

انتشارات دانشگاه تهران

شمارهٔ ۱۸۳۱

شمارهٔ مسلسل ۲۳۶۸

ناشر : مؤسسهٔ انتشارات و چاپ دانشگاه تهران
تاریخ انتشار : بهمن ماه ۱۳۶۱
تیراژ چاپ : یکهزار و نسخه
چاپ و صحافی : چاپخانهٔ مؤسسهٔ انتشارات و چاپ دانشگاه تهران
مسئولیت صحت مطالب کتاب با مترجم است
کلیهٔ حقوق برای دانشگاه تهران محفوظ است
بها : ۲۰۰۰ ریال

مقدمه‌ای بر مهندسی هسته‌ای

ترجمهٔ

علی پذیرنده

بسم الله الرحمن الرحیم

پیشگفتار مترجم

درطی چندسال تدریس و راهنمائی دانشجویان فوق‌لیسانس درتهیه پایان‌نامه بویژه در زمینه تکنولوژی هسته‌ای وهم‌چنین عدم دسترسی دانشجویان و علاقمندان دیگر به‌این رشته بیک مرجع علمی قابل درک وساده مرا برآن داشت تا کتابی که جوابگوی این‌نیازها باشد تهیه نمایم. ازآنجا که‌این رشته ازتکنولوژی نقش عظیمی درتوسعه تمام رشته‌های علوم وفنون دارد وکمتر رشته‌ای از فنون‌را می‌توان یافت که تکنولوژی هسته‌ای درآن 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 به‌زمان طولانی دارد ، ناچار در جستجوی کتابی‌بودم که تا اندازه‌ای برآورنده این نیازها باشد وچراغی باشد برای یافتن مراجع عمیق‌تر و دقیق‌تر ، تااینکه به‌این کتاب که ترجمه آنرا ملاحظه می کنید برخوردم . آنرا اگرچه کافی نیافتم ولی مفید دیدم و عزم در ترجمه آن کردم . این کتاب با زبان شیوا و رسا درسطح قابل درک و استفاده دانشجویان دوره لیسانس و فوق‌لیسانس فیزیک و شیمی وعلاقمندان به‌این رشته که‌دارای [illegible] باشد می‌باشد.

این کتاب خود کمبودهائی دارد و در برگردان آن از انگلیسی به فارسی ویافتن اصطلاحات فارسی مناسب و مصطلح نارسائی‌هائی مشاهده می‌شود.

موجب کمال امتنان وتشکر مترجم خواهد بود که خوانندگان محترم این کتاب هرنوع نارسائی ، وکمبود ویا پیشنهاد خود را باطلاع مترجم برساند.

در پایان از کارکنان سازمان انتشارات و چاپ دانشگاه تهران بویژه گروه حروفچین ، گراورساز و چاپ که درتهیه این کتاب نهایت همکاری را کرده‌اند تشکر می‌نماید.

گروه فیزیک دانشگاه تهران

انتهای خیابان کارگر ـ تهران

علی پذیرنده

آذرماه ۱۳۶۱

پیشگفتار مؤلف

این کتاب محصول یادداشت‌های درس تهیه شده برای سه دوره ارائه شده درگروه مهندسی هسته‌ای دردانشگاه نیویورک و موسسه پلی‌تکنیک نیویورک می‌باشد. این سه‌دوره عبارتند از: یک دوره مقدماتی در یک نیمسال تحصیلی در باره مهندسی هسته‌ای (فصول ۱ - ۸ این کتاب)،یک‌دوره دریک نیمسال تحصیلی دربارهٔ حفاظت درمقابل تابش ها (فصول ۹ و ۱۰ این کتاب) ویک دوره در یک‌نیمسال‌تحصیلی درباره صدور پروانه راکتور، ایمنی، ومحیط زیست (فصل ۱۱). این دوره‌هابرای دانشجویان سال‌های سوم وچهارم لیسانس‌و دانشجویان سال اول فوق لیسانس که قبلا آموزشی در زمینه مهندسی هسته‌ای ندیده باشند تنظیم شده‌است.

مهندسی هسته‌ای رشته بسیار گسترده‌ایست که غیرممکن است بتوان تمام جنبه‌های آنرا در یک کتاب باندازه معین و سطح معقول گنجاند . لازم به‌گفتن نیست که این کتاب بیشتر دربارهٔ نیروگاههای‌هسته‌ای قدرت صحبت میکند زیرا بیشترمهندسین هسته‌ای درحال‌حاضر درگیر این نوع کاربردهای انرژی هسته‌ای هستند. باوجوداین من سعی کرده‌ام که در فصل اول مختصری دربارهٔ حرفهٔ وسیع مهندسی هسته‌ای بحث کنم.

براساس تجربیات من ، دوره‌های فیزیک اتمی وهسته‌ای که توسط استادان فیزیک تدریس می‌شود بشدت جنبه نظریه‌ای پیدا کرده است. بنابراین ، لازم دانستیم این موضوعات را با ذکر جزئیات برای دانشجویان بیان کنم. فصل‌های ۲ و ۳ سورداین تجدیدنظرقرارخواهد گرفت. فصل ٤ بعضی از جنبه‌های علمی نیروی هسته‌ای را بحث خواهدکرد و در برگیرنده توضیحاتی درباره اغلب راکتورهای درحال‌کار ویا درحال‌توسعه است.

پخش نوترون و کندشدن نوترون درفصل ٥ آورده شده است. کندشدن نوترون باروش ساده‌ای بکمک نظریه پخش گروهی عملی خواهدشد وسعی‌می‌شود که از محاسبات نسبتاًمشکل وخسته کننده برای بدست آوردن چگالی کندشدن وبحث درباره نظریه سن‌فری پرهیز شود.

با وجود اینکه بنظرمن ، درحالیکه چنین محاسباتی برای درک کامل کندشدن نوترون‌ها اساسی هستند . لکن لازم نیست. در چنین کتابی با این سطح بحث شود. فصول ٦ ، ۷ و ۸ بمنظور ارائه زمینه کافی در روش های طرح‌ریزی راکتور تاحد لازم برای مهندسین هسته‌ای که بالاخص درگیر مسایل طراحی نیستند تنظیم شده‌است ونیزایجادیک پایه‌برای دوره‌های پیشرفته‌تر درنظریه راکتور هسته‌ای وطرح و محاسبات میباشد.

فصول ۹ و ۱۰ در بارهٔ جنبه‌های عملی حفاظت در برابر اشعه بحث میکنند. هردوفصل بستگی زیادی به‌فصول گذشته دارند.

درابتدا قصد براین بود که فصل ۱۱ شامل بردوفصل باشد ـ یک فصل درباره ایمنی و صدور پروانه و فصل دوم در باره تمام جنبه‌های اثرات محیط زیستی نیروگاههای هسته‌ای برای اینکه کتاب بموقع منتشرشود، بحث درباره اثرات محیط زیستی محدودبه‌اثرات جریان‌های گازی رادیواکتیو شد.

وقتی درابتدا طرح این کتاب رادرمغز خود می‌پروراندم قصد داشتم از دستگاه‌متریک جدید (SI) استفاده نمایم. لکن کنگره ایالات متحده‌امریکا خیلی‌بی‌میل بوده که دستگاه آحاد انگلیسی را بکنار گذارد بویژه در زمینه محاسبات انتقال حرارت، ناچار وادار به‌معرفی آحاد انگلیسی شدم. بحث آحاد در جداول تبدیل آنهابهم در پیوست ۱ داده شده است.

بیشتر اطلاعات لازم برای حل مسائل آخر هر فصل در خود فصل مربوطه ویا در پیوست‌های آخر کتاب داده شده است. اطلاعاتی که خیلی حجیم هستند نظیر جرم‌های اتمی، فراوانی ایزوتوپی وغیره درپیوست‌ها داده نشده‌اند واغلب درجداول عناصریافت می‌شوند که این‌جداول‌را می‌توان ازسازمان انتشارات دولت بدست‌آورد. دسترسی‌به‌چاپ دوم وسوم «سطح مقطع‌های نوترون» گزارش ۳۲۵ آزمایشگاه ملی‌بروک‌هیون 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 ـ آرونسان، سی ـ اف بونیلا، اچ‌چلمر، دبلیو ـ آر ـ کلانسی، آر ـ جی. دلاند، اچ ـ گلدشتاین، اچ سی ـ هاپکینز، اف ـ آر ـ هوبارد ۳، آر. دبلیو ـ ناپ، جی ـ لیر، آر ـ اس ـ تورسن و ام ـ ای ـ رن تشکر وامتنان‌نمایم. هم‌چنین‌از کارمندان مرکز اطلاعات سطح مقطع‌های نوترون در آزمایشگاه ملی‌بروک هیون بویژه دی ـ آی ـ گاربر، بی ـ ای ـ ماگورنو، واس پرل اشتاین که‌درتهیه اطلاعات هسته‌ای و رسم منحنی زحمت کشیده‌اند تشکر کنم.

بالاخره، میل دارم امتنان و تشکرات خود را از زنم باربارا و دخترم میچل برای کمک‌های فوق با ارزشی که درتهیه پیش‌نویس انجام داده‌اند اظهار نمایم.

جی ـ آر ـ لامارشی

لارچموند ـ نیویورک

ژانویه ۱۹۷۵

فهرست مندرجات

فصل اول حوزه عمل کرد مهندسی هسته‌ای ۱

فصل دوم فیزیک اتمی و فیزیک هسته‌ای ۷

۲-۱ ذرات اساسی ۷

۲-۲ ساختمان اتمی وهسته‌ای ۹

۲-۳ وزن اتمی ومولکولی ۱۰

۲-٤ شعاع اتمی وشعاع هسته‌ای ۱۲

۲-٥ جرم وانرژی ۱۳

۲-٦ طول‌موج ذره ۱٦

۲-۷ ترازهای تحریک وتابش ۱۷

۲-۸ پایداری هسته‌ای وتجزیه رادیواکتیو ۲۰

۲-۹ محاسبات رادیواکتیو ۲٥

۲-۱۰ واکنش‌های هسته‌ای ۲۹

۲-۱۱ انرژی بستگی (پیوندی) ۳۳

۲-۱۲ گازها، مایعات وجامدات ۳۷

۲-۱۳ دانستیه اتم ٤۰

مسائل ٤۳

منابع ٤۹

فصل سوم ٥۰

۳-۱ اثر متقابل نوترون باماده ٥۰

۳-۲ سطح مقطع ها ٥۱

۳-۳ تضعیف نوترون ٥٥

۳-٤ سطح مقطع نوترون ٥۹

۳-٥ کاهش انرژی در برخوردهای پراکندگی ٦٦

۳-٦ نوترون‌های چندانرژی ۷۱

۳-۷ شکافت هسته‌ای (فیسیون) ۷٤

۳-۸ اثر متقابل گاما باماده ۹۲
۳-۹ ذرات باردار ۱۰٤
مسائل ۱۱۳
منابع ۱۲۰

فصل چهارم راکتورهای هسته‌ای و نیروی هسته‌ای ۱۲۱
٤-۱ واکنش شکافت زنجیره‌ای (فیسیون زنجیره‌ای) ۱۲۱
٤-۲ سوخت‌های راکتورهای هسته‌ای ۱۲۳
٤-۳ منابع انرژی هسته‌ای ۱۳۷
٤-٤ نیروگاه‌های هسته‌ای ۱٤۳
٤-٥ اجزاء مختلف راکتورهای هسته‌ای ۱٤۷
٤-٦ راکتورهای قدرت ۱٥۰
مسائل ۱۷٦
منابع ۱۸۱

فصل پنجم پخش و کندشدن نوترون ۱۸۲
٥-۱ فلوی نوترون ۱۸۲
٥-۲ قانون فیک ۱۸٤
٥-۳ معادله پیوستگی ۱۸۸
٥-٤ معادله پخش ۱۹۰
٥-٥ شرایط مرزی ۱۹۱
٥-٦ حل معادله پخش ۱۹۲
٥-۷ طول پخش ۱۹۸
٥-۸ روش پخش گروهی ۱۹۹
٥-۹ پخش نوترون‌های حرارتی ۲۰۳
٥-۱۰ محاسبه دوگروهی کندشدن نوترون‌ها ۲۰۸
مسائل ۲۱۲
منابع ۲۱۷

فصل ششم نظریه راکتورهسته‌ای ۲۱۸
٦-۱ معادله راکتور تک‌گروهی ۲۱۸
٦-۲ راکتور تیغه‌ای ۲۲۲

۶-۳ اشکال دیگر راکتور ۲۲۵
۶-۴ معادله بحرانی تک‌گروهی ۲۳۲
۶-۵ راکتورهای حرارتی ۲۳۶
۶-۶ راکتورهای بازتابنده ۲۴۹
صرفه بازتابنده ۲۵۷
۶-۷ محاسبات چندگروهی ۲۵۹
۶-۸ راکتورهای ناهمگون ۲۶۱
بهره‌حرارتی ۲۶۴
احتمال فرار از رزنانس ۲۶۸
شکافت سریع ۲۷۰
مقدار k_∞ ۲۷۱
مسائل فصل ۶ ۲۷۳
منابع فصل ۶ ۲۷۹

فصل هفتم راکتور مستقل اززمان ۲۸۰
۷-۱ سینتیک راکتور ۲۸۱
عمرنوترون آنی ۲۸۲
راکتور بدون نوترون تاخیری ۲۸۴
راکتور بانوترون‌های تاخیری ۲۸۴
حالت بحرانی آنی ۲۹۱
۷-۲ میله‌های کنترل و کنترل شیمیائی ۲۹۸
میله‌های کنترل خوشه‌ای ۳۰۲
میله‌های کنترل صلیبی ۳۰۶
میله‌های کنترل راکتورهای سریع ۳۰۹
۷-۳ اثر درجه حرارت بر راکتیویته ۳۱۶
ضریب درجه حرارت ۳۱۶
اثر هسته‌ای دوپلر ۳۱۸
ضریب کندکننده ۳۲۳
ضریب خلا ۳۲۶
۷-۴ سمی شدن باپاره‌های شکافت ۳۲۸
۷-۵ خواص قلب درمدت عمرراکتور ۳۴۱

منابع فصل ۷ ۳۵۰
مسائل فصل ۷ ۳۵۱

فصل هشتم انتقال حرارت درراکتورها ۳۵۷
۸-۱ نکات عمومی ترمودینامیکی ۳۵۸
۸-۲ تولید حرارت درراکتور ۳۶۲
۸-۳ انتقال حرارت بوسیله هدایت ۳۷۱
۸-٤ انتقال حرارت به خنک‌کننده‌ها ۳۸۳
۸-٥ انتقال حرارت درحال جوش ۳۹۸
۸-٦ طرح حرارتی راکتور ٤۰۷
منابع فصل ۸ ٤۱٥
مسائل فصل ۸ ٤۱٦

فصل نهم حفاظت درمقابل اشعه ٤۲٤
۹-۱ تاریخچه اثرات تابش‌ها ٤۲٤
۹-۲ آحادتابش ٤۲٦
۹-۳ چندنکته ابتدائی درباره بیولوژی ٤۳۳
۹-٤ اثرات بیولوژیکی تابش ٤۳٦
۹-٥ اثرات تابش برفرد ٤۳۸
۹-٦ منابع طبیعی ومصنوعی تابش‌ها ٤٤٥
۹-۷ استانداردهای حفاظت درمقابل تابش‌ها ٤٤۹
۹-۸ محاسبات تابش‌گیری ودوز ٤٥٥
۹-۹ تابش‌گیری ازمنابع اشعه گاما ٤۷٤
چند اصطلاح ٤۷۸
منابع فصل۹ ٤۸۲
مسائل فصل ۹ ٤۸۳

فصل دهم مهاراشعه ٤۸۸
بخش اول ـ مهاراشعه گاما ٤۸۸
۱۰-۱ ضرائب افزایش ٤۸۸
۱۰-۲ چشمه‌های صفحه‌ای بینهایت و مدور ٤۹۸
۱۰-۳ چشمه خطی ٥۰۷
۱۰-٤ چشمه‌های داخلی ٥۱۲

۱۰-۵ حفاظ چندلایه‌ای ۵۱۵
بخش دوم - حفاظ سازی راکتورهسته‌ای ۵۱۸
۱۰-۶ اصول حفاظ سازی راکتور ۵۱۸
۱۰-۷ سطح مقطع های حذفی ۵۲۱
۱۰-۸ طرح حفاظ راکتور - محاسبات حذف - تضعیف ۵۲۷
۱۰-۹ روش حذف - پخش ۵۳۲
۱۰-۱۰ روش های دقیق ۵۳۴
۱۰-۱۱ مهاراشعه گاما ۵۳۹
۱۰-۱۲ اکتیواسیون خنک کننده ۵۴۴
۱۰-۱۳ مجاری زیگزاک در حفاظ‌ها ۵۵۰
منابع فصل ۱۰ ۵۵۱
مسائل فصل ۱۰ ۵۵۳

فصل یازدهم پروانه کارراکتور ، ایمنی و محیط زیست ۵۵۹
۱۱-۱ توانائی ومسئولیت دولت ۵۵۹
۱۱-۲ پروانه کار راکتور ۵۶۳
۱۱-۳ اصول ایمنی نیروگاه‌هسته‌ای ۵۷۱
۱۱-۴ پخش جریان‌های‌گازی درتأسیسات هسته‌ای ۵۷۹
۱۱-۵ دوزهای اشعه ناشی ازنیروگاههای هسته‌ای ۵۹۵
۱۱-۶ محل راکتور ۶۱۲
۱۱-۷ سوانح راکتور ۶۲۵
۱۱-۸ تجزیه وتحلیل خطرسانحه ۶۴۲
۱۱-۹ 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 ازحرفه مهندسی است که مربوط به کاربرد عملی انرژی هسته‌ای می‌شود ، یعنی انرژی که‌به‌یک یانوع دیگر ازهستهٔ اتم سرچشمه‌گرفته وازآن انتشار می‌یابد . همان طوری که خواننده بدون شک آگاه‌است ، اولین کوشش اصلی به کار گرفتن انرژی هسته‌ای درزمان جنگ جهانی دوم آغازشد ومنجربه ساختن بمبهای اتمی‌شد که روی هیروشیما[1] و ناکازاکی[2] منفجر گردید که احتمالا باعث خاتمه ناگهانی جنگ شد . توسعه سلاحهای اتمی‌چه‌درامریکا وچه درخارج ازامریکا ازپایان جنگ جهانی‌دوم‌تابه‌حال همچنان ادامه داشته است احتیاج به‌گفتن نیست ، که انباشتن این سلاح هادر انبارهای اسلحه دنیا اثرعمیقی در روابط بین‌المللی داشته است .

خوشبختانه راههای متعددی وجود دارد که می‌توان از انفجارهای هسته‌ای برای مقاصد صلحجویانه استفاده کرد . مثلا آزمایش‌های مختلف نشان داده است ، گازطبیعی که در لابلای سنگهای زیرزمینی محبوس شده‌اند را می‌توان به کمک انفجارهای هسته‌ای آزاد کرد و تخمین زده‌شده است که بااستفاده از این روش می‌توان کل ذخیره گازطبیعی درایالات متحده را دو برابر کرد . استفاده از انفجارات هسته‌ای برای استخراج نفت ازسنگهای جاری نفت نیز اقتصادی به‌نظر می‌رسد .

بااستفاده از انفجارات هسته‌ای می‌توان‌بندرگاه‌های تازه، گذرگاههای‌آبی وگذرگاههائی از داخل کوهها حفرکرد که مخارج آن کسری از مخارج روش‌های معمولی خواهد بود . حتی می‌توان بابرداشتن کوهها که‌مانع عبور جریان هوا می‌باشد ، آب و هوای خیلی ازمناطق را تغییر داد . این نوع کاربردهاو کاربردهای صلحجویانه دیگر در ایالات متحده(توسط سازمان سازمان انرژی اتمی تحت‌عنوان پلاشر[3]) درحال توسعه جدی می‌باشد . درهرصورت تا به‌حال فقط آزمایش‌های ابتدائی درمورد استفاده از این‌گونه انفجارات هسته‌ای انجام شده است ، زیرا هنوزبی میلی زیادی درکاربرد این‌گونه وسائل تجربی وجود دارد مگر این که نشان داده شود که می‌توان ازاین وسائل به‌طور ایمن استفاده کرد .

۱- Hiroshima ۲- Nagasaki

۳- Plowshare

امروزه اغلب مهندسین هسته‌ای سرگرم توسعه تاسیسات نیروگاههای هسته‌ای هستند که این نیروگاهها یا به‌صورت ثابت برای تولید الکتریسیته و یا به‌صورت نیروگاههائی برای به حرکت درآوردن دستگاههای متحرك به کار می‌روند . درحال‌حاضر نیازدنیا به‌برق بار شد ۶/۷ درصد درسال افزایش می‌یابد واین بدان‌معنی است که قدرت تولیدی برق دنیا هر ۱۰/۷ سال باید دوبرابر شود . دلایل متعددی وجود دارد که کسرفزآینده‌ای از ظرفیت تولیدی انرژی، انرژی هسته‌ای خواهد بود . اولا نشان داده شده است که تولید انرژی هسته‌ای درخیلی ازنقاط جهان ارزانتر ازمنابع متداول انرژی می‌باشد . درحقیقت ، منابع سوخت فسیلی دنیا یعنی ذغال سنگ ونفت وگازطبیعی به‌شدت رویه کاهش است . واثرات (مضر) نیروگاههای هسته‌ای درمحیط زیست به مراتب کمتر از اثر نیروگاههای معمولی است . مثلا یک نیروگاه هزار مگاواتی با سوخت ذغال سنگ در یک سال به مقدار ۱۰۰۰۰۰۰ تن اکسید گوگرد ۷۵۰۰۰ تن اکسید ازت و ۵۰۰۰ تن خاکستر معلق در هوا تولید می کند در حالی که یک نیروگاه هزار مگاواتی نفت سوز گوگرد حدود ۱۶۰۰۰ تن اکسید گوگرد ۲۰۰۰۰ تن اکسید ازت تولید می‌نماید . نیروگاه‌های هسته‌ای هیچ یک از این مواد آلوده کننده‌را به‌وجود نمی‌آورد و فقط مقدار کمی گازهای رادیواکتیو انتشار می‌دهد .

به این دلائل سازمان انرژی اتمی ایالات متحده پیش بینی می کند که ظرفیت الکتریکی هسته‌ای درایالات‌متحده رشد کرده از ۲۰۰۰۰ مگاوات درسال ۱۹۶۳ به‌بیش‌ازیک میلیون مگاوات درسال ۲۰۰۰ خواهد رسید وپیش‌بینی می‌شود که ظرفیت نیروگاههای هسته‌ای دردنیا درآن زمان به‌چهار میلیون مگاوات خواهد رسید .

تا به‌امروز وسیعترین کاربرد نیروی هسته‌ای در دستگاه‌های متحرك برای به‌حرکت درآوردن کشتیها بخصوص درزیردریائی هامی‌باشد. دراین‌مورد این حقیقت‌وجود دارد که نیروگاه‌های هسته‌ای شبیه نیروگاههای معمولی اکسیژن مصرف‌نمی کنند واین یک امتیازباارزش درانتخاب نیروگاه‌های هسته‌ای برای زیر دریائی‌ها می‌باشد . امتیاز دیگر درکشتی هائی که با قدرت هسته‌ای کار می کنند این‌است که فقط پس‌ازمدت خیلی طولانی کارکردن احتیاج با تجدید سوخت دارند . درحال‌حاضر (۱۹۷٤) نیروی دریائی ایالات متحده امریکا دارای‌بیش از صد کشتی از انواع مختلف می‌باشد و شواهد نشان می‌دهند که بالاخره تمام کشتی‌های نیروی دریائی امریکا هسته‌ای خواهند شد .

توسعه کشتی‌های هسته‌ای غیرنیروی دریائی خیلی سریع نبوده است. تا امروز ایالات متحده فقط یک کشتی تجارتی به‌نام ساوانا [1] ساخته است که‌آنهم ازسال ۱۹۷۰ در بندرگاه متوقف است زیرا نشان داده شد که استفاده ازآن اقتصادی نمی‌باشد . به‌هرحال کشتی ساوانا هرگز به‌عنوان یک کشتی تجربی برای بررسی‌اقتصادی بودن کشتی‌های هسته‌ای مناسب‌نبود

۱- Savanah

زیرا این کشتی به‌عنوان یک کشتی نمایشی ملی طرح شده‌است، ونه به‌عنوان یک کشتی تجارتی برای بهره برداری . درخارج از امریکا اتحاد جماهیر شوروی یک کشتی یخ‌شکن هسته‌ای به‌نام لنین ساخته است که سالها است در حال کار می‌باشد واخیرا یک کشتی دیگرنیز ساخته‌است. درسال ۱۹۶۹ آلمان‌غربی یک کشتی باقدرت هسته‌ای برای حمل سنگ‌معدن ، به‌نام اتوهان[۱] به‌آب الداخت وبر اساس اخبار برمی‌آید که‌این کشتی نمونه نمایشی به خوبی کارمی کند.

ژاپنی‌ها یک کشتی به نام موتسو[۲] برای تحقیقات اقیانوس‌ها طرح کرده‌اند که قرار بود درسال ۱۹۷۴ به کارافتد.منابع رسمی ژاپنی اطلاع می‌دهند که ژاپن قصد دارد تاپایان قرن حاضر. ۳۰ کشتی تجاری هسته‌ای بسازد. درضمن درایالات متحده باافزایش‌مداوم بهای نفت ونیزافزایش اندازه و قدرت موردنیاز کشتی‌های تجاری نظرها متوجه احیای برنامه‌ساختن کشتیهای هسته‌ای شده است .

نیروی هسته‌ای نیزبرای به‌حرکت درآوردن هواپیماها ، موشک‌هامورد بررسی قرار گرفته است . از حدود سال ۱۹۴۹ تا ۱۹۶۱ که این طرح پایان یافت ایالات متحده حدود یک‌میلیون دلار برای‌توسعه طرح هواپیماهای هسته‌ای خرج کرده‌است. کار روی‌این‌طرح(طرح هواپیمای باقدرت هسته‌ای) [۳] موقعی آغاز شد که‌ایالات متحده‌صاحب جنگنده‌های دور پرواز که‌بتواند راه‌رفت وبرگشت درمقابل دشمن درخارج ازایالات متحده را انجام دهد نبود. دراین نیروی هوائی فقط آمادگی ماموریت‌های یکطرفه را داشت و این امر مورد رضایت مسئولین نیروی هوائی نبودلذا ناچار بایستی ازپایگاهها خارجی استفاده نمایند که‌درآن‌صورت‌بایدمراقب مسائلی باشند که درمناطق مربوطه به‌وجود می‌آمد . باتوجه به‌برد فوق‌العاده زیادی که‌ازیک هواپیمای با قدرت هسته‌ای می‌توان انتظار داشت به‌نظر می‌آمد که مسائل رامی‌توان باساختن چنین هواپیمائی‌حل کرد . در این موقع بااختراع موشک‌های دورپروازکه ازهرنقطه داخل ایالات متحده قابل پرتاب بودند و توسعه موشک‌های هسته‌ای که از داخل دریائی پرتاب می‌شدند مساله داشتن هواپیمای هسته‌ای دیگر مطرح نبود و به طوری که‌اشاره‌شد آن‌طرح متوقف شد .

ازاین نوشته چنین برمی‌آید که برای انجام ماموریت‌های فضائی به‌دیگر سیاره‌های منظومه شمسی احتیاج به‌داشتن موشک‌های باقدرت هسته‌ای می‌باشد . میل به‌استفاده از موشک های هسته‌ای از آنجا منشا می‌گیرد که کل جرم موشک و سفینه دریک ماموریت طولانی بااستفاده از نیروی هسته‌ای به طور قابل ملاحظه‌ای کمتر از موشک‌های با سوخت شیمیائی معمولی است . مثلا ، جرم تخمینی یک موشک با سوخت شیمیائی برای یک ماموریت سرنشین 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 ٤/١٠٠/٠٠٠ کیلوگرم است . جرم موشک هسته‌ای مشابه که همان ماموریت را انجام دهد فقط ٤٣٠٠٠ کیلو گرم می‌باشد . لازم به یادآوری است که ایالات متحده چندین سال است مشغول توسعه موشکهای هسته‌ای می‌باشد . کاربردانرژی هسته‌ای منحصر به انفجارهای هسته‌ای ودستگاه‌های باقدرت هسته‌ای نمی‌شود .

ایزوتوپهای رادیواکتیو که به‌مقدار زیاد درراکتورهای هسته‌ای به‌وجود می‌آیند دارای موارد استفاده‌های مهم زیادی می‌باشند . درحقیقت تولید واستفاده ازاین ایزوتوپها به‌سرعت به صورت یک‌صنعت در می‌آید . موارد زیر بعضی از کاربردهای فراوان ایزوتوپهای رادیواکتیو را نشان می‌دهد .

ردیابی . دراین روش یکی ازاتم‌های یک‌مولکول رابایک اتم از همان‌نوع رادیواکتیو جایگزین می کنیم . مثلا یک‌اتم رادیواکتیوکربن‌را جایگزین یک‌اتم کربن معمولی‌درداخل یک مولکول ، درزمان تشکیل‌آن ، قرار می‌دهیم . بعدا پس ازاینکه مولکول واکنش شیمیائی یادر آزمایشگاه ویادریک دستگاه بیولوژیکی ، انجام داد می‌توان با مشاهده اشعه‌ای که ازاتم تابش می‌شود محل نشت اتم مورد بحث‌را تعیین نمود . این روش در مطالعه واکنش‌های شیمیائی وپژوهش‌های علوم‌زیستی بسیاربا‌ارزش‌است، روش مشابه درصنعت برای اندازه‌گیری و گاهی برای کنترل جریان و یا عمل اختلاط مایعات به کار می‌رود . مقدار کمی‌از ماده رادیواکتیو را درداخل مایع‌متحرك قرار می‌دهند وتابش آن‌را درنقطه‌ای دیگر که‌مایع جریان پیدامی کند اندازه می‌گیرند . از کالیبراسیون مناسب می‌توان‌از روی سطح تابش ، شدت جریان مایع ویا میزان غلظت آن‌را اندازه‌گیری کرد . بایک روش مشابه می‌توان‌اتم‌های رادیواکتیو را در موقع ساختن قطعات متحرك ماشین آلات ، نظیر پیستون یاوسائل دیگر اضافه کرد . رادیو اکتیویته مشاهده شده درمایع روغن کاری معیار دقیقی از میزان سائیدگی قطعه مورد مطالعه می‌باشد .

روش مربوط به‌این کارتجزیه به‌روش اکتیوکردن نام‌دارد وبراساس این حقیقت قرار دارد که اتم رادیواکتیو هرنمونه دارای تابش خاص به‌خود می‌باشد .

بنابراین می‌توان ترکیب شیمیائی یک ماده رابامشاهده اشعه‌تابش‌آن‌موقعی که‌نمونه کوچکی از آن رادیواکتیو شده‌است تعیین کرد . اکتیوکردن را می‌توان باتحت تابش قرار دادن نمونه بانوترون یا ذرات باردار انجام داد . از آنجا که‌می‌توان مقادیر فوق العاده‌کم ناخالصی را در ماده‌ای (دربعضی‌موارد تایک قسمت در 10^{12}) (قسمت) تعیین کرد لذا تجزیه به‌روش اکتیوکردن وسیله بسیار باارزش در رشته پزشکی ، کشف وجنایات ودیگررشته‌ها که مقادیر بسیار جزئی ازعناصر خاص نقش مهمی راایفا می کند ، می‌باشد .

مولدهای رادیوایزوتوپی : وقتی‌اشعه‌تابشی‌ازایزوتوپهای رادیواکتیوجذب‌حجمی شود به صورت حرارت‌ظاهر می‌گردد . مقداری ازاین حرارت را می‌توان باروش‌های خاصی به

کمک ترموکوپل به‌انرژی الکتریکی تبدیل کرد . دستگاههائی که براین اساس ساخته شده‌اند می‌توانند مقدار کمی‌قدرت تاحدود . . . وات تولید نمایند . (این دستگاه‌هارا مولدهای قدرت کمکی‌می‌نامند[1]) .باتوجه به‌سادگی‌ذاتی وعمرطولانی‌رادیوایزوتوپها، مولدهای رادیوایزوتوپی به عنوان چشمه‌های انرژی‌زا درجاهائی که نیاز به قدرت کم می‌باشد بسیار مناسب هستند . این‌گونه مولدها برای تامین قدرت در سفینه‌ها ، ایستگاههای خود کار هواشناسی دور افتاده ومنبع نوربرای برج‌های دریائی به کار می‌رود. اخیرا مولدهای رادیوایزوتوپی کوچکی دربدن انسان ، که به عبارتی محل دوررسی می‌باشد ، قرار داده‌اند . این‌مولدها برای تنظیم ضربان قلب به‌طور متناوب وماهیچه‌های قلب راتحریک می‌کند .

حفظ موادغذائی : فساد مواد غذائی در اثروجود موجودات میکروسکپی می‌باشد که در موقع بسته بندی یا ارسال مواد غذائی همراه‌آنها حمل می‌شوند . باتابش دادن مواد غذایی بااشعه ، باندازه که موجودات ، ریز را ازبین برده‌یا آنها را بی‌ضرر سازد . ازاین‌گونه فسادها می‌توان ، جلوگیری کرد . در ناحیه مورد نظر می‌توان وسائل مختلف پزشکی نظیر اسبابهای جراحی ، سیم‌های بخیه وغیره راپس‌ازاینکه بسته‌بندی نمود تحت‌تابش ایزوتوپهای رادیواکتیویا در باریکه ذرات بارداریک شتاب‌دهنده قرار داد تاعاری از میکروب[2] شوند .

عمل شیمیائی . وقتی‌اشعه با مواد برخورد می‌کند ، یون‌ها وترکیبات مختلفی به وجود می‌آید ، که دربعضی مواردقادر به‌هدایت واکنش‌های شیمیائی می‌باشند . اتیل‌برومید[3] یک ماده‌شیمیائی است که‌درعملیات شیمیایی صنعتی به کارمی‌رود، این‌ماده‌به‌طور تجاری به کمک عمل پرتودهی بامخارج فوق‌العاده کمتر ازروش‌های متداول تهیه‌می‌شود . به‌هم پیوند شدن‌تک مولکولهای شیمیائی (مولکول‌های کوچک وقتی‌به‌هم پیوند می‌شوند یعنی پلیمریزه می‌شوند ویک‌مولکول بزرگ ، پلیمرنامیده می‌شود) راگاهی می‌توان تحت‌تاثیر این گونه کاتالیزورهای حاصل ازاشعه قرار داد و به‌کمک این روش منحصر به فرد چندین نوع محصول تازه‌به‌دست آمده‌است .

ازآنچه که دربالا بحث‌شد واضح است که حقیقا انرژی هسته‌ای کار بردهای فراوانی دارد - بعضی فوق‌العاده هیجان انگیز وبعضی کمتر ، واضح است که این‌گونه کاربردها ، صلحجویانه می‌باشند و نقش این‌نوع چشمهٔ انرژی با گذشت زمان بیشتر احساس می‌شود . در اینجا به عهده مهندسین هسته‌ای است که باید باپیشترفت های جدید که دراسر ایمنی واقتصادی آن‌می‌دهند همگان را ازآن مطمئن سازند . دراین مورد برای یک مهندس هسته‌ای بسیار مهم‌است که پایه محکمی‌درفیزیک اتمی وفیزیک هسته‌ای برای خودبسازد زیرا این

۱- Systems for Nuclear Auxiliary Power, SNAP

۱- Sterile ۲- Ethyl Bromide

موضوعات است که اساس حرفه اورا تشکیل می‌دهد . بنابر این قسمت اول این کتاب حاوی گذری ازمفاهیم اساسی ومهمم فیزیک جدید می‌باشد .

منابع

برای مبتدی اغلب بسیار مشکل است که میدان گسترده حرفه مهندسی هسته‌ای را درك کند . اغلب کتاب‌ها از جمله این کتاب ، الزاما مربوطبه تعدادنسبتا کمی از فعالیت‌های هسته‌ای می‌شود .

برای اصلاح این‌وضع ودرضمن آگاه کردن همگان ازانرژی هسته‌ای که روزبه‌روز اهمیت بیشتری پیدا می کند سازمان انرژی اتمی‌امریکاتعدادی کتابچه‌تحت‌عنوان (غیر دقیق) «درك اتم» تهیه کرده‌است. این‌نشریات باارزش را می‌توان ازسازمان انرژی‌اتمی دراوك ریج[1] تنسی[2] تهیه کرد .

۱- Oak Ridge ۲- Tennessee

فصل دوم

فیزیک اتمی و فیزیک هسته‌ای

اطلاعات درباره فیزیک اتمی وهسته‌ای برای یک مهندس هسته‌ای لازم است زیرا این موضوعات پایه مهندس هسته‌ای علمی را پی‌ریزی می کند . موضوعات مربوطه به‌فیزیک اتمی وهسته‌ای دراین فصل وفصل آیندهٔ بررسی می‌شود .

۲-۱- ذرات اساسی[۱]

دنیای مادی ازترکیبات ذرات هسته‌ای یا ذرات اساسی تشکیل شده است . تابه 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 ازآنها ازنقطه نظر مهندسی هسته‌ای حائز اهمیت هستند که‌عبارتنداز :

الکترون — . این ذره دارای جرم حالت سکون * $۹/۱۰۹۵۶\times۱۰^{-۲۸}$ گرم وبار الکتریکی $۱/۶۱۰۲۱۹\times۱۰^{-۱۹}$ کلون 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 به‌هم هستند . الکترون‌ها ی منفی گاهی نگاترون نیز نامیده می‌شوند. الکترون‌های معمولی ذراتی هستند که دراین دنیا به‌آنها برمی‌خوریم . الکترون های مثبت یاپوزیترون‌ها نسبتا نادرهستند . وقتی ، درتحت‌شرایط مناسبی، یک پوزیترون به‌یک نگاترون

۱- Fundamental particles

* برطبق نظریه نسبیت جرم یک ذره تابع سرعت آن نسبت به‌ناظر می‌باشد بنابر این لازم است موقع مشخص کردن جرم‌ذرات اساسی سرعت ذره نسبت به ناظر درحال سکون داده شود یعنی عبارت جرم حالت سکون ذکرشود .

+ بحثی در مورد واحدهای علامت‌های آنهاوعلائم اختصار یشان همراه باجداول ضرایب تبدیل آنها درآخرین کتاب درضمیمه ۱ داده شده است.

اعداد ثابت اساسی واطلاعات هسته‌ای درضمیمه ۲ مندرج شده‌اند .

برخورد می کند هردوالکترون ناپدید می‌شوند ودوفوتون (ذرات اشعه الکترو مغناطیس ، به‌زیر نویس مراجعه شود) یابیشتر به‌طوری که درشکل ۲-۱ نشان داده شده است منتشر می‌شود. این عمل رامحوالکترون[۱] نامیده وفوتون‌هائی راکه ظاهر می‌شوند اشعه محو جرم[۲] می‌نامند .



شکل ۲ - ۱ محوپوزیترون و یک نگاترون باتابش دوفوتون

پروتون

جرم حالت سکون این‌ذره $M_p = ۱/۶۷۲۶۱ \times ۱۰^{-۲۴}$ گرم و بار آن مثبت وبرابر بارالکتریکی‌الکترون است ، پروتون‌های بابارمنفی نیز کشف شده‌اند ولی‌ازنقطه نظر مهندسی هسته‌ای اهمیتی ندارند .

نوترون

جرم‌نوترون کمی‌ازجرم پروتون‌بیشتراست، یعنی $M_n = ۱/۶۷۴۹۲ \times ۱۰^{-۲۴}$ گرم واز نظر بارالکتریکی خنثی می‌باشد . نوترون یک ذره پایداری نیست مگرمتصل‌با تم باشد. یک نوترون‌آزاد به‌یک‌پروتون والکترون منفی* تجزیه شده ویک ضدنوترینوآزاد می کند. این‌عمل به‌طور متوسط حدود ۱۲ دقیقه طول می کشد (منظور نیمه عمرنوترون است که برابر ۱۲ دقیقه می‌باشد .

فوتون

این ذرات درطبیعت گاهی شبیه ذرات‌وگاهی شبیه امواج عمل‌می کنند واین‌پدیده موضوع قابل مطالعه‌ای‌است . بنابراین پدیده‌هائی که تصور می‌رود مطلقا دارای خصوصیت

---

۱. Electron ۲- Annihilation radiation

*تجزیه بتابه قسمت ۲ - ۸ مراجعه شود annihilation

موجی هستند به‌نظر می‌رسند که همراه باذره‌بوده ویا دارای خواص ذره‌ای می‌باشند . اشعه الکترومغناطیسی دراین‌طبقه بندی قرارمی‌گیرند . ذره همراه امواج الکترو مغناطیسی رافوتون می‌نامند . این ذره دارای جرم‌حالت سکون صفر وبدون بار الکتریکی می‌باشد که درخلاء بایک سرعت ، یعنی ، سرعت‌نور $c = ۲/۹۹۷۹ \times ۱۰^{۱۰}$ سانتیمتر درثانیه حرکت می کند .

نوترینو

این ذره دیگری است باجرم حالت سکون صفر و بدون بارالکتریکی که بنظر می‌رسد ازتجزیه بعضی ازهسته‌ها خارج می‌شود . درحقیقت دونوع نوترینو وجود دارد . به‌ترتیب نوترینو وضد نوترینو ، لکن برای بیشتر مقاصد احتیاجی به‌مشخص کردن آنهانیست .

۲-۲- ساختمان اتمی و هسته‌ای

بدون‌شک خواننده‌آگاه است‌به‌طوری که دیده واحساس‌می‌شوداتمهاقطعات ساختمانی سوادمی‌باشند. اتم‌به‌نوبه‌خودازیک هسته‌باجرم‌زیاد که باابری‌ازالکترون‌های منفی که باسرعت زیاد حرکت می کنند احاطه شده، تشکیل یافته است . هسته خود ازپروتون ونوترون تشکیل شده است . تعداد کل پروتون‌های داخل هسته را عدداتم می‌نامند و با علامت Z مشخص می‌شود. بنابراین کل بارالکتریکی‌اتم‌برابر $+Ze$ است در یک اتم‌خنثی به‌تعداد پروتون‌ها وجود دارد، یعنی Z ، که به دور هسته درگردش هستند. درعناصرمختلف‌الکترون‌ها هستند که عامل واکنش شیمیائی اتم بوده و عناصر شیمیایی مختلف را مشخص می کنند . مثلا هیدرژن (H) دارای یک الکترون ، هلیوم دارای دو ، لیتوم دارای سه و. . . . . می‌باشد.

تعداد نوترون‌های‌داخل یک‌هسته راعددنوترونی‌می‌نامند وبه N نشان داده‌می‌شود. تعداد کل هستک‌ها[۱] یعنی مجموع پروتون‌ها ونوترون‌ها درهسته برابر $A = N + Z$ می‌باشد که A عددجرم اتمی [۲] نامیده می‌شود.

انواع مختلف اتم‌هائی راکه دارای تعداد معینی پروتون ونوترون‌هستند را نوکلئید[۳] می‌نامند. هرنوکلئید باعلامت شیمیائی آن‌عنصر (عدد مشخص کننده آن Z) وعددجرم‌اتمی جرم‌اتمی دربالای‌آن «(این‌عدد ، N را مشخص می کند که برابر $N = A - Z$ است) نشان داده می‌شود. بنابراین‌علامت $_{1}H^{1}$ مربوط به‌هیدروژن ($Z = ۱$) که دارای‌یک‌پروتون‌می‌شود ، $_{1}H^{2}$ هیدروژنی بیک پروتون ویک نوترون در هسته آن است (H^{2} را دوتریوم [۴] یاهیدرژن سنگین می‌نامند) ، $_{2}He^{4}$ هلیوم ($Z = ۲$) است که هسته‌آن دارای‌وپرتون‌دونوترون می‌باشد.

۱- Nucleon
۲- Atomic Mass Number
۳- Nuclide
۴- Deuterium

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

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

ایزوتوپهای پایدار (وچند ایزوتوپ ناپایدار) اتم‌هائی‌هستند که به صورت عناصری درطبیعت وجود دارند. ولی درهرصورت مقدار فراوانی آنها یکسان نیست. بعضی‌ازایزوتوپهای عناصر معین فراوانتر از ایزوتوپ‌های‌دیگرهستند. مثلااکسیژن هفده ۰/۰۴ . درصد اکسیژن ۱۸ است .

جدولی از ایزوتوپهای مهم وفراوانی آنها در ضمیمه ۲ داده شده است ، باید یادآوری کرد که فراوانی‌های ایزوتوپی برحسب درصد اتم داده شده‌اند . یعنی درصد تعداد اتم‌های یک‌نوع ایزوتوپ در عنصر مورد نظر می‌باشد . در صداتم معمولا با علامت اختصاری $^{a}/_{o}$ مشخص می‌شود .

مثال ۲-۱ می‌دانیم که‌یک لیوان آب دارای $6/6\times10^{24}$ اتم هیدروژن‌است. این‌مقدار آب چنداتم دوتریوم (H^{2}) دارد.

حل . برطبق جدول ۲ -۲ ضمیمه ۲ فراوانی ایزوتوپی H^{2} برابر $0.015\ ^{a}/_{o}$ است . کسر هیدرژن های H^{2} برابر $1/5\times10^{-4}$ می‌باشد . کل تعداد اتم‌های H^{2} درلیوان برابر $9/9\times10^{20} = 6/6\times10^{24}\times1/5\times10^{-4}$ است (جواب)

۲-۳- وزن اتمی و مولکولی

وزن اتمی یک اتم بنابر تعریف برابر جرم اتم خنثی نسبت به جرم اتم خنثی C^{12} می‌باشد . که دراین مقیاس وزن اتمی C^{12} به‌طور اختیاری دقیقا برابر ۱۲ گرفته شده‌است . این تعریف به‌صورت معادله زیر نوشته می‌شود :

$$\text{وزن‌اتمی اتم} = \frac{\text{جرم اتمی خنثی}}{\text{جرم اتمی خنثی}\ C^{12}} \times 12 \qquad 2-1$$

فرض کنید که جرم‌اتمی عنصری درست دوبرابر جرم C^{12} باشد . بنابراین برطبق رابطه (۲ -۱) جرم‌این عنصر $2\times12 = 24$ خواهدبود .

به‌طوری که درقسمت ۲-۲ یادآور شدیم‌عناصری که درطبیعت یافت می‌شونددارای

تعدادی ایزوتوپ هستند . دراین صورت وزن‌اتمی‌عنصر برابر وزن اتمی متوسط مخلوط خواهد بود . بنابراین اگر γ_i فراوانی ایزوتوپی برحسب در صداتم مربوط به ایزوتوپ M_i باوزن اتمی M_i باشد درآن‌صورت وزن‌اتمی عنصر برابر

$$M=\sum_i \gamma_i M_i/۱۰۰ \qquad (۲-۲)$$

است . مثال ۲ ـ۲ بااستفاده‌ازاطلاعات جدول زیروزن‌اتمی‌اکسیژن طبیعی راحساب کنید.

ایزوتوپ	فراوانی[a] ٪	وزن‌اتمی
^{16}O	۹۹/۷۵۹	۱۵/۹۹۴۹۲
^{17}O	۰/۰۳۷	۱۶/۹۹۹۱۳
^{18}O	~~۰/۲۰۴~~ ۰/۲۰۴	۱۷/۹۹۹۱۶

حل :

بااستفاده ازرابطه (۲ ـ۲) وزن‌اتمی اکسیژن به‌دست می‌آید .

$$M(O)=۰/۱[\gamma(^{16}O)M(^{16}O)+\gamma(^{17}O)M(^{17}O)+\gamma(^{18}O)M(^{18})]=۱۵/۹۹۹۳۸ \text{ (جواب)}$$

کل‌جرم مولکول نسبت به جرم یک اتم ^{12}C خنثی راوزن مولکولی می‌نامند . این عدد برابر مجموع وزن‌اتمی ذرات تشکیل دهنده مولکول است . مثلا گازاکسیژن دارای مولکول O_2 است و بنابراین وزن مولکولی آن‌برابر ۳۱/۹۹۸۷۶=۱۵/۹۹۹۳۸×۲ است.

باید دانست که وزن اتمی ووزن مولکولی اعداد بدون واحدی هستند، زیرابرابر نسبت جرم‌های اتم یامولکول‌ها می‌باشند . برخلاف وزن اتمی‌یامولکولی، وزن‌اتم گرم‌ووزن مولکول‌گرم مقدار جرمی‌ازماده بر حسب گرم‌است که برابر وزن اتمی یاوزن مولکولی ماده می‌باشد و این مقدار از ماده را نیز مولکول گرم می‌نامند . بنابراین وزن یک اتم‌گرم یایک اتم‌گرم ^{12}C درست برابر ۱۲ گرم از این ایزوتوپ می‌باشد ویک مولکول گرم از گاز O_2 برابر ۳۱/۹۹۸۷۶گرم است والخ .

ازآنجا که‌وزن اتمی‌برابر نسبت جرم‌های اتمی‌ویک مولکول‌گرم ماده برابر وزن اتمی برحسب‌گرم‌است . نتیجه می‌شود که تعداد اتم‌ها یامولکول‌ها درهر مولکول گرم ماده بدون توجه به ماهیت ماده مقدار ثابتی است . مثلا فرض می کنیم که یک نوکلئید فرضی دارای وزن اتمی ۲۴ گرم است . این بدان معنی‌است که جرم هراتم این ماده درست دوبرابر جرم ^{12}C می‌باشد و بنابر این باید تعداد اتم‌ها موجود در ۲۴ نوکلئید برابر تعداد اتم‌ها موجود در ۱۲ گرم باشد . این موضوع به‌قانون آووگادرو معروف‌است . تعداداتم‌ها

یا مولکول‌های موجود در یک مولکول گرم را عددآووگار ومی‌نامند . این‌عدد را به N_A نشان می‌دهند وبرابر است با : $N_A = ۶.۰۲۲۱۷ \times ۱۰^{۲۴}$

بااستفاده ازعدد آووگار ومی‌توان جرم‌یک اتم یامولکول راحساب کرد.

مثلا ازآنجا که یک مولکول گرم $C^{۱۲}$ دارای ۱۲ گرم‌و N_A اتم است. نتیجه‌می‌شود که جرم‌یک اتم $C^{۱۲}$ برابر است با :

$$\frac{۱۲}{۶.۰۲۲۱ \times ۱۰^{۲۴}} = ۱۹۹۲۶۶۴ \times ۱۰^{-۲۳} \text{ گرم}$$

دراین‌مورد یک‌واحدطبیعی تری‌وجود دارد که می‌توان جرم‌های تک‌تک اتم‌هارا برحسب آن بیان کرد .

این‌واحد جرم‌اتمی‌است که به‌اختصار به amu نشان دادن می‌شود وبرحسب تعریف‌برابر یک دوازدهم‌جرم‌اتم $C^{۱۲}$ خنثی‌است. باتوجه به‌پاراگراف‌قبل یک‌واحد جرم‌اتمی برابراست با :

$$۱\text{amu} = \frac{۱۹۹۲۶۴ \times ۱۰^{-۲۳}}{۱۲} = ۱۶۶۰۵۳ \times ۱۰^{-۲۴} \text{ گرم}$$

بنابر این جرم یک اتم $C^{۱۲}$ برابر ۱۲/۰۰۰۰۰ است ، جرم هر اتم دیگر برحسب واحد جرم اتمی عدداً برابر وزن اتمی اتم مورد نظر می‌باشد.

۲-٤- شعاع اتمی و شعاع هسته‌ای

پیدا کردن تعریفی برای اندازه یک‌اتم تااندازه‌ای به‌علت ابرالکترونی اطراف آن که بعد مشخصی‌ندارد مشکل‌است . الکترون‌ها گاهی‌ممکن‌است‌ازهسته‌دورشوند وگاهی ازنزدیکی هسته عبورمی‌کند . اندازه معقول یک‌اتم فاصله متوسط بین‌هسته و دورترین الکترونی است که در اطراف اتم‌پیدا می‌شود . جز چند اتم سبک این‌شعاع متوسط تقریبا برای تمام اتم‌ها یکی‌است یعنی ۲×۱۰^{-۸} سانتیمتر می‌باشد .

ازآنجا که تعداد الکترون‌های دوراتم باافزایش عدداتمی زیادشوند . واضح است که که دانسیته متوسط الکترونی درابر الکترون اطراف‌هسته نیزافزایش می‌یابد .

هسته نیزشبیه اتم‌دارای یک مرزخارجی مشخصی نیست . سطح آن‌مانند سطح‌اتم (منتها به‌میزان کمتری) تغییر می کنند . اندازه‌گیری پراکندگی نوترون در برخورد باهسته‌ها (مراجعه به‌قسمت ۳ - ٤ شود) نشان می‌دهد که‌باتقریب درجه‌اول هسته رامی‌توان کره‌ای درنظرگرفت که شعاع آن‌ازرابطه زیربه‌دست می‌آید.

$$R = ۱٫۲۵ \times ۱۰^{-۱۳} A^{۱/۳} \qquad (۳-۲)$$

که R برحسب سانتیمتر و A عددجرم اتمی‌است .

ازآنجا که حجم یک کره متناسب بامکعب شعاع است ازمعادله ۲ -۳ برمی‌آید که که حجم V یک هسته متناسب با A می‌باشد . این همچنین بدان معنی است که نسبت $\frac{A}{V}$ یعنی تعداد هستک‌ها درواحد حجم برای هسته‌ها عدد ثابتی است. این یکنواختی دانسیته ماده هسته‌ای نشان می‌دهد که هسته‌ها شبیه قطرات مایع می‌باشند که بستگی به‌بزرگی یا کوچکی هسته ندارد . این‌مدل قطره‌ای ' هسته می‌تواند جوابگوی بسیاری ازخواص هسته باشد.

۲-۵- جرم و انرژی

یکی ازنتایج برجسته نظریه نسبیت انیشتن این‌است که جرم‌وانرژی معادل‌هم‌بوده و به هم قابل تبدیل می‌باشند . به‌ویژه محو کامل یک ذره یا یک جسم ، با جرم حالت سکون m_o منجر به‌آزادشدن انرژی E_o می‌شود که ازرابطهٔ مشهور انیشتن به‌دست می‌آید.

$$E_o = mc^2 \qquad (۲-۴)$$

که در این رابطه c سرعت نور می‌باشد مثلا از محو یک گرم جرم

$E = ۱ \times (۲ر۹۹۷۹ \times ۱۰^{۱۰})^۲ = ۸ر۹۸۷۴ \times ۱۰^{۲۰}$ ارگ $= ۸ر۹۸۷۴ \times ۱۰^{۱۳}$ ژول

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

واحد دیگری که اغلب درمهندسی هسته‌ای به کار می‌رود الکترون ولت می‌باشد و به ev نشان داده می شود . برحسب تعریف الکترون ولت برابر ازدیاد انرژی جنبشی یک الکترون است وقتی دریک اختلاف پتانسیل یک ولتی‌سقوط کند . ازطرف دیگر این‌مقدار انرژی برابربایک الکترون ضرب‌در اختلاف پتانسیل ، یعنی

۱ ولت × کولن $^{-۱۹}۱۰ \times ۱/۶۰۲۱۹ =$ ۱ev

$= ۱/۶۰۲۱۹ \times ۱۰^{-۱۹}$ ژول

واحدهای دیگری که‌اغلب برمی‌خوریم Mev ($۱۰^۶$ ev) و Kev ($۱۰^۳$ ev) می‌باشند .

مثال ۲ - ۳ مطلوب است محاسبه جرم‌انرژی حالت سکون‌الکترون‌برحسب میلیون الکترون ولت .

حل : با استفاده ازمعادله (۲ - ٤) جرم‌انرژی حالت سکون الکترون برابر است با :

$$m_o c^2 = ۹ر۱۰۹۵ \times ۱۰^{-۲۸} \times (۲ر۹۹۷۹ \times ۱۰^{۱۰})^۲$$

$$= ۸ر۱۸۷۱ \times ۱۰^{-۷} \text{erg} = ۸ر۱۸۷۱ \times ۱۰^{-۱٤} \text{J}$$

برای تبدیل آن‌به میلیون الکترون ولت به طریق زیرعمل می کنیم .

$$۸ر۱۸۷۱ \times ۱۰^{-۱۴}\,J \div ۱ر۶۰۲۲ \times ۱۰^{-۱۳}\,J/Mev = ۰ر۵۱۱۰\,Mev$$

مثال (۲ - ٤) انرژی معادل یک‌واحد جرم‌اتمی رامحاسبه نمائید .

حل : این‌مساله رامی‌توان بااستفاده ازجواب مثال قبل به‌آسانی حساب کرد . بنابراین برطبق قسمت (۲ - ۳).

$$۱\,amu = ۱ر۶۶۰۵ \times ۱۰^{-۲۴}\,g$$

نتیجه می‌شود که‌یک واحد جرم‌اتمی معادل‌است با :

$$\frac{۱ر۶۶۰۵ \times ۱۰^{-۲۴} g/amu}{۹ر۱۰۹۵ \times ۱۰^{-۲۸} g/e} \times ۰ر۵۱۱ \frac{Mev}{e} = ۹۳۱ر۴۸۱\ Mev$$

وقتی جسمی درحال‌حرکت است جرم‌آن نسبت به‌ناظر برطبق رابطه‌زیر افزایش‌می‌یابد.

$$m = \frac{m_o}{\sqrt{۱ - \frac{v^۲}{c^۲}}} \qquad (۲ - ۵)$$

که m_o جرم حالت سکون و v سرعت جسم است . رابطه (۲ - ۵) دیده می‌شود که وقتی که v به سمت صفرمیل می کند m برابر m_o می‌گردد . ازطرف دیگر ، وقتی v به c نزدیک می‌شود m تابینهایت افزایش می‌یابد . کل‌انرژی یک‌ذره ، یعنی جرم‌انرژی حالت سکون به‌اضافه انرژی جنبشی یک‌جسم ازرابطه زیربه‌دست می‌آید .

$$E_t = mc^۲ \qquad (۲ - ۶)$$

دراین رابطه m ازرابطه (۲ - ۵) حساب‌می‌شود .

انرژی جنبشی E یک‌جسم برابر اختلاف انرژی کل وانرژی جرم‌حالت سکون‌آن است،

$$E = mc^۲ - m_o c^۲ \qquad (۲ - ۷)$$

$$= m_o c^۲ \left[\frac{۱}{\sqrt{۱ - \frac{v^۲}{c^۲}}} - ۱ \right] \qquad (۲ - ۸)$$

یعنی عبارت زیر رادیکال موجود درمعادله(۲-۸) را می‌توان‌برحسب توان $\left(\frac{v^۲}{c^۲}\right)$ ،

بااستفاده ازقضیه دوجمله‌ای بسط داد. ووقتی $v \ll c$ باشد جملات بعد ازجمله اول راحذف می کنیم و رابطه زیرنتیجه می‌شود :

$$E = \frac{1}{2} m_o v^2 \qquad (۹-۲)$$

که این رابطهٔ متداولی درمکانیک کلاسیک برای تعیین انرژی جنبشی می‌باشد . لازم‌به یاد آوری است که ازمعادله (۲ - ۹) می‌توان به‌جای معادل (۲ - ۸) استفاده کرد به‌شرطی که انرژی جنبشی حاصل ازمعادله (۲-۹) درمقایسه باانرژی جرم‌حالت سکون کوچک باشد . بدین‌ترتیب معادله (۲-۹) وقتی‌صادق است که

$$\frac{1}{2} m_o v^2 \ll m_o c^2 \qquad (۱۰-۲)$$

باشد برای اغلب موارد عملی معادله (۲-۹) به شرطی که $v < ۰٫۲c$ باشد به اندازه کافی دقیق است یا می‌توان نوشت :

$$E \lesssim ۰٫۰۲ E_o \qquad (۱۱-۲)$$

(E_o انرژی جرم‌حالت سکون‌است).

برطبق مثال ۲-۳ انرژی حالت سکون الکترون برابر Mev ۰٫۵۱۱ بوده واز معادله (۲-۱۱)برمی‌آید که رابطه‌نسبیت (۲-۸) درمورد الکترون‌هائی‌به کار می‌رود که‌انرژی جنبشی آنها بیشتر از $۰٫۰۱\,\text{Mev} = ۱۰\,\text{Kev}$ $۰٫۰۱\,\text{Mev} = ۰٫۰۲ \times ۰٫۵۱۱\,\text{Mev}$ باشد. ازآنجا که دراغلب مسائل مهندسی هسته‌ای به‌الکترون‌هائی باانرژی بیش از این برمی‌خوریم ، لذا لازم‌است ازمعادله (۲-۸) استفاده شود. برخلاف الکترون، انرژی معادل جرم حالت سکون نوترون‌ها تقریبا Mev ۱۰۰۰ بوده و $۰٫۲E_o = ۲۰\,\text{Mev}$ می‌باشد . درعمل نوترون‌ها به‌ندرت انرژی بیش از Mev ۲۰ دارا هستند . بنابراین ، مجاز هستیم دراغلب مسائل مهندسی هسته‌ای انرژی جنبشی نوترون رااز معادله (۲-۹) حساب کنیم . وباقرار دادن جرم‌نوترون در معادله (۲-۹) رابطه ساده ترزیر بدست می‌آید.

$$v = ۱٫۳۸۳ \times ۱۰^۶ \sqrt{E} \qquad (۱۲-۲)$$

دراین رابطه v که سرعت‌برحسب سانتیمتر در ثانیه و E انرژی جنبشی‌نوترون‌برحسب الکترون ولت‌است.

موضوع بسیار مهم این‌است که‌بدانیم معادلات ۲-۸-و۲-۹ فقط برای ذراتی که‌جرم آن‌ها صفرنیست صادق است ومثلا آنها رانمی‌توان برای فوتون به کاربرد . فوتون‌ها باسرعت

نورحرکت می کنند و کل انرژی آنها (آنها انرژی جرم حالت سکون ندارند ولذامناسب نیست عبارت‌انرژی جنبشی‌برای این‌گونه‌ذرات به‌کار رود) از رابطه کاملا متفاوت زیربدست می‌آید.

$$E = h\nu \qquad (۲-۱۳)$$

دراین رابطه h ثابت پلانک و ν فرکانس امواج الکترو مغناطیسی وابسته به‌فوتون است. واحدثابت پلانک‌انرژی ضرب درزمان است واگر E رابرحسب الکترون ولت بدهیم h برابر $۴/۱۳۶\times۱۰^{-۱۵}$ الکترون ولت درثانیه می‌شود .

۲-۶- طول موج ذره

در قسمت ۲ - ۱ اشاره شد که تمام ذرات دارای موجهای وابسته به‌خود می‌باشند . طول‌موج λ وابسته به‌هرذره‌ای که اندازه حرکت [۱] آن P است ازرابطه زیربه‌دست می‌آید.

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

که h همان ثابت پلانک است . برای ذراتی که‌جرم حالت سکون غیر صفر دارند P ازرابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$P = mv \qquad (۲-۱۵)$$

دراین رابطه m جرم ذره v سرعت آن است. P درحالت‌غیرنسبیت‌ازرابطه زیربه‌دست می‌آید .

$$P = (۲m_o E)^{\frac{۱}{۲}}$$

که E انرژی جنبشی ذره است . باجایگزین کردن این رابطه در رابطه (۲-۱۵) طول موج ذره به‌صورت زیردرمی‌آید .

$$\lambda = \frac{h}{(۲m_o E)^{\frac{۱}{۲}}} \qquad (۲-۱۶)$$

این رابطه برای محاسبه طول موج درمهندسی هسته‌ای به‌کار می‌رود . باقرار دادن‌جرم نوترون دررابطه بالا طول موج نوترون ازرابطه زیرحساب می‌شود .

۱- Momentum

$$\lambda = \frac{۲٫۸۶۰ \times ۱۰^{-۹}}{\sqrt{E}} \qquad (۲-۱۷)$$

در رابطه (۲-۱۷) λ برحسب سانتیمتر و E انرژی جنبشی نوترون برحسب الکترون ولت است. در حالت نسبیت بهتر است که P را مستقیما ازحل معادلات نسبیت که در قسمت قبل داده شده است حساب کرد . دراین صورت P برابراست با :

$$P = \frac{۱}{c}\sqrt{E_t^{۲} - E_۰^{۲}} \qquad (۲-۱۸)$$

وهمچنین

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{E_t^{۲} - E_۰^{۲}}} \qquad (۲-۱۹)$$

اندازه حرکت ذره‌ای باجرم حالت سکون صفر را نمی‌توان ازرابطه (۲-۱۵) به دست آورد بلکه ازرابطه زیربه‌دست می‌آید :

$$P = \frac{E}{c} \qquad (۲-۲۰)$$

دراین رابطه E انرژی ذره است . وقتی معادله (۲-۲۰) را در معادله (۲-۱۴) قرارمی‌دهیم رابطه زیرنتیجه می‌شود .

$$\lambda = \frac{hc}{E} \qquad (۲-۲۱)$$

باقرار دادن مقادیر عددی h و c خواهیم داشت .

$$\lambda = \frac{۱٫۲۴۰ \times ۱۰^{-۴}}{E} \qquad (۲-۲۲)$$

که λ برحسب سانتیمتر و E برحسب الکترون ولت‌است. معادله (۲-۲۲) برای فوتون وتمام ذراتی که‌جرم‌حالت سکون آنها صفراست صادق‌می‌باشد .

۲-۷- ترازهای تحریک و تابش

تعداد Z الکترون اتمی که به‌صورت دسته‌ای‌دراطراف هسته درحرکت‌هستند کم و بیش دارای مدارهای مشخصی می‌باشند .بعضی‌ازالکترون‌هامحکمتر ازدیگر الکترون‌ها به‌اتم

پیوند دارند. مثلا برای جدا کردن خارجی‌ترین الکترون اتم‌سرب ($Z = ۸۲$) ۷/۳۸ev انرژی لازم است ، در صورتی که برای جدا کردن داخل‌ترین الکترون یا الکترون مدار K (سرب) ۸۸ Kev (۸۸۰۰۰ ev) انرژی لازم است .

عمل جدا کردن الکترون ازاتم را یونیزاسیون و انرژهای ۷/۳۸ ev و ۸۸ Kev را انرژی‌های یونیزاسیون الکترون‌های موردبحث می‌نامند.

دریک اتم خنثی الکترون‌ها ممکن است درمدارها یاترازهای مختلف قرار گیرند. اتم معمولا درترازی که‌انرژی‌آن ازهمه کمتراست‌قرار می‌گیرد واین‌ترازرا ترازعادی [۱] می‌نامند . وقتی اتم دارای انرژی بیش ازانرژی تراز عادی می‌شود می‌گویند اتم درترازتحریک یادریک ترازانرژی قرار دارد . ترازعادی وترازهای مختلف تحریک رامی‌توان به‌آسانی به‌صورت نمودار تراز انرژی ، مانند شکل ۲ - ۲ برای هیدرژن ، نشان داد . بالا ترین تراز انرژی مربوط به وضعی می‌شود که الکترون کاملا ازاتم جداشده‌باشد واتم یونیزه‌شود .

یک اتم نمی‌تواند تابینها یت‌درتراز تحریک قرارگیرد وبالاخره به‌یکی ازترازهای باانرژی کمتر می‌رود و بدین‌ترتیب اتم‌عاقبت‌به‌ترازعادی خود برمی‌گردد. وقتی‌چنین انتقالی [۲] ازیک تراز به‌تراز دیگری رخ می‌دهد اتم یک‌فوتون تابش می‌کند که انرژی آن برابر اختلاف انرژی دوتراز است.

مثلا وقتی یک‌اتم هیدرژن ازاولین تراز تحریک خوددر ۱۰/۱۹ev (رجوع به‌شکل ۲-۲) به‌ترازعادی می‌رود یک فوتون باانرژی ۱۰/۱۹ ev تابش می‌کند . برطبق معادله (۲-۲۲) این فوتون دارای طول موج

$$\lambda = \frac{۱٫۲۴۰ \times ۱۰^{-۴}}{۱۰٫۱۹} = ۱٫۲۱۷ \times ۱۰^{-۵} \text{ cm}$$

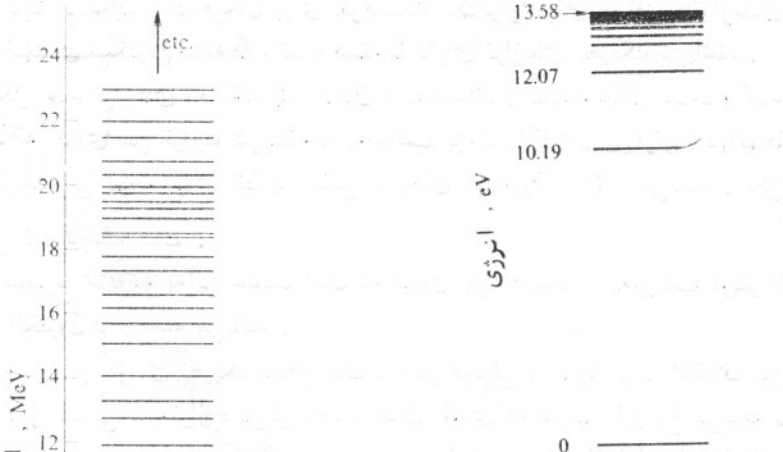
است. تابشی به‌این طول‌موج درناحیه‌مافوق بنفش‌طیف اشعه الکترو مغناطیسی قرار می‌گیرد .

مثال ۲-۵، یک الکترون پرانرژی به‌یک اتم‌سرب برخورد کرده یکی از الکترون‌های مدار K آن‌را به‌خارج ازاتم‌پرتاب می‌کند . وقتی‌یکی ازالکترون‌های خارجی محل خالی‌این الکترون را پرمی‌کند چه شعاع گامائی (باچه طول موجی) تابش می‌شود .

حل : انرژی یونیزاسیون الکترون K برابر ۸۸ Kev است و بنابر این اتم بدون این الکترون درتراز تحریک ۸۸ Kev بالای تراز عادی است .

وقتی یک الکترون مدارخارجی به‌محل K سقوط می‌کند اتم هنوز یک الکترون کم دارد . امااین باریک‌الکترون خارجی‌است که پیوند آن‌به‌اتم ضعیف است . بنابراین ، اتم‌درتراز

۱- ground state ۲- transition



شکل (۲-۲) ترازهای انرژی
اتم هیدروژن (اشل درست نیست)



شکل (۲-۳) ترازهای انرژی ^{12}C

آخر درتراز تحریک ۷/۳۸ ev است که خیلی کمترازمقداراولیه Kev ۸۸ می‌باشد. لذا فوتون تابشی درضمن این انتقال دارای انرژی کمی کمتر از Kev ۸۸ می‌باشد. طول موج‌مربوطه برابر است‌با :

$$\lambda = \frac{۱٫۲۴۰ \times ۱۰^{-۴}}{۸٫۸ \times ۱۰^{۴}} = ۱٫۴۰۹ \times ۱۰^{-۹}\text{Cm} \quad \text{(جواب)}$$

چنین فوتونی در ناحیه اشعه ایکس طیف الکترو مغناطیسی می‌باشد . این عمل - پرتاب یک الکترون داخلی باپیوند محکم وانتقال یک الکترون دیگر ، یکی ازروش‌هائی است که اشعه x تولید می کند .

هستک‌ها درداخل هسته، نظیر الکترون‌ها دراتم، درمدارهای‌مختلف‌حرکت می کنند ولیکن درمقایسه باالکترون‌ها مدارهای حرکت هستک‌ها به‌خوبی مشخص نشده و ماهیت

آنها به‌خوبی درك نشده‌اند . درهرحال برای هرهستك یك‌تراز انرژی حداقل یاترازعادی وجود دارد به‌استثنای سبکترین هسته‌ها ، تمام هسته‌ها دارای ترازهای تحریك می‌باشند .

درشکل ۲-۳ ترازهای تحریك C^{12} نشان داده شده‌اند . مقایسه شکل ۲-۲- و ۲-۳ نشان می‌دهد که انرژی بین ترازها درهسته‌ها به‌مراتب بزرگتر ازانرژی بین‌ترازها دراتم‌ها می‌باشد . اگر چه این نتیجه گیری فقط بر اساس ترازهای هیدروژن و C^{12} می‌باشد . لکن درحالت کلی نیز درست است .

این موضوع مربوطه به‌این حقیقت است که نیروی بین هستك‌ها به‌مراتب قویتر از نیروهای بین الکترون‌ها وهسته می‌باشد .

هسته‌های درترازهای تحریك ممکن است باتابش فوتونی با انرژی برابر اختلاف بین تراز اولیه و تراز انتهائی ، به‌تراز پایین‌تر برود . همان طوری که دراتم نیز رخ می‌دهد . انرژی فوتون‌هائی که‌بدین‌طریق‌ازهسته‌تابش می‌شودمعمولا خیلی بیشتر از انرژی فوتون‌هائی است که ازانتقال الکترون‌ها ناشی می‌شود، این فوتون‌ها را اشعه گاما می‌نامند .

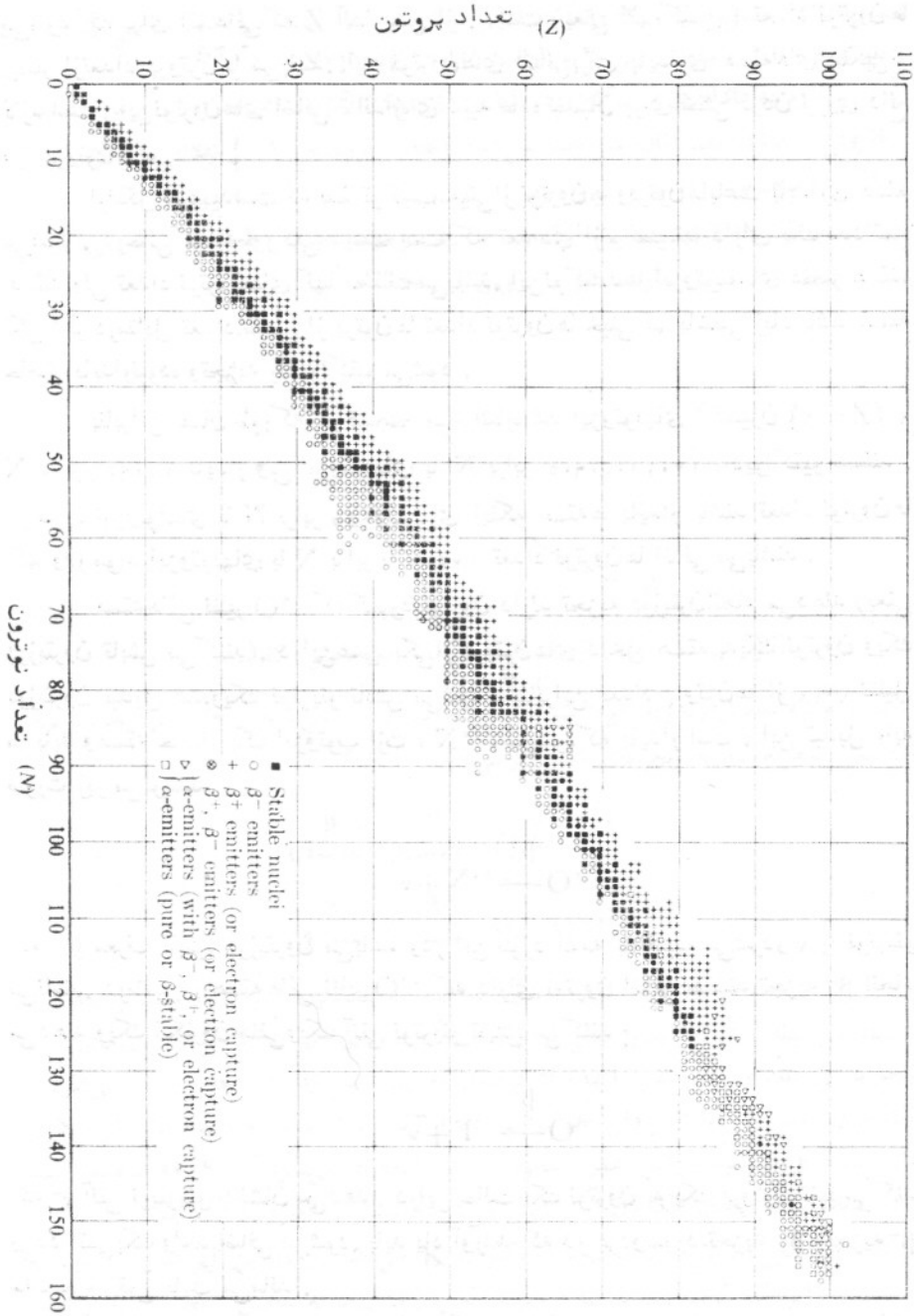
پس از تابش اشعه گاما از هسته ، اشعه گاما باید از داخل ابر الکترونی اطراف هسته عبورکند. اشعه‌گاما درضمن عبور ازداخل ابرالکترونی ممکن است جذب یك الکترون شود یعنی کاملا ناپدید گردد . وقتی‌چنین پدیده‌ای رخ می‌دهد یکی از الکترون‌های اطراف اتم باانرژی برابرانرژی اشعه‌گاماسنهای انرژی بستگی الکترون به‌اتم ، به خارج از اتم پرتاب می‌شود . این‌پدیده به‌عمل تبدیل داخلی اشعه گاما معروف است والکترون تابش شده‌را الکترون تبدیل داخلی می‌نامند . پدیده تبدیل داخلی نزدیك به‌جذب اشعه‌گاما به‌وسیله‌پدیده فتوالکتریك است که درقسمت ۳-۸ بحث خواهد شد .

اگر درتبدیل داخلی‌یکی ازالکترون‌های داخلی ابرالکترونی به‌خارج پرتاب شود،حفره ایجاد شده توسط یکی ازالکترون‌های مدار خارج پرمی‌شودو ضمن این انتقال اشعه x تابش می‌شود . این‌شعاع x ممکن است توسط تبدیل داخلی‌جذب شود ، یعنی اشعه x ضمن عبوراز داخل ابرالکترون جذب‌یك الکترون شده آنرا به‌خارج پرتاب می‌کند. الکترون‌های تبدیل داخلی ازاین نوع که دراثر انتقال الکترون‌های مداری به‌وجود می‌آیند. الکترون‌های آگر[1] نامیده می‌شوند .

۲-۸- پایداری هسته‌ای و تجزیه رادیواکتیو

شکل ۲-٤ تغییرات عدد اتمی را برحسب عدد نوترونی هسته‌های شناخته شده نشان می‌دهد . درمقیاس بزرگتر اطلاعات بیشتری درموردیك یك هسته‌ها به‌صورت جدول درآمده است ، شکل ۲-٤ معروف به‌منحنی سگره[2] یا منحنی هسته‌ها می‌باشد . از روی شکل دیده

۱- Auger ۲- Segre chart



شکل ۲-٤ منحنی نوکلئیدها ، هسته های پایدار وناپایدار(ازکتاب زیرگرفته شده است).

S. E. Liverhant , Elementary Introdction to Nuclear Reactor Physics 1960

می‌شود که برای اتم‌هائی که Z آنها بیش از ۲۰ است (یعنی اتم کلسیم) تعداد نوترون‌ها بیشتر ازتعداد پروتون‌ها می‌باشد. این نوترون‌های اضافی‌برای پایداری هسته‌های سنگین‌تر لازم است. این‌نوترون‌های اضافی تااندازه‌ای شبیه ماده چسبان برای خنثی کردن نیروی دافع بین پروتون‌ها می‌باشد.

ازشکل ۲-٤ پیداست که فقط ترکیب‌معینی‌از نوترون‌ها وپرتون‌هاباعث پایداری هسته می‌شود. درحالی‌که به‌طورکلی درست است که تعدادی ازنوکلئیدها دارای یک عدداتمی هستند ولی تعداد نوترون‌های آنها مختلف می‌باشد. این‌نوکلئیدها ایزوتوپ‌های عنصر هستند لکن اگر درمقابل تعداد معینی از پرتون‌ها تعداد نوترون‌ها خیلی کم یاخیلی زیاد باشد هسته حاصل پایدارنبوده وتجزیه رادیواکتیو می‌شود.

بنابراین همان طورکه در قسمت ۲-۲ اشاره شد ایزوتوپهای اکسیژن ($Z=8$) با N برابر ۸، ۹، ۱۰ پایدار ولی ایزوتوپهای با N برابر ۵، ۶، ۷، ۱۱، ۱۲ رادیواکتیو هستند. در مورد ایزوتوپهای با N برابر ۵و۶و۷ برای اینکه هسته‌ها پایدار باشند تعداد نوترون‌ها کم ودر مورد ایزوتوپهای با N برابر با ۱۱، ۱۲ تعداد نوترون‌ها اضافی می‌باشند.

هسته‌هائی نظیر ^{15}O که کمبود نوترون دارند تجزیه پوزیترون‌انجام می‌دهند (یعنی پوزیترون تابش می‌کنند). دراین‌عمل یکی‌از پروتون‌های داخل هسته به‌یک نوترون ویک پوزیترون تبدیل شده‌ویک نوترینو تابش می‌شود - بنابراین تعداد پروتون‌ها از ۸به۷ تقلیل می‌یابد وهسته حاصل یک ایزوتوپ ازت، ^{15}N، می‌شود که پایدار است. این تبدیل رابه صورت زیر می‌نویسند.

$$^{15}O \xrightarrow{\beta^+} {}^{15}N + \nu$$

که β^+ معرف تابش پوزیترون می‌باشد ودر این مورد اشعه بتانامیده می‌شودو ν را نوترینو می‌نامند. درمقابل، هسته‌هائی نظیر ^{19}O که دارای نوترون اضافی هستند تجزیه β^- انجام می‌دهند ویک الکترون منفی‌ویک آنتی نوترینو تابش می‌کنند:

$$^{19}O \xrightarrow{\beta^-} {}^{19}F + \bar{\nu}$$

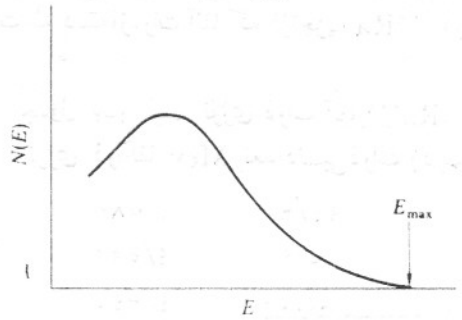
که $\bar{\nu}$ آنتی نریتوینو را نشان می‌دهد. دراین حالت یک نوترون به یک پروتون تغییرمی‌کند وعدد اتمی‌یک واحد اضافی می‌شود. باید یادآورشد که در هردو مورد تجزیه β^+ وتجزیه β^- عدد جرم اتمی ثابت می‌ماند.

درهر دومورد تابش بتا، به طوری که در شکل ۲-۵ نشان داده شده است طیف انرژی بتاهای تابش شده پیوسته‌است. محور y شکل، $N(E)$ تعداد الکترون‌های تابیده

شده باانرژی جنبشی E و E واحد انرژی را نشان می‌دهد. بنابراین تعداد واقعی الکترون‌های تابیده‌شده 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 باانرژی بیش‌ازآن مشاهده نمی‌شود (طیف انرژی هر تابش کننده بتا دارای انرژی حداکثری مخصوص به خود می‌باشد).

ثابت شده است که انرژی متوسط الکترون ها E در مورد تجزیه β^- تقریبا برابر E_{Max} ۳/. و در تجزیه β^+ انرژی متوسط برابر E_{Max} ۴ر۰ $\bar{E} \simeq$ می‌باشد .



