشت به آزمایش های انجام شده در اوک ریج، این آزمایش ها با قراردادن تیغه هائی به ضخامت های مختلف در مقابل صفحه شکافت، مطابق شکل (۱۰-۱۶)، انجام گرفته است. وقتی این نتایج را با آزمایش معادلی که با چشمه نقطه ای شکافت که اطراف آن را ضخامت های مختلفی از مواد پوشانده است می کنیم می توان دریافت که فلوئی نوترون سریع با رابطه زیر نشان داده می شود

$$\Phi(r) = SG(r)e^{-\Sigma_R t} \quad (10-16)$$

در این رابطه S قدرت چشمه،  $G(r)$  کرنل نقطه ای آب،  $\Sigma_R$  سطح مقطع حذف ماکروسکوپی برای مواد مورد نظر و  $t$  ضخامت آن است. مقادیر اندازه گیری شده  $\Sigma_R$  برای چند ماده در جدول (۱۰-۴) آمده است.

جدول ۱۰-۴ سطح مقطع های حذفی

σ <sub>R</sub> , barn	Σ <sub>R</sub> , Cm <sup>-1</sup>	ماده
۰٫۰۰۰		هیدروژن
۰٫۰۹۲		دوتریوم
۱٫۰۱۷	۰٫۱۲۲	برلیوم
۰٫۰۹۷		بور
۰٫۰۸۱	۰٫۰۶۵	کربن
۰٫۰۹۲		اکسیژن
۱٫۲۲۶	۰٫۰۳۲	سدیم
۱٫۹۹۸	۰٫۱۶۸	آهن
۲٫۳۶	۰٫۱۰۱	زیرکونیوم
۳٫۵۳	۰٫۱۱۸	سرب
۳٫۶	۰٫۱۷۴	اورانیوم
	۰٫۱۰۳	آب
	۰٫۰۹۲	آب سنگین
	۰٫۰۸۹	بتون*

\* حاوی ۶ درصد وزنی آب است.

تشریح معادله (۱۰-۶۵) شبیه تفسیر کرنل آب است که قبلا داده شد. لذا فقط آن نوترون‌های شکافت که درجهت دتکتور تابش شده‌اند بهترین فرصت برای رسیدن به دتکتور را دارند. هر نوترونی که با مواد اطراف چشمه واکنشی انجام می‌دهد، بجز آنهایی که درزویای کوچک پراکنده می‌شوند، از راستای به طرف دتکتور حذف می‌شوند. برخورد‌های دوم و بعدی با آب خواهد بود و از زمره نوترون‌های فلوی سریع به طوری که قبلا مکانیزم آن را بحث کردیم خارج می‌شوند. سطح مقطع حذف حداقل تا آنجا که مربوط به نوترون‌های سریع می‌شود معادل سطح مقطع جذب است. در این مورد، سهم است بدانیم که سطح مقطع حذف برای ماده‌ای تعریف می‌شود که فقط بعد از آن محیطی با مقدار کافی هیدروژن وضخامت کافی وجود داشته باشد که مطمئن باشیم برخورد نوترون با آن نوترون را از گروه فلو سریع حذف می‌کند.

اگر چکالی اتمی ماده حفاظ  $N$  باشد، در این صورت می‌توان نوشت

$$\Sigma_R = N\sigma_R \quad (10-66)$$

که  $\sigma_R$  سطح مقطع حذف میکروسکوپی است. مقدار  $\sigma_R$  برای چند هسته در جدول (۱۰-۴) داده شده است. سطح مقطع حذف ماکروسکوپی برای چند مخلوط عنصر از رابطه معمولی زیر به دست می‌آید

$$\Sigma_R = \sum_i N_i \sigma_{Ri} \quad (10-67)$$

که  $N_i$ ،  $\sigma_{Ri}$  چکالی اتمی و سطح مقطع حذف میکروسکوپی  $i$  امین عنصر است.

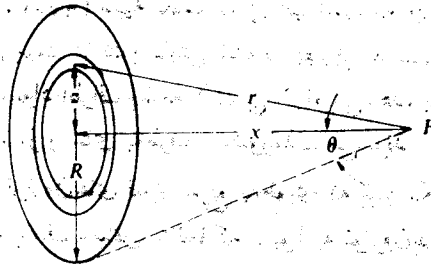
مثال ۱۰-۵. یک صفحه شکافت به قطر ۲۸ اینچ در یک بشکه آب قرار دارد که چکالی شکافت در آن  $10^{24} \text{ f/cm}^2 \text{ - sec}$  است (الف) فلوی نوترون‌های سریع را در نقطه  $P$  سانتیمتر از مرکز صفحه حساب کنید. (ب) محاسبه را وقتی یک تیغه ۳ اینچی از آهن دو جلو صفحه شکافت قرار دارد تکرار کنید.

حل. (الف) ابتدا لازم است رابطه‌ای برای فلوی نوترون سریع بر حسب فاصله از صفحه به دست آوریم. این رابطه به صورت معادله (۱۰-۶۳)

$$\Phi(x) = \tau \pi S \int_0^R G(r) z dz$$

از شکل (۱۰-۱۹) دیده می‌شود که  $x^2 + z^2 = r^2$ ، بنابراین  $z dz = r dr$  و  $\Phi(x)$  به صورت زیر درمی‌آید.

$$\Phi(x) = \tau \pi S \int_x^{x \sec \theta} G(r) r dr$$



شکل ۱-۹. وضع هندسی صفحه شکافت برای انجام محاسبه

سپس مقدار  $G(r)$  را از معادله (۱-۶۴) در رابطه  $\Phi(x)$  قرار می دهیم

$$\Phi(x) = \frac{SA}{r} \int_x^{x \sec \theta} \frac{e^{-\Sigma_{Rw} r}}{r} dr$$

$$= \frac{SA}{r} [E_1(\Sigma_{Rw} x) - E_1(\Sigma_{Rw} x \sec \theta)]$$

برای ارزیابی  $\Phi(x)$  مقدار  $S$ ،  $\sec \theta$  لازم می باشد. از آنجا که در مقابل هر شکافت ۲۴۳ نوترون شکافت تابش می شود، نتیجه می شود که  $S = 243 \times 4 \times 10^7 = 9.72 \times 10^9$  نوترون بر سانتیمتر مربع بر ثانیه. همچنین  $\tan \theta = 1.4 \times 20.4 / 7.5 = 0.444$  لذا  $\theta = 0.444$  رادیان می باشد و  $\sec \theta = 1.07$  است. در این صورت  $\Sigma_{Rw} x = 0.102 \times 7.5 = 0.765$  و  $\Sigma_{Rw} x \sec \theta = 0.819$  لذا فلوی نوترون سریع برابر است با

$$\Phi(P) = \frac{9.72 \times 10^9 \times 0.12}{r} [E_1(0.765) - E_1(0.819)] = 177 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$$

(ب) با قرارداد تیغه آهن در مقابل صفحه شکافت  $\Phi(x)$  به صورت زیر درمی آید

$$\Phi(x) = 2\pi S \int_x^{x \sec \theta} e^{-\Sigma_R r_s} G(r) r dr$$

که  $r_s$  فاصله مایل در راستای  $r$  در حفاظ است. از روی تشابه مثلثها داریم:

$$\frac{r_s}{t} = \frac{r}{x}$$



که  $t$  ضخامت تیغه است. با قراردادن  $r_0$  از این رابطه همراه با  $G(r)$  خواهیم داشت:

$$\Phi(x) = \frac{SA}{\gamma} \int_x^{x \sec \theta} \frac{e^{-(\Sigma_{Rw} + \Sigma_R t/x)r}}{r} dr$$

$$= \frac{SA}{\gamma} [E_1(\Sigma_{Rw}x + \Sigma_R t) - E_1(\Sigma_{Rw}x \sec \theta + \Sigma_R t \sec \theta)]$$

از جدول (۱۰ - ۴) داریم، برای آهن  $\Sigma_R = 0.168 \text{ cm}^{-1}$  و لذا

$$\Sigma_R t = 0.168 \times 2 \times 2704 = 1728$$

بالاخره

$$\Phi(P) = \frac{0.168 \times 10^7 \times 0.12}{2} [E_1(99.1) - E_1(997)]$$

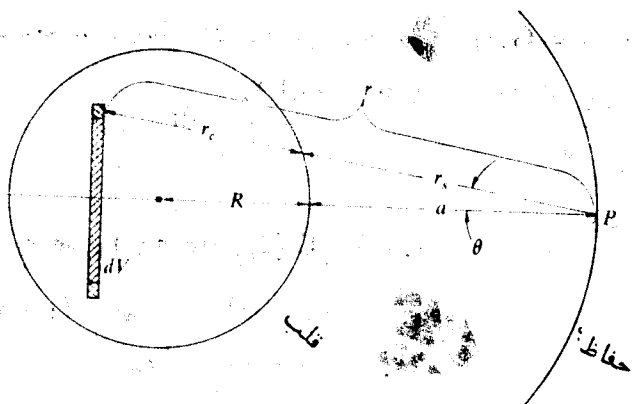
$$= 4.676 \text{ n/cm}^2 \text{ - sec}$$

مساله بالا کارآئی مواد نسبتاً سنگین را در کاهش فلوی نوترون‌های سریع، با فرض این که متعاقب این مواد لایه نسبتاً ضخیمی از مواد هیدرژنی قرار داده شود تا نوترون‌های برخورد کرده از فلوی نوترون‌های سریع حذف شود را نشان میدهد. مواد حفاظی که در سطح خارجی حفاظ آبی قرار داده می‌شود. به هیچ وجه برای کُند کردن نوترون‌های سریع موثر نیست.

### ۸-۱۰ طرح حفاظ راکتور - محاسبات حذف - تضعیف

طرح اولیه حفاظ راکتور با استفاده از کرنل نقطه‌ای وسط سطح مقطع‌های حذف که در قسمت قبل بحث شد، می‌توان انجام داد. چنین محاسبات کرنل نقطه‌ای حذف - تضعیف به بهترین وجه بایک کامپیوتر الکترونیک انجام می‌گیرد. روش‌های محاسباتی در انتهای این قسمت بحث می‌شود. در این مورد، ابتدا نشان داده خواهد شد که چگونه خواص عمومی حفاظ راکتور با استفاده از کرنل اکسپانانسیلی ساده به‌طور تحلیلی بکمک معادله (۱-۶۴) می‌تواند حساب شود. بنابراین، یک راکتور کروی شامل قلب به شعاع  $R$  که اطراف آن را حفاظ هیدرژنی به ضخامت  $h$  مطابق شکل (۱۰-۲) در بر گرفته، در نظر می‌گیریم. قلب حاوی مخلوطی از آب و فلز به نسبت حجمی فلز برابر  $f$  می‌باشد. برای سهولت فرض می‌شود که نوترون‌های شکافت به‌طور یکنواخت در قلب راکتور با شدت  $S^0/\text{cm}^2 \text{ - sec}$  تولید می‌شود.

فلوی نوترون سریع در نقطه  $P$  در سطح حفاظ را می‌توان با جمع کردن تمام نقاط از حجم کوچک  $dV$  در داخل قلب، به دست آورد.



شکل ۱-۲. قلب کروی راکتور باحفاظ کروی

با توجه به تقارن مساله، حجم کوچک  $dV$  به صورت یک حلقه (شکل ۱-۲) است که حجم آن

$$dV = 2\pi r^2 \sin\theta dr$$

است. از آنجا که سطح مقطع حذف معادل سطح مقطع جذب می باشد، فلو در نقطه P حاصل از حجم  $dV$  برابر است با

$$d\phi(P) = \frac{SAdV}{4\pi r^2} e^{-n(r)} \quad (10-68)$$

که  $n(r)$  تعداد کل پوشش های متوسط آزاد حذف از حجم  $dV$  تا  $P$  است. در آب قلب راکتور

$(1-f)\Sigma_{Rw}r_c$  پوشش متوسط آزاد وجود دارد، که  $(1-f)\Sigma_{Rw}$  سطح مقطع ماکروسکوپی حذف آب باجرم ویژه  $(1-f)$  و  $r_c$  فاصله است که در شکل (۱-۲) نشان داده شده است. فلز داخل قلب تعداد  $f\Sigma_{Rw}r_c$  پوشش متوسط آزاد را باعث می شود که  $\Sigma_{Rm}$  سطح مقطع ماکروسکوپی حذف فلز باجرم ویژه معمولی است. بالاخره تعداد پوشش متوسط آزاد در حفاظ برابر است با

$$\Sigma_{R_s}r_s$$

که  $\Sigma_{R_s}$  سطح مقطع حذف حفاظ می باشد. بنابراین تعداد کل پوشش های متوسط آزاد از  $dV$  تا  $p$  برابر است با

$$(1-f)\Sigma_{Rw}r_c + f\Sigma_{Rm}r_c + \Sigma_{R_s}r_s$$

زیرا

$$r_c = r - r_s$$

\* یادآور می شود که  $\Sigma_{R_x}$  تعداد پوشش های متوسط آزاد  $(\Sigma_{R_x}^{-1})$  در فاصله  $x$  است.

این عدد را می توان بصورت زیر نوشت

$$[(1-f)\Sigma_{Rw} + f\Sigma_{Rm}]r + [\Sigma_{Rs} - (1-f)\Sigma_{Rw} - f\Sigma_{Rm}]r_s$$

یا

$$\alpha r + \beta r_s$$

که

$$\alpha = (1-f)\Sigma_{Rw} + f\Sigma_{Rm} \quad (۶۹-۱۰)$$

و

$$\beta = \Sigma_{Rs} - (1-f)\Sigma_{Rw} - f\Sigma_{Rm} \quad (۷۰-۱۰)$$

فلوی ناشی از  $dV$  در نقطه  $P$  برابر است با

$$d\Phi(P) = \frac{SA dV}{4\pi r^2} e^{-(\alpha r + \beta r_s)} \quad (۷۱-۱۰)$$

با قرار دادن  $dV$  و انتگرال در تمام حجم قلب داریم

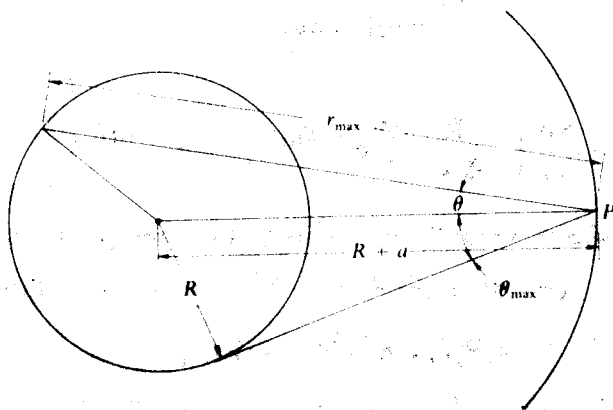
$$\Phi(P) = \frac{SA}{r} \int_0^{\theta_{max}} \sin\theta d\theta \int_{r_s}^{r_{max}} e^{-(\alpha r + \beta r_s)} dr \quad (۷۲-۱۰)$$

که  $\theta_{max}$  و  $r_{max}$  به ترتیب حداکثر مقدار  $\theta$  و  $r$  هستند. از شکل (۲۱-۱۰) داریم

$$\theta_{max} = \sin^{-1} \left( \frac{R}{R+a} \right)$$

و

$$r_{max} = (R+a)\cos\theta + \sqrt{R^2 - (R+a)^2 \sin^2\theta}$$



شکل (۲۱-۱۰) نمودار برای محاسبه  $r_{max}$

در حالی که  $r_s$  تابعی از  $\theta$  و مستقل از  $r$  است. بنابراین موقع انتگرال گیری معادله (۷۲-۱۰) روی  $r$  ثابت نگهداری می شود. با انجام انتگرال گیری خواهیم داشت

$$\Phi(P) = \frac{SA}{r\alpha} \int_0^{\theta_{max}} (e^{-\alpha r_s} - e^{-\alpha r_{max}}) e^{-\beta r_s \sin\theta} d\theta \quad (72-10)$$

بقیه انتگرال به طور تحلیلی قابل انجام نیست و باید به طور عددی محاسبه شود. در مورد قلب کوچک و حفاظ ضخیم، انتگرال را با در نظر گرفتن

$$\sin\theta \approx \theta$$

و

$$\theta_{max} \approx \frac{R}{R+a}$$

باید انجام داد. به علاوه

$$r_s \approx a$$

لذا

$$r_{max} \approx rR + a$$

معادله (۷۳-۱۰) تبدیل به معادله زیر می شود

$$\Phi(P) = \frac{SA}{r\alpha} e^{-(\alpha+\beta)a} (1 - e^{-r\alpha R}) \int_0^{\theta_{max}} \theta d\theta$$

با انجام انتگرال گیری و با توجه به معادلات (۶۹-۱۰) و (۷۰-۱۰)

$$\alpha + \beta = \Sigma_{R_s}$$

آخرین نتیجه عبارت است از

$$\Phi(P) = \frac{SA}{r\alpha} \left( \frac{R}{R+a} \right)^2 e^{-\Sigma_{R_s} a} (1 - e^{-r\alpha R}) \quad (74-10)$$

اگر لایه ای از فلز مثلا آهن به ضخامت  $t$  بین بازتابنده و حفاظ قرار دهیم به طوری که  $t \ll a$  باشد در این صورت  $\Phi(p)$  به نسبت ضریب  $e^{-\Sigma_{R_s} t}$  کاهش می یابد یعنی

$$\Phi(P)_{Fe} = e^{-\Sigma_{R_s} t} \Phi(P)_{naFe} \quad (75-10)$$

مثال ۱-۱ قلب یک راکتور پژوهشی معین که با قدرت ۲۰ kw کار می کند شامل مجموعه سیله های سوخت و آب می باشد و کسر حجم فلز ۰.۷۰ است. قلب دارای حجم ۳۲ لیتر است و

اطراف آن با طبقه باز تابنده آب به ضخامت ۱۰ سانتیمتر پوشانده شده است. پیشنهاد شده که این راکتور را با حفاظلی از آب به جرم ویژه واحد به ضخامت ۱۰ سانتیمتر به پوشانند. شدت دز نوترون های سریع را در سطح این حفاظ حساب کنید.

حل. با دانستن این که انرژی قابل دریافت در مقابل هر شکافت

$200 \text{ Mev} = 3.2 \times 10^{-11} \text{ Joule}$  است. تعداد کل شکافت در ثانیه در قلب برابر است با

$$200000 \text{ J/s} \div 3.2 \times 10^{-11} \text{ J/f} = 6.25 \times 10^{15} \text{ f/sec}$$

چگالی شکافت برابر

$$6.25 \times 10^{15} / 3.2 \times 10^3 = 1.95 \times 10^{12} \text{ f/cm}^3 - \text{sec}$$

با فرض این که شکافت در  $U^{235}$  رخ می دهد و  $v = 2.42$  است

$$S = 1.95 \times 2.42 \times 10^{12} = 4.72 \times 10^{12} \text{ n/cm}^3 - \text{sec}$$

شعاع قلب راکتور که فرض می شود کره باشد برابر است با

$$R = \left( \frac{3 \times 22000}{4\pi} \right)^{1/3} = 19.7 \approx 20 \text{ cm}$$

از آنجا که حفاظ و بازتابنده هر دو از آب هستند، لذا ضخامت موثر حفاظ برابر است با  $a = 165 \text{ cm}$

از جدول (۱۰-۴) نتیجه می گیریم که سطح مقطع ماکروسکوپی حنفا و اورانیوم  $0.174 \text{ cm}^{-1}$  به دست می آید. سپس از معادله (۱۰-۶) داریم:

$$\alpha = 0.25 \times 0.103 + 0.75 \times 0.174 = 0.156 \text{ cm}^{-1}$$

$$2aR = 2 \times 0.156 \times 20 = 6.24$$

و

$$\sum R_i a = 0.103 \times 165 = 17$$

با قراردادن این مقادیر در معادله (۱۰-۷) مقدار فلو به دست می آید

$$\Phi = \frac{4.72 \times 10^{12} \times 0.12}{4 \times 0.156} \left( \frac{20}{20 + 165} \right)^2 e^{-17} (1 - e^{-6.24})$$

$$= 0.488 \text{ n/cm}^2 - \text{sec}$$

از شکل (۹-۷) پیدا است که فلو  $0.488 \text{ n/cm}^2 - \text{sec}$  شدت دز معادل  $1 \text{ mrem/hr}$  به وجود می آورد. بنابراین شدت دز در این مثال برابر است با

$$\dot{H} = \frac{0.488}{6.78} \times 1 = 0.072 \text{ mrem/hr}$$

تا آنجا که به نوترون ها مربوط می شود، حفاظ اضافی برای راکتور مورد نیاز است به شرط آن که دسترسی به ناحیه نزدیک سطح حفاظ مجاز باشد.

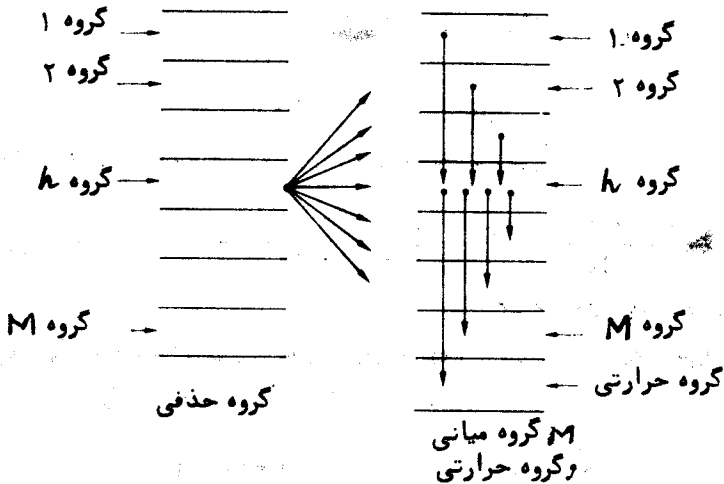
### ۱۰- ۹ روش حذف - پخش

روش حذف - تضعیف بحث شده در قسمت قبل برای پراثرژی ترین نوترون ها در نظر گرفته می شود. طرح کامل یک حفاظ را کتور معمولا ، علاوه بر این ، نیاز به دانستن توزیع فضائی نوترون های تمام گروه ها، شامل نوترون های حرارتی دارد. زیرا آنها منابع اشعه گامای غیر الاستیک و جذب را تعیین می کنند.

این توزیع ها، استفاده از روش حذف - پخش\* که ترکیبی از محاسبه حذف تضعیف و محاسبه چندگروهی از نوعی که در قسمت ۶-۷ بحث شده می باشد.

چند نوع از روش حذف پخش در طی سالیان دراز توسعه یافته اند و در بیشتر آنها نوترون های داخل حفاظ به سه گروه گسترده تقسیم می شوند. گروه اول نوترون های سریعی هستند که انرژی آنها از ۶ MeV تجاوز نمی نماید. این نوترون ها بیشتر به اعماق حفاظ نفوذ می کنند. این نوترون ها را رویهم گروه نوترون های حذفی می نامند. نوترون های گروه دوم آنها بی هستند که در اثر برخورد نوترون های گروه اول با ماده حفاظ از گروه اول خارج شده و همراه با نوترون هایی که از قلب نشت کرده اند این گروه را تشکیل می دهند. نوترون های این گروه در داخل حفاظ برخورد های متوالی انجام داده و درست شبیه داخل قلب پخش می شوند. این نوترون ها را نوترون های میانی می نامند. گروه سوم متشکل از نوترون هایی هستند که حرارتی شده و در محیط پخش می شوند.

در محاسبه حذف - پخش نوترون های گروه حذفی به N و نوترون های میانی به M گروه تقسیم می شوند، و همچنین گروه حرارتی وجود دارد، که در شکل (۱-۲) تشریح شده است.



شکل ۱-۲. گروه های انرژی محاسبه حذف - پخش

\* این روش نیز روش اسپینی (Spinney) گفته می شود، به منابع تحت این نام مراجعه شود.

حال یک دسته دلخواه نوترون  $g$  را از گروه میانی در نظر می‌گیریم. به طوری که در قسمت ۶-۷ اشاره شد نوترون‌های این گروه در نتیجه جذب یا برخورد و انتقال به گروه پائین‌تر از این گروه حذف می‌شوند در حالی که نوترون‌ها در اثر برخورد از گروه میانی بالاتر و گروه حذف به این گروه منتقل می‌شوند.  $S_{h \rightarrow g}$  برابر تعداد نوترون‌هایی است که از گروه  $g$  به گروه  $h$  حذفی وارد می‌شوند. با استفاده از تعریف قسمت (۶-۷) معادله پخش گروه  $g$  به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$(۷۶-۱۰)$$

$$D_g \nabla^2 \Phi_g - \Sigma_{ag} \Phi_g - \sum_{g' > g} \Sigma_{g \rightarrow g'} \Phi_{g'} + \sum_{g' < g} \Sigma_{g' \rightarrow g} \Phi_{g'} + \sum_{h=1}^N S_{h \rightarrow g} = 0$$

عبارت دوم در این معادله حذف واقعی نوترون را در گروه  $g$  به دست می‌دهد. عبارت سوم تعداد کل نوترون‌هایی است که در نتیجه برخورد از این گروه خارج می‌شوند، عبارت چهارم تعداد نوترون‌هایی است که در اثر برخورد در گروه میانی به این گروه وارد می‌شوند، و عبارت آخر چشمه نوترون‌هایی است که در اثر برخورد نوترون‌ها در تمام گروه‌های حذفی انجام می‌گیرد. معادله نوترون‌های حرارتی به صورت متداول زیر می‌باشد.

$$\bar{D} \nabla^2 \Phi_T - \bar{\Sigma}_a \Phi_T + \sum \Sigma_{g \rightarrow T} \Phi_T = 0 \quad (۷۷-۱۰)$$

عبارت آخر در این معادله تعداد نوترون‌هایی است که وارد گروه حرارتی در هر سانتیمتر مکعب در ثانیه می‌شوند.

کمیت‌های  $S_{h \rightarrow g}$  به طریق زیر محاسبه می‌شود. ابتدا سطح مقطع‌های انتقال گروه حذفی به صورت  $\Sigma_{R, h \rightarrow g}$  تعریف می‌شوند. این سطح مقطع‌ها برابر احتمال در واحد طول مسیر نوترون است که در نتیجه برخورد نوترون گروه  $h$  حذفی انرژی آن به دسته  $g$  ام گروه میانی می‌افتد. سطح مقطع حذفی کل برای گروه  $h$  عبارت است از

$$\Sigma_{Rh} = \sum_{g=1}^N \Sigma_{R, h \rightarrow g}$$

که احتمال واحد طول مسیر نوترونی در  $h$  امین گروه پس از برخورد آن را به هر یک از گروه‌های میانی انتقال می‌دهد، با این تعاریف،  $S_{h \rightarrow g}$  تابع موقعیت  $r$  است که به وسیله انتگرال زیر داده می‌شود:

$$S_{h \rightarrow g}(r) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{s(r') \Sigma_{R, h \rightarrow g} e^{-(\Sigma_{Rh} |r-r'|)_{tot}} dV'}{|r-r'|^2} \quad (۷۸-۱۰)$$

در این رابطه  $s(\tau)$  تعداد نوترون‌های شکافت تابش شده در هر سانتیمتر مکعب در ثانیه در نقطه  $\tau$  در قلب راکتور است.

$$(SRh | \tau - \tau')_{tot}$$

برابر تعداد کل بویش‌های متوسط آزاد از نقطه  $\tau'$  به نقطه  $\tau$  نوترون‌های گروه  $h$  است. معادله  $(\nu - 1 - g)$  فقط این موضوع را بیان می‌کند که  $g - S_h$  برابر است با فلوئی نوترون‌های بدون برخورد در گروه  $h$  در نقطه  $\tau$  ضرب در سطح مقطع  $g - R_{h, \tau}$  برای برخوردی که انرژی آن را به گروه  $g$  بیاندازد.

تغییر هر محاسبه چند گروهی، محاسبات واقعی باید به کمک یک کامپیوتر الکترونیکی انجام گیرد. این روش به‌طور تقریبی به صورت زیر انجام می‌گیرد. ابتدا، ارزیابی کمیت‌های  $g - S_h$  به کمک انتگرال معادله  $(\nu - 1 - g)$  حساب می‌شود. قدم بعد، اولین معادله گروه بیانی که فقط حاوی فلوئی تک گروهی  $\Phi_1$  است حل آن به کمک روش عددی انجام می‌گیرد. سپس این مقدار  $\Phi_1$  را در دومین معادله گروه قرار داده و از حل آن  $\Phi_2$  به دست می‌آید. این جای‌گذاری و حل معادله ادامه می‌یابد تا اینکه تمام فلوئی گروه‌ها از جمله فلوئی حرارتی تعیین شود. در این محاسبات معمول بر این است که محاسبات را از سطح مشترک قلب راکتور و بازتابنده شروع نماییم. اعمال شرایط سرزی پیوستگی فلو و جریان نوترون در سرز و مطابقت آن با نتایج محاسبات چندین گروهی برای تعیین حالت بحرانی و تعیین فلوهای داخلی راکتور به کار می‌رود. بدین ترتیب است که نشت نوترون‌های گروه بیانی و حرارتی از قلب به داخل حفاظ در نظر گرفته می‌شوند.

روش حذف - پخش به‌طور موفقیت‌آمیزی در طرح بسیاری از حفاظ‌های راکتورها به کار گرفته شده است. اشکال مختلف این روش که در اینجا بحث شد به‌طور گسترده‌ای در حفاظ سازی‌ها توسط طراحان به کار گرفته شده است.

## ۱۰-۱۰ روش‌های دقیق

تعدادی از روش‌ها برای محاسبه میزان نفوذ نوترون‌ها و اشعه گاما از داخل حفاظ، کم‌دیش به‌طور دقیق، به دست آمده است. این روش‌ها به دو گروه کلی تقسیم می‌شوند.

اولین این روش‌ها، معادله ترانسپورت، که توزیع تابش را در حفاظ شرح می‌دهد به یکی از چند طریق عددی حل می‌شود. بحث در باره چنین روش‌هایی خارج از هدف این کتاب است و خواننده باید به منابع آخر فصل مراجعه کند. در هر حالت، تمام روش‌هایی که بر اساس حل معادله ترانسپورت است نیاز به استفاده از کامپیوتر الکترونیکی دارد و تعداد زیادی برنامه‌های کامپیوتری برای محاسبه نفوذ تابش‌ها به داخل حفاظ بر حسب شکل، ترکیب و ضخامت حفاظ نوشته شده است.



نوع دوم محاسبات تضعیف اشعه در داخل حفاظ با استفاده از روش مونت کارلو\* است که در فصل ۹ به آن اشاره شد. نظریه این روش را می توان به کمک مثال زیر فهمید. فرض کنید که می خواهیم احتمال بردن بازی ورق سولیتر (یک نوع بازی ورق) را تعیین کنیم. دو روش برای تعیین این احتمال وجود دارد. ابتدا، تمام احتمالات دستهای مختلف را می توان حساب کرد. سپس قدم به قدم با پیشرفت بازی احتمالات باهم جمع می شود تا جواب آخربه دست آید. این روش محاسبه نسبتاً گرفتاری و درگیری زیادی دارد. یک روش ساده تر و مطبوع تر این است که بازی را چند دست بازی گروه و تعداد بردهای بازی را یادداشت کنیم. از تقسیم بردها بر تعداد کل دستهای احتمال برد به دست می آید. طبیعی است هرچه تعداد دفعات بازی بیشتر باشد تخمین احتمال بهتر است.

مشابه روش بالا، محاسبه نفوذ تابش بر اساس روش مونت کارلو با جمع آوری تاریخچه زندگی تک تک نوترون ها (یا اشعه گاما) در ضمنی که به اطراف حرکت می کنند، از نقطه ای که وارد حفاظ می شوند تا نقطه ای که از حفاظ خارج یا در آن جذب می گردند، انجام می گیرد. از تقسیم تعداد نوترون هایی که از داخل حفاظ عبور می کنند بر تعداد کل (تاریخچه) ذرات احتمال این که یک نوترون (یا گاما) در حفاظ متوقف نخواهد شد به دست می آید.

برای حالت ویژه، یک محاسبه مونت کارلو در باره تضعیف (کنندشدن) باریکه ای از نوترون های تک انرژی با انرژی  $E_0$  که به یک تیغه حفاظ به ضخامت  $a$  وارد می شود در نظر می گیریم. برای شروع تاریخچه زندگی اولین نوترون را در نظر می گیریم، لازم است تعیین کنیم که نوترون اولین برخورد را، اگر برخوردی داشته، در کجا انجام داده است. این کار با امتحان توزیع احتمال برخورد انجام می گیرد (قسمت ۳-۳).

$$P(x) = \sum_i e^{-\Sigma_i x}$$

که  $\Sigma_i$  در انرژی  $E_0$  تعیین می گردد. روش هائی برای آزمون چنین تابع توزیعی با روش اتفاقی انجام می گیرد. فرض می کنیم که مقدار  $x$  انتخاب شده  $x_1$  باشد. قدم بعد این است که بیازمائیم آیا  $x_1$  از  $a$  بزرگتر یا کوچکتر است. اگر  $x_1 > a$  باشد نوترون از ضخامت حفاظ بدون برخورد عبور کرده، و بدین ترتیب تاریخچه عمر نوترون در اینجا تمام می شود. از طرف دیگر، اگر  $x_1 < a$  باشد نوترون برخوردی در  $x_1$  در داخل حفاظ انجام می دهد.

حال باید نوع برخورد تعیین گردد. برای سهولت، اگر فرض شود که فقط جذب یا

پراکندگی الاستیک رخ دهد، احتمال رویداد آنها برای جذب  $P_a = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_t}$  و برای پراکندگی

\* مونت کارلو اسم رمزی است در دوره جنگ جهانی دوم به این روش داده شد.

الاستیک  $P_s = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}$  است. تمام سطح مقطع‌ها در انرژی  $E_0$  منظور شده‌اند، و البته  $P_a + P_s = 1$  است. ماهیت برخورد از مقایسه  $P_a$  با عدد  $R$  عدد انتخابی از یک گروه عدد اتفاقی بین صفر و یک به دست می‌آید. بنابراین اگر

$$R < P_a$$

باشد برخورد از نوع جذب فرض می‌شود در حالی که اگر

$$R > P_a$$

باشد برخورد الاستیک است. منطبق این کار این است که اعداد اتفاقی  $R$  به طور یکنواخت بین صفر و یک قرار دارند، به طوری که کسری از واکنش‌های متقابل که جذب در نظر گرفته می‌شوند الزاماً باید برابر  $P_a$  باشند، به طوری که شرط بالا ایجاب می‌کند.

اگر برخورد منجر به جذب شود، در این صورت تاریخچه زندگی نوترون یا گاما پایان می‌یابد و ذره دیگری آغاز می‌گردد. به عبارت دیگر، اگر برخورد الاستیک باشد، باید زاویه‌ای که تحت آن نوترون پراکنده می‌شود با نمونه برداری از توزیع زاویه‌ای پراکندگی تجربی تعیین گردد. فرض کنید که این عمل زاویه  $\theta_1$  را به دست دهد. در این صورت انرژی نوترون پراکنده شده را می‌توان از معادله (۳-۲۲) حساب کرد.

$$E_1 = \frac{E_0}{(A+1)^2} \left[ \cos\theta_1 + \sqrt{A^2 - \sin^2\theta_1} \right]$$

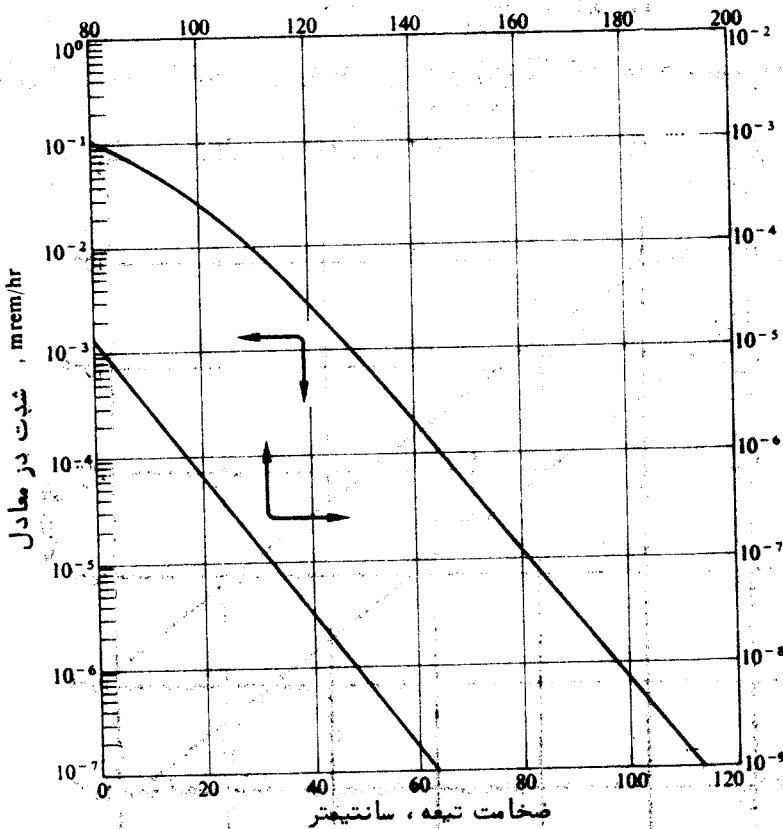
که  $A$  عدد جرمی هسته مورد اصابت است. تاریخچه زندگی این نوترون همچنین ادامه می‌یابد و تابع توزیع برخورد  $p(x)$  را می‌توان تعیین کرد که کجا نوترون دوسیم برخورد را انجام می‌دهد. یادآور می‌شود نوترون از نقطه  $x_1$  در جهت  $\theta_1$  حرکت می‌کند. مجدداً استحالی انجام خواهد شد که آیا این برخورد در داخل حفاظ رخ می‌دهد و اگر برخوردی روی می‌دهد ماهیت برخورد را تعیین نمود والی آخر. وقتی این محاسبات به صورت یک برنامه کامپیوتر درمی‌آید هر مرحله یک شاخه از برنامه است که مکرراً با اجرای برنامه مورد استفاده قرار می‌گیرد.

گروهی از محاسبات مونت کارلو مورد نظر بیشتر مربوط به کارهای کلارک\* و همکارانش است. این افراد تضعیف (کنشدن) باریکه‌ای از نوترون‌های با انرژی مختلف وارد بر تیغه‌های از بتون معمولی را محاسبه کردند. نتایج نمونه‌ای از این محاسبات در شکل (۱-۲۳ الف) و

\* Clark, F. H., N. A. Betz and J. Brown «Monte Carlo Calculations of the penetration of Normally Incident Neutron Beams Through Concrete» ORNL - 3926, 1966

(ب) نشان داده شده است، منحنی‌ها شدت دز + معادل برای هر واحد شدت نوترون ورودی را بر حسب ضخامت تیغه برای دویاریکه نوترون با انرژی‌های متفاوت بدست می‌دهد. منحنی‌های نظیر این در طرح حفاظ دستگاه‌های تولیدکننده نوترون نظیر شتاب دهنده و چشمه‌های دیگر نوترون که طیف انرژی آنها معلوم باشد به کار می‌روند.

مثال ۱-۷ یک مولد نوترون معین نوترون‌هایی با انرژی  $1.4 \text{ MeV}$  به طور همسان با شدت  $10^7 \text{ n/sec}$  تولید می‌کند. ضخامت دیواری از بتون که در فاصله ۱ متری از محل تابشی نوترون قرار دارد چقدر باید باشد تا شدت دز معادل آن (پشت دیوار)  $1 \text{ mrem/hr}$  باشد؟



شکل ۱-۳ الف. شدت دز معادل برای واحد شدت نوترون‌های  $1.4 \text{ MeV}$  که بر تیغه‌های بتون وارد می‌شوند

+ کلارك و همكارانش جذب انرژی در واحد جرم نسج را تعیین کردند و نه معادل دز را، منحنی‌های شکل (۱-۳) بر اساس ضریب کیفی ۱ رسم شده‌اند.

حل : شدت ورودی باریکه بر دیوار برابر است با

$$I = \frac{10^4}{4\pi(10 \times 12 \times 2704)^2} = 8.07 \text{ n/cm}^2 - \text{sec}$$

از تضعیف شدت باریکه در هوا صرف نظر می شود. اگر شدت دز معادل که در شکل (۱-۳-۳) نشان داده شده، و بر اساس واحد شدت ترسیم شده است، را به  $H_0(x)$  نشان دهیم در این صورت  $\dot{H}$  در پشت دیوار برابر است با

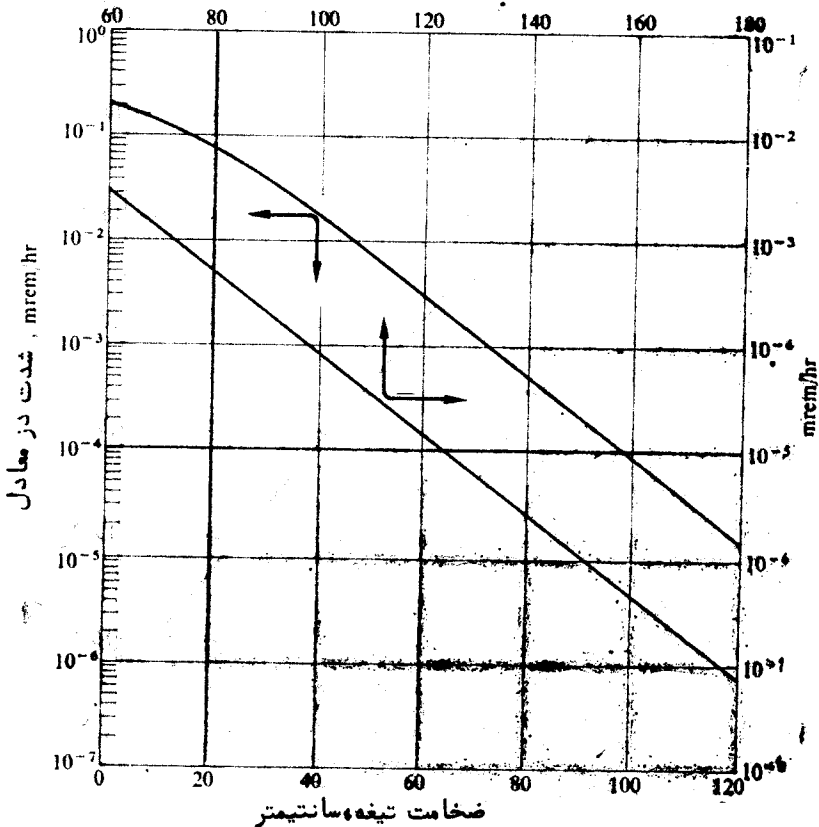
$$\dot{H} = 8.07 \dot{H}_0(x) = 1 \text{ mrem/hr}$$

لذا

$$\dot{H}_0(x) = \frac{1}{8.07} = 1.24 \times 10^{-2}$$

از شکل (۱-۳-۳) نتیجه می شود که این مقدار  $H_0(x)$  با  $x = 70$  سانتیمتر رخ می دهد.

Stab thickness, cm



شکل ۱-۳-۳. ب. شدت دز معادل برای واحد شدت نوترون های با انرژی ورودی بر تیغه های بتون ۱ MeV

باید تاکید شود که شدتهای دز معادل در شکل (۲۳-۱) مربوط به نوترون هائی است که از داخل تیغه عبور کرده اند و اشعه گامائی که در نتیجه برخورد غیر الاستیک و جذب تابش زا تولید می شود را شامل نمی گردد. این دز اشعه گاما که ممکن است واقعاً بیش از دز نوترون باشد، در قسمت بعد بحث می شود.

### ۱۱-۱۰- مهار اشعه گاما

تابه حال حفاظ را کتور در مقابل فقط نوترون ها طرح شده است و لازم است مرحله بعد اشعه گاما را نیز در نظر بگیریم. روش محاسبه نفوذ اشعه گاما ناشی از توزیعی از چشمه های گامای معین و تعیین حفاظ لازم برای کاهش فلوی گاما به سطوح مورد نظر در بخش یک این فصل بحث شد. یادآور می شویم که برای یک توزیع کلی چشمه این محاسبه شامل ارزیابی انتگرال معادله (۱۰-۵۷) می باشد که به کمک کامپیوتر سریع به خوبی قابل انجام است. مساله حفاظ سازی را کتور در مقابل اشعه گاما تبدیل به پیدا کردن توزیع فضائی و انرژی این اشعه گاما می باشد. بیشتر اشعه گامائی که از راکتور ساطع می شوند - اشعه گامای آنی، اشعه گامای حاصل از تجزیه پاره های شکافت، و آنهائی که از جذب تابش زا و برخورد غیر الاستیک به وجود می آیند کم و بیش دارای طیف های پیوسته هستند. برای انجام محاسبات تضعیف اشعه در حفاظ، این طیفها را به گروه هائی تقسیم می کنند و سپس محاسبات را گروه به گروه انجام می دهند یعنی تمام اشعه گاما تابش شده در هر گروه را مخلوط کرده و فرض می کنیم همه دارای یک انرژی هستند یعنی انرژی متوسط گروه.

ابتدا اشعه گامای آنی را در نظر می گیریم. طیف انرژی این اشعه از مقدار کمی آغاز شده و به حداکثر خود در انرژی  $0.2 \text{ MeV}$  می رسد و سپس به تدریج بر طبق تابع توزیع زیر به صفر می رسد.

$$\chi_p(E) = 2.6e^{-0.2E} \quad 1 > E > 0.2 \text{ MeV}$$

$$= 8e^{-0.7E} \quad 7 > E > 1 \text{ MeV}$$

تابع  $\chi_p(E)$  به نحوی تعریف می شود به طوری که  $\chi_p(E) dE$  تعداد اشعه گامای آنی تابش شده در هر شکافت با انرژی بین  $E$  و  $E + dE$  است. برای تعیین تعداد اشعه گاما،  $\chi_{pn}$ ، تابش شده در گروه  $n$ ام، واقع بین انرژی  $E_n$  و  $E_{n+1}$ ، انرژی کل تابش به وسیله این تابش ها تقسیم

بر انرژی متوسط گروه  $\bar{E}_n = \left( \frac{E_n + E_{n+1}}{2} \right)$  به دست می آید. لذا

$$\chi_{pn} = \frac{1}{\bar{E}_n} \int_{E_n}^{E_{n+1}} E \chi_p(E) dE \quad (10-79)$$

مقادیر  $\chi_{pn}$  به دست آمده بدین طریق در جدول ۱-۵ داده شده است \*

چگالی چشمه اشعه گامای آنی گروه  $n$  در نقطه  $r$  از رابطه زیر به دست می آید.

$$S_n(r) = \chi_{pn} S(r)$$

که  $S(r)$  تعداد شکافت هائی است که در سانتیمتر مکعب در ثانیه در نقطه  $r$  انجام می گیرد.

### جدول ۱-۵

تعداد اشعه گامای آنی شکافت و اشعه گامای تجزیه پاره های شکافت هر شکافت

شماره گروه	فاصله انرژی MeV	آنی $\chi_{pn}$	تجزیه $(\chi_{dn})$	کل
۱	۱-۰	۰٫۲	۳٫۲	۸٫۴
۲	۳-۱	۱٫۸	۱٫۵	۳٫۳
۳	۵-۳	۰٫۲۲	۰٫۱۸	۰٫۴
۴	۷-۵	۰٫۲۵	۰٫۲۱	۰٫۴۶

طیف اشعه گامای پاره شکافت نسبت به زمان از لحظه تشکیل پاره شکافت تغییری کند به طور کلی، اشعه گاما پرا انرژی سریعتر از اشعه گاما کم انرژی تابش می شود لذا طیف انرژی اشعه گاما نسبت به زمان تغییر شکل به طرف انرژی های کم سوق می کند. در راکتور در حال کار که پاره های شکافت تازه به طور مدام به وجود می آید، طیف اشعه گامای پاره های شکافت کم و بیش به حالت تعادل در می آید. این تقریباً شبیه طیف اشعه آنی شکافت است، یعنی:

$$\chi_d(E) = ۶۶۵ e^{-۱۱۱E} \quad (۱۰-۸۰)$$

اشعه گاما در هر شکافت برای هر MeV انرژی است. تعداد متوسط اشعه گاما  $\chi_{dn}$  تابش شده در گروه های مختلف در جدول ۱-۵ داده شده است. چشمه کل اشعه آنی شکافت و اشعه گامای تجزیه پاره های شکافت برابر است با

$$S_n(r) = (\chi_{pn} + \chi_{dn}) S(r) \quad (۱۰-۸۱)$$

طیف های اشعه گامای جذب تابش زا که در درجه اول در اثر جذب تابش زا نوترون های حرارتی به وجود می آیند، بستگی به هسته جاذب دارد. جدول (۱-۶) طیف های اشعه گاما را برای چند هسته موجود در بسیاری از راکتورها به دست می دهد.

\* معادله (۱۰-۷۹) برای انرژی متوسط وزنی است، بهتر است انرژی متوسط به کار برد زیرا در محاسبه بعدی شدت پرتو تابشی ناشی از این اشعه گاما شامل انتقال گیری فلوی اشعه گاما ضرب در انرژی اشعه است، به عنوان مثال در معادله (۱-۵) ضرب می کنیم.

جدول ۱۰ - ۶

اشعه گامای حاصل از جذب تابش زا نوترون حرارتی در چند عنصر

تعداد فتون در مقابل ۱۰۰ جذب تابش زا						هسته هدف
> ۹ MeV	۹-۷ MeV	۷-۵ MeV	۵-۳ MeV	۳-۱ MeV	۱-۰ MeV	
۰	۰	۰	۰	۱۰۰	۰	H
۰	۰	۱۰۰	۰	۰	۰	D
۰	۰	۰	۱۰۰	۰	۰	C
۰	۰	۳۱	۷۰	۳۱۴	> ۹۶	Na
۰	۱۹	۱۹	۶۲	۲۶۴	> ۲۳۶	Al
۰٫۱	۴٫۱	۱۱	۸۹	۹۳	> ۱۰۰	Si
۲٫۱	۳۸	۲۵	۲۳	۸۷	> ۷۵	Fe
۰	۹۳	۷	۰	۰	۰	Pb
۴	۰	۰	۳۴	۲۶۹	۲۵۴	U

جدول کامل تر در باره طیف اشعه گاما در منابع آخر فصل داده شده است. اگر تعداد نوترون های تابش شده در گروه n ام در اثر جذب در هسته m به  $\chi_{Tmn}$  نشان داده شود، در این صورت چکالی چشمه اشعه گامای تابش زا در نقطه r به وسیله رابطه زیر داده می شود.

$$s_n(r) = \sum_m \chi_{Tmn} \bar{\Sigma}_{\gamma m}(r) \Phi_T(r) \quad (۱۰-۸۲)$$

$\bar{\Sigma}_{\gamma m}(r)$  سطح مقطع ماکروسکوپی حرارتی m امین عنصر در نقطه r و  $\Phi_T(r)$  فلوی حرارتی می باشد.

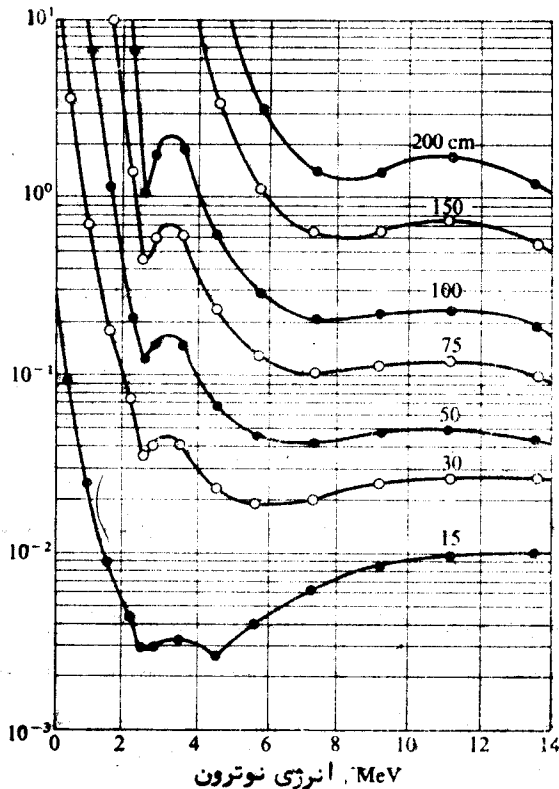
مساله در مورد اشعه گامای غیر الاستیک تا اندازه ای پیچیده تر از اشعه گاما جذب تابش زا می باشد، زیرا طیف آن نه تنها بستگی به اتمی دارد که نوترون را پراکنده می کند بلکه همچنین بستگی به انرژی نوترون ورودی دارد.  $\chi_{imnh}$  تعداد اشعه گامای تابش شده با انرژی گروه n ام در نتیجه برخورد غیر الاستیک نوترون گروه h با هسته اتم گروه m بر اساس محاسبه نظریه حذف پخش می باشد. جداول گسترده ای از مقدار  $\chi_{imnh}$  مهیا می باشد و در اینجا داده نخواهد شد. چکالی چشمه اشعه گامای غیر الاستیک در گروه n ام از رابطه زیر به دست می آید.

$$s_n(r) = \sum_{mh} x_{imnh} \Sigma_{imh}(r) \Phi_h(r) \quad (۱۰-۱۳)$$

در اینجا  $\Sigma_{imh}(r)h$  سطح مقطع غیرالاستیک ماکروسکوپی برای اتم  $m$  ام و گروه  $h$  ام محاسبه حذف - پخش می باشد و  $\Phi_h(r)$  فلوی گروه  $h$  ام است.

بدانستن توزیع های اشعه گاما، شدت پرتوتابی خارج حفاظ را می توان به طوری که قبلا بحث شد از معادله (۱۰-۵) تعیین کرد. اگر معلوم شود که شدت پرتوتابی بیش از سطح مورد قبول است، در این صورت حفاظ بیشتری باید به حفاظ مورد نیاز برای نوترون ها تنها افزوده شود، یا تغییری در ترکیب حفاظ ممکن است داده شود.

به عنوان مثال، اگر معلوم شود که شدت پرتوتابی حاصل از اشعه گامای جذب تابش زا در حفاظ خیلی زیاد است، ممکن است لازم باشد به حفاظ بور اضافه شود یا به ضخامت حفاظ در خارج آن افزوده گردد. اهمیت چنین اشعه ای در شکل (۱۰-۲) نشان داده شده است. این شکل نسبت شدت دز حاصل از اشعه گاما ایجاد شده در تیغه بتون حفاظ به شدت دز حاصل از نوترون



شکل ۱۰-۲. نسبت دز اشعه گاما به دز نوترون برای نوترون های تابشی به تیغه های بتون، بر اساس  $Q = ۱۰$  برای نوترون ها. (به زیر نویس صفحه ۵۳۶ مراجعه شود).



هایی که از داخل تیغه عبور کرده‌اند، برای ضخامت‌های مختلف تیغه و برحسب تابعی از انرژی نوترون ورودی، را نشان می‌دهد. مثلاً دیده خواهد شد که دز اشعه گاما و نوترون باریکه نوترون  $4 \text{ MeV}$  برای یک تیغه به ضخامت  $10.0 \text{ cm}$  برابر یکدیگرند با افزودن پوره حفاظ (بتون) نسبت‌های نشان داده شده در شکل به‌طور قابل توجهی کوچکتر است.

در هر حالت، با انجام تغییرات در طرح حفاظ، محاسبات تازهی نوترون باید برای تعیین فلوهای چندین گروهی تازه انجام گیرد. محاسبات اشعه گاما تکرار می‌شود، تغییرات جدید حفاظ انجام می‌گیرد، و الخ. این روش ادامه می‌یابد تا اینکه مناسبترین نوع حفاظ، به شرط این که تضعیف مورد نظر اشعه گاما و نوترون انجام گیرد به دست آید.

مثال ۱۰-۸ یک راکتور آموزشی شامل یک قلب هیدرژن دار که اطراف آن را باز تابنده آب و حفاظ آب قرار دارد. فاصله مرکز قلب تا سطح حفاظ هفت پا می‌باشد با فرض این که قلب به‌عنوان یک چشمه نقطه‌ای است، شدت پرتوتابی حاصل از اشعه گامای آبی شکافت را در سطح حفاظ وقتی راکتور با قدرت ۱۰ وات کار می‌کند چقدر است؟

حل. ابتدا لازم است شدتی که شکافت در قلب رخ می‌دهد تعیین کنیم. با فرض این که انرژی دریافتی از هر شکافت  $3.2 \times 10^{-11} \text{ J} = 200 \text{ MeV}$  است.

$$\begin{aligned} \text{شدت شکافت} &= 10 \text{ J/s} \div 3.2 \times 10^{-11} \text{ J/f} \\ &= 3.125 \times 10^{11} \text{ f/sec} \end{aligned}$$

اشعه گامای گروه اول در جدول (۱۰-۵) سهم ناچیزی در شدت پرتوتابی دارد. لذا اشعه گروه دوم را در نظر می‌گیریم. تعداد اشعه گاما تابش شده در گروه دوم عبارت است از:

$$S = 1.8 \times 3.125 \times 10^{11} = 0.5625 \times 10^{12} \text{ } \gamma/\text{sec}$$

فرض می‌شود تمام اشعه دارای انرژی  $2 \text{ MeV}$  باشند. فلو افزایشی در سطح حفاظ ناشی از این اشعه عبارت است از:

$$\Phi_b = \frac{S}{4\pi R^2} B_p(\mu R) e^{-\mu R}$$

در این رابطه  $R = 7$  یا برابر  $213$  سانتیمتر است. از جدول ۳-۷ داریم  $\mu = 0.0493 \text{ cm}^{-1}$  بنابراین  $\mu R = 10.0$  است. سپس از جدول ۱۰-۲ خواهیم داشت که  $B_p = 131$

$$\Phi_b = \frac{0.5625 \times 10^{12}}{4\pi(213)^2} \times 131 \times e^{-10.0} = 3.077 \text{ } \gamma/\text{cm}^2 \text{ --- sec}$$

از شکل (۹-۴) پرتوتابی برابر  $101 \text{ mR/hr}$  به دست می‌آید. اشعه گاما در گروه‌های دیگر شدت پرتوتابی‌های زیر رایج دست می‌دهند: گروه اول  $0.0013 \text{ mR/hr}$ ، گروه سوم  $23 \text{ mR/hr}$  و گروه چهارم  $0.93 \text{ mR/hr}$ . کل شدت پرتوتابی برابر است با  $2 \text{ mR/hr}$  می‌باشد.

۱۰-۱۲ اکتیواسیون خنک کننده

راکتیویته در خنک کننده چشمه سهمی از تابش خارجی راکتور می باشد. این راکتیویته به چند طریق به وجود می آید (۱) از طریق اکتیواسیون نوترون خود خنک کننده (۲) از طریق اکتیوشدن ناخالصی های موجود در خنک کننده و (۳) حل شدن اتم های دیواره لوله های حامل خنک کننده راکتور که اکتیوهستند.

سهمترین واکنش هایی که در نتیجه آن خنک کننده اکتیو می شود در جدول (۱۰-۷) داده شده اند. تمام هسته هایی که در این واکنش ها تشکیل می شوند فوراً شروع به تابش  $\beta^-$  می کنند و تابش های سندرچ در جدول بلافاصله پس از تابش اشعه  $\beta^-$  تابش می شوند. انرژی اشعه بتا در جدول داده نشده اند، زیرا این اشعه معمولاً ایجاد خطری نمی کند مگر در حالت رویداد یک سانحه.

سه واکنش اول جدول عامل راکتیویته آب راکتورهای خنک کننده آب است. سهمترین این واکنش ها  $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$  است، با وجود این که واکنش انرژی گیر می باشد و انرژی آستانه آن  $10.2\text{MeV}$  است. واکنش  $^{17}\text{O}(n, p)^{17}\text{N}$  نیز انرژی گیر می باشد که انرژی آستانه آن  $0.8\text{MeV}$  است.

جدول ۱۰-۷

واکنش های اکتیواسیون در خنک کننده

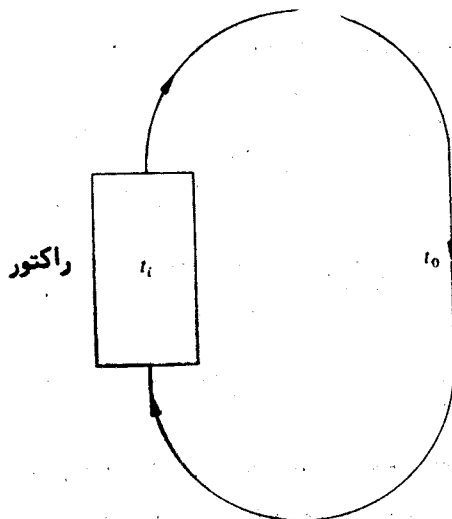
انرژی تابش MeV	نیمه عمر	سطح مقطع بارن	واکنش
۷۱۲، ۶۱۳ (گاما)	۷۱۵	$1.9 \times 10^{-28}$ *	$^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$
۰.۴۳، ۱.۲ (نوترون)	۴۱۴۵	$0.2 \times 10^{-28}$ *	$^{17}\text{O}(n, p)^{17}\text{N}$
۱.۳۶، ۰.۲ (گاما)	۲۹۵	$2.1 \times 10^{-28} +$	$^{18}\text{O}(n, \gamma)^{18}\text{O}$
۱.۳۷، ۲.۷۵ (گاما)	۱۵h	$0.53 +$	$^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$
۱.۲۹ (گاما)	۱۷۸۳h	$0.66 +$	$^{40}\text{Ar}(n, \gamma)^{41}\text{Ar}$

\* سطح مقطع متوسط در طیف شکافت، مراجعه به متن شود.

+ سطح مقطع حرارتی  $0.0203\text{eV}$

باید یادآور شویم که این واکنش ویژه منجر به تابش نوترون می‌شود. این تابش به این علت است که ۹۵ درصد از تجزیه‌های  $^{17}\text{N}$  به ترازهای تحریک  $^{17}\text{O}$  که انرژی تحریکی آن بیش از انرژی پیوندی آخرین نوترون به هسته است انتقال می‌یابد. از آنجا که  $^{17}\text{O}$  دارای یک هسته محکم  $^{16}\text{O}$  و یک نوترون بایولند سست به هسته است. این نوترون بلافاصله پس از دریافت انرژی کافی تابش می‌شود. واکنش  $^{16}\text{O}(n, \gamma)^{17}\text{O}$  انرژی‌زا است و در تمام انرژی‌ها، از جمله حرارتی رخ می‌دهد. به هر حال، این یک چشمه گامای کم اهمیت‌تری از  $^{16}\text{O}(n, p)^{15}\text{O}$  می‌باشد، زیرا قسمتی به علت فراوانی کم ایزوتوپ  $^{16}\text{O}$  (۰.۲۰۴٪) در مقایسه با  $^{16}\text{O}$  (۹۹/۸٪) ، و نیز اشعه گامای آن کم انرژی‌تر است.

اکتیوشدن سدیم خنک کننده‌ها تماماً مربوط به واکنش  $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$  است. یگانه ایزوتوپ سدیم  $^{23}\text{Na}$  می‌باشد. این واکنش با نوترون دارای هر انرژی رخ می‌دهد. وقتی از هوا به عنوان خنک کننده راکتور استفاده می‌شود در نتیجه اکتیوشدن آرگون موجود در هوا تا حدود ۱۳٪ وزنی انجام می‌گیرد. واکنش‌های با اکسیژن و ازت سهم زیادی در اکتیوشدن هوا ندارند. در گاز  $\text{CO}_2$  مقدار کمی آرگون یافت می‌شود. گاز  $\text{CO}_2$  به عنوان خنک کننده در بسیاری از راکتورهای انگلیسی به کار می‌رود و اکتیوشدن آرگون عامل رادیواکتیو بودن خنک کننده  $\text{CO}_2$  است. اکتیواسیون آرگون همچنین مساله‌ای در راکتورهای آموزشی و پژوهشی از نوع استخری می‌باشد که در آنها قلب راکتور در ته یک محفظه بزرگ آب سرباز قرار داده می‌شود. مقداری هوا دارای آرگون در آب استخر حل می‌شود و آب ضمن عبور از داخل قلب، آرگون اکتیو می‌شود. بعداً این آرگون اکتیو به سطح آب استخر می‌آید و وارد هوای بالای استخر می‌گردد.



شکل ۱-۲ مدار ساده خنک کننده

اکتیویته خنک کننده از طریق واکنش های بالا بستگی به شکل جریان خنک کننده زمان توقف آن در داخل قلب (فلو) راکتور و زمان توقف در خارج از قلب ( در حالی که فلو وجود ندارد) دارد. شکل (۱۰-۲۵) ساده ترین مدار جریان خنک کننده، زمان متوسط خنک کننده درفلوی راکتور  $t_i$  و مدت زمان درخارج ازفلوی راکتور  $t_o$  را نشان می دهد. یک واحد حجم خنک کننده را در نظر بگیرید که از راکتور خارج می شود. اگر اکتیویته در این نقطه  $\alpha$  باشد پس از زمان  $t_o$  ، وقتی خنک کننده مجدداً وارد راکتور می شود اکتیویته آن از رابطه زیر به دست می آید.

$$\alpha e^{-\lambda t_o}$$

که  $\lambda$  ثابت تجزیه است. آب ضمن عبور از داخل قلب راکتور هسته های اکتیو همچنین به تجزیه ادامه می دهند که برابر است با

$$e^{-\lambda t_i}$$

واحد حجم آب مورد تابش فلوی متوسط  $\Phi_{av}$  قرار می گیرد در مدت زمان  $t_i$  اکتیویته اضافی طبق رابطه زیر به دست می آید

$$\Sigma_{act} \Phi_{av} (1 - e^{-\lambda t_i})$$

در این عبارت  $\Sigma_{act}$  سطح مقطع متوسط ماکروسکپی اکتیواسیون درفلوی  $\Phi_{av}$  است. راکتیویته کل واحد حجم آب که از راکتور خارج می شود برابر است با

$$\alpha e^{-\lambda(t_i+t_o)} + \Sigma_{act} \Phi_{av} (1 - e^{-\lambda t_i})$$

عبور مکرر خنک کننده از داخل راکتور به حالت تعادل می رسد که اکتیویته آن باید برابر  $\alpha$  باشد، یعنی :

$$\alpha = \alpha e^{-\lambda(t_i+t_o)} + \Sigma_{act} \Phi_{av} (1 - e^{-\lambda t_i})$$

$\alpha$  را از رابطه بالا به دست می آوریم

$$\alpha = \frac{\Sigma_{act} \Phi_{av} (1 - e^{-\lambda t_i})}{1 - e^{-\lambda(t_i+t_o)}} \quad (۱۰-۸۴)$$

این بالاترین اکتیویته خنک کننده موقع خروج از راکتور می باشد که در حال تعادل خواهد بود.

اگر زمان های توقف  $t_1$  و  $t_o$  در مقایسه با نیمه عمر هسته اکتیو کوچک باشد، که در مورد راکتورهای خنک کننده سدیم این وضع صادق است، در این صورت عبارت اسپنانشیل را می توان بسط داده معادله (۱۰-۸۴) به صورت زیر درمی آید.

$$a = \frac{\Sigma_{act} \Phi_{av} t_i}{t_i + t_0} \quad (۱۰-۸۵)$$

کمیت  $\Sigma_{act} \Phi_{av}$ ، شدت اکتیواسیون واحد حجم در راکتور، باید از نظر واکنش اکتیواسیون مورد نظر مناسب انتخاب شده باشد. در واکنش های  $^{14}O(n, \gamma)^{14}O$  و  $^{40}Ar(n, \gamma)^{40}Ar$ ،  $\Phi_{av} \Sigma_{act}$  سطح مقطع اکتیواسیون حرارتی ماکروسکپی و  $\Phi_{av}$  فلوی حرارتی متوسط فضائی است. در مورد واکنش آستانه ای اکسیژن شدت اکتیواسیون از رابطه زیر به دست می آید.

$$\Sigma_{act} \Phi_{av} = \int_{E_i}^{\infty} \Sigma_{act}(E) \Phi_{av}(E) dE \quad (۱۰-۸۶)$$

که  $\Phi_{av}(E)$  فلوی متوسط فضائی تابع انرژی و  $E_i$  انرژی آستانه واکنش است. تابع  $\Phi_{av}(E)$  را می توان با فرض این که هر برخورد، بجز پراکندگی های کم زاویه، انرژی نوترون شکافت کمتر از انرژی آستانه می شود. در این صورت، در حالت پایدار، تعداد نوترون هائی که در اثر برخورد از فاصله  $dE$  در انرژی  $E$  خارج می شوند برابر تعداد نوترون های تولیدی در این فاصله انرژی است، یعنی

$$\Sigma_R(E) \Phi_{av}(E) dE = S(E) dE$$

که  $\Sigma_R(E)$  سطح مقطع حذف در انرژی  $E$  و  $S(E)$  تعداد نوترون های شکافت در واحد انرژی  $E$  است، به فرض این که این واکنش مستقل از مکان داخل راکتور باشد  $\Phi_{av}(E)$  را به دست می آوریم:

$$\Phi_{av}(E) = \frac{S(E)}{\Sigma_R(E)} \quad (۱۰-۸۷)$$

با قراردادن این تابع در معادله (۱۰-۸۶) داریم:

$$\begin{aligned} \Sigma_{act} \Phi_{av} &= \int_{E_t}^{\infty} \frac{\Sigma_{act}(E) S(E) dE}{\Sigma_R(E)} \\ &\approx \frac{1}{\Sigma_R} \int_{E_t}^{\infty} \Sigma_{act}(E) S(E) dE \quad (۱۰-۸۸) \end{aligned}$$

که  $\Sigma_R$  سطح مقطع ماکروسکپی حذف نوترون های شکافت محاسبه شده با استفاده از جدول (۱-۴) است.

سطح مقطع های اکتیواسیون برای واکنش های آستانه مندرج در جدول (۷-۱۰) متوسط گیری در طیف نوترون شکافت است یعنی :

$$\langle \sigma_{act} \rangle = \frac{\int_{E_t}^{\infty} \sigma_{act}(E) S(E) dE}{\int_0^{\infty} S(E) dE}$$

بانوشتن این که

$$\langle \Sigma_{act} \rangle = N \langle \sigma_{act} \rangle$$

که N چگالی اتمی ایزوترب مورد نظر می باشد و از ترکیب این تعاریف با معادله (۸۸-۱۰) خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \Sigma_{act} \Phi_{av} &= \frac{\langle \Sigma_{act} \rangle}{\Sigma_R} \int_0^{\infty} S(E) dE \\ &= \frac{\langle \Sigma_{act} \rangle S}{\Sigma_R} \end{aligned} \quad (۸۹-۱۰)$$

که S تعداد کل نوترون های شکافت تابش شده در سانتیمتر مکعب در ثانیه در راکتور است. کاربرد این روابط در مثال های زیر تشریح شده است.

مثال ۱۰-۹ یک راکتور فرضی با کند کننده و خنک کننده آب با چگالی قدرت  $۵۵ \text{ w/cm}^3$  کاری کند. قلب راکتور حاوی آب و میله های اورانیوم با نسبت حجمی فلز ۳۳٪ است. آب به طور متوسط ۳ ثانیه در داخل قلب راکتور و ۲ ثانیه در مدار خارج راکتور صرف می کند. اکتیویته تعادلی آب خروجی راکتور مربوط به  $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{O}$  است را تعیین کنید. حل: چگالی اتمی اکسیژن آب با جرم ویژه برابر  $۱۰^{۲۴} / \text{cm}^3 \times ۰.۳۳$  است و عملاً تمام مربوط به  $^{16}\text{O}$  می باشد. در مساله موجود جرم ویژه آب برابر  $۱.۶۷ \text{ g/cm}^3$  است، بنابراین  $\langle \Sigma_{act} \rangle$  به طریق زیر به دست می آید.

$$\langle \Sigma_{act} \rangle = ۰.۶۷ \times ۰.۳۳ \times ۱۹ \times ۱۰^{-۲۰} = ۴۲ \times ۱۰^{-۷} \text{ cm}^{-1}$$

با فرض این که انرژی دریافتی  $۳۲ \times ۱۰^{-11} \text{ J/fission} = ۲۰.۰ \text{ MeV}$  چگالی شکافت برابر است با  $۱۷۲ \times ۱۰^{-11} \text{ f/cm}^3 \text{ - sec} = ۵۵ / ۳۲ \times ۱۰^{-11}$ ، با توجه به این که در هر شکافت ۲.۴۲ نوترون آزاد می شود داریم :

$$S = ۲.۴۲ \times ۱۷۲ \times ۱۰^{-11} = ۴۲ \times ۱۰^{-۱۲} \text{ n/cm}^3 \text{ - sec}$$

مقدار  $\Sigma_R$  برای آب از جدول (۱۰-۴) برابر  $۰.۱۰۳ \text{ cm}^{-1}$  و برای اورانیوم برابر

$۰.۱۷۴ \text{ cm}^{-1}$  است بنابراین برای مخلوط آب اورانیوم داریم

$$\Sigma_R = 0.167 \times 0.103 + 0.232 \times 0.174 = 0.1296 \text{ cm}^{-1}$$

با استفاده از معادله (۸۹-۱۰)، شدت اکتیواسیون از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\Sigma_{act} \Phi_{av} = \frac{4.72 \times 10^{-7} \times 4.72 \times 10^{12}}{0.1296} = 1.40 \times 10^7 \text{ atoms/cm}^2 - \text{sec}$$

با قراردادن این نتیجه در معادله (۱۰-۸۴) و مقادیر  $t_i = 3 \text{ sec}$  و  $t_o = 2 \text{ sec}$

$$\lambda = \frac{0.1296}{7.1} = 0.01825 \text{ sec}^{-1}$$

$$\alpha = \frac{1.40 \times 10^7 (1 - e^{-3 \times 0.01825})}{1 - e^{-0.01825 \times 2}}$$

$$\alpha = 9.20 \times 10^6 \text{ dis/cm}^2 - \text{sec}$$

$$= 2.49 \mu\text{Ci/cm}^2$$

سديم اغاب برای خنک کردن راکتورهای سریع به کار می‌رود. واکتیواسیون آن مربوط به جذب نوترون‌های سریع و نوترون‌های با انرژی متوسط است. لذا میزان اکتیواسیون در سانتیمتر مکعب از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\Sigma_{act} \Phi_{av} = \int \Sigma_{act}(E) \Phi_{av}(E) dE \quad (90-10)$$

انتگرال گیری در تمام طیف انرژی نوترون انجام شده است. بر طبق رابطه چندین گروهی قسمت (۶-۷) می‌توان رابط بالا را به صورت زیر نوشت:

$$\Sigma_{act} \Phi_{av} = \sum_g \Sigma_{actg} \Phi_{avg} \quad (91-10)$$

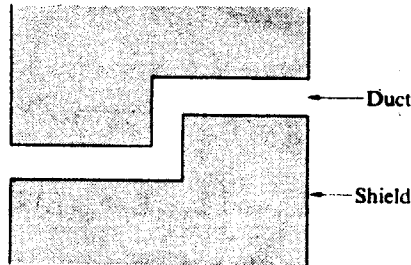
که  $\Sigma_{actg}$  سطح مقطع (جذب تابش زا) اکتیواسیون ماکروسکوپی سديم برای گروه  $g$  ام و  $\Phi_{avg}$  فلوی متوسط فضائی این گروه است.

اکتیواسیون اتم‌های خنک کننده بحث شده در بالا چشمه‌ی اصلی رادیواکتیویته در مدارهای خنک کننده راکتور در حال کار می‌باشد. این اکتیویته بسیار مهمتر از اکتیواسیون ناخالصی‌های خنک کننده یا اکتیوشدن اتم‌های خنک کننده در راکتور است. به محض خاموش شدن راکتور اکتیویته خنک کننده به سرعت کاهش می‌یابد، مگر در مورد سديم که این طور نیست (جدول ۱-۷)، و راکتیویته پس ماند خنک کننده مربوط به این اتم‌های اضافی است. علاوه بر این، این اتم‌ها در جداره لوله‌های مدار اولیه و در شیرها، تلمه‌ها، و دستگاه‌های تبادل حرارت رسوب می‌کنند. این امر باعث راکتیویته این قطعات شده حتی اگر خنک کننده را حذف کنیم. این اکتیویته مانع ترمیم و نگهداری این دستگاه‌ها می‌باشد. در هر حال، پیش بینی سطح این اکتیویته مشکل است زیرا بستگی به تعداد ییشماری از مواد موجود در راکتور و در دستگاه مدار اولیه خنک کننده دارد.

### ۱۰-۱۳ مجاری زیگزاگ در حفاظها

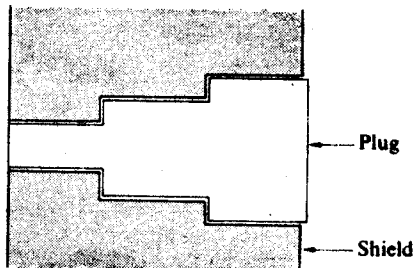
مجاری زیگزاگ در داخل حفاظ راکتور برای عبور دادن کابلها و لوله‌های خنک کننده و برای تعویض سوخت و نگهداری دستگاهها لازم است. نفوذ اشعه معمولاً در دیوارهای اتاق راکتور و قسمت‌های دیگر نیروگاه هسته‌ای قدرت و در دیوارهای اطراف شتاب دهنده‌ها یا دیواره‌های مولدهای تابش وجود دارد. هرنفوذی از این نوع می‌تواند یک چشمه جدی از نشت تابش از داخل حفاظ باشد.

بدترین وضعیت مجرای مستقیم حاوی هوا یا گاز دیگر می‌باشد. در این حالت، اشعه مستقیماً از داخل مجرا بدون هیچ‌گونه برخوردی (تضعیفی) عبور می‌کند و این پدیده معروف



شکل ۱۰-۲۶ مجرائی از داخل حفاظ

جریان‌یابی تابش<sup>۱</sup> است. برای جلوگیری از جریان‌یابی اشعه مجراها باید دارای پیچ‌های تند، به طوری که در شکل ۱۰-۲۶ نشان داده شده است، باشند. در چنین مجراهائی فقط اشعه‌ای که با زوایای مشخص پراکنده شده‌اند قادرند از مجرا خارج شوند.



شکل ۱۰-۲۷ در پوش یک مجرا در حفاظ



باوجود این، گاهی لازم است مجراهای مستقیمی در حفاظ تعبیه نمائیم که در موقع کارراکتور دارای درپوش باشند. از جمله می توان مجاری مخصوص تعویض سوخت را نام برد. مجاری و درپوش ها مطابق شکل ۱-۲۷ پله پله می باشند این پله پله بودن باعث کاهش جریان یابی تابش از شکاف بین دیواره مجرا و درپوش می شود.

محاسبه نفوذ اشعه از داخل مجاری خمیده و یا پله پله ای کاملاً پیچیده است و در اینجا بحث نخواهد شد. باوجود این، وجود مجاری پیچ و خم دار در طرح هر حفاظی دارای اهمیت خاصی است.

## منابع فصل دهم

### General

Blizard, E. P., Editor, *Reactor Handbook*, Vol. III, Part B, Shielding. New York: Interscience, 1962.

Glasstone, S., and A. Sesonske, *Nuclear Reactor Engineering*. New York: Van Nostrand, 1967, Chapter 10.

Goldstein, H., *Fundamental Aspects of Reactor Shielding*. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1959 (out of print); now available from Johnson Reprint Corp., New York. This volume contains an authoritative discussion of the calculation of buildup factors.

Jaeger, R. G., Editor, *Engineering Compendium on Radiation Shielding*, Vol. I. New York: Springer-Verlag, 1968.

Kimel, W. R., Editor, *Radiation Shielding*. Washington, D.C.: U.S. Government Printing Office, 1966. Written primarily for civil defense shielding problems, this volume contains much useful information on shielding problems in general.

Price, B. T., C. C. Horton, and K. T. Spinney, *Radiation Shielding*. New York: Pergamon Press, 1957. Spinney's method is discussed in detail in this book.

Rockwell, T., Editor, *Reactor Shielding Design Manual*, TID-7004. Washington, D.C.: U.S. Atomic Energy Commission, 1956. A dated but still useful publication.

Schaeffer, N. M., Editor, *Reactor Shielding for Nuclear Engineers*. Washington D.C.: U.S. Atomic Energy Commission, 1973. (Available as TID-25951 from the National Technical Information Service, Springfield, Virginia.)

## Shielding Information

The Radiation Shielding Information Center at the Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, publishes state-of-the-art reviews, data compilations, and a monthly newsletter, all aimed at providing the latest information on the shielding of all types of radiation sources. In addition, the Center, which is sponsored by several government agencies, collects and then makes available computer programs that have been written for shielding calculations.

## Tables of Functions

*The  $E_n(x)$  function:*

Etherington, H., *op. cit.*, p. 1-120.

Goldstein, H., *op. cit.*, p. 355.

Abramowitz, M., and I. A. Stegun, Editors, *Handbook of Mathematical Functions*. Washington, D.C.: National Bureau of Standards, 1964, p. 238.

*The exponential integral  $Ei(x)$ :*

Etherington, H., *op. cit.*, p. 1-121.

*Handbook of Mathematical Functions, op. cit.*, p. 238.