شکل ۲-۵ نمونه‌ای ازطیف الکترون‌های یک‌تابش کننده‌بتا

اغلب، هسته حاصل‌ازتجزیه β^- (هسته‌دختر) خود ناپایدار می‌باشد وتجزیه β انجام‌می‌دهد. این‌عمل منجربه تجزیه زنجیره‌ای نظیر زیر می‌شود .

$$^{13}O \xrightarrow{\beta^+} {}^{13}N \xrightarrow{\beta^+} {}^{13}C \quad \text{(پایدار)}$$

$$^{20}O \xrightarrow{\beta^-} {}^{20}F \xrightarrow{\beta^-} {}^{20}Ne \quad \text{(پایدار)}$$

هسته‌هائی که تعدادنوترون‌های‌آنها کم‌است باجذب الکترون تعدادنوترون‌هایشان را زیاد می‌کنند . دراین عمل یکی از الکترون‌های مداری اتم با یکی‌از 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 بعدا به وسیله یکی از الکترون های دیگر پر می‌شود . این عمل منجربه تابش اشعه x می‌شود که الزاماً مشخص کننده عنصر دختراست ویایک الکترون آگر تابش می‌شود . معمولا الکترونی که‌به‌وسیله هسته‌جذب می‌شود ازداخلی‌ترین‌لایه الکترون‌ها یاالکترون K می‌باشد. بنابراین این‌عمل راجذب K می‌نامند. ازآنجا که هسته‌دخترحاصل‌ازجذب الکترون‌همان‌هسته حاصل ازتجزیه β^+ می‌باشد، این است که اغلب این دوعمل با یکدیگر رقابت می‌کنند .

طریق دیگر که بعضی از هسته‌های ناپایدار تجزیه رادیواکتیوانجام می‌دهند تابش

ذرات آلفا است. این ذره، هسته‌ی بسیار پایدار ایزوتوپ He^4 ، شامل دوپروتون ودونوترون ، می‌باشد. تابش ذره آلفا باعث کاهش عدد اتمی به دوواحد وجرم اتمی به چهار واحد می‌شود مثلا تجزیه آلفا از U^{238} (اورانیوم) طبق رابطه زیرمنجربه تولید Th^{234} (توریوم ٢٣٤) می‌شود.

$$^{238}_{92}U \longrightarrow {}^{234}_{90}Th + {}^{4}_{2}He$$

تجزیه آلفا ازهسته‌های سبک خیلی به‌ندرت رخ می‌دهدلکن درهسته‌های سنگین متداول است . برخلاف طیف انرژی ذرات بتاطیف ذرات آلفا به‌صورت مجرد (خط) هستند . درجدول (٢-١) مشخصات سه دسته‌ازذرات آلفا که ازتجزیه Ra^{226} (رادیوم ٢٢٦) مشاهده شده اند داده شده‌اند .

جدول ٢-١ طیف انرژی ذرات آلفا Ra^{226}

انرژی ذره‌آلفا Mev	تعدادنسبی ذرات (درصد)
٤/٧٨٢	٩٤/٦
٤/٥٩٩	٥/٤
٤/٣٤٠	./..٥١
٤/١٩٤	٧×١٠^{-٤}

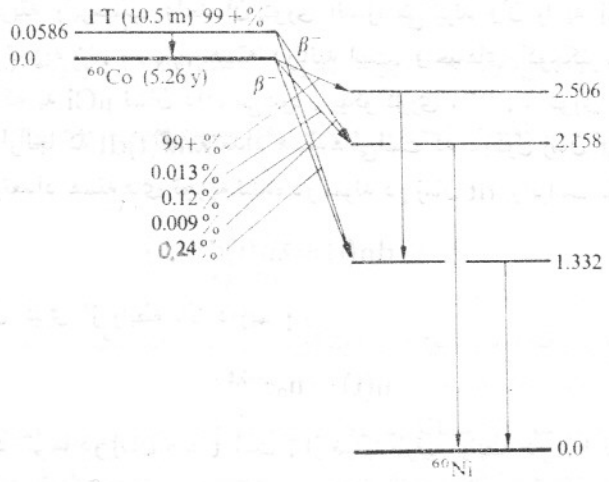
هسته‌های حاصل ازتجزیه $\beta(+$ یا $-)$ جذب‌الکترون یاتجزیه آلفااغلب پس‌ازتبدیل درحالت تحریک قرار می‌گیرند . هسته تحریکی (دختر) معمولا به‌طرفی که درقسمت ٢-٧ تشریح شد یک اشعه گاما یابیشتر تابش می‌کند . به‌عنوان مثال درشکل ٢-٦ تجزیه Co^{60} که درمهندسی هسته‌ای استفاده زیادی دارد نشانداده شده است . شکلی از این نوع را خلاصه تجزیه [1] می‌نامند . باید یادآورشد که‌اشعه گاما اصلی ازهسته دخترتابش می‌شود، دراین‌حالت Ni^{60} اگرچه اغلب آن را مربوطبه (و درحقیقت ، درنتیجه) تجزیه هسته مادریعنی Co^{60} می‌دانند .

اغلب هسته‌های‌تحریک شده تابش کننده‌اشعه‌گاما دریک زمان‌بسیار کوتاه غیرقابل اندازه گیری پس از تشکیل، تجزیه می‌شوند . در هرحال ، به علت ساختمان داخلی خاص آنها ، تجزیه بعضی ازسطوح تحریک به تاخیر می‌افتد . به طوری که این ترازها به‌نظر نیم پایدار می‌آیند . چنین سطوح باعمر طولانی را ترازهای ایزومری هسته موردنظر می‌نامند . تابش اشعه گامای یکی‌ازاین ترازها راانتقال‌ایزومری می‌نامند ودرجداول به IT نشان‌داده می‌شوند . در بعضی ازحالات ترازهای ایزومری ممکن است تجزیه بتاانجام دهند .

شکل ٢-٦ ترازهای ایزومری (Co^{60}) را نشان می‌دهد که ٥٨ Kev بالاتر ازتراز عادی Co^{60} است(قاعدتا ترازهای‌ایزومری درانرژی‌های خیلی‌نزدیک‌به‌ترازعادی‌واقع هستند)

١- decay scheme

این تراز از تجزیه β^- آهن ۶۰ به‌وجود می‌آید که در شکل نشان داده شده است . بعدا دیده خواهد شد که این ترازایزومری به‌دوطریق تجزیه می‌شود : یکی باتابش اشعه گاماوانتقال به ترازعادی Co^{60} و دیگری تجزیه β^- و رسیدن به دوتراز تحریک اولیه Ni^{60} ، راه اول به‌مراتب محتملتر از (٪۹۹+) راه‌دیگر است .



شکل ۲-۶ خلاصه تجزیه اشعه تابشی Co^{60} رانشان می‌دهد . اعداد کنار ترازهای تحریک انرژی‌های این ترازها رابالاتر ازترازعادی، برحسب Mev نشان می‌دهد . احتمال وقوع دوراه‌تجزیه برحسب درصدنشان داده‌شده‌اند .

به‌طور خلاصه هسته‌ای بدون تعداد لازم پروتون/ ونوترون برای‌اینکه پایدار باشد باتجزیه آلفا وبتایا جذب الکترون به‌حالت پایدار نزدیکتر می‌شود و متعاقب آن‌ها ممکن است اشعه گاماتابش شود . بایدتاکید کرد که هسته‌های رادیواکتیو با تابش نوترون یاپروتون تجزیه نمی‌شوند (پاره‌های فیسیونی که‌نوترون تابش می کنند مستثنی‌می‌باشند م).

۲-۹- محاسبات رادیواکتیو

محاسبات تجزیه رادیواکتیویته هسته‌ها ، به‌علت‌این‌که یک قانون تجزیه اصلی برای تمام تجزیه‌ها حکمفرماست آسان می‌باشد. برطبق این قانون احتمال تجزیه یک‌هسته درواحد زمان ثابت‌است‌وتابع زمان‌نیست. این‌ثابت‌راثابت‌تجزیه[1] می‌نامند وبه λ نشان‌می‌دهند. تجزیه یک‌ماده رادیواکتیو را درنظربگیرید . اگر درزمان t تعداد $n(t)$ هسته تجزیه نشده باشد برطبق تعریف ثابت تجزیه ، تعداد $\lambda n(t)\,dt$ از این هسته‌ها به طور متوسط در طول dt بین $t+dt,t$ تجزیه خواهند شد . بنابر این میزان تجزیه $\lambda n(t)$ تجزیه در واحد زمان

۱- Decay Constant

خواهد بود. این‌میزان تجزیه را اکتیویته (فعالیت) نمونه نامیده‌وبه α نشان می‌دهند. بنابراین اکتیویته درزمان t ازرابطه زیربه‌دست می‌آید :

$$\alpha(t)=\lambda n(t) \qquad (۲۳-۲)$$

اکتیویته رابرحسب واحد آن کوری اندازه می‌گیرند وآن را به Ci نشان می‌دهند و کوری برابر تجزیه $۳/۷\times۱۰^{۱۰}$ هسته درثانیه است. واحدهای کوچکتر میکروکوری یعنی $۱۰^{-۶}$ کوری که به μCi نشان داده می‌شود. پیکوکوری، $۱۰^{-۱۲}$ کوری که به PCi نشان داده‌می‌شود. ازآنجا که $\lambda n(t)dt$ تعداد هسته‌هائی‌است که درطول زمان dt تجزیه‌می‌شوند. لذا کاهش درتعداد هسته‌های تجزیه نشده در نمونه در زمان dt برابراست با :

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

پس ازانتگرال گیری از رابطه بالا داریم :

$$n(t)=n_o e^{-\lambda t} \qquad (۲۴-۲)$$

که n_o تعداد اتم‌ها در زمان $t=۰$ است . از ضرب طرفین رابطه در λ اکتیویته در زمان t به دست می‌آید . یعنی .

$$\alpha(t)=\alpha_o e^{-\lambda t} \qquad (۲۵-۲)$$

که α_o اکتیویته درزمان $t=۰$ است . بنابراین اکتیویته به‌طور نمائی نسبت به‌زمان کاهش می‌یابد .

مدت زمانی را که در آن اکتیویته نصف می‌شود نیم عمر[۱] گویند و با علامت $T_{۱/۲}$ نشان می‌دهند باقراردادن

$$\alpha\left(\frac{۱}{۲}\right)=\frac{\alpha_o}{۲}$$

در معادله (۲-۲۵) داریم

$$\alpha_{o/۲}=\alpha_o e^{-\lambda T_{۱/۲}}$$

بالگاریتم‌گیری از طرفین معادله و استخراج $T_{۱/۲}$ خواهیم داشت

$$T_{۱/۲}=\frac{\ln ۲}{\lambda}=\frac{۰٫۶۹۳}{\lambda} \qquad (۲۶-۲)$$

۱- half life

بدون اشکال می‌توان نشان داد که عمر میانگین قابل انتظار یاعمرمتوسط یک‌هسته رادیواکتیو به‌وسیله رابطه زیربه‌ثابت تجزیه مربوط می‌شود .

$$\bar{t} = \frac{1}{\lambda} \qquad (۲۷-۲)$$

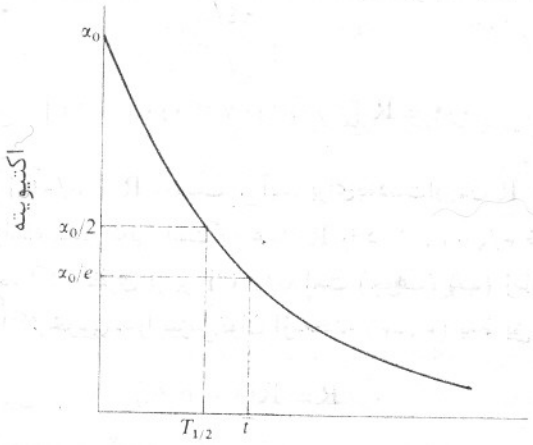
ازمعادله (۲-۲۵) دیده می‌شود که اکتیویته پس از گذشت یک عمر متوسط به اندازه $\frac{1}{e}$ام مقدار اولیه اش‌می‌شود . باتوجه به‌معادله ۲-۲۶ ، عمر متوسط‌ونیم‌عمربه‌وسیله‌رابطه زیربه‌هم مربوط می‌شوند .

$$\bar{t} = \frac{T_{1/2}}{۰٫۶۹۳} = ۱٫۴۴\ T_{1/2} \qquad (۲۸-۲)$$

تجزیه نمائی یک‌ماده رادیواکتیو درشکل ۲-۷ رسم شده است ونیم عمر وعمر متوسط آن نیز درشکل مشخص شده است .

اغلب لازم می‌شود که مسائل مربوط به‌تهیه مواد رادیوکتیو دررا کتورهای‌هسته‌ای 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 درثانیه تولید می‌شوند . یک‌هسته رادیواکتیو به محض‌تشکیل ممکن است تجزیه شود . تغییر در تعداد اتم‌های نوکلئید در زمان dt از رابطه زیر به دست می‌آید :

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



شکل ۲-۷ تجزیه یک‌نمونه رادیواکتیو

این معادله رامی‌توان به‌صورت زیرانتگرال گیری کرد

$$n = n_0 e^{-\lambda t} + \frac{R}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) \qquad (۲-۲۹)$$

در این معادله n_0 تعداد هسته‌های ماده رادیواکتیو درزمان $t = 0$ است. از ضرب معادله در λ اکتیویته نوکلئید به‌دست می‌آید.

$$a = a_0 e^{-\lambda t} + R(1 - e^{-\lambda t}) \qquad (۲-۳۰)$$

اگر $a_0 = 0$ باشدازاین‌معادله برمی‌آید که‌مقدار a به تدریج‌نسبت‌به‌زمان‌افزایش‌یافته وباميل t به‌سمت‌بینهایت a به‌مقدارحداکثرخود $a_{max} = R$ می‌رسد.اگر $a_0 \neq 0$ باشداکتیویته مربوط به‌تجزیه اتم‌هائی که‌ازابتدا وجود داشته اندبه‌اکتیویته هسته‌های‌جدیدافزوده می‌شود. درهردوحالت بامیل کردن t به‌سمت بینهایت اکتیویته a_{max} به مقدار R نزدیک می‌شود.

مثال ۲-۶ طلای-۱۹۸ ($T_{1/2} = ۶۴/۸$ ساعت) رامی‌توان باتحت‌تابش‌قراردادن طلای پایدار ۱۹۷ درداخل یک راکتور هسته‌ای تهیه کرد . فرض می کنیم یک پولک طلای ۱۹۷ به‌وزن ۰/۱ گرم‌رامدت ۱۲ ساعت درداخل راکتور قرار دهیم واکتیویته آن پس از خروج ازراکتور Ci ۰/۹ است (الف) اکتیویته حداکثر تئوریکی مربوط به طلای ۱۹۸ درپولک چقدراست؟ (ب)چقدرطول‌می کشد تااکتیویته به ۸۰ درصدحداکثرخود برسد

حل : (الف) مقدار R رامی‌توان ازمعادله (۲-۳۰) باداشتن ۱۲ ساعت به دست آورد

ازمعادله (۲-۲۶) $\lambda = \frac{۰/۶۹۳}{۶۴/۸} = ۱/۰۷ \times ۱۰^{-۲}$ است. باقراردادن‌آن درمعادله (۲-۳۰) خواهیم داشت

$$۰/۹ = R\,[۱ - e^{-۰/۰۱ \times ۰/۰۷ \times ۱۲}]$$

ازحل‌معادله $R = ۷/۵$ Ci به‌دست می‌آید. برای‌به‌دست‌آوردن R برحسب‌اتم‌درثانیه که در این مساله خواسته شده کافی است که عدد R را در $۳/۷ \times ۱۰^{۱۰}$ ضرب کنیم وبرطبق بحث بالا آکتیویته حداکثر نظری برابر $۷/۵$ Ci است (جواب) (ب) زمان لازم برای‌اینکه اکتیویته‌به ۸۰٪ حداکثرخودبرسدرا نیزمی‌توان ازمعادله (۲-۳۰) به‌طریق‌زیربه‌دست آورد :

$$۰/۸R = R(۱ - e^{-\lambda t})$$

ازحل رابطه مقدار t به‌دست می‌آید :

$$t = ۱۵۰ \text{ ساعت}$$

مساله دیگری که‌اغلب درمحاسبه اکتیویته یک نوکلئید رادیواکتیو برمی‌خوریم درتجزیه زنجیره‌ای می‌باشد .

$$A \longrightarrow B \longrightarrow C \longrightarrow$$

واضح است که‌ازتجزیه هراتم A یک اتم B به‌وجود می‌آید. بنابراین تعداد $\lambda_A n_A dt$ اتم A که درمدت زمان dt تجزیه می‌شود برابر تعداد اتم‌های B است که درفاصله dt به‌وجود آمده‌است . در همین فاصله زمانی تعداد $\lambda_B n_B dt$ اتم نوع B تجزیه می‌شود بنابر این تعداد خالص تغییر ، dn_B ، درتعداداتم‌های B برابر است با:

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

باقراردادن معادله (۲-۲۴) به‌جای n_A معادله دیفرانسیل زیر برحسب n_B به‌دست می‌آید:

$$\frac{dn_B}{dt} = -\lambda_B n_B + \lambda_A n_{A\circ} e^{-\lambda_A t} \qquad (۲-۳۱)$$

که دراین رابطه $n_{A\circ}$ تعداد اتم‌های A در $t = \circ$ است از انتگرال گیری معادله (۲-۳۱) معادله زیربه‌دست می‌آید :

$$n_B = n_{B\circ} e^{-\lambda_B t} + \frac{\alpha_{A\circ}\,\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A}\left(e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}\right) \qquad (۲-۳۲)$$

این معادله رامی‌توان برحسب اکتیویتهٔ نوشت :

$$\alpha_B = \alpha_{B\circ} e^{-\lambda_B t} + \frac{n_{A\circ}\,\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A}\left(e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}\right) \qquad (۲-۳۳)$$

که $\alpha_{A\circ}$ ، $\alpha_{B\circ}$ اکتیویته‌های اولیه B ، A می‌باشند . حالت کلی معادله (۲-۳۳) برای محاسبه اکتیویته n امین نوکلئید دریک تجزیه زنجیره‌ای طولانی به‌دست آمده است و در منابع آخر فصل پیدا می‌شود .

۲-۱۰ واکنش‌های هسته‌ای

وقتی می گویند یک‌واکنش هسته‌ای انجام گرفته که دو ذره هسته‌ای - یا دوهسته ویایک هستک بایک هسته - باهم‌برخورد کرده دویا چندذره هسته‌ای یااشعه‌گاماتولید نمایند. اگر هسته‌های اولیه را به a و b و هسته‌های حاصل (برای سهولت فرض می کنیم دوهسته وجود داشته باشد) را به c و d نشان دهیم واکنش را می‌توان به به صورت معادله زیر نشان داد.

$$a+b \longrightarrow c+d \qquad (۳۴-۲)$$

بیان مفصل نظری واکنش های هسته‌ای 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 هستک‌ها . تعداد هستک‌ها قبل وبعداز واکنش ثابت می‌ماند.

۲- ثابت ماندن بارالکتریکی . مجموع بارهای تمام ذرات قبل وبعد ازواکنش ثابت می‌ماند.

۳- بقای اندازه حرکت . مجموع اندازه حرکت ذراتی که‌واکنش را انجام می‌دهند قبل وبعد از واکنش یکی است .

٤ - بقای انرژی . انرژی شامل انرژی جرم حالت سکون ، در واکنش های هسته‌ای ثابت می‌ماند.

بااستفاده ازاصل بقای انرژی می‌توان پیش‌بینی کرد که آیاواکنش معین ازنظر انرژی قابل انجام است‌یاخیر . به‌عنوان مثال ، واکنش نوع داده شده درمعادله (۲-۳٤) را درنظر می‌گیریم . انرژی کل‌قبل‌ازواکنش برابر مجموع انرژی‌های جنبشی ذرات a , b به‌اضافه انرژی جرم‌حالت سکون هردوذره می‌باشد. به‌طور مشابه ، انرژی بعد ازواکنش برابر مجموع انرژی‌های جنبشی ذرات c , d به‌اضافه انرژی‌های جرم‌حالت سکون آنهاست. باتوجه به‌بقای انرژی رابطه زیربرقرار می‌شود .

$$E_a+E_b+M_ac^2+M_bc^2=E_c+E_d+M_cc^2+M_dc^2 \qquad (۳۵-۲)$$

که E_a , E_b , E_c , E_d انرژی‌های جنبشی ذرات a , b , c , d هستند.

معادله (۲-۳۵) رامی‌توان به‌صورت زیرمرتب کرد .

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

بنابراین دیده‌می‌شود که تغییر درانرژی‌های جنبشی ذرات‌قبل وبعداز واکنش برابربا اختلاف جرم‌های حالت سکون ذرات قبل وبعد ازواکنش است .

سمت‌راست معادله (۲-۳۶) معروف به‌مقدار[۲] Q واکنش می‌باشد : یعنی

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

درتمام محاسبات و جداول Q برحسب میلیون الکترون ولت بیان می‌شود . از معادله (۲- ۳٦) برمی‌آید که وقتی Q مثبت‌است یک افزایش خالص در انرژی های جنبشی ذرات

۱- Momentum ۲- Q - Value

وجود دارد . چنین واکنش را انرژی زا [۱] می‌نامند . از طرف دیگر وقتی Q منفی است یک نقصان خالص در انرژی های ذرات دیده می‌شود این نوع واکنش ها را انرژی گیر [۲] می‌نامند .

درواکنش های انرژی زاجرم هسته تبدیل به انرژی جنبشی می‌شود ودرحالی که در واکنش های انرژی‌گیر انرژی جنبشی تبدیل به‌جرم هسته‌ای می‌شود . باید یادآورشد اگرچه بعضی از ذراتی که دریک واکنش دخالت ندارند دارای بارالکتریکی می‌باشند . همیشه‌می‌توان برای محاسبات مقدار Q از جرم های اتم های خنثی یعنی‌جرم هائی که در جداول اطلاعات هسته ای یافت می‌شوند استفاده کرد . مقدار Q را می‌توان به‌طریق زیربه‌دست آورد. ازآنجا که واکنش های موردنظر بین هسته ها یابین هسته ها ونوکلئون‌ها رخ می‌دهد ، ازالکترون‌های وابسته‌به ذرات چشم پوشی می کنیم . بنابراین مقدار Q مستقیما ازرابطه زیربه‌دست می‌آید:

$$Q=[(M_{nu}(a)+M_{nu}(b)-M_{nu}(c)+M_{nu}(d)]c^2 \qquad (۳۸-۲)$$

دراین رابطه $M_{nu}(a)$ ، $M_{nu}(b)$... جرم های هسته های a , b ... می‌باشند . با توجه به ثابت ماندن‌بار 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 می‌توان به‌صورت زیر نوشت :

$$Q=\{[(M_{nu}(a)+Z_am_e)+(M_{nu}(b)+Z_bm_e)-[(m_{nu}(c)+Z_cm_e)+(M_{nu}(d)+Z_dm_e)]\}c^2 \qquad (۳۹-۲)$$

m_e جرم حالت سکون الکترون می‌باشد . اما $M_{nu}(a)+Z_am_e=M_a$ یعنی جرم اتمی خنثی a ، $M_b=M_{nu}(b)+Z_bm_e$ ، جرم‌اتم خنثی b و . . . می‌باشد. بنابراین نتیجه می‌شود که معادله (۲-۳۹) به‌معادله (۲-۳۷) تبدیل شده‌ومحاسبات Q می‌تواند و بایستی فقط بااستفاده ازجرم های اتم های خنثی باشد . درحقیقت این یک خوشبختی است‌زیرا جرم‌اغلب هسته ها دقیقا معلوم نیست .

در آزمایش های معمولی یکی از ذرات مثلا a در داخل هدف ساکن است وذره b به‌طرف آن‌پرتاب می‌شود . دراین‌حالت معادله (۲-۳۴) اغلب به صورت اختصار زیرنوشته می‌شود .

$$a(b,c)\,d$$
$$\text{یا} \qquad a(b,d)\,c$$

رابطه‌ای که مناسب تراست به کار می‌رود . مثلا وقتی اکسیژن به‌وسیله نوترون‌های

۱- Exothermic ۲- Endothermic

پرانرژی تحت تابش قرار می‌گیرد ، یکی از واکنش‌هائی که انجام می‌گیرد به صورت زیراست :

$$^{16}O + n \longrightarrow {}^{16}N + H$$

که رابطه اختصاری آن عبارت‌است از

$$^{16}O(n , p)N$$

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

مثال ۲ - ۷

واکنش زیررا کامل کنید .

$$^{14}N + n \longrightarrow ? + {}^{1}H$$

حل : عدد اتمی ^{14}N برابر ۷ و عدد اتمی نوترون صفرمی‌باشد .

بنابراین مجموع عدد اتمی سمت‌چپ واکنش ۷ ومجموع عداد اتمی سمت راست نیز باید ۷ باشد. ازآنجا که عدداتمی هیدروژن $Z = ۱$ است بنابراین Z نوکلئید مجهول $۷ - ۱ = ۶$ (کربن) می‌باشد .

تعداد کل هستک‌ها درسمت‌چپ رابطه‌برابرمجموع اعداد جرم‌اتمی یعنی $۱۴ + ۱ = ۱۵$ می‌باشد . ازآنجا که عدد جرمی H برابر یک است ایزوتوپ کربن به وجود آمده در واکنش باید ^{14}C باشد . لذا واکنش عبارت است از :

$$^{14}N + n \longrightarrow {}^{14}C + {}^{1}H$$

مثال ۲ - ۸

یکی ازواکنش‌هائی که‌ازتحت‌تابش قرار دادن ^{3}H (تری‌تیوم) با دوتریوم (^{2}H) انجام می‌گیرد ، به‌صورت زیراست :

$$^{3}H(d , n)^{4}He$$

که d معرف دوترون‌است . مقدار Q رادراین واکنش حساب کنید

حل : مقدار Q (برحسب amu) ازروی جرم‌اتم‌های خنثی به طریق زیر به دست می‌آید :

$M(^{4}He) = ۴٫۰۰۲۶۰۴$ $\qquad$ $M(^{3}H) = ۳٫۰۱۶۰۴۹$

$M(n) = ۱٫۰۰۸۶۶۵$ $\qquad$ $M(^{2}H) = ۲٫۰۱۴۱۰۲$

$M(^{4}He) + M(n) = ۵٫۰۱۱۲۶۹$ $\qquad$ $M(^{3}H) + M(^{2}H) = ۵٫۰۳۰۱۵۱$

لذا بااستفاده ازمعادله (۲-۳۷) مقدار Q برابر

$Q = ۰٫۰۱۸۸۸۲\ \text{amu} - ۰٫۰۱۱۲۶۹ - ۰٫۰۰۵ = ۰٫۰۰۱۵۳$

به دست می‌آید . از آنجا که $۱\ \text{amu} = ۹۳۱/۴۸۱\ \text{Mev}$ (رجوع به مساله ۲-٤) است لذا

$Q = ۰٫۰۱۸۸۸۲ \times ۹۳۱/۴۸۱ = ۱۷/۵۸۸\ \text{Mev}$

مقدار Q مثبت‌است وبنابراین واکنش انرژی زامی‌باشد. مثلا این‌بدان معنی‌است که وقتی به اتم ساکن تریتیوم دوترون‌های باانرژی یک‌میلیون الکترون ولت وارد شود مجموع انرژی‌های جنبشی ذرهٔآلفا خارج‌شده و نوترون برابر است‌با:

$۱۷/۵۸۸ + ۱ = ۱۸/۵۸۸\ \text{Mev}$

۲-۱۱ انرژی بستگی[۱] (پیوندی)

وقتی یک نوترون ویک‌پروتون‌باهم‌ترکیب می‌شوند یک دوترون‌باهسته ^{۲}H ، به وجود می‌آورند ویک شعاع گاما $۲/۲۳\ \text{Mev}$ تابش می‌شود. واکنش‌موردنظر عبارت‌است از

$$p + n \longrightarrow d + \gamma$$

یادرمورد اتم‌های خنثی .

$$^{۱}H + n \longrightarrow {}^{۲}H + \gamma$$

ازآنجا که شعاع گاما ازمحل واکنش دورمی‌شود دوترون به‌جامی‌ماند. ازاصل‌بقای انرژی نتیجه می‌شود که جرم دو ترون برحسب واحد انرژی $۲/۲۳\ \text{Mev}$ کمتر ازمجموع جرم‌های نوترون وپروتون می‌باشد . این اختلاف درجرم بین دوترون وهستک‌های تشکیل دهنده‌را کسرجرم[۲] دوترون می‌نامند .

به‌همین طریق ، جرم‌های تمام هسته‌ها کمی کمتر از مجموع جرم‌های نوترون‌ها و پرتون‌های تشکیل دهنده آنهاست . این کسر جرم برای یک هسته اختیاری برابر اختلاف زیراست .

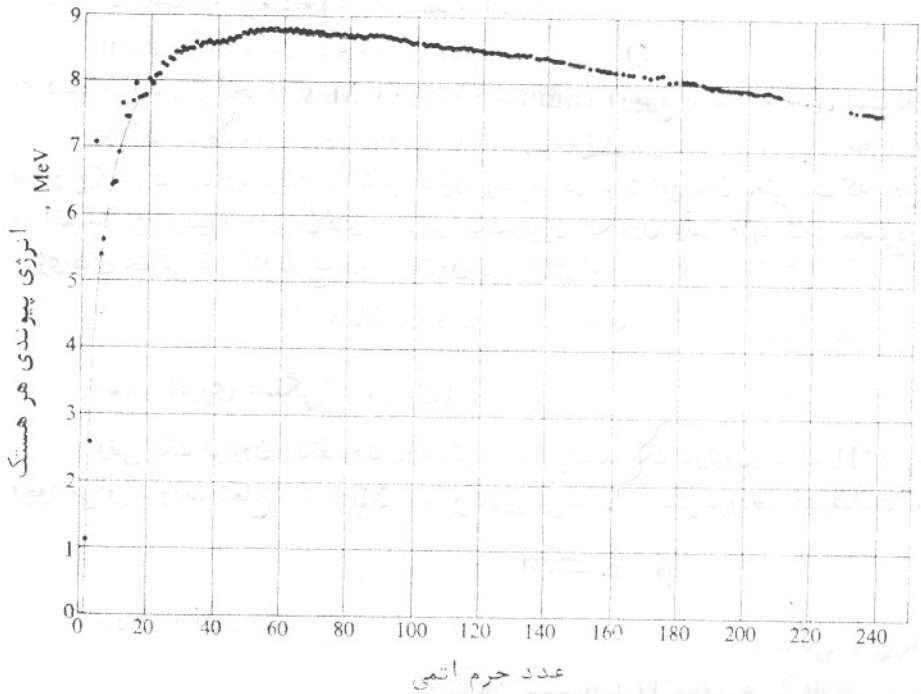
$$\Delta = ZM_p + NM_n - M_A \qquad (۲-٤۰)$$

که M_A جرم هسته است. معادله (۲-٤۰) را نیز می‌توان به‌صورت زیر نوشت .

$$\Delta = Z(M_p + m_e) + NM_n - (M_A + Zm_e) \qquad (۲-٤۱)$$

که m_e جرم یک الکترون است. مقدار $(M_p + m_e)$ برابر هیدروژن خنثی ، $M_{^{۱}H}$ است ، درحالی‌که $M_A + Zm_e$ برابرجرم‌اتم خنثی M است، بنابراین کسرجرم هسته‌برابر است با :

۱- Binding energy ۲- Mass defect



شکل ۲-۸ انرژی بستگی هرهستک برحسب عددجرم‌اتمی

$$\Delta = ZM_{^1H} + NM_n - M \qquad (۴۲-۲)$$

که Δ را می‌توان ازروی جرم‌اتم‌های خنثی حساب کرد . معادلات (۲-۴۰) و(۲-۴۲) دقیقا به‌علت اختلافات کوچک درانرژی الکترونیکی آنها ، معادل‌نیستند ، اما دراغلب موارد این اختلاف مهم نیست .

مقدار Δ برحسب واحد انرژی بیان می‌شود و برابرانرژی‌لازم برای هسته وتبدیل‌آن به هستک‌های تشکیل دهنده می‌باشد . این‌انرژی راانرژی بستگی (پیوندی) دستگاه می‌نامند زیرا انرژی است که تمام هسته را یکپارچه نگه می‌دارد . از طرف دیگر وقتی یک‌هسته از A هستک به‌وجود می‌آید ، Δ برابر انرژی آزاد شده دراین‌عمل است .

بنابراین درمورد دوترون انرژی بستگی برابر Mev ۲/۲۳ است . این انرژی درموقع تشکیل دوترون آزاد می‌شود ونیز انرژی لازمی است که دوترون رابه‌یک پروتون ویک‌نوترون تبدیل می کند .

انرژی بستگی کل هسته‌ها تابع فزآینده‌ای ازعدد جرمی ، A ، اتم‌است . به‌هرحال

انرژی بستگی بایک‌نسبت ثابت افزایش نمی‌یابد . این موضوع را می‌توان ازروی تغییرات انرژی بستگی متوسط هرهستک نسبت به A به‌طوری 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 دربالاتر از A=۵۰ تغییرات منحنی تدریجی و انرژی‌بستگی‌نسبت به A کاهش‌می‌یابد. این تغییرات منحنی انرژی بستگی ازنقطه نظرامکان تهیه انرژی هسته‌ای حائز اهمیت است.

هسته‌هائی که انرژی بستگی هرهستک درآنها زیاداست بخصوص هسته‌های پایدار باپیوند محکم، برای شکستن آنها باید انرژی زیادی به‌کار رود. به‌عبارت دیگر موقع به‌هم پیوستن هستک‌ها برای تشکیل این هسته‌ها انرژی زیادی آزاد می‌شود . برعکس هسته‌های باانرژی بستگی کم (برای هرهستک) رامی‌توان به‌آسانی شکست ودرموقع تشکیل هسته انرژی کمتری آزاد می‌شود .

درهر واکنش که‌بتوان ازترکیب دوهسته نیم‌پایدار یک‌هسته پایدارتر به‌وجود آورد مقداری انرژی درعمل آزاد می‌شوند . مثلا ، وقتی دو دوترون ، هریک باانرژی بستگی ۲/۲۳ Mev باهم برخورد کنند که H^3 را بوجود آورند با انرژی بستگی کلی ۸/۴۸ Mev است. واکنش طبق رابطه زیرانجام می‌گیرد .

$$۲\,{}^۲H \rightarrow {}^۳H + {}^۱H \qquad (۲-۴۳)$$

که ازدیاد خالص انرژی بستگی دستگاه برابر ۲×۲/۲۳=۴/۰۲-۸/۴۸ میلیون الکترون ولت‌است . دراین حالت این انرژی به صورت انرژی جنبشی هسته‌های تولید شده H^3 , H^1 در می‌آید .

واکنش‌هائی نظیر (۲-۴۳) که درآنها حداقل یکی‌ازهسته‌های حاصل سنگین‌تر و پایدارتر ازدوهسته سبکتر کم‌پایدارتراست، واکنش‌های فوزیون نامیده می‌شوند . واکنش‌های ازاین نوع باعث آزاد شدن انرژی هنگفتی در بمب‌های هیدرژنی می‌شوند ویک روز ممکن است منابع نامحدود انرژی ترمونوکلئر [۱] رابه‌وجود آورد.

از شکل ۲-۸ دیده می‌شود ، در ناحیه هسته‌های با A بزرگ از شکسته شدن‌یک هسته به دو قسمت هسته های پایدار تری به وجود می‌آیند . مثلا انرژی بستگی برای هرهستک در $U^{۲۳۸}$ حدود ۷/۵ Mev است درحالی که در حوالی

$$A = \frac{۲۳۸}{۲} = ۱۱۹$$

انرژی بستگی حدود ۸/۵ Mev است . بنابر این اگریک هسته اورانیوم به دوهسته سبکتر ،

۱- Thermonuclear

هرکدام با جرم حدود نصف جرم هسته اورانیوم شکسته شود ، انرژی بستگی دستگاه تقریباً ۰/۹ Mev برای هر هستک اضافه خواهد شد که مجموعاً انرژی آزاد شده حدود ۰/۹×۲۳۸=۲۱۴ Mev خواهد بود. این عمل را فیسیون هسته‌ای می‌نامند ومنبع انرژی در راکتورهای هسته‌می‌باشد .

باید یادآورشد که‌انرژی برای‌هرهستک که درشکل ۲-۸ نشان داده شده توسط انرژی بستگی هستک‌ها درهسته است و مربوطبه‌یک هستک معینی نیست .گاهی لازم‌است انرژی بستگی یک هستک معین را درهسته بدانیم یعنی مقدار انرژی لازم برای‌اینکه بتوان یک هستک را ازهسته جدا کرد . این انرژی راانرژی جداسازی می‌نامند و درست شبیه انرژی یونیزاسیون الکترون دراتم است . به‌عنوان مثال ، انرژی جداسازی E_S نوترونی باحداقل پیوند که‌گاهی آخرین«نوترون» نامیده می‌شود را در هسته ^{A}Z در نظر می‌گیریم .

ازآنجا که نوترون به‌هسته بسته است ، نتیجه می‌شود که جرم‌هسته (واتم خنثی) ^{A}Z به‌مقدار E_S کمتر ازمجموع جرم‌های نوترون وهسته باقیمانده ^{A-1}Z می باشد . رابطه E_S عبارت‌است از

$$E_S=[Mn+M(^{A-1}Z)-M(^{A}Z)]c^2 \qquad (۲-۴۴)$$

درست مقدار انرژئی است که می‌تواند بدون اینکه انرژی جنبشی به نوترون داد آن را از هسته جدا می‌سازد . به‌هر حال اگرعمل عکس انجام گیردویک نوترون بدون انرژی خنثی جذب هسته ^{A-1}Z شود . درعمل انرژی E_S آزاد می‌شود .

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

حل : اگرازهسته ^{13}C یک‌نوترون‌جدا شود، هسته باقیمانده ^{12}C است‌انرژی بستگی یاانرژی جداسازی به‌طریق زیرازروی معادله ۲-۴۴ حساب می‌شود .

$$M(^{12}C)=۱۲٫۰۰۰۰$$
$$Mn=۱٫۰۰۸۶۶$$
$$M(^{12}C)+Mn=۱۳٫۰۰۸۶۶$$
$$M(^{13}C)=۱۳٫۰۰۳۳۵$$
$$E_S=۰٫۰۰۵۳۱\,amu=۴٫۹۵\,Mev$$

قبل از پایان دادن به بحث انرژی بستگی هسته‌ای لازم است یادآور شویم هسته هائی که تعداد نوترون‌ها یاپروتون‌های آنها ۲، ۶، ۸، ۱۴، ۲۰، ۲۸، ۵۰، ۸۲، یا ۱۲۶ است دارای پایداری ویژه‌ای هستند . این هسته‌ها راهسته‌های ماژیک می‌نامند وتعداد هستک‌هابه اعداد ماژیک معروفند . این اعداد مربوطبه تعداد نوترون‌هایاپروتون‌های‌لازم‌برای پر کردن قشرهای

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

وجود هسته‌های ماژیک دارای نتایج عملی زیاد درمهندسی هسته‌ای است . مثلا هسته‌هائی که دارای نوترون‌هائی به‌تعداد اعداد ماژیک هستند نوترون راخیلی کم‌جذب می کنند ومنوادی ازاین نوع رادر مواردی که ازجذب نوترون باید جلوگیری شودبه کار می‌رود. به‌عنوان مثال فراوانترین ایزوتوپ زیرکونیوم دارای ۵۰ نوترون است ، به‌این دلیل به‌عنوان ماده ساختمان به‌طور وسیعی درراکتورها به کار می‌رود .

۲-۱۲ گازها ، مایعات وجامدات

قبل ازخاتمه دادن به‌یادآوری فیزیک اتمی وفیزیک هسته‌ای بجاست که ماهیت این ماده‌را به‌طور کلی درنظر بگیریم زیراین ماده است که درتمام مسائل عملی به‌آن برمی‌خوریم. ماده به‌اصطلاح سه حالت دارد : گاز، مایع‌وجامد و خصوصیات اصلی آنهابه شرح زیراست :

گازها : گازهای نادریعنی هلیوم ، نئون، ارگون ، کریپتون، رادون واغلب اجسام گازی (بخار) تک اتمی هستند یعنی‌آنها کم و بیش از اتم‌های مستقلی که به‌طور آزاد در حرکت هستند تشکیل شده‌اند . درحقیقت تمام گازهای دیگر مولکول‌های دواتمی یاچنداتمی که دارای حرکت آزاد هستند تشکیل یافته‌اند . حرکت اتفاقی و نامنظم این مولکول‌ها یکی از خصوصیات گازهاست .

جامدات . اغلب جامداتی که دردستگاههای هسته‌ای به کار می‌روند یعنی فلزات وسرامیک‌ها جامدات کریستالی هستند . چنین جامداتی ازتعداد زیادی بلورهای ریز که هر یک دارای لایه‌های سه بعدی منظم می باشند تشکیل یافته اند . هر بلور ریز دارای تعداد بیشماری اتم‌های مجرد می‌باشدواز آنجا که نظم در قرار گرفتن اتم‌ها درهرلایه شامل اتم‌های بسیار زیادی می‌شود (اغلب تمام بلورهای ریز را شامل می‌شود) چنین بلورهائی رابلورهای منظم بابردبلند [۱] می‌نامند. تعدادی از مواد دیگر جزو جامدات خوانده می‌شود زیرا اجسام سختی هستند امااین اجسام دارای خاصیت بلورهای منظم‌با بردبلند نیستند . مثلا پلاستیک ها، موادآلی ، شیشه‌ها وجامدات مختلف آمورف [۲] ازاین قبیل می‌باشند.

مایعات . ساختمان میکروسکپی مایعات معمولا خیلی پیچیده تر از آن است که فرض می‌شوند . اتم‌ها ویا مولکول‌ها در مایعات به شدت به یکدیگر برخورد می کنند و در نتیجه سعی می کنند مانند بلورها به صورت منظم درآیند ولی نه در یک فاصله طولانی ، اتم‌ها در فواصل طولانی ازهم‌پاشیده می‌شوند وبه‌این‌دلیل گفته می‌شود که مایعات دارای‌نظم‌بابرد کوتاه می‌باشند .

۱- Long-range order ۲- Amorphous

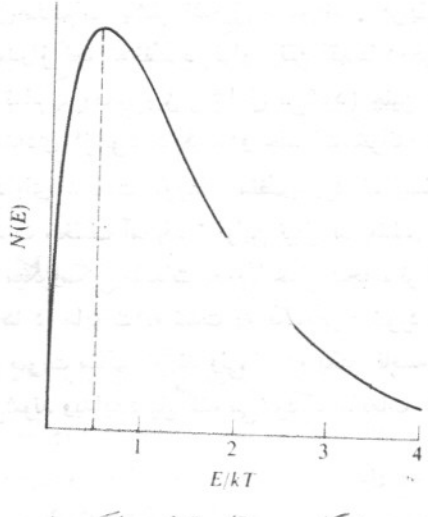
توزیع ماکسوئلی

دریک گاز ، انرژی اتم‌ها یامولکول‌ها طبق تابع توزیع ماکسوئل پخش می‌شوند . بنابراین اگر $N(E)dE$ تعداد ذرات باانرژی بین E , $E+dE$ دریک واحد حجم باشد لذا، $N(E)$ را می‌توان از رابط زیر به دست آورد .

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

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

در مورد جامدات ومایعات توابع توزیع انرژی پیچیده‌تر ازمعادله (۲-۴۵) می‌باشد. به‌هرحال ثابت شده است که می‌توان باتقریب درجه‌اول $N(E)$ را برای جامدات ومایعات بامعادله (۲-۴۵) نشان داد . اما درجه حرارت T کمی بادرجه حرارت واقعی ماده‌فرق دارد. درهرصورت اختلاف برای درجه حرارت‌های بالاتر از $300^\circ C$ کم‌است ودر این‌درجه حرارت‌ها اغلب می‌توان فرض کرد که معادله (۲-۴۵) به‌علاوه گازها برای جامدات ومایعات به‌کار می‌رود . محتمل‌ترین انرژی‌دریک‌توزیع نظیرتوزیع معادله(۲-۴۵) راانرژی مربوط به حداکثر منحنی بیان می‌کنند . این انرژی را می‌توان با صفر قرار دادن مشتق $N(E)$ به دست آورد . سپس محتمل‌ترین انرژی در E_p توزیع ماکسوئل به‌آسانی ازآن به‌دست می‌آید .



شکل ۲-۹ تابع توزیع ماکسویل

$$E_p = k\frac{T}{۲} \qquad (۲-۴۶)$$

ازطرف دیگر انرژی متوسط $\bar{E}$ را می‌توان باانتگرال گیری زیر بیان کرد

$$\bar{E} = \frac{۱}{N}\int_{۰}^{\infty} N(E)EdE \qquad (۲-۴۷)$$

پس از قرار دادن معادله (۲-۴۵) درمعاله (۲-۴۷) وانجام‌انتگرال گیری $\bar{E}$ برابر

$$\bar{E} = \frac{۳}{۲}kT \qquad (۲-۴۸)$$

می‌شود . ترکیب پارامترهای kT در معادلات (۲-۴۶) و (۲-۴۸) اغلب در معادلات مهندسی هسته‌ای ظاهر می شود . باید به خاطر داشت که برای $T_o = ۲۹۳/۶۱ ^\circ K$ مقدار

$$kT_o = ۰٫۰۲۵۳ ev \qquad (۲-۴۹)$$

است واین امرباعث تسریع وتسهیل درمحاسباتی می‌شود که این پارامترها در آن دخالت دارند .

مثال ۲-۱۰ محتمل ترین ومتوسط انرژی مولکول های هوا در راهروزیرمینی شهر نیویورک درتابستان مثلا در $۳۸ ^\circ C$ (حدود $۱۰۰ ^\circ F$) چقدر است ؟

حل : ابتدا لازم است درجه حرارت رابرحسب درجه کلوین حساب کنیم از فرمول زیراستفاده می کنیم .

$$^\circ K = ^\circ C + ۲۷۳٫۱۵$$

نتیجه می‌شود که درجه حرارت هوا $۳۱۱/۱۵ ^\circ K$ است . سپس با استفاده ازمعادلات (۲-۴۶) و (۲-۴۹) خواهیم داشت:

$$E_p = \frac{۱}{۲} \times ۰٫۰۲۵۳ \times \frac{۳۱۱٫۱۵}{۲۹۳٫۶۱} = ۰٫۰۱۳۴ ev$$

وانرژی متوسط $\bar{E} = ۳ E_p$ یعنی $۰٫۰۴۰۲ ev$ $\bar{E}$ است .

قانون گازها

باتقریب درجهٔ اول گازها ازقانون گازهای کامل زیرپیروی می کنند .

$$PV = n_M RT \qquad (۵۰-۲)$$

که P فشار گاز V حجم و n_M تعداد مولکول گرم گاز موجود در V ، R ثابت گاز و T درجه حرارت مطلق می‌باشد . معادله (۲-۵۰) رامی‌توان به صورت زیرنوشت :

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

N_A عدد آووگاردرواست . ازآنجا که N_A تعداد اتم درهرمولکول گرم است نتیجه می‌شود که درحجم V تعداد $n_M M_A$ اتم‌وجود دارد.بنابراین اولین ضریب برابر تعداد کل اتم‌ها یامولکول‌هاد ر واحد حجم N است.ضمناضریب $\frac{R}{N_A}$ همان k ثابت بولتزمن می‌باشد. بنابراین قانون گازهای کامل را می‌توان به شکل بهتری به‌صورت زیرنوشت :

$$P = NkT \qquad (۵۱-۲)$$

ازمعادله (۲-۵۱) دیده می‌شود که‌فشارگاز را می‌توان برحسب (ودر بعضی ازموارد برابربا) واحد انرژی درواحد حجم بیان کرد.

۲-۱۳ دانسیته اتم

درمهندسی هسته‌ای اغلب احتیاج می‌شود که تعداد اتم‌ها یامولکول‌های یک ماده را در یک سانتیمتر مکعب حساب کنیم . ابتدا یک ماده نظیر سدیم را در نظر می‌گیریم که از یک نوع اتم تشکیل شده است . اگر ρ دانسیته فیز یکی آن برحسب‌گرم درسانتیمتر مکعب و M وزن اتمی آن برحسب گرم باشد نتیجه می‌شود که $\frac{\rho}{M}$ تعداد مولکول گرم عنصر دریک سانتیمتر مکعب است .

ازآنجا که هرمولکول گرم دارای N_A ، اتم است و N_A عدد آووگادرو و دانسیته اتم N درهر سانتیمتر مکعب برابر است‌با :

$$N = \frac{\rho N_A}{M} \qquad (۵۲-۲)$$

مثال ۲-۱۱

دانسیته سدیم برابر ۹۷/. گرم در سانتیمتر مکعب است . دانسیته‌اتم آن را حساب کنید .

حل : وزن‌اتمی سدیم برابر ۲۲/۹۹۰ است وازمعادله (۲-۵۲) نتیجه می‌شود که

$$N = \frac{۰ر۹۷ \times ۰ر۶۰۲۲ \times ۱۰^{۲۴}}{۲۲ر۹۹۰} = ۰ر۰۲۵۴ \times ۱۰^{۲۴}$$

به‌طوری که درپاورقی صفحه ۱۲ اشاره‌شد معمول‌است که (دانسیته اتم را به صورت مضربی از $۱۰^{۲۴}$ می‌نویسند) .

معادله (۲-۵۲) درمورد مواد ترکیب از مولکول‌های مجرد نیز به کار می‌رود با این تفاوت که N دانسیته مولکول(مولکول درسانتیمتر مکعب) و M وزن مولکول گرم‌ماده است . برای پیدا کردن تعداد اتم دریک سانتیمتر مکعب فقط لازم است که دانسیته مولکولی را در تعداد اتم‌های موجود درمولکول ضرب کنیم .

محاسبه دانسیته اتم درمورد اجسام‌بلوری نظیر Na Cl ومایعات به‌همان آسانی مواد اتمی ومولکولی است، لکن تشریح آن پیچیده‌تراست . دراینجا مساله این‌است که مولکول‌های قابل تشخیص وجود ندارد وتمام بلور ریز Na Cl به‌اصطلاح یک مولکول می‌باشد . در این مورد ، فرض می‌کنیم که ماده دارای مولکول های فرضی است که شامل تعداد معینی از اتم‌های سازنده می‌باشد . سپس بااستفاده ازوزن مولکولی این‌شبه مولکول‌ها و قرار دادن‌آن در معادله (۲-۵۲) دانسیته مولکولی این مولکول های فرضی به‌دست می‌آید ، بعد دانسیته اتم را می‌توان ازروی این عددبه‌طریق متداول‌که درمثال زیر تشریح شده به‌دست آورد.

مثال (۲-۱۲) دانسیته بلور Na Cl برابر ۲ر۱۷ گرم در سانتیمتر مکعب است . مطلوب است محاسبه دانسیته اتم Na , Cl

حل : وزن‌اتمی Na , Cl به‌ترتیب‌برابر ۲۲/۹۹۰ و ۳۵/۴۵۳ می‌باشد. بنابراین وزن مولکولی برای شبه مولکول Na Cl برابر ۵۸/۴۴۳ است. بااستفاده ازمعادله (۲-۵۲) نتیجه‌می‌شود .

$$N = \frac{۲ر۱۷ \times ۰ر۶۰۲۲ \times ۱۰^{۲۴}}{۵۸ر۴۴۳} = ۰ر۰۲۲۴ \times ۱۰^{۲۴} \frac{\text{مولکول}}{\text{سانتیمترمکعب}}$$

ازآنجا که در هر مولکول Na Cl یک اتم Cl ویک Na وجود دارد نتیجه می‌شود که‌این عدد برابر دانسیته اتم‌هراتم خواهد بود .

اغلب لازم می‌شود که تعداد اتم‌های یک ایزوتوپ معین رادرسانتیمتر مکعب حساب کنیم. ازآنجا که فراوانی ایزوتوپها ،به‌طوری که در قسمت ۲-۲ اشاره شد، همیشه برحسب درصد اتم‌بیان می‌شود . دانسیته اتم‌یک‌ایزوتوپ درست برابردانسیته کلی اتم عنصر می‌باشد که در بالا به‌دست آمد ضرب‌در فراوانی ایزوتوپ که به صورت کسری داده می‌شود . بنابراین دانسیته اتم Ni برای ایزوتوپ i ام برابر است با :

$$Ni = \frac{\gamma_i \rho N_A}{١٠٠ M} \qquad (٥٣ - ٢)$$

که γi فراوانی ایزوتوپی برحسب درصد اتم‌است .

دربعضی از کاربردهای هسته‌ای ترکیب ایزوتوپی یک‌عنصر راباید به‌طور مصنوعی تغییر داد مثلا اورانیومی که به‌عنوان سوخت‌دربعضی ازراکتورها به کار می رودبایدازایزوتوپ اورانیوم ٢٣٥ غنی شود(عمل غنی کردن درفصل‌چهاربحث می‌شود) دراین مورد معمول‌است که میزان غنی‌شدن رابه‌جای درصد اتم به‌صورت درصدوزنی می‌دهند . به اختصار به w/o نشان می‌دهند .

دانسته اتم i امین ایزوتوپ یک عنصر که به‌اندازه wi درصدوزنی غنی شده‌است ازرابطهٔ زیر به‌دست می‌آید .

$$Ni = \frac{wi \rho N_A}{١٠٠ Mi} \qquad (٥٤ - ٢)$$

که Mi وزن‌اتمی ایزوتوپ موردنظر برحسب‌گرم است .

مثال ٢-١٣ مطلوب‌است محاسبه (الف) تعداد مولکول‌های H_2O در هرسانتیمتر مکعب آب معمولی (وزن مخصوص واحد) (ب) دانسته‌های اتم هیدروژن و اکسیژن (ج) دانسیته اتمی ^2H

حل : (الف) وزن مولکولی H_2O برابراست با

$$٢ \times ١٫٠٠٧٩٧ + ١٥٫٩٩٩٤ = ١٨٫٠١٥٣$$

بنابراین دانسته مولکولی برابر است با

$$N(H_2O) = ١ \times ٠٫٦٠٢٢ \times ١٠^{٢٤} / ١٨٫٠١٥٣ = ٠٫٠٣٣٤٣ \times ١٠^{٢٤}$$

مولکول درسانتیمتر مکعب

(ب) درهرمولکول H_2O یک‌اتم اکسیژن ودواتم هیدروژن است.

لذا دانسیته اتم هیدروژن $N(H) = ٢ \times ٠٫٠٣٣٤٣ \times ١٠^{٢٤} = ٠٫٠٦٦٨٦ \times ١٠^{٢٤}$

ودانسیته‌اتم اکسیژن $N(O) = ٠٫٠٣٣٤٣ \times ١٠^{٢٤}$ اتم درهرسانتیمتر مکعب است .

(ج) فراوانی نسبی ^2H برابر ٠٫٠١٥ a/o بطوری که

$$N(^2H) = ١٫٥ \times ١٠^{-٤} \times N(H) = ١٫٠٠٢٩ \times ١٠^{-٥} \times ١٠^{٢٤}$$

اتم درسانتیمتر مکعب است .

مثال ۲-۱٤

یک راکتور هسته‌ای معین دارای ۱۵۰۰ کیلوگرم اورانیوم غنی شده ۲۰ w/o به صورت میله‌های سوخت می‌باشد ، بقیه سوخت $U^{۲۳۸}$ است . وزن مخصوص اورانیوم ۱۹/۱ گرم در سانیتمتر مکعب است (الف) مقدار اورانیوم ۲۳۵ موجود در راکتور چقدر است (ب) دانسیته‌های اتمی $U-۲۳۵$ و $U-۲۳۸$ درمیله‌ها چقدراست ؟

حل (الف) اورانیوم ۲۰ w/o غنی شده‌یعنی ۲۰ درصد کل جرم سوخت اورانیوم ۲۳۵ است بنابراین جرم $U^{۲۳۵}$ برابراست با

$$۰٫۲۰ \times ۱۵۰۰ = ۳۰۰ kg$$

(ب) وزن‌های اتمی $U^{۲۳۵}$ و $U^{۲۳۸}$ به برتیب ۲۳۵/۰۴۳ و ۲۳۸/۰۵۰ است از معادله (۲-٥٤) داریم .

$$N(^{۲۳۵}U) = ۲۰ \times ۱۹٫۱ \times ۰٫۶۰۲۲ \times ۱۰^{۲٤}/۱۰۰ \times ۲۳۵٫۰۴۳۹$$

اتم درسانتیمتر مکعب $= ۹٫۷۹ \times ۱۰^{-۳} \times ۱۰^{۲٤} =$

مقدار $U^{۲۳۸}$ موجود در نمونه بمیزان ۸۰ w/o برابر است با

$$N(^{۲۳۸}U) = ۸۰ \times ۱۹٫۱ \times ۰٫۶۰۲۲ \times ۱۰^{۲٤}/۱۰۰ \times ۲۳۸٫۰۵۰۸ =$$

اتم درسانتیمتر مکعب $= ۳٫۸۶ \times ۱۰^{-۲} \times ۱۰^{۲٤} =$

مسائل

۲-۱ در اتم‌های زیرچند نوترون وپروتون وجود دارند ؟

(الف) ^{۷}Li (ب) ^{۲٤}Mg (ج) ^{۱۳۵}Xe (د) ^{۲۰۹}Bi (ه) ^{۲۲۲}Rn

۲-۲ - وزن اتمی ^{۵۹}Co برابر ۵۹/۹۳۳۱۹ است. ^{۵۹}Co چند برابر سنگین ترازC^{۱۲} است.

۲-۳- در ۱۰ گرم ^{۱۲}C چنداتم وجود دارد ؟

۲-٤- با استفاده از اطلاعات جدول زیر مساله ۲-۲ وزن‌های مولکولی (الف) گاز $H_۲$ و (ب) $H_۲O$ و (ج) $H_۲O_۲$ راحساب کنید .

ایزوتوپ	فراوانی	وزن اتمی
^{۱}H	۹۹٫۹۸۵	۱٫۰۰۷۸۲۵
^{۲}H	۰٫۰۱۵	۲٫۰۱٤۱۰

۲-۵ وقتی گاز H_2 ازهیدروژن طبیعی به‌وجود می‌آید چنددرصد از مولکول‌ها دارای وزن‌های اتمی تقریبی ۲ ، ۳ و ٤ هستند .

۲-٦ اورانیوم طبیعی ازسه ایزوتوپ U^{234} ، U^{235} و U^{238} تشکیل یافته است . فراوانی وزن اتمی اتمها درجدول زیر داده شده است مطلوب است محاسبه وزن‌اتمی اورانیوم طبیعی .

ایزوتوپ	فراوانی a/o	وزن اتمی
U^{234}	۰٫۰۰۵۷	۲۳٤٫۰٤۰۹
U^{235}	۰٫۷۲	۲۳۵٫۰٤۳۹
U^{237}	۹۹٫۲۸	۲۳۸٫۰۵۰۸

۲-۷ یک ظرف آزمایشگاه (بیگر)، حاوی ۵۰ گرم آب معمولی است (یعنی آب‌طبیعی) (الف) چند مولکول گرم آب وجود دارد؟ (ب) چند اتم هیدروژن (ج) وچنداتم دوتریوم درآن است

۲-۸ بااستفاده ازمعادله ۲-۳ شعاع هسته U^{238} راحدس بزنید ، به‌طور تقریبی پیدا کنید چه کسری ازاتم اورانیوم ۲۳۸ راهسته گرفته است .

۲-۹ بااستفاده ازمعادله (۲-۳) دانسیته ماده هسته‌ای را بر حسب گرم در سانتیمتر مکعب حساب کنند . جرم هرهستک را تقریبا $1/6\times10^{-24}$ گرم‌در نظربگیرید .

۲-۱۰ کره زمین دارای جرم تقریبی 6×10^{27} گرم است . اگر وزن مخصوص زمین به اندازه وزن مخصوص هسته‌بود بزرگی زمین چقدر می‌شد؟

۲-۱۱ ازسوخت کامل یک‌پوند (۴۵۳ گرم) ذغال‌سنگ ازنوع بیتومین ۱۳۰۰۰ واحد انرژی انگلیسی (Btu) به صورت حرارت آزاد می‌شود . تبدیل یک گرم جرم‌به‌انرژی معادل سوختن چقدر زغال سنگ است . در مورد ضرایب تبدیل به جدول ۱/۱ پیوست ۱ مراجعه شود .

۲-۱۲ ازفیسیون‌یک هسته U^{235} مقدار Mev ۲۰۰ انرژی آزاد می‌شود. ازفیسیون یک‌گرم U^{235} چقدر انرژی برحسب کیلووات ساعت ومکاوات روز آزاد می‌شود .

۲-۱۳ اختلاف جرم پروتون ونوترون رابرحسب Mev حساب کنید .

۲-۱٤ یک الکترون ازحالت سکون دریک اختلاف پتانسیل یک‌میلیون ولتی‌شتاب می‌گیرد (الف) انرژی جنبشی نهایی آن‌چقدراست ؟ (ب) انرژی کل آن‌چقدر است ؟

۲-۱۵ معادله (۲-۱۸) رابه‌دست آورید (راهنمائی : طرفین معادله ۲-۵ راسریع کرده mv رابه‌دست آورید).

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

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

که E_r و E_t به‌ترتیب انرژی حالت سکون و کل انرژی است و c سرعت نور می‌باشد .

۲-۱۷ سرعت الکترون یک میلیون الکترون ولتی را حساب کنید یعنی الکترونی که انرژی جنبشی آن یک میلیون الکترون‌ولت است .

۲-۱۸ مطلوب است محاسبه طول‌موج یک پروتون و یک نوترون یک میلیون الکترون ولتی

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

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

که $\lambda_c = \frac{h}{m_e c} = ۲٫۴۲۶ \times ۱۰^{-۱۰} cm$ طول موج کمپتون نامیده می‌شود .

۲-۲۰ با استفاده از رابطه مساله ۲-۱۹ طول‌موج یک الکترون یک میلیون الکترون ولتی را حساب کنید .

۲-۲۱ یک الکترون دارای انرژی جنبشی معادل جرم‌حالت سکون خود است (الف) کل انرژی الکترون را برحسب $m_e c^2$ (ب) جرم الکترون m_e را بر حسب طول موج کمپتون و (ت) سرعت c را حساب کنید .

۲-۲۲ سه تراز تحریک اولیه هسته ^{۱۹۹}Hg عبارتند از ۰٫۱۵۸ ، ۰٫۲۰۸ و ۰٫۴۰۳ میلیون الکترون ولت بالای تراز عادی است . اگر انتقال بین تمام ترازها و تراز عادی رخ دهد چه اشعه گاماهائی مشاهده می‌شود؟

۲-۲۳ ازآنجا که برطبق معادله ۲-۲۰ فوتون دارای اندازه‌حرکت است لذا موقع تابش یک فوتون اتم آزاد یا هسته برگشت پیدامی کند . بنابراین انرژی فوتون از انرژی تراز انتقالی (انرژی بین ترازها) به‌اندازه انرژی برگشتی اتم یا هسته کمتراست (الف) E انرژی بین دوتراز و E_γ انرژی تابشی فوتون است ثابت کنید .

$$E_\gamma \simeq E\left(1 - \frac{E}{۲Mc^2}\right)$$

که M جرم‌اتم یاهسته است . (ب) مطلوب است محاسبه $E_\gamma - E$ برای انتقال ازاولین ترازتحریک اتم‌هیدروژن در ۱۰/۱۹ الکترون ولت به‌ترازعادی واولین‌تراز تحریک ^{12}C در ٤/٤٣ میلیون الکترون ولت به تراز عادی (به اشکال ۲-۲ و ۲-۳ مراجعه شود) .

۲-۲٤ - بااستفاده ازجدول‌عناصر واکنش های زیر راکامل کنید . اگر هسته دختر نیز رادیواکتیو باشد ، واکنش زنجیره‌ای تجزیه کامل را بنویسید :

(الف) $^{18}N \longleftarrow$ (ب) $^{83}Y \longleftarrow$ (ج) $^{130}Sb \longleftarrow$ (د) $^{219}Ru \longleftarrow$

۲-۲۵ انرژی برگشتی هسته‌دخترحاصل‌ازتابش یک ذره آلفا Mev ٤/۷۸۲ ^{226}Ra را حساب کنید .

۲-۲٦ تری تیوم (^3H) باتابش بتای منفی بانیم عمر ۱۲/٦ سال‌تجزیه می‌شود . وزن اتمی ^3H برابر ۳/۰۱٦ است (الف) ^3H به‌چه هسته‌ای تجزیه‌می‌شود (ب) وزن ۱mci تری‌تیوم برحسب گرم‌چقدر است ؟

۲-۲۷ اکتیویته چه مقدار (تقریبی) ^{90}Sr (سال $T_{1/2}=۲۸/۸$) برابراکتیویته یک گرم ^{60}Co ($T_{1/2}=٥/۲٦$ سال) است

۲- ۲۸ تتراکلرورکربن باعلامت ^{14}C که به‌صورت تجارتی فروش‌می‌رود یکهزارم مولکول‌گرم آن دارای ۱۰mci (۱۰mci/mM) اکتیویته است چه کسری از اتم‌های کربن ^{14}C است ؟

۲- ۲۹ آب‌تری‌تیوم دار (آب معمولی دارای کمی HTO است) دارای کاربردها بیولوژیکی است که آمپول‌های یک سانتیمتر مکعبی آن راکه دارای قدرت Ci/cm^3 ٥ است می‌توان خریداری کرد . چه کسری از مولکول‌های آب‌دارای ^3Hاست.

۲-۳۰ ثابت کنید که فراوانی ^{234}U در نمونه‌های اورانیوم طبیعی ، بافرض این که این ایزوتوپ منحصرا ازتجزیه ^{238}U حاصل می‌شود قابل توجیه است .

۲-۳۱ رادن ۲۲۲ ، یک‌گاز فوق‌العاده رادیواکتیو است که ازتجزیه ^{234}U حاصل می‌شود (به جدول عناصر مراجعه شود) ، در معادن اورانیوم این‌گازبه میزان خطرناکی ممکن است موجود باشد . اگر معادن به طوردرستی تهویه نشده باشد، اکتیویته رادن ۲۲۲ را برای هرتن اورانیوم طبیعی‌حساب کنید.

۲-۳۲ رادیوایزوتوپ‌مولد SNAP – ۹ دارای ٤۷٥ گرم ^{238}PuC است(کاربید پلوتونیوم ۲۳۸) که وزن مخصوص آن ۱۲/٥ گرم‌است. نیمه عمر ^{238}Pu برابر ۸۹ سال‌است ودر مقابل هرتجزیه Mev ٥/٦ انرژی آزاد می کند . می‌توان فرض کرد که‌تمام این‌انرژی جذب می‌شود . بهره حرارتی به الکتریکی دستگاه ٥/٤ درصد است . مطلوب است محاسبه (الف) بهره سوخت برحسب کوری برای هروات (حرارتی) (ب) قدرت و یژه برحسب وات

(حرارتی) برای هرگرم سوخت (ج) دانسیته قدرت برحسب واتِ (حرارتی) در هرسانتیمتر مکعب (د) قدرت الکتریکی کل مولد .

۲-۳۳ رادیوایزوتوپ Y دراثر تابش نوترون به هسته X باشدتی برابر R اتم درثانیه مطابق رابطه زیرایجاد می‌شود .

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

اگر تابش نوترون مدتی برابرنیمه‌عمرعنصر Y انجام گیرد چه کسری ازاکتیویته‌اشباع‌شده از Y به‌وجود می‌آید ، فرض می کنیم درابتدا تابش هیچ هسته Y وجود نداشته باشد.

۲- ۳٤- واکنش های زیر راکامل کرده مقدار Q را برای حالاتی که‌جرم موردنیاز در اختیار است حساب کنید .

(الف) $^{4}He(p\ ,\ d)$؟ (ب) $^{9}Be(\alpha\ ,\ n)$؟ (ج) $^{14}N(n\ ,\ p)$ ؟

(د) $^{115}In(d\ ,\ p)$؟ (ه) $^{207}Pa(\gamma\ ,\ n)$؟ (و) $^{235}U(n\ ,\ \gamma)$؟

۲-۳۵- دربعضی ازجداول به‌جای جرم‌اتمی جرم‌اضافی را داده‌اند . جرم‌اضافی برابر است با

$$\delta = M - A$$

M جرم اتمی و A عددجرم‌اتمی‌است . معمولا برای سهولت مقدار δ راکه‌ممکن‌است منفی یا مثبت باشد برحسب میلیون الکترون ولت میدهند، ثابت کنید که مقدار Q در واکنش‌معادله (۲-۳٤) رامی‌توان به‌صورت زیر نوشت

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

۲-۳٦ برطبق جدول [۱] لدرز و همکاران (به منابع مراجعه شود) جرم اضافی برای اتم‌های خنثی در واکنش مثال ۲-۸ به ترتیب زیر است

$$\delta(^{4}He) = ۲٫٤۲\ ،\ \delta(n) = ۸٫۰۷\ ،\ \delta(^{2}H) = ۱۳٫۱٤\ ،\ \delta(^{3}H) = ۱٤٫۵۹$$

الکترون ولت‌است بااستفاده ازنتایج مساله ۲-۳۵ مقدارQ مساله را حساب کنید.

۲- ۳۷ تریتیوم می‌تواند ازجذب نوترون کم انرژی دردوتریوم به‌وجود آید واکنش به‌صورت زیراست .

$$^{2}H + n \longrightarrow {}^{3}H + \gamma$$

۱- Lederer *et al*

انرژی گاما برابر Mev ٦/٢٥٦ است (الف) نشان که انرژی هسته ^{3}H برگشتی تقریبا برابر Kev٧ است . (ب) مقدار Q واکنش چقدر است ؟ (ج) انرژی جداسازی را برای آخرین نوترون متصل به ^{3}H حساب کنید . (د) با استفاده از انرژی بستگی ^{2}H که برابر Mev ٢/٢٣ است و نتایج قسمت (ج) کل انرژی بستگی ^{3}H را حساب کنید .

٢-٣٨ واکنش زیررادر نظر می‌گیریم .

$$^{6}Li(\alpha , p)^{9}Be$$

بااستفاده ازجرم اتمی‌مطلوب‌است (الف) محاسبه انرژی بستگی کل ^{6}Li ، ^{9}Be وذره آلفا (ب) بااستفاده ازنتایج (الف) مقدار Q واکنش رابه‌دست آورید .

٢-٣٩ بااستفاده ازجرم اتمی ، انرژی بستگی متوسط هرهستک رادر هسته‌های زیر حساب کنید .

(الف) ^{2}H (ب) ^{4}He (ج) ^{12}C (د) ^{51}V (ه) ^{138}Ba (و) ^{230}U

٢-٤٠ انرژی جداسازی آخرین نوترون رادرهسته‌ای زیرحساب کنید

(الف) ^{4}He (ب) ^{7}Li (ج) ^{17}O (د) ^{51}V (ه) ^{208}Pb (و) ^{230}U

٢-٤١ معادله (٢-٤٠) را به‌دست آورید [راهنمائی: قبل‌از دیفرانسیل‌گیری ازمعادله (٢-٤٤) لگاریتم آن‌را بگیرید].

٢-٤٢ یک جو فشار برحسب $\frac{ev}{cm^{3}}$ چقدر می شود (راهنمائی در شرایط متعادف صفر درجه سانتی‌گراد ویک جوفشار ، یک‌مولکول گاز ٢٢/٤ لیتر حجم را اشغال می کند) .

٢-٤٣ دانسیته اتمی گرافیت راحساب کنید . وزن مخصوص آن ١/٦٠ گرم در سانتیمتر مکعب است .

٢-٤٤ دانسیته اتم اورانیوم ٢٣٥ در اورانیوم غنی‌شده $a/_{0}$ ٢/٥ را حساب کنید . وزن مخصوص اورانیوم ١٩/ گرم‌است .

٢-٤٥ ثابت کنید که‌وزن‌اتمی ، M ، یک‌عنصر که i امین ایزوتوپ آن‌به اندازه w_i درصدوزنی غنی شده است ازرابطه زیربه‌دست می‌آید .

$$\frac{1}{M} = ٠,٠١ \sum_{i} \frac{w_i}{M_i}$$

که Mi وزن‌اتمی ایزوتوپ i است .

۲-٤٦ یک راکتور دارای سوخت اکسید اورانیوم (UO_2) به‌صورت پولک‌هائی می‌باشد که وزن مخصوص آن ۱۰/۵ گرم در سانتیمتر مکعب است .
می‌دانیم که اورانیوم تا ۳۰ درصد وزنی ازاورانیوم ۲۳۵ غنی شده است مطلوب‌است محاسبه (الف) وزن اتمی اورانیوم (ب) وزن مولکولی UO_2 (ج) دانسیته اتم U^{235}
(اشاره : از وجود U^{234} صرفنظر می کنیم)

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 I 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 Δ; 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 حفاظ‌های‌اشعه، مولدهای رادیوایزوتوپی وغیره اساساً بستگی به‌نحوه برخورداشعه باماده دارد .

در این فصل اثر متقابل نوترون، اشعه کاما ، وذرات باردار مختلف با انرژی‌های تا Mev ۲۰ را با ماده بحث می‌کنیم . اغلب تابش‌هائی که در دستگاههای هسته‌ای عملا یافت می‌شوند دراین ناحیه ازانرژی قرار دارند .

۳ـ۱ اثر متقابل نوترون با ماده

ابتدا لازم‌است بدانیم چون نوترون ازنظر الکتریکی خنثی‌است تحت تاثیر الکترون‌های اتم ویا بار مثبت هسته قرار نمی‌گیرد .

لذا نوترون‌ها از داخل ابر الکترونی عبور کرده‌و مستقیما به‌هسته برخورد می‌کنند. خلاصه این‌که نوترون به‌هسته برخورد می‌کند نه‌به‌اتم. نوترون‌ها ممکن است به‌یکی ازچند طریق زیر به‌هسته برخورد می‌کند .

پراکندگی الاستیک

در این عمل نوترون به‌هسته ، که درترازعادی است (مراجعه به‌قسمت ۲-۷ شود) برخورد می‌کند نوترون پس از برخورد ازهسته دورشده وهسته درتراز عادی باقی می‌ماند. گفته می‌شود که درایں حالت‌نوترون‌برخورد(پراکندگی) الاستیک‌انجام داده‌است. این‌برخورد هسته‌ای را به‌اختصار با(به‌قسمت ۲-۱۰ مراجعه‌شود) علامت (n , n) نشان می‌دهند .

پراکندگی غیر الاستیک

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

پراکندگی غیرالاستیک راباعلامت $(n , \acute{n})$ نشان می‌دهند ، هسته تحریک شده‌با تابش اشعه گاما ، به‌طوری که درقسمت ۲-۷ اشاره شد، انرژی تحریک را از دست می‌دهد. دراین حالت ، اشعه گامای حاصل ازپراکندگی غیرالاستیک را اشعه‌گاماغیرالاستیک‌می‌نامند.

جذب تابش زا

در این حالت نوترون جذب هسته شده یک یاچند اشعه گاما ـ که اشعه گاما جذبی نامیده می‌شود ـ تابش می‌گردد و این‌برخورد را انرژی زانامیده با (n , γ) نشان می‌دهند. ازآنجاکه نوترون اصلی جذب هسته می‌شود این‌عمل نمونه‌ای از واکنش‌هائی است‌که به برخوردهای جذب مشهورند .

واکنش های مولد ذرات باردار

نوترون نیزممکن‌است درنتیجه برخوردهای جذبی از نوع (n , α) و (n , p) ناپدید شود . چنین برخوردهائی ممکن است انرژی زا یاانرژی گیرباشند .

واکنش های نوترون زا

برخوردهای‌نظیر $(n , 2n)$ و $(n , 3n)$ بانوترون‌های‌پرانرژی‌رخ‌می‌دهنداین‌برخوردها بدون شک انرژی‌گیر می‌باشند. زیرا درواکنش $(n , 2n)$ یک‌نوترون ودرواکنش $(n , 3n)$ دو نوترون از هسته کنده می‌شود . واکنش $(n , 2n)$ بخصوص در راکتورهائی‌که دارای آب سنگین یا برلیوم هستند مهم می‌باشد زیرا ^{2}H و ^{9}Be دارای نوترون‌هائی هستندکه به آسانی جدامی‌شوند .

فیسیون

نوترون دربرخورد به‌هسته‌های معینی ممکن است باعث دوتیکه شدن آن‌شود یعنی هسته شکسته می‌شو د . این واکنش به‌طوری‌که درفصل قبل اشاره شدچشمه اصلی انرژی هسته‌ای برای کاربردهای عملی است .

هریک ازاین واکنش‌ها دراین فصل بحث خواهدشد ، به‌هر حال قبل از اقدام به این‌کار لازم است‌که پارامترهای معینی را معرفی نمائیم که‌برحسب آنها می‌توان واکنش‌ها رابه‌طور کمی بیان داشت .

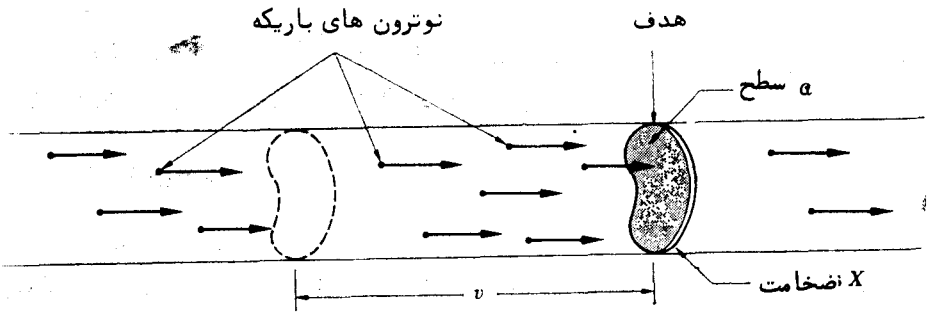
۲-۳ سطح مقطع ها

میزان انجام برخوردبین نوترون باهسته برحسب کمیتی به‌نام سطح مقطع بیان

می‌شود . سطح مقطع‌ها با آزمایش زیر تعریف می‌شود . فرض کنیم یک باریکه نوترون تک انرژی (یک انرژی) به‌یک هدف‌نازك به‌ضخامت x وسطح a به‌طوری که در شکل ۳-۱ نشان داده شده است برخورد نماید . اگر در هرسانتیمتر مکعب باریکه n نوترون وسرعت نوترون‌ها

$$I = nv \qquad (۳-۱)$$

v باشد کمیت I را شدت باریکه می‌نامند. ازآنجا که نوترونها مسافت v سانتیمتر را دریک ثانیه طی‌می‌کنند لذا تمام نوترونهای موجود در حجم va درعرض یک ثانیه به هدف برخورد می‌کنند . بنابر این $nva = Ia$ نوترون در ثانیه به تمام هدف برخورد می‌کند ، لذا نتیجه می‌شود که $I = \frac{aI}{a}$ تعداد نوترون‌هائی است که دریک ثانیه به‌یک سانتیمتر ازهدف برخورد می‌کند .



شکل ۳-۱ برخورد باریکه ازنوترون به‌هدف

ازآنجا که هسته‌ها کوچک هستند وهدف نازك می‌باشد ، اغلب نوترون‌هائی که به‌هدف برخورد می‌کنند درآزمایش مطابق شکل ۳-۱ معمولا بدون برخورد به‌هسته‌ای ازداخل هدف عبور می‌کنند. تعدادی که برخورد می‌کنند متناسب با شدت باریکه، دانسیته اتم‌هدف ، N ، وسطح وضخامت هدف می‌باشند . این مشاهدات رامی‌توان به‌صورت معادله زیرخلاصه کرد .

$$\text{تعداد برخوردها درثانیه (درتمام‌سطح هدف)} = \sigma INaX \qquad (۳-۲)$$

که σ ضریب تناسب. را سطح مقطع می‌نامند . عامل $N\sigma X$ درمعادله (۳-۲) برابر تعداد کل هسته‌ها در هدف می‌باشد . بنابراین تعداد برخوردها با یک هسته در واحد زمان برابر σI است . نتیجه می‌شود σ برابر تعداد برخورد بایک هسته درثانیه برای واحد شدت باریکه می‌باشد .

روش دیگری برای بیان مفهوم سطح مقطع وجود دارد . همان‌طورکه اشاره شد Ia نوترون درهرثانیه به‌تمام سطح هدف برخورد می‌کند . ازاین‌تعداد σI به هرهسته برخورد می‌کند . بنابراین نتیجه می‌گیریم که

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

برابر احتمال برخوردیک نوترون باریکه بایک‌هسته است . ازمعادله (۳-۳) پیداست که σ دارای واحد سطح است . درحقیقت بدون اشکال می‌توان دیدکه σ چیزی جزسطح مقطع موثر یک هسته نیست که ازآن عبارت «سطح مقطع» گرفته شده است.

سطح مقطع های نوترون برحسب بارن بیان می‌شود که یک‌بارن باعلامت b برابر $۱۰^{-۲۴}$ سانتیمتر مربع است . یکهزارم یک‌بارن رامیلی‌بارن mb می‌نامند.

تااینجا فرض شده‌است که باریکه نوترون به تمام هدف برخورد می‌کند درخیلی از آزمایش ها قطر باریکه ازقطر هدف کوچکتراست . دراین حالت رابطه بالا هنوزصادق‌است، لیکن a مربوط به سطح مقطع باریکه است ونه‌سطح هدف البته تعریف سطح مقطع همان تعریف قبلی خواهدبود .

هریک ازواکنش هائی که‌درقسمت (۳-۱) تشریح شده‌اند درآنها نوترون به‌هسته برخورد می‌کند وبه وسیله سطح مقطع ویژه آن‌واکنش مشخص می‌شود بنابراین برخورد الاستیک با سطح مقطع الاستیک σ_s ، برخورد غیرالاستیک با سطح مقطع غیر الاستیک σ_{in} ، واکنش (n, γ) جذب تابش‌زا ، با سطح مقطع جذب (تابش‌زا) σ_γ و عمل فیسیون باسطح مقطع فیسیون σ_f و غیره‌بیان می‌شود . مجموع سطح مقطع های تمام واکنش های ممکنه را سطح مقطع کل نامیده وبه‌علامت σ_t نشان می‌دهند ، یعنی

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

سطح مقطع کل میزانی ازاحتمال وقوع هر نوع برخورد بین نوترون باهسته های هدف‌است. مجموع سطح مقطع های برخوردهای جذب‌را سطح مقطع جذب می‌نامند وبه σ_a نشان داده می‌شود بنابراین

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_p + \sigma_\alpha + \cdots \qquad (۵-۳$$

که σ_p و σ_α سطح مقطع واکنش های (n, p) و (n, α) می‌باشد. به‌طوری که درمعادله ۳-۵ نشان داده شده‌است بنابر تعریف فیسیون یک‌عمل جذب محسوب می‌شود .

مثال ۳-۱ یک باریکه نوترون باانرژی یک میلیون الکترون ولت که دارای شدت ۵×۱۰^{۸} نوترون درسانتیمتر مربع درثانیه است به‌یک هدف نازك $C^{۱۲}$ برخورد می‌کند. سطح هدف ۰/۵ سانتیمتر مربع وضخامت آن ۰/۰۵ سانتیمتری‌باشد سطح مقطع قائم باریکه ۰/۱ سانتیمتر مربع است. سطح مقطع کل $C^{۱۲}$ برای نوترون‌های یک میلیون الکترون ولتی ۲/۶

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

حل . برطبق‌جدول ۳-۲ پیوست ۲، $N = ۰/۰۸۰ \times ۱۰^{۲۴} = ۰/۰۸۰ \times ۱۰^{۲۴}$ است. ازمعادله (۳-۲) میزان کل واکنش برابر است‌با :

$$\sigma_t INaX = ۲/۶ \times ۱۰^{-۲۴} \times ۵ \times ۱۰^{۸} \times ۰/۰۸۰ \times ۱۰^{۲۴} \times ۰/۱ \times ۰/۰۵$$

تعداد واکنش در ثانیه $= ۵/۲ \times ۱۰^{۰}$

باید یادآورشد که $۱۰^{۲۴}$ سطح مقطع با $۱۰^{۲۴}$ دانسیته اتم حذف می‌شود . به این دلیل است که دانستیه اتم‌را به‌شکل ضریبی از $۱۰^{۲۴}$ می‌نویسند .

(ب) درمدت یک‌ثانیه $Ia = ۵ \times ۱۰^{۸} \times ۰/۱ \times ۵ \times ۱۰^{۷}$ نوترون‌به‌هدف‌برخوردمی کند. ازاین تعداد $۵/۲ \times ۱۰^{۰}$ نوترون واکنش انجام می‌دهند .

بنابراین احتمال برخورد یک نوترون به‌هسته هدف‌برابر

$$\frac{۵/۲ \times ۱۰^{۰}}{۵ \times ۱۰^{۷}} = ۱/۰۴ \times ۱۰^{-۲}$$

است . لذا فقط یکی ازصدنوترون درضمن‌عبور ازداخل هدف بیک‌هسته برخورد می کند .

مثال ۳-۲ دونوع جذب به‌نامهای جذب تابش‌زا وفیسیون وجود دارد که ازبرخورد نوترون ev ۰/۰۲۵۳ با هسته‌اورانیوم ۲۳۵ انجام‌می‌گیرد. سطح‌مقطع این‌دوواکنش به‌ترتیب ۹۹ و ۵۸۲ بارن‌است. وقتی‌یک نوترون‌باانرژی* ev ۰/۰۲۵۳ جذب اورانیوم ۲۳۵ می‌شود احتمال نسبی این‌که عمل فیسیون انجام‌گیرد چقدر است ؟

حل .از آنجا که σ_γ و σ_f متناسب با احتمال جذب تابش زاوفیسیون هستند نتیجه می‌شود که احتمال انجام فیسیون برابر است با

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma} = \frac{\sigma_f}{\sigma_a} = \frac{۵۸۲}{۶۸۱} = ٪۸۵/۵$$

بازگشت به‌معادله (۳-۲) می‌توان آن‌را به‌صورت زیرنوشت :

$$IN\sigma_t aX = \text{(تعداد برخورد در تمام هدف در ثانیه)} \qquad (۳-۶)$$

که σ_t برای‌این‌داد ه شده‌ست که احتمال وقوع برخورد ازهرنوعی‌را به حساب بیاورد .ازآنجا که aX حجم هدف است ازمعادله (۳-۶) نتیجه می‌شود که تعداد برخوردها در سانتیمتر مکعب هدف درثانیه ،که دانسیته برخورد F ، نامیده می‌شود ، از رابطه‌زیربه‌دست می‌آید .

---

* بنا به دلائلی که در قسمت ۳-۶ آورده خواهد شد ، سطح مقطع‌ها در انرژی ev ۰/۰۲۵۳ درجداول داده شده‌است .

$$F = I N \sigma_t \qquad (۳-۷)$$

درمحاسبات مهندسی هسته‌ای اغلب درمعادلات حاصلضرب دانسیته اتم در سطح مقطع نظیر معادله (۳-۷) دیده می‌شود که آن‌را باعلامت مخصوص Σ نشان می‌دهند و سطح مقطع ماکروسکپی (بزرگ) نامیده می‌شود . $\Sigma_s = N\sigma_s$ را سطح مقطع ماگروسکپی پراکندگی می‌نامند وهمین طورمی‌توان سطح‌مقطع های‌دیگررا بیان کرد . چون N و σ به‌ترتیب دارای واحدهای cm^{-3} و cm^2 هستند Σ دارای واحد cm^{-1} می‌شود . دانسیته برخورد برحسب سطح مقطع ماکروسکپی درمعادله (۳-۷) به‌شکل زیردر می‌آید .

$$F = \Sigma_t I \qquad (۳-۸)$$

مثال ۳-۳ باتوجه‌به‌مثال۳-۱ مطلوبست محاسبه (الف) سطح مقطع کل ماکروسکپی برای نوترون‌های یک میلیون الکترون ولتی (ب) دانسیته برخورد درهدف

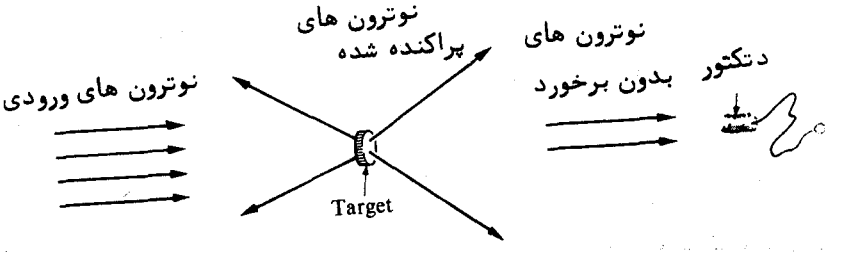
حل (الف) برطبق تعریف بالا

$$\Sigma_t = ۰٫۰۸ \times ۱۰^{۲۴} \times ۲٫۶ \times ۱۰^{-۲۴} = ۰٫۲۱ cm^{-1}$$

(ب) بااستفاده ازمعادله (۳-۸) داریم که تعداد برخورد در سانتیمتر مکعب درثانیه برابر $F = ۵ \times ۱۰^{۸} \times ۰/۲۱ = ۱/۰۵ \times ۱۰^{۸}\ c/cm^2 sec$ است . البته این برخوردها در ناحیه‌ای که باریکه به‌هدف برخورد می‌کند ، رخ می‌دهد .

۳-۳ تضعیف نوترون (کاهش انرژی نوترون)

قسمت قبل مربوط به‌آزمایش های هدف نازك است حال فرض می‌کنیم که‌یک‌هدف به‌ضخامت x درمسیریک باریکه‌ی هم راستا باشدت I_0 قرار می‌دهیم ویک آشکارساز نوترون



شکل ۳-۲ اندازه‌گیری نوترون‌هائی که درداخل هدف برخورد نکرده‌اند

در فاصله‌ای ازهدف درطرف دیگر آن مطابق شکل ۳-۲ واقع است . فرض می کنیم که آشکار ساز وهدف هردو کوچک هستند به‌نحوی که زاویه فضائی آشکار سازبرهدف خیلی کوچک باشد. دراین حالت هرنوترونی که برخوردی درهدف‌انجام‌می‌دهد ازباریکه حذف‌می‌شود وفقط آنهایی که برخورد نمی کنند داخل آشکار ساز می‌شوند .

فرض می کنیم $I(x)$ شدت نوترون‌هائی است که به اندازه x در داخل هدف نفوذ کرده و برخوردی انجام نداده‌اند . شدت نوترون‌ها پس‌ازطی مسافت دیگر dx برابر باتعداد نوترون‌هائی که در یک هدف نازك به سطح یک سانتیمتر مربع و ضخامت dx برخورد انجام داده‌اند کاهش می‌یابد. میزان کاهش شدت را میتوان ازمعادله (۳-۲) به دست آورد .

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

از انتگرال گیری این معادله داریم

$$I(x)=I_o e^{-\Sigma_t x} \qquad (۱۰-۳)$$

این شدتی است که با آشکارساز اندازه‌گیری شده‌است.

شدت نوترون‌های برخورد نکرده درداخل هدف به‌طور اکسپنانسیلی کاهش می‌یابد. بنابراین شدت باریکه نوترون‌های برخورد نکرده خروجی ازهدف ازرابطه زیر به‌دست می‌آید

$$I(x)=I_o e^{-\Sigma_t x} \qquad (۱۱-۳)$$

اگر هدف خیلی ضخیم باشد ، که درمورد حفاظ اشعه به کار می‌رود . تقریبا تمام نوترون‌های تابشی حداقل یک برخورد درآن انجام می‌دهند ، به طوری که اغلب نوترون‌های خروجی در داخل هدف برخورد انجام داده‌اند . ازآنجاکه این نوترون‌ها دربه‌دست آوردن معادله (۳-۱۱) درنظرگرفته نشده‌اند بنابراین این معادله را نباید برای محاسبه میزان اثر یک حفاظ به کار برد. اگر ازاین‌معادله استفاده نمائیم قسمت مهمی از نوترون‌های خروجی، بخصوص آنهائی که پراکنده شده‌اند درنظرگرفته نمی‌شوند .

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

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

ازآنجا که کمیت $dI(x)$ برابرتعداد نوترون‌هائی است که درفاصله dx برخورد انجام داده‌اند لذا نتیجه می‌شود

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

احتمال برخورد یک نوترون درفاصله dx پس ازطی فاصله x است

بنابر این معادله (۳-۱۲) بیان می کند که $\Sigma_t dx$ برابر احتمال برخورد یک نوترون درفاصله dx می‌باشد . می‌توان نتیجه گرفت که نوترون‌ها درضمن حرکت‌به‌اطراف نوعی‌برخورد انجام داده‌اند و Σ_t برابر احتمال (این‌نوع برخورد) درواحد طول‌میسر می‌باشد .

همچنین باید یادآورشد که چون $I(x)$ مربوط به‌آن دسته‌از نوترونهائی است که درضمن نفوذ فاصله x برخوردی انجام‌نداده‌اند، لذا نسبت

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

برابر احتمال این‌است که یک‌نوترون این‌فاصله‌را بدون برخورد طی کند . حال فرض می کنیم $I(x)dx$ احتمال این است که یک نوترون اولین بر خورد خود را در فاصله dx در حوالی x انجام می‌دهد. واضح است این برابر احتمال برخورد نکردن نوترون در طول x ضرب در احتمال این‌که نوتروز اوواقعا درفاشصله $d(x)$ برخورد می‌نماید ازآنجا که Σ_t احتمال برخورد درواحد طول است $p(x)$ را می‌توان به‌وسیله رابطه زیرنشان 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 [۱] می‌نامند این کمیت راکه‌به λ نشان می‌دهند . برابر مقدار متوسط x ، مسافتی که نوترون بدون برخورد طی کرده‌است باتوجه‌به تابع احتمال $p(x)$ می‌باشد یعنی

$$\lambda = \int_\circ^\infty x p(x) dx$$

$$= \Sigma_t \int_\circ^\infty x e^{-\Sigma_t x} dx = 1/\Sigma_t \qquad (۱۳-۳)$$

۱- Mean Free path

مثال ۳-٤ پویش آزاد متوسط نوترون‌های باانرژی Kev ۱۰۰ را درسدیم مایع حساب کنید سطح مقطع کل سدیم دراین انرژی برابر ۳/٤ بارن‌است .

حل. ازجدول دانسیته اتم سدیم برابر $۰/۰۲۵٤\times۱۰^{۲٤}$ به‌دست می‌آید بنابر این سطح مقطع ماکروسکپی برابر

$$\Sigma_t = ۰/۰۲۵٤\times۱۰^{۲٤}\times ۳/٤\times ۱۰^{-۲٤} = ۰/۸٦٤\ Cm^{-۱}$$

و پویش آزاد متوسط برابر

$$\lambda = \frac{۱}{۰/۸٦٤} = ۱۱/٦cm$$

است . حالت دیگریک مخلوط یکنواخت‌ازدونوع هسته X و Y دارای N_X و N_Y اتم‌درهر سانتیمتر مکعب می‌باشند رادرنظر می‌گیریم و σ_X و σ_Y سطح مقطع‌های دوهسته برای‌یک واکنش معین می‌باشند احتمال برخورد یک نوترون با یک هسته از نوع اول دریک سانتیمتر برابر $\Sigma_X = N_X\sigma_X$ است وبرای هسته‌ازنوع دوم $\Sigma_Y = N_Y\sigma_Y$ است . بنابراین‌احتمال برخورد یک نوترون باهریک ازهسته‌ها در واحد طول برابر

$$\Sigma = \Sigma_x + \Sigma_y = N_x\sigma_x + N_y\sigma_y \qquad (۱٤-۳)$$

اگر هسته‌های اتمهائی رادرنظر بگیریم که به‌صورت یک مولکول در آمده‌اند معادله (۱٤-۳) می‌تواند برای بیان سطح مقطع معادل‌یک مولکول به‌کار رود . این‌عمل ازتقسیم سطح مقطع ماکروسکپی مخلوط برتعداد مولکول‌های موجود درواحد حجم به‌آسانی به‌دست می‌آید . به عنوان مثال اگر N مولکول X_mY_n در هرسانتیمتر مکعب وجود داشته باشد $N_X = mN$, $N_Y = nN$ است و از معادله (۱٤-۳) نتیجه می شود که سطح مقطع برای مولکول برابر

$$\sigma = \frac{\Sigma}{N} = m\sigma_x + n\sigma_y \qquad (۱۵-۳)$$

معادلات (۱۵-۳) و (۱٤-۳) براساس این فرض‌بیان شده‌اند که هسته‌های X و Y درموقع برخورد نوترون‌ها به آنها به‌طور مستقل از یکدیگر عمل می‌کنند . این فرض در مورد تمام واکنش‌های نوترونی جزپراکندگی‌الاستیک باملکول‌ها وجامدات‌درست‌است. سطح‌مقطع‌های پراکندگی در انرژی‌های پائین را برای چنین موادی باید به طریق تجربی به‌دست‌آورد.

مثال ۳-۵ سطح‌مقطع‌های‌جذب $U^{۲۳۵}$ و $U^{۲۳۸}$ در انرژی ev ۰/۰۲۵۳ به ترتیب برابر ۶۸۰/۸ و ۲/۷۰ بارن‌است . Σ_a رابرای اورانیوم طبیعی برای این انرژی حساب کنید .

حل . بااستفاده ازروش قسمت ۲-۱۳ دانسیته‌های اتمی $U^{۲۳۵}$ و $U^{۲۳۸}$ در اورانیوم طبیعی به‌ترتیب برابر

$۱۰^{۲۴} \times ۱۰^{-۴} \times ۳/٤۸ \times ۱۰$ و $۱۰^{۲٤} \times ٤۸۳ \times ۱۰$ ./. است . ازمعادله (۳-۱٤) نتیجه می‌شود که

$$\Sigma_a = ۳ر٤۸ \times ۱۰^{-٤} \times ٦۸۰ر۸ + .ر. ٤۸۲ \times ۲ر۷۰ = ۰ر۳٦۷ cm^{-۱}$$

مثال (۳-٦) سطح مقطع های (برحسب بارن) هیدروژن واکسیژن در 1Mev و ۰/۰۲۵۳ev . در جدول زیر داده شده‌اند . مقدار σ_s هیدروژن واکسیژن مولکول آب در این انرژی چقدر است ؟

عنصر	۱Mev	۰/۰۲۵۳ ev
H	۳	۲۱
O	۸	٤

حل . معادله (۳-۱۵) برای یک میلیون الکترون ولت به‌کار می‌رود به‌طوری‌که $\sigma_s(H_۲O) = ۲\sigma_s(H) + \sigma_s(O) = ۲ \times ۳ + ۸ = ۱٤$ بارن است . معادله (۳-۱۵) برای انرژی ۰/۰۲۵۳ . الکترون ولت به‌کارنمی‌رود زیرا $\sigma_s(H_۲O) \neq ۲ \times ۲۱ + ٤ = ٤٦$ بارن است . مقدار تجربی $\sigma_s(H_۲O)$ درانرژی ۰/۰۲۵۳ ev برابر ۱۰۳ باران می‌باشد .

۳-٤ سطح مقطع نوترون

تمام سطح مقطع ها تابع انرژی نوترون‌های ورودی ونوع هسته هدف است این‌عوامل باید درانتخاب مواد موردنیاز دستگاههای هسته‌ای درنظر گرفته‌شود . اغلب اطلاعات مورد نیاز سطح مقطع ها درگزارش BNL - ۳۲۵ [۱] بدست می‌آید که در منابع پایان این فصل بحث می‌شود . قبل ازتوجه به‌این اطلاعات لازم‌است شیوه واکنش های نوترون هسته‌ها را مورد توجه قرار دهیم .

تشکیل هسته مرکب

اغلب واکنش های نوترون در دومرحله انجام می‌گیرد . نوترون ورودی در موقع برخورد به‌هسته هدف به‌آن می‌چسبد وتشکیل یک‌هسته مرکب رامی‌دهد . اگر هسته هدف ^{A}Z باشد هسته مرکب ^{A+۱}Z می‌شود . سپس هسته مرکب ممکن است به طریق مختلف تجزیه شود ، مثلا وقتی یک نوترون ۱ Mev به یک ^{٥٦}Fe هدف برخورد کند ، هسته مرکب ^{٥٧}Fe به‌وجود می‌آید واین هسته ممکن است باتابش یک نوترون الاستیک ، یا غیر

۱- Brookhaven National Laboratory

الاستیک یک شعاع گاما ، یا دو نوترون تجزیه شود . این واکنش‌ها به اختصار به‌صورت زیرنشان داده می‌شوند .

$$n + {}^{56}Fe \longrightarrow {}^{57}Fe \begin{cases} {}^{56}Fe + n' & \text{(پراکندگی غیر الاستیک)} \\ {}^{57}Fe + \gamma & \text{(جذب تابش‌زا)} \\ {}^{55}Fe + 2n & \text{(واکنش } (n, 2n)\text{)} \end{cases}$$

(پراکندگی الاستیک) $^{56}Fe + n$

یکی ازجنبه‌های جالب واکنش‌ها که ازطریق تشکیل هسته مرکب انجام می‌گیرد این است که سطح مقطع‌ها برای انرژی‌های معینی ازنوترون حداکثرهائی نشان می‌دهند. چنین حداکثرهائی را رزنانس (تشدید) می‌نامند و به‌طریق زیر به‌وجود می‌آید . ازقسمت ۲-۷ به یاد می‌آوریم که هسته‌ها دارای ترازهای تحریک مختلف هستند که مربوط به نظام‌های مختلف هسته‌ها درهسته می‌باشد . اگر انرژی نوترون ورودی به‌اندازه‌ای باشد که هسته مرکب درپکی ازترازهای تحریک قرارگیرد احتمال ترکیب نوترون باهسته خیلی‌زیاداست. درمنحنی سطح مقطع ، رزنانس‌هائی ظاهر می‌شود زیراقبل از اینکه واکنشی انجام‌گیرد بایستی هسته مرکب تشکیل شود .

بازگشت به‌قسمت (۲-۱۱) یادآور می‌شویم که برای جدا ساختن نوترون یعنی دور کردن نوترون ازهسته انرژی لازم‌است . این انرژی جداسازی درموقع ورود نوترون به‌هسته دوباره ظاهر می‌شود . بنابراین نتیجه می‌شود وقتی یک نوترون به‌یک هسته‌برخورد می‌کند به‌وجود می‌آید که دز ترازتحریک قرار می‌گیرد وانرژی آن‌برابر انرژی جنبشی نوترون ورودی بااضافه انرژی جداسازی یاانرژی بستگی (پیوندی) نوترون با هسته مرکب می‌باشد. *

پراکندگی الاستیک

سطح مقطع پراکندگی برحسب تابع انرژی نوترون ورودی را می‌توان به‌سه ناحیه مشخص تقسیم کرد . درناحیه اول، ناحیه کم انرژی ، تقریبا ثابت است . پراکندگی دراین ناحیه با تشکیل هسته مرکب انجام نمی‌گیرد بلکه فقط پراکندگی در نتیجه اعمال نیرو از طرف هسته هدف به نوترون در ضمن عبور صورت می‌گیرد . سطح مقطع برای این پراکندگی پتانسیلی به‌وسیله رابطه زیرداده می‌شود .

---

* این بحث تااندازه‌ای ساده‌بیان شده‌وازاثر دستگاه مرکز ثقل چشم‌پوشی شده‌است برای بحث کاملتربه کتاب «مقدمه‌ای برنظریه‌ی راکتور هسته‌ای» تألیف نویسنده که درمنابع ذکر شده است مراجعه شود .

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

که R شعاع هسته است .

دورورای ناحیه سطح مقطع پراکندگی ناحیه رزنانس‌ها قراردارد، که مربوط به تشکیل هسته مرکب می‌باشد . درانرژی‌های بالاتر رزنانس‌ها به‌اندازه‌ای زیاد می‌شوند که‌دیگر نمیتوان آنهارا ازهم جداکرد ودر این ناحیه σ_s تابع انرژی ودارای تغییرات یکنواخت تدریجی است .

مثال (۳-۷) بااستفاده ازاطلاعات الاستیک شعاع C^{12} رابه‌طور تقریبی به‌دست آورید.

حل . درشکل (۳-۳) دیده‌می‌شود که‌سطح مقطع پراکندگی‌بین ۰٫۰۲ ev تا ۰٫۱ Mev ثابت وحدود ٤٫۸ بارن می‌باشد . این مربوط به پراکندگی پتانسیل است . ازمعادله (۳-۱۶) داریم :

$$4\pi R^2 = 4\text{ر}8 \times 10^{-24}$$

$$R = 6\text{ر}2 \times 10^{-13}\text{cm}$$

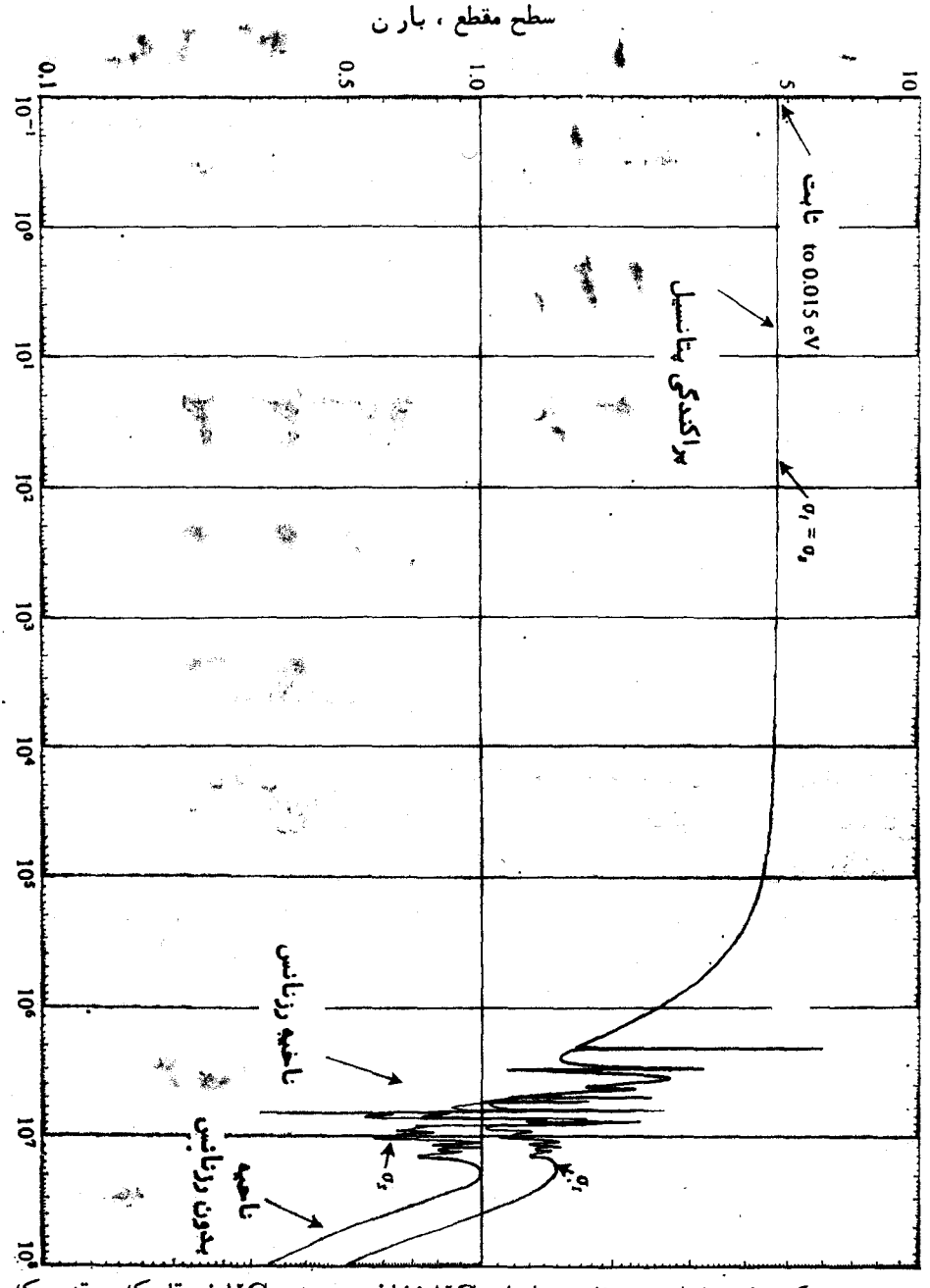
پراکندگی غیرالاستیک

این واکنش وقتی انجام می‌گیرد که‌انرژی نوترون به‌اندازه‌ای باشد که بتواند هسته هدف را دراولین تراز* انرژی آن قراردهد . بنابراین σ_{in} تایک‌انرژی آستانه (به طورکلی انرژی که درآن اولین‌تراز تحریک وجود دارد) با ازدیاد عدد جرمی کاهش می‌یابد ودرنتیجه ناحیه‌ای از انرژی که σ_{in} صفر نیست برای هسته‌های سنگین وسیعتر از هسته های سبک است . انرژی آستانه پراکندگی غیر الاستیک برای C^{12} برابر ٤٫۸ Mev درحالی‌که برای U^{238} برابر ٤٤ Kev است . در انرژی های بالاتر ازانرژی آستانه σ_{in} تقریبا برابر σ_s است

جذب تابش‌زا

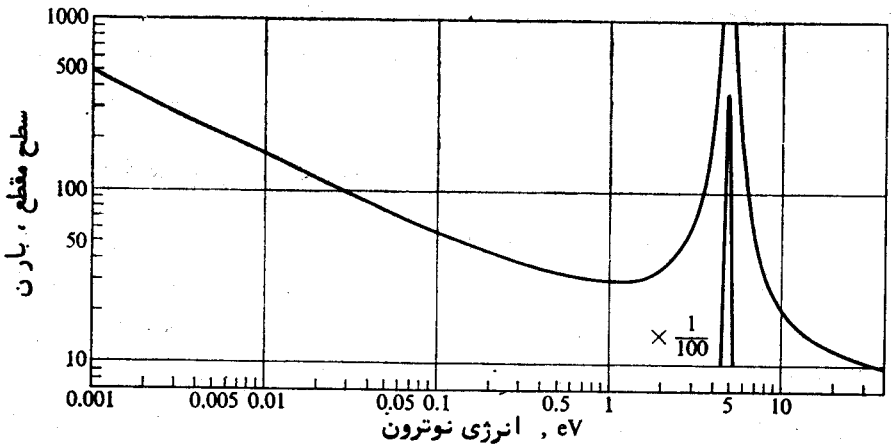
برای سهولت درمحاسبات، سطح مقطع جذب تابش زارا نظیرپراکندگی الاستیک به سه ناحیه تقسیم می‌کنند . برای‌اغلب هسته‌ها در انرژی‌های پائین σ_γ متناسب با $\frac{1}{\sqrt{E}}$

* به‌علت اثرات دستگاه مرکز جرم انرژی آستانه برای پراکندگی غیرالاستیک در حقیقت کمی بیش ازانرژی اولین‌تراز انرژی است واین‌موضوع جز برای هسته‌های سبک برای دیگر هسته‌ها صرفنظر می‌شود .



شکل (۳-۳) این سه ناحیه رابرای ^{12}C نشان می‌دهد . ^{12}C نسبتا یک‌هسته سبک است . برای هسته‌های سنگین‌تر ناحیه رزنانس‌ها در انرژی‌های کمتر است . به‌عنوان مثال ناحیه رزنانس ^{238}U در ۶ev آغاز شده‌ودر 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 σ_γ متناسب با $\frac{1}{v}$ تغیر می کند . بنابر این σ_γ در ناحیه کم انرژی معروف به ناحیه $\frac{1}{v}$ است. سطح مقطع های نوترون اغلب درروی محورهای لگاریتم رسم می‌شوند. بنابراین سطح مقطعی که $\frac{1}{v}$ است به صورت خط مستقیم به نظر می‌رسد وشیب آن $-\frac{1}{2}$ است . این موضوع را می‌توان در شکل ۳-٤ که درآن ناحیه $\frac{1}{v}$ و اولین رزنانس ^{197}Au در آن نشان داده شده است مشاهده کرد.



انرژی نوترون ،الکترون ولت

شکل ۳-٤ سطح مقطع جذب تابش زا ^{197}Au در انرژی کم (از BNL-۲۳۰ چاپ دوم ۱۹۵۸ گرفته‌شده است).

باید دانست که درمورد چند هسته مهم در انرژی‌هائی که σ_s متناسب با $\frac{1}{v}$ تغییر نمی کند ، چنین هسته‌هائی را جذب کننده‌های غیر $\frac{1}{v}$ می‌نامند .

ناحیه بالاتر ازناحیه $\frac{1}{v}$ ناحیه رزنانس ها می‌باشد که درهمان انرژی های رزنانس σ_s واقع است. مقدار سطح مقطع درنزدیک یک رزنانس منفرد درانرژی E_r ، σ_γ از رابطه از جمله برایت ویگنر تک تراز [۱] زیر به‌دست می‌آید .

۱- Breit-wigner one level formula

$$\sigma_\gamma = \frac{\lambda_r^2 g}{4\pi} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (۳-۱۷)$$

در این رابطه λ_r طول موج نوترون در انرژی E_r ، g یک ثابت به نام ضریب آماری Γ_n ، Γ_γ ثابت هائی هستند که به ترتیب عرض نوترون [۱] و عرض تابش [۲] نامیده می‌شوند و $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ را عرض کلی می‌نامند . به‌آسانی دیده می‌شود که σ_γ در انرژی $E_\gamma \pm \frac{\Gamma}{2}$ برابر نصف مقدار حداکثر است ، به‌اختصار می‌توان گفت Γ عرض رزنانس در نیم ارتفاع حداکثر رزنانس است و این وجه تسمیه «عرض» می‌باشد .

ناحیه رزنانس درهسته‌های سنگین در Kev ۱ ودرهسته‌ای سنگین تردر انرژی‌های بالاتر پایان می‌یابد و σ_γ در انرژی‌های بالاتر ازرزنانس به‌سرعت و بطوریکنواخت کاهش یافته به مقدار کمی می‌رسد .

واکنش‌های ذرات باردار

به‌طورکلی‌واکنش‌های (n, p) و (n, α) وواکنش‌های بادیگرذرات بردارانرژی گیرهستند و واکنش باانرژی پائین‌تر از انرژی آستانه رخ نمی‌دهد . سطح مقطع‌های آنها حتی درانرژی‌های بالاتر ازانرژی آستانه ، به‌ویژه برای هسته‌های سنگین‌تر کوچک است .

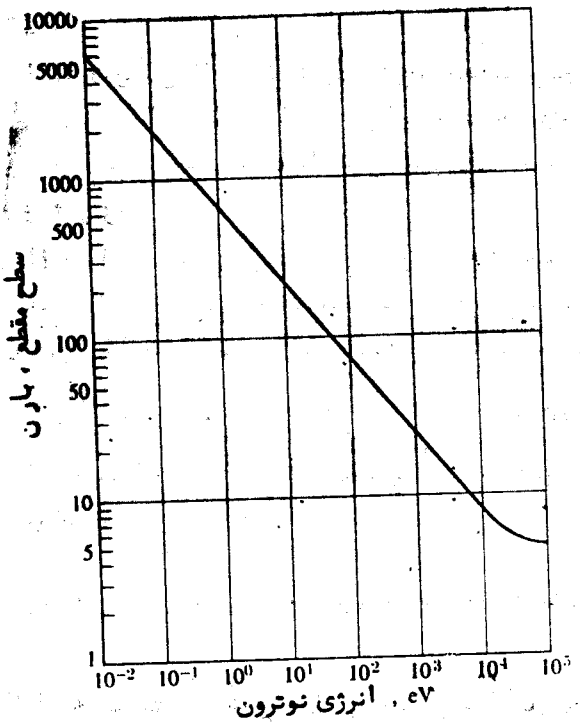
چندواکنش مهم انرژی زادرهسته‌های سبک‌نیز وجوددارد یکی ازاین واکنش‌ها $^{10}B(n, \alpha)^{7}Li$ می‌باشد که سطح‌مقطع آن‌درشکل ۳-۵ نشان داده‌است. دیده‌می‌شود که σ_α درانرژی‌های کم‌خیلی‌زیاداست به‌همین‌دلیل ^{10}B را اغلب برای‌جذب نوترون‌های کم انرژی به‌کار می‌برند. باید یادآورشد که درشکل (۳-۵) σ_α درناحیه‌ای ازانرژی حدود چند مرتبه متناسب با $\frac{1}{v}$ تغییرمی‌کند .

یک واکنش‌انرژی‌زاشابه، که سطح‌مقطع آن‌به‌شدت‌تابع $\frac{1}{v}$ است. $^{6}Li(n, \alpha)^{3}H$ میباشد ازاین واکنش برای تولید تری‌تیوم ^{3}H استفاده می‌کنند .

بعضی‌ازواکنش‌های ذرات بردارانرژی‌گیر باوجود این‌که انرژی آستانه آنها بالاست اهمیت زیادی از نقطه نظر راکتورها دارند . به عنوان مثال واکنش $^{16}O(n, p)^{16}N$ منبع اصلی رادیواکتیویته آب راکتورها رآبی می‌باشد (^{16}N بتاتابش می‌کند و نیمه عمر تقریبی آن ۷ ثانیه‌است که همراه باتابش‌اشعه بتا واشعه‌گاما ۶ تا ۷ میلیون الکترون ولت نیزتابش می‌کند). باوجوداینکه این‌واکنش باانرژی Mev ۹ (انرژی آستانه واکنش) انجام می‌گیرد

۱- Neutron width ۲- Radiation width

ومعمولا درهرچند هزار نوترون فقطیک نوترون‌با انرژی بیش از Mev ۹ وجود دارد .



انرژی نوترون ، الکترون ولت

شکل (۳-۵) سطح‌مقطع برای واکنش $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ درانرژی بین ۰٫۱ev تا ۱۰۰ev (از BNL - ۳۲۵ چاپ دوم ۱۹۵۸)

سطح مقطع کل

از آنجا که σ_t مجموع تمام سطح مقطع هاست ، تغییرات σ_t نسبت به انرژی تغییرات سطح مقطع هریک از واکنش های هسته را نشان می‌دهد بویژه درانرژی‌های پائین σ_t به صورت زیرتغییر می کند

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

که C یک عدد ثابت است. اولین جمله این رابطه سطح مقطع پراکندگی الاستیک درحالی که جمله دوم سطح مقطع جذب تابش‌زایا هرواکنش انرژی زای‌دیگری که دراین انرژی امکان دارد می‌باشد . اگر در معادله (۳-۱۸) جمله اول بزرگتر از جمله دوم باشد ، در آن صورت

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

درناحیه رزنانس σ_t رزنانس هائی را که در σ_s و σ_{in} و σ_γ یافت می‌شود دراین انرژی‌ها نشان می‌دهد. درانرژی‌های بالاتر، بالاتر ازناحیه رزنانس، σ_t به‌صورت تابعی‌ازانرژی که تغییرات‌آن به‌طوری که درشکل (۳-۳) نشان داده‌شده است تدریجی است

هیدروژن ودوتریوم

هسته‌های H^1 و H^2 که به‌مقدار زیاد درخیلی ازراکتورهای هسته‌ای یافت می‌شوند وبانوترون واکنش هائی تااندازه‌ای متفاوت باهسته‌های دیگر انجام می‌دهند. ازجمله‌واکنش H^1 و H^2 بانوترون همراه باتشکیل هسته مرکب نیست. سطح مقطع آنها رزنانس ندارد و σ_s تا ۱۰ Kev ثابت و σ_γ در تمام انرژی‌ها تابع $\frac{1}{v}$ است. به علاوه این هسته‌ها تراز تحریک ندارند (زیرا هسته H^1 فقط یک پروتون مجرد است) و بنابراین نوترون با هسته هیدروژن برخورد غیرالاستیک انجام نمی‌دهد.

مثال (۳-۸)

مقدار σ_γ برای H^1 در انرژی ۰/۰۲۵۳ev برابر ۳۳۲ بارن است. σ_γ دریک الکترون ولت چقدراست؟

حل: ازآنجا که تغییرات σ_γ متناسب با $\frac{1}{v}$ است می‌توان آن‌را به‌صورت زیر نوشت

$$\sigma_\gamma(E) = \sigma_\gamma(E_0)\sqrt{\frac{E_0}{E}}$$

که E_0 می‌تواند هرانرژی دلخواه در ناحیه $\frac{1}{v}$ باشد، دراین‌مساله σ_γ در انرژی ۰/۰۲۵۳ev معلوم می‌باشد. وبنابراین منطقی است که آن‌را برابر E_0 بگیریم. لذا

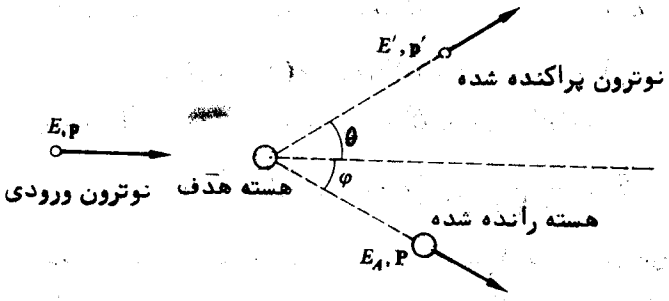
$$\sigma_\gamma(1ev) = 0.332\sqrt{\frac{0.0253}{1}}$$

$$= 0.0528 \text{ بارن}$$

۵.۳ کاهش انرژی دربرخوردهای پراکندگی

وقتی نوترون درنتیجه برخورد الاستیک باهسته‌هائی که‌درحالت سکون است پراکنده می‌شود هسته ازمحل‌خود جابه‌جا می‌شود. بنابراین انرژی جنبشی نوترون پراکنده شدهٔ نسبت به‌انرژی جنبشی نوترون ورودی به اندازه انرژی‌هسته رانده شده کمتر می‌باشد. بدین‌ترتیب نوترون‌ها دراثر برخورد الاستیک حتی اگر انرژی‌داخلی هسته‌تغییر نکندانرژی ازدست می‌دهند. کاهش انرژی در برخورد الاستیک رامی‌توان بااستفاده ازقوانین بقای انرژی وبقای

اندازه‌حرکت بدست‌آورد. فرض می‌کنیم E، p، E'، p' به‌ترتیب انرژی جنبشی و بردار اندازه‌حرکت نوترون قبل و بعد ازبرخورد E_A ، P، انرژی و اندازه حرکت هسته رانده شده پس ازبرخورد می‌باشد. نوترون تحت زاویه θ پراکنده‌شده و هسته تحت زاویه φ جابه‌جای می‌شود (به شکل ۳-۶ مراجعه شود) .



شکل ۳-۶ پراکندگی الاستیک نوترون به‌وسیله هسته

باتوجه به‌این که برخورد الاستیک می‌باشد نتیجهٔ می‌شود که

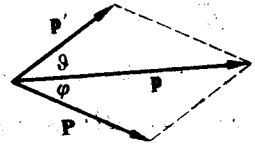
$$E = E' + E_A \qquad (۱۹-۳)$$

وباتوجه به‌اصل بقای اندازه حرکت

$$P = p' + P$$

است . می‌توان این‌جمع رابه‌صورت برداری شکل ۳-۷ نشان داد .
برطبق قانون کسینوس هاداریم

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



شکل ۳-۷ شکل برداری اصل بقای اندازه حرکت

وبرطبق مکانیک کلاسیک داریم

$$p^2 = 2ME_A \,,\; p^2 = 2ME \,,\; p'^2 = 2mE'$$

که m و M به‌ترتیب جرم کلاسیکی نوترون وهسته می‌باشد .
معادله (۳-۲۰) رامی‌توان بصورت‌زیر نوشت

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

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

معادله (۳-۲۱) معادل

$$AE_A = E' + E - ۲\sqrt{EE'}\cos\theta$$

می‌باشد. باقراردادن E_A ازمعادله (۳-۱۹) درمعادله بالا ومرتب کردن آن‌داریم

$$(A+۱)E' - ۲\sqrt{EE'}\cos\theta - (A-۱)E = ۰$$

این‌معادله نسبت‌به $\sqrt{E'}$ درجه دوم است وجواب آن به‌صورت زیراست

$$E' = \frac{E}{(A+۱)^۲}[\cos\theta + \sqrt{A^۲ - \sin^۲\theta}]^۲ \qquad (۲۲-۳)$$

حال بعضی ازخواص معادله (۳-۲۲) را درنظر می‌گیریم . دربرخورد مماسی زاویه θ تقریبا برابر صفر است واز معادله (۳-۲۲)، همان‌طورکه انتظار می‌رود نتیجه می‌شود که $E = E'$ است .

دراثرچنین برخوردی هیچ گونه کاهش انرژی وجود ندارد. بجز هیدرژن که‌بایستی جداگانه‌در نظرگرفته شود از معادله (۳-۲۲)نتیجه‌می‌شود که مقدار حداقل E' یعنی $(E')_{min}$ وقتی رخ می‌دهد که $\theta = \pi$ است. دراین‌صورت نوترون مستقیما به‌عقب برمی‌گرددو حداکثر انرژی را از دست می‌دهد ووقتی $\theta = \pi$ است ازمعادله (۳-۲۲) داریم

$$(E')_{min} = \left(\frac{A-۱}{A+۱}\right)^۲ E = \alpha E \qquad (۲۳-۳)$$

که

$$\alpha = \left(\frac{A-۱}{A+۱}\right)^۲ \qquad (۲۴-۳)$$

α پایای برخورد (۱) نامیده می‌شود. مقادیر α برای عناصر مختلف درجدول ۳-۱ داده شده است. پراکندگی نوترون به‌وسیله هیدروژن منحصر به‌فرد می‌باشد زیراجرم نوترون‌وهسته هیدروژن (پروتون) تقریبا برابر هستند و به‌کمک مکانیک کلاسیک می‌توان نشان داد که معمولا وقتی یک ذره‌باهم جرمش که درحال سکون است برخورد می‌کند نمی‌تواند در زاویه‌ای بزرگتر از ۹۰ پراکنده شود. بنابراین برای به‌دست آوردن انرژی حداقل نوترون دربرخورد باهیدروژن بایستی در معادله (۳-۲۲) $\theta = \frac{\pi}{۲}$ قرار داد ، یعنی

$$(E')_{min} = ۰$$

۱- Collision Parameter

ازآنجا که این نتیجه را می‌توان باقراردادن $A=1$ درمعادله (۳-۲۳) به‌دست آورد نتیجه می‌شود که درپرخورد با هیدرژن بایستی درمعادله α را صفر قرار داد.

$$(E')_{min}=\alpha E \qquad (۳-۲۵)$$

این رابطه درمورد تمام هسته‌ها ، حتی هیدرژن صادق است

جدول ۳-۱

پایاهای برخورد

هسته	عددجرمی	α	ξ
هیدرژن	۱	۰	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 نوترون‌هائی که به‌طور الاستیک پراکنده شده‌اند نیز مورد توجه می‌باشد . این محاسبه تااندازه‌ای مشکلتر ازمحاسبه انرژی حداقل وانرژی حداکثر می‌باشد ودراینجا بحث نمی‌شود . دراین حالت می‌توان نشان داد که پراکندگی نوترون‌ها با هسته‌های سبک ، از جمله هیدرژن ، در اغلب انرژی‌های موردنظر درراکتورهای هسته‌ای انرژی متوسط نوترون پراکنده شده ازرابطه تقریبی زیربه‌دست می‌آید

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

متوسط کاهش انرژی ، $\overline{\Delta E}$ برابر است با

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

وکسر کاهش متوسط انرژی ازرابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\frac{\overline{\Delta E}}{E} = \frac{۱}{۲}(۱-\alpha) \qquad (۲۶-۳)$$

این معادله برای هسته‌های سنگین‌تر صادق‌است لکن برای نوترون‌های پرانرژی درست نیست مثلا درمورد $U^{۲۳۸}$ معادله (۳-۲۶) در بالاتر ازانرژی Kev ۱۰۰ دقیق‌نیست‌درانرژی های بالاترکاهش انرژی نوترون در برخورد با هسته‌های سنگین‌تر کمتراز مقداری است که به‌وسیله (۳-۲۶) به‌دست می‌آید.

ازمعادله(۳-۲۴) وجدول (۳-۱) دیده‌می‌شود که‌برای $A=۱$(هیدرژن)$\alpha=۰$ است‌و ازدیاد A به‌طور خطی ترقی نموده‌به یک میرسد. باتوجه به‌معادله (۳-۲۶) نتیجه می‌شود که کسر کاهش متوسط انرژی از مقدار ۰/. برای هیدروژن به‌صفر برای هسته سنگین تقلیل می‌یابد. بنابراین نوترون‌دربرخورد‌باهیدرژن به‌طور متوسط‌نصف‌انرژی‌خودراودربرخورد با کربن چون $\alpha=۰٫۷۱۶$است‌حدود ۱۴٪ انرژی خود را از دست داده‌درحالی که‌دربرخورد بااورانیوم ($\alpha=۰٫۹۸۳$) کمترازیک درصد انرژی خودرا ازدست می‌دهد .

به‌طور خلاصه هرچه هسته هدف‌سنگین ترمی‌شود نوترون‌ها کمتر انرژی ازدست می‌دهند. اغلب‌لازم می‌شود که نوترون‌های‌سریع راکند کنیم، این‌عمل معروف به کندشدن است. ازبحث گذشته روشن است که مواد با عدد جرمی کم برای این منظور موثرترند زیرا نوترون‌ها درچنین محیط‌هائی سریعتر کند می‌شوند .

نوترون‌ها همچنین دراثر برخوردغیر الاستیک درنتیجه عقب راندن هسته و تحریک داخلی هسته هدف انرژی ازدست می‌دهند . از آنجاکه انرژی آستانه پراکندگی غیرالاستیک برای‌هسته‌های سبک خیلی بالاست (معمولاحدود چند میلیون الکترون ولت‌است‌هرگز درهیدرژن رخ نمی‌دهد). کند شدن‌به‌وسیله‌پراکندگی غیر الاستیک دراین هسته‌ها کم‌اهمیت‌تراز پراکندگی الاستیک است . درهسته‌های سنگین ترانرژی آستانه پراکندگی غیرالاستیک کمتر و پراکندگی الاستیک اغلب مکانیزم اصلی کند شدن نوترون به‌وسیله این هسته‌ها می‌باشد .

دراغلب محاسبات راکتورهابخصوص آنهائی که‌مربوط‌به‌عمل کند شدن نوترونهااست این کمیت را باعلامت u نشان می‌دهند وبه صورت‌زیر بیان می‌شود .

$$u = \ln\left(\frac{E_M}{E}\right) \qquad \text{تارژی} \qquad (۲۷-۳)$$

که E_M یک انرژی اختیاری است که معمولا بالاترین انرژی نوترون موجود در دستگاه انتخاب می‌شود . ازمعادله (۳-۲۷) پیداست که هر چه انرژی نوترون بیشتر باشد لتارژی آن کمتر است ویاکند شدن نوترون انرژی E آن کاهش یافته ولتارژی آن افزایش می‌یابد.

تغییر متوسط درلتارژی در هربرخورد $\overline{\Delta u}$ شبیه کسرکاهش متوسط انرژی (با معادله (۳-۲۶) مقایسه شود) مستقل از انرژی نوترون ورودی است . کمیت $\overline{\Delta u}$ درا غلب محاسبات مهندسی هسته‌ای ظاهر می‌شود) وآن‌را باعلامت ξ نشان می‌دهند . باروشی که نسبتا طولانی است می‌توان نشان‌داد که ξ ازرابطه زیر به دست می‌آید.

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A+1}{A-1} \qquad (۳-۲۸)$$

دراین رابطه A عدد جرمی هسته هدف است . بجز برای مقادیر کوچک A (عناصر سبک) ξ راسی‌توان باتقریب خوب را ازرابطه ساده‌زیر به‌دست آورد .

$$\xi \simeq \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \qquad (۳-۲۹)$$

حتی‌برای $A = 2$ معادله (۳-۲۹) فقط با ۳ درصد اختلاف ξ رابه دست می‌دهد.

مقادیر دقیق ξ درجدول (۳-۱) داده‌شده‌اند

مثال (۳-۹) یک‌نوترون $1\,Mev$ دراثر برخورد به‌هسته H^2 در زاویه $45°$ پراکنده می‌شود (الف) انرژی نوترون پراکنده چقدراست ؟

(ب) انرژی هسته رانده‌شده چقدراست؟ (ج) چه‌مقدار لتارژی نوترون دراثر این برخورد تغییر می‌کند؟

حل . (الف) با قرار دادن $E = 1\,Mev$ ، $A = 2$ و $\theta = 45°$

درمعادله (۳-۲۲) مقدار $E' = 0.738$ به‌دست می‌آید.

(ب) ازآنجاکه برخورد الاستیک است (برخورد غیر الاستیک با H^2 رخ نمی‌دهد) انرژی هسته رانده‌شده برابر $E_A = 1 - 0.738 = 0.262\,Mev$ است.

(ج) لتارژی‌قبل ازبرخورد برابر $u = \ln\left(\frac{E_M}{E}\right)$ وبعدازبرخورد برابر $u' = \ln\left(\frac{E_M}{E'}\right)$

است بنابراین این‌تغییر درلتارژی برابراست با:

$$\Delta u = u' - u = \ln\frac{E}{E'} = \ln\frac{1.000}{0.738} = 0.304$$

(نسبت واحد ندارد).

۳-۶ نوترون‌های چندانرژی

درقسمت ۳-۲و۳-۳ شدت برخورد نوترون‌های به‌هدف رابا فرض این‌که نوترون‌های ورودی تک انرژی هستند حساب کردیم . این‌محاسبات رابه‌آسانی می‌توان برای

نوترون‌های کند که تک انرژی نیستند بلکه دارای توزیع انرژی هستند عمومیت دارد .

برای این منظور فرض می‌کنیم $n(E)dE$ تعداد نوترون‌های با انرژی بین E و $E+dE$ در یک سانتیمتر مکعب از باریکه در نوترون ورودی به هدف باشد . شدت این باریکه نوترون برابر است با :

$$dI(E) = n(E)v(E)dE \qquad (۳-۳۰)$$

که $v(E)$ سرعت نوترون مربوط به انرژی E می‌باشد . برطبق معادله (۳-۸) این باریکه با هسته‌های هدف به‌میزان زیردر هرسانتیمتر مکعب برخورد انجام می‌دهند .

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

که $\Sigma_t(E)$ سطح مقطع ماکروسکپی کل است ودانسیته برخورد برابر با :

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

می‌باشد. که در آن انتگرال‌گیری در تمام گام انرژی باریکه انجام داده شده است. برای محاسبه میزان واکنش مخصوصی کافی است به‌جای $\Sigma_t(E)$ درمعادله (۳-۳۱) سطح مقطع مخصوص آن واکنش را قرار دهیم . یک حالت مخصوص مهم ، جذب نوترون‌های حرارتی است، یعنی نوترون‌هائی که انرژی آنها طبق تابع ماکسوئل، درقسمت ۲-۱۲ بحث شد توزیع شده باشد . نوترون‌های حرارتی درانواع مخصوصی ازراکتورها به نام راکتورهای حرارتی که درفصل‌های ٤ و ٦ بحث‌شده یافت می‌شوند .

میزان جذب دریک باریکه نوترون‌های حرارتی برابر است با:

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

که $\Sigma_a(E)$ سطح مقطع جذب ماکروسکپی است و انتگرال بین انرژی حرارتی تا $0.1\,ev$ حساب شده است .

درقسمت ۳-٤ اشاره شد که اغلب عناصر دارای جذب نوترون $\frac{1}{v}$ هستند که این جذب ازنوع جذب تابش زاویا جذب دیگری می‌باشد . دراین انرژی‌ها $\Sigma_a(E)$ را می‌توان به‌صورت زیرنوشت :

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

که E_0 یک انرژی اختیاری است و v_0 سرعت مربوط به‌این انرژی می‌باشد .

وقتی معادله (۳-۳۳) را در معادله (۳-۳۲) قرار می‌دهیم ، $v(E)$ حذف شده و معادله زیر تبدیل می‌شود .

$$F_a = \Sigma_a(E_o)v_o \int n(E)dE \qquad (۳۴-۳)$$

مقدار انتگرال برابر کل دانسیته نوترون، n می‌باشد ومعادله (۳-۳۴) به‌معادله زیرتبدیل می‌شود.

$$F_a = \Sigma_a(E_o)nv_o \qquad (۳۵-۳)$$

معادله (۳-۳۵) نشان می‌دهد که برای یک جذب کننده $\frac{۱}{v}$ میزان جذب مستقل از توزیع انرژی نوترون‌ها بوده و به وسیله سطح مقطع دریک انرژی دلخواه تعیین می‌شود. ازمعادله (۳-۳۵) می‌توان نتیجه گرفت با توجه به‌این حقیقت که نوترون‌ها دارای طیف انرژی هستند میزان جذب درست برابر حالتی است که باریکه نوترون دارای انرژی E_o و شدت nv_o می‌باشد.

با توجه به‌این‌نتایج، معمول براین‌شده است که‌سطح‌مقطع‌های، جذب، چه $\frac{۱}{v}$ وچه‌غیر $\frac{۱}{v}$ آن‌را دریک انرژی‌تک $E_o = ۰/۰۲۵۳$ می‌دهند. سرعت‌مربوط‌به‌این‌انرژی $v_o = ۲۲۰۰$ متردر ثانیه‌می‌باشد. مقادیرسطح مقطع در انرژی $E_o = ۰/۰۲۵۳ev$ رامعمولا سطح مقطع حرارتی می‌نامند. این مقادیر درمنابع مختلف نظیر BNL — ۳۲۵ وجداول‌عناصر داده‌شده‌اند. یک‌جدول مختصر ازسطح مقطع های عناصر درپیوست ۲ قرار دارد.

کمیت nv_o درمعادله (۳-۳۵) رافلوی ۲۲۰۰ متردرثانیه می‌نامند وبه $\varnothing_o$ نشان می‌دهندیعنی

$$\varnothing_o = nv_o \qquad (۳۶-۳)$$

دراین صورت شدت جذب به‌صورت زیرمی‌باشد.

$$F_a = \Sigma_a(E_o)\varnothing \qquad (۳۷-۳)$$

اگر چه فقط چندعنصر جذب کننده غیر $\frac{۱}{v}$ هستند لکن این عناصر معمولا در دستگاههای هسته ای بسیار با اهمیت می باشند، زیرا سطح مقطع آنها نسبتاً بالاست‌ومیزان جذب چنین هسته‌هائی با معادله (۳-۳۲) داده‌می‌شوند لکن انتگرال را نمی توان مانند عناصر $\frac{۱}{v}$ساده کرد. به‌خصوص این‌که دراین حالت F_a تابع $n(E)$ و $\Sigma_a(E)$ می‌باشد. وست‌کات (۱) با فرض‌این‌که $n(E)$ دارای توزیع ماکسوئلی‌می‌باشد مقدار F_a را به‌طور عددی برای‌چند جذب کننده‌غیر $\frac{۱}{v}$ مهم‌حساب کرد. مقدار F_a تابع‌درجه حرارت‌توزیع نوترون بوده‌از ازرابطه زیربه دست می‌آید.

$$F_a = g_a(T)\Sigma_a(E_o)\varnothing_o \qquad (۳۸-۳)$$

۱- Westcott

که $g_a(T)$ ضریب غیر $\frac{1}{v}$ نامیده می‌شود وبه صورت جدول در آمده است . $\Sigma_a(E_o)$ سطح مقطع جذب‌در ۰/۰۲۵۳ الکترون ولت می‌باشد .مقادیر ضریب غیر $\frac{1}{v}$ در جدول ۳-۲ داده شده است .

درپایان این قسمت لازم‌به یادآوری است درحالی که نتایج بالا برای باریکه‌ای ازنوترون که بریک‌هدف نازك وارد می‌شود بدست آمده است ، لیکن درمورد موقعیت‌های پیچیده‌تر که در اغلب راکتورها یافت می‌شود یعنی در حالتی که نوترون‌ها درتمام جهات درحرکت می‌باشند قابل اجرا است به‌ویژه فلوی ۲۲۰۰ متری درثانیه درهرنقطه را می‌توان چنین تعریف کرد که‌درآن‌نقطه n نوترون‌حرارتی‌درسانتیمتر مکعب وجوددارد ومعادله(۳-۳۷) یا (۳-۳۸) برای محاسبه شدت جذب درچنین نقاطی به‌کار می‌رود .

مثال ۳-۱۰ یک پولک کوچک اندیوم رادرنقطه‌ای ازراکتور که‌فلوی ۲۲۰۰ متر درثانیه برابر 5×10^{12} نوترون درسانتیمتر مکعب درثانیه است قرار می‌دهیم دانسیته نوترون‌را می‌توان باتابع ماکسوئلی دردرجه حرارت°C ۶۰۰ نشان داد . میزان جذب‌نوترون‌ها درپولک اندیوم چقدراست ؟

حل : ازجدول ۲-۳ پیوست۲

$$\sigma_a(E_o)=194 \text{ و } N=0/0383\times10^{24}$$

بارن‌به‌دست می‌آید ومتوان حساب کرد که

$$\Sigma_a(E_o)=0/0383\times194=7{,}43\,cm^{-1}$$

اندیوم یک‌جذب کننده غیر $\frac{1}{v}$ است‌وازجدول (۳-۲) مقدار $g_a(600°c)=1{,}05$ است . ازمعادله (۳-۳۸) نتیجه‌می‌شود.

$$F_a=1{,}05\times7{,}43\times5\times10^{12}=4{,}27\times10^{13}n/cm^2-sec$$

۷.۳ فیسیون

درقسمت ۲-۱۰ نشان داده‌شد که انرژی‌های پیوندی هسته‌های باعدد جرمی بیش از ۵۰ با افزایش عدد جرمی کم می‌شود . این‌بدان معنی‌است که‌نظام هستک‌ها وقتی پایدارتر است که یک هسته سنگین به‌دوقسمت تقسیم شود یعنی‌شکسته شود(فیسیون انجام دهد). هسته‌های سنگینتر ناپایدارتر بوده و بنابراین انتظار می‌رود که بدون نیروی خارجی خود به‌خودفیسیون‌انجام دهند. گواینکه‌چنین فیسیون‌هائی رخ می‌دهدلیکن تعدادآنها خیلی کم‌است . برای اینکه فیسیون‌بسرعت‌انجام گیرد (تعداد زیاد) که‌بتواندرراکتورهای هسته‌ای مفید باشد لازم

است به هسته انرژی داده شود. مقدار انرژی بستگی به نیروهای جاذبه بین هستک‌ها 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 راانرژی بحرانی فیسیون می‌نامند و با E_c نشان داده می‌شود. مقدار E_C برای چند هسته درجدول ۳-۳ داده شده‌است.

جدول ۳-۲

ضرایب غیر $\frac{1}{v}$ *

T°c	Cd	In	^{130}Xe	^{149}Sm	^{233}U	
	g_a	g_a	g_a+	g_a	g_a	g_f
۲۰	۱/۳۲۰۳	۱/۰۱۹۲	۱/۱۵۸۱	۱/۶۱۷۰	۰/۹۹۸۳	۱/۰۰۰۳
۱۰۰	۱۰/۵۹۹۰	۱/۰۳۵۰	۱/۲۱۰۳	۱/۸۸۷۴	۰/۹۹۷۲	۱/۰۰۱۱
۲۰۰	۱/۹۶۳۱	۱/۰۵۵۸	۱/۲۳۶۰	۲/۰۹۰۳	۰/۹۹۷۳	۱/۰۲۵
۴۰۰	۲/۵۵۸۹	۱/۱۰۱۱	۱/۱۸۶۴	۲/۱۸۵۴	۱/۰۰۱	۱/۰۰۶۸
۶۰۰	۲/۹۰۳۱	۱/۱۵۲۲	۱/۰۹۱۴	۲/۰۸۵۲	۱/۰۰۷۲	۱/۰۱۲۸
۸۰۰	۳/۰۴۵۵	۱/۲۱۲۳	۰/۹۸۸۷	۱/۹۲۴۶	۱/۰۱۴۶	۱/۰۲۰۱
۱۰۰۰	۳/۰۵۹۹	۱/۲۹۱۵	۰/۸۸۵۸	۱/۷۵۶۸	۱/۰۲۲۶	۱/۰۲۸۴

T°c	^{235}U		^{238}U	^{239}Pu	
	g_a	g_f	g_a	g_a	g_f
۲۰	۰/۹۷۸	۰/۹۷۵۹	۱/۰۰۱۷	۱/۰۷۲۳	۱/۰۴۸۷
۱۰۰	۰/۹۶۱۰	۰/۹۵۸۱	۱/۰۰۳۱	۱/۱۶۱۱	۱/۱۱۵۰
۲۰۰	۰/۹۴۵۷	۰/۹۴۱۱	۱/۰۰۴۹	۱/۳۳۸۸	۱/۲۵۲۸
۴۰۰	۰/۹۲۹۴	۰/۹۲۰۸	۱/۰۰۸۵	۱/۸۹۰۵	۱/۶۹۰۴
۶۰۰	۰/۹۲۲۹	۰/۹۱۰۸	۱/۰۱۲۲	۲/۵۳۲۱	۲/۲۰۳۷
۸۰۰	۰/۹۱۸۲	۰/۹۰۳۶	۱/۰۱۵۹	۳/۱۰۰۶	۲/۶۵۹۵
۱۰۰۰	۰/۹۱۱۸	۰/۸۹۵۶	۱/۰۱۸۹	۳/۵۳۵۳	۳/۰۰۷۹

* براساس «سطح مقطع های موثر درطیف راکتورهای حرارتی کاملا حرارتی شده سی - اچ - وست کاست گزارش ۱۱۰۱ — AECL ژانویه ۱۹۶۲ تهیه شده است.

+ براساس گزارش اسمیت وهمکاران درمجله زیربه‌دست آمده است.

E. C. Sm, th et al Physics Rev. 115, 1693 (1959)

جدول ۳-۳

انرژی بحرانی فیسیون برحسب Mev

هسته فیسیون ^{A}Z	انرژی بحرانی	انرژی پیوندی آخرین نوترون در ^{A}Z
^{۲۳۲}Th	۰/۹	*
^{۲۳۳}Th	۶/۰	۰/۱
^{۲۳۳}U	۰/۰	*
^{۲۳۴}U	۴/۶	۶/۶
^{۲۳۵}U	۰/۷۵	*
^{۲۳۶}U	۰/۳	۶/۴
^{۲۳۸}U	۰/۸۵	*
^{۲۳۹}U	۰/۰	۴/۹
^{۲۳۹}Pu	۰/۰	*
^{۲۴۰}Pu	۴/۰	۶/۴

* انرژی‌های پیوندی برای این هسته‌ها معنی ندارد زیرا این هسته‌ها ازجذب نوترون باهسته‌های ^{A-1}Z تشکیل نمی‌شوند .

به کمک هرروشی که بتوان E_C رابه‌هسته داد درنتیجه باعث عمل فیسیون می‌گردد. گفته می‌شود که‌آن عامل فیسیون راباعث شده است . مهمترین این‌عوامل جذب نوترون‌است.

قسمت ۲-۱۱ و ۳-۴ را یادآور می‌شویم که وقتی یک نوترون جذب هسته می‌شود هسته مرکب درتراز تحریک درانرژی‌ٔ قرارمی‌گیرد که‌برابر مجموع انرژی جنبشی نوترون ورودی و انرژی جداسازی یا انرژی همبستگی نوترون باهسته مرکب خواهد بود.اگرانرژی پیوندی به‌تنهائی بزرگتر ازانرژی بحرانی برای فیسیون هسته مرکب باشد عمل فیسیون اساسا بدون هیچ‌گونه انرژی جنبشی نوترون انجام می‌گیرد. به‌عنوان مثال ، برطبق جدول (۳-۳) انرژی پیوندی آخرین نوترون در ^{۲۳۶}U برابر Mev ۶/۴ است. درحالی‌که E_C فقط برابر Mev۰/۳ می‌باشد. بنابراین ، وقتی‌یک‌نوترون باانرژی جنبشی‌صفر جذب^{۲۳۵}U می‌شود هسته مرکب ^{۲۳۶}U به‌وجود می‌آید که دارای Mev ۱/۱ انرژی بیش از انرژی بحرانی است .لذا فیسیون آنا رخ می‌دهد . هسته‌هائی نظیر ^{۲۳۵}U که‌پس ازجذب یک نوترون باانرژی صفر فیسیون انجام می‌دهند رامواد قابل فیسیون (۱) می‌نامند.

یادآور می‌شویم اگر چه اورانیوم ۲۳۵ ماده قابل فیسیون نامیده می‌شود . در حقیقت ^{۲۳۶}U فیسیون انجام می‌دهد . ازجدول ۳-۳ پیداست که^{۲۳۳}U و^{۲۳۹}Pu (پلوتونیوم ۲۳۹) نیزمواد قابل فیسیون می‌باشند . به‌علاوه ^{۲۴۱}Pu و چند هسته دیگر که درجدول ذکر نشده‌اند نیز موادقابل فیسیون می‌باشند.برای اغلب هسته‌های سنگین بجز ^{۲۳۳}U ، ^{۲۳۵}U،

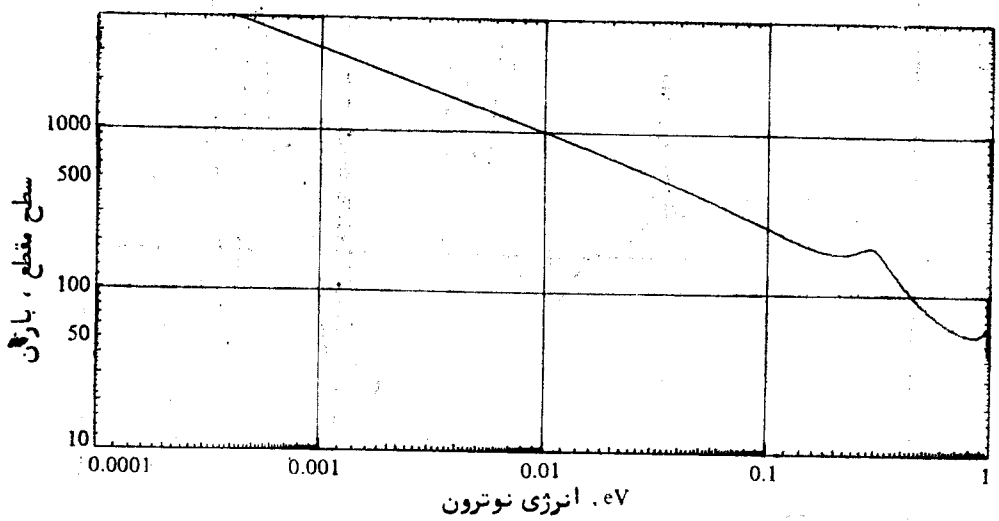
۱- Fissile

$Pu^{۲۳۹}$ و $Pu^{۲۴۱}$ انرژی پیوندی نوترون ورودی برای اینکه به‌هسته مرکب انرژی‌بحرانی رابدهد کافی نیست ونوترون بایستی دارای مقداری انرژی جنبشی باشدتا اینکه‌هسته مورد اصابت دارای تعداد هستک زوج باشد . زیرا انرژی پیوندی نوترون ورودی دریک هسته با A زوج همیشه کمتر است تا دریک هسته با A فرد (این تغییرات انرژی پیوندی هسته‌های انرژی پیوند هسته‌های فرد ـ زوج از جدول ۳-۳ پیداست) . به‌عنوان نمونه ، انرژی پیوندی آخرین نوترون در $U^{۲۳۹}$ فقط ۴/۹Mev است واین برابر انرژی تحریک هسته مرکب از جذب یک نوترون باانرژی صفر درهسته $U^{۲۳۸}$ است . از آنجاکه E_c برای $U^{۲۳۹}$ برابر ۵/۰Mev است ، واضح است‌که فیسیون نمی‌تواند انجام‌گیرد مگر نوترون ورودی به $U^{۲۳۸}$ دارای انرژی بیش از ۱Mev باشد . هسته‌هائی نظیر $U^{۲۳۸}$ که فقط با نوترون‌های پر انرژی که‌حداقل۰/۶Mev انرژی داشته باشند فیسیون انجام می‌دهند را مواد قابل فیسیون (۱) می‌نامند ولی‌با نوترون حرارتی فیسیون انجام نمی‌دهند .

به دلایلی که بعدا دراین کتاب خواهدآمد روشن می‌شود که ایزوتوپهائی نظیر $U^{۲۳۸}$ را به‌تنهایی‌نمی‌توان به‌عنوان‌سوخت درراکتورهای هسته‌ای به‌کار بردو ایزوتوپهای قابل فیسیون بخصوص $U^{۲۳۵}$ و $Pu^{۲۳۹}$ هستندکه عملا سوخت راکتورهای هسته‌ای را تشکیل میدهند .

سطح مقطع های فیسیون

سطح‌مقطع هسته‌های قابل فیسیون برای فیسیون با نوترون ، شبیه سطح مقطع های جذب تابش زا بستگی به‌انرژی نوترون ورودی دارد. بنابراین همان‌طورکه ازشکل ۳-۸ دیده

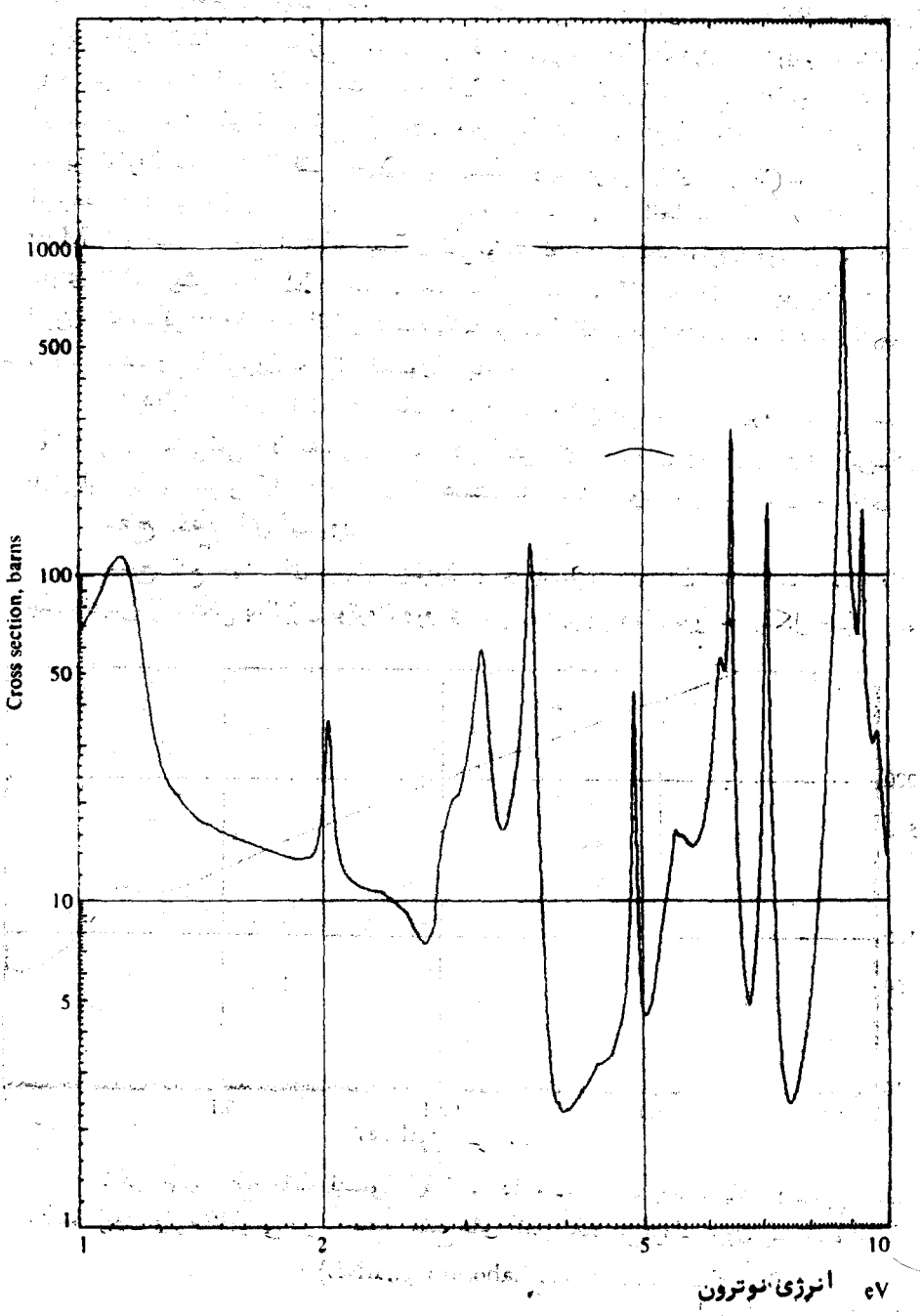


شکل ۳-۸ سطح مقطع فیسیون $U^{۲۳۵}$ ، ادامه درصفحات بعد می‌باشد (منحنی توسط دستگاه ازروی‌نوار مغناطیسی مرکز سطح مقطع های آزمایشگاه ملی‌بروک هیون رسم شده است)

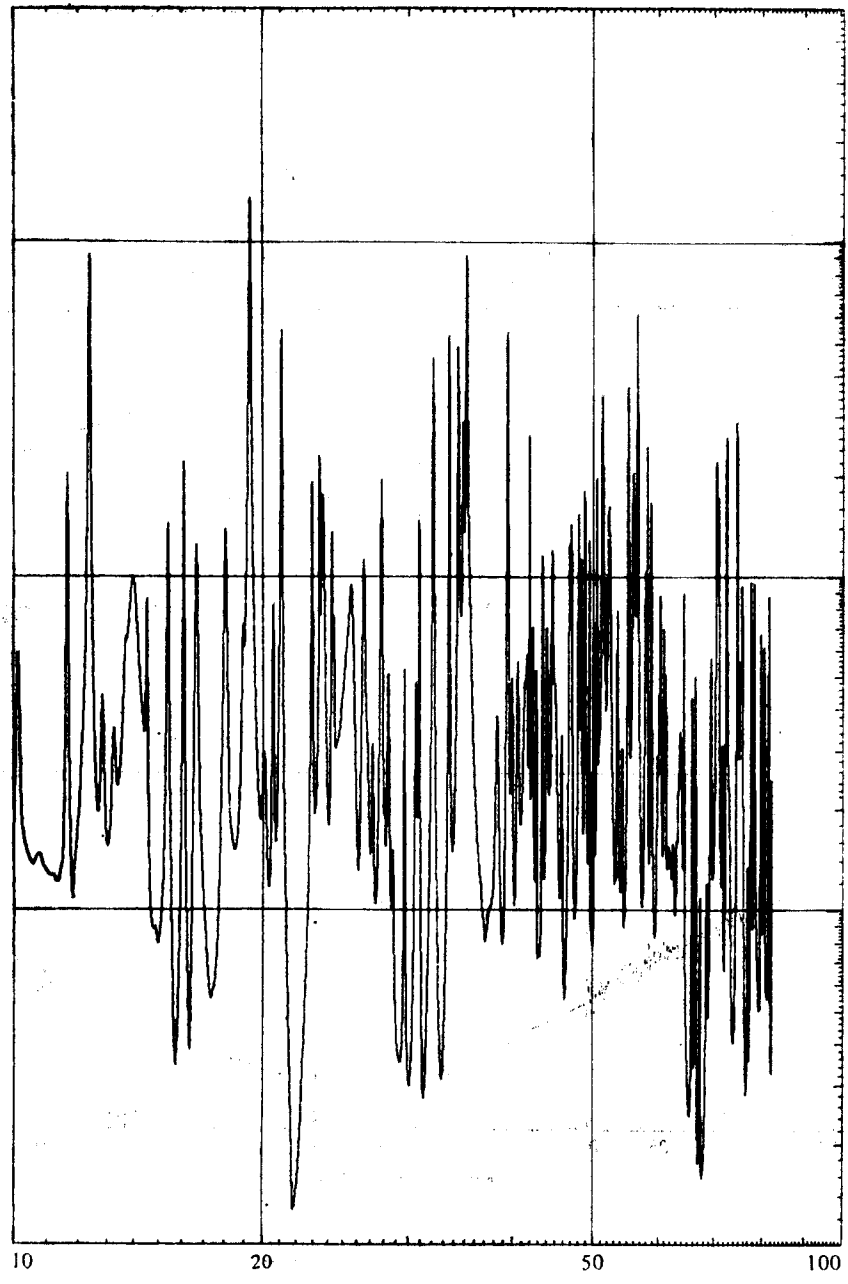
(Brookhaven National Laboratory, BNL)

۱- Fissionable

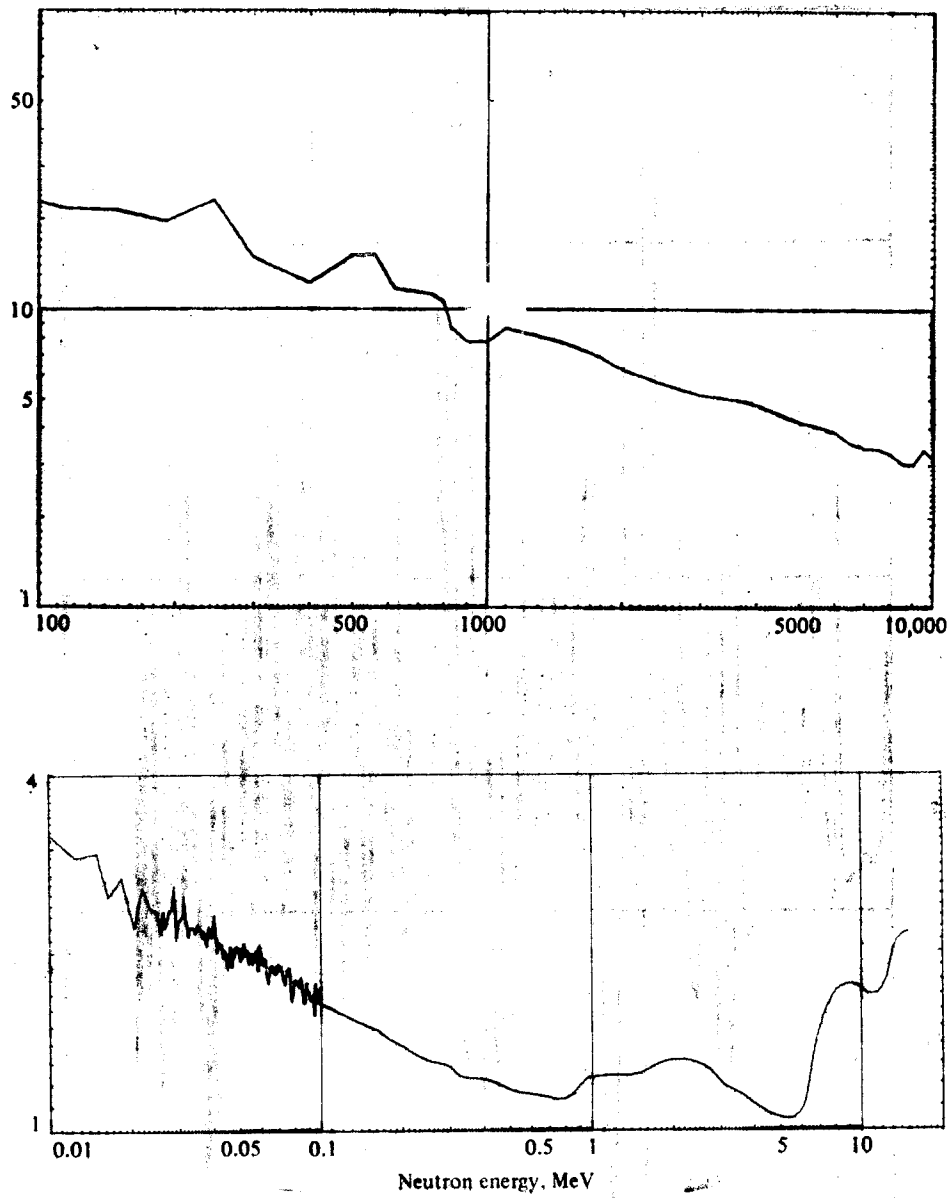
بقیه شکل ۳-۸


1000
500
100
50
10
5
1
Cross section, barns
1
2
5
10
انرژی نوترون
eV

بقیه شکل ۳-۸



بقیه شکل ۳-۸


50
10
5
1
100
500
1000
5000
10,000
4
1
0.01
0.05
0.1
0.5
1
5
10
Neutron energy, MeV

میشود سطح مقطع σ_f اورانیوم ۲۳۵ دارای سه‌ناحیه مشخص است . درانرژی کم σ_f تقریبا $\frac{1}{v}$ است و بعد ازآن ناحیه رزنانس‌ها می‌باشد و بالاخره بالاتر ازناحیه‌رزنانس σ_f دارای تغییرات تدریجی است . باید یادآورشد که مقدار σ_f بخصوص درناحیه $\frac{1}{v}$ خیلی‌زیاداست.

سطح مقطع موادقابل فیسیون برخلاف مواد فیسیونی تا انرژی آستانه که هیشه بالاتر ازناحیه رزنانس قرار دارد صفر است . درنتیجه σ_f درتمام‌گام انرژی نسبتاتغییرات جزئی دارد. این‌موضوع درشکل ۳-۹ برای σ_f اورانیوم ۲۳۸ نشان داده‌شده است .