*The Sievert integral function  $F(\theta, x)$ :*

This function is not widely tabulated. See: "Handbook of Mathematical Functions," *op. cit.*, p. 1000. Extensive graphs of  $F(\theta, x)$  are given in:

Blizard, E. P., *op. cit.*

Jaeger, R. G., *op. cit.*

Rockwell, T., *op. cit.*

## مسائل فصل دهم

۱-۱. یک باریکه تک راستا اشعه  $x$   $0.0 \text{ kV}$  با شدت  $1.0 \times 10^7 \text{ x/cm}^2 \text{ - sec}$  به یک

تیغه به ضخامت  $2.0 \text{ cm}$  آهنی وارد می شود. مطلوب است محاسبه (الف) شدت پرتوتابی در صورت عدم حضور آهن (ب) فلو بدون برخورد، (ج) فلو افزایشی (د) شدت پرتوتابی در پشت تیغه.

۱-۲. چه ضخامتی از سرب باید به عنوان حفاظ در مقابل یک باریکه تک راستا اشعه

گاما با انرژی  $1 \text{ MeV}$  به شدت  $1.0 \times 10^7 \text{ x/cm}^2 \text{ - sec}$  به کار رود تا شدت پرتوتابی به  $0.01 \text{ mR/hr}$  برسد؟

۱-۳. یک چشمه قطعه ای ایزوتروپ اشعه گامای با انرژی  $1 \text{ MeV}$  اشعه با شدت  $1.0 \times 10^7 \text{ x/cm}^2 \text{ - sec}$

تابش می کند. اطراف چشمه را حفاظی به ضخامت  $1$  سانتیمتر احاطه کرده است. مطلوب است

محاسبه (الف) فلو گاما در صورت نبودن حفاظ (ب) فلو بدون برخورد (ج) فلو افزایشی

(د)  $\dot{X}$  در صورت نبودن حفاظ (ه)  $\dot{X}$  بدون افزایش اشعه پراکنده (و)  $\dot{X}$  با افزایش اشعه

۱-۴. یک چشمه نوترون رادیوم برلیوم به قدرت یک کوری (مساله ۹-۲) باید در

یک حفاظ کروی سربی قرار داده شود. حداقل ضخامت سرب چقدر باید باشد تا شدت پرتوتابی

اشعه گاما در سطح کره بیشتر از  $1 \text{ mR/hr}$  نباشد.

۱-۵. در زمان  $t_0$  پنج ساعت پس از انفجار یک بمب هسته ای پاره های شکافت به طور

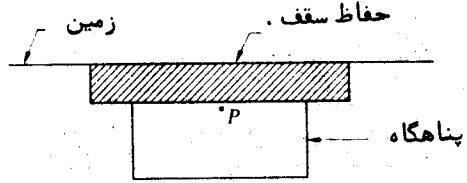
یکنواخت ضمن ریزش اتمی در سطح با چگالی  $1.0 \times 10^{-5} \text{ Ci/cm}^2$  پخش می شوند.

یک نفر در این زمان وارد یک پناهگاه اتمی می شود (مطابق شکل ۱۰-۲۸) و مدت  $t_s$

ساعت در آنجا توقف می کند (الف) ثابت کنید که اگر کل پرتوتابی به شخص از XR تجاوز

نماید شدت پرتوتابی اولیه او در پناهگاه نایستی از

$$\dot{X}_0 = \frac{X}{0.1 t_0} \left[ 1 - \left( \frac{t_0}{t_0 + t_s} \right)^{0.7} \right]^{-1}$$



شکل ۱۰-۲۸

(ب) ضخامت بتونی سقف پناهگاه چقدر باید باشد تا پرتوتایی در مدت دوهفته  $2R$  شود؟  
 [ یادآوری: برای سهولت وسعت سقف را بینهایت در نظر می‌گیریم و فرض می‌کنیم انرژی اشعه گاما  $0.7\text{MeV}$  باشد. ]

۶-۱. چشمه صفحه‌ای مدور مساله (۲۹-۹) را می‌خواهند در یک بشکه آب مطابق شکل (۲۹-۱۰) قرار دهند. ضخامت آب لازم برای اینکه شدت پرتوتایی در نقطه (p) وسط بشکه به  $1\text{mR/hr}$  برسد چقدر باید باشد؟  
 ۷-۱. با انتگرال‌گیری جزء بجزء تکراری ثابت کنید.

$$E_1(x) = \frac{e^{-x}}{x} \left[ 1 - \frac{1}{x} + \frac{2!}{x^2} - \frac{3!}{x^3} \dots \right]$$

در مورد همگرایی این سری بحث کنید.

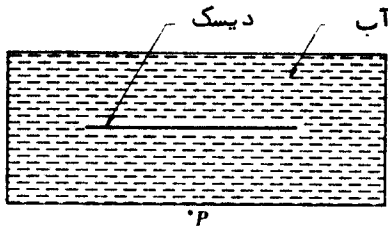
۸-۱. خنک‌کننده سدیم با اکتیویته ویژه  $0.01\text{Ci/cm}^3$  از داخل یک لوله بلند به قطر ۳ سانتیمتر عبور می‌کند، با در نظر گرفتن لوله به عنوان یک چشمه خطی و صرف نظر از تضعیف اشعه در خود سدیم، ضخامت بتون لازم را که باید دور لوله پیچیده شود تا شدت دز به  $2\text{mrem/hr}$  کاهش یابد، حساب کنید [ یادآوری: اکتیویته سدیم مربوط به  $^{24}\text{Na}$  است (جدول ۷-۱۰) ]

۹-۱. ثابت کنید که برای  $\theta$  کوچک  $F(\theta, x)$  از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$F(\theta, x) \approx \theta e^{-x}$$

۱۰-۱. فرض کنید به جای این که میله‌ی سوخت مساله (۲۸-۹) را بگذارند خنک شود فوراً در داخل یک محفظه سربی استوانه‌ای برای انتقال به آزمایشگاه داغ قرار می‌دهند. ضخامت محفظه سربی، دیواره جانبی و دو انتهای، برای اینکه شدت پرتوتایی در سطح به بیش از  $1\text{mR/hr}$  کاهش یابد حساب کنید [ یادآوری: تمام محاسبات را برای یک دقیقه پس از خارج کردن میله سوخت از راکتور انجام دهید ]

۱۱-۱. الف) اگر محفظه مساله قبل به جای سرب از آهن ساخته می‌شد چقدر وزن محفظه بود؟ (ب) اگر قیمت هر پوند سرب ۲ دلار و قیمت هر پوند آهن ۲ دلار باشد هزینه ساخت محفظه از کدام یک از این دو ماده ارزانتر تمام می‌شود؟



شکل ۲۹-۱۰

۱-۱۲. نوترون‌های حرارتی به یک تیغه از آب به ضخامت ۳ سانتیمتر وارد می‌شود. نوترون‌ها در ضمن پخش در تیغه، در نتیجه جذب تابش را در هیدروژن طبق واکنش  $H(n, \gamma)H$  از بین می‌روند، انرژی شعاع گاما تقریباً  $2\text{MeV}$  می‌باشد. می‌دانیم که فلوی حرارتی در تیغه طبق رابطه زیر کاهش می‌یابد.

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-x/L}$$

که  $\Phi_0 = 10^8$  و  $L = 2780$  سانتیمتر است. مطلوب است محاسبه (الف) شدت دز نوترون‌های حرارتی، (ب) فلوی اشعه گامای بدون برخورد (ج) فلوی گامای افزایش یافته، (و) شدت دز اشعه گاما در طرف دیگر محافظه.

۱-۱۳. یک ابرکروی از ریزش‌های اتمی به شعاع  $R$  که به‌طور یکنواخت حاوی ذراتی با قدرت تابشی  $S\gamma/\text{cm}^2 - \text{sec}$  در نظر می‌گیریم. رابطه‌ای به دست آورید که (الف) فلوی پراکنده نشده اشعه گاما در مرکز ابر (ب) فلوی افزایشی در مرکز ابر، رابطه دست دهد. ۱-۱۴. یک ماده رادیواکتیو را در یک حجم بزرگ آب حل می‌کنند به طوری که قدرت تابشی در سرتاسر حجم آب برابر است با  $S\gamma/\text{cm}^2 - \text{sec}$  (الف) ثابت کنید که فلوی بدون برخورد در هر نقطه در آب از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\Phi_u = \frac{S}{\mu}$$

(ب) فلوی افزایشی از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\Phi_b = \frac{S}{\mu} \sum \frac{A_n}{1 + a_n}$$

که  $A_n$ ،  $a_n$  پایاهای فاکتور افزایشی از نوع تیلر است.

۱-۱۵. با استفاده از نتایج مساله ۱-۱۴ شدت دز معادل اشعه گاما را برای  $^{60}\text{Co}$  را در یک حجم بینهایت آب با غلظت  $(MPC)_w$  حساب کنید (جدول ۹-۸).

۱-۱۶. یک چشمه نقطه‌ای ایزوتروپ اشعه گاما  $1\text{MeV}$  باشدت  $10^{17}\gamma/\text{sec}$  در مرکز یک محافظه کروی آب به شعاع ۰ سانتیمتر قرار دارد. چه ضخامتی از سرب در خارج از محافظه لازم است تا اینکه شدت پرتوتابی در سطح به  $1\text{mR/hr}$  کاهش یابد؟

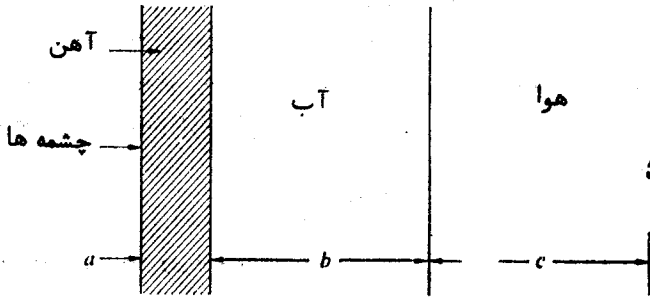
۱-۱۷. در مساله بالا اگر چشمه ابتدا به وسیله یک کره سربی و سپس به وسیله آب به شعاع ۰ سانتیمتر پوشیده شده باشد، ضخامت سرب چقدر باید باشد؟ وزن حفاظ را در هر دو حالت حساب کنید.

۱-۱۸. یک نوترون  $8\text{MeV}$  در برخورد غیرالاستیک به هسته باریوم پراکنده شده است انرژی متوسط نوترون در برخورد غیرالاستیک چقدر است؟

۱-۱۹. سطح مقطع ماکروسکوپی حذف اکسید اورانیوم ( $\text{UO}_2$ ) دارای جرم ویژه  $10\text{g/cm}^3$  را حساب کنید.

۲-۱-۲. یک چشمه صفحه‌ای شکافت  $S^n f/cm^2 - sec$  نوترون شکافت تابش می‌کند. مطابق شکل (۳-۱-۳) جلوی صفحه یک تیغه آهن به ضخامت  $a$  و سپس یک تیغه آب به ضخامت  $b$  سانتیمتر قرار دارد. رابطه‌ای به دست آورید که فلوی نوترون سریع در نقطه  $p$  به فاصله  $c$  سانتیمتر از سطح آب به دست دهد.

۲-۱-۲. یک صفحه شکافت به قطر ۳ سانتیمتر و به ضخامت ۰.۰۶ اینچ ترکیبی از اورانیوم غنی ۲.۰۸٪ در ( $^{235}U$ ) اورانیوم ۲۳۵ است. صفحه شکافت در یک انتهای ظرف بزرگ آب قرار دارد و مورد تابش فلوی نوترون حرارتی  $sec - cm^2 - n \times 10^8$  است. (الف) مطلوب است محاسبه فلوی سریع و شدت دز معادل نوترون سریع در فواصل ۲.۰۱ و ۳ متر از مرکز صفحه شکافت (ب) محاسبات بالا را با قرار دادن تیغه آهنی به ضخامت ۲ و ۰.۰۶ اینچ واقع در مقابل صفحه شکافت را تکرار کنید.



۲-۱-۳. یک راکتور سوار بر کشتی اتمی با قدرت ۹۰ MW دارای حجم تقریبی ۱۳۸۰ لیتر است. ترکیب قلب راکتور به درصد حجمی عبارت است از: اورانیوم ۱٪، زیر کونیوم ۴۰٪ (جرم ویژه  $0.8g/cm^3$ )، ۵۹٪ ضخامت حفاظ آب با جرم ویژه واحد چقدر بایستی باشد تا فلوی نوترون سریع در سطح حفاظ به  $sec - cm^2 - n \times 10^8$  کاهش یابد.

۲-۱-۳. یک راکتور سریع کوچک نمونه‌ای با قدرت کل ۲۰۰ MW؛ با چگالی قدرت متوسط  $w/cm^2$  کار می‌کند. ترکیب حجمی قلب راکتور عبارت است از  $^{239}Pu$  ۱۰٪،  $^{238}U$  ۲٪، آهن ۲۰٪، سدیم ۴۵٪. لایه زاینده‌ای به ضخامت ۵ اینچ اطراف قلب را پوشانده است که ترکیب آن عبارت است از  $^{238}U$  ۴۵٪، آهن ۲٪، سدیم ۳۰٪. ضخامت حفاظ بتونی اطراف راکتور برای اینکه شدت دز معادل نوترون‌های سریع  $1\text{ mrem/hr}$  کاهش یابد حساب کنید [یادآوری: در این مساله  $v=3$  بگیرید، فرض کنید  $\sigma_R$  پلوتونیوم برابر  $\sigma_R$  اورانیوم است].

۲-۱-۴. با استفاده از اعداد اتفاقی نموداری برای انتخاب نوع واکنش متقابل که در یک برخورد در محاسبه مونت کارلو، وقتی به واکنش متقابل از نظر انرژی امکان پذیر باشد، به کار می‌رود ارائه دهید.

۱-۲۵ یک چشمه نقطه‌ای با قدرت تابشی  $1.0 \cdot n/cm^2 \cdot sec$  نوترون با انرژی  $2 \text{ MeV}$  در مرکز یک اتاقک مکعبی آزمایشی به ابعاد  $2.5$  فوت در نظر می‌گیریم. (الف) ضخامت دیواره بتونی اتاقک چقدر باید باشد اگر شدت دز معادل در هیچ نقطه از سطح اتاقک از  $2.0 \text{ mrem/hr}$  تجاوز نکند؟ (ب) دز اضافی مربوط به جذب نوترون در بتون چقدر است (ج) ضخامت دیواره بتونی چقدر بایستی باشد که شدت دز کل از  $2.0 \text{ mrem/hr}$  تجاوز ننماید.

۱-۲۶ مقادیر  $\chi_{pn}$  و  $\chi_{dn}$  جدول (۱-۵) را برای گروه  $n=2$  ثابت کنید.

۱-۲۷ شدتهای پرتوتابی مثال ۱-۸ را ثابت کنید.

۱-۲۸ ثابت کنید که اگر ضخامت تیغه ماده قابل پخش نوترون خیلی کمتر از طول پخش حرارتی باشد، در این صورت شدتی که در آن نوترون‌های حرارتی در سانتیمتر مکعب در ثانیه جذب تیغه می‌شوند برابر است با  $\Phi_T \Sigma_a$  که  $\Phi_T$  فلوی حرارتی وارد بر تیغه،  $\Sigma_a$  سطح مقطع ماکروسکوپی جذب حرارتی و  $t$  ضخامت تیغه است.

۱-۲۹ در یک راکتور پژوهشی معین یک لایه سربی به ضخامت  $3$  اینچ بین بازتابنده

و حفاظ آب به ضخامت  $2.0$  پائی قرار دارد. با استفاده از نتایج مساله قبل شدت پرتوتابی را در سطح خارجی حفاظ که در نتیجه جذب تابش زا در سرب است حساب کنید. به شرط این که فلوی نوترون حرارتی در محل سرب  $1.0 \cdot n/cm^2 \cdot sec$  باشد.

۱-۳۰ به فرض این که فلوی حرارتی وارد در سرب در مساله قبل با ضریب  $1$  افزایش

یابد، شدت پرتوتابی جدید را در خارج حفاظ حساب کنید.

۱-۳۱ یک راکتور تحت فشار معین با قدرت  $1.0 \text{ MWt}$  کار می‌کند. خنک کننده

آب که دارای جرم ویژه متوسط  $0.7 \text{ g/cm}^3$  است، تقریباً  $2.7$  متر. ثانیه در داخل قلب توقف دارد (حجم  $1700$  متر) و  $6888$  ثانیه در بقیه مدار وقت می‌گذرانند. سوخت راکتور اورانیوم بسیار غنی است که در داخل میله‌های سوخت با پوشش زیر کونیوم با غلظت کم می‌باشد. نسبت حجمی فلز به آب  $2.5$  است. اکتیویته‌های ویژه تعادلی اشعه گاما و نوترون رادر خروج و ورود راکتور که در نتیجه واکنش‌های  $^{16}\text{O}(n, p)^{15}\text{N}$ ،  $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$  است حساب کنید.

۱-۳۲ با دانستن این که فلوی حرارتی متوسط راکتور مساله قبلی  $1.0 \cdot 10^7 \text{ n/m}^2 \cdot sec$

است اکتیویته آب مربوط به واکنش  $^{16}\text{O}(n, r)^{17}\text{O}$  را در ورود و خروج راکتور حساب کنید.

۱-۳۳ در بعضی از انواع راکتورهای گازی اولیه، گاز قبل از رها شدن به جو، فقط

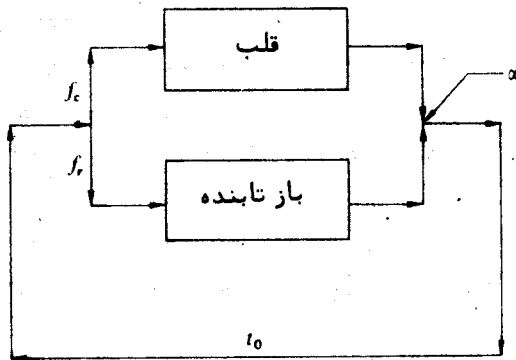
یک بار از داخل راکتور عبور می‌کند. نشان دهید که برای چنین راکتوری اگر گاز به طور متوسط  $t$  در مجاورت فلوی  $\Phi_{av}$  قرار گیرد، شدتی که در آن اتم‌های دارای نیمه عمر  $T_{1/2}$  اکتیو می‌شوند شدت خروج اکتیویته از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\text{شدت خروج} = \frac{1.87 \times 10^{-11} W \Sigma_{\text{act}} \Phi_{\text{av}} t_i}{T_{1/2}} \text{ Ci/sec}$$

که  $W$  شدت جریان گاز بر حسب  $\text{cm}^3/\text{sec}$ ،  $T_{1/2}$ ،  $t_i \ll T_{1/2}$  است.  
 ۱-۳۴. اولین راکتور پژوهشی در آزمایشگاه ملی بروک هیون با هوا خنک می‌شد.  
 هوا فقط یک بار از داخل راکتور عبور داده می‌شد و سپس از طریق دودکش به هوا ارسال می‌شد. اگر شدت جریان هوا  $27000$  فوت مکعب در دقیقه باشد، حجم راکتور  $960$  فوت مکعب باشد و فلوی حرارتی متوسط  $2 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2\text{-sec}$  باشد شدت خروج رادیواکتیویته از دودکش چقدر است؟

۱-۳۵. در بسیاری از راکتورهای آبی، آب به عنوان کند کننده، خنک کننده و باز تابنده عمل می‌کند. مدار خنک کننده مطابق شکل (۱-۳۱) است که  $f_c$  کسری از خنک کننده است که از قلب عبور می‌کند، بقیه  $f_r$  به باز تابنده می‌رود، شدت اکتیو شدن به طور متوسط در واحد حجم قلب و باز تابنده  $(\Sigma_{\text{act}} \Phi_{\text{av}})_c$  و  $(\Sigma_{\text{act}} \Phi_{\text{av}})_r$  است، و آب  $t_c$ ،  $t_r$  و  $t_o$  در قلب، باز تابنده و مدار خارجی می‌گذراند. نشان دهید که اکتیویته ویژه آب در موقع خروج از راکتور از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\alpha = \frac{(\Sigma_{\text{act}} \Phi_{\text{av}})_c (1 - e^{-\lambda t_c}) + (\Sigma_{\text{act}} \Phi_{\text{av}})_r (1 - e^{-\lambda t_r})}{1 - f_c e^{-\lambda(t_c + t_o)} - f_r e^{-\lambda(t_r + t_o)}}$$



شکل ۱-۳۱

۱-۳۶. یک مجرا مستقیم هوا به شعاع  $R$  از داخل یک حفاظ تیغه‌ای به ضخامت  $x$  عبور می‌کند. اگر تابش ورودی به حفاظ ایزوتروپی باشد. نشان دهید که شدت دز  $\dot{H}$  در انتهای مجرا مربوط به جریان یابی به شدت دز  $\dot{H}_0$  در ابتدا مطابق زیر است:

$$\dot{H} = \frac{\dot{H}_0 R^2}{4x^2}$$



## فصل یازدهم

### پروانه کار راکتور ، ایمنی و محیط زیست

تمام سازه‌ها و دستگاه‌های مهندسی - ساختمان‌ها، پل‌ها، سدها، ماشین‌ها از هر نوع، کارخانه‌ها، ماشین‌آلات الکتریکی و غیره ذاتاً دارای عامل خطری برای صاحبانشان یا کارگرانی که با آنها کار می‌کنند و به‌عموم به‌طور کل می‌باشند. راکتورهای هسته‌ای از این نظر مستثنی نیستند. گاهگاهی در باره این خطر، بی‌جهت مبالغه شده است که به‌علت ترس ذاتی از تابش هسته‌ای در روی قسمتی از مردم، و همچنین به‌علت خاطراتی از اثرات هولناک انفجارات هسته‌ای به کار رفته در جنگ جهانی دوم می‌باشد.

درواقع امر، به‌طوری که بعداً در این فصل نشان داده خواهد شد، خطرات ناشی از نیروی هسته‌ای در مقایسه با خطرات معمولی مورد قبول در دیگر وسایل انسان بسیار کم است. تا به امروز، در حقیقت سوابق در مورد ایمنی صنعت نیروی هسته‌ای فوق‌العاده عالی بوده است. این امر نتیجه شناسائی نقش اساسی ایمنی است که از طرف دولت و صنایع هر دو در طرح و کار هر تاسیس هسته‌ای مهم شمرده شده‌اند.

بر اساس تکنولوژی جاری، نیروی هسته‌ای یکی از کم‌خطرترین، اگر به‌عنوان کمترین درجه، دستگاه‌های تولید عظیم نیروی برق به محیط زیست می‌باشد. در هر حال، نیروگاه‌های هسته‌ای مقادیر کم رادیواکتیویته به محیط پس می‌دهد. این جنبه از نیروی هسته‌ای در آخرین قسمت این فصل بحث می‌شود.

### ۱-۱ توانائی و مسئولیت دولت

مسئولیت نهائی حفظ مردم هر مملکت بردوش دولت محلی یا ملی می‌باشد. روش اجرا در مورد انرژی هسته‌ای از مملکت به مملکت دیگر تا اندازه‌ای متفاوت است، بحث حاضر محدود به طرز کاری است که در ایالات متحده اعمال می‌شود. به نظر منطقی می‌آید که ابتدا عمل دولت را قبل از در نظر گرفتن تکنولوژی ایمنی راکتور شرح دهیم، زیرا فلسفه و بسیاری از خواسته‌های تکنولوژیکی مربوط به ایمنی ناشی از مقررات دولت است.

### کمیسیون انرژی اتمی

در ایالات متحده، توانائی دولت مرکزی در درگیری و یا وضع مقررات هر فعالیت منبعت از قوانین کنگره است. اولین قانون‌گذاری مربوط به توسعه و وضع مقررات انرژی هسته‌ای،

قانون ۱۹۴۶ انرژی اتمی می‌باشد که به قانون مک‌ماهون نیز معروف است. این قانون به وسیله قانون ۱۹۵۴ انرژی اتمی به‌طور گسترده‌ای توسعه یافت. فعالیت‌های انرژی هسته‌ای در ایالات متحده بر اساس قانون ۱۹۵۴ (تکمیلی) اجرا می‌شود.

قانون ۱۹۵۴ نظیر قانون مک‌ماهون، کمیسیون انرژی اتمی را پنج نفره تاسیس نمود این قانون شامل رئیس کمیسیون می‌شد، و دستورالعمل‌های کمیسیون را در باره مواد هسته‌ای به تفصیل تشریح کرد. به‌طور کلی، این قانون امکان تاسیس یک سازمان یا یک موسسه برای انجام عملیات مختلف کمیسیون\*، از جمله «مقررات تولید و مصرف انرژی اتمی و تاسیسات مربوطه به آن را + به وجود آورد.

\* معمولاً به کمیسیون پنج نفره کمیسیون انرژی اتمی یا فقط کمیسیون گفته می‌شود در حالی که اژانس کمیسیون انرژی اتمی یعنی سازمانی که به کمیسیون گزارش می‌دهد AEC اطلاق می‌شود.

+ این قانون همچنین می‌گوید که «هدف این قانون است تا برنامه‌ای برای تشویق گسترده افراد برای شرکت در توسعه و کاربرد انرژی اتمی.....» فراهم آورد. این امکان قانون در سال‌های اخیر مورد انتقاد قرار گرفته است که کمیسیون را در مقامی قرار داده که در عین حال ارتقاء دهنده، واضح مقررات می‌باشد - نقشی که با یگدیگر تناقض دارند. برای تصحیح این وضع اقداماتی چند در کنگره انجام شده تا اعمال قانون‌گذاری و توسعه‌ای AEC به موسسات جداگانه دولتی محول شود. یادداشتی برای اثبات: آزمانی که این فصل نوشته شده، کنگره آن را تصویب نموده و پس از امضای رئیس جمهور فوراً به صورت قانون درآمده است (دز ۱۱ اکتبر ۱۹۷۴) و این قانون ۱۹۷۴ تجدید سازمان انرژی است. بر طبق این قانون: (۱) کمیسیون انرژی اتمی منحل می‌شود (۲) به هم پیوستن چند سازمان به صورت سازمان جدیدی به نام Energy Research and Development Administration (ERDA) در آمد که فعالیت‌های پژوهشی و توسعه‌ای کمیسیون انرژی اتمی، وزارت داخله، سازمان حفاظت محیط زیست، دیگر شاخه‌های دولت مرکزی مربوط به انرژی را دربر می‌گیرد. (۳) تمام عملیات مقرراتی و صدور پروانه که قبلاً توسط کمیسیون انرژی اتمی انجام می‌گرفت به سازمان جدیدی به نام Nuclear Regulatory Commission انتقال یافت. در این صورت انتظار کمی وجود دارد که روش صدور پروانه یا روشهای مقرراتی در نتیجه این تجدید سازمان تغییر یابد. بنابراین در سرتاسر این فصل کافی است بجای AEC فقط NRC بگذاریم

قانون ۱۹۵۴ انرژی اتمی، نظیر بسیاری از قوانین کنگره، به طور کلی نوشته شده است برای اینکه بتوان طرز کار را به تفصیل دانست، کمیسیون، نظیر دیگر آژانس های دیگر، قواعد و مقررات خود را انتشار می دهد. این نشریات به صورت قسمتی از مقررات مرکزی درآمد که یک دستور کار اصلی برای عملیات ادارات و آژانس های اجرایی دولت مرکزی می باشد. این مقررات دارای قدرت و اثر قانونی هستند و در مواردی که به کار می روند، رعایت این مقررات باید انجام گیرد.

مقررات مرکزی به ۵ قسمت که عناوین خوانده می شوند تقسیم می شوند، هر یک از این قسمت ها موضوع گسترده ای از مقررات مرکزی را نشان می دهند. هر عنوان خود به فصل هائی تقسیم می شود که نام آژانس ناشر را دربر می گیرد. عنوان ۱، فصل ۱ مخصوص مقررات آژانس انرژی اتمی است. در حال حاضر عنوان ۱ فقط دارای یک فصل است، لذا در حال حاضر حداقل عنوان ۱ برای مشخص کردن مقررات کمیسیون کافی است. هر فصل از CFR به بخش هایی تقسیم می شود که مقررات ویژه ای را دربر می گیرد. به عنوان مثال، بخش ۲ از عنوان ۱ استانداردهای حفاظت در مقابل اشعه است. بخش ۵ مقررات مربوط به صدور پروانه کار را کتورها می باشد و غیره. تاسوق نگارش این کتاب ۴ بخش در عنوان ۱ وجود دارد (که به طور مرتب نمره گذاری نشده اند). آن قسمتهائی که بیشتر در ارتباط با نیروگاه های هسته ای هستند در جدول ۱-۱۱ تشریح شده اند.

هر بخش عنوان ۱ با یک علامت اختصاری نظیر CFR ۲۰، CFR ۵۰، و غیره نشان داده می شود. بعضی پاراگرافها یا مطالب در هر بخش نمره گذاری شده اند. به عنوان مثال CFR ۲۰، ۳۴ مربوط به واحد دز اشعه است. CFR ۵۰، ۳۴ اطلاعات فنی را شرح می دهد که باید توسط متقاضی برای پروانه کار را کتور به کمیسیون انرژی اتمی داده شود و الخ. به علاوه مقررات منتشره در CFR ۱۰، کمیسیون انرژی اتمی گاهگاهی نشریاتی به نام «راهنمای مقررات» انتشار می دهد. هدف از این راهنماها این است (۱) روش هائی را که اعضای هیات وضع مقررات کمیسیون انرژی اتمی (به زودی تشریح می شود) برای به اجرا درآوردن مقررات موجود در CFR ۱۰ تشریح می کند (۲)، تکنیک های مورد استفاده به وسیله اعضا در ارزیابی برنامه های ویژه یا سوانح هسته ای فرضی مورد بحث قرار می دهد و (۳) راهنمایی کلی برای متقاضیان پروانه های اخذ شده از کمیسیون انرژی اتمی تهیه می کند. راهنماها جایگزین مقررات قرار نمی گیرند و هماهنگی با آنها مورد نیاز نیست. در هر صورت، از نقطه نظر عملی این راهنماها به طور فزاینده ای سهم مهمی در اعمال وضع مقررات کمیسیون انرژی اتمی دارند.

جدول ۱-۱۱  
 اغلب بخش های مورد استفاده عنوان ۱۰

عنوان	اسم	کاربرد
۱	شرح سازمان و اطلاعات کلی	سازمان کمیسیون انرژی را شرح می دهد
۲	مقررات عملی	روش های صدور، حذف ، اصلاح با عملیات دیگر گواهی ABC را شامل می شود ، تعیین جرائم مدنی ، قانون گذاری، موضوعات اجرایی از آن جمله اند
۲۰	استانداردهای محافظت در مقابل اشعه	تعیین استانداردها و مقررات حفاظت در مقابل تابش ها است .
۵۰	گواهی تولید و بکار اندازی وسایل	نیازهای لازم برای صدور جواز ساختمان یا گواهی کار را کتور را بدست می دهد که شامل اطلاعات مفصلی می شود که باید بوسیله متقاضی برای صدور جواز یا گواهی تهیه شود .
۵۱	سیاست مقرراتی و صدور گواهی و روش های حفاظت محیط زیست	روش هایی است که بوسیله متقاضی منطبق با قانون سیاست ملی حفظ محیط زیست باید ارائه شود
۵۵	گواهی های ابراتور (کار کردن را کتور)	روشها و شرایط صدور گواهی های کار کردن های تأسیسات را کتور را به دست می دهد
۷۰	سواد هسته ای ویژه	مقررات و شرایط لازم برای صدور گواهی ها برای خود وضع می کند و سواد هسته ای خاص بکار می برد ( بطور غیر دقیق بگوئیم ، هر ماده شکافان یا اورانیوم ۲۳۵ غنی )
۱۰۰	شرایط انتخاب محل	شرایطی است که ABC برای ارزیابی مکان های پیشنهاد شده را کتورهای هسته ای قدرت تعریف می کند

## ۱۱ - پروانه کار راکتور

مسئولیت کمیسیون انرژی اتمی در مورد مقررات انرژی هسته‌ای به تمام چرخه سوخت، از استخراج و عملیات شیمیایی روی سنگ اورانیوم تا کاربرد سوخت در راکتورها، انتقال و باز سازی سوخت استفاده شده، و بالاخره انباشتن پس مانده‌های رادیواکتیوگسترش می‌یابد. بحث حاضر محدود به راکتورها، به ویژه نیروگاه‌های هسته‌ای می‌شود.

توانائی مقرراتی کمیسیون انرژی اتمی از طریق صدور پروانه‌های مختلف انجام می‌گیرد. کوشش قابل ملاحظه‌ای معمولاً بایستی هم توسط متقاضی پروانه راکتور و هم به وسیله کمیسیون انرژی اتمی، قبل از صدور پروانه، انجام گیرد. به علاوه پروانه کمیسیون انرژی اتمی یگانه پروانه برای ساختن یک نیروگاه هسته‌ای نیست. تمام اجازه‌های مختلف و پروانه‌های صادره به وسیله مسئولین مرکزی، ایالتی و محلی برای ساختن نیروگاه‌های فسیلی معمولی نیز بایستی تضمین شوند. این اجازه اغلب حاوی ۲۰ تا ۳۰ عمل جداگانه برای دادن پروانه است. در نتیجه، بررسی و تحلیل مسائل مربوط به صدور پروانه وابسته به اجازه‌نامه یا پروانه‌های مورد نیاز برای ساختن یا به کار انداختن نیروگاه‌های هسته‌ای سه تا چهار سال در گذشته وقت می‌گرفته است. در این مورد تاخیر در سطح حکومت مرکزی به طور قابل ملاحظه‌ای در چند سال گذشته کاهش یافته است.

در کمیسیون انرژی اتمی چند گروه مسئول صدور پروانه راکتور می‌باشند این گروه‌ها عبارتند از:

**اعضای اجرای مقررات** این عبارت برای تشریح وظائف کارمندان سه قسمت یا

« اداره » که حال حاضر کمیسیون انرژی اتمی یعنی « صدور پروانه (DOL) <sup>۱</sup> ، عملیات اجرای مقررات (DRO) <sup>۲</sup> ، و استاندارد (DOS) <sup>۳</sup> به کار می‌رود. اعضای DOL مسئول ارزیابی تمام جنبه‌های ایمنی و محیط زیستی تاسیسات یک راکتور پیشنهادی می‌باشد. وقتی یک نیروگاه به مرحله ساختن برسد، یک کارمند DRO طرح را با نظارت دائم برای اطمینان از اینکه نیروگاه منطبق بر پروانه‌ی ساختمان و ویژگی‌های مربوطه به کمیسیون انرژی اتمی پیش می‌رود بازرسی می‌کند. بعداً موقعی که نیروگاه به کار افتاد، کارمندان دیگر DRO کارکرد نیروگاه را بررسی می‌کند تا ببیند که عملیات منطبق با پروانه کار است. DOS نقش توسعه راهنماها، شرایط و مقررات برای تقریباً هر جنبه از راکتور و چرخه سوخت راکتور را دارد.

کمیته <sup>۴</sup> شوروی حفاظت از امن نگهداری از راکتور (ACRS) این کمیته که

۱ - Directorate of Licensing ( DOL ).

۲ - Directorate of Regulatory Operations ( DRO )

۳ - Directorate of Standards ( DOS )

۴ - Advisory Committee on Reactor Safeguards ( ACRS )

حداکثر ۱۵ عضو دارد به وسیله کنگره در سال ۱۹۵۷ به صورت ضمیمه‌ای به قانون ۱۹۵۴ انرژی اتمی بوجود آمد، تا اینکه تمام تقاضاهای دریافت پروانه احداث راکتور هسته‌ای را با توجه به خطرات دستگاه پیشنهاد شده بررسی نماید و نتایج را به کمیسیون گزارش کند. اعضای ACRS کارمندان منظم کمیسیون انرژی اتمی نیستند.

**(ایمنی اتمی و صدور پروانه (ASLB) این هیات، سخنرانی‌ها، و تصمیم‌گیری‌های مربوط به تعویض، تعلیق، لغو یا اصلاح هر پروانه‌ای را که برطبق قانون انرژی اتمی داده می‌شود، تنظیم می‌کنند. هر هیات دارای سه عضو است. یکی از اعضا بایستی دارای شرایط لازم برای اداره یک سخنرانی (او معمولاً یک وکیل است) بوده و به‌عنوان رئیس هیات عمل کند. دو عضو دیگر از مقام‌های تکنولوژیکی انتخاب می‌شوند. (که به‌علاوه اهمیت فزاینده مسائل محیط‌زیست یکی از این دو عضو تکنیکی معمولاً یک دانشمند زیست‌شناس نیروگاه هسته‌ای است)**

هیات‌های ایمنی و وفورجام‌خواهی پروانه (ASLAB). به‌طوری‌که در زیر بحث می‌شود، در مورد متقاضی تصمیم‌گیری‌های ایمنی اتمی و صدور پروانه را به هیات استیناف یا فرجام‌خواهی ارجاع می‌کنند. این هیات‌ها به یک اندازه هستند و اساساً دارای همان توزیع عضویت بشکل «هیات ایمنی اتمی و صدور پروانه» است.

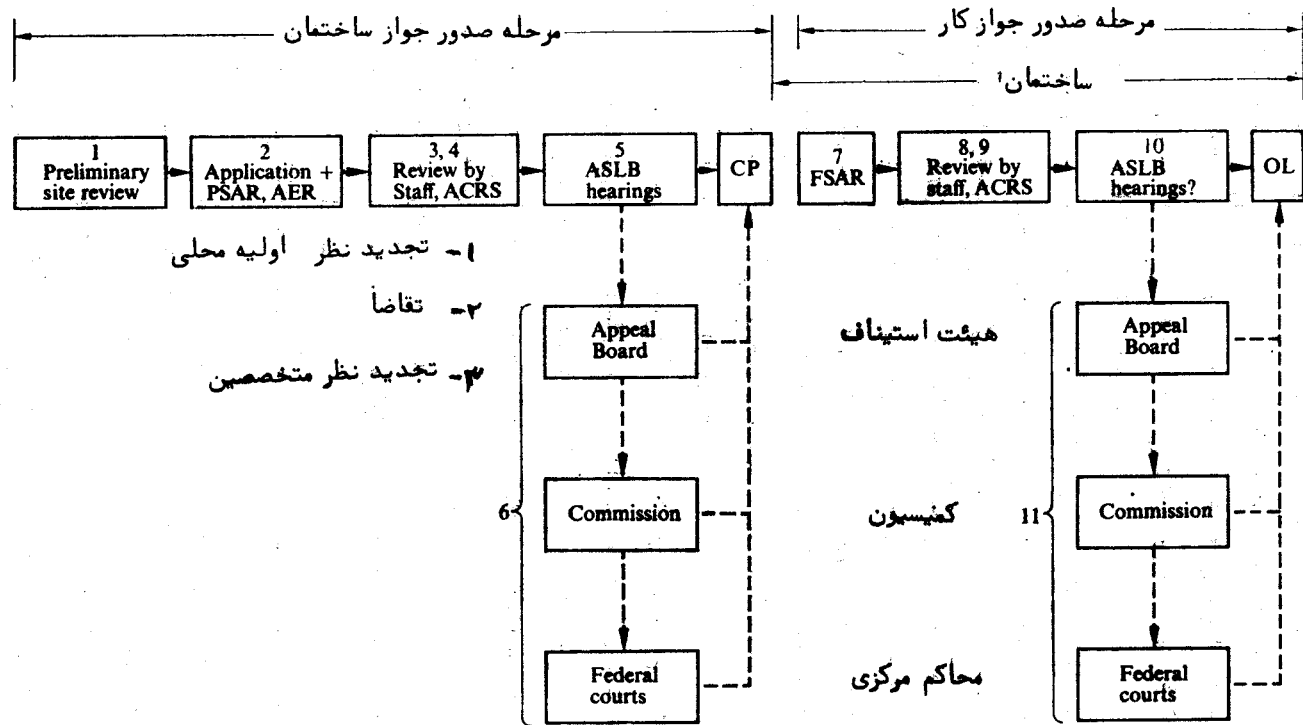
### مراحل صدور پروانه

هرکس قبل از شروع به ساختن یک راکتور در یک ناحیه مخصوص بایستی از کمیسیون انرژی اتمی جواز ساختن (CP) دریافت نماید. قبل از به‌کار انداختن راکتور بایستی پروانه کارگردانی دریافت کند. لذا صدور پروانه دارای دو مرحله است که معمولاً به مرحله جواز ساختن (CP) و مرحله پروانه کارگردانی (OL) معروف است. مراحل ریز که در شکل ۱-۱ نشان داده شده است در هر مرحله وجود دارد:

### ۱- مرحله اخذ جواز ساختن

۱- بررسی غیررسمی محل، انتخاب محل نیروگاه هسته‌ای با مسئولیت متقاضی ساختن نیروگاه است. در این مورد کمیسیون انرژی اتمی آخرالامر بایستی محل نیروگاه را براساس شرایطی که در قسمت ۱-۶ بحث می‌شود تصویب نماید. پس از انتخاب محل به وسیله متقاضی، وی تشویق می‌شود، اما درخواست نمی‌شود، که از کمیسیون انرژی اتمی بخواهد تا قبل از اقدام تقاضای رسمی برای پروانه، یک بررسی غیررسمی در مورد محل انجام دهد. در گزارش محیط زیستی (مرحله ۲) متقاضی بایستی خصوصیات محل‌های دیگر را با آن مقایسه کند \*

\* برای تسریع در صدور پروانه نیروگاه هسته‌ای، کمیسیون انرژی اتمی متقاضیان را تشویق می‌کند که محل‌هایی را برای استفاده‌های بعد برای ساختن نیروگاه مشخص کند. این روش مطالعات محیط زیستی در تمام محل‌ها خیلی قبل از احداث نیروگاه توسط سازنده انجام می‌گیرد.



شکل ۱-۱ نمودار مراحل صدور پروانه و اکتور در کمیسیون انرژی اتمی

## ۲- تقاضای پروانه . متقاضی تقاضای خود را برای احداث یک دستگاه جهت کسب

پروانه به کمیسیون انرژی اتمی می‌دهد. اگرچه در این مرحله وی (متقاضی) یک جواز ساختن دریافت می‌دارد، باوجود این تقاضای او برای پروانه است. تقاضا یک سند غیرقابل تغییر نیست. تقاضا حاوی اطلاعاتی نظیر اسامی و آدرس‌های اعضای اصلی سازمان متقاضی، وضعیت شرکت، مدارک مبنی بر امکانات مالی برای انجام طرح و غیره می‌باشد، این اطلاعات لازمه تقاضا می‌باشد که در CFR ۱۰.۰۳۳ داده شده است.

متقاضی بایستی به پشتیبانی از تقاضای خود اطلاعات فنی، داده‌های مناسب برای ارزیابی عدم اطمینان و گزارش محیط زیستی ارسال دارد. بزرگترین و مشککترین کار تهیه دوسند است: گزارش مقدماتی تجزیه و تحلیل ایمنی<sup>۱</sup> و گزارش محیط زیستی متقاضی<sup>۲</sup> در مرحله جواز ساختن گزارش مقدماتی تجزیه و تحلیل ایمنی یک سند تکنیکی اصلی است که معمولاً در پنج مجلد تهیه می‌گردد. محتوای لازم در گزارش ایمنی در CFR ۱۰.۰۳۴ \* مشخص شده است به‌طور کلی بخواهیم بگوئیم، گزارش مقدماتی تجزیه و تحلیل ایمنی حاوی داده‌های کاملی در مورد محل پیشنهادی شرح دستگاه راکتور پیشنهادی، با توجه به جنبه‌های ایمنی مربوط به بحث در باره سوانح فرضی و عواقب آنها، طرح اولیه برای سازمان کارمندان کل ساختمان راکتور و نحوه عمل آنها و مقابله باحالت‌های اضطراری لازم می‌باشد.

تقاضای ارسال گزارش محیط زیستی از قانون ۱۹۶۹ در مورد سیاست ملی محیط زیست<sup>۳</sup> ناشی می‌شود (قانون عمومی ۹۱-۱۹۰، سال ۱۹۷۰). براساس این قانون.... تمام آژانس‌های دولت مرکزی (کلیه توصیه‌ها و راهنمایی‌های لازم را که در مورد اعمال اصلی حکومت فدرال که به‌طور قابل ملاحظه‌ای بر کیفیت محیط زیست انسان موثر است، شامل می‌باشد و بیان تفصیلی یک مقام مسئول بصورت زیر است.

(۱) اثر محیط‌زیستی عمل پیشنهادی

(۲) اثرات زیان‌آور محیط‌زیستی که نمی‌تواند پرهیز شود اگر پیشنهاد انجام گیرد.

(۳) موارد دیگر عمل پیشنهادی

(۴) رابطه بین کاربردهای کوتاه‌مدت محلی محیط زیست بشر و نگهداری و افزایش

درازمدت تولید و

\* Standard Format and Content of Safety Analysis Reports of Nuclear Power plants (AEC)

۱ - Preliminary Safety Analysis Report (PSAR)

۲ - Applicant's Environmental Report (AER)

۳ - National Environmental Policy Act (NEPA)



(۵) تعهدهای جبران ناپذیر و غیر قابل برگشت منابع که در عمل پیشنهادی باید انجام گیرد. صدور جواز ساختن یا پروانه کارگردانی به وسیله کمیسیون انرژی اتمی یک « عمل اصلی فدرال » است و بر طبق این عمل، کمیسیون انرژی اتمی از هر متقاضی می خواهد که یک گزارش محیط زیستی به کمیسیون ارسال دارد، که از آن کمیسیون انرژی اتمی یک اظهارنامه محیط زیستی تهیه می کند که در زیر بحث می شود. محتوای گزارش محیط زیستی متقاضی (AER) بیشتر بر اساس مواد ۱ تا ۵ همراه با شواهد دستگاه پیشنهادی و استانداردها و مقررات مختلف محیط زیستی می باشد. جزئیات محتوای AER در CFR ۱۰۱ + داده شده است.

به محض رسیدن تقاضا و مدارک وابسته به آن، بررسی کامل بودن مدارک انجام می گیرد و کمیسیون انرژی اتمی یادداشتی مبنی بر رسیدن تقاضا به دایره ثبت فدرال \* ارسال می دارد و نسخی از تمام مدارک و مکاتبات در اطاق های مدارک عمومی در شهر واشنگتن و در یک اطاق در محل نیروگاه در دسترس قرار داده می شود. در همین موقع نسخی از مدارک بین اعضای کمیته مشورتی امن نگهداری را کتور و بین اعضای آگاه کارسندان مجری مقررات کمیسیون انرژی اتمی توزیع می گردد.

**۳- تجدیدنظر به وسیله کارسندان مجری مقررات.** کارسندان قانون گذاری کمیسیون انرژی اتمی تمام مدارک متقاضی را برای تعیین این که آیا می توان دستگاه را بدون قبول خطرات لازم به سلامت و ایمنی عموم و بدون اثرات محیطی غیر قابل قبول بررسی می نماید. اگر به نظر متخصصین جنبه ای از دستگاه غیر قابل قبول باشد، از متقاضی درخواست می شود تا اصلاحات انجام گیرد. اگر متقاضی اصلاحات را انجام ندهد و یا نخواهد بدهد، اختلاف نظر بایستی قبل از صدور جواز ساختن یا پروانه کارگردانی بر طرف شود. در حالت بسیار بحرانی تقاضا ممکن است از طرف کمیسیون انرژی اتمی رد شود. پس از بررسی مدارک متقاضی متخصصین یک گزارش ارزیابی ایمنی صادر می کنند که حاوی نکات مکشوفه و نتیجه گیری می باشد که به نظر آنها دستگاه را می توان بدون خطر به سلامت و ایمنی مردم ساخت.

متخصصین همچنین گزارش محیط زیستی متقاضی را بررسی نموده (که این بررسی بر اساس قانون ۱۹۶۹ سیاست ملی محیط زیست می باشد) و یک پیش نویس اظهار محیط

+ Regulatory Guide 4.2 , « Preparation of Environmental Reports for Nuclear Power plants ( AEC )

Federal Register مجله ای است حاوی فعالیت های مقرراتی ادارات و آژانس های

شعبه اجرائیه دولت، که به وسیله

National Archives and Records Service of the General Administration

ابتدا مقررات تازه در این مجله چاپ می شوند و پس از استخراج طبقه بندی به صورت قسمتی از مقررات حکومت فدرال در می آیند.

زیستی صادر می‌کند که حاوی خلاصه‌ای از نتایج ارزیابی اثرات محیط زیستی نیروگاه است. سپس پیش‌نویس محیط‌زیست در بین آژانس‌های دیگر دولت مرکزی، ایالتی و محلی که با موضوعات محیط‌زیست سروکار دارند برای اظهار نظر و تأیید ارسال می‌شود. سرانجام، متخصصین آخرین اظهاریه محیط زیستی را همراه با اظهار نظرها و نتیجه‌گیری‌ها به ستیاق می‌فرستند.

**۴- بررسی به‌وسیله کمیته مشورتی حفاظت راکتور، مدارک مربوط به کاربرد ابتدا به‌اعضای کمیته فرعی کمیته مشورتی در حفاظت راکتور ارسال می‌شود.** پس از این که کمیته فرعی بررسی خود را انجام داد و معمولاً پس از این که متخصصین کمیسیون انرژی اتمی گزارش ارزیابی ایمنی خود را صادر کردند، کمیته طرح را به دقت ملاحظه می‌کند. در تحت شرایط مشورتی، کمیته مشورتی راکتور مسئول بررسی اثرات محیط‌زیستی دستگاه پیشنهادی نیست. نکات و توصیه‌های کمیته به‌وسیله نامه به رئیس کمیسیون گزارش می‌شود.

پس از گرد هم آیی اعضای کمیته مشورتی و حفاظت راکتور، متخصصین مقررات یک گزارش ارزیابی ایمنی مکمل صادر می‌کنند. این گزارش مکمل نکات ایمنی که توسط کمیته مشورتی راکتور عنوان شده است گزارش می‌کند و شامل اطلاعات تازه‌ای است که از تاریخ صدور گزارش ارزیابی ایمنی به دست آمده است.

**۵- سخنرانی عمومی.** پس از صدور آخرین اظهاریه متخصصین محیط‌زیست، مکمل گزارش ارزیابی ایمنی و گزارش کمیته مشورتی امن نگهداری راکتور، یک سخنرانی عمومی در برابر هیات ایمنی اتمی و صدور پروانه برای در نظر گرفتن نکات لازم در صدور جواز ساختمان به‌وسیله کمیسیون برگزار می‌شود. این سخنرانی در نزدیکی محل پیشنهادی انجام می‌گیرد. اطلاعیه‌ای در مورد تاریخ و محل این سخنرانی صادر و به‌سراکز خبر رسانی محلی ارسال می‌شود.

بر اساس تمهیدات قانون ۱۹۵۴ هر شخصی که منافعش تحت تاثیر این اقدامات قرار گیرد، یعنی در اثر صدور جواز ساختمان، می‌تواند دخالت کرده و جزئی از اقدامات در آید. برای این کاره شخص بایستی یک دادخواست تهیه کرده جنبه خاص طرح با توجه به قسمتی که مربوط به او می‌شود مشخص نموده و دلائل لازم مبنی بر تضاد منافعش را بیان نماید. اگر هیات‌های ایمنی اتمی و صدور پروانه، پس از در یافت نظرات شخص ذینفع از طرف متخصصین مقررات و ستیاقی به نفع شخص رای دهند به‌وی گفته می‌شود که موضوع در سخنرانی مورد بحث عموم قرار گرفته می‌شود \*

### ۱ - Supplement

### ۲ - Petition

\* در حالی که اشخاص مدعی در بسیاری از سخنرانی‌های کمیسیون انرژی اتمی مسئولیتی ندارند و در بعضی از موارد موجب تاخیرهای طولانی در ساختن نیروگاه‌های تولید برق مورد نیاز فوری می‌شوند، اقدامات مخالف در سخنرانی عمومی معمولاً ثابت شده است که روش صحیحی در تشخیص موضوعات قابل بحث بوده و اطلاعات مفیدی از طرف مردم ارائه می‌شود. به علت رقابت فوق‌العاده زیاد متخصصین مقررات AEC و وجود کمیته مشورتی حفاظت راکتور، اشخاص مدعی رویهمرفته کمک‌زیادی به ایمنی دستگاه‌های هسته‌ای نمی‌کنند. در هر صورت، کمتر شکی وجود دارد که اگر بیشتر آژانس‌های دولتی روشن‌های AEC را اتخاذ نمایند ایمنی کلی و نتایج نیکوی آن برای مردم در اغلب زمینه‌ها افزایش خواهد یافت.

هیات نکات ایمنی و محیط زیستی را مدنظر می‌گیرد. در یک سخنرانی بدون مدعی و مباحثه مدارک متقاضی شامل تقاضا و مدارک پیوست کمکی می‌باشد، که از جمله گزارش اولیه تجزیه و تحلیل ایمنی (PSAR) و گزارش محیط‌زیستی متقاضی (AER) و اصلاحیه هر کدام که مسلماً در مدت بررسی متخصصین به آن اضافه شده می‌باشد. گواهی متخصصین شامل گزارش ارزیابی ایمنی، مکمل گزارش ارزیابی ایمنی، و اظهاریه نهائی محیط زیستی است. در یک سخنرانی مناظره‌ای متقاضی با متخصصین، و مدعیان دلایل و شواهد بیشتری در مورد نکات مورد بحث باید ارائه شود.

در پایان جلسه بحث، هیات شواهد همراه بانکات مکشوفه و نتایج قانونی که هر طرف جداگانه تهیه کرده است در نظر می‌گیرد. سپس هیات تصمیم خود را که **تصمیم اولیه** نامیده می‌شود صادر می‌کند. اگر تصمیم هیات موافق باشد و جلسه بحث بدون مدعی باشد، مدیر مسئول AEC، از طرف کمیسیون عمل کرده، یک جواز ساختمان صادر می‌کند و کار ساختمانی نیروگاه می‌تواند آغاز گردد\*. اگر در جلسه بحث مدعی پیدا شود و شخص مدعی با تصمیم اولیه موافق نباشد، آنها می‌توانند حالت استثنائی (درخواست مجدد) به هیات ایمنی اتمی و صدور پروانه (ASLB) در مورد تصمیم اولیه بدهند. در هر حال، مدیر مسول، با وجود ارائه حالت استثنائی ماده بر طبق (b) ۲۷ CFR ۱۰ جواز ساختمان را در مدت ده روز از تاریخ تصمیم اولیه صادر می‌کند.

**۶- استیناف** (درخواست مجدد) هر طرف درگیر در اقدامات که با عبارات مندرج در تصمیم اولیه موافق نباشد می‌تواند درخواست مجددی به کمیسیون بدهد. این گونه درخواست‌ها توسط «هیات استیناف ایمنی اتمی و صدور پروانه» مورد بررسی قرار می‌گیرد، کم‌وبیش به همان طریقی که دادخواست‌ها در محاکم دادگستری مورد بررسی قرار می‌گیرد.

\* کوشش برای کاهش دادن زمان لازم برای درخط قراردادن نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت AEC در موارد معین یک اجازه کار محدود (Limited work Authorization) LWA صادر می‌کند تا اینکه کارهای ساختمانی معینی در محل نیروگاه آغاز گردد و این اجازه می‌تواند قبل از صدور جواز ساختمان باشد، لکن فقط بعد از بررسی تقاضا توسط متخصصین محیط زیست ملی NEPA، و کشف نکات توسط هیات ایمنی اتمی و صدور پروانه ASLB، پس از جلسه بحث عمومی، که (۱) نیروگاه می‌تواند بدون ضررهای غیر ضروری به محیط (۲) اطمینان کافی از این که محل برای ایجاد تاسیسات هسته‌ای مناسب است، ممکن می‌باشد.

\* فعالیت‌هایی که توسط LWA اجازه داده می‌شود شامل آماده کردن محل ساختمان، تاسیسات، خاک برداری، نصب پایه‌ها، ساختن راه‌ها، و مقدمات راه‌آهن و دیگر موضوعات مربوط به محل می‌شود.

هیات استیناف ایمنی اتمی و صدور پروانه فقط آن نکاتی را که دادخواه به آنها راضی نیست براساس واقعیت و قانون مورد بررسی قرار می دهد. معمولاً هیات دادرسی سنجش های خود را براساس ضوابط اقدامات اولیه هیات صدور پروانه و براساس گزارش های ارسالی طرفها قرار می دهد. در هر صورت، به تقاضای یکی از طرفین یا با اقدام خود یک سخنرانی در مورد موضوعات برگزینی کند

تصمیم هیاتهای استیناف ایمنی اتمی و صدور پروانه، موافق یا مخالف تصمیم اولیه هیات صدور پروانه، ممکن است مستقیماً به خود کمیسیون ارسال و از آن درخواست تجدیدنظر شود. این آخرین اقدام ممکن برای طرف ناراضی از تصمیم صادره در داخل شاخه اجرایی اداری دولت مرکزی است. اگر، در این مرحله، کمیسیون تصمیم هیات صدور پروانه را نقض نکند، طرف ناراضی می تواند وضعیت خود را در مقابل محکمه مطرح سازد - محکمه فدرال، زیرا این موضوعات مربوط به قانون فدرال می شود.

### مرحله پروانه کارگردانی

بیشتر روشی که در این مرحله از صدور پروانه بایستی تعقیب شود تکرار عملیاتی است که قبلاً در مرحله جواز ساختمان انجام شده است.

۷- ارسال تقاضای پروانه کارگردانی، اگر متقاضی موفق به اخذ جواز ساختمان شود، او احتمالاً شروع به ساختن نیروگاه خواهد کرد. وقتی ساختمان به نقطه ای برسد که تمام ریزه کاریهای طرح انجام شده باشد و برنامه های به کار انداختن دستگاه به مرحله نهائی رسیده باشد، متقاضی یک اصلاحیه در مورد تقاضای اولیه اش به صورت یک گزارش نهائی تجزیه و تحلیل به کمیسیون انرژی اتمی ارسال می دارد، همراه این گزارش یک گزارش محیط زیستی تازه - مرحله پروانه کارگردانی، می فرستد. تقاضای جدیدی مورد نیاز نیست، تقاضای لازم در وهله دوم ارسال شده است.

۸- بررسی توسط متخصصین . هدف تجدیدنظر متخصصین در این مرحله : (۱)

این است که آیا اطلاعات جدیدی از زمان صدور جواز ساختمان پدیدار گشته است، مربوط به دستگاه مخصوص یا مربوط به تکنولوژی هسته ای به طور اعم، می تواند اثری بر روی اثرات محیط زیستی و یا کارکرد صحیح دستگاه داشته باشد (۲) برای طرح نهائی بررسی بیشتر، برنامه های کارگردانی، سازمان دهی، و گزارشات بازرسی DRO در محل لازم است که نشان دهد دستگاه مطابق با نقشه هایی که براساس جواز ساختمان صادر شده بنا شده است (۳) اطمینان یافتن از این که نیروگاه بر طبق تقاضای اصلاحی و قواعد و مقررات کمیسیون کار می کند، (۴) دستیابی به اطمینان معقول از این که کارها بدون خطر به جامعه در حال انجام است، و (۵) اثبات واجد شرایط بودن متقاضی از نظر مالی و فنی .

۹ - بررسی به وسیله کمیته مشورتی راکتور، به طور مستقل از دستگاه انجام می گیرد و توصیه های خود را به رئیس کمیسیون ارسال می دارد .

۱۰ - سخنرانی ها . انجام سخنرانی عمومی در مقابل هیاتهای ایمنی اتمی و صدور پروانه بر طبق قانون، برای صدور پروانه کارگردانی لازم نیست. در هر حال، اطلاعیه عمومی برای ارائه سخنرانی بستگی به شرایط صدور یک پروانه کارگردانی لازم می باشد تا اینکه به عامه این فرصت اظهار نظر را از طریق دادخواست بدهد. اگر عامه علاقه زیادی نسبت به نصب دستگاه نشان دادند یا اگر درخواست یک سخنرانی نمودند، در آن صورت کمیسیون دستور برگزاری سخنرانی را می دهد. نحوه تصمیم گیری در این مرحله، شامل حق دخالت، اساساً مانند مرحله دریافت جواز ساختمان است. اگر تصمیم هیات موافق باشد، پروانه کارگردانی صادر می شود.

۱۱ - دادخواست ها. اگر تصمیم اولیه هیاتهای ایمنی اتمی و صدور پروانه از نظر شخص مدعی رضایتبخش نباشد، شخص می تواند دادخواستی بدهد. این مراتب در مرحله پروانه کارگردانی مانند حالت جواز ساختمان است.

### ۱۱ - ۳ اصول ایمنی نیروگاه هسته ای

وجه منحصر به فرد نیروگاه های هسته ای قدرت، در مقایسه با دستگاههای تولید نیرو از انواع دیگر وجود مقدار زیاد مواد رادیو اکتیو، در درجه اول پاره های شکافت است. به طوری که قبلاً در این کتاب اشاره شده است مساله اصلی در طرح یک نیروگاه هسته ای این است که مطمئن شویم، تا آنجا که ممکن یا عملی است، این پاره های شکافت به طور ایمن تمام مدت محبوس باشند - یعنی در موقع کار نیروگاه، تعویض سوخت راکتور و در مدت آمادسازی و ارسال سوخت های مصرف شده.

### دیوارهای چندتائی

برای جلوگیری از فرار رادیو اکتیو، در طرح نیروگاه ها از دیوارهای چندتائی استفاده می کنند. این دیوارها به منزله موانعی (نه به طور فیزیکی هم) هستند که عبور اتم های رادیو اکتیو از سوخت را به خارج مانع می شوند، یا از نفوذ آنها به محیطی که مردم هستند جلوگیری می کنند. دیوارها معمولاً عبارتند از:

**سوخت.** به استثنای راکتورهای زاینده با سوخت مایع (رجوع به قسمت ۴-۶) مواد شکافتان<sup>۱</sup> و قابل شکافت<sup>۲</sup> در داخل یک میله جامد قرار دارند - به صورت اورانیوم غنی شده یا طبیعی، به صورت اکسید یا کاربید، یا به صورت آلیاژی با بعضی از مواد ساختمانی، یعنی زیر کونیوم، آلومینیم، یا فولاد زنگ نزن می باشند. از آنجا که پاره های شکافت در عمل شکافت تابش می شوند و به شدت یونیزه می باشند به سرعت متوقف می گردند، به استثنای آن پاره هایی که در سطح سوخت به وجود می آیند، همه در داخل سوخت باقی می مانند. در نتیجه، آن دسته از پاره های

شکافت که به صورت گاز می‌باشند یعنی ایز و توپ‌های ید، زینان، و کریبتون (دو ایزوتوپ آخری جزء گازهای نادر هستند) در داخل سوخت پخش شده و ممکن است از سوخت خارج شوند. در میله‌های سوخت PWR و BWR، گازهای حاصل که از سطح قرص‌های سوخت  $UO_2$  فرار کرده در فضای کوچکی که بین سوخت و غلاف تعبیه شده است جمع می‌شود.

آزاد شدن پاره‌های شکافت گازی از  $UO_2$  به شدت بستگی به درجه حرارت و نیز میزان مصرف سوخت دارد. میزان مصرف سوخت تا حدود  $20000 \text{ MWD/t}$  از  $UO_2$  مقدار گاز فراری کمتر از یک درصد است، به شرط این که درجه حرارت کمتر از  $3023^\circ\text{F}$  باشد. در درجات بالاتر از  $3023^\circ\text{F}$  ساختمان کریستالی  $UO_2$  دوباره به وجود می‌آید و بین ۰.۵ تا ۱ درصد گازها ممکن است قبل از این که سوخت ذوب شود فرار کنند. بالاتر از درجه ذوب، حدود  $5000^\circ\text{F}$ ، تمام پاره‌های شکافت گازی آزاد می‌شوند.

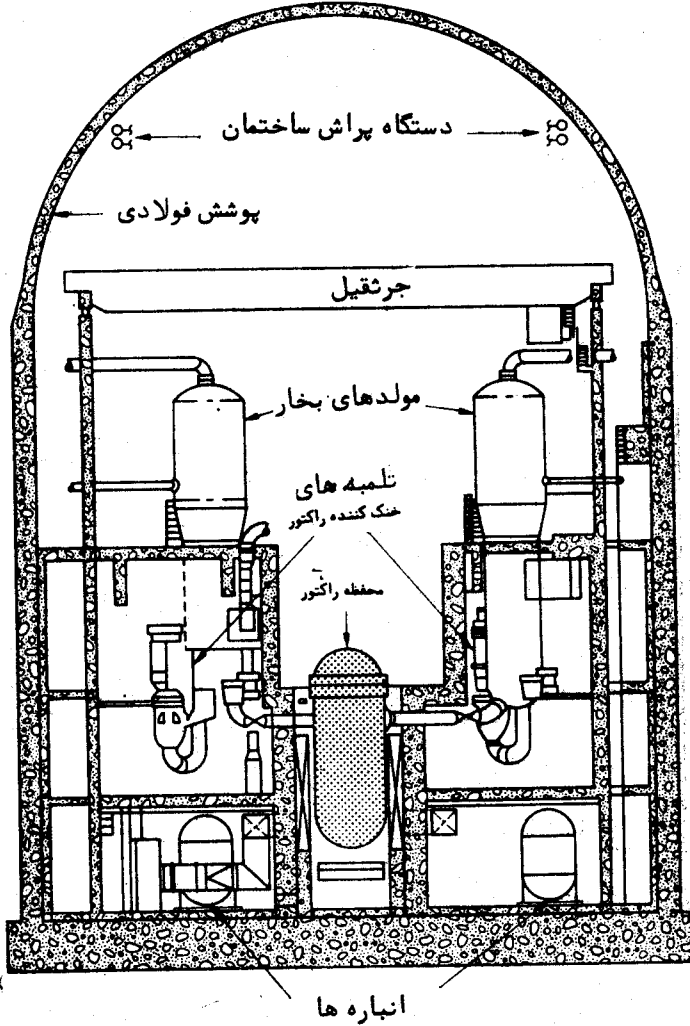
**غلاف** - برای جلوگیری از فرار پاره‌های شکافت گازی و محبوس کردن پاره‌های شکافت که در سطح سوخت آزاد می‌شوند سوخت با لایه نازکی به نام غلاف پوشیده می‌شود. به طوری که قبلاً در قسمت ۴ - ۶ اشاره شد، این غلاف سوخت در بعضی از راکتورها، مستقیماً در تماس با سوخت است، نظیر HTGR، که هر ذره سوخت با لایه نازکی از پیرولیتیک کربن و کربورسیلیکان (هر دو سرامیک) پوشیده می‌شود، در حالی که در راکتورهای دیگر یعنی PWR و BWR غلاف از یک لوله توخالی که قرص‌های سوخت در آنها قرار دارند تشکیل شده است. در حالی که زیر کالوی به طور گسترده‌ای به عنوان غلاف به کار می‌رود فولاد زنگ‌نزن نیز به عنوان غلاف در بعضی از راکتورهای تجارتي استفاده می‌شود.

در مدت زمان کار معمولی راکتور نشست در غلاف در بعضی از میله‌های سوخت (یادآور می‌شویم که یک راکتور PWR یا BWR با اندازه متوسط دارای چندین ده هزار میله سوخت می‌باشد) با وجود دقت زیادی که در ساختن سوخت و غلاف به کار می‌رود، ایجاد می‌شود. این امر سرانجام منجر به خروج مقدار کمی رادیواکتیویته به محیط می‌شود که در قسمت ۱۱-۹ بحث خواهد شد. اگر درجه حرارت هر قسمت از غلاف به درجه ذوب برسد، تمام پاره‌های شکافت گازی که در پشت غلاف جمع شده‌اند به داخل خنک‌کننده راه پیدا می‌کنند.

**مدار بسته خنک‌کننده** - در تمام راکتورهای جدید قدرت، خنک‌کننده اولیه یعنی خنک‌کننده‌ای که در تماس با سوخت است، در یک یا چند مدار بسته حرکت می‌کند. پاره‌های شکافت که از سوخت خارج شده‌اند، اتم‌های اکتیو همراه جریان خنک‌کننده می‌روند، و این اتم‌های در مدار بسته خنک‌کننده محبوس می‌باشند. به علاوه در بیشتر راکتورها، قسمتی از خنک‌کننده پیوسته خارج شده وارد دستگاه («تمیزکننده») تصفیه می‌شود درجایی که پاره‌های شکافت اکتیو و دیگر اتم‌های رادیواکتیو گرفته می‌شوند.

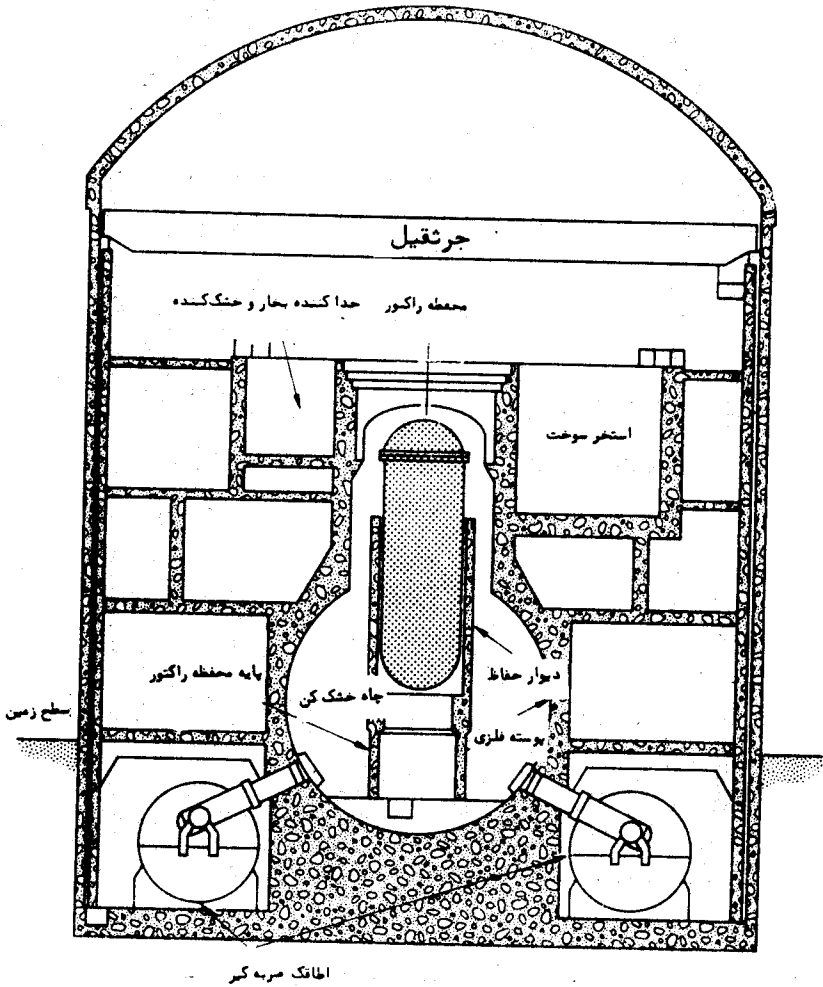
**محفظه تحت فشار راکتور** - از آنجا که محفظه راکتور یک مانع در مقابل فرار مواد رادیواکتیو است لذا لازم است محفظه‌ها طوری طرح، ساخته و آزمایش شوند که از نظر کیفی و اطمینان کاملاً در سطح بالائی قرار گیرند. این خصوصیات به دقت در قسمت ۳ مقررات و قوانین

انجمن مهندسين مکانیک دیگ بخار و محفظه راکتور امریکا تشریح شده است. **محفظه ایمنی** ۲ لازم است که تمام راکتور، کاملاً در داخل یک ساختمان مخصوص ساخته شود، تا رادیواکتیویته را دربرگیرد این رادیواکتیویته ممکن است از طریق دستگاه خنک کننده یا از خود محفظه به خارج راه یابد. شکل (۱۱-۲) یک ساختمان یک محفظه ایمنی را برای یک نیروگاه PWR نشان



شکل ۱۱ - ۲ محفظه ایمنی راکتور تحت فشار

می دهد. این ساختمان همچنین دربرگیرنده تمام دستگاه تغذیه بخار PWR می باشد. اغلب، محفظه ایمنی را کتورهای اسروزی را از بتون تحت فشار با کابل های فولادی ساخته شده است. اندازه ساختمان وضخامت دیوار آن با احتساب حداکثر درجه حرارت و فشار که در نتیجه تبخیر کل آب تحت فشار مدار اولیه در نتیجه قطع خنک کننده به وجود می آید، تعیین می گردد. شرح کاملتر آن در قسمت ۱۱-۷ داده می شود. فشار داخل محفظه ایمنی، اغلب نیروگاه های PWR کمی کمتر از فشار جو است تا اینکه اگر نشتی در دیوار محفظه ایمنی پیدا شود، جریان از خارج به داخل



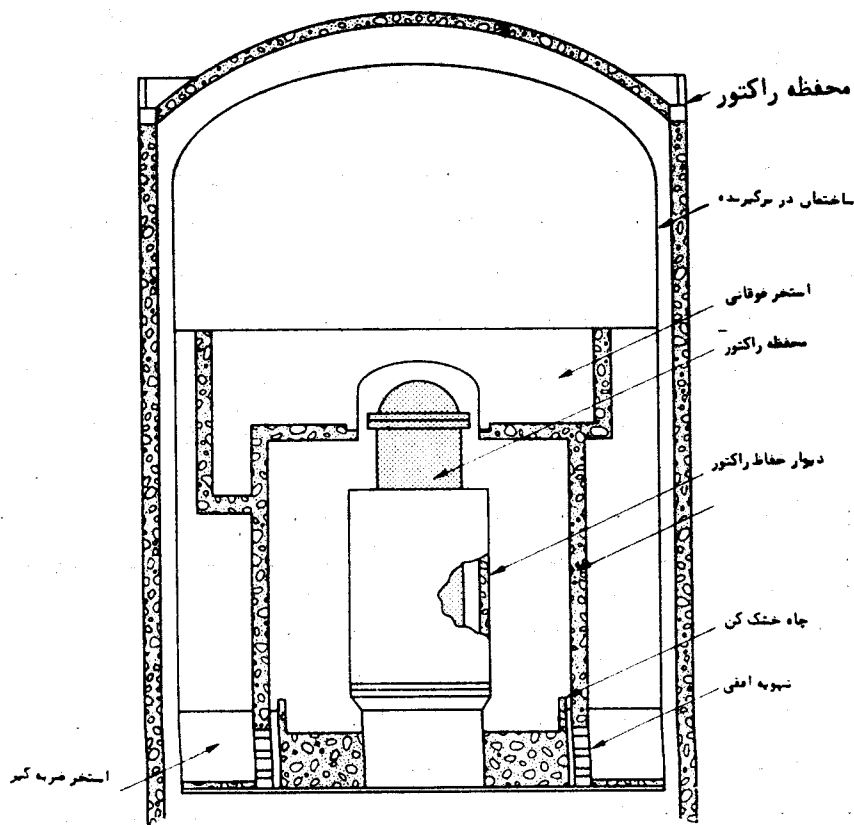
شکل ۱۱ - ۳ محفظه ایمنی لامپ شکل یک راکتور BWR



باشد. در بعضی از نیروگاه‌ها در سانحه قطع خنک کننده آب سرد از بالای ساختمان محفظه ایمنی بر روی بخار آب پاشیده می‌شود تا تبدیل به آب گردد، این امر باعث کاهش فشار داخل شده در نتیجه نشت رادیواکتیویته را به خارج از ساختمان کاهش می‌دهد. در بعضی از راکتورهای PWR از یخ انباشته شده استفاده می‌شود. تمهید دیگر که اغلب برای تهویه محفظه ایمنی به کار می‌رود استفاده از پنکه‌هایی برای به جریان انداختن هوا از داخل صافی‌ها و جاذبهای مخصوص برای جذب ذرات رادیواکتیو هوا است.

نیروگاه‌های BWR دارای دو محفظه ایمنی دربرگیرنده‌اند:

محفظه ایمنی اولیه که راکتور را دربرمی‌گیرد. محفظه ایمنی ثانویه نظیر گنبد در راکتورهای اولیه کم‌و بیش همان ساختمان راکتور است. شکل (۱-۳) چند نوع محفظه ایمنی اولیه که امروزه به کار می‌روند همراه با محفظه راکتور «لامپی شکل» نشان می‌دهد. محفظه لامپی شکل چاه خشک نیز نامیده می‌شود، زیرا عاری از آب است. یک پوسته فلزی کروی توخالی است که اطراف



شکل ۱-۴ یک نوع محفظه ایمنی جدید BWR (شرکت جنرال الکتریک)

آن را بتون گرفته است. مجاری بزرگی از ته چاه خشک به حباب محفظه راه دارد که معمولاً نیمی از آن را آب گرفته است. در نتیجه وقوع یک سانحه قطع خنک کننده (LOCA) بخار آب از طریق مجاری به چاه خشک راه می یابد که در حباب محفظه تبدیل به مایع می گردد، لذا فشار را در محفظه ایمنی کاهش می دهد و احتمال فرار رادیواکتیویته نیز کم می شود. در شکل (۱-۴) که یک نوع جدید محفظه ایمنی یک راکتور PWR را نشان می دهد که در آن محفظه لامپی شکل و حباب محفظه با یک چاه خشک داخلی و یک استخر اطمینان جایگزین شده اند. برای راکتور دونوع محفظه ایمنی ممکن است وجود داشته باشد زیرا راکتور BWR در مقایسه با PWR فشرده تر و کوچکتر است. ومدار اولیه خنک کننده حاوی مولدهای بخار و مولدهای فشار است.

راکتور گازی دنابالا (HTGR) نیز دارای دو محفظه ایمنی در برگیرنده است. محفظه راکتور ساخته شده از بتون پیش فشرده، قلب راکتور، دستگاه تبادل حرارت، تلمبه ها (جاری کننده ها) و غیره را در بر می گیرد که جایگزین محفظه ایمنی اولیه است.

محفظه ایمنی ثانوی نظیر محفظه ایمنی راکتورهای BWR و PWR است یعنی دارای ساختمان سنگین است.

**محل راکتور.** جنبه های فنی انتخاب محل ساختمان در قسمت (۱-۶) بحث شده است. اینجا، فقط به این نکته اشاره می کنیم که نیروگاه های هسته ای در محل هائی ساخته می شوند که نسبتاً دور از تجمع مردم و در جایی که نیروگاه به ویژه محفظه راکتور و محفظه ایمنی در برگیرنده آن در نتیجه پدیده های طبیعی نظیر زمین لرزه احتمالاً صدمه نبینند. چنین شرایط موضعی مانع مهم دیگری در مقابل پرتو تابشی سوانح به تابش های رادیواکتیو می باشد.

تخلیه. مانع نهائی، در صورت عدم کفایت سوانح فیزیکی و یا نامناسب بودن سوانح در موقع وقوع سانحه، تخلیه افراد محلی است که امکان دارد یا احتمال می رود دزهای تابشی زیاده از حدی دریافت دارند. یک برنامه ناقص در تخلیه افراد قسمت مهمی از اسناد می باشد که باید قبل از صدور جواز ساختمان یا پروانه کارگردانی\* مورد تصویب قرار گیرد.

\* در حالی که یک متقاضی برای یک جواز ساختمان یا یک پروانه کارگردانی بایستی طرحهایی نظیر طرح تخلیه افراد داشته باشد و اجرای این طرح نیاز به قبول مسئولیت اولیای دولتی محل نیروگاه دارد و نه خود متقاضی. اگر تخلیه محل از جمعیت حتمی به نظر برسد کافی است کارمندان نیروگاه هسته ای اولیای مسئول محلی را اساساً به همان طریقی که در حالت آتش سوزی انجام می دهند آگاه سازد. این گونه خدمات به جای مالیات های محلی محسوب می شود.

## سه تراز ایمنی<sup>۱</sup>

در طرح نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت برای جلوگیری از فرار رادیواکتیویته از دیوارهای چندتایی متوالی استفاده می‌شود. برای اطمینان از این که هیچ یک از این دیوارها در نتیجه رویدادهای غیرمعمولی، نظیر از کار افتادن یا عیب دستگاه، اشتباه انسان یا پدیده‌های طبیعی تضعیف نمی‌شود، کمیسیون انرژی اتمی بر اساس فلسفه ایمنی خود سه تراز ایمنی در نظر گرفته است. این سه تراز ایمنی نوعی دفاع عمیق برای هر یک از دیوارهای رادیواکتیویته تامین می‌کند. طبیعی است ترازا کمی باهم مشترک هستند و تقسیم‌بندی بین ترازا گاهی دلخواه می‌باشد.

کمیسیون انرژی اتمی هر تراز ایمنی را با دستورهای یا قواعد ویژه ای تعریف می‌کند

## اولین تراز ایمنی

**دستور.** « طرح دستگاه با حداکثر ایمنی در کارکرد معمولی و با حداکثر تغییرات در بد کارکردن دستگاه است. استفاده از جنبه‌های طرح که به‌طور ذاتی به کارکرد ایمن دستگاه کمک می‌کند تاکید بر کیفیت، فراوانی، قابلیت بازرسی بودن، قابلیت آزمون بودن قبل از قبول دستگاه برای کارکرد مداوم تجاری و در مدت عمر نیروگاه می‌باشد.»