از مطلب بالانباید چنین پنداشت که هرنوترونی باانرژی بیش از انرژی آستانه فیسیون که‌به‌یک‌هسته قابل‌فیسیون(۱) ونه فیسیونی(۲) برخورد کند همیشه‌منجربه فیسیون‌خواهد شد . نوترون‌هائی که به این نوع هسته‌ها برخورد کنند ممکن است برخورد الاستیک یا غیر الاستیک انجام داده ویاممکن است جذب‌تابش‌زاویایک واکنش دیگری انجام دهند . سطح مقطع های تمام‌این واکنش‌ها اندازه گیری‌شده ودرگزارش BNL-۳۲۰ یافت می‌شود . درهرحال هسته‌های فیسیونی بانوترون‌های کم انرژی فقط ۴واکنش پراکندگی الاستیک، جذب تابش‌زا وفیسیون انجام می‌دهند . مقدار σ_γ خیلی کمتر از σ_f و σ_f می‌باشد به‌طوری که جذب تابش‌زا وفیسیون دوواکنشی هستند که به مراتب بیشتر از پراکندگی‌رخ‌می‌دهند . نسبت سطح‌مقطع های این دوعمل رانسبت جذب تابش زابه‌فیسیون می‌نامند وباعلامت α نشان داده می‌شود.

$$\alpha = \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_f} \qquad (۳۹ - ۳)$$

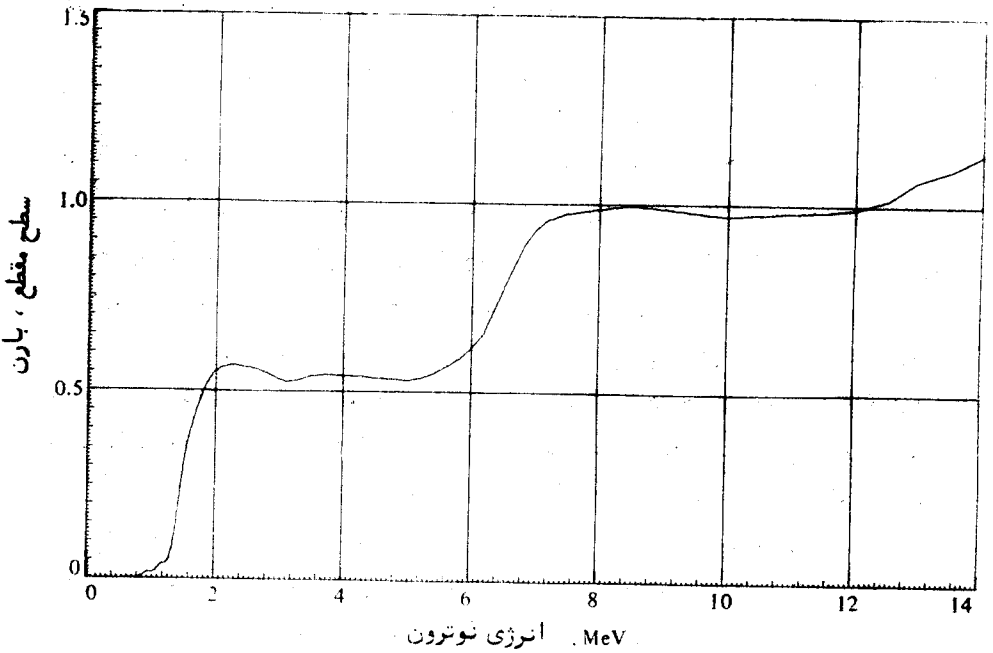
این پارامتر که خودتابع انرژی است اثر مهمی درطرح خیلی ازراکتورها دارد .

α برای هسته‌های فیسیونی همراه باسطح مقطع های این‌هسته‌ها برای انرژی ۰/۰۲۵۳ الکترون‌ولت‌درجدول ۳-٤ داده‌شده است .

جدول۳-٤ اطلاعاتی درباره هسته‌های فیسونی درانرژی حرارتی (۰/۰۲۵۳ev).

هسته	σ_a+	σ_f	α	η	ν
^{233}U	۵۷۸/۸	۵۳۱/۱	۰/۰۸۹۹	۲/۲۸۷	۲/٤۹۲
^{235}U	٦۸۰/۸	۵۸۲/۲	۰/۱٦۹	۲/۰٦۸	۲/٤۱۸
^{239}Pu	۱۰۱۱/۳	۷٤۲/۵	۰/۳٦۲	۲/۱۰۸	۲/۸۷۱
^{241}Pu	۱۳۷۷	۱۰۰۹	۰/۳٦۵	۲/۱٤۵	۲/۹۲۷

۱-Fissionable ۲-Fissile



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

پاره‌های فیسیون

باتوجه به‌درک کلی مطلب‌وبراساس محاسبات ابتدائی‌برای انرژی‌های‌موردنظر می‌توان نشان داد، هسته‌هائی که فیسیون انجام می‌دهند بایستی کم وبیش دونیم شوند . درحقیقت این نوع فیسیون بسیار نادر است . فیسیون هسته‌ای اغلب غیرمتقارن است به طوری که جرم‌های دوپاره باهم اختلاف زیادی دارند . این‌موضوع درشکل (۳-۱۰) به‌صورت بهره پاره فیسیون (۱) یعنی درصد پاره‌های‌فیسیون تولیدشده برای یک عدد جرمی معین برحسب A برای فیسیون ناشی ازجذب نوترون دراورانیوم ۲۳۵ نشان داده شده‌است . باید یادآورشد که منحنی درروی‌یک مقیاس لگاریتمی رسم‌شده‌است .

به‌طوری که توزیع پاره‌های فیسیون خیلی بیش ازآن که در وهله اول‌به‌نظر می‌آید

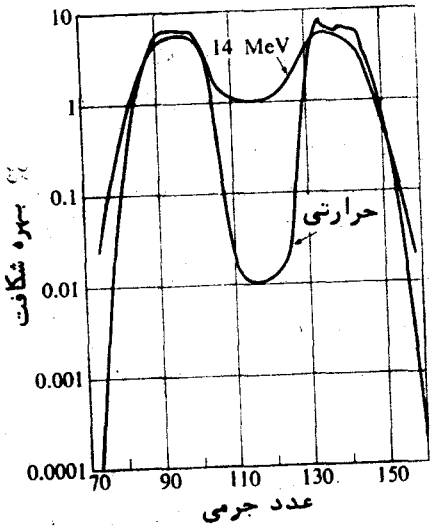
---

* ازنشریه چاپسوم ۳۲۵ - BNL سال ۱۹۷۳ گرفته شده است .

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

۱- Fission product yield

به شدت غیر متقارن است وباازدیاد انرژی نوترون ورودی توزیع پاره‌های فیسیون بیشتر متقارن می‌شود. این موضوع در شکل (۳-۱۰) از روی بهره پاره‌های فیسیون مربوط به‌فیسیون با نوترون‌های Mev ۱٤ نشان داده شده است .



شکل (۳-۱۰) بهره پاره فیسیون برای فیسیون‌با نوترون‌های حرارتی وMev ۱٤ در اورانیوم ۲۳۵

وقتی‌پاره‌های فیسیون به وجود می‌آیند تعدادی نوترون اضافی دارند ، یعنی تعداد نوترون‌های آن‌بیش ازتعداد لازم برای پایداری هسته است . درنتیجه ، آنها ذرات بتای منفی‌پیاپی تابش می‌کنند که همراه باتابش اشعه‌گاما می‌باشد . به‌عنوان مثال ، ایزوتوپ ^{110}pd (پالادیوم ۱۱۰) مستقیما ازعمل فیسیون به وجود می‌آید ویک تجزیه زنجیره‌ای انجام می‌دهد .

$$^{110}pd \xrightarrow{\beta^-} {}^{110}Ag \xrightarrow{\beta^-} {}^{110}Cd \xrightarrow{\beta^-} {}^{110}In \text{ (پایدار)}$$

بسیاری ازپاره‌های فیسیون که دارای تجزیه زنجیره‌ای می‌باشند شناخته شده‌اندو آنها رامی‌توان ازروی جدول نوکلئیدها به‌دست آورد .

رادیواکتیویته پاره‌های فیسیون موجب بسیاری ازمسائل مربوط به بهره‌برداری ازانرژی هسته‌ای می‌باشد .

موضوع اول‌این‌که ، درنتیجه عمل فیسیون درسوخت درضمن کار راکتور پاره‌های فسیون درمیله‌های سوخت زیاد می‌شوند ودقت‌های لازم و احتیاطهای کافی باید به‌عمل‌آید تاازپخش آنها به محیط اطراف جلوگیری به‌عمل آید . بعلاوه ، حرارت ناشی از تجزیه پاره‌های

فیسیون ممکن است به‌اندازه‌ای زیاد باشد که حتی پس ازخاموش کردن راکتور قلب آن را بایستی خنک کرد تا مانع صدمه دیدن میله‌های سوخت شود . به‌علت تابش مداوم اشعه‌از پاره‌های فیسیون دسترسی به‌بعضی ازقسمتهای راکتور حتی پس‌از خاموش کردن راکتور تقریبا غیرممکن است .

به علت وجود پاره‌های فیسیون ، میله‌های سوخت مصرف شده موقع بیرون آوردن ازراکتور بسیار رادیواکتیو هستند و قبل ازانجام هرنوع عملی روی آنها بایستی آنها را از نقطه‌نظر رادیواکتیویته خنک کرد واین کار اغلب درمدت طولانی انجام می‌گیرد .

جنبه‌های کمی‌تجزیه پاره‌های فیسیون پیچیده می‌باشد زیرادرعمل فیسیون صدها نوکلئید رادیواکتیو به‌وجود می‌آیند که‌هرکدام دارای نیم عمر واشعه تجزیه‌ای مشخص هستند . برای بسیاری از مقاصد از رابطه زیر که به‌طور تقریب تجزیه کلی پاره‌های فیسیون رانشان می‌دهد می‌توان استفاده کرد . بنابراین میزان تابش اشعه بتا وگاما درمدت زمان بین ده ثانیه تاچندین هفته پس‌ازیک فیسیون ازرابطه زیر به‌دست می‌آید :

$$R_\beta \simeq ۳/۸ \times ۱۰^{-۶} t^{-۱/۲}$$ (۳-٤) شدت تابش اشعه بتا درثانیه

$$R_\gamma \simeq ۱/۹ \times ۱۰^{-۶} t^{-۱/۲}$$ (۳-٤۱) شدت تابش اشعه‌گاما درثانیه

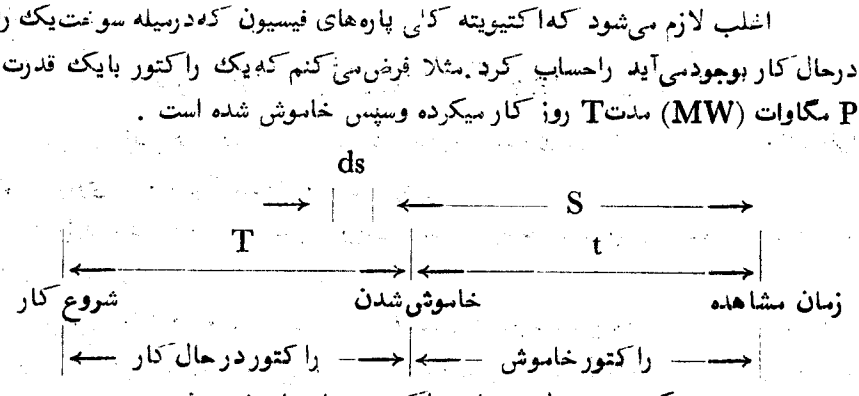
که t زمان پس ازفیسیون برحسب روز می‌باشد .

برای بیان شدت تجزیه برحسب کوری لازم است یادآور شویم که ازتجزیه هرنوکلئید اشعه بتاناشی می‌شود . ازآنجا که‌هر کوری برابر $۳/۷ \times ۱۰^{۱۰}$ تجزیه‌درثانیه می‌باشد اکتیویته پاره‌های فیسیون یک فیسیون پس‌از t روزبرابر است‌با

$$A_{Fp} = \frac{۳/۸ \times ۱۰^{-۶} t^{-۱/۲}}{۳/۷ \times ۱۰^{۱۰}} \qquad (۳-٤۲)$$

$$= ۱/۰۳ \times ۱۰^{-۱۶} t^{-۱/۲} \text{Ci}$$

اغلب لازم می‌شود که‌اکتیویته کلی پاره‌های فیسیون که‌درمیله سوخت‌یک راکتور درحال کار بوجودمی‌آید راحساب کرد .مثلا فرض‌می‌کنم که‌یک راکتور بایک قدرت ثابت P مگاوات (MW) مدت T روز کار میکرده وسپس خاموش شده است .



شکل ۳-۱ طرح محاسبه اکتیویته پاره‌های فیسیون

برای تعیین اکتیویته پاره‌های فیسیون t روز پس ازخاموش کردن راکتور لازم است که معادله (۳-۴۲) را در طول زمان مربوطه انتگرال بگیریم. فرض می‌کنیم s فاصله زمانی برحسب روزبین وقوع یک‌فیسیون وزمان اندازه‌گیری اکتیویته پاره‌های فیسیون باشد (به‌شکل (۳-۱۱) مراجعه شود) بعدا دراین‌قسمت نشان خواهیم داد که دریک‌قدرت P مگاوات‌شدت فسیون برابر $۲/۷\times۱۰^{۲۱}$ فیسیون درروز می‌باشد.

تعداد فیسیون‌هائی که در زمان ds رخ می‌دهد برابر $۲/۷\times۱۰^{۲۱}\,Pds$ است واز معادله (۳-۴۲) نتیجه می‌شود که اکتیویته پس از s روز برابر:

$$۲/۷\times۱۰^{۲۱}pds\times۱/۰۳\times۱۰^{-۱۶}s^{-۱/۲}=۰/۲۸\times۱۰^{۶}P.s^{-۱/۲}ds\ Ci$$

می‌باشد.

کل اکتیویته درزمان t برابر است با:

$$A_{Fp}=۰/۲۸\times۱۰^{۶}P\int_{t}^{t+T}s^{-۱/۲}ds=$$

$$=۱/۴\times۱۰^{۶}P[t^{-۰/۲}-(t+T)^{-۰/۲}]Ci \qquad (۳-۴۳)$$

ازمعادلات بالامی‌توان برای محاسبه اکتیویته یک میله سوخت که‌مدت T روز در راکتور بوده‌و سپس بیرون آورده‌شده است استفاده کرد. در این‌حالت P، قدرت تولیدشده در میله سوخت برحسب مگاوات می‌باشد و t مدت‌زمانی است که‌میله سوخت از راکتور خارج شده است.

گاهی محاسبه انرژی آزاد شده کل به‌وسیله پاره‌های فیسیون به‌طریق تحلیلی مشکلتر می‌باشد زیرا طیف انرژی اشعه تابشی تغییر می‌کند واین به‌علت این‌است که تجزیه نوکلئیدها باگذشت زمان تغییر می‌کند. بایک تخمین ابتدائی، می‌توان فرض کرد که انرژی متوسط اشعه بتا وگاما به ترتیب برابر ۰/۴ Mev و ۰/۷ Mev می‌باشند. شدت آزادشدن انرژی‌از تجزیه پاره‌های فیسیون درنتیجه انجام یک فیسیون برابر است‌با:

$$R_d\simeq۲/۸\times۱۰^{-۶}t^{-۱/۲}\ Mev/sec \qquad (۳-۴۴)$$

که t زمان برحسب روزاست. درهرصورت روش بهتر استفاده از نتایج تجربی واقعی درمورد آزادشدن انرژی می‌باشد. این روش به‌طور تفصیلی درفصل ۸ بحث خواهدشد (به‌قسمت ۸-۱ مراجعه شود).

مثال ۳-۱۱ تعداد کل میله های سوخت اولیه یک راکتور معین ۱۲۰ میله می‌باشد. پس ازاینکه‌راکتور دریک قدرت ثابت MW ۱۰۰ مدت یک‌سال کار کرد و میله ها رابیرون‌آوردند

به‌فرض اینکه تمام میله‌ها درتولید کل قدرت به‌یک اندازه سهم داشته باشند ، اکتیویته یک میله سوخت‌را یک‌روز پس‌ازبیرون آوردن میله سوخت حدس بزنید .

حل: درمعادله (۳ - ۴۵) $t+T=۱+۳۶۵=۳۶۶, t=۱, P=۱۰۰$

اکتیویته‌تمام‌میله‌های سوخت یک‌روز پس‌ازخارج کردن‌از راکتور برابر است‌با :

$$=۱/۴\times۱۰^{۸}(۱-۰/۳۰۷)\times۱۰^{۶}\times۱۰۰\times[۱^{-۰/۲}-(۳۶۶)^{-۰/۲}]=۱/۴\times۱۰^{۸}$$
$$۹/۷\times۱۰^{۷}\mathrm{Ci}$$

اکتیویته یک‌میله سوخت‌برابر خواهدبود با :

$$۹/۷\times۱۰^{۷}/۱۲۰=۸/۱\times۱۰^{۵}\mathrm{Ci}$$

نوترون‌های فیسیون

بیشتر نوترون‌های فیسیون (معمولا بیش‌از ۹۹ درصد) اصولا درلحظه فیسیون تابش می‌شوند. این نوترون‌ها را نوترون‌های آنی (۱) می‌نامند تا آنها را ازنوترون‌هائی که نسبتا پس ازمدت طولانی ازعمل فیسیون آزاد می‌شوند وبه‌نام نوترون‌های تاخیری (۲) هستند متمایز سازد .

تعداد متوسط نوترون‌های آنی‌وتاخیری، راکه از هرفیسیون آزاد می‌شوند با علامت ν نشان‌می‌دهند. مقدارمتوسطνبرای هرفیسیونی که‌درمواد مختلف به‌وسیله نوترون۰/۰۲۵۳ev ایجاد می‌شود در جدول (۳-٤) داده شده است . با ازدیاد انرژی نوترون ورودی ν نیز به آهستگی زیادمی‌شود و در مقابل هر ٦ تا ۷ میلیون الکترون ولت انرژی که به انرژی نوترون اضافه می‌شود یک نوترون به‌تعدادنوترون‌های فیسیون افزوده می‌شود.

برای استفاده‌های بعدی درمحاسبات راکتور بجا ست که‌پارامتر η راکه برابر تعداد نوترون‌های آزادشده ازفیسیون درمقابل جذب یک‌نوترون به‌وسیله هسته فیسیون است ، تعریف کنیم .

ازآنجا که جذب تابش‌زا باعمل فیسیون مقابله می‌کند η همیشه از ν کوچکتر است. η برابر است‌با حاصلضرب ν در احتمال نسبی $\left(\frac{\sigma_f}{\sigma_a}\right)$ جذب نوترون که منجربه انجام فیسیون می‌شود (بامثال ۳-۲ مقایسه شود) یعنی

$$\eta=\nu\frac{\sigma_f}{\sigma_a}=\frac{\nu\sigma_f}{\sigma_f+\sigma_c} \qquad (۳-۴۵)$$

۱- Prompt Neutrons ۲- Delayed Neutrons

رابطه بالا را برحسب α نسبت جذب تابش‌زا به فیسیون (بمعادله (۳-۳۹) مراجعه شود) ، می‌توان به‌صورت زیرنوشت .

$$\eta = \frac{\nu}{1+\alpha} \qquad (۳-۴۶)$$

برای مخلوطی ازماده‌قابل فیسیون‌یا قابل فیسیون وغیرقابل فیسیون، η عبارت‌است از تعداد متوسط نوترون‌هائی که‌ازجذب یک نوترون درمخلوط تابش می‌شود. دراین حالت ηاز رابطه‌زیر به‌دست می‌آید.

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

که $\nu(i)$ و $\Sigma_f(i)$ به‌ترتیب مقدار ν وسطح مقطع‌ماکروسکپی فیسیون برای نوکلئید i ام و Σ_a سطح مقطع ماکروسکپی جذب مخلوط می‌باشد .

لازم به‌یادآوری است که $\nu(i)$ و$\Sigma_f(i)$ و Σ_a موجود درمعادله (۳-۴۷) بایستی‌در انرژی نوترون که‌فیسیون را ایجاد می‌کند حساب کرد . به عنوان مثال اگر سوخت مخلوط $U^{۲۳۵}$ و $U^{۲۳۸}$ باشد وعمل فیسیون بانوترون‌های کم انرژی ایجادشود داریم .

$$\eta = \frac{\nu(۲۳۵)\Sigma_f(۲۳۵)}{\Sigma_a(۲۳۵)+\Sigma_a(۲۳۸)} \qquad (۳-۴۸)$$

درصورت معادله جمله‌ای که‌حاوی $U^{۲۳۸}$ باشد وجود ندارد زیرا $U^{۲۳۸}$ با نوترون کم‌انرژی فیسیون انجام نمی‌دهد و ازطرف دیگر اگرهمین سوخت‌را درراکتور سریع به‌کار ببریم (به قسمت ۲-٤ مراجعه شود) که درآن فیسیون به‌وسیله نوترون‌های پرانرژی ایجاد می‌شود، η برابر خواهد بودبا :

$$\eta = \frac{\nu(۲۳۵)\Sigma_f(۲۳۵)+\nu(۲۳۸)\Sigma_f(۲۳۸)}{\Sigma_a(۲۳۵)+\Sigma_a(۲۳۸)} \qquad (۳-۴۹)$$

دراین رابطه تمام مقادیر در انرژی‌های زیاد حساب شده‌است .

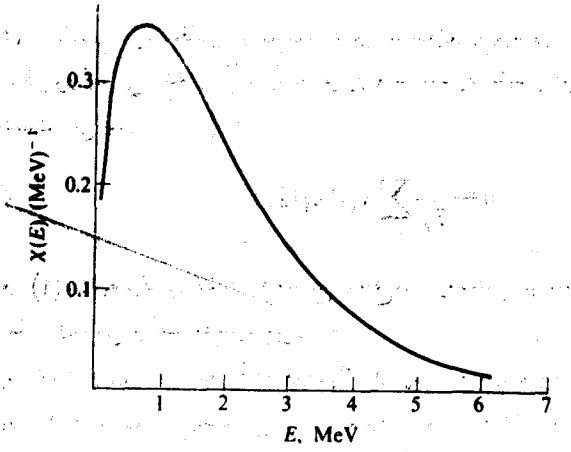
طیف انرژی نوترون‌های فیسیون به‌صورت پیوسته مطابق شکل (۳-۱۲)می‌باشد. این طیف به‌وسیله تابع زیربه‌خوبی بیان می‌شود .

$$\chi(E) = ۰/٤۸۲e^{-۱/۰۳۶E}\sinh\sqrt{۲/۲۹E} \qquad (۳-۵۰)$$

$\chi(F)$ به‌نحوی بیان می‌شود که $\chi(E)dE$ برابر کسری ازنوترون‌های آنی‌با انرژی بینEو $E+dE$ خواهدبود و برحسب میلیون الکترون ولت می‌باشد . تابع$\chi(E)$ رانرمال می‌کنند به‌طوری که :

$$\int_{0}^{\infty} \chi(E)dE = ۱$$

باشد.



شکل ۳-۱۲ طیف انرژی نوترون‌های آنی

انرژی متوسط نوترون‌های آنی را می‌توان ازانتگرال زیربه‌دست آورد.

$$\overline{E} = \int_{0}^{\infty} E\chi(E)dE = ۱/۹۸ \text{ Mev}$$

محتمل‌ترین انرژی مربوط به‌حداکثر منحنی $\chi(E)$ خواهدبود که‌برابر ۰/۷۲ میلیون الکترون ولت‌است.

اگرچه نوترون‌های تاخیری معمولا کمتر از یک‌درصد تمام نوترون‌های فیسیون است لکن نقش‌مهمی درکنترل راکتورهای هسته‌ای، رااینا می کنند. این‌موضوع درفصل ۷ بحث خواهدشد. نوترون‌های تاخیری رابعضی از هسته‌هائی که‌از پاره‌های فیسیون درنتیجه تابش بتابه وجود می‌آیند تابش می‌شود. به‌عنوان مثال، وقتی پاره فیسیون $_{۳۵}Br^{۸۷}$ به $_{۳۶}Kr^{۸۷}$ تبدیل می‌شود، هسته اخیرممکن است‌درتراز تحریک قرارگیرد. دراین‌حالت نوترونی که دارای کمترین همبستگی به‌هسته است‌مطلقا پیوندی به‌هسته نداردباانرژی ۰/۳Mev. ازهسته‌پرتاب می‌شود. این‌نوترون، به‌محض این‌که هسته‌درتراز تحریک قرارگیرد تابش می‌شود بنابراین $_{۳۵}Br^{۸۷}$ بانیم‌عمر ۵۶/۵ ثانیه نوترون تابش می‌نماید.

هسته‌های نظیر $_{۳۵}Br^{۸۷}$ را هسته‌های مادرنوترون‌های تاخیری (۱) می‌نامند. اگرچه

۱- Delayed Neutron precursors

فقط چند هسته مادر را شناخته‌اند لکن تصور می‌شود که حدود بیست نوع از این گونه هسته‌ها وجود دارد . هسته‌های ما درزا می‌توان به شش گروه تقسیم کرده که هر کدام دارای نیم عمر مخصوص به‌خود می‌باشند . هسته‌های مادروثابت تجزیه آنها برای نوترون‌های تاخیری حاصل از فیسیون با نوترون‌های حرارتی در اورانیوم ۲۳۵ درجدول ۳-۵ داده شده‌اند.

در این جدول مشاهده می‌شود (نوترون حاصل از هرفیسیون) که نوترون‌های تاخیری در هرگروه همراه با کسر نوترون‌های تاخیری β_i نیز داده شده است. کمیت β_i بنابه تعریف عبارت از کسری ازنوترون‌های تاخیری به کل نوترون‌های حاصل از فیسیون است که درگروه i ام نوترون‌های تاخیری ظاهر می‌شود . به عبارت دیگر β_i بهره مطلق نوترونی گروه i ام تقسیم بر ν می‌باشد . کل کسر نوترونهای تاخیری مجموع تمام β_i می‌باشد .

جدول ۳-۵ *

مشخصات نوترون‌های تاخیری حاصل ازفیسیون حرارتی اورانیوم ۲۳۵

گروه	نیم‌عمر ثانیه	ثابت‌تجزیه Sec^{-1}	انرژی Kev	بهره‌تعداد نوترون‌هرفیسیون	کسر β_i
۱	۵۵/۷۲	۰/۰۱۲۴	۲۵۰	۰/۰۰۰۵۲	۰/۰۰۰۲۱۵
۲	۲۲/۷۲	۰/۰۳۰۵	۵۶۰	۰/۰۰۳۴۶	۰/۰۰۱۴۲۴
۳	۶/۲۲	۰/۱۱۱	۴۰۵	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 نوترنهای تاخیری (β) ۰/۰۰۶۵

اشعه گامای آنی

درلحظه فیسیون تعدادی اشعه گاما ازهسته فیسیون تابش‌می‌شود . این اشعه را اشعه آنی می‌نامند تا ازاشعه گامای حاصل از پاره‌های فیسیون متمایز باشد . طیف انرژی اشعه گامای آنی تقریبا شبیه طیف انرژی گامای حاصل ازپاره‌های فیسیون‌است .

انرژی حاصل از فیسیون

دربحث انرژی فیسیون ، مهم‌است که بین کل انرژی آزاد شده درعمل فیسیون و انرژیی که می‌توان به‌دست آورد وبرای تولید حرارت استفاده کرد فرق‌قائل شد . به‌طور کلی

* ازکتاب زیرگرفته شده است .

G.R.Keepin, Physics of Nuclear Kinetics, Addison Wesley 1965.

مقدار انرژی قابل استفاده ومقدار کل انرژی باهم تفاوت دارند . این‌موضوع درجدول ۳-۶ نشان دادمشده است و انرژی فیسیون خاصل از فیسیون اورانیوم ۲۳۵ به‌صورت زیر درآمده است .

جدول ۳-۶

انرژی تابشی وقابل استفاده ازفیسیون اورانیوم ۲۳۵

حامل انرژی	انرژی تابشی Mev	انرژی‌قابل استفاده Mev
پاره‌های فیسیون	۱۶۸	۱۶۸
تجزیه پاره فیسیون		
اشعه بتا	۸	۸
اشعه گاما	۷	۷
نوترینو	۱۲	-
اشعه‌گامای آنی	۷	۷
(انرژی جنبشی) نوترونهای		
فیسیونی	۵	۵
اشعه گامای جذبی	-	۳-۱۲
کل	۲۰۷	۱۹۸ - ۲۰۷

به‌طوری‌که درجدول بالانشان دادمشده‌است بیشتر انرژی (تقریبا ۸۵٪) حاصل از فیسیون به‌صورت انرژی جنبشی پاره‌های فیسیون درآمده است . این پاره‌ها درفاصله‌ای حدود $^{-3}$ ۱۰ سانتیمتری (۰٫۱میکرون) محل فیسیون متوقف شده و تمام انرژی آنها تبدیل به‌حرارت می‌شود .

انرژی‌های مربوط به اشعه‌بتا وگامای پاره‌های فیسیون ، نوترونهای تاخیری وآنی واشعه گامای آنی‌ازآنجا که نمی‌توانند ازدستگاه راکتور فرارکننده قابل بهربرداری می‌باشند. نوترینوها که همراه تجزیه بتا حاصل می‌شوند برخورد جزئی با مواد انجام می‌دهند و کاملا ازدستگاه فرارمی‌کنند. بنابراین انرژی آنها که برای هر فیسیون حدود Mev ۱۲ است برای مقاصد عملی ازدست رفته محسوب می‌شوند .

ازنقطه نظر این که اغلب نوترونهای فیسیون درمحدوده راکتور باقی می‌ماند بالاخره جذب‌هسته‌های محیط می‌شوند . درفصل بعد خواهیم دید که یکی از ۷ نوترون تابش‌شده در فیسیون باید جذب هسته فیسیونی شودتا فیسیون دیگری به‌وجود آوردوبدین‌ترتیب راکتور را در حال بحرانی نگه دارد . بنا براین بقیه (۱-۷) نوترون‌های هرفیسیون باید در راکتور

جذب‌شود یعنی‌جذب موادغیرقابل فیسیون شود . هر جذب‌معمولا منجربه تولید یک‌یا چنداشعه گاما می‌شوند که‌انرژی آنها بستگی به‌انرژی همبستگی نوترون به‌هسته مرکب دارد . ازآنجاکه تعداد تقریبی ν برای ^{۲۳۵}U برابر ۲/۴۲ است‌نتیجه می‌شود که حدود ۳ تا ۱۲ میلیون الکترون ولت اشعه‌گاما‌ی جذبی‌درهر فیسیون‌به‌وجودمی‌آید که بستگی‌به موادبکار رفته درساختمان راکتور دارد . البته تمام این انرژی‌گاما قابل بهره‌برداری است . در جدول ۳-۶ دیده می‌شود که مقداری از انرژی هدر رفته توسط نوترینو از این‌راه جبران می‌شود. درهرحالت انرژی فیسیون قابل‌بهره‌برداری تقریبا برابر Mev ۲۰۰ است ودرصورت‌عدم دسترسی به اطلاعات دقیقتر معمولا برای محاسبات اولیه این‌عدداستفاده می‌شود .

حال یک راکتور رادر نظرمی‌گیریم که‌انرژی‌حاصل‌ازفیسیون اورانیوم ۲۳۵ با شدت Pمگاوات‌باشد.به‌عبارت دیگر راکتور باقدرت‌حرارتی P مگاوات‌کار می‌کند . ازطرف‌دیگر ، قدرت حرارتی راکتورباتوجه به‌مقدارانرژی قابل استفاده‌ازهرفیسیون Mev ۲۰۰ تعداد فیسیون درثانیه‌درکل راکتور برابراست‌با :

$$F_r = P(MW)\frac{10^6 J}{MW-sec}\ \frac{fission}{200\ Mev}\ \frac{Mev}{1/60\times 10^{-13} J}\ \frac{86400\ Sec}{day}$$

$$= 2/70\times 10^{21} P\ fission/day$$

برای تبدیل این مقدار انرژی به مقدارگرم سوختی که در روز فیسون انجام می‌دهد که آن‌را میزان سوخت (۱) می‌نامند کافی است که فقط آن‌را به‌عدد آووگادروتقسیم کرده‌در وزن اتمی اورانیوم ۲۳۵ ضرب کنیم .

$$BR = 1/05P \quad g/day \qquad (3-51)$$

بنابراین اگر راکتور درقدرت یک مگاوات کار کند مقدار اورانیومی که درروز فیسیون انجام می‌دهد تقریبا برابر یک‌گرم‌است . به‌عبارت دیگر برای تولید یک مگاوات انرژی لازم است‌یک گرم اورانیوم ۲۳۵ فیسیون انجام دهد .

لازم به یادآوری است که هسته‌های فیسیونی هم فیسیون انجام می دهند هم جذب تابش‌زا . از آنجا که میزان کل‌جذب $1+\alpha = \frac{\sigma_a}{\sigma_f}$ برابر میزان فیسیون‌است، ازمعادلهٔ (۳-۵۱)نتیجه‌می‌شود که‌اورانیوم ۲۳۵ با میزانی‌برابر

$$GR = 1/05(1+\alpha)P \quad \text{گرم در روز} \qquad (3-52)$$

مصرف می‌شود .

برای اورانیوم ۲۳۵ مقدار α (برای نوترون‌های حرارتی) برابر ۰/۱۶۹ است و معادله (۳-۵۲) نشان می‌دهد که‌این ایزوتوپ بامیزانی برابر ۱/۲۳ گرم‌برای تولید یک مگاوات انرژی مصرف می‌شود به‌شرطی که‌عمل فیسیون بانوترون‌های حرارتی انجام گیرد.

۱- Burnup

۳-۸ اثر متقابل اشعه گاما با ماده

ازآنجا که عبارت اشعه گاما معمولا به اشعه‌ای اطلاق می‌شود که ازهسته خارج می‌شود و اشعه x مربوط به‌تابش هائی است که‌درنتیجه انتقال الکترون‌مداری آزاد می‌شود. لیکن‌ما هردو رادر این قسمت اشعه گاما می‌نامیم . البته هیچ فرق‌اساسی وذاتی‌بین‌این‌دونوع اشعه نیست .

اشعه گاماباچندطریق باماده برخورد می کنند . دراین مورد درمسائل‌مهندسی‌هسته‌ای فقط یک نوع را به حساب می‌آوریم این‌سه پدیده فوتوالکتریک ، تولید زوج (۱) ، و کمپتون (۲) می‌باشند .

پدیده‌فوتوالکتریک

درپدیده فوتوالکتریک اشعه گامای تابشی به‌اتم برخورد می کند ، اشعه گاما ازبین می‌رود ویکی از الکترونهای اتم ازآن به‌بیرون پرتاب می‌شود. دراین‌عمل اتم رانده می‌شود ولی مقدار انرژی جنبشی مربوط به این‌عمل خیلی کم است . بنابراین انرژی جنبشی الکترون پرتابی‌برابر انرژی فوتون منهای انرژی‌بستگی‌الکترون به اتم‌است یعنی برابرانرژی‌یونیزاسیون الکترون مورد بحث است .

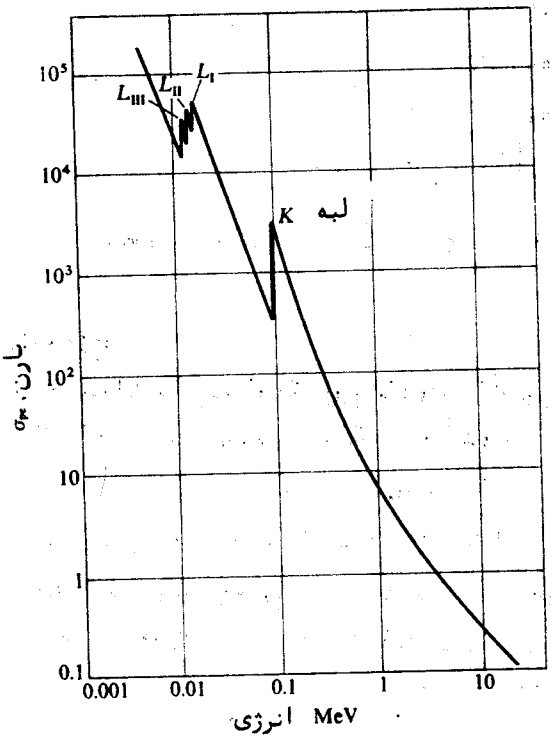
اگر شعاع گاما بتواند یکی ازالکترونهای‌مدار داخلی‌اتم را به‌بیرون پرتاب کنددر نظام الکترون ها حفره‌ای ایجاد می‌شود که‌توسط یکی از الکترونهای مدارخارجی پر می‌شود. این انتقال الکترونی‌همراه‌با تابش اشعه مشخصه اتم‌یا پرتاب یک الکترون آوگر (۳) خواهد بود(و به‌قسمت ۲-۷ مراجعه شود).

سطح مقطع هراتم برای پدیده فوتو الکتریک با علامت σ_{pe} نشان داده می‌شود. این سطح مقطع را می‌توان مانند سطح مقطع نوترون که در قسمتهای قبلی بحث شد به‌کار برد . بنابراین اگر I اشعه گاما ورودی برهدفی که دارای N اتم درهر سانتیمتر مکعب آن‌باشد ، $IN\sigma_{pe}$ تعداد عمل‌فوتو الکتریک درهرسانتیمتر مکعب درثانیه است.

سطح مقطع σ_{pe} بستگی به‌انرژی E فوتون ورودی وعدد اتمی Z اتم دارد. شکل (۳-۱۳) مقدار σ_{pe} را برای سرب برحسب انرژی نشان می‌دهد . لازم به‌یادآوری است که مقدار σ_{pe} برای انرژی‌های کمتر ازیک میلیون الکترون ولت بسیار زیاد است. واضح است که فوتون بااین‌انرژی نمی‌تواند به‌داخل سرب (یاحفاظ سربی) نفوذ نماید .

به‌طوری که شکل ۳-۱۳ نشان می‌دهد درمنحنی σ_{pe} تعدادی ناپیوستگی‌درانرژی‌های کم وجود دارد این ناپیوستگیها رالبه‌های جذب (۴) می‌نامند ومربوط به‌انرژی‌هائی می‌شود که

۱- Pair production
۲- Compton
۳- Auger
۴- Absorption Edge



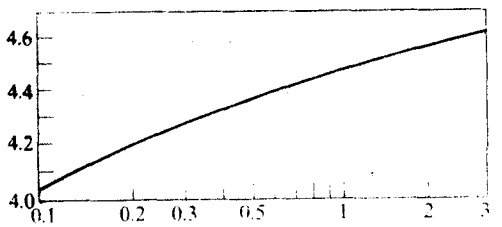
شکل ۳-۱۳ سطح مقطع پدیده فوتو الکتریک در سرب برحسب انرژی اشعهٔ گاما

کمتر ازآن پرتاب بعضی ازالکترونها به‌خارج ازاتم سرب ممکن نیست. به‌عنوان مثال ، فوتون با انرژی کمتراز انرژی لبه K به‌اندازه کافی‌انرژی ندارد که‌الکترون مدار K را که‌محکمترین الکترون‌به‌اتم است به‌بیرون پرتاب نماید. بعدازالکترونهای K الکترونهای L هستند که دارای اتصال محکم به‌اتم می‌باشند وبه دلائلی که‌دربحث فعلی‌مهم نیست‌این الکترونها دارای سه‌انرژی یونیزاسیون متفاوت‌می‌باشند. سه‌لبه‌را با L_I، L_{II}، L_{III}، نشان می‌دهند که مربوط به‌حداقل انرژی‌های لازم برای بیرون راندن‌سه الکترون مختلف مدار K می‌باشند . درانرژی بالاتراز لبه‌ها یعنی لبه K، σ_{pe} تقریبا متناسب با E^{-3} کاهش می‌یابد .

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

$$\sigma_{pe} \backsim Z^n \qquad (۳-۴۰)$$

به‌طوری که درشکل (۳-۱۴) نشان داده شده‌است n تابع E می‌باشد . به علت بستگی شدید σ_{pe} به Z پدیده فوتو الکتریک برای اتمهای سنگین ، نظیر سرب بخصوص‌در انرژی‌های کم‌دارای اهمیت زیادی است .



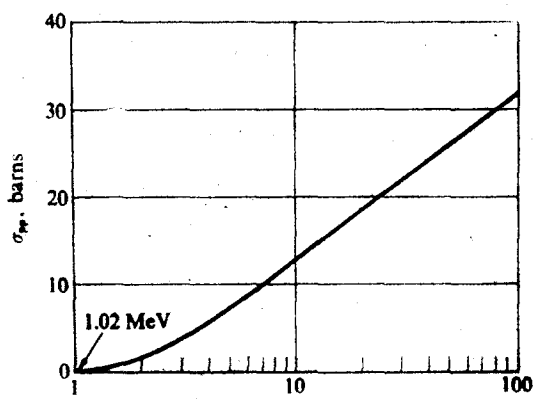
شکل ۳-۱٤ ثابت **n** (معادله ۳-۳۰) برحسب انرژی گاما (از کتاب زیر گرفته‌شده است*.

پدیده تولید زوج

دراین عمل فوتون‌ناپدید می‌شود و یک زوج الکترون (یک پوزیترون ویک نگاترون) به‌وجود می‌آید . ازآنجاکه انرژی کل جرم حالت سکون دوالکترون برابر

$$۲m_ec^۲ = ۱/۰۲\ \text{Mev}$$

است، این پدیده وقتی رخ می‌دهد که حداقل انرژی به‌این اندازه باشد . درانرژی بالاتر از انرژی آستانه ، سطح مقطع تولید زوج σ_{pp} ، با ازدیاد انرژی به طور یکنواخت افزایش می‌یابد. شکل۳-۱۵ منحنی تغییرات سطح مقطع این پدیده رابرای سرب نشان می‌دهد .



شکل ۳-۱۵ سطح مقطع تولید زوج برحسب انرژی گاما برای سرب

پدیده تولید زوج فقط درمجاورت میدان کلونی (۱) می‌تواند انجام‌گیرد وبرای‌اغلب‌اشعه‌گامای مورد نظر میدان هسته و نه‌میدان اطراف الکترون ، بسیار مناسب است درنتیجه σ_{pp} تابع Z است وبخصوص متناسب با $Z^۲$ تغییر می‌کند یعنی

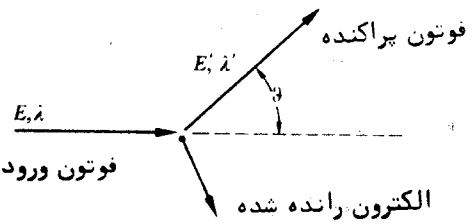
۱- Coulomb Field. *R D. Evans. The AtomicNucleus

$$\sigma_{pp} \backsim Z^2 \qquad (۳-۵۴)$$

کل انرژی جنبشی نگاترون و پوزیترون برابر انرژی فوتون منهای ۱/۰۲ میلیون الکترون ولت می‌باشد. به‌محض تشکیل، این الکترونها به‌اطراف حرکت کرده‌درنتیجه برخورد به اتمهای محیط انرژی خود را ازدست می‌دهند. پس‌از اینکه پوزیترون انرژی خود راکاملا ازدست داد بایک نگاترون ترکیب‌شده هردوناپدید می‌شوند، دوفوتون (تابش‌حذف‌جرم)(۱) به‌وجود می‌آید که هرکدام دارای ۰/۵۱۱ Mev انرژی می‌باشد.

پدیده کمپتون

پدیده کمپتون که‌گاهی پراکندگی کمپتون نیز نامیده می‌شود یک پراکندگی الاستیک ساده یک فوتون بایک الکترون است که دراین عمل انرژی و اندازه حرکت دستگاه ثابت می‌ماند. به‌طوری که شکل ۳-۱۶ نشان می‌دهد فوتون ورودی باانرژی E وطول موج λتحت زاویه θ پراکنده والکترون مورد برخورد رانده می‌شود. از آنجا که الکترون رانده‌شده مقداری انرژی جنبشی پیدا می‌کند. انرژی فوتون پراکنده شده E' کمتر از E است و ازآنجا که طول موج فوتون متناسب باعکس انرژی آن میباشد، طول موج فوتون پراکنده شده λ' بزرگتر است.



شکل ۳-۱۶ پدیده کمپتون

بانوشتن معادلات بقا انرژی واندازه‌حرکت، بدون اشکال می‌توان رابطه زیر رابه‌دست‌آورد.

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

که $E_e = m_e c^2 = 0/511$ Mev برابر انرژی معادل جرم‌حالت سکون الکترون می‌باشد.

رابطه معادل معادله (۳-۵۵) برابراست با:

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

که

$$\lambda_c = \frac{h}{m_e c} = 2/426 \times 10^{-10}\,\text{cm} \qquad (۳-۵۷)$$

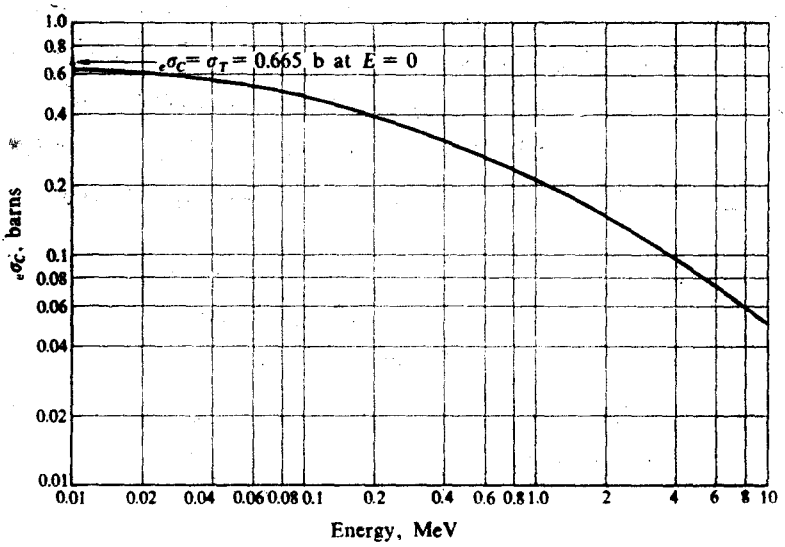
۱- Annihilation

طول‌موج کمپتون نامیده می‌شود .

درپراکندگی کمپتون هرفوتون بایک الکترون واکنش انجام می‌دهد . بنابراین ممکن است که‌برای هر الکترون یک سطح مقطع کمپتون $e\sigma_c$ تعریف کرد . این سطح مقطع باازدیاد انرژی ازیک مقدار حداکثر ۰/۶۶۵ بارن (اساسا ۳/۲ یک بارن) درانرژی $E=0$ به طور خطی کاهش می‌یابد واین‌را سطح مقطع تامسون σ_t می‌نامند .

شکل ۳-۱۷ تغییرات $e\sigma_c$ رابرحسب تابع انرژی فوتون نشان می‌دهد .

برای $E \gg E_e$ سطح مقطع $e\sigma_c$ به‌طور تقریب به‌صورت E^{-1} تغییر می کند.



سطح مقطع کمپتون هراتم، σ_c، برابر تعداد الکترونهای یک‌اتم، یعنی Z ، در $e\sigma_c$ می‌باشد، یعنی

$$\sigma_c = Z_e\sigma_c \qquad (۳-۵۸)$$

درعمل ، پدیده کمپتون موجب بسیاری ازمسائل مشکل درحفاظ سازی در مقابل اشعه‌گاما است . زیرا در این واکنش متقابل فتون همانند دوپدیده فتوالکتریک وتولید زوج که‌فتون‌در آنها محو می‌شود ازبین نمی‌رود . فتون کمپتون پراکنده شده می‌تواند مجددا درقسمت دیگری ازمحیط واکنش انجام دهد . درست‌است که‌اشعه ایکس والکترون‌های آوگرمتعاقب پدیده‌های فتوالکتریک واشعه محوانرژی (همراه‌پدیده زوج) تابش‌می‌شوندلکن این‌اشعه همیشه انرژیشان کمتراز انرژی فتون‌اولیه بوده وبه‌میزان فتون‌های کمپتون پراکنده شده در ماده انتشار نمی‌یابند . این پراکندگی چندتائی اشعه‌گاما را مجدداً درفصل ده‌مورد بحث قرار می‌دهیم.

ضرائب تضعیف

سطح مقطع کل هر اتم در واکنش متقابل با اشعه گاما مجموع سطح مقطع های پدیده های فتوالکتریک ، تولید زوج و پراکندگی کمپتون است :

$$\sigma = \sigma_{pe} + \sigma_{pp} + \sigma_c \qquad (۳-۵۹)$$

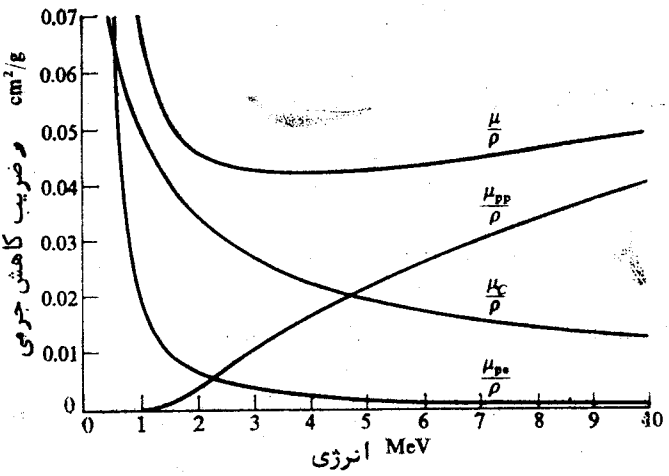
سطح مقطع ماکروسکپی اشعه گاما با الکترون را می توان نظیر سطح مقطع ماکروسکپی نوترون از ضرب σ معادله (۳-۵۹) در تعداد دانسیته اتمی به‌دست آورد . سطح مقطع های ماکروسکپی اشعه گاما را معمولا ضرائب تضعیف می‌نامند و با علامت μ نشان می‌دهند . لذا

$$\mu = N\sigma = \mu_{pe} + \mu_{pp} + \mu_c \qquad (۳-۶۰)$$

که μ ضریب تضعیف کل و μ_{pe} ، μ_{pp} و μ_c ضرائب تضعیف برای این سه واکنش متقابل می‌باشد . واحدهای مختلف نظیر واحد سطح مقطع ماکروسکپی نوترون برابر عکس سانتیمتر (cm^{-1}) است . گاهی استفاده از کمیت $\frac{\mu}{\rho}$ ، ρ دانسیته جرمی ، که ضریب تضعیف جرمی نامیده می‌شود مناسبتراست . ازمعادله (۳-۶۰) رابطه زیربه‌دست می‌آید .

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_{pe}}{\rho} + \frac{\mu_{pp}}{\rho} + \frac{\mu_c}{\rho} \qquad (۳-۶۱)$$

ازآنجا که واحدهای μ و ρ به‌ترتیب cm^{-1} و g/cm^3 است نتیجه می‌شود که واحد $\frac{\mu}{\rho}$ برابراست با $\frac{cm^2}{g}$



شکل ۳-۱۸ ضرائب تضعیف جرمی سرب برحسب انرژی شعاع گاما

ضرائب تضعیف جرمی‌سرب دریک مقیاس خطی درشکل (۳-۱۸) نشان داده شده است . ازآنجاکه دوضریب μ_{pe} و σ_c باازدیاد انرژی شعاع گاما کاهش‌می‌یابد و σ_{pp} پس ازانرژی آستانه آن ۱/۰۲ میلیون الکترون ولت‌زیاد می‌شود کمیت $\frac{\mu}{\rho}$ درحدود انرژی ۳/۰ میلیون الکترون ولت دارای حد اقلی است . به‌طوری که در شکل نشان داده شده پراکندگی کمپتون درفاصله انرژی ۰/۰ تا ۵ میلیون الکترون ولت بردوپدیده دیگر غلبه داردوازآنجا که‌بستگی σ_{pe} و σ_{pp} به Z بیشترازبستگی σ_c به‌Z است لذا فاصله انرژی پراکندگی کمپتون بیشتر ازدوپدیده دیگر است و باکاهش Z* زیاد می‌شود . مثلا درمورد آلومینیم پراکندگی کمپتون درفاصله انرژی بین ۰/۶ تا ۲ میلیون الکترون ولت بردوپدیده دیگر غلبه دارد .

درانرژی‌هائی که پراکندگی کمپتون وجه‌اصلی واکنش متقابل می‌باشد داریم:

$$\frac{\mu}{\rho} \simeq \frac{\mu_c}{\rho} = \frac{N\sigma_c}{\rho}$$

بااستفاده ازرابطه معمولی‌دانستیه اتم (به‌معادله ۲-۵۲ مراجعه کنید) یعنی:

$$N = \frac{\rho N_A}{M}$$

دراین رابطه N_A عددآووگادرو M جرم‌اتم‌گرم وباقرار دادن N دررابطه بالا داریم :

$$\frac{\mu}{\rho} \simeq \frac{N_A\sigma_c}{M} = N_A\left(\frac{Z}{M}\right)_e\sigma_c$$

درتنظیم رابطه ازمعادله (۳-۵۸) استفاده‌شده‌است . بررسی جدول عناصرنشان می‌دهد که بجز درمورد هیدرژن و هسته‌های خیلی‌سنگین نسبت $\frac{Z}{M}$ تقریبا برابر $\frac{1}{2}$ است. این موضوع بدان‌معنی است که درانرژی‌هائی که‌پراکندگی کمپتون واکنش‌قوی‌است کمیت $\frac{\mu}{\rho}$ برای تمام عناصر تقریبا یکسان‌است . این‌موضوع درشکل (۳-۱۹) بارسم $\frac{\mu}{\rho}$ بر حسب‌انرژی شعاع گاما تشریح شده‌است. مقادیر عددی $\frac{\mu}{\rho}$ درجدول ۳-۷ داده‌شده‌اند .

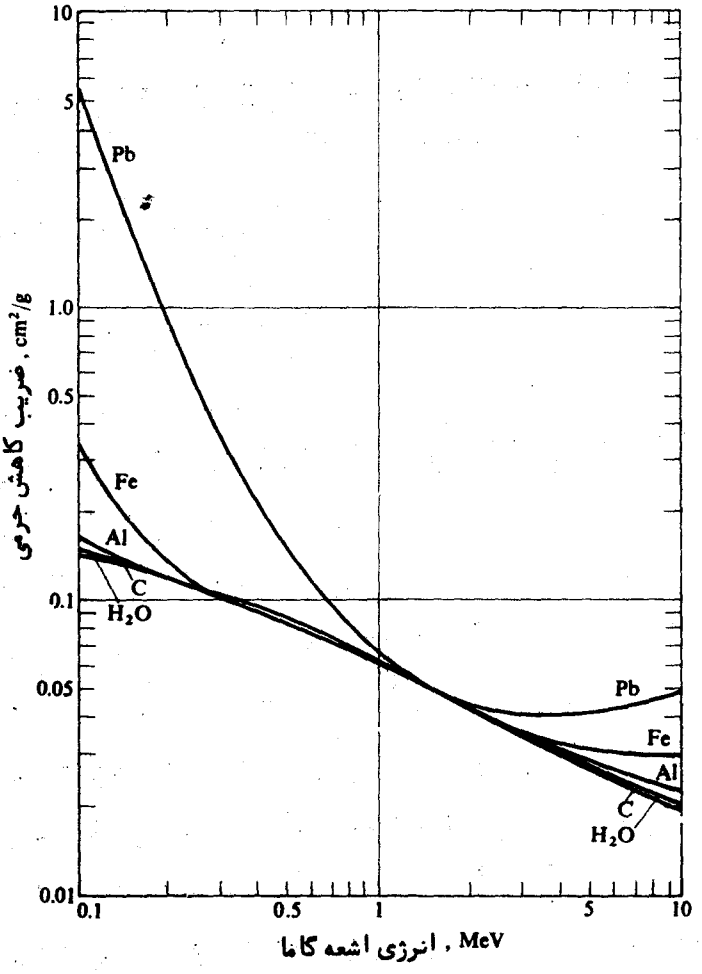
---

* این موضوع همچنین درشکل ۳-۱۹ درصفحه ۱۰۰ تشریح شده‌است

جدول ۳-۷ ضریب کاهش جرمی $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$ برای چند ماده برحسب $\frac{Cm^2}{g}$

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	.139	.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	.0938	.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	.0635	.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_2O	.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. Grodstein, National Bureau of Standards Circular 583, 1957.



شکل (۳-۱۹) ضرایب تضعیف جرمی‌چندعنصر (استخراج ازکتاب مهندسی راکتور هسته‌ای تالیف گلاستون وسزونسکی۱۹۷۶ بااجازه سازمان انرژی اتمی امریکا . سازمان چاپ وان‌نواستراند).

ازآنجاکه ضرائب تضعیف اساسا سطح مقطع های ماکروسکپی هستند، مقدار μبرای یک ماده مخلوط ازچندعنصر ازرابطه (۳-۱٤) به‌دست می‌آید بنابراین،

$$\mu = \mu_1 + \mu_2 + \cdots \qquad (۳-۶۲)$$

که μ_1 , μ_2 مقادیر μ برای‌عناصر مختلف می‌باشد. همچنین به‌آسانی‌می‌توان نشان‌داد که‌ضریب جذب جرمی مخلوط برحسب ضرائب جذب جرمی‌عناصر تشکیل دهنده ازرابطه زیربه‌دست می‌آید .

$$\frac{\mu}{\rho} = ۰/۰۱\left[W_۱\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_۱ + W_۲\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_۲ + \cdots\right] \qquad (۳-۶۳)$$

در این رابطه $W_۱, W_۲, \ldots$ به ترتیب درصدهای وزنی عناصر مختلف می‌باشند . معادلات (۳-۶۲) و(۳-۶۳) برای تمام انرژی صادق می‌باشند.

باپی‌گیری بحثی که منجربه معادله (۳-۱۳) شدبه‌آسانی می‌توان نشان داد که μ برابر بااحتمال برخوردیک شعاع گاما درمحیط درواحد است وبنابراین

$$\lambda = \frac{۱}{\mu} \qquad (۳-۶۴)$$

λ پویش آزاد متوسط شعاع گاما است . به‌علاوه اگر $I_۰$ شدت (تعداد اشعه گاما در سانتیمتر مربع درثانیه) باریکه اشعه گاماتک انرژی که به هدف با ضخامت x می‌رسدباشد، لذا شدت فتون‌هائی که‌این ضخامت رابدون برخورد عبور می کنند برابراست‌با:

$$I = I_۰e^{-\mu x} \qquad (۳-۶۵)$$

این رابطه رامی‌توان برحسب ضریب تضعیف جرمی نوشت :

$$I = I_۰e^{-(\mu/\rho)(\rho x)} \qquad (۳-۶۶)$$

کمیت ρx درمعادله (۳-۶۶) دارای واحدگرم برسانتیمتر مربع است که برابر تعداد گرمهای موجوددریک سانتیمتر مربع ازهدف‌است. اغلب درمحاسبه کاهش‌شدت‌اشعه گاما ضخامت مواد رابرحسب واحدگرم برسانتیمترمربع میدهند. لازم به یادآوری است، همان طورکه دربحث مربوط به نوترون‌ها اشاره‌شد ، شدت I در معادلات (۳-۶۵) و (۳-۶۶) فقط مربوط به آن چند اشعه گامائی‌است‌که به اتم‌های هدف برخورد نمی کنند.این موضوع بدان معنی‌نیست که فقط این فوتون‌هاهستند‌که درطرف دیگر هدف یا حفاظ ظاهر می‌شوند . فتون‌هایی که پراکندگی‌های متعدد کمپتونی انجام داده‌اند یا فتون‌هائی پس ازانجام تولید زوج به‌وجود می‌آیند ، واشعه ایکس که متعاقب آن‌پدیده‌فتوالکتریک ایجاد می‌شود ممکن است از هدف عبور کنند . تمام این اشعه باید درمحاسبه حفاظ درنظرگرفته شوند . روش‌های محاسباتی در فصل ۱۰ داده شده‌اند .

مثال ۳-۱۲ ضریب تضعیف جرمی‌اکسید اورانیوم ($UO_۲$) را برای اشعه‌گاما یک میلیون الکترون ولتی‌حساب کنید وپویش آزادآنها چقدراست؟

دانسیته $UO_۲$ تقریبا برابر ۱۰ گرم درسانتیمتر مکعب است .

حل : وزن مولکولی اکسید اورانیوم برابر ۲۷۰=۲×۱۶+۲۳۸ است . مقدار درصدوزنی اورانیوم برابر ۸۸/۱=۲۳۸/۲۷۰ درصد وبقیه ۱۱/۹ درصد اکسیژن می‌باشد.

مقدار $\frac{\mu}{\rho}$ با استفاده ازجدول ۳-۷ برای اورانیوم ۰/۰۷۵۷ سانتیمتر مربع برگرم برای اکسیژن

۰/۰۶۳۶ سانتیمتر مربع برگرم است. لذا برای اکسید اورانیوم

$$\frac{\mu}{\rho} = ۰/۸۸۱ \times ۰/۰۷۵۷ + ۰/۱۱۹ \times ۰/۰۶۳۶ = ۰/۰۷۴۳ \ cm^2/g$$

مقدار μ ده برابر ($\rho = ۱۰$) این عدداست یعنی $\mu = ۰/۷۴۳ cm^{-1}$ و پویش آزاد متوسط برابر است با :

$$\lambda = \frac{۱}{\mu} = \frac{۱}{۰/۷۴۳} = ۱/۳۵ cm$$

جذب انرژی

در محاسبات حفاظت درمقابل اشعه که درفصل ۹ بحث شدلازم است میزان جذب انرژی، باریکه اشعه گاما راموقع عبوراز محیط حساب کرد . مشابه معادله (۳-۸) دانسیته کل برخورد درنقطه‌ای که شدت اشعه گاما I است ازرابطه زیربه‌دست می‌آید .

$$F = I\mu \qquad (۳-۶۷)$$

دراین رابطه μ ضریب تضعیف کل می‌باشد . اگر اشعه گاما درهربرخورد جذب شوند لذامیزان جذب انرژی درواحد حجم محیط به‌سادگی برابر $EF = EI\ \mu$ می‌باشد که F انرژی اشعه گاما است.

دردوپدیده‌فتوالکتریک وتولید زوج فتون‌اولیه ورودی جذب محیط می‌شود مگر محیط خیلی نازك باشد. زیرا اغلب اشعه ثانوی که متعاقب این واکنش‌های متقابل تابش می‌شوند ، اشعه ایکس، الکترون‌ها ، و اشعه محوجرم نیزدرمحیط جذب می‌شوند. بنابراین فرض می‌شود که کل انرژی اشعه گاما اولیه دراین‌پدیده‌ها جذب می‌شوند . درپراکندگی کمپتون یگانه انرژی که جذب می‌شود انرژی جنبشی الکترون پرتابی است. فرض می‌کنیم $\overline{T}$ انرژی متوسط این‌الکترون باشد. انرژی متوسطی که در پراکندگی کمپتون جذب می‌شود برابر $\overline{T}I\mu_c$ می‌باشد که μ_c ضریب تضعیف پراکندگی کمپتون است. حال ضریبی تعریف‌می‌کنیم که‌سطح مقطع‌جذب کمپتون σ_{ca} نامیده می‌شود و از رابطه زیر بدست می‌آید

$$E\sigma_{ca} = \overline{T}\sigma_c \qquad (۳-۶۸)$$

ضریب جذب کمپتون مربوط μ_{ca} به‌وسیله رابطه زیر داده می‌شود .

$$E\mu_{ca} = \overline{T}\mu_c \qquad (۳-۶۹)$$

میزان جذب انرژی درواحد حجم درنتیجه پراکندگی کمپتون رامی‌توان برحسب این ضریب به‌صورت‌سادهٔ $EI\mu_{ca}$ نوشت:

جدول۳-۸ ضریب جذب جرمی $\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)$ برای چند ماده بر حسب $\left(\frac{Cm^2}{g}\right)$

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_2O	.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.

حال می‌توان میزان جذب انرژی درواحد حجم، W مربوط به‌سه‌پدیده فتوالکتریک، تولیدزوج وپراکندگی کمپتون رابه‌صورت زیرنوشت :

$$W = EI(\mu_{pe} + \mu_{pp} + \mu_{ca}) = EI\mu_a \qquad (۳-۷۰)$$

که دراین رابطه

$$\mu_a = \mu_{pe} + \mu_{pp} + \mu_{ca} \qquad (۳-۷۱)$$

ضریب جذب‌خطی * نامیده می‌شود .

با تعریف μ_{ca} به وسیله رابطه (۳-۶۹) می‌توان‌سه نوع واکنش متقابل گامارا برهمان پایه‌عمل کرد .

کمیت $\frac{\mu_a}{\rho}$ را ضریب جذب جرمی می‌نامند . مقادیر مربوط در جدول ۳-۸ داده شده‌اند . ازمعادله (۳-۷۰) به‌آسانی دیده می‌شود که میزان جذب انرژی درواحد جرم برابر $EI\mu_a/\rho$ است .

لازم به‌یادآوری است که حاصلضرب EI در معادله (۳-۷۰) شدت انرژی یا فلوی انرژی نامیده می‌شود . این حاصلضرب دارای واحد انرژی درسانتیمتر مربع است که برابرمیزان انرژی است که بارویکه اشعه‌گامائی از واحد سطح وارد سطح محیط می‌شود.

مثال ۳-۱۳-توصیه می‌شود که پس‌ماندهای رادیواکتیو مایع رادرظرف فولادی انبار کنند.اگرشدت اشعه‌گاما ورودی به‌سطح داخلی ظرف‌حدود ۳×۱۰^{۱۱} شعاع گاما در سانتیمتر مربع درثانیه باشد و انرژی متوسط شعاع گاما ۰/۸ میلیون الکترون ولت باشد میزان جذب انرژی درسطح ظرف چقدراست ؟

حل . فولاد بیشتر از مخلوطی ازآهن وعناصری نظیر نیکل - کرم که دارای‌همان عدد اتمی هستند ساخته‌شده‌است.بنابراین تاآنجاکه مربوط به‌جذب اشعه گاما می‌شود فولاد تماما آهن است . مقدار $\frac{\mu_a}{\rho}$ برای آهن برای‌انرژی۰٫۸ میلیون‌الکترون ولت‌بااستفاده ازجدول (۳-۸) برابر با ۰/۰۲۷٤ Cm^2/g است . بنابراین میزان جذب انرژی برابراست با

$$۰/۸ \times ۳\times۱۰^{۱۱}\times ۰/۰۲۷٤ = ٦/۰۸\times۱۰^{۹}\ Mev/g-sec$$

این مقدار انرژی‌برحسب واحدهای معمولی‌تر معادل فقط $۲/۵۲\times۱۰^{-۶}\ cal/g-sec$ است.

۳-۹- ذرات باردار

ذرات بارداری که‌درمهندسی هسته‌ای باآنها سروکارداریم سه‌نوع هستند، که‌عبارتند ازاشعه آلفا، اشعه بتا وپاره‌های فیسیون .قبل ازدرنظرگرفتن این تابش های مخصوص لازم‌است درمورد‌طرقی که‌این ذرات باردار باماده‌واکنش متقابل انجام می‌دهند رابحث کنیم .

** ضریب جذب خطی . عده‌ای ازمولفین μ_a راضریب جذب‌انرژی می‌نامند .

یک ذره باردار را در نظر می گیریم که براتمی درنقطه‌ای ازماده وارد می‌شود بانزدیک شدن این ذره به‌نقط موردنظر درماده‌وقایع مختلفی ممکن است رخ دهد. ازهمه‌مهمتراول اینکه چون ذره‌نیروهای الکتریکی (کلونی) به‌الکترون های اتم اعمال می کند، یک‌یاچند الکترون اتم درتراز تحریک قرار می گیرند ویایک الکترون ازاتم به‌خارج ازاتم پرتاب شده اتم یونیزه به‌وجود می‌آید. به‌عبارت دیگر، ذره باردار به داخل ابرالکترون اتم نفوذ کرده ودرنتیجه برخورد الاستیکی باهسته پراکنده می‌شود. از آنجا که اندازه حرکت وانرژی در برخورد ثابت می‌ماند، هسته الزاماً بایدبه عقب رانده‌شودو اگر ذره‌ورودی باندازه کافی بزرگ و با انرژی باشد هسته رانده شده ممکن است ازداخل ابرالکترونی خودبه‌خارج پرتاب شده ودرمحیط به‌صورت یک ذره باردار دیگر درآید. همچنین درتحت‌شرایط‌معینی ذره ورودی، بخصوص اگریک ذره الفا باشدموقع برخوردبه هسته ممکن است نوعی واکنش هسته‌ای انجام دهد. بالاخره، ذره‌ممکن است درمیدان الکترون‌ها یا هسته شتاب پیدا کرده ودرنتیجه یک فوتون تابش نماید. این‌نوع تابش وقتی که یک ذره باردار شتاب پیدا می کند اشعه برمزاشترالونگ (اشعه ترمزی) تابش می‌شود.

ازمباحث بعد روشن خواهدشد که واکنش متقابل ذره باردار باماده مساله پیچیده‌ای است. درهرحال ذره‌موقع عبور از داخل ماده در مسیرخودش آثاری ازتحریک ویونیزاسیون به‌جا می‌گذارد. چون‌این ذرات مستقیما ایجاد یونیزاسیون می کنند. لذا دراین‌مورد این‌ذرات باردار را تابش‌های یونیزان مستقیم می‌نامند تا ازتابش‌های یونیزان غیر مستقیم نظیر اشعه گاما یانوترون که ازطریق غیرثانوی ایجاد می‌شود متمایز شوند.

می‌دانیم که‌واکنش متقابل نوترون‌ها واشعه گاما باماده باسطح مقطع بیان‌می‌شود. با وجود اینکه می‌توان برای ذرات باردار سطح مقطع‌هائی برای واکنش‌های مختلف تعریف کرد، لکن بهتراست میزان واکنشی راکه‌ذرات باردار باماده انجام می‌دهند بایونیزاسیون ویژه‌یا قدرت نگهدارندگی آن‌بیان کرد. یونیزاسیون ویژه‌یک ذره‌باردار تعداد یون‌تولید شده در واحد طول از مسیر ذره تعریف می‌شود. یک زوج یون، یک اتم یونیزه والکترون پرتاب شده‌ازاتم است. به‌عبارت دیگرقدرت نگهدارندگی یک ماده کل انرژی‌است که ذره باردار درطول مسیر خود ازدست می‌دهد. یعنی شدت کل کاهش انرژی ذره‌در طول مسیرش است. اگردرطول مسیر ذره باردارواکنش هسته‌ای انجام‌ندهد دراین‌صورت قدرت نگهدارندگی که باS نشان داده می‌شودبه صورت زیرنوشته می‌شود.

$$S=\left(\frac{dE}{dx}\right)_{col}+\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \qquad (۷۲-۳)$$

دراین رابطه جمله‌اول مربوط به‌مقدارکاهش انرژی در واحد طول پویش است که درنتیجه برخورد می‌باشد که‌منجر به‌تحریک ویونیزاسیون می‌گردد وجمله دوم کاهش انرژی درنتیجه تابش می‌باشد.

جمله اول معادله (۳-۷۲) ازنقطه اثر بیولوژیکی تابش بسیار مهم‌است و انتقال خطی انرژی نامیده شده است وبه‌اختصار وبه L_∞* نشان داده‌می‌شود . می‌توان نشان‌داد درمحیطی که دارای عدداتمی‌Zودانسیته اتمی N است انتقال خطی انرژی از رابطه تقریبی زیربه‌دست می‌آید .

$$L_\infty = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_e v^2} \ln\left(\frac{2 m_e v^2}{I}\right) \qquad (۳-۷۳)$$

یا معادل آن

$$L_\infty = \frac{2\pi m z^2 e^4 NZ}{m_e E} \ln\frac{4 m_e E}{mI} \qquad (۳-۷۴)$$

که ze ، v،m و E به‌ترتیب بار، جرم، سرعت وانرژی می‌باشند و I یک کمیت تجربی مربوط به انرژی متوسط تحریک اتم است . معادلات (۳-۷۳) و (۳-۷۴) محدودبه سرعتهای غیر نسبیت ($v \ll c$) می‌باشند. اما به‌دلائلی که‌درزیر بحث خواهدشد این‌روابط برای‌ذرات‌با انرژی‌های کم نیز صادق نمی‌باشد . ازمعادله (۳-۷۴) پیداست که کاهش‌انرژی درطول‌یک پویش ودر نتیجه یونیزاسیون ویژه هردوبرحسب جرم و بارذره افزایش می‌یابد. بنابراین مقدار L_∞ ویونیزاسیون ویژه به‌عنوان‌مثال‌برای ذره آلفا خیلی‌بیش ازالکترون باهمان انرژی است .

ذرات آلفا

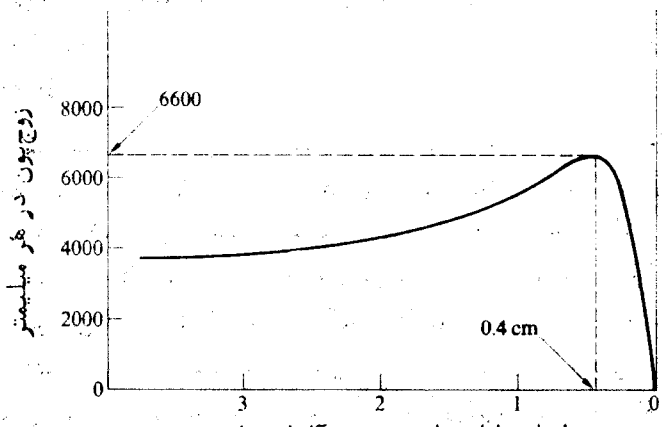
ذرات آلفا به‌علت جرم زیادشان درموقع برخورد به‌الکترون فقط کمی ازمسیرشان منحرف می‌شوند . بنابراین درحرکت دریک محیط کم وبیش یک مسیر مستقیم طی‌می‌کنند وطبق معادله (۳-۷۴) انرژی خود را از دست می‌دهند . بدین ترتیب ذره آلفا درمحیط‌کند می‌شود و باکند شدن‌آن احتمال جذب‌یک الکترون وتبدیل به‌یون He^+ زیاد می‌شود و سپس الکترون دومی جذب می‌کند وبه اتم هلیم‌خنثی تبدیل می‌شود . بالاخره پس از تشکیل اتم هلیوم یونیزاسیون ویژه‌آن یکباره به‌صفر می‌رسد . به‌علت همین جذب الکترون ثانوی است

---

* تادهسال‌قبل انتقال‌خطی انرژی را به‌اختصار LET نشان می‌دادند. درسال ۱۹۷۱ سازمان بین‌المللی‌آحاد واندازه‌های‌تابش (ICRU) L_∞ را جایگزین LET کرده‌منشاءانتخاب علامت L_∞ این است که این سازمان کاهش انرژی مربوط به برخورد درانتقال انرژی کمتر از Δ را به $L\Delta$ نشان داد . انتقال‌خطی انرژی مربوط به برخوردهائی می‌شود که درآنهاهر مقدار انرژی انتقال یابد این‌است که اندیس ∞ انتخاب شده است .

که‌معادلات ۳-۷۳ و ۳-۷۴ درانرژی‌های کم‌صادق هستند . این‌موضوع درشکل (۳-۲۰) به‌صورت‌منحنی یونیزاسیون ویژه یک‌ذره‌آلفا برانرژی برحسب فاصله (ازپایان مسیران) درهوای ۱۵°C وفشاریک آتمسفر نشان داده شده است. حداکثر یونیزاسیون ویژه درشکل ۶۶۰۰ زوج یون‌در میلیمتراست‌ودراین‌نقطه انرژی ذره‌آلفا ۷۰/. Mev است.منحنی‌شکل (۳-۲۰) به‌منحنی براگ‌معروف است.نقطه‌ای که درآن یونیزاسیون ویژه به‌صفر می‌رسد برد+ ذره‌آلفا نامیده می‌شود به‌طوری که به‌نظر می‌رسد بردذره‌آلفا متناسب باانرژی اولیه ذره‌آلفا به‌طورخطی زیادمی‌شود. برد ذره‌آلفا برحسب انرژی درهوادرشکل ۳-۲۱ نشان‌داده شده‌است.برای پیدا کردن بردذره آلفا درمواد دیگر ازبرد درهوا بااستفاده ازقاعده براگ کلیمن(۱) به‌دست می‌آورند :

$$R = R_a \left(\frac{\rho_a}{\rho} \right) \sqrt{\frac{M}{M_a}} = ۳/۲ \times ۱۰^{-۴} \frac{\sqrt{M}}{\rho} R_a \qquad (۳-۷۵)$$



شکل ۳-۲۰ یونیزاسیون ویژه ذره الفا درهوا

در این رابطه R برد درماده‌ای به‌دانسیته فیزیکیρ ووزن اتمی M وR_a وρ_a وM_a برد، دانسیته ووزن اتمی‌متوسط‌هوامی‌باشد.مقدار ثابت معادله (۳-۷۵) برای هوای ۱۵°C وفشار یک اتمسفر حساب‌شده است. برای یک ترکیب یا مخلوط به‌جای $\sqrt{M}$ در معادله (۳-۷۵) مقدار زیررا قرار می‌دهند.

$$\sqrt{M} = \gamma_1 \sqrt{M_1} + \gamma_2 \sqrt{M_2} + \cdots \qquad (۳-۷۶)$$

که γ_1 وγ_2 و... کسراتم‌های موجود درماده واوزان اتمی $M_1, M_2, \ldots$ می‌باشد .

قدرت نگهدارندگی نسبی یک ماده عبارت است ازنسبت برد ذرات آلفا درهوا به‌برد ذرات الفا در ماده مورد نظر است.بااستفاده ازمعادله (۳-۷۵) این نسبت برابراست‌با:

+ بعلت ماهیت آماری عمل،مسیر تمام ذرات آلفادقیقاً بیک نقطه‌منتهی نمی‌شود . برد ذره‌که در بالا اشاره‌شد مربوط‌به محتملترین برد میباشد.

۱- Bragg-Kleeman

$$\text{قدرت نگهدارندگی نسبی} = \frac{R_a}{R} = ۳۱۰۰ \frac{\rho}{\sqrt{M}} \qquad (۳-۷۷)$$

لازم به یادآوری است که قدرت نگهدارندگی نسبی مستقل ازانرژی اولیه ذره آلفاست.

قدرت نگهدارندگی اغلب مواد کاملا زیاداست ودرنتیجه بردذرات آلفا دراین مواد خیلی کوتاه است. به‌عنوان مثال برد ذره الفا Mev ۵ در آلومینیم فقط ۰/۰۰۲۲ سانتیمتر یعنی به‌اندازه ضخامت یک ورقه نازك آلومینیم است . اغلب ذرات آلفا در یک ورقه کاغذ جذب می‌شوند . همچنین این ذرات در خارجی‌ترین لایه پوست زنده جذب می‌شوند بنابراین حفاظت درمقابل ذرات آلفا معمولا مساله مشکلی رابه‌وجود نمی‌آورد لکن وجود هسته‌هائی که‌آلفا تابش می‌کنند نباید درخیلی‌از مسائل مهندسی نادیده‌گرفته شودزیرا به‌طوری که‌درفصل ۹ نشان داده خواهدشد این هسته‌ها بخصوص اگربه‌داخل بدن‌راه یابند خطرات جدی درسلامت به‌وجود می‌آورند .

اشعه بتا

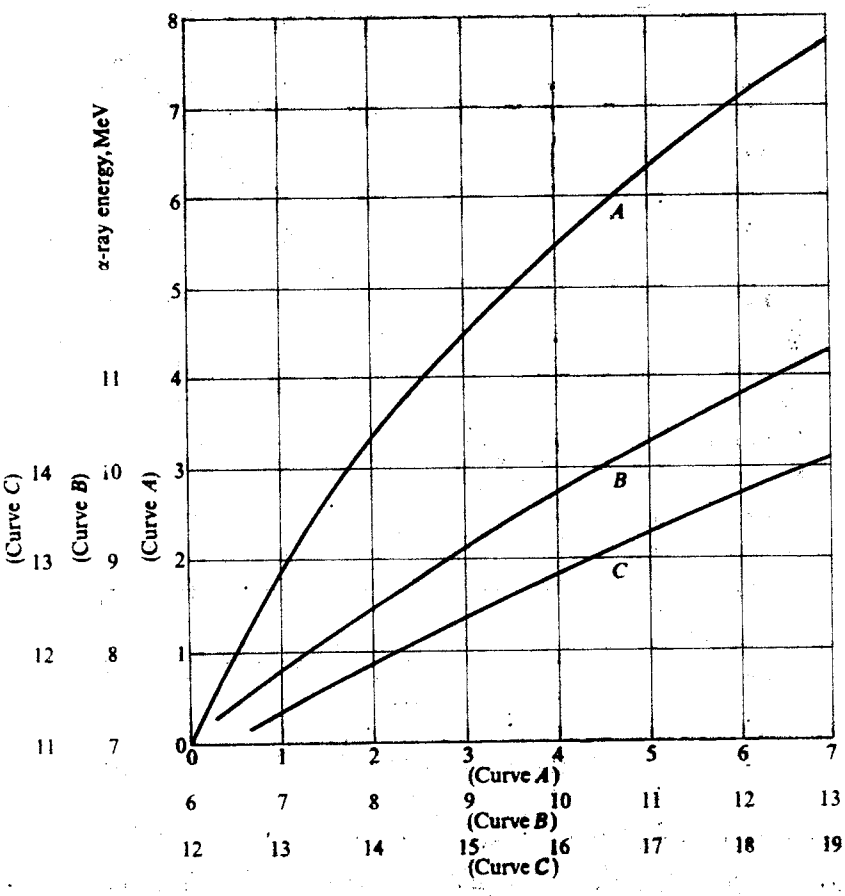
تضعیف شدت اشعه درماده به‌لحاظی پیچیده‌ترازذرات آلفا است . اول‌این که اشعه بتا دارای طیف پیوسته انرژی می‌باشد . به‌علاوه اگرچه اشعه بتا به‌همان طریق ذرات آلفا به‌اتم‌ها برخوردمی‌کند ولی به علت کمی‌جرم آنها در موقع مقابله با اتم به‌شدت منحرف می‌شود. درنتیجه اشعه‌بتا مسیرپیچیده زیگزاگی خواهد داشت ومانند ذرات آلفا مستقیم حرکت نمی‌کند. باوجوداین تجربه نشان داده است که‌یونیزاسیون ویژه یک باریکه اشعه‌بتا درداخل یک جذب کننده به‌طور اکسپنانسیل تغییر می‌کند . این‌پدیده طبیعی است‌وتا اندازه‌ای مربوط به شکل طیف انرژی اشعه بتا می‌باشد. اگر $i(x)$ یونیزاسیون ویژه در نقطه x در داخل یک جذب کننده‌باشد لذاداریم .

$$i(x) = i_0 e^{-\mu x} = i_0 e^{-(\mu/\rho)\rho x} \qquad (۳-۷۸)$$

که i_0 یونیزاسیون ویژه در نقطه $x=0$ و ρ دانسیته محیط است. $\frac{\mu}{\rho}$ ضریب تضعیف جرمی ظاهری‌است که تقریبا مستقل ازوزن اتمی محیط می‌باشد و نسبت به عدد اتمی به کندی افزایش می‌یابد. یک‌رابطه تجربی برای $\frac{\mu}{\rho}$ که بر اساس اندازه‌گیری روی آلومینیم انجام شده برابراست‌با :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{۱۷}{E_{max}^{1/۱۴}} \qquad (۳-۷۹)$$

که $\frac{\mu}{\rho}$ بر حسب $\frac{cm^2}{g}$ ، E_{max} حداکثر انرژی اشعه بتا برحسب میلیون الکترون ولت است. پارامتر مفیدتری که مربوط به تضعیف اشعه‌بتا می‌شود برد حداکثر R_{max} است . این‌برد



شکل ۳-۲۰ پردذرات الفا درهوا برحسب انرژی

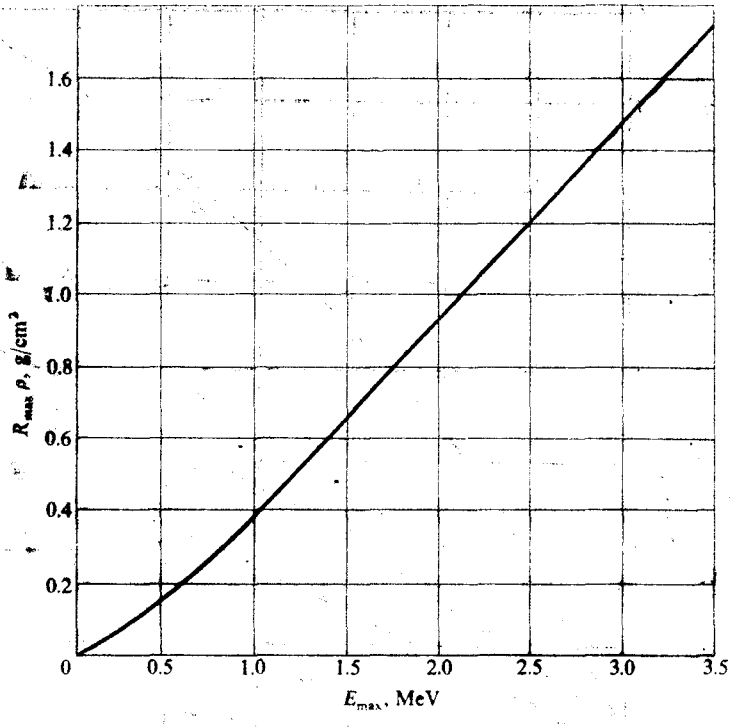
آن مقدار ضخامت جذب کننده است که پرانرژی‌ترین الکترون‌ها راستوقف کند . حاصلضرب $R_{max\rho}$ که‌بر حسب‌واحد g/cm^2 بیان می‌شود تقریبا مستقل از جنس محیط جاذب است . مقادیر $R_{max\rho}$ برحسب انرژی حداکثر الکترون در شکل ۳-۲۲ به‌صورت منحنی رسم شده است .

این مقادیر رامی‌توان به‌صورت رابطه نیمه تجربی زیردر آورد و نشان داد :

$$R_{max\rho} = ۰/۴۱۲ E_{max}^{(۱/۲۶۵ - ۰/۰۹۵۴ \ln E_{max})} \quad , \quad E_{max} < ۲/۰ Mev \qquad (۸۰-۳)$$

$$R_{max\rho} = ۰/۵۳۰ E_{max} - ۰/۱۰۶ \quad , \quad E_{max} > ۲/۰ Mev \qquad (۸۱-۳)$$

دراین روابط $R_{max\rho}$ برحسب g/cm^2 ، E_{max} برحسب میلیون الکترون ولت است.



شکل ۳-۲۲ بردحداکثر اشعه بتا برحسب انرژی حداکثر (برای هوادرست نیست)

معادلات (۳-۸۰) و (۳-۸۱) مقادیر $R_{max}\rho$ راپرای هوا کمی کمتر از مقادیر تجربی به‌دست می‌دهد . شکل (۳-۲۳) بردهای اندازه‌گیری شده اشعه بتا رادرهوا°C ۱۵ وفشاریک اتمسفر برحسب انرژی حداکثر به‌دست‌می‌دهد . ازمقایسه شکل های ۳-۲۱ و ۳-۲۳ ومقایسه آنها باپردهای محاسبه‌ای آشکار می‌شود که اشعه بتا خیلی بیش از اشعه آلفاهم انرژی درماده نفوذ می کند . مثلا برداشعه بتا با انرژی $E_{max} = ۳Mev$ در هوا برابر ۱۳ متر درحالی که برد ذرات آلفا دارای همین‌انرژی فقط ۱/۷ سانتیمتر است . درهرحال اشعه‌بتا در داخل مواد غیر گازی زیاد نفوذ نمی کند ودرنتیجه حفاظت درمقابل آنها مشکل نیست.

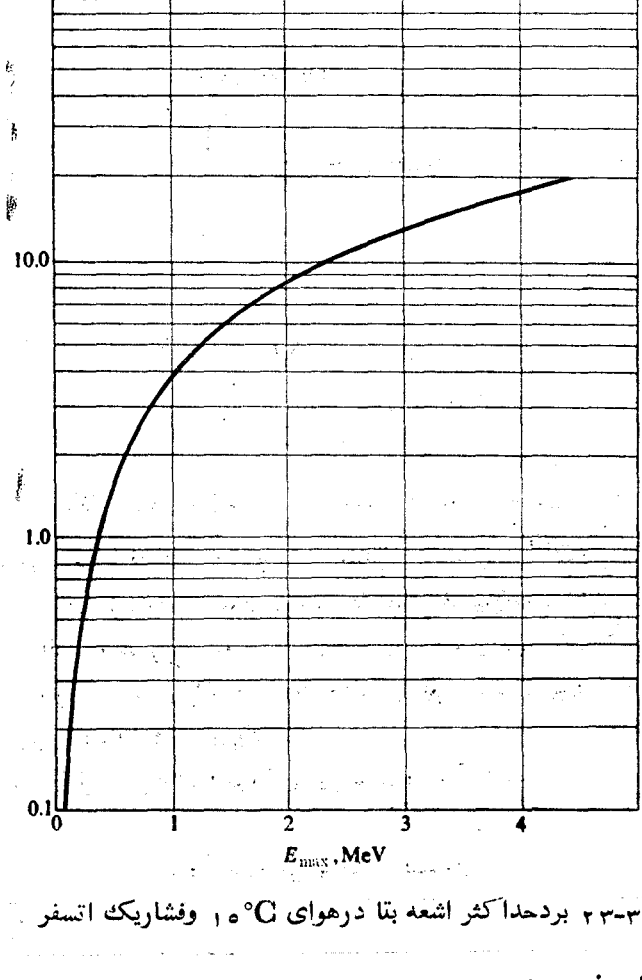
مثال ۳-۱۴ سدیم ۲۴ (ساعت ۱۵ = $T_{1/2}$) اغلب به عنوان ردیاب رادیواکتیو درپزشکی به کار می‌رود . حداکثر انرژی اشعه بتای تابشی ۱/۳۹ میلیون الکترون ولت‌است بردحداکثر این‌اشعه بتا رادر نسج حیوان به‌دست آورید .

حل. دانسیته‌اغلب نسوج حیوانی حدود واحد است . ازمعادله (۳-۸۰) مقدار R_{max} برابر است‌با :

$$R_{max} = ۰٫۴۱۲ \times ۱٫۳۹^{(۱٫۲۶۵ - ۰٫۰۹۵۴ \ln ۱٫۳۹)}$$

$$= ۰٫۴۱۲ \times ۱٫۳۹^{۱٫۲۳۴} = ۰٫۶۱۸ \text{cm}$$

برد ذره‌آلفا باهمین انرژی در نسج حدود ۹×۱۰^{-۴}cm است .

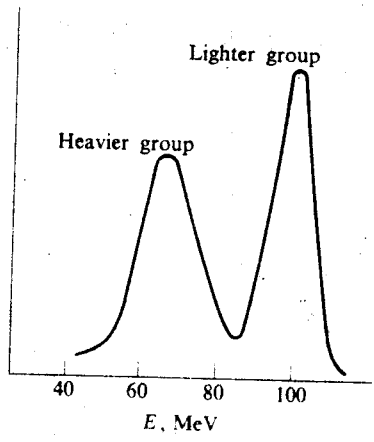


شکل ۳-۲۳ بردحداکثر اشعه بتا درهوای ۱۵°C وفشاریک اتسفر

پاره‌های فیسیون

در قسمت (۳-۶) اشاره شد، هسته‌هائی که فیسیون (شکافته می‌شوند) انجام می‌دهند تقریبا به دوپاره با جرمهای غیرمساوی شکسته می‌شوند. ازآنجاکه درعمل فیسیون اندازه‌حرکت ثابت می‌ماند گروه پاره‌های سبکتر انرژی بیشتری ازپاره‌های سنگین‌تر دریافت

می کنند . بنابراین توزیع انرژی جنبشی پاره‌های فیسیون به‌طوری که درشکل ۳-۲٤ نشان‌داده شده است‌منحنی دارای دو کوهان می‌باشد که کوهان باانرژی بیشتر مربوطبه پاره‌های فیسیون سبکتر می‌باشد. به‌طوری که ازشکل دیده می‌شود گروه‌پاره‌های فیسیون‌سبکتر با $A\simeq$ ۹۰ دارای انرژی حدود Mev ۱۰۰ درحالی که گروه پاره‌های فیسیون سنگین‌تر با $A\simeq$ ۱٤۰ دارای انرژی Mev ٦۷ هستند .



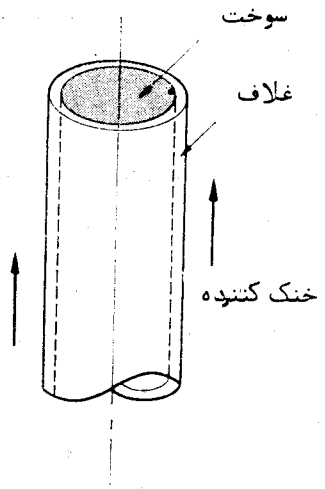
شکل ۳-۲٤ توزیع انرژی پاره‌های فیسیون برحسب انرژی

به‌محض انجام فیسیون ، پاره‌های فیسیون ازداخل ابرالکترونی هسته‌اولیه خارج شده‌واردمحیط اطراف می‌شود. درضمن‌این‌عمل پاره‌های فیسیون‌معمولا چند الکترون می‌گیرند ولی‌نه‌به‌اندازه کافی که‌اتم‌خنثی به‌وجود آید. بنابراین‌پاره‌های فیسیون‌تازه‌تولید به‌شدت یونیزه بوده‌دارای‌انرژی زیاد هستند. بارمتوسط گروه‌پاره‌های فیسیون‌سبکتر تقریبا ۲۰+e وبارگروه‌پاره‌های فیسیون سنگین‌تر حدود ۲۲+e می‌باشد.

به‌علت بارزیادپاره‌های فیسیون یونیزاسیون ویژه آنهاخیلی‌زیادوبرد مربوط آنها کوتاه است.

جدول ۳-۹ بردپاره‌های فیسیون

محیط	برد (10^{-3}×سانتیمتر
آلومینیم	۱/٤
مس	۰/۵۹
نقره	۰/۵۳
اورانیوم	۰/٦٦
اکسید اورانیوم (U_3O_8)	۱/٤



شکل ۳-۲۵ میله سوخت و غلاف

برد پاره‌های فیسیون عامل مهمی درطرح میله‌های سوخت راکتور قدرت می‌باشد. ازآنجا که قدرت (درنتیجه فیسیون درسوخت) در این میله‌های سوخت تولید می‌شود، بنابراین میله‌های سوخت بایستی با ماده خنک کننده مناسبی که ازمجاورت آن عبور می‌کند مطابق شکل ۳-۲۵ خنک شود . درهرصورت نبایستی هیچ یک ازپاره‌های فیسیون رادیواکتیو وارد خنک کننده‌شده آن‌را آلوده نماید. برای ممانعت ازفرارچنین پاره‌های فیسیون لازم است که هرمیله‌سوخت به‌وسیله لایه‌ای ازیک‌ماده غیرفیسیونی نظیر آلومینیم یافولادرنگ نزن پوشیده شود. باتوجه به برد کوتاه مندرج درجدول (۳-۹) غلاف میله‌های سوخت ، به‌طوری که اصطلاحا به‌این‌نام خوانده می‌شود می‌تواند کاملا نازك باشد واغلب از ۰/۰ سانتیمتر تجاوز نمی‌کند .

مسائل :

۳-۱ یک باریکه نوترون تک‌انرژی با شدت $۱/۰ \times ۴$ n/cm^2—Sec به‌یک‌هدف‌به سطح یک سانتیمتر مربع به‌ضخامت ۰/۱ سانتیمتر وارد می‌شود . دانسیته اتمی هدف $۰/۰۴۸ \times ۱/۰^{۲۴}$ اتم درسانتیمتر مکعب وسطح مقطع کل درانرژی باریکه ۵/۰ بارن‌است(الف) سطح مقطع کل ماکروسکپی چقدر است ؟ (ب) چند نوترون در ثانیه‌در هدف برخورد انجام میدهند ؟ (ج) دانسیته برخورد را حساب کنید.

۳-۲ ازجذب تابش‌زا نوترون در $Al^{۲۷}$ یک تابش کننده بتا $Al^{۲۸}$ بانیمه‌عمر ۲/۳ دقیقه تولید می‌شود . سطح مقطع واکنش در انرژی ۰/۰۲۵۳ الکترون ولت برابر۲/۰ بارن است.فرض می‌کنیم که یک‌نمونه ۰/۱ گرم‌آلومینیم درباریکه‌نوترون باانرژی۰/۰۲۵۳ الکترون ولت که شدت آن $۳ \times ۱/۰^{۸}$ n/cm^2 – Sec است قرار می‌دهیم و باریکه به تمام سطح هدف برخوردمی‌کند مطلوبست محاسبه (الف) دانسیته نوترون درباریکه (ب) میزان تولید $Al^{۲۸}$ (ج) حداکثراکتیوبته‌ای که در نمونه تولیدمی‌شود(برحسب کوری)

۳-۳ پویش آزاد متوسط نوترون‌های با انرژی یک الکترون ولت را در گرافیت حساب کنید . سطح مقطع کل کربن دراین انرژی ٤/۸ بارن‌است .

۳-٤ یک باریکه نوترون Mev ۲ بریک تیغه‌ای از آب سنگین واردمی شود . سطح مقطع های کل دوترویوم واکسیژن در این‌انرژی به‌ترتیب برابرند با ۲/٦ و ۱/٦ بارن(الف) سطح مقطع کل‌ماکروسکپی آب‌سنگین رادر انرژی Mev ۲ چقدراست ؟(ب) ضخامت تیغه چقدر باید باشدتا شدت باریکه (بدون‌برخورد) دهبرابر تقلیل یابد (ج) اگریک نوترون درداخل تیغه برخوردنماید احتمال نسبی این‌که به‌دوتریوم برخورد نماید چقدراست؟

۳-٥ یک‌باریکه نوترون از چپ به‌یک‌هدف که از $x=0$ تا $x=a$ ادامه دارد وارد می‌شود رابطه‌ای به‌دست آورید که احتمال اولین برخورد نوترون را درنیمه دوم‌هدف به‌دست دهدیعنی برخورد درناحیه $a>x>a/2$ رخ دهد.

۳-٦ احتمال این‌که یک‌نوترون یک‌پویش آزاد متوسط رادریک محیط‌بدون برخورد طی کند چقدراست ؟

۳-۷ یک باریکه نوترون پهن باشدت I_0 به‌یک هدف ضخیم که ماده آن دارای $\sigma_a \gg \sigma_s$ است وارد می‌شود . سطح هدف a وضخامت آن x است رابطه‌ای به‌دست آورید که میزان جذب نوترون رادرهدف به‌دست دهد .

۳-۸ سطح‌مقطع جذب ماکروسکپی اکسید اورانیوم (UO_2) که تا ۳٪ اورانیوم ۲۳٥ غنی‌شده‌است درانرژی۰/۰۲٥۳ev حساب کنید . وزن‌مخصوص اکسید اورانیوم تقریبا ۱۰ گرم درسانتیمتر مکعب می‌باشد .

۳-۹ دربعضی ازراکتورها ازفولادزنگ نزن نوع ۳۰٤ که دانسیته‌آن ۷/۸٦گرم درسانتیمتر مکعب استفاده می‌شود . ترکیب اسمی این‌ماده برحسب درصد وزنی عبارت‌است از: کربن ۰/۸ درصد ، کرم ۱۹ درصدنیکل ، ۱۰ درصدآهن بقیه .سطح مقطع جذب ماکروسکپی فولازنگ نزن ۳۰٤ را درانرژی ۰/۰۲٥۳ الکترون ولت حساب کنید .

۳-۱۰ ترکیبات راکتورهای هسته‌ای اغلب برحسب درصد حجمی بیان می‌شود یعنی کسر حجمی هرناحیه‌ای که‌ازیک ماده خاص تشکیل یافته‌است . نشان‌دهید که سطح مقطع ماکروسکپی مواد مخلوط به‌صورت هموژن از رابطه زیربه دست می‌آید :

$$\Sigma_a = f_1\Sigma_{a1} + f_2\Sigma_{a2} + \cdots$$

که f_i ، Σ_{ai} به‌ترتیب کسرحجمی وسطح مقطع جذب ماکروسکپی عنصر i ام با دانسیته معمولی است .

۳-۱۱- می‌دانیم که سطح مقطع پراکندگی B_i ^{209} از ۰٫۱ تا ۲۰۰ الکترون‌ولت تقریبا برابر ۹ بارن است . شعاع هسته B_i ۲۰۹ را به‌دست آورده با معادله (۳-۲) مقایسه کنید.

۳-۱۲ بااستفاده ازرابطه برایت - ویگنر σ_γ اولین رزنانس اورانیوم ۲۳۸ که در انرژی ۶/۶۷ الکترون ولت قرار دارد حساب کرده رسم کنید . پارامترهای این رزنانس عبارتند از :

$g = ۱$ $\Gamma_\gamma = ۲۶ \text{mev}$ و $\Gamma_n = ۱/۵۲ \text{mev}$ (میلی الکترون ولت)

۳-۱۳ بااستفاده ازفرمول برایت - ویگنر نشان دهید که عرض رزنانس درنیم ارتفاع آن برابر $\frac{\Gamma}{۲}$ است .

۳-۱۴ - در سطح مقطع کل C^{12} ازانرژی ۱ ev ۰٫۰ تا ۱ Mev رزنانس وجود ندارد. اگر سطح مقطع جذب تابش زا این هسته در انرژی ۰٫۰۳۲ ev برابر ۳/۴ mb باشد مقدار σ_γ در انرژی ۱ ev چقدراست ؟

۳-۱۵ در سطح مقطع کل Fe^{56} یک رزنانس مشخص درانرژی ۶۴۶ Kev وجود دارد. درچه انرژیی ، نسبت به‌تراز عادی ، تراز انرژی Fe^{57} که مربوط به‌این رزنانس است وجود دارد .

(راهنمائی بااستفاده ازجرم‌های Fe^{56} و Fe^{57} طبیعی انرژی‌بستگی آخرین نوترون‌را در Fe^{57} حساب کنید).

۳-۱۶ یک‌نوترون ۲ Mev که‌درآب حرکت می‌کند باهسته اکسیژن ۱۶ برخورد سربه‌سر انجام می‌دهد (الف) انرژی نوترون وهسته پس‌ازبرخورد چقدراست؟ (ب) آیاشما انتظار دارید که‌مولکول آب‌پس ازاین برخوردبدون تغییر باقی‌می‌ماند ؟

۳-۱۷ یک نوترون یک‌میلیون الکترون ولتی‌به یک C^{12} که‌درحال‌سکون‌است‌برخورد می‌کند . اگرنوترون پس‌از برخورد الاستیک درزاویه ۹۰ پراکنده شود (الف) انرژی نوترون پراکنده‌شده چقدراست (ب) انرژی هسته‌رانده شده‌چقدراست (ج) هسته رانده‌شده درچه‌زاویه‌ای حرکت می‌کند ؟

۳-۱۸ کسرکاهش متوسط انرژی نوترون را دربرخورد الاستیک باهسته برحسب عددجرمی هسته‌هدف محاسبه رسم‌نمائید

۳-۱۹ - ثابت کنید که‌درصد کسرکاهش متوسط انرژی دربرخورد الاستیک بایک هسته با A بزرگ تقریبا برابر است‌با.

$$\frac{\Delta \overline{E}}{E} \simeq \frac{۲۰۰}{A}$$

۳-۲۰ یک‌نوترون با انرژی Mev ۱/۵ درداخل یک راکتور با آب سنگین به‌هسته برخورد می‌کند . تغییر متوسط وتغییر حداکثر لتارژی رادرچنین برخوردی حساب کنید.

۳-۲۱ فرض می‌کنیم یک نوترون فیسیون که‌انرژی آن Mev ۲ می‌باشد درنتیجه برخوردهای متوالی دریک کند کننده به‌انرژی یک الکترون ولت‌رسیده‌است . اگرنوترون‌درهر برخورد به‌طورمتوسط به‌اندازه ξ لتارژیش افزایش یابد چند برخورد لازم داردتا به‌انرژی‌یک الکترون ولت برسند به‌شرطی که کند کننده (الف) هیدرژن (ب) گرافیت باشد .

۳-۲۲ فلوی نوترون m/Sec . . ۲۲ دریک‌راکتور باآب معمولی $Sec - n/cm^2 . ^{13}$ ۱۰ × ۱/۵ است میزان جذب نوترون‌های حرارتی درآب چقدر است

۳-۲۳ دریک نقطه ازراکتور دانسیته نوترون‌های دانسیته حرارتی $Sec - n/cm^2 . ^8$ ۱۰ × ۱۵ است. اگر درجه حرارت °C ۴۵۰ باشد فلوی نوترون m/Sec ۲۲۰۰ چقدراست ؟

۳-۲۴ یک هدف کوچک ازبرلیوم درمرکز مختصات سه‌بعدی یک‌دستگاه کارتزین قرار دارد و تحت تابش شش باریکه نوترون با انرژی ev ۰.۲۵۳ ر. که دانسیته هرکدام $Sec - n/cm^2 . ^n$ ۱۰ × ۳ است ودرراستای شش‌محور مختلف‌وارد می‌شوند قراردارد.(الف) فلوی نوترون m/Sec . . ۲۲ درمحل هدف چقدر است (ب) چندنوترون دریک‌سانتیمتر مکعب ازهدف درثانیه جذب‌می‌شود

۳-۲۵ وقتی یک نوترون حرارتی با ^{14}N واکنش انجام می‌دهد احتمال این‌که جذب منجربه جذب تابش زاشود چقدراست ؟

۳-۲۶ میله‌های کنترل یک‌راکتور معین ازآلیاژ کادمیوم (۵۰٪ وزنی) اندیوم (۱۵٪ وزنی) ونقره (۸۰٪ وزنی) ساخته شده‌اند. میزان جذب نوترون‌های حرارتی (m/Sec ۲۲۰۰) فلوی $Sec n/cm^2 . ^{13}$ ۱۰ × ۵ را درهرگرم از آلیاژ دردرجه حرارت °C ۴۰۰ حساب کنید (یادآوری: اندیوم یک‌جذب کننده $\frac{1}{v}$ است).

۳-۲۷- با اطلاعات موجود درجدول ۳-۳ آیاشما فکرمی‌کنید که ^{232}Th یک‌ماده فیسیونی است ؟باچه انرژی نوترون فیسیون رخ‌می‌دهد ؟

۳-۲۸ وقتی‌اشعه‌گاما جذب‌هسته‌های سنگین می‌شوند عمل فیسیون رخ می‌دهد . انرژی گاما چقدربایستی باشدتا فیسیون در ^{235}U ، ^{238}U ، ^{239}Pu انجام‌گیرد؟

۳-۲۹ سطح مقطع‌های اورانیوم ۲۳۵ درانرژی یک‌میلیون الکترون‌ولت عبارتنداز: $\sigma_s=4$ ، $\sigma_i=1/4$ ، $\sigma_f=1/2$ و $\sigma_a=1/3$ بارن

سطح‌مقطع کل ونسبت جذب‌تابش‌زا به‌فیسیون (α) را دراین انرژی حساب کنید .

۳-۳۰ اکتیویته پاره‌های فیسیون t ثانیه پس‌از انفجار یک بمب هسته‌ای برابر α_0 است . ثابت کنید که درزمان $t = 7^n t_0$ اکتیویته تقریبا برابر $\alpha = \alpha \times 10^{-n}$ است . این رابطه درسازمان دفاع غیرنظامی به‌قاعده ۷،۱۰ معروف است .

۳-۳۱ فرض می‌کنیم ریزش گردوخاك رادیواکتیو یک انفجارهسته‌ای یک ساعت ازانفجار به‌یک‌محل‌می‌رسد . بااستفاده ازنتایج‌مساله۳-۳۰ اکتیویته رادوهفته‌بعد حساب کنید.

۳-۳۲ بهره‌یک سلاح هسته‌ای رامعمولا برحسب کیلوتن (KT) اندازه می‌گیرند که‌یک کیلوتن برابر $2/6 \times 10^{20}$ میلیون الکترون ولت است . (الف) درانفجار یک بمب صد کیلوتن چندهسته اورانیوم ۲۳۵ شکافته می‌شود (فیسیون) ؟ (ب) اکتیویته کل پاره‌های فیسیون مربوط به‌این انفجار پس ازیک‌دقیقه ، یک‌ساعت‌ویک‌روزچقدراست؟(یادآوری: فرض می‌کنیم که انرژی حاصل ازهرفیسیون Mev ۲۰۰ است) .

۳-۳۳ یک راکتور پژوهشی با قدرت ۲۵۰ کیلووات روزی ۸ ساعت ، ۵ روز در هفته به مدت دوسال کار می‌کند پس‌ازاین مدت‌یکی از ٤ ۲میله‌سوخت‌راکتور رابرای بررسی‌از راکتور خارج می‌کنند . اکتیویته میله سوخت‌را برحسب زمان تا دو سال پس‌ازخارج کردن میله‌سوخت ازراکتور محاسبه ورسم‌نمائید .

۳-۳٤ میزان فیسیون خودبه‌خود اورانیوم ۲۳۸ برای یک‌فیسیون‌برای هر گرم‌در ۰۰ ۱ ثانیه است. نشان دهید که این میزان فیسیون معادل نیمه عمر فیسیون یعنی $0/5 \times 10^{17}$ سال است .

۳-۳۵ پارامتر η رادرانرژی ۰٫۲۵۳ الکترون ولت‌برای اورانیوم غنی‌ازاورانیوم۲۳۵ برحسب درجه غنی شده‌وزنی اورانیوم ۲۳۵ حساب ورسم کنید .

۳-۳٦ فرض می‌کنیم یک کیلوگرم اورانیوم ۲۳۵ بانوترون‌های حرارتی‌فیسیون انجام دهد . جرم(یامعادل‌جرم) هریک‌ازمحصولات زیررابرحسب گرم‌حساب کنید : (الف) نوترون‌ها (ب) اشعه‌بتا (ج) اشعه‌گاما (د) نوترینو(ه) انرژی جنبشی (و) پاره‌های‌فیسیون .

۳-۳۷ راکتور کشتی ساوانا با قدرت ۶۹ مگاوات کار می‌کرد . (الف) در یک مسافرت ۱۰۰۰ میل دریائی که سرعت متوسط آن ۲۰ گره است چقدر اورانیوم ۲۳۵ مصرف می‌کند (ب) این‌مقدار انرژی مصرف شده معادل چند بشکه نفت‌از نوع بانکرسی باارزفیت حرارتی ۶/۵ میلیون بی - تی - یودرهرشبکه است ؟

۳-۳۸ راکتور یکپارچه شماره ۲ ادیسون (ایندین پوینت) طوری طرح‌شده که در قدرت ۲۷۵۸ مگاوات کارکند به‌فرض‌این‌که تمام فیسیون‌ها دراورانیوم ۲۳۵ رخ می‌دهد میزان فیسیون ومصرف اورانیوم ۲۳۵ رابرحسب گرم درروزحساب کنید .

۳-۳۹ باسراجعه به‌مساله قبل کل اکتیویته پاره‌های فیسیون جمع‌شده درراکتورشماره ۲ ایندین-پوینت در یک‌روز پس‌ازخاموش کردن راکتورکه به‌مدت یک‌سال کارکرده است راحساب کنید .

۳-۴۰ سطح مقطع فتوالکتریک سرب‌درانرژی Mev ۰/۶ تقریبا برابر ۱۸ بارن است. σ_{pc}رابرای اورانیوم درهمین انرژی به‌دست آورید.

۳-۴۱ یک فتون Mev ۲ درپدیده کمپتون در زاویه ۳۰ پراکنده می‌شود (الف) انرژی آن پس ازپراکندگی چقدراست (ب) انرژی الکترون رانده‌شده چقدراست (ج) الکترون درچه زاویه‌ای پرتاب می‌شود.

۳-۴۲ ثابت کنید معادله (۳-۵۶) ازمعادله (۳-۵۵) نتیجه می‌شود

۳-۴۳ ثابت کنید که‌حداقل انرژی فتون پراکنده شده درپدیده کمپتون‌از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$(E')_{min} = \frac{EE_e}{2E + E_e}$$

وبرای $E \geqslant E_e$ رابطه به‌صورت زیردرمی‌آید

$$(E')_{min} = \frac{E_e}{2} = 0/255\,Mev$$

۳-۴۴ حداقل انرژی فتون پراکنده شده کمپتون چقدر است اگرانرژی اولیه (الف) Mev ۰/۱ (ب) Mev ۱ (ج) Mev ۱۰ باشد.

۳-۴۵ ضریب تضعیف جرمی شیشه سیلیکا $SiO_2, \rho = 2/21\,g/cm^3$برای اشعه گاما Mev ۳ چقدر است؟

۳-۴۶ معادله (۳-۶۳) رابه‌دست آورید.

۳-۴۷ ضریب تضعیف جرمی‌سرب در Mev ۰/۱۰ برابر $1/84\,cm/g$ است. دراین انرژی واکنش متقابل اصلی پدیده فتوالکتریک است. چه‌ضخامتی ازسرب لازم است تاشدت Mev ۰/۱۰ باریکه اشعه‌گاما را ۱۰۰۰ برابر کاهش دهد؟

۳-۴۸ وزن‌مخصوص هوا درشرایط متعارفی (صفردرجه حرارت سانتی‌گراد ویک‌اتمسفر فشار) برابر $1/293 \times 10^{-3}$ گرم درسانتیمتر مکعب است. پویش آزاد متوسط فتون‌های باانرژی زیر را درتحت این شرایط حساب کنید و با پویش آزاد متوسط مربوط در آب با وزن مخصوص واحد مقایسه کنید (الف) Mev ۰/۱ (ب) Mev ۱ (ج) Mev ۱۰.

۳-۴۹ سطح مقطع کمپتون هر الکترون درانرژی یک میلیون الکترون ولت برابر ۰/۲۱۱۲ بارن‌است. سطح مقطع جذب انرژی کمپتون هرالکترون ۰/۹۲۹ بارن می‌باشد (الف) انرژی متوسط الکترون رانده شده درواکنش کمپتون در این انرژی چقدراست؟ (ب) ضریب تضعیف جرمی و ضریب جذب جرمی آلومینیم وآب را در یک میلیون الکترون ولت حساب کنید.

۳-۵۰ یک باریکه Mev ۰/۱ اشعه گاما باشدت 5×10^6 شعاع گاما بر سانتیمتر

مربع درثانیه به‌یک ورقه نازك ازآلومینیم وآب وارد می‌شود . دراین انرژی‌سطح‌مقطع کمپتون هرالکترون‌برابر۹ ۲ ۴ /. بارن وسطح مقطع جذب انرژی کمپتون برای هرالکترون ۶۸۵ . ر. بارن است. مطلوب‌است محاسبه‌انرژی‌جذب شده درواحدحجم‌پولك‌مربوط‌به(الف)پراکندگی کمپتون و(ب) پدیده فتوالکتریك .

۳-۱ ۵ بردذرات آلفا Mev ۵ را درمحیط‌های زیرتعیین کنید : (الف) هوا C ۱۵ وفشار یک آتمسفر (ب) آلومینیم(ج)سرب(د)آب‌باوزن‌مخصوص واحد (ه) هوای C ۳۰۰ وفشار ۱۰ آتمسفر .

۳-۲ ۵ قدرت نگهدارندگی نسبی محیط‌های مسأله قبل رابه‌دست آورید .

۳-۳ ۵ ضریب تضعیف جرمی‌اشعه بتا Mev ۲ (انرژی حداکثر) و ضریب‌تضعیف‌جرمی اشعه‌گاما Mev ۲ را درآلومنییم مقایسه کنید .

۳-۴ ۵ بردحداکثر ذرات آلفا واشعه بتا Mev ۳ زادرهوای‌متعارف (صفردرجه حرارت سانتی‌گراد وفشاریک‌آتمسفر) به‌دست‌آورید .

۳-۵ ۵ درمجاورت سطح یک میله‌سوخت راکتور در حال کار ،عمل‌فیسیون با شدت S فیسیون در سانتیمتر مکعب در ثانیه انجام می‌گیرد . اگربردمتوسط پاره‌های فیسیون R باشد نشان دهید به‌شرطی که میله‌سوخت غلاف نداشته باشد میزان فرارپاره‌های فیسیون برابر SR/۴ 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 بنیادمهندسی هسته‌ای را تشکیل می‌دهد، حال می‌توان روشی که توسط آن انرژی هسته‌ای برای مقاصد عملی به‌کار می‌رود را در نظرگرفت.

٤-١- واکنش فیسیون زنجیره‌ای

انرژی هسته‌ای به‌طریق واکنش فیسیون زنجیره‌ای آزاد می‌شود. دراین عمل که در شکل ٤-١ نشان داده شده‌است، نوترون‌هائی که از هسته‌های فیسیونی تابش می‌شود در هسته‌های دیگر قابل فیسیون (فیسیونی) ایجاد فیسیون می‌کند. نوترون‌های حاصل از این فیسیون‌ها در هسته‌های قابل فیسیون (فیسیونی) دیگر ایجاد فیسیون می‌کنند واین عمل همچنان ادامه‌می‌یابد. چنین واکنش زنجیره‌ای را می‌توان به‌طورکمی باضریب‌تکثیرکه‌به K نشان داده می‌شود تشریح کرد. این ضریب را می‌توان به‌صورت نسبت تعداد فیسیون‌های (یا تعداد نوترون‌های فیسیون) یک نسل به‌تعدادفیسیون‌های (نوترون‌های فیسیون) نسل قبل تعریف کرد. معادله‌ی آن به‌صورت زیراست.

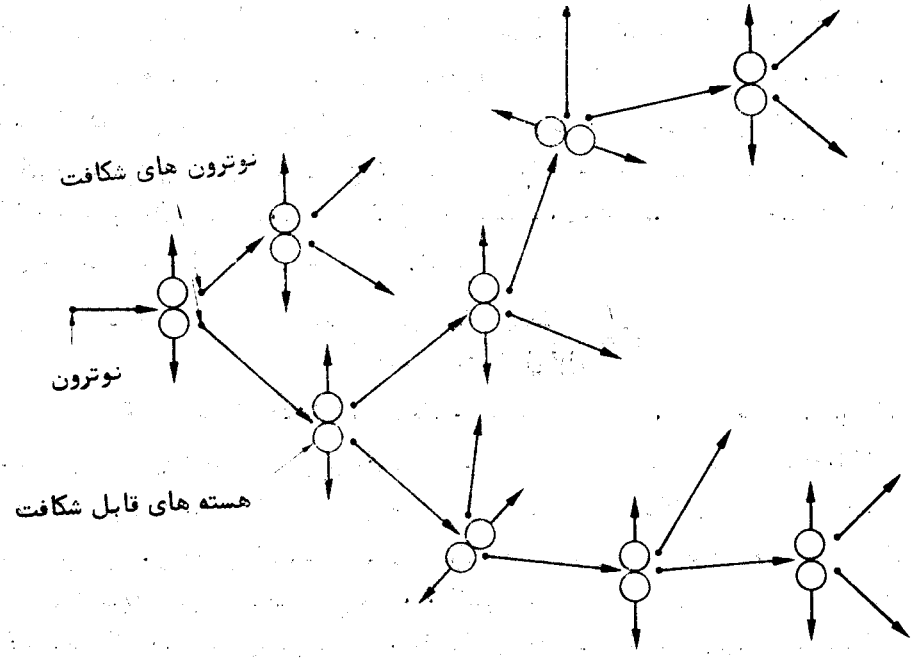
$$K=\frac{\text{تعداد فیسیون‌های یک‌نسل}}{\text{تعداد فیسیون‌های نسل قبل}} \qquad (٤-١)$$

اگر K بزرگتر از یک باشد، از معادله (٤-١) دیده می‌شود که تعداد فیسیون‌ها از یک نسل به‌نسل دیگر افزایش می‌یابد. در این حالت، انرژی آزاد شده در نتیجه‌واکنش زنجیره‌ای نسبت به‌زمان افزایش می‌یابد و واکنش زنجیره‌ای یا دستگاهی که در آن این‌عمل انجام می‌گیرد فوق بحرانی نامیده می‌شود. از طرف دیگر، اگر K کوچکتر از یک باشد، تعداد فیسیون‌ها نسبت به‌زمان کاهش می‌یابد و واکنش زنجیره‌ای تحت بحرانی نامیده می‌شود. بالاخره در یک وضعیت ویژه در حالتی که K مساوی یک است واکنش زنجیره‌ای‌باشدت‌ثابتی ادامه می‌یابد و انرژی دریک سطح یکنواخت آزاد می‌شود ودستگاه را بحرانی‌گویند.

دستگاههائی که به‌نحوی طرح‌ریزی شده‌اند که در آنها واکنش زنجیره‌ای‌قابل کنترل است راکتورهای هسته‌ای نامیده می‌شوند. عمل کنترل دریک راکتور باتغییر دادن مقدار K توسط شخص اپراتور دستگاه انجام می‌گیرد. برای ازدیاد قدرت تولیدی راکتور، اپراتور

مقدار K را به‌بیش‌از یک تغییر می‌دهد تااینکه دستگاه فوق بحرانی شود. وقتی قدرت‌موردنظر حاصل شد اپراتور راکتور باتنظیم K برابر واحد راکتور را به‌حالت‌بحرانی در می‌آورد وازآن به‌بعد راکتور در سطح قدرت مشخص باقی می‌ماند. برای کاهش قدرت یا خاموش کردن راکتور اپراتور فقط K را کاهش می‌دهد وراکتور را به‌حالت تحت بحرانی درمی‌آورد ودرنتیجه قدرت‌خروجی راکتورکاهش می‌یابد. بمب‌های هسته‌ای ومواد‌منفجره بدین ترتیب کنترل نمی‌شوند وبه‌این دستگاهها راکتور اطلاق نمی‌شود. چندنوع راکتور هسته‌ای در قسمت‌های بعدی این فصل تشریح می‌شود.

برای اینکه بتوان یک راکتور رابحرانی کرد، یابه‌عبارت‌دیگر مقدار K راتنظیم کرد، لازم است توازنی در میزان تولید نوترون در راکتور واز بین رفتن آن برقرار شود. نوترون‌ها می‌توانند به‌دو طریق ناپدید شوند. در نتیجه جذب نوترون‌ها در بعضی از واکنش‌ها یا به‌وسیله‌فرار نوترون‌ها از سطح‌خارجی راکتور وقتی میزان جذب به‌اضافه میزان فرار نوترون برابر میزان تولید نوترون باشد، راکتور دراین حالت بحرانی است.



شکل ٤-١ نمایش واکنش فیسیون زنجیره‌ای

اگر میزان تولید نوترون‌بیش‌ازمجموع میزان جذب‌ومیزان‌فرار باشدراکتور فوق‌بحرانی بوده وبرعکس اگر کمتر باشد راکتورتحت بحرانی خواهد بود. همان‌طورکه انتظار می‌رود، میزان تولید، میزان جذب و میزان نشت بستگی به‌اندازه و ترکیب راکتور دارد. در فصول

۵و۶ نشان خواهیم داد که می‌توان یک رابطه دقیق تحلیلی بین این‌سه میزان ازیک‌طرف‌و بین اندازه وترکیب راکتور از طرف دیگر به‌دست آورد. این روابط ابعاد و خواص مواد مورد نیاز یک راکتور، برای این که بحرانی باشند، را به‌دست می‌دهد.

٤-۲ سوخت‌های راکتورهسته‌ای

با بازگشت به‌قسمت ۳-۷ به‌طور متوسط، در مقابل جذب یک نوترون در هسته‌قابل فیسیون یا فیسیونی η‌نوترون فیسیون تابش می‌شود. برای اینکه یک راکتور بحرانی شود واضح است هسته‌های سوخت بایستی دارای ηبزرگتر از واحد باشد. اگر η کوچکتر از یک باشد، فیسیون دریک نسل الزاماً منجر به کمتراز یک فیسیون در نسل‌های بعدی خواهدشد وراکتور هرگز به‌حالت بحرانی نخواهد رسید.

از طرف دیگر ηنمی‌تواند دقیقاً برابر یک باشد زیرا به‌طوری که اشاره شد بعضی از نوترون‌ها خواه ناخواه از طریق جذب‌های غیر فیسیونی یا به‌علت فرار از دستگاه کلا ازبین‌رفته محسوب می‌شوند و لذا حالت بحرانی حاصل نخواهد شد.

بابررسی اطلاعات فیسیون دیده می‌شود در حقیقت هسته‌های قابل فیسیون حرارتی برای نوترون‌های ورودی با هر انرژی و برای هسته‌های قابل فیسیون سریع (غیرفیسیونی) نظیر $Th^{۲۳۲}$ و $U^{۲۳۸}$ بانوترون‌های باانرژی بیش‌از انرژی آستانه‌مقدار η به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای بیش‌از یک است. دراین حالت در مورد هسته‌های غیرفیسیونی فقط آن دسته از نوترون‌ها که در راکتور انرژیشان بیش‌از انرژی آستانه است قادرند عمل فیسیون را باعث شوند. در مورد راکتورهائی که سوخت آنها فقط مواد قابل فیسیون سریع است، در سوخت هسته‌های‌فیسیونی وجود ندارد، مقدار مؤثر ηبرابر مقدار واقعی ηضرب درکسری از طیف نوترون* که‌بالاتراز انرژی آستانه قرار داردمی‌باشد. متأسفانه این مقدار همیشه ازیک کمتراست‌ونتیجه می‌شود که چنین‌راکتورهائی متأسفانه هیچ‌وقت نمی‌توانند تنهاباماده قابل‌فیسیون‌سریع بحرانی‌شوند. بنابر این‌مواد قابل فیسیونی حرارتی از عناصر اساسی سوخت تمام راکتورها می‌باشند.

جداسازی ایزوتوپ‌ها

در طبیعت فقط هسته قابل فیسیون اورانیوم ۲۳۵ با فراوانی ایزوتوپی ٪۷۲/۰ یافت شود وبقیه اورانیوم طبیعی، بجز مقدار بسیارکم اورانیوم ۲۳٤، اورانیوم ۲۳۸ است. بنابراین از هر ۱۳۹ اورانیوم ۲۳۸ یک اتم اورانیوم ۲۳۵ است. باوجودکمی فراوانی ایزوتوپ فیسیونی(حرارتی)می‌توان سوخت‌بعضی از انواع راکتورها را اورانیوم طبیعی‌انتخاب کردوتمام‌راکتورهای اولیه ازاین نوع بودند. اغلب‌راکتورهای‌جدیدبه‌اورانیوم‌غنی‌شده نیاز دارند. یعنی اورانیومی که مقدار اورانیوم ۲۳۵ آن بیش از مقدار طبیعی آن باشد.غنی کردن اورانیوم کار سختی است، زیرا این کار متضمن جداسازی دو ایزوتوپ ۲۳۵ و ۲۳۸می‌باشد

---

* این طیف نوترون‌های فیسیون نیست بلکه طیف انرژی نوترون‌های راکتور است.

که تقریباً دارای یک وزن اتمی هستند. البته نمی‌توان به‌روش شیمیائی عمل جداسازی‌را انجام داد زیرا دو ایزوتوپ یک عنصر اورانیوم هستندو بنابراین جداسازی باید به‌روش‌های فیزیکی انجام‌گیرد. برای این منظور چند روش به‌کار رفته است. موفقترین ومتداولترین روش‌ها روش پخش‌گازی[1] می‌باشد. این روش براساس اختلاف میزان پخش از خلل و فرج محیط پخش می‌باشد که به‌علت اختلاف اوزان مولکولی آنهاست. البته اورانیوم به‌صورت‌گازنیست و جداسازی به‌کمک پخش‌گاز هگزافلورو راورانیوم ،UF_6، انجام می‌گیرد. این یگانه‌ترکیب گازی شکل اورانیوم است که برای عمل پخش به‌کار می‌رود. ضمناً فلور دارای یک‌ایزوتوپ ^{19}F می‌باشد، لذا اختلاف وزن مولکولی مولکولهای UF_6 فقط مربوط به‌اختلاف اوزان ایزوتوپهای اورانیوم است. از آنجاکه وزن مولکولی UF_6 ^{235}وUF_6 ^{238} تقریباً مساوی می‌باشند، لذا در اثر یک‌بار عبورکردن گاز از داخل محیط پخش مقدارکمی اورانیم ۲۳۵ از اورانیوم ۲۳۸ جدا می‌شود، در نتیجه لازم است تعداد زیادی ازاین محیط‌های‌پخش به‌طور پیاپی‌به‌کار برد. بنابراین نیروگاههای پخش گازی عظیم دستگاههای گرانقیمتی می‌باشند. به‌علاوه پمپ‌کردن‌گاز دراین نیروگاهها مقدار فوق‌العاده زیادی برق مصرف می‌کند. تمام نیروگاههای پخش گازی امریکا توسط‌کمیسیون انرژی اتمی ایالات متحده اداره می‌شود که در شرایط متداول نیاز به ۶۰۰۰ مگاوات برق دارد. وبنابراین بزرگترین مصرف‌کننده‌برق در ایالات متحده می‌باشد. دستگاه غنی‌کردن اورانیوم به‌روش پخش‌گازی در ایالات متحده‌علاوه براین‌که نیازهای‌کمیسیون انرژی اتمی را از لحاظ اورانیوم غنی شده برآورده می‌کند در تحت شرایط قانون مالکیت بخش خصوصی مواد هسته‌ای، مصوب‌سال ۱۹٦٤، اورانیوم غنی شده در اختیار صنایع هسته‌ای داخلی‌و خارجی قرار می‌دهد. بنابراین‌کمیسیون انرژی اتمی براساس‌قیمتهای معین، اورانیوم متقاضی راکه به‌صورت UF_6 است باید دریافت‌نماید وآن‌را تاهر مقداری تا٪ ۹۳ وزنی از اورانیوم۲۳۵ غنی‌می‌کند*. (لازم‌به یادآوری است که بر اساس قوانین‌جدیددرسطح جهانی‌حداکثردرجه غنی‌کردن تا٪ ۲۰ است.م)

مقدار ماده تغذیه یعنی ماده شروع یاورودی‌که برای تولید مقدار ماده مورد نظر لازم است بستگی به‌درجه غنی شدن محصول، میزان غنی بودن ماده تغذیه و مقدار غنی‌بودن ماده پس‌ـماند اورانیوم‌که از آن اورانیوم ۲۳۵ خارج می‌شود، دارد. فرض می‌کنیم به عنوان مثال نیاز به‌تولید M_P کیلوگرم اورانیوم غنی شده با کسروزنی‌اورانیوم ۲۳۵، X_Pداریم.مشتری بایستی M_F کیلوگرم اورانیوم غنیX_Fفراهم نماید و اورانیوم پس‌ماندM_T کیلوگرم بادرجه

---

* باوجود این‌که درصد فراوانی ایزوتوپی همیشه به‌نسبت درصد اتمی‌داده می‌شود لکن کمیسیون انرژی اتمی ترجیح می‌دهد که درجه غنی شدن را بادرصد وزنی مشخص‌نماید.

۱- Gaseous Diffusion

غنی x_T خواهد بود . کل عملیات به صورت نمودار در شکل ٤-۲ نشان داده شده است از آنجا که اتلاف اورانیوم وجود ندارد یا کم است، نتیجه می‌شود که

$$M_F = M_P + M_T$$

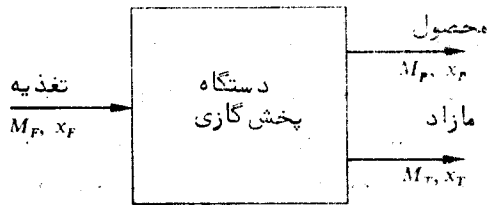
مقدار کل اورانیوم ۲۳۵ قبل وبعداز عمل غنی کردن نیز یکی است بنابراین

$$x_F M_F = x_P M_P + x_T M_T$$

باحذف M_T دراین دو معادله اخیر داریم :

$$M_F = \left(\frac{x_P - x_T}{x_F - x_T} \right) M_P \qquad (۲-٤)$$

این معادله مقدار اورانیوم تغذیه مورد نیاز برای تولید مقدار معین اورانیوم غنی شده را به دست می‌دهد.



شکل ٤-۲ دیاگرام کلی کارخانه پخش گازی

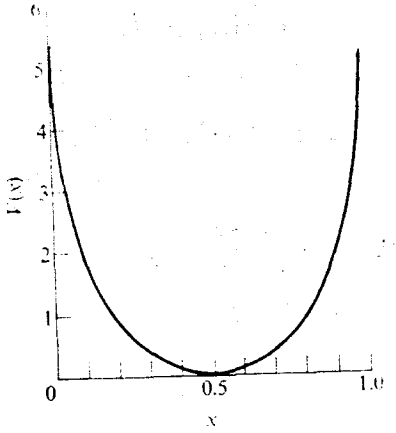
هزینه غنی کردن اورانیوم برحسب واحد مخصوصی به‌نام کار جداکنندگی[۱] بیان می‌شود . این تعریف براساس این واقعیت است که برای جدا کردن ایزوتوپ‌ها باید کار انجام گیرد، ارزش کلی اورانیوم غنی‌شده و پس‌مانده از هرمرحله کارخانه پخش گازی خارج می‌شود باید بزرگتراز ارزش اورانیوم تغذیه همان مرحله باشد. بابحث مفصل نسبتاً پیچیده‌ای که مربوط به‌اصول کار پخش گازی‌است(استخراج این رابطه در منابع داده شده است) می‌توان نشان داد که ارزش اورانیوم برحسب درجه‌غنی بودن آن، X، بر حسب کسر وزنی به‌صورت‌زیر نشان داده می‌شود.

$$V(x) = (۲x - ۱) \ln \frac{x}{۱ - x} \qquad (۳-٤)$$

این تابع در شکل ٤-۳ رسم شده است. همان طورکه در شکل نشان داده شده است مقدار $V(x)$در $x = ۰/۰$صفر است ودر طرفین این نقطه به‌طور متقارن افزایش می‌یابد. بنابر این ارزش اورانیومی که تعداد اتم‌های اورانیوم ۲۳۵/ ۲۳۸ آن مساوی هستند (دلخواه) صفر

۱- Separative work unit، swu

استو از آنجا که برای جداکردن چنین اورانیومی، به‌اورانیوم غنی‌و تهی[۱]، ارزش این دو اورانیوم الزاماً باافزایش یا کاهش x از مقدار ۰/۵ افزایش می‌یابد.



شکل ٤-۳ تابع ارزش اورانیوم برحسب کسر وزنی‌غنی شدن

لازم به‌یادآوری‌است که $V(x)$ یک تابع بدون واحداست که‌ارزش‌سوخت‌غنی را - براساس‌یک پایه دلخواه به‌دست می‌دهد، این ارزش را نباید باهزینه یا قیمت خود ماده اشتباه‌کرد. از آنجا که اورانیوم غنی خیلی بیش‌از اورانیوم تهی مفیدتر می‌باشد، هزینه واقعی اورانیوم غنی به‌طور خطی برحسب درجه غنی‌بودن ماده افزایش می‌یابد.

ارزش کار جداکنندگی مربوط به‌تولید مقدار معینی از ماده برابر ارزش کلی محصول وپس‌ماند نسبت به‌ارزش ماده تغذیه می‌باشد. اگر از M_F ماده تغذیه M_P محصول و M_T پس‌ماند باشد، کار جداکنندگی برابر است با:

$$SW = M_P V(x_P) + M_T V(x_T) - M_F V(x_F) \qquad (٤-٤)$$

که x_P، x_T و x_F به‌ترتیب درجه غنی‌بودن محصول، پس ماند و ماده تغذیه است. از آنجا که

$$M_T = M_F - M_P$$

است معادله ٤-٤ را می‌توان به‌صورت زیر نوشت :

$$SW = M_P[V(x_P) - V(x_T)] - M_F[V(x_F) - V(x_T)] \qquad (٥-٤)$$

باید یادآور شد که کار جداکنندگی دارای واحد جرم (کیلوگرم) است. درحال حاضر (۱۹۷٤) کمیسیون انرژی اتمی هزینه کار جداکنندگی را برابر ٤۷/۸۰ یا ٤۲/۱۰ دلار برحسب نوع قرار داد قرار داده است.

مثال ٤-۱ یک کارخانه سازنده سوخت راکتور احتیاج به ۱۰۰۰۰ کیلوگرم اورانیوم ۳٪ (وزنی) غنی دارد و پیشنهاد کرده است که ماده‌تغذیه را به‌صورت اورانیوم طبیعی تأمین

۱- depleted

می کند. بافرض این که میزان غنی بودن پس‌مانده٪۲/۰ (وزنی) باشد (الف)چه‌مقدار اورانیوم به‌عنوان تغذیه مورد نیاز است (ب) هزینه غنی کردن چقدر خواهد بود؟

حل: (الف) اورانیوم طبیعی حاوی ٪۰/۷۱۱ (وزنی) اورانیوم ۲۳۵ است که براساس فراوانی ایزوتوپ ٪۰/۷۲ اتمی می‌باشد. بنابراین از معادله ٤-۲ نتیجه می‌شود:

$$M_F = \frac{۰/۰۳-۰/۰۰۲}{۰/۰۰۷۱۱-۰/۰۰۲} \times ۱۰۰۰۰ = ۵۴۷۹۵ \text{ کیلوگرم}$$

(ب) در محاسبه $V(x)$ وقتی $x < ۰/۵$ است برای اینکه جواب منفی نشود معادله (٤-۳) را به‌صورت زیر می‌نویسیم :

$$V(x) = (۱ - ۲x) \ln \frac{۱ - x}{x}$$

لذا ارزش محصول با ۳٪ (وزنی) غنی‌بودن برابر است با :

$$v(۰/۰۳) = (۱ - ۲ \times ۰/۰۳) \ln \frac{۱ - ۰/۰۳}{۰/۰۳} = ۳/۲۶۷$$

وهمچنین باروش مشابه داریم:

$$V(۰/۰۰۷۱۱) = ٤/۸۶۹ \text{ و } V(۰/۰۰۲) = ۶/۱۸۸$$

از معادله (٤-۵) نتیجه‌می‌شود که کار جدا کنندگی برابر است با:

$$SW = ۱۰^٤ (٤/۸۶۹ - ۶/۱۸۸) - ۵۴۷۹۵ (۳/۲۶۷ - ۶/۱۸۸)$$

$$= ۴۳۰۶۵ \text{ کیلوگرم}$$

بادانستن این که هرواحد کارجدا کنندگی ٤۷/۸۰ دلار ارزش دارد مخارج غنی کردن برابر است با :

$$۴۳۰۶۵ \times ٤۷/۸۰ = ۲۰۵۸۰۵۰۷ \text{ دلار}$$

کمیسیون انرژی اتمی جداول و منحنی‌هائی تهیه کرده که محاسبات از این نوع را آسان کرده است.

دو روش دیگر برای جدا کردن ایزوتوپها را باید نام برد. همزمان باتوسعه وتکامل عمل پخش‌گازی در زمان جنگ دوم جهانی کوششی برای استفاده از الکترومغناطیس برای جداسازی نیزبه کار رفت .

این روش براساس اسپکتروستر جرمی است.گاز اورانیوم یونیزه را باسرعت‌وارد میدان مغناطیسی می کنند دراین کار مولکول‌های سنگین‌تر گاز در مسیر با شعاع بزرگتری نسبت به مولکول‌های سبک‌تر حرکت می کنند. ذرات باریکه در نقطه مخصوصی جمع شده و تقریباً جدائی کامل ایزوتوپهای اورانیوم حاصل می‌شود. متأسفانه پس‌از اینکه دستگاه‌جداسازی الکترومغناطیس شروع به کارکرد معلوم‌گردید که‌این‌روش غنی سازی‌درمقیاس‌بزرگ کمتراز دستگاه پخش‌گازی‌اقتصادی‌است. در هرحال در مقیاس آزمایشگاهی برای غنی کردن مقادیر کم عناصر دریک ایزوتوپ معین ازاین 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 می‌دهند و آن را باسرعت زیاد می‌چرخانند. دوران ظرف، نیروی جاذبه‌ای به‌وجود می‌آورد و در نتیجه ذرات سنگین‌تر تمایل به‌محیط ظرف حرکت می‌کنند در حالی که ذرات سبکتر در حدود وسط ظرف باقی می‌مانند. موضوع جالب توجه در روش گریز از مرکز درجه جداسازی در هر مرحله بستگی به‌اختلاف بین جرم ذرات دارد، در حالی که در عمل پخش‌گازی جداسازی در هر مرحله بستگی به‌ریشه دوم نسبت جرم ذرات دارد. اما در عمل گریز از مرکز مسائلی وجود دارد که ازجمله اطمینان در حرکت سریع ذرات در تحت فشار زیاد است. این موضوع مهمی است، زیرا می‌توان نشان داد که جنبه اقتصادی روش گریز از مرکز به‌شدت بستگی (به‌توان پنج) به‌سرعت محیط اطاقک چرخان دارد و بنابراین چنین اطاقک‌هائی 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 می‌توان دید که آیا روش گریز از مرکز می‌تواند مانند روش رقیب خود سوخت هسته‌ای ارزان به‌دست دهد.

تبدیل وزایش

در قسمت بعد نشان خواهیم داد که ذخائر اورانیوم ۲۳۵ به اندازه‌ای نیست که بتواند سوخت مورد نیاز پیش‌بینی شده در آینده را تأمین نماید. در حقیقت، اگر انرژی هسته‌ای به‌تنهائی براساس فیسیون اورانیوم ۲۳۵ باشد، دوران انرژی هسته‌ای نسبتاً کوتاه خواهد بود و احتمالاً کمتر از یک قرن می‌باشد. خوشبختانه می‌توان بعضی از ایزوتوپهای فیسیونی را از مواد قابل فیسیون فراوان به‌کمک روشی به‌نام تبدیل تهیه کرد و به‌این روش می‌توان اطمینان حاصل کرد که منبع انرژی هسته‌ای نامحدودی در دنیا وجود خواهد داشت.

مهمترین دو ایزوتوپ فیسیونی که به کمک تبدیل به‌وجود می‌آیند اورانیوم ۲۳۳ و پلوتونیم ۲۳۹ می‌باشند. اورانیوم ۲۳۳ از جذب یک نوترون در توریوم به‌وجود می‌آید. واکنش مربوطه عبارت است از:

$$^{۲۳۲}\mathrm{Th}(n,\gamma)^{۲۳۳}\mathrm{Th} \xrightarrow[۲۲٫۲\,\mathrm{m}]{\beta^-} {}^{۲۳۳}\mathrm{Pa} \xrightarrow[۲۷٫۴\,\mathrm{d}]{\beta^-} {}^{۲۳۳}\mathrm{U} \qquad (۶-۴)$$

ایزوتوپ $^{۲۳۳}\mathrm{P_a}$ پروتاکتینیوم نامیده می‌شود. در نتیجه واکنش (۶-۴) ایزوتوپ غیر قابل فیسیون توریوم ۲۳۲ به‌اورانیوم ۲۳۳ قابل فیسیون تبدیل می‌شود. ایزوتوپهائی نظیر $^{۲۳۲}\mathrm{Th}$ که قابل فیسیون نیستند از آنها ایزوتوپ قابل فیسیون تولید می‌شود ماده زاینده نامیده می‌شوند.

واکنش‌های (۶-۴) را می‌توان نسبتاً به‌سادگی به‌وجود آورد. توریوم طبیعی تماماً ایزوتوپ ۲۳۲ آن است. بنابراین فقط لازم است که توریوم را به‌صورت ترکیبی در داخل یک راکتور بحرانی تحت تابش نوترون قرار داد. پس از مدت مناسبی تابش دهی، وقتی که مقدار

اورانیوم۲۳۳ به یک سطح معین رسیده باشد، توریوم را از راکتور خارج کرده و اورانیوم۲۳۳ آن‌را از توریوم جدا می‌کنند. عمل جداسازی را می‌توان به کمک روش‌های شیمیائی انجام‌داد زیرا توریوم و اورانیوم دو عنصر شیمیائی کاملا 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. باوجود این توریوم به‌عنوان یک منبع مهم‌سوخت هسته‌ای به‌حساب می‌آید.

پلوتونیوم ۲۳۹ نیز درطی واکنشی نظیر (٤-٦) به‌وجود می‌آید، یعنی :

$$^{۲۳۸}U(n,\gamma)\ ^{۲۳۹}U \xrightarrow[۲۳٫٥m]{\beta^-}\ ^{۲۳۹}Np \xrightarrow[۲٫۳٥d]{\beta^-}\ ^{۲۳۹}Pu \qquad (۷-٤)$$

در این حالت ایزوتوپ زاینده ^{۲۳۸}U و هسته واسطه نپتونیوم ۲۳۹ است. برای درك این واکنش‌ها در عمل اورانیوم ۲۳۸ باید در راکتور تحت تابش نوترون قرارگیرد. این عمل در اغلب راکتورهای قدرت معمولی خود به‌خود انجام می‌گیرد. به‌طوری که‌قبلا یادآور شدیم اغلب راکتورهای امروزی دارای سوخت اورانیوم هستند که فقط به‌مقدار کمی از لحاظ اورانیوم ۲۳۵ غنی شده‌است. بنابراین عملا تمام سوخت این راکتورها اورانیوم ۲۳۸ می‌باشد.

تبدیل اورانیوم ۲۳۸ به‌پلوتونیوم ۲۳۹ در جریان کار طبیعی این راکتورها انجام می‌گیرد. پلوتونیوم حاصل را پس‌از خارج کردن سوخت‌از راکتور جدامی‌کنند ونظیر حالت توریوم- اورانیوم ۲۳۳، اورانیوم ۲۳۸ و پلوتونیوم ۲۳۹ را می‌توان به‌طریق شیمیائی ازهم جداکرد زیرا اورانیوم و پلوتونیوم نیز دو عنصر کاملامتفاوت هستند. به‌طوری که‌در زیر نشان خواهیم داد کمی شك وجود دارد، که در آینده پلوتونیوم ۲۳۹ مهمترین سوخت هسته‌ای به شمار آید.

عمل تبدیل را به‌طور کمی با پارامتر C بیان می‌کنند که‌نسبت تبدیل[۱] یاگاهی‌نسبت زایش[۲] نامیده می‌شود. این نسبت برابر تعداد متوسط اتم‌های قابل شکافت تولید شده در راکتور در مقابل هر اتم قابل شکافت مصرف شده است. لذاوقتی N اتم سوخت مصرف‌می‌شود NC اتم زاینده به اتم‌های قابل شکافت جدید تبدیل می‌شود، در این صورت اگر ایزوتوپ قابل شکافت جدید از همان نوع ایزوتوپهای سوخت راکتور باشد در مقابل مصرف شدن‌آنها $NC\times C=NC^۲$ اتم زاینده تبدیل به اتم قابل شکافت می‌گردد، این‌اتم‌ها نیز N اتم قابل شکافت به وجود می‌آورند و این عمل همچنان ادامه پیدامی‌کند. بدین ترتیب به‌آسانی دیده می‌شود که در نتیجه مصرف‌شدن N اتم سوخت تعداد

$$NC+NC^۲+NC^۳+\cdots=\frac{CN}{۱-C}$$

۱- Conversion ratio ۲- Breeding ratio

از اتم‌های زاینده به‌اتم‌های قابل‌شکافت تبدیل می‌شود، به‌شرطی که C کوچکتر از یک باشد. اگر C = ۱ باشد به‌مقدار بینهایت از ماده زاینده می‌تواند در مقابل یک مقدار معین سوخت اولیه به‌اتم‌های قابل‌شکافت تبدیل شود.

مثال ٤-۲ در یک راکتور بحرانی باسوخت‌اورانیوم طبیعی در مقابل جذب هرنوترون در $U^{۲۳۵}$، ۰/۲۰٤. نوترون در رزنانس‌های اورانیوم ۲۳۸ و ۰/٦٤. نوترون در انرژی‌های حرارتی جذب اورانیوم ۲۳۸ می‌شود.

در این راکتور اساساً هیچ‌گونه نوترونی از دستگاه فرارنمی کند (الف) نسبت تبدیل برای این راکتور چقدر است؟ (ب) از سوخت یک کیلوگرم اورانیوم ۲۳۵ چند کیلوگرم پلوتونیوم ۲۳۹ تولید می‌شود؟

حل. (الف) از جذب هرنوترون در اورانیوم ۲۳۸ (جذب چه در رزونانس‌ها رخ دهد چه در انرژی‌های حرارتی) از طریق واکنش (٤-۷) یک اتم پلوتونیوم ۲۳۹ تولید می‌شود. به‌علاوه از جذب هرنوترون در هسته اورانیوم ۲۳۵ آن هسته ازبین می‌رود. هسته حاصل یا عمل شکافت انجام می‌دهد و یا با تابش اشعه‌گاما به‌اورانیوم ۲۳۶ (نسبتاً پایدار) تبدیل می‌شود. بنابراین تعداد اتم‌های $Pu^{۲۳۹}$ تولید شده در مقابل مصرف هر اتم $U^{۲۳۵}$ برابر - ۰/۸۹٤ = -۰/٦٤ + ۰/۲۰٤. است. برطبق تعریف این‌عدد معرف ضریب تبدیل یعنی ۰/۸۹٤ = C می‌باشد.

(ب) مصرف یک کیلوگرم اورانیوم ۲۳۵ متضمن از بین رفتن $\frac{۱۰۰۰N_A}{۲۳۵}$ اتم اورانیوم ۲۳۵ درنتیجه‌جذب همین تعداد نوترون می‌باشد که N_A عدد آووگادرو است. براساس تعریف ضریب تبدیل C این مقدار مصرف اورانیوم ۲۳۵ همراه با تولید $\frac{۱۰۰۰N_AC}{۲۳۵}$ اتم پلوتونیوم است که‌جرم کل‌آن $\frac{C \times ۱۰۰۰ \times ۲۳۹}{۲۳۵}$ گرم یا $\frac{۲۳۹C}{۲۳۵}$ کیلوگرم می‌باشد ودرمقابل‌مصرف یک کیلوگرم اورانیوم ۲۳۵ منجر به‌تولید مقدار پلوتونیوم‌زیر می‌شود:

$$۰٫۸۹٤ \times \frac{۲۳۹}{۲۳۵} = ۰٫۹۰۹ Kg\ Pu^{۲۳۹}$$

مهمترین حالت وقتی رخ می‌دهد که C بزرگتر از یک باشد. در این حالت در مقابل مصرف هر اتم شکافت‌پذیربیش‌از یک‌اتم شکافت‌پذیرتولید می‌شود که‌این‌عمل‌را زایندگی می‌نامند. راکتورهائی که براساس زایندگی طرح شده‌اند را راکتورهای زاینده یا ساده‌تر زاینده می‌نامند. راکتورهائی که فقط هسته را تبدیل می‌کنند مبدل‌ها می‌نامند و راکتورهائی که نه‌عمل تبدیل و نه‌عمل زایندگی را انجام می‌دهند و فقط سوخت مصرف‌می‌کنند سوزاننده نامیده می‌شوند. زاینده‌ها دستگاههای شاخصی هستند که زیراعلاوه برتأمین قدرت از طریق انرژی شکافت آنها واقعاً سوخت شکافت‌پذیر 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 ازیک نقطه نظر این که برای عمل تبدیل η باید از یک و برای عمل زایندگی η بایستی در دو بزرگتر باشد . این موضوع به‌آن علت است که در هرراکتوری یک نوترون شکافت بالاخره بایستی در سوخت جذب شود. تااینکه حالت شکافت زنجیره‌ای بحرانی حفظ شود و درضمن اگر راکتور زاینده باشد باید بیش از یک نوترون در ماده زاینده جذب شود تا ایزوتوپ شکافت‌پذیر تولید شود . در حقیقت η باید به‌مقدار قابل ملاحظه‌ای، همان‌طوری که قبلا اشاره شد، بیش از دو باشد زیرا تعدادی از نوترون‌ها خواه ناخواه در مواد غیر سوختی جذب شده یا از راکتور فرارمی کنند.

در این باره لازم است بدانیم که η یک کمیت ثابت نیست بلکه بستگی به‌انرژی نوترون که شکافت را ایجاد می کند دارد. تغییرات η برحسب انرژی نوترون برای همه ایزوتوپ‌های شکافت‌پذیر U^{233}، U^{235} و Pu^{239} در شکل(٤-٤)نشان داده شده‌است. مقدار η برای U^{233} با نوترون حرارتی یعنی ۰٫۰۲۵۳ ر. $E \simeq$ الکترون ولت حدود ۲/۲۹ است که به‌اندازه کافی بیش از ۲ می‌باشد که بتواند عمل زایش را انجام دهد.

بنابراین راکتوری باطرح مناسب که سوخت آن اورانیوم ۲۳۳ و شکافت آن بانوترون‌های حرارتی انجام‌می‌گیرد راکتور حرارتی نامیده شده می‌تواند عمل زایش را انجام‌دهد.در مقابل، مقدارحرارتی η برای هسته‌های اورانیوم ۲۳۵ و پلوتونیوم ۲۳۹ که به ترتیب ۲/۰۷و ۲/۱٤ می‌باشند به‌اندازه کافی از دو بزرگتر نیستند که بتوانند برای زایش به‌کار روند.

بازگشت به‌شکل ٤-٤ دیده می‌شود که درگام انرژی متوسط از حدود ۰٫۱ ev تا ۱۰۰ Kev برای اورانیوم ۲۳۵ واز حدود ۰٫۱ ev تا ۲۰ Kev برای پلوتونیوم ۲۳۹ مقدار η کمتراز 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 می‌تواندبه‌میزان محدودی زاینده باشد. به‌شرطی که سوخت آن‌را اورانیوم ۲۳۳ انتخاب نمائیم. مقدار η برای اورانیوم ۲۳۳ در انرژی متوسط ظاهراً به‌مقدارکافی بیشتر از دومی‌باشد که بتواند شکافت را امکان پذیر نماید (به قسمت ٤-٦ مراجعه نمائید). به‌طوری که در شکل ٤-٤ نشان‌داده شده است مقدار η در انرژی بیش از ۱۰۰ Kev به‌مقدار قابل ملاحظه‌ای برای هرسه سوخت شکافت‌پذیر بیش از دو می‌باشد. بنابراین اگر راکتور را به‌نحوی‌طرح‌ریزی نمائیم که بیشترشکافت بانوترون‌های باانرژی بالا رخ دهند می‌توان یا هرسه این سوخت‌ها عمل زایش را انجام داد. راکتورهای از این نوع را راکتور سریع و یا از آنجا که معمولا طوری طرح‌ریزی شده‌اند که زاینده باشند زاینده‌های سریع می‌نامند.

میزان زایش در یک راکتور را با بهره زایش بیان می کنند این پارامتر را با G

۱- Breeding Gain

نمایش می‌دهند. بهره زایش را می‌توان ازدیاد خالص تعداد اتم‌های شکافت‌پذیر در یک راکتور در مقابل مصرف شدن یک اتم سوخت تعریف کرد. از آنجا که G نسبت زایش کل تعداد اتم‌های سوخت تولید شده در مقابل یک اتم مصرف شده است نتیجه می‌گیریم که G , C بوسیله رابطه ساده مهم زیر مرتبط می‌شوند.

$$G = C - 1 \qquad (۸-٤)$$

فرض می‌کنیم $C = ۱/۲$ باشد. این بدان معنی است که ۱/۲ اتم تازه در مقابل هر اتم مصرف شده تولید می‌شود. واضح است که ازدیاد خالص تعداد اتم‌های سوخت در مقابل هر اتم مصرف شده برابر ۲/. است.

زایش را نیز می‌توان برحسب زمان مضاعف بیان کرد. زمان مضاعف یک مدت زمان فرضی است که در طول این مدت مقدار ماده شکافت‌پذیر (یا ماده مربوط به آن) راکتور دوبرابر می‌شود. برای محاسبه زمان مضاعف فرض می‌کنیم راکتور در یک قدرت حرارتی ثابت P_o مگاوات کار می‌کند. این راکتور بطور یکنواخت WP_o گرم ماده شکافت‌پذیر در روز مصرف می‌کند، W میزان مصرف سوخت برای هر واحد قدرت راکتور می‌باشد. (در مورد راکتور با سوخت اورانیوم ۲۳۵ برطبق قسمت ۳-۷ $W = ۱/۲۳$ گرم در هر روز برای هر مگاوات حرارتی است). این مقدار معادل مصرف $\frac{WP_oN_A}{M_f}$ اتم سوخت می‌باشد که A_A عدد آووگادرو و M_f وزن اتمی (جرم اتمی) سوخت می‌باشد. از تعریف بالا در مورد G از مصرف $\frac{WP_oN_A}{M_f}$ اتم سوخت $\frac{GWP_oN_A}{M_f}$ اتم سوخت جدید تولید می‌شود که بیشتر از مقدار مصرف شده است و این بدان معنی است که میزان تولید خالص GWP_o گرم سوخت در روز می‌باشد*. اگر سوخت جدید از راکتور خارج نشود، مقدار کل سوخت دستگاه بطور خطی برحسب زمان نسبت به مقدار اولیه m_o سوخت افزایش می‌یابد.

زمان مضاعف خطی t_{DI} را می‌توان مدت زمانی تعریف کرد که لازم است تا مقدار سوخت راکتور به مقدار $۲m_o$ برسد. لذا واضح است که:

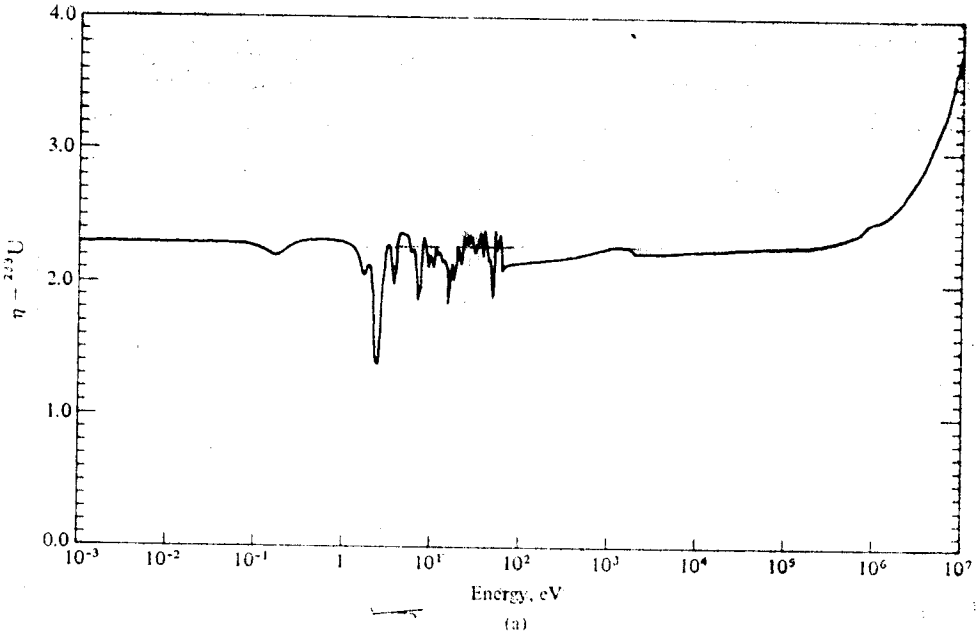
$$GWP_o \times t_{DI} = m_o$$

و

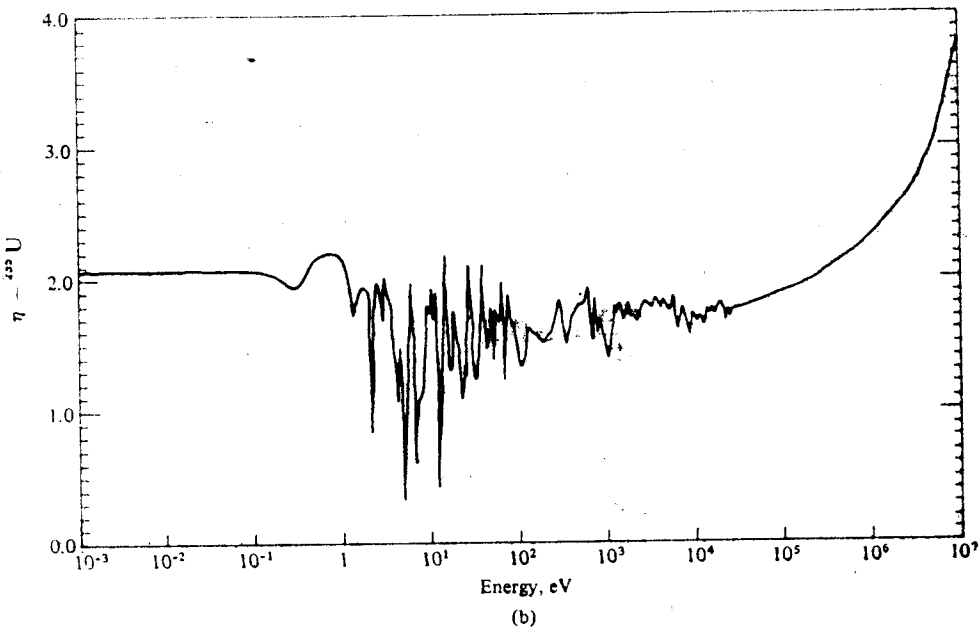
$$t_{DI} = \frac{m_o}{GWP_o} \qquad (۹-٤)$$

---

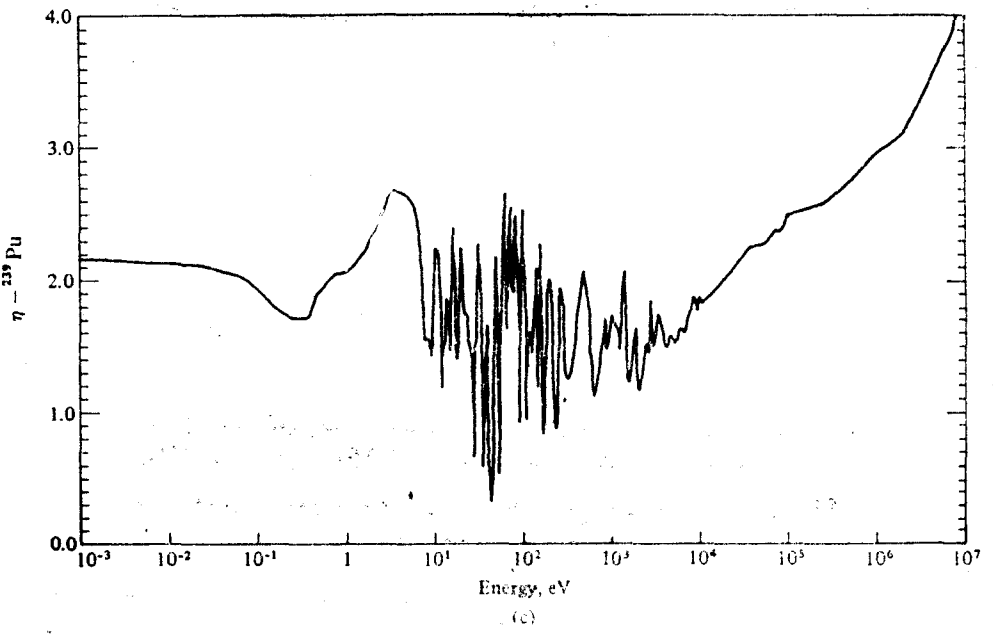
* فرض می‌کنیم که سوخت تولید شده تازه دارای همان وزن اتمی (جرم) سوخت مصرف شده است. اگر وزن اتمی متفاوت باشند این مقدار باید در نسبت اوزان اتمی آنها ضرب شود.



شکل ٤-٤ تغییراتη برحسب انرژی برای (الف) برای^{233}U (ب) برای ^{235}U (پ) برای ^{239}Pu (این منحنی‌ها با استفاده اطلاعات روی نوار مغناطیسی موجود درمرکز ملی سطح‌مقطع های نوترون در آزمایشگاه‌ملی بروك هیون رسم شده‌اند)



به‌آسانی 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 که‌خارج شود و با سوخت‌های خارج شده از راکتورهای زاینده دیگر به‌عنوان سوخت در راکتور زاینده دیگری به‌کار رود. بدین ترتیب، کل قدرت تولیدی در تمام سوخت‌ها باازدیاد جرم‌سوخت افزایش می‌یابد و سوخت اضافی را می‌توان برای راکتور دومی به‌کار برد.



(c)

می‌توان ثابت کرد (به‌مساله ٦-٨ مراجعه شود) که قدرت تولید شده دریک راکتور متناسب باجرم سوخت آن است‌یعنی :

$$P = \beta m \qquad (١٠ - ٤)$$

که β 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:

$$m = m_o e^{GW\beta t} \qquad (۱۱-٤)$$

که m_o مقدارجرم اولیه سوخت است

زمان مضاعف اکسپنانسیلی t_{De} مدت زمانی است که در آن مدت مقدار m برطبق معادله ٤-۱۱ برابر m_o ۲ شود. به‌آسانی می‌توان دید که

$$t_{De} = \frac{\ln(۲)}{GW\beta} \qquad (۱۲-٤)$$

ازمعادله(٤-۱۱)مقدار β برابراست‌با:

$$\beta = \frac{P_o}{m_o}$$

P_o قدرت اولیه راکتور است. با قرار دادن مقدار β در معادله (٤-۱۲) زمان مضاعف - اکسپنانسیلی به‌دست می‌آید.

$$t_{Dt} = \frac{m_o \ln(۲)}{GWP_o} \qquad (۱۳-٤)$$

از مقایسه دو معادله (٤-۹) و (٤-۱۳) رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$t_{De} = t_{Dl}\ln(۲) = ۰٫۶۹۳ t_{De} \qquad (۱٤-٤)$$

در شکل (٤-٥) ازدیاد سوخت در زمان‌های‌مضاعف t_{Dl} و t_{De} نشان داده شده‌اند. در عمل t_{Dl} و t_{De} هردو به کار می‌روند. به‌هرحال، چون t_{De} تغییرات تراکم سوخت را بهتر منعکس می‌کند اغلب به‌این زمان زمان مضاعف گفته می‌شود.

لازم به‌یادآوری است که‌زمان واقعی‌لازم‌برای یک راکتورکه موادشکافت‌پذیر آن دو برابر شود بزرگتر از هریک از دو زمان‌های مضاعف محاسبه شده بالا می‌باشد، زیرا زمان لازم برای خارج کردن سوخت‌تولیدشده تازه از راکتور و عملیات شیمیائی برای جداکردن و ساختن میله‌های سوخت جدید در استخراج روابط بالا حذف شده‌اند. باوجود این، زمان‌مضاعف یک معیار منطقی از نحوه کاریک راکتور زاینده می‌باشد. لذا اگر تمام شرایط یکی باشد(که هرگزاین‌طورنیست)بهترین راکتورزاینده‌آن‌راکتوری‌است که‌مقدار این زمان کمترین باشد.

مثال ٤-۳ یک راکتور زاینده فرضی‌دارای سوخت مخلوطی از پلوتونیوم ۲۳۹ - اورانیوم ۲۳۸ است.وقتی راکتور در حداکثر قدرت کارمی‌کند، میزان مصرف پلوتونیوم تقریباً برابر یک‌کیلوگرم در روز است. راکتور در آغازکار دارای ۵۰۰ کیلوگرم پلوتونیوم می‌باشد و بهره زایش برابر ۱٥/. است.

(الف) باچه شدتی پلوتونیوم ۲۳۹ تولید می‌شود؟ (ب) زمان مضاعف خطی و اکسپنانسیل این راکتور را حساب کنید .