به‌طور خلاصه، اولین تراز ایمنی مربوط به جلوگیری از سوانح به‌اتکای طرح، ساختمان، و بازرسی نیروگاه می‌باشد. بعضی از نکات که در این تراز قرار دارند عبارتند از:

- ۱- راکتور باید دارای ضریب درجه حرارت آبی منفی و ضریب خلاصنی<sup>۲</sup> باشد.
- ۲- فقط موادی که خواص آنها به‌خوبی شناخته شده‌اند و در تحت شرایط کارکرد نیروگاه پایدار باشند، از جمله تحت تابش قرار گرفتن، باید به‌عنوان سوخت، خنک‌کننده و مواد ساختمانی مربوط به ایمنی به کار روند.

۳- دستگاهها و وسایل کنترل باید به‌نحوی تعبیه شوند که اپراتورهای نیروگاه بدانند و در تمام مواقع کنترل روی نیروگاه داشته باشند. فراوانی کافی از وسایل یدکی در نظر گرفته شود تا در نتیجه از کار افتادگی دستگاه‌های اصلی و کنترل موجب عدم دسترسی اپراتورها به اطلاعات مورد نیاز یا باعث خاموشی نیروگاه نشود.

- ۴- نیروگاه بایستی طوری ساخته شود و دستگاهها به‌نحوی باید نصب شوند که منطبق با بالاترین استانداردهای عملی مهندسی باشند.

۱ - Three Levels of Safety

۲ - Negative Void Coefficient

۳ - Emergency Core Cooling System (ECCS)

۰ - دستگاهها به نحوی باید طرح و نصب شوند که دسترسی به آنها برای بازرسی های مداوم یا تناوبی با استحان پوشیدگی و از کار افتادگی دستگاهها میسر باشد.

### دومین تراز ایمنی

دستگاه های ایمنی برای حفظ اپراتورها و عامه تعبیه می شود تا خطرات ناشی از وقوع حوادث را مانع شود یا به حداقل برساند»

عاقلانہ است پیش بینی نمائیم، با وجود این که در اولین تراز ایمنی دقت شده است ممکن است در قسمتی از نیروگاه معایبی ظاهر شود که برای ایمنی دستگاه اثر گذارد. هدف از دومین تراز ایمنی حفاظت کارمندان و عامه از عواقب چنین معایب است، که این کار با استفاده از دستگاهها و وسائل ایمنی مختلف انجام می گیرد، نکات تراز دوم شامل :

۱ - راکتور بایستی مجهز به یک دستگاه خنک کننده اضطراری قلب راکتور باشد، تا در صورت قطع خنک کننده و حرارت ناشی از تجزیه پاره های شکافت مانع ذوب شدن سوخت و پخش پاره های شکافت در محیط شود.

۲- راکتور بایستی مجهز به یک دستگاه اضافی برای خاموش کردن سریع راکتور باشد که در صورت عدم کارکرد مناسب سیله های کنترل یا به علت گیر کردن یا نقص فنی الکتریکی، بتوان راکتور را خاموش کرد.

۳- نیروگاه بایستی مجهز به مولدهای اضطراری باشد که مستقل از کارکرد راکتور، بتوان دستگاه خنک کننده اضطراری را اگر لازم باشد به کار انداخت، از این مولد برای کار پیوسته دستگاهها و برای دیگر وسایل استفاده شود. چنین مولد اضطراری شامل قدرت خارج از محل، که به وسیله دومدار کاملاً مجزا قابل دسترسی می باشند و قدرت در محل از مولدهای دیزلی که به سرعت به کار می افتند و از یکدیگر مجزا می باشند استفاده کرد. مولد جریان مستقیم در محل برای دستگاهها معمولاً همراه با انبارهایی به صورت مکمل در اختیار می باشند.

### سومین تراز ایمنی

دستور. تاسین دستگاههای ایمنی اضافی مناسب، بر اساس ارزیابی اثرات سوانح تصویری با فرض این که دستگاههای حفاظتی برای کنترل این سوانح همه همزمان از کار باز ایستند». این سومین تراز ایمنی مکمل دوتای دیگر است، که یک حاشیه ایمنی در حالت بسیار غیر محتمل یا وقایع غیر قابل پیش بینی در اختیار می گذارد. نیاز به جنبه های ایمنی بیشتر به کمک ارزیابی تحلیلی، اثر آن بر روی نیروگاه، بر کارمندان و عموم مردم، در نتیجه رویداد ناشی از باز ایستادن دستگاههای مختلف راکتور و نقص بعضی از دستگاههای ایمنی اضافی می باشد. چنین وقایعی که بدین ترتیب برای ارزیابی ایمنی کلی یک نیروگاه به کار می روند و اشاه به نیاز برای دستگاههای مکمل را طرح بر اساس سوانح نامند. تجزیه و تحلیل طرح بر اساس سوانح

در قسمت ۱۱-۷ بحث می‌شود نقش مهمی در طرح و صدور پروانه یکک نیروگاه هسته‌ای قدرت ایفاء می‌کند.

### شرایط طرح

کمیسیون انرژی اتمی فلسفه ایمنی فوق را به صورت دسته شرایط عمومی طرح‌اکه نیازهای طرح، ساختن، آزمون و عمل را برای تمام ساختمان‌ها، دستگاهها و قطعاتی (اجراء) که از نظر ایمنی نیروگاه مهم هستند درآورده است. این شرایط که برای دوباره‌نویسی طولانی به نظر می‌رسند در پیوست الف تحت ردیف CFR ۱۰.۵۰ درآمده‌اند.

### ۱۱-۴ بخش جریان‌های گازی در تاسیسات هسته‌ای

تمام نیروگاه‌های هسته‌ای مقدار کمی رادیو اکتیویته، بیشتر پاره‌های شکافت‌گازی، در حال کار عادی خود تابش می‌کنند. لکن در مواقع سوانح مقادیر قابل ملاحظه‌ای رادیو اکتیویته آزاد می‌شود. لازم است بتوانیم دزهای رسیده به عموم را در چنین شرایطی حساب کنیم تا اینکه اثرات محیط زیستی نیروگاه در حال کار عادی ارزیابی شود. برای اینکه مطمئن شویم این دزهای دریافتی در حد استانداردهای قابل قبول باشد، و برای تعیین عواقب رادیولوژیکی سوانح را کتورچه اندازه است، چنین محاسباتی نیز نقش مهمی در تعیین محل پیشنهادی راکتور به دست می‌دهند.

قبل از انجام محاسبات دز، در این مورد لازم است تغییرات تراکم جریان رادیو اکتیویته پس از بخش رادیو اکتیویته در هوا از نقطه‌ای به نقطه دیگر تعیین گردد. این سوال در این قسمت جواب داده می‌شود. محاسبات دز در قسمت ۱۱-۵ بحث می‌شود.

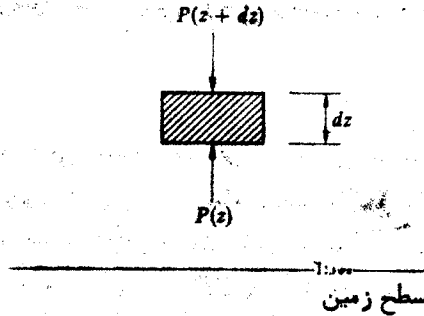
### هواشناسی پراکندگی

یک حجم کوچک از هوا، به ضخامت  $dz$  و سطح مقطع  $A$  که در حال تعادل (بدون حرکت) در ارتفاع  $z$  واقع است، مطابق شکل (۱۱-۵) در نظر می‌گیریم. حجم در نتیجه اختلاف فشار یا لاپوائین حجم در سطح خود نگهداری شده است. نیروهای تعاولی وارد بر حجم به صورت زیراند:

$$[P(z) - P(z + dz)]A = \rho g A dz \quad (1-11)$$

که  $\rho$  جرم ویژه‌های داخل حجم و  $g$  شتاب جاذبه‌ای زمین است. معادله (۱۱-۱) را می‌توان به صورت ساده زیر نوشت:

$$-\frac{dP}{dz} = \rho g \quad (2-12)$$



شکل ۱-۱. حجم کوچکی از هوا در حالت تعادل

با تقریب نسبتاً خوبی می‌توان هوا را یک گاز ایده‌آل در نظر گرفت که در آن حالت قانون گازهای ایده‌آل (کامل) در مورد آن به کار می‌رود:

$$PV = n_M RT \quad (۱۱-۲)$$

که  $n_m$  تعداد مولکول گرم گاز در حجم  $V$  و  $R$  ثابت گاز است. از تقسیم معادله (۱۱-۲) بر  $V$  و با توجه به این که  $n_m/V$  متناسب با جرم ویژه گاز است در این صورت داریم:

$$P = C \times \rho T \quad (۱۱-۴)$$

$C$  ضریب تناسب است.

هوا جسم هادی خوبی نیست. به علاوه، جنبش‌های معمولی حجم‌های هوا در جو آنچنان سریع است که تبادل حرارتی کمی از یک حجم به حجم دیگر رخ می‌دهد. در نتیجه، می‌توان فرض کرد که حرکات جوی از نوع بی‌درو (آدیاباتیک) می‌باشد. این موضوع بدین معنی است که تغییرات درجه حرارت بر حسب تغییرات فشار طبق رابطه زیر است:

$$T = C \times P^{(\gamma-1)/\gamma} \quad (۱۱-۵)$$

که  $\gamma$  نسبت معمولی گرمای ویژه در فشار ثابت به گرمای ویژه در حجم ثابت است.

از حذف  $p$  و  $P$  در معادله (۱۱-۲) به کمک معادلات (۱۱-۴) و (۱۱-۵) معادله ساده زیر حاصل می‌شود:

$$-\frac{dT}{dz} = C$$

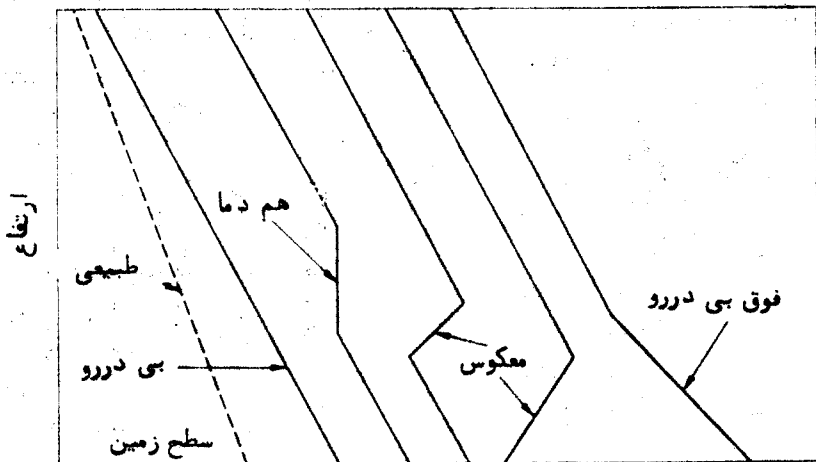
که  $C$  مقدار ثابتی است. حل این معادله به صورت زیر است:

$$T = T_0 - Cz \quad (۱۱-۶)$$

$T_0$  درجه حرارت در  $z = 0$  در سطح زمین است. از معادله (۱۱-۶) دیده می‌شود که تغییرات  $T$

نسبت به ارتفاع خطی است. به این دلیل T در معادلات (۳-۱۱) و (۵-۱۱) باید بر حسب یکگه مقیاس مطلق داده شود، یعنی می تواند در معادله (۶-۱۱) بر حسب °C یا °F باشد. مقدار C برابر میزان تغییر درجه حرارت در واحد طول ارتفاع است و میزان افت بی دررو<sup>۱</sup> نامیده می شود. این میزان افت حدود ۴°F/۱۰۰۰ft یا ۱°C/۱۰۰m می باشد.

در صورت عدم وجود انتقال حرارت عمودی، جوی که خوب مخلوط شده است دارای میزان افت بی دررو می باشد. در هر صورت، شرایط جوی دائماً در حال تغییر است و در نتیجه توزیع درجه حرارت در جو اغلب به طور قابل ملاحظه ای نسبت به توزیع درجه حرارت در حالت بی دررو متفاوت می باشد. به عنوان مثال، در ارتفاعات معینی میزان کاهش درجه حرارت ممکن است سریعتر از میزان (تغییر) بی دررو باشد و در این حالت گفته می شود که لایه هوا دارای رفتار فوق بی درروی<sup>۲</sup> است. به عبارت دیگر، میزان کاهش درجه حرارت ممکن است با سرعت کمتری نسبت به میزان (تغییر) بی دررو باشد و به دلایلی که در زیر شرح داده می شود، گفته می شود لایه پایدار است. وضعیت مهم از این نوع وقتی رخ می دهد که درجه حرارت در گامی از ارتفاع افزایش یابد، این حالت را در گونی<sup>۳</sup> نامند و وقتی درجه حرارت در لایه ثابت می ماند معروف به لایه تکدما<sup>۴</sup> است. مثال هائی از این نوع توزیع درجه حرارت در شکل (۶-۱۱) نشان داده شده است. میزان افت نشان داده شده در شکل مقدار متوسطی از میزان افت های مختلف است. در ایالات متحده.



شکل ۶-۱۱ نمونه هایی از توزیع درجه حرارت پائین درجو

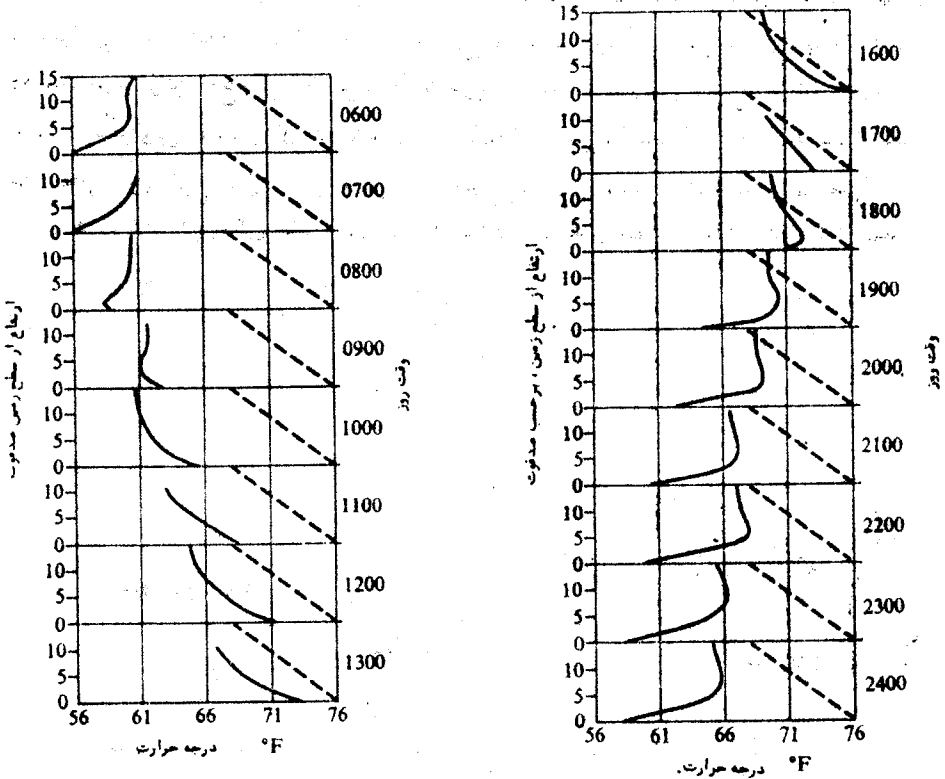
۱ - Adiabatic Lapse Rate

۲ - Superadiabatic Behavior

۳ - Inversion

۴ - Isothermal Stratum

این میزان برابر دوسوم میزان بی درومی باشد یعنی  $30^{\circ}\text{F}/1000\text{ft}$  یا  $60^{\circ}\text{C}/1000\text{m}$  .  
 توزیع واقعی درجه حرارت جو در هر زمان بستگی به عوامل مختلفی دارد، از جمله گرم  
 و سرد شدن سطح زمین ، حرکت توده های بزرگ هوا، وجود پوشش آبر، و وجود موانع زمینی  
 موضعی. زمین در مدت روز در اثر دریافت نور خورشید گرم می شود، در حالی که در مدت نبودن  
 خورشید با تابش انرژی خنک می گردد. در روزهای صاف؛ به علت انتقال حرارت از سطح داغ  
 زمین با وضعیت شرایط فوق بی دررو در چند صد متر اولیه بوجود می آید. از طرف دیگر، در شب بدون  
 آبر، زمین آسانتر حرارت تابش می کند و سطح زمین ممکن است سریعتر از هوای بلافاصله بالای  
 آن خنک شود، در نتیجه ایجاد یک حالت دگرگونی (انورسیون) می شود. این تغییر روزانه در توزیع  
 درجه حرارت جو تا ارتفاع ۱۰۰۰ فوت در شکل (۷-۱۱) نشان داده شده است. انتقال شرایط از  
 فوق بی دررویی به دگرگونی و بالعکس به وضوح در شکل دیده می شود.

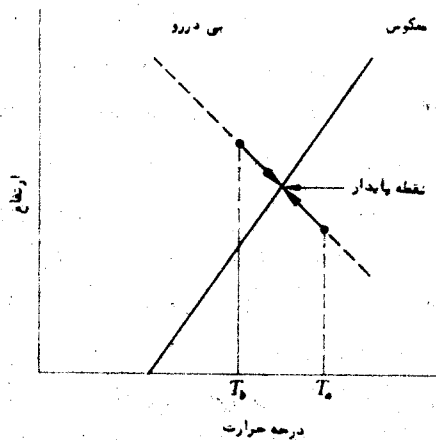


شکل (۷-۱۱) تغییرات متوسط روزانه توزیع درجه حرارت در آزمایشگاه ملی  
 اوک ریج در دوره سپتامبر - اکتبر ۱۹۵۰. خطوط پریده هر تصویر معرف میزان  
 افت بی دررویی باشد (از گزارش زیر گرفته شده است).



حالت‌های دگرگونی ممکن است در داخل توده‌های عظیم هوا نیز رخ دهد. به‌طوری‌که معروف است، چنین توده‌های هوا با مشخصات قابل تشخیص در سرتاسر دنیا رخ می‌دهد. بعضی از این رویدادها در فشار بیشتر از فشار معمول جو رخ می‌دهد که دگرگونی فشار زیاد گفته می‌شود و آنهایی که در فشار کم رخ می‌دهد دگرگونی فشار کم نامیده می‌شود. در اطراف توده فشار زیاد هوا به طرف نواحی با فشار کم حرکت می‌کند. این جریان هوا به طرف خارج با سقوط هوا در داخل ناحیه فشار زیاد جبران می‌شود. وقتی هوا از ارتفاع زیاد با ارتفاع کمتر می‌افتد ضمن کاهش فشار به‌طور بی‌دررو گرم می‌شود. اگر درجه حرارت این توده هوای بالاتر از هوای واقع در ارتفاعات کمتر باشد، نتیجه را حالت دگرگونی آرام<sup>۱</sup> نامند. این نوع دگرگونی در سرتاسر ارتفاعات اقیانوس آرام<sup>۲</sup> در یک ناحیه بزرگ، ساکن با فشار زیاد که دور از سواحل اقیانوس آرام در سمت ایالات متحده قرار دارد رخ می‌دهد. چنین دگرگونی‌هایی به سطح زمین نمی‌رسد.

حالت‌های پخش‌آلوده کننده‌های با توزیع درجه حرارت‌های مختلف را که در بالا شرح داده شد، در نظر می‌گیریم. ابتدا فرض می‌کنیم توزیع بی‌دررو باشد. در این حالت اگر یک حجم کوچک هوا (هواشناس‌ها این حجم هوا را بسته هوا می‌نامند زیرا معمولاً حجم آن پس از رها شدن تغییر می‌کند) را در ارتفاعی با همان درجه حرارت و جرم ویژه محیط اطراف رها سازیم، بر طبق مشتق معادله (۱-۶)، هوا در تعادل ساکن خواهد بود و حرکت نخواهد کرد. اگر در دمای بالا رها شده باشد، بسته هوا به علت سبکی آن صعود می‌کند تا اینکه به حالت تعادل برسد. حرکت سقوطی مشابهی رخ خواهد داد اگر درجه حرارت بسته هوا رها شده کمتر از درجه حرارت محیط باشد.



شکل ۱-۸ - پایداری بسته‌ای از هوا در تحت شرایط دگرگونی

در مقابل، در تحت شرایط فوق بی دررو هر بسته هوا که در ابتدا داغ تر از اطراف آن است شروع به صعود می کند و به صعود خود همچنان ادامه می دهد، زیرا درجه حرارت بسته در ضمن صعود به صورت بی دررو کاهش می یابد و بنابراین درجه حرارت آن همیشه از درجه حرارت اطراف بیشتر است. به طور مشابه، یک بسته هوای سردتر از داخل یک ناحیه فوق بی دررو سقوط می کند. لذا شرایط فوق بی دررو بوضوح ناپایدار است و موقعیت مناسب پخش آلوده کننده ها بوجود می آید. فرض کنیم یک بسته هوا در یک دگرگونی دارای دمای  $T_a$  که درجه حرارت آن بالاتر از درجه حرارت جو اطراف باشد. با صعود بسته هوا درجه حرارت آن به طور بی دررو کاهش می یابد و بالاخره درجه حرارت آن به درجه حرارت جو، به طوری که شکل (۱۱-۸) نشان می دهد میرسد و این امر تا قطع توزیع بی دررو از دگرگونی رخ می دهد. بسته هوا از این نقطه بالاتر نمی رود مگر مقدار کمی از آنهم به علت اندازه حرکت آن. اگر بسته هوا با درجه حرارت  $T_b$  پائین تر از درجه حرارت جو باشد، بسته هوا به سرتاسر توزیع بی دررو سقوط کرده تا به درجه حرارت دگرگونی برسد، و پائین تر نمی رود. اگر یک بسته هوا با درجه حرارت موضعی دگرگونی رها شود، بسته حرکت نمی کند. دیگر این که، هر نوع حرکت بسته به طرف پائین یا بالا موقتی خواهد بود و بسته همیشه به محل اصلی خود با درجه حرارت اولیه برمی گردد. این رفتار بسته هوا ماهیت پایدار بودن جو را در تحت شرایط دگرگونی نشان میدهد. این بحث را می توان برای هر شرطی که در آن درجه حرارت با سرعت کمتری از حالت بی دررو تغییر میکند انجام داد. واضح است که این شرایط ایده آل ترین حالت برای پخش مواد آلوده زان نیست.

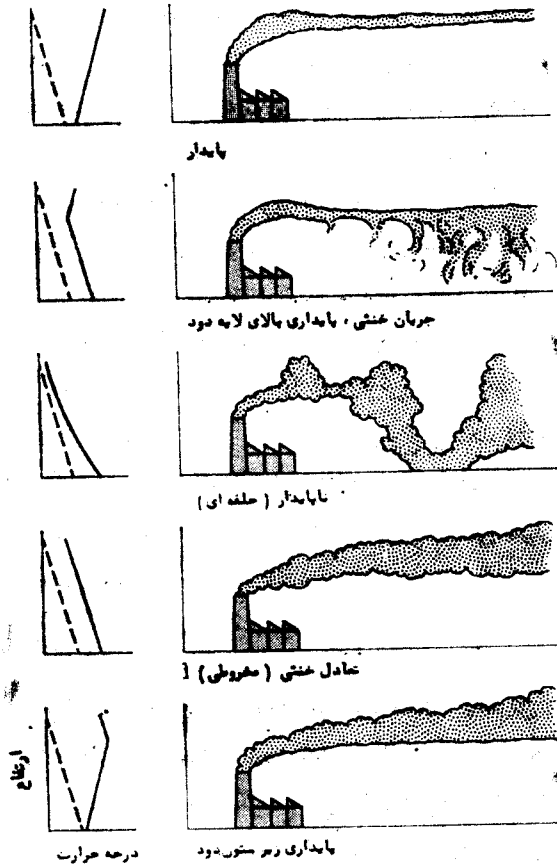
### پخش ستون دود<sup>۱</sup>. ستون یا ابر دود خروجی از دهانه یک دودکش که بطور

پیوسته دود پراکنده می کند راستون دود می نامند. جریان های گازهای رادیواکتیو خروجی از تاسیسات هسته ای اساساً شبیه حرکت دودهای معمولی اند بجز این که، البته، غیرقابل رویت هستند. شکل (۱۱-۹) ستون های دود خروجی تحت شرایط درجه حرارت های مختلف داده شده درست چپ را نشان می دهد. این ستون ها به صورت زیر طبقه بندی می شوند:

### پنکه ای؟. وقتی جریان خروجی از دودکش که ممکن است داغ باشد، در یک شرایط

دگرگونی رها شود، به طوری که قبلاً شرح دادیم. صعود کرده تا به درجه حرارت پایدار برسد و در آنجا متوقف می شود. اگر باد بوزد، یک رد<sup>۲</sup> نازک از دود در یک ارتفاع معین که از دودکش شروع می شود قرار می گیرد. اگر باد شدید باشد مولفه های افقی باد به وجود آید، ستون دود در یک سطح شبیه پنکه پخش می شود. که اصطلاح پنکه ای از آن گرفته شده است. اگر باد شدید متغیر وجود نداشته باشد، ستون دود به صورت نوار بلند پیچ و خم داری درمی آید.

ستون دود پنکه‌ای الزاماً ایجاد یک حالت نامناسب برای پراکنندگی جریان هانیست. به یک دلیل این که چنین ستونی از دود به زمین نمی‌رسد. در این حال، اگر جلو ستون دود به‌طریقی گرفته شود، جریان دود الزاماً در منطقه باقی می‌ماند. این حالت در ناحیه لوس آنجلس وجود دارد که اطراف آن را به سمت شمال و مشرق کوه‌هایی گرفته است که زهره‌الته‌دگرگونی آرام ناشی از ارتفاعات اقیانوس آرام قرار می‌گیرد. ترکیب این شرایط عامل وجود دود و مه مداوم در ناحیه می‌باشد.



شکل ۱-۹ صور مختلف ستون دود مشاهده شده در جو. خطوط پریده در سمت چپ تصاویر میزان افت بی‌دررو و خطوط پرتوزیع واقعی را نشان می‌دهد  
(D. H. Slade, Editor, Meteorology and Atomic Energy 1968, Washington D.C. USAEC 1968)

**دودزدائی ستون دود<sup>۱</sup>** بلافاصله پس از طلوع آفتاب در یک صبح صاف دگرگونی مربوط به تابش شب هنگام با گرم شدن زمین به تدریج از بین می‌رود. شرایط دگرگونی در سطح زمین به تدریج جای خود را به توزیع بی‌درروئی می‌دهد که به آهستگی به سمت بالا حرکت می‌کند (شکل ۱۱-۷). جریان‌های منتشر شده پس از این که توزیع جدید به بالای دود کش رسیده و در احاطه دگرگونی فوقانی قرار می‌گیرند. اما در نتیجه تلاطم هوای داغ به سطح زمین برمی‌گردد. **حلقه‌ای<sup>۲</sup>**. اگر شرایط ناپایدار به طوری که قبلاً اشاره شده وجود آید، حرکت هوا به طرف بالا یا پائین ادامه می‌یابد، تغییرات در مولفه عمودی باد ممکن است باعث حرکت هوا به طرف بالا و برگشت به پائین و بالعکس گردد. در نتیجه، ستون دود رفتار اتفاقی نشان خواهد داد و حتی قسمتی از ستون دود ممکن است، به طوری که شکل نشان می‌دهد، به زمین برسد در این حال، تلاطم زیادی در تحت شرایط ناپایدار معمولاً وجود دارد، و غلظت جریان‌ها در سطح زمین معمولاً نسبت به شرایط دود زدائی کمتر است.

**ستون مخروطی.** این نوع ستون دود شبیه مخروطی است که محور آن افقی است. این نوع ستون دود در یک توزیع درجه حرارت بی‌دررو رخ می‌دهد و در روزهای بادی تلاطم هوا باعث پراکندگی شعاعی، دور از محور مخروط، می‌شود. ستون دود معمولاً در فاصله خیلی دورتری از دود کش نسبت به حالت حلقه‌ای، با دودزدائی به زمین می‌رسد.

**ستون بالارو<sup>۳</sup>** شرایطی که تحت آن حالت بالارو رخ می‌دهد در موقع غروب آفتاب است. با تابش شب هنگام دگرگونی شروع به تشکیل می‌کند. این شرایط بهترین شرایط برای پخش جریان‌ها می‌باشد، زیرا جریان‌ها نزدیک زمین نمی‌رسد و در فواصل خیلی زیاد در حجم‌های زیادی از هوا پراکنده می‌شود.

### پخش جریان‌ها.

وقتی یک جریان در نقطه‌ای از جوها می‌شود نه تنها به طریق غیر مشخصی حرکت می‌کند که مربوط به شرایط درجه حرارت بحث شده در بالاست، بلکه هریک از ذرات داخل جریان در اثر تلاطم جوی موضعی از یکدیگر جدا می‌شوند. این عمل را پخش متلاطم<sup>۴</sup> می‌نامند. این نوع عمل پخش به طور بنیادی متفاوت از مثلاً پخش یک محلول در حلال یا پخش نوترون است و با وجود این حقیقت تمام آنها اساساً بایک نوع معادلات بیان می‌شوند لذا نوع اخیر پخش نتیجه برخوردهای متوالی تک‌تک ذرات است، در حالی که پخش آلوده‌زها، از طرف دیگر مربوط به اثرات جمعی مولفه‌های جریان متلاطم جو است.

۱ - Fumigation

۲ - Looping

۳ - Lofting

۴ - Turbulent Diffusion

فرض می کنیم  $\chi$  \* غلظت یک جریان تابعی از زمان و مکان باشد. لذا  $\chi$  از معادله پخش تابع زمان به دست می آید.

$$K \nabla^2 \chi = \frac{\partial \chi}{\partial t} \quad (7-11)$$

که در این معادله  $K$  ضریب پخش است. لازم به یاد آوری است که واحد  $K$  همان واحد به کار رفته در شیمی یعنی  $\text{cm}^2/\text{sec}$  است و نه  $\text{cm}^{-1}$  که در پخش نوترون به کار می رود. حال یک چشمه نقطه ای واقع در مبدا مختصات در نظر می گیریم که در زمان  $t=0$  یک ضربه لحظه ای ایزوترپ حاوی  $Q$  واحد جریان به داخل جو ساکن بینهایت انتشار می دهد. می توان نشان \* داد که حل معادله (7-11) که تمام شرایط سرزی معمولی را در برگیرد عبارت است از

$$\chi(r, t) = \frac{Q}{(\pi K t)^{3/2}} e^{-r^2/\epsilon k t} \quad (8-11)$$

که  $r$  فاصله از مبدا است. معادله (8-11) باین فرض به دست آمده است که جو ایزوترپ بی باشد و اگر ایزوترپ نباشد، جواب به صورت زیر است +

$$\chi(x, y, z, t) = \frac{Q}{(\pi t)^{3/2} (K_x K_y K_z)^{1/2}} \exp \left[ -\frac{1}{\epsilon t} \left( \frac{x^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y} + \frac{z^2}{K_z} \right) \right]$$

که  $K_x, K_y, K_z$  ضرایب پخش در راستاهای  $x$  و  $y$  و  $z$  می باشند.

جو معمولاً ساکن نیست و باد طبیعتاً می وززد. اگر سرعت متوسط باد  $\bar{v}$  و جهت دستگاه مختصات طوری باشد که راستای متوسط باد محور  $x$  ها را قطع کند، در این صورت معادله (9-11) را می توان عمومیت داد و به جای  $x$  مقدار  $(-vt)$  را قرار داد. در این صورت معادله غلطت به صورت زیر درمی آید

\* کاربرد نادرست  $\chi$  برای نشان دادن غلظت جریان در محافل هواشناسی و راهنماها

و مقررات کمیسیون انرژی اتمی بخوبی شناخته شده است.

\*\* به عنوان مثال به صفحه ۱۹۲ کتاب *Nuclear Reactor Theory* تالیف همین

مولف مراجعه کنید. معادله (7-11) شبیه معادله سن فرمی است که کندشدن نوترون های سریع را تشریح می کند.

+ حل معادله (9-11) نیاز به این فرض دارد که جو حول صفحات  $xy$ ،  $yz$  و  $xz$

تقارن است (یعنی محورهای دستگاه بایستی با محورهای اصلی پخش منطبق باشد) در حالی که جو به ندرت دارای این تقارن است، لکن معادله (9-11) اغلب برای محاسبات پخش جریان درست است.

$$\chi(x, y, z, t) = \frac{Q}{(\epsilon \pi t)^{3/2} (K_x K_y K_z)^{1/2}} \exp \quad (10-11)$$

$$\left[ -\frac{1}{\epsilon t} \left( \frac{(x-vt)^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y} + \frac{z^2}{K_z} \right) \right]$$

به تجربه ثابت شده است که بیشتر حرکت یک جریان در راستای باد مربوط به خود باد است و نه مربوط به پخش. به طور اختصار می توان گفت که از پخش در راستای  $x$  می توان صرف نظر کرد. این مولفه را می توان به طریق ریاضی وارد کرد و این کار با گرفتن حد معادله (۱۰-۱۱) وقتی  $K_x$  به سمت صفر میل می کند انجام می گیرد. با انجام این کار معادله زیر به دست می آید.

$$\chi(x, y, z, t) = \frac{Q}{\epsilon \pi t (K_y K_z)^{1/2}} \delta(x-vt) \exp \quad (11-11)$$

$$\left[ -\frac{1}{\epsilon t} \left( \frac{y^2}{K_y} + \frac{z^2}{K_z} \right) \right]$$

تابع  $\delta(x-vt)$  را در این معادله تابع دلتا می نامند. این تابع دارای خاصیت ویژه ای است که در هر نقطه بجز در  $x=vt$  صفر است، لکن انتگرال آن در گام  $x$  از جمله  $x=vt$  برابر واحد است. تصویر فیزیکی معادله (۱۱-۱۱) را می توان به صورت زیر نشان داد که یک دیسک نازک از جریان با سرعت  $v$  در راستای محور  $x$  در ضمن حرکت در راستاهای  $y$  و  $z$  پخش می شود.

معادله (۱۱-۱۱) مربوط به تابش لحظه ای یک پالس از جریان می شود. حال فرض کنید که جریان با شدت  $Q'$  واحد در واحد زمان (مثلاً Curies/sec) تابش می شود. ماده تابش شده در زمان  $dt$ ، یعنی  $Q' dt$ ، در نقطه  $x$  در زمان  $x/v$  به صورت صفحه نازکی به ضخامت  $dx$  ظاهر می شود که غلظت آن عبارت است از

$$\chi(x, y, z, t) dx = \frac{Q' dt}{\epsilon \pi t (K_y K_z)^{1/2}} \exp \left[ -\frac{1}{\epsilon t} \left( \frac{y^2}{K_y} + \frac{z^2}{K_z} \right) \right] \quad (12-11)$$

صفحه فاصله  $dx$  را در زمان  $dt$  می پیماید و لذا  $\bar{v} = dx/dt$  می باشد. در این صورت معادله (۱۲-۱۱) به صورت زیر درمی آید:

$$(12-11)$$

$$\chi(x, y, z, t) = \frac{Q'}{\epsilon \pi \bar{v} t (K_y K_z)^{1/2}} \exp \left[ -\frac{1}{\epsilon t} \left( \frac{y^2}{K_y} + \frac{z^2}{K_z} \right) \right]$$

\* معادله (۱۲-۱۱) با انتگرال گیری معادله (۱۱-۱۱) در فاصله  $dt$  که  $x=vt$

را دربر می گیرد و با قرار دادن  $Q=Q'$  انجام می شود.

از معادلات پیش دیده می شود که غلظت جریان در راستای  $y$  و  $z$  تابع گوس است و انحراف معیار  $\sigma_y$ ،  $\sigma_z$  با روابط زیر داده می شود:

$$\sigma_y^2 = tK_y \quad \sigma_z^2 = tK_z$$

به منظور انطباق معادله (۱۱-۱۳) با شرایط تجربی مختلف، معلوم گشته که بهتر است معادله برحسب  $\sigma_y$  و  $\sigma_z$  نوشته شود، که در این صورت این انحرافهای معیار تابع  $x$  هستند و نه  $t$  و  $x = \bar{v}t$  است. با انجام این برنامه خواهیم داشت:

$$\chi(x, y, z) = \frac{Q'}{2\pi v \sigma_y \sigma_z} \exp\left[-\left(\frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right)\right] \quad (11-14)$$

در این متن  $\sigma_y$  و  $\sigma_z$  را به ترتیب ضرائب پراکندگی افقی و عمودی می نامند. تا به حال فرض شده است که جریان ها در مبدا مختصات به داخل جو بینهایت انتشار می یابد. درحقیقت، جریان ها معمولاً در ارتفاع  $h$  در جوی که فقط در بالای زمین وجود دارد انتشار می یابد. حل معادله پخش در این حالت راسی توان به آسانی با روش تصویری به دست آورد. این روش در الکترواستاتیک مشهور است. با فرض این که  $z$  محور قائم است، حل به صورت زیر است:

$$\chi(x, y, z) = \frac{Q'}{2\pi v \sigma_y \sigma_z} \left\{ \exp\left[-\left(\frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2}\right)\right] + \exp\left[-\left(\frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2}\right)\right] \right\}$$

با استفاده از این نتیجه غلظت در سطح زمین  $z=0$  برابر است با:

$$\chi = \frac{Q'}{\pi v \sigma_y \sigma_z} \exp\left[-\left(\frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{h^2}{2\sigma_z^2}\right)\right] \quad (11-15)$$

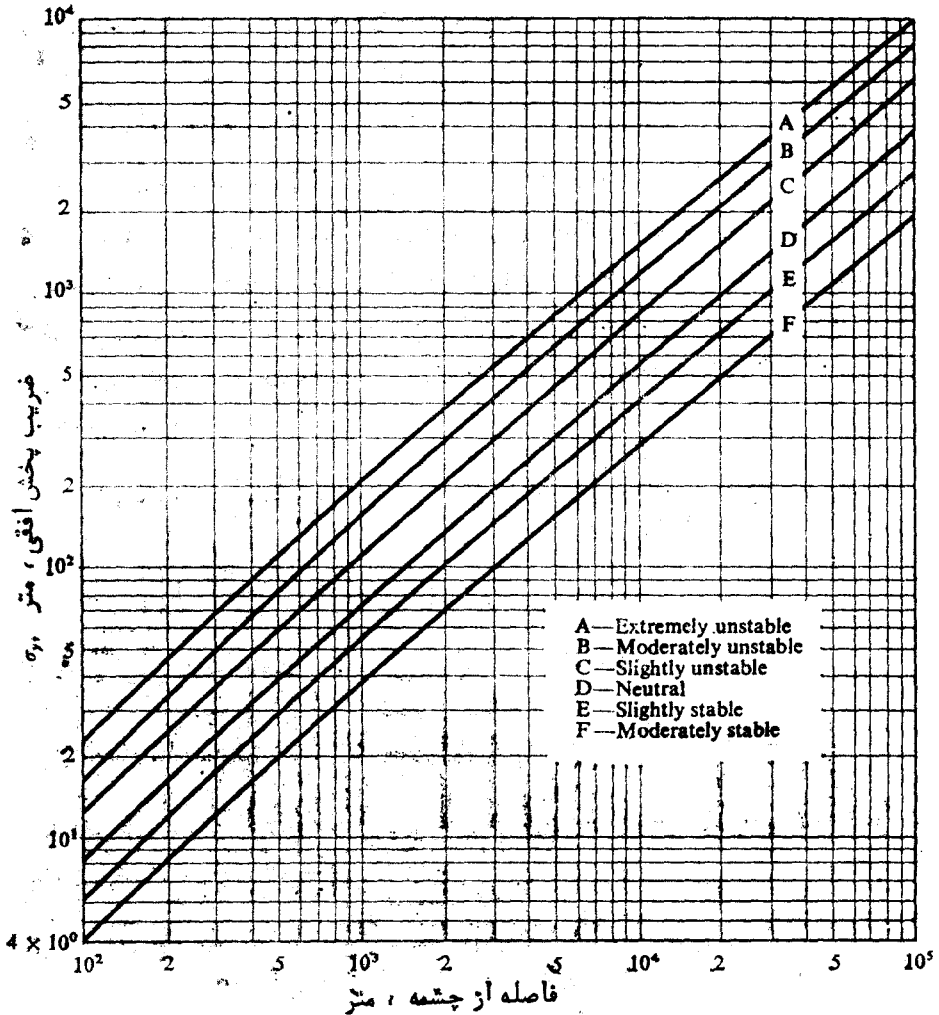
که متغیرهای مستقل از  $\chi$  حذف شده اند. مقدار  $\chi$  در سرتاسر خط مرکزی ستون  $y=0$  بیشترین مقدار را دارد. در روی آن غلظت برابر است با

$$\chi = \frac{Q'}{\pi v \sigma_y \sigma_z} \exp\left(-\frac{h^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (11-16)$$

در بسیاری از متون، بهتر است معادله (۱۱-۱۶) را بر  $Q'$  تقسیم کنیم. در این صورت سمت چپ معادله یعنی  $\chi/Q'$  ضریب رقت نامیده می شود

### شرایط پاسکیل

قبل از کاربرد معادلات بالا در مسایل عملی بایستی  $\sigma_y$  و  $\sigma_z$  برحسب فاصله از چشمه تعیین شوند. طبیعی است که این توابع بستگی به شرایط جوی دارد. لذا، به عنوان مثال، در تحت شرایط ناپایدار به دلایلی که در قسمت قبل بحث شد  $\sigma_z$  مربوط به پراکندگی در راستای عمودی می شود و انتظار می رود نسبت به فاصله سریعتر از حالت پایدار افزایش می یابد.

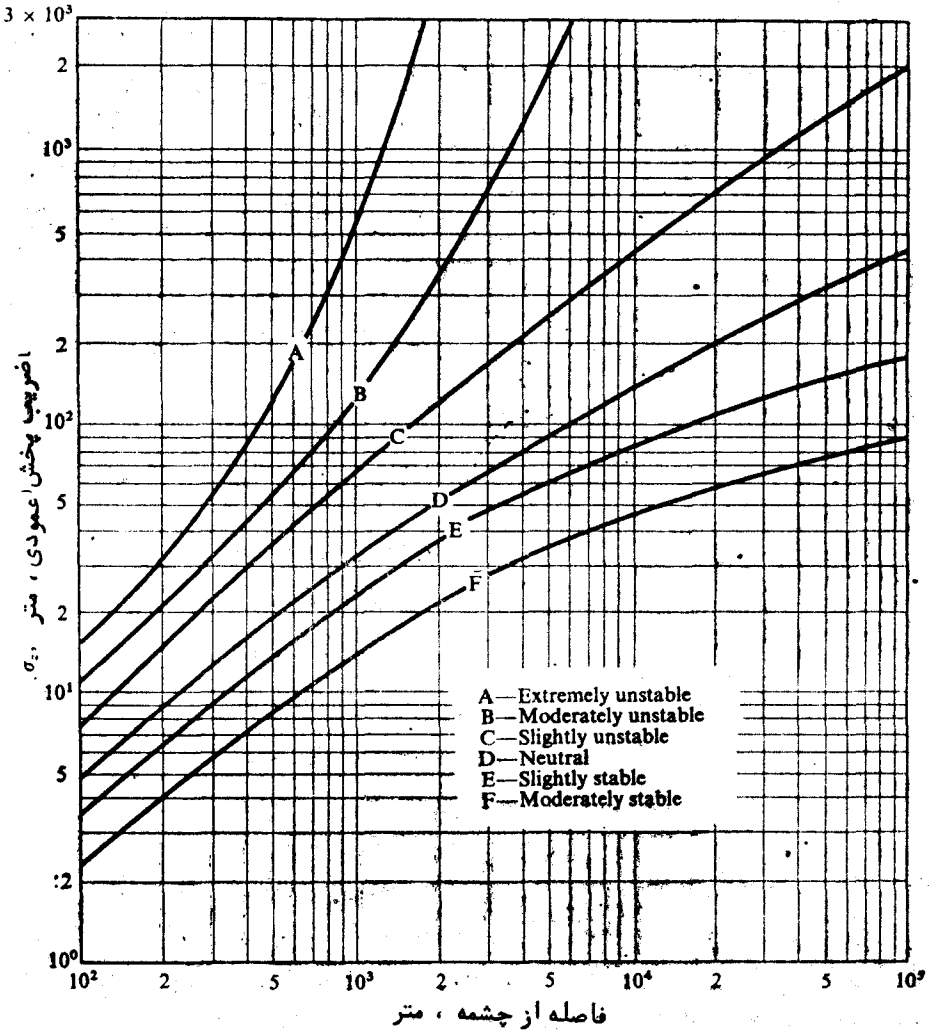


شکل ۱-۱-۱ ضریب پراکندگی افقی  $\sigma_y$  برحسب فاصله از چشمه برای شرایط مختلف پاسکیل (D.H. Slade)



پاسکیل\* با استفاده از نتایج تجربی تعدادی منحنی برای  $\sigma_y$  و  $\sigma_z$  برای شش حالت پایدار جو به دست آورد. این منحنی ها در شکل (۱۰-۱۱) و (۱۱-۱۱) داده شده اند. هفتمین حالت پایدار، نوع C را که فوق العاده پایدار است می توان با روابط تقریبی زیر نشان داد:

$$\sigma_z(G) = \frac{3}{5} \sigma_z(F) \quad , \quad \sigma_y(G) = \frac{2}{3} \sigma_y(F) \quad (11-17)$$



شکل ۱۱-۱۱ ضریب پراکنندگی قائم  $\sigma_z$  برحسب فاصله از چشمه برای شرایط مختلف پاسکیل (D.H.Slade)

\* به منابع آخر فصل مراجعه کنید.

به طوری که شکل‌ها نشان می‌دهند، شرایط کم پایداریتر دارای مقادیر بزرگتر  $\sigma_y$  و  $\sigma_z$  نسبت به شرایط پایدار برای تمام فواصل از چشمه می‌باشند.

در اینجا خوب است یادآور شویم که بایک بادنمای ساده می‌توان تعیین کرد که کدام یک در شرایط پاسکیل بیشتر به شرایط واقعی جوی در یک مکان و زمان مخصوص نزدیکترند. وقتی چنین بادنمای ساده‌ای در هوای آزاد نصب می‌شود، نوسانات یا تغییرات اتفاقی در حول راستای متوسط باد خواهد داشت. در روزهایی که جو ناپایدار است بادنما نوسانات گسترده‌تری نسبت به روزهای آرام (جو پایدار) خواهد داشت. لذا می‌توان رابطه‌ای بین انحراف معیار زاویه بادنما،  $\sigma_\theta$ ، و شرایط پاسکیل به دست آورد. این ارتباطها در جدول ۲-۱۱ داده شده‌اند. دستگاهی وجود دارد که مستقیماً  $\sigma_\theta$  را ارزیابی می‌نماید و این اسر اطلاعات لازم برای تخمین حقیقی غلظت‌ها را از زمان آزادشدن، به دست می‌دهد.

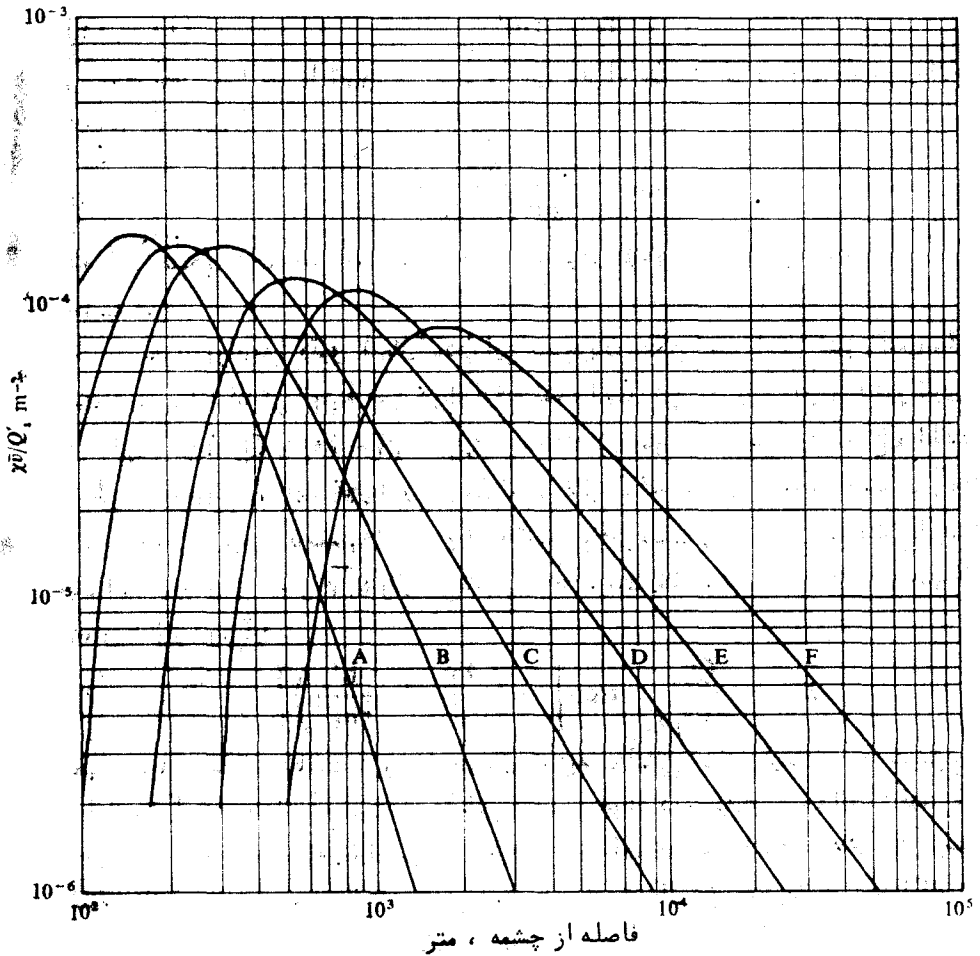
### جدول ۲-۱۱

روابط بین انحراف معیار راستای افقی باد و شرایط پایداری پاسکیل

$\sigma_\theta$	طبقه بندی پایداری پاسکول
$25^\circ$	A ، فوق العاده ناپایدار
$20^\circ$	B ، ناپایداری متوسط
$15^\circ$	C ، کمی ناپایدار
۱۰	D ، خنثی
$5^\circ$	E ، تا اندازه‌ای پایدار
$25^\circ$	F ، پایداری متوسط
$17^\circ$	G ، فوق العاده پایدار

شکل ۱۲-۱۱، ۱۲-۱۱ کیفیت  $\bar{x}\bar{v}/Q'$  را برای جریان آزاد شده در ارتفاع ۳۰ متر تحت شرایط مختلف پاسکیل با استفاده از معادله (۱۲-۱۱) نشان می‌دهد. دیده می‌شود که  $\bar{x}\bar{v}/Q'$  ابتدا افزایش یافته به مقدار حداکثر می‌رسد و سپس کم و بیش به صورت تابع اکسپونانسیلی کاهش می‌یابد. در تحت شرایط ناپایدارتر (A و B) حداکثر مقدار  $\bar{x}\bar{v}/Q'$  در نزدیکی چشمه نقطه‌ای رخ می‌دهد (حدود چندصد متر) و پس به سرعت به مقادیر کمی می‌افتند. به عبارت دیگر در تحت شرایط پایدار (E و F) حداکثر  $\bar{x}\bar{v}/Q'$  خیلی دورتر از چشمه قرار می‌گیرد. در پراکندگی جریان‌های نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت، غلظت جریان معمولاً در نواحی مهتر پر جمعیت در

شرایط پایداری بیشتر از غلظت در شرایط ناپایداری است و اغلب شرایط پایداری مبنای محاسبه پراکندگی جریان به کار می‌رود. اتفاقاً به آسانی می‌توان با استفاده از معادله (۱۰۶-۱۱) و اشکال (۱۰-۱۱) و (۱۱-۱۱) مشاهده نمود که در حالت تابش سطح زمینی ( $h=0$ ) غلظت جریان در تحت شرایط پایدار بیشترین مقدار را دارد. محل حداکثر منحنی‌های شکل (۱۱-۱۲) را می‌توان با قراردادن مشتق معادله (۱۰۶-۱۱) نسبت به  $x$  برابر صفر به دست آورد. به هر حال، از آنجا که تمام بستگی  $\chi$  به  $x$  در توابع  $\sigma_y$  و  $\sigma_z$  وجود دارد، لازم است قبل از دیفرانسیل‌گیری رابطه بین این پارامترها را در نظر بگیریم، برای سادگی رابطه زیر را در نظر می‌گیریم.



شکل ۱۲-۱۱ کمیت  $x\sqrt{Q}$  در سطح زمین برای جریان‌های تابیده شده در طول تفرع  
 ۳۰ م بر حسب فاصله از چشمه (D. H. Slade)

$$\sigma_y = a\sigma_z$$

که  $a$  عدد ثابتی است. قبل از دیفرانسیل گیری از دو طرف معادله (۱۶-۱۱) لگاریتم می گیریم

$$\ln x = -\nu \ln \sigma_z - \frac{h^2}{2\sigma_z^2} + \ln C$$

که  $C$  ترکیبی از مقادیر ثابت است، لذا

$$\frac{1}{x} \frac{dx}{dx} = \left( -\frac{\nu}{\sigma_z} + \frac{h^2}{\sigma_z^3} \right) \frac{d\sigma_z}{dx} = 0$$

و بنابراین

$$h^2 = 2\nu\sigma_z^2 \quad (18-11)$$

این شرط محل حداکثر را تعیین می کند. بالاخره با قرار دادن معادله (۱۸-۱۱) در معادله (۱۶-۱۱) داریم:

$$\chi_{\max} = \frac{Q'}{\pi e \nu (\sigma_y \sigma_z)_{\max}} \quad (19-11)$$

که  $(\sigma_y \sigma_z)_{\max}$  بدان معنی است که  $\sigma_y$  و  $\sigma_z$  باید برای مقدار  $\chi$  حاصل از معادله (۱۸-۱۱) محاسبه شود.

**جریان رادیواکتیو.** تا حال امکان این که جریان ممکن است رادیواکتیو باشد و ممکن

است در ضمن پراکندگی تجزیه شود در نظر گرفته نشده است. این کار را می توان به طور تقریبی با جایگزین کردن  $Q'$  با  $Q' \exp(-\lambda t)$  در معادله (۱۶-۱۱) به دست آورد که  $Q'$  غلظت تابشی یا اکتیویته،  $\lambda$  ثابت تجزیه و  $t$  زمان تابش تا زمان اندازه گیری (مشاهده) است. از آنجا که معادله (۱۶-۱۱) برحسب فاصله از نقطه تابش و نه برحسب زمان، برای هماهنگی، نوشته شده است به جای  $t$  مقدار  $x/\bar{v}$  را قرار می دهیم که  $\bar{v}$  سرعت باد است. لذا معادله (۱۶-۱۱) به صورت زیر درمی آید.

$$\chi = \frac{Q'_0}{\pi \nu \sigma_y \sigma_z} \exp \left[ - \left( \frac{\lambda x}{\bar{v}} + \frac{h^2}{2\sigma_z^2} \right) \right] \quad (20-11)$$

تعیین محل حداکثر غلظت در جریان در حال تجزیه به آسانی ممکن نیست، این موضوع از دیفرانسیل گیری معادله (۲۰-۱۱) به آسانی دیده می شود. در بسیاری از مطالعات ایمنی، از تجزیه جریان اغماض می شود، فرضی که منجر به تخمین های محتاطانه (تخمین های بیش از حد) غلظت های جریان می شود. البته، واضح است با جریان در حال تجزیه محل های حداکثر در شکل (۱۲-۱۱) به محل انتشار نزدیکتر می شود.

**مثال ۱۰-۱۱.** محل غلظت حداکثر یک جریان غیر رادیواکتیو که در ارتفاع ۳۰ متر

در شرایط نوع F آزاد می شود را تعیین کنید.

حل. از معادله (۱۱-۱۸) داریم

$$\sigma_z = h/\sqrt{z} = 2172 \text{ m}$$

از شکل (۱۱-۱۱) دیده می شود که در ارتفاع ۱۹۰۰ متر  $\sigma_z = 2172$  می باشد.

**انتشار از ساختمان ها.** در یک حادثه راکتور، هسته های رادیواکتیو ممکن است به داخل ساختمان دربرگیرنده راکتورها شوند و احتمالاً از یک یا چند نقطه به خارج نشت نمایند. اگر باد بوزد، وجود ساختمان موجب ایجاد جریان های متلاطم هوا در کناره ساختمان می شود. این به نوبه خود موجب پراکندگی جریان ها بلافاصله پس از خروج از ساختمان می گردد. اثر این پراکندگی اولیه را می توان در روابط قبل به طریق زیر عمل کرد:

ابتدا ضریب رقت ساختمان به صورت زیر تعریف می شود.

$$D_B = cAv \quad (11-21)$$

که  $c$  یک ضریب ثابت تجربی است، گاهی آنرا ضریب شکل نامند،  $A$  سطح مقطع ساختمان و  $v$  سرعت متوسط باد است. یادآوری شود که  $D_B$  دارای واحد مترمکعب در ثانیه  $m^3/sec$  است. تجربیات نشان داده است که مقدار  $c$  بین ۰.۵ و ۰.۶۷۹. تغییر می کند و در تمام روابط حاصل قبلی به جای ضرایب  $\sigma_y$  و  $\sigma_z$  پایاهای  $\Sigma_y$  و  $\Sigma_z$  را قرار می دهیم که به وسیله روابط زیر بیان می شوند:

$$\Sigma_y^2 = \sigma_y^2 + \frac{D_B}{\pi v} \quad \text{و} \quad \Sigma_z^2 = \sigma_z^2 + \frac{D_B}{\pi v} \quad (11-22)$$

به عنوان مثال معادله (۱۱-۱۶) به صورت زیر درمی آید.

$$\chi = \frac{Q'}{\pi v \Sigma_y \Sigma_z} \exp\left(-\frac{h^2}{2 \Sigma_z^2}\right) \quad (11-23)$$

اتفاقاً، ضریب رقت ساختمان را نیز می توان برای محاسبات تقریبی غلظت جریان در نزدیکی یک ساختمان راکتور به دست آورد. به عنوان مثال فرض می کنیم که گاز حاوی هسته رادیواکتیو با غلظت  $C_0$  است که از ساختمان با شدت  $Q' m^3/sec$  انتشار می یابد. غلظت  $C$  هسته رادیواکتیو را در نزدیکی ساختمان به وسیله رابطه زیر به دست می آید.

$$C = \left(\frac{Q'}{D_B}\right) C_0 \quad (11-24)$$

## ۱۱-۵ دزهای ناشی از نیروگاه های هسته ای

نیروگاه هسته ای قدرت منابع پرتو نابی به اشخاصی است که در نزدیکی آن زندگی می کنند. جریان گاز رادیواکتیو ناشی از: (۱) دزهای خارجی حاصل از تابش اشعه از ستون گاز (۲)

دزهای داخلی حاصل از استنشاق هسته‌های رادیواکتیو (۳) دزهای خارجی حاصل از نشست هسته‌های رادیو اکتیو در روی زمین و (۴) دزهای خارجی حاصل از نشست هسته‌های رادیواکتیو بر روی بدن و لباس حاصل می‌شود. هر یک از این دزها دارای دو قسمت است، دز حاصل از اشعه گاما و دز حاصل از اشعه بتا. از دزهای پیش گفته دزهای ۱ و ۲ ناشی از هسته‌های رادیواکتیو در خود آب معمولاً مهمتر هستند.

افراد ممکن است دزهای تابشی از طریق هضم مواد غذایی آلوده به جریان‌های گازی یا مایع نیروگاه هسته‌ای را دریافت نمایند. محاسبه این دزها در قسمت (۱۱-۹) بحث شده است. بالاخره یک دز مستقیم از اشعه گاما حاصل در داخل نیروگاه وجود دارد. در یک نیروگاه در حال کار این اشعه از خود راکتور، از لوله‌های خنک کننده، یا از قطعات دیگر نیروگاه حاوی مواد رادیواکتیو ساطع می‌شود. در پی یک سانحه راکتور که در آن پاره‌های شکافت به داخل ساختمان دربرگیرنده رها می‌شوند خود ساختمان چشمه مستقیم از اشعه می‌شود.

### دز خارجی ناشی از ستون گاز - اشعه گاما.

در محاسبات دزهای خارجی معمولاً فرض می‌شود که ستون دود بینهایت بزرگ است. این فرض محاسبات را ساده می‌کند و جوابهای محتاطانه به دست می‌دهد - یعنی، دزهائی که بزرگتر از دزهای واقعی است به دست می‌آید.

بنابراین، یک آبریکتواخت بینهایت که در بلای سطح زمین قرار دارد، در نظر می‌گیریم که حاوی یک هسته رادیواکتیو با غلظت  $\chi \text{ Ci/m}^3$  می‌باشد و یک شعاع گاما با انرژی  $E \text{ Mev}$  تابش می‌کند. بر طبق معادله (۹-۱۰) و بحث قسمت (۱۰-۱) شدت پرتو تابشی عبارت است از

$$\dot{X} = 1.83 \times 10^{-4} \Phi_{\gamma B} E (\mu_a / \rho)^{\text{air}} \text{ R/sec} \quad (11-20)$$

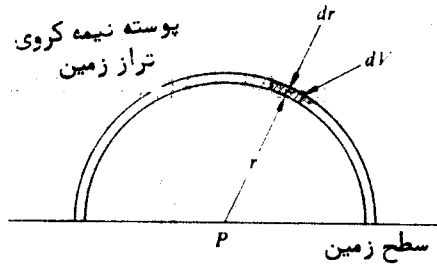
که  $\Phi_{\gamma B}$  فلوی گاما افزایش یافته است. برای محاسبه  $\Phi_{\gamma B}$  حجم  $dV$  را در یک پوسته نیم کره به شعاع  $r$  و ضخامت پوسته  $dr$  به مرکز  $P$  مطابق شکل (۱۱-۳) در نظر می‌گیریم. اگر  $S$  شعاع گاما در هر سانتی متر مکعب بر ثانیه تابش شود فلوی افزایش یافته در نقطه  $P$  از حجم  $dV$  برابر است با

$$d\Phi_{\gamma B} = \frac{S dV}{4\pi r^2} B_p(\mu r) e^{-\mu r}$$

که  $B_p(\mu r)$  ضریب افزایش نقطه‌ای برای هواست. کل فلوی از تمام حجم‌های  $dV$  در پوسته برابر است با

$$d\Phi_{\gamma b} = \frac{S}{4\pi r^2} \cdot 2\pi r^2 dr B_p(\mu r) e^{-\mu r}$$

$$= \frac{S}{2} B_p(\mu r) e^{-\mu r} dr \quad (11-26)$$



شکل ۱۱-۳ پوسته نیم کره درابر

و  $\Phi_{\gamma b}$  از رابطه زیر به دست می آید

$$\Phi_{\gamma b} = \frac{S}{2} \int_0^{\infty} B_p(\mu r) e^{-\mu r} dr \quad (11-27)$$

مقدار انتگرال معادله (۱۱-۲۷) مستقل از شکل  $B_p(\mu r)$ ، به طوری که از بحث زیر دیده می شود، می باشد. فرض می کنیم که یک چشمه نقطه ای،  $S$  شعاع گاما در ثانیه با انرژی  $E$  به داخل جو انتشار می دهد. بنابراین فلوی افزایشی در فاصله  $r$  از رابطه زیر به دست می آید.

$$\Phi_{\gamma b} = \frac{S}{4\pi r^2} B_p(\mu r) e^{-\mu r}$$

مقداری از انرژی جذب شده در پوسته کروی به ضخامت  $dr$  در نقطه  $r$  از رابطه زیر به دست می آید.

$$\Phi_{\gamma b} \mu_a E dV = \frac{S \mu_a E}{4\pi r^2} \times B_p(\mu r) e^{-\mu r} \times 4\pi r^2 dr$$

$$= S \mu_a E B_p(\mu r) e^{-\mu r} dr$$

که  $\mu_a$  ضریب جذب هوا می باشد. از آنجا که جو بی نهایت است، تمام انرژی تابش شده توسط چشمه در واحد زمان یعنی  $SE$  باید در نقطه ای از جو جذب شود. نتیجه می شود که

$$SE = \int_0^{\infty} \Phi_{\gamma b} \mu_a E dV$$

و بنابراین

$$1 = \mu_a \int_0^{\infty} B_p(\mu r) e^{-\mu r} dr \quad (28-11)$$

باتوجه به معادله (۲۸-۱۱)، معادله (۲۷-۱۱) فلوی افزایشی را در مرکز ابر به صورت زیر به دست می دهد.

$$\Phi_{\gamma b} = \frac{S}{2\mu_a} \quad (29-11)$$

با در دست داشتن غلظت یک رادیو ایزوتوپ در داخل ابر،  $\chi \text{ Ci/cm}^3$ ،  $S$  برابر  $3.7 \times 10^{10}\%$  است، به شرطی که در مقابل هر تجزیه فقط یک شعاع گاما تابش شود. با قراردادن این مقادیر در معادله (۲۹-۱۱) داریم:

$$\begin{aligned} \dot{X} &= 1.82 \times 10^{-8} \frac{3.7 \times 10^{10} \%}{2\mu_a} E \left( \frac{\mu_a}{\rho} \right)^{\text{air}} \\ &= 2.62 \times 10^2 \chi E \text{ R/sec} \end{aligned} \quad (30-11)$$

که  $\rho = 1.293 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$  جرم ویژه هوا در نظر گرفته شده است. اگر هر هسته بیش از یک شعاع گاما تابش نماید معادله (۳۰-۱۱) باید به صورت زیر نوشته شود:

$$\dot{X} = 2.62 \times 10^2 \chi \bar{E}_{\gamma} \text{ R/sec} \quad (31-11)$$

که  $\bar{E}_{\gamma}$  انرژی متوسط تمام اشعه گاما در مقابل هر تجزیه است. جدول (۳۰-۱۱) مقدار  $\bar{E}_{\gamma}$  را برای سهترین پاره های شکافت گازی به دست می دهد. اینها گازهائی هستند که به مقادیر جزئی در ضمن کار معمولی یک راکتور به محیط رها می شوند ولی در سوانح به مقدار بیشتر رها می شود.

در معادلات (۳۰-۱۱) و (۳۱-۱۱)  $\chi$  دارای واحد  $\text{Ci/m}^3$  است. اگر  $\chi$  بر حسب  $\text{Ci/cm}^3$ ، نظیر واحدهای  $\sigma_y$ ،  $\sigma_z$  در معادلات (۱۹-۱۱)، داده شود سپس معادله (۳۱-۱۱) به صورت زیر درمی آید.

$$\dot{X} = 0.262 \chi \bar{E}_{\gamma} \text{ R/sec} \quad (32-11)$$



برای تعیین میزان دز معادل (دزیولوژیکی) از معادلات بالا ، باید  $\bar{X}$  را در ضریب  $f$  حاصل از شکل (۹-۵) و در ضریب کیفی ضرب کرد. بهر حال هر دو ضریب تقریباً برابر واحد هستند بطوریکه

$$\dot{H} \cong 0.262 \bar{X} \bar{E}_\gamma \text{ rem/s}\bar{c} \quad (11-22)$$

که  $\bar{X}$  بر حسب  $\text{Ci/m}^2$  است.

کل دز دریافتی در مدت زمان  $t_0$  ثانیه، درحالتی که  $\bar{X}$  مقدار ثابتی است، از ضرب  $\dot{H}$  معادله (۱۱-۳۳) در  $t_0$  به دست می آید. اگر  $\bar{X}$  تابع زمان باشد در این صورت باید معادله (۱۱-۳۳) را بین  $t=0$  و  $t=t_0$  انتگرال گیری کرد (مساله ۱۱-۶).

جدول ۱۱-۳ \*

انرژی های متوسط تجزیه در تجزیه پاره های شکافت گازی

$\bar{E}_\beta$ , Mev	$\bar{E}_\gamma$ , Mev	هسته +
۰.۲۲۲	۰.۱۵۱	$^{80m}\text{Kr}$
۰.۲۲۲	۰.۰۰۲۱۱	$^{80}\text{Kr}$
۱.۰۰	۱.۳۷	$^{87}\text{Kr}$
۰.۳۴۱	۱.۷۴	$^{88}\text{Kr}$
۰.۱۵۵	۰.۳۲۶	$^{133m}\text{Xe}$
۰.۱۴۶	۰.۰۳۰	$^{133}\text{Xe}$
۰.۰۹۷۴	۰.۴۲۲	$^{135m}\text{Xe}$
۰.۳۲۲	۰.۲۴۶	$^{135}\text{Xe}$
۰.۱۹۷	۰.۳۷۱	$^{131}\text{I}$
۰.۴۴۸	۲.۴۰	$^{132}\text{I}$
۰.۴۲۳	۰.۴۷۷	$^{133}\text{I}$
۰.۴۵۵	۱.۹۴	$^{134}\text{I}$
۰.۳۰۸	۱.۷۸	$^{135}\text{I}$

\* J. S. Moore and R. Salvatori , Lectures on Nuclear Safety , University of Pittsburg , 1974

+ اندیس m مربوط به حالت ایزومری هسته است (قسمت ۲-۸)

مثال ۳-۱۰۱ از یک نیروگاه قدرت PWR بطور متوسط  $2 \times 10^7 \text{ Ci}$  زینان ۱۳۳ در سال از یک هواکش واقع در ارتفاع ۱۰۰ متر از سطح زمین خارج می‌شود. مطلوب است محاسبه دوز خارجی اشعه گاما در نقطه ۱۰۴ متر از نیروگاه در تحت شرایط نوع F و وزش باد با سرعت  $1 \text{ m/sec}$  است. حل. میزان متوسط تابش زینان ۱۳۳ برابر

$$2 \times 10^7 / 3.16 \times 10^7 = 6.33 \times 10^{-1} \text{ Ci/sec}$$

است. از اشکال (۱۰-۱۱) و (۱۱-۱۱) مقدار  $\sigma_y = 270 \text{ m}$  و  $\sigma_z = 46 \text{ m}$  به دست می‌آید. سپس با استفاده از معادله (۱۱-۱۱) با  $h = 100 \text{ m}$  داریم:

$$\chi = \frac{6.33 \times 10^{-1}}{\pi \times 1 \times 270 \times 46} \exp \left[ -\frac{10^4}{2 \times (46)^2} \right] = 1.05 \times 10^{-11} \text{ Ci/m}^3$$

با قراردادن این مقدار و  $\bar{E}_\gamma = 0.30 \text{ Mev}$  حاصل از جدول (۳-۱۱) و قراردادن در معادله (۳-۱۱) نتیجه می‌شود:

$$\begin{aligned} \dot{H} &= 0.262 \times 1.05 \times 10^{-11} \times 0.30 = 1.18 \times 10^{-12} \text{ rem/sec} \\ &= 0.372 \text{ mrem/yr} \end{aligned}$$

### دوز خارجی حاصل از ستون گاز - اشعه بتا

میزان دوز خارجی مربوط به اشعه بتا معمولاً در طی دو مرحله محاسبه می‌شود. ابتدا، میزان دوز جذبی در هوای خارج مجاور بدن تعیین می‌شود. سپس دوز را در داخل لایه سطحی بدن بر اساس رابطه تجربی بین دوز در هوا و دوز در بشره (پوست سطحی) به دست می‌آورند. در حالت پایدار در هر نقطه داخل توده‌ی بینهایت ابر به تعدادی که اشعه بتا در هر سانتیمتر مکعب در ثانیه تابش می‌شود جذب ابر می‌گردد. اگر ابر حاوی هسته رادیواکتیوی با غلظت  $\chi \text{ Ci/m}^3$  باشد که در هر تجزیه به طور متوسط  $\bar{E}_\beta$  میلیون الکترون ولت تابش نماید، کل انرژی جذب شده  $\text{erg/cm}^3 - \text{sec} = 3.7 \times 10^{10} \chi \bar{E}_\beta \times 1.6 \times 10^{-6}$  می‌باشد. این انرژی جذب هوا به جرم  $1.293 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$  می‌شود، بنابراین میزان جذب انرژی

$$\frac{3.7 \times 10^{10} \chi \bar{E}_\beta \times 1.6 \times 10^{-6}}{1.293 \times 10^{-3}} = 4.58 \times 10^7 \chi \bar{E}_\beta \text{ erg/g - sec}$$

جذب  $100 \text{ erg/g}$  دوز جذبی معادل یک راد ایجاد می‌کند. بنابراین میزان دوز جذبی در هوا برابر است با

$$\dot{D}_{\text{air}} = 4.58 \times 10^7 \chi \bar{E}_\beta \text{ rad/sec}$$

زیرا که معمولاً پوست فقط مورد تابش نیمی از ابر قرار می‌گیرد.

$$\dot{D}_{\text{air}} = 2229 \times 10^6 \chi \bar{E}_{\beta} \text{ rad/sec} \quad (34-11)$$

در این معادله  $\chi$  بر حسب  $\text{Ci/cm}^2$  است. وقتی  $\chi$  بر حسب  $\text{Ci/m}^2$  داده شود معادله به صورت زیر درمی آید:

$$\dot{D}_{\text{air}} = 0.2229 \times \chi \bar{E}_{\beta} \text{ rad/sec} \quad (35-11)$$

میزان دز معادل در نسج به وسیله رابطه زیر داده می شود.

$$\dot{H} = 0.2229 \chi \bar{E}_{\beta} \times f(d, E_{\text{max}}) \text{ rem/sec} \quad (36-11)$$

که  $f$  تابعی است از  $d$  که به طور تجربی تعیین می شود،  $d$  عمق داخل نسج است، و  $E_{\text{max}}$  حداکثر انرژی اشعه بتا باشد شده است. میزان دز در سطح بدن در حالی که  $f=1$  می باشد حداکثر است و نسبت به فاصله در داخل نسج به سرعت کاهش می یابد. بنابراین، برای حفظ احتیاط دز پوست را معمولاً با  $f=1$  حساب می کنند

مثال ۳-۱۱ دز خارجی شعاع بتا حاصل از  $^{135}\text{Xe}$  در تحت شرایط مثال (۳-۱۱) به طور سالیانه چقدر است؟

حل. از جدول (۳-۱۱) داریم  $\bar{E}_{\beta} = 0.146 \text{ Mev}$  است. سپس با قراردادن مقدار  $\chi = 10^{-10} \text{ Ci/m}^2$  در معادله (۳۶-۱۱) و  $f=1$  داریم:

$$\begin{aligned} \dot{H} &= 0.2229 \times 10^6 \times 10^{-10} \times 0.146 = 0.000325 \times 10^{-4} \text{ rem/sec} \\ &= 0.108 \text{ mrem/yr} \end{aligned}$$

### دز داخلی حاصل از تنفس

دو حالت وجود دارد که باید در نظر گرفته شوند. ابتدا، محاسبه میزان دز حاصل از استنشاق مداوم هسته های رادیواکتیو موجود در جو با غلظت متوسط نسبتاً ثابت. این وضع در مورد افرادی به کار می رود که در اطراف یک نیروگاه معمولی در حال کار که جریان رادیواکتیو گازی با میزان ثابت تابش می کند به کار می رود. حالت دوم محاسبه کل دز دریافتی ناشی از استنشاق غلظت های معمولاً بزرگتر و تابع زمان هسته های رادیواکتیو در یک مدت تعیین می باشد. این وضعیت متعاقب رویداد یک سانحه در راکتور به وجود می آید.

حالت ۱. میزان دز حاصل از دریافت ثابت. روابط لازم برای محاسبه میزان دز داخلی در یک عضو ناشی از دریافت مداوم هسته های رادیواکتیو با یک غلظت ثابت در قسمت (۸-۹) به دست آمده است. میزان دز معادل دریافتی توسط یک عضوه جرم  $M$  در انتهای یک دریافت منظم به داخل بدن به میزان  $C_d \mu\text{Ci/day}$  از رابطه زیر به دست می آید

$$\dot{H} = \frac{0.11 C_d \xi q}{M \lambda_c} (1 - e^{-\lambda_c t}) \text{ rem/day} \quad (37-11)$$

در این رابطه  $\xi$  معادل انرژی موثر اشعه تابش شده،  $q$  کسری از مقدار هسته رادیواکتیو که به عضو مورد نظر راه می‌یابد.

$$\lambda_e = \lambda + \lambda_b \quad (۱۱-۳۸)$$

$\lambda_e$  ثابت تجزیه موثر رادیوایزوتوپ است و  $\lambda$  و  $\lambda_b$  ثابت‌های تجزیه رادیوایزوتوپ و بیولوژیکی (خروج از بدن) هر دو برحسب عکس روز هستند.  $\lambda$  و  $\lambda_b$  برحسب نیمه عمر رادیواکتیو و بیولوژیکی عبارت است از

$$\lambda = \frac{0.۶۹۳}{T_{1/2}} \quad \text{و} \quad \lambda_b = \frac{0.۶۹۳}{T_{1/2b}} \quad (۱۱-۳۹)$$

اگر  $C_d$  برحسب  $Ci/day$  و  $\dot{H}$  برحسب  $rem/sec$  داده شود معادله (۱۱-۳۷) به صورت زیر درمی‌آید

$$\dot{H} = \frac{0.۹۲ C_d \xi q}{M \lambda_e} (1 - e^{-\lambda_e t}) \quad rem/sec \quad (۱۱-۴۰)$$

اگر در معادله (۱۱-۴۰) مقدار  $C_d$  را برحسب  $Ci/sec$  قرار دهیم به شرط این که  $\lambda_e$  برحسب عکس ثانیه  $t$  و برحسب ثانیه قرار دهیم نیز صادق است. این واحدهائی است که در بحث حاضر به کار خواهند رفت.

وقتی که زمان استنشاق بزرگتر از  $T_{1/2}$  و یا  $T_{1/2b}$  باشد، اکسپانسیل در معادله (۱۱-۴۰) خیلی کوچک می‌شود. در این صورت میزان دز تبدیل به رابطه زیر می‌شود.

$$\dot{H} = \frac{0.۹۲ C_d \xi q}{M \lambda_e} \quad rem/sec \quad (۱۱-۴۱)$$

که شدت دز تعادلی برای دریافت ثابت اکتیویته می‌باشد. مقدار  $C_d$ ، میزان دریافت اکتیویته برحسب  $Ci/sec$ ، برابر است با غلظت رادیوایزوتوپ  $\chi$ ، برحسب  $Ci/m^3$  به طوری که از معادله (۱۱-۴۱) حساب شده و در شدت تنفس  $B$  برحسب  $m^3/sec$  ضرب شده است یعنی:

$$C_d = \chi B \quad (۱۱-۴۲)$$

این رابطه شدت ورود رادیوایزوتوپ به داخل شش‌ها را به دست می‌دهد. مقدار زیادی از این اکتیویته بطور آنی از شش‌ها خارج می‌شود فقط کسری از آن در شش‌ها باقی می‌ماند و به عضو حساس می‌رسد بعنوان مثال، حالت مهم ید می‌باشد که فقط ۲۳ درصد گازی که استنشاق می‌شود در آنها وارد غده تیروئید، عضو حساس این ماده می‌شود.

می‌دانیم که شدت تنفس شخص تابع فعالیت است که شخص درگیر آن است. لذا

شدت استنشاق متوسط در مدت ۸ ساعت کار روزانه یک شخص استاندارد (بنا به تعریف ICRP) برابر است با

$$B = 1.0 \text{ m}^3 / 8 \text{ hr} = 1.25 \times 10^{-4} \text{ m}^3 / \text{sec} \quad (11-43)$$

در حالیکه میزان متوسط در طی ۲۴ ساعت برابر است با

$$B = 2.0 \text{ m}^3 / 24 \text{ hr} = 8.33 \times 10^{-5} \text{ m}^3 / \text{sec} \quad (11-44)$$

برای مدت‌های کوتاهی از زمان شخص ممکن است سریعتر (به ویژه اگر او فکر کند که در یک میدان اشعه است) تنفس کند و شدتهای تنفس ممکن است تا حدود  $1.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3 / \text{sec}$  برسد که در بعضی از محاسبات ایمنی راکتور به کار می‌رود.

مثال ۱۱-۴ یک نیروگاه BWR به طور متوسط  $1.23 \text{ Ci}$  یید  $1.31$  در سال تابش می‌کند که از طریق یک هواکش در ارتفاع ۳ متر از سطح زمین به خارج می‌رود. به فرض این که شرایط جوی از نوع پایداری E بود، و سرعت متوسط باد  $1.2 \text{ m/sec}$  باشد، مطلوب است محاسبه (الف) دوز حالت تعادل به غده تیروئید یک فرد که در نقطه ... ۲ متر دور از نیروگاه قرار دارد، (ب) دز سالیانه غده تیروئید در این محل. [یادآوری: در مورد  $^{131}\text{I}$  داریم  $T_{1/2} = 8.04$  روز  $T_{1/2\beta} = 138$  روز،  $E = 0.23 \text{ Mev}$ ،  $\xi = 0.23$  و  $q = 0.23$  می‌باشد. جرم غده تیروئید شخص + ۲ گرم است].