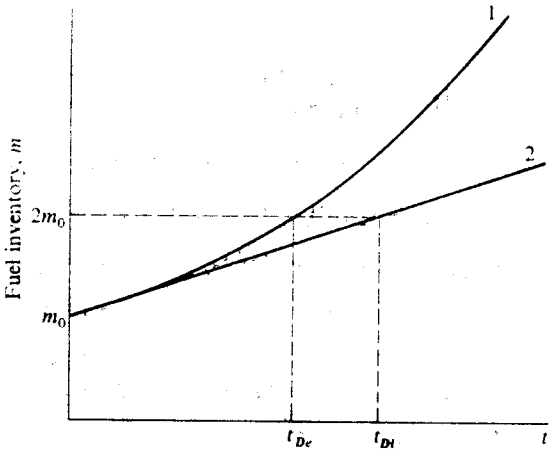
حل: (الف) از تعریف بهره زایش برمی‌آید که در مقابل هراتم پلوتونیوم که مصرف می‌شود ۱۰/. کیلوگرم پلوتونیوم اضافی به‌وجود می‌آید، از آنجا که میزان مصرف پلوتونیوم برابر یک کیلوگرم در روز است، نتیجه می‌شود که میزان آنی تولید پلوتونیوم برابر ۱۰/. کیلوگرم در روز یاحدود ۵۰ کیلوگرم درسال است.

(ب) ضریب WP_0 در معادله (۴-۹) میزان کل مصرف است که در این مساله یک کیلوگرم در روز است ازآن معادله نتیجه می‌شود که

$$t_{DI} = \frac{\text{۵۰۰ کیلوگرم}}{\text{۱۰/. کیلوگرم در روز}} = \text{۹٫۱ سال}$$

بااستفاده از معادله (۴-۱۴) زمان مضاعف اکسپانسیل برابر است با:

$$t_{DI} = ./۶۹۳ \times ۹٫۱ = ۶٫۳ \text{ سال}$$



شکل ۴-۵ ازدیاد مقدار سوخت در اثر زایش تحت دو شرط (۱) سوخت جدید تولید شده مرتباً از راکتور خارج شده و برای زایش بعدی به‌کار می‌رود (۲) سوخت جدید در راکتور باقی می‌ماند.

برای سهولت در نمایش هسته‌های شکافت‌پذیرو زاینده اغلب آنها را با کدهائی که در طرح «من‌هم‌تن» در زمان جنگ دوم جهانی ارائه شد معرفی می‌کنند. فرض کنید که عدد اتمی Z وعدد جرم اتمی هسته‌ای A باشد، در این صورت $Z = ab$، $A = cde$ که a، b و e... ارقام (اعداد تک رقمی) هستند نشان داده می‌شوند. لذا برطبق کد هسته مورد سخن بوسیله یک عدد دو رقمی be مشخص می‌شود.

بنابراین $^{۲۳۵}_{۹۲}U$ ؛ ۲۵ ، $^{۲۳۸}_{۹۲}U$ ؛ ۲۸ ، $^{۲۳۹}_{۹۴}Pu$ ؛ ۴۹ ، $^{۲۴۱}_{۹۴}Pu$ ؛ ۴۱ نشان داده می‌شوند. این کدها اغلب علامت‌گذاری را ساده می‌کنند و در سرتاسر این کتاب به‌کار می‌روند.

۴-۳ منابع انرژی هسته‌ای

انگیزه توسعه و تکامل راکتورهای قدرت بیشتر انتظار به‌دستیابی به‌یک منبع انرژی الکتریکی نامحدود و ارزان قیمت می‌باشد. درست است که راکتورهای زیادی برای به‌حرکت درآوردن کشتی ها و مقاصد دیگر ساخته شده‌اند، لکن نیروی اصلی در توسعه صنعت هسته‌ای در زمان حال و آینده مربوط به‌نیاز روزافزون الکتریسته است. بنابراین، لازم است رشد صنعت هسته‌ای قابل پیش‌بینی ، نقش نیروی هسته‌ای و نیاز به‌سوخت هسته‌ای را یادآورشد.

اولین نیروگاه تولید برق به‌قدرت ۷۵۰ کیلووات در سال ۱۸۸۲ در شهر نیویورک به‌کار افتاد. از آن زمان صنعت نیروی الکتریکی رشد فوق‌العاده‌ای کرده وتاسال ۱۹۷۰ - ظرفیت کل تولیدی برق در ایالات متحده امریکا به ۳۴۴۰۰۰ مگاوات رسیده بود. درآن زمان‌ظرفیت تولیدی برق در سرتاسر دنیا بالغ بریک میلیون مگاوات بود. در سالهای دهه ۱۹۶۰ رشد ظرفیت تولیدی برق در ایالات متحده حدود ۶/۲ درصد بود.بااین 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 الکتریسیته 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 درخیلی از کشورها و استفاده از نیروی الکتریکی در بسیاری ازکاربردهای تازه را نام برد. بدون توجه به‌وقایع غیرقابل پیش‌بینی، این نیروهای‌اقتصادی و اجتماعی بدون شک تامدتی در آینده ادامه خواهدیافت ونیازبه توسعه‌صنعت هسته‌ای‌خواهدبود.

البته بسیار مشکل است که بتوان بااطمینان میزان رشد ظرفیت و تولید الکتریسیته را در آینده پیش‌بینی کرد. باوجود این اغلب ملت‌های دنیا سعی دارندکه نیازهای خودرا به انرژی‌برای مقاصد مختلف پیش‌بینی نمایند تااین‌که امکانات تولید زیاد انرژی به‌موقع تأمین وسوخت لازم در مواقع نیاز مهیا باشد. چنین پیش‌بینی هائی در ایالات متحده توسط کمیسیون مرکزی انرژی انجام‌گرفته 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 ومصرف سرانه برق در سال به‌رقم حیرت‌آور ۳۸۰۰۰ کیلووات ساعت خواهد رسید. براساس آمار سازمان ملل متحدظرفیت کل در دنیا به حدود هفت میلیون مگاوات خواهد رسید. براساس آمار سازمان برای تولیدبرق سه‌نوع نیروگاه وجوددارد: نیروگاههای آبی که ازانرژی سقوط آب استفاده می کنند، نیروگاههای

فسیلی که از انرژی سوخت زغال‌سنگ، نفت یاگاز بهره‌گرفته می‌شود ونیروگاههای هسته‌ای که براساس شکافت هسته‌ای طرح ریزی شده‌اند . روش های دیگری برای تولید برق توسعه یافته ویا درحال توسعه می‌باشد، لکن تا به‌امروز در مقیاس بزرگی ازاین روش‌هابهره‌گیری نشده‌است. باگسترش نیازمندیها به‌برق لازم است که تعداد زیادی از این‌سه‌نوع نیروگاه ساخته شود. در هرحال، منابع آبی در بسیاری از نقاط دنیا از جمله در ایالات متحده بسیار محدود است. در عین حال، تهیه‌سوختهای فسیلی روبه‌روز مشکلتر وبه‌طور فزاینده‌ای گرانقیمت‌ترتمام می‌شود. بنابراین می‌توان انتظار داشت که بسیاری از نیروگاههای آتی از نوع هسته‌ای خواهد بود. برطبق پیش‌بینی کمیسیون انرژی اتمی، ظرفیت نیروگاههای هسته‌ای در ایالات متحده‌درسال ۱۹۷۰، ۱۱۶۰۰ مگاوات بود و تا سال ۱۹۸۰ به ۱۰۰۰۰۰ مگاوات و تاسال ۱۹۹۰ به ۵۰۰۰۰۰ مگاوات و تاسال ۲۰۰۰ به‌بیش‌از یک میلیون مگاوات خواهد رسید.

در آن تاریخ کل ظرفیت نیروگاههای هسته‌ای در سرتاسر جهان برطبق پیش‌بینی سازمان انرژی اتمی جهانی ممکن است به‌بیش‌از چهار میلیون مگاوات برسد.

لازم به یادآوری است که اگر ظرفیت نیروگاههای هسته‌ای بارشد پیش‌بینی شده افزایش یابد نیاز فزاینده‌ای به‌سوخت هسته‌ای خواهد بود وبجاست بپرسیم که آیا منابع‌سوخت هسته‌ای برای جوابگویی به‌نیازمندیها کافی خواهد بود ؟ یادآور می‌شویم که راکتورها باید دارای سوخت هسته‌ای باشند که ماده شکافت‌پذیر آن اورانیوم ۲۳۵، که در طبیعت یافت می‌شود و یاایزوتوپ‌مصنوعی اورانیوم ۲۳۳ یا پلوتونیوم ۲۳۹ است. در هرحالت مواد خام برای تمام راکتورها اورانیوم یا توریوم است.

جدول ٤-۱

روند جمعیت[1] ونیروی الکتریکی[2] در ایالات متحده

	۱۹۷۰	۱۹۸۰	۱۹۹۰	۲۰۰۰
جمعیت برحسب میلیون	۲۰٤	۲۲۵	۲٤۸	۲٦٦
تولید برق گیگاوات	۳٤٤	٦٦۸	۱۲٦۱	۲۱۰۰[3]
ظرفیت سرانه کیلووات	۱/٦۹	۲/۹۷	۵/۰۸	۷/۸۹
تولید، تتراوات ساعت	۱۵۲۰	۳۱۰۰	۵۸۵۰	۱۰۰۰۰
مصرف سرانه، کیلووات ساعت	۷٤۵۰	۱۳۸۰۰	۲۳۵۹۰	۳۷٦۰۰

۱- براساس پیش‌بینی‌های اداره آمار

۲- گزارش هیأت وابسته به‌انرژی اتمی قسمت اول، صفحه ۵٦ این اطلاعات شامل آلاسکا و هاوائی نمی‌باشد، توسط جی- ان ناسیکاس .

۳- سمپوزیوم درباره جنبه‌های محیط زیست نیروگاههای هسته‌ای 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 احتمالا هیچ وقت استخراج نخواهد شد. اورانیوم همچنین در آب دریا باترا کم حدود ۳ گرم دریک تن آب یافت می‌شود که کلا به چهار بلیون تن می‌رسد. باوجود این تابه‌حال روش اقتصادی برای جدا کردن اورانیوم ازآب ابداع نشده است.

اگرچه اورانیوم در سرتاسر دنیا یافت می‌شود ولیکن استخراج اقتصادی آن فقط در صورتی امکان پذیر است که ترا کم آن زیاد باشد. اورانیوم معمولا به‌صورت ترکیبات مختلف یافت می‌شود، اما برای اینکه بتوان منابع اورانیوم را باهم مقایسه کرد آن‌را به‌صورت 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 ٤-۲ منابع اورانیوم (U_3O_8) را برای کشورهای غیر کمونیست برحسب تن کوچک (۲۰۰۰ پوند) باقیمت تولیدی کمتراز ده دلار برای هرپوند در سال ۱۹۷۲ نشان می‌دهد. یادآور می‌شویم که پنج کشور اول در جدول (٤-۲) بیش از ۸۸ درصد ذخیره اورانیوم را در اختیار دارند، که ازاین میان بخصوص ایالات متحده و کانادا بیش از ۵ درصد کل را صاحب هستند. ممالک کمونیستی به‌ویژه اتحاد جماهیر شوروی ذخائر شناخته شدهٔ عظیمی در اختیار دارد.

توریوم

جستجو و بررسی توریوم به‌علت نبودن بازار برای آن نسبت به اورانیوم کمتر توسعه یافته است. باوجود این ذخائر شناخته شده‌ای از ThO_2 به‌مقدار حداقل ۵۰۰۰۰۰ تن وجود دارد که باقیمتی کمتراز ده دلار هرپوند می‌توان استخراج نمود. بیش از نیمی از این مقدار در هندوستان واقع است که هیچگونه اورانیومی ندارد وبیشتر بقیه در ایالات متحده و کانادا قرار دارد.

جدول ٤-۲

منابع اورانیوم (U_3O_8) درکشورهای غیرکمونیستی برحسب تن کوچک باقیمت تولیدی کمتراز ده دلارهرپوند*

کشور	منابع نسبتاً مطمئن*	ذخائر دیگر تخمینی**	کل
ایالات متحده	۴۲۰۰۰۰	۷۰۰۰۰۰	۱۱۲۰۰۰۰
کانادا	۲۳۶۰۰۰	۲۳۰۰۰۰	٤٦٦۰۰۰
افریقای جنوبی	۲۰۰۰۰۰	۱۵۰۰۰	۲۱۵۰۰۰
جنوب غربی افریقا	۱۰۰۰۰۰	—	۱۰۰۰۰۰
استرالیا	۹۲۰۰۰	۱۰۰۰۰۰	۱۹۲۰۰۰
دیگر کشورها	۱۳۸۰۰۰	۱۲۵۰۰۰	۲٦۳۰۰۰
کل	۱۱۸٦۰۰۰	۱۱۷۰۰۰۰	۲۳۵٦۰۰۰

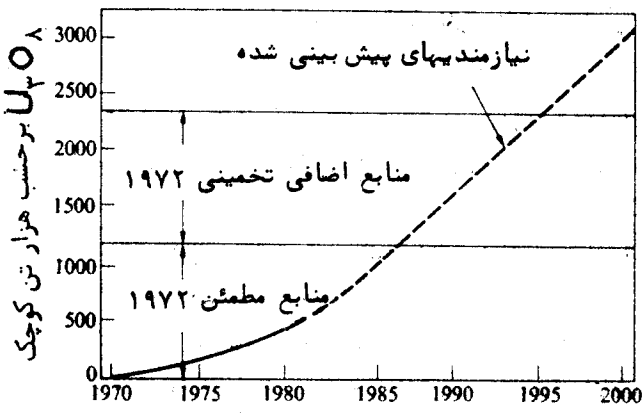
* براساس گزارشات هیأت صنایع اتمی اورانیوم در سال ۱۹۷۲ توسط ای گوردن وگزارش کمیسیون انرژی اتمی ایالات متحده امریکا درمورد تأمین سوخت هسته‌ای ۱۲٤۲ — WASH ماه می ۱۹۷۳.

+ ذخائر نسبتاً مطمئن اورانیوم که در منابع شناخته شده یافت می‌شود دارای درجه خلوص، کمیت و ترکیباتی است که می‌توان آنهارا در حدود هزینه‌های معینی باروش‌های تکنولوژیکی موجود استخراج کرد.

+ + منابع تخمینی دیگر اورانیوم که‌حدس زده می‌شود در امتداد منابع شناخته شده یادر مناطق دیگرمنابع اورانیوم که هنوز کشف نشده‌اندوجوددارد که انتظار می‌رود درحدود قیمت‌های داده‌شده است.

عرضه‌وتقاضا : منابع اورانیوم در دنیا در سال ۱۹۷۲ و کل نیازمندیهای دنیا به U_3O_8 برای نیروگاههای هسته‌ای تا سال ۲۰۰۰ طبق پیش‌بینی‌هائی در شکل ٤-٦ نشان داده شده است. منحنی تا سال ۱۹۸۰ به‌صورت خط پرکشیده شده است زیرا نیاز به‌سوخت هسته‌ای براساس ظرفیت را کتورهای قدرت موجود و آنهائی که سفارش داده شده‌اند می‌باشد. بافرض این که تمام راکتورهای بعداز سال ۱۹۸۰ از نوع مصرف کننده اورانیوم ۲۳۵ ویا

مبدل‌های با بهره کم باشند منحنی ادامه داده شده است وتمام پلوتونیوم تولید شده به‌صورت راکتورهای زاینده در منحنی در نظرگرفته نشده است. زیرا استفاده از راکتورهای زاینده برای تولید قدرت قبل از دهه سال‌های ۱۹۹۰ در نظرگرفته نشده‌است. بنابراین پابه‌عرضه 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 ٤-٦ از جدول ٤-۲ اتخاذ شده است بخصوص منابع موجود U_3O_8 ومنابع اضافی که ممکن است باهزینه‌ای کمتر از ده دلار پوند استخراج شود.



شکل ٤-٦ منابع اورانیوم دنیا وکل نیاز به U_3O_8 برای نیروگاههای هسته‌ای

از شکل ٤-٦ به‌آسانی می‌توان دریافت که عرضه اورانیوم ارزانقیمت ممالک غیر-کمونیستی برای رفع نیاز پیش‌بینی شده نیروگاههای هسته‌ای کافی به‌نظر نمی‌رسد. درحقیقت وضع به‌حدی که در شکل نشان داده شده است جدی نیست. از یک طرف با ادامه تحقیقات زمین‌شناسی، هرساله به‌ذخائر مطمئن افزوده و منابع تخمینی دیگری اضافه می‌شود. به‌علاوه ذخائر اورانیوم دیگری شناخته می‌شوند که از آنها U_3O_8 ، باهزینه مناسب لکن بالاتراز ده دلار هرپوند استخراج می‌شود که براساس جدول ٤-۲ و شکل ٤-٦ می‌باشد. باوجوداین‌قیمت اورانیوم‌باید حدودی داشته باشد که به‌توان پرداخت. بنابراین نیروی هسته‌ای اگر کاملا براساس راکتورهای مصرف کننده اورانیوم ۲۳۵ یا مبدل‌ها باشد تامدت چند ده سال انتظار می‌رود اقتصادی باشد.

راکتورهای زاینده وضع را به کلی تغییر می‌دهند، زیرا اورانیوم ۲۳۸ به‌علاوهٔ - اورانیوم ۲۳۵ قابل استفاده است. دراین حال اشاره‌ای به‌منابع توریوم دنیا نمی‌کنیم از آنجا که فراوانی اورانیوم ۲۳۵ کمتراز ۱٪ اتمی در اورانیوم طبیعی می‌باشد. لذا عرضه سوخت درضریبی

بزرگتراز صدضرب می‌شود. به‌علاوه اورانیوم با درجه خلوصی کمتر و قیمتی گرانتر مورد استفاده قرار خواهدگرفت، زیرا در راکتورهای زاینده ماده اولیه (سوخت) فقط قسمت کمی از هزینه کل تولید انرژی را دربرمی‌گیرد.

بنابراین باتوسعه راکتورهای زاینده منابع انرژی دنیا عملا نامحدود می‌شوند. به‌عنوان مثال در ایالات متحده ساختمان زمین‌شناسی به‌نام‌سنگهای رستی چاتانوگا، که از شرق تنسی به‌طرف غرب کشیده شده است، لایه‌ای در عمق نسبتاً کمی در زیر شش ایالت از ایالتهای‌غرب میانی می‌گذرد. قسمت اعظم این چینه‌ها حاوی اورانیوم است. لکن درحال حاضر استخراج آن اقتصادی به نظر نمی‌رسد (بیشتر معادن اورانیوم در فلات **کلراد** وقرار دارند یعنی ناحیه‌ای که شامل آریزونا، کلرادو، مکزیک جدید یوتاه و وایومینگ می‌باشد، اخیراً منابع جدید اورانیوم در ایالت واشنگتن و تگزاس یافت شده‌است). هرمترمکعب ازاین سنگهای رستی‌حاوی انرژی معادل ۴۰۰ تن (هرتن ۲۲۰۰ پوند) ذغال سنگ یا ۲۰۰۰ بشکه نفت است.براساس پیش‌بینی‌هائی که شده است (به‌مراجع هوبارد مراجعه شود) درناحیه‌ای فقط به‌مساحت۷میل مربع (حدود ۱۸ کیلومترمربع) انرژی معادل تمام نفت خام ذخیرهٔ دنیاست و این نواحی سنگهای رستی در بعضی مناطق به‌سمت غرب تاحدود اکلاهما کشیده شده است.

بحثهای مشابهی در مورد توریوم‌می‌توان‌پیش کشید. سنگهای خارای کانوی[1] که منطقه‌ای حدود ۲۹۰ میل مربع را درهامشایر جدید[2] را می‌پوشاند دارای ۱۰۰گرم‌توریوم در هرمتر مکعب است. انرژی ذخیره‌ای دراین سنگها تا عمق ۱۰۰ متر معادل ۱۰۰ برابر منابع نفت خام و چهار برابر ذغال سنگ دنیاست.

از بحثهای‌گذشته پیداست که چرا توجه روزافزونی به‌توسعه و تکامل راکتورهای زاینده در سرتاسر دنیا می‌شود. این نوع دستگاههای انرژی‌زا که به‌تفصیل دراین فصل بحث خواهد شد قادر به‌تامین انرژی‌الکتریکی‌ارزان وبی‌انتها برای دنیا می‌باشد.

مثال ۴-۴ از سوختن هرپوندذغال‌سنگ بیتومینوس[3] حرارتی‌برابر ۱۳۰۰۰ بی- تی - یو (۷۲۲۰ کالری برای هرگرم) آزاد می‌شود. انرژی حاصل از شکافت یک‌گرم اورانیوم ۲۳۵ معادل‌سوختن چقدر ذغال‌سنگ است ؟ انرژی قابل استفاده هرشکافت ۲۰۰ Mev می‌باشد.

حل: یک‌گرم اورانیوم ۲۳۵ دارای

اتم $۱ \times ۰٫۶۰۲ \times ۱۰^{۲۴}/۲۳۵ = ۲٫۵۶ \times ۱۰^{۲۱}$

انرژی حاصل از شکافت این تعداد اتم برابر

$۲/۵۶ \times ۱۰^{۲۱} \times ۲۰۰ = ۵٫۱۲ \times ۱۰^{۲۳}$ Mev

۱- Conway ۲- New Hampshire

۳- Bituminous

درپیوست ۱ دیده می‌شود که

$$1\,Mev = 1{,}052 \times 10^{-16}\,Btu$$

است. بنابراین انرژی آزاد شده

$$7{,}78 \times 10^{7}\,Btu = 1{,}052 \times 10^{-16} \times 1{,}212 \times 10^{23}$$

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 به‌حالت بحرانی درآمد تا به‌حال تعداد زیادی راکتور برای مقاصد مختلف طرح‌ریزی و ساخته شده‌اند. از آنجمله برای تبدیل U^{238} به Pu^{239} برای به‌حرکت درآوردن کشتی‌ها، هواپیماها و موشکها، برای مقاصد تابش دهی پزشکی، برای پژوهش و برای تولید انرژی الکتریکی می‌توان نام برد. این نوع راکتورها را نمی‌توان در اینجا به‌تفصیل شرح داد. توجه بیشتر معطوف‌به‌راکتورهائی خواهد شد که از نوع آخر هستند یعنی راکتورهای‌ساکنی که برای تولید انرژی الکتریکی به‌کار می‌روند. امروزه اغلب - مهندسین هسته‌ای برای انجام کارهای مختلف در استخدام صنایع برق هسته‌ای هستند.

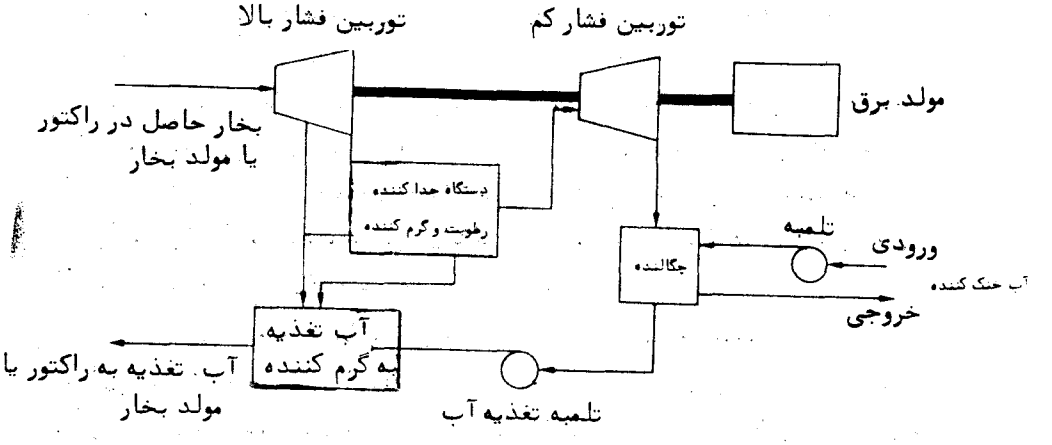
در تمام نیروگاههای هسته‌ای، انرژی حاصل از شکافت در راکتور برای تولید بخار آب به‌کار می‌رود این کار یا مستقیماً در داخل راکتور ویا در خارج از راکتور در داخل دستگاههای انتقال حرارت به‌نام مولدهای بخار انجام می‌گیرد. مولد بخار در راکتور همان‌عمل دیگ بخار را در نیروگاههای متداول سوخت فسیلی انجام می‌دهد. در این قسمت نحوه‌استفاده از بخار آب در نیروگاهها بحث می‌شود 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 هسته‌ای‌محلی که از راکتور یا مولدهای بخار خارج می‌شوند تا محلی که بخار به‌صورت آب برای تبدیل به‌بخار به‌دستگاه برمی‌گردد نشان می‌دهد. همان‌طوری که در شکل نشان داده شده است بخار برای به‌حرکت درآوردن توربین بخار ویک مولد برق متصل به‌آن به‌کار می‌رود. توربین‌ها اصولا دستگاههای ساده‌ای هستند. این توربین‌هاچرخ‌های تیغه‌داری هستند که تیغه‌ها به‌محور چرخ‌ها متصل هستند که در نتیجه برخورد بخار آب، دارای درجه‌حرارت وفشار بالا، به‌تیغه‌ها چرخها به‌سرعت می‌چرخند.

البته بخار آب به‌صورت گاز است و ذاتاً حاوی هیچگونه مایعی نیست. اغلب این‌گونه بخار را برای تأکید نوع آن «بخار خشک» می‌نامند و بخار مخلوط با مایع را «بخارتر» گویند.

بخار راهمیشه تاآنجائی که‌ممکن‌است بصورت‌خشک‌به‌توربین می‌فرستند،امابخار درضمن‌عبور از مراحل پیاپی توربین فشار و درجه حرارتش کاهش می‌یابد و مقداری از بخاربه ذرات آب تبدیل می‌شود. از تجربیات برمی‌آید که ورود این قطرات‌ریز به‌تیغه‌های توربین منجر به‌خوردگی بیش از حد تیغه شده و در نتیجه عمر توربین کاهش می‌یابد و به‌علاوه نیروی ماند (اینرسی) قطرات آب باعث افت بهره توربین می‌شود.

از ایجاد این مشکل می‌توان به طرق مختلف جلوگیری کرد. بایادآوری از اصول ترمودینامیک‌تبدیل آب به‌بخار در نتیجه دادن حرارت (حرارت نهان تبخیر[1]) در درجه‌حرارت و فشار ثابت می‌باشد. بخاری که بدین ترتیب ایجاد می‌شود بخار اشباع نامیده می‌شود. استخراج‌انرژی از بخار اشباع که درضمن عبور از بخار از توربین انجام می‌گیرد مقداری ازبخار تبدیل به‌آب می‌شود. اگر درجه حرارت بخار را بیش از درجه حرارت بخارآب جوشان برسانیم در این‌صورت می‌توان از بخار آب انرژی‌گرفت بدون اینکه بخار به‌مایع تبدیل شود. بخاری که تااین اندازه‌گرم شده است را بخار فوق داغ[2] می‌نامند. باگرم کردن بخار تا درجه فوق داغ پیش‌از اینکه داخل توربین شود می‌توان از تبدیل بخار آب در داخل توربین به‌مقدار قابل ـ ملاحظه‌ای کاهش داد. داغ کردن بخار را می‌توان دریک واحد جداگانه که برای این منظور طرح شده است انجام داد، که در قسمتی از مولد بخار یاخود را کتور قرار داده می‌شود.



شکل ٤-۷- نمودارساده یک نیروگاه هسته‌ای مولد بخار آب

روش دیگر، خارج کردن بخارتر از داخل توربین است. وقتی که آب محتوی بخار به‌یک حد معینی برسد. سپس جدا کردن بخار و آب توسط جدا کننده رطوبت وگرم کردن مجدد بخار و برگرداندن بخار به مراحل بعدی ویا توربین بعدی همان‌طوری که در شکل ٤-۷ نشان

۱- Latent evaporation heat ۲- Super heat

داده شده انجام می‌گیرد. این روش که به‌روش گرم کردن مجددمعروف است به‌طورگسترده‌ای، همراه با گرمادادن‌فوق‌داغ، در نیروگاههای هسته‌ای و معمولی انجام می‌گیرد . علاوه برعمل گرمادهی‌فوق‌داغ وگرم کردن مجدد می‌توان قطرات آب‌را از نقاط مختلف توربین خارج کرد.

بخار خروجی از توربین ها به‌چگالنده فرستاده می‌شود و در چگالنده بخار به‌وسیله آب سرد به‌آب تبدیل می‌شود. دراین قسمت از دوره بخار حرارت به‌آب سرد داده می‌شود. دریک نیروگاه‌این دفع حرارت از نقطه نظر ترمودینامیکی یک عمل اساسی است.بنابراین در چرخه بخارو آب نمی‌توان از عمل چگالنده صرفنظر کرد وبخار استفاده شده (بخار خروجی از توربین ها) را مستقیماً به‌راکتور فرستاد. زیرا این کار مغایر بااصل دوم ترمودینامیک می‌باشد، که براساس این اصل استخراج حرارت از هرچشمه‌ای وانجام کار معادل دریک عمل دوره‌ای مجازنمی‌باشد.

در این‌مرحله از چرخه، بخارتبدیل‌شده به‌آب راآب تغذیه نامیده به‌وسیله تلمبه فشرده‌شده برای تولید بخار به‌قسمت مربوط فرستاده می‌شود. بهره کلی دستگاه را باگرم کردن آب تغذیه به‌وسیله بخاری که از مراحل‌میانی توربین خارج می‌شود می‌توان افزایش داد واین عمل را احیا کردن[1] می‌نامند. عمل احیا درگرم کننده‌های دستگاه تغذیه به طوری که در شکل ٤-٧ نشان داده شده انجام می‌گیرد. این دستگاه‌ها دستگاههای انتقال حرارت[2] هستند که بخار توربین درقسمت داغ آن قرار دارد. باگرم کردن آب تغذیه و برگرداندن آن به‌راکتور یا مولد بخار قسمت تولید قدرت دوره بخارکامل می‌شود. بهره کلی نیروگاه‌هسته‌ای به‌صورت نسبت زیر تعریف می‌شود:

$$e = \frac{W}{Q_R} \qquad (٤-١٥)$$

که Wمیزان انرژی الکتریکی‌خروجی برحسب‌مگاوات (باMWeنشان داده‌می‌شود) وQ_R میزان انرژی‌حرارتی‌خروجی راکتور (به‌صورتMWt) است. مقدارW به‌اندازه‌ی‌جمع حرارتهای تلف شده‌در تمام‌قسمتهای‌دستگاه‌از مقدار Q_R کمتر است‌یعنی اتلاف‌انرژی‌در دستگاههای‌انتقال حرارت، توربین ها، تلمبه ها، لوله ها،مولد انجام می‌گیرد و همچنین شامل مقدار حرارتQ_C منتقل به‌آب‌سرددر چگالنده می‌شود.عملاتمام‌انرژی‌حاصل‌از شکافت‌هسته‌ای‌به‌بخار آب تبدیل شده داخل توربین می‌شود. مقدارکمی از انرژی در توربین، لوله ها، تلمبه ها هدر می‌رود. بنابراین مولد بابالاترین بهره کارمی کند.به‌طوری که می‌توان به‌طور تقریب نوشت:

$$W \simeq Q_R - Q_C \qquad (٤-١٦)$$

معادله (٤-١٥) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت :

$$e \simeq ١ - \frac{Q_C}{Q_R} \qquad (٤-١٧)$$

ازاین معادله نتیجه می‌گیریم که‌هرچه مقدارQ_C کوچکتر باشد بهره نیروگاه بیشتر است و

۱- Regenerate ۲- Heat Exchanger

برعکس هرچه بهره نیروگاه بیشتر باشد مقدار کمتری حرارت Q_C از طریق چگالنده به‌آب سرد داده می‌شود.

عملا بهره چرخه بخار آب از نوع بالا بستگی به پایاهای زیادی دارد که از آنجمله درجه حرارت‌بخارآبی که وارد توربین می‌شود T_t و درجه حرارت خنک‌کننده (T_c) چگالنده است. بهره دستگاه به‌ویژه باافزایش T_t و کاهش T_c افزایش‌می‌یابد. برای یک نیروگاه‌واقعی 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_t است که در اختیار طراح نیروگاه‌می‌باشد. بنابراین برای دستیابی به‌بالاترین بهره نیروگاه لازم است درجه حرارت بخار آب توربین حداکثر ممکنه باشد.

بهره نیروگاه‌عامل بسیارمهمی در طرح نیروگاههای هسته‌ای‌وسوخت فسیلی‌می‌باشد، امابه‌دلایل کاملامختلف. از تجربیات‌گذشته‌معلوم‌گشته که‌ساختن یک نیروگاه فسیلی درمقایسه‌بایک نیروگاه هسته‌ای نسبتاً ارزان‌تراست‌وهزینه تولیدبرق دریک‌نیروگاه‌فسیلی بستگی زیادی به‌قیمت‌سوخت‌دارد. درچنین نیروگاهی حرارت Q_R ازسوزاندن‌یکی‌از‌انواع سوخت‌فسیلی‌حاصل‌می‌شودواز معادله(٤-١٥) نتیجه می‌شود که برای یک مقدار معین برق تولیدی‌هرچه 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 درحد اکثری که خواص‌متالورژیکی فلز آن اجازه می‌دهد کار کند.

از طرف‌دیگر،ساختن‌نیروگاههای‌هسته‌ای متضمن هزینه زیاداست و هزینه‌نیروگاهها بستگی‌زیادی به‌سرمایه‌گذاری اولیه دارد (بهره سرمایه‌ساختن نیروگاه) ونه هزینه سوخت. لذا برق‌تولیدی دریک نیروگاه هسته‌ای اقتصادی می‌باشد حتی اگر بهره نیروگاه‌کم ومصرف سوخت زیاد باشد. قیمت سوخت اثر زیادی روی هزینه تولید برق ندارد. این موضوع فرصت خوبی برای‌صنایع هسته‌ای‌می‌باشدتاتوسعه‌یابد، زیرا بانیروگاههای هسته‌ای‌موجودنمی‌توان درجه حرارت‌بخار آب‌رابه‌اندازه‌ای که‌در نیروگاههای‌فسیلی می‌رسدبالابرد. زیرا این‌موضوع به‌نوبه‌خود مربوط به‌این حقیقت است‌که درجه حرارت سوخت این راکتورها کمتر از درجه حرارت اطاق کوره سوخت در دیگهای معمولی است. برای حفظ ساختمان وشکل سوخت لازم است درجه حرارت پائین‌تر باشد تااینکه پاره‌های شکافت در داخل میله‌های سوخت باقی بماند.

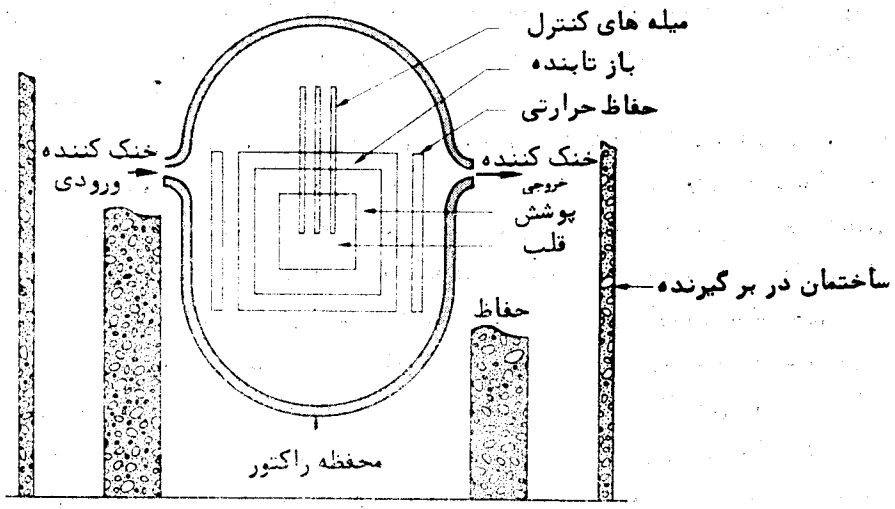
یکی از نتایج جدی بهره‌کم نیروگاههای هسته‌ای امروزی ،بخصوص نظیر آنچه که در شکل (٤-١٧) نشان داده شده این است‌که در مقایسه با نیروگاههای فسیلی حرارت - بیشتری به‌محیط می‌دهند. مثلا می‌توان نشان دادیک نیروگاه هسته‌ای بابهره‌کلی ٣٣٪ (به‌مساله ٤-١٦ مراجعه شود) تقریباً ٢٥٪ بیشتر از یک نیروگاه فسیلی بابهره ٣٨٪ به‌محیط حرارت پس می‌دهد. اگر این حرارت به‌طور نامتناسبی به‌قسمتی از آب داده شود ویااگر مقدار آبی که‌حرارت را می‌گیرد کم باشد، در نتیجه افزایش درجه حرارت آب تعادل بیولوژیکی

موجودات آبزی محیط را از بین برده و منجر به فساد و از بین رفتن منبع آب می‌شود. این پدیده را آلودگی حرارتی[1] می‌نامند و این موضوع عامل مهمی در تعیین مکان مناسب و هم در طرح تمام نیروگاهها بخصوص نیروگاههای هسته‌ای می‌باشد. برای کاهش دادن آلودگی حرارتی در بسیاری از نیروگاه‌ها از برج خنک کننده[2] استفاده می‌کنند. برج‌های خنک کننده دارای ساختمان عظیمی (اغلب با ارتفاع بیش از ۵۰۰ فوت می‌باشد) هستند که در آنها حرارت بین آب چگالنده و هوا مبادله می‌شود. با این روش حرارت آب چگالنده جذب هوا می‌شود در حالی که در روش قبلی حرارت به آبهای موضعی داده می‌شود.

٤-٥ اجزای مختلف راکتورهای هسته‌ای

قبل از بحث درباره راکتورهای ویژه برای تولید بخار آب بدواً لازم است اجزای اساسی یا نواحی مختلف راکتورها را شرح دهیم. این اجزا در شکل ٤-۸ نشان داده شده‌اند. لازم به یادآوری است که این شکل نمودار یک راکتور است و یک راکتور واقعی را نشان نمی‌دهد.

قسمت مرکزی راکتور که در شکل ٤-۸ نشان داده شده است قلب راکتور نامیده می‌شود. در یک راکتور حرارتی قلب راکتور حاوی سوخت، کند کننده و خنک کننده می‌باشد. ماده سوخت به‌طوری که قبلا شرح دادیم هم‌عامل ایجاد حالت بحرانی راکتور است و هم - انرژی شکافت آزاد می‌نماید. ماده سوخت ممکن است حاوی مقدار زیادی ماده زاینده باشد. در حقیقت اغلب راکتورهای قدرت جدید (که از نوع حرارتی می‌باشند) دارای سوخت اورانیوم تا چند درصد غنی شده از اورانیوم ۲۳۵ می‌باشند، بنابراین بیشتر سوخت اورانیوم ۲۳۸ است.



شکل ٤-۸ اجزا اصلی یک راکتور هسته‌ای، حفاظ اشعه و...

۱- Thermal pollution ۲- Cooling Tower

ماده کند کننده که فقط در راکتورهای حرارتی وجود دارد به‌منظور کند کردن نوترون‌های شکافت به‌نوترون‌های حرارتی به کار می‌رود.

به‌طوری که در قسمت ۳-۵ اشاره شد هسته‌های با عدد جرمی کم مؤثرترین ماده برای کند کردن نوترون‌ها می‌باشند. بنابراین کند کننده‌ها همیشه مواد باعدد جرمی کم می‌باشند. آب (که دو سوم اتم‌های آن هیدرژن است) آب سنگین وگرافیت (کربن معمولی) اغلب بعنوان کند کننده در راکتورها به کار می‌روند. برلیوم واکسید برلیوم (BeO یک ماده سفید سرامیکی) بعضی مواقع به‌عنوان کند کننده به کار می‌رود لکن ماده خیلی گرانقیمتی است.

خنک کننده همان‌طور که از اسمش برمی‌آید برای انتقال حرارت از داخل قلب راکتور و دیگر قسمتهائی که حرارت در آنها تولید می‌شود به‌خارج از راکتور به کار می‌رود. آب، آب سنگین وگازهای مختلف متداولترین خنک کننده‌ها در راکتورهای حرارتی می‌باشند. درمواردی که آب وآب سنگین به‌عنوان خنک کننده به کار می‌روند، اغلب عمل کند کردن را نیزانجام می‌دهند. در راکتورهای سریع نمی‌توان از آب و آب‌سنگین، حداقل به‌صورت مایع، به‌عنوان خنک کننده استفاده کرد زیرا این مواد نوترون‌های شکافت را کند می‌کنند، زیرا دراین نوع راکتورها باید سعی کرد که انرژی نوترون‌ها حتی‌الامکان بالا باشد. اغلب راکتورهای‌سریع (که فقط چند تائی از آنها تا به حال ساخته شده است) با فلز مایع به ویژه سدیم مایع خنک می‌شوند.

سدیم دارای خاصیت انتقال حرارت عالی می‌باشد و وزن اتمی آن ۲۳ است که حداقل نوترون‌ها را در نتیجه برخورد الاستیک کند می‌کند (تعدادی از نوترون‌ها در نتیجه برخورد غیرالاستیک کند می‌شوند). دراین نوع راکتورها ازگازها نیز می‌توان برای خنک کردن قلب راکتور استفاده کرد.

اطراف بعضی از راکتورها، به‌ویژه راکتورهای زاینده، یک لایه ماده زاینده قرار دارد که طبقه زایش نامیده می‌شود. این ناحیه به‌ویژه برای تبدیل یا زایش به کار می‌رود. نوترون‌هائی که از قلب راکتور فرار می‌کنند وارد طبقه زایش شده واکنش‌های تبدیلی مختلفی انجام می‌دهند. به‌علت‌وجود نوترون‌های سریع دراین لایه شکافت‌های متعددی انجام می‌گیرد که درنتیجه ایجاد حرارت می‌نماید. بنابراین این قسمت راکتور نظیر قلب راکتور بایستی خنک شود.

ناحیه‌ای که مجاور قلب راکتور یاطبقه زایش قرار داده می‌شود طبقه بازتابنده نامیده می‌شود. عمل این لایه از ماده کند کننده که به‌عنوان بازتابنده به کار می‌رود را می‌توان به‌صورت‌زیر توجیه کرد. ابتدا فرض می‌کنیم که قلب یا طبقه زایش بدون حفاظ بوده و در معرض هوا باشد . دراین حالت تمام نوترون‌هائی که از قلب راکتور خارج می‌شوند از دست رفته محسوب‌شده وهیچ کدام به‌راکتور برنمی‌گردند. باقرار دادن یک لایه از ماده کند کننده در اطراف راکتور تعدادی از نوترون‌ها در نتیجه یک یاچند برخورد در طبقه بازتابنده مجدداً به‌داخل قلب یا طبقه زایش برمی‌گردند. البته تمام نوترون‌های خروجی به‌داخل راکتور

برنمی‌گردند. اما از نقطه‌نظر اقتصاد نوترونی بعضی برمی‌گردندوایجادشکافت هسته‌ای زنجیره‌ای می‌کنند. لذا واضح است بودن طبقه بازتابنده بهتر از نبودن آن است. بعداً نشان خواهیم‌داد که‌وجود طبقه بازتابنده به‌مقدار زیادی مقدار سوخت‌لازم برای‌حالت بحرانی را کاهش‌می‌دهد.

میله‌های کنترل که در شکل ٤-٨ نشان داده شده‌اند میله‌های متحرك جاذب نوترون هستند که‌از نامشان پیداست برای‌تنظیم کاررا کتور به کار می‌روند. از آنجا که میله‌های کنترل جاذب نوترون هستند هر حرکت جزئی آنها باعث تغییر ضریب تکثیر دستگاه می‌شود. بیرون کشیدن‌میله‌ها K را افزایش و فرو بردن میله‌ها به‌داخل قلب راکتور K را کاهش‌می‌دهد. بنابراین باحرکت مناسب میله‌های کنترل می‌توان راکتور را روشن یا خاموش کرد وقدرت آن‌را تغییر داد. میله‌های کنترل را باید طوری تنظیم کرد که راکتور بحرانی بماند و دریک قدرت مشخص کارکند. در طول زمان به‌علت مصرف سوخت وتجمع پاره‌های مختلف جاذب نوترون در قلب راکتور تغییر میله‌های کنترل الزامی است. مواد مختلفی در میله‌های کنترل به‌کار می‌رود که از جمله فولاد حاوی‌بور، بور دارای سطح مقطع‌جذب زیاد است وهافنیوم‌و کادمیوم که فلزات جاذب قوی نوترون هستند و نقره وآلیاژهای مختلف آن را می‌توان نام‌برد. میله‌های کنترل به‌شکل استوانه‌ای ممکن است باشند (میله به‌معنی واقعی لغوی آن) یاممکن است به‌شکل ورقه یا تیغه یا به‌صورت ورقه‌های متعامد که میله‌های صلیبی نامیده می‌شوند باشند.

تمام قسمت‌های مختلف راکتور که در بالا توضیح داده شدند در داخل‌محفظه[1] راکتور قراردارند، و اگر تمام قسمت‌ها تحت فشار باشند محفظه تحت فشار نامیده می‌شود. برای اینکه بتوان حرارت محفظه[2] راکتور را که در نتیجه جذب‌اشعه‌گاما قلب ایجاد می‌شود کاهش‌داد لازم است در بعضی از راکتورها یک لایه ضخیم جاذب اشعه‌گاما معمولا ازجنس آهن یافولادبه‌نام حفاظ حرارتی[3] در بین بازتابنده و دیواره داخلی محفظهٔ قرار داد. ازآنجا که حفاظ حرارتی مقدار زیادی انرژی جذب می‌کند لازم است‌همراه باقلب ولایه‌زاینده‌خنک شود.

برای محافظت افرادی که در نیروگاه‌در موقع کار را کتور کارمی‌کنند محفظه راکتور، و قسمتهای دیگر نظیر دستگاه مولد بخار که شامل منابع تابش‌ها می‌باشد به وسیله حفاظ اشعه احاطه شود. برای حفظ عموم مردم از سوانح راکتور به ویژه سوانحی که منجر به‌آزاد شدن پاره‌های‌شکافت می‌شود تمام تأسیسات‌راکتور در ساختمان محکمی[4] قرار داده می‌شوند. در بعضی از نیروگاهها ساختمان سنگینی تمام دستگاه مولد بخار را در برمی‌گیرد. درحالی که در بعضی دیگر ساختمان به دوقسمت می‌شود یکی راکتور را در برمی‌گیرد (ساختمان اولیه) و بقیه در ساختمان دیگری قرار می‌گیرد. ساختمان دومی علاوه برقسمت‌های متعددی که در

۱- Reactor Vessel
۲- Thermal Stress
۳- Thermal Shield
٤- Containment Structure

شکل ٤-٨ تشریح شد، دستگاههای ایمنی پیچیده‌ای که بعضی از آنها در فصل یازده شرح داده می‌شوندباید در نیروگاه که‌برای مواقع اضطراری‌به کار می‌روندتعبیه شوند. وسائل‌خاصی برای سوارکردن میله‌های سوخت در قلب راکتور و همچنین برای انباشتن میله‌های سوخت مصرف شده رادیو اکتیو قبل‌از 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 به‌نیروگاه وایجاد ـ یکپارچگی آن لازم است. نیروگاه‌های هسته‌ای طبیعتاً تأسیسات پیچیده‌ای هستند، بنابراین باید بادقت زیاد طرح‌ریزی شوند.

٤-٦ راکتورهای قدرت

در تاریخ کوتاه راکتورهای قدرت، انواع مختلفی از راکتور به‌منظور 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 ویا در آینده از آنها استفاده خواهد شد. دراین مورد باید به‌قسمت ٤-٣ مراجعه کرد. به‌علت محدودیت منابع اورانیوم ۲۳۵ صنعت هسته‌ای بدون شک متوجه راکتورهای زاینده می‌شود . راکتورهای موجود که ماده شکافت پذیر تولیدنمی کنند به‌عنوان‌دستگاه‌های واسطه‌ای‌به کارمی‌روند تااینکه‌در پایان قرن‌را کتورهای زاینده وارد بازار شوند.

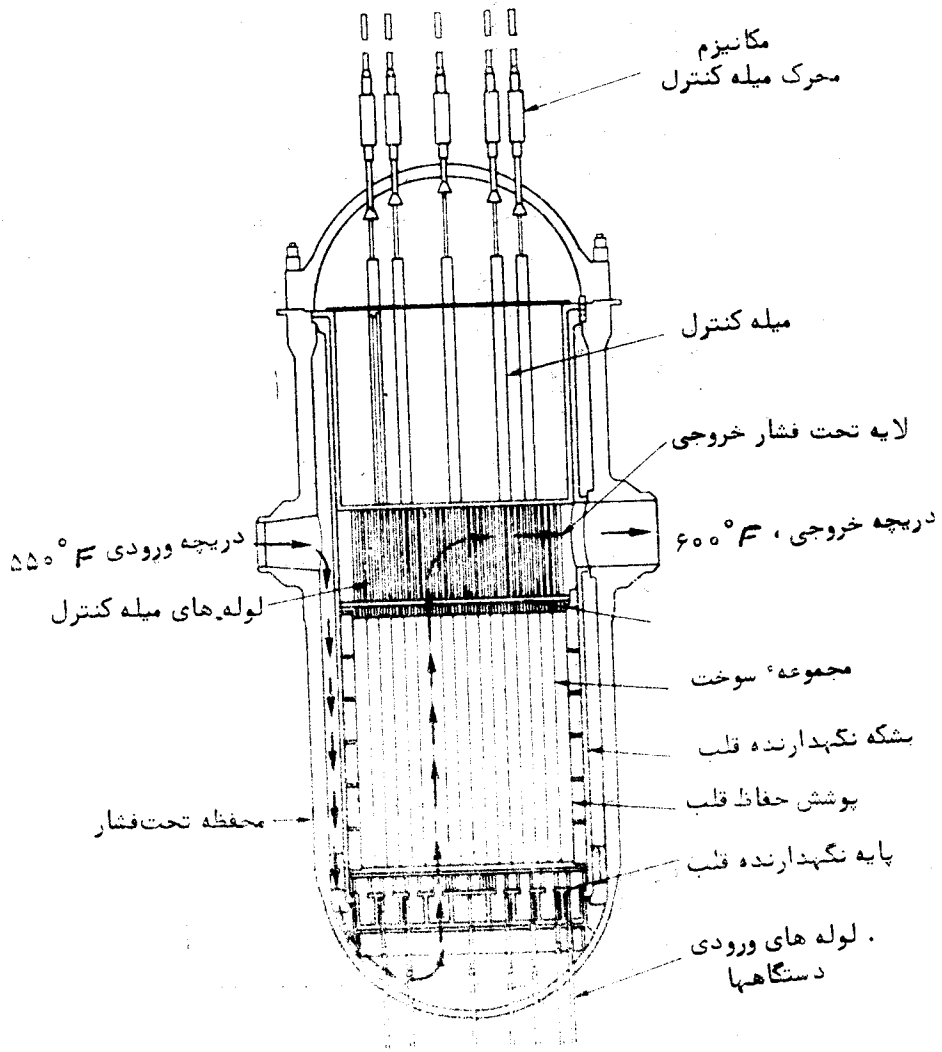
راکتورهای آب سبک

اولین راکتور قدرت که در ایالات متحده به‌صورت تجارتی وارد بازار شد راکتورهای حرارتی که کندکننده ، بازتابنده و خنک‌کننده آن آب معمولی (سبک) می‌باشد بودند. به‌طوری که اشاره شد آب دارای خاصیت کندکنندگی عالی می‌باشد. به‌علاوه خواص‌ترمو ـ دینامیکی آن به‌خوبی شناخته شده و به‌آسانی باهزینه کم تهیه می‌شود. از طرف دیگر بخارآب دارای فشار زیاد است. این بدان معنی است که راکتورهای‌با آب سبک (LWR) باید در فشارهای زیاد کار کنند. آب‌معمولی همچنین نوترون‌های‌حرارتی‌را زیادجذب‌می کند تا آنجا که نمی‌توان راکتورهای آب‌سبک را بااورانیوم طبیعی‌به کار انداخت‌یعنی این‌دستگاهها هیچ‌وقت بحرانی نمی‌شوند.اورانیوم‌در راکتورهای آب‌سبک‌همیشه بایدحداقل تااندازه‌ی‌معینی‌غنی‌باشد.

در حال حاضر دو نوع راکتور آب سبک مورد استفاده می‌باشد. راکتورهای تحت‌فشار (PWR) وراکتورهای‌آب‌جوشان(BWR). هردونوع راکتور در ایالات‌متحده مورد استفاده می‌باشند و هردو نوع راکتور، انرژی به‌قیمت ارزانتر از نیروگاه‌های فسیلی به‌وجود می‌آورند.

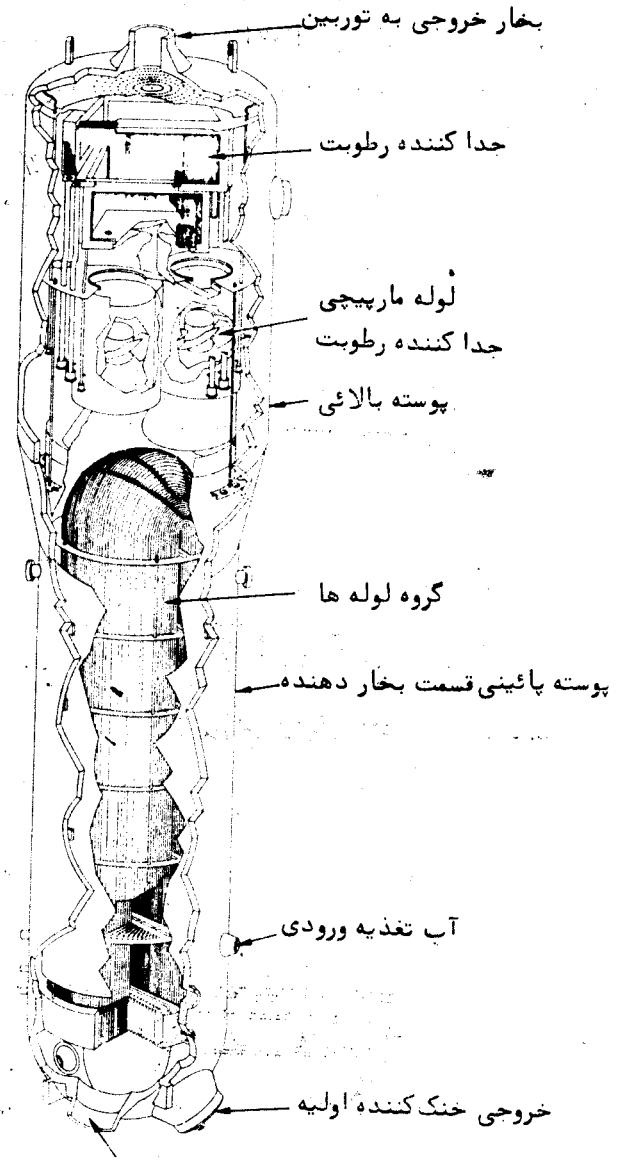
راکتورتحت فشار. این نوع راکتور اولین‌راکتوری است که به‌طور تجارتی در ایالات متحده توسعه وتکامل یافته است. این نوع راکتور نیز درکشتی‌ها و نیروی دریائی‌در سرتاسر دنیا به‌عنوان مولد نیرو به کار می‌رود.

شکل ٤-٩ مقطع قلب راکتور از نوع تحت فشار را نشان می‌دهد. به‌طوری که در شکل نشان داده شده است آب با درجه حدود ۵۵۰ °F وارد محفظه تحت فشار می‌شود، سپس از اطراف قلب به‌طرف پائین جریان پیدا کرده به‌عنوان بازتابنده به کار می‌رود، بعداز داخل قلب به‌طرف بالا رفته در آنجا داغ می‌شود و بالاخره بادرجه حرارت حدود ۶۰۰ °F ازمحفظه خارج می‌شود. آب‌در داخل یک راکتور PWR در فشار زیاد، بین ۲۰۰۰ تا ۲۵۰۰ پوند براینچ مربع نگهداری می‌شود. دراین فشار آب حداقل به‌مقدار زیاد به‌جوش نمی‌آید.



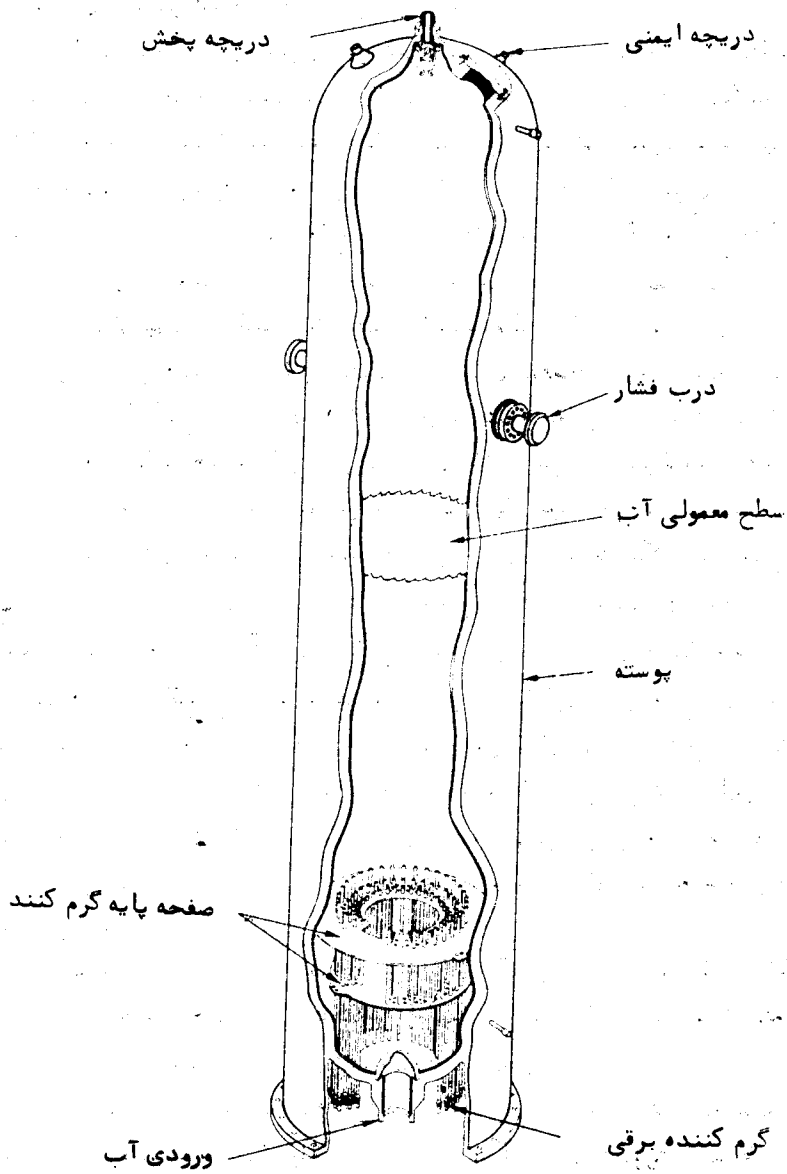
شکل ٤-٩ مقطع قلب راکتور تحت فشار (شرکت‌مهندسی کامباشن)

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 ٤-. ۱ نشان داده شده است. آب خنک کننده تحت فشار داغ که از راکتور خارج می‌شود از پائین وارد دستگاه



شکل ٤-. ۱ مولد بخار راکتور آب تحت فشار

تبادل حرارت می‌شود ودر داخل هزاران لوله U شکل وارونه به‌طرف‌بالاو پائین‌جریان پیدا می کند. سطوح خارجی این لوله‌ها باآب کم‌فشار وخنکتری که از چگالنده برمی‌گرددد ر تماس می‌باشد. حرارت آب‌داغ داخل لوله‌ها باعث به‌جوش آوردن آب وایجاد بخار می‌شود. قسمت پائین دستگاه مولد بخار که درآن آب به‌جوش می‌آید دستگاه تبخیر نامیده می‌شود.



شکل ٤-١١ دستگاه فشار را کتور تحت‌فشار

بخار مرطوب حاصل در دستگاه تبخیر در داخل دستگاه به‌طرف بالا حرکت کرده وارد قسمتی به‌نام طبل بخار می‌شود. بخار قبل از وارد شدن به‌توربین‌ها از دستگاه‌های جداکننده رطوبت مختلف عبور می‌کند. نیروگاه‌های بزرگ راکتورهای تحت فشار دارای تا چهارمولد بخارمی‌باشندوبخاربادرجه حرارت°F ٥٦٠ و فشار psi ٩٠٠ تولید می‌کنند بااین روش بهره کلی دستگاه برای یک نیروگاه تحت فشار بین ٣٢-٣٣ درصد است.

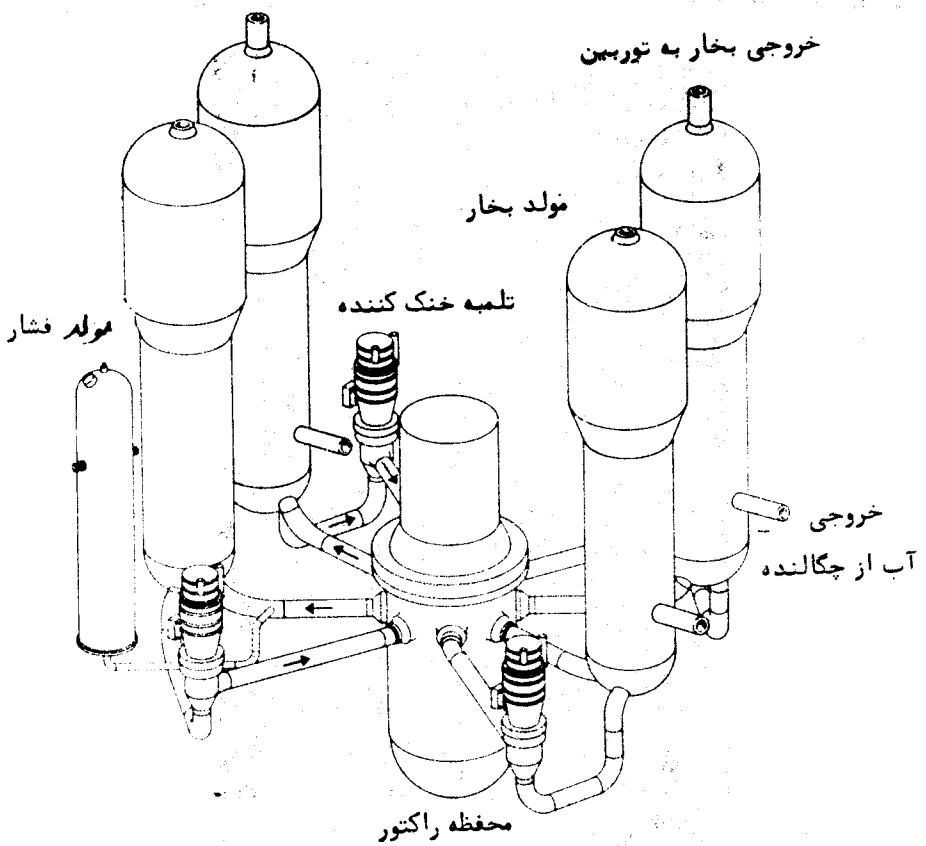
ازآنجا که آب مایع غیرقابل تراکمی است، لذا تغییر جزئی در حجم خنک‌کننده‌منجر به‌تغییر فاحشی در فشار می‌شود که ممکن است اثر تخریبی زیادی روی دستگاه‌ها داشته‌باشد مثلا اگر به‌دلائلی حجم‌خنک کننده کاهش یابد موجب کاهش فشار شده در نتیجه قسمتی‌از آب در راکتور تبخیر می‌شود که این پدیده به‌نوبه خود باعث ذوب شدن بعضی ازمیله‌های سوخت‌می‌شود. برای جلوگیری از وقوع چنین‌حادثه‌ای یکی از دستگاه‌های خنک کننده‌راکتور تحت فشار مجهز به وسیله تنظیم فشار است تا بتواند فشار را ثابت نگهدارد.

دستگاه‌تنظیم‌فشار مطابق شکل ٤-١١ ازیک‌محفظه تشکیل شده که‌حاوی بخار درقسمت فوقانی و آب در قسمت تحتانی است. در بالای محفظه یک دریچه پخش بخار و در پائین آن یک‌گرم کن قرار دارد که هردو در نتیجه تغییر فشار به‌کار می‌افتندویااز کار می‌ایستند و دستگاه به‌طریق زیر عمل می‌کند. مثلا فرض کنیم در نتیجه کاهش بارنیروگاه قدرت‌خروجی توربین کاهش‌می‌یابد. این امر باعث ازدیاد موقت‌درجه حرارت متوسط‌خنک کننده راکتور شده در نتیجه حجم خنک کننده افزایش می‌یابد. انبساط خنک‌کننده سطح آب را در دستگاه‌فشار بالا برده باعث افزایش فشار بخار می‌شود در نتیجه مقداری بخار از دریچه بخار خارج می‌شود تا فشار مجدداً به‌حالت قبلی‌برگردد. آب سرد از یکی از شاخه‌های خنک کننده به‌قسمت فوقانی‌دستگاه فشار پاشیده شده موجب تبدیل مقداری بخار به‌مایع می‌گردد. این‌عمل، فشار را کاهش داده و از ازدیاد فشار جلوگیری به‌عمل می‌آورد. اگر بار الکتریکی‌افزایش یابد، حجم خنک کننده کم می‌شود و سطح آب در دستگاه‌فشار پائین می‌افتد. دراین لحظه کاهش فشار باعث جاری شدن مقداری آب به‌داخل دستگاه فشار می‌شود و از تغییر فشار جلوگیری به‌عمل می‌آید. در این موقع کاهش فشار،گرم کن‌ها را به کار انداخته کاهش فشار را نیز جبران می‌کند.

قسمت‌های اصلی یک دستگاه‌تغذیه بخار یک راکتور تحت فشار در شکل ٤-١٢ نشان داده شده‌است. دستگاه خنک کننده دارای‌چهار تلمبه برای چهار مدار بسته است لکن فقط از یک دستگاه فشار برای کل آنها استفاده می‌شود.

سوخت راکتورهای تحت فشار اکسید اورانیوم UO_2 کمی غنی شده است(٢ تا ٤ درصد وزنی) که‌ماده سرامیکی سیاه رنگی است. اکسید اورانیوم به‌صورت قرص‌های استوانه‌ای محدب شکل کوچکی به قطر نیم اینچ و طول نیم اینچ قرار دارد. قرص‌ها در

داخل استوانه غیرقابل نفوذ فولادی زنگ نزن یا زیرکالوی* به‌طول ۱۲ فوت قرار دارند. در درجه حرارت کار قرص‌های سوخت انبساط پیدامی کنند و فضای خالی بین آنها پرمی‌شود.

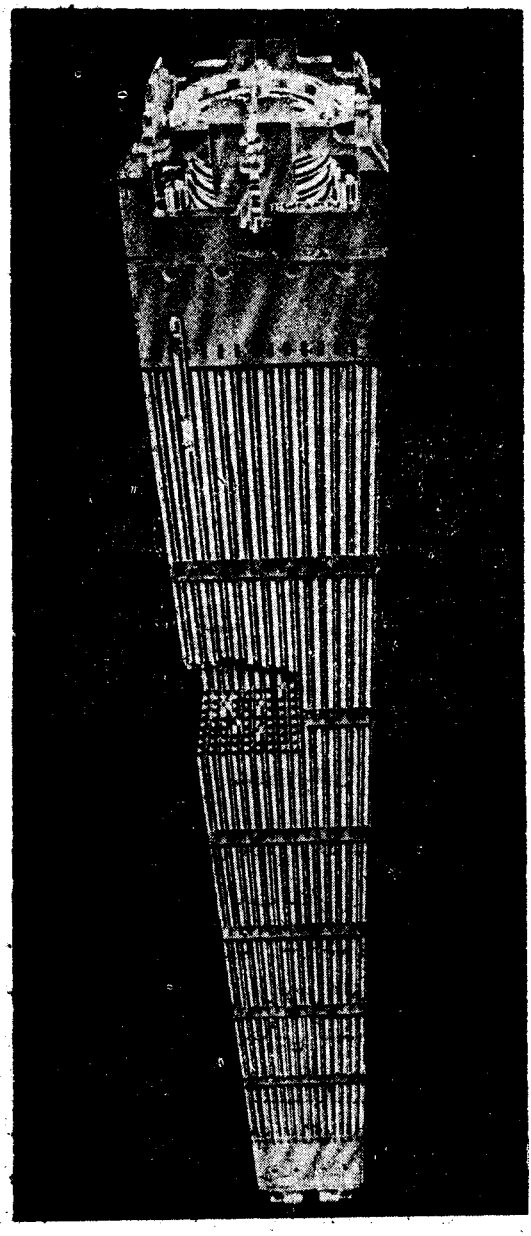


شکل ٤-۱۲ نمایش قسمت‌های اصلی یک دستگاه تغذیه بخار یک‌را کتور تحت فشار

در نتیجه یک میله سوخت یا یک سوزن سوخت یکپارچه فشرده حاصل می‌شود . در بعضی موارد مشاهده شده است که بعضی از قرص‌های سوخت در نتیجه‌ازدیاد درجه حرارت برای رسیدن به‌درجه حرارت کار انبساط پیدامی کنند، سپس به‌علت افزایش وزن مخصوص اکسید اورانیوم منقبض می‌شود که در نتیجه حجم ویژه آن (cm^3/g) کاهش می‌یابد .

* زیرکالوی آلیاژی از زیرکونیوم، فلزی باسطح مقطع جذب نوترونی کم، قسمت جزئی قلع، آهن، کرم و نیکل می‌باشد. دونوع آلیاژ زیرکونیوم وجود دارد که در راکتورهای آب سبک مورد استفاده قرار می‌گیرد ، یکی زیرکالوی -۲ و دیگری زیرکالوی -٤ است که زیرکالوی ٤ نیکل ندارد.

این چگال شدن سوخت پدیده‌ای که به‌همین نام خوانده می‌شود، در نتیجه مهاجرت حفره‌های ریزخلاء وترکیب آنها در سرامیک می‌باشد. کاهش حجم قرص های سوخت باعث ایجاد خلاء در داخل لوله های سوخت می‌شودو به‌علت تحت فشار بودن کند کننده‌ـخنک کننده فشارزیادی



شکل ٤-۱۳- یک مجموعه سوخت راکتور تحت راکتور تحت فشار

به‌سرتاسر لوله سوخت وارد می‌شود که‌ممکن است باعث شکسته شدن لوله سوخت شود. برای حل‌این مشکل، لوله‌های سوخت را باگاز هلیوم تا فشار psi ۵۰۰ پرمی‌کنند. با افزایش پاره‌های گازی شکافت در طول عمر قلب راکتور، فشار داخل لوله به‌تدریج افزایش‌می‌یابدو در اواخر عمر قلب راکتور به حدود psi ۱۰۰۰ می‌رسد.

میله‌های سوخت تحت فشارکه به‌صورت شبکه مربعی شکل در مجاورت یکدیگر مرتب می‌شوند**مجموعه سوختی**نامیده می‌شوند که‌یکی‌از آنها در شکل (۴-۱۳) نشان داده شده است .سپس مجموعه‌های سوختی در مجاورت یکدیگر به‌شکل استوانه در داخل قلب راکتور قرار می‌گیرند. میله‌های سوخت در مجموعه‌های سوختی به‌وسیله زائده‌هائی ازیکدیگر جدا قرار می‌گیرند . این نکته خیلی مهم است زیرا اگر میله‌های سوخت کاملا تماس حاصل کنند درجه‌حرارت در محل تماس بالا رفته موجب ذوب پوشش میله سوخت شده و پاره‌های شکافت‌آزادمی‌شوند.

کنترل کار راکتورهای‌از نوع آب‌تحت‌فشار به کمک دو روش،میله‌های کنترل که‌معمولا از بالا وارد قلب راکتور می‌شوند (رجوع بشکل ۴-۹) و روش شیمیائی[۱] انجام می‌گیرد . در روش اخیرکه به‌تفصیل در فصل ۷ بحث خواهد شد، مقدار ضریب تکثیر باتغییر دادن‌غلظت جاذب نوترون (معمولا اسید بوریک) به‌صورت محلول درآب خنک‌کننده تغییر داده می‌شود.

از آنجاکه ابعاد راکتور در مواردی نظیر زیردریائی‌ها از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است، لذا از اورانیوم خیلی غنی شده استفاده می‌کنند. این‌گونه سوخت که تابیش از نوددرصد وزنی از اورانیوم۲۳۵ غنی شده است اغلب کاملا غنی نامیده می‌شود و موجب کاهش کلی ابعاد قلب راکتور و محفظه فولادی می‌گردد. قیمت اورانیوم خیلی غنی زیاد است واستفاده ازآن در نیروگاههای قدرت ساکن اقتصادی نیست.

راکتورهای آب جوشان[۲]

مدتها تصور می‌شد که اگر بگذاریم در داخل قلب راکتور آب به جوش آید، ناپایداری‌های خطرناکی که ناشی از تشکیل و حرکت نامنظم حبابهای بخار است به‌وجود می‌آید. تجربیاتی که در اوائل دهه ۱۹۵۰ انجام شد (تجربیات معروف‌بوراکس[۳]) نشان داد که اگر آب در فشار کم به‌جوش آید واقعاً یک خطر واقعی بوجود میآورد و وقتی فشار را بالا بردند عمل جوشیدن آب پایدار و راکتور قابل کنترل است. پس از انجام این آزمایش‌اولین نمایش امکان کار پایدار یک راکتور آب جوشان راکتورهای تحت فشار به‌سرعت‌توسعه یافته به‌حد کمال‌رسید.راکتورهای آب‌جوشان تحت‌فشار دونوع هستند که‌برای دستیابی به‌بازار فروش در مقایسه باراکتورهای آب سبک شانه به‌شانه باهم‌رقابت‌می‌کنند.

۱- Chemical Shim System ۲- Boiling Water Reactor (BWR)

۳- BORAX

را کتورهای آب‌جوشان دارای امتیازات واضحی نسبت به‌را کتورهای تحت فشارهستند. یکی از امتیازات این است که بخار در داخل قلب را کتور تولید می‌شود و مستقیماً به‌توربین می‌رود. مولدهای بخار در مدارهای انتقال حرارت جداگانه قرار دارند وبه‌اندازه‌ای که در را کتورهای تحت فشار الزامی هستند الزامی نمی‌باشند. به‌این دلیل را کتورهای‌آب جوشان در یک چرخه یکسره کارمی کنند. به‌علاوه می‌دانیم‌مقدار حرارتی که به‌صورت گرمای نهان[۱]، جذب مقداری‌آب می‌شود خیلی بیش‌از مقدار حرارت لازم برای تبخیر مایع به‌صورت حرارت ظاهری است که فقط درجه حرارت مایع را تغییر می‌دهد نظیر آنچه که در را کتور تحت‌فشار رخ می‌دهد. بنابراین برای یک قدرت معین مقدار کمتری آب در واحد زمان از داخل یک را کتور آب‌جوشان عبور می کند تا ازیک را کتور تحت فشار. در هرصورت آب‌ضمن‌عبور از داخل‌قلب را کتور رادیواکتیو می‌شود (به‌قسمت ۱۰-۱۲ مراجعه صود). از آنجاکه این آب برای تولید برق در نیروگاه به کار می‌رود لذا تمام قسمتهائی که بخار از آنها عبور می کند نظیر توربین‌ها چگالنده،گرم کن، تلمبه‌ها ، لوله‌ها و دیگر قسمتهای دیگرکه یک را کتور آب جوشان باید در داخل حفاظ اشعه قرارگیرد.

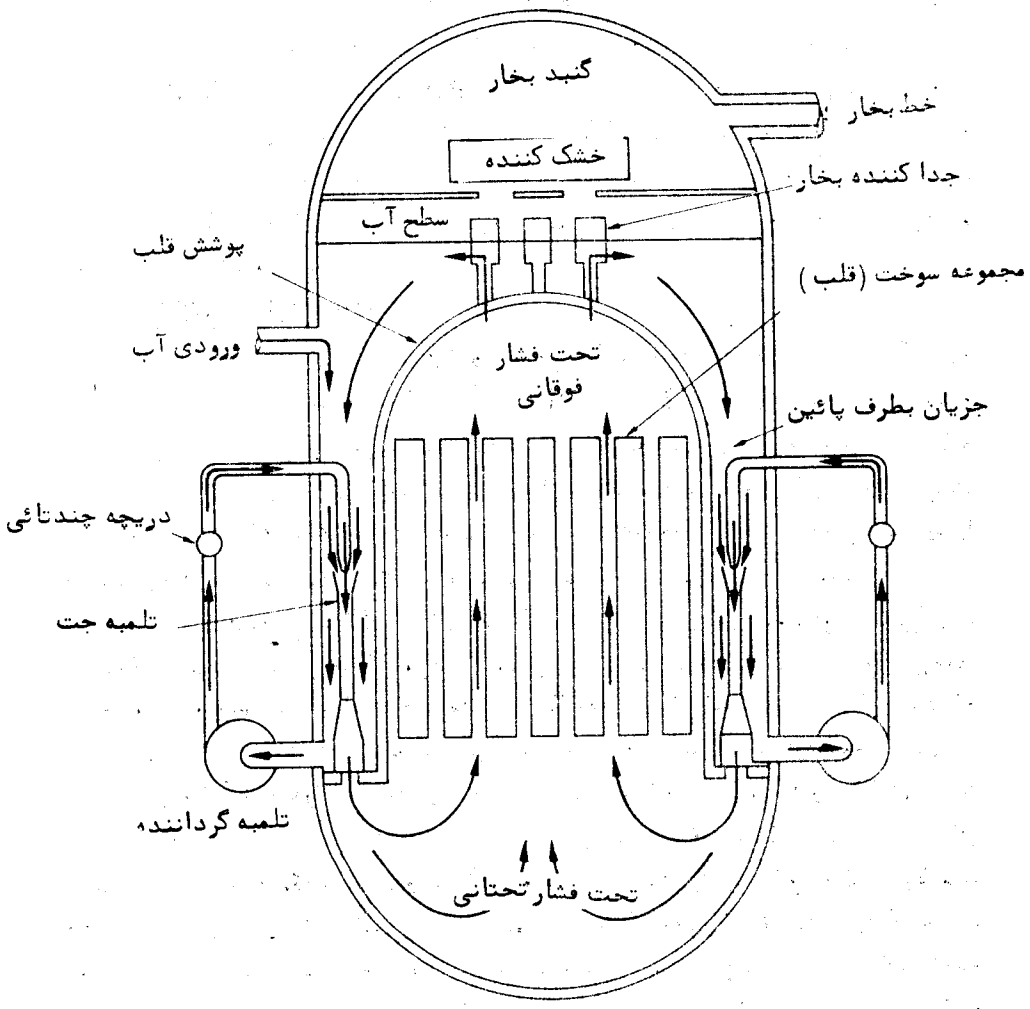
در یک را کتور آب جوشان فشار تقریباً Psi ۱۰۰۰ است که در حدود نصف فشار در یک را کتور تحت فشار می‌باشد. لذا ضخامت‌دیواره محفظه فولادی یک‌را کتور BWR لازم‌نیست به‌اندازه یک‌را کتور PWR باشد. دراین‌صورت چگالی‌قدرت (وات برسانتیمتر مکعب) در یک‌را کتور BWR کمتراز یک را کتورPWR است.برای یک قدرت‌معین ابعاد کلی‌محفظه فولادی یک را کتور آب جوشان بایستی بزرگتراز محفظه یک را کتور تحت فشار باشد. تاآنجا که مربوط به‌هزینه محفظه فولادی می‌شود این دو عامل کم‌وبیش یکدیگر را خنثی‌می کنند.

آرایش داخلی یک را کتور آب جوشان در شکل ٤-١٤ نشان داده شده است وبسیر حرکت خنک کننده باجهت پیکانها مشخص شده است. آب از اطاقک‌های زیرین‌به‌نام پلنوم[۲] به‌طرف بالا از داخل قلب را کتور عبور می‌نماید و در ضمن عبور هم حرارت ظاهری جذب می کند و هم حرارت نهان تبخیر. در مدت زمانی که آب به‌طرف بالا حرکت می کند واز دستگاه جداسازی بخار عبور می کند بیشتر آب آن جدا می‌شود . بعد بخار آب از داخل دستگاه‌خنک کن عبور می کند و بقیه آب از بخارگرفته می‌شود و از طریق لوله‌های بخار به توربین‌ها می‌رود. آب اضافی دستگاه‌های جداساز بخار و دستگاه خشک کن باآب برگشتی از چگالنده مخلوط شده از طریق لوله‌های حلقوی خارج قلب را کتورکه بین محفظه فولادی و لایه‌های خارجی قرار دارد و معروف به‌جریان پائین رونده است، به‌اطاقک زیرین برمی‌گردد.

نیروی محرکه لازم برای به‌جریان انداختن آب خنک کننده از داخل قلب را کتور بوسیله دستگاه‌گردش آب می‌باشد. این تلمبه‌ها آب‌را از قسمت‌پائین جریان پائین رونده مکیده

۱- Latent heat ۲- Plenum

وبافشار بیشتر از طریق دسته لوله‌های جت‌دار (تعداد لوله‌ها بستگی به نوع راکتور بین ۱۸ تا ۲۴ عدد می‌باشد) که مطابق شکل ۱۴-٤ می‌باشند و در بین لوله‌های پائین رونده قرار دارند به‌حرکت در می‌آورند. نمودار ظاهری یک تلمبه‌جت دار در شکل (٤-۱۵) نشان‌داده شده‌است. دیده می‌شود که این وسایل قسمت‌های متحرك ندارد. آب درحال‌گردش که ازنوك



شکل ٤-۱۴ سطح مقطع یک راکتور آب جوشان جهت حرکت جریان آب باپیکان‌ها مشخص شده است

جت‌ها باسرعت زیاد خارج می‌شود، قسمتی از آب جریان‌های پائین رونده را مکیده و همراه‌خود می‌برد. این موضوع در شکل ٤-۱۵ نشان داده شده است. آب خروجی از نوك جت‌ها و آب

مکیده شده به‌طرف پائین تلمبه های جت‌دار رفته داخل اطاقک زیرین (پلنوم) می‌شود. این نوع راکتورآب جوشان که شرحش گذشت بخار اشباع با درجه حرارت F. ۵۵۰ و فشار Psi ۱۰۰۰ تولید می کند. بهره یک نیروگاه از نوع BWR حدود ۳۳ تا ۳۴ درصد است.

سوخت راکتور آب جوشان اساساً شبیه سوخت راکتور تحت فشار است یعنی به‌صورت قرص های UO_2 کمی غنی شده است که در داخل لوله های آب بندی شده قرار دارند وآرایش داخلی قلب راکتور این دو نوع راکتور کم‌وبیش شبیه به‌یکدیگر 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 دریک راکتور BWR معمولا قسمت فوقانی آن پراز بخار و حفره است وحرکت میله های کنترل دراین ناحیه به‌اندازه قسمت تحتانی که پرازآب است روی k اثر ندارد. لذا میله های کنترل در نزدیکی قسمتی از قلب راکتور قرار داده می‌شود که حداکثر اثر را داشته باشد.

راکتور حرارتی گازی[1]:

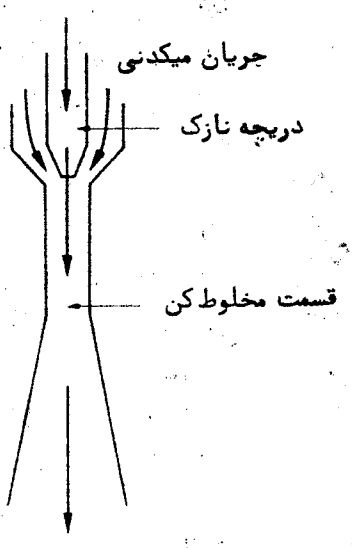
راکتورهای دارای سوخت اورانیوم طبیعی وکندکننده گرافیت در زمان جنگ دوم جهانی در ایالات متحده امریکا به‌منظور تبدیل U^{238} به Pu^{239} برای مقاصد نظامی توسعه یافت. پس از جنگ این راکتور بنیان برنامه های تسلیحات هسته‌ای ایالات متحده امریکا و چند کشور دیگررا پایه‌گذاری کرد، بنابراین جای تعجب نیست که راکتورهای باسوخت اورانیوم طبیعی آغازی برای توسعه صنعت نیروی هسته‌ای به‌ویژه درکشورهائی نظیربریتانیا وفرانسه که در آن زمان فاقد امکانات تولید اورانیوم غنی‌شده مورد نیاز راکتورهای‌آب سبک بودند، قرارگرفت. هردو این ممالک در حال‌حاضر تأسیسات‌غنی کردن اورانیوم‌از نوع پخش‌گازی ساخته‌اند و هردو کشور برای راکتورهای خود از سوخت غنی‌شده‌استفاده‌می کنند. راکتورهای اولیه مولد پلوتونیوم در ایالات متحده دارای دستگاه‌های خنک‌کننده باچرخه[2] باز بودند که آب فقط یک‌بار از داخل قلب عبور می کرد. در حالی که راکتور مولد پلوتونیوم در بریتانیا دارای‌مدارخنک‌کننده هوا مدار باز بود که فقط یک‌بار هواازداخل قلب عبورمی کرد. بعدها در بریتانیا و فرانسه از مدار خنک‌کننده بسته هوا در راکتورهای‌قدرت استفاده کردند. این کار باعث شد که محفظه نگهدارنده به‌وجود آید که هم هسته های رادیواکتیو درآن محفوظ‌بماند وهم کنترلی روی مقدار آن باشد. دراین راکتورها خنک‌کننده‌گاز CO_2 است. این‌گاز جاذب نوترون حرارتی نیست در نتیجه خیلی رادیواکتیو نمی‌شود. درعین‌حال گاز CO_2 در درجه حرارت کمتر از F° ۱۰۰۰ از نظر شیمیائی پایدار است و باکندکننده یا سوخت هیچ‌گونه واکنشی انجام نمی‌دهد. شکل ظاهری راکتور هینکلی پوینت[3] که در غرب انگلستان قرار دارد و راکتور آن از نوع راکتورهای‌گازی پیشرفته[4] است که‌در شکل ۱۶-۴ نشان داده شده

۱- Gas Cooled Thermal Reactor ۲- Open Cycle

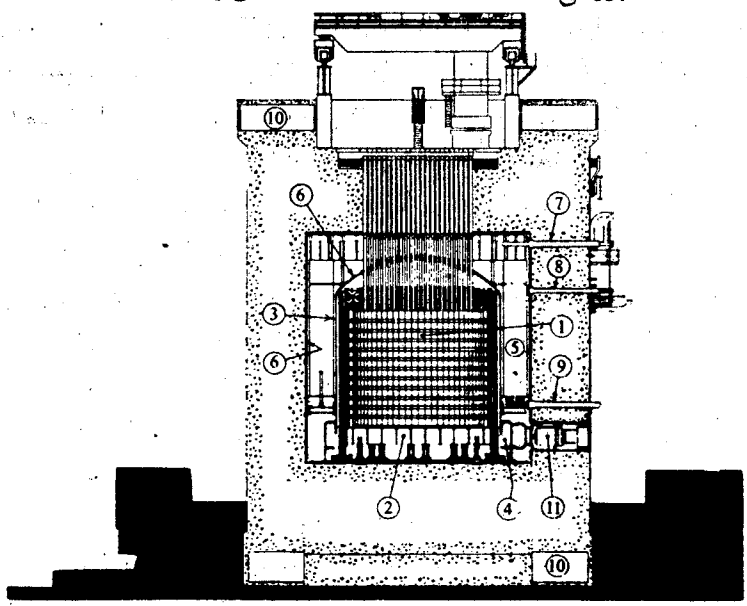
۳- Hinkley point B ۴- Advanced Gas Cooled Reactor (AGR)

است. قلب راکتور یک حجم مکعبی ۱۶وجهی است که به‌یکدیگر متصل هستند و دارای کانال‌های عمودی سوخت می‌باشند که به‌صورت یک‌شبکه مربعی‌است. سوخت شامل قرص‌های اکسید اورانیوم(UO_2) کمی غنی‌شده (۱/٤ تا۲/٦ در صد درنواحی مختلف) می‌باشد که در داخل‌لوله‌های فولادی زنگ‌نزن‌قرار دارند. این لوله‌های سوخت نیزدر داخل یک استوانه توخالی‌گرافیتی قرار می‌گیرند که تشکیل یک میله‌سوخت را می‌دهند.

میله‌های‌سوخت‌در داخل کانال‌ها به‌نحوی‌قرارگرفته‌اند که‌گاز Co_2 به‌راحتی ازبین‌سوخت و کند کننده عبور می‌کند.



شکل ٤-۱۵



شکل ٤-۱٦ راکتورگازی پیشرفته هینکلی‌پوینت‌بی(۱) قلب راکتور (۲)شبکه نگهدارنده قلب (۳) برگرداننده‌گاز (٤) خروجی دایره‌ای شکل گاز (٥) مولد بخار (٦) عایق حرارتی (۸/۷) محل نفوذ بخار (۹) ورودی آب‌تغذیه‌به مولد بخار (۱۰) مجرای دستیابی به‌کابل های 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. گازCo_2 از داخل کانال‌ها داخل قلب به‌طرف

بالا می‌رود و از داخل شبکه نگهدارنده عبور می‌نماید و سپس از داخل یکی از چند مولد بخار که در اطراف قلب قرار دارند عبورمی کند. گاز پس از عبور از مولدهای بخار از داخل پنکه ها که گاز را به‌جریان می‌اندازدعبور می کند و بدین‌ترتیب دوره‌گردش گاز کامل می‌شود. به‌طوری که در شکل (۱۶-٤) نشان داده شده است، قلب راکتور مولدهای بخار و پنکه ها همگی در داخل یک محفظه بتونی پیش فشرده بزرگ قرار دارند.

یکی از امتیازات راکتورهای خنک کننده‌گازی بهره زیاد آنهاست. نیروگاهی که دربالا شرحش گذشت بخار فوق داغ با درجه حرارت حدود ۱۰۰۰°F و فشار Psi ۲٤۰۰ تولید می کندو بهره کلی آن حدود ٤۲٪ که به‌اندازه بهترین نیروگاه‌های فسیلی موجود امروزی است‌می‌باشد. باوجود این هنوز جای تردید وجود دارد که راکتور بریتانیائی گازی پیشرفته AGRدر ایالات متحده اقتصادی باشد، زیرا سرمایه‌گذاری برای‌ساختن‌نیروگاه در انگلیس کمتراز ایالات متحده در نظرگرفته شده، قدرت تولیدی AGR به‌ارزانی راکتور آب‌معمولی امریکائی است.

کوشش های سالهای‌گذشته در زمینه توسعه تکنولوژی‌راکتورهای گازی در ایالات متحده در شرکت جنرال گلف اتمیک[1] متمرکز شده است وآنها سرگرم توسعه راکتور گازی بادرجه حرارت بالا[2](HTGR) هستند. این راکتور حرارتی‌دارای کند کننده گرافیت است و باگاز هلیوم‌خنک می‌شود. از نقطه‌نظر خواص خنک کنندگی گاز ممتازی است. این‌گاز ازگاز Co_2خنثی‌تر است و نوترون‌جذب نمی کند و بنابراین رادیواکتیو نمی‌شود.

از شروع کار راکتورگازی درجه بالا از سوخت مخلوطی از توریوم و اورانیوم خیلی غنی شده ۲۳۵ استفاده‌می‌شود. اما باگذشت زمان که اورانیوم۲۳۳ از تبدیل توریوم ۲۳۲ به 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، توریوم ۲۳۲ و اورانیوم ۲۳۳ تولیدشده[3] است. از آنجا که سوخت این نوع راکتور خیلی غنی شده است در مقایسه باراکتورهای‌گازی انگلیسی که اورانیوم طبیعی یا کمی غنی شده مصرف می کند به طور قابل ملاحظه‌ای کوچکتر است. در نتیجه‌سرمایه‌اولیه یک راکتورگازی‌درجه‌بالا خیلی کمتراز راکتورگازی انگلیسی‌است.

سوخت راکتورگازی درجه بالا به‌صورت کرات کوچک متشکل ازکاربید اورانیوم و وتوریوم $(U, Th)C_2$ باپوشش مخصوص می‌باشد که‌مانع نفوذ پاره‌های شکافت به‌اطراف می‌شودو کارخانه های‌سازنده‌میله های‌سوخت به‌طول ۵ سانتیمتروبه‌قطر ۱/۲ میلیمترپرازاین ذرات که دارای ماده پیوندی کربنی است می‌سازند. سپس این‌میله هارابه‌داخل‌سوراخهای‌تعبیه شده در

۱- General Gulf Atomic ۲- High Temperature Gas Cooled Reactor

۳- Recycled

قطعات گرافیتی شش پهلو به طول ۷۸ سانتیمتر و قطر ۳۵ سانتیمتر قرار می‌دهند. قطعات شش‌پهلو را به‌صورت استوانه در مجاورت یکدیگر می‌گذارند تا قلب راکتور به‌وجود آید. سوراخهای اضافی برای عبورگاز خنک‌کننده و سوراخهای دیگر برای میله‌های کنترل تعبیه می‌شود.

نحوه کاریک راکتورگازی درجه بالا شبیه یک‌راکتورگازی از نوع AGR است. به طوری که از شکل ۴-۱۷ دیده می‌شود گازهلیوم از داخل قلب راکتور به‌طرف پائین جریان می‌یابد و سپس از داخل مولد بخار و مجدداً به کمک پمپ به‌داخل راکتور برمی‌گردد. تمام این وسائل در داخل محفظه بتونی پیش فشرده راکتور قرار می‌گیرد. بخار حاصل از راکتور گازی درجه بالا حدود ۱۰۰۰°F و ۲۴۰۰ psi می‌باشد که بهره کلی دستگاه حدود ۴۰ درصد است. یک راکتورگازی درجه بالا ۴۰ مگاوات الکتریک به‌منظور نشان دادن طرز کار راکتور درسال ۱۹۶۷ به کار افتاد. نوع تجاری آن به‌قدرت ۳۳۰ MW قرار است درسال ۱۹۷۴ به کار افتد (این راکتور درسال ۱۹۷۵ به کار افتاد). این نوع راکتور نیاز به‌سرمایه‌گذاری اولیه کم وهزینه سوخت کم دارد واثرات محیطی آن حداقل می‌باشد. اخیراً چند مصرف‌کننده، نیروگاههای بزرگی ازاین نوع سفارش داده‌اند.

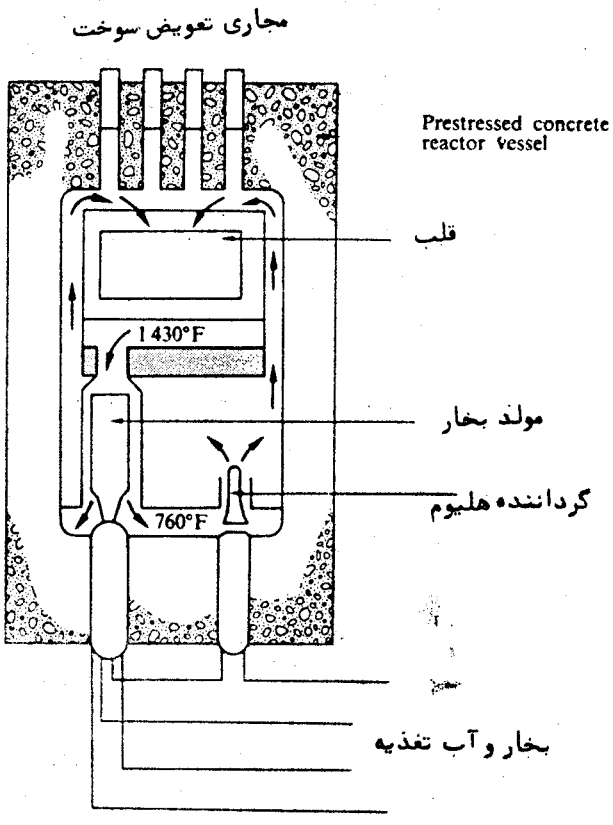
راکتور آب سنگین

این نوع راکتور دارای کندکننده و خنک‌کننده آب سنگین (D_2O) درچندکشور به‌ویژه درکانادا تحت توسعه می‌باشد. با بازگشت به‌قسمت ۴-۳ یادآور می‌شود که کانادا دارای ذخائر عظیم سنگ اورانیوم می‌باشد. درهرحال، کشورکانادا دارای امکانات گرانقیمت غنی کردن اورانیوم نیست. طبیعی است که کانادائی‌ها دوست ندارند تولید نیروی برق خودرا متکی بردستگاههای غنی کردن اورانیوم کشورهای دیگر که کنترلی برآن ندارند بدانند. اما در عین حال می‌خواهند از ذخائر طبیعی خود بهره مند شوند. بدین لحاظ راکتورهائی را انتخاب کرده‌اند که بتوانند بااورانیوم طبیعی کار کنند. به‌طوری که در بالااشاره شدراکتورهای آب سبک نیاز به‌اورانیوم غنی شده دارند وبنابراین قابل قبول نمی‌باشند. از طرف دیگر - راکتورهای خنک‌کننده‌گازی که کندکننده آنهاگرافیت است، در بریتانیا ساخته شده‌اند. اگر درآنها از سوخت اورانیوم طبیعی استفاده شود بسیاربزرگ هستند و هزینه اولیه آنها دردستگاه 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 باسوخت اورانیوم طبیعی کارکند زیرا سطح مقطع جذب دوتریوم ($D = {}^2H$) برای نوترون‌های‌حرارتی خیلی کم‌است وحتی کمتراز مثلا سطح مقطع جذب هیدرژن‌معمولی ($H = {}^1H$) است. در عین‌حال دوتریوم به‌صورت D_2O دوبرابرسنگین تراز

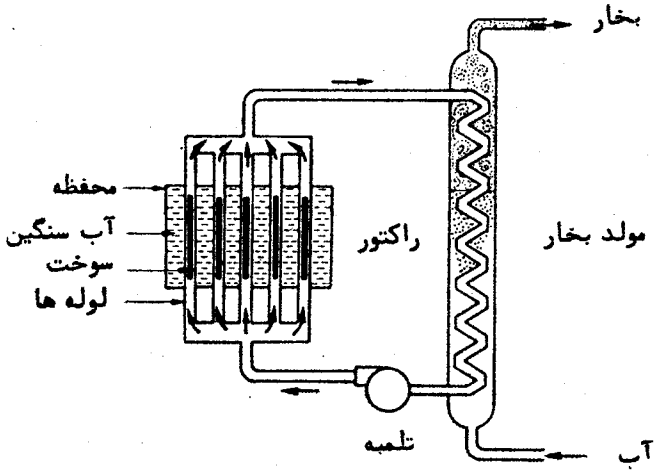
هیدرژن در H_2O است. بنابراین D_2O از نقطه نظر کند کنندگی به‌اندازه H_2O مؤثر نیست. مقدارمتوسط کاهش انرژی نوترون‌ها در هربرخورد به D_2O کمتراز برخورد به H_2O است. بنابراین نوترون‌ها در H_2O برای اینکه به‌انرژی حرارتی برسند تعداد برخورد بیشتری لازم دارند وفاصله بیشتری طی می کنند تا در D_2O. قلب راکتور از نوع آب سنگین بزرگتر از قلب یک راکتور آب سبک است، ولی خیلی کوچکتراز راکتوربا کند کننده گرافیت و خنک کننده گازی می‌باشد.



شکل ٤-١٧ نمودار راکتورگازی درجه بالا MW ٣٣٠ به‌نام فورد سنت‌وین مسیر حرکت گاز هلیوم در شکل نشان داده شده است (کمپانی جنرال گلف اتمیک)

برای گریز از یک محفظه بزرگ وگرانقیمت کانادائی‌ها از لوله های تحت‌فشار استفاده کرده‌اند. سوخت در داخل لوله‌های (تحت فشار) قرار می‌گیرد. خنک کننده به‌طوری که

درشکل (٤-٨) نشان داده شده‌است از داخل لوله عبور می کند، لذا گرما ازقلب راکتور به‌وسیله خنک کننده به‌خارج انتقال پیدامی کند بدون اینکه خنک کننده‌با کند کننده D_2O تماس پیدا کند. بنابراین درجه حرارت کند کننده خیلی‌پائین‌تراز درجه حرارت خنک کننده خواهد بودو نیازی به‌تحت فشار قرار دادن آن نیست.در راکتورهای آب‌سنگین کانادا خنک کننده D_2O است وبرای اینکه به‌جوش‌نیاید تحت فشار می‌باشد. در هرصورت توجه زیادی به‌استفاده از خنک کننده ارزانتر نظیر آب معمولی یا مایعات آلی معطوف شده است.



شکم (٤-١٨) نمودار دستگاه بخار در یک راکتور آب سنگین

باوجود هزینه کم‌سوخت‌اورانیوم‌طبیعی‌بعیدبه‌نظر می‌رسد که‌صنایع امریکااین نوع راکتور را توسعه‌دهند. یکی‌ازاین‌عوامل‌ضریب‌مثبت‌راکتیویته‌وضریب‌قدرت‌دراثرازدیاد درجه‌حرارت است. بنابراین راکتور ذاتاً پایدارنیست. لذا یک ازدیادناگهانی قدرت به‌طور خود به‌خود منجربه ازدیادبیشتر قدرت می‌شودوبرای تحت کنترل در آوردن راکتور نیاز به‌یک عامل خارجی است. برطبق مقررات ایمنی کمیسیون انرژی اتمی امریکا عمل‌عکس‌در اثرازدیاد قدرت لازم است. بنابراین این سئوال پیش‌می‌آید که آیا ایالات متحده اجازه‌کارکرد به‌راکتور آب سنگین می‌دهد یا خیر؟

راکتور زاینده

به‌طوری که در قسمت ٤-٣ اشاره شد ذخیره $U^{۲۳۸}$ دنیا برای رفع نیازمندیهای‌فزاینده قدرت هسته‌ای دنیا، اگر اساس کار براستفاده از راکتورهای مصرف کننده یاراکتورهای مبدل کم بهره باشد کافی نیست، فقط باپیشرفت راکتورهای زاینده می‌توان از تمام پتانسیل‌ذخیره‌ای

اورانیوم و توریوم دنیا بهره‌گرفت. براساس چنین ایده‌ای برنامه‌های توسعه راکتورهای‌زاینده در بسیاری ازکشورها به‌طور جدی تعقیب می‌شود.

در ایالات‌متحده عقاید متفاوتی در مورد فوریت برنامه راکتورهای زاینده وجود دارد. از آنجا که ذخائر شناخته شده[۱] ارزانقیمت U_3O_8 بعداز سال حدود ۱۹۹۰ نیازهای ملی را برآورده نمی‌سازد. بعضی از افراد صلاحیت دار اعتقاد دارند برای دستیابی به‌انرژی هسته‌ای ارزانقیمت و مطمئن لازم است راکتورهای زاینده بعد از سال ۱۹۹۰ مورد استفاده قرارگیرند. از طرف دیگر، بعضی از اولیاء مسئول به‌تجسسات موفقیت‌آمیز اورانیوم اشاره کرده، ادعا می کنند که سنگ اورانیوم ارزان برای مدت‌های مدیدی در دسترس خواهد بود. به‌هرحال برنامه توسعه راکتورهای زاینده در ایالات متحده با سرعت مشخصی پیش می‌رود و اولین نیروگاه نمایشی[۲] به‌نام نیروگاه زاینده کلینچ ریور[۳] محتملا در سال ۱۹۸۲ به کار خواهد افتاد. ساختن راکتورهای زاینده بزرگ در ایالات متحده احتمالا در سالهای آخر دهه ۱۹۸۰ شروع به کارخواهد کرد. انتظار می‌رود این نوع راکتور تأثیر قابل‌ملاحظه‌ای در بازار راکتورهای‌قدرت در سال‌های دهه ۱۹۹۰ داشته باشد.

موفقیت (راکتورهای زاینده) در کشورهای دیگر کمی تفاوت دارد مثلا در بریتانیای‌کبیر که ذخائر طبیعی اورانیوم ندارد سوخت فسیلی در آنجا دوبرابر قیمت در ایالات متحده است و نمی‌توانند ازدیاد اورانیوم که ممکن است همراه باگران شدن قدرت‌هسته‌ای در دودهه اواخرقرن است تحمل کنند.

براساس این فکر انگلیسی‌ها در توسعه راکتورهای زاینده سریع پیش‌رفته‌اند. یک نیروگاه نمایشی در حال حاضر کار می کند و انواع تجاری آن برای سالهای دهه ۱۹۸۰ برنامه‌ریزی شده است.

برنامه‌های مشابهی در فرانسه، آلمان غربی و اتحاد جماهیر شوروی درحال پیشروی است که همه‌ی آنهاخیلی قبل‌از ایالات‌متحده نیروگاه‌های زاینده‌بزرگ‌درحال کارخواهند داشت.

در حال حاضر چهار نوع راکتور زاینده در حال توسعه است: راکتور زاینده سریع باخنک‌کننده فلز(LMFBR) که از طرف سازمان انرژی اتمی‌ایالات متحده امریکا زیاد پشتیبان ندارد ولیکن درکشورهای دیگر به‌سرعت تعقیب می‌شود،(۲) راکتور زاینده سریع گازی (GCFR) که‌توسط شرکت‌گلف جنرال‌اتمیک در ادامه موفقیت‌های تکنولوژی‌راکتور گازی فوق داغ می‌باشد(۳) راکتور زاینده نمک مذاب که در اوك‌ریج تعقیب می‌شود و (٤) راکتور زاینده آب سبک (LWBR) که دربخش‌راکتورهای (نیروی)دریائی‌سازمان ـ انرژی اتمی توسعه می‌یابد.

۱- Known Reserve

۲- Demonstration ۳- Clinch Breeder Reactor plant

راکتور زاینده سریع فلز مایع باچرخه سوخت اورانیوم- پلوتونیوم کارمی کند. در حالی که راکتور در ابتدا کار دارای سوخت ^{235}U و ^{238}U است ولی بالاخره باتولید ^{239}Pu و ^{241}Pu این دو ایزوتوپ جای ^{235}U را می‌گیرند و راکتور با ایزوتوپهای پلوتونیوم و اورانیوم طبیعی کار خواهد کرد.

برگشت به‌شکل (٤-٤) به‌خاطر می‌آورد که η تعداد نوترون‌های شکافت حاصل از جذب یک نوترون در ^{235}U یا ^{239}Pu باافزایش انرژی نوترون بیش‌از Kev ۱۰۰ به‌طورخطی افزایش می‌یابد، در نتیجه نسبت زایش و بهره زایش باافزایش انرژی متوسط نوترونی که شکافت را انجام می‌دهد افزایش می‌یابد. بنابراین تاآنجا که ممکن است بایستی سعی شود تاازکندشدن نوترون‌های شکافت دریک راکتور سریع ممانعت شود. این بدان معنی است که هسته‌های سبک‌وزن به مقدار زیاد باید داخل قلب راکتور نباشند. البته کندکننده وجود ندارد، به طوری که قلب و لایه‌های خارجی قلب راکتور فقط شامل میله‌های سوخت و خنک کننده می‌باشد.

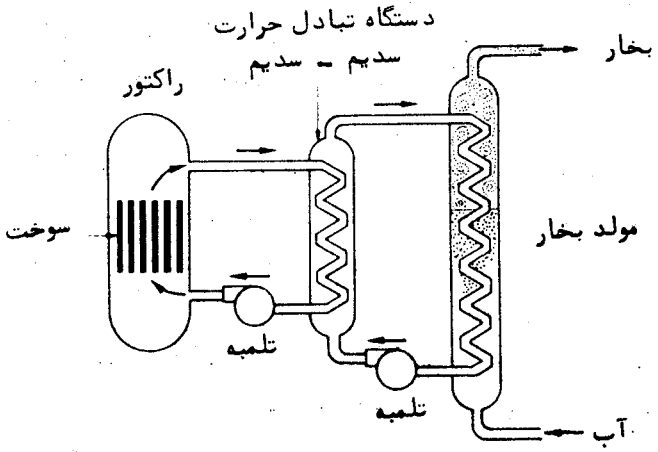
جهت خنک کنندگی برای راکتورهای زایندهسریع عموماً سدیم به‌کار می‌رود. سدیم باوزن اتمی ۲۳ در نتیجه برخورد الاستیک، نوترون‌ها را زیادکند نمی‌کند وبه‌طوری که قبلا اشاره شد در نتیجه برخورد غیرالاستیک تااندازه‌ای کند می کند. سدیم دارای خاصیت انتقال‌حرارتی عالی است، بنابراین این نوع راکتور می‌تواند در قدرت بالا یعنی چگالی ویژه بالا کارکند. ازطرف دیگر بدان معنی است که قلب این نوع راکتور می‌تواند نسبتاً کوچک باشد. به‌علاوه چون نقطه جوش سدیم خیلی بالا است (دریک آتمسفر فشار $^{\circ}C$ ۸۸۱) دستگاه خنک کننده می‌تواند در فشار معمولی جودر درجه‌حرارت بالا بدون اینکه‌سدیم به‌جوش آید کارکند وبنابراین راکتور نیازی به‌محفظه تحت فشار ندارد. بالابودن درجه حرارت خنک کننده موجب بالابودن درجه حرارت و فشار بخارآب و لذا بهره بیشتر می‌شود، بالاخره سدیم به‌ویژه در بسیاری ازمواد ساختمانی ایجاد خوردگی نمی‌نماید.

لازم به‌یادآوری است که سدیم نیز دارای خصوصیات نامطلوبی است. نقطه ذوب سدیم، $^{\circ}C$ ۹۷/۵ است که خیلی بالاتراز درجه حرارت معمولی‌است، به‌طوری که دستگاه خنک کننده تمام مدت باید گرم نگهداشته شود تا از جامد شدن سدیم جلوگیری به عمل‌آید. این موضوع در ابتدا یک عیب جدی به‌نظر می‌آید لکن سدیم به عنوان خنک کننده درچند راکتور نمونه[1] باموفقیت به‌کار رفته است و دلیلی وجود ندارد که فکرکنیم نتوانیم ازآن در راکتورهای زاینده بزرگ استفاده نمائیم.

سدیم از نظر شیمیائی فعال است و حتی خشک آن باآب تقریباً به‌صورت یک ماده منفجره در می‌آید. سدیم نوترون حتی نوترون سریع را به مقدار زیاد جذب می کند و

۱- Prototype

^{24}Na یک تابش دهنده بتا بانیمه عمر ۱۵ ساعت به‌وجود می‌آورد. باتوجه به‌این خواص، عاقلانه نیست که سدیم مایع (خنک کننده) مستقیماً از راکتور به‌مولد بخار انتقال داد، زیرا امکان دارد یک مو ترک[1] در محل جوش لوله‌ها که قسمت داخلی مولد بخار را تشکیل می‌دهد به‌وجود آید اگر موترکی به‌وجود آید و سدیم رادیو اکتیو باآب تماس پیدا کند، به‌علت پخش رادیو اکتیویته. در سطح گسترده‌ای تعمیر موترك مشکل است. به‌این دلیل راکتورزاینده سریع فلز مایع مطابق‌شکل (٤-۱۹) دارای دو مدار سدیم است: مدار اولیه راکتور حاوی سدیم رادیو اکتیو و مدار میانی حاوی سدیم غیر رادیو اکتیو است. احتمال نقص در دستگاه انتقال‌حرارت سدیم به‌سدیم‌بسیار نادر است که اگر رخ دهد منجر به‌آزاد شدن سدیم رادیو - اکتیو خواهد شد، زیرا سدیم تحت فشارکمی است.



شکل (٤-۱۹) دستگاه مولد بخار در راکتور زاینده سریع فلز مایع

آزمایش های متعددی روی سوخت راکتور سریع زاینده فلز مایع انجام شده است وهم‌اکنون در حال اجراست. راکتوری که ایالات متحده طرح کرده است سوخت آن دارای ۱۵ درصد ایزوتوپ‌قابل‌شکافت هسته‌ای‌است. سوخت‌اولیه به‌صورت قرص هائی‌از اکسیداورانیوم‌یا اورانیوم طبیعی یا پس‌ماندهای دستگاههای غنی کردن اورانیوم تشکیل شده است. تمام میله‌ها یا سوزنهای سوختی به‌وسیله یک شبکه ساختمانی مناسب پابرجا نگهداشته می‌شوند که در نتیجه میله‌های سوخت از یکدیگر جدا بوده و تمام قلب‌در داخل سدیم مایع غوطه‌وراست.

بخار حاصل از دستگاه راکتور سریع زاینده فوق داغ بوده و بادرجه حرارت ۴۸۲°C و فشار بیش‌از ۲۰۰۰ psi وارد توربین‌ها می‌شود. بهره کلی دستگاه حدود ٤۰ درصد است. زمان مضاعف برای یک راکتور بزرگ ازاین نوع انتظار می‌رود حدود ده سال باشد.

---

* از زیرکونیوم و آلیاژهای آن نمی‌توان استفاده کرد زیرا سدیم به‌این فلزات واکنش های شیمیائی انجام می‌دهد.

۱- Leak

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 (۷میلیمتر) از جنس فولاد زنگ نزن که هرکدام دارای قرص‌های کوچکی از PuO_2 و UO_2 نظیر قرص‌های سوختی راکتورسریع زاینده فلز مایع می‌باشد. لایه زاینده راکتور در راستای محوری و شعاعی در همین نوع لوله‌ها است اما سوخت آنها فقط UO_2 می‌باشد. گاز هلیوم‌دارای درجه حرارت حدود۳۳۸°C وفشار ۱۲۵۰psi از بالا وارد قلب راکتور شده از لابلای سوزنهای سوختی به‌طرف پائین حرکت کرده درجه حرارت آن ۶۱۰°C می‌رسد . گاز از قلب خارج وارد اطاقک پایه[1] در پائین راکتور شده، از داخل یکی از چهار مولد بخار عبور می کند، و سپس از طریق مدار هلیوم به‌راکتور برمی‌گردد. دراین نوع راکتور نظیر راکتور سریع زاینده فلز[2] مایع نیازی به‌دستگاه انتقال حرارت نیست. زیرا هلیوم‌رادیواکتیو نمی‌شود. مولدهای بخار فوق داغ بادرجه حرارت ۵۲۴C و فشار ۲۴۰۰psi تولید می کنند و انتظار می‌رود بهره کلی دستگاه حدود ۳۸—۳۹ درصد باشد حال دیده می‌شود که در این نوع راکتور قلب مولدهای بخارو مدار گردش هلیوم همه نظیر راکتورگازی فوق داغ در داخل محفظه بتونی پیش‌فشرده قرار دارند. از آنجا که هلیوم به‌صورت گاز می‌باشد اساساً خلاء محسوب شده و تقریباً هیچ‌گونه اثری روی نوترون‌ها ندارد. بنابراین طیف نوترون‌ها در راکتور سخت‌تر (پرانرژی‌تر) از طیف نوترون‌ها در LMFBR می‌باشد. زیرا در راکتور اخیر نوترون‌ها در نتیجه برخورد غیرالاستیک باسدیم کند می‌شوند. ازینجا نتیجه‌می‌شود که نسبت زایش برای GCFR بزرگتر ازاین نسبت برای LMFBR است زیرا مقدار متوسط η بزرگتر است و زمان مضاعف نیز کوتاهتر می‌باشد.

یکی از امتیازهای دیگر خنک کننده هلیوم‌را باید یادآور شویم. اقتصاد یک نیروگاه قدرت را چندعامل تعیین می کند که از آنجمله آمادگی نیروگاه است یعنی کسری از زمان که در آن نیروگاه در حقیقت می‌تواند کار کند. بنابراین کوتاه کردن زمان لازم برای تعمیرهای دوره‌ای بسیار مهم است. از آنجا که هلیوم رادیواکتیو نمی‌شود لذا می‌توان بلافاصله پس‌از خاموشی راکتور در هر قسمت از مدارخنک کننده به‌کار پرداخت* .

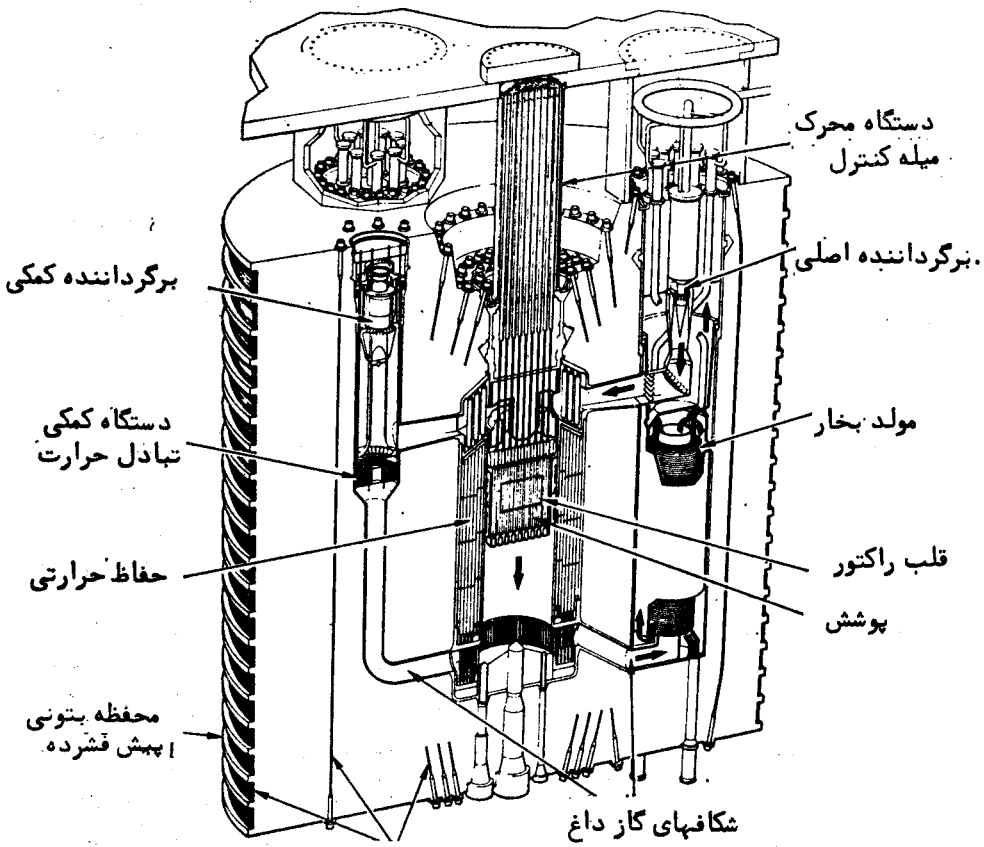
اگر نقصی در داخل خود راکتور به‌وجود آید ، عامل و محل نقصی را می‌توان به‌سرعت باوسائل‌مرئی‌تعیین کرد. تعمیرها و نگهداری‌های دوره‌ای‌در راکتور LMFBR خیلی

---

* شاید در مورد این موضوع مبالغه شده باشد، در حالی که هلیوم‌خود رادیواکتیو نمی‌شود، پاره‌های شکافت‌گازی که از داخل سوخت و اتم‌های اکتیوشده در جریان‌گازقرار می‌گیرند خنک کننده HTGR و GCFR را رادیو اکتیو می‌نمایند.

۱- Plenum ۲- LMFBR

مشکلتر است زیرا سدیم را یک عنصر کدر رادیواکتیو می‌نامند و برای اینکه منجمد نشود دائماً بایدگرم نگهداشته شود. بعضی از افراد صلاحیت‌دار اعتقاد دارند که GCFR اصولا قادر به تامین ارزانترین انرژی هسته‌ای حاصل از هرنوع راکتور دیگری که پایان قرن به‌بازار



شکل ٤-۲۰ سطح مقطع یک راکتور سریع زاینده گازی

می‌باشد. در هرحال تکنولوژی LMFBR چندسال عقبتر از تکنولوژی GCFR است و درایالات متحده به‌اندازه‌ای که LMFBR طرفدار دارد مورد پشتیبانی نیست، اگرچه شرکت‌ها علاقه فزاینده‌ای نسبت به‌این نوع راکتور نشان می‌دهند.

راکتور زاینده نمک مذاب

این یک راکتور زاینده حرارتی‌است که روی‌چرخه $Th^{۲۳۲}$-$U^{۲۳۳}$ کارمی‌کند. یادآور می‌شود که $U^{۲۳۳}$ یگانه ایزوتوپ است که دریک راکتور حرارتی قادربه زایش می‌باشد. طرح راکتور MSBR در انواع راکتورهائی که سوخت، ماده زاینده وخنک‌کننده به‌صورت‌مایع همگون مخلوط می‌باشند، منحصر به فرد است. این مخلوط ترکیبی از نمکهای مختلف‌فلورید در درجه حرارت بالا به‌صورت یک مایع مذاب غیر چسبنده و صاف در آمده است. ترکیب متداول نمکهای مذاب در جدول ٤-۳ داده شده است. تمام عناصر موجود در نمک مخلوط به‌استثنای‌توریوم و اورانیوم دارای سطح مقطع جذب خیلی‌کوچک*است. این مقدار سطح مقطع‌ها از نقطه نظر زاینده‌های حرارتی بسیار مهم است، زیرا مقدار η کم است و تعداد نوترون‌ها باید به دقت نگهداری شوند (از اتلافشان جلوگیری‌به‌عمل آید). علاوه برخاصیت عالی نوترونی این مواد نمکهای فلورید دارای قدرت حلالیت زیاد برای اورانیوم می‌باشند. آنها از جمله پایدارترین ترکیبات‌شیمیائی بوده در درجه حرارت بالا دارای فشار بخارکم می‌باشند و خواص انتقال حرارت آنها نسبتاً خوب است. به‌علاوه این نمکها در نتیجه تابش اشعه تجزیه نشده، باهوا و آب واکنش شدید انجام نمی‌دهند و نسبت به‌اغلب مواد ساختمانی معمولی ونسبت به‌گرافیت خنثی می‌باشند.

شکل ٤-۲۱ قسمت‌های اصلی یک نیروگاه MSBR را نشان می‌دهد. قلب راکتور دارای مجموعه‌ای از قطعات گرافیت به‌عنوان کندکننده می‌باشد که دارای‌مجراهائی‌برای عبور مخلوط نمک مذاب می‌باشد. وقتی مایع از داخل قلب راکتور عبورمی‌کند، دستگاه بحرانی‌و انرژی‌حاصل ازشکافت‌هسته‌ای‌مستقیماً جذب‌سیال می‌شود. سپس‌سیال‌داغ از داخل دستگاه تبادل ازطریق یک مدار خنک‌کننده میانی عبورمی‌کند و بالاخره به‌راکتور برمی‌گردد وقسمتی از مایع برای عمل شیمیائی از مسیر منحرف شده به‌جای دیگر می‌رود.

---

* در انرژی ۰٫۰۲۵۳ev سطح مقطع‌ها عبارتند از

$\sigma_a(^7Li) = ۰٫۰۳۷$، بارن $\sigma_a(Be) = ۰٫۰۰۹۲$ و بارن $\sigma_a(F) = ۰٫۰۰۹۵$ بارن است.

۱- Molten Salt Breeder Reactor (MSBR)

جدول ٤-۳

ترکیب درصد ملکول‌گرم در سوخت راکتور نمک مذاب

نمک	درصد ملکول گرم
^{۷}LiF	۷۲
$BeF_۲$	۱۶
$ThF_٤$	۱۲
$^{۲۳۳}UF_٤$	۰٫۳

در قسمت شیمیائی نیروگاه MSBR چندین عمل مهم انجام‌می‌گیرد. بابرگشت به قسمت ٤-۲ یاآور می‌شویم که هسته‌های واسطه‌در تبدیل ^{۲۳۲}Th به ^{۲۳۳}U عنصر ^{۲۳۳}Pa می‌باشد که نیمه عمرآن ۲۷/٤ روز است. از آنجا که این نیمه عمر نسبت به‌زمان‌گردش‌سیال در راکتور طولانی است و از آنجا که سطح مقطع جذب ^{۲۳۳}Pa برای نوترون‌های حرارتی زیاد است (٤۱ بارن) باید ^{۲۳۳}Pa از مدارگردش سیال خارج و انبار شود، والا قبل ازاینکه ^{۲۳۳}Pa فرصت تجزیه شدن به ^{۲۳۳}U را پیدا کند در نتیجه جذب نوترون به‌ایزوتوپ بی‌ارزش ^{۲۳٤}Pa تبدیل می‌شود . ^{۲۳۳}U از ^{۲۳۳}Pa درحال تجزیه جدا شده ، قسمتی از آن به سیال راکتور برمی‌گردد و به‌عنوان سوخت برای راکتورهای MSBR فروخته می‌شود. در عملیات جداسازی شیمیائی، محصولات فیسیون حاصل از عمل شکافت در سوخت که در سیال می‌باشد جدا می‌گردد. در راکتورهای متداول باسوخت جامد پاره‌های شکافت در داخل میله سوخت جمع می‌شوند و تااندازه‌ای باعث تغییرات‌چرخه‌ای سوخت‌در راکتور می‌شوند. جداسازی‌سوخت وپاره‌های شکافت که به‌طور پیوسته و ساده در راکتورهای زاینده نمک مذاب می‌تواند انجام گیرد این نوع راکتورها را جالب ساخته است.*

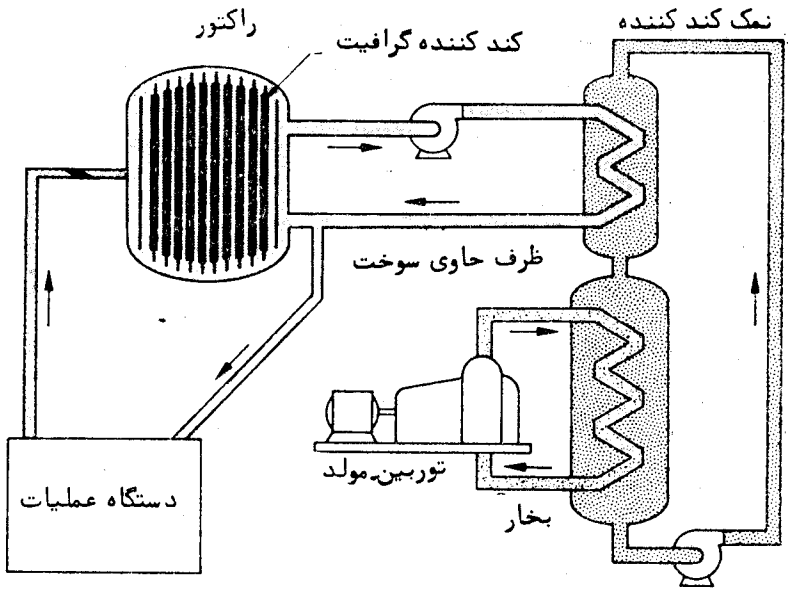
برای تعویض‌سوخت وقتی‌تلف‌نمی‌شود وراکتور می‌تواند مدت‌زیادی بین دوخاموشی متوالی کارکند.

راکتور MSBR دارای چند امتیاز دیگر نیز می‌باشد. مهمتر ازهمه به‌علت اقتصاد نوترونی خوب، سوخت لازم MSBR خیلی‌کم است. یعنی حدود ۱ تا ۱/۲ کیلوگرم ماده شکافت‌پذیربرای هرمگاوات‌برق خروجی در حالی که برای یک راکتور آب‌سبک حدود۳ کیلو گرم یا برای‌راکتور LMFBR برای هرمگاوات برق ٥ کیلوگرم است. به‌علاوه به‌علت کمی

---

* برای‌راکتور MSBR از سوخت جامد استفاده نمی‌شود زیرامکن است موجب عقب‌افتادگی توسعه آن شود، زیرا سازنده‌های راکتور تمایلی به‌تعقیب طرحهائی ندارند که در آنها قراردادهای ساختن سوخت در درازمدت مطمئن نباشد.

فشاربخار نمکهای مذاب، راکتور MSBR درفشار کمی بالاتراز فشار جو کارمی کندولذا محفظه تحت فشار گرانقیمتی نیاز ندارد. بالاخره از آنجاکه درجات بالا در نمکهای مذاب ممکن می باشد، راکتور MSBR می تواند بخار فوق داغ بافشار psi ۳۵۰۰ و درجه حرارت °F ۱۰۰۰ به وجود آورد که منجر به بهره زیاد کلی نیروگاه یعنی حدود ٤٤ درصد می شود. راکتور MSBR دارای معایبی نیز می باشد یکی این که وقتی سوخت به خارج از راکتور جریان می یابد هسته های مولد نوترون های تاخیری را همراه خود می برد و وقتی نوترون های تاخیری تابش می شوند تمام مدار حاوی سوخت رادیواکتیو می کنند. بنابراین هرنوع سرویس و تعمیر اجزای دستگاه راکتور نیاز به زمان خاموشی طولانی و یا نیاز به دستگاه های گرانقیمت خودکار از راه دوردارد. نسبت زایش راکتور MSBR بین ۱/۰۰ تا ۱/۰۷ می باشد که خیلی کمتر از راکتورهای LMFBR و GCFR می باشد. زمان مضاعف انتظار می رود حدود ۱۳ تا ۲۰ سال باشد. از آنجاکه زمان مضاعف برای توسعه نیروی الکتریکی حدود ۱۰ سال است لذا واضح است رشد پیش بینی شده در قدرت راکتور را نمی توان تنها براساس راکتورهای MSBR بنانهاد. در هرحال، راکتور MSBR می تواند در صنعت هسته ای جائی برای خود بازکند، ولی نه قبل از پایان قرن وآن در صورتی است که راکتورهای سریع ایمن واقتصادی به نظر نیایند.



شکل ٤-۲۱ نمودار یک راکتور زاینده نمک مذاب (آزمایشگاه ملی اوک ریج)

راکتورهای زاینده آب سبک.

سالها متخصصین بر این عقیده بودند که نمی توان یک راکتور زاینده با آب سبک حتی اگر سوخت آن U^{233} باشد ساخت. در ابتدا فکر می کردند به علت سطح مقطع جذب زیاد آب برای نوترون های حرارتی تعداد زیادی نوترون از بین می رود. بعداً دریافتند که این مسأله را می توان با کاهش دادن مقدار آب نسبت به مقدار سوخت داخل

قلب راکتور حل کرد، اما، باانجام این کار، طیف انرژی نوترون‌ها در نتیجه کاهش عمل کندشدن در آب به‌سمت انرژی‌های بالاتر میل می‌کند. این موضوع به‌نوبه خود بدان معنی است که کسرییشتری از نوترون‌ها در ناحیه انرژی‌های متوسط ($10\,kev \gtrsim E \gtrsim 1\,ev$) درمحلی که‌داده‌های اولیه نشان می‌دهد. مقدار η کم است و فقط مقدارکمی بیش‌از ۲ می‌باشد جذب می‌شوند. بنابراین نتیجه کلی همان است، یعنی این‌که راکتور نمی‌تواند یک راکتورزاینده باشد.

در سال‌های اولیه دهه ۱۹٦۰ آزمایش‌های جدید نشان داد که در حقیقت η در ناحیه انرژی متوسط به‌اندازه کافی بزرگتراز ۲ است و امکان تولید سوخت وجود دارد به‌شرطی‌که اتلاف نوترون‌ها به‌دقت کنترل شود. از سال ۱۹٦۵، براساس داده‌های جدید ، کمیسیون‌انرژی اتمی امریکا توسعه برنامه راکتورهای زاینده آب سبک را به‌عهده بخش راکتورهای‌نیروی دریائی[1] گذاشت.

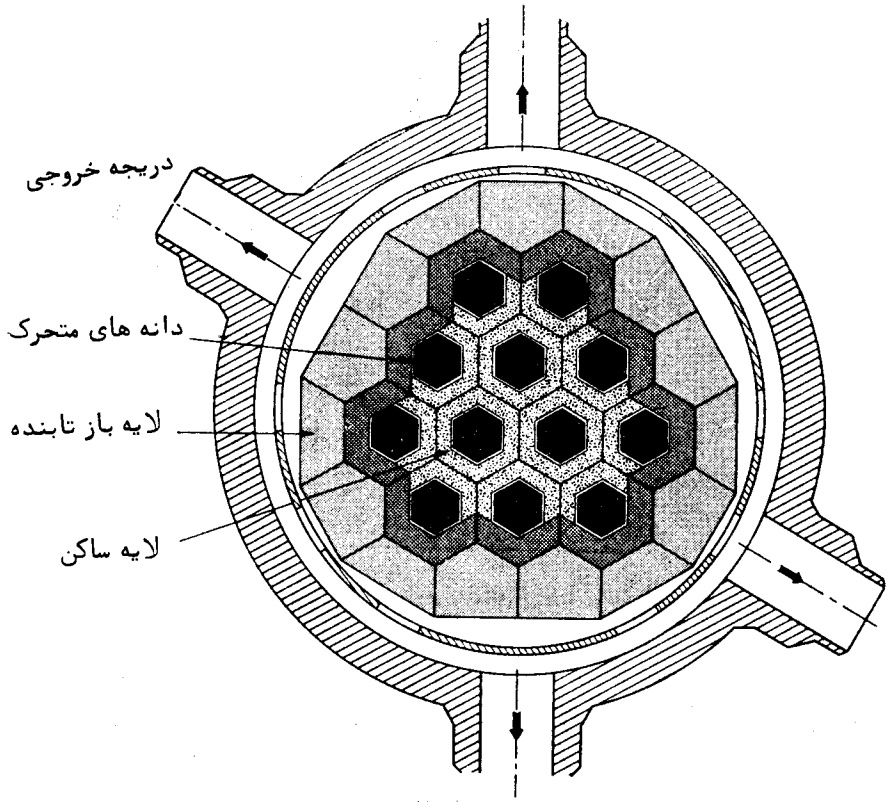
حتی وقتی کوشش‌های ویژه‌ای در طرح‌ریزی راکتور زاینده آب سبک انجام شد تا اتلاف‌نوترون‌ها را کاهش دهد، بهره‌زایش[2] خیلی کوچک بود. این بهره به‌اندازه‌ای کوچک‌بود که نمی‌توان راکتور رایک تولیدکننده U^{233} برای راکتورهای دیگر ازاین نوع ساخت. به‌هرحال مقدار اضافی U^{233} کافی (یعنی بین ۱ تا ۲ درصد) درطول عمر قلب راکتور تولید می‌شود تااینکه مقدار U^{233} که در ضمن بازسازی[3] شیمیائی سوخت هدر می‌رود جبران نماید. بنابراین یک بارکه راکتور زاینده آب سبک به‌کار افتد، می‌توان فرض کرد که همیشه می‌توان‌آن را با Th^{232} تغذیه کرد. به‌طوری که در ابتدای این فصل اشاره شد منابع فراوانی از این‌سوخت یافت می‌شود.

برای اینکه دریابیم که واقعاً زایندگی دریک 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[4]، پنسیلوانیا نصب شود. اگر این هنداد (سیستم) نمونه‌ای مطابق برنامه‌های طرح‌ریزی شده عمل نماید، امکان فنی نصب چنین قلب‌های زاینده‌ای را در راکتورهای آب تحت فشارکنونی و آینده تائید می‌کند. چنین تبدیلی، ازسوزاندن اورانیوم U^{235} نسبتاً کمیاب به‌توریوم فراوان به‌طور قابل‌توجهی کاربرد کلی سوخت هسته‌ای را دراین‌راکتورها توسعه می‌دهد به‌طور نامحدودی صنعت‌نیروی هسته‌ای‌راکتورآب‌سبک‌گسترش می‌یابد

سطح مقطع یک قلب راکتور زاینده آب سبک در شکل ٤-۲۲ داده شده است.

۱- Division of Naval Reactors
۲- Breeding Gain
۳- Reprocessing
٤- Shippingport

به‌طوری که در شکل نشان داده شده، قلب راکتور شامل لانه های سوختی[1] شش وجهی است که به‌طور متقارن آرایش یافته که به‌وسیله لایه بازتابنده - زاینده احاطه شده است. هرلانه سوختی حاوی ناحیه «دانه»های سوختی است که می‌تواند جابجا شود یعنی ناحیه‌ای که ضریب تکثیر آن بزرگتر ازیک می‌باشد و یک ناحیه ثابت‌حلقوی شش‌وجهی زاینده که $k < ۱$ است. هریک از این نواحی، به‌نوبه خود، دارای میله‌های سوختی منظمی است که محتوی قرص های اکسید توریوم ($ThO_۲$) و $UO_۲$ ۲۳۳می‌باشند، مقدار اکسید اورانیوم بین‌صفرتا شش درصد وزنی‌در دانه های سوختی وبین صفر تا سه‌درصد وزنی در ناحیه زاینده تغییر می کند. شکل (٤-۲۳) مقطع یک واحد سوختی حاوی میله سوخت‌را که در«ناحیه دانه‌ها کوچکتر از ناحیه زاینده است نشان می‌دهد. کنترل راکتور باحرکت دادن ناحیه دانه» در داخل هر واحدسوختی انجام می‌گیرد. این امر باعث می‌شود نشت نوترون‌ها از داخل قلب راکتورتغیر کندو در نتیجه ضریب تکثیر نیز تغیر می‌نماید به‌طوری که در شکل (٤-۲٤) نشان داده شده است.وقتی ناحیه «دانه» در قلب راکتور قرار می‌گیرد نشت کم است اما بابیرون آوردن آن

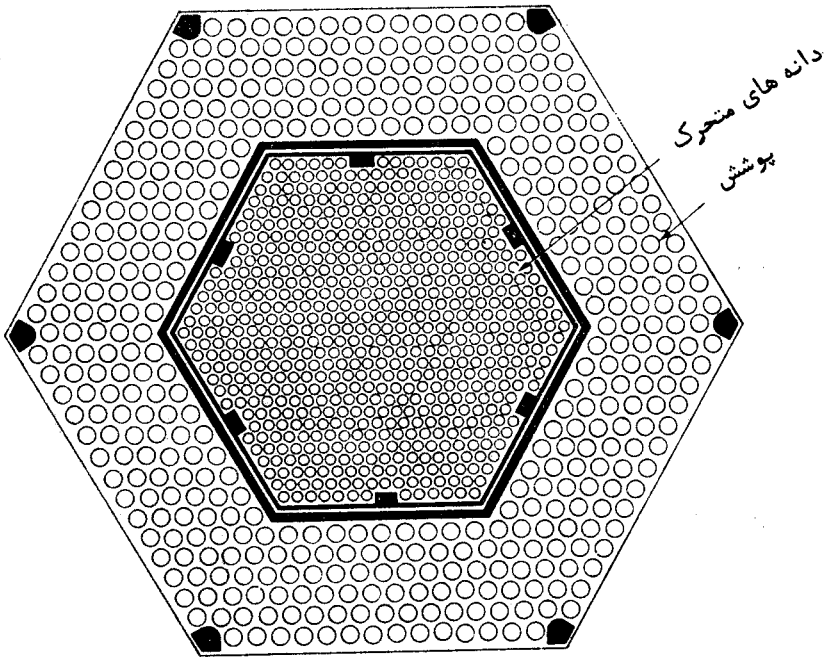


شکل (٤-۲۲) سطح مقطع قلب راکتور زاینده آب سبک

۱- Module

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 (٤-٢٤) توزیع نسبتاً پیچیده ThO_2 و UO_2^{233} 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 به‌اندازه طول هرلانه سوختی است به‌دست می‌آید.

قلب راکتور زاینده آب سبک واقع در راکتور آب تحت فشار شی پینک‌پورت‌قرارست در سال ۱۹۷٦ به کار افتد. جواب به‌این سوال که آیا چنین راکتوری می‌تواند واقعاً سوخت تولید کند به‌زودی پس‌ازین تاریخ معلوم خواهدشد.



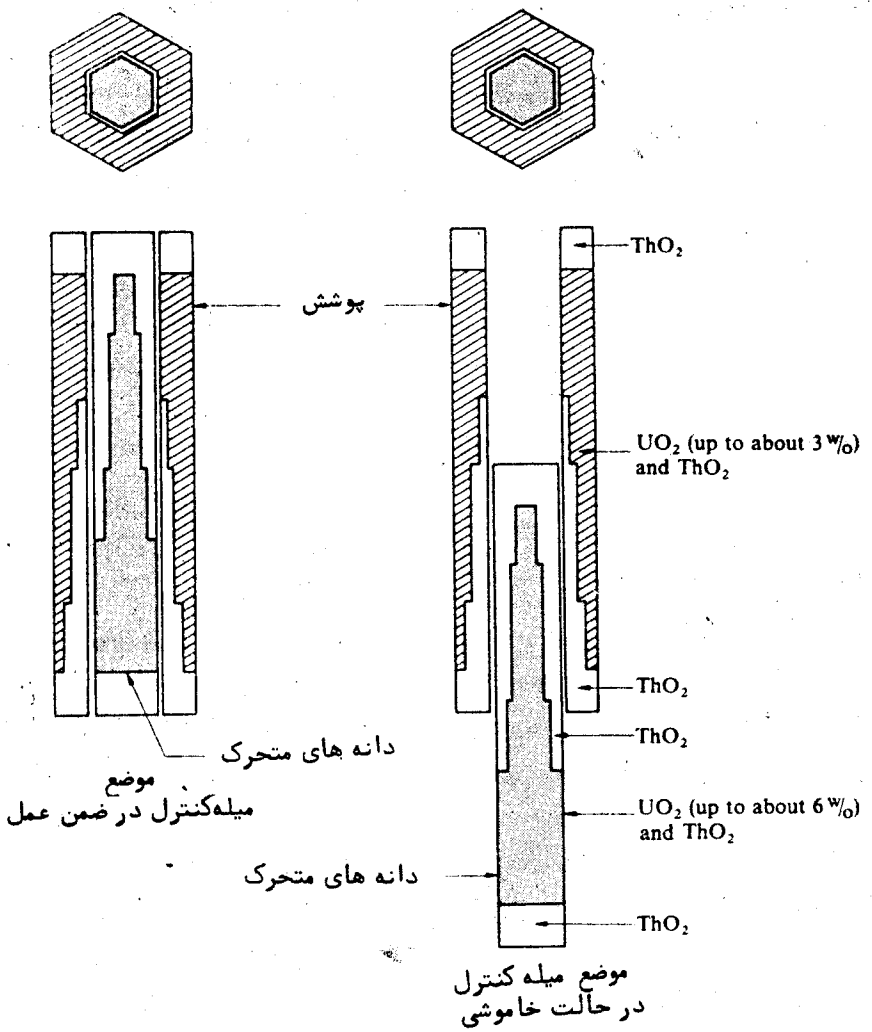
شکل (٤-٢٣) سطح مقطع یک واحد سوختی نمونه‌ای

مسائل

٤-١ (الف) نشان دهید که پس‌از شکافت متوالی قدرت راکتور P_n نسبت به‌قدرت اولیه P_o از رابطه زیر به دست می‌آید

$$P_n = k^n P_o$$

که k ضریب تکثیر است .



شکل (٤-٢٤) روش کنترل به‌وسیله تغیر موقعیت هندسی

(ب) نشان دهید که اگر k خیلی نزدیک به‌واحد است رابطه بالا را می‌توان به‌صورت تقریبی زیر نوشت

$$Pn \simeq e^{n(k-1)}P_o$$

[راهنمائی : سطح قدرت یک راکتور متناسب با تعداد کل شکافت‌هایی‌است که در واحد زمان انجام می‌گیرد. به‌علاوه زمان متوسط بین شکافت‌های متوالی که زمان متوسط نسل نامیده می‌شود، برای هرراکتوری ثابت و مستقل از قدرت آن است] .

٤-٢ در بعضی از راکتورها زمان متوسط نسل یکدهم ثانیه است بااستفاده ازنتایج

مساله قبل زمان لازم برای اینکه قدرت دوبرابر شود حساب کنید به‌شرطی که $k=1/001$ باشد.

۴-۳ اندازه‌گیری‌های انجام شده بایک راکتورحرارتی نشان می‌دهد که برای هرصد نوترون‌تابش شده درشکافت، ۱۰ نوترون درضمن کندشدن نشت می کند و ۱۵ نوترون‌پس‌از کندشدن آنها تاانرژی حرارتی نشت می کند. هیچ نوترونی درضمن کندشدن جذب نمی‌شود. ۶۰ درصد از نوترون‌های حرارتی جذب شده در مواد شکافت‌پذیر جذب می‌شوند. (الف) ضریب تکثیر این راکتور در زمان این مشاهدات چقدر بوده؟ (ب) فرض کنیم که‌نشت نوترون‌های حرارتی به‌یک سوم کاهش یابدچه‌تغییری در k خواهدگذارد؟ [یادآوری: مقادیر η و v برای سوخت راکتور به‌ترتیب ۲/۰۷ و ۲/۴۲ است].

۴-۴ یک شرکت برق نیاز به ۱۵۰٬۰۰۰ کیلوگرم سوخت اورانیوم ۲/۲۸ درصد غنی برای یکی از راکتورهای قدرت خود دارد. اگر شرکت ماده اولیه را به‌صورت اورانیوم طبیعی بدهد و اورانیوم حاوی دو دهم درصد وزنی عیار (اورانیوم ۲۳۵) باشد (الف) چه‌مقدار ماده اولیه مورد نیاز است(ب) هزینه غنی کردن درسال ۱۹۷۴ چقدر خواهد بود؟

۴-۵ اگر یک مشتری AEC به‌عنوان قسمتی از ماده تغذیه اورانیومی راکه به‌طور جزئی غنی شده‌بیش‌از (یاتهی شده کمتراز) حد اورانیوم طبیعی رسیده باشد تامین کند، کل اورانیوم طبیعی که باید فراهم آورد برای اینکه محصول معینی داشته باشد مقدارکاهش (یاافزایش) برابر مقدار اورانیوم‌طبیعی تغذیه لازم برای تامین اورانیوم غنی‌شده (یاتهی شده) اولیه است. مشتری‌برحسب ماده تغذیه غنی‌شده (یاتهی‌شده) مقداری اعتبار (یابدهی) برای هزینه جداسازی[1] دریافت می‌دارد.

فرض می کنیم که شرکت سازنده میله های سوخت مثال ۴-۱ به‌عنوان قسمتی ازتغذیه ۱۰٬۰۰۰ کیلوگرم اورانیوم باعیار یک فراهم می کند. چه‌مقدار اورانیوم طبیعی اضافی لازم است و هزینه کل چقدر خواهد بود؟

۴-۶ مساله ۴-۵ را در حالتی که مشتری ۱۰٬۰۰۰ کیلوگرم اورانیوم ۰/۶ درصد تامین نمایدحل کنید.

۴-۷ دریک راکتور حرارتی معین که‌سوخت آن کمی غنی شده است ۱۳ درصد از نوترون‌های شکافت در رزونانس های اورانیوم ۲۳۸ جذب می‌شود و ۳ درصد از راکتور فرار می کنند‌این دوگروه در ضمن کند شدن نوترون‌ها رخ می‌دهد. ۵ درصد از نوترون‌ها که در راکتور کند می‌شوند بالاخره فرار می کنند و ۸۲ درصد از نوترون‌هایی که نشت نکرده‌اند در سوخت جذب می‌شوند که ۷۴ درصد در اورانیوم ۲۳۵ است. (الف) ضریب تکثیر این راکتور چقدر است؟ (ب) نسبت تبدیل چه‌مقدار است؟

۱- Separating work

۴-۸ یک راکتور مبدل دارای سوخت اورانیوم طبیعی باقدرت MWt ۲۰۰ کار می کند و نسبت تبدیل آن ۰/۸۸ می باشد. میزان تولید $Pu^{۲۳۹}$ دراین راکتور برای هر کیلوگرم در سال چقدر است؟

۴-۹ بافرض این که انرژی آزاد شده در هر شکافت Mev ۲۰۰ باشد مقدار w، میزان مصرف سوخت برای هر واحد قدرت، برای یک راکتور قدرت دارای سوخت $Pu^{۲۳۹}$ راحساب کنید.

۴-۱۰ مساله ۴-۹ را برای یک راکتور زاینده حرارتی با سوخت $U^{۲۳۳}$ تکرار کنید. مقدار ۰/۹۰ = α است.

۴-۱۱ به علت اشتباه در طرح یک راکتور حرارتی که تصور می شد روی چرخه $Th^{۲۳۲}$ $U^{۲۳۳}$ سوخت تولید کند بدبختانه نسبت تبدیل آن فقط ۰/۹۶ است. اگر راکتور در سطح قدرت حرارتی ۵۰۰ مگاوات کار کند در سال چقدر $Th^{۲۳۲}$ به $U^{۲۳۳}$ تبدیل می شود؟

۴-۱۲ بهره زایش برای یک راکتور زاینده سریع که باچرخه $U^{۲۳۸}$ - $Pu^{۲۳۹}$ کار می کند چقدر باید باشد تا دارای زمان مضاعف اکسپانسیل ده سال شود، به شرطی که قدرت ویژه برای این نوع راکتور ۰/۶ مگاوات برای هر کیلوگرم پلوتونیوم ۲۳۹ باشد؟

۴-۱۳ یک نیروگاه سوخت فسیلی معین باقدرت MWe ۱۰۰۰ بابهره ۳۸ درصد کار می کند. (الف) این نیروگاه چند تن ذغال سنگ Btu/Lb ۱۳۰۰۰ درسال مصرف می کند. (ب) اگر ذغال سنگ حاوی ۱/۵ درصد وزنی گوگرد باشد وتمام آن به صورت $SO_۲$ از دود کش خارج شود، این نیروگاه چندتن $SO_۲$ در سال تولید می کند؟

۴-۱۴ اگر نیروگاه مساله ۴-۱۳ دارای سوخت نفتی $۶/۵ \times ۱۰^{۶}$ Btu/bl (بی تی یو برای هربشکه) از نوع بانکر- سی که حاوی ۳/۰ درصد گوگرد است باشد (الف) این نیروگاه چند بشکه وتن نفت درسال مصرف می کند. (ب) نیروگاه چه مقدار $SO_۲$ در سال آزاد می کند.

[یادآوری: یک بشکه امریکایی برابر ۰/۶۱ فوت مکعب برابر ۴۲ گالون امریکایی مساوی ۱۵۹ لیتر وجرم مخصوص نفت از نوع بانکر- سی تقریباً برابر آب است].

۴-۱۵ نیروگاه هسته ای شرکت گاز روچستر و برق روبرت امرت جینا[۱] باقدرت الکتریکی خالص ۴۷۰ مگاوات کار می کند. بهره کلی نیروگاه ۳۲/۳ درصد است. اگر نیروگاه باظرفیت کامل در تمام سال کار کند چند کیلوگرم اورانیوم ۲۳۵ (الف) شکافت انجام می دهد؟ (ب) مصرف می شود؟

۴-۱۶ دونیروگاه یکی باسوخت فسیلی ودیگری هسته ای که دارای یک قدرت هستند در نظر می گیریم. بهره نیروگاه فسیلی η_f (eff) و بهره نیروگاه هسته ای η_n (eff) است.

۱- Rochester Gas and Electric's Robert Emmett Ginna

(الف) نشان دهید که نسبت حرارت های آزاد شده به‌محیط به‌وسیله دونیروگاه ازرابطه زیر به‌دست می‌آید:

$$\frac{Q_{cn}}{Q_{cf}} = \frac{1-(eff)_n}{1-(eff)_f} \times \frac{(eff)_f}{(eff)_n}$$

(ب) نسبت Q_{cn}/Q_{cf} را در حالتی که $(eff)_n = ۳۳$, $(eff)_f = ۳۸$ درصد است حساب کنید.

۱۷-٤ یک نیروگاه قدرت از نوع MSBR قدرت ۱۰۰۰MWe با بهره ٤۰ درصد تولید می کند. نسبت تبدیل را کتور ۱/۰٦ و قدرت ویژه ۲/٥MWt برای هر کیلوگرم اورانیوم ۲۳٥ است. (الف) زمان مضاعف خطی و اکسپانسیلی را برای این را کتور حساب کنید. (ب) تولید خالص اورانیوم ۲۳۳ چند کیلوگرم درسال 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 Commision 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 راکتور هسته‌ای نیاز به این دارد که بتوانیم توزیع نوترون‌ها رادر تمام حجم دستگاه پیش‌بینی نمائیم. به‌طور کلی این موضوع مساله مشکلی است برای اینکه نوترون‌ها در نتیجه برخوردهای مکرر مسیر پیچیده‌ای را در راکتور طی‌می کنند. دراین صورت اثر کلی برخوردهای نوترون باتقریب درجه اول یک نوع پخش‌نوترون در محیط را کتور می‌باشد که خیلی‌شبیه پخش یک‌گاز درگاز دیگراست . این توزیع تقریبی‌نوترون‌ها را می‌توان از حل معادله پخش، که اساساً این معادله برای تشریح پدیده پخش در رشته‌های دیگر مهندسی نیز به کار می‌رود، به‌دست آورد. این روش که‌گاهی تقریب پخش نامیده می‌شود، برای طرح اغلب را کتورهای اولیه به کار می‌رفت واگرچه روش های پیچیده دقیقتری به‌وجود آمده است لکن هنوز برای تخمین خواص (محاسبات) اولیه به‌طور وسیعی به کار می‌رود.

۵ـ۱ فلوی نوترون

در قسمت ۳ـ۲ مشاهده نمودیم که وقتی یک باریکه نوترون[1] باشدت I به‌یک‌هدف نازك برخوردمی کند تعداد برخوردها در سانتیمتر مکعب در ثانیه برابر است با

$$F = \Sigma_t I \qquad (۵-۱)$$

که Σ_t سطح مقطع ماکروسکپی کل است .

یک آزمایش از نوع شکل (۵ـ۱) را در نظر می‌گیریم که درآن یک هدف کوچک دریک‌زمان تحت تابش چند باریکه نوترون قرار می‌گیرد. شدت باریکه‌ها متفاوت است اما انرژی نوترون‌ها در تمام باریکه یکسان می‌باشد. باتوجه به‌این که برخورد متقابل نوترونها باهسته‌ها مستقل از زاویه برخورد نوترون‌ها باهسته ها می‌باشد، میزان برخورد متقابل برابر است با:

$$F = \Sigma_t(I_A + I_B + I_C + \cdots) \qquad (۵-۲)$$

فرض شده است که نوترون‌ها تک انرژی هستند و بنابراین بااستفاده از معادله(۳ـ۱) می‌توان نوشت:

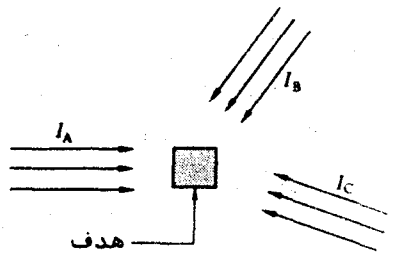
$$F = \Sigma_t(n_A + n_B + n_C + \cdots)v \qquad (۵-۳)$$

---

۱ - Beam

که n_A ، n_B ، n_C .... دانسیته نوترون در باریکه‌های مختلف می‌باشد و v سرعت نوترون است. از آنجا که $n_A + n_B + n_C + \cdots$ برابربا n است دانسیته کلی نوترون‌هائی که به هدف برخورد می کنندF می‌باشد. معادله (۵-۳) به‌صورت زیر در می‌آید:

$$F = \Sigma_t nv \qquad (۵-۴)$$



شکل ۵-۱

برخورد باریکه نوترون وهدف

وضعیت برخورد در هر نقطه یک راکتور حالت عمومی این آزمایش است با این تفاوت که نوترون‌ها در تمام جهات درحرکت هستند. ازینجا نتیجه می‌شود که معادله(۵-۴) در مورد یک راکتور صادق است ودراین رابطه n دانسیته نوترون در نقطه‌ای است که F محاسبه می‌شود.

کمیت nv در معادله (۵-۴) رافلوی نوترون می‌نامند که دراین حالت برای نوترونهای تک انرژی است و به Φ نمایش می‌دهند، بنابراین

$$\Phi = nv \qquad (۵-۵)$$

واضح است که واحد فلوی نوترون همان واحد شدت باریکه یعنی نوترون برسانتیمتر مربع برثانیه می‌باشد. دانسیته برخورد برحسب فلو برابر است با

$$F = \Sigma_t \Phi \qquad (۵-۶)$$

به‌آسانی می‌توان این نتایج را توسعه داد به‌نحوی که شامل نوترون‌های با توزیع انرژی‌شود. بنابراین فرض می کنیم $n(E)$ دانسیته نوترون درگام واحد انرژی باشد، یعنی، $n(E)dE$ تعداد نوترونها باانرژی‌بین E و $E + dE$ در یک‌سانتیمتر مکعب‌است. از معادله(۵-۴) نتیجه می‌گیریم که میزان برخورد متقابل برای این نوترون‌های تک انرژی برابر است‌با

$$dF = \Sigma_t(E) \times n(E)dE \times v(E) \qquad (۵-۷)$$

که دراین رابطه بستگی تمام پایاها به انرژی به طور واضح بیان شده است. میزان برخورد متقابل کل از انتگرال زیر به‌دست می‌آید:

$$F = \int_0^\infty \Sigma_t(E)n(E)v(E)dE = \int_0^\infty \Sigma_t(E)\Phi(E)dE \qquad (۸-۵)$$

که

$$\Phi(E) = n(E)v(E) \qquad (۹-۵)$$

فلوی تابع انرژی یاگاهی **فلوی واحدانرژی** می‌نامند.حدود انتگرال معادله(۵-۸) صفر و بی‌نهایت نوشته شده است که نشان دهد انتگرال‌گیری در تمام گام انرژی انجام‌گرفته است.

معادله (۵-۸) مربوط به‌میزان برخورد متقابل کل می‌باشد. میزان یک برخورد‌متقابل ویژه را می‌توان از رابطه مشابهی به‌دست آورد. بنابراین تعداد برخورد‌های پراکندگی در سانتیمتر مکعب در ثانیه برابر است با

$$F_S = \int_0^\infty \Sigma_S(E)\Phi(E)dE \qquad (۱۰-۵)$$

وتعداد نوترون‌های جذب شده در سانتیمتر مکعب در ثانیه برابر است با

$$F_a = \int_0^\infty \Sigma_a(E)\Phi(E)dE \qquad (۱۱-۵)$$

وغیره.

در قسمت‌های آینده فرض‌می‌کنیم‌نوترونها تک انرژی هستند. پخش نوترونهائی‌که تک انرژی نمی‌باشند در قسمت (۵-۸) بررسی خواهد شد.

۵-۲ قانون فیک[1]

نظریه پخش براساس قانون فیک‌که در اصل برای بیان عمل پخش در شیمی‌به‌کار می‌رفت، پایه‌گذاری شده است.بنابراین در ابتدا در علم شیمی نشان دادند که‌اگر غلظت محلول در یک نقطه بیشتر از نقطه دیگر باشد، محلول از محل غلیظتر به‌محل رقیقتر پخش می‌شود. به‌علاوه، معلوم شد که میزان جریان محلول متناسب باتغییرات غلظت در محلول است. این بیان اصلی قانون فیک می‌باشد.

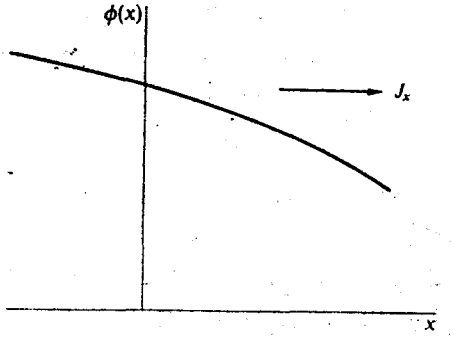
نوترونها خیلی شبیه به‌حلال در محلول عمل می‌کنند. بنابراین اگر دانسیته(یافلوی) نوترون در یک قسمت راکتور بیشتر باشد یک جریان خالص نوترون به‌طرف ناحیه بادانسیته کمتر برقرار می‌شود. به‌عنوان مثال فرض‌می‌کنیم که فلو (معمولا در محاسبات مهندسی هسته‌ای

۱- Fick's law

از فلوکه متناسب با دانسیته نوترون است بیشتر استفاده می‌کنند تا دانسیته نوترون) به‌طوری که در شکل (۵-۲) نشان داده شده است در راستای x تغییر می‌کند. بنابراین قانون فیک به‌صورت زیر نوشته می‌شود.

$$J_x = -D\frac{d\Phi}{dx} \qquad (۵-۱۲)$$

در این رابطه J_x برابر تعداد خالص نوترونهائی است که در واحد زمان از سطح عمودبر - برراستای x عبور می‌کند و دارای همان واحد فلو است یعنی نوترون بر سانتیمتر مربع برثانیه. پارامتر D در رابطه (۵-۱۲) را ضریب پخش[1] می‌نامند. معادله (۵-۱۲) نشان می‌دهد اگر، مانند شکل (۵-۲)، گرادیان فلو منفی باشد در این صورت یک جریان خالص نوترون به‌طوری که در شکل نشان داده شده است در جهت مثبت x وجود دارد. برای درک وجود این جریان نوترونهائی را که از یک سطح در $x=0$ عبور می‌کنند در نظر می‌گیریم. تعدادی ازنوترونها از سمت چپ به‌راست صفحه، در نتیجه برخورد در سمت چپ صفحه، عبور می‌کنند وبه‌عکس تعدادی از نوترونها از راست به‌چپ، در نتیجه برخورد در سمت راست صفحه، از صفحه عبور می‌کنند. از آنجا که فلو برای مقادیر منفی x بزرگتر است تعداد برخوردها در سانتیمتر مکعب در ثانیه در سمت چپ صفحه بیشتر از سمت راست می‌باشد.



شکل (۵-۲) جریان نوترون و فلوی نوترون

بنابراین تعداد نوترونهای پراکنده از سمت چپ به‌راست بیشتراز جهت عکس می‌باشد، در نتیجه یک‌جریان خالص نوترون در راستای مثبت x از داخل صفحه عبور می‌کند، چنین جریانی را که‌معادله (۵-۱۲) نیزپیش‌بینی‌می‌نماید. لازم‌است‌در یابیم که‌نوترونها از ناحیه‌بافلوی زیاد به‌ناحیه بافلوی کم جریان پیدا نمی‌کند چون عاملی این وضعیت را باعث نمی‌شود. به‌سادگی می‌توان گفت که پراکندگی نوترونها دریک سمت بیشتر از سمت‌دیگر است. (توضیح: باید دانست که صرفاً فلوی زیاد در یک نقطه باعث جریان نوترون به‌سمت ناحیه بافلوی کم

۱- Diffusion Coefficient

نمی‌شود بلکه پراکندگی در نتیجه عمل برخورد باید وجود داشته باشد.م). به‌طور کلی فلوتابع سه متغیر فضائی است و دراین حالت قانون فیک به‌صورت زیر می‌باشد.

$$J = -D\,\mathrm{grad}\,\Phi = -D\nabla\Phi \qquad (۱۳-۵)$$

دراین رابطه J را بردار دانسیته جریان نوترون و $\mathrm{grad} = \nabla$ را عامل گرادیان می‌نامند. (بردارها و عوامل برداری در پیوست ۳ بحث شده‌اند). مفهوم فیزیکی بردار J را می‌توان از حاصلضرب داخلی J وبرداریکه راستای x ، a_x دریافت. این حاصلضرب سولفه x بردار J یعنی J_x را به‌دست می‌دهد:

$$J \cdot a_x = J_x$$

به طوری که قبلا اشاره کردیم برابر جریان خالص نوترون از واحد سطح عمود بر راستای x در واحد زمان می‌باشد. بنابراین نتیجه می‌شود که اگر n برداریکه یک راستای اختیاری باشد داریم

$$J \cdot n = Jn \qquad (۱۴-۵)$$

که برابر است با جریان خالص نوترون از واحد سطح عمود بر راستای n در واحد زمان .

مثال ۵-۱

در قسمت (۵-۶) خواهیم دید که فلو درفاصله r از یک چشمه نقطه‌ای که S نوترون در ثانیه دریک محیط کند کننده بینهایت تابش می کند بارابطه زیر داده می‌شود.

$$\Phi(r) = \frac{Se^{-r/L}}{4\pi Dr}$$

که L یک ثابت است. پیدا کنید روابط (الف) جریان نوترون در محیط (ب) تعداد خالص نوترونهائی که ازکره به‌شعاع 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. بااستفاده از پیوست ۳ مؤلفه r گرادیان ، dr، در مختصات کروی برابر است با

$$\nabla_r = a_r \frac{d}{dr}$$

که a_r برداریکه شعاع می‌باشد. بنابراین باتوجه به‌قانون فیک، معادله (۵-۱۳) برابر است با

$$J(r) = -Da_r \frac{d}{dr}\left(\frac{Se^{-r/L}}{4\pi Dr}\right)$$

جواب

$$= a_r \frac{S}{4\pi}\left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{rL}\right)e^{-r/L}$$

(ب) از آنجا که بردار J در تمام نقاط بر سطح کره عمود است، تعداد خالص نوترونهائی که از واحد سطح کره عبور می کنند برابر مقدار J یعنی $J \cdot a_r = J$ می‌باشد. فلوی خالص که از تمام سطح کره یعنی $4\pi r^2$ عبور می کند برابر است با

جواب $$4\pi r^2 J(r) = S\left(1 + \frac{r}{L}\right) e^{-r/L}$$

بازگشت به‌معادلات (۵-۱۲) و (۵-۱۳) می‌توان یادآور شد که چون J_x و J دارای واحد Φ هستند، D دارای واحد طول می‌باشد.

(درشیمی و شیمی مهندسی قانون فیک غالباً برحسب غلظت نوشته می‌شود تا فلو. در این حالت واحد ضریب پخش برابر سانتیمتر مکعب برثانیه است). مقدار D به‌طور تقریب بارابطه زیر داده می‌شود و نحوه به‌دست آوردن آن طولانی و خارج از حوصله این بحث است.

$$D = \frac{\lambda_{tr}}{3} \qquad (۵-۱۵)$$

که λ_{tr} را پویش آزاد متوسط انتقال[1] نامند و از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\lambda_{tr} = \frac{1}{\Sigma_{tr}} = \frac{1}{\Sigma_s(1-\bar{\mu})} \qquad (۵-۱۶)$$

دراین معادله Σ_{tr} سطح مقطع ماکروسکپی انتقال، Σ_s سطح مقطع ماکروسکپی پراکندگی و $\bar{\mu}$ را مقدار متوسط کوسینوس زاویه پراکندگی نوترون در محیط می‌نامند. مقدار $\bar{\mu}$ را برای اغلب انرژیهای نوترون مورد نظر در محاسبات راکتور از رابطه ساده زیر به‌دست می‌آورند.

$$\bar{\mu} = \frac{2}{3A} \qquad (۵-۱۷)$$

که A عدد جرمی اتمهای محیط می‌باشد.

مثال ۵-۲

سطح مقطع پراکندگی کربن برای انرژی ۱ ev برابر ۴/۸ بارن است. مقدار ضریب پخش گرافیت را دراین انرژی تخمین بزنید.