حل. (الف) رهاشدن  $1.23 \text{ Ci/year}$  معادل:

$$1.23 \text{ Ci/year} = 1.23 / 365 \times 10^7 = 3.39 \times 10^{-8} \text{ Ci/sec}$$

در  $2000 \text{ m}^3$  متری نیروگاه در شرایط جوی از نوع E برابر  $6 \times 10^{-5} \text{ m}^3$  به دست می‌آید. لذا

$$\chi = \frac{6.0 \times 10^{-5} \times 3.39 \times 10^{-8}}{1.23} = 1.6 \times 10^{-11} \text{ Ci/m}^3$$

با استفاده از معادله (۱۱-۴۴) برای تعیین میزان تنفس معمولی و قرار دادن در معادله (۱۱-۴۲) داریم

$$C_d = 1.6 \times 10^{-11} \times 2.22 \times 10^{-4} = 3.55 \times 10^{-15} \text{ Ci/sec}$$

ثابت‌های تجزیه از معادله (۱۱-۳۹) عبارتند از

\* مقدار  $\xi$  برای ایزوتوپهای دیگر در جدول (۱۱-۱۵) و مساله (۱۱-۱۶) داده شده است.

+ جرم غده تیروئید یک بچه (یکساله) را معمولا حدود ۲ گرم در نظر می‌گیرند لذا میزان دز وکل دز دریافتی به بچه می‌تواند ۱۰ برابر یک جوان باشد.

$$\lambda = \frac{0.792}{87.4 \times 10^6} = 9.98 \times 10^{-7} / \text{sec}$$

$$\lambda_b = \frac{0.792}{138 \times 10^6} = 5.71 \times 10^{-7} / \text{sec}$$

و بنابراین

$$\lambda_c = 9.98 \times 10^{-7} + 5.71 \times 10^{-7} = 1.57 \times 10^{-6} / \text{sec}$$

با قراردادن این مقادیر در معادله (۴-۱۱) داریم

$$\dot{H} = \frac{0.92 \times 1.45 \times 10^{-11} \times 0.22 \times 0.22}{20 \times 1.57 \times 10^{-6}} = 6.78 \times 10^{-10} \text{ rem/sec}$$

(ب) دز در مدت یکسال برابر خواهد بود با

$$H = 6.78 \times 10^{-10} \times 3.16 \times 10^7 = 0.0211 \text{ rem} \\ = 21.1 \text{ mrem}$$

این مساله را می توان نیز از مقایسه غلظت  $^{131}\text{I}$  در نقطه استنشاق با  $(\text{MPC})_a$  برای  $^{131}\text{I}$  و دز سالیانه آن حل کرد. لذا در نشریه شماره ۲ ICRP (منبع فصل ۹) مقدار  $(\text{MPC})_a$  برای  $^{131}\text{I}$  در پرتوتایی حرفه ای برابر  $3 \times 10^{-12} \mu\text{Ci/cm}^3 = 3 \times 10^{-12} \text{Ci/m}^3$  برای استنشاق مدام با شدت  $20 \text{ m}^3/24 \text{ hr}$  می باشد. این مقدار با استفاده از دز سالیانه ۳۰ رم برای غده تیروئید حساب شده است. نتیجه می شود که استنشاق مدام هوای حاوی  $^{131}\text{I}$  با غلظت  $\chi$  دز بمقدار زیر دریافت می شود.

$$H = \frac{\chi}{3 \times 10^{-12}} \times 30 \text{ rems}$$

با استفاده از مقدار  $3 \times 10^{-12} \text{Ci/m}^3$   $\chi = 1.99 \times 10^{-12}$  در این مثال داریم

$$H = \frac{1.99 \times 10^{-12}}{3 \times 10^{-12}} \times 30 = 19.9 \text{ mrem}$$

که اساساً همان جواب قبلی است.

حالت ۲ - حالت قبل مناسب یک نیروگاه هسته ای در حال کار می باشد که بایک قدرت ثابت کار می کند و با شدت ثابتی رادیواکتیویته آزاد می نماید. سوانح راکتور انواع مختلفی از سنایل به وجود می آورد. در اینجا پاره های شکافت گازی ابتدا به داخل ساختمان در گنبدی رها می شود سپس به جو خارج از ساختمان نشت می کند.

میزان نشت از ساختمان به صورت درصد گاز داخل ساختمان که از آن در روز خارج می شود مشخص می گردد. مثلاً در یک ساختمان راکتور کاملاً محفوظ میزان نشت کمتر از ۱ ر.

درصد گازهای داخل ساختمان در روز است. حال فرض می‌کنیم که در یک سانحه  $C_0$  واحد از پاره‌های شکافت پایدار به داخل ساختمان رها می‌شود و  $C_0$  مقدار هسته‌های باقیمانده در ساختمان در زمان  $t$  است، را می‌توان از معادله زیر به دست آورد.

$$\frac{dC}{dt} = -0.01pC \quad (11-45)$$

که  $p$  میزان نشت بر حسب درصد است. معادله (11-45) شبیه معادله تجزیه مواد رادیو اکتیو است که ثابت تجزیه آن

$$\lambda_1 = 0.01p \quad (11-46)$$

می‌باشد. جواب معادله (11-45) را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$C = C_0 e^{-\lambda_1 t} \quad (11-47)$$

اگر، مطابق حالت معمول، پاره‌های شکافت رادیو اکتیو باشد در این صورت

$$C = C_0 e^{-(\lambda + \lambda_1)t} \quad (11-48)$$

که  $\lambda$  ثابت تجزیه رادیو اکتیو و  $C_0$  دارای واحدهای مناسب اکتیویته هستند.

از آنجا که  $\lambda$  معادل ثابت تجزیه است، شدت خروج که پاره‌های شکافت از ساختمان

از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$Q' = \lambda_1 C \\ = \lambda_1 C_0 e^{-\lambda_1 t} \quad (11-49)$$

$$\lambda_c = \lambda + \lambda_1 \quad (11-50)$$

ثابت تجزیه کل پاره شکافت در ساختمان است.

مثال ۱۱-۵ در یک سانحه راکتور به قدرت  $1000 \text{ MW}$ ، ۲۵ درصد مقدار  $^{131}\text{I}$  تعادلی آن یعنی  $6.25 \times 10^6 \text{ Ci}$  به داخل ساختمان گنبدی رها می‌شود که با شدت ۰٫۱ درصد در روز به خارج نشت می‌کند. با چه میزانی  $^{131}\text{I}$  بر حسب  $\text{Ci/sec}$  از ساختمان خارج می‌شود.

حل. از معادله (11-46)

$$\lambda_1 = 0.01 \times 0.1 = 10^{-3} / \text{day} \\ = 10^{-3} / 86400 = 1.16 \times 10^{-8} / \text{sec}$$

و از مثال ۱۱-۴ مقدار ثابت تجزیه برابر است با  $9.98 \times 10^{-7} / \text{sec}$  با استفاده از معادله (11-50)

$$\lambda_c = 1.918 \times 10^{-7} + 1.116 \times 10^{-8} = 1.200 \times 10^{-7} / \text{sec}$$

سپس از معادله (۴۹-۱۱) داریم

$$Q' = 1.116 \times 10^{-8} \times 6.25 \times 10^7 \exp(-1.0^{-7}t) \\ = 0.7025 \exp(-1.0^{-7}t) \quad \text{Ci/sec}$$

از آنجا که انتشار پاره‌های شکافت یا رادیواکتیویته‌های دیگر از ساختمان راکتور تابعی از زمان است، غلظت رادیواکتیویته در جو در نقطه‌ای که استنشاق می‌شود نیز بستگی به زمان دارد. به هر حال، معمول است که در محاسبات ایمنی راکتور از تجزیه رادیواکتیویته در انتقال در جو صرف نظر می‌شود. به طور خلاصه، فرض می‌شود که هسته‌ها در لحظه ره‌اشدن از ساختمان استنشاق می‌شوند، اگرچه در غلظت کمتری می‌باشند.

به طوری که در فصل ۹ تشریح شد، دز دریافتی به وسیله عضو در حقیقت موقع تجزیه هسته انجام می‌گیرد، که مدت طولانی پس از این که داخل بدن شد انجام می‌گیرد، به شرطی که عضو هسته رادیواکتیو را در خود نگهداشته باشد. به عنوان مثال، فرض کنید یک عضو خاص در مدت  $dt$  در زمان  $t$  از رادیواکتیویته آزاد شده از ساختمان راکتور دریافت نماید و تنفس توسط شخص به مدت  $d\tau$  در زمان  $t$  پس از وقوع سانحه انجام شده است. مقدار کوری تنفس شده در مدت  $d\tau$  ثانیه برابر  $B\chi(\tau)d\tau$  است که  $B$  شدت نفس کشیدن بر حسب  $m^3/\text{sec}$  و  $\chi(\tau)$  غلظت رادیوایزوتروپ بر حسب  $\text{Ci}/m^3$  می‌باشد. اکتیویته باقیمانده در عضو در زمان  $t$  برابر است با

$$B\chi(\tau)R(t-\tau)e^{-\lambda(t-\tau)} dt \quad \text{Ci}$$

که  $R(t-\tau)$  تابع نگهدارنده عضو برای هسته اکتیو است. در مدت زمان  $dt$  این اکتیویته مقدار دز زیر را ایجاد می‌کند.

$$dH = \frac{0.92B\xi}{M} \chi(\tau)R(t-\tau)e^{-\lambda(t-\tau)} dt d\tau \quad \text{rem} \quad (51-11)$$

که  $\xi$  و  $M$  قبلاً تعریف شده‌اند.

دز دریافتی توسط عضو در نتیجه استنشاق هسته رادیواکتیو در مدت  $dt$  با انتگرال‌گیری

معادله (۵۱-۱۱) در مدت عمر هسته در عضو یعنی از  $t = \tau$  تا بی‌نهایت انجام می‌گیرد:

$$dH = \frac{0.92B\xi}{M} \int_{t=\tau}^{\infty} \chi(\tau)R(t-\tau)e^{-\lambda(t-\tau)} dt d\tau \quad \text{rem}$$

کل دز دریافتی توسط عضو در درازمدت استنشاق برای مدت زمان  $t_0$  برابر است با



$$H = \frac{0.92 B \xi}{M} \int_{\tau=0}^{t_0} \int_{t=\tau}^{\infty} \chi(\tau) R(t-\tau) e^{-\lambda(t-\tau)} dt d\tau \text{ rem} \quad (52-11)$$

تابع نگهدارنده از معادله (۹-۳۱) به دست می آید ، یعنی :

$$R(t-\tau) = q e^{-\lambda_b(t-\tau)}$$

که  $q$  کسری از هسته های اکتیو است که به یک عضو خاص راه می یابد و  $\lambda_b$  ثابت تجزیه برای پاك شدن عضو از هسته های اکتیو است. با قرار دادن مقدار  $R(t-\tau)$  در معادله خواهیم داشت:

$$H = \frac{0.92 B \xi q}{M} \int_{\tau=0}^{t_0} \int_{t=\tau}^{\infty} \chi(\tau) e^{-\lambda_c(t-\tau)} dt d\tau \text{ rem} \quad (53-11)$$

که  $\lambda_c$  ثابت موثر تجزیه هسته رادیواکتیو در عضو طبق تعریف معادله (۱۱-۳۸) است با انجام انتگرال گیری معادله (۱۱-۵۳) روی  $t$  رابطه زیر به دست می آید.

$$H = \frac{0.92 B \xi q}{M \lambda_c} \int_0^{t_0} \chi(\tau) d\tau \quad (54-11)$$

اگر هسته رادیواکتیو از ساختمان بر طبق معادله (۱۱-۹۹) رها شود غلظت جوی آن طبق رابطه زیر تغییر می کند.

$$\chi(\tau) = \chi_0 e^{-\lambda_c \tau} \quad (55-11)$$

که  $\chi_0$  غلظت اولیه است. با قرار دادن تابع در معادله (۱۱-۵۴) و انجام انتگرال گیری داریم

$$H = \frac{0.92 B \xi \chi_0 q}{M \lambda_c \lambda_c} (1 - e^{-\lambda_c t_0}) \text{ rem} \quad (56-11)$$

در بعضی از حالات مورد نظر  $\lambda_c t_0$  خیلی کمتر از واحد بوده و عبارت اکسپانسیل در معادله (۱۱-۵۶) را می توان بسط داد. در این صورت نتیجه به صورت زیر است:

$$H = \frac{0.92 B \xi q \chi_0 t_0}{M \lambda_c} \text{ rem} \quad (57-11)$$

از این رابطه نیز می توان برای محاسبه دز دریافتی توسط فردی که مدت  $t_0$  ثانیه در ابرای با غلظت  $\chi_0$  ، مستقل از زمان ، ایستاده استفاده کرد و یا برای محاسبه دز حاصل از وزش رادیواکتیویته

حداوی اکتیویته کل ( $\chi_0 t_0$ ) کوری استفاده نمود. بالاخره اگر شخصی بهطور نامحدود در برابر زادیواکتیو بایستد  $t_0 = \infty$  است و معادله (۱۱-۵۶) تبدیل به معادله زیر می شود:

$$H_{\infty} = \frac{0.92 B \xi q \chi_0}{M \lambda_e \lambda_c} \text{ rem} \quad (11-58)$$

مثال ۱۱-۴۱ مطلوب است محاسبه دز دریافتی به غده تیروئید شخصی در مدت اولین دو ساعت پس از سانحه ای که شرح آن در مثال ۱۱-۵ گذشت، در فاصله ۲۰۰ متری ساختمان راکتور بفرض اینکه  $^{131}\text{I}$  در سطح زمین در شرایط پراکندگی نامطلوب (نوع F) و با وجود باد با سرعت در هوا رها شود. B را از معادله (۱۱-۴۳) بدست آورید.

حل. غاظت برای رهاشدن در سطح زمین از معادله (۱۱-۱۶) با قرار دادن  $h = 0$  به دست می آید یعنی

$$\chi_0 = \frac{Q'_0}{\pi v \sigma_y \sigma_z}$$

که  $Q'_0$  شدت رهاشدن اکتیویته در شروع سانحه است. از مثال (۱۱-۵) داریم  $Q'_0 = 0.0720 \text{ Ci/sec}$ . از اشکال (۱۱-۱۰) و (۱۱-۱۱) مقادیر  $\sigma_y = 70 \text{ m}$  و  $\sigma_z = 21 \text{ m}$  در فاصله ۲۰۰ متر در شرایط F پاسکیل است با  $\bar{v} = 1$

$$\chi_0 = \frac{0.0720}{\pi \times 1 \times 70 \times 21} = 1.57 \times 10^{-6} \text{ Ci/m}^2$$

در مثال ۱۱-۴ و ۱۱-۵ داریم  $\lambda_c = 1.06 \times 10^{-7} \text{ sec}$ ،  $\lambda_e = 1.9 \times 10^{-7} \text{ sec}$  برای پرتوتایی به مدت دو ساعت  $t_0$  در معادله (۱۱-۵۶) برابر  $7200 = 3600 \times 2$  ثانیه می باشد. لذا  $\lambda_c t_0$  کوچک است و معادله (۱۱-۵۷) به کار می رود. با ارائه پایاها نتیجه می شود

$$H = \frac{0.92 \times 2.47 \times 10^{-4} \times 0.23 \times 0.23 \times 1.57 \times 10^{-6} \times 7200}{20 \times 1.06 \times 10^{-7}} = 0.79 \text{ rem}$$

### دز مستقیم اشعه گاما

شدت پرتوتایی حاصل از تابش اشعه گاما داخل ساختمان راکتور را می توان با فرض این که ساختمان به صورت یک چشمه نقطه ای است محاسبه نمود، سپس اگر از حفظ ساختمان صرف نظر کنیم شدت پرتوتایی از معادله (۱۱-۲۵) با فلوئی افزایشی به دست می آید

$$\Phi_{\gamma b} = \frac{SB_p(\mu r)e^{-\mu r}}{4\pi r^2} \quad (11-59)$$

که S تعداد شعاع گاما های تابش شده در ثانیه و  $B_p(\mu r)$  ضریب افزایشی نقطه ای در هواست. با قرار دادن معادله (11-59) در معادله (11-25) رابطه زیر به دست می آید:

$$\dot{X} = 1.46 \times 10^{-1} SE \left( \frac{\mu_a}{\rho} \right)^{\text{air}} \frac{B_p(\mu r)e^{-\mu r}}{r^2} R/\text{sec} \quad (11-60)$$

ضریب افزایشی نقطه ای در هوا،  $B_p(\mu r)$  در معادله (11-60) فقط اخیراً حساب شده است. (مسئله 11-9) و محاسبات دز مستقیم اشعه گاما به طور معمول بر اساس روش زیر متعلق به گلدشتاین<sup>۱</sup> است (به منابع آخر فصل ۱۰ مراجعه کنید)  $B_p(\mu r)$  به صورت زیر نوشته می شود:

$$B_p(\mu r) = 1 + k\mu r \quad (11-61)$$

k پایائی است که باید تعیین شود. معادله (11-61) حالت خاص ضریب افزایش برگراست وقتی که  $B=0$  باشد (پاورقی صفحه ۹۶). مقدار k را می توان با قرار دادن معادله (11-61) در معادله (11-28) و انجام انتگرال گیری به دست آورد. لذا

$$1 = \mu_a \int_0^{\infty} (1 + k\mu r) e^{-\mu r} dr$$

$$= \mu_a \left( \frac{1}{\mu} + \frac{k}{\mu} \right)$$

و بنابراین

$$k = \frac{\mu}{\mu_a} - 1 \quad (11-62)$$

رسم k همراه با  $\mu$  و  $\mu_a$  برای هوا در شکل (11-14) داده شده است. مقایسه ای از  $B_p(\mu r)$  محاسبه شده از معادله (11-61) با مقادیر دقیق تر، نشان می دهد که مقدار قبلی برای انرژی های بین ۲ تا ۱۰ Mev اشعه گاما دقیق ترین مقدار است - همگی کام مهم انرژی در مسائل عملی.

معادله (11-60) میزان پرتوتابی را بر حسب R/sec به دست می دهد. اگر مقدار f در معادله (9-18)، که میزان پرتوتابی را به میزان دز جذبی مرتبط می سازد، تقریباً برابر واحد بوده، و ضریب کیفی نیز برابر واحد است، معادله (11-60) میزان دز را بر حسب rem/sec

$$\dot{X} = \dot{H} \quad \text{یعنی به دست می دهد.}$$

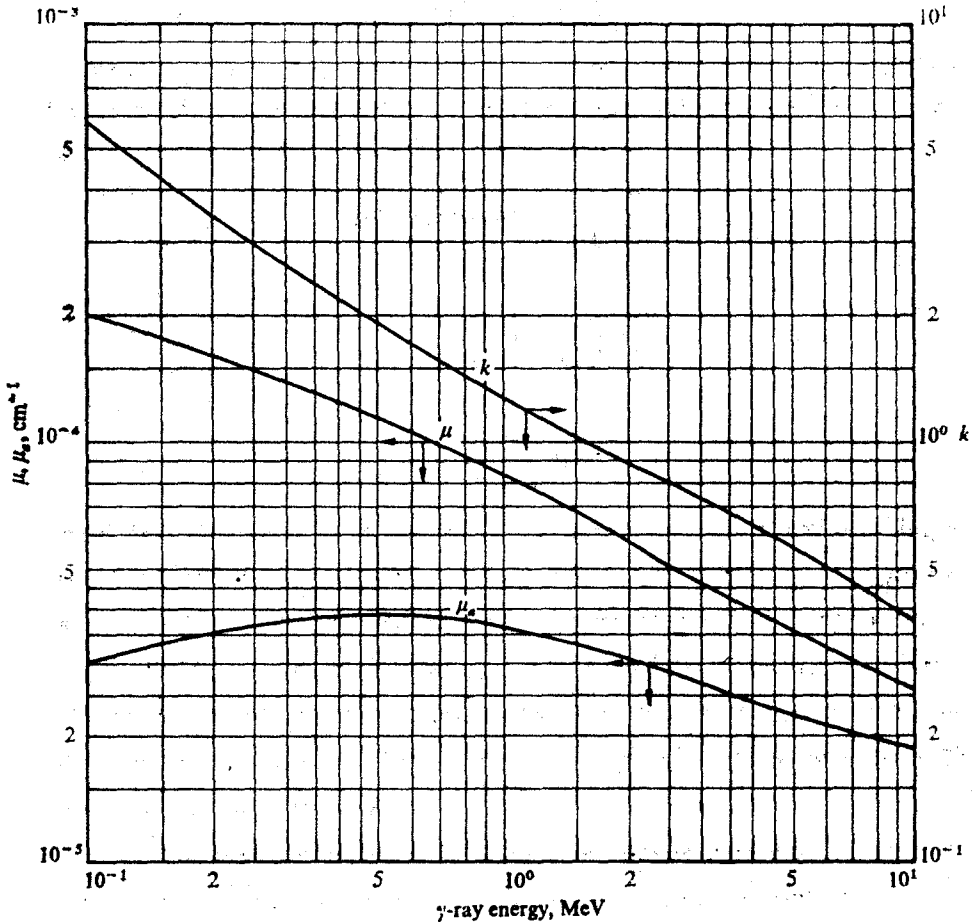
اگر دز مستقیم حاصل از اشعه گاما ی تابش شده به وسیله هسته های رادیواکتیو رها شده در ساختمان را کتور دربی یکسانحه را در نظر بگیریم، در این صورت S در معادله (11-60) به وسیله رابطه زیر داده می شود.

$$S = 3.7 \times 10^{10} C_0 e^{-\lambda_c t} \quad (11-13)$$

که  $C_0$  مقدار اکتیویته ره‌اشده برحسب کوری است،  $\lambda_c$  ثابت تجزیه شامل نشت می‌باشد (بمعادله (۱۱-۵) مقایسه کنید) و  $t$  زمان پس از وقوع سانحه است. کل دزستقیم دریافتی تا زمان  $t_0$  از قرار دادن معادله (۱۱-۶۳) در معادله (۱۱-۶۰) و انجام انتگرال‌گیری از  $t=0$  تا  $t=t_0$  به دست می‌آید. نتیجه به صورت زیر است:

$$(11-14)$$

$$H \approx X = \frac{0.47 \cdot C_0}{\lambda_c} (1 - e^{-\lambda_c t_0}) E \left( \frac{\mu_a}{\rho} \right)^{\text{air}} \frac{B_p(\mu r)}{r^2} e^{-\mu r} \text{ rem}$$



شکل (۱۱-۱۴) ضریب جذب خطی و ضریب تضعیف خطی هوا و پایای  $k$  لازم برای محاسبه ضریب افزایش (D.H. Slade, et al)

در این رابطه  $C_0$  بر حسب  $C_i$ ،  $\lambda_c$  بر حسب  $\text{sec}^{-1}$ ،  $t_0$  بر حسب  $\text{sec}$ ،  $r$  بر حسب  $\text{cm}$ ،  $E$  بر حسب  $\text{Mev}$  و  $(\mu_a/\rho)^{\text{air}}$  بر حسب  $\text{cm}^2/\text{g}$  است.

مثال ۱۱-۷ پاره شکافت گازی  $^{86}\text{Kr}$  ( $T_{1/2} = 27.7 \text{ hr}$ ) چند شعاع گاما تابش می کند که برجسته ترین آنها دارای انرژی  $0.24 \text{ Mev}$  است و در ۰.۴ درصد از تجزیه ها تابش می گردد. در یک سانحه  $3 \times 10^7 \text{ Ci}$  از  $^{86}\text{Kr}$  به داخل ساختمان یک راکتور رها می شود و از ساختمان با شدت ۱.۰ درصد در روز به خارج نشت می کند. دز مستقیم ناشی از شعاع گامای  $0.24 \text{ Mev}$  برای مدت دو ساعت در فاصله ۱۰۰ متری را از ساختمان حساب کنید.  
 حل. تعداد کوری موثر که در آن شعاع گاما تابش می شود برابر است با

$$C_0 = 3 \times 10^7 \times 0.4 = 1.2 \times 10^7 \text{ Ci}$$

ثابت تجزیه  $^{86}\text{Kr}$  برابر است

$$\lambda = 0.254 / 27.7 \times 3600 = 2.59 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$$

از مثال (۱۱-۵) داریم  $\lambda_1 = 1.16 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$  بنابراین از معادله (۱۱-۵) داریم

$$\lambda_c = 2.59 \times 10^{-5} + 1.16 \times 10^{-4} \approx 1.42 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$$

این محاسبه ساده نشان می دهد که کاهش غلظت هسته کوتاه عمر مربوط به نشت قابل اغماض است.

با استفاده از شکل (۱۱-۱۴) در انرژی  $0.24 \text{ Mev}$  مقدار  $k = 0.8$ ،  $\mu = 0.3 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$  و مقدار  $r = 100 \text{ m} = 10^4 \text{ cm}$  از معادله (۱۱-۶) داریم

$$B_p = 1 + 0.8 \times 0.3 \times 10^{-6} \times 10^4 = 0.2$$

همچنین از جدول (۳-۸) داریم  $(\mu_a/\rho)^{\text{air}} = 0.0227 \text{ cm}^2/\text{g}$ . با قرار دادن این مقادیر در معادله (۱۱-۶) و  $t_0 = 2 \text{ hr} = 7200 \text{ sec}$  خواهیم داشت.

$$H = \frac{0.4 \times 1.2 \times 10^7}{2.59 \times 10^{-5}} (1 - e^{-2.59 \times 10^{-5} \times 7200}) \times 0.24 \times 0.0227 \times \frac{0.2 \times e^{-0.3 \times 10^{-6} \times 10^4}}{(1.0)^2} = 0.02 \text{ rem}$$

نقش ساختمان راکتور به عنوان حفاظ که در این مثال صرف نظر شده به مقدار قابل ملاحظه ای دز را کاهش می دهد (مساله ۱۱-۱۱).

## ۹-۱۱ محل راکتور

محل راکتور هسته‌ای دارای اثر واضحی بر عواقب سوانح راکتور برعموم می‌باشد. لذا سازه‌ای در یک راکتوری که در ناحیه پرجمعیتی قرار دارد تعداد بیشتری از افراد رادربر می‌گیرد تا سازه راکتوری که در محل دورافتاده‌ای است. یک نیروگاه هسته‌ای قدرت نیزشبه دیگر تاسیسات صنعتی ناگزیر اثری بر محیط محلی دارد. به این دلایل، محل یابی راکتور در طراحی راکتور و صدور پروانه کار یک نیروگاه از ملاحظات اساسی است.

متقاضی در تقاضانامه خود برای جواز ساختمان باید به کمیسیون انرژی اتمی نشان دهد که نیروگاه رومی توان در محل پیشنهادی بدون ایجاد خطر غیرضروری به سلامت و ایمنی همگان به کار انداخت و دارای حداقل اثر به محیط زیست است. به علاوه، متقاضی باید نشان دهد که محل پیشنهادی بین نواحی دیگر قابل قبول‌ترین است. این قسمت مربوط به جنبه‌های ایمنی محل راکتور می‌شود. بعضی از سئوالات محیط‌زیستی در محل یابی در قسمت (۹-۱۱) بحث شده است.

کمیسیون انرژی اتمی چهار عامل را در ارزیابی مناسب بودن منطقه پیشنهادی راکتور در نظر می‌گیرد\* اول خود راکتور را در نظر می‌گیرد، خصوصیات طرح ونحوه کارکرد آن توجه خاصی به مقدار رادیواکتیویته قابل انتظار و توسعه آن که بر اساس آن راکتور طرح می‌شود تا مانع عواقب یاسبک شدن عواقب رها شدن رادیواکتیویته شود. نیازی به گفتن نیست که اگر طرح راکتور به مقدار زیادی باتکنولوژی گذشته فرق داشته باشد یا طرحی که فاقد تجربیات باشد، خواسته‌های ویژه محل یابی باید در نظر گرفته شود تا حاشیه ایمنی زیادی وجود داشته باشد. دوسین عامل در ارزیابی AEC چگالی جمعیت محل و استفاده از خصوصیات محیط محل است. این سوالی است که در زیر بحث خواهد شد.

سوم. AEC خصوصیات فیزیکی محل را در نظر می‌گیرد. این ملاحظات شامل، زلزله شناسی، هواشناسی، زمین‌شناسی و آبشناسی منطقه است. هر یک در این موضوعات نیز بعداً در این قسمت بحث می‌شود.

\* مقررات کمیسیون انرژی اتمی در مورد شرایط محل راکتور در ۱۰ CFR ۱۰۰ قرار دارد، مقررات این قسمت در مورد راکتورهای قدرت و راکتورهای آزمون (به طور کلی راکتورهای تحقیقاتی با قدرت بیش از ۱۰ MW) به کار می‌رود. برای تعیین محل راکتورهای پژوهشی AEC به عنوان شرایط از مقررات عمومی عنوان ۱۰ استفاده می‌کند، قسمتهائی از قانون ۱۹۵۴ انرژی اتمی اصلاح شده و کلیه تصمیمات آن می‌باشد. همچنین به راهنماهای مقرراتی ۷۴۰۰ مراجعه شود « شرایط کلی مناسب بودن محل نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت » که اولین نوشته آن در سپتامبر ۱۹۷۴ انتشار یافت.

بالاخره، درحالتی که چگالی جمعیت و یا خصوصیات فیزیکی محل راکتور نامناسب باشد، و مستقاضی پیشنهاد کند برای غلبه بر این مساله از جنبه‌های مهندسی خاص ایمنی استفاده کند، در این صورت AEC کفایت این نکات ایمنی را بررسی می‌کند. به عنوان مثال، فرض کنید که یک شرکت میل دارد یک نیروگاه هسته‌ای قدرت را در انتهای یک باند فرودگاه پررفت و آمد بسازد. چنین محلی غیرقابل قبول خواهد بود. اگر که احتمال رویداد یک سقوط هواپیما بیش از یک حد اقل باشد. اگر، در این مورد شرکت تعهد کند که نیروگاه را در مقابل این گونه سوانح هوایی مهار خواهد کرد و این کار را با ایجاد یک ساختمان مقاوم انجام خواهد داد، محل ممکن است مورد قبول واقع شود.

### ملاحظات جمعیت

به منظور ارزیابی محل پیشنهادی راکتور و انجام مقایسه با محل‌های دیگر، AEC دو ناحیه در نزدیکی راکتور را به شرح زیر (۱۰ CFR ۱۰۰.۳) مشخص می‌کند:

۱ - ناحیه یا منطقه انحصاری که اطراف راکتور را در بر می‌گیرد، دارنده پروانه راکتور دارای این توانائی است که انواع فعالیت‌ها از جمله خالی نمودن ناحیه از افراد و محتوای سیس‌ت‌ها می‌باشد. سکونت معمولاً در ناحیه انحصاری قدغن می‌باشد. در هر حال، ساکنین باید در صورت لزوم، آماده انتقال از محل، باشند....

۲ - ناحیه کم جمعیت (LPZ) که بلافاصله بعد از ناحیه انحصاری است ساکنینی دارد و تعداد کل و چگالی جمعیت به نحوی است که اگر سانحه‌ای جدی رخ دهد بتوان به جای آنها اقدامات احتیاجی مناسب انجام داد....

به طور خلاصه، ناحیه انحصاری قطعه زمینی است که معمولاً به دارند پروانه تعلق دارد، که اطراف آن نرده کشی شده است و می‌تواند از ورود هر کس بجز کسانی که وابسته به تاسیسات می‌باشد جلوگیری نماید. ناحیه کم جمعیت ناحیه‌ای است که حاوی تعداد کمی از مردم است که می‌توان آنها را در صورت لزوم تخلیه کرد.

سرزهای بین این دو ناحیه را می‌توان بر حسب عواقب یک سانحه جدی فرضی راکتور مشخص کرد، که در این سانحه پاره‌های شکافت زیادی رها می‌شوند. مجدداً با نقل از عنوان ۱۰ CFR ۱۰۰ ناحیه انحصاری دارای چنین اندازه‌ای [است] که هر فرد در هر نقطه از سرز در مدت دو ساعت بلافاصله پس از رها شدن پاره‌های شکافت فرضی کل دز دریافتی تمام مدتش بیش از ۲ rem و یا کل دز تابشی به تیروئید ناشی از پرتو تابشی یه از ۳۰۰ mrem بیشتر نباشد». به عبارت دیگر، «ناحیه کم جمعیت آن چنان اندازه‌ای [دارد] که دز دریافتی کل بدن هر فرد در هر نقطه در سرز خارجی که مورد تابش ابر رادیواکتیو ناشی از رها شدن پاره شکافت

فرضی قرار می‌گیرد ( در تمام مدت زمان عبور شخص) بیش از ۲۰ رم و کل دز تابشی به تیروئید ناشی از پرتوتابی ید بیش از ۳۰۰ رم نباشد»

باید یادآور شد در حالی که دزهای ۲۰ رم و ۳۰ رم معمولاً در حد پیشنهادی NCRP در پرتوتابی اضطراری است (جدول ۹-۷)، کمیسیون انرژی اتمی چنین استنباط نمی‌کند که هیچ کدام از این دزها به مردم در رویدادهای سوانح قابل قبول باشد. این دزها فقط به عنوان راهنما برای ارزیابی محل‌های راکتور به کار می‌روند. به طوری که در قسمت بعد نشان داده خواهد شد، در سوانح راکتور دزهای خیلی کمتری می‌توان انتظار داشت.

به عنوان کمکی در ارزیابی محل، کمیسیون انرژی اتمی از تعریف فاصله مرکز جمعیت استفاده می‌کند. این فاصله عبارت است از فاصله راکتور تا نزدیکترین مرکز تجمع مردم که دارای بیش از ۲۰۰۰ نفر جمعیت باشد.

البته، غیرممکن است بتوان دقیقاً تصمیم AEC را با توجه به قابل قبول بودن یک محل خاص پیش‌بینی کرد. چنین تصمیم‌هایی طبیعاً بستگی به قضاوت‌های معینی در مورد افراد درگیر دارد. به طور کلی، کمیسیون انرژی ناحیه‌ای را قبول نخواهد کرد اگر متقاضی نتواند منطقه انحصاری با ابعاد لازم تامین نماید. کمیسیون انرژی اتمی معمولاً خواهد خواست که فاصله مرکز تجمع کمتر از ۱٫۳۳ برابر شعاع ناحیه کم جمعیت نباشد. علاوه بر این، در ارزیابی دو محل دیگر قابل مقایسه برای راکتور، کمیسیون انرژی اتمی معمولاً آن محلی را قبول می‌کند که تعداد ساکنین آن در ناحیه کم جمعیت کمترین باشد. لذا کمیسیون انرژی اتمی تاکید فراوان بر این دارد که در محل‌یابی راکتورهای هسته‌ای کمترین تعداد از افراد درگیر برنامه شوند. \* این تصمیم منطبق با این سیاست است که کل دز دریافتی فرد در جامعه به حداقل برسد. در این مورد، ماهیت جمعیت در ناحیه کم جمعیت باید به حساب آورده شود، زیرا اسر تخلیه ناحیه را آسان می‌کند. بنابراین کمیسیون انرژی اتمی ممکن است ناحیه پر جمعیت را مورد قبول قرار دهد، اگر ناحیه دیگر شامل زندان، بیمارستان روانی یا منطقه دیگری باشد.

محاسبات سرزهای نواحی کم جمعیت و انحصاری ابعاد ناحیه انحصاری و کم جمعیت با در نظر گرفتن بدترین شرایط وقوع یک سانحه باور نکردنی نیروگاه تعیین می‌شود. در مورد راکتورهای آب سبک، این حالت مربوط به قطع خنک کننده می‌شود (LOCA) یعنی قطع آب خنک کننده که به علت شکسته شدن دوطرفه (جدائی کاسل) لوله اصلی خنک کننده همراه با از کار افتادن دستگاه خنک کننده اضطراری می‌باشد و عاقبت چنین رویدادی، ذوب شدن مقدار زیادی از سوخت در نتیجه داغ شدن حاصل از پاره‌های شکافت است. ذوب سوخت منجر به رها

---

\* تاریخچه محل‌یابی راکتورهای قدرت نشان می‌دهد در تعدادی از حالات، متقاضی سرانجام به علت تراکم جمعیت از محل پیشنهادی صرف نظر کرده یا به نقاط دیگر منتقل شده است.



شدن کسر زیادی از پاره‌های شکافت سوخت به داخل محفظه ایمنی یا ساختمان راکتور می‌شود که یکپارچگی آن در طول مدت سانحه قابل اطمینان نیست. این سانحه جدی‌ترین سوانح فرضی است که در طرح راکتورهای آب سبک به کار می‌رود. نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت از نقطه نظر ایمنی آن‌گونه طرح می‌شوند که دارای حداقل اثرات بر سلامت و ایمنی مردم در وقوع این‌گونه سوانح باشند.

برای محاسبه شعاع‌های نواحی انحصاری و کم‌جمعیت، کمیسیون انرژی اتمی فرض‌هایی چند در مورد سوانح در نظر می‌گیرد. این فرض‌ها در راهنمای مقررات ۱۱۳ (برای راکتورهای آب جوشان) و راهنمایی شماره ۱۱۴ (برای راکتورهای تحت فشار)\* داده شده است. این فرضیات به صورت ساده عبارتند از:

۱- قبل از وقوع سانحه، راکتور به مدت طولانی‌گاهی با قدرت کامل کار کرده است به طوری که اکتیویته مربوط به پاره‌های شکافت در آن در حال تعادل باشد، مگر برای هسته‌های رادیواکتیو با طولانی‌ترین نیمه عمر.

۲- در پی وقوع سانحه فوراً ۲۵ درصد از ید موجود وارد محفظه ایمنی می‌شود (۹۱ درصد ید به صورت عنصر، ۵ درصد به صورت ذرات و ۴ درصد به صورت ید در سواد آلی است +) و ۱۰۰ درصد گازهای نادر موجود وارد ساختمان می‌شود.

۳- اثر پراش از محفظه ایمنی و دستگاه‌های صافی با جریان مضاعف اکتیویته هوای داخل ساختمان را کاهش می‌دهد و اگر نیروگاه مجهز به چنین دستگاه‌هایی باشد در محاسبه در نظر گرفته می‌شوند (این موضوع در قسمت ۱-۷ بیشتر بحث می‌شود)

۴- نشت گاز داخل ساختمان با میزان مشخصی به خارج انجام می‌گیرد.

۵- گاز داخل ساختمان محفظه ایمنی در سطح زمین آزاد می‌شود و در تحت شرایط F پاسکیل با بادی با سرعت ۱ m/sec برای مدت ۸ ساعت اول پراکنده می‌شود، پس از ۸ ساعت گاز تحت شرایط مخلوط مشخص و سرعت‌های متفاوت پراکنده می‌گردد.

\* تازمان این نوشته CFR ۱۰۰ هنوز مربوط به گزارش ۱۴۸۴۴-TID سال ۱۹۶۲ (به منابع آخر فصل مراجعه شود) برای انجام محاسبات نواحی انحصاری و کم‌جمعیت به کار می‌رود. در هر حال، این گزارش به مقدار زیادی با راهنماهای مقررات که حاوی فرضیات مفصل‌تری در مورد LOCA هستند جایگزین شده است.

+ یدورهای آلی، اغلب یدورستیل، در اثر واکنش‌های ید با روغن‌ها، گیریس‌ها و سواد آلی دیگر موجود در محفظه ایمنی به وجود می‌آیند. اینها در اثر شستشو یا پوسته شدن از بین نمی‌روند.

۶- در اثر نشت ابر بر روی زمین از غلظت آن کاسته نمی‌شود.

۷- پاره‌های شکافت در مسیر خود درجو تجزیه نمی‌شوند.

از این فرضیات برای محاسبه دز داخلی و خارجی جریان ابر و دز مستقیم حاصل از هسته‌های اکتیو داخل ساختمان به نحوی که در قسمت قبل بحث شد استفاده می‌شود. معمولاً، دز داخلی مربوط به غده تیروئید حاصل از پرتوتایی ید از همه بیشتر است.

برای شروع محاسبه ابتدا لازم است مقدار پاره‌های شکافت مختلف را تعیین کنیم. فرض می‌کنیم راکتور با قدرت PMW کار می‌کند. اگر انرژی دریافتی هر شکافت  $200 \text{ Mev}$  باشد، تعداد کل شکافتهایی که در هر ثانیه در قلب راکتور رخ می‌دهد برابر است با

$$FR = PMW \times \frac{10^6 \text{ Joule}}{\text{MM} - \text{sec}} \times \frac{\text{fission}}{200 \text{ Mev}} \times \frac{\text{Mev}}{1.6 \times 10^{-13} \text{ Joule}}$$

$$= 3.13 \times 10^{16} \text{ P fissions/sec}$$

اگر بهره تراکمی \*  $i$  امین پاره‌شکافت  $\gamma_i$  در هر شکافت باشد، در این صورت شدت تولید این هسته برابر است با

$$RP = 3.13 \times 10^{16} \times P \gamma_i \text{ atoms/sec}$$

از معادله (۲-۳) اکتیویته در زمان  $t$  برابر است با

$$a_i = 3.13 \times 10^{16} P \gamma_i (1 - e^{-\lambda_i t}) \text{ dis/sec}$$

و بر حسب کوری برابر است با

$$a_i = \frac{3.13 \times 10^{16} P \gamma_i}{3.7 \times 10^{10}} (1 - e^{-\lambda_i t})$$

$$= 8.46 \times 10^5 P \gamma_i (1 - e^{-\lambda_i t}) \text{ Ci} \quad (11-65)$$

اگر اکتیویته در زمان  $t$  به حالت اشباع برسد، یعنی  $\lambda_i t \gg 1$  باشد معادله (۱۱-۶۵) تبدیل به رابطه زیر می‌شود.

$$a_i = 8.46 \times 10^5 P \gamma_i \text{ Ci} \quad (11-66)$$

جدول (۱۱-۶۶) موجودی مهمترین گازهای نادر و پاره‌های شکافت را بدست می‌دهد که با قدرت کل به مدت کمیک معادلات (۱۱-۶۵)، (۱۱-۶۶) را در یک راکتور  $1000 \text{ MW}$  که با قدرت کل به مدت

\* بهره تراکمی یک پاره‌شکافت، بهره خود پاره شکافت است به اضافه بهره‌های حاصل از تمام هسته‌های مادر با نیمه عمر کوتاه.

+ این معادله برای  $^{135}\text{Xe}$  به علت بزرگی سطح مقطع جذب این عنصر به کار نمی‌رود (ساله ۱۱-۱۰ مراجعه شود).

جدول ۱۱-۴

موجودی پاره‌های شکافت گازی قلب برای راکتوری با قدرت ۱۰۰۰ MW  
با کارکرد ۱۰۰۰ روز

هسته *	نیمه عمر +	بهره شکافت ×	کوری (× ۱۰ <sup>۷</sup> )
<sup>۸۵</sup> mKr	۴ر۴h	۰.۰۱۳۳	۱۰۱۳
<sup>۸۵</sup> Kr	۱۰ر۷۶y	۰.۰۰۲۸۵	۰.۰۳۹۰
<sup>۸۷</sup> Kr	۷۶m	۰.۰۲۳۷	۳ر۰۰
<sup>۸۸</sup> Kr	۲ر۷۹h	۰.۰۳۶۴	۳ر۰۸
<sup>۱۳۳</sup> mXe	۲ر۲۶d	۰.۰۰۱۸۹	۰.۱۶۰
<sup>۱۳۳</sup> Xe	۵ر۲۷d	۰.۰۶۷۷	۵ر۷۳
<sup>۱۳۵</sup> mXe	۱۵ر۷m	۰.۰۱۰۵	۰.۸۸۸
<sup>۱۳۵</sup> Xe	۹ر۲h	۰.۰۶۷۲	۱ر۵۶**
<sup>۱۳۱</sup> I	۸ر۰۴d	۰.۰۲۷۷	۲ر۳۴
<sup>۱۳۲</sup> I	۲ر۲۸h	۰.۰۴۱۳	۳ر۴۹
<sup>۱۳۳</sup> I	۲ر۰۸h	۰.۰۶۷۶	۵ر۷۲
<sup>۱۳۴</sup> I	۵ر۲۳h	۰.۰۷۱۸	۶ر۰۷
<sup>۱۳۵</sup> I	۶ر۷h	۰.۰۶۳۹	۵ر۴۱

\* حرف m بدین معنی است که هسته درتراز ایزوسری قرار دارد (قسمت ۲-۸)

+ m = دقیقه ، h = ساعت ، d = روز ، y = سال

× بهره کل برحسب اتم درهرشکافت ، برابر با بهره هسته به اضافه بهره کلی هسته مادر

(M.E. Meek and B. F. Rider, Compilation of Fission Product yields  
GEC, NEDO - 12154, 1972).

\*\* با در نظر گرفتن فلوی نوترون حرارتی  $10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ - sec}$  حساب شده است.

۱۰۰۰ روز کار کرده است به دست می دهد. یادآور می شود که بین این پاره های شکافت گازی فقط  $80^\circ\text{K}$  بانیمه عمر ۱.۷۳ سال در مدت ۱۰۰۰ روز به حالت تعادل نمی رسد. کل پاره شکافت موجود آماده رهاشدن به جو برابر است با

$$C_0 = 8746 \times 10^6 F_p F_b P_{\gamma i} (1 - e^{-\lambda_i t}) \quad C_i \quad (67-11)$$

که  $F_p$  کسری از هسته رادیواکتیو است که از سوخت وارد محفظه ایمنی می شود و  $F_b$  کسری از این هسته است که در هوا باقی می ماند و قادر است از ساختمان خارج شود مثال ۱۱-۸ بهره  $^{131}\text{I}$  از شکافت  $^{235}\text{U}$  در صد است. مطلوب است محاسبه اکتیویته اشباع این هسته در راکتوری که با قدرت  $1000\text{ MW}$  کار می کند و اکتیویته آزاد شده به صورت عنصر در محفظه ایمنی راکتور در حالت ذوب در تحت شرایط بالا، بدون فرض ۳، حساب کنید.

حل مقدار  $\gamma = 0.0227$  است. از معادله (۶۶-۱۱) داریم

$$\alpha_i = 8746 \times 10^6 \times 10^2 \times 0.0227 = 234 \times 10^7 C_i$$

$$F_p = 0.25 \times 0.91 = 0.2275$$

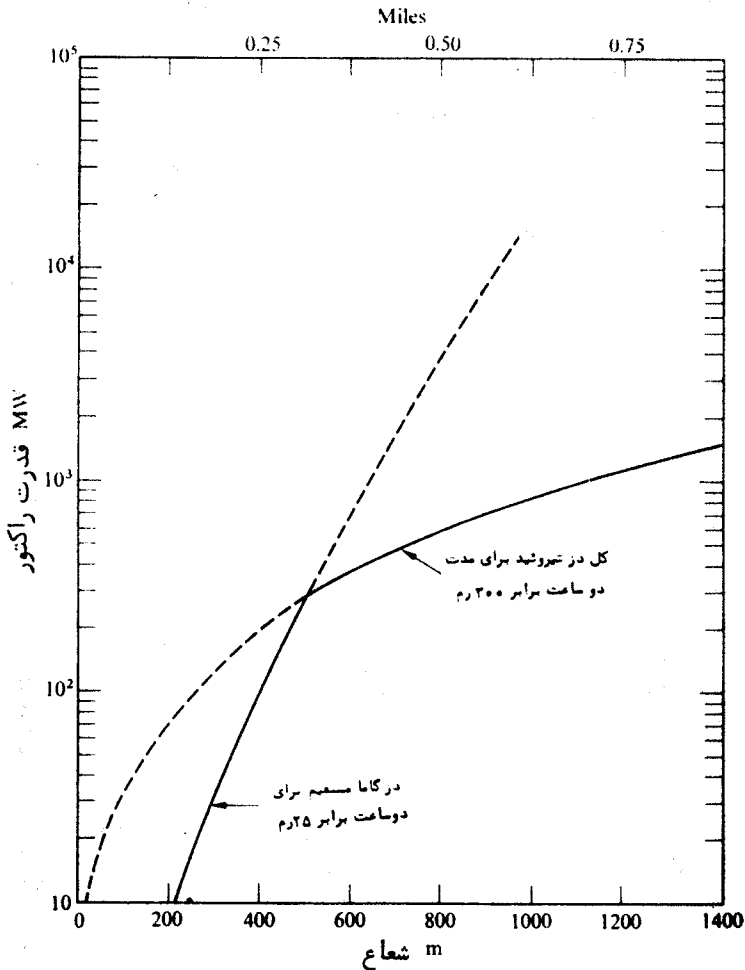
و یا  $F_b = 1$  داریم

$$C_0 = 234 \times 10^7 \times 0.2275 = 532 \times 10^6 C_i$$

با دانستن چشمه اشعه، دزهای تابیده به عموم را می توان حساب کرد و شعاع های انحصاری و کم جمعیت را به طریق زیر به دست آورد. ابتدا، دز دوساعته دریافتی توسط غده تیروئید را برحسب فاصله از یک راکتور در حال کار به قدرت  $1\text{ MW}$  برای تمام ایزوتوپهای ید از  $^{131}\text{I}$  تا  $^{135}\text{I}$ ، درست شبیه مثال ۱۱-۶، حساب می کنیم. دز تعریف شده، یعنی ۳۰۰ رم برد محاسبه شده تقسیم می شود. این نسبت قدرت راکتوری که مدت دوساعت دز ۳۰۰ رم به وجود می آورد، به دست می دهد. به عنوان مثال، اگر قدرت  $1\text{ MW}$  در فاصله ۱۰۰۰ متر دز ۵ رم را به وجود آورد، در این صورت دز ۳۰۰ رم در همین فاصله از یک راکتور به قدرت  $300\text{ MW} = \frac{300}{0.5}$  به وجود می آید. وقتی این روش برای تعدادی از نقاط انجام گیرد نتیجه به صورت منحنی شبیه شکل (۱۱-۱۵) برای راکتوری است که به غده تیروئید در مدت دوساعت دز ۳۰۰ رم برحسب فاصله می دهد.

باید یادآور شد که در سلاخظات محل یابی راکتور در مرحله دریافت جواز ساختمان دز تیروئید برای بیان ناحیه انحصاری و ناحیه کم جمعیت به جای ۳۰۰ رم دز ۱۵۰ رم در نظر گرفته می شود تا عدم اطمینان های در مورد طرح نیروگاه و هواشناسی محلی جبران شود. بنابراین منحنی تیروئید شکل (۱۱-۱۵) برای دز ۱۵۰ رم نیز رسم شده است و در حقیقت معمول است خانواده ای از منحنی ها برای دزهای مختلف به عنوان کمکی در انتخاب ناحیه های دیگری محاسبه می شود.

دز خارجی دوساعته و مستقیم برحسب فاصله برای یک راکتور با قدرت MW ۱ حساب شده و سپس بره ۲ رم تقسیم شده است. این محاسبه تا اندازه‌ای طولانی‌تر است، زیرا بایستی برای تمام دوازده یا همین حدود پاره‌های شکافت که به داخل ساختمان راکتور رها شده‌اند و از آن تاپش می‌کند انجام گیرد. نتایج این محاسبات نیز در شکل (۱۱-۱۵) نشان داد شده است.\*



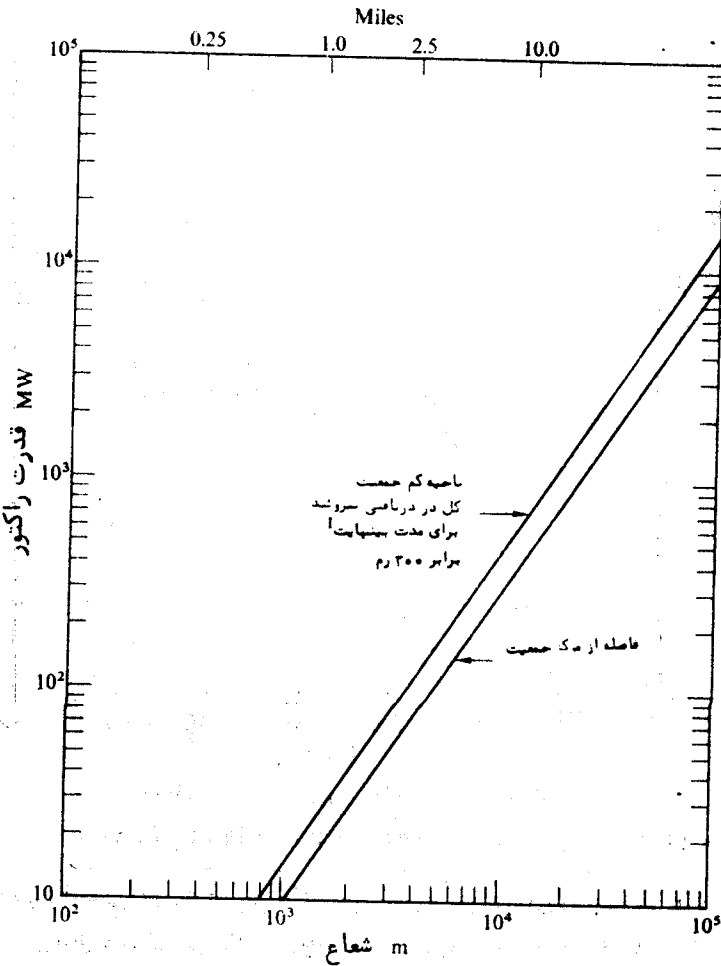
شکل ۱۱-۱۵ تعیین شعاع ناحیه انحصاری

(J. J. Di Nunno, et al, USAEC, TID - 14844, 1962)

\* در محاسباتی که براساس آن شکل (۱۱-۱۵) به دست آمده است، دز خارجی حاصل از گازهای نادر صرف نظر شده است و حفاظ در مقابل تابش مستقیم حاصل از زبده ساختمان در برگیرنده در نظر گرفته نشده است.

در مورد یک راکتور قدرت معین دزهای داخلی و خارجی نسبت به فاصله کاهش می‌یابد. بنابراین، فاصله انحصاری با تعیین دز داخلی ۳۰۰ رم یا ۲۰۰ رم مستقیم، که دورترین فاصله از نیروگاه است تعیین می‌شود. به طوری که در شکل (۱۱-۱۵) نشان داده شده است برای دز ۳۰۰ رم تا قدرت حدود ۳۰۰ MW قابل کنترل است (یعنی راکتوری با قدرتی بیش از این دزی بیش از ۳۰۰ رم ایجاد می‌کند. م)، دز دریافتی توسط تیروئید بعد از آن نقطه قابل کنترل است.

محاسبات مشابهی برای تعیین شعاع ناحیه کم جمعیت انجام شده است. نتایج در شکل (۱۱-۱۶) نشان داده شده است. دز مستقیم در فواصل مورد نظر ناچیز است و در شکل در نظر گرفته نشده است.



شکل ۱۱-۱۶ تعیین ناحیه کم جمعیت (J.J. Di Nunno et al)

### خصوصیات فیزیکی محل

نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت باید طوری طراحی شده و ساخته شوند که ساختمان‌ها و دستگاه‌های مهم آن بتوانند در مقابل اثرات زمین‌لرزه‌ها، طوفان‌های شدید، گردباد، سیل‌ها و دیگر پدیده‌های طبیعی بدون از دست دادن توانایی ایمنی خود مقاومت نمایند. بنابراین خصوصیات فیزیکی محل پیشنهادی باید به دقت بررسی شوند.

**لرزه‌شناسی.** حالا زمین‌شناسان بر این عقیده‌اند که سطح زمین از قطعات ساختمانی بزرگی به نام لایه‌های ساختمانی تشکیل یافته است. شکل (۱۱-۱۷) لایه‌های ساختمانی اصلی که شناسائی شده‌اند نشان می‌دهد. این لایه‌ها در تحت فشار ناشی از حرارت ذخیره‌ای زمین نسبت به هم حرکت می‌کنند. این لایه‌ها حرکات آرام و یکنواختی ندارند، زیرا لبه‌های لایه‌ها در محل تماس خشن و بریده بریده‌اند که نقص نامیده می‌شود. در طول مدتی که انرژی فشرده‌گی در سرتاسر نقص به انداز کافی زیاد می‌شود، لایه‌ها یک حرکت نسبتاً ناگهانی نسبت به هم پیدا خواهند کرد که در نتیجه زمین‌لرزه به وجود می‌آید. نقاط سفید در شکل (۱۱-۱۷) مرکز ۴۰۰ زمین‌لرزه‌هایی است که زمین در سال‌های ۱۹۶۱ تا ۱۹۶۹ رخ داده ثبت شده است. دیده می‌شود که تعداد بیشماری از این زلزله‌ها در سرتاسر مرزهای لایه‌های ساختمانی رخ داده است. کمیت یک زمین‌لرزه، یعنی کل مقدار انرژی آزاد شده بر حسب مقیاس ریشتر<sup>۱</sup> انداز گیری می‌شود. انرژی  $E$  بر حسب ارگ به مقیاس  $M$  در رابطه نیمه تجربی زیر مربوط می‌شود.

$$\log_{10} E = 11.4 + 1.5M \quad (11-68)$$

باید یادآور شد که این یک مقیاس لگاریتمی است و انرژی نسبت به  $M$  با سرعت افزایش می‌یابد. مثلاً اگر  $E_M$  و  $E_{M+1}$  انرژی‌های مربوط به زمین‌لرزه‌هایی با مقدار  $M$  و  $M+1$  باشد، در این صورت از معادله (۱۱-۶۸) داریم:

$$\frac{E_{M+1}}{E_M} = 10^{1.5} = 31.6$$

بنابراین، افزایش یک واحد در مقیاس ریشتر مربوط به افزایش انرژی با ضریبی برابر ۳۱.۶ خواهد بود. مثلاً زمین‌لرزه‌هایی با درجه ۴ و ۵ نشان می‌دهد که زمین‌لرزه دوم تقریباً یک سیلیون<sup>۲</sup> (۳۱۶<sup>۴</sup>) برابر بیشتر انرژی دارد.

برای مقاصد طرح ساختمانی راکتور لازم است که حداکثر شتاب زمین در یک زمین لرزه تعیین شود. این را شدت لرزه نامیده و بر حسب مقیاس تعدیلی مرکالی<sup>۳</sup> اندازه می‌گیرند. این مقیاسی را به ۱۲ قسمت می‌کنند و هر قسمت تقریباً از نظر ارزیابی عواقب زمین‌لرزه موضوع جداگانه است. جدول (۱۱-۵) این تقسیم‌بندی‌ها را همراه با شتاب تقریبی هر یک نشان می‌دهد



شکل ۱۱-۱۷ لایه‌های ساختمانی زمین و کمر بند زمین لرزه

C. Kisslinger (Earthquake Prediction Physics Today March 1914)



به طوری که در جدول نشان داده شده، مقیاس مرکالی تقریباً به طور لگاریتمی نسبت به شتاب تغییر می کند. لذا I در این مقیاس از رابطه تقریبی زیر به دست می آید

$$I = 1 + 3 \log_{10} a \quad (11-69)$$

که a شتاب بر حسب  $\text{cm/sec}^2$  است.

تکنولوژی پیش بینی رخداد زمین لرزه آن اندازه پیشرفت نکرده است که بتوان دقیقاً گفت کی یا کجا زمین لرزه روی خواهد داد. در هر حال، بر اساس تجزیه و تحلیل تاریخچه لرزه شناسی منطقه نزدیک محل، تشکلات زمین شناسی و به ویژه فاصله محل از نواقص شناخته شده، احتمال و کمیت زمین لرزه در محل را می توان بطور معقولی پیش بینی کرد. حداکثر زمین لرزه قابل قبول بر حسب مقیاس مرکالی، حاصل از این تجزیه و تحلیل، را زمین لرزه ایمن خاموش کردن می نامند. دستگاه های ایمنی نیروگاه بایستی پس از وقوع لرزه به درستی کار کنند. در این مورد، نیروگاه های هسته ای معمولاً به طور محافظه کارانه ای طراحی می شدند. به عنوان مثال، اگر شدیدترین زمین لرزه ای که در یک منطقه مخصوص ثبت شده مقیاس مرکالی  $v$  باشد و نواقص شناخته شده ای در ناحیه نباشد، احتمالاً قابل قبول است که در طرح نیروگاه شتاب لرزه ای  $2g$  در نظر گرفته شود که در گروه ۸ مرکالی قرار می گیرد.

**هواشناسی.** اهمیت شرایط هواشناسی در پراکنندگی جریان های حاصل از نیروگاه های هسته ای در قسمت ۱۱-۴ بحث شد. شرایط نامطلوب، نظیر حضور دگرگونی های پی در پی می تواند بر علیه محل یک نیروگاه در یک ناحیه عنوان شود.

عوامل هواشناسی، ساختمان ها همچنین باید از نقطه نظر یکپارچگی در مقابل طوفانها و گردبادهای شدید ایمن باشند. طوفانها 'بادهای' شدیدی هستند به بزرگی تابه قطر ۹۶ کیلومتر با سرعت بین ۱۲۰ تا ۳۲۰ کیلومتر در ساعت. این طوفانها اغلب در تابستان و اوائل پاییز در منطقه کارائیب و در سرتاسر سواحل شرقی ایالات متحده و در اواخر بهار و اوایل تابستان در نیم کره جنوبی رخ می دهند. این طوفانها در شرق دور و نزدیک اغلب طوفانهای شدید نامیده می شوند.

گردبادها، در مقابل، کوچکتر و بادهای شدیدتری از طوفانها هستند. قطر آنها بین چند متر تا دو کیلومتر می باشد و بادهای افقی در حول محور گردباد با سرعتی حدود ۱۶ تا ۴۸ کیلومتر در ساعت می چرخد. همچنین یک حرکت به طرف بالا در وسط گردباد با سرعتی تا حدود ۳۲ کیلومتر در ساعت وجود دارد. گردبادها اغلب در مرکز و شرق ایالات متحده رخ می دهد. این طوفانها و گردبادها معمولاً در جهت شمال شرقی با سرعت بین ۱۶ تا ۱۰۰ کیلومتر در ساعت حرکت می کنند و درحالی که به زمین می رسد موجب خرابی های فراوانی می شوند.

جدول ۱۱ - ۵ - مقیاس شدت تعدیلی مرکالی و شتاب مربوطه زمین

شدت زمین $a$ $\frac{cm}{sec^2}$ ، $\frac{g}{g}$	شدت تعدیلی مرکالی، مقیاس I *
۱	۱ - فقط بادستگاههای حساس قابل تشخیص است.
۲	۲ - توسط تعدادی از افراد در حال سکون، به ویژه در طبقات بالای ساختمان قابل حس است، اشیاء ظریف آویزان ممکن است نوسان کند.
۴ ۰.۰۰۰۵g	۳ - در داخل مترل کاملاً قابل حس است، ولی همیشه به صورت یک لرزه قابل تشخیص نیست، اتومبیل های ایستاده کمی تکان می خورند، نوسانات شبیه عبور یک کامیون است.
۶ ۰.۰۱g	۴ - در داخل مترل بسیاری و در خارج عدهای حس می کنند، در شب عدهای بیداری شوند، ظروف، شیشه ها، درها تکان می خورند، اتومبیل ها به طور مشخصی تکان می خورند.
۱۰	۵ - اغلب مردم حس می کنند، بعضی از ظروف، شیشه ها و پلاسترها می شکنند، حرکت بعضی از اجسام بلند.
۲۰ ۰.۰۰۵g	۶ - همه حس می کنند، بسیاری می ترسند و فرار می کنند، دودکش ها و روکش بام ها می افتد و خسارتها جزئی است.
۴۰ ۰.۰۱g	۷ - همه به خارج از منزل فرار کنند، صدمه به ساختمان ها متفاوتند، بستگی به نوع ساختمان دارد، راننده های اتومبیل ها حس کنند.
۶۰ ۰.۰۰۲g	۸ - دیوارهای داخلی فرومی ریزد، ستون ها، دودکش ها می افتند، شن و گل بیرون می ریزند، راننده های اتومبیل ها متوحش می شوند.
۱۰۰ ۰.۰۰۵g	۹ - ساختمان ها روی پایه ها یشان جابه جا می شوند، ترك برداشتن و از گیره خارج شدن، زمین شکاف برمی دارد، لوله های زیرزمین پاره می شوند.
۲۰۰ ۰.۰۰۱g	۱۰ - اغلب ساختمان های محکم و بیوند دار خراب می شوند، شکاف در زمین لغزش قطعه ای از زمین، ریل ها خمیده می شوند.
۴۰۰ ۰.۰۰۲g	۱۱ - ساختمان های تازه باقی می ماند، پل ها خراب می شوند، شکستگی در زمین، لوله ها پاره، لغزش قطعه از زمین، ریل ها خمیده می شوند.
۸۰۰ ۰.۰۰۵g	۱۲ - کل صدمه می بیند، موج در سطح زمین مشاهده می شود، خطوط دید و تراز به هم می خورد اشیاء به هوا پرتاب شود.

\* مقیاس مرکالی بصورت امدادی در ستون دوم آمده است.

ساختمان را کتور باید طوری طرح شود که نه تنها در مقابل نیروی حاصل از این بادهای سقوط فشار مربوط به آنها ایستادگی نماید، بلکه در مقابل برخورد اشیائی که همراه بآباد برداشته شده و به ساختمان اصابت می نماید مقاومت کند. اشیاء نمونه‌ای پرتابی گردبادها در مطالعات ایمنی ستون‌های ۶۷۰ کیلوگرمی برق با سرعت  $180 \text{ m/sec}$  و اتوبیل‌های به وزن ۱۸۰۰ کیلوگرم با سرعت  $180 \text{ m/sec}$  است.

**زمین شناسی.** مطالعات باید در ساختمان زمین‌شناسی ناحیه پیشنهادی انجام گیرد تا اینکه تعیین شود آیا ناحیه می‌تواند ساختمان را کتور را با تمام وسائل داخلی آن را تحمل نماید. جزئیات این مطالعات خارج از دید این متن است و بیش از این بحث نخواهد شد.

**آب‌شناسی.** لازم است از ورود مقادیر زیاد آب به ناحیه نیروگاه هسته‌ای قدرت جلوگیری شود. چنین آبی می‌تواند بعضی از دستگاه‌های مربوط به ایمنی نیروگاه بمخاطره اندازد به عنوان مثال، کارمولدهای کمکی خارج از محل ممکن است به خطر افتد به ویژه اگر آب از زیر زمین وارد نیروگاه شود. مولدهای اضطراری دیزل ممکن است غیر قابل کار بشوند و غیره. هجوم آب مطمئناً می‌تواند دیوارهای ساختمان را خراب کرده لوله‌های بخار را بترکاند و بالاخره انواع خاص پدیده‌های آب‌شناسی که باید در نظر گرفته شوند واضح است بستگی به ماهیت و محل ناحیه نیروگاه دارد. مثلاً اگر محل نیروگاه در ساحل دریا باشد، لازم است بزرگترین موج جزر و مد یا تلاطم‌های شدید و یا امواج طوفان را که ممکن است به ناحیه برسد در نظر گرفت. ارتفاع حداکثر سیل باید در محل نیروگاه نزدیک دریاچه، رودخانه، یا مصب تعیین شود. امکان شکست دیواره سد که منجر به غرق شدن ناگهانی نیروگاه می‌شود باید استحسان شود. دیوارها باید با اندازه مناسب یا ساختمان‌های ضد آب طرح شوند تا در مقابل تجاوز حداکثر آب ایستادگی نمایند.

## ۱۱-۷ سوانح را کتور

در این گزارش‌های تحلیلی ایمنی (PSAR و FSAR)، متقاضی اخذ پروانه کار را کتور باید گروهی از فرضیات و سوانح جدی را تجزیه و تحلیل نماید و نشان دهد که راکتور می‌تواند بدون خطر غیر ضروری به سلامت و ایمنی مردم کار کند. این اساس طرح سوانح (DBA) می‌باشد که دو قسمت (۱-۳) به آن اشاره شد. برای ارزیابی ایمنی نیروگاه این سوانح باید در چهارچوب فرضیات محتاطانه‌ای که عواقب هراسناک‌های را بیش از حد لزوم بزرگ جلومی‌دهد، تجزیه و تحلیل نمود.

متقاضی باید در گزارش محیط زیستی خود اثرات گسترده‌تر سوانح احتمالی را بحث نماید. از آنجا که هدف این تجزیه و تحلیل ارزیابی دقیق اثر محیط‌زیستی نیروگاه است، این سوانح را ممکن است در رپرتو فرضیات واقعی تروکمتر محتاطانه از آنها بی که در تحلیل ایمنی دستگاهها

به کار می‌روند، استفاده کرد. به منظور استاندارد کردن روش کار، کمیسیون انرژی اتمی طیف سوانح احتمالی رابه ۹ گروه تقسیم کرده است که برحسب افزایش جدی بودن هریک تنظیم شده‌اند. این گروه‌بندی به صورت قسمتی به پیوست D تحت عنوان CFR ۱۰.۵۰ اضافه شده است، شرح مختصری درباره هرگروه در جدول (۱-۶) داده شده است.

گروه ۱ سوانح جزئی هستند و شامل رها شدن اکتیویته که معمولاً خیلی بیش از رادیو اکتیویته نیروگاه در کار عادی نیست. سوانح درگروه‌های ۲ تا ۸ مربوط به رها شدن رادیو اکتیویته به مقدار قابل ملاحظه به طور فزاینده‌ای به ترتیب درگروه‌های بالاتر می‌باشد. سوانح گروه ۸ شامل اساس طرح سوانح در گزارش اولیه ایمنی و گزارش نهائی ایمنی می‌شود.

سوانح گروه ۹ شامل گام گسترده‌ای از وقایع است، درحالی که جدی‌تر از سوانح گروه ۸ می‌باشد، لکن آنچنان غیرمحمتمل است که در تحلیل ایمنی و اثرات محیط‌زیستی نیروگاه از آنها می‌توان صرف نظر کرد. چنین سوانح به طور خاص بیان نشده‌اند و بنابراین در جدول ۱-۶ ظاهر نمی‌شوند. این سوانح شامل وقایع پیاپی غیرمحمتمل یا یک واقعه تک غیرممکن با ابعاد بزرگی‌اند. یک مثال از سوانح گروه ۹ از نوع اول از کار افتادن تمام سولدهای خارج و داخل ناحیه در لحظه وقوع قطع خنک کننده است و سانحه از نوع دوم سوراخ شدن محفظه ایمنی یک راکتور PWR در اثر برخورد شیئی پرتاب شده و آسیب دیدن شدید لوله‌های خنک کننده است. این امر منجر به قطع آب خنک کننده بدون ساختمان محفظه ایمنی می‌شود. سانحه دیگر، از این نوع ممکن است موقعی رخ دهد که یک هواپیمای باری پراز بار یا یک هواپیمای نظامی حامل بمب به ساختمان برخورد نماید. احتمال وقوع چنین سوانحی آنچنان بعید است که جز گروه ۹ درآمده‌اند.

### سانحه مربوط به قطع خنک کننده

هر نوع کاهش جریان خنک کننده از داخل قلب راکتور می‌تواند منجر به عواقب وخیمی برای نیروگاه به طور کلی باشد. چنین افتی در جریان خنک کننده می‌تواند ناشی از یک نشت در یک لوله کوچک خنک کننده تا قطع کامل در یکی از لوله‌های اصلی باشد (گاهی قطع یا گیوتین<sup>۱</sup> نامید می‌شود)\*. وقایعی از نوع اخیر نقطه شروع در اساس طرح قطع جریان خنک کننده (LOCA) است. در یک نیروگاه PWR قطع مورد نظر در یکی از مدارهای خنک کننده رخ می‌دهد (شکل ۴-۱۲) و در حالی که در یک راکتور BWR درمداری که خنک کننده در آن به جریان می‌افتد رخ می‌دهد و برای اطلاع بیشتر به قسمت ۴-۶ مراجعه شود. در

\* کاهش جریان ممکن است ناشی از مسدود شدن جریان نیز باشد

## جدول ۱۱ - ۶ گروه بندی سوانح بر طبق نظر AEC

سوانح جزئی	گروه ۱
رهاشدن مواد رادیواکتیو به مقدار کم	گروه ۲
ازکار افتادن دستگاه	گروه ۳
دستگاه تعیین نشت یا وسائل تشخیص عیب دستگاه	۱-۳
رهاشدن گازهای پس ماند از مخازن	۲-۳
رهاشدن مایع های پس ماند از مخازن	۳-۳
ورود پاره های شکافت به مدار اولیه BWR	گروه ۴
معایب غلاف سوخت	۱-۴
حالات گذرا خارج از طرح که موجب عیب سوخت، بجز آنهایی که انتظار می رود	۲-۴
ورود پاره های شکافت به مدار اولیه و ژانویه PWR	گروه ۵
معایب غلاف سوخت و نشت در مولد بخار	۱-۵
حالات گذرا خارج از طرح که موجب عیب سوخت بجز آنهایی که انتظار	۲-۵
می رود و نشت در مولد بخار	
شکاف در لوله های مولد بخار	۳-۵
سوانح تعویض سوخت	گروه ۶
سقوط دسته سیله های سوخت	۱-۶
سقوط جسم سنگین بر روی سوخت داخل قلب	۲-۶
سوانح مربوط به جا به جایی سیله های سوخت مصرف شده	گروه ۷
سقوط مجموعه سوخت در داخل استخر نگهدارنده سوخت	۱-۷
سقوط جسم سنگین بر روی شبکه سوخت	۲-۷
سقوط محفظه سوخت	۳-۷
سوانحی که در ارزیابی اساس طرح در گزارش تجزیه و تحلیل ایمنی در نظر	گروه ۸
گرفته می شود.	
سوانح مربوط به قطع خنک کننده	۱-۸
قطع در خط ارتباط از مدار اولیه که از داخل دیوار ساختمان محفظه ایمنی عبور می کند.	۲-۸ الف
ساخته مربوط به عدم قبولی میله PWR	۲-۸ الف
ساخته مربوط به سقوط میله	۲-۸ ب
قطع لوله بخار (در خارج ساختمان محفظه ایمنی) BWR	۳-۸ الف
قطع لوله بخار BWR	۳-۸ ب
به متن مراجعه کنید.	گروه ۹

راکتور HTGR تمام مدارهای اولیه خنک کننده (دینروگاه‌های فعلی چهاریانش مدار اولیه وجود دارد که بستگی به نوع راکتور دارد). در داخل محفظه بتونی پیش فشرده<sup>۱</sup> (PCR<sub>V</sub>)، به طوری که در شکل ۴-۱۷ نشان داده شده، قرار دارند. واقعه مشابه به ترکیدن لوله خنک کننده‌ی یک راکتور PWR یا BWR در یک راکتور HTGR بسیار جدی است و آن شکاف در یکی از خروجی‌های داخل محفظه بتونی است. در حالی که این واقعه منجر به فرار سریع خنک کننده هلیوم می‌شود، مشابه سانحه قطع خنک کننده در یک راکتور HTGR را «سانحه‌ی طرح بر اساس سقوط فشار»<sup>۲</sup> خوانند (DBDA)

اگر ساختمان دربرگیرنده وجود نداشته باشد یا به طور مناسبی طرح نشده باشد اگر دستگاه خنک کننده اضطراری ECCS وجود نداشته یا به کار نیفتد، عواقب قطع خنک کننده بسیار جدی خواهد بود، به ویژه در مورد یک راکتور PWR یا BWR. برای تشریح موضوع، آب داخل مدار تحت فشار است و به محض ترکیدن لوله آب به خارج فوران می‌کند و به صورت بخار درمی‌آید. موضوع مهمتر در این مورد این است که در صورت عدم وجود یک دستگاه خنک کننده اضطراری قلب، میله‌های سوخت بدون پوشش در اثر گرمای تابش‌های پاره‌های شکافت ذوب می‌شود. این امر خود نیز باسرازیر شدن سوخت و مواد ساختمانی مذاب به داخل آب که محفظه فشار منجر به تولید سریع بخار می‌شود، موجب ایجاد واکنش‌های شیمیایی انرژی زا بین سواد مذاب و بخار به آب مخلوط می‌گردد که بعضی هیدرژن تولید می‌کنند. به علاوه، استخر سواد و سوخت مذاب در ته محفظه فشار هرچه در راه خود به طرف پائین دارد از داخل محفظه بتونی ذوب می‌کند و سپس در راستای عمومی به طرف مرکز زمین در زمین فرو می‌رود. در ایالات متحده به این پدیده معمولاً راه چین<sup>۳</sup> (احتمالاً در چین راه امریکا نامیده می‌شود) گویند زیرا در یک افسانه<sup>۴</sup> قدیمی گویند اگر یکی زمین را در یک نقطه از ایالات متحده به طرف پائین بکند او بالاخره به چین می‌رسد\*. چنین چرخه‌ای از وقایع ممکن است برای دورریزی یک قلب راکتور بی‌استفاده بسیار عالی باشد. می‌توان گفت، دفن خود به خود - ولی مقادیر قابل ملاحظه‌ای از پاره‌های شکافت در این عمل آزاد می‌شود. بنابراین احتیاط‌های گسترده‌ای باید کرد که از وقوع ذوب قلب راکتور جلوگیری شود، حتی اگر عواقب چنین واقعه‌ای به خطری آنچه گفته شده نباشد.

دستگاه خنک کننده اضطراری قلب و دستگاه‌های وابسته به آن برای جلوگیری از ذوب

\* در واقع امر اگر چنین چیزی ممکن باشد به نقطه‌ای از اقیانوس هند می‌رسد که هزارها

کیلومتر در جنوب چین است.

- ۱ - Prestressed Concrete Reactor Vessel
- ۲ - Design Basis Depressurization Accident
- ۳ - China Syndrome
- ۴ - Myth

شدن قلب و کم کردن عواقب یک قطع جریان خنک کننده، همچنین فرضیاتی که تجزیه و تحلیل قطع جریان خنک کننده را تحت شعاع قرار می دهند، برای یک راکتور PWR، BWR و HTGR متفاوت است حال هریک از این راکتورها به نوبه در نظر گرفته می شوند.

**PWR** - دستگاههای ایمنی قطع جریان خنک کننده به دو دستگاه فعال و غیر فعال تقسیم می شوند. دستگاه غیر فعال حاوی تعدادی مخازن بزرگ (برای هر مدار اولیه یکسرخزن) دارای آب حاوی بور است که در تحت فشار  $10 \text{ psi}$  ازت قرار دارد. وقتی فشار داخل محفظه راکتور کمتر از این مقدار می شود، فشار معکوس در شیر فلکه باعث می شود که مخزن به داخل استوانه های مدارهای اولیه خنک کننده خالی شود و از آنجا به داخل قلب جریان پیدا کند. این دستگاه غیر فعال قلب را در حالت ترک های بزرگ در لوله ها به طور خود کار خنک می کند، که در غیر این صورت منتج به جدا شدن پوشش قلب و گرم شدن بیش از حد آن می شود، این کار قبل از به کار افتادن دستگاه فعال خنک کننده اضطراری قلب که به طور الکتریکی به کار می افتد، انجام می گیرد.

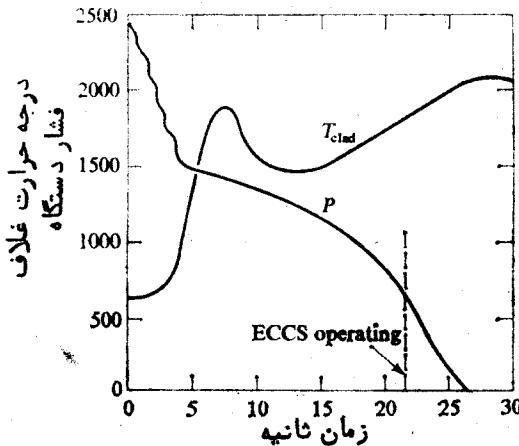
دستگاه فعال خود به دو دستگاه خنک کننده با فشار زیاد و فشار کم می باشد. در دستگاه کم فشار، پمپ ها آب را یا از مخزن های بزرگ آب می گیرند (معمولاً برای تعویض سوخت استفاده می شود، کاری که بایستی در زیر آب انجام گیرد) یا از منبع ذخیره ساختمان راکتور می گیرند، آب را از داخل دستگاه تبادل حرارتی عبور می دهند و سپس به مخازن استوانه ای داغ مدار اولیه خنک کننده می رود. پس از خاموشی معمولی راکتور، دستگاه فشار کم برای انتقال حرارت حاصل از تجزیه پاره های شکافت به کار می رود. دستگاه فشار زیاد با استفاده از پمپ ها مخزن پر از فشار می شود تا دستگاه کنترل شیمیائی را آماده نگهدارد که در مواقع کار راکتور در حالت بحرانی دائماً مهیای عمل باشد. به محض دریافت علامت، پمپ ها به سرعت معکوس کار کرده و آب مخزن را از داخل مخزن حاوی بور عبور داده وارد مخازن استوانه ای سرد مدار خنک کننده اولیه می کنند.

حال سلسله اتفاقات پس از قطع گیوتینی لوله آب خنک کننده یک راکتور PWR را در نظر می گیریم. پس از ترکیدن لوله، آب خیلی سرد تحت فشار از شکاف به بیرون فوران کرده به صورت بخار، داخل ساختمان محفظه ایمنی را پر می کند. در نتیجه، فشار داخل محفظه فولادی به فشار اشباع سقوط می کند، حدود  $100 \text{ Psi}$ ، فشار مربوط به درجه حرارت متوسط آب حدود  $600^\circ \text{F}$  است. از آن به بعد، مخلوط آب و بخار از شکاف بیرون می جهد تا اینکه فشار داخل محفظه فولادی و ساختمان محفظه ایمنی برابر شوند (فشار کمتر از حدود  $4 \text{ psi}$ ، فشار معمولی پیش بینی شده در ساختمان محفظه ایمنی راکتور PWR). این وضعیت معروف به حالت بخار-مایع در سانحه قطع خنک کننده قلب است. منحنی تابع زمان محاسبه شده فشار برای این حالت در شکل (۱۱-۱۸) نشان داده شده است.

به طوری که شکل (۱۱-۱۸) نشان می‌دهد برای چند ثانیه اول متعاقب ترکیدن لوله، درجه حرارت سوخت و غلاف تقریباً ثابت می‌ماند، اما با شروع عمل جوش حدود ۰ ثانیه پس از ترکیدن لوله، درجه حرارت به سرعت افزایش می‌یابد.

به دلایل پیچیده‌ای که مربوط به جریان مخلوط آب-بخار به خارج از محفظه فولادی است، درجه حرارت غلاف، پس از این که تقریباً به  $2000^{\circ}\text{F}$  رسید، به طوری که شکل نشان می‌دهد دوباره سقوط می‌کند و سپس به طور یکنواخت و تدریجی افزایش می‌یابد تا اینکه به کمک دستگاه خنک کننده اضطراری قلب تحت کنترل درآید. اتفاقاً به محض شروع جوشیدن آب قلب، راکتور به علت ضربه منفی خلات تحت بحرانی می‌شود.

اولین عمل دستگاه خنک کننده اضطراری قلب جریان آب از مخزن هاست که با سقوط فشار به کمتر از حدود  $60\text{ psi}$  شروع می‌شود. درجه حرارت غلاف به سرعت در یک مقدار ثابت باقی می‌ماند. در این حالت، ظرفیت انبار آب محدود است و بنابراین برای تأمین جریان پیوسته خنک کننده، پمپ‌های فشار کم وارد عمل شده، ابتدا آب اضافی را از مخزن (تعویض) سوخت به داخل محفظه راکتور می‌فرستد و به علت ترکیدن لوله خنک کننده مدار اولیه بیشتر آب خنک کننده مدار اولیه، آب دارای بورانبارها، و آب فشار کم مخزن سوخت از شکاف لوله عبور می‌کند. تمام این آب در یک چاه بزرگ در ته ساختمان راکتور جمع می‌شود و پس از این که سطح آب در مخزن سوخت به یک ارتفاع معین رسید و آب به کمک تلمبه از داخل یک



شکل ۱۱-۱۸. تغییرات فشار و درجه حرارت غلاف متعاقب

قطع جریان خنک کننده در یک راکتور PWR

(C.K. Leeper, «How Safe are Reactor Emergency Cooling Systems» Physics Today Aug 1973



دستگاه انتقال حرارت با فشار کم عبور داده می‌شود. بدین طریق، یک جریان چرخه‌ای خنک کننده آب بدون پایان تضمین می‌شود.

حرارت جذب شده قلب راکتور از طریق دستگاه‌های تبادل حرارتی به خارج از نیروگاه دریکی دستگاه انتقال حرارت فشار کم انجام می‌گیرد که منبع آب خنک کننده از خارج و در سمت سرد آن می‌باشد.

در حالت یک ترک یا شکاف کوچک در مدار اولیه خنک کننده، ایجاد حالت بخار - مایع و کاهش فشار، خیلی به آهستگی صورت می‌گیرد و جریان به خارج از مدار خنک کننده اولیه می‌تواند منجر به برداشت قسمتی از پوشش قلب، قبل از این که جریان آب از انباره‌ها و دستگاه‌های خنک کننده فشار کم آغاز شود، انجام گردد. این وضعیت به کمک دستگاه تزریق خنک کننده فشار زیاد که به سرعت آب را با فشار به حد کافی که بر فشار باقیمانده در مدار خنک کننده غلبه کند به جریان می‌اندازد.

با آغاز وقوع سانحه قطع جریان خنک کننده، چند قسمت دیگر یک نیروگاه PWR به علاوه دستگاه خنک کننده اضطراری قلب برای کم کردن اثر واقعه به کار می‌افتند. ساختمان راکتور به ویژه در این مورد بسیار مهم است. محفظه ایمنی ساختمان باید دارای استحکام کافی باشد تا خنک کننده‌ای که به بخار تبدیل شده و رادیو اکتیویته آزاد شده در سانحه محفوظ بماند. چند لوله پر از آب در قسمت فوقانی ساختمان قرار دارد که با اتصال‌های زیاد به سخزن تعویض سوخت و چاه ساختمان محفظه ایمنی ارتباط دارند. وقتی این لوله‌های پر از آب به کار می‌افتند دو کار انجام می‌دهند. ابتدا آنها را با تبدیل بخار به مایع فشار داخل ساختمان را به کمتر از فشار طرح شده برای ساختمان می‌رسانند. دوم ید حاصل از سوخت (ذیلا می‌آید) را به اندازه کافی می‌شویند تا مقدار دز خارج از محل نیروگاه را به مقدار قابل قبولی برسانند. برای کاهش بیشتر رادیو اکتیویته هوای داخل ساختمان راکتور و خطر نشت از ساختمان، هوا به طور مداوم از داخل صافی‌های متفاوتی عبور داده می‌شود.

### دزهای مربوط به LOCA در راکتور PWR. دز دریافتی خارج از نیروگاه ناشی از

قطع خنک کننده قلب معمولاً بر اساس دو فرض تجزیه و تحلیل می‌شوند. اولین فرض در راهنمای مقررات شماره ۴۱-۱ که در قسمت ۱-۱-۱ در ارتباط با محل یابی راکتور بحث شد. این فرض‌ها بسیار محتاطانه در نظر گرفته شده‌اند. در این خصوص یادآور می‌شویم که ۲۰ درصد از یدو، ۱۰ درصد از گازهای نادر موجود سوخت بلافاصله پس از وقوع سانحه در ساختمان رها می‌شوند. رها شدن پاره‌های شکافت به این مقدار فقط وقتی رخ می‌دهد که کسر قابل ملاحظه‌ای از سوخت ذوب شود. در این مورد، حقیقتاً اگر دستگاه خنک کننده اضطراری قلب به خوبی به کار افتد، فقط کمی اگر واقعاً سوخت ذوب شود، رخ می‌دهد، اگر چه فقط غلاف بعضی از سوخت‌ها احتمالاً صدمه می‌بینند. بنابراین در واقعیت امر، هنوز با فرض محتاطانه این است که تمام گازهای نادر

کسری از یلموجود درفاصله بین قرص سوخت و غلاف و در پایه سله‌های سوخت به داخل ساختمان رهاسی شود .

مقدار پاره‌های شکافت گازی را می‌توان درفاصله سوخت، غلاف و پایه سله‌های سوخت با محاسبات پخش فلوی گاز به خارج از سطح  $UO_2$  به کمک رابطه نیمه تجربی در مورد ضریب پخش به دست آورد. نتایج محاسبات برای یک راکتور PWR در حال کار با قدرت  $1000 MW$  در جدول (۷-۱۱) داده شده‌اند.

### جدول ۷-۱۱

اکتیویته پاره‌های شکافت گازی در شکاف پایه و در پایه یک راکتور PWR با قدرت  $1000 MW$  کار کرد  $1000$  روز\*

ایزوتوپ	کسری از موجودی قلب	کوری در شکاف پایه و پایه (x 10 <sup>۵</sup> )
$^{85m}Kr$	۰.۰۰۲۹	۰.۳۲۸
$^{8۵}Kr$	۰.۲۱۵۷	۰.۸۴۱
$^{8۷}Kr$	۰.۰۰۲۰	۰.۴۰۰
$^{88}Kr$	۰.۰۰۲۹	۰.۸۹۳
$^{1۳۳m}Xe$	۰.۰۱۲۷	۰.۲۰۳
$^{1۳۳}Xe$	۰.۰۱۸۵	۱.۰۶
$^{1۳۵m}Xe$	۰.۰۰۸۶	۰.۰۷۶۴
$^{1۳۵}Xe$	۰.۰۰۵۴	۰.۸۴۲
$^{1۳۱}I$	۰.۰۴۳	۰.۳۸
$^{1۳۲}I$	۰.۰۰۲۶	۰.۹۰۷
$^{1۳۳}I$	۰.۰۰۷۹	۰.۵۲
$^{1۳۴}I$	۰.۰۰۱۶	۰.۹۷۱
$^{1۳۵}I$	۰.۰۰۴۳	۲.۳۳

\* کسری موجودی در گزارش اولیه آنالیز ایمنی

Indian Point Nuclear Generating Unit 3, Consolidated Edison  
Company of New York

محاسبات دز برای سانه قطع خنک کننده در یک راکتور PWR، شرایط پراکندگی جوی در راهنمای مقررات شماره ۱۴ داده شده‌اند. در جدول (۸-۱۱) دزهای محاسبه‌ای به غدد تیروئید و تمام بدن در سرزهای ناحیه انحصاری و کم جمعیت (که به EZB و LPZ نشان داده شده‌اند) برای یک راکتور PWR با قدرت ۳۲۱۶ MW داده شده‌اند. در محاسبات، نشت از ساختمان ۱٪ درصد در روز و پراش دستگاه ثابت تجزیه غلظت ید را برابر  $۳۲ \text{ hr}^{-1}$  به دست می‌دهد که باید به ثابت‌های تجزیه نشت و رادیواکتیو افزوده شود. به طوری که در جدول آمده است، فرض محتاطانه رها شدن ید مربوط به شکاف پایه و پایه سوخت حتی در این واقع غیرمعمول خیلی کم است.\*

### جدول ۸-۱۱

دزهای ناشی از LOCA در یک راکتور PWR به قدرت ۳۲۱۶ MW\*\*

LPZ (۰٫۷m) ۲۰ days, rem	EZB (۲۰۰m +) ۲ hr, rem	رها شدن فرضی
		راهتهای مقررات ۱۴
۱۳۰	۱۸۹	غدد تیروئید
۸۵۴	۹۲۷۴	تمام بدن
		شکاف - پایه
۳۲۹	۳۲۰	غدد تیروئید
۰٫۰۷	۰٫۰۴	تمام بدن

\* باید یادآور شد که تاسیسات PWR مورد نظر دارای شیرفلکه‌هایی است که عملاً ساختمان راکتور را از بقیه نیروگاه جدا می‌کند. این شیرفلکه‌ها حدود یک دقیقه پس از وقوع LOCA بسته می‌شوند. از آن به بعد هیچ گونه نشتی از ساختمان وجود نخواهد داشت. با در نظر گرفتن آزاد شدن گاز از ساختمان در مدت یک دقیقه کل دز در EZB کمتر از  $\frac{1}{3} \text{ rem}$  و در LPZ حدود ۱ rem است که هر دو مربوط به آزاد شدن گاز موجود در فاصله سوخت غلاف است.

\*\* حاصل از گزارش اولیه آنالیز ایمنی راکتور شماره ۳ ایندین پوینت، سولند برق + در حقیقت سرزن ناحیه در داخل EZB قرار می‌گیرد.

## راکتور BWR

دستگاه‌های ایمنی LOCA. در راکتور BWR نظیر PWR تمهیدات متعددی تعبیه شده است تا عواقب یک قطع جریان خنک کننده را کاهش دهد. این پیش‌بینی‌ها از نیروگاه‌ها به نیروگاه دیگر فرق می‌کند. دستگاه خنک کننده اضطراری قلب یک راکتور BWR شامل یک دستگاه تزریق خنک کننده با فشار کم و دستگاه‌های مستقل با فشار زیاد و فشار کم پخش آب می‌باشد این دستگاه‌ها همراه با ساختمان دربرگیرنده و استخر آب جلوگیری کننده است طوری طرح شده‌اند که در صورت وقوع یک قطع جریان خنک کننده به طریق زیر عمل می‌کنند.

ابتدا فرض می‌کنیم یک ترک کوچک در دستگاه خنک کننده راکتور به وجود آید، این باعث افت سریع فشار در داخل محفظه فولادی راکتور نمی‌شود. اگر تلمبه‌های اصلی خنک کننده نتوانند سطح آب را در داخل محفظه در ارتفاع معینی نگهدارند، آب اضافی به کمک تلمبه با فشار زیاد، که با بخار توربین منشعب از لوله اصلی بخار کار می‌کند تامین می‌شود. ابتدا آب از مخزن آب حاصل از بخار و سپس از استخر جلوگیری کننده تامین می‌شود. آب از طریق سوراخهائی در یک حلقه مخصوص که در بالای قلب راکتور قرار دارد یا از طریق چند آب پخش کن معمولی، بستگی به طرح راکتور BWR دارد، وارد راکتور می‌شود.

اگر دستگاه تغذیه خنک کننده با فشار زیاد بتواند سطح آب را ثابت نگهدارد، فشار داخل محفظه راکتور کاهش می‌یابد. کاهش فشار به کمک شیر فلکه خود کار کاهش فشار که در خط لوله اصلی قرار دارد انجام می‌گیرد. بخار از داخل محفظه راکتور وارد چاه خشک اولیه ساختمان راکتور می‌شود که از آنجا به طوری که در قسمت ۱-۳ شرح دادیم وارد استخر اطمینان می‌شود. اگر ترک اولیه لوله بزرگ باشد، کاهش فشار بدون کمک سوپاپ با عمل سریع نفوذ بخار - مایع خنک کننده از طریق شکاف انجام می‌گیرد.

با افت فشار در محفظه فولادی دستگاه پخش آب با فشار کم و دستگاه‌های تزریق خنک کننده فشار کم به کار می‌افتند. در دستگاه اولی، تلمبه‌های برقی آب را از استخر اطمینان به گروه آب پخش کن‌ها در بالای قلب می‌برند که شبیه آنهائی است که در دستگاه با فشار زیاد قرار دارند. دستگاه تزریق خنک کننده فشار کم آب را از داخل استخر اطمینان به سستیمها به مدارهای جریان راکتور می‌برد. در کار عادی راکتور، از این دستگاه برای انتقال حرارت حاصل از پاره‌های شکافت پس از خاموشی راکتور استفاده می‌شود. به طوری که قبلاً در مورد راکتور BWR شرح دادیم، تمام آبهای خارج از ترک لوله جمع‌آوری می‌شود، در حالت راکتور BWR این آب یک منبع دائمی آب خواهد بود.

نمونه‌های اخیر نیروگاه‌های BWR نیز مجهز به دستگاه صافی، جریان آب و دستگاه تهویه (FRVS)، برای کاهش دادن رادیواکتیویته محیط زیست می‌باشند. در صورت وقوع

قطع خنک کننده ( یاسانه‌ای در ضمن جابه‌جایی سوخت در داخل ساختمان راکتور) این دستگاه هوای داخل ساختمان را از داخل صافی‌های موثر به جریان می‌اندازد و سپس از طریق هواکش بلندی به خارج فرستاده می‌شود. بنابراین فشار داخل ساختمان کمی کمتر از فشار خارج از ساختمان نگهداری می‌شود. دستگاه «صافی - جریان - تهویه» در هر بار که هوا از داخل صافی‌ها عبور داده می‌شوند حداقل ۹۰ درصد عنصر یدوید و رستیل و حداقل ۹۰ درصد ذرات ۰۳ میکرون یا بزرگتر را می‌گیرد. به طوری که در زیر شرح داده می‌شود با این امر به مقدار زیادی دز خارج از ناحیه راکاهش می‌دهد.

دزهای حاصل از قطع خنک کننده BWR. محاسبه دزها در سانه قطع خنک کننده در یک راکتور BWR شبیه محاسبه در یک راکتور PWR مبتنی بر دو فرض است. فرض‌هایی که AEC از راهنمای مقررات شماره ۱۳۳ به کار می‌برد تا عواقب رادیولوژیکی قطع خنک کننده را در یک راکتور BWR تجزیه و تحلیل کند خیلی متفاوت از آنچه در مورد PWR گفته شد نیست. بنابراین فرض می‌شود ۲۰ درصد یدوید و ۱۰ درصد گاز نادر موجود به داخل ساختمان راکتور راه می‌یابد و فرض می‌شود هیچ گونه یدی در داخل استخر اطمینان نمی‌نماید. دزهای خارج ناحیه اساساً همانهایی‌اند که قبلاً برای یک راکتور PWR در صورت نبودن دستگاه تصفیه، جریان و تهویه حساب شده است. بابه کار افتادن دستگاه تصفیه به جریان و تهویه دزهای خارج از ناحیه در EZB ( سرز ناحیه انحصاری) و LPZ ( سرز ناحیه کم جمعیت) به قادیری که در جدول ۱-۹ نشان داده شده‌اند می‌رسد.

تجزیه و تحلیل توسط شرکت جنرال الکتریک نشان می‌دهد که فقط حدود ۹ درصد از زسیله‌های سوخت در یک واقعه قطع خنک کننده سوراخ می‌شود و هیچ یک از سیله‌ها ذوب نمی‌شوند. با وجود این برای حفظ جانب احتیاط، جنبه واقعی‌تر از مقررات راهنمای ۱۳۳ فرض می‌کنیم در یک قطع خنک کننده در یک راکتور BWR ۲۰ درصد پاره‌های شکافت‌گازی وارد فاصله قرص سوخت و غلاف و پایه ساختمان اولیه می‌شود. دزهای حاصل برای یک راکتور به قدرت ۴۰۰ MW (۳۴۰۰ در جدول (۱-۹) داده شده است. این دزها بر اساس ۹۰ درصد کارایی دستگاه تصفیه به جریان - تهویه حساب شده است.

## راکتور HTGR

دستگاه ایمنی DBDA به طور کلی سانه مربوط به افت فشار (DBDA) در یک راکتور HTGR خیلی کم خطرتر از قطع جریان خنک کننده (LOCA) در یک راکتور آب سبک است به یک دلیل این که ظرفیت حرارتی توده زیادی از گرافیت در راکتور HTGR (حدود یک میلیون پوند در راکتوری به قدرت ۳۰۰۰ MW) خود ضامنی است در مقابل تغییرات ناگهانی درجه حرارت قلب که آهسته و قابل کنترل می‌باشد. به علاوه با استفاده از خنک کننده گازی

تک‌فازافت ناگهانی در فشار دستگاه نمی‌تواند منجر به ازدست رفتن تمام خنک‌کننده یا جلوگیری از جریان آن به علت تغییر فاز شود.

دستگاه اصلی خنک‌کننده یک راکتور HTGR شامل چهار (یا شش) مدار مجزای یک دارای سولد بخار و توربین بخاری برای به‌گردش درآوردن هلیوم است. هیچ وقت یک دستگاه اصلی در یک راکتور گازی درجه بالا وجود ندارد که اگر از کار افتد به اندازه کافی مانع در مقابل کار معمولی مدارهای خنک‌کننده اصلی ایجاد کند تا خاسوش کردن ایمن راکتور را ایجاب نماید. با وجود این در یک راکتور گازی درجه بالا یک دستگاه خنک‌کننده کمکی (CACS) نظیر ECCS در راکتورهای PWR و BWR عمل می‌کند.

### جدول ۱۱ - ۹

دزهای حاصل قطع خنک‌کننده در یک راکتور

BWR به قدرت ۳۴۴۰ MW

LPZ ۳۰ days, rem	EZB (۵ mi) ۲ hr, rem	عضو دریافتی
		عضو دریافتی
		مقررات راهنما * ۱۳
< ۱	≤ ۱	تیروئید
< ۱	۱٫۲۵	تمام بدن
		شکاف - پایه +
۰٫۰۰۰۸۸	۰٫۰۰۰۵۹	تیروئید
۰٫۰۰۱۱	۰٫۰۰۰۰۷	تمام بدن

\* Supplement No 3, Safety Evaluation Report for Hope Greek Generating Station, AEC Director of Licensing. LPZ radius = 5 miles

+ PSAR for the Hope Greek Generating Station Public Service Electric & Gas Company. LPZ radius = 1 mile

۱ - Core Auxiliary Cooling System

۲ - Emergency Core Cooling System

هر دستگاه شامل دو (یاسه) مدار خنک کننده مجزا می باشد که هر کدام دارای دستگاه تبادل حرارت و یک دستگاه گردش خنک کننده الکتریکی هستند.

سانحه افت فشار در یک راکتور HTGR احتمالاً به طریق زیر رخ می دهد. باز کار افتادن مجاری عبوری از دیواره بتون پیش فشرده محفظه، خنک کننده هلیوم آنا شروع به خارج شدن از محفظه می کند. برای جلوگیری از خروج سریع گاز که ممکن است به بعضی از دستگاههای راکتور صدمه بزند، سطح خروج گاز محدود به  $۶۲۰ \text{ cm}^2$  یا به وسیله سوانعی که در طرح اولیه پیش بینی شده کمتر می گردد و با افزودن سوانعی جریان خنک کننده را در مدار خنک کننده محدود می کنند. خاموش شدن آبی راکتور پس از ده ثانیه از دریافت علامت در نتیجه افت فشار رخ می دهد و قدرت راکتور در مدت ۳۰ ثانیه به حد قدرت حاصل از جذب اشعه گاما می رسد (افت می کند). پس از حدود ۱۰۰ ثانیه از زمان ایجاد ترک در لوله جریان گاز هلیوم به چهار درصد حد معمولی می رسد.

از دستگاه خنک کننده اصلی بخار کافی برای کار دستگاههای گردش اصلی خنک کننده برای مدت ۱۲ دقیقه در اختیار خواهد بود. پس از این مدت، دستگاه گردش به وسیله بخار حاصل از دیگهای کمکی با فشار کم ( $۲۰۰ \text{ psig}$  و  $۶۰۰^\circ \text{ F}$ ) به کار ادامه می دهد که معمولاً این برای به کار انداختن راکتور، انتقال حرارت پس از خاموش شدن و گرم کردن ساختمان راکتور به کار می رود. دستگاه کمکی خنک کننده قلب وقتی فقط وقتی که این منبع ثانوی بخار در اختیار نباشد است.

### دزهای حاصل از افت فشار

تجزیه و تحلیل این رویداد نشان می دهد که حتی اگر فقط دو مدار خنک کننده کمکی قلب کار کنند درجه حرارت در هیچ نقطه ای از قلب به اندازه ای بالا نخواهد رفت که از سوخت پارامشکافت رها شود. بنابراین یگانه اکتیویته رها شده به داخل ساختمان راکتور در اثر وقوع افت فشار، اکتیویته معمولی در گردش با خنک کننده و اکتیویته کنده شده از جدار دیواره لوله خنک کننده در ضمن جریان گاز به خارج از مدار است. این اکتیویته مشهور به اکتیویته معلق است و بیشتر شامل یئودراتی که حاوی ایزوتوپهای استرنسیوم و سزیوم اند می باشد. اکتیویته گاز خنک کننده بیشتر مربوط به گازهای نادر است که از ذرات سوخت به خارج راه یافته اند. کل اکتیویته این گازهای نادر قابل مقایسه (حدود) با اکتیویته مربوط به گازهای موجود در فاصله سوخت، غلاف و پایه در راکتورهای آب سبک با همین قدرت می باشد، اکتیویته ییدین ۱۰ تا ۱۰۰ برابر کمتر است. راکتورهای HTGR نیز مجهز به دستگاه تصفیه جریان و تهویه اند. در این صورت به علت کمی ید آزاد شده در سانحه افت فشار و برای محافظت از صافی ها به علت بالا بودن درجه حرارت ساختمان راکتور، دستگاه رابه کار نمی اندازند تا حدود دو ساعت پس از وقوع سانحه.

دزهای ناحیه انحصاری و سرزهای کم جمعیت در جدول (۱۰-۱۱) داده شده است. این مقادیر به طور واضح کمتر از مقادیر پیشنهادی در CFR ۱۰۰ است.

### جدول ۱۰-۱۱

دزهای ناشی از DBDA در یک راکتور HTGR به قدرت MW ۳۱۶

LPZ (۱۰ mi) ۳۰ days, rem	EZB (۷۶۲ m) ۲ hr, rem	پرتو تابشی
۰٫۱۱۷	۰٫۲۰۰	غدد تیروئید
۰٫۰۱۰۸	۰٫۰۱۵۵	تمام بدن

### دیگر سوانح LWR و HTGR

انواع دیگر سوانح به علاوه قطع جریان خنک کننده در طراحی و صدور پروانه یک نیروگاه هسته‌ای قدرت بایستی در نظر گرفته شوند. به علت ضیق جاقظ شرح مختصری در باره بعضی از اینها خواهیم داد. بعضی از سوانح دیگر در سایل پایان فصل بحث می‌شوند.

**ترکیدن لوله بخار در BWR.** بخار در یک نیروگاه BWR رادیواکتیو است زیرا در راکتور به طور مستقیم تولید شده است. اگر لوله بخار در قسمتی خارج از ساختمان راکتور شکاف بردارد، رادیواکتیویته داخل لوله به سرعت وارد محیط می‌شود. برای اطمینان از این که جریان بخار به داخل لوله شکسته شده ادامه نیابد، هر خط لوله بخار به داخل نیروگاه BWR حداقل دارای دوسوپاپ مجزا می‌باشد که با کاهش فشار ضمن ترکیدن لوله به طور خود کار می‌بندد.

در تجزیه و تحلیل این واقعه فرض می‌شود ( راهنمای مقررات شماره ۱۰-۱) که (۱) سوپاپ‌های مجزا در حداکثر زمان که به وسیله سوپاپ مشخص می‌شود (حدود ۱۰-۱۰ ثانیه) می‌بندد (۲) تمام خنک کننده در خط لوله بخار تر کیده و در خطوط ارتباطی در زمان وقوع سانحه به اضافه بخار عبوری از داخل سوپاپها قبل از بستن آنها، به خارج راه می‌یابد. (۳) اکتیویته (شامل تمام یدوگازهای نادری که ممکن است در اثر نشت از سیله‌های سوخت به داخل بخار آمده باشد) در عرض دو ساعت در ارتفاع و متری در شرایط دودزا به جو رها می‌شود. با این فرض ها، دزهای محاسبه‌ای تیروئید برای یک راکتور به قدرت MW ۳۴۴۰ در سرز ناحیه انحصاری در حدود یک رم و در ناحیه کم جمعیت کمی کمتر است. دزهای تمام بدن کسری از یک میلی رم است.

\* From the PSAR for the Fulton Generating Station, Philadelphia Electric Company



**سقوط میله - BWR.** یادآوری شویم که میله‌های کنترل در یک راکتور BWR از ته وارد قلب می‌شود و به طرف بالا وارد قلب می‌شود. ممکن است معایبی در دستگاه محرك میله کنترل به وجود آید که منجر به رها شدن اکتیویته به داخل ساختمان راکتور گردد. در این مورد، هیچ یک خطرناکتر از جدا شدن میله کنترل از سیستم محرك آن نیست. به ویژه در حالتی که تمام میله در قلب راکتور باشد که منجر به افتادن میله کنترل به خارج از قلب می‌شود.

اگر چه طرح مکانیکی میله کنترل مانع از سقوط میله سریعتر از  $1 \text{ ft/sec}$  می‌شود، افزایش راکتیویته حاصل منجر به تغییر قدرت و آزاد شدن  $10^9 \times 4$  ژول انرژی، برای راکتوری که قدرت آن  $40 \text{ MW}$  است، می‌گردد. قبل از این که حالت گذرا قدرت در اثر ضریب منفی دوپلر سوخت و قرار دادن میله‌های دیگر در قلب انجام گیرد، این انرژی آزاد شده می‌تواند غلاف حدود یک درصد از میله‌های سوخت (حدود ۳۳ میله) را سوراخ کند و تمام پاره‌های شکافت گازی موجود در فاصله سوخت به غلاف و پایه این میله‌ها آزاد شوند.

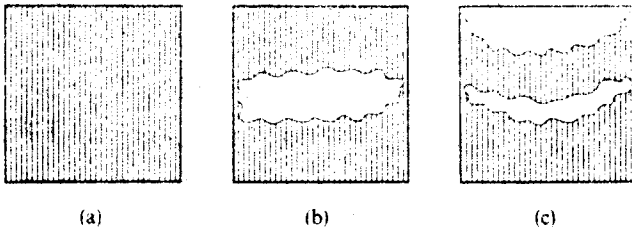
فرض می‌شود تمام گازهای نادر به داخل بخار درگنبد در بالای محفظه فولادی منتقل شوند. در این صورت بیشتر ایزوتوپهای ید در پشت آب باقی می‌مانند. پاره‌های شکافت گازی درگنبد به وسیله جریان بخار از طریق توربین به چگالنده منتقل می‌شوند. خطوط بخار در یک نیروگاه BWR مجهز به دتکتورهای اشعه‌اند و با عبور گازها از داخل خط لوله و در مقابل دتکتورها با ارسال علامتی سوپاپ‌های جداسازی می‌بنددند و بنابراین پاره‌های شکافت گازی در داخل محفظه ایمنی می‌مانند. گازهایی که به چگالنده می‌رسند مستقیماً به محیط زیست راه می‌یابند، اگر چه در عملکرد معمولی راکتور گازهای خروجی از چگالنده ابتدا در مخزن‌های نگهدارنده می‌روند و قبل از این که به جو رها شوند از داخل دستگاه‌های صافی عبور می‌کنند. دزهای کلی این واقعه کم است. برای یک راکتور به قدرت  $40 \text{ MW}$  دزهای EZB و LPZ تیروئید به ترتیب برابر  $0.19 \text{ rem}$  و  $0.37 \text{ rem}$  است دزهای مربوطه به تمام بدن  $0.24 \text{ r}$ ،  $0.18 \text{ r}$ ،  $0.18 \text{ r}$  می‌باشند.

### رد کردن میله - PWR

قابل قبول است، اگر چه بسیار غیر متحمل است، عیبی در دستگاه میله کنترل می‌تواند باعث شود که خنک کننده فشار زیاد با نیروی زیاد مجموعه ای از میله‌های کنترل را رها سازد. این واقعه شبیه سقوط میله کنترل در یک راکتور BWR، منتج به یک قدرت گذرا شود. محاسبات مفصل نشان می‌دهند که این امر منجر به معیوب شدن میله‌های سوخت تا حدود ۱۵ درصد آنها می‌شود که همراه با آزاد شدن پایه‌های شکافت گازی موجود در فاصله سوخت - غلاف و پایه سوخت به داخل ساختمان راکتور می‌گردد. این مقدار آزاد شدن گاز بسیار کمتر از آزاد شدن گاز در سانجه قطع خنک کننده است و در نتیجه دزهای خارج از ناحیه نیز کوچکتر است.

### سوانح راکتور سریع

تابه امروز فقط یک راکتور آزمایشی تجاوتی سریع، راکتور فرمی\* در ایالات متحده ساخته شده است. بنابراین تجربه کمی در مورد صدور پروانه کار راکتور سریع در این مملکت وجود دارد و کمیسیون انرژی اتمی تا به حال راهنماهای رسمی برای ارزیابی سوانح آن تهیه نکرده است. مطالعات دستگاه‌های LMFBR چه در آمریکا و چه در خارج نشان داده در این مورد، بدترین سانحه مهم برای این نوع راکتور ذوب و از کار افتادن قسمتی از قلب راکتور بود. این نوع سانحه را اغلب سانحه قطع کار قلب (CDA) می‌نامند. به طور تقریبی می‌توان گفت CDA در یک راکتور LMFBR شبیه یک LOCA در یک راکتور LWR است. قطع ادامه کار قلب (CDA) به چند طریق ممکن است رخ دهد، مثلاً، فرض کنید جریان سدیم به داخل قلب به وسیله قطعه‌ای از فلز که در ته قلب گیر کرده قسمتی از مجرا را سد کرده. سلسله اتفاقات پس از چنین سد جزئی بستگی به چند عامل دارد. شرح زیر بدون شک سانحه را اغراق آسبز جلوه می‌دهد. ابتدا، آن سیله‌های سوختی در قلب که به طور عادی خنک شده و شروع به ذوب می‌شوند. ذوب در نیمه بالای قلب در نقطه‌ای که درجه حرارت از ابتدا حداکثر است رخ می‌دهد. سوخت ذوب شده به سمت پائین سرازیر شد، و ممکن است در مجاورت خنک کننده جامد شود. این جریان سوخت مذاب خود نیز مجرای عبور سدیم را در این کانال‌ها سد می‌کند، موجب ذوب اضافی سوخت می‌گردد که کانال‌های دیگر راه نیز سد می‌نماید و الا آخر. این عمل تا آنجا ادامه می‌یابد تا اینکه قسمتی از قلب کم و بیش مطابق شکل (۱۱-۱۹) (ب) خورده شود.



شکل ۱۹-۱۱ مراحل مختلف سانحه قطع کار قلب در راکتور LMFBR

\* راکتور فرمی یک راکتور زاینده سریع با خنک کننده مایع (LMFBR) با قدرت ۳۰۰ MW طرح شده بود. آن در سال ۱۹۶۳ بحرانی شد و قسمتی از آن در سال ۱۹۶۶ ذوب شده تعمیر گردید. و در سال ۱۹۷۰ مجدداً به حالت بحرانی رفت، ولی به علت فقدان بودجه از کار انداخته شد.

+ تازمان این نوشته، اولین اقدام اصلی صدور پروانه یک راکتور LMFBR در حال پیشرفت است یعنی، برای راکتور زاینده کلینچ و پور است.

وضعیت در این نقطه به طرف بالا به نحوی است که یک سوم قلب به طور لحظه ای بالای بقیه قلب آویزان می باشد. البته در این حالت راکتور تحت بحرانی است. در این حالت، قسمت بدون پایه و نگهدارنده می افتد و با به هم رسیدن دو قسمت ضریب تکثیر به سرعت افزایش می یابد. به محض اینکه  $k$  بیش از واحد می شود در سوخت انرژی تولید می گردد. این انرژی آزاد شده با اندازه حرکت سقوطی سوخت مقابله می کند و بالاخره دستگاه از هم می پاشد. این وقایع زنجیره ای شبیه به عمل به اصطلاح بمب هسته ای از نوع تفنگی است که در آن یک جرم بحرانی از ماده شکافان با پرتاب یک جرم تحت بحرانی دیگر به آن فوق بحرانی می شود. البته، شرایط در یک راکتور سریع به نحوی طرح ریزی نشده که انرژی مناسب نظیر یک انفجار حاصل شود. بنابراین، معادل TNT یک سانحه CDA خیلی کمتر از بهره حتی یک بمب هسته ای کوچک است. به عنوان مثال، بایک راکتور فرمی محاسبات نشان می دهد که یک سانحه CDA انرژی معادل حدود ۷۰۰ پوند (نه تن) TNT خارج می شود. در حالی که این مقدار مواد منفجره مقدار قابل اغماضی نیست جرم راکتور، فشار محفوظه فولادی آن، و حفاظ بتونی آن بیش از حد مناسب برای نگهداری قدرت انفجار است.

در حقیقت امر، مدل پیشگفته یک سانحه CDA احتمالاً میزان خطرناکی سانحه را بیش از حد لزوم حدس زده است. اولاً، به نظر غیر محتمل می آید که یک انسداد کوچک که فقط روی چند کانال اثر می گذارد و منجر به ذوب شدن چند میله سوخت می شود به بیشتر حجم قلب راکتور کشانده شود. چنین انسداد مجرا در راکتور فرمی وقتی رخ داد که قطعاتی از زیر کونیوم از طریق راه مخروطی شکل جریان پیدا کرده به صورت مانع در ته قلب قرار گرفتند. جریان خنک کننده به دو مجموعه سوخت، هر یک محتوی ۱۴۴ میله سوخت، کاهش یافت و قسمتی از این مجموعه های سوختی ذوب شد. در این مورد، چند میله مجاور نیز دچار سانحه شدند.\*

فرض این که قسمت بالائی قلب در محل خود باقی می ماند در حالی که مرکز قلب راکتور ذوب می شود، به ویژه اگر قطر راکتور بزرگ باشد، غیر واقعی است. می توان انتظار داشت که قسمت های بالای قلب راکتور، به محض ذوب شدن قسمت زیرین آن، این قسمتی از سوخت که ذوب شد، درهم خواهد ریخت. چنین درهم ریختگی تدریجی به طور قابل ملاحظه ای بهره انفجاری یک CDA را کاهش می دهد.

یادآور می شویم که سد شدن جریان یگانه راه شروع یک سانحه CDA نیست. این سانحه ممکن است در نتیجه مثلاً خروج ناگهانی میله کنترل در راکتور در قدرت رخ دهد که در اثر تشکیل و عبور حبابهای بزرگ سدیم از داخل قلب یا از محل شکاف یک لوله اصلی خنک کننده باشد زیرا یک سانحه قطع خنک کننده جدی است

\* این سخن است آزمون مساعدی نباشد، زیرا سد و سد شدن در ناحیه با چگالی کم قدرت و در حالی که راکتور را به قدرت می آورند رخ می دهد.

## ۸-۱۱ تجزیه و تحلیل خطر وقوع سانحه

راکتورهای هسته‌ای قدرت، با موجودی فوق‌العاده زیاد پاره‌های شکافت، طبیعتاً می‌تواند در سوانحی قرار گیرد که تمام مردم را دربرگیرد و خوشبختانه تا به حال چنین سوانحی رخ نداده است و در نتیجه نمی‌توان ارزیابی خطر این نوع سوانح و مستقیماً مثلاً نظیر سانحه سرگ‌آور اتومبیل که در مورد آن فوق‌العاده اطلاعات موجود است، انجام داد. در این مورد، از روش‌های پیشرفته تجزیه و تحلیل خطر، که بعضی از آنها برای صنایع پروازهای فضائی و هوائی توسعه یافته‌اند در سال‌های اخیر برای نیروگاه‌های هسته‌ای به کار گرفته شده‌اند.

## معنی خطر

«خطر» کلمه‌ای است که برای افراد مختلف ممکن است معانی مختلفی داشته باشد. به منظور مقایسه بین انواع مختلف خطر، خطر مربوط به یک واقعه مشخص دارای یک تعریف تکنیکی به صورت «عاقبت یک واقعه در واحد زمان» بیان می‌شود به عنوان مثال حدود ۰.۰۰۰ نفر در سال در نتیجه سوانح اتومبیل در ایالات متحده می‌میرند. خطر کل همگان از چنین سوانحی طبق تعریف حدود ۰.۰۰۰ سرگ در سال است. از آنجا که جمعیت ایالات متحده حدود ۲۰۰ میلیون نفر است، خطر برای هر فرد به طور متوسط طبق تعریف برابر است با

$$\text{خطر سرگ در سال برای هر شخص} = ۱^{-۴} \times ۲۰۰ = \frac{\text{فوت در سال } ۰ \times ۱۰^۴}{\text{نفر } ۲۰۰ \times ۱۰^۶}$$

خطر یک واقعه را می‌توان به روش واضحی با استفاده از فراوانی واقعه و کمیت عواقب آن حساب کرد.

$$(۷۰-۱۱) \left[ \frac{\text{عاقبت}}{\text{واقعه}} \right] \times \text{کمیت} \left[ \frac{\text{واقعه}}{\text{واحد زمان}} \right] = \text{فراوانی} \left[ \frac{\text{فراوانی}}{\text{واحد زمان}} \right] \text{خطر}$$

کل میزان تصادفات در ایالات متحده ۱۰ میلیون در سال می‌باشد و در هر ۳۰۰ تصادف یک تصادف منجر به سرگ می‌شود. بنابراین خطر کل برابر است با

$$\text{سرگ} \frac{\text{سرگ}}{\text{سال}} = ۰.۰۰۰۰ = \frac{۱ \text{ سرگ}}{۳۰۰ \text{ سانحه}} \times \frac{\text{سوانح}}{\text{سال}} = ۱۰ \times ۱۰^{-۶} \text{ خطر}$$

همان طوری که قبلاً داده شد.

جدول (۱۱-۱) آمار فوت تصادفات برای ۱۹۶۹ در ایالات متحده را نشان می‌دهد. دیده می‌شود که خطر تصادف برای هر فرد در سال از حدود  $۱۰^{-۴}$  (برای تصادفات سقوط) تا  $۱۰^{-۷}$  (برای رعد و برق و طوفان) تغییر می‌کند. به استثنای مشاغل و ورزش‌های خطرناک، که منحصر به گروه محدودی از جمعیت می‌شود، فعالیت‌هایی چند، اگر هم وجود داشته باشد، که عموم مردم درگیر آن هستند خطرات مربوطه به زیادی  $۱۰^{-۳}$  برای هر فرد در سال می‌رسد.

## جدول ۱۱-۱۱ \*

خطر سرگ‌آور برای فرد به‌علل مختلف در ایالات متحده در سال ۱۹۶۹

نوع ساخته	تعداد کل برای ۱۹۶۹	خطر تقریبی فردی، سرگ‌آور برای هر شخص در سال
وسایل متحرك	۵۵۷۹۱	۳ × ۱۰ <sup>-۴</sup>
سقوط‌ها	۱۷۸۲۷	۹ × ۱۰ <sup>-۵</sup>
آتش‌سوزی و مواد داغ	۷۴۵۱	۴ × ۱۰ <sup>-۵</sup>
غرق	۶۱۸۱	۳ × ۱۰ <sup>-۵</sup>
مسموم‌سیت	۴۵۱۶	۲ × ۱۰ <sup>-۵</sup>
اسلحه	۲۳۰۹	۱ × ۱۰ <sup>-۵</sup>
ماشین‌آلات (۱۹۶۸)	۲۰۵۴	۱ × ۱۰ <sup>-۵</sup>
انتقال آب	۱۷۴۳	۹ × ۱۰ <sup>-۶</sup>
مسافرت‌هوایی	۱۷۷۸	۹ × ۱۰ <sup>-۶</sup>
سقوط اشیاء	۱۲۷۱	۶ × ۱۰ <sup>-۶</sup>
برق‌گرفتگی	۱۱۸۴	۶ × ۱۰ <sup>-۶</sup>
راه‌آهن	۸۸۴	۴ × ۱۰ <sup>-۶</sup>
رعد و برق	۱۶۰	۵ × ۱۰ <sup>-۷</sup>
طوفان	۹۳ <sup>+</sup>	۴ × ۱۰ <sup>-۷</sup>
گردباد	۹۱ <sup>++</sup>	۴ × ۱۰ <sup>-۷</sup>
انواع دیگر	۸۶۹۵	۴ × ۱۰ <sup>-۵</sup>
تمام سوانح		۶ × ۱۰ <sup>-۴</sup>

\* «Nuclear Safety Study» US Atomic Energy Commission Report  
WASH - 1400, 1974.

+ متوسط ۱۹۷۲ - ۱۹۰۱

++ متوسط ۱۹۷۱ - ۱۹۰۳

در حقیقت، به نظر می‌رسد که عموم نسبت به خطرات معمولی کم‌وبیش تصورهای تنگی پیدا کرده‌اند. واضح است خطری به‌زیادی<sup>۳-۱</sup> برای هر شخص در سال قابل قبول نیست. با خطر به‌میزان<sup>۴-۱</sup> برای هر شخص در سال، عموم تمایل دارد تحمل مشقات و مخارج زیاد بنماید تا اینکه میزان تصادف را کم نگهدارد. بنابراین برنامه‌های مختلف ترافیک تنظیم می‌شود، اتوبوسها را مورد بررسی قرار می‌دهند، کمربند ایمنی نصب می‌کنند، نرده‌ها و ریل‌هایی در محل‌های خطرناک قرار می‌دهند، پول صرف جلوگیری از آتش‌سوزی و مراکز کنترل آتش می‌شود هنوز خطراتی حدود<sup>۵-۱</sup> برای هر شخص در سال را مورد تأیید قرار داده‌اند. در مناطق شناخته‌شده مراقبت‌های در نظر گرفته می‌شود. بطری‌های مخصوصی بادیهای ویژه برای داروها تأمین شده است و غیره.

برای خطراتی با احتمال وقوع<sup>۶-۱</sup> یا کمتر برای هر شخص در سال نظر عموم به‌نظر می‌رسد تغییر می‌کند. سوانح در این طبقه بندی را می‌توان یا به‌صورت «مشیت خدا» یا به‌صورت «اشتباه فرد» باید دانست. مثلاً می‌دانیم که در مواقع رعد و برق شخص نباید زیر درخت بایستد. احتمال وقوع خطر<sup>۶-۱</sup> یا کمتر برای هر شخص در سال از نظر عموم قابل قبول یا حداقل موجب نگرانی زیادی نیست.

در هر حال، قبول یک خطر توسط همگان نه تنها بستگی به بزرگی خطر دارد، بلکه همچنین بستگی به بزرگی عواقب واقعه دارد. مثلاً دو واقعه A و B را در نظر می‌گیریم. واقعه A به‌طور متوسط یک بار در سال رخ می‌دهد و یک مرگ رخ می‌دهد. بنابراین خطر اجتماعی A برابر یک مرگ در سال است، از طرف دیگر B هر ده هزار سال یک بار اتفاق می‌افتد، ولی نتیجه ۱۰۰۰۰ مرگ در بردارد. خطر مربوط به B نیز یک در سال است. با وجود این، به نظر می‌رسد عموم معمولاً سانحه B را ناخوشایندتر از A می‌دانند. زیرا سواجه شدن با فاجعه‌ای که ۱۰۰۰۰ نفر را در کام خود می‌کشد، ناگوار است و احتمال وقوع کم آن را در نظر نمی‌گیرند و فرض می‌کنند که اگر چیزی بتواند رخ دهد رخ خواهد داد. این طرز فکر از نظر عامه مشهور به احتراز کردن از خطر است.

### تعیین خطر

محاسبه خطر مربوط به سوانح در یک نیروگاه هسته‌ای قدرت در سه مرحله انجام می‌گیرد ابتدا، لازم است احتمال‌های مختلف رها شدن رادیواکتیویته ناشی از سوانح نیروگاه را تعیین نماییم. ثانیاً عواقب وارد بر عموم در اثر رها شدن رادیواکتیویته بایستی ارزیابی شود. بالاخره، احتمال‌های رها شدن و عواقب آن رویهم جمع شده خطر کلی حساب می‌گردد.

چون نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت طوری طرح شده‌اند که دارای جنبه‌های ایمنی می‌باشند و بعضی از این جنبه‌ها در قسمت (۱-۳) و (۱۱-۷) بحث شده، که از آنجمله از کار افتادن یکی از

دستگاه‌های نیروگاه، خود منجر به آزاد شدن رادیواکتیویته‌ی زیادی نمی‌شود. نتیجه از کار افتادن این دستگاه تعدادی از دستگاه‌های ایمنی را به کار می‌اندازد که اثر آن تخفیف اثر از کار افتادن است. میزان رها شدن رادیواکتیویته، اگر چنین اتفاقی رخ دهد، بستگی به میزان گسترش دستگاه‌های ایمنی دارد که بتواند کار خود را انجام دهند. لذا هرواقعه معین می‌تواند منجر به انتشار سواد رادیواکتیو شود که هر کدام دارای احتمال خاصی می‌باشد.

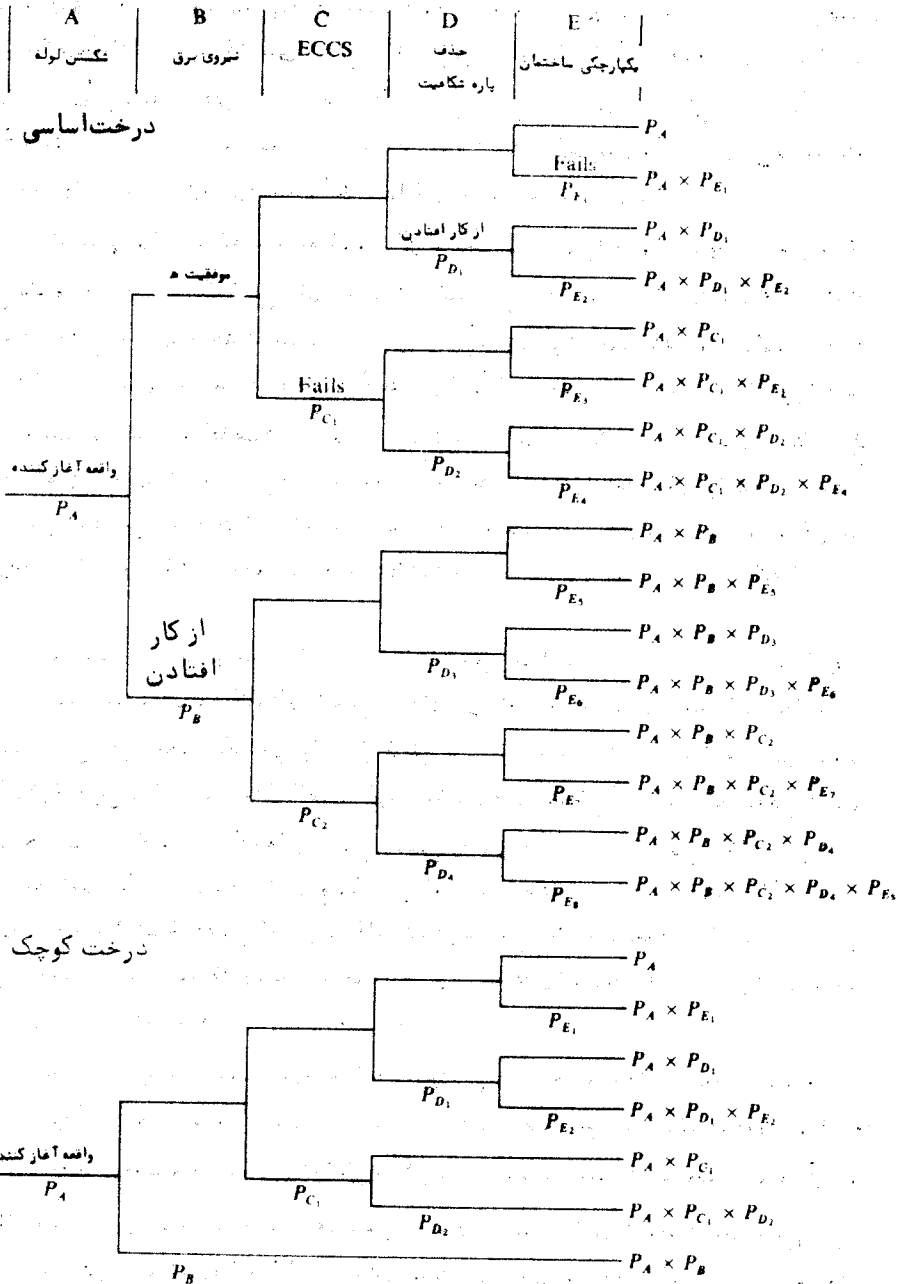
شناسائی مراتب سانحه منجر به انتشارهای مختلف مواد رادیواکتیو می‌شود که به درختهای وقایع مشهورند، این تکنیک را می‌توان بایک مثال تشریحی درک نمود. یک ترك بزرگ در لوله‌ای که منجر به قطع جریان خنک کننده می‌شود در نظر می‌گیریم. برای ترسیم درخت مناسب واقعه، ابتدا لازم است دریابیم کدام یک از دستگاه‌های نیروگاه بر روی وقایع متعاقب اثر می‌گذارند. در این حالت عبارتند از دستگاه‌های کارخانه برق، دستگاه اضطراری خنک کننده قلب، دستگاه رفع رادیواکتیویته (پراش، صافی‌ها، غیره)، و محفظه ایمنی (ساختمان راکتور و دستگاه انتقال حرارت) این دستگاهها و ترك اولیه لوله را بر حسب زمان وقوع سانحه که ممکن است در جریان حادثه سوثر باشند، به طوری که در بالای شکل (۲-۱۱) نشان داده شده‌اند، یادداشت می‌کنیم.

درخت واقعه در وسط شکل (۲-۱۱) شامل تعدادی شاخه برای هر سلسله از وقایع ممکن می‌باشد که در آن دستگاه‌های ایمنی به کار خواهند افتاد یا خیر\*. بر طبق این به اصطلاح درخت اساسی هرواقعه‌ی تک می‌تواند از طریق ۱۶ راه به ۱۶ خروجی مختلف منجر شود. احمال هر خروجی ویژه را می‌توان از ضرب کردن احتمال‌های متوالی یک شاخه مخصوص به دست آورد. به علت ارتباط بین دستگاه‌های ایمنی بعضی راکتورها، درخت اساسی شکل (۲-۱۱) دارای تعدادی شاخه غیر منطقی است. مثلا اگر تمام سولدهای برق در یک نیروگاه از کار افتد، هیچ یک از دستگاه‌های ایمنی نمی‌تواند کار کند و رشد هیچ یک از شاخه پائین تر درخت اساسی ممکن نیست. درخت کوچک وقایع، به اصطلاح از شاخه‌های غیر منطقی آن که در پائین شکل (۲-۱۱) نشان داده شده‌اند هرکس شده است.

به محض ترسیم درخت وقایع هر خروجی را می‌توان تجزیه و تحلیل نموده تا معلوم شود چقدر رادیواکتیویته آزاد شده است. این امر، در حالت قطع جریان خنک کننده، بستگی به گسترش ذوب سوخت و تعدادی از عوامل دیگر دارد. محاسبه احتمال مربوطه، به طوری که در شکل (۲-۱۱) آمده است، نیاز به دانستن احتمال از کار افتادن دستگاه‌های ایمنی دارد. احتمال‌های وقوع حوادث اولیه نظیر ترکیدن لوله، ترکیدن محفظه راکتور، غیره را می‌توان

---

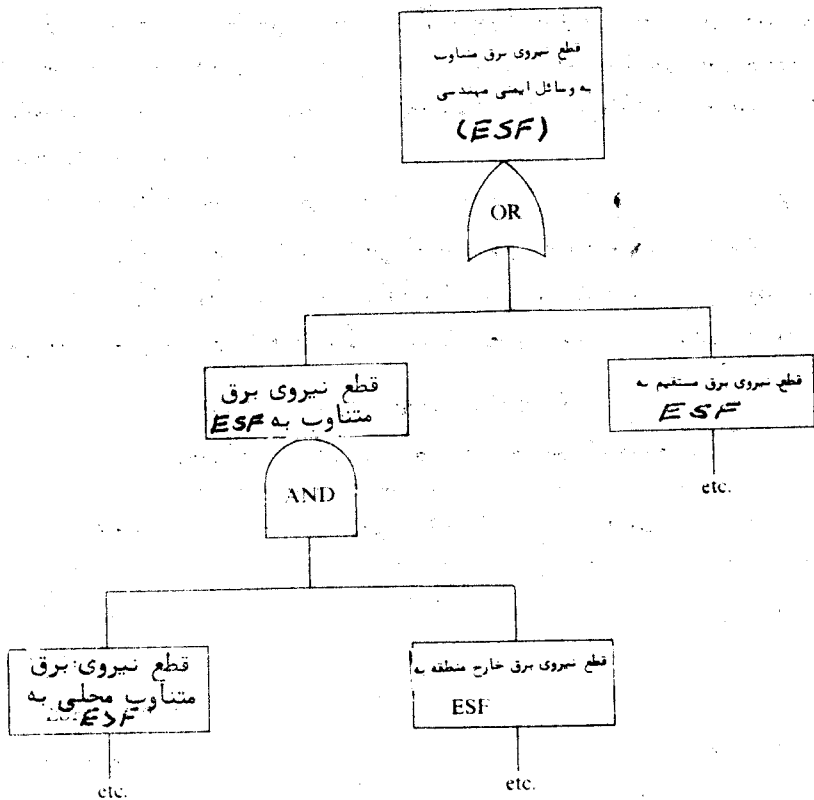
\* عمل کرد جزئی یک دستگاه ایمنی منظور نشده است. برای حفظ جانب احتیاط دستگاهی که به طور جزئی کار می‌کند فرض می‌شود اصلا کار نمی‌کند.



شکل (۱۱-۲۰) درختهای اساسی و کوچک واقع برای سانحه قطع  
خنگ کننده (WASH-1400)



از روی اطلاعات در مورد میزان ایجاد معایب در دستگاه‌های هسته‌ای و مهندسی به دست آورد. در هر حال، اطلاعات کمی در مورد میزان ایجاد عیوب دستگاه‌های ایمنی را کتور در اختیار می‌باشد. این اطلاعات را می‌توان با روش تجزیه و تحلیل درخت عیب تعیین کرد. درخت عیب اساساً عکس درخت واقعه است. در مورد یکه عیب خاص، درخت عیب برای تعیین ماهیت ترکیبات و تسلسل معایب دیگر که منجر به بروز عیب معین است، به کار می‌رود. مثالی از این روش در شکل (۲۱-۱۱) نشان داده شده است که قسمتی از درخت عیب در مورد قطع تمام نیروی برق به دستگاه‌های ایمنی مهندسی است (ESF). کارکرد دستگاه ESF نیاز به برق متناوب AC برای به کار انداختن پمپ‌ها، پنکه‌ها، غیره و برق مستقیم DC برای به کار انداختن برق AC به کار می‌رود از کار افتادن نیروی برق AC و DC دستگاه ESF را غیر قابل استفاده می‌نماید. لذا درخت عیب در شکل (۲۱-۱۱) ابتدا در تراز اول با دریاچه «OR» شروع به کار می‌نماید که با این علامت مخصوص در شکل نشان داده شده‌اند.



شکل (۲۱-۱۱) رشد درخت عیب برای تعیین احتمال قطع برق از دستگاه‌های ایمنی (WASH-1400)

اگر احتمال های قطع برق AC و DC به ترتیب PAC و PDC باشد، در این صورت احتمال قطع تمام نیروی برق به ESF برابر  $P_{EP} = P_{AC} + P_{DC}$  است، لذا اگر اطلاعات کافی در مورد قطع برق AC و DC در اختیار باشد، احتمال  $P_{EP}$  را می توان مستقیماً حساب کرد. در صورت نبودن چنین اطلاعاتی، لازم است تادرخت عیب را به تراز دیگری ادامه داد.

به عنوان مثال، در موقع قطع جریان خنک کننده، دو چشمه برق AC وجود دارد، نیروی برق حاصل از خطوط نیز و از شبکه برق محلی و نیروی برق داخل منطقه حاصل از سولدهای برق دیزلی (یا از راکتور دوم، اگر وجود داشته باشد) تامین می شود. از آنجا که این منابع قدرت مستقل از یکدیگر هستند، هر دو بایستی از کار بیفتند تا قطع برق AC رخ دهد و لذا هر دو آنها در شکل (۱۱-۲) دیده می شوند که بکمک «AND» به مرحله بعد اتمال یافته اند. اگر احتمال های قطع برق در داخل و خارج منطقه را به  $P_{NS}$  و  $P_{FS}$  نشان دهیم، در این صورت احتمال قطع تمام برق AC برابر حاصل ضرب  $P_{NS}P_{FS}$  است.

اگر میزان نقایص آزمایشی در مورد  $P_{NS}$  یا  $P_{FS}$  معلوم نباشند، ترازهای دیگری باید به درخت عیب افزوده شود. بدین طریق، درخت عیب با در دست داشتن آمار موجود ادامه می یابد تا سبب مشخص شوند. نتیجه این تجزیه و تحلیل احتمال  $P_{EP}$  است که همان  $P_B$  در درخت واقعه در شکل (۱۱-۲۰) است.

با محاسبه وقایع انتشار رادیواکتیویته و احتمال های آنها، اولین قدم ارزیابی خطر هسته ای کامل می شود. سپس دزهای دریافتی توسط عموم محاسبه می شود، که بر اساس توزیع افراد در اطراف نزدیک نیروگاه و بر اساس شرایط پراکندگی محتاطانه است. این دزها بر حسب تلفات آنی آنها داده می شود و اثرات غیرمرگبار مختلف آنها با استفاده از روابط بین دز و اثرشبه

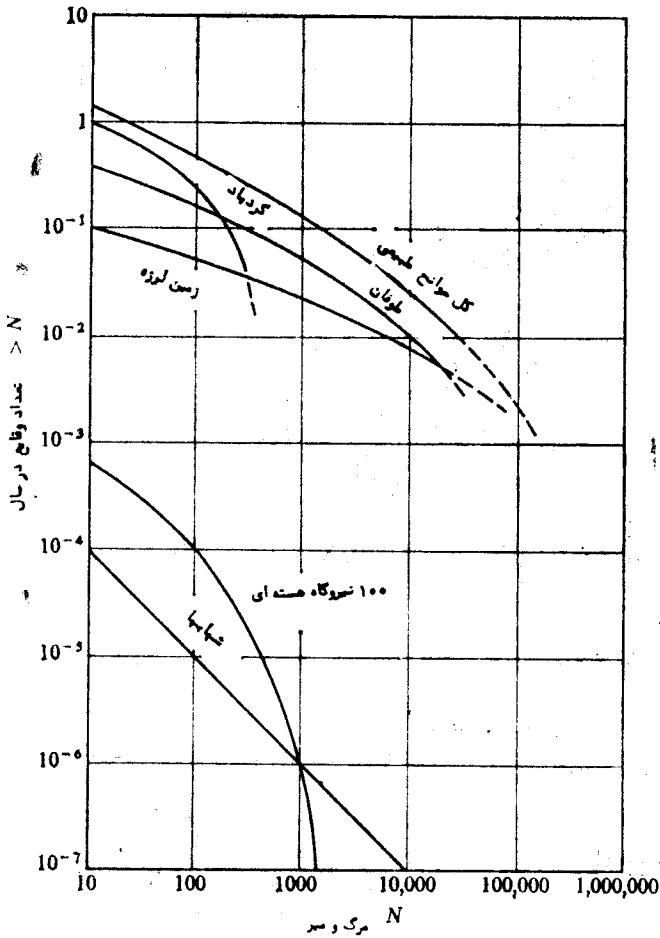
### جدول ۱۱-۱۲ (WASH - 1400)

خطر تقریبی اجتماعی و فردی مربوط به سوانح نیروگاه هسته ای

عاقبت	اجتماعی - <sup>۱</sup> (سال)	فردی - <sup>۱</sup> (سال)
تلفات آنی	$4 \times 10^{-2}$	$2 \times 10^{-10}$
مریضی آنی	$8 \times 10^{-2}$	$4 \times 10^{-10}$
سرطان های نهان	$2 \times 10^{-1}$	$1 \times 10^{-9}$
زخم تیروئید	۶	$1 \times 10^{-8}$
صده ژنتیکی	$2 \times 10^{-1}$	$2 \times 10^{-9}$
خسارت مالی	$1.6 \times 10^6$	



در جدول (۱۱-۱۳) تلفات کوتاه مدت ناشی از سوانح هسته‌ای و غیرهسته‌ای مقایسه می‌شوند. مرگ در یک سانحه هسته‌ای بسیار غیرمحتمل است. برای اینکه خطرات هسته‌ای را در دید بیشتری قرار دهیم، کمیسیون انرژی اتمی فراوانی سوانح هسته‌ای را نیز حساب کرده است که نتیجه بیشتر تلفات را دربر گرفته است و بااطلاعات مشابه در فاجعه‌های طبیعی و مصنوعی مختلف مقایسه شده است. نتایج در شکل (۱۱-۲۲) و (۱۱-۲۳) که منخور  $X$  تعداد متوسط وقایع در سال است که منجر به تلفات بیش از  $N$  می‌شود. از شکل دیده خواهد شد که تعداد تلفات قابل انتظار در اثر سوانح هسته‌ای از لحاظ کمیت کمتر از سوانح معمولی است و محدود



شکل (۱۱-۲۳) فراوانی وقایع طبیعی و هسته‌ای با تلفات بیش از  $N$  (WASH - 1400)

## جدول ۱۱-۱۳ (WASH - ۱۴۰۰)

تلفات زمانی ناشی از سوانح هسته‌ای و غیرهسته‌ای

خطر فردی		خطر اجتماعی	
تلفات کوتاه مدت برای هر شخص در سال		تلفات کوتاه مدت در سال	
هسته‌ای	غیرهسته‌ای	هسته‌ای	غیرهسته‌ای
$2 \times 10^{-1}$	$6 \times 10^{-4}$	$4 \times 10^{-2}$	۱۱۵۰۰۰

تعداد تلفات حاصل از شهاب‌ها می‌باشد. یادآوری می‌شود که امکان فاجعه‌های بزرگ هسته‌ای - اغلب توسط منتقدین انرژی هسته‌ای عنوان می‌شود و منبع خطر عمومی بوده به‌عنوان مخالفت با انرژی هسته‌ای به کار می‌رود درحقیقت وجود ندارد.

## ۱۱-۹ دزهای تابش‌های محیطی

از نظر اقتصادی کاهش تابش رادیواکتیو نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت به صفر عملی نیست و بنابراین لازم است گاهی مقداری کمی از مواد رادیواکتیو را به محیط رها نماییم. این جریان به صورت گاز یا مایع می‌باشد. در هر حال، مبدأ، مقدار، و ترکیب این جریان از نیروگاهی به نیروگاهی دیگر تغییر می‌کند، حتی در بین نیروگاه‌هایی که از یک نوع راکتور استفاده می‌کند این مسئله صادق است.

در یک نیروگاه PWR پاره‌های شکافت‌گازی خارج شده از میله‌های سوخت نشت‌دار در مدارهای اولیه خنک‌کننده در مخزن‌های بزرگ تصفیه می‌شود. این گازهای رادیواکتیو در مخزن‌های مخصوص نگهداری می‌شوند تا اینکه اکتیویته آنها به مقداری می‌رسد که بتوان آنها را در محیط رها ساخت. در این مورد در بعضی از نیروگاه‌های PWR منبع اصلی جریان رادیواکتیو گازی حاصل از تصفیه هوای داخل ساختمان راکتور قبل از ورود به آن است. مایعات رادیواکتیو حاصل از نشت از سوپاپ‌ها، تلمبه‌ها و دستگاه‌های دیگر است. این پس‌مانده‌های رادیواکتیو در چاه‌هایی در داخل ساختمان راکتور جمع‌آوری می‌شود و همچنین در مخزن‌های تجزیه انبار می‌شود. این مایع را بعداً رقیق کرده و در داخل حجم مناسبی، از آب ریخته یا در شبکه‌هایی برای انباشتن در مناطق دور نگهداری می‌شود.

در یک نیروگاه BWR، مهمترین چشمه‌گازهای رادیواکتیو معمولاً حاصل از چکانده اصلی می‌باشد. می‌دانیم که بخار در یک راکتور BWR رادیواکتیو است و پس از عبور از داخل

توربین‌ها تبدیل به آب می‌شود. می‌توان نشان داد که بهره یک چرخه بخار وقتی حداکثر است که چگالنده با فشار نزدیک به صفر کار کند و وقتی چگالنده با فشار صفر کار کند، ناگزیر مقداری هوا وارد چگالنده می‌شود و بایستی به‌طور مدام خارج شود. وقتی گازهای رادیواکتیو با هوا مخلوط می‌شود همراه آن به خارج از چگالنده راه می‌یابد. برای جلوگیری از این که هوای آلوده مستقیماً به محیط زیست وارد نشود آن را قبل از رهانمودن به محیط در یک مخزن برای مدتی مناسب نگهداری می‌کنند. بعضی از نیروگاه‌های BWR تازه مجهز به دستگاه‌هایی است که در آن گاز خروجی از چگالنده به مایع تبدیل می‌شود. گازهای نادر از گاز کل جدا شده و قبل از رهانمودن آن به جز برای مدت ۶ روز نگهداری می‌شود. عملاً تمام گازهای نادر بجز  $^{85}\text{Kr}$  در عرض این مدت تجزیه شده‌اند. پس مانده‌های مایعی حاصل از راکتورهای BWR اساساً شبیه پس‌مانده‌های راکتورهای PWR بسته‌بندی می‌شوند.

### مقررات دورریزی پس‌مانده‌های اکتیو

مقررات مربوط به تابش‌های مواد حاصل از نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت در ایالات متحده با کمیسیون انرژی اتمی است. در هر حال، چنین ریزش‌هایی موقع عبور از مرز ناحیه بایستی دارای آنچنان غلظت و رادیواکتیویته‌ای باشد که در مقررات سازمان حفاظت محیط‌زیست (EPA) آمده است. به‌طور خلاصه AEC استانداردهای سازمان حفاظت محیط‌زیست را اعمال می‌کند. [ این وضع مشابه پرتوتابی فردی به تابش است - سازمان محیط‌زیست (قبلاً FRG) استانداردهائی وضع می‌کند و AEC در صدور پروانه تاسیسات این مقررات را به اجرا می‌گذارد]. تازمان نوشتن این کتاب سازمان محیط‌زیست استانداردهائی برای دورریزی‌های رادیواکتیو منتشر نکرده است. در صورت نبودن چنین استانداردهائی کمیسیون انرژی اتمی سیاستی (a)  $10\text{CFR}50.34\text{e}$  اتخاذ نموده است تا سطوح مواد رادیواکتیو را در ریزش‌ها در نواحی غیر محدود تا آنجا که عملی است پائین نگهدارد. بر طبق این گفته عبارت «تا آنجا که عملی است پائین» بدان معنی است که تا آنجا که عملاً از نظر تکنولوژیکی و اقتصادی با توجه به سلاست و ایمنی همگان میسر است....»

کمیسیون انرژی اتمی به‌طور آزمایشی نظریه «تا آنجا که عملی است پائین» را به صورت راهنمایی بر شمرده زیر در آورده است که فقط در مورد راکتورهای آبی، برای تعیین حدود جریان‌ها\* به کار می‌رود.

۱- برای مواد رادیواکتیو با اکتیویته بیش از زمینه به صورت ریزش‌های مایع که در ناحیه راکتور رها می‌شود (الف) مقدار کل تخمینی ماده بجز  $^3\text{H}$ ، نباید از ۰ کوری تجاوز نماید (ب) غلظت تخمینی متوسط سالیانه قبل از رقیق کردن در آبهای طبیعی نباید برای مواد بجز  $^3\text{H}$  بیش از  $20\ \mu\text{Ci/lit}$  و برای  $^3\text{H}$  بیش از  $0.00\ \mu\text{Ci/lit}$  باشد.

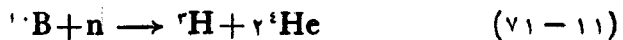
\* استنتاج شده از دستور (10 CFR 50) پیوست یک که به‌طور رسمی توسط AEC برگزیده نشده است.

۲- برای سواد رادیواکتیوگازی با اکتیویته بیش از زمینه، مقادیر کل تخمینی مواد رادیواکتیو رها شده در محیط نباید موجب (الف) شدت پرتوتابی متوسط سالیانه مربوط به گازهای نادر درمرز ناحیه یاد رهر نقطه خارج از ناحیه بیش از  $10 \text{ mrem}$  و غلظت متوسط سالیانه یدهای رادیواکتیو یا سواد به صورت ذرات با نیمه عمر بیش از ۸ روز نباید بیش از  $10^{-6} \text{ MPC}$  برای پرتوتابی غیرشغلی باشد.

راهنماهای بالا دز سالیانه درمرز ناحیه انحصاری را کمتر از  $5 \text{ mrem}$  به دست می دهد که کمتر از ۵ درصد دز دریافتی از تابش زمینه است (جدول ۹-۶). گروه های بزرگتر جمعیت معمولاً بیش از  $1 \text{ mrem/yr}$  دریافت می کنند که خود کمتر از یک درصد دز پیشنهادی NCRP برای جمعیت به طور کل است (جدول ۹-۷).

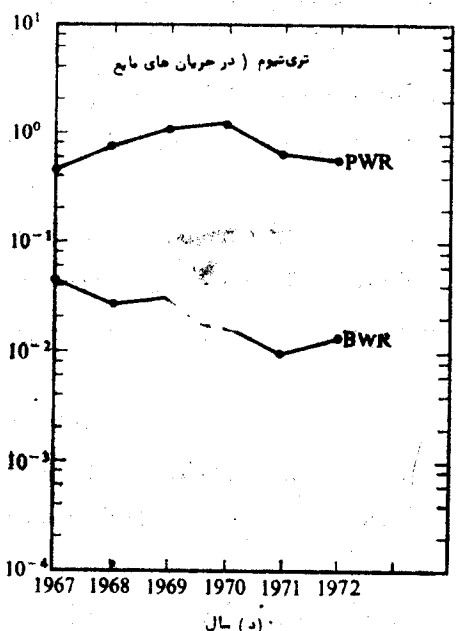
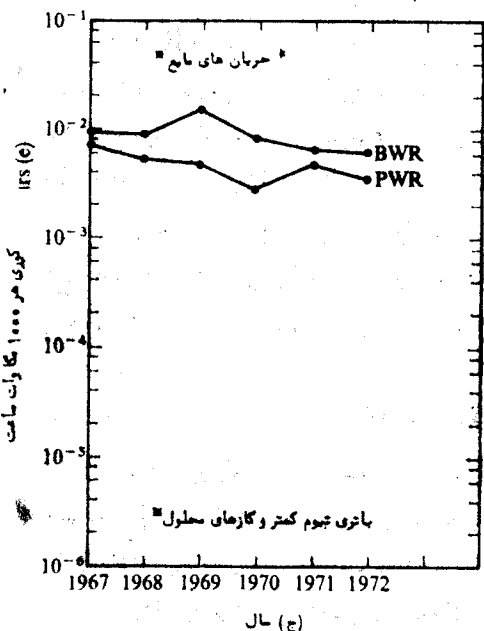
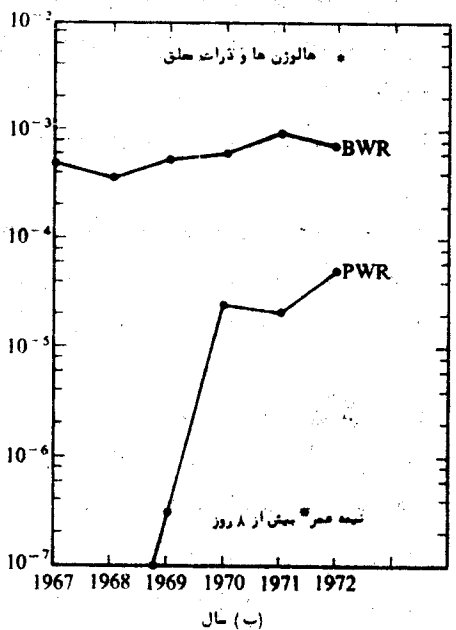
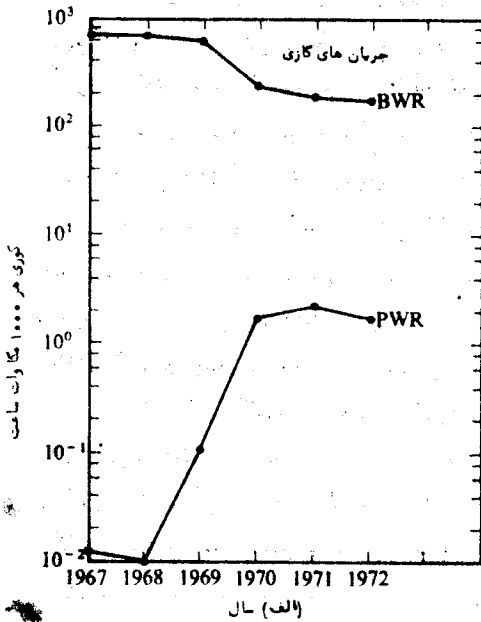
تمام رادیواکتیویته رها شده از نیروگاه هسته ای قدرت به دقت اندازه گیری می شود و AEC از هردارنده پروانه راکتور می خواهد میزان رادیواکتیویته هر نیمسال را گزارش کند. AEC خود نیز گزارش های سالیانه از میزان رها شدن رادیواکتیو به طور سالیانه انتشار می دهد. شکل (۱۱-۲۴) مقدار متوسط میزان رادیواکتیویته رها شده را از ۱۴ راکتور BWR و ۱۲ راکتور PWR در ایالات متحده از سال ۱۹۶۷ تا ۱۹۷۲ را نشان می دهد. تا این موقع فقط یک راکتور HTGR به کار افتاده و در شکل نیامده است. به طوری که شکل (۱۱-۲۴) نشان می دهد. راکتورهای BWR طی سالیان دراز به طور هماهنگ بیش از راکتورهای PWR مواد رادیواکتیو پخش می کنند. به طوری که قبلاً اشاره شد، این گازها از چگالنده سرچشمه می گیرند. روش های جدیدتر آمایش<sup>۱</sup> پس ماندها به ویژه روش جداسازی در دماهای بسیار پائین<sup>۲</sup> که در بالا اشاره شد، این ریزش را در راکتورهای آینده کاهش خواهد داد.

از شکل (۱۱-۲۴) نیز دیده خواهد شد که هر دو نوع راکتور BWR، PWR بخصوص نوع اخیر، مقدار فراوانی از  $^3\text{H}$  آزاد می کنند. این هسته مستقیماً از شکافت با شدت تقریبی حدود یک اتم در ۱۰۰۰ شکافت به وجود می آید و همچنین به وسیله واکنش زیرانوترون سریع تولید می شود.



تری تیوم یک تابش کننده بتاخالص است، در گونه های بیولوژیکی جمع نمی شود و آن به سرعت از بدن انسان خارج می گردد. بنابراین، مقادیر MPC آن در هوا و آب در بین هر رادیوایزوتوپی بیشتر است (جدول ۹-۹).

دو دلیل وجود دارد که چرا راکتور PWR بیش از راکتور BWR تری تیوم ( $^3\text{H}$ ) آزاد میکند. اولین دلیل وجود بور در دستگاه کنترل شیمیائی در راکتور PWR است که منجر به تولید  $^3\text{H}$



شکل (۱۱-۲۴) شدت متوسط تابش جریان های حاصل از نیروگاه هسته ای قدرت از نوع BWR و PWR از سال ۱۹۶۷-۱۹۷۲ (A.P. Hull, BNL-۱۸۲۲۳, ۱۹۷۳)



از طریق واکنش (۱۱-۷۱) می‌شود، در راکتور BWR منبع تولید تری تیوم وجود ندارد. در هر حال، مهمترین دلیل به نظر می‌رسد استفاده از فولاد زنگ‌نزن به عنوان غلاف در راکتورهای اولیه PWR بود، تجربیات نشان داده است که تری تیوم به آسانی از داخل این نوع غلاف نفوذ می‌کند. آزاد شدن  $^2\text{H}$  بمقدار زیاد از راکتورهای PWR این حقیقت را منعکس می‌کند که هنوز تعداد زیادی از این نوع راکتورها در حال کار است. در انواع اخیر راکتورهای PWR از زیر کالوی به عنوان غلاف استفاده می‌شود که در مقابل  $^2\text{H}$  غیر قابل نفوذ تر است. رها شدن این هسته اکتیو در راکتورهای جدید PWR کاهش یافته است.

یادآور می‌شویم که نیروگاه‌های قدرت با سوخت فسیلی، بخصوص آنهایی که ذغال سنگ می‌سوزانند نیز دارای ریزش‌های رادیواکتیو هستند. منبع این اکتیویته در خاکستر معلق خارج شده از نیروگاه‌ها است که حاوی مقادیر کمی از اورانیوم و توریوم و هسته‌های حاصل از دو عنصر اول بخصوص  $^{226}\text{Ra}$ ،  $^{228}\text{Ra}$  و  $^{228}\text{Th}$  می‌باشند و غلظت این هسته‌ها در خاکسترهای معلق از یک نمونه ذغال سنگ به نمونه دیگر تغییر می‌کند، اما خاکستر معمولاً حاوی حدود  $2\text{ pCi/g}$  از هر هسته است. تمام نیروگاه‌های ذغال سنگی مجهز به وسایلی برای جذب خاکستری در ضمن بالا رفتن از دودکش می‌باشند. این دستگاه تصفیه معمولاً دارای بهره ۷۰ تا ۹۰ درصد است و هر ۲ درصد از خاکسترهای معلق از دودکش خارج می‌شود. یک نیروگاه ذغال سنگی معمولاً حدود ۵۰۰ تن خاکستر در سال ریزش دارد.  $(\text{MPC})_a$  دو هسته رادیوم و توریوم در بین تمام عناصر رادیواکتیو از همه کمتر است. این امر به این علت است که این دو عنصر دارای نیمه عمر بیولوژیکی خیلی طولانی در بدن است (این عناصر در استخوان جذب می‌شوند) و با تابش ذرات آلفا تجزیه می‌شود که ضریب کیفی آن برابر ۱۰ است. بنابراین غلظت‌های این عناصر رادیواکتیو در جو نزدیک یک نیروگاه ذغال سنگی می‌تواند به سطحی بیشتر از، بر حسب  $(\text{MPC})_a$  مقدار آن در ریزش‌های گازی نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت باشد. این موضوع در مثال زیر نشان داده شده است.

مثال (۱۱-۹) یک نیروگاه  $1000\text{ MWe}$  ذغال سنگی با بهره ۳۸ درصد با ذغال سنگ  $14000\text{ Btu/Lb}$  حاوی ۹ درصد خاکستر کار می‌کند. دودکش نیروگاه ۱۰۰ متر ارتفاع دارد (الف) اکتیویته  $^{226}\text{Ra}$  خارج شده از نیروگاه را حساب کنید (ب) غلظت حداکثر  $^{226}\text{Ra}$  را در سطح زمین در تحت شرایط پاسکیل F، با پراکندگی  $1\text{ m/sec}$  با  $(\text{MPC})_a$  این هسته به مقدار  $3 \times 10^{-1} \mu\text{Ci/cm}^3$  مقایسه کنید.