حل. بااستفاده از معادله (۵-۱۷) و قرار دادن ۱۲ = A مقدار

$$\bar{\mu} = \frac{2}{12+3} = 0.055$$

به‌دست‌می‌آید. جدول ۳ پیوست ۲ مقدار دانسیته اتمی‌گرافیت را برابر 2.23×10^{24}/۰.۸۰ نشان می‌دهد، و باقرار دادن این مقادیر در معادلات (۵-۱۵) و (۵-۱۶) خواهیم داشت

۱- Transport mean free path

$$D = \frac{1}{3\Sigma_s(1-\bar{\mu})} = \frac{1}{3 \times ۰٫۰۸۰۲۳ \times ۱۰^{۲۴} \times ٤٫۸(1 - ۰٫۰۵۵)} = ۰٫۹۱۶\text{Cm}$$

باید تاکید نمود که قانون فیک رابطه دقیقی نیست و بخصوص در موارد زیر صادق نمی‌باشد.

(۱) در محیطی که نوترونها را به‌شدت جذب کند.

(۲) در فاصله‌ای 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. باوجوداین به‌طوری که قبلا یادآوری شد قانون فیک ونظریه پخش اغلب برای تخمین خواص راکتور به کار می‌رولد.

۳ـ۵ معادله پیوستگی

یک حجم اختیاری V را در محیطی که نوترون در آن وجود دارد در نظر می‌گیریم. باگذشت زمان تعداد نوترونها در حجم V ممکن است، در اثر وجود یک جریان خالص نوترون به‌داخل یا خارج از حجم V تغییر کند، این تغییر در نتیجه جذب تعدادی از نوترونها درحجم و یا وجود چشمه‌های نوترون دراین حجم می‌باشد. معادله پیوستگی بیان ریاضی این حقیقت است که چون نوترونها به‌طور بیشمار* ناپدید نمی‌شوند، تغییر تعداد نوترونها در حجم V نسبت به زمان باید برحسب عوامل زیر به حساب آید. دراین حالت خاص معادله به‌صورت زیراست

$$\begin{pmatrix}\text{میزان تغییرات تعداد}\\ \text{نوترون درحجم V}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\text{میزان نشت نوترون}\\ \text{از حجم V}\end{pmatrix} - \begin{pmatrix}\text{میزان جذب نوترون}\\ \text{درحجم V}\end{pmatrix} + \begin{pmatrix}\text{میزان تولید نوترون}\\ \text{درحجم V}\end{pmatrix} \qquad (۱۸-۵)$$

هریک از این عوامل را به‌ترتیب مورد بررسی قرار می‌دهیم.

دانسیته نوترون در هر نقطه از حجم V و در هر لحظه را برابر n می‌گیریم. بنابراین تعداد کل نوترونها در V برابر است با

$$\int_V n dV$$

---

* ـ واضح است که نوترونها ضمن عمل تجزیه ـ بتا ناپدید می‌شوند، ولی این واکنش دارای نیمه عمر نسبتاً طولانی است ونیازی به در نظرگرفتن آن نمی‌باشد.

حداانتگرال نشان می‌دهد که انتگرال‌گیری باید در تمام حجم V انجام شود. میزان تغییر تعداد نوترونها برابر است با

$$\frac{d}{dt}\int_V n dV$$

که می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$\int_V \frac{\partial n}{\partial t} dV$$

باانتقال مشتق زمان به‌داخل انتگرال لازم است مشتق جزئی به‌کار برد زیرا n ممکن است همان‌طور که تابع زمان است تابع مکان نیز باشد.

سپس، میزان تابش نوترونهای چشمه نوترون دریک سانتیمتر مکعب از حجم را S فرض کنیم. میزان تولید نوترون‌ها در تمام حجم V برابر است با

$$\text{میزان تولید} = \int_V S dV$$

میزان اتلاف نوترون‌ها در سانتیمتر مکعب در ثانیه در نتیجه جذب برابر $\Sigma_a \Phi$ است که Σ_a سطح مقطع ماکروسکپی جذب (که‌ممکن است تابع مکان باشد) و Φ فلوی نوترون می‌باشد. کل اتلاف نوترونها در تمام حجم V در نتیجه جذب به‌وسیله رابطه زیر داده می‌شود.

$$\text{میزان جذب} = \int_V \Sigma_a \Phi dV$$

حال جریان نوترونها به‌داخل و خارج از V را در نظر می‌گیریم. اگر J را بردار دانسیته جریان نوترون در سطح حجم V و n برداریکه عمود برسطح به‌سمت خارج باشد، برطبق نتایج حاصل از قسمت قبل $J \cdot n$ تعداد خالص نوترونهائی است که از یک سانتیمتر مربع سطح V در ثانیه به‌طرف خارج عبور می‌کند. نتیجه می‌شود 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 می‌توان بااستفاده از قضیه دیورژانس (به‌پیوست ۳ مراجعه شود) به ـ انتگرال حجم تبدیل کرد. بنابراین

$$\int_A J \cdot ndA = \int_V divJdV$$

وبدین ترتیب

$$\text{میزان نشت} = \int_V divJdV$$

معادله پیوستگی را می‌توان باقرار دادن عبارات به‌دست آمده در رابطه (۵-۱۸) به‌دست آورد.

$$\int_V \frac{\partial n}{\partial t} dV = \int_V SdV - \int_V \Sigma_a \Phi dV - \int_V divJdV$$

تمام انتگرال‌های بالا باید دریک حجم انجام شود بنابراین‌حدود انتگرال بایدیکی باشد. بنابراین باحذف انتگرال‌های هر عبارت معادله زیر به‌دست می‌آید.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S - \Sigma_a \Phi - divJ \qquad (۵-۱۹)$$

معادله (۵-۱۹) شکل کلی معادله پیوستگی است. اگر دانسیته نوترون تابع زمان نباشد این معادله به معادله زیر تبدیل می‌شود

$$divJ + \Sigma_a \Phi - S = 0 \qquad (۵-۲۰)$$

که به‌معادله پیوستگی حالت پایدار معروف است.

۵-۴ معادله بخش

باقرار دادن معادله فیک (معادله ۵-۱۳) در معادله پیوستگی (معادله ۵-۱۹) معادله پخش نوترون به‌دست می‌آید. بافرض این‌که D تابع مکان نیست، معادله به‌صورت زیردر می‌آید.

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a \Phi + S = \frac{\partial n}{\partial t} \qquad (۵-۲۱)$$

دراین معادله $\nabla^2 = \text{divgrad}$ را لاپلاسین می‌نامند. روابط مختلف لاپلاسین برای دستگاه‌های‌مختصات‌در پیوست۳داده شده است،چون $\Phi = nv$است،v سرعت‌نوترون‌می‌باشدلذامعادله (۵-۲۱) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a \Phi + S = \frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{dt} \qquad (۵-۲۲)$$

در بقیه این فصل فقط مسائل مستقل از زمان را در نظر می‌گیریم. دراین حالت معادله (۵-۲۲) به‌صورت زیر درمی‌آید

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi + S = 0 \qquad (۵-۲۳)$$

این معادله پخش حالت پایدار است.

اغلب بهتر است معادله (۵-۲۳) را بر D تقسیم کنیم که نتیجه می‌شود

$$\nabla^2\Phi - \frac{1}{L^2}\Phi = -\frac{S}{D} \qquad (۵-۲۴)$$

که دراین رابطه پایای L^2 به‌صورت زیر تعریف شده است.

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} \qquad (۵-۲۵)$$

کمیت L دراغلب مسائل مهندسی هسته‌ای به‌چشم می‌خورد و طول پخش نامیده می‌شود، L^2 را سطح پخش نامند. چون D و Σ_a به‌ترتیب‌دارای واحدهای سانتیمتر و عکس سانتیمتر می‌باشند از معادله (۵-۲۵) 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 به‌دست می‌آید. قبل ازحل معادله لازم است که شرایط مرزی معینی را مشخص کنیم که حل معادله این شرایط را در برگیرد. بعضی ازاین شرایط مربوط به‌وضعیت منطقی فلو می‌شود. به‌عنوان مثال چون فلوی منفی و موهومی مفهومی ندارد نتیجه می‌شود که Φ باید یک تابع حقیقی و غیر منفی باشد . بنابراین Φ باید بجز در نقاط فرضی منحصر به‌فرد در توزیع چشمه، مقدار معینی داشته باشد .

در اغلب مسائل، نوترونها در محیطی که باآتمسفر دارای سطح مشترکی می‌باشند پخش می‌شوند. در قسمت (۵-۲) یادآوری شد که قانون فیک در نقاط بسیار نزدیک به‌چنین سطحی صادق نمی‌باشد در نتیجه معادله پخش نیز دراین نقاط صادق نیست. محاسبات دقیق (به‌غیر از نظریه پخش) نشان می‌دهند که اگر فلوی محاسبه شده از معادله پخش در فاصله d از سطح محیط (درخارج از محیط) صفر شود دراین صورت فلوی تعیین شده در داخل محیط، البته نه‌خیلی نزدیک به‌سطح، تقریباً برابر بافلوی واقعی است. این موضوع در شکل (۵-۳) نشان داده شده است.

پایای d به‌فاصله حدی[۱] معروف است و در اغلب موارد بارابطه ساده زیر داده می‌شود

$$d = ۰٫۷۱\lambda_{tr} \qquad (۵-۲۶)$$

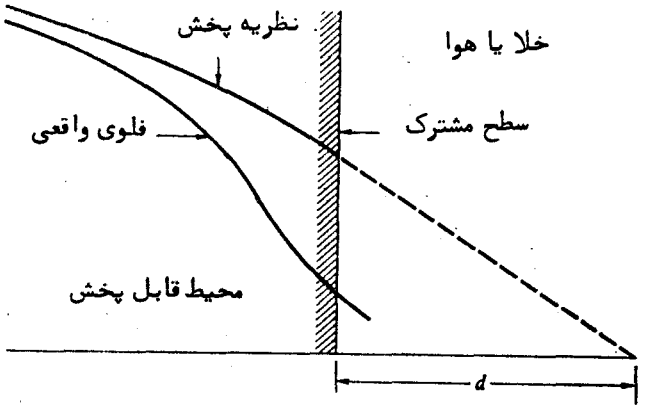
۱- Extrapolated

که λ_{tr} پویش آزاد متوسط انتقال در محیط است. از معادله (۵-۱۰) داریم که

$$\lambda_{tr} = 3D$$

وبنابراین d برابر می‌شود با

$$d = 2{,}13D \qquad (۵-۲۷)$$



شکل ۵-۳ فاصله حدی از سطح محیط

مقادیر اندازه‌گیری شده D برای مواد غیرگازی (که‌برای بعضی مواد در قسمت ۵-۹ داده‌شده است) معمولا کمتراز یک سانتیمتر بوده و اغلب خیلی کمتراز این مقدار است. بنابراین ازمعادله (۵-۲۷) مشاهده می‌شود که مقدار d در مقایسه باابعاد اغلب راکتورها کوچک است.بنابراین در اغلب موارد ممکن است موقع حل معادله پخش فرض کرد که فلو در سطح واقعی‌دستگاه صفر می‌شود. همچنین لازم است که شرایط مرزی را در فصل مشترك دو محیط مختلف،نظیر سطح مشترك بین قلب راکتور و طبقه بازتاباننده[1]، مشخص کرد. از آنجاکه عبور نوترونها از سطح مشترك بدون ممانعت انجام می‌گیرد، به‌آسانی می‌توان دریافت که فلو و مؤلفه جریان عمود برسطح مشترك باید درضمن عبور از این سطح پیوسته باشد. بنابراین در فصل‌مشترك دوناحیه A و B روابط زیر باید برقرار باشد.

$$\Phi_A = \Phi_B \qquad (۵-۲۸)$$

$$(J_A)_n = (J_B)_n \qquad (۵-۲۹)$$

که Φ_A و Φ_B به‌ترتیب فلوی‌نواحی A و Bدرسطح مشترك‌این دو ناحیه، و$(J_A)_n$ و $(J_B)_n$ مولفه‌های عمودی جریان نوترون در سطح مشترك می‌باشند. معادلات (۵-۲۸) و (۵-۲۹) راگاهی شرایط مرزی فصل مشترك می‌نامند.

۵-۶ حل معادله پخش

حال چند مساله ساده پخش را در نظر می‌گیریم تا نشان دهیم که چگونه باتوجه به‌شرایط مرزی بالا، معادله‌پخش را می‌توان حل کرد.این روش‌ها برای محاسبه‌خواص (پارامترهای) راکتور در فصل ششم مورد استفاده قرار می‌گیرند.

۱- Reflector

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. دراین حالت فلوی نوترون‌فقط 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 ۵-۲٤) به‌صورت زیر درمی‌آید.

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} - \frac{1}{L^2}\Phi = 0 \qquad x \neq 0 \qquad (5-30)$$

شرایط اولیه دراین مساله عبارتند از این که وقتی x از منهای بینهایت تا به‌اضافه بینهایت تغییر می کند فلو مقدار معینی دارد.

حل عمومی معادله (۵-۳۰) به‌صورت زیر می‌باشد.

$$\Phi = Ae^{-x/L} + Ce^{x/L} \qquad (5-31)$$

که A وCمقادیر ثابتی* هستند که بااستفاده از شرایط مرزی تعیین می‌شوند. مقادیر مثبت x را فعلا در نظر می‌گیریم. از آنجا که جمله دوم معادله (۵-۳۱) با ازدیاد x زیاد شده وبه‌سمت بینهایت میل‌می کند، نتیجه می‌گیریم که C باید صفر باشد.معادله (۵-۳۱) تبدیل به‌معادله زیر می‌شود.

$$\Phi = Ae^{-x/L} \qquad (5-32)$$

ثابت A در معادله بالا را می‌توان به‌طریق زیر به‌دست آورد. یک جعبه استوانه‌ای کوچک‌به مساحت پایه یک سانتیمتر مربع و ضخامت dx را مطابق شکل (۵-٤) در نظر می‌گیریم.واضح است که جریان خالص نوترون موازی باصفحه چشمه از بدنه استوانه صفر است زیرا صفحه چشمه و محیط در این راستا بینهایت هستند. بنابراین باتوجه به تقارن مساله در راستای x جریان‌خالص نوترون به‌طرف خارج جعبه $2J(x)$ است که $J(x)$ دانسیته جریان نوترون در راستای x می‌باشد. در حد وقتی x به‌سمت صفر میل‌می کند جریان خالص به‌طرف خارج‌جعبه باید به‌سمت S میل نماید که برابر دانسیته چشمه صفحه‌ای می‌باشد. نتیجه می‌گیریم که:

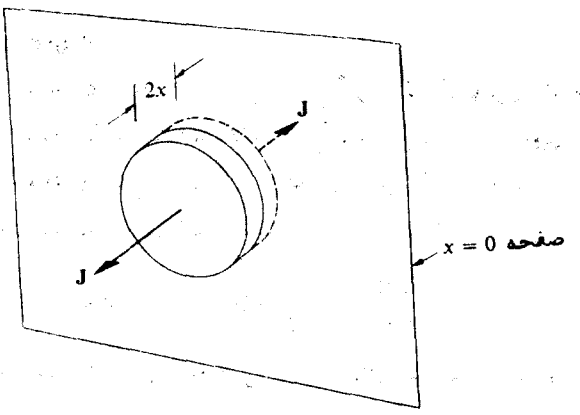
$$\lim_{x \to 0} J(x) = \frac{S}{2} \qquad (5-33)$$

این رابطه به‌عنوان شرط چشمه معروف است†.

---

* علامت B در مهندسی هسته‌ای معنی خاصی دارد و در محاسباتی از این نوع به‌عنوان عدد ثابت به کار نمی‌رود.

† - تا کید می‌شود که این شرط چشمه فقط برای یک چشمه صفحه‌ای متقارن صادق است وبرای‌یک چشمه غیر متقارن به‌مساله (۵-۱۱) مراجعه شود.



شکل ٥-٤ جعبه استوانه‌ای در صفحه $x = 0$

از قانون فیک داریم

$$J = -D\frac{d\Phi}{dx} = \frac{DA}{L}e^{-x/L}$$

باقراردادن J در معادله (٥-۳۳) و میل دادن $x \to 0$ نتیجه می‌شود که

$$A = \frac{SL}{2D}$$

بنابراین مقدار فلو از معادله (٥-۳۲) برابر است با

$$\Phi = \frac{SL}{2D}e^{-x/L}$$

این جواب فقط برای مقادیر مثبت x درست است. به‌هرحال به‌علت تقارن مساله فلو باید در $x+$ و $x-$ یکی باشد. بنابراین باقرار دادن مقدار مطلق $|x|$ به‌جای x در معادله جواب برای تمام مقادیر x درست است. رابطه نهائی عبارت است از

$$\Phi = \frac{SL}{2D}e^{-|x|/L} \qquad (٥-٣٤)$$

چشمه نقطه‌ای

یک چشمه نقطه‌ای‌را که در هرثانیه S نوترون به‌طور همسان[1] دریک محیط بینهایت تابش می کند در نظر می‌گیریم. اگر چشمه را در مرکز یک دستگاه کروی در نظر بگیریم‌واضح است که فلوی نوترون فقط تابع r خواهد بود. بابه کار بردن لاپلاسین در دستگاه کروی (مراجعه به‌پیوست ۳) معادله پخش به‌صورت زیر درمی‌آید:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}r^2\frac{d\Phi}{dr} - \frac{1}{L^2}\Phi = 0 \qquad (٥-٣٥)$$

۱- Isotropically

شرایط مناسب چشمه دراین 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 می‌شوند درست برابر $4\pi r^2 J(r)$ است، به‌طوری که درحد، وقتی r به‌سمت صفر میل کند شرط زیر به‌دست می‌آید.

$$\lim_{r \to 0} r^2 J(r) = \frac{S}{4\pi} \qquad (۵-۳۶)$$

برای حل معادله (۵-۳۵) متغیر جدیدw را باتعریف زیر در نظر می‌گیریم

$$w = r\Phi \qquad (۵-۳۷)$$

باقرار دادن معادله (۵-۳۷) در (۵-۳۵) معادله زیر برحسب w به‌دست می‌آید:

$$\frac{d^2 w}{dr^2} - \frac{1}{L^2} w = 0$$

حل عمومی معادله عبارت است از

$$w = Ae^{-r/L} + Ce^{r/L}$$

وبنابراین Φ برابر است با

$$\Phi = \frac{Ae^{-r/L}}{r} + \frac{Ce^{r/L}}{r}$$

که A و C ثابت‌های نامعلوم‌می‌باشند. حال مانندمثال قبل‌وقتی r بینهایت‌می‌شود مقدارΦباید مقدار معینی داشته باشد بنابراین باید C برابر صفر باشد. ثابت A بااستفاده از شرط چشمه، معادله (۵-۳۶) به‌دست می‌آید، لذا

$$J = -D\frac{d\Phi}{dr} = DA\left(\frac{1}{rL} + \frac{1}{r^2}\right)e^{-r/L}$$

وبنابراین

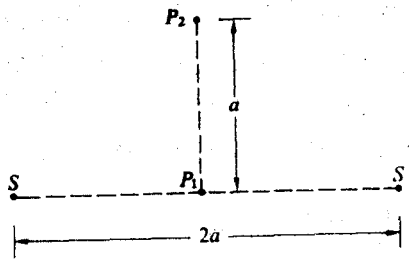
$$A = \frac{S}{4\pi D}$$

در نتیجه فلو بارابطه زیر داده می‌شود

$$\Phi = \frac{S}{4\pi Dr} e^{-r/L} \qquad (۵-۳۸)$$

مثال ۵-۳

دو چشمه نقطه‌ای که هر کدام S نوترون در ثانیه تابش می کنند و در فاصله 2a سانتیمترازهم قرار دارند را در یک‌محیط بینهایت قابل پخش مطابق شکل در نظر می‌گیریم. روابط فلو و جریان را برای نقطه P_1 در وسط دو چشمه به‌دست آورید.



شکل ۵-۵ دوچشمه نقطه‌ای

حل ـ از آنجا که‌فلو یک کمیت‌عددی‌است کل‌فلو در P_1 برابرمجموع فلوی ناشی‌ازهردو چشمه در آن نقطه می‌باشد. بنابراین

$$\Phi(P_1) = ۲ \times Se^{-a/L}/۴\pi Da$$

$$= \frac{Se^{-a/L}}{۲\pi Da} \qquad \text{(جواب)}$$

واضح است که جریان نوترون در P_1 باید برابر صفر باشد زیرا بردارهای جریان مربوط به چشمه‌ها دراین نقطه برابر و در جهت مخالف می‌باشند.(در مساله ۵-۷ **انتهای** این فصل خواسته شده است که فلو وجریان را در نقطه P_2 به‌دست آورید دراین حالت بردارهای جریان یکدیگر را حذف نمی کنند).

محیط تیغه‌ای برهنه (بدون بازتابنده)

یک تیغه بینهایت به‌ضخامت $2a$ که در وسط آن یک چشمه مسطح بینهایت باقدرت S نوترون در سانتیمتر مربع در ثانیه قرار دارد در نظر می‌گیریم. اگر مبدا مختصات در مرکز تیغه فرض شودمعادله پخش همان معادله (۵-۳۰) استوشرط چشمه به‌وسیله معادله (۵-۳۳) داده شده است. دراین حالت،برطبق شرایط اولیه،فلو در سطح حدی‌تیغه یعنی‌در $x = a + d$ و $x = -a - d$ باید صفر شود که d فاصله حدی است. این شرایط مرزی عبارتند از:

$$\Phi(a+d) = \Phi(-a-d) = ۰$$

برای مقادیر مثبت x حل عمومی معادله (۵-۳۰) برابر است با

$$\Phi = Ae^{x/L} + Ce^{x/L} \qquad (۳۹-۵)$$

باتوجه به‌شرط مرزی در $a+d$

$$\Phi(a+d) = A\,e^{-(a+d)/L} + C\,e^{(a+d)/L} = ۰$$

بنابراین

$$C = -A\,e^{-۲(a+d)/L}$$

باقرار دادن این نتیجه در معادله ۵-۳۹ معادله زیر به‌دست می‌آید.

$$\Phi = A[e^{-x/L} - e^{x/L-2(a+d)/L}]$$

مقدار ثابت A از شرط چشمه معادله (۵-۳۳) باروش متداول به‌دست می‌آید و برابر است با

$$A = \frac{SL}{2D}(1+e^{-2(a+d)/L})^{-1}$$

برای مقادیر مثبت x فلو به‌وسیله رابطه زیر داده می‌شود.

$$\Phi = \frac{SL}{2D}\,\frac{e^{-x/L} - e^{x/L-2(a+d)/L}}{1+e^{-2(a+d)/L}}$$

باتوجه به‌تقارن مساله برای اینکه جواب برای تمام مقادیر x صادق باشد می‌توان به جای x مقدار $|x|$ را قرار داد بنابراین

$$\Phi = \frac{SL}{2D}\,\frac{e^{-|x|/d} - e^{|x|/L-2(a+d)/L}}{1+e^{-(2a+2d)/L}} \qquad (۵-۴۰)$$

باضرب کردن صورت ومخرج معادله (۵-۴۰) در $e^{(a+d)/L}$ جواب ساده‌تری به‌دست می‌آید

$$\Phi = \frac{SL}{2D}\,\frac{e^{(a+d-|x|)/L} - e^{-(a+d-|x|)/L}}{e^{(a+d)/L}+e^{-(a+d)/L}}$$

$$\Phi = \frac{SL}{2D}\,\frac{\mathrm{Sinh}[(a+d-|x|)/L]}{\mathrm{cosh}[(a+d)/L]} \qquad (۵-۴۱)$$

که cosh و sinh توابع هیپربولیک هستند که به‌صورت زیر تعریف می‌شوند.

$$\mathrm{sinh}x = \frac{e^{x}-e^{-x}}{2}\,,\quad \mathrm{cosh} = \frac{e^{x}+e^{-x}}{2}$$

مثال ۵-۴

الف- رابطه‌ای به‌دست آورید تا باآن تعداد نوترونهائی که از هر سانتیمتر مربع دو طرف تیغه مساله بالا در ثانیه نشت می‌کند محاسبه شود. (ب) احتمال خروج یک نوترون چشمه از تیغه چقدر است؟

حل. الف- تعداد نوترونهائی که از یک سانتیمتر مربع در ثانیه به‌خارج نشت می‌کند را می‌توان بامحاسبه جریان نوترون در سطح تیغه به‌دست آورد. ابتدا فرض می‌کنیم سطح تیغه در $x=a$ قرار دارد، به کمک قانون فیک می‌توان نوشت

$$J(a) = -D\frac{d}{dx}\frac{SL}{2D}\frac{\sinh[(a+d-x)/L]}{\cosh[(a+d)/L]}\Big|_{x=a}$$
$$= \frac{S}{2}\frac{\cosh^{d/L}}{\cosh^{a+d/L}}$$

کل نشت برابر $J(a)+J(-a)$ است. باروش مشابه این مقدار برابر است با:

$$2J(a) = S\frac{\cosh(d/L)}{\cosh[(a+d)/L]}$$

ب- احتمال فرار نوترون ها برابر با تعداد نوترونهائی است که از واحد سطح تیغه در یک ثانیه به‌خارج نشت می کند تقسیم برتعداد نوترونهائی که از هرسانتیمتر مربع چشمه درثانیه تابش می‌شود. مثلا اگر تابش نوترون از چشمه ۱۰۰ نوترون از واحد سطح در ثانیه باشد و ۱۰ نوترون به‌خارج از سطح نشت کند احتمال این که یک نوترون چشمه فرار کند ۱۰/۱۰۰ برابر ۱/۱۰ می‌باشد. بنابراین احتمال نشت برابر است با:

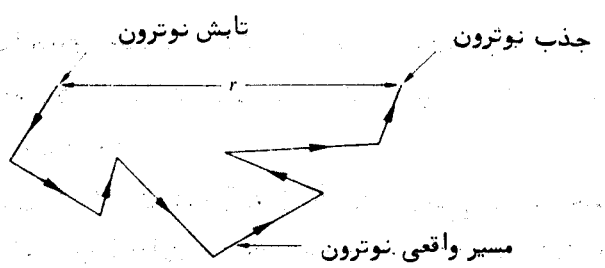
$$\frac{2J(a)}{S} = \frac{\cosh^{a/L}}{\cosh[(a+d)/L]}$$

۷-۵ طول پخش

در اینجا بررسی تفسیر فیزیکی طول پخش که در معادله پخش و در بسیاری از حالت‌های حل این معادله به‌کار می‌رود، جالب است. برای این منظور یک چشمه نقطه‌ای تک انرژی که دارای قدرت تابش S نوترون در ثانیه می‌باشد در یک محیط کند کننده بینهایت همسان در نظر می‌گیریم. باپخش این نوترونها در محیط هرنوترون دارای مسیر پیچیده - زیکزاکی می‌باشد که در نتیجه برخوردهای متوالی، به‌طوری که درشکل (۶-۵) نشان داده شده است می‌باشد. به‌هرحال، سرنوشت هرنوترون جذب در محیط است، زیرا به‌علت بینهایت بودن محیط هیچ نوترونی نمی‌تواند از محیط خارج شود.

تعداد نوترونهائی که، dn، در فاصله بین r و $r+dr$ در یک ثانیه جذب می‌شوند بارابطه زیر به‌دست می‌آید

$$dn = \Sigma_a \Phi(r) dV$$



(شکل ۶-۵) مسیر یک نوترون دریک محیط کند کننده

که $\Phi(r)$ فلوی نوترون از چشمه نقطه‌ای شکل در فاصله r و $dV = 4\pi r^2 dr$ حجم پوسته کروی

به‌شعاع r و ضخامت dr می‌باشد. باقرار دادن $\Phi(r)$ از معادله (۵-۳۸) در رابطه بالانتیجه می‌شود

$$dn=\frac{S\Sigma_a}{D}re^{-r/L}dr=\frac{S}{L^2}re^{-r/L}dr$$

که دراین را بطه از تعریف معادله (۵-۲۰) برای L^2 استفاده شده است. از آنجا که S نوترون در ثانیه از چشمه‌تابش می‌شود و dn نوترون در فاصله بین r و r + dr جذب می‌شود نتیجه می‌گیریم احتمال این که یک نوترون چشمه در فاصله dr جذب‌شود از رابطه زیر به‌دست‌می‌آید.

$$P(r)dr=\frac{1}{L^2}re^{-r/L}dr$$

حال می‌توان فاصله متوسطی را که‌یک نوترون طی‌می‌کند تا جذب شود با متوسط‌گیری r به‌کمک تابع توزیع احتمال $P(r)dr$ به‌دست آورد. در مهندسی هسته‌ای به دلایل مبهمی معمول است که به‌جای محاسبه متوسط فاصله متوسط مجذور آن‌را حساب می‌کنند. لذا

$$\overline{r^2}=\int_0^\infty r^2P(r)dr=\frac{1}{L^2}\int_0^\infty r^3e^{-r/L}dr=6L^2$$

که مقدار L^2 برابر می‌شود با:

$$L^2=\frac{1}{6}\overline{r^2} \qquad (۵-۴۲)$$

به‌عبارت دیگر برطبق معادله (۵-۴۲) L^2 عبارت ازیک ششم متوسط مربع فاصله برداری است («پرواز دسته‌جمعی») که یک نوترون از نقطه تابش شده‌تانقطه‌ای که بالاخره جذب می‌شودطی می‌کند. ازاین موضوع نتیجه می‌شود که هرچه L بزرگ باشد نوترونها، به‌طور متوسط، قبل‌از جذب شدن فاصله بیشتری را طی می‌کنند. مقادیر اندازه‌گیری شده از L و L^2 برای‌نوترونهای حرارتی در قسمت ۵-۹ بحث می‌شود.

۵-۸ روش پخش گروهی

تابه‌حال فرض شده است که نوترونهای در حال پخش تک انرژی هستند در حالی که در راکتورهای‌هسته‌ای 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 برخوردهای الاستیک و غیر الاستیک پهن می‌شود. لازم به‌یادآوری است که در - راکتورهای حرارتی بیشتر نوترونهای شکافت قبل از این که جذب سوخت شوند کند شده

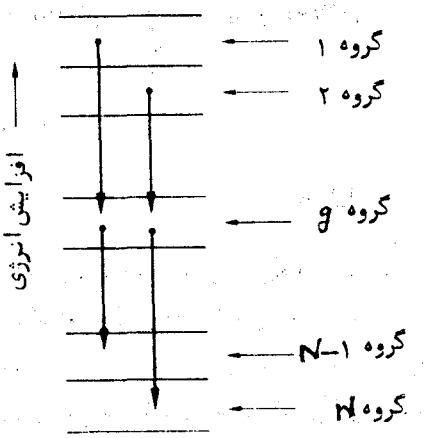
حرارتی می‌گردند. در راکتورهای سریع برای ادامه عمل، واکنش شکافت زنجیره‌ای نوترونها قبل از این که خیلی کند شوند، شکافت انجام می‌دهند.

یکی از مؤثرترین روش های محاسبه کندشدن و پخش نوترون روش پخش گروهی است. در این روش تمام گام انرژی نوترون به N فاصله مطابق شکل (۵-۷) تقسیم می‌شود. تمام نوترونهای واقع دریک فاصله را متصل به هم در نظر می‌گیریم و پخش پراکندگی و جذب را برحسب سطح مقطع و ضریب پخش متوسط مناسب، دراین فاصله انرژی، بیان می‌کنیم.

به‌طور مثال، نوترونهای واقع در فاصله انرژی g را در نظر می‌گیریم. این نوترونها را نوترونهای گروه g ام می‌نامند. (یادآوری می‌شود که برحسب قرار داد پرانرژی‌ترین گروه را گروه یک و کمترین را گروه N می‌نامند). برای به‌دست آوردن معادله‌ای که این نروتونها را مشخص کند ابتدا لازم است که فلوی نوترون گروه g را تعریف کنیم یعنی :

$$\Phi_g = \int_g \Phi(E)dE \qquad (۵-۴۳)$$

دراین رابطه $\Phi(E)$ فلوی تابع انرژی موضوع قسمت (۵-۱) است واندیس انتگرال بدین معنی است که انتگرال‌گیری در فاصله انرژی گروه انجام می‌گیرد.



شکل ۵-۷ گروههای انرژی در محاسبه پخش گروهی

نوترونها در نتیجه جذب ازگروه g حذف شده و دراثر برخورد پراکندگی ضمن از دست دادن انرژی به گروه دیگری منتقل می‌شوند. میزان کل جذب درهرسانتیمتر مکعب درگروه g با انتگرال زیرداده می‌شود.

$$\text{میزان جذب} = \int_g \Sigma_a(E)\Phi(E)dE$$

۱- Group Transport Cross Section

باتعریف سطح مقطع جذب ماکروسکپی گروه، Σ_{ag} به صورت زیر:

$$\Sigma_{ag} = \frac{1}{\Phi_g} \int_g \Sigma_a(E)\Phi(E)dE \qquad (۴۴-۵)$$

میزان جذب رامی‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$\text{میزان جذب} = \Sigma_{ag}\Phi_g \qquad (۴۵-۵)$$

میزان پراکندگی نوترونها ازگروه g به‌گروه h رابطه‌ای شبیه معادله (۵-۴۵)می‌باشد، یعنی:

$$\Sigma_{g\to h}\Phi_g \text{ میزان انتقال از g به h} \qquad (۴۶-۵)$$

کمیت‌های $\Sigma_{g\to h}$ را سطح مقطع‌های انتقال گروه' می‌نامند، به دست آوردن معادلات سطح مقطع انتقال کمی پیچیده است و در اینجابحث نخواهد شد. در هرصورت‌می‌توان آنهاراباعداد معلومی تصور کرد که بستگی به‌خواص پراکندگی محیط دارد. بنابراین میزان کل پراکندگی به‌خارج ازگروه g از سانتیمتر مکعب در ثانیه برابر است با*

$$\text{میزان انتقال کل به‌خارج ازگروه g} = \sum_{h=g+1}^{N} \Sigma_{g\to h}\Phi_g \qquad (۴۷-۵)$$

نوترونهائی که به‌گروه g ام وارد می‌شوند یا مستقیماً از چشمه نوترون می‌آیند یا درنتیجه پراکندگی ازگروههای باانرژی بالاتر به‌این‌گروه انتقال می‌یابند. تعدادی که در هرسانتیمتر مکعب در ثانیه ازگروه h به‌گروه gام وارد می‌شوند برابر است با

$$\text{میزان انتقال از h به g} = \Sigma_{h\to g}\Phi_h \qquad (۴۸-۵)$$

وتعداد کل نوترون‌هائی که به‌گروه g وارد می‌شوند برابرند با:

$$\text{کل میزان انتقال به g} = \sum_{h=1}^{g-1} \Sigma_{h\to g}\Phi_h \qquad (۴۹-۵)$$

از ترکیب جملات بالامعادله پخش پایدار نوترونهای‌گروه gام به‌صورت زیر به‌دست‌می‌آید:

$$D_g\nabla^2\Phi_g - \Sigma_{ag}\Phi_g - \sum_{h=g+1}^{N} \Sigma_{g\to h}\Phi_g + \sum_{h=1}^{g-1}\Sigma_{h\to g}\Phi_h = -S_g \qquad (۵۰-۵)$$

دراین معادله D_g ضریب پخش‌گروه به‌وسیله رابطه زیر داده می‌شود.

---

*در اینجا فرض شده است که کاهش انرژی‌نوترون فقط در نتیجه برخورد پراکندگی صورت می‌گیرد که برای نوترونهای پرانرژی این فرض صحیح است. در صورتی که درانرژیهای پائین (حرارتی) نوترون می‌تواند در نتیجه برخورد از هسته اتمی که دارای جنبش‌حرارتی است انرژی دریافت نماید. چنین پراکندگی به‌گروه بالاتر را بایستی در محاسبات پخش‌گروهی وقتی که انرژی نوترون خیلی کم است به‌حساب آورد.

$$D_g = \frac{1}{\Phi_g}\int_g D(E)\Phi(E)dE = \frac{1}{3\Phi_g}\int_g \frac{1}{\Sigma_{tr}(E)}\Phi(E)dE \qquad (۵۱-۵)$$

که در آن Σ_{tr} سطح مقطع انتقال و S_g تعداد نوترونهای تابش دشده از چشمه در سانتیمتر مکعب در ثانیه به‌گروه g می‌باشد.

مثال ۵-۵ برای انجام محاسبات مربوط به‌راکتورهای سریع باخنک‌کننده‌سدیم سطح مقطع های میکروسکپی سه‌گروهی در جدول ۵-۱ داده شده است. فرض می کنیم در یک نقطه‌از چنین راکتوری‌فلوهای سه‌گروه‌عبارتنداز $\Phi_1 = 6\times10^{14}$، $\Phi_2 = 1\times10^{15}$ و $\Phi_3 = 3\times10^{15}$ مطلوب است محاسبه (الف) تعداد نوترونهائی که در یک سانتیمترمکعب سدیم در ثانیه‌جذب می‌شوند، (ب) تعداد نوترونهائی که در نتیجه برخورد باسدیم ازگروه‌یک به‌گروه دو منتقل می‌شوند. فرض می کنیم که سدیم دارای چگالی معمولی باشد.

جدول ۵-۱

سطح مقطع های معمولی سه‌گروهی سدیم* برحسب بارن

گروه	گام‌انرژی (Mev)	σ_γ	σ_{tr}	$\sigma_{g\to g+1}$	$\sigma_{g\to g+2}$
۱	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	—	—

* ثابت‌های فیزیک راکتور، سازمان انرژی اتمی ایالات متحده گزارش ANL-۵۸۰۰ چاپ دوم ۱۹۶۳

حل: (الف) کل میزان جذب F_a برابر است باجمع میزان جذب‌های سه‌گروه،

$$F_a = \sum_{g=1}^{3}\Sigma_{ag}\Phi_g = N\sum_{g=1}^{3}\sigma_{\gamma g}\Phi_g$$

که N دانسیته اتمی سدیم می‌باشد. از جدول ۳ پیوست ۲، $N = 0.02541\times10^{24}$ است. با استفاده از مقدار σ_γ از جدول ۵-۱ داریم

$$F_a = 0.02541(0.0005\times6\times10^{14} + 0.001\times1\times10^{15} + 0.001\times3\times10^{15})$$

$$= 1.09\times10^{11} \xrightarrow[\text{سانتیمتر مکعب - ثانیه}]{\text{نوترون}}$$

(ب) میزان انتقال نوترونها ازگروه یک به‌گروه دو برابر است با

$$F_{1\to2} = \Sigma_{1\to2}\Phi_1$$
$$= N\sigma_{1\to2}\Phi_1$$
$$= 0.02541\times0.24\times6\times10^{14}$$
$$= 3.66\times10^{12}\,n\,|\,cm^2-sec$$

جواب

از آنجا که معادلات پخش- گروهی ، معادله ۵-۰۵، که‌گاهی معادلات چندگروهی نیزنامیده می‌شوند پیچیده هستند ومعمولا برای محاسبه فلوهای گروهی، به‌استثنای حالت‌تک گروهی یا دوگروهی، از حسابگرهای الکترونیک استفاده می‌شود.

روش‌هائی که برای این منظور به‌کار می‌روند خارج از میدان این بحث می‌باشد ودر اینجا کافی است یادآور شویم که برنامه‌های کمپیوتری زیادی برای محاسبه معادله ۵-۰۵ نوشته شده است.

در حالت خاص محاسبات تک‌گروهی جملات مربوط به انتقال نوترون‌ها از معادله ۵-۰۵ حذف شده معادله به‌صورت زیر تبدیل می‌شود.

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi = -S \qquad (۵۲-۵)$$

اندیس معرف‌گروه حذف شده است. معادله ۵-۵۲ دقیقاً همان معادله پخش نوترونهای تک انرژی است، همان‌طور که انتظار می‌رود از معادلات‌گروهی نتیجه شود. روش تک‌گروهی و چندگروهی برای محاسبه حالت‌بحرانی راکتورها در فصل ششم‌مورد استفاده قرار خواهدگرفت.

۵-۹ پخش نوترونهای حرارتی

کاربرد مهم روش تک‌گروهی در محاسبه پخش نوترون‌های حرارتی است. یادآوری می‌شود که این نوترونها ازکند شدن (نوترونهای سریع) به‌انرژی حرارتی که توزیع انرژی‌آنها ماکسوئلی است به‌دست می‌آیند (به‌قسمت ۲-۱۲ مراجعه شود).

$$n(E) = \frac{2n\pi}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} \qquad (۵۳-۵)$$

در این رابطه $n(E)$ به‌نحوی‌تعریف‌می‌شود که $n(E)dE$ تعداد نوترونهادر یک‌سانتیمترمکعب می‌باشدکه انرژی آنها بین E و $E+dE$ واقع است وnدانسیته کل نوترون می‌باشد.

ازمعادله ۵-۹ فلوی تابع انرژی نوترون‌های حرارتی به‌صورت زیر درمی‌آید.

$$\Phi(E) = n(E)v(E)$$

$$= \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} E e^{-E/kT} \qquad (۵۴-۵)$$

در اینجا رابطه معمولی سرعت برابر است با

$$v(E) = \left(\frac{2E}{m}\right)^{1/2}$$

کهm جرم نوترون است. فلوی نوترون حرارتی وتک‌گروهی که باΦ_T نشان داده خواهدشد بااستفاده از رابطه ۵-۵۴ به‌صورت زیر داده می‌شود.

$$\Phi_T = \int_T \Phi(E)dE \qquad (۵۵-۵)$$

که دراین رابطه اندیس T درکنار انتگرال معرف این است که انتگرال‌گیری باید در تمام‌گام انرژی حرارتی انجام‌گیرد که معمولا تا انرژی $kT \simeq ۵ر۰ ev$ ادامه می‌یابد. از آنجا که تابع اکسپتانسیل $\Phi(E)$ در انرژی های بالاتراز ۱ر۰ ev دارای مقدار خیلی کمی‌است لذا با انتگرال‌گیری تا بینهایت اشتباه کوچکی به‌وجود می‌آید. باجانشین نمودن معادله ۵-٤۵ در ۵-۵۵ خواهیم داشت:

$$\Phi_T = \frac{۲n\pi}{(\pi kT)^{۳/۲}}\left(\frac{۲}{m}\right)^{۱/۲}\int_0^\infty Ee^{-E/kT}dE = \frac{۲n}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{۲kT}{m}\right)^{۱/۲} \qquad (۵۶-۵)$$

در اینجا برای سهولت نوترونهائی راکه انرژی آنها معادل kT می‌باشد با E_T نشان داده و سرعت‌مربوط به‌این انرژی را با v_T نشان می‌دهیم یعنی

$$E_T = kT \qquad (۵۷-۵)$$

و

$$\frac{۱}{۲}mv_T^{۲} = E_T \qquad (۵۸-۵)$$

مقادیر عددی E_T و v_T را می‌توان از روابط زیر حساب کرد:

$$E_T = ۸ر۶۱۷ T \times ۱۰^{-۹} ev \qquad (۵۹-۵)$$

و

$$v_T = ۱ر۲۸٤ T^{۱/۲} \times ۱۰^{۴} cm/sec \qquad (۶۰-۵)$$

که T درجه حرارت برحسب کلوین است. باتوجه به‌این مقادیر معادله ۵-۵۶ به‌صورت زیر نوشته می‌شود.

$$\Phi_T = \frac{۲}{\sqrt{\pi}}nv_T \qquad (۶۱-۵)$$

مفهوم فلوی حرارتی Φ_T و فلوی ۲۲۰۰ متر در ثانیه Φ_0 که در قسمت ۳-۶ بیان شده است کاملامتفاوت بوده و دانستن این موضوع اهمیت دارد. Φ_T معرف فلوی تمام نوترون‌های حرارتی است که از انتگرال‌گیری معادله ۵-۵۵ به‌دست می‌آید، درحالی که Φ_0 یک شبه ـ فلو می‌باشد. بااین فرض تمام نوترون‌ها دارای یک انرژی یعنی $E_0 = ۰ر۰۲۵۳ ev$ هستند.

در محاسباتی که پخش نوترونهای حرارتی وارد می‌شود فلوی Φ_o باید به کار برده شود درحالی‌که در محاسبات میزان جذب نوترون در هدفهائی که مورد تابش نوترون قرار دارند فلوی Φ_o مناسبتراست. بابیان‌ساده‌تر ،در طرح ومحاسبه‌را کتور Φ_T ودر موقع استفاده از را کتور Φ_o بهتراست به کار برده شوند. رابطه بین دوفلو رامی‌توان از تقسیم Φ_o بر Φ_T به‌دست آورد، Φ با رابطه زیر داده می‌شود .

$$\Phi_o = nv_o$$

که $v_o = ۲۲۰۰$ متر برثانیه است. این نسبت برابر است با

$$\frac{\Phi_o}{\Phi_T} = \frac{\sqrt{\pi}}{۲}\,\frac{v_o}{v_T} \qquad (۵-۶۲)$$

v_o را می‌توان از معادله ۵-۶۰ به صورت زیر حساب کرد .

$$v_o = ۱٫۲۸۴\, T_o^{\frac{۱}{۲}} \times ۱۰^{۴}\ \mathrm{Cm/sec}$$

به‌به‌کار بردن $T_o = ۲۹۳/۶۱\ K$ معادله ۵-۶۲ به‌صورت زیر در می‌آید .

$$\frac{\Phi_o}{\Phi_T} = \frac{\sqrt{\pi}}{۲}\left(\frac{T_o}{T}\right)^{۱/۲} \qquad (۵-۶۳)$$

که همان رابطه مورد نظر می‌باشد.

ضریب پخش در محاسبات تک گروهی پخش نوترون حرارتی به $\bar{D}$ نشان‌داده‌می‌شودو باارزیابی انتگرال معادله (۵-۵۱) به دست می‌آید یا از طریق اندازه‌گیری نوترون حرارتی تعیین می‌شود. مقادیر $\bar{D}$ در جدول ۵-۲ برای چند کند کننده داده شده است.

جدول ۵-۲

پایاهای پخش نوترون حرارتی کند کننده‌های معمولی در $۲۰^{\circ}C$ *

کند کننده	جرم ویژه $g/cm^۳$	$\bar{D}$, cm	Σ_a , $cm^{-۱}$	$L_T^۲$, $cm^۲$	L_T , cm
$H_۲O$	۱٫۰۰	۰٫۱۶	۰٫۰۱۹۷	۸٫۱	۲/۸۵
$D_۲O$	۱٫۱۰	۰٫۸۷	$۲٫۹ \times ۱۰^{-۵}$	۳×۱۰^{۴}	۱۷۰
Be	۱٫۸۵	۰٫۵۰	$۱٫۰۴ \times ۱۰^{-۳}$	۴۸۰	۲۱
گرافیت	۱٫۶۰	۰٫۸۴	$۲٫۴ \times ۱۰^{-۴}$	۳۵۰۰	۵۹

Reactor Physics Constants. USAEC ANL-5800, Second Edition, Section 3.3

سطح مقطع جذب حرارتی تک‌گروهی به $\bar{\Sigma}_a$ نشان داده می‌شود که از معادله (۵-٤٤) به‌دست می‌آید.

$$\bar{\Sigma}_a = \frac{1}{\Phi_T}\int_T \Sigma_a(E)\Phi(E)dE$$

انتگرال درست برابر شدت جذب کل است واز معادله (۳-۳۸) برابر $g_a(T)\Sigma_a(E_o)\Phi_o$

$g_a(T)$ ضریب غیر $\frac{1}{v}$ است، $\Sigma_a(v_o)$ سطح مقطع جذب ما کروسکپی در انرژی ۰/۰۲۵۳ev و فلوی ۲۲۰۰ متر در ثانیه است. لذا $\bar{\Sigma}_a$ به‌صورت زیر به‌دست می‌آید.

$$\Sigma_a = g_a(T)\Sigma_a(E_o)\Phi_o/\Phi_T$$
$$= \frac{\sqrt{\pi}}{2} g_a(T)\Sigma_a(E_o)\left(\frac{T_o}{T}\right)^{1/2} \qquad (۵-٦٤)$$

که بااستفاده از معادله (۵-٦۳) بدست آمده است. مقادیر عددی $\bar{\Sigma}_a$ در 20^oC برای کند کننده‌های معمولی برای $g_a(T) = 1$ در جدول ۵-۲ داده شده است.

باتوجه به‌فلوی حرارتی‌تعریف شده و دانستن پایاهای $\bar{D}$ و $\bar{\Sigma}_a$ می‌توان معادله‌تک گروهی پخش را برای نوترون‌های حرارتی نوشت. بااستفاده از معادله (۵-۵۲) داریم

$$\bar{D}\nabla^2\Phi_T - \Sigma_a\Phi_T = -s_T \qquad (۵-٦٥)$$

که در آن s_T چگالی چشمه‌های نوترون حرارتی است. از تقسیم معادله (۵-٦٥) به $\bar{D}$ رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\nabla^2\Phi_T - \frac{1}{L_T^2}\Phi_T = -\frac{s_T}{\bar{D}} \qquad (۵-٦٦)$$

$$L_T^2 = \bar{D}/\bar{\Sigma}_a \qquad (۵-٦٧)$$

که L^2 سطح پخش حرارتی خوانده می‌شود، L_T را طول پخش حرارتی‌است. جدول ۵-۲ مقادیر این پایاها را به‌دست می‌دهد.

دیده خواهد شد که معادله (۵-٦٦) شبیه معادله پخش برای نوترون‌های تک ـ انرژی (بامعادله ۵-۲٤ مقایسه شود) بوده و نتیجه می‌شود که جوابهای این معادله برای نوترون‌های‌حرارتی‌صادق‌است‌به شرطی که D ، L^2 و Φ با $\bar{D}$ ، L_T^2 و Φ_T جایگزین‌شوند. این بامثال زیر تشریح می‌شود.

مثال ۵-۶ یک چشمه نقطه‌ای که $۱۰^{۷}$ نوترون حرارتی در ثانیه تابش می‌کند در یک حجم بینهایت آب باجرم ویژه واحد در درجه حرارت معمولی قرار دارد. فلوی نوترون حرارتی در فاصله ۱۰ سانتیمتری چشمه چقدر است؟

حل. فلو بااستفاده از معادله (۵-۳۸) باتغییر مناسب در پایاها به‌دست می‌آید یعنی

$$\Phi_T = \frac{Se^{-r/L_T}}{4\pi \bar{D} r}$$

از جدول ۵-۲ پیداست که $L_T = ۲/۸۵$ سانتیمتر و $\bar{D} = ۰/۱۶$ سانتیمتر است.

هم‌چنین $S = ۱۰^{۷}$ و $r = ۱۰$ سانتیمتر است. باقرار دادن این مقادیر در معادله داریم

$$\Phi_T = \frac{۱۰^{۷} \times e^{-۱۰/۲٫۸۵}}{۴\pi \times ۰٫۱۶ \times ۱۰} = ۱٫۷۲ \times ۱۰^{۳} n/cm^{۲} - Sec$$

مقادیر پایاهای پخش حرارتی در جدول (۵-۲) برای جرم ویژه معمولی و درجه حرارت معمولی داده شده است. اغلب لازم است این پایاها را درچگالی‌ها و درجه حرارتهای دیگر بدانیم و این کار را می‌توان باتغییر مناسب در مقادیرداده شده‌انجام داد. ابتدا $\bar{\Sigma}_a$ را در نظر می‌گیریم. از آنجا که $\bar{\Sigma}_a$ سطح مقطع ماکروسکپی متناسب با N، چگالی اتمی، است خود متناسب با ρ، جرم ویژه فیزیکی، می‌باشد، نتیجه می‌شود

$$\bar{\Sigma}_a \sim \rho$$

بستگی $\bar{\Sigma}_a$ به‌درجه حرارت در معادله (۵-۶۴) داده شده است.

برطبق معادلات (۵-۱۵) و (۵-۱۶) ضریب پخش متناسب با عکس Σ_s است و از آنجا که این خود متناسب باρ است بنابراین است

$$\bar{D} \sim \frac{۱}{\rho}$$

این وضع باتوجه به درجه حرارت کمی پیچیده‌تر است. برای کند کننده‌های بغیر از $H_۲O$ و $D_۲O$، $\bar{D}$ اساساً مستقل از درجه‌حرارت است. دراین مورد، برای $H_۲O$، $\bar{D}$ تقریباً از رابطه زیر پیروی می‌کند

$$\bar{D} \sim T^{۰٫۴۷۰}$$

در حالی که برای $D_۲O$ تغییرات به‌صورت زیر است

$$\bar{D} \sim T^{۰٫۱۱۲}$$

T درجه حرارت مطلق است. بستگی $\bar{D}$ بهρ و T را می‌توان به‌صورت رابطه زیر نوشت:

$$\overline{D}(\rho, T) = \overline{D}(\rho_o, T_o)\left(\frac{\rho_o}{\rho}\right)\left(\frac{T}{T_o}\right)^m \qquad (۶۸-۵)$$

$D(\rho_o, T_o)$ مقدار D در جرم ویژه ρ_oودرجه حرارت T_oاست برای H_2O ۰٫۴۷۰ = m برای D_2O ۰/۱۱۲ = m و در غیر این‌صورت صفر است.

بالاخره از ترکیب نتایج بالا با توجه به تعریف L_T^2 در معادله (۶۷-۵) بدون اشکال می‌توان دید

$$L_T^2(\rho, T) = L^2T(\rho_o, T_o)\left(\frac{\rho_o}{\rho}\right)^2\left(\frac{T_o}{T}\right)^{m+1/2} \qquad (۶۹-۵)$$

کاربرد این رابطه در مثال زیر نشان داده شده است

مثال ۵-۷ مطلوب است محاسبه ضریب پخش و سطح پخش آب معمولی در°F ۵۰۰ و در فشار psi ۲۰۰۰. جرم ویژه آب در این درجه حرارت و فشار برابر Lb/ft^3 ۴۹٫۶ (g/cm^3 ۰٫۷۹۲) می‌باشد.

حل. از جدول (۵-۲) داریم که در

$$T = ۲۷۳°K \text{ و } \rho_o = ۱ g/cm^3 = ۶۲٫۴ Lb/_{it}^3$$

$D(\rho_o, T_o) = ۰٫۱۶cm$ است. با استفاده از رابطهٔ بین‌درجه حرارت سانتی‌گراد وفارنهایت یعنی

$$°C = \frac{۵}{۹}(°F - ۳۲)$$

معادل °F ۵۰۰ برابر °C ۲۶۰ به‌دست می‌آید. درجه حرارت‌مطلق برابر K°۲۶۰+۲۷۳=۵۳۳ است. باقرار دادن این مقادیر در معادله (۶۸-۵) مقدار $\overline{D}$ به‌دست می‌آید.

$$\overline{D} = ۰٫۱۶ \times \frac{۶۲٫۴}{۴۹٫۶} \times \left(\frac{۵۳۳}{۲۹۳}\right)^{۰٫۴۷۰} = ۰٫۲۶۷cm$$

بالاخره باقرار دادن $L_T^2(\rho_o, T_o) = ۱٫۸ cm^2$ ، حاصل از جدول (۵-۲)، در معادله (۶۹-۵) مقدار L به‌دست می‌آید.

$$L_T^2 = ۱٫۸ \times \left(\frac{۶۲٫۴}{۴۹٫۶}\right)^2\left(\frac{۵۳۳}{۲۹۳}\right)^{۰٫۹۷۰} = ۲۲٫۹cm^2$$

۵-۱۰ محاسبه‌دو گروهی کند شدن نوترون

در تعدادی از محاسبات، به‌ویژه آنهائی که در برگیرنده محاسبات بحرانی‌راکتورهای حرارتی که در فصل ۶ بحث می‌شود حد اقل باید از دو گروه نوترون استفاده شود تا اینکه بتوان نتایج نسبتاً دقیقی به‌دست آورد. محاسبات یک‌گروهی برای تشریح حرکت‌نوترون‌های

حرارتی به‌نحوی که درقسمت قبل بیان کردیم لازم‌است. گروه دوم یا گروه سریع نوترون‌هائی هستند که انرژی آنها بیش از انرژی حرارتی باشد یعنی تمام نوترون‌های شکافت که درضمن کندشدن انرژیشان به‌حدود kTه می‌رسد. بطوری که اشاره شد مقدمات محاسبات دوگروهی در فصل ٦ ارائه می‌شود. درینجا لازم‌است این روش محاسبه درمثال ساده‌ای تشریح شود. حال مساله محاسبه‌ی فلوی دوگروهی رابرحسب فاصله از یک‌چشمه نقطه‌ای درنظرمی‌گیریم که، S نوترون‌شکافت (سریع) در ثانیه دریک‌محیط بینهایت‌حاوی کند کننده یکنواخت می‌تابد. معادله پخش گروهی برای نوترون‌های سریع را می‌توان از معادله پخش گروهی معمولی، معادله (٥-٥٠) با $g_1=1$ به‌دست آورد. در این مورد، سطح مقطع‌های جذب تمام مواد کند کننده کوچک است، به‌ویژه در انرژی‌های بیش از ناحیه حرارتی و بنابراین می‌توان Σa_1 را صفر در نظرگرفت. همچنین از آنجا که در محاسبات فقط دوگروه وجود دارد، لذا نوترون‌هائی که از گروه سریع خارج می‌شوند الزاماً باید واردگروه حرارتی شوند. لذا، فقط $\Sigma_{1\to 2}$ در عبارت سوم معادله (٥-٥٠) غیر صفر است زیرا هیچ نوترونی در اثر پراکندگی به‌گروه سریع وارد نمی‌شود. به‌علاوه، آخرین عبارت در معادله برابر صفر است زیرا هیچ نوترونی واردگروه سریع نمی‌شود. معادله پخش برای نوترون‌های سریع به‌صورت ساده زیراست

$$D_1\nabla^2\Phi_1-\Sigma_1\Phi_1=0 \qquad (٥-٧٠)$$

در این معادله Σ_1 سطح مقطع انتقال $(\Sigma_{1\to 2})$ ازگروه ۱ به ۲ است. عبارت چشمه صفر است زیرا چشمه‌ای جز در محل‌خود چشمه وجود ندارد.

در نظریه راکتور هسته‌ای، تعداد نوترون هائی که در ثانیه در هر سانتیمتر مکعب کندشده‌انرژی آنها به‌حرارتی می‌رسند، چگالی کندشدن نامیده می‌شود و معمولا به q_T نشان‌داده می‌شود. عبارت در معادله (٥-٧٠) برابر $\Sigma_1\Phi_1$ تعداد نوترون‌هائی است که در ثانیه در هر سانتیمتر مکعب ازگروه سریع پراکنده شده واردگروه حرارتی می‌شوند. از آنجا که نوترون‌ها به‌محض کندشدن واردگروه حرارتی می‌شوند برابر $\Sigma_1\Phi_1$ است که برابر چگالی کندشدن است یعنی

$$q_T=\Sigma_1\Phi_1 \qquad (٥-٧١)$$

برگشت به‌گروه حرارتی، این‌گروه به‌وسیله معادله پخش‌گروهی معادله (٥-٦٦) تشریح می‌شود. در این مورد، یگانه چشمه نوترون‌های حرارتی دراین مساله آنهائی هستند که در نتیجه کندشدن ازگروه سریع خارج می‌شوند. از آنجا که این نوترون‌ها با شدت q_T نوترون درسانتیمتر مکعب در ثانیه ظاهر می‌شود بنابراین، عبارت‌چشمه در معادله (٥-٦٦) برابر $\Sigma_1\Phi_1$ است. معادله پخش گروه حرارتی به‌صورت زیر است

$$\nabla^2\Phi_T-\frac{1}{L_T^2}\Phi_T=-\frac{\Sigma_1\Phi_1}{D} \qquad (٥-٧٢)$$

برای پیدا کردن Φ_T از معادله (۵-۷۲) ابتدا لازم است معادله (۵-۷۰) را برای به‌دست آوردن Φ_1 حل کنیم. باتوجه به‌تقارن مساله، هردو فلوی Φ_1 و Φ_2 فقط بستگی به r، فاصله از چشمه دارد. از تقسیم معادله (۵-۷۰) به D_1 ونوشتن لاپلاسین درمختصات کروی معادله به‌صورت زیر درمی‌آید .

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}r^2\frac{d\Phi_1}{dr}-\frac{1}{\tau_T}\Phi_1=0 \qquad (۵-۷۳)$$

که τ_T طبق تعریف برابر است با

$$\tau_T=D_1/\Sigma_1 \qquad (۵-۷۴)$$

پایای τ_T در بسیاری از انواع مسائل راکتور وجود دارد و سن نوترون[1] نامیده می‌شود. این نام‌عجیب به‌این علت است که‌می‌توان نشان داد که‌سن نوترون تابع زمان کند شدن نوترون دارد. در هرحال، واحد سن زمان نمی‌باشد. به‌طوری که از معادله (۵-۷۴) دیده می‌شود τ_T در حقیقت دارای واحد cm^2است .

مقایسه معادله (۵-۷۳) بامعادله (۵-۳۰)، که پخش نوترون‌های یک چشمه نقطه‌ای را تشریح می کند نشان می‌دهد که دو معادله شبیه یکدیگرند بجز این کهτ_T در معادله (۵-۷۳) جایگزین L^2 درمعادله (۵-۳۰) شده‌است. درنتیجه جواب معادله (۵-۷۳) بصورت معادله (۵-۳۸) داده شده است ، لکن $\sqrt{\tau_T}$ را با L وD_1را باDمشخص کرده‌اند یعنی

$$\Phi_1=\frac{Se^{-r/\sqrt{\tau_T}}}{4\pi D_1 r} \qquad (۵-۷۵)$$

به‌علاوه، با توجه به‌قسمت (۵-۷) که L^2 برابر یک ششم متوسط مجذور مسافتی است که نوترون‌ها به‌طور دسته‌جمعی از چشمه تانقطه‌ای که بالاخره جذب می‌شود حرکت‌می کنند همین تفسیر را می‌توان درمورد τ_T به کار برد ، بجز این‌که نوترون‌های سریع جذب نمی‌شوند بلکه آنها در اثر برخورد ازگروه سریع خارج شده در زمره نوترون‌های حرارتی درمی‌آیند .بنابراین، بدون اشکال دیده می‌شود که پایای τ_T برابر یک ششم متوسط مجذور مسافتی است که نوترون به‌طور دسته‌جمعی از محل انتشار تا نقطه‌ای که کندشده به‌نوترون حرارتی تبدیل می‌شود، حرکت می کند. رابطه آن به‌صورت زیر است.

$$\tau_T=\frac{1}{6}\overline{r^2} \qquad (۵-۷۶)$$

سن نوترون به‌طوری که در معادله (۵-۷۶)تعریف شده را می‌توان به‌طریق تجربی به‌دست

۱- Neutron Age

آورد . مقادیر اندازه‌گیری شده τ_T نوترون‌های شکافت درکند کننده‌های مختلف در جدول ۵-۳ داده شده‌است.

جدول ۵-۳

ثابت‌های گروه سریع برای کند کننده‌های مختلف

کند کننده	D_1 , cm	Σ_1 , cm^{-1}	τ_T , cm^2
H_2O	۱٫۱۳	۰٫۰۴۱۹	۲۷
D_2O	۱٫۲۹	۰٫۰۰۹۸۵	۱۳۱
Be	۰٫۵۶۲	۰٫۰۰۵۵۱	۱۰۲
گرافیت	۱٫۰۱۶	۰٫۰۰۲۷۶	۳۶۸

باقرار دادن (۵-۷۵) در معادله (۵-۷۲) نتیجه یک معادله دیفرانسیل ناهمگون است. جزئیات حل این معادله در اینجا بحث نمی‌شود. این کار را می‌توان به‌آسانی باجایگزین کردن مستقیم ثابت کرد، یعنی

$$\Phi_T = \frac{SL_T^2}{4\pi r\bar{D}(L_T^2 - \tau_T)}(e^{-r/L_T} - e^{-r/\sqrt{\tau_T}}) \qquad (۵-۷۷)$$

این رابطه فلوی نوترون حرارتی حاصل ازیک چشمه نقطه‌ای نوترون‌های سریع را برطبق‌نظریه دوگروهی به‌دست می‌دهد. بایدتاکید کرد که معادله (۵-۷۷) به‌هیچ‌وجه یک جواب کامل نیست. در حقیقت، روش‌دوگروهی به‌ویژه روش مناسبی برای محاسبه کندشدن نوترون‌ها در اغلب محیط‌ها نیست. روش‌های به‌مراتب بهتر ودقیق‌تر (درعین‌حال پیچیده‌تر) برای‌محاسبه کندشدن نوترون‌های چشمه‌های نقطه‌ای وجوددارد. باوجود این، به‌طوری‌که در فصل ۶ نشان داده شد، روش دوگروهی را می‌توان‌برای محاسبات تقریبی مرتبه اول راکتورهای‌حرارتی به‌کار برد.

مقادیر تجربی τ_T در جدول ۵-۳ برای کند کننده‌ها در درجه حرارت و جرم ویژه معمولی داده شده است. هیچ‌یک از پایاهای D_1 و Σ_1در معادله (۵-۷۴) به‌ویژه به‌درجه حرارت‌حساس نیست، اما هردو بستگی‌به‌جرم ویژه دارند. برای محاسبه τ_T در چگالی‌های بغیراز چگالی معمولی باید یادآورشد که τ_T شبیه L_T^2 متناسب با عکس مربع چگالی جرمی تغییر می‌کند. لذا مقدار τ_T در چگالی ρ از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\tau_T(\rho) = \tau_T(\rho_0)\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^2 \qquad (۵-۷۸)$$

که τ_T (ρ_0) سن نوترون در چگالی ρ_0 است.

مسائل فصل ۵

۵-۱ دوباریکه ۱ev نوترون با زاویه ۹۰ یکدیگر را قطع می‌کنند. چگالی‌نوترون‌ها در هر دوباریکه برابر $۲ \times ۱۰^{۸} n/cm^{۳}$ است.(الف) شدت هرباریکه را حساب کنید(ب)فلوی نوترون در محل تلاقی چقدر است؟

۵-۲ یک چشمه نقطه‌ای S^{n}/sec به‌طور یکنواخت در یک محیط خلا بینهایت انتشار می‌دهد (الف) ثابت کنید که فلوی نوترون در فاصله r از چشمه از رابطه زیربه دست می‌آید.

$$\Phi = \frac{S}{۴\pi r^{۲}}$$

(ب) بردار چگالی‌جریان نوترون در همین‌نقطه چقدر است؟ [یادآوری: نوترون‌ها در خلاپخش نمی‌شوند] .

۵-۳ سه‌چشمه متجانس که‌هرکدام S نوترون در ثانیه تابش می‌کنند در سه‌کنج یک مثلث متساوی‌الاضلاع به‌ضلع a در خلا قرار دارد، فلو وجریان نوترون را در وسط یک ضلع به‌دست آورید.

۵-۴ بااستفاده از معادلات (۵-۱۵) و(۵-۱۶) ضرائب پخش را در (الف) برلیوم (ب) گرافیت برای نوترون‌های تک انرژی ۰٫۰۲۵ev به‌دست آورید .

۵-۵ فلوی نوترون دریک راکتورکروی لخت به‌شعاع ۵۰ سانتیمتر از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\Phi = ۵ \times ۱۰^{۱۳} \frac{\sin ۰٫۰۶۲۸r}{r} n/cm^{۲} - sec$$

که r فاصله از مرکز راکتور است . ضریب پخش راکتور ۰٫۸cm می‌باشد. (الف) حداکثر مقدار فلو در راکتور چقدر است. ؟(ب) مطلوب است محاسبه چگالی جریان نوترون برحسب فاصله در داخل راکتور .(ج) تعداد نوترون‌هایی که در ثانیه از راکتور خارج می‌شود چقدر است؟

۵-۶ چهار چشمه نقطه‌ای متجانس هرکدام به قدرت S نوترون در ثانیه‌در چهارکنج یک مربع به ضلع a در یک محیط بینهایت قرار دارد . فلو وجریان نوترون را در مرکز مربع و وسط یک ضلع به‌دست آورید .

۵-۷ روابطی برای تعیین فلو وجریان در نقطه $P_{۲}$ شکل ۵-۵ به دست آورید.

۵-۸ یک‌محیط کند کننده بینهایت حاوی‌چشمه‌های متجانس به‌قدرت $S^{n}/cm^{۳}$ -- sec به‌طور یکنواخت توزیع شده است. فلو وجریان نوترون حالت پایدار را دریک نقطه از محیط به‌دست آورید.

۵-۹ یک تیغه لخت بینهایت به‌ضخامت a ۲ حاوی چشمه‌های نوترون با توزیع یکنواخت که قدرت آن $Sn/cm^{۳} - sec$ می‌باشد. نشان دهید که فلو در تیغه از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\Phi = \frac{S}{\Sigma^{a}}\left(۱ - \frac{\cosh x/L}{\cosh\left(\frac{a+b}{L}\right)}\right)$$

که x فاصله از وسط تیغه است. [راهنمائی: جواب یک معادله دیفرانسیل ناهمسان برابر مجموع جوابهای معادله همسان به‌اضافه جواب خصوصی برای جواب خصوصی یک ثابت‌درنظر بگیرید].

۵-۱۰ یک چشمه نقطه‌ای به قدرت S نوترون در ثانیه در مرکز یک کند کننده کروی به‌شعاع R قرار دارد. (الف) نشان دهید که فلو در کره از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\Phi = \frac{S}{۴\pi D \sinh\left(\frac{R+d}{L}\right)} \frac{\sinh\frac{۱}{L}(R+d-r)}{r}$$

که r فاصله از چشمه است. (ب) نشان دهید که نشت نوترون‌ها از سطح کره در ثانیه از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$L/Sec = \frac{(R+d)S}{L\sinh\left(\frac{R+d}{L}\right)}$$

(ج) احتمال فرار یک نوترون تابیده از چشمه از سطح چقدر است؟

۵-۱۱ یک چشمه نوترون صفحه‌ای به قدرت $Sn/cm^{۲} - sec$ در بین دو محیط تیغه‌ای بینهایت از برلیوم و گرافیت به ترتیب به ضخامت‌های a و b مطابق شکل ۵-۸ قراردارد.

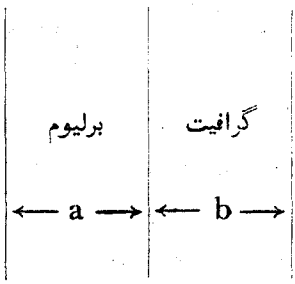
رابطه‌ای برای تعیین فلو در دستگاه به‌دست آورید [یادآوری: از آنجا که محیط‌های مختلف دوطرف چشمه قرار دارد، این مساله تقارن ندارد وشرط چشمه معادله (۵-۳۳)صادق نیست. شرایط مرزی مناسب برای این مساله عبارت است از:

(۱) $$\lim_{x\to ۰}[\Phi(x>۰) - \Phi(x<۰)] = ۰$$

(۲) $$\lim_{x\to ۰}[J(x>۰) - J(x<۰)] = S$$

شرط(۱)، در حقیقت، بیان‌می‌کند که Φ در چشمه پیوسته است در حالی که شرط(۲) میزان تعداد نوترون‌های تابیده از چشمه است]

چشمه صفحه‌ای به‌صورت S نوترون
در سانتیمتر مربع در ثانیه در $x = ۰$



شکل ۵-۸

۵-۱۲ یک کره کند کننده به‌شعاع R حاوی چشمه‌های باتوزیع یکنواخت باقدرت $Sn/cm^{۲}-sec$ است. (الف) نشان دهید که فلو در کره از رابطه زیربه دست می‌آید.

$$\Phi = \frac{S}{\Sigma_a}\left[۱ - \frac{R+d}{r}\,\frac{\sin hr/L}{\sin h\left(\frac{R+d}{L}\right)}\right]$$

(ب) رابطه‌ای‌به‌دست آورید که چگالی جریان را در یک نقطه‌ازکره به‌دست دهد. (ج) تعداد نوترون‌هائی که در ثانیه از سطح کره فرارمی کند حساب کنید.(د) احتمال متوسط این که یک نوترون چشمه ازکره فرارکند.

۵-۱۳ فلوهای سه‌گروهی برای یک راکتورکروی سریع به‌شعاع $R = ۵۰ . Cm$ ازروابط زیر به‌دست می‌آید.

$$\Phi_۱(r) = \frac{۳ \times ۱۰^{۱۵}}{r}\sin\frac{\pi r}{R}$$

$$\Phi_۲(r) = \frac{۲ \times ۱۰^{۱۶}}{r}\sin\frac{\pi r}{R}$$

$$\Phi_۳(r) = \frac{۱ \times ۱۰^{۱۶}}{r}\sin\frac{\pi r}{R}$$

ضرائب پخش گروهی‌عبارتنداز $D_۱ = ۲٫۲cm$ ، $D_۲ = ۱٫۷cm$ و $D_۳ = ۱٫۰۵cm$ مطلوب است محاسبه کل نشت نوترون‌ها از راکتور برای هرسه‌گروه [یادآوری: از فاصله امتدادی صرفنظر می‌شود].

۵-۱۴ فلوی حرارتی در مرکز یک مجرای باریکه نوترون دریک راکتور معین

برابر $\text{sec} - \text{n/cm}^2 \times 10^{12} \times 2$ است. درجه حرارت دراین ناحیه $^\circ\text{c}$ ۱۵۰ است. مطلوب است محاسبه (الف) چگالی نوترون حرارتی (ب) انرژی E_T (ج) فلوی نوترون ۲۲۰۰متر در ثانیه.

۵-۱۵ فلوی‌حرارتی در مرکز یک راکتور پژوهشی $\text{sec} - \text{n/cm}^2 \times 10^{12} \times 5$ است. درجه حرارت دراین نقطه از دستگاه $^\circ\text{c}$ ۱۲۰ است. چگالی نوترون را در این نقطه باچگالی اتمی‌گرافیت مقایسه کنید.

۵-۱۶ فلوی حرارتی در یک‌راکتور مکعبی‌لخت‌بارابطه تقریبی زیربه‌دست می‌آید

$$\Phi_T(x, y, z) = A\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)\cos\left(\frac{\pi y}{a}\right)\cos\left(\frac{\pi z}{a}\right)$$

که A یک عددثابت‌است. aطول‌یک ضلع‌مکعب‌است‌و x ، y و z فاصله‌از مرکز مکعب می‌باشد. روابطی به‌دست آورید (الف) جریان نوترون حرارتی برحسب فاصله در راکتور(ب) تعدادنوترون‌هایی که در ثانیه از هر وجه‌راکتور به‌خارج نشت‌می کند و (ج) کل‌نوترون‌هایی که در ثانیه از راکتور خارج می‌شود حساب کنید.

۵-۱۷ یک چشمه صفحه‌ای در مرکز یک تیغه بینهایت ازگرافیت به‌ضخامت ۲متر به قدرت $S = 10^8 \text{n/cm}^2 - \text{sec}$ قرار دارد. با فرض این‌که درجه حرارت دستگاه معمولی باشدمطلوب است محاسبه (الف) تعداد کل نوترون‌های حرارتی در تیغه در سانتیمتر مربع در هرزمان (ب) تعداد نوترون‌هایی که در هرسانتیمتر مربع در ثانیه در تیغه جذب می‌شود(ج) جریان نوترون‌برحسب موقعیت در داخل تیغه (د) تعداد کل نوترون‌هائی که از هرسانتیمتر مربع در ثانیه از سطوح تیغه نشت می کند (ه) احتمال عدم فرار یک نوترون از تیغه چقدر است؟

۵-۱۸ فلوی حرارتی‌در داخل‌راکتور مکعبی‌لخت‌به ضلع $a = 800\text{cm}$ از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\Phi(xyz) = 2 \times 10^{12}\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)\cos\left(\frac{\pi y}{a}\right)\cos\left(\frac{\pi z}{a}\right)$$

که x ، y و z از مرکز راکتور اندازه‌گیری می‌شود.درجه حرارت $^\circ\text{c}$ ۴۰۰ می‌باشد وضریب پخش حرارتی و طول پخش به‌ترتیب برابر ۰٫۸۴cm و ۱۷٫۵cm است. (الف) چنداتم‌گرم نوترون در تمام راکتور وجود دارد؟ (ب) بردار چگالی جریان نوترون را برحسب موقعیت‌در راکتورحساب کنید (ج) تعداد نوترون‌هائی که در ثانیه از راکتور به‌خارج‌نشت می کندبه‌دست آورید (د) تعداد نوترون‌های حرارتی که در ثانیه‌در راکتور جذب می‌شودحساب کنید (ه) احتمال فراریک نوترون حرارتی از راکتور چقدر است؟

۵-۱۹ سطح مقطع حرارتی ^{115}In (۰٫۰۲۵۳ev) برای تولید ایزومر ^{116}In بانیمه

عمر ٥٤ دقیقه در واکنش (n,γ) برابر ۱۵۷ بارن است. یک پولک نازك ایندیوم به‌وزن ۰/۱ در باریکه نوترون مساله (٥-۱٤) قرار می‌دهیم (الف) میزان جذب نوترون حرارتی درپولک چقدر است؟(ب) اکتیویته In^{116} پس‌از یک ساعت قرار داشتن درباریکه چقدر است؟

[یادآوری : In^{116} دارای فراوانی ٪ ۹۵/۷ و یک جاذب‌غیر $\frac{1}{v}$ است]

٥-۲۰ یک نمونه رادیواکتیو بانیمه عمر $T_{1/2}$ دریک راکتور حرارتی در نقطه‌ای که فلوی حرارتی Φ_T است قرار می‌دهیم. نشان دهید که نمونه در نتیجه تجزیه خودبه‌خودی و جذب نوترون بانیمه عمر مؤثر زیر ازبین می‌رود.

$$\left(\frac{1}{T^{1/2}}\right)_{eff} = \frac{1}{T^{1/2}} + \frac{\bar{\sigma}_a \Phi_T}{\ln 2}$$

که $\bar{\sigma}_a$ سطح مقطع جذب حرارتی نمونه است .

٥-۲۱ مطوب است محاسبه طول پخش نوترون‌های حرارتی در محلول آب اسیدبوریک (H_3BO_3) در درجه حرارت معمولی در غلظت‌های زیر (الف) ۱۰ g/lit (ب) ۱ g/lit و (ج) ۰/۱ g/lit [راهنما : به‌علت غلظت کم اسید بوریک، ضریب پخش برای مخلوط نظیر آب خالص است] .

٥-۲۲ یک تیغه بینهایت ازآب معمولی به‌ضخامت ۱۶ سانتیمتر حاوی یک چشمه صفحه‌ای در مرکز تیغه به‌قدرت $10^{8n}/cm^2 - sec$ است. فلوی‌حرارتی را در تیغه محاسبه کرده ورسم نمائید.

٥-۲۳ محاسبات مساله ٥-۲۲ را تکرار کرده فلوی حرارتی را در محلول اسیدبوریک دارای غلظت‌های داده شده در مساله ٥-۲۱ به‌دست آورید.

٥-۲٤ ضریب پخش حرارتی و طول پخش در آب معمولی را در $T = 400°F$ و $P = 1000\ psi$ حساب کنید . در تحت این شرایط آب دارای چگالی جرمی $53/9\ Lb/ft^3$ $(0/862\ g/cm^3)$ است .

٥-۲٥ ثابت کنید که معادله (٥-۷۷) در حقیقت جواب معادله (٥-۷۳) است.این جواب را در حالتهای $\tau_T \to 0$ و $L_T^2 \to \tau_T$ بحث کنید.

٥-۲۶ سن نوترون‌های شکافت درآب را در شرایط مساله (٥-۲٤) بحث کنید.

منابع فصل ۵

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

به‌طوری که در قسمت ٤-١ تشریح شد، در یک راکتور بحرانی موازنه‌ای[1] بین تعداد نوترون‌هائی که در شکافت تولید می‌شوند وآنهائی که از بین می‌روند چه‌از طریق جذب در راکتور یا نشت از سطح آن، وجود دارد. یکی از مسائل اساسی در طرح یک راکتور محاسبه اندازه وترکیبات هنداد (سیستم) برای اینکه این موازنه برقرار باشد است. این مساله موضوع بحث این فصل است.

محاسبات شرایط لازم برای حالت بحرانی معمولا با استفاده از روش پخش چندگروهی که در انتهای فصل آخر معرفی می‌شود، انجام می‌گیرد. حال بجاست که محاسبه را بابحث درباره محاسبه یک‌گروهی شروع کنیم. از آنجاکه این نوع محاسبه مناسبترین روش برای راکتورهای سریع است. درقسمت‌های دیگر این فصل نشان داده خواهد شدکه روش یک گروهی به‌صورت تغییریافته‌ای[2] برای انجام محاسبات بعضی از راکتورها نیز می‌تواندبه کار رود

٦-١ معادله راکتور تک‌گروهی

یک راکتور بحرانی سریع، حاوی مخلوط یکنواختی[3] (همگون) از سوخت و خنک‌کننده، را در نظر می‌گیریم. فرض می‌شود که راکتور فقط یک ناحیه دارد وبدون لایه زاینده[4] یا بازتابنده است چنین هندادی (سیستمی) را راکتور لخت مینامند.

این راکتور در محاسبات یک‌گروهی به‌وسیله معادله پخش یک‌گروهی بیان می‌شود (بامعادله ٥-٥٢ مقایسه شود)

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi = -S \qquad (١-٦)$$

در این رابطه Φ فلوی تک‌گروهی، D , Σ_a ضریب پخش[5] و سطح مقطع جذب ماکروسکپی مخلوط سوخت خنک‌کننده و S چگالی چشمه، یعنی تعداد نوترون تابش شده‌در سانتیمتر مکعب در ثانیه است. سطح مقطع های رسمی تک‌گروهی برای یک راکتور سریع در جدول ٦-١ داده شده است.

در یک راکتور بحرانی، نوترون‌های چشمه در شکافت هسته‌ای[6] تابش می‌شوند.

١- Balance
٢- Modified
٣- Homogeueons
٤- Blanket
٥- Diffusion Coefficient
٦- Fission

برای تعیین S فرض می‌کنیم Σ_{aF} سطح مقطع جذب تک‌گروهی سوخت ، و η تعداد متوسط نوترون‌های شکافت حاصل از جذب یک نوترون در سوخت است*. عبارت چشمه ازرابطه زیر به‌دست می‌آید

جدول ۶-۱ ثابت‌های تک‌گروهی برای یک راکتور سریع+

عنصر یا ایزوتوپ	σ_γ	σ_f	σ_a	σ_{tr}	ν	η
Na	۰٫۰۰۰۸	۰	۰٫۰۰۰۸	۳٫۳	—	—
Al	۰٫۰۰۲	۰	۰٫۰۰۲	۳٫۱	—	—
Fe	۰٫۰۰۶	۰	۰٫۰۰۶	۲٫۷	—	—
^{235}U	۰٫۲۵	۱٫۴	۱٫۶۵	۶٫۸	۲٫۶	۲٫۲
^{238}U	۰٫۱۶	۰٫۰۹۵	۰٫۲۵۵	۶٫۹	۲٫۶	۰٫۹۷
^{239}Pu	۰٫۲۶	۱٫۸۵	۲٫۱۱	۶٫۸	۲٫۹۸	۲٫۶۱

+ از «ثابت های فیزیک راکتور» گزارش کمیسیون انرژی اتمی ایالات متحده امریکا ANL۵۸۰۰ دومین چاپ ۱۹۶۳

$$S = \eta \Sigma_{aF} \Phi \qquad (۶-۲)$$

این رابطه نیز به‌صورت زیر نوشته می‌شود

$$S = \eta \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_a} \Sigma_a \Phi = \eta f \Sigma_a \Phi \qquad (۶-۳)$$

دراین رابطه

$$f = \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_a} \qquad (۶-۴)$$

است که بهره جذب[1] نامیده می‌شود . از آنجا که Σ_a سطح مقطع مخلوط سوخت وخنک کننده، Σ_{aF} فقط سطح