حل. (الف) قدرت حرارتی نیروگاه برابر  $2632\text{ MW} = \frac{1000}{0.38}$  است. در مدت

یک سال انرژی آزاد شده  $10^7\text{ MW} - \text{hr} = 2632 \times 8760 = 2307 \times 10^7\text{ MW} - \text{hr}$  است. از پوسته داریم.

$$1\text{ MW} - \text{hr} = 3412 \times 10^7\text{ Btu}$$

و همچنین،

$$\begin{aligned} \text{مصرف ذغال} &= \frac{230 \times 10^7 \times 27412 \times 10^6}{13000} = 6704 \times 10^9 \text{ Lb/yr} \\ &= 2774 \times 10^{12} \text{ g/yr} \end{aligned}$$

از آنجا که ذغال سنگ ۹ درصد خاکستر ایجاد می کند و ۲ درصد آن از دودکش خارج می شود

$$\text{خاکستر خروجی} = 0.09 \times 0.020 \times 2774 \times 10^{12} = 6717 \times 10^9 \text{ g/yr}$$

اکتیویته کل خروجی از نیروگاه در یکسال برابر است با

$$6717 \times 10^9 \text{ g} \times 2 \times 10^{-12} \text{ Ci/g} = 0.0180 \text{ Ci}$$

(ب) حداکثر مقدار  $\bar{\chi} \sqrt{Q'}$  برای دودکش به ارتفاع ۱۰۰ متر در حدود ۰.۱ متری رخ می دهد.

برای بادی با سرعت  $1 \text{ m/sec} = 270 \times 10^{-7} \text{ sec/m}^2$   $\chi/Q'$  است.

$$\text{مقدار } Q' = 0.0180 \text{ Ci} / 2716 \times 10^7 = 0.80 \times 10^{-10} \text{ Ci/sec}$$

لذا

$$\begin{aligned} \chi &= 0.80 \times 10^{-10} \times 270 \times 10^{-7} = 1946 \times 10^{-17} \text{ Ci/m}^2 \\ &= 1946 \times 10^{-10} \mu\text{Ci/cm}^2 \end{aligned}$$

این مقدار به اندازه  $2000 = 2 \times 10^{-12} / 1946 \times 10^{-10}$  برابر کوچکتر از  $(MPC)_a$  است.

در حال، بر طبق راهنماهای AEC بحث شده در بالا، غلظت باید در هیچ نقطه بزرگتر از  $(MPC)_a / 100000$  نباشد. اگر این نیروگاه بر طبق مقررات AEC اداره شود، احتمالاً بایستی ارتفاع دودکش آن بلندتر باشد.

### دزهای ناشی از ریزش ها

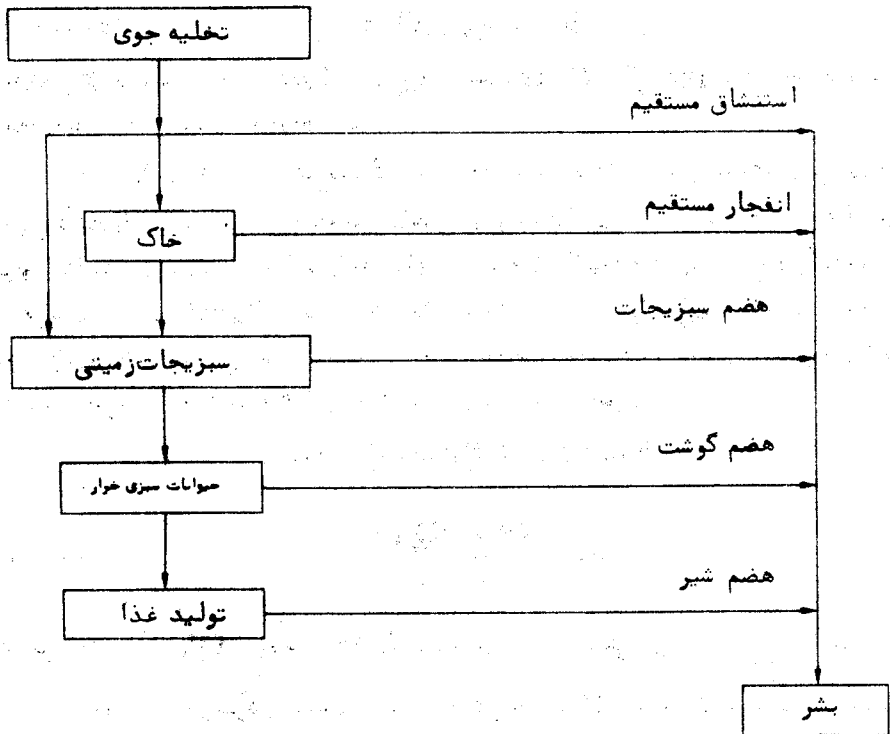
برای ارزیابی اثر محیط زیستی ریزش های رادیواکتیو از نیروگاه های هسته ای قدرت، لازم است دزهای دریافتی به وسیله جمعیت انسانی از این ریزش ها را حساب کرد\*. محاسبات برای دورریزی های گازی رها شده در جو و پس ماند های مایع دور ریخته در حجم های آب متفاوت هستند و این دو حالت به طور جداگانه در نظر گرفته خواهد شد.

**ریزش گازی.** به طوری که قبلاً اشاره شد، ریزش های گازی حاصل از نیروگاه هسته ای قدرت بیشتر حاوی گازهای نادر و ایزوتوپهای ید می باشد. این گازها به چند طریق می توانند بدن افراد شود یا بر روی جمعیت اثر بگذارد. مسیر اصلی پرتو تایی به طور ساده در شکل (۱۱-۲۵) نشان داده شده است.

\* دزهای دریافتی به وسیله حیوانات دیگر در مجاورت نیروگاه هسته ای نیز بایستی محاسبه شود، البته به منظور حفظ جمعیت حیوانات به طور کلی و نه به طور انفرادی.

به طوری که در شکل نشان داده شده این گازهای موجود در جو هم دز مستقیم به بدن می دهد و هم دز داخلی از طریق تنفس. دز مستقیم بیشتر مربوط به گازهای نادر است، دز تنفسی بیشتر دزید به تیروئید است. هر دو نوع دز را می توان به طور مستقیم با استفاده از روابط به دست آمده در قسمت ۱۱-۵ (به مثال های ۱۱-۲ و ۱۱-۳ و ۱۱-۴ مراجعه کنید) حساب کرد.

گازهای نادر در تمام مدت به طور معلق در هوا باقی می مانند و آنها وارد مسیرهای دیگر پرتوتابی نمی شوند. در این حال، ایزوتوپهای ید به تدریج در روی بوته های روی زمین و سبزیجات می نشینند. این اکتیویته یک دز مستقیم سطح زمین به افراد حوالی نیروگامی دهد. روش های محاسباتی این دز در مسایل بحث می شوند. در هر صورت این دز معمولاً کوچکتر مقدار دوز از طرق دیگر است. ایزوتوپهای ید رسوب کرده وارد چرخه سواد خوراکی می شود. در این مورد، به علت نیمه عمرهای کوتاه ایزوتوپها (طولانی ترین آنها  $^{131}\text{I}$  که فقط ۸ روز است +) در مقایسه با زمان رشد نباتات، مقدار خیلی کمی اکتیویته از طریق خاک از راه ریشه وارد نبات می شود. بیشتر ید در نتیجه نشست روی برگ سبزیجات و روی رشته علف ها وارد چرخه سواد غذایی



شکل (۱۱-۲۵) راه های اصلی پرتوتابی به انسان حاصل از ریزش گازی رادیواکتیو

+ مقدار کمی از  $^{131}\text{I}$  (نیمه عمر  $10.7 \times 10^6$  سال) در راکتورها تشکیل و از آن خارج می شود در هر حال بعلاوه درازی نیمه عمر آن اکتیویته آن جزئی است.

می‌گردد. دزتابشی وقتی که از طریق سبزیجات باشد مستقیماً وقتی دزتابشی از طریق گوشت، لبنیات، به‌ویژه شیر، غیرمستقیم است زیرا ناشی از خوردن سبزی توسط حیوانات است. برای محاسبه دزتابشی حاصل از هضم مواد خوراکی، ابتدا لازم است اکتیویته تعادلی ید را در روی شاخ و برگ به دست آورد. شدت  $R_d$  که ید از ابر روی قسمت‌های مختلف رسوب می‌نماید متناسب با غلظت ابر می‌باشد، به طوری که

$$R_d = \lambda v_d \quad (۷۲ - ۱۱)$$

که  $v_d$  ثابت تناسب است. در این معادله  $R_d$  دارای واحد  $Ci/m^2 - sec$  و  $\lambda$  برحسب  $Ci/m^2$  می‌باشد، لذا  $v_d$  سرعت رسوب دارای واحد  $m/sec$  است. تجربیات نشان می‌دهند که  $v_d$  تقریباً برابر  $0.1 m/sec$  است. از آنجا که انتشار ریزش رادیواکتیو اغلب برحسب  $Ci/yr$  (یا  $\mu Ci/gr$ ) بیان می‌شود. بهتر است معادله (۷۲-۱۱) را به صورت زیر بنویسیم:

$$R_d = Q'_y (\lambda/Q') v_d \quad (۷۳ - ۱۱)$$

در اینجا  $R_d$  برحسب  $Ci/m^2 - yr$ ،  $Q'_y$  برحسب  $Ci/yr$ ،  $(\lambda/Q')$  ضریب رقت برحسب  $sec/m^2$  و  $v_d$  برحسب  $m/sec$  است.

پس از این که ید روی شاخ و برگ درخت‌ها نشست به علت تغییرات جوی ازین می‌رود یا بارشد گیاه رقیق می‌شود. این عوامل کاهش از مرتبه اول می‌باشند که ثابت تجزیه آن  $\lambda_f$  مربوط به نیمه عمر حدود ۱۴ روز می‌باشد. بنابراین اگر  $C_f$  اکتیویته در روی شاخ و برگ درختان در هر زمان برحسب  $Ci/m^2$  باشد شدت کل نابودی برابر با  $(\lambda + \lambda_f)/C_f$  ثابت تجزیه مواد رادیواکتیو معمولی است. در حالت تعادل با وجود جریان‌های پرشکل یک رسوب ثابت ید تاسین می‌شود که، شدت‌های تولید و کاهش برابر هستند، به طوری که

$$R_d = Q'_y (\lambda/Q') v_d = (\lambda + \lambda_f) C_f$$

و

$$C_f = \frac{Q'_y (\lambda/Q') v_d}{\lambda + \lambda_f} \quad (۷۴ - ۱۱)$$

در این معادله اگر  $Q'_y$  برحسب  $Ci/yr$  باشد  $\lambda$  و  $\lambda_f$  بایستی برحسب  $1/yr$  باشد.

غلظت ید در شیرگاو متناسب با غلظت ید در علف چراگاه است. مقدار \* ضریب تناسب برابر  $10^{-1} \times 9$  برای شیر برای هر  $Ci/m^2$  از علف است. لذا غلظت ید در شیر برابر است با:

\* این ضریب تناسب بسیار متغییر است که بستگی شدید به عاداتهای تغذیه محلی و زمان سال دارد. مقدار داده شده یک مقدار متوسط اسمی است.

$$C_m = 9 \times 10^{-7} C_f = 9 \times 10^{-7} \frac{Q'_y(\lambda/Q') v_d}{\lambda + \lambda_f} \text{ Ci/m}^3 \quad (۷۵ - ۱۱)$$

$$= 9 \cdot \frac{Q'_y(\lambda/Q') v_d}{\lambda + \lambda_f} \mu\text{Ci/cm}^3 \quad (۷۶ - ۱۱)$$

دز حاصل از این ید به طور ساده‌ای از مقایسه غلظت بالا با MPC عموم برای آب به دست می‌آید، چون شیر بیشتر آب است و به همان طریق نیز جذب بدن می‌شود. با یادآوری از فصل ۶ که مقدار روزانه آب ۲۲۰۰ سانتیمتر مکعب در روز است که محتوی هسته‌های اکتیو با  $(MPC)_w$  شدت دز در حال تعادل یا پس از ۰.۰ سال برابر  $۵۰۰ \text{ mrem/yr}$  است. در این مورد، یک شخص معمولی شیر کمتر از آب مصرف می‌کند یعنی حدود ۱۰۰۰ سانتیمتر مکعب در روز که حاوی ید  $C_m \mu\text{Ci/cm}^3$  است.

$$H = \frac{C_m}{(MPC)_w} \times \frac{۱۰۰۰}{۲۲۰۰} \times ۵۰۰ = \frac{۲۲۷ \text{ cm}}{(MPC)_w} \text{ mrem/yr} \quad (۷۷ - ۱۱)$$

در گذشته اشاره شد که هرم تیروئید یک کودک یکدهم جرم تیروئید یک شخص بالغ است. از آنجا که یک کودک حدود یک شخص بالغ شیر مصرف می‌کند، لذا غلظت ید رادیواکتیو در یک کودک منتج به دزی د برابر دز به تیروئید به بزرگسالان است. بنابراین نتیجه می‌شود که

$$H'_{\text{infant}} = \frac{۲۲۷}{(MPC)_w} C_m \text{ mrem/yr} \quad (۷۸ - ۱۱)$$

مثال ۱۱-۱۰ یک نیروگاه هسته‌ای قدرت  $۱۰^{-۲} \text{ Ci/yr}$  از  $^{131}\text{I}$  تابش می‌کند. یک مزرعه پرورش دام در نزدیکی نیروگاه در نقطه‌ای قرار دارد که ضریب رقت متوسط شالیانه برابر  $۴ \times ۱۰^{-۸} \text{ sec/m}^2$  است. مطلوب است محاسبه (الف) اکتیویته  $^{131}\text{I}$  روی سبزیجات در مزرعه (ب) غلظت  $^{131}\text{I}$  در شیر (ج) دز سالیانه به غده تیروئید کودک در نتیجه مصرف شیر این مزرعه چقدر است [یادآوری:  $(MPC)_w = ۳ \times ۱۰^{-۷} \mu\text{Ci/cm}^3$  برای  $^{131}\text{I}$  است]

حل: (الف) ثابت کاهش اکتیویته  $\lambda$  و  $\lambda_f$  برابر است با

$$\lambda = \frac{0.2993}{87.04} \times 365 = 3195 \text{ yr}^{-1}$$

$$\lambda_f = \frac{0.2993}{14} \times 365 = 1871 \text{ yr}^{-1}$$

از معادله (۷۴) اکتیویته روی شاخه‌ها و برگها برابر است با

$$C_f = \frac{1.04 \times 10^{-7} \times 4 \times 10^{-8} \times 0.01}{3190 + 1891} = 8.29 \times 10^{-14} \text{ Ci/m}^2$$

$$= 8.29 \times 10^{-8} \mu\text{Ci/m}^2$$

(ب) با استفاده از معادله (۷۵-۱۱) داریم :

$$C_m = 9 \times 10^{-6} \times 8.29 \times 10^{-8} = 7.46 \times 10^{-13} \mu\text{Ci/cm}^2$$

(ج) سپس از معادله (۷۸-۱۱) شدت دز سالیانه برابراست با

$$H = \frac{2270 \times 7.46 \times 10^{-13}}{3 \times 10^{-7}} = 0.71 \times 10^{-2} \text{ mrem/yr}$$

**ریزش های مایعات** چند طریق وجود دارد که مشخص ممکن است مورد پرتوتابی حاصل از پس ماند های رادیواکتیو ریخته شده در آب ها قرار گیرد. به عنوان مثال، اتم های رادیواکتیو ممکن است مستقیماً جذب بدن شوند، اگر آب مورد نظر منبع آب نوشیدنی باشد. دز حاصل از این منبع را می توان به آسانی از مقایسه غلظت های مختلف هسته های اکتیو در آب نوشیدنی با  $MPC_w$  به دست آورد. پرتوتابی را نیز می توان به وسیله اشخاصی که در آب شناسی کنند یا در غایب روی آب حرکت می کنند به دست آورد. این دزها معمولاً خیلی کوچک است. منبع مهمتر پرتوتابی ناشی از مصرف غذای دریائی است.

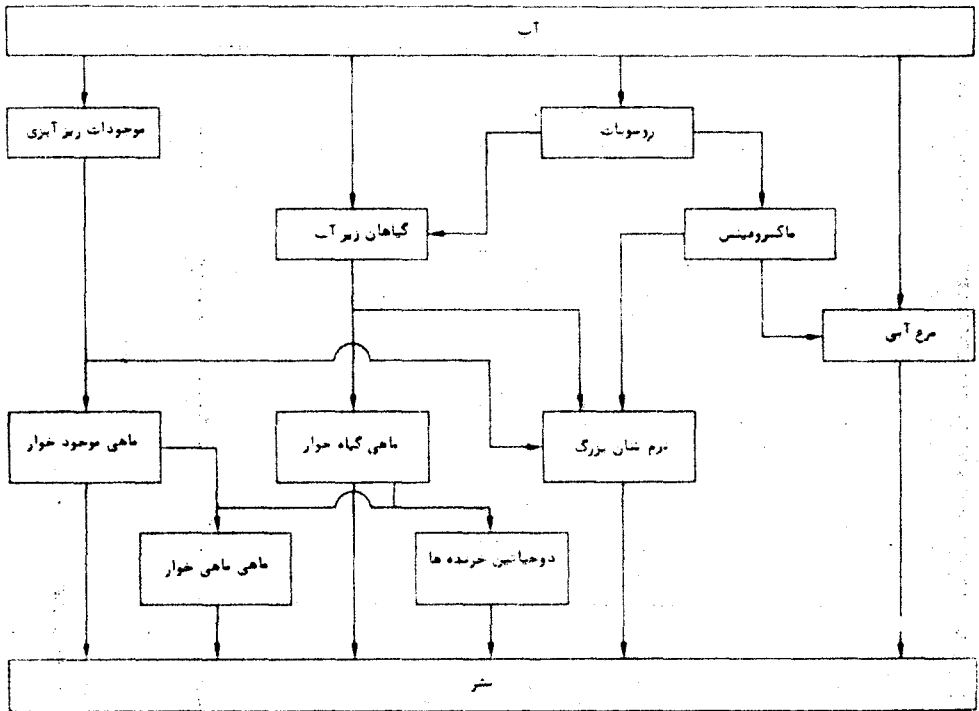
این پرتوتابی به طریق چرخه پیچیده مواد غذایی نشان داده شده که به صورت ساده ای در شکل (۲۶-۱۱) می باشد. شروع از سمت چپ شکل، هسته های اکتیو جذب جانوران ریز یا به وسیله آنها هضم می شود. این نباتات ریز (فیتوپلانکتون<sup>۱</sup>) و جانوران ریز (زوپلانکتون<sup>۲</sup>) هستند که در سطح آب دریا و آب های تازه جنبش بی کنند، آنها فراوان ترین ذرات زنده هستند. این ذرات توسط ماهی ها خورده می شوند و این ماهی ها خود نیز به وسیله ماهی های دیگر، خزنده ها، ذویاتین و به وسیله بی مهرگان بزرگ نظیر خرچنگ ها، خرچنگ دریائی و نرم تنان که تمام به وسیله بشر مصرف می شوند خورده می شوند. هسته های رادیواکتیو موجود در آب و رسوبات به وسیله ذرات ریز (بتوز<sup>۳</sup>) نباتات و جانورانی می باشند که درزه آقیانوس ها، دریاچه ها، ورودخانه ها زندگی می کنند جذب می شوند. این جانوران به وسیله ماهی ها و بی مهرگان بزرگ خورده می شوند و بالاخره مقداری اکتیویته از این طریق به بدن انسان راه می یابد. مقداری از اکتیویته موجود در رسوبات نیز وارد ماکروفیت ها<sup>۴</sup>، نباتات بزرگتر می شود و از طریق بی مهرگان بزرگ وارد بدن انسان می گردد. بالاخره مرغ های آبی مختلفی مستقیماً اکتیویته را از آب یا از نباتات دریافت می کنند.

۱ - Phytoplankton

۲ - Zooplankton

۳ - Benthos

۴ - Macrophytes



شکل (۱۱-۲۶) راه‌های اصلی پرتوتایی به‌فرد از طریق ریزش رادیواکتیو مایع

محاسبه دز اشعه حاصل از غذاهای دریایی در چهار مرحله انجام می‌گیرد. اول، غلظت هسته‌های رادیواکتیو ناشی از ریزش نیروگاه را می‌توان با استفاده از میزان ریزش و خصوصیات پراکنده‌سازی آب دریافت‌کننده حساب کرد. این قسمت از محاسبه مشکلترین مرحله است و معمولاً شامل مطالعات تجربی و نظری در مورد رقت ریزش‌ها در یک حجم آب مورد نظر است. دوم، غلظت هسته‌های اکتیو در غذای دریایی محاسبه می‌شود. این محاسبه به مقدار زیادی با مشاهده این که غلظت  $C_g$  هر هسته رادیواکتیو در یک نمونه خاص از غذای دریایی مستقیماً متناسب با غلظت  $C_w$  هسته رادیواکتیو در آب اطراف آن است، ساده می‌گردد. این موضوع به صورت رابطه زیر خلاصه می‌شود:

$$C_g = CF \times C_w \quad (۱۱-۷۹)$$

که  $CF$  ثابت تناسب معمولاً ضریب غلظت نامیده می‌شود و گاهی ضریب تراکم‌زیستی خوانده می‌شود. مقدار  $CF$  برای چندین هسته برای انواع مختلف غذای دریایی در جدول (۱۱-۱۴)

جدول ۱۱-۱۴

ضرائب غلظت رسمی برای موجودات آبی \*

آب شور				آب تازه				عنصر
نباتات	نرم تنان	خرچنگ	ماهی	نباتات	نرم تنان	خرچنگ	ماهی	
۱	۱	۱	۱	۱	۱	۱	۱	H
۱۳	۸	۱۲	۱۶	—	—	—	۴۴۰۰	K
۱۰	۱۶۰	۴۰	۱۹	۳۰۰	—	—	۷۰	Ca
۵۲۳۰	۲۲۰۸۰	۲۲۷۰	۳۶۳	۱۰۰۰۰۰	۳۰۰۰۰۰	۱۲۵۰۰۰	۸۱	Mn
۲۲۹۰	۷۶۰۰	۲۰۰۰	۱۸۰۰	۶۶۷۰	۲۰۱۷۰	۹۳۰	۱۹۱	Fe
۵۵۳	۱۶۶	۱۷۰۰	۶۰	۶۷۶۰	۳۲۴۰۸	—	۱۶۱۰	Co
۹۰۰	۴۷۰۰۰	۵۳۰۰	۳۴۰۰	۳۱۵۰	۳۳۵۴۴	۱۸۰۰	۱۷۴۴	Zn
۲۱	۱۷	۰۷	۰۴۳	۲۰۰	—	—	۱۴	Sr
۱۱۱۹	۸۱	۵۱	۸۶	—	—	—	—	Zr-Nb
۴۴۸	۲۲	۳۸	۶۶	—	—	—	—	Ru
۱۰۶۵	۵۰۱۰	۳۱	۱۰	۶۹	۳۲۰	+	۹	I
۵۱	۱۵	۱۸	۴۸	۹۰۷	—	—	۳۶۸۰	Cs
۱۶۱۰	۲۴۰	۸۸	۹۹	۳۱۸۰	۱۱۰۰	۶۰۰	۸۱	Ce

\* براساس اطلاعات بدست آمده از M. Eisenbud, Environmental Radioactivity 2nd Ed. New York A.p. 1973



داده شده است. دیده می شود که مقدار CF در بعضی حالات خیلی بزرگتر از واحد است. این موضوع منطبق باین حقیقت شناخته شده است که عناصر معینی (لازم نیست رادیواکتیو باشند) در بدن موجودات آیزی جمع شده در چرخه مواد غذایی قرار می گیرند.

سوم، میزان مصرف غذای دریائی حاصل از آبهای نزدیک نیروگاه قدرت بایستی حساب شود. این میزان را می توان از روی اطلاعات آماری باتوجه به عادت غذایی مردم به دست آورد.

چهارم، از آنجا که غذای دریائی بیشتر از آب است، میزان دز را می توان از مقایسه اکتیویته غذای دریائی  $C_g$  برحسب  $\mu\text{Ci}/\text{cm}^2$  و میزان مصرف آن  $R_g$  برحسب  $\text{cm}^2/\text{day}$  با میزان دز ناشی از هضم آب حاوی  $(MPC)_w$  از هسته رادیواکتیو موردنظر به دست آورد. از آنجا که  $(MPC)_w$  برای نوشیدن مرتب آب به میزان ۲۲۰۰ سانتیمتر مکعب در روز برابر  $۵۰۰\text{mrem}/\text{yr}$  است میزان دز دریافتی از غذای دریائی برابر است با.

$$\begin{aligned} \dot{H} &= \frac{C_g}{(MPC)_w} \frac{R_g}{2200} \times 500 \\ &= 0.227 \frac{C_g R_g}{(MPC)_w} \text{ mrem/yr} \quad (11-80) \end{aligned}$$

نمونه ای از این محاسبه در زیر آمده است.

مثال ۱۱-۱۱ میزان حداکثر مصرف محتمل غذای دریائی از آبهای (شور) نزدیک یک نیروگاه BWR تعیین شده عبارت است از: ماهی  $۱۰۰\text{g}/\text{day}$ ، جانور نرم تن  $۱۰\text{g}/\text{day}$  جانور سخت پوست (خرچنگ)  $۱۰\text{g}/\text{day}$  است. ریزش نیروگاه  $۰.۱۹۷\mu\text{Ci}/\text{yr}$  از  $^{59}\text{Fe}$  و ضریب رقت در نقطه ۳ فوتی از خروجی لوله  $۱۰^{-11}\text{yr}/\text{cm}^2$   $۶۲۹ \times 10^{-11}$  می باشد. مقدار  $(MPC)_w$  برای  $^{59}\text{Fe}$  برابر  $۶ \times 10^{-5}\mu\text{Ci}/\text{cm}^2$  می باشد که براساس پرتونایی به ناحیه معده ورودی می باشد (GI). مطلوب است محاسبه دز سالیانه به ناحیه معده ورودی ناشی از خوردن غذای دریائی.

حل. غلظت  $^{59}\text{Fe}$  در ۳ فوتی از خروجی لوله برابر است با

$$C_w = 0.197 \times 629 \times 10^{-11} = 1.24 \times 10^{-11} \mu\text{Ci}/\text{cm}^2$$

از جدول (۱۱-۱۴) ضریب غلظت آهن برای ماهی در آب شور  $۱۸۰۰$  است. سپس از معادله (۱۱-۷۹) اکتیویته ماهی برابر است با

$$C_g = 1800 \times 1.24 \times 10^{-11} = 2.23 \times 10^{-8} \mu\text{Ci}/\text{cm}^2$$

بلاخره از معادله (۸۰-۱۱) داریم :

$$H = \frac{2.22 \times 10^{-12}}{6 \times 10^{-5}} \times \frac{100}{2200} \times 500 = 8.45 \times 10^{-8} \text{ mrem/yr}$$

شدت دز برای نرم تنان  $3.07 \times 10^{-8} \text{ mrem/yr}$  و برای جانوران سخت پوست  $9.39 \times 10^{-8} \text{ mrem/yr}$  است.

کل دز حاصل از غذای دریایی را می توان با تکرار این محاسبات برای تمام هسته های اکتیو در ریزش پس ماند های رادیواکتیو حساب کرد .

### بعضی از اصطلاحات متداول و اختصار آنها :

AEC	Atomic Energy Commission
NRC	Nuclear Regulatory Committee
ERDA	Energy Research and Development Administration
CFR	Code of Federal Regulations
DOL	Directorate of Licensing
DRO	Directorate of Regulatory Operations
DOS	Directorate of Standards
ACLS	Advisory Committee on Reactor Safeguards
ASLB	Atomic Safety and Licensing Boards
ASLAB	Atomic Safety and Licensing Appeal Boards
CP	Construction Permit
OL	Operating License
PSAR	Preliminary Safety Analysis Report
AER	Applicants Environmental Reports
NEPA	National Environmental Policy
SER	Safety Evaluation Report
DES	Draft Environmental Statement
FES	Final Environmental Statement
SSER	Supplement to the Safety Evaluation Report
LWA	Limited Work Authorization

## منابع فصل یازدهم

### Licensing

Atomic Energy Legislation through the 92nd Congress, 2nd Session. Joint Committee on Atomic Energy, 1973: U.S. Government Printing Office. This valuable document contains all legislation from 1946 through 1973.

Code of Federal Regulations, Title 10. U.S. Government Printing Office. This document is updated and reissued every year. Supplements are issued through the year by the AEC.

Ebbin, S., and R. Kasper, *Citizen Groups and the Nuclear Power Controversy*. Cambridge, Mass.: M.I.T. Press, 1974.

"Study of the Reactor Licensing Process." USAEC report, 1973.

U.S. Atomic Energy Commission Regulatory Guides. Available from the Director of Regulatory Standards, USAEC, Washington, D.C.

### Dispersion of Effluents

Briggs, G. A., *Plume Rise*. USAEC Report TID-25075, 1969.

Pasquill, F., *Atmospheric Diffusion*. London: Van Nostrand, 1962.

Slade, D. H., Editor, *Meteorology and Atomic Energy—1968*. USAEC Report TID-24190, 1968.

Sutton, O. G., *The Challenge of the Atmosphere*. New York: Harper, 1961.

Williamson, S. J., *Fundamentals of Air Pollution*. Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1973.

### Nuclear Reactor Safety

DiNunno, J. J., et al., "Calculation of Distance Factors for Power and Test Reactor Sites." USAEC Report TID-14844, 1962.

Graham, J., *Fast Reactor Safety*. New York: Academic Press, 1971.

*Principles and Standards of Reactor Safety*. Proceedings of a symposium. Vienna: International Atomic Energy Agency, 1973.

"Reactor Safety Study—An Assessment of Accident Risks in U.S. Commercial Nuclear Power Plants." USAEC Report WASH-1400, 1974. This report summarizes the results of a two-year study of nuclear accident risks by a task force headed by Dr. N. C. Rasmussen.

"The Safety of Nuclear Power Reactors (Light Water Cooled) and Related Facilities." USAEC Report WASH-1250, 1973.

Sesonske, A., *Nuclear Power Plant Design Analysis*. USAEC Report TID-26241, 1973, Chapter 6.

Thompson, T. J., and J. G. Beckerley, Editors, *The Technology of Nuclear Reactor Safety*. Cambridge, Mass.: M.I.T. Press, 1964 (vol. 1), 1973 (vol. 2).

**Radioactive Effluents**

Eisenbud, M., *Environmental Radioactivity*, 2nd ed. New York: Academic Press, 1973.  
*Environmental Aspects of Nuclear Power Stations*. Proceedings of a symposium. Vienna: International Atomic Energy Agency, 1971.

"Report on Releases of Radioactivity in Effluents and Solid Waste from Nuclear Power Plants for [year]." These reports are issued annually and are available from the Directorate of Regulatory Operations, USAEC, Washington, D.C.

Russell, R. S., Editor, *Radioactivity and the Human Diet*. London: Pergamon, 1966.

## مسائل فصل یازدهم

۱-۱۱ الف) ثابت کنید که ثابت C در معادله (۶-۱۱) از رابطه زیر به دست می آید

$$C = \frac{Mg(\gamma - 1)}{R\gamma}$$

که M وزن مولکولی هوا و علامات دیگر در متن بیان شده اند. (ب) با استفاده از  $\gamma = 1.4$  و  $g = 980 \text{ cm/sec}^2$ ،  $R = 8.31 \times 10^7 \text{ ergs/g - mole}^\circ\text{K}$ ،  $M = 29 \text{ g}$  مقدار C را حساب کنید.

۲-۱۱ ضریب غلظت برای آزاد شدن مواد رادیواکتیو در سطح زمین تحت شرایط پاسکیل F و A با سرعت  $1 \text{ m/sec}$  را حساب کرده و رسم نمایید.

۳-۱۱ محل حداکثر  $\chi$  را در شکل (۱۲-۱۱) برای شرایط C پاسکیل به دست آورید

۴-۱۱ اگر مساله (۱-۱۱) با شرایط G انجام می شد، آیا حداکثر غلظت رخ می داد؟

۵-۱۱  $T_{1/2} = 1782 \text{ hr}$  Ar-41 در راکتورهای خنک کننده هوا و  $\text{CO}_2$  و

در بعضی از راکتورهای آبی به وجود می آید (قسمت ۱۰-۱۲). آرگون با تابش یک ذره بتا با انرژی حداکثر  $1720 \text{ MeV}$  و یک شعاع گاما با انرژی  $1729 \text{ MeV}$  تجزیه می شود. فرض کنید در یک راکتور تحقیقاتی  $^{41}\text{Ar}$  از یک هواکش در ارتفاع ۳۰ متر با شدت  $1 \text{ mCi/sec}$  خارج می شود. مطلوب است محاسبه شدت دز خارجی در نقطه حداکثر غلظت با سرعت باد  $10 \text{ m/sec}$  در تحت شرایط ناسطوب نوع F.

۶-۱۱ معادلات (۳۳-۱۱) و (۳۶-۱۱) شدت دز حاصل از پرتو تایی خارجی به

گازهای رادیواکتیو با غلظت ثابت رابطه دست می دهد. ثابت کنید که اگر غلظت طبق رابطه زیر تغییر کند

$$\chi = \chi_0 e^{-\lambda t}$$

دز دریافتی در زمان  $t_0$  ثانیه ناشی از اشعه گاما است

$$H = \frac{0.262 \chi_0 \bar{E}_\gamma}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_0}) \text{ rem}$$

دز ناشی از اشعه بتا

$$H = \frac{0.229 \chi_0 \bar{E}_\beta}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_0}) \text{ rem}$$

۷-۱۱ راکتور پژوهشی بروک هیون با خنک کننده هوا بمقدار  $70.0 \text{ Ci}$  از آرگون  $^{41}\text{Ar}$  در ساعت از طریق یک دودکش به ارتفاع ۱۲۰ متر به داخل جو می فرستد. مطلوب است محاسبه دزهای دریافتی به اشخاصی که در شهر ریورهد<sup>۱</sup> واقع در فاصله تقریبی ۱۱ مایلی از راکتور در جهت باد در شرایط پاسکیل نوع F باد با سرعت  $1 \text{ m/sec}$  را حساب کنید. [یادآوری: در تحت شرایط نامناسب جوی این راکتور که، حال اجازه کار ندارد، به علت  $^{41}\text{Ar}$  کاهش قدرت می دهد].

۸-۱۱ گاز با شدت ثابت ۲ ر. درصد در روز از ساختمان دربرگیرنده به خارج نشت می کند. چقدر طول می کشد تا ۹ درصد گاز خارج شود؟  
 ۹-۱۱ پایاهای رابطه برگر<sup>۲</sup> برای ضریب افزایش در هوا برای یک چشمه نقطه‌ای به صورت زیر

$$B_p = 1 + C\mu r e^{-\beta \mu r}$$

در جدول (۱۴-۱۱) داده شده است. مطلوب است محاسبه و رسم ضریب برگر  $B_p$  و ضریب  $B_p$  داده شده به وسیله معادلات (۱۱-۶۱) و (۱۱-۶۲) بر حسب فاصله تا ۲۰ پویس متوسط آزاد برای اشعه گاما با انرژی  $1 \text{ MeV}$  و  $10 \text{ MeV}$

جدول ۱۴-۱۱

پایاهای رابطه برگر ضریب افزایش پرتوتابی برای یک چشمه نقطه‌ای

$\beta$	C	E(MeV)	$\beta$	C	E(MeV)
۰.۰۰۳۲۳	۰.۶۰۲۰	۴	۰.۰۹۹۲۰	۱.۵۴۱۱	۰.۵
— ۰.۰۰۳۸۹	۰.۵۰۸۰	۶	۰.۰۵۶۸۷	۱.۱۳۰۵	۱
— ۰.۰۰۳۴۹	۰.۴۵۶۷	۸	۰.۰۳۴۰۷	۰.۸۲۵۷	۲
— ۰.۰۰۳۲۳	۰.۴۲۶۱	۱۰	۰.۰۱۰۰۲	۰.۶۸۷۲	۳

۱۰-۱۱ نشان دهید که فلوی افزایشی در سطح زمین حاصل از یک توده بینهایت ابر حاوی رادیوایزوتوپهای تابش کننده اشعه گاما با استفاده از رابطه برگر ضریب افزایشی نقطه‌ای از رابطه زیر به دست می آید:

$$\Phi_b = \frac{S}{2\mu} \left[ 1 + \frac{C}{(1+\beta)^2} \right]$$

که C و  $\beta$  در مسئله (۹-۱۱) تعریف شده اند.

۱ - Riverhead

۲ - Berger

۱۱-۱۱ مثال (۷-۱۱) را با در نظر گرفتن ساختمان راکتور که از بتون به ضخامت ۳. اینج است حساب کنید.

۱۲-۱۱ رادیو ایزوتوپها به طور یکنواخت در سطح زمین پخش شده اند و S شعاع گاما در سانتیمتر در ثانیه با انرژی E تابش می کنند. (الف) ثابت کنید که فلوی افزایشی در نقطه x سانتیمتر در بالای سطح زمین از رابطه زیر به دست می آید

$$\Phi_b(x) = \frac{S}{\gamma} \int_x^{\infty} \frac{B_p(\mu r) - \mu r}{r} dr$$

که  $B_p(\mu r)$  ضریب افزایشی نقطه ای است. (ب) با استفاده از رابطه برگر برای  $B_p(\mu r)$  ، نشان دهید که

$$\Phi_b(x) = \frac{S}{\gamma} \left[ E_1(\mu x) + \frac{C}{1+\beta} e^{-(1+\beta)\mu x} \right]$$

و با استفاده از رابطه گلدشتاین نشان دهید که

$$\Phi_b(x) = \frac{S}{\gamma} \left[ E_1(\mu x) + ke^{-\mu x} \right]$$

[ یادآوری: در استفاده از نتایج بالا لازم است مقدار  $E_1$  برای مقادیر کوچک حساب شود. برای این منظور رابطه زیر مفید است

$$E_1(x) = -\gamma + \ln\left(\frac{1}{x}\right) + x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{18} + \dots$$

که  $\gamma = 0.57722$  ثابت اولر می باشد].

۱۳-۱۱ در یک سانحه  $^{131}\text{I}$  در سطح زمین خارج از نیروگاه با چگالی حدود  $0.1 \text{ Ci/m}^2$  پخش می شود. مطلوب است محاسبه دز دریافتی به غدد جنسی حاصل از این رادیو ایزوتوپ بر حسب  $\text{mrem/hr}$  به شخصی که در نزدیکی نیروگاه ایستاده است [ یادآوری: برای سهولت، فرض کنیم که تجزیه  $^{131}\text{I}$  با تابش یک شعاع گاما در هر تجزیه با انرژی  $0.37 \text{ MeV}$  است].

۱۴-۱۱ یک شرکت برق تقاضائی ارسال می دارد و گزارش اولیه آنالیز ایمنی برای نیروگاه هسته ای نشان می دهد می تواند در ناحیه A یا در ناحیه B باشد. در جلسه سخنرانی برای صدور جواز ساختمان یک فرد می گوید که طرح توسعه ساختمان سازی بزرگی در ناحیه کم جمعیت A، در پیش است. در نتیجه AEC به شرکت پیشنهاد کرد که متقاضی ناحیه A را به نفع ناحیه B صرف نظر کند. با شنیدن این توصیه شهردار شهزی که ناحیه B در آن واقع است به AEC نوشت، اگر نیروگاه برای مردم ناحیه A به اندازه کافی ایمن نیست چرا برای ما ایمن است؟ با ارسال نامه جواب شهردار را بدهید.

۱۵-۱۱ نشان دهید که اکتیویته تعادلی  $X_{e230}$  در فلووی حرارتی برابر است با

$$\alpha = 0.60 \times 10^{-6} P \left( 1 + \frac{\Phi_T}{\Phi_x} \right)^{-1} C_i$$

که  $P$  بر حسب مگاوات و  $\Phi_x$  پایائی است که در معادله (۷-۸۷) بیان شده است. ۱۶-۱۱ در سانحه ای ۲۵ درصد موجودی پاره های شکافت گازی یک راکتور به قدرت ۳۵۰۰ MW به داخل ساختمان رها شده که ۱۰ درصد در روز به خارج نشت می کند. مطلوب است محاسبه موارد زیر در نقطه ی ۲۰۰ متری از نیروگاه در تحت شرایط پاسکیل نوع F، باد با سرعت ۱ m/sec است (الف) دز خارجی دو ساعته (ب) دز دو ساعته به تیروئید. [یادآوری: معادل های انرژی موثر، پاره های شکافت ید در جدول (۱۱-۱۵) داده شده است. مقدار  $q$  برای تمام ایزوتوپها یکی است].

### جدول ۱۱-۱۵

معادل های انرژی موثر برای ایزوتوپهای ید در تیروئید

ایزوتوپ	$\xi$
$^{131}\text{I}$	۰.۲۳
$^{132}\text{I}$	۰.۶۵
$^{133}\text{I}$	۰.۵۴
$^{134}\text{I}$	۰.۸۲
$^{135}\text{I}$	۰.۵۲

۱۷-۱۱ قلب یک راکتور حاوی  $n$  سیله سوخت مشابه است. نشان دهید که موجودی پاره های شکافت در هر سیله از رابطه زیر به دست می آید.

$$\alpha_{imax} = \frac{\alpha_i \Omega_i}{n}$$

که  $\alpha_i$  موجودی کل پاره های شکافت همان طور که در معادله (۱۱-۶۵) داده شده است و  $\Omega_i$  برابر نسبت قدرت حداکثر به متوسط در راستای  $r$  است (مساله ۸-۱۱)

۱۸-۱۱ با فرض این که دز تیروئید خارج از ناحیه کاملاً مربوط به  $^{131}\text{I}$  است شعاع های ناحیه انحصاری و LPZ را برای یک راکتور ۳۰۰۰ MW را حساب کنید.



[ یادآوری: فرض می‌کنیم شدت‌نشت برابر ۲ر. درصد در روز و از نوع F باد با سرعت  $1\text{ m/sec}$  در شرایط پراکندگی ] فاصله جمعیت از مرکز چقدر است؟

۱۱-۱۹ دریک سانحه لوله بخار دریک راکتور BWR،  $16\text{ Ci}$  از  $^{131}\text{I}$  قبل از اینکه سوپاپ ببندد، به‌خارج از ساختمان راه می‌یابد. (الف) اگر فرض شود که این هسته بلافاصله در سطح زمین در تحت شرایط پراکندگی  $1\text{ m/sec}$  از نوع F است پخش می‌شود دزهای دوساعته به تیروئید در ۷۰۰ متری EZB و ۱۶۰۰ متری LPZ چقدر است؟ (ب) اگر حضور ساختمان به‌عنوان مانعی به حساب آید، این دزها چقدر خواهد بود؟ [ یادآوری: سطح مقطع ساختمان برابر  $2240\text{ m}^2$  و ضریب شکلی آن  $C=0.05$  است. ]

۱۱-۲۰ قلب یک راکتور PWR حاوی  $39372$  میله سوخت است. مقدار  $\Omega_p$  (مساله ۱۱-۱۷) برابر ۱۱۹ است. راکتور با قدرت حرارتی  $1892\text{ MW}$  برای مدت ۱۰۰۰ روز کار کرده و سپس آن را برای تعمیر و تعویض سوخت خاموش کرده‌اند. در این مدت تمام پاره‌های شکافت‌گازی از یک میله سوخت با شدت ۱۰ر. درصد در روز وارد ساختمان راکتور می‌شود. حداکثر دز ناشی از  $^{131}\text{I}$  در ۸۰۰ متری EZB با فرض شرایط پراکندگی نامطلوب و ره‌اشدن رادیواکتیو در سطح زمین چقدر است؟

۱۱-۲۱ با پاشیدن آب در داخل ساختمان راکتور PWR منجر به از بین رفتن ید بطور اکسپانانسیلی از جو ساختمان راکتور می‌شود که ثابت کاهش  $32\text{ hr}^{-1}$  می‌باشد. دز دریافتی تیروئید را در عرض دوساعت ناشی از سانحه مثال (۱۱-۵) در تحت شرایط مثال (۱۱-۶) در حالی که پاشیدن آب وجود دارد حساب کنید.

۱۱-۲۲ یک چریک یک‌سوشک بیک راکتور با قدرت  $3400\text{ MW}$  شلیک کرده از دیوار ساختمان عبور می‌کند و خط لوله بخار را صدمه می‌زند. عواقب را به‌طور کمی بحث کنید.

۱۱-۲۳ اگر چریک مساله قبل موشکی را که را شلیک کرده و از دیوار ساختمان راکتور PWR نیروگاه به قدرت  $3400\text{ MW}$  عبور کرده و لوله خنک‌کننده اولیه را ترکانده بود عواقب این سانحه چی می‌بود؟

۱۱-۲۴ مطلوب است محاسبه مجدد EZB و LPZ مساله (۱۱-۱۸) اگر نیروگاه مجهز به دستگاه آب‌پاش شرح داده‌شده در مساله (۱۱-۲۱) باشد.

۱۱-۲۵ آزمایش‌های با سوخت در یک راکتور تحقیقاتی نشان می‌دهد که تا درجه حرارت  $400^\circ\text{C}$ ، کمتری از پاره‌های شکافت‌گازی آزاد شده که در فاصله بین سوخت و غلاف جمع می‌شود حدود  $10 \times 10^{-5}$  است. اگر راکتور دارای ۶۲ میله سوخت باشد و با قدرت  $250\text{ kW}$  کار کند مقدار کل این گازها در فاصله بین سوخت و غلاف چقدر است؟ [ یادآوری: فرض می‌کنیم قدرت در تمام قلب یکنواخت توزیع شده است. ]

۲۶-۱۱ در یک سانحه تمام پاره‌های شکافت‌گازی یک میله سوخت مساله قبل داخل ساختمان مکعبی راکتور که هر ضلع آن ۴ فوت است می‌شود. تخلیه اطاق حداقل ۱ دقیقه وقت لازم دارد (الف) چه مقدار دز خارجی در این مدت دریافت می‌شود؟ [ یادآوری: از نتایج مساله (۲۶-۱۱) برای ایزوتوپهای بانیمه عمر کم استفاده کنید ] (ب) دز دریافتی غده تیروئید چقدر است؟

۲۷-۱۱ در ایالات متحده تعداد مجروحین ۳ برابر تعداد گشته‌شدگان در سوانح رانندگی است. مطلوب است محاسبه خطرات اجتماعی و فردی جراحات‌های شدید در چنین سوانحی ۲۸-۱۱ احتمال یک قطع کلی جریان خنک‌کننده در یک نیروگاه PWR متعاقب از کار-افتادن دستگاه خنک‌کننده اضطراری قلب، ذوب قلب، از کار افتادن دستگاه آب‌پاش و دستگاه‌های انتقال حرارت و معایب ایجاد شده بعدی ساختمان راکتور مربوط به فشار زیادی حدود  $1.0 \times 10^6$  در سال است. رها شدن رادیواکتیویته ضمن وقوع این سانحه منجر به ۲۲ نفر گشته می‌شود. خطر ناشی از این سانحه را حساب کنید.

۲۹-۱۱ اگر  $n$  دستگاه مستقل غیر مرتبط بر نتیجه واقعه سانحه انگیز اثر گذارد، عواقب مختلف این واقعه چند نوع می‌تواند باشد؟

۳۰-۱۱ دستگاه‌های زیر (در بین دستگاه‌های دیگر) بزرگ قطع جریان خنک‌کننده کوچک در یک PWR اثر می‌گذارد: فراهم بودن نیروی الکتریکی (EP)؛ دستگاه حفاظت راکتور (RPS) یعنی میله‌های کنترل، مکانیزم حرکت درآورنده آنها و مدار خاموش کردن راکتور، دستگاه آب‌پاش ساختمان راکتور؛ (CSIS) برای تنظیم فشار ساختمان راکتور، دستگاه اضطراری تزریق خنک‌کننده به احتمال قوی دستگاه تزریق فشار زیاد (ECI) دستگاه اضطراری به جریان انداختن خنک‌کننده (ECR). درخت وقایع اساسی و کاهش یافته (کوچک) را برای این سانحه رسم کنید.

۳۱-۱۱ راکتور BWR مجهز به ۱۳ سوپاپ خلاص و ایمنی است، به نحوی طرح شده‌اند که وقتی فشار از یک حد معین قبلی تجاوز نماید باز می‌شوند. در صورت یک تغییر سریع ۸ تا از این سوپاپها بایستی باز شود تا مانع افزایش بیش از حد فشار در محفظه فولادی شود. اگر احتمال باز نشدن یک سوپاپ حدود  $1.0 \times 10^{-4}$  باشد. احتمال باز نشدن کمتر از ۸ سوپاپ چقدر است؟ [ اشاره: احتمال  $k$  حالت متوالی از  $n$  برابر  $P(k, n)$  از رابطه بسط دو جمله‌ای زیر به دست می‌آید که  $P$  احتمال موقعیت  $1 - p = q$  احتمال شکست است.

$$P(k, n) = \frac{n!}{k!(n-k)!} p^k q^{n-k}$$

۱۱-۳۲ آمار نشان می دهد که در هر سال یک بار نیروی برق خارج از یک نیروگاه قطع می شود احتمال قطع مولد برق AC خارج از منطقه برابر  $10^{-4} \times 10^5$  در سال می باشد. احتمال قطع نیروی برق DC خارج از منطقه در سال برابر  $10^{-6}$  است، احتمال قطع نیروی برق به دستگاهها یعنی نیروگاه چقدر است؟

۱۱-۳۳ از کار افتادن موتور یک هواپیمای جنگی باسیران یک در  $90000$  مایل پرواز است. مکانیزم پرتاب که حامل خلبان می باشد در هر  $800$  مرتبه یک بار باشکست مواجه می شود. در مورد چترها در هر  $1300$  مرتبه استفاده باز نمی شود، اما خلبان ها حتی با چتر باز  $90$  درصد شانس سالم رسیدن به زمین را دارند. (الف) درختهای اساسی و کاهش یافته برای از کار افتادن منجر به رگ یانجات پیدا کردن خلبان را رسم کنید (ب) خطر منجر به رگ خلبان را ناشی از قطع کار موتور برای هر مایل حساب کنید.

۱۱-۳۴ مقدار متوسط سالیانه پاره های شکافت گازی رها شده از یک نیروگاه PWR در جدول ۱۱-۱۶ داده شده است. مطلوب است بحاسبه دزهای متوسط خارجی و داخلی به همگان در نقطه  $500$  متری از نیروگاه در شرایط پاسکیل نوع E، با سرعت باد  $10$  متر در ثانیه [یادآوری: پاره های شکافت از یک هواکش در ارتفاع  $120$  متری آزاد می شوند].

جدول ۱۱-۱۶

کوری	هسته	کوری	هسته
$1.01 \times 10^4$	$^{133}\text{Xe}$	$4.46 \times 10^4$	$^{86m}\text{Kr}$
$230 \times 10^{-2}$	$^{131}\text{I}$	$121 \times 10^2$	$^{86}\text{Kr}$
$10 \times 10^{-2}$	$^{132}\text{I}$		

۱۱-۳۵ حداکثر غلظت متوسط سالیانه  $^{131}\text{I}$  که از یک نیروگاه PWR تشریح شده در ساله قبل آزاد می شود را در تحت شرایط پراکنندگی نوع E، با سرعت  $10 \text{ m/sec}$  با مقدار موضوع  $50 \text{ CFR}$  پیوست مقایسه کنید. [یادآوری  $1 \mu\text{Ci/cm}^2 = 1 \times 10^{-1} \text{ (MPC)}_w$  برای  $^{131}\text{I}$  است]

۱۱-۳۶ یک مزرعه تهیه شیر در فاصله تقریبی  $300$  متری از یک نیروگاه که به طور متوسط  $9 \times 10^{-2} \text{ Ci/yr}$  از  $^{131}\text{I}$  از یک هواکش در ارتفاع  $300$  فوتی از سطح زمین انتشار می دهد شرایط متوسط هواشناسی در راستای مزرعه عبارتند از:

شرایط	سرعت باد m/sec	درصد
A	۲	۱۷
B	۲	۱۵
C	۴	۳۱
D	۳۷	۱۷
E	۲۵	۱۲
F	۲	۸

مطلوب است محاسبه (الف) میزان نشت متوسط  $^{131}\text{I}$  بر روی سبزیجات در مزرعه (ب) دز سالیانه دریافتی به تیروئید کودکی ناشی از مصرف شیر حاصل در مزرعه.

۱-۱-۳۷ ارگون ۴۱ (مساله ۱۱-۵) از سطح استخر یک راکتور پژوهشی باشدت  $1.07 \times 33$  اتم در ثانیه است. راکتور در داخل یک ساختمان مکعبی به ضلع ۴ فوت به وسیله یک پنکه باشدت  $1000 \text{ cfm}$  (فوت مکعب در دقیقه) تخلیه می کند. (الف) اکتیویته تعادلی ارگون ۴۱ در هوای ساختمان بر حسب  $\text{Ci/cm}^3$  چقدر است؟ (ب) میزان دز بر حسب  $\text{mrem/hr}$  ناشی از  $^{41}\text{Ar}$  دریافتی به وسیله شخص در ساختمان چقدر است؟ (ج) با چه شدتی  $^{41}\text{Ar}$  از ساختمان خارج می شود (د) غلظت  $^{41}\text{Ar}$  را درست خارج ساختمان راکتور با  $(\text{MPC})_a$  غیرشغلی و با مقدار راهنما «به اندازه کم قابل استفاده» مقایسه کنید [یادآوری: ضریب شکل ساختمان ۵.۰ و سرعت باد  $1 \text{ m/sec}$  است].

۱۱-۳۸ پیشنهاد شده که در آب گرم تازه خارج شده از یک نیروگاه هسته ای قدرت صدف پرورش دهند. اگر غلظت متوسط  $^{56}\text{Mn}$  در محلول رقیق شده برابر باشد با  $1.0 \times 10^{-6} \mu\text{Ci/cm}^3$ ، فرض می شود هر شخص به طور متوسط ۸۰۰ سانتیمتر مکعب از صدف در روز مصرف می کند. دز سالیانه رسیده به این افراد از این هسته رادیواکتیو چقدر است؟ [یادآوری:  $(\text{MPC})_a$  مردم معمولی برای  $^{56}\text{Mn}$  برابر  $1.0 \times 10^{-6} \mu\text{Ci/cm}^3$  است].

۱۱-۳۹ مطلوب است محاسبه مقدار پاره شکافت تری تیوم تولید شده در راکتوری که با قدرت  $3400 \text{ MW}$  به مدت دو سال کار کرده است.

۱۱-۴۰ اکتیویته متوسط  $^2\text{H}$  در مجرای فاضلاب یک نیروگاه هسته ای  $1.0 \times 10^{-8} \mu\text{Ci/cm}^3$  است. مطلوب است محاسبه دز سالیانه به اشخاصی که ماهی های پرورش یافته در مجرا را به میزان  $90 \text{ g/day}$  می خورند. [یادآوری:  $(\text{MPC})_w = 3 \times 10^{-8} \mu\text{Ci/cm}^3$  برای  $^2\text{H}$  برای مردم معمولی است]



جدول ۱-۱  
آحاد درسه دستگاه

Quantity	SI		cgs		English	
	Unit	Symbol	Unit	Symbol	Unit	Symbol
Length	meter	m	centimeter	cm	inch, foot	in, ft
Mass	kilogram	kg	gram	g	pound mass	lb or lb <sub>m</sub>
Time	second	s	second	sec	second	sec
Temperature	kelvin	K	degree Kelvin	°K	degree Fahrenheit	°F
			degree Celsius	°C		
Force	newton	N	dyne	dyne	pound	lb or lb <sub>f</sub>
Pressure	pascal	Pa	dyne/cm <sup>2</sup>	dyne/cm <sup>2</sup>	pound/inch <sup>2</sup>	psi
Energy	joule	J	erg	erg	foot pound	ft lb
Power	watt	W	erg/sec	erg/sec	foot pound/sec	ft lb/sec
Heat	joule	J	calorie	cal	British thermal unit	Btu

۸۸۷

جدول ۱-۲  
پیشوندهای SI

Factor	Prefix	Symbol	Factor	Prefix	Symbol
10 <sup>12</sup>	tera	T	10 <sup>-1</sup>	deci	d
10 <sup>9</sup>	giga	G	10 <sup>-2</sup>	centi	c
10 <sup>6</sup>	mega	M	10 <sup>-3</sup>	milli	m
10 <sup>3</sup>	kilo	k	10 <sup>-6</sup>	micro	μ
10 <sup>2</sup>	hecto	h	10 <sup>-9</sup>	nano	n
10 <sup>1</sup>	deka	da	10 <sup>-12</sup>	pico	p

جدول ۱ - ۵  
حجم

cm <sup>3</sup>	liters	m <sup>3</sup> *	in <sup>3</sup>	ft <sup>3</sup>
1	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-6</sup>	0.06102	3.531 × 10 <sup>-5</sup>
10 <sup>3</sup>	1	10 <sup>-3</sup>	61.02	0.03531
10 <sup>6</sup>	10 <sup>3</sup>	1	6.102 × 10 <sup>4</sup>	35.31
16.39	0.01639	1.639 × 10 <sup>-5</sup>	1	5.787 × 10 <sup>-4</sup>
2.832 × 10 <sup>4</sup>	28.32	0.02832	1728	1

جدول ۱ - ۶  
جرم

grams	kilograms*	pounds	tons (short)	tons (metric)
1	0.001	2.205 × 10 <sup>-3</sup>	1.102 × 10 <sup>-6</sup>	10 <sup>-6</sup>
1,000	1	2.205	1.102 × 10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>
453.6	0.4536	1	5.0 × 10 <sup>-4</sup>	4.536 × 10 <sup>-4</sup>
9.072 × 10 <sup>5</sup>	907.2	2,000	1	0.9072
10 <sup>6</sup>	1,000	2,205	1.102	1

جدول ۱ - ۷  
زمان

seconds*	minutes	hours	days	years
1	1.667 × 10 <sup>-2</sup>	2.778 × 10 <sup>-4</sup>	1.157 × 10 <sup>-5</sup>	3.169 × 10 <sup>-8</sup>
60	1	1.667 × 10 <sup>-2</sup>	6.944 × 10 <sup>-4</sup>	1.901 × 10 <sup>-6</sup>
3,600	60	1	0.04167	1.141 × 10 <sup>-24</sup>
8.64 × 10 <sup>4</sup>	1,440	24	1	2.738 × 10 <sup>-3</sup>
3.156 × 10 <sup>7</sup>	5.260 × 10 <sup>5</sup>	8,766	365.24	1

جدول ۱۱-۱  
شار حرارت - شار انرژی

watt/m <sup>2</sup> *	watt/cm <sup>2</sup>	cal/sec-cm <sup>2</sup>	Btu/hr-ft <sup>2</sup>	MeV/sec-cm <sup>2</sup>
1	10 <sup>-4</sup>	2.388 × 10 <sup>-5</sup>	0.3170	6.242 × 10 <sup>8</sup>
10 <sup>4</sup>	1	0.2388	3170	6.242 × 10 <sup>12</sup>
4.187 × 10 <sup>4</sup>	4.187	1	1.327 × 10 <sup>4</sup>	2.613 × 10 <sup>13</sup>
3.155	3.155 × 10 <sup>-4</sup>	7.535 × 10 <sup>-5</sup>	1	1.969 × 10 <sup>9</sup>
1.602 × 10 <sup>-9</sup>	1.602 × 10 <sup>-13</sup>	3.826 × 10 <sup>-14</sup>	5.078 × 10 <sup>-10</sup>	1

جدول ۱۲-۱  
قابلیت هدایت حرارتی

watt/m-K*	watt/cm-°C	cal/sec-cm-°C	Btu/hr-ft-°F
1	10 <sup>-2</sup>	2.388 × 10 <sup>-3</sup>	0.5778
10 <sup>2</sup>	1	0.2388	57.78
418.7	4.187	1	241.9
1.731	0.01731	4.134 × 10 <sup>-3</sup>	1

جدول ۱۳-۱  
ویسکوزیته

kg/m-sec*	poise = g/cm-sec	centipoise	lb (mass)/hr-ft
1	10	1000	2419
0.1	1	100	241.9
0.001	0.01	1	2.419
4.134 × 10 <sup>-4</sup>	4.134 × 10 <sup>-3</sup>	0.4134	1



## جدول ۲-۲

سطح مقطع‌های بعضی از عناصر مهم در مهندسی هسته‌ای

Atomic number	Nuclide	Abundance, %	Half-life*	$\sigma_a, \dagger$ barns	$\sigma_f, \dagger$ barns
0	n		12 m		
1	$^1\text{H}$	99.985		332 mb	
	$^2\text{H}$	0.015		0.53 mb	
	$^3\text{H}$		12.33 y		
3	$^6\text{Li}$	7.42		940	
	$^7\text{Li}$	92.58		37 mb	
5	$^{10}\text{B}$	19.6		3837	
	$^{11}\text{B}$	80.4		5.5 mb	
6	$^{12}\text{C}$	98.89		3.4 mb	
	$^{13}\text{C}$	1.11		0.9 mb	
	$^{14}\text{C}$		5730 y		
7	$^{14}\text{N}$	99.63		1.88	
	$^{15}\text{N}$	0.37		24 $\mu\text{b}$	
8	$^{16}\text{O}$	99.759		0.178 mb	
	$^{17}\text{O}$	0.037		0.235	
	$^{18}\text{O}$	0.204		0.16 mb	
53	$^{135}\text{I}$		6.7 h		
54	$^{135}\text{Xe}$		9.17 h	2.65 $\times 10^6 \ddagger$	
61	$^{149}\text{Pm}$		53.1 h		
62	$^{149}\text{Sm}$	13.83		41,000 $\ddagger$	
90	$^{232}\text{Th}$	100	1.41 $\times 10^{10}$ y	7.40	
	$^{233}\text{Th}$		22.2 m	1515	15
92	$^{233}\text{U}$		1.55 $\times 10^5$ y	578.8	531.1
	$^{234}\text{U}$	0.0057	2.47 $\times 10^5$ y	100.2	
	$^{235}\text{U}$	0.72	7.13 $\times 10^8$ y	680.8	582.2
	$^{236}\text{U}$		2.34 $\times 10^7$ y	5.2	
	$^{238}\text{U}$	99.27	4.51 $\times 10^9$ y	2.70	
	$^{239}\text{U}$		23.5 m	36	14
94	$^{239}\text{Pu}$		24390 y	1011.3	742.5
	$^{240}\text{Pu}$		6540 y	289.5	0.030
	$^{241}\text{Pu}$		15 y	1377	1009
	$^{242}\text{Pu}$		3.87 $\times 10^5$ y	18.5	<0.2

\*m = minute, h = hour, y = year.

†Cross sections at 0.0253 eV or 2200 m/sec. (From BNL-325, 3rd ed., 1973)

‡Non-1/v absorber; see Table 3.2, p. 61, for non-1/v factor.

Gadolinium	Gd	64	157.25	7.95	0.03045	49000		1492	
Gallium	Ga	31	69.72	5.91	0.05105	2.9	6.5	0.1480	0.3318
Germanium	Ge	32	72.59	5.36	0.04447	2.3	7.5	0.1023	0.3335
Gold	Au	79	196.967	19.32	0.05907	98.8		5.836	
Hafnium	Hf	72	178.49	13.36	0.04508	102	8	4.598	0.3606
Heavy water	D <sub>2</sub> O		20.0276	1.105	0.03323	0.00133	13.6	4.420 X 10 <sup>-5</sup>	0.4519
Helium	He	2	4.0026	Gas		<0.05			
Holmium	Ho	67	164.930	8.76	0.03199	66.5	9.4	2.127	0.3007
Hydrogen	H	1	1.00797	Gas		0.332			
Indium	In	49	114.82	7.31	0.03834	193.5		7.419	
Iodine	I	53	126.9044	4.93	0.02340	6.2		0.1451	
Iridium	Ir	77	192.2	22.5	0.07050	426	14	30.03	0.9870
Iron	Fe	26	55.847	7.87	0.08487	2.55	10.9	0.2164	0.9251
Krypton	Kr	36	83.80	Gas		25.0	7.50		
Lanthanum	La	57	138.91	6.19	0.02684	9.0	9.3	0.2416	0.2496
Lead	Pb	82	207.19	11.34	0.03296	0.170	11.4	0.005603	0.3757
Lithium	Li	3	6.939	0.53	0.04600	70.7		3.252	
Lutetium	Lu	71	174.97	9.74	0.03353	77	8	2.581	0.2682
Magnesium	Mg	12	24.312	1.74	0.04310	0.063	3.42	0.002715	0.1474
Manganese	Mn	25	54.9380	7.43	0.08145	13.3	2.1	1.083	0.1710
Mercury	Hg	80	200.59	13.55	0.04068	375		15.26	
Molybdenum	Mo	42	95.94	10.2	0.06403	2.65	5.8	0.1697	0.3714
Neodymium	Nd	60	144.24	6.98	0.02914	50.5	16	1.472	0.4662
Neon	Ne	10	20.183	Gas		0.038	2.42		
Nickel	Ni	28	58.71	8.90	0.09130	4.43	17.3	0.4045	1.579
Niobium	Nb	41	92.906	8.57	0.05555	1.15		0.06388	
Nitrogen	N	7	14.0067	Gas		1.85	10.6		
Osmium	Os	76	190.2	22.5	0.07124	15.3		1.090	
Oxygen	O	8	15.9994	Gas		0.00027	3.76		
Palladium	Pd	46	106.4	12.0	0.06792	6.9	5.0	0.4686	0.3396
Phosphorus (yellow)	P	15	30.9738	1.82	0.03539	0.180		0.006370	

Thallium	Tl	81	204.37	11.85	0.03492	3.4	9.7	0.1187	0.3387
Thorium	Th	90	232.038	11.71	0.03039	7.40	12.67	0.2249	0.3850
Thulium	Tm	69	168.934	9.35	0.03314	103	12	3.413	0.3977
Tin	Sn	50	118.69	7.298	0.03703	0.63		0.02333	
Titanium	Ti	22	47.90	4.51	0.05670	6.1	4.0	0.3459	0.2268
Tungsten	W	74	183.85	19.2	0.06289	18.5		1.163	
Uranium	U	92	238.03	19.1	0.04833	$\sigma_a = 7.59$	8.90	0.3668	0.4301
						$\sigma_f = 4.19$		0.2025	
Vanadium	V	23	50.942	6.1	0.07212	5.04	4.93	0.3635	0.3556
Water	H <sub>2</sub> O		18.0153	1.0	0.03343	0.664	103	0.02220	3.443
Xenon	Xe	54	131.30	Gas		24.5	4.30		
Ytterbium	Yb	70	173.04	7.01	0.02440	36.6	25.0	0.8930	0.6100
Yttrium	Y	39	88.906	5.51	0.03733	1.28	7.60	0.04778	0.2837
Zinc	Zn	30	65.37	7.133	0.06572	1.10	4.2	0.07230	0.2760
Zirconium	Zr	40	91.22	6.5	0.04291	0.185	6.40	0.007938	0.2746

\*Based on  $^{12}\text{C} = 12.00000$ .

†Four-digit accuracy for computational purposes only; last digit(s) usually is not meaningful.

‡Cross sections at 0.0253 eV or 2200 m/sec. The scattering cross sections, except for those of H<sub>2</sub>O and D<sub>2</sub>O, are measured values in a thermal neutron spectrum and are assumed to be 0.0253 eV values because  $\sigma_s$  is usually constant at thermal energies. The errors in  $\sigma_s$  tend to be large, and the tabulated values of  $\sigma_s$  should be used with caution. (From BNL-325, 3rd ed., 1973).

§The value of  $\sigma_a$  given in the table is for pure graphite. Commercial, reactor-grade graphite contains varying amounts of contaminants and  $\sigma_a$  is somewhat larger, say, about 0.0048 barns, so that  $\Sigma_a \cong 0.0003851 \text{ cm}^{-1}$ .

¶The value of  $\sigma_a$  given in the table is for pure D<sub>2</sub>O. Commercially available heavy water contains small amounts of ordinary water and  $\sigma_a$  in this case is somewhat larger.

مختصات با  $(q_1, q_2, q_3)$  نشان داده می‌شود، که  $q_1 = x$ ،  $q_2 = y$  و  $q_3 = z$  در دستگاه قائم‌الزاویه  $q_1 = r$  و  $q_2 = \theta$  و  $q_3 = \phi$  در دستگاه استوانه‌ای و  $q_1 = r$  و  $q_2 = \theta$  و  $q_3 = \phi$  در دستگاه کروی است. این دستگاهها را مختصات متعامد منحنی الخط می‌خوانند. متعامد زیرا سطوح  $q_1$  و  $q_2$  و  $q_3$  مقادیر ثابت بازوایی و درجه همدیگر را قطع می‌کنند منحنی الخط زیرا سطوح مورد نظر معمولاً منحنی هستند.

فرض کنید که یک نقطه در سطح  $q_1 = c$  فاصله  $ds_1$  را در راستای عمود بر سطح حرکت کند به نقطه‌ای  $c + dq_1$  برود (شکل ۳-۳). به‌طور کلی  $ds_1$  متناسب با  $dq_1$  است، بنابراین می‌توان نوشت.

$$ds_1 = h_1 dq_1$$

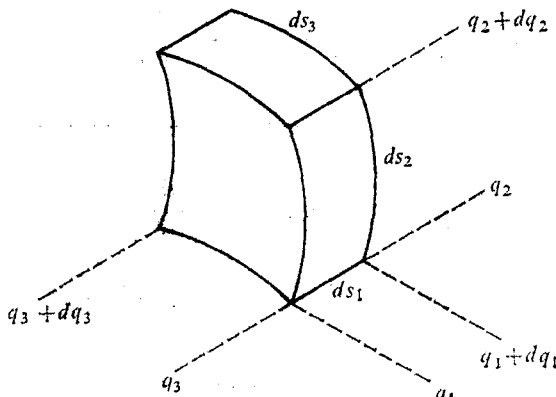
باروش مشابهی

$$ds_2 = h_2 dq_2$$

$$ds_3 = h_3 dq_3$$

کمیت‌های  $h_1$  و  $h_2$  و  $h_3$  ضرایب اشل هستند. در مختصات متعامد  $h_x = h_y = h_z = 1$  و در مختصات استوانه‌ای به‌آسانی می‌توان ثابت کرد که  $h_r = 1$  و  $h_\theta = r$  و  $h_\phi = r \sin \theta$  و در مختصات کروی  $h_r = 1$  و  $h_\theta = r$  و  $h_\phi = r \sin \theta$  است. رابطه کلی برای یک حجم کوچک برابر است با

$$dV = ds_1 ds_2 ds_3 = h_1 h_2 h_3 dq_1 dq_2 dq_3$$



شکل ۳-۳ مختصات متعامد خمیده

## دیورژانس

رابطه کلی برای دیورژانس یک بردار در دستگاه مختصات منحنی الخط با استفاده از قضیه دیورژانس در یک حجم کوچک  $dV = ds_1 ds_2 ds_3$  به دست می آید. برطبق این قضیه، انتگرال مولفه عمودی یک بردار در روی یک سطح بسته برابر با انتگرال دیورژانس بردار در حجم بسته است، یعنی

$$\int_A \vec{F} \cdot \vec{n} dA = \int_V \text{div} \vec{F} dV$$

که  $\vec{n}$  برداریکه عمود بر سطح  $A$  به طرف خارج از سطحی که حجم  $A$  را در برمی گیرد است. اگر حجم  $V$  بسیار کوچک باشد انتگرال حجم به صورت ساده  $\text{div} \vec{F} dV$  است و بنابراین

$$\text{div} \vec{F} dV = \int_A \vec{F} \cdot \vec{n} dA$$

دراین رابطه  $\text{div} \vec{F}$  دیورژانس  $F$  در محل حجم  $dV$  است و انتگرال گیری در روی سطح  $dV$  انجام می گیرد.

با انجام انتگرال گیری در روی سطوح  $dV$  شکل (۳-۲) داریم :

$$\begin{aligned} \int_A \vec{F} \cdot \vec{n} dA &= [(F_1 ds_2 ds_3)_{q_1} + dq_1 - (F_1 ds_2 ds_3)_{q_1}] \\ &+ [(F_2 ds_1 ds_3)_{q_2} + dq_2 - (F_2 ds_1 ds_3)_{q_2}] \\ &+ [(F_3 ds_1 ds_2)_{q_3} + dq_3 - (F_3 ds_1 ds_2)_{q_3}] \end{aligned}$$

علامت های منفی به این علت است که مثلاً  $F_1$  در وجه  $q_1 + dq_1$  به طرف خارج و  $F_1$  در وجه  $q_1$  به طرف داخل است. اولین عبارت را می توان به صورت زیر نوشت :

$$\begin{aligned} [(F_1 ds_2 ds_3)_{q_1} + dq_1 - (F_1 ds_2 ds_3)_{q_1}] &= \frac{\partial}{\partial q_1} (F_1 ds_2 ds_3) dq_1 \\ &= \frac{\partial}{\partial q_1} (F_1 h_2 h_3) dq_1 dq_2 dq_3 \end{aligned}$$

$$\nabla^2 f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$$

در دستگاه استوانه‌ای

$$\nabla^2 f = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$$

در دستگاه کروی

$$\nabla^2 f = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2}$$

530	884.0	.02117	.5108	523.9	672.7	1196.6
540	961.5	.02145	.4658	536.4	657.5	1193.8
550	1044.0	.02175	.4249	549.1	641.6	1190.6
560	1131.8	.02207	.3877	562.0	625.0	1187.0
570	1225.1	.02241	.3537	575.2	607.6	1182.8
580	1324.3	.02278	.3225	588.6	589.3	1178.0
590	1429.5	.02319	.2940	602.5	570.1	1172.5
600	1541.0	.02363	.2677	616.7	549.7	1166.4
610	1659.2	.02411	.2434	631.3	528.1	1159.4
620	1784.4	.02465	.2209	646.4	505.0	1151.4
630	1916.9	.02525	.2000	662.1	480.2	1142.4
640	2057.1	.02593	.1805	678.6	453.4	1131.9
650	2205	.02673	.1621	695.9	423.9	1119.8
660	2362	.02767	.1446	714.4	391.1	1105.5
670	2529	.02882	.1278	734.4	353.9	1088.3
680	2705	.03032	.1113	756.9	309.8	1066.7
690	2892	.03248	.09428	783.8	253.9	1037.7
700	3090	.03666	.07438	822.7	167.5	990.2
705.44	3204	.05053	.05053	902.5	0	902.5

\*From J.H. Keenan, F.G. Keyes, P.G. Hill, and J.G. Moore, *Steam Tables*. New York: Wiley, 1969. (These tables are available in both English and metric units.)

1900	628.76	.02517	.2025	660.1	483.4	1143.5
2000	636.00	.02565	.1881	671.9	464.4	1136.3
2100	642.95	.02616	.1749	683.6	445.0	1128.5
2200	649.64	.02670	.1627	695.3	425.0	1120.3
2300	656.09	.02728	.1513	707.0	404.4	1111.4
2400	662.31	.02791	.1407	718.8	383.0	1101.8
2500	668.31	.02860	.1306	730.9	360.5	1091.4
3000	695.52	.03431	.08404	802.5	213.0	1015.5
3203.6	705.44	.05053	.05053	902.5	0	902.5

\*From J.H. Keenan, F.G. Keyes, P.G. Hill, and J.G. Moore, *Steam Tables*. New York: Wiley, 1969. (These tables are available in both English and metric units.)



جدول ε - ε  
 خواص هلیوم \*

Temp., °K	Density, g/cm <sup>3</sup> × 10 <sup>-2</sup>	Specific heat, <i>c<sub>p</sub></i> , J/g-°K	Enthalpy, J/g	Thermal conductivity, <i>k</i> , W/cm-°K × 10 <sup>-3</sup>	Viscosity, <i>μ</i> , g/cm-sec × 10 <sup>-4</sup>	Prandtl number
300	0.7939	5.194	1589	1.57	2.01	0.664
350	0.6830	5.193	1849	1.74	2.23	0.665
400	0.5993	5.192	2109	1.91	2.44	0.665
450	0.5339	5.191	2368	2.07	2.65	0.665
500	0.4813	5.191	2628	2.22	2.85	0.665
600	0.4022	5.191	3147	2.52	3.23	0.665
700	0.3453	5.191	3666	2.81	3.60	0.665
800	0.3026	5.191	4185	3.08	3.95	0.665
900	0.2692	5.191	4704	3.35	4.29	0.665
1000	0.2425	5.191	5223	3.61	4.62	0.665
1100	0.2206	5.191	5742	3.86	4.94	0.665
1200	0.2023	5.191	6261	4.10	5.26	0.665
1300	0.1869	5.191	6781	4.34	5.56	0.665
1400	0.1736	5.192	7300	4.58	5.86	0.665
1500	0.1521	5.192	7819	4.81	6.16	0.665

\*From R.D. McCarty, "Thermophysical Properties of Helium." National Bureau of Standards Report NBS-TN-631, 1972.

†The tabulated values are for a pressure of 50 atm. However, all of the listed properties except density are relatively independent of pressure. The density, to a good approximation, is proportional to the pressure.

## پیوست ۵

### توابع بسل

تابع بسل به صورت زیر است.

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{d\Phi}{dx} + \left(\alpha^2 - \frac{n^2}{x^2}\right)\Phi = 0$$

که  $\alpha$  و  $n$  مقادیر ثابتی هستند. اگر  $n$  عدد درست یا صفر باشد، که معمولاً در مسائل عملی همین طوری باشد، دو جواب مستقل معادله به صورت زیر نوشته می‌شوند

$$J_n(\alpha x) \text{ و } y_n(\alpha x)$$

جواب عمومی معادله بسل عبارت است از:

$$\Phi = AJ_n(\alpha x) + CY_n(\alpha x)$$

که  $A$  و  $C$  مقادیر ثابتی هستند. توابع  $J_n(\alpha x)$  و  $Y_n(\alpha x)$  را توابع معمولی بسل از نوع اول و دوم می‌نامند.

وقتی  $\alpha^2$  منفی است، معادله بسل به صورت زیر درمی‌آید

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{d\Phi}{dx} - \left(\alpha^2 + \frac{n^2}{x^2}\right)\Phi = 0$$

اگر  $n$  عدد درست یا صفر باشد، جوابهای مستقل به صورت  $I_n(\alpha x)$  و  $K_n(\alpha x)$  نوشته می‌شود به طوری که جواب عمومی عبارت است از

$$\Phi = AI_n(\alpha x) + CK_n(\alpha x)$$

که  $A$  و  $C$  مقادیر ثابتی هستند. توابع  $I_n(\alpha x)$  و  $K_n(\alpha x)$  مشهور به توابع تعدیلی بسل از نوع اول و دوم می‌باشد.

جدول ۵ - ۱ مقادیر توابع بسل را در گام مورد نیاز در مسائل مهندسی هسته‌ای به دست می‌دهد. جداول کاملتر در منابع داده شده است.

V.P

1.3	0.5937	0.5325	0.2865	-0.5485	1.469	0.7973	0.2782	0.3725
1.4	0.5669	0.5419	0.3379	-0.4791	1.553	0.8861	0.2437	0.3208
1.5	0.4838	0.5644	0.3824	-0.4123	1.647	0.9817	0.2138	0.2774
1.6	0.4554	0.5699	0.4204	-0.3476	1.750	1.085	0.1880	0.2406
1.7	0.3690	0.5802	0.4520	-0.2847	1.864	1.196	0.1655	0.2094
1.8	0.3400	0.5815	0.4774	-0.2237	1.990	1.317	0.1459	0.1826
1.9	0.2528	0.5794	0.4968	-0.1644	2.128	1.448	0.1288	0.1597
2.0	0.2239	0.5767	0.5104	-0.1070	2.280	1.591	0.1139	0.1399
2.1	0.1383	0.5626	0.5183	-0.0517	2.446	1.745	0.1008	0.1227
2.2	0.1104	0.5560	0.5208	-0.0015	2.629	1.914	0.0893	0.1079
2.3	0.0288	0.5305	0.5181	0.0523	2.830	2.098	0.0791	0.0950
2.4	0.0025	0.5202	0.5104	0.1005	3.049	2.298	0.0702	0.0837
2.5	0.0729	0.4843	0.4981	0.1459	3.290	2.517	0.0623	0.0739
2.6	-0.0968	0.4708	0.4813	0.1884	3.553	2.755	0.0554	0.0653
2.7	-0.1641	0.4260	0.4605	0.2276	3.842	3.016	0.0493	0.0577
2.8	-0.1850	0.4097	0.4359	0.2635	4.157	3.301	0.0438	0.0511
2.9	-0.2426	0.3575	0.4079	0.2959	4.503	3.613	0.0390	0.0453
3.0	-0.2601	0.3391	0.3769	0.3247	4.881	3.953	0.0347	0.0402
3.2	-0.3202	0.2613	0.3071	0.3707	5.747	4.734	0.0276	0.0316
3.4	-0.3643	0.1792	0.2296	0.4010	6.785	5.670	0.0220	0.0250
3.6	-0.3918	0.0955	0.1477	0.4154	8.028	6.793	0.0175	0.0198
3.8	-0.4026	0.0128	0.0645	0.4141	9.517	8.140	0.0140	0.0157
4.0	-0.3971	-0.0660	-0.0169	0.3979	11.302	9.759	0.0112	0.0125

# لغات انگلیسی با معادل فارسی

## A

Auger, electron	الکترون آگر ۹۲ و ۲۰
amorphous	آمورف ۷۳
absorption	جذب
— edge	لبه جذب ۹۲
annihilation	حذف (جرم) ۴۸۹ و ۹۵
Advanced Gas Cooled Reactor (AGR)	راکتور پیشرفته گازی ۱۶۰
array	ردیف ۲۷۴
annular flow	جریان حلقوی
acute radiation syndrome	عوارض تابش شدید ۴۳۹
Advisory Committee on Reactor Safeguards (ACRS)	کمیته مشورتی حفاظت از اسیمن نگهداری از راکتور ۵۶۳
adiabatic	بی درو ۵۸۰

## B

binding energy	انرژی بستگی ۳۳
Breit - Wigner one level formula	رابطه تک تراز برایت ویکنر ۶۳
Burnup	سبزان سوخت ۳۴۱ و ۹۱
Breeding ratio	نسبت زایش ۱۲۹
Breeding gain	بهره زایش ۱۷۴ و ۱۳۱
Bituminous	مواد سخت پس مانده تصفیه زغال سنگ و اسفالت ۱۴۲
Boiling Water Reactor (BWR)	راکتور آب جوشان ۱۵۷
beam	باریکه ۱۸۲
balance	توازن - تعادل ۲۱۸
blanket	لایه زاینده ۲۱۸
Buckling	باکلینگ ۲۲۴

Containment structure	ساختمان بحفظه ایمنی ۱۴۹
Control rod	میله کنترل ۲۸۰
Core Auxiliary Cooling System	دستگاه کمکی خنک کننده قلب ۶۳۶
Cross - section	سطح مقطع
-- group transfer	انتقال گروه ۲۰۱

## D

Deuterium (D)	اتم هیدروژن سنگین ۹
deuteron (d)	هسته هیدروژن سنگین
decay scheme	نمودار تجزیه ۲۴
decay constant	ثابت تجزیه ۲۸۷ و ۲۵
depleted	تهی شده (تهیده) ۱۲۶
diffusion Coefficient	ضریب پخش ۲۱۸ و ۱۸۵
Doppler broadening	پهنای دوپلر ۳۱۹
Divergence Theorem	قضیه دیورژانس ۳۷۴
Deoxyribo Nucleic Acid (DNA)	دی اکسی ریبونوکلیک اسید ۴۳۵
dehydration	کمبود آب بدن ۴۳۵
dehydrate	آب چیزی را گرفتن ۴۳۸
(DOL) Directorate of Licensing	اداره صدور پروانه ۵۶۳
(DRM) Directorate of Regulatory Operation	اداره مقررات کارگردانی راکتور ۵۶۳
(DOS) Directorate of Standards	اداره استانداردها ۵۶۳

## E

Edema	تورم پوست مربوط به تجمع مایعات ۴۲۵
Electron	الکترون
-- annihilation	محو الکترون ۸
-- Anger	الکترون آگر ۲۰
Eigen Value	کمیت یا مقدار ویژه
Endo thermic	انرژی خواه ۳۱
Environmental Protection Agency (EPA)	سازمان حفظ محیط زیست ۴۵۰
Emergency Core Cooling System (ECCS)	دستگاه اضطراری خنک کننده قلب ۶۳۲ و ۵۷۷

## H

half - life	نیمه عمر ۲۶
heat exchanger	دستگاه تبادل حرارتی ۱۴۵
heat Conduction	هدایت گرمایی ۳۷۱
hemorrhage	خونریزی ۴۴۱
High Temperature Gas Cooled Reactor (HTGR)	راکتورگازی دمای بالا ۱۶۲
homogeneous	همگون ۲۱۸

## I

Inversion	دگرگونی - وارونه ۵۸۱
— subsidence	دگرگونی آرام
Isotropically	بطور همسان ۱۹۴

## K

Known reserve	ذخائر شناخته شده ۱۶۶
---------------	----------------------

## L

latent evaporation heat	گرمای نهان تبخیر ۱۴۴
latent heat	گرمای نهان ۱۵۸
laminar	لایه‌ای ۳۹۲
lattice functions	توابع شبکه ۲۶۶
Lethal dose	دوز کشنده ۴۳۹
leak	نشت
life time	طول عمر ۳۴۱
long range order	نظم ، برد بلند ۳۷
local boiling	غلیان موضعی
Lofting	بالارو ۵۸۶
Loss of Coolant Accident	ساخته قطع خشک کننده ۵۷۴

## M

mass defect	کسرجرم ۳۳
maximum permissible Dose	حداکثر دوز مجاز ۴۵۱
mean generation time	زمان متوسط نسل ۲۸۴

plume dispersion	پخش ستونی ۵۸۴
prototype	نوع نمونه‌ای ۱۶۷
precursor	همسته‌نادر ۲۸۶
prompt critical state	حالت بحرانی آنی ۲۹۱
prompt jump approximation	تقریب جهش آنی ۲۹۴
Preliminary Safety Analysis Report (PSAR)	گزارش مقدماتی آنالیز ایمنی ۵۶۶

## Q

Q - value	مقدار انرژی واکنش ۳۰
-----------	----------------------

## R

Radiation	تابش - اشعه
— annihilation	تابش محو جرم
— width	عرض تابش ۶۴
— damage	خسارت تابشی ۲۴۱
regenerate	احیا کردن ۱۴۵
reactor	راکتور
— kinetics	سینتیک راکتور ۲۸۰
— vessel	محفظه تحت فشار ۱۴۹
— slab	تیغه‌ای ۲۲۲
— period	پریود راکتور ۲۸۵
recycle	بازچرخاندن - واگرداندن ۱۶۲
reserve	ذخیره
— known	ذخیره شناخته شده ۱۶۶
reprocessing	بازسازی ۱۷۴
reflector	بازتابنده ۱۹۲
reflector saving	صرفه بازتابنده ۲۵۷
resonance escape probability	احتمال فرار از رزونانس ۲۳۸
recovery	بازیافتنی ۲۴۶ و ۲۷۴
Roentgen Equivalent Man (Rem)	رم ۴۳۲
Regulatory guide	زاهنمای مقررات ۴۳۲

## U

Unit Cell

واحد شبکه - یاخته ۲۶۵

## V

Void

خلا - حفره ۲۸۰

— Coefficient

ضریب خلا ۳۲۶

Vessel, Reactor

محفظه تحت فشار راکتور ۵۷۲

## W

Well-behaved function

تابع مطلوب ۲۲۳

## Z

Zygote Cell

یاخته جنینی ۴۳۶



## فهرست الفبائی

(Edema)	ادما ۴۲۵
(Erythema)	ارتیما ۴۲۵
	آژانس حفظ محیط زیست ۴۵۰-۴۵۱
Environmental Protection Agency	
	اشعه ایکس، سوختگی با ۴۲۵
	— پزشکی ۴۲۵
	— تولید ۱۸، ۹۳
	اشعه گاما
	— ترمزی ۱۰۵
	— دوز ۴۴۵
	— ضرایب جذب ۱۰۲-۱۰۵
	— جدول ۱۰۳
	— از اکتیواسیون ۵۴۵
	— ضرائب زاد افزونی (تولید و افزایش)
Buildup factor	۴۹۸-۴۸۸
flux	— شار افزایش یافته ۴۹۱
	— جذب تابش زا ۵۴۲، ۵۱۹، ۴۵۰
	— سطح مقطع ها ۹۲-۱۰۴
	— جذب کمپتون ۱۰۲
	— پراکندگی کمپتون ۹۵-۹۶
	— مخلوط ها ۱۰۱
	— تولید زوج ۹۴
	— تاسون ۹۶
	— فتوالکتریک ۹۲-۹۳
	— آبی شکافت ۸۸، ۵۳۹
	— غیرالاستیک ۴۵۰، ۵۱۹، ۵۴۲

## الف

آب، اکتیواسیون بانوترون	۵۴۷، ۵۴۵
— تضعیف نوترون در	۵۱۹-۵۲۴
— کرنل نقطه ای در	۵۲۰-۵۲۶
— خواص، جدول	۶۹۴-۶۹۸
— حفاظ سازی با	۵۱۸-۵۱۹، ۵۲۶، ۵۳۰
Shielding	
Cataract	آب مروارید ۴۴۲
Breeding	اتا (η) و زایش ۱۳۲-۱۳۳
	— و حالت بحرانی ۱۲۳
	— تابع انرژی ۱۳۱-۱۳۴
	— برای مخلوط سوخت ۸۷
	— برای نوترون های حرارتی ۲۳۶-۲۳۷
	— جدول ۸۱، ۲۳۷
اتفاقات (رجوع شود به راکتور، اتفاقات و سوانح)	
اتم و اتمی	
	— جرم ۱۲
	— شعاع ۱۲
	— چگالی ۳۹-۴۲
	— جدول ۶۸۵-۶۸۸
	— درصد ۱۰
	— عدد جرم اتمی ۱۲
	— انرژی معادل ۱۳
	— عدد اتمی ۹
	— وزن اتمی ۱۰، ۱۱، ۴۵) * (۴۸۱
	— احتمال عدم فرار (نشست) ۲۳۴، ۲۳۵، ۲۴۰

— اورانیوم ۲۳۹  
 — حرارت حاصل از تجزیه ۳۷۱-۳۷۰  
 ایزوتوپ‌ها، تعریف ۱۰  
**fertile** — بارور ۱۲۸ و ۱۲۹  
 — جداسازی ۱۲۳-۱۲۹  
 — جدول ۶۸۴  
**abundance** — فراوانی ۱۰  
 ایمنی اتمی و صدور پروانه ۵۷۰-۵۶۹، ۵۶۰  
**Atomic Safety and Licensing Board**  
**(ASLAB)**

**ب**

**Barn** — بارن ۵۳  
**Backling** — باکلینگ  
 — تعریف ۲۲۴  
 — جدول ۲۳۱  
**Beta** — بتا  
**decay** — تجزیه ۲۱-۲۳  
 — انرژی اشعه بتا ۳۳  
 — دوز ۴۶۵-۴۶۹، ۶۰۱-۶۰۲  
 — اثر متقابل با ماده ۱۰۸-۱۱۳  
 — حداکثر برد ۱۰۹  
 بحرانی آبی ۲۹۱-۲۹۳  
 بخار، خواص، جدول ۶۹۴-۶۹۷  
 — کاربری در نیروگاه‌های قدرت ۱۴۳-۱۴۵  
 — مولد بخار ۱۰۱-۱۰۰، ۱۴۳  
 — توربین ۱۴۳  
**Superheat** — فوق داغ ۱۴۴  
**Bragg** — برآگ  
 — منحنی ۱۰۶-۱۰۷  
 — قاعده برآگ-کلیمن ۱۰۷  
**Bragg - Kleeman rule**

— قانون ۱۹۴۶ و ۱۹۵۴، ۵۶۰  
 — کمیسیون ۵۶۰-۵۷۱  
 — شرایط طرح کلی ۵۷۶  
**Regularly guides**  
 — راهنماهای مقررات ۵۶۲  
 — اعضای قانون گذاری ۵۶۲، ۵۶۳،  
 ۵۶۹، ۵۶۷  
**Regulatory Staff**  
 — سه تراز ایمنی ۵۷۴-۵۷۶  
**Three levels of Safety**  
 — معادل انرژی موثر ۴۶۶  
 — جدول ۴۶۷  
 — ید، جدول ۶۸۰  
 — اورانیوم طبیعی ۱۳۷  
 — تقاضا برای ۱۳۹-۱۴۰  
 — غنی سازی ۱۲۳-۱۲۷  
 — خواص ۴۰۷  
 — منابع ۱۳۸-۱۴۰  
 — قابلیت هدایت حرارتی ۴۰۶  
**Thermal Conductivity**  
 — جدول ۷۰۰  
 — اورانیوم ۲۳۳، حاصل از  $^{232}\text{Th}$ ،  
 ۱۲۸  
 — برای راکتور زاینده ۱۶۹-۱۷۶  
 — زاینده‌گی ۱۲۸-۱۳۲  
 — اورانیوم ۲۳۵، ۱۲۳-۱۲۷  
 — نوترون‌های تاخیری حاصل از ۹۰  
 — سطح مقطع شکافت ۷۷-۸۰  
 — انرژی شکافت، جدول ۹۰  
 — اورانیوم ۲۳۸، تبدیل ۱۲۸  
 — پدیده دوپلر در راکتورهای سریع ۳۲۰  
 — شکافت سریع در، ۲۳۶، ۲۷۰  
 — سطح مقطع شکافت ۸۰  
 — جذب رزنانس در، ۲۶۸، ۲۷۰

- — جدول ۴۵۳
- تبدیل داخلی ۱۹ و ۲۰
- تبدیل (ایزوتوپی به ایزوتوپ دیگر)
- ۱۲۸-۱۳۰
- ضرائب تبدیل ۶۷۶
- جداول ۶۷۷-۶۸۲
- نسبت تبدیل ۱۲۹
- Energy States** ترازهای انرژی
- اتم ها ۱۸-۱۹
- هسته ها ۱۹، ۲۰، ۲۴
- ایزومری ۲۴
- انتقال های ایزومری ۲۴
- تراکم حداکثر مجاز ۴۵۰-۴۵۴
- Maximum Permissible Concentration**
- تیریتیوم، ناشی از نوترون های سریع ۶۵۵
- حاصل از شکافت ۶۵۵
- تراکم حداکثر مجاز ۴۷۱-۴۷۳
- در جریان های راکتور ۶۵۴-۶۵۵
- توربوم ۱۴۰-۱۴۲
- توربوم ۲۳۲، تبدیل از ۱۲۸
- توزیع
- دو جمله ای (۳۱) ۶۷۲
- اولین برخورد ۵۶
- ماکسونل ۳۸، ۳۹
- برای نوترون های حرارتی ۲۰۳، ۲۰۴، ۲۰۴
- طبیعی ۴۰۰، ۴۱۱، ۴۱۲
- تیروئید، دوزیه (۱۸) ۴۸۵، ۴۶۰، ۴۰۴
- بچه (نوزاد) ۶۰۳
- ث**
- ثابت
- اعداد ثابت اساسی
- جدول ۶۸۳

- پویش آزاد متوسط ۵۷
- mean free path**
- ترانسپورت ۱۸۷
- پوزیترون، محو جرم ۷
- تابش در تجزیه بتا ۲۰-۲۳
- خواص ۷
- ت**
- تابع
- دلتا ۵۹۰
- Eigen function** ویژه ۲۲۴
- **En** ۵۰۰، ۱۰۰، ۵۰۴ (۷)
- **Sievert** ۵۰۸-۵۰۹ انتگرال سیورت
- تابش
- عوارض تابش شدید ۴۳۹
- Acute Radiation Syndrome**
- محو جرم ۷
- اثر تابش بر خون ۴۳۹-۴۴۲
- محیطی ۴۴۵-۴۴۸
- جدول ۴۴۲
- تابش دهی ۴۲۷-۴۳۰ **exposure**
- داخلی ۴۶۵-۴۶۹
- خارج ۴۵۵-۴۵۸
- از نیروگاه های هسته ای ۵۹۵-۶۱۰
- اثرات برخورد ۴۲۴-۴۲۶، ۴۳۶، ۴۴۵-۴۴۵
- جدول ۴۴۰-۴۴۱
- کیفیت ۴۳۲
- حفاظ سازی ۴۸۸-۵۰۷
- Streaming** جریان یابی ۵۰۶
- آحاد ۴۲۷-۴۳۴
- راهنماهای حفاظت در مقابل تابش ۴۴۹
- استانداردهای تابش ۴۴۹-۴۵۵

توزیع درسیله سوخت	۳۸۰-۳۷۲
دوز ۴۲۹	
RBE	۴۳۳
جدنی	۴۲۹
ذره آلفا	۴۶۸-۴۶۵
بتا	۶۰۲-۶۰۱، ۴۶۹-۴۶۵
بیولوژیکی	۴۲۹
معادل	۴۳۲
داخلی، محاسبه	۴۶۸-۴۶۵
در جریان هوا از راکتور	۶۰۸-
	۶۶۳-۶۵۶
lethal	کشنده ۶۳۹
ناشی از ابرهایی رادیواکتیو	۶۰۰-۵۹۵
محاسبات	۴۵۸-۴۵۵
تعریف	۴۳۴-۴۲۹
ناشی از تابش های زمینه (۱۲)	۶۶۹
تابشی از تابش های محیطی	۴۴۹-۴۴۴
جدول	۴۴۶
ناشی از هضم	۴۶۸-۴۶۵
ناشی از تنفس	۶۰۸-۶۰۱
حداکثر دوز مجاز	۴۵۴-۴۵۲
جدول	۴۵۳
ناشی از نیروگاهها	۶۱۲-۵۹۵، ۴۴۹
	۶۶۴-۵۶۳
دی اکسی ری بونو کلئیک اسید	۴۳۶-۴۳۵
Deoxyribonucleic Acid (DNA)	
Divergence	دیورژانس ۶۹۱-۶۹۰
Theorem	قضیه دیورژانس
	ذ
ذرات باردار	
اثر متقابل در ماده	۱۱۳-۱۰۴
دوز داخلی حاصل از	۴۶۹-۴۶۵

خنک کننده	
اکتیواسیون	۵۵۰-۵۴۴
جرش (غلیان) در	۴۰۷-۳۹۸
پاکسازی (تصفیه)	۵۷۱
effluent	جریان ۳۹۸-۳۹۶
	انتقال حرارت به ۴۰۷-۳۸۳
	خواص ۶۹۶-۶۹۴
	دمای ۳۹۶-۳۸۳
	برج ۱۴۶
Self shielding	خود حفاظ ۲۷۱
خون	
	ترکیبات ۴۴۰-۴۳۹
	جدول ۴۴۱
	اثر تابش بر ۴۴۲-۴۳۹
	د
	درخت اتفاقات ۶۴۶، ۶۴۵
	دستگاه های مختصات ۶۸۹-۶۸۸
Emergency Core Cooling System	
	دستگاه اضطراری خنک کننده ۵۷۵
	برای راکتور BWR ۶۳۵-۶۳۴
	برای راکتور PWR ۶۳۳-۶۲۹
	برای راکتور HTGR ۶۳۸-۶۳۷
	دستگاه تحت بحرانی ۱۲۳-۱۲۱
Subcritical assembly	
	دستگاه فوق بحرانی ۱۲۳-۱۲۱
Supercritical assembly	
Prompt critical	آنی (۹) ۲۹۳-
	دلار ۲۹۳
	دما (درجه حرارت)
	توزیع در جو ۵۹۴-۵۸۰
	در عرض مجرای خنک کننده ۳۹۸-۳۹۳
	در سرتاسر مجرای خنک کننده ۳۸۶-
	۴۰۲، ۳۹۲

راکتورهای شبه همگون ۳۶۳-۲۶۱ راکتور  
 سوانح ۶۴۰-۶۴۱ —  
 طبقه بندی توسط AEC ۶۲۷-۶۲۸ —  
 اساس طرح ۵۷۵ —  
 عمر قلب راکتور ۳۴۱-۳۴۵ —  
 حالت بحرانی ۱۲۱-۱۲۳، ۲۱۷-۲۱۷۳ —  
 فلودر راکتور ۲۲۰-۲۳۱ —  
 جدول ۲۳۱ —  
 معادل گرمائی در ۳۵۷-۳۶۳ —  
 انتقال حرارت از ۳۵۶-۴۱۴ —  
 سینتیک ۲۸۱-۲۹۸ —  
 صدور پروانه ۵۱۷-۵۷۱ —  
 پرید ۲۹۰-۲۹۳، ۲۹۵-۲۹۶، ۲۹۹ —  
 قدرت (۱۲) ۲۷۴ —  
 راکتور بازتابنده ۲۴۹-۲۵۹ —  
 ایمنی ۵۷۱-۵۷۶ —  
 حفاظ سازی ۵۱۷-۵۵۸ Shielding —  
 محل یابی ۵۷۳-۶۱۲، ۶۲۷ Siting —  
 ریزش های اتمی —  
 دوز از ۴۴۸-۴۴۹ —  
 پناهگاهها (۲) ۴۸۳، (۵) ۵۵۳ —  
 روش پخش گازی ۱۲۳-۱۲۸ —  
 روش سونت کارلو ۴۵۹، ۴۶۰، ۵۳۴-۵۳۹ —  
 راهنماهای حفاظت در مقابل تابش ۴۴۹ —  
 رزنانس ۶۳، ۶۴، ۶۶، ۱۸۳، ۲۳۶، ۲۶۸ —  
 احتمال عدم فرار از رزنانس ۲۷۳،  
 ۲۳۶، ۲۶۸ —  
 اثر دما بر ۳۱۸-۳۲۰ —  
 انتگرال رزنانس ۲۶۸-۲۷۰ —  
 تابعی از دما ۳۱۶-۳۱۷ —  
 پهناى ۶۳ Width —

راکتور گازی پیشرفته ۱۶۰-۱۶۳  
 Advanced Gas Cooled Reactor (AGR)  
 راکتور گازی بادمای بالا ۱۶۲-۱۶۳  
 High Temperature Gas Cooled Reactor  
 (HTGR)  
 محفوظه ایمنی ۵۷۳ —  
 اکتیواسیون خنک کننده ۶۳۵ —  
 خنک کننده اضطراری قلب ۵۷۵-۵۷۶ —  
 سوخت ۴۰۷-۵۷۲، ۱۶۲ —  
 سانحه قطع خنک کننده ۶۲۸-۶۳۷ —  
 ۶۳۸ —  
 راکتور زاینده ۱۲۹، ۱۶۴-۱۷۷ —  
 زاینده آب سبک ۱۷۳-۱۷۶ —  
 زاینده سریع فلز مایع ۱۶۵-۱۶۷ —  
 سانحه در ۶۴۰-۶۴۱ —  
 ضریب خلا ۳۲۶-۳۲۷ —  
 زاینده نمک مذاب ۱۶۹-۱۷۳ —  
 راکتور تبدیل کننده، تعریف ۱۳۰ —  
 حالت بحرانی ۱۲۱-۱۲۳، ۲۱۸-۲۷۳ —  
 راکتور سریع —  
 سوانح در ۶۴۰-۶۴۱ —  
 میله های کنترل ۳۰۹-۳۱۱ —  
 ضریب تکثیر ۲۲۰ —  
 اعداد ثابت یک گروهی، جدول ۲۱۹ —  
 ضریب خلا ۳۲۶-۳۲۷ —  
 راکتور ناهمگون ۲۶۱-۲۷۳ —  
 $\eta$  برای راکتور ۲۶۴ —  
 ضریب شکافت سریع ۲۷۰-۲۷۳ —  
 ضریب تکثیر ۲۶۴-۲۷۱ —  
 احتمال عدم فرار از رزنانس ۲۶۸-۲۷۱ —  
 بهره گیری نوترون حرارتی ۲۶۴-۲۶۸،  
 ۲۷۱-۲۷۹

— بحرانی ۴۰.۳-۴۰.۷  
 — نوترون حرارتی ۷۳-۷۲، ۲.۴-۲.۳  
 شبکه، توابع ۲۶۷-۲۶۶  
 — ارتفاع ۲۶۷  
 شدت عبور بی درو ۵۸۴-۵۸۱  
**Adiabatic lapse rate**  
 شدت تنفس ۶.۲  
 شرایط طرح کلی (AEC) ۵۷۹  
**fissile** شکافتان  
 — هسته‌های، تعریف ۷۱  
**fission** شکافت  
 — صفحه شکافت ۵۲.  
 — ضریب شکافت سریع ۲۳۷  
 — در راکتورهای ناهمگون ۲۷۲-۲۷۰  
 — انرژی بحرانی ۷۱  
 — جدول ۷۶  
 — سطح مقطع ۸۳-۷۷  
 — انرژی آزاد شده ۹۱-۸۹  
 — جدول ۹۰  
 — پاره‌های شکافت ۱۱۳-۱۱۱  
 — پاره‌های شکافت گازی، در جدول ۶۱۷  
 — محفظه ۵۷۳-۵۷۲  
 — انرژی تجزیه، جدول ۵۹۹  
**dispersion** پراکندگی ۵۹۴-۵۷۹  
 — دوز ناشی از ۶۰۸-۵۹۵  
 — خواص، جدول ۶۱۷  
 — در سوخت PWR، جدول ۶۳۲  
 — اکتیویته در راکتور ۶۱۷-۶۱۶  
 — بیناب اشعه گاما ۵۳۹  
 — حرارت ناشی از ۳۷۰-۳۶۸  
 — سموم ۳۴۳، ۳۴۱-۳۲۸  
 — بهره شکافت ۸۳

— قابل سوخت ۳۴۹-۳۴۷  
 سوخت ۱۲۶-۱۱۳  
 — محاسبه مصرف سوخت ۳۴۵-۳۴۱  
**Burning Calculation**  
**Enrichment** غنی‌سازی ۱۲۸-۱۲۳  
**Cladding** غلاف ۵۷۲، ۱۱۳  
 — تولید حرارت از ۳۷۱-۳۶۲  
 — مدیریت ۳۴۷-۳۴۵، ۲۸۱  
 — نقطه ذوب ۴۰.۸  
 — ساندویچ ۲۶۲  
 — ضریب دسادر ۳۲۰-۳۱۷  
 — درجه حرارت در ۳۸۰-۳۷۳  
**Centrosome** سنترزوم ۴۳۵-۴۳۴  
**Cytoplasm** سیتوپلاسم ۴۳۳  
 سینماتیک (راکتور) ۲۹۸-۲۸۱  
 ش  
**flux** شار  
 — شار افزایشی، تعریف ۴۹۱  
**Buildup flux**  
 — از چشمه دیسکی ۴۹۹-۴۹۸  
 — از توزیع عمومی چشمه ۵۱۴  
 — از چشمه زمینه (۱۲) ۶۶۹  
 — از چشمه خطی ۵۱۲-۵۰۷  
 — از چشمه صفحه‌ای ۴۹۹-۴۹۸  
 — از چشمه نقطه‌ای ۴۹۴-۴۹۳  
 — از ابر نیمه بینهایت ۵۹۷-۵۹۶  
 (۱۰) ۶۶۸  
 — ذوب کننده ۴۰.۳-۴۰.۷  
**Burnout flux**  
 — حرارتی بحرانی ۴۰.۳-۴۰.۷  
 — اشعه گاما ۴۶۰-۴۷۸-۴۷۵  
 — حرارتی ۳۸۵-۳۸۳، ۳۸۱، ۳۷۲  
 — نوترون ۱۸۴-۱۸۲

— دوز داخلی ۴۴۷  
**Chromatin** — کرماتین ۴۳۵-۴۳۴  
**Chromosome** — کروموزوم ۴۳۶-۴۳۵  
**Cataract** — کتراکت (آب مروارید)  
**Compton** — کمپتون  
**Scattering** — پراکندگی ۱.۲-۹۵  
 — نوترون ۷۰-۶۷، ۶۲، ۶۱، ۵۰  
 — طول موج (۱۹) ۹۶، ۴۵  
 — کمپسیون (به سازمان نیز مراجعه شود)  
 — انرژی اتمی آمریکا (ERDA) ۵۶.  
 — جهانی حفاظت در برابر اشعه ۴۴۹-  
 ۴۸۳، ۴۵۲  
 — جهانی آحاد و اندازه گیری تابش ها ۴۲۷،  
 ۴۳۳-۴۳۲  
 — کم خونی ۴۴۲، ۴۲۵  
 — کند شدن نوترون ۲۱۰-۲۰۸  
 — کند کننده  
 — ضریب درجه حرارت ۳۲۶-۳۲۰، ۳۱۷  
 — انواع ۱۴۷  
**ک**  
 — گازها ۴  
**Maxwell** — توزیع ماکسویل در ۳۹-۳۸  
 — خواص ۳۷  
**Gametes** — گامت ها ۴۳۵  
 — گرم کن های آب ورودی ۱۴۵  
**gradient** — گرادیان ۷۰.۱  
 — «گرم» به حرارت نیز مراجعه شود  
**Goldstein** — گلدشتاین  
 — ضریب افزایش برای هوا ۴۳۶-۴۳۵  
**ل**  
**Laplacian** — لاپلاسیان ۱۹۰

— برای سیله های سوخت ۳۰۱-۳۰۰  
 — در سطح بستوی ۱۹۳-۱۹۲  
 — فرمول چهار ضریبی ۲۳۸-۲۳۶  
**four factor formula**  
**fusion** — فوزیون (۳۵)  
 — فیزیکی بهداشت، تعریف ۴۲۴  
 — فوتون ۷۴۸  
 — انرژی ۱۴۱۳  
 — طول موج ۱۵  
**ق**  
**قانون**  
**Avogadro** — آووگادرو ۱۱  
**Bragg - Kleeman** — براگ کلیمان ۱۰۷  
**Cramer** — کرامر ۲۴۰  
**Fick** — فیک ۱۸۹-۱۸۴  
**Fourier** — فوریه ۳۷۲  
**Ideal gas** — گازهای کامل ۳۹  
 — خنک کنندگی نیوتن ۳۸۴  
 — قابلیت هدایت  
 — حرارتی ۳۷۲  
 — جدول ۷۰۰  
**Stopping Power** — قدرت نگهدارندگی ۱۰۰  
 — قدرت راکتور  
 — جهش (سقوط) آنی ۲۹۷-۲۹۳  
**Prompt Jump (drop)**  
**ک**  
**Carcinogen** — کارسینوژن ۴۳۷  
 — کبات ۶۰  
**decay Scheme** — نمودار تجزیه ۲۵  
 — کاهش جرم ۳۲-۳۱  
 — کربن ۱۴

- سوانح در ۵۱۱-۵۳۴
- کارآئی ۱۴۵-۱۴۶
- جریان گاز از ۵۷۶-۵۹۴، ۶۵۳-۶۶۳
- دورنمای ۱۳۷
- و
- واحد های SI ۶۷۵-۶۷۷
- واکنش
- زنجیره ای ۱۲۱-۱۲۲
- ${}^7\text{Li}(n, \alpha){}^4\text{H}$  ۶۴
- ${}^{14}\text{C}(n, p){}^{14}\text{N}$  ۴۴۸
- ${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}$  ۴۴۸
- ${}^{16}\text{O}(n, p){}^{16}\text{N}$  ۶۶، ۵۴۰، ۵۴۹
- ۰۰.

## ۵

- هدایت حرارت (گرما) ۳۷۲-۳۸۳
- هسته اتم ۹۸
- انرژی بستگی ۳۱-۳۳
- ترکیبی ۵۹-۶۰
- ماژیک (سحرآمیز) ۴۶
- مدل قطره مایع ۱۱

## Liquid Drop Model

- شعاع ۱۱
- یاخته ۴۳۵-۴۳۶
- هلیوم ۱۶۲
- خواص ۶۹۹

## ۷

- Cell یاخته
- بیولوژی ۴۳۳-۴۳۶
- ید ۶۵۴
- تعادل های انرژی مؤثر (۱۶) ۶۷۰
- در غذا ۶۵۶-۶۶۰
- در سوخت راکتور، جداول ۶۱۷، ۶۳۲
- ید ۱۳۱، دوز ناشی از ۶۰۳، ۶۰۸، ۶۶۰
- یونیزاسیون ویژه ۱۰۰

- جدول ۲۲۱
- تاخیری ۸۶-۸۹، ۲۸۹
- کسر، جدول ۲۹۳
- آنی ۸۶-۸۸، ۲۸۲-۲۸۴
- طول موج ۱۴، ۱۵
- درسیستیک راکتور ۲۸۶-۲۹۲
- جذب در رزنانس ۲۳۶، ۲۶۸-۲۷۰
- حفاظ سازی در مقابل ۵۱۸
- از اورانیوم - ۲۳۵، جدول ۸۹
- جذب ۵۰-۵۴، ۶۶-۶۷
- تضعیف ۵۶-۵۸
- سطح مقطع ۵۲-۵۳، ۷۷-۸۱
- تعریف ۵۲-۵۳
- شکافت ۷۷-۸۱
- برای هیدروژن ۶۶، ۵۲۳
- برای مخلوط ها و مولکول ها ۵۸-۵۹
- چندگروهی ۲۰۰
- جدول ۲۰۲
- چگالی جریان ۱۸۴-۱۸۶
- نو (۷) تعریف ۸۶
- نیمه عمر
- جدول ۸۱
- بیولوژیکی، تعریف ۴۷
- جدول ۴۶۷
- نیروگاه های سوخت فسیلی
- Fossil fuel plant
- آلودگی هوا ۲
- بهره ۱۴۵-۱۴۶
- نیروگاه های هسته ای قدرت ۱۴۳-۱۴۶
- Nuclear fuel Plants
- رادیواکتیویته ناشی از ۶۵۵
- صدور پروانه ۵۵۹-۵۷۱
- دوز حاصل از ۴۴۹، ۹۵، ۶۱۲-۵



## فهرست اغلاط

صفحه	سطر	غلط	صحیح
۳	۲۱	دریائی	زیر دریائی
۵	۴ پائین	به نقش	و نقش
۷	۱۱	کیلوگرم	گرم
۹	۱۴	پروتون ها	پروتون ها الکترون
۱۱	۲	$M_i$	$i$
۱۱	جدول	/۰.۲۰۴	۰.۲۰۴
۱۴	(۵ - ۲)	$C_p$	$C^2$
۱۹	۵ پائین	$x$	$x$ زائد است
۲۵	شکل	٪	٪۰.۲۴
۳۹	۱۲	کولین	کلوین
۴۴	۴	فراوانی وزن و اتمی	فراوانی و وزن اتمی
۴۶	۱۰	وزن اتمی	وزن
۵۳	۱۳	برخورد الاستیک	برخورد غیرالاستیک
۵۷	۹	بدون طی	بدون برخورد طی
۵۷	۱۴	$xd$	$dx$
۵۸	۳	۲-۲	۳ پیوست ۲
۶۶	۱۴	۰.۲۳۲	۰.۲۳۲
۶۹	۲ پائین	از طریق	متوسط
۷۱	۱	$\Delta u$	$\Delta u$
۷۲	۱	نوترون این	نوترون هائی
۷۳	۱۱	۰.۲۵۳	۰.۲۵۳۴۷
۷۷	۳	هسته با	هسته با $A$
۷۷	۷	از آنجا که	از آنجا که $E_c$
۷۷	۱۴	هسته ای را	هسته ای قدرت می باشند
۸۲		زیرنویس مربوط به صفحه ۱۸۱ است	

مصحح

صفحه ۲۱۲  
سطر ۲  
غلط

$$\Phi = \frac{S}{\Sigma_a} \left( 1 - \frac{\cosh \frac{x}{L}}{\cosh \left( \frac{a+d}{L} \right)} \right)$$

$$\Phi = \frac{S}{\Sigma_a} \left( 1 - \frac{\cosh x/L}{\cosh \left( \frac{a+b}{L} \right)} \right)$$

همگون	همسان	۰ و ۴	۲۱۳
$T'/_2$	$T'/_2$	۸	۲۱۶
Homogeneous	Homogeneous	زیرنویس	۲۱۸
بهره گیری جذب	بهره جذب	۸ پائین	۲۱۹
$\frac{a}{2}$	$\frac{2}{a}$	۱۳	۲۲۳
$B'_1 = 0$ میگردد	$B'_1 = 0$	۱۵	۲۲۴
$\gamma$	$r$	زیرنویس	۲۲۴
$\left( \frac{27400r}{R} \right)$	$\left( \frac{27400r}{R} \right)^2$	(۲۷-۶)	۲۲۹
$\Sigma_{tr}$	$\Sigma_{tr}$	۳ پائین	۲۳۳
بهره گیری	بهره	۳۰۲ پائین	۲۳۶
که چنانچه فقط	که فقط اگر	۸	۲۴۰
بهره گیری	بهره	۹	۲۴۳
شده	چقدر	۱۱	۲۶۴
(۲۸-۷)	(۲۸-۸)	۵ پائین	۲۸۹
$f_R$	$f_r$	۸ پائین	۳۰۹
$\rho$ و $P$	$\rho$ و $P$	رابطه (۷۳-۷)	۳۲۵
Load	Laad	زیرنویس	۳۲۵
sec	sec <sup>-1</sup>	(۸۷-۷)	۳۳۲
${}^{230}U$	${}^{230}U$	۱۹ و ۱۵	۳۳۲
$\rho = -$	$\rho =$	۱۷	۳۳۲
sec	sec <sup>-1</sup>	۸	۳۳۳
${}^{230}U$	${}^{230}U$	۲	۳۳۴
۱۰۳۲۱	۱۰۳۲۱	رابطه آخر	۳۶۱
$\bar{\Sigma}_{fr}$	$\Sigma_{fr}$	۲	۳۶۵

صفحه	سطر	غلط	صحیح
۵۴۶	(۸۴-۱۰)	$\Sigma_{act}$	$\Sigma_{act}$
۵۴۶	۲ پائین	$t_1$	$t_i$
۵۴۷	(۸۶-۱۰)	$\int E_i$	$\int E_t$
۵۴۷	(۸۸-۱۰)	$\Sigma_{act}\Phi_{ar}$	$\Sigma_{act}\Phi_{av}$
۵۶۱	۳	مرکزی	مرکزی
۵۶۳	۱	-۱۱	۲-۱۱
۵۸۸	(۱۱-۱۱)	$\delta(x-vt)$	$\delta(x-\bar{v}t)$
۵۸۸	(۱۳-۱۱)	$\frac{z^2}{k_z}$	$\frac{z^2}{k_z}$
۶۴۲	۱	وقوع سانحه	سانحه
۶۵۹	(۷۷-۱۱)	cm	$C_m$
۶۸۸	۲	عملیات بردار	عملیات برداری

ضرائب اصلی و ضرائب فرعی واحدهای cgs (و بعضی از واحدها) با اضافه کردن پیشوند به واحدهای پایه به دست می آیند. این پیشوندها و علائم تصویب شده در جدول ۲-۱ داده شده اند.

### ضرائب تبدیل

ضرائب تبدیل یک واحد به واحد دیگر در جدول های ۳-۱ تا ۳-۱۳ برای اغلب واحدهایی که در مهندسی هسته ای یافت می شوند به کار می روند. استفاده از این جداول تا اندازه ای واضح است. لذا در جدول ۳-۱ به عنوان مثال یک سانتیمتر برابر ۰.۰۱ متر، ۱ کیلو متر، ۳۹۳۷ ر. اینچ است، یک متر برابر ۱۰۰ سانتیمتر، ۱ کیلومتر، ۳۹۳۷ ر. اینچ و غیره. در هر جدول واحد SI با علامت ستاره مشخص شده است.

### منابع پوست ۱

« The International System of Units. » National Bureau of Standards Special Publication 330. Washington: U. S. Government Printing Office, 1972.

« SI Units and Recommendations for the Use of Their Multiples. » New York: American National Standards Institute, 1973.

جدول ۱ - ۳  
طول

centimeters	meters*	kilometers	inches	feet	miles
1	0.01	$10^{-5}$	0.3937	0.03281	$6.214 \times 10^{-6}$
100	1	$10^{-3}$	39.37	3.281	$6.214 \times 10^{-4}$
$10^5$	$10^3$	1	$3.937 \times 10^4$	3281	0.6214
2.540	0.0254	$2.540 \times 10^{-5}$	1	0.08333	$1.578 \times 10^{-5}$
30.48	0.3048	$3.048 \times 10^{-4}$	12	1	$1.894 \times 10^{-4}$
$1.609 \times 10^6$	1609	1.609	$6.336 \times 10^4$	5280	1

۳۷۸

جدول ۱ - ۴  
سطح

cm <sup>2</sup>	m <sup>2</sup> *	km <sup>2</sup>	in <sup>2</sup>	ft <sup>2</sup>	mi <sup>2</sup>
1	$10^{-4}$	$10^{-10}$	0.1550	$1.076 \times 10^{-3}$	$3.861 \times 10^{-11}$
$10^4$	1	$10^{-6}$	1550	10.76	$3.861 \times 10^{-7}$
$10^{10}$	$10^6$	1	$1.550 \times 10^9$	$1.076 \times 10^7$	0.3861
6.452	$6.452 \times 10^{-4}$	$6.452 \times 10^{-10}$	1	$6.944 \times 10^{-3}$	$2.491 \times 10^{-10}$
929.0	0.09290	$9.29 \times 10^{-8}$	144	1	$3.587 \times 10^{-8}$
$2.590 \times 10^{10}$	$2.590 \times 10^6$	2.590	$4.014 \times 10^9$	$2.788 \times 10^7$	1

جدول ۸-۱  
انرژی

erg	joule*	kilowatt-hour	gram-calorie	Btu	MeV
1	$10^{-7}$	$2.778 \times 10^{-14}$	$2.388 \times 10^{-8}$	$9.478 \times 10^{-11}$	$6.242 \times 10^5$
$10^7$	1	$2.778 \times 10^{-7}$	0.2388	$9.478 \times 10^{-4}$	$6.242 \times 10^{12}$
$3.6 \times 10^{13}$	$3.6 \times 10^6$	1	$8.598 \times 10^5$	3412	$2.247 \times 10^{19}$
$4.187 \times 10^7$	4.187	$1.163 \times 10^{-6}$	1	$3.968 \times 10^{-3}$	$2.613 \times 10^{13}$
$1.055 \times 10^{10}$	1055	$2.931 \times 10^{-4}$	252.0	1	$6.586 \times 10^{15}$
$1.602 \times 10^{-6}$	$1.602 \times 10^{-13}$	$4.450 \times 10^{-20}$	$3.826 \times 10^{-14}$	$1.518 \times 10^{-16}$	1

جدول ۹-۱  
قدرت

watt*	kilowatt	megawatt	Btu/hr	MeV/sec
1	$10^{-3}$	$10^{-6}$	3.412	$6.242 \times 10^{12}$
$10^3$	1	$10^{-3}$	3412	$6.242 \times 10^{15}$
$10^6$	$10^3$	1	$3.412 \times 10^6$	$6.242 \times 10^{18}$
0.2931	$2.931 \times 10^{-4}$	$2.931 \times 10^{-7}$	1	$1.829 \times 10^{12}$
$1.602 \times 10^{-13}$	$1.602 \times 10^{-16}$	$1.602 \times 10^{-19}$	$5.466 \times 10^{-13}$	1

جدول ۱۰-۱  
چگالی قدرت - چگالی منبع حرارت

watt/m <sup>3</sup> *	watt, cm <sup>3</sup>	cal/sec-cm <sup>3</sup>	Btu/hr-ft <sup>3</sup>	MeV/sec-cm <sup>3</sup>
1	$10^{-6}$	$2.388 \times 10^{-7}$	0.09662	$6.242 \times 10^6$
$10^6$	1	0.2388	$9.662 \times 10^4$	$6.242 \times 10^{12}$
$4.187 \times 10^6$	4.187	1	$4.045 \times 10^5$	$2.613 \times 10^{13}$
10.35	$1.035 \times 10^{-5}$	$2.472 \times 10^{-6}$	1	$6.461 \times 10^7$
$1.602 \times 10^{-7}$	$1.602 \times 10^{-13}$	$3.826 \times 10^{-14}$	$1.548 \times 10^{-8}$	1

## بیوست ٢

## اطلاعات و اعداد ثابت اساسی

## جدول ١-٢

## اعداد ثابت اساسی \*

Quantity	Symbol or definition	Value
Atomic mass unit	amu	1.66053 X 10 <sup>-24</sup> g 931.481 MeV
Avogadro's number	$N_A$	0.602217 X 10 <sup>24</sup> (g-mole) <sup>-1</sup>
Boltzmann's constant	$k$	1.38062 X 10 <sup>-16</sup> erg/°K 8.61707 X 10 <sup>-5</sup> eV/°K
Compton wavelength of the electron	$\lambda_C$	2.42631 X 10 <sup>-10</sup> cm
Electron rest mass	$m_e$	9.10956 X 10 <sup>-28</sup> 5.48593 X 10 <sup>-4</sup> amu 0.511004 MeV
Elementary charge	$e$	1.602192 X 10 <sup>-19</sup> coul
Neutron rest mass	$M_n$	1.67492 X 10 <sup>-24</sup> g 1.008665 amu 939.553 MeV
Planck's constant	$h$	6.62620 X 10 <sup>-27</sup> erg-sec 4.13571 X 10 <sup>-15</sup> eV-sec
Proton rest mass	$M_p$	1.67261 X 10 <sup>-24</sup> g 1.007277 amu 938.259 MeV
Speed of light	$c$	2.997925 X 10 <sup>10</sup> cm/sec

\*Compiled by B.N. Taylor, W.H. Parker, and D.N. Langenberg, *Reviews of Modern Physics* 41, 375 (1969).

جدول ۲-۳  
خواص عناصر و بعضی مولکول‌ها

Element or molecule	Symbol	Atomic number	Atomic or molecular weight*	Nominal density, g/cm <sup>3</sup>	Atoms or molecules per cm <sup>3</sup> † (X 10 <sup>24</sup> )	$\sigma_a$ † barns	$\sigma_s$ † barns	$\Sigma_a$ † cm <sup>-1</sup>	$\Sigma_s$ † cm <sup>-1</sup>
Actinium	Ac	89	227			515			
Aluminium	Al	13	26.9815	2.699	0.06024	0.230	1.49	0.01386	0.08976
Antimony	Sb	51	121.75	6.62	0.03275	5.4	4.2	0.1769	0.1376
Argon	Ar	18	39.948	Gas		0.678	0.644		
Arsenic	As	33	74.9216	5.73	0.04606	4.3	7	0.1981	0.3224
Barium	Ba	56	137.34	3.5	0.01535	1.2		0.01842	
Beryllium	Be	4	9.0122	1.85	0.1236	0.0092	6.14	0.001137	0.7589
Bismuth	Bi	83	208.980	9.80	0.02824	0.033		0.0009319	
Boron	B	5	10.811	2.3	0.1281	759	3.6	97.23	0.4612
Bromine	Br	35	79.909	3.12	0.02351	6.8	6.1	0.1599	0.1434
Cadmium	Cd	48	112.40	8.65	0.04635	2450	5.6	113.56	0.2596
Calcium	Ca	20	40.08	1.55	0.02329	0.43		0.01001	
Carbon (graphite)§	C	6	12.01115	1.60	0.08023	0.0034	4.75	0.0002728	0.3811
Cerium	Ce	58	140.12	6.78	0.02914	0.63	4.7	0.01836	0.1370
Cesium	Cs	55	132.905	1.9	0.008610	29.0		0.2497	
Chlorine	Cl	17	35.453	Gas		33.2			
Chromium	Cr	24	51.996	7.19	0.08328	3.1	3.8	0.2582	0.3165
Cobalt	Co	27	58.9332	8.8	0.08993	37.2	6.7	3.345	0.6025
Copper	Cu	29	63.54	8.96	0.08493	3.79	7.9	0.3219	0.6709
Deuterium	D	1	2.01410	Gas		0.00053			
Dysprosium	Dy	66	162.50	8.56	0.03172	930	100	29.50	3.172
Erbium	Er	68	167.26	9.16	0.03203	162	11.0	5.189	0.3523
Europium	Eu	63	151.96	5.22	0.02069	4600	8.0	95.17	0.1655
Fluorine	F	9	18.9984	Gas		0.0095	4.0		

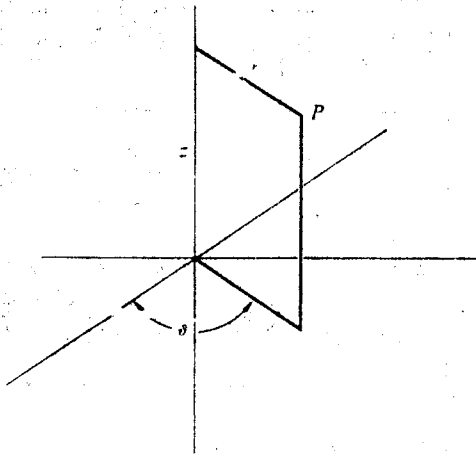


Element or molecule	Symbol	Atomic number	Atomic or molecular weight*	Nominal density, g/cm <sup>3</sup>	Atoms or molecules per cm <sup>3</sup> † (X 10 <sup>24</sup> )	$\sigma_a, \ddagger$ barns	$\sigma_s, \ddagger$ barns	$\Sigma a, \ddagger$ cm <sup>-1</sup>	$\Sigma s, \ddagger$ cm <sup>-1</sup>
Platinum	Pt	78	195.09	21.45	0.06622	10.0	11.2	0.6622	0.7167
Plutonium	Pu	94	239.0522	19.6	0.04938	$\sigma_a = 1011.3$	7.7	49.93	0.3802
						$\sigma_f = 742.5$		36.66	
Polonium	Po	84	210	9.51	0.02727				
Potassium	K	19	39.102	0.86	0.01325	2.10	1.5	0.02783	0.01988
Praseodymium	Pr	59	140.907	6.78	0.02898	11.5	3.3	0.3333	0.09563
Promethium	Pm	61							
Protactinium	Pa	91	231.0359			210			
Radium	Ra	88	226.0254	5.0	0.01332	11.5		0.1532	
Rhenium	Re	75	186.2	20	0.06596	88	11.3	5.804	0.7453
Rhodium	Rh	45	102.905	12.41	0.07263	150		10.89	
Rubidium	Rb	37	85.47	1.53	0.01078	0.37	6.2	0.003989	0.06684
Ruthenium	Ru	44	101.07	12.2	0.07270	2.56		0.1861	
Samarium	Sm	62	150.35	6.93	0.02776	5800		161.0	
Scandium	Sc	21	44.956	2.5	0.03349	26.5	24	0.8875	0.8038
Selenium	Se	34	78.96	4.81	0.03669	11.7	9.7	0.4293	0.3559
Silicon	Si	14	28.086	2.33	0.04996	0.16	2.2	0.007994	0.1099
Silver	Ag	47	107.870	10.49	0.05857	63.6		3.725	
Sodium	Na	11	22.9898	0.97	0.02541	0.530	3.2	0.01347	0.08131
Strontium	Sr	38	87.62	2.6	0.01787	1.21	10	0.02162	0.1787
Sulfur (yellow)	S	16	32.064	2.07	0.03888	0.520	0.975	0.02022	0.03791
Tantalum	Ta	73	180.948	16.6	0.05525	21.0	6.2	1.160	0.3426
Technetium	Tc	43	99			19			
Tellurium	Te	52	127.60	6.24	0.02945	4.7		0.1384	
Terbium	Tb	65	158.925	8.33	0.03157	25.5	20	0.8050	0.6314

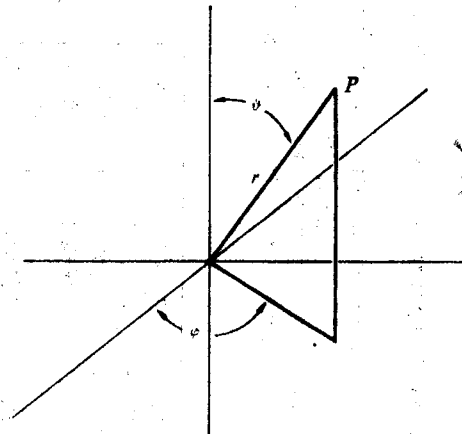
## پیوست ۲

### عملیات بردار در دستگاه مختصات متعامد منحنی - خطی

در مسایل مهندسی معمولاً به سه دستگاه مختصات برسی خوریم - قائم الزاویه، استوانه ای و کروی. دو دستگاه اخیر در شکل های ۱-۲ و ۳-۲ نشان داده شده اند. محل نقطه P در این دستگاه



شکل ۱ - ۳ مختصات استوانه ای



شکل ۲ - ۳ مختصات کروی

لذا در مختصات قائم الزاویه

$$dV = dx dy dz$$

در مختصات استوانه‌ای

$$dV = r dr d\theta dz$$

در مختصات کروی

$$dV = r^2 \sin\theta dr d\theta d\phi$$

### گرادیان

گرادیان تابع عددی  $f$  بنا به تعریف برداری است که مولفه‌های آن برابر میزان‌های

تغییر  $f$  در راستای مولفه است. لذا

$$\text{grad} f = \frac{\partial f}{\partial s_1} \mathbf{a}_1 + \frac{\partial f}{\partial s_2} \mathbf{a}_2 + \frac{\partial f}{\partial s_3} \mathbf{a}_3$$

که  $\mathbf{a}_1$  و  $\mathbf{a}_2$  و  $\mathbf{a}_3$  بردارهای یکه عمود بر سطوح مختصات  $q_1 = c$ ،  $q_2 = c$  و  $q_3 = c$  است از آنجا که

$$\frac{\partial f}{\partial s_1} = \frac{1}{h_1} \frac{\partial f}{\partial q_1}$$

نتیجه می‌شود که مولفه‌های گرادیان در دستگاه مختصات قائم الزاویه عبارتند از:

$$\text{grad}_x f = \frac{\partial f}{\partial x} \quad \text{grad}_y f = \frac{\partial f}{\partial y} \quad \text{grad}_z f = \frac{\partial f}{\partial z}$$

در مختصات استوانه عبارتند از:

$$\text{grad}_r f = \frac{\partial f}{\partial r} \quad \text{grad}_\theta f = \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \quad \text{grad}_z f = \frac{\partial f}{\partial z}$$

در مختصات کروی عبارتند از:

$$\text{grad}_r f = \frac{\partial f}{\partial r} \quad \text{grad}_\theta f = \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \quad \text{grad}_\phi f = \frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial f}{\partial \phi}$$

روابط مشابهی برای دیگر عبارات معادله می‌توان نوشت. از ترکیب عبارتها داریم :

$$\text{div} \vec{F} dV = \left[ \frac{\partial}{\partial q_1} (F_1 h_2 h_3) + \frac{\partial}{\partial q_2} (F_2 h_1 h_3) + \frac{\partial}{\partial q_3} (F_3 h_1 h_2) \right] dq_1 dq_2 dq_3$$

از تقسیم رابطه بر  $dV$  داریم :

$$\text{div} \vec{F} = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[ \frac{\partial}{\partial q_1} (F_1 h_2 h_3) + \frac{\partial}{\partial q_2} (F_2 h_1 h_3) + \frac{\partial}{\partial q_3} (F_3 h_1 h_2) \right]$$

با قراردادن مقادیر  $h$  در دستگاه قائم‌الزاویه داریم :

$$\text{div} \vec{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$$

در دستگاه مختصات استوانه‌ای

$$\text{div} F = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r F_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial F_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$$

در مختصات کروی

$$\text{div} \vec{F} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 F_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta F_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial F_\phi}{\partial \phi}$$

### لاپلاسین

این عامل دیورژانس گرادیان یک تابع عددی است. سولفه  $F_1$  گرادیان عبارت است از

$$F_1 = \frac{1}{h_1} \frac{\partial f}{\partial q_1}$$

روابط مشابهی برای دیگر سولفه‌ها وجود دارد. با قراردادن این سولفه‌ها در رابطه بالا لاپلاسین به دست می‌آید :

$$\nabla^2 f = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[ \frac{\partial}{\partial q_1} \left( \frac{h_2 h_3}{h_1} \frac{\partial f}{\partial q_1} \right) + \frac{\partial}{\partial q_2} \left( \frac{h_1 h_3}{h_2} \frac{\partial f}{\partial q_2} \right) + \left( \frac{\partial}{\partial q_3} \frac{h_1 h_2}{h_3} \right) \frac{\partial f}{\partial q_3} \right]$$

این رابطه دارای تقارن است. با توجه به این نتیجه لاپلاسین در دستگاه مختصات قائم‌الزاویه عبارت است از

جدول ۱ - ۴  
 خواص آب و بخار اشباع خشک برحسب درجه حرارت اشباع \*

Temp., °F	Pressure, psia	Specific volume, ft <sup>3</sup> /lb		Enthalpy, Btu/lb		
		Sat. liquid	Sat. vapor	Sat. liquid	Evap.	Sat. vapor
<i>T</i>	<i>P</i>	<i>v<sub>f</sub></i>	<i>v<sub>g</sub></i>	<i>h<sub>f</sub></i>	<i>h<sub>fg</sub></i>	<i>h<sub>g</sub></i>
32.0	0.08866	0.01602	3302	0	1075.4	1075.4
350	134.53	.01799	3.346	321.8	871.3	1193.1
360	152.92	.01811	2.961	332.4	862.9	1195.2
370	173.23	.01823	2.628	342.9	854.2	1197.2
380	195.6	.01836	2.339	353.6	845.4	1199.0
390	220.2	.01850	2.087	364.3	836.2	1200.6
400	247.1	.01864	1.866	375.1	826.8	1202.0
410	276.5	.01878	1.673	386.0	817.2	1203.1
420	308.5	.01894	1.502	396.9	807.2	1204.1
430	343.3	.01909	1.352	407.9	796.9	1204.8
440	381.2	.01926	1.219	419.0	786.3	1205.3
450	422.1	.01943	1.1011	430.2	775.4	1205.6
460	466.3	.01961	.9961	441.4	764.1	1205.5
470	514.1	.01980	.9025	452.8	752.4	1205.2
480	565.5	.02000	.8187	464.3	740.3	1204.6
490	620.7	.02021	.7436	475.9	727.8	1203.7
500	680.0	.02043	.6761	487.7	714.8	1202.5
510	743.5	.02067	.6153	499.6	701.3	1200.9
520	811.4	.02091	.5605	511.7	687.3	1198.9

جدول ۲-۴

خواص آب و بخار اشباع خشک بر حسب فشار اشباع \*

Pressure, psia	Temp., °F	Specific volume, ft <sup>3</sup> /lb		Enthalpy, Btu/lb		
		Sat. liquid	Sat. vapor	Sat. liquid	Evap.	Sat. vapor
<i>P</i>	<i>T</i>	<i>v<sub>f</sub></i>	<i>v<sub>g</sub></i>	<i>h<sub>f</sub></i>	<i>h<sub>fg</sub></i>	<i>h<sub>g</sub></i>
14.696	211.99	0.01672	26.80	180.15	970.4	1150.5
100	327.86	.01774	4.434	298.61	889.2	1187.8
200	381.86	.01839	2.289	355.6	843.7	1199.3
300	417.43	.01890	1.544	394.1	809.8	1203.9
400	444.70	.01934	1.162	424.2	781.2	1205.5
500	467.13	.01975	.9283	449.5	755.8	1205.3
600	486.33	.02013	.7702	471.7	732.4	1204.1
700	503.23	.02051	.6558	491.5	710.5	1202.0
800	518.36	.02087	.5691	509.7	689.6	1199.3
900	532.12	.02123	.5009	526.6	669.5	1196.0
1000	544.75	.02159	.4459	542.4	650.0	1192.4
1100	556.45	.02195	.4005	557.4	631.0	1188.3
1200	567.37	.02232	.3623	571.7	612.3	1183.9
1300	577.60	.02269	.3297	585.4	593.8	1179.2
1400	587.25	.02307	.3016	598.6	575.5	1174.1
1500	596.39	.02346	.2769	611.5	557.2	1168.7
1600	605.06	.02386	.2552	624.0	538.9	1162.9
1700	613.32	.02428	.2358	636.2	520.6	1156.9
1800	621.21	.02472	.2183	648.3	502.1	1150.4

جدول ۳ - ۴  
 خواص آب معمولی \*

Temp., °F	Specific heat, $c_p$ , Btu/lb-°F			Thermal conductivity, $k$ , Btu/hr-ft-°F			Viscosity, $\mu$ , lb/hr-ft			Density, lb/ft <sup>3</sup>		
	Sat. liquid	1000 psia	2000 psia	Sat. liquid	1000 psia	2000 psia	Sat. liquid	1000 psia	2000 psia	Sat. liquid	1000 psia	2000 psia
32	1.008	1.003	1.000	0.3185	0.3198	0.3211	4.340	4.309	4.279	62.41	62.63	62.85
300	1.029	1.023	1.017	.3952	.3981	.4013	0.452	0.460	0.468	57.31	57.54	57.77
320	1.035	1.031	1.024	.3944	.3969	.3998	.420	.426	.433	56.65	56.86	57.11
340	1.046	1.040	1.032	.3921	.3947	.3977	.391	.396	.404	55.95	56.18	56.44
360	1.056	1.050	1.041	.3891	.3919	.3951	.366	.372	.378	55.22	55.45	55.74
380	1.067	1.061	1.051	.3857	.3885	.3919	.346	.351	.356	54.46	54.68	54.99
400	1.079	1.074	1.062	.3809	.3840	.3880	.327	.330	.335	53.65	53.91	54.23
420	1.094	1.087	1.075	.3753	.3787	.3833	.310	.312	.317	52.81	53.03	53.38
440	1.111	1.105	1.091	.3693	.3728	.3776	.294	.296	.301	51.92	52.15	52.53
460	1.132	1.124	1.109	.3640	.3664	.3713	.280	.282	.286	50.98	51.19	51.62
480	1.154	1.149	1.131	.3575	.3595	.3642	.267	.270	.273	50.00	50.16	50.63
500	1.186	1.176	1.154	.3494	.3510	.3562	.256	.257	.260	48.95	49.12	49.65
520	1.23	1.21	1.188	.3397	.3410	.3475	.246	.246	.249	47.82	47.94	48.54
540	1.28		1.225	.3298		.3371	.235		.239	46.62	46.64	47.35
560	1.34		1.278	.3189		.3256	.225		.231	45.31		46.04
580	1.41		1.341	.3064		.3118	.217		.222	43.90		44.58
600	1.51		1.448	.2919		.2962	.210		.212	42.32		42.92
620	1.65		1.62	.2753		.2778	.200		.202	40.57		40.93
640	1.88			.2565			.190			38.57		
660	2.34			.2335			.177			36.14		
670	2.84			.2198			.169			34.70		
680	3.5			.2056			.161			32.98		
690	5.5			.1854			.148			30.79		

\*From J.F. Hogerton and R.C. Grass, Editors, *The Reactor Handbook*, Vol. 3. Washington, D.C.: U.S. Atomic Energy Commission, 1955. Density calculated from values of specific volume given in J.H. Keenan, et. al., *op. cit.*

جدول ٥ - ع

\* خواص سدیم

Temp., °F	Density, lb/ft <sup>3</sup>	Specific heat, Btu/lb-°F	Enthalpy, † Btu/lb	Thermal conductivity, k Btu/hr-ft-°F	Viscosity, μ, lb/ft-hr	Prandtl number
212	57.87	0.3305			1.706	
302			239.9		1.309	
392	56.44	0.3200	268.9	47.11	1.089	0.0074
482			301.8		0.949	
572	55.06	0.3116	332.6	43.75	0.835	0.0059
752	53.63	0.3055	381.4	42.15	0.687	0.0051
932	52.07	0.3015	436.0	38.61	0.588	0.0046
1112	50.51	0.2998	490.1	36.24	0.508	0.0042
1292	48.88	0.3003	544.2	34.10	0.450	0.0040
1472	47.26	0.3030	598.5	31.62	0.399	0.0038
1652		0.3079	653.4		0.363	

\*From R.N. Lyon, Editor, *Liquid Metals Handbook*. Washington: U.S. Atomic Energy Commission, 1952, 1955.

†Interpolated from values given by C.J. Meisl and A. Shapiro, "Thermodynamic Properties of Alkali Metal Vapors and Mercury." General Electric Report No. R 60 FPD35G-A, 1960.

جدول ٦ - ع

( Btu/hr . ft°F ) قابلیت هدایت حرارتی

°F	Uranium	UO <sub>2</sub> *	PuO <sub>2</sub>	Aluminum	Steel	Zirconium	Zircaloy
200	15.80	4.2	3.60	119	10	11.8	<10
400	17.00	3.5		124	10	11.2	
600	18.10	3.0		134	11	10.8	
800	19.20	2.6		148	11	10.6	
1000	20.25	2.4			13		
1200	21.20	2.1			13.5		
1400	22.00	1.9	1.57		15		
1600		1.7			16		
1800		1.5			18		
2000		1.4					
2500		1.3					
3000		1.2					
3500		1.1					
4000		1.1					

\*Data on UO<sub>2</sub> are highly variable, especially above 3000°F.



جدول ۱-۵  
توابع بسل

$x$	$J_0(x)$	$J_1(x)$	$Y_0(x)$	$Y_1(x)$	$I_0(x)$	$I_1(x)$	$K_0(x)$	$K_1(x)$
0	1.0000	0.0000	$-\infty$	$-\infty$	1.000	0.0000	$\infty$	$\infty$
0.05	0.9994	0.0250	-1.979	-12.79	1.001	0.0250	3.114	19.91
0.10	0.9975	0.0499	-1.534	-6.459	1.003	0.0501	2.427	9.854
0.15	0.9944	0.0748	-1.271	-4.364	1.006	0.0752	2.030	6.477
0.20	0.9900	0.0995	-1.081	-3.324	1.010	0.1005	1.753	4.776
0.25	0.9844	0.1240	-0.9316	-2.704	1.016	0.1260	1.542	3.747
0.30	0.9776	0.1483	-0.8073	-2.293	1.023	0.1517	1.372	3.056
0.35	0.9696	0.1723	-0.7003	-2.000	1.031	0.1777	1.233	2.559
0.40	0.9604	0.1960	-0.6060	-1.781	1.040	0.2040	1.115	2.184
0.45	0.9500	0.2194	-0.5214	-1.610	1.051	0.2307	1.013	1.892
0.50	0.9385	0.2423	-0.4445	-1.471	1.063	0.2579	0.9244	1.656
0.55	0.9258	0.2647	-0.3739	-1.357	1.077	0.2855	0.8466	1.464
0.60	0.9120	0.2867	-0.3085	-1.260	1.092	0.3137	0.7775	1.303
0.65	0.8971	0.3081	-0.2476	-1.177	1.108	0.3425	0.7159	1.167
0.70	0.8812	0.3290	-0.1907	-1.103	1.126	0.3719	0.6605	1.050
0.75	0.8642	0.3492	-0.1372	-1.038	1.146	0.4020	0.6106	0.9496
0.80	0.8463	0.3688	-0.0868	-0.9781	1.167	0.4329	0.5653	0.8618
0.85	0.8274	0.3878	-0.0393	-0.9236	1.189	0.4646	0.5242	0.7847
0.90	0.8075	0.4059	-0.0056	-0.8731	1.213	0.4971	0.4867	0.7165
0.95	0.7868	0.4234	0.0481	-0.8258	1.239	0.5306	0.4524	0.6560
1.0	0.7652	0.4401	0.0883	-0.7812	1.266	0.5652	0.4210	0.6019
1.1	0.6957	0.4850	0.1622	-0.6981	1.326	0.6375	0.3656	0.5098
1.2	0.6711	0.4983	0.2281	-0.6211	1.394	0.7147	0.3185	0.4346

Handwritten text at the top of the page, possibly a title or header.

Handwritten text, possibly a date or reference number.

Handwritten text, possibly a name or subject.

Handwritten text, possibly a description or notes.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text at the bottom of the page, possibly a signature or footer.

Bessel function	تابع بسل
— modified	تابع تعدیلی بسل ۲۶۶
blowdown	حالت بخار - مایع ۶۲۹
baseload	بار پایه ۳۳۶
boiling regime	شیوه غلیان ۳۹۸
Boiling	غلیان - جوش
— nucleate	غلیان جنینی ۳۹۹
— local	غلیان موضعی ۳۹۹
— bulk	غلیان توده‌ای ۳۹۹
— crisis	بحران غلیان ۴۰۳
— partial film	جوش لایه‌ای جزئی ۴۰۴
— full film	جوش لایه‌ای کامل ۴۰۴
bubbly flow	جریان کف‌آلود
burnout flux	شار ذوب‌کننده ۴۰۳
bona fide	بدرستی - بدون ریا ۴۳۶
<b>C</b>	
Carcinogen	هر ماده‌ای که سرطان‌زا باشد ۴۲۵
Cataract	آب مروارید ۴۴۲
Cell	یاخته ۴۳۳
— Somatic	یاخته ساختمانی
— germ	یاخته نطفه‌ای
— gamete	یاخته جنسی ۴۳۵
Chart, Segré	منحنی جدول بگره ۲۰
Chemical Shim system	دستگاه کنترل شیمیائی ۲۸۰ و ۱۵۷
China Syndrome	راه چین ۶۲۸
Cluster control rod	میله کنترل خوشه‌ای ۳۰۲
Collision parameter	پایای برخورد
Compton effect	پدیده کمپتون ۹۲
Conversion ratio	نسبت تبدیل ۱۲۹
Cooling Tower	برج خنک‌کننده ۱۴۷

energy	انرژی
— imparted	انرژی جذب شده ۴۲۸
Epilation	ریزش غیرطبیعی مو ۴۲۵
Erythema	قرمزی غیرطبیعی پوست ۴۴۲ و ۴۲۵
Exoothermic	انرژی ده ۳۱
Extrapolated distance	فاصله حدی ۱۹۱
extra polatcd radius	شعاع امتداد یافته ۲۹۹
exposure	تحت تابش ۴۲۵
— external	تحت تابش خارجی
— internal	تحت تابش داخلی

## F

fast fission factor	ضریب شکافت سریع ۲۳۷
fertile material	مواد بارور ۲۸۱
Federal Radiation Council ۴۵۰	شورای مرکزی تابش
fissile	ماده شکافتان ۷۹ و ۸۱ و ۲۴۲ و ۵۷۰
fissionable	قابل شکافت
fission product yield	بهره پاره‌های شکافت ۸۲
Fick's law	قانون فیک ۲۸۴
flat	تخت ۲۴۰
fuel utilization	بهره‌گیری سوخت ۲۳۶ و ۲۱۹
fuel temperature Coefficient	ضریب دمای سوخت ۳۱۸
fuel management	مدیریت سوخت ۳۴۵
fumigation	دودزدائی ۵۸۶

## G

gaseous diffusion	پخش گازی ۱۲۴
Gas Cooled Reactor	راکتورگازی ۱۶۰
gamete cell	یاخته جنسی ۴۳۲
germ cell	یاخته نطفه‌ای ۴۳۳
gonads	غدد زاینده (درنر و ماده) ۴۳۶
ground state	تراز عادی یا پایدار ۱۸

mean diffusion lifetime	عمر متوسط پخش ۲۸۲
mean free path	پهوش متوسط آزاد ۰۷
Mercalli scale	اشل سرکالی ۶۲
momentum	اندازه حرکت ۱۶ و ۲۰
modified	تعدیلی ۲۱۸ و ۲۴۲
Molten Salt Breeder Reactor (MSBR)	راکتور زاینده نمک مذاب ۳۶۲ و ۳۷۱

## N

nucleon	هستک ۹
nuclide	هسته (با تعداد پروتون و نوترون معین و دارای خصوصیات اتمی مشخص)
neutron	نوترون
— width	عرض یا پهنای (رزنانس جذب) نوترون ۶۴
— prompt	نوترون آبی ۸۶ و ۲۸۱
— delayed	نوترون تاخیری ۸۶ و ۲۸۱
— delayed neutron precursors	هسته‌های مادر نوترون‌های تاخیری ۸۸
— age	سن نوترون ۲۱۰
nuclear fuel management	مدیریت سوخت هسته‌ای ۲۸۱ و ۳۴۰
nucleate boiling	جوش جنبی ۳۹۹

## O

Open Cycle	چرخه باز ۱۶۰
Ovaries	تخم‌های جنس ماده ۴۳۶

## P

particle	ذره ۷
— fundamental	ذره اساسی
Pasquill	پاسکیل ۰۹۰
Pair production	تولید زوج ۹۲
peak load	بار حداکثر ۳۳۶
permanent poison	سم دائم ۳۳۹
petition	دادخواست ۰۶۸
plenum	پایه - پلنوم ۱۰۸ و ۱۳۹

Retention Function	تابع نگهدارنده ۴۶۸
Relative Biological Effectiveness (RBE)	اثر بیولوژیکی نسبی ۴۲۹
Richter Scale	اسل ریشر ۶۲۱

## S

Scram	خاموش شدن راکتور (بدون کنترل) ۲۹۶
Scalding	تاول زدن ۴۴۲
Sterile	
Separative Work Unit (SWU)	کار جداکنندگی ۱۲۵
Self-Shielding	خودحفاظ ۲۷۲
Smog	دودومه ۵۸۵
Somatic cell	پاخته ساختمانی و بدنی ۴۳۳
Steady State	حالت پایدار ۲۲۴
Standard Deviation	انحراف معیار ۴۱۱
Super heat	فوق داغ ۱۴۴

## T

Temperature coefficient of Reactivity	ضریب دمای راکتیویته ۳۱۶
Temperature defect	نقص حرارتی ۳۴۲
testes	تخم‌های جنس نر ۴۳۶
Thermal Conductivity	قابلیت هدایت گرمایی ۳۷۲
thermonuclear	ترمونوکلتر
thermal stress	فشار حرارتی (داخل ماده) ۱۴۹
thermal shield	حفاظ حرارتی
thermal utilization	بهره‌گیری حرارتی ۲۳۶
thermal migration area	سطح مهاجرت حرارتی ۲۴۲
thermal disadvantage factor	ضریب افت فلوی حرارتی ۲۶۵
toxemia	سمومیت خون ۴۳۸
transition	انتقال ۱۸
transport mean free path	پویش متوسط آزاد ترانسپورت ۱۸۷
transcendental equation	معادله دو طرف مجهول دار ۲۵۱
turbulent	متلاطم ۵۷۶ و ۳۹۲

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten mark or symbol.

— تبدیل داخلی ۲۰  
**Internal Conversion**  
 — خواص ۷  
 — انرژی حالت سکون ۱۳  
 — ولت ۱۳  
 — آلفا ،  
 — پایای برخورد ۶۹  
 — جدول ۶۹  
 — ذره ۲۴  
 — دوز حاصل از ۴۶۵-۴۶۸  
 — انرژی ۲۵  
 — اندرکنش (برخوردستقابل) در ماده  
**interaction** ۱۰.۸-۱۰.۶  
 — حفاظت در مقابل ۴۸۸  
**range** ۱۰.۸-۱۰.۶ برد  
 — آلوده کننده ها  
 — پخش درجو ۵۷۹-۵۹۴  
 آلودگی ناشی از انتشار گاز از نیروگاههای سوخت  
 فسیلی<sup>۲</sup>  
 — حرارتی ۱۴۶  
**Enthalpy** ۳۶۰-۳۶۴ انتالپی  
 انتقال حرارت ۳۵۶-۴۱۴  
 — به خنک کننده های جوشان ۳۹۸-۴۰۷  
 — ضریب، تعریف ۳۸۱  
 — در فلزهای ۳۹۶-۳۹۷  
 — خنک کننده های غیر فلزی ۳۹۲-۳۹۶  
 — بکمک هدایت ۳۷۲-۳۸۱  
 — بکمک جابجائی ۳۷۲، ۳۸۱، ۴۰۷  
 انتقال خطی انرژی (LET) ۱.۰۰-۱.۰۶  
**Binding Energy** ۳۳-۳۶ انرژی بستگی  
 — آخرین نوترون ۳۵  
 انرژی اتمی

— اثر متقابل در ماده ۹۲-۱۱۱  
 — حفاظ سازی برای ۴۸۹-۵۱۷  
 — انرژی اشعه گامای آبی ۹۱  
 — حفاظ سازی در مقابل ۵۱۸، ۵۳۹-  
 ۵۴۴  
 — بیناب ۵۱۸  
 — جدول ۵۴۰  
 اضافه جرم (۳۵) ۴۷  
**Activation Analysis** اکتیواسیون  
 — تجزیه بروش اکتیو کردن ۴  
 — خنک کننده ها (رجوع شود به خنک  
 کننده ها)  
 — هوا ۵۴۵-۵۴۶  
 — سدیم ۴۵۴، ۵۴۸  
 — خواص ۷  
 — بعنوان خنک کننده ۱۴۷، ۱۶۶،  
 ۳۹۶  
 — ضریب خلا در ۳۲۶-۳۲۷  
**Void coefficient**  
 اکتیویته،  
 — رادیواکتیو ۲۵-۲۹  
 — پاره های شکافت ۸۴-۸۶، ۶۱۶،  
 (۱۵) ۶۷۰  
 — جداول ۶۱۷، ۶۳۲  
 اکسید اورانیوم ۱۰۶-۱۰۷، ۴۰۷  
 — افزایش چگالی ۱۵۷  
 — پاره های شکافت گازی در ۵۸۳  
 — قابلیت هدایت حرارتی ۴۰۶  
**Thermal Conductivity**  
 — جدول ۷۰۰  
 الکترون  
**Auger** — آگر ۲۲، ۹۲  
 — جذب ۲۳



— — برای نوترون‌های حرارتی ۲.۰۷-۲.۰۶  
 — — جدول ۲.۰۵  
 — — ضریب پخش ۱۸۸-۱۸۵  
 — — برای نوترون‌های حرارتی ۲.۰۵  
 — — ۲.۰۸  
 — — جدول ۲.۰۵  
 — — معادله چندگروهی ۲.۰۵-۱.۹۹  
 — — معادله تک گروهی ۲.۰۳  
 — — حل معادله ۱.۹۹-۱.۹۲  
 — — طول پخش ۱.۹۱  
 — — برای نوترون‌های حرارتی ۲.۰۷-۲.۰۶  
 — — جدول ۲.۰۵  
 — — تفسیر فیزیکی طول پخش ۱.۹۹-۱.۹۸  
 — — زمان پخش ۲.۸۴-۲.۸۲  
 — — جدول ۲.۸۳  
 Effluent جریان های گازی ۰.۹۳-۰.۷۹  
 — — ضریب پخش گازی ۰.۸۹  
 — — برای معادله هدایت گرمایی ۳.۷۴  
 Doppler effect پدیده دوپلر ۳.۱۸-۳.۲۱  
 فتوالکترونیک ۰.۹۰-۰.۹۳  
 Scattering پراکندگی  
 — — کمپتون ۱.۰۲-۰.۹۵  
 — — الاستیک نوترون ۰.۷۵  
 — — کاهش انرژی در ۶۶-۶۹  
 — — پتانسیل ۶۱  
 Operating License پروانه کارگردانی  
 ۰.۷۱، ۰.۷۰، ۰.۶۶، ۰.۶۳  
 پلوتونیوم-۲۳۹  
 — — شدت تولید ۳.۴۴-۳.۴۳  
 — — زایش ۱.۳۵-۱.۲۹  
 — — حاصل از اورانیوم ۱.۲۸، ۱.۲۳۸

Breit - Wigner برایت - ویگنر  
 — رابطه ۳۱۹، ۶۴  
 — برمزاشرالونگک (اشعه ترمزی) ۱.۰۵  
 Cooling Tower برج خنک کننده ۱.۲۴  
 Bessel بسل  
 — تابع ۷.۰۲، ۲۲۸  
 — — جدول ۷.۰۳-۷.۰۲  
 Becquerel بکرل ۴۲۵، ۴۲۴  
 Boron بور  
 — اسید بوریک در کنترل شیمیائی ۳۱۴-  
 Shim Control ۳۱۶  
 — — درمیله های کنترل ۳۱.۰، ۳.۰۲  
 — — درحفاظ سازی ۵۲.  
 — — کربور بور ۳۱.۰، ۳.۰۸، ۳.۰۲  
 — — واکنش  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^3\text{H}$  ۶۰۳  
 — — واکنش  $^{6}\text{Li}(n, \alpha)^3\text{He}$  ۶۴  
 Efficiency بهره (کارائی)  
 — نیروگاه قدرت ۱.۴۶، ۱.۴۵  
 پ  
 Pasquill پاسکیل ۰.۹۲-۰.۸۹  
 — پتاسیم ۴۰  
 — دوز داخلی ناشی از ۴۴۵  
 Diffusion پخش،  
 — معادله پخش نوترون ۱.۹۰  
 — — شرایط مرزی معادله ۱.۹۳، ۱.۹۲  
 — — شرایط مرزی معادله ۱.۹۳، ۱.۹۲  
 — — روش پخش گروهی ۱.۹۹-۲.۰۳  
 — — ۲.۶۰  
 — — نوترون ۲.۰۸-۱.۸۲  
 — — نوترون های حرارتی ۲.۰۸-۲.۰۳  
 — — سطح پخش ۱.۹۱ diffusion area

ج

چشمه

- دیسکی تابش کننده گاما ۴۷۸-۴۷۰
- خطی اشعه گاما، ۴۷۶-۴۷۰
- نقطه‌ای، ضریب افزایش ۰۰۰-۴۹۴
- تابش اشعه گاما حاصل از ۴۷۶-۴۷۰
- پخش نوترون حاصل از ۱۹۰-۱۹۴

چکالی

- برخورد ۱۸۰، ۱۸۲، ۵۰
- عناصر ۶۸۸-۶۸۵

چکالنده ۱۴۴

چین

- راه‌چین ۶۲۸ China Syndrome

ح

حرارت

- تعادل درراکتور ۳۶۳-۳۵۷
- حاصل از پاره‌های شکافت ۳۷۱-۳۶۸
- نهان ۱۵۷ Latent
- تولید شده درراکتور ۳۷۱-۳۵۷

حفاظ

- بتونی برای نوترون ۵۳۸-۵۳۷
- گرمائی ۱۴۸-۱۴۷

حفاظت

- کمیته مشورتی حفاظت ازامن نگهداری
- ازراکتور Advisory Committee on
- ۵۶۳ Reactor Safeguards (ACRS)
- تجدیدنظر درخواست ۵۶۹، ۵۶۷
- review of application

خ

خطرات

- تجزیه و تحلیل خطرات اتفاقی ۶۵۳-۶۴۲

ج

جابجائی گرمائی ۴۰۷-۳۸۳

heat convection

جدول عناصر ۲۱-۲۰  
جذب

- تابش زا ۳۱۸، ۶۳، ۵۰، ۴۰، ۴۰، ۳۹، ۳۱۹

جدول ۵۴۱

- مبدا ۵۰
- حفاظ سازی ۵۴۳-۵۳۹، ۵۱۹
- نسبت جذب به شکافت، تعریف ۸۱
- جدول ۸۱
- ضریب جذب جرمی ۱۰۴-۱۰۳
- جدول ۱۰۳

غیر  $\frac{1}{V}$  ۶۳

ضریب  $\frac{1}{V}$  ۷۴

جدول ۷۵

جریان

- حلقوی ۴۰۱ annular flow

- لایه‌ای ۳۹۳ Laminar flow

- جرم بحرانی ۲۶۰-۲۵۹-۲۴۹-۲۴۳

جوش (غلیان) Boiling

- توده‌ای ۴۰۰-۳۹۹ bulk

- بحران در ۴۰۷-۴۰۳

- لایه‌ای ۴۰۴-۴۰۳ film

- انتقال حرارت در ۴۰۷-۳۹۸

- موضعی ۳۹۹ local

- جنینی یا نقطه‌ای ۳۹۹ nucleate

- شیوه ۴۰۳-۳۹۸ Regime

جواز ساختمان به ساختمان و پروانه رجوع شود

- جهش ۴۲۲، ۴۲۸-۴۳۷

دستگاه خنک کننده اضطراری	۳۳۴-
Emergency core cooling System (ECCS)	۶۳۵
سوخت	۵۷۲-۵۷۱، ۱۵۶-
سوخت گذاری غیریکنواخت	۳۴۶-
non-uniform loading	۳۴۹
شار گرمائی	۴۰۸-
سانحه قطع خنک کننده	۶۳۴، ۶۱۵-
Loss of Coolant Accident (LOCA)	۶۳۷
ترکیدن لوله بخار	۶۳۹-
تجزیه‌ای و تحلیل گرمائی در	۴۰۸، ۴۰۷، ۴۰۶
راکتور آب تحت فشار	۱۵۷-۱۵۰
سوخت گذاری خودکار	۳۲۵-
Automatic fuel Loading	
سموم قابل سوخت	۳۴۸-۳۴۷
Burnable Poison	
کنترل شیمیائی	۳۱۶-۳۱۵
Chemical Shim	
محفظه ایمنی	۵۷۳-۵۷۲
میله کنترل	۳۰۳-۳۰۲
سانحه سقوط میله کنترل	۶۳۹-
	۶۴۰
نسبت DNB	۴۰۹
جریان گاز رادیواکتیو	۶۵۶-۶۵۳
خنک کننده اضطراری	۶۳۲-۶۲۹
پاره‌های شکافت گازی در	۶۵۳
جدول	۶۳۲
سوخت	۵۷۲-۵۷۱، ۱۵۷-۱۶۵
سوخت گذاری غیریکنواخت قلب	
	۳۴۷-۳۴۵
سانحه قطع خنک کننده	۶۳۲-۶۲۹، ۶۱۵
بکار اندازی راکتور	۳۴۱-

ذغال سنگ	
آلودگی ناشی از	۲
رادیواکتیویته	۶۵۶
	۲
رابطه جینزولوتز	۴۰۱
Jens and Lottes Correlation	
راد	۴۲۹
راکتیویته و پریدراکتور	۲۹۳-۲۹۰، ۲۸۹
	۲۹۶-۲۹۵
ضریب دما	۳۲۵-۳۱۶
ضریب حلاله	۳۲۷-۳۲۵
معادله راکتیویته برای یک گروه نوترون	
تاخیری	۲۸۸
برای شش گروه نوترون تاخیری	
رادیواکتیو	۲۹-۲۰
ذغال سنگ	۶۵۶-۶۵۵
ناشی از نیروگاه‌های هسته‌ای	۶۶۵-۶۵۳
مقررات	۶۵۷-۶۵۳
در غذاهاى دریائی	۶۶۳-۶۶۰
راکتور	
آب سبک	۱۶۱-۱۵۰
آب سنگین	۱۶۵-۱۶۲
راکتور آب جوشان	۱۶۰-۱۵۷
سموم قابل سوخت	۳۴۴
Burnable Poisons	
محفظه ایمنی یا ساختمان دربرگیرنده	
Containment	۵۷۴-۵۷۲
میله کنترل	۳۰۸-۳۰۷
سانحه سقوط	۶۳۹
نسبت DNB	۴۰۸
جریان گاز از effluents	۶۵۵-۶۵۳

International Commission on Radiation  
Protection (ICRP) — سازمان (اداره) تحقیقات و توسعه انرژی  
Energy Research and Development  
Administration (ERDA) — سازمان حفظ محیط (زیست) ۴۰۱-۴۰۰  
Environmental Protection Agency  
(EPA) — ساختار  
— پروانه ساختمان ۰۶۸-۰۶۴  
Structure — ساختار  
— محفظه ایمنی ۰۷۳-۰۷۱، ۱۰۰  
— نشت از ۶۰۰-۶۰۴  
— سالیابی  
— کربن ۴۴۷، ۱۴  
— ساماریوم، ۳۳۹-۳۳۶، ۱۴۹  
Centriole — سانتریول ۴۳۰-۴۳۴  
— سانحه  
— افت فشار در HTGR ۶۳۷، ۶۲۹  
depressurization — ۶۳۸  
— در BWR ۶۳۰  
— سطح مهاجرت ۲۴۲  
— سطح مقطع  
— جذب ۰۳  
— نوترون های حرارتی ۲۰۶-۲۰۰  
— جدول ۶۸۷-۶۸۳  
— هیدروژن ۰۲۳، ۶۶  
— در سانحه راکتور ۶۲۹  
— در حفاظت سازی در مقابل ۰۲۲، ۰۱۸  
— ۰۲۳  
— تابسون ۹۰  
Poison — سم

رتکن ۴۰۷، ۴۲۹  
روش ویگنر - زایتز ۲۶۰ Wigner-Seitz

ز

زایش، تعریف ۱۲۹  
— زمان مضاعف شدن ۱۳۶-۱۳۰  
— نسبت زایش ۱۲۸  
— زمان مضاعف  
— اکسپاناسیل ۱۳۳-۱۳۲  
— خطر ۱۳۵-۱۳۱  
— زمان متوسط تولید ۲۸۵-۲۸۴  
— زمان متوسط بخش ۲۸۴-۲۸۲  
— جدول ۲۸۳  
— زیر کالوی ۱۰۶  
— قابلیت هدایت گرمایی ۷  
— زمین لرزه ۶۲۲-۶۱۹  
— زینان ۳۳۶-۳۲۸، ۱۳۰  
— اکتیویته (۱۰) ۶۷۰  
— تجمع و ذوب ۳۳۶-۳۳۳  
— تعادل ۳۳۳-۳۳۲  
— ضریب  $\frac{1}{V}$  ۷۰

ژ

ژن ۴۳۶

سی

سازمان جهانی آحاد و اندازه گیری های تابش  
۴۳۳، ۴۳۲، ۴۲۷  
International Commission on  
Radiation Units and Measure-  
ments (ICRUM)  
— سازمان جهانی حفاظت در مقابل اشعه ۴۴۹-  
۴۸۳(۷)، ۴۰۲

- ضرائب کانال‌های داغ ۴۰۹-۴۱۴  
 ضرایب نقاط داغ ۴۰۹-۴۱۴  
**Hot Spot factor**  
 ضریب تکثیر و معادله بحرانی ۲۳۴  
 — تعریف ۱۲۱  
 — برای راکتورهای سریع ۲۱۹  
 — برای رابطه چهار ضریبی ۲۳۶-۲۳۵  
 — در راکتورهای ناهمگون ۲۷۳-۲۷۱  
 — ضریب دما ۲۷۶۱-۲۷۰  
**Void Coefficient** ضریب خلا  
 — در راکتور BWR ۳۲۷  
 — در راکتورهای سریع ۳۲۸-۳۲۷  
 ط  
 طول پخش نوترون‌های حرارتی ۲۰۷-۲۰۶  
 — جدول ۲۰۵  
 طول موج، ذره ۱۰-۱۶  
 — فوتون ۱۵  
 ع  
 عدد  
**Nusselt** — نوزلت ۳۹۸، ۳۹۶  
**Pecklet** — پکلت ۳۹۷  
**Prandtl** — پراندل ۳۹۵  
**Raynold** — ری نولد  
 غ  
**Boiling** غلیان (به جوش مراجعه شود)  
 غنی‌سازی ۵۷۲، ۱۱۳  
 غنی‌سازی سوخت ۱۲۸-۱۲۳  
**gorads** غدد ۴۳۶  
 ف  
 فلو به شار مراجعه شود  
 فاصله‌ی حدی

- شورای ملی حفاظت در مقابل اشعه و اندازه‌گیری‌ها  
 ۴۴۹-۴۵۲  
**Natinal Committee on Radiation  
 Protection and Measure ments  
 (NCRP)**  
 شورای مرکزی تابش ۴۵۱-۴۵۰  
 ض  
**Buildup factor** ضریب افزایش  
 — برای هوا ۶۰۸-۶۱۱، (۹) ۶۸۸  
**Berger** — برگر ۴۹۶  
 — برای هوا (۹) ۶۶۸  
 — برای باریکه تک راستا ۴۸۹-۴۹۴  
 — جدول ۴۴۲  
 — برای چشمه نقطه‌ای ۴۹۵-۵۰۰  
 — برای رابطه برگر (۹) ۴۹۶، (۹) ۶۶۸  
 — جدول ۴۹۵-۴۹۶  
 — برای رابطه تیلر ۴۹۷-۵۰۰  
**Taylor** — گلدشتاین برای هوا ۴۳۵-۴۳۶  
**Goldstein**  
 ضریب تراکم زیستی، جدول ۶۶۲  
**attenuation** ضریب کاهش  
 — برای اشعه گاما ۹۷-۱۰۴  
 — جداول ۱۰۳، ۹۹  
 — برای اشعه بتا ۱۰۸-۱۰۹  
 ضریب رقت برای جریان‌ها ۵۸۹  
 ضریب افت ۲۷۲، ۲۶۵  
 ضریب شکافت سریع ۲۳۷  
 ضریب شکافت سریع در راکتورهای ناهمگون  
 ۲۷۲-۲۷۰  
**Fast Fission in Non-homogeneous  
 Fast Reactors**

میله کنترل  
**Cluster rods** ۳.۶-۳.۲ خوشه‌ای  
 — سوانح ۶۴۹-۶۴۰  
**Cruciform** ۳.۹-۳.۶ نوع صلیبی  
 — در راکتورهای سریع ۳۱۱-۳۰۶  
 — جزئی از میله در راکتور ۳۱۴-۳۱۱  
**Partially inserted**

## ن

**exclusion zone** ناحیه انحصاری ۶۲۱-۶۱۴  
 — محاسبه ۶۲۱-۶۱۵  
**Neptunium** نپتونیم ۲۳۹  
 — حرارت ناشی از تجزیه ۳۷۱-۳۷۰  
 — حاصل از اورانیوم-۲۳۸ ۱۲۸  
 نسبت جذب به شکافت، تعریف ۸۱  
 — جدول ۸۱  
**DNB** ۴۱۳، ۴۱۰-۴۰۸  
 — در راکتور **BWR** ۴۱۳  
 — در راکتور **PWR** ۴۱۳  
 نقطه ذوب  
 — سدیم ۱۶۶  
 — سوخت ۴۰۷  
**Neutrino** نوترینو ۲.۰۸  
**Nusselt** نوزلت  
 — عدد ۳۹۸-۳۹۶  
 نوترون  
 — بهره‌گیری از نوترون‌های حرارتی در  
 سوخت ۲۳۵  
 — در راکتورهای ناهمگون ۲۶۸-۲۶۳  
 ۲۷۲-۲۷۱  
 — اثر دمایر ۳۲۶-۳۲۰  
 — سن ۲۱۱-۲۱۰

— در دستگاه‌های مختلف ۶۹۲  
**Absorption Edge** لبه جذب ۹۲  
 — لتارژی، افزایش متوسط (E) ۷۱-۷۰  
 — تعریف ۷۰  
**Lysosomes** لیزوزم‌ها ۴۳۶-۴۳۵  
 م  
**Mitochondria** میتوکندریا ۴۳۶-۴۳۵  
**Mitosis** میتوسیز ۴۳۷-۴۳۶  
 محاسبات چندگروهی ۱۹۹-۲۶۱، ۲۶۰، ۲۰۳  
 — در حفاظ سازی ۵۳۴-۵۳۲  
 معادله پخش به پخش رجوع شود  
**Poisson** معادله پواسون ۳۷۳  
**Laplace** معادله لاپلاس ۳۷۳  
 معادله پیوستگی  
 — برای جریان حرارت ۳۷۳-۳۷۲  
 — برای نوترون ۱۸۸-۱۹۰  
 معادله بحرانی، تک گروهی تعدیلی ۲۴۲  
 — تک گروهی ۲۳۶-۲۳۲  
 دو گروهی ۴۲۰  
**Mercalli Scale** مقیاس مرکالی ۶۲۵-۶۲۳  
 — جدول ۶۲۴  
 مقاوت گرمایی، قدرت جابجایی ۳۸۵  
 — میله‌های سوخت ۳۸۰-۳۷۵  
 — فاصله (۲۲) ۴۱۹  
**Megawatt** مگاوات حرارتی و الکتریکی ۱۴۵  
 منابع سوخت هسته‌ای ۱۴۳-۱۳۶  
**Monte Carlo** مونت کارلو  
 — روش ۵۳۹-۵۳۴-۴۶۰-۴۵۹  
**Generator** مولد SNAP ۴۶ (۳۲) ۴۵  
 مهاجرت  
**migration area** — سطح ۲۴۲



صفحه	سطر	غلط	صحیح
۸۴	۲	بایستی	باید
۸۴	رابطه (۲ - ۴۱)	$t - 1/2$	$t - 1/2$
۸۸	سطر زیر رابطه	۰.۰۷۳	۰.۰۷۳
۸۸	۶ پائین	${}^{\nu}\text{Br}$ به ${}^{\nu}\text{Kr}$	${}^{\nu}\text{Br}$ به ${}^{\nu}\text{Kr}$
۸۸	۴ پائین	ندارد با انرژی	ندارد، با انرژی
۸۹	۲ و جدول	نیم عمر	نیمه عمر
۹۱	۱۶	کافی است که	کافی است
۹۶	زیر شکل	شکل (۲ - ۱۷)	سطح مقطع کمپتون برای هراکترون بر حسب انرژی
۱۰۱	۵	در واحد	در واحد طول مسیر
۱۰۴	۲۱	۰.۰۸	۰.۰۸
۱۰۷	۸ پائین	$R_2$ و $M$	$M$ بوده و $R_2$
۱۱۳	مسئله (۱۳ - ۱)	الف کل با کرومکی	ماکروسکی کل
۱۱۳	۵ پائین	شکل ۴ - ۱۷	معادله (۴ - ۱۷)
۱۴۶	۸ پائین	اطاق سوخت	کوره
۱۵۸	۱۰	صود	شود
۱۶۲	۱۹	شود	شد
۱۶۲	۳ پائین	$(U, Th)Co_7$	$(U, Th)C_7$
۱۶۵	۱۹	شکل ۴ - ۸	شکل (۴ - ۱۸)
۱۶۶	۶ پائین	فلز ( )	فلز مایع ( )
۱۸۸	۱	مخرج رابطه	$\times 10^{-24}$
۱۸۸	۱۴	و	$V$ و یا
۱۹۶	(۵ - ۲۹)	$Ae^{x/L}$	$Ae^{-x/L}$
۲۰۰	زیر نویس	به صفحه ۲۰۱ منتقل شود	
۲۰۱	(۵ - ۴۶)	میزان انتقال	= میزان انتقال
۲۰۵	۱۱	به به	با
۲۰۶	۷	و فلو	و $\Phi_0$ فلو
۲۰۶	آخر	این با مثال	این مسئله با مثال
۲۰۹	۲۰	عبارت در معادله (۵ - ۷۰)	$\Sigma_1 \Phi_1$ برابر $\Sigma_1 \Phi_1$
			عبارت $\Sigma_1 \Phi_1$ دو معادله (۵ - ۷۰) برابر



صفحه	سطر	عناوین	صاحب
۳۷۱	۳	۱۱۰	۱۱۰ Mev
۳۷۵	۶ پائین	q"	q"
۳۸۱	۶ پائین	زیرکالری ۴۰	زیرکالری - ۴
۳۸۵	رابطه (۷۰-۸)	مخرج	$2\pi(a+b)HR$
۴۰۱	رابطه (۹۵-۸)	۱/۴	۱/۴
۴۰۱	۸	P"	q"
۴۰۴	۲	زیاد است	زیاد می شود
۴۰۸	۴	کاربرد	کاربرد اورانیوم و توریم
۴۰۸	۱۸	Busuont	ذوب
۴۱۳	۹ پائین	دراین	دراین قسمت
۴۱۳	۹ پائین	حداقل قسمت	حداقل نسبت
۴۱۴	۱۴	وجود	دو
۴۲۴	۶	یهداشت *	بهداشت * میباشد
۴۲۴	۷	حاصل نمودن	حاصل نمائید
۴۲۴	۷	می باشد	حذف شود
۴۲۴	۸ پائین	محسوب تابش ،	محسوس تابش را
۴۲۵	۱۵	معلوم گشت و	معلوم گشت
۴۲۶	سطر آخر	( تابش )	تابش و
۴۳۳	۶	در تجزیه و تحلیل آخر	در آخرین تجزیه و تحلیل
۴۴۶	جدول	جدول (۶-۸)	جدول (۶-۹)
۴۵۶	۷ و ۶	۴۷ × ۱۰ <sup>۷</sup> ره	۴۷ × ۱۰ <sup>۷</sup> ره و ۴۷ × ۱۰ <sup>۷</sup> ره
۴۸۱	آخر	نطفه	یاخته جنینی
۵۰۱	۲ پائین	B <sub>b</sub>	B <sub>p</sub>
۵۱۴	رابطه (۱۰-۵۵)	E <sub>1</sub> (k-μ)a	E <sub>1</sub> (k-μ)a
۵۳۹	۵	۱۰-۱۱	۱۱-۱۰
۵۴۲	۱	X <sub>imnh</sub>	χ <sub>imnh</sub>
۵۴۴	۱۱ و ۲	راکتیو ته	راديو اکتیو ته
۵۴۵	۷	O	۱۸O

1914

1915

1916

1917

1918

1919

1920

1921

1922

1923

1924

1925

1914

1915

1916

1917

1918

1919

1920

1921

1922

1923

1924

1925

1926

1927

1928

1929

1930

1931

1932

1933

1934

1935

1936

1937

1938

1939

1940

1941

1926

1927

1928

1929

1930

1931

1932

1933

1934

1935

1936

1937

1938

1939

1940

1941

ضرائب اصلی و ضرائب فرعی واحدهای cgs (و بعضی از واحدها) با اضافه کردن پیشوند به واحدهای پایه به دست می آیند. این پیشوندها و علائم تصویب شده در جدول ۲-۱ داده شده اند.

### ضرائب تبدیل

ضرائب تبدیل یک واحد به واحد دیگر در جدول های ۳-۱ تا ۳-۱۳ برای اغلب واحدهایی که در مهندسی هسته ای یافت می شوند به کار می روند. استفاده از این جداول تا اندازه ای واضح است. لذا در جدول ۳-۱ به عنوان مثال یک سانتیمتر برابر ۰.۰۱ متر، ۱ کیلو متر، ۳۹۳۷ ر. اینچ است، یک متر برابر ۱۰۰ سانتیمتر، ۱.۰۳ کیلومتر، ۳۹۳۷ ر. اینچ و غیره. در هر جدول واحد SI با علامت ستاره مشخص شده است.

### منابع پوست ۱

« The International System of Units. » National Bureau of Standards Special Publication 330. Washington: U. S. Government Printing Office, 1972.

« SI Units and Recommendations for the Use of Their Multiples. » New York: American National Standards Institute, 1973.

جدول ۱ - ۳  
طول

centimeters	meters*	kilometers	inches	feet	miles
1	0.01	$10^{-5}$	0.3937	0.03281	$6.214 \times 10^{-6}$
100	1	$10^{-3}$	39.37	3.281	$6.214 \times 10^{-4}$
$10^5$	$10^3$	1	$3.937 \times 10^4$	3281	0.6214
2.540	0.0254	$2.540 \times 10^{-5}$	1	0.08333	$1.578 \times 10^{-5}$
30.48	0.3048	$3.048 \times 10^{-4}$	12	1	$1.894 \times 10^{-4}$
$1.609 \times 10^6$	1609	1.609	$6.336 \times 10^4$	5280	1

جدول ۱ - ۴  
سطح

cm <sup>2</sup>	m <sup>2</sup> *	km <sup>2</sup>	in <sup>2</sup>	ft <sup>2</sup>	mi <sup>2</sup>
1	$10^{-4}$	$10^{-10}$	0.1550	$1.076 \times 10^{-3}$	$3.861 \times 10^{-11}$
$10^4$	1	$10^{-6}$	1550	10.76	$3.861 \times 10^{-7}$
$10^{10}$	$10^6$	1	$1.550 \times 10^9$	$1.076 \times 10^7$	0.3861
6.452	$6.452 \times 10^{-4}$	$6.452 \times 10^{-10}$	1	$6.944 \times 10^{-3}$	$2.491 \times 10^{-10}$
929.0	0.09290	$9.29 \times 10^{-8}$	144	1	$3.587 \times 10^{-8}$
$2.590 \times 10^{10}$	$2.590 \times 10^6$	2.590	$4.014 \times 10^9$	$2.788 \times 10^7$	1

جدول ۸-۱  
انرژی

erg	joule*	kilowatt-hour	gram-calorie	Btu	MeV
1	$10^{-7}$	$2.778 \times 10^{-14}$	$2.388 \times 10^{-8}$	$9.478 \times 10^{-11}$	$6.242 \times 10^5$
$10^7$	1	$2.778 \times 10^{-7}$	0.2388	$9.478 \times 10^{-4}$	$6.242 \times 10^{12}$
$3.6 \times 10^{13}$	$3.6 \times 10^6$	1	$8.598 \times 10^5$	3412	$2.247 \times 10^{19}$
$4.187 \times 10^7$	4.187	$1.163 \times 10^{-6}$	1	$3.968 \times 10^{-3}$	$2.613 \times 10^{13}$
$1.055 \times 10^{10}$	1055	$2.931 \times 10^{-4}$	252.0	1	$6.586 \times 10^{15}$
$1.602 \times 10^{-6}$	$1.602 \times 10^{-13}$	$4.450 \times 10^{-20}$	$3.826 \times 10^{-14}$	$1.518 \times 10^{-16}$	1

جدول ۹-۱  
قدرت

watt*	kilowatt	megawatt	Btu/hr	MeV/sec
1	$10^{-3}$	$10^{-6}$	3.412	$6.242 \times 10^{12}$
$10^3$	1	$10^{-3}$	3412	$6.242 \times 10^{15}$
$10^6$	$10^3$	1	$3.412 \times 10^6$	$6.242 \times 10^{18}$
0.2931	$2.931 \times 10^{-4}$	$2.931 \times 10^{-7}$	1	$1.829 \times 10^{12}$
$1.602 \times 10^{-13}$	$1.602 \times 10^{-16}$	$1.602 \times 10^{-19}$	$5.466 \times 10^{-13}$	1

جدول ۱۰-۱  
چگالی قدرت - چگالی منبع حرارت

watt/m <sup>3</sup> *	watt, cm <sup>3</sup>	cal/sec-cm <sup>3</sup>	Btu/hr-ft <sup>3</sup>	MeV/sec-cm <sup>3</sup>
1	$10^{-6}$	$2.388 \times 10^{-7}$	0.09662	$6.242 \times 10^6$
$10^6$	1	0.2388	$9.662 \times 10^4$	$6.242 \times 10^{12}$
$4.187 \times 10^6$	4.187	1	$4.045 \times 10^5$	$2.613 \times 10^{13}$
10.35	$1.035 \times 10^{-5}$	$2.472 \times 10^{-6}$	1	$6.461 \times 10^7$
$1.602 \times 10^{-7}$	$1.602 \times 10^{-13}$	$3.826 \times 10^{-14}$	$1.548 \times 10^{-8}$	1

## بیوست ٢

## اطلاعات و اعداد ثابت اساسی

## جدول ١-٢

## اعداد ثابت اساسی \*

Quantity	Symbol or definition	Value
Atomic mass unit	amu	1.66053 X 10 <sup>-24</sup> g 931.481 MeV
Avogadro's number	$N_A$	0.602217 X 10 <sup>24</sup> (g-mole) <sup>-1</sup>
Boltzmann's constant	$k$	1.38062 X 10 <sup>-16</sup> erg/°K 8.61707 X 10 <sup>-5</sup> eV/°K
Compton wavelength of the electron	$\lambda_C$	2.42631 X 10 <sup>-10</sup> cm
Electron rest mass	$m_e$	9.10956 X 10 <sup>-28</sup> 5.48593 X 10 <sup>-4</sup> amu 0.511004 MeV
Elementary charge	$e$	1.602192 X 10 <sup>-19</sup> coul
Neutron rest mass	$M_n$	1.67492 X 10 <sup>-24</sup> g 1.008665 amu 939.553 MeV
Planck's constant	$h$	6.62620 X 10 <sup>-27</sup> erg-sec 4.13571 X 10 <sup>-15</sup> eV-sec
Proton rest mass	$M_p$	1.67261 X 10 <sup>-24</sup> g 1.007277 amu 938.259 MeV
Speed of light	$c$	2.997925 X 10 <sup>10</sup> cm/sec

\*Compiled by B.N. Taylor, W.H. Parker, and D.N. Langenberg, *Reviews of Modern Physics* 41, 375 (1969).

جدول ۲-۳  
خواص عناصر و بعضی مولکول‌ها

Element or molecule	Symbol	Atomic number	Atomic or molecular weight*	Nominal density, g/cm <sup>3</sup>	Atoms or molecules per cm <sup>3</sup> † (X 10 <sup>24</sup> )	$\sigma_a$ † barns	$\sigma_s$ † barns	$\Sigma_a$ † cm <sup>-1</sup>	$\Sigma_s$ † cm <sup>-1</sup>
Actinium	Ac	89	227			515			
Aluminium	Al	13	26.9815	2.699	0.06024	0.230	1.49	0.01386	0.08976
Antimony	Sb	51	121.75	6.62	0.03275	5.4	4.2	0.1769	0.1376
Argon	Ar	18	39.948	Gas		0.678	0.644		
Arsenic	As	33	74.9216	5.73	0.04606	4.3	7	0.1981	0.3224
Barium	Ba	56	137.34	3.5	0.01535	1.2		0.01842	
Beryllium	Be	4	9.0122	1.85	0.1236	0.0092	6.14	0.001137	0.7589
Bismuth	Bi	83	208.980	9.80	0.02824	0.033		0.0009319	
Boron	B	5	10.811	2.3	0.1281	759	3.6	97.23	0.4612
Bromine	Br	35	79.909	3.12	0.02351	6.8	6.1	0.1599	0.1434
Cadmium	Cd	48	112.40	8.65	0.04635	2450	5.6	113.56	0.2596
Calcium	Ca	20	40.08	1.55	0.02329	0.43		0.01001	
Carbon (graphite)§	C	6	12.01115	1.60	0.08023	0.0034	4.75	0.0002728	0.3811
Cerium	Ce	58	140.12	6.78	0.02914	0.63	4.7	0.01836	0.1370
Cesium	Cs	55	132.905	1.9	0.008610	29.0		0.2497	
Chlorine	Cl	17	35.453	Gas		33.2			
Chromium	Cr	24	51.996	7.19	0.08328	3.1	3.8	0.2582	0.3165
Cobalt	Co	27	58.9332	8.8	0.08993	37.2	6.7	3.345	0.6025
Copper	Cu	29	63.54	8.96	0.08493	3.79	7.9	0.3219	0.6709
Deuterium	D	1	2.01410	Gas		0.00053			
Dysprosium	Dy	66	162.50	8.56	0.03172	930	100	29.50	3.172
Erbium	Er	68	167.26	9.16	0.03203	162	11.0	5.189	0.3523
Europium	Eu	63	151.96	5.22	0.02069	4600	8.0	95.17	0.1655
Fluorine	F	9	18.9984	Gas		0.0095	4.0		

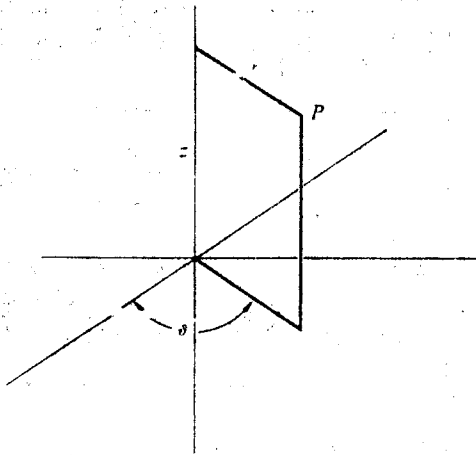
Element or molecule	Symbol	Atomic number	Atomic or molecular weight*	Nominal density, g/cm <sup>3</sup>	Atoms or molecules per cm <sup>3</sup> † (X 10 <sup>24</sup> )	$\sigma_a, \ddagger$ barns	$\sigma_s, \ddagger$ barns	$\Sigma a, \ddagger$ cm <sup>-1</sup>	$\Sigma s, \ddagger$ cm <sup>-1</sup>
Platinum	Pt	78	195.09	21.45	0.06622	10.0	11.2	0.6622	0.7167
Plutonium	Pu	94	239.0522	19.6	0.04938	$\sigma_a = 1011.3$	7.7	49.93	0.3802
						$\sigma_f = 742.5$		36.66	
Polonium	Po	84	210	9.51	0.02727				
Potassium	K	19	39.102	0.86	0.01325	2.10	1.5	0.02783	0.01988
Praseodymium	Pr	59	140.907	6.78	0.02898	11.5	3.3	0.3333	0.09563
Promethium	Pm	61							
Protactinium	Pa	91	231.0359			210			
Radium	Ra	88	226.0254	5.0	0.01332	11.5		0.1532	
Rhenium	Re	75	186.2	20	0.06596	88	11.3	5.804	0.7453
Rhodium	Rh	45	102.905	12.41	0.07263	150		10.89	
Rubidium	Rb	37	85.47	1.53	0.01078	0.37	6.2	0.003989	0.06684
Ruthenium	Ru	44	101.07	12.2	0.07270	2.56		0.1861	
Samarium	Sm	62	150.35	6.93	0.02776	5800		161.0	
Scandium	Sc	21	44.956	2.5	0.03349	26.5	24	0.8875	0.8038
Selenium	Se	34	78.96	4.81	0.03669	11.7	9.7	0.4293	0.3559
Silicon	Si	14	28.086	2.33	0.04996	0.16	2.2	0.007994	0.1099
Silver	Ag	47	107.870	10.49	0.05857	63.6		3.725	
Sodium	Na	11	22.9898	0.97	0.02541	0.530	3.2	0.01347	0.08131
Strontium	Sr	38	87.62	2.6	0.01787	1.21	10	0.02162	0.1787
Sulfur (yellow)	S	16	32.064	2.07	0.03888	0.520	0.975	0.02022	0.03791
Tantalum	Ta	73	180.948	16.6	0.05525	21.0	6.2	1.160	0.3426
Technetium	Tc	43	99			19			
Tellurium	Te	52	127.60	6.24	0.02945	4.7		0.1384	
Terbium	Tb	65	158.925	8.33	0.03157	25.5	20	0.8050	0.6314



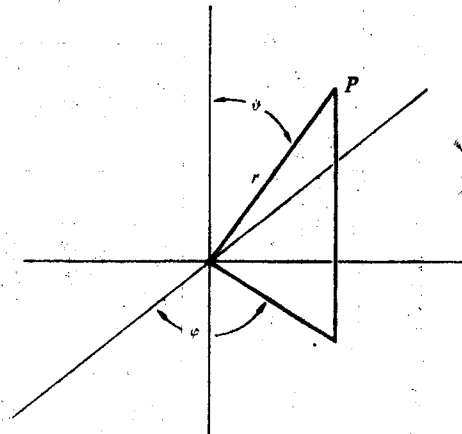
## پیوست ۲

### عملیات بردار در دستگاه مختصات متعامد منحنی - خطی

در مسایل مهندسی معمولاً به سه دستگاه مختصات برسی خوریم - قائم الزاویه، استوانه‌ای و کروی. دو دستگاه اخیر در شکل های ۱-۲ و ۳-۲ نشان داده شده‌اند. محل نقطه P در این دستگاه



شکل ۱ - ۲ مختصات استوانه‌ای



شکل ۲ - ۳ مختصات کروی

لذا در مختصات قائم الزاویه

$$dV = dx dy dz$$

در مختصات استوانه‌ای

$$dV = r dr d\theta dz$$

در مختصات کروی

$$dV = r^2 \sin\theta dr d\theta d\phi$$

### گرادیان

گرادیان تابع عددی  $f$  بنا به تعریف برداری است که مولفه‌های آن برابر میزان‌های

تغییر  $f$  در راستای مولفه است. لذا

$$\text{grad} f = \frac{\partial f}{\partial s_1} \mathbf{a}_1 + \frac{\partial f}{\partial s_2} \mathbf{a}_2 + \frac{\partial f}{\partial s_3} \mathbf{a}_3$$

که  $\mathbf{a}_1$  و  $\mathbf{a}_2$  و  $\mathbf{a}_3$  بردارهای یکه عمود بر سطوح مختصات  $q_1 = c$ ،  $q_2 = c$  و  $q_3 = c$  است از آنجا که

$$\frac{\partial f}{\partial s_1} = \frac{1}{h_1} \frac{\partial f}{\partial q_1}$$

نتیجه می‌شود که مولفه‌های گرادیان در دستگاه مختصات قائم الزاویه عبارتند از:

$$\text{grad}_x f = \frac{\partial f}{\partial x} \quad \text{grad}_y f = \frac{\partial f}{\partial y} \quad \text{grad}_z f = \frac{\partial f}{\partial z}$$

در مختصات استوانه عبارتند از:

$$\text{grad}_r f = \frac{\partial f}{\partial r} \quad \text{grad}_\theta f = \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \quad \text{grad}_z f = \frac{\partial f}{\partial z}$$

در مختصات کروی عبارتند از:

$$\text{grad}_r f = \frac{\partial f}{\partial r} \quad \text{grad}_\theta f = \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \quad \text{grad}_\phi f = \frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial f}{\partial \phi}$$

روابط مشابهی برای دیگر عبارات معادله می‌توان نوشت. از ترکیب عبارتها داریم :

$$\text{div} \vec{F} dV = \left[ \frac{\partial}{\partial q_1} (F_1 h_2 h_3) + \frac{\partial}{\partial q_2} (F_2 h_1 h_3) + \frac{\partial}{\partial q_3} (F_3 h_1 h_2) \right] dq_1 dq_2 dq_3$$

از تقسیم رابطه بر  $dV$  داریم :

$$\text{div} \vec{F} = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[ \frac{\partial}{\partial q_1} (F_1 h_2 h_3) + \frac{\partial}{\partial q_2} (F_2 h_1 h_3) + \frac{\partial}{\partial q_3} (F_3 h_1 h_2) \right]$$

با قراردادن مقادیر  $h$  در دستگاه قائم‌الزاویه داریم :

$$\text{div} \vec{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$$

در دستگاه مختصات استوانه‌ای

$$\text{div} F = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r F_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial F_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$$

در مختصات کروی

$$\text{div} \vec{F} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 F_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta F_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial F_\phi}{\partial \phi}$$

### لاپلاسین

این عامل دیورژانس گرادیان یک تابع عددی است. سولفه  $F_1$  گرادیان عبارت است از

$$F_1 = \frac{1}{h_1} \frac{\partial f}{\partial q_1}$$

روابط مشابهی برای دیگر سولفه‌ها وجود دارد. با قراردادن این سولفه‌ها در رابطه بالا لاپلاسین به دست می‌آید :

$$\nabla^2 f = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[ \frac{\partial}{\partial q_1} \left( \frac{h_2 h_3}{h_1} \frac{\partial f}{\partial q_1} \right) + \frac{\partial}{\partial q_2} \left( \frac{h_1 h_3}{h_2} \frac{\partial f}{\partial q_2} \right) + \left( \frac{\partial}{\partial q_3} \frac{h_1 h_2}{h_3} \right) \frac{\partial f}{\partial q_3} \right]$$

این رابطه دارای تقارن است. با توجه به این نتیجه لاپلاسین در دستگاه مختصات قائم‌الزاویه عبارت است از

جدول ۱ - ۴  
 خواص آب و بخار اشباع خشک برحسب درجه حرارت اشباع \*

Temp., °F	Pressure, psia	Specific volume, ft <sup>3</sup> /lb		Enthalpy, Btu/lb		
		Sat. liquid	Sat. vapor	Sat. liquid	Evap.	Sat. vapor
<i>T</i>	<i>P</i>	<i>v<sub>f</sub></i>	<i>v<sub>g</sub></i>	<i>h<sub>f</sub></i>	<i>h<sub>fg</sub></i>	<i>h<sub>g</sub></i>
32.0	0.08866	0.01602	3302	0	1075.4	1075.4
350	134.53	.01799	3.346	321.8	871.3	1193.1
360	152.92	.01811	2.961	332.4	862.9	1195.2
370	173.23	.01823	2.628	342.9	854.2	1197.2
380	195.6	.01836	2.339	353.6	845.4	1199.0
390	220.2	.01850	2.087	364.3	836.2	1200.6
400	247.1	.01864	1.866	375.1	826.8	1202.0
410	276.5	.01878	1.673	386.0	817.2	1203.1
420	308.5	.01894	1.502	396.9	807.2	1204.1
430	343.3	.01909	1.352	407.9	796.9	1204.8
440	381.2	.01926	1.219	419.0	786.3	1205.3
450	422.1	.01943	1.1011	430.2	775.4	1205.6
460	466.3	.01961	.9961	441.4	764.1	1205.5
470	514.1	.01980	.9025	452.8	752.4	1205.2
480	565.5	.02000	.8187	464.3	740.3	1204.6
490	620.7	.02021	.7436	475.9	727.8	1203.7
500	680.0	.02043	.6761	487.7	714.8	1202.5
510	743.5	.02067	.6153	499.6	701.3	1200.9
520	811.4	.02091	.5605	511.7	687.3	1198.9

جدول ۲ - ۴

خواص آب و بخار اشباع خشک بر حسب فشار اشباع \*

Pressure, psia	Temp., °F	Specific volume, ft <sup>3</sup> /lb		Enthalpy, Btu/lb		
		Sat. liquid	Sat. vapor	Sat. liquid	Evap.	Sat. vapor
<i>P</i>	<i>T</i>	<i>v<sub>f</sub></i>	<i>v<sub>g</sub></i>	<i>h<sub>f</sub></i>	<i>h<sub>fg</sub></i>	<i>h<sub>g</sub></i>
14.696	211.99	0.01672	26.80	180.15	970.4	1150.5
100	327.86	.01774	4.434	298.61	889.2	1187.8
200	381.86	.01839	2.289	355.6	843.7	1199.3
300	417.43	.01890	1.544	394.1	809.8	1203.9
400	444.70	.01934	1.162	424.2	781.2	1205.5
500	467.13	.01975	.9283	449.5	755.8	1205.3
600	486.33	.02013	.7702	471.7	732.4	1204.1
700	503.23	.02051	.6558	491.5	710.5	1202.0
800	518.36	.02087	.5691	509.7	689.6	1199.3
900	532.12	.02123	.5009	526.6	669.5	1196.0
1000	544.75	.02159	.4459	542.4	650.0	1192.4
1100	556.45	.02195	.4005	557.4	631.0	1188.3
1200	567.37	.02232	.3623	571.7	612.3	1183.9
1300	577.60	.02269	.3297	585.4	593.8	1179.2
1400	587.25	.02307	.3016	598.6	575.5	1174.1
1500	596.39	.02346	.2769	611.5	557.2	1168.7
1600	605.06	.02386	.2552	624.0	538.9	1162.9
1700	613.32	.02428	.2358	636.2	520.6	1156.9
1800	621.21	.02472	.2183	648.3	502.1	1150.4

جدول ۳ - ۴  
 خواص آب معمولی \*

Temp., °F	Specific heat, $c_p$ , Btu/lb-°F			Thermal conductivity, $k$ , Btu/hr-ft-°F			Viscosity, $\mu$ , lb/hr-ft			Density, lb/ft <sup>3</sup>		
	Sat. liquid	1000 psia	2000 psia	Sat. liquid	1000 psia	2000 psia	Sat. liquid	1000 psia	2000 psia	Sat. liquid	1000 psia	2000 psia
32	1.008	1.003	1.000	0.3185	0.3198	0.3211	4.340	4.309	4.279	62.41	62.63	62.85
300	1.029	1.023	1.017	.3952	.3981	.4013	0.452	0.460	0.468	57.31	57.54	57.77
320	1.035	1.031	1.024	.3944	.3969	.3998	.420	.426	.433	56.65	56.86	57.11
340	1.046	1.040	1.032	.3921	.3947	.3977	.391	.396	.404	55.95	56.18	56.44
360	1.056	1.050	1.041	.3891	.3919	.3951	.366	.372	.378	55.22	55.45	55.74
380	1.067	1.061	1.051	.3857	.3885	.3919	.346	.351	.356	54.46	54.68	54.99
400	1.079	1.074	1.062	.3809	.3840	.3880	.327	.330	.335	53.65	53.91	54.23
420	1.094	1.087	1.075	.3753	.3787	.3833	.310	.312	.317	52.81	53.03	53.38
440	1.111	1.105	1.091	.3693	.3728	.3776	.294	.296	.301	51.92	52.15	52.53
460	1.132	1.124	1.109	.3640	.3664	.3713	.280	.282	.286	50.98	51.19	51.62
480	1.154	1.149	1.131	.3575	.3595	.3642	.267	.270	.273	50.00	50.16	50.63
500	1.186	1.176	1.154	.3494	.3510	.3562	.256	.257	.260	48.95	49.12	49.65
520	1.23	1.21	1.188	.3397	.3410	.3475	.246	.246	.249	47.82	47.94	48.54
540	1.28		1.225	.3298		.3371	.235		.239	46.62	46.64	47.35
560	1.34		1.278	.3189		.3256	.225		.231	45.31		46.04
580	1.41		1.341	.3064		.3118	.217		.222	43.90		44.58
600	1.51		1.448	.2919		.2962	.210		.212	42.32		42.92
620	1.65		1.62	.2753		.2778	.200		.202	40.57		40.93
640	1.88			.2565			.190			38.57		
660	2.34			.2335			.177			36.14		
670	2.84			.2198			.169			34.70		
680	3.5			.2056			.161			32.98		
690	5.5			.1854			.148			30.79		

\*From J.F. Hogerton and R.C. Grass, Editors, *The Reactor Handbook*, Vol. 3. Washington, D.C.: U.S. Atomic Energy Commission, 1955. Density calculated from values of specific volume given in J.H. Keenan, et. al., *op. cit.*

جدول ٥ - ٤

\* خواص سدیم

Temp., °F	Density, lb/ft <sup>3</sup>	Specific heat, Btu/lb-°F	Enthalpy, † Btu/lb	Thermal conductivity, k Btu/hr-ft-°F	Viscosity, $\mu$ , lb/ft-hr	Prandtl number
212	57.87	0.3305			1.706	
302			239.9		1.309	
392	56.44	0.3200	268.9	47.11	1.089	0.0074
482			301.8		0.949	
572	55.06	0.3116	332.6	43.75	0.835	0.0059
752	53.63	0.3055	381.4	42.15	0.687	0.0051
932	52.07	0.3015	436.0	38.61	0.588	0.0046
1112	50.51	0.2998	490.1	36.24	0.508	0.0042
1292	48.88	0.3003	544.2	34.10	0.450	0.0040
1472	47.26	0.3030	598.5	31.62	0.399	0.0038
1652		0.3079	653.4		0.363	

\*From R.N. Lyon, Editor, *Liquid Metals Handbook*. Washington: U.S. Atomic Energy Commission, 1952, 1955.

†Interpolated from values given by C.J. Meisl and A. Shapiro, "Thermodynamic Properties of Alkali Metal Vapors and Mercury." General Electric Report No. R 60 FPD35G-A, 1960.

جدول ٦ - ٤

( Btu/hr . ft°F ) قابلیت هدایت حرارتی

°F	Uranium	UO <sub>2</sub> *	PuO <sub>2</sub>	Aluminum	Steel	Zirconium	Zircaloy
200	15.80	4.2	3.60	119	10	11.8	<10
400	17.00	3.5		124	10	11.2	
600	18.10	3.0		134	11	10.8	
800	19.20	2.6		148	11	10.6	
1000	20.25	2.4			13		
1200	21.20	2.1			13.5		
1400	22.00	1.9	1.57		15		
1600		1.7			16		
1800		1.5			18		
2000		1.4					
2500		1.3					
3000		1.2					
3500		1.1					
4000		1.1					

\*Data on UO<sub>2</sub> are highly variable, especially above 3000°F.

جدول ۱-۵  
توابع بسل

$x$	$J_0(x)$	$J_1(x)$	$Y_0(x)$	$Y_1(x)$	$I_0(x)$	$I_1(x)$	$K_0(x)$	$K_1(x)$
0	1.0000	0.0000	$-\infty$	$-\infty$	1.000	0.0000	$\infty$	$\infty$
0.05	0.9994	0.0250	-1.979	-12.79	1.001	0.0250	3.114	19.91
0.10	0.9975	0.0499	-1.534	-6.459	1.003	0.0501	2.427	9.854
0.15	0.9944	0.0748	-1.271	-4.364	1.006	0.0752	2.030	6.477
0.20	0.9900	0.0995	-1.081	-3.324	1.010	0.1005	1.753	4.776
0.25	0.9844	0.1240	-0.9316	-2.704	1.016	0.1260	1.542	3.747
0.30	0.9776	0.1483	-0.8073	-2.293	1.023	0.1517	1.372	3.056
0.35	0.9696	0.1723	-0.7003	-2.000	1.031	0.1777	1.233	2.559
0.40	0.9604	0.1960	-0.6060	-1.781	1.040	0.2040	1.115	2.184
0.45	0.9500	0.2194	-0.5214	-1.610	1.051	0.2307	1.013	1.892
0.50	0.9385	0.2423	-0.4445	-1.471	1.063	0.2579	0.9244	1.656
0.55	0.9258	0.2647	-0.3739	-1.357	1.077	0.2855	0.8466	1.464
0.60	0.9120	0.2867	-0.3085	-1.260	1.092	0.3137	0.7775	1.303
0.65	0.8971	0.3081	-0.2476	-1.177	1.108	0.3425	0.7159	1.167
0.70	0.8812	0.3290	-0.1907	-1.103	1.126	0.3719	0.6605	1.050
0.75	0.8642	0.3492	-0.1372	-1.038	1.146	0.4020	0.6106	0.9496
0.80	0.8463	0.3688	-0.0868	-0.9781	1.167	0.4329	0.5653	0.8618
0.85	0.8274	0.3878	-0.0393	-0.9236	1.189	0.4646	0.5242	0.7847
0.90	0.8075	0.4059	-0.0056	-0.8731	1.213	0.4971	0.4867	0.7165
0.95	0.7868	0.4234	0.0481	-0.8258	1.239	0.5306	0.4524	0.6560
1.0	0.7652	0.4401	0.0883	-0.7812	1.266	0.5652	0.4210	0.6019
1.1	0.6957	0.4850	0.1622	-0.6981	1.326	0.6375	0.3656	0.5098
1.2	0.6711	0.4983	0.2281	-0.6211	1.394	0.7147	0.3185	0.4346



Handwritten text at the top of the page, possibly a title or header.

Handwritten text, possibly a date or reference number.

Handwritten text, possibly a name or subject.

Handwritten text, possibly a description or notes.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text, possibly a list or table header.

Handwritten text at the bottom of the page, possibly a footer or signature.

Bessel function	تابع بسل
— modified	تابع تعدیلی بسل ۲۶۶
blowdown	حالت بخار - مایع ۶۲۹
baseload	بار پایه ۳۳۶
boiling regime	شیوه غلیان ۳۹۸
Boiling	غلیان - جوش
— nucleate	غلیان جنینی ۳۹۹
— local	غلیان موضعی ۳۹۹
— bulk	غلیان توده‌ای ۳۹۹
— crisis	بحران غلیان ۴۰۳
— partial film	جوش لایه‌ای جزئی ۴۰۴
— full film	جوش لایه‌ای کامل ۴۰۴
bubbly flow	جریان کف‌آلود
burnout flux	شار ذوب‌کننده ۴۰۳
bona fide	بدرستی - بدون ریا ۴۳۶
<b>C</b>	
Carcinogen	هر ماده‌ای که سرطان‌زا باشد ۴۲۵
Cataract	آب مروارید ۴۴۲
Cell	یاخته ۴۳۳
— Somatic	یاخته ساختمانی
— germ	یاخته نطفه‌ای
— gamete	یاخته جنسی ۴۳۵
Chart, Segré	منحنی جدول بگره ۲۰
Chemical Shim system	دستگاه کنترل شیمیائی ۲۸۰ و ۱۵۷
China Syndrome	راه چین ۶۲۸
Cluster control rod	میله کنترل خوشه‌ای ۳۰۲
Collision parameter	پایای برخورد
Compton effect	پدیده کمپتون ۹۲
Conversion ratio	نسبت تبدیل ۱۲۹
Cooling Tower	برج خنک‌کننده ۱۴۷

energy	انرژی
— imparted	انرژی جذب شده ۴۲۸
Epilation	ریزش غیرطبیعی مو ۴۲۵
Erythema	قرمزی غیرطبیعی پوست ۴۴۲ و ۴۲۵
Exoothermic	انرژی ده ۳۱
Extrapolated distance	فاصله حدی ۱۹۱
extra polatcd radius	شعاع امتداد یافته ۲۹۹
exposure	تحت تابش ۴۲۵
— external	تحت تابش خارجی
— internal	تحت تابش داخلی

## F

fast fission factor	ضریب شکافت سریع ۲۳۷
fertile material	سواد بارور ۲۸۱
Federal Radiation Council ۴۵۰	شورای مرکزی تابش
fissile	ماده شکافتان ۷۹ و ۸۱ و ۲۴۲ و ۵۷۰
fissionable	قابل شکافت
fission product yield	بهره پاره‌های شکافت ۸۲
Fick's law	قانون فیک ۲۸۴
flat	تخت ۲۴۰
fuel utilization	بهره‌گیری سوخت ۲۳۶ و ۲۱۹
fuel temperature Coefficient	ضریب دمای سوخت ۳۱۸
fuel management	مدیریت سوخت ۳۴۵
fumigation	دودزدائی ۵۸۶

## G

gaseous diffusion	پخش گازی ۱۲۴
Gas Cooled Reactor	راکتورگازی ۱۶۰
gamete cell	یاخته جنسی ۴۳۲
germ cell	یاخته نطفه‌ای ۴۳۳
gonads	غدد زاینده (درنر و ماده) ۴۳۶
ground state	تراز عادی یا پایدار ۱۸

mean diffusion lifetime	عمر متوسط پخش ۲۸۲
mean free path	پوش متوسط آزاد ۰۷
Mercalli scale	اشل مرکالی ۶۲۱
momentum	اندازه حرکت ۱۶ و ۲۰
modified	تعدیلی ۲۱۸ و ۲۴۲
Molten Salt Breeder Reactor (MSBR)	راکتور زاینده نمک مذاب ۳۶۲ و ۳۷۱

## N

nucleon	هستک ۹
nuclide	هسته (با تعداد پروتون و نوترون معین و دارای خصوصیات اتمی مشخص)
neutron	نوترون
— width	عرض یا پهنای (رزنانس جذب) نوترون ۶۴
— prompt	نوترون آبی ۲۸۱ و ۸۶
— delayed	نوترون تاخیری ۲۸۱ و ۸۶
— delayed neutron precursors	هسته‌های مادر نوترون‌های تاخیری ۸۸
— age	سن نوترون ۲۱۰
nuclear fuel management	مدیریت سوخت هسته‌ای ۲۸۱ و ۳۴۰
nucleate boiling	جوش جنبی ۳۹۹

## O

Open Cycle	چرخه باز ۱۶۰
Ovaries	تخم‌های جنس ماده ۴۳۶

## P

particle	ذره ۷
— fundamental	ذره اساسی
Pasquill	پاسکیل ۰۹۰
Pair production	تولید زوج ۹۲
peak load	بار حداکثر ۳۳۶
permanent poison	سم دائم ۳۳۹
petition	دادخواست ۰۶۸
plenum	پایه - پلنوم ۱۰۸ و ۱۳۹

Retention Function	تابع نگهدارنده ۴۶۸
Relative Biological Effectiveness (RBE)	اثر بیولوژیکی نسبی ۴۲۹
Richter Scale	اسل ریشر ۶۲۱

## S

Scram	خاموش شدن راکتور (بدون کنترل) ۲۹۶
Scalding	تاول زدن ۴۴۲
Sterile	
Separative Work Unit (SWU)	کار جداکنندگی ۱۲۵
Self-Shielding	خودحفاظ ۲۷۲
Smog	دودومه ۵۸۵
Somatic cell	پاخته ساختمانی و بدنی ۴۳۳
Steady State	حالت پایدار ۲۲۴
Standard Deviation	انحراف معیار ۴۱۱
Super heat	فوق داغ ۱۴۴

## T

Temperature coefficient of Reactivity	ضریب دمای راکتیویته ۳۱۶
Temperature defect	نقص حرارتی ۳۴۲
testes	تخم‌های جنس نر ۴۳۶
Thermal Conductivity	قابلیت هدایت گرمایی ۳۷۲
thermonuclear	ترمونوکلتر
thermal stress	فشار حرارتی (داخل ماده) ۱۴۹
thermal shield	حفاظ حرارتی
thermal utilization	بهره‌گیری حرارتی ۲۳۶
thermal migration area	سطح مهاجرت حرارتی ۲۴۲
thermal disadvantage factor	ضریب افت فلوی حرارتی ۲۶۵
toxemia	سمومیت خون ۴۳۸
transition	انتقال ۱۸
transport mean free path	پویش متوسط آزاد ترانسپورت ۱۸۷
transcendental equation	معادله دو طرف مجهول دار ۲۵۱
turbulent	متلاطم ۵۷۶ و ۳۹۲

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten mark or symbol.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten text, possibly a name or title.

Handwritten mark or symbol.

— تبدیل داخلی ۲۰  
**Internal Conversion**  
 — خواص ۷  
 — انرژی حالت سکون ۱۳  
 — ولت ۱۳  
 — آلفا ،  
 — پایای برخورد ۶۹  
 — جدول ۶۹  
 — ذره ۲۴  
 — دوز حاصل از ۴۶۵-۴۶۸  
 — انرژی ۲۵  
 — اندرکنش (برخوردستقابل) در ماده  
**interaction** ۱۰۸-۱۰۶  
 — حفاظت در مقابل ۴۸۸  
**range** ۱۰۸-۱۰۶ برد  
 — آلوده کننده‌ها  
 — پخش درجو ۵۷۹-۵۹۴  
 آلودگی ناشی از انتشار گاز از نیروگاه‌های سوخت  
 فسیلی<sup>۲</sup>  
 — حرارتی ۱۴۶  
**Enthalpy** ۳۶۰-۳۶۴ انتالپی  
 انتقال حرارت ۳۵۶-۴۱۴  
 — به‌خنک کننده‌های جوشان ۳۹۸-۴۰۷  
 — ضریب، تعریف ۳۸۱  
 — در فلزهای ۳۹۶-۳۹۷  
 — خنک کننده‌های غیرفلزی ۳۹۲-۳۹۶  
 — بکمک هدایت ۳۷۲-۳۸۱  
 — بکمک جابجائی ۳۷۲، ۳۸۱، ۴۰۷  
 انتقال خطی انرژی (LET) ۱۰۰-۱۰۶  
**Binding Energy** ۳۳-۳۶ انرژی بستگی  
 — آخرین نوترون ۳۵  
 انرژی اتمی

— اثر متقابل در ماده ۹۲-۱۱۱  
 — حفاظ سازی برای ۴۸۹-۵۱۷  
 — انرژی اشعه گامای آبی ۹۱  
 — حفاظ سازی در مقابل ۵۱۸، ۵۳۹-  
 ۵۴۴  
 — بیناب ۵۱۸  
 — جدول ۵۴۰  
 اضافه جرم (۳۵) ۴۷  
**Activation Analysis** اکتیواسیون  
 — تجزیه بروش اکتیو کردن ۴  
 — خنک کننده‌ها (رجوع شود به خنک  
 کننده‌ها)  
 — هوا ۵۴۵-۵۴۶  
 — سدیم ۴۵۴، ۵۴۸  
 — خواص ۷  
 — بعنوان خنک کننده ۱۴۷، ۱۶۶،  
 ۳۹۶  
 — ضریب خلا در ۳۲۶-۳۲۷  
**Void coefficient**  
 اکتیویته،  
 — رادیواکتیو ۲۵-۲۹  
 — پاره‌های شکافت ۸۴-۸۶، ۶۱۶،  
 (۱۵) ۶۷۰  
 — جداول ۶۱۷، ۶۳۲  
 اکسید اورانیوم ۱۰۶-۱۰۷، ۴۰۷  
 — افزایش چگالی ۱۵۷  
 — پاره‌های شکافت گازی در ۵۸۳  
 — قابلیت هدایت حرارتی ۴۰۶  
**Thermal Conductivity**  
 — جدول ۷۰۰  
 الکترون  
**Auger** — آگر ۲۲، ۹۲  
 — جذب ۲۳

— — برای نوترون‌های حرارتی ۲.۰۷-۲.۰۶  
 — — جدول ۲.۰۵  
 — — ضریب پخش ۱۸۸-۱۸۵  
 — — برای نوترون‌های حرارتی ۲.۰۵-  
 ۲.۰۸  
 — — جدول ۲.۰۵  
 — — معادله چندگروهی ۲.۰۵-۱۹۹  
 — — معادله تک گروهی ۲.۰۳  
 — — حل معادله ۱۹۹-۱۹۲  
 — — طول پخش ۱۹۱  
 — — برای نوترون‌های حرارتی ۲.۰۷-۲.۰۶  
 — — جدول ۲.۰۵  
 — — تفسیر فیزیکی طول پخش ۱۹۹-۱۹۸  
 — — زمان پخش ۲۸۴-۲۸۲  
 — — جدول ۲۸۳  
 Effluent جریان‌های گازی ۰۹۳-۰۷۹  
 — — ضریب پخش گازی ۰۸۹  
 — — برای معادله هدایت گرمایی ۳۷۴  
 Doppler effect پدیده دوپلر ۳۱۸-۳۲۱  
 فتوالکترونیک ۹۵-۹۳  
 Scattering پراکندگی  
 — — کمپتون ۱.۰۲-۹۵  
 — — الاستیک نوترون ۵۷،۵۰  
 — — کاهش انرژی در ۶۶-۶۹  
 — — پتانسیل ۶۱  
 Operating License پروانه کارگردانی  
 ۵۷۱، ۵۷۰، ۵۶۶، ۵۶۳  
 پلوتونیوم-۲۳۹  
 — — شدت تولید ۳۴۴-۳۴۳  
 — — زایش ۱۳۵-۱۲۹  
 — — حاصل از اورانیوم ۱۲۸، ۲۳۸

Breit - Wigner برایت - ویگنر  
 — رابطه ۳۱۹، ۶۴  
 — برمزاشرالونگک (اشعه ترمزی) ۱.۰۵  
 Cooling Tower برج خنک کننده ۱۲۴  
 Bessel بسل  
 — تابع ۷۰۲، ۲۲۸  
 — — جدول ۷۰۳-۷۰۲  
 Becquerel بکرل ۴۲۵، ۴۲۴  
 Boron بور  
 — اسید بوریک در کنترل شیمیائی ۳۱۴-  
 Shim Control ۳۱۶  
 — — درمیله‌های کنترل ۳۱۰، ۳۰۲  
 — — در حفاظ سازی ۵۲  
 — — کربور بور ۳۱۰، ۳۰۸، ۳۰۲  
 — — واکنش  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^3\text{H}$  ۶۵۳  
 — — واکنش  $^{6}\text{Li}(n, \alpha)^3\text{He}$  ۶۴  
 Efficiency بهره (کارائی)  
 — نیروگاه قدرت ۱۴۵، ۱۴۶  
 پ  
 Pasquill پاسکیل ۵۹۲-۵۸۹  
 — پتاسیم ۴۰  
 — دوز داخلی ناشی از ۴۴۵  
 Diffusion پخش،  
 — معادله پخش نوترون ۱۹۰  
 — — شرایط مرزی معادله ۱۹۳، ۱۹۲  
 — — شرایط مرزی معادله ۱۹۳، ۱۹۲  
 — — روش پخش گروهی ۱۹۹-۲۰۳  
 ۲۶۰  
 — نوترون ۲۰۸-۱۸۲  
 — نوترون‌های حرارتی ۲۰۸-۲۰۳  
 — — سطح پخش ۱۹۱ diffusion area



ج

چشمه

- دیسکی تابش کننده گاما ۴۷۸-۴۷۰
- خطی اشعه گاما، ۴۷۶-۴۷۰
- نقطه‌ای، ضریب افزایش ۰۰۰-۴۹۴
- تابش اشعه گاما حاصل از ۴۷۶-۴۷۰
- پخش نوترون حاصل از ۱۹۰-۱۹۴

چگالی

- برخورد ۱۸۰، ۱۸۲، ۵۰
- عناصر ۶۸۸-۶۸۵

چگالنده ۱۴۴

چین

- راه‌چین ۶۲۸ China Syndrome

ح

حرارت

- تعادل درراکتور ۳۶۳-۳۵۷
- حاصل از پاره‌های شکافت ۳۷۱-۳۶۸
- نهان ۱۵۷ Latent
- تولید شده درراکتور ۳۷۱-۳۵۷

حفاظ

- بتونی برای نوترون ۵۳۸-۵۳۷
- گرمائی ۱۴۸-۱۴۷

حفاظت

- کمیته مشورتی حفاظت ازامن نگهداری
- ازراکتور Advisory Committee on
- ۵۶۳ Reactor Safeguards (ACRS)
- تجدیدنظر درخواست ۵۶۹، ۵۶۷
- review of application

خ

خطرات

- تجزیه و تحلیل خطرات اتفاقی ۶۵۳-۶۴۲

ج

جابجائی گرمائی ۴۰۷-۳۸۳

heat convection

جدول عناصر ۲۱-۲۰  
جذب

- تابش زا ۳۱۸، ۶۳، ۵۰، ۴۰، ۴۰، ۳۹
- ۳۱۹

جدول ۵۴۱

- مبدا ۵۰
- حفاظ سازی ۵۴۳-۵۳۹، ۵۱۹
- نسبت جذب به شکافت، تعریف ۸۱
- جدول ۸۱

ضریب جذب جرمی ۱۰۴-۱۰۳

جدول ۱۰۳

غیر  $\frac{1}{V}$  ۶۳

ضریب  $\frac{1}{V}$  ۷۴

جدول ۷۵

جریان

annular flow حلقوی ۴۰۱

Laminar flow لایه‌ای ۳۹۳

جرم بحرانی ۲۶۰-۲۵۹-۲۴۹-۲۴۳

Boiling جوش (غلیان)

bulk توده‌ای ۴۰۰-۳۹۹

بحران در ۴۰۷-۴۰۳

film لایه‌ای ۴۰۴-۴۰۳

انتقال حرارت در ۴۰۷-۳۹۸

local موضعی ۳۹۹

nucleate جنبشی یا نقطه‌ای ۳۹۹

Regime شیوه ۴۰۳-۳۹۸

جواز ساختمان به ساختمان و پروانه رجوع شود

جهش ۴۲۲، ۴۲۸-۴۳۷

دستگاه خنک کننده اضطراری	۳۳۴-
Emergency core cooling System (ECCS)	۶۳۵
سوخت	۵۷۲-۵۷۱، ۱۵۶-
سوخت گذاری غیریکنواخت	۳۴۶-
non-uniform loading	۳۴۹
شار گرمائی	۴۰۸-
سانحه قطع خنک کننده	۶۳۴، ۶۱۵-
Loss of Coolant Accident (LOCA)	۶۳۷
ترکیدن لوله بخار	۶۳۹-
تجزیه‌ای و تحلیل گرمائی در	۴۰۸، ۴۰۷، ۴۰۶
راکتور آب تحت فشار	۱۵۷-۱۵۰
سوخت گذاری خودکار	۳۲۵-
Automatic fuel Loading	
سموم قابل سوخت	۳۴۸-۳۴۷
Burnable Poison	
کنترل شیمیائی	۳۱۶-۳۱۵
Chemical Shim	
محفظه ایمنی	۵۷۳-۵۷۲
میله کنترل	۳۰۳-۳۰۲
سانحه سقوط میله کنترل	۶۳۹-
	۶۴۰
نسبت DNB	۴۰۹
جریان گاز رادیواکتیو	۶۵۶-۶۵۳
خنک کننده اضطراری	۶۳۲-۶۲۹
پاره‌های شکافت گازی در	۶۵۳
جدول	۶۳۲
سوخت	۵۷۲-۵۷۱، ۱۵۷-۱۶۵
سوخت گذاری غیریکنواخت قلب	
	۳۴۷-۳۴۵
سانحه قطع خنک کننده	۶۳۲-۶۲۹، ۶۱۵
بکار اندازی راکتور	۳۴۱-

ذغال سنگ	
آلودگی ناشی از	۲
رادیواکتیویته	۶۵۶
	۲
رابطه جینزولوتز	۴۰۱
Jens and Lottes Correlation	
راد	۴۲۹
راکتیویته و پریدراکتور	۲۹۳-۲۹۰، ۲۸۹
	۲۹۶-۲۹۵
ضریب دما	۳۲۵-۳۱۶
ضریب حلاله	۳۲۷-۳۲۵
معادله راکتیویته برای یک گروه نوترون	
تاخیری	۲۸۸
برای شش گروه نوترون تاخیری	
رادیواکتیو	۲۹-۲۰
ذغال سنگ	۶۵۶-۶۵۵
ناشی از نیروگاه‌های هسته‌ای	۶۶۵-۶۵۳
مقررات	۶۵۷-۶۵۳
در غذاهاى دریائی	۶۶۳-۶۶۰
راکتور	
آب سبک	۱۶۱-۱۵۰
آب سنگین	۱۶۵-۱۶۲
راکتور آب جوشان	۱۶۰-۱۵۷
سموم قابل سوخت	۳۴۴
Burnable Poisons	
محفظه ایمنی یا ساختمان دربرگیرنده	
Containment	۵۷۴-۵۷۲
میله کنترل	۳۰۸-۳۰۷
سانحه سقوط	۶۳۹
نسبت DNB	۴۰۸
جریان گاز از effluents	۶۵۵-۶۵۳

International Commission on Radiation Protection (ICRP) سازمان (اداره) تحقیقات و توسعه انرژی ۵۶.  
 Energy Research and Development Administration (ERDA) سازمان حفظ محیط (زیست) ۴۵۰-۴۵۱  
 Environmental Protection Agency (EPA) سازمان ساختار  
 Structure ساختار  
 ۰۶۸-۰۶۴ پروانه ساختمان  
 ۰۷۳-۰۷۱، ۱۰۰ - محفظه ایمنی  
 ۶۰۵-۶۰۴ - نشت از  
 سالیابی  
 ۴۴۷، ۱۴ - کربن  
 ۳۳۹-۳۳۶، ۱۴۹ - ساماریوم  
 Centriole سانتریول ۴۳۵-۴۳۴  
 سانحه  
 ۶۳۷، ۶۲۹ HTGR - افت فشار در  
 depressurization ۶۳۸  
 ۶۳۵ BWR - در  
 ۲۴۲ سطح مهاجرت  
 سطح مقطع  
 ۵۳ - جذب  
 ۲۰۶-۲۰۵ - نوترون های حرارتی  
 ۶۸۷-۶۸۳ - جدول  
 ۵۲۳، ۶۶ - هیدروژن  
 ۶۲۹ - در سانحه راکتور  
 ۵۲۳ - در حفاظت سازی در مقابل  
 ۵۲۳  
 ۹۵ - تابسون  
 Poison سم -

رتنگن ۴۵۷، ۴۲۹  
 Wigner-Seitz ۲۶۵ زایتر -

ز

زایش، تعریف ۱۲۹  
 - زمان مضاعف شدن ۱۳۶-۱۳۰  
 - نسبت زایش ۱۲۸  
 زمان مضاعف  
 - اکسپاناسیل ۱۳۳-۱۳۲  
 - خطر ۱۳۵-۱۳۱  
 زمان متوسط تولید ۲۸۵-۲۸۴  
 زمان متوسط بخش ۲۸۴-۲۸۲  
 - جدول ۲۸۳  
 زیر کالوی ۱۵۶  
 - قابلیت هدایت گرمایی ۷  
 زمین لرزه ۶۲۲-۶۱۹  
 زینان ۳۳۶-۳۲۸، ۱۳۰  
 - اکتیویته (۱۵) ۶۷۰  
 - تجمع و ذوب ۳۳۶-۳۳۳  
 - تعادل ۳۳۳-۳۳۲  
 - ضریب  $\frac{1}{V}$  ۷۰

ژ

ژن ۴۳۶

سی

سازمان جهانی آحاد و اندازه گیری های تابش  
 ۴۳۳، ۴۳۲، ۴۲۷  
 International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRUM)  
 سازمان جهانی حفاظت در مقابل اشعه ۴۴۹-  
 ۴۸۳(۷)، ۴۵۲

- ضرائب کانال‌های داغ ۴۰۹-۴۱۴  
 ضرایب نقاط داغ ۴۰۹-۴۱۴  
**Hot Spot factor**  
 ضریب تکثیر و معادله بحرانی ۲۳۴  
 — تعریف ۱۲۱  
 — برای راکتورهای سریع ۲۱۹  
 — برای رابطه چهار ضریبی ۲۳۶-۲۳۵  
 — در راکتورهای ناهمگون ۲۷۳-۲۷۱  
 — ضریب دما ۲۷۶۱-۲۷۰  
**Void Coefficient** ضریب خلا  
 — در راکتور BWR ۳۲۷  
 — در راکتورهای سریع ۳۲۸-۳۲۷  
 ط  
 طول پخش نوترون‌های حرارتی ۲۰۷-۲۰۶  
 — جدول ۲۰۵  
 طول موج، ذره ۱۰-۱۶  
 — فوتون ۱۵  
 ع  
 عدد  
**Nusselt** — نوزلت ۳۹۸، ۳۹۶  
**Pecklet** — پکلت ۳۹۷  
**Prandtl** — پراندل ۳۹۵  
**Raynold** — ری نولد  
 غ  
**Boiling** غلیان (به جوش مراجعه شود)  
 غنی‌سازی ۵۷۲، ۱۱۳  
 غنی‌سازی سوخت ۱۲۸-۱۲۳  
**gorads** غدد ۴۳۶  
 ف  
 فلو به شار مراجعه شود  
 فاصله‌ی حدی

- شورای ملی حفاظت در مقابل اشعه و اندازه‌گیری‌ها  
 ۴۴۹-۴۵۲  
**Natinal Committee on Radiation  
 Protection and Measure ments  
 (NCRP)**  
 شورای مرکزی تابش ۴۵۱-۴۵۰  
 ض  
**Buildup factor** ضریب افزایش  
 — برای هوا ۶۰۸-۶۱۱، (۹) ۶۸۸  
**Berger** — برگر ۴۹۶  
 — برای هوا (۹) ۶۶۸  
 — برای باریکه تک راستا ۴۸۹-۴۹۴  
 — جدول ۴۴۲  
 — برای چشمه نقطه‌ای ۴۹۵-۵۰۰  
 — برای رابطه برگر ۴۹۶، (۹) ۶۶۸  
 — جدول ۴۹۵-۴۹۶  
 — برای رابطه تیلر ۴۹۷-۵۰۰  
**Taylor** — گلدشتاین برای هوا ۴۳۵-۴۳۶  
**Goldstein**  
 ضریب تراکم زیستی، جدول ۶۶۲  
**attenuation** ضریب کاهش  
 — برای اشعه گاما ۹۷-۱۰۴  
 — جداول ۱۰۳، ۹۹  
 — برای اشعه بتا ۱۰۸-۱۰۹  
 ضریب رقت برای جریان‌ها ۵۸۹  
 ضریب افت ۲۷۲، ۲۶۵  
 ضریب شکافت سریع ۲۳۷  
 ضریب شکافت سریع در راکتورهای ناهمگون  
 ۲۷۲-۲۷۰  
**Fast Fission in Non-homogeneous  
 Fast Reactors**

میله کنترل  
**Cluster rods** ۳.۶-۳.۲ خوشه‌ای  
 — سوانح ۶۴۹-۶۴۰  
**Cruciform** ۳.۹-۳.۶ نوع صلیبی  
 — در راکتورهای سریع ۳۱۱-۳۰۶  
 — جزئی از میله در راکتور ۳۱۴-۳۱۱  
**Partially inserted**

## ن

**exclusion zone** ناحیه انحصاری ۶۲۱-۶۱۴  
 — محاسبه ۶۲۱-۶۱۵  
**Neptunium** نپتونیم ۲۳۹  
 — حرارت ناشی از تجزیه ۳۷۱-۳۷۰  
 — حاصل از اورانیوم-۲۳۸ ۱۲۸  
 نسبت جذب به شکافت، تعریف ۸۱  
 — جدول ۸۱  
**DNB** ۴۱۳، ۴۱۰-۴۰۸  
 — در راکتور **BWR** ۴۱۳  
 — در راکتور **PWR** ۴۱۳  
 نقطه ذوب  
 — سدیم ۱۶۶  
 — سوخت ۴۰۷  
**Neutrino** نوترینو ۲.۰۸  
**Nusselt** نوزلت  
 — عدد ۳۹۸-۳۹۶  
 نوترون  
 — بهره‌گیری از نوترون‌های حرارتی در  
 سوخت ۲۳۵  
 — در راکتورهای ناهمگون ۲۶۸-۲۶۳  
 ۲۷۲-۲۷۱  
 — اثر دمایر ۳۲۶-۳۲۰  
 — سن ۲۱۱-۲۱۰

— در دستگاه‌های مختلف ۶۹۲

**Absorption Edge** لبه جذب ۹۲  
 — لتارژی، افزایش متوسط (E) ۷۱-۷۰  
 — تعریف ۷۰  
**Lysosomes** لیزوزم‌ها ۴۳۶-۴۳۵

## م

**Mitochondria** میتوکندریا ۴۳۶-۴۳۵  
**Mitosis** میتوسیز ۴۳۷-۴۳۶  
 محاسبات چندگروهی ۱۹۹-۲۶۱، ۲۶۰، ۲۰۳  
 — در حفاظ سازی ۵۳۴-۵۳۲  
 معادله پخش به پخش رجوع شود  
**Poisson** معادله پواسون ۳۷۳  
**Laplace** معادله لاپلاس ۳۷۳  
 معادله پیوستگی  
 — برای جریان حرارت ۳۷۳-۳۷۲  
 — برای نوترون ۱۸۸-۱۹۰  
 معادله بحرانی، تک گروهی تعدیلی ۲۴۲  
 — تک گروهی ۲۳۶-۲۳۲  
 دو گروهی ۴۲۰  
**Mercalli Scale** مقیاس مرکالی ۶۲۵-۶۲۳  
 — جدول ۶۲۴  
 مقاوت گرمایی، قدرت جابجایی ۳۸۵  
 — میله‌های سوخت ۳۸۰-۳۷۵  
 — فاصله (۲۲) ۴۱۹  
**Megawatt** مگاوات حرارتی و الکتریکی ۱۴۵  
 منابع سوخت هسته‌ای ۱۳۶-۱۴۳  
**Monte Carlo** مونت کارلو  
 — روش ۵۳۹-۵۳۴-۴۶۰-۴۵۹  
**Generator** مولد SNAP ۴۵ (۳۲) ۴۶  
 مهاجرت  
**migration area** — سطح ۲۴۲



صفحه	سطر	عناوین	صحیح
۸۴	۲	بایستی	باید
۸۴	رابطه (۲ - ۴۱) $t - 1/2$		$t - 1/2$
۸۸	سطر زیر رابطه ۰.۰۷۳		۰.۰۷۳
۸۸	۶ پائین ${}^A\text{Kr}$ به ${}^A\text{Br}$		${}^{87}\text{K}$ به ${}^{87}\text{Br}$
۸۸	۴ پائین	ندارد با انرژی	ندارد، با انرژی
۸۹	۲ و جدول نیم عمر		نیمه عمر
۹۱	۱۶ کافی است که		کافی است
۹۶	زیر شکل شکل (۲ - ۱۷)	سطح مقطع کمپتون برای هراکترون بر حسب انرژی	
۱۰۱	۵ در واحد		در واحد طول مسیر
۱۰۴	۲۱ ۰.۰۸		۰.۰۸
۱۰۷	۸ پائین $R_2$ و $M$		$R_2$ و $M$ بوده
۱۱۳	مسئله (۱۳ - ۱) الف کل با کرومکی		ماکروسکی کل
۱۱۳	۵ پائین شکل ۴ - ۱۷		معادله (۴ - ۱۷)
۱۴۶	۸ پائین اطاق سوخت		کوره
۱۵۸	۱۰ صود		شود
۱۶۲	۱۹ شود		شد
۱۶۲	۳ پائین $(U, Th)C_7$		$(U, Th)C_7$
۱۶۵	۱۹ شکل ۴ - ۸		شکل (۴ - ۸)
۱۶۶	۶ پائین فلز ( )		فلزهای ( )
۱۸۸	۱ معخرج رابطه		$\times 10^{-24}$
۱۸۸	۱۴ و $V$		و یا $V$
۱۹۶	$Ae^{x/L}$ (۵ - ۲۹)		$Ae^{-x/L}$
۲۰۰	زیر نویس	به صفحه ۲۰۱ منتقل شود	
۲۰۱	(۵ - ۴۶) میزان انتقال		= میزان انتقال
۲۰۵	۱۱ به به		با
۲۰۶	۷ و فلو		و $\Phi_0$ فلو
۲۰۶	آخر این با مثال		این مسئله با مثال
۲۰۹	۲۰ عبارت در معادله (۵ - ۷۰) $\Sigma_1 \Phi_1$		عبارت در معادله (۵ - ۷۰) $\Sigma_1 \Phi_1$ برابر
			عبارت $\Sigma_1 \Phi_1$ دو معادله (۵ - ۷۰) برابر

صفحه	سطر	عناوین	صاحب
۳۷۱	۳	۱۱۰	۱۱۰ Mev
۳۷۵	۶ پائین	q"	q"
۳۸۱	۶ پائین	زیرکالری ۴۰	زیرکالری - ۴
۳۸۵	رابطه (۷۰-۸)	مخرج	$2\pi(a+b)HR$
۴۰۱	رابطه (۹۵-۸)	۱/۴	۱/۴
۴۰۱	۸	P"	q"
۴۰۴	۲	زیاد است	زیاد می شود
۴۰۸	۴	کاربرد	کاربرد اورانیوم و توریم
۴۰۸	۱۸	Busuont	ذوب
۴۱۳	۹ پائین	دراین	دراین قسمت
۴۱۳	۹ پائین	حداقل قسمت	حداقل نسبت
۴۱۴	۱۴	وجود	دو
۴۲۴	۶	یهداشت *	بهداشت * میباشد
۴۲۴	۷	حاصل نمودن	حاصل نمائید
۴۲۴	۷	می باشد	حذف شود
۴۲۴	۸ پائین	محسوب تابش ،	محسوس تابش را
۴۲۵	۱۵	معلوم گشت و	معلوم گشت
۴۲۶	سطر آخر	( تابش )	تابش و
۴۳۳	۶	در تجزیه و تحلیل آخر	در آخرین تجزیه و تحلیل
۴۴۶	جدول	جدول (۶-۸)	جدول (۶-۹)
۴۵۶	۷ و ۶	۴۷ × ۱۰ <sup>۷</sup> ره	۴۷ × ۱۰ <sup>۷</sup> ره و ۴۷ × ۱۰ <sup>۷</sup> ره
۴۸۱	آخر	نطفه	یاخته جنینی
۵۰۱	۲ پائین	B <sub>b</sub>	B <sub>p</sub>
۵۱۴	رابطه (۱۰-۵۵)	E <sub>1</sub> (k-μ)a	E <sub>1</sub> (k-μ)a
۵۳۹	۵	۱۰-۱۱	۱۱-۱۰
۵۴۲	۱	X <sub>imnh</sub>	χ <sub>imnh</sub>
۵۴۴	۱۱ و ۲	راکتیو ته	راديو اکتیو ته
۵۴۵	۷	O	۱۸O



1914

1915

1916

1917

1918

1919

1920

1921

1922

1923

1924

1925

1914

1915

1916

1917

1918

1919

1920

1921

1922

1923

1924

1925

1926

1927

1928

1929

1930

1931

1932

1933

1934

1935

1936

1937

1938

1939

1940

1941

1942

1943

1944

1945

1946

1947

1948

1949

1950

1951

1952

1953

1954

1955

1956

1957

1958

1959

1960

1961

1962

1963

1964

1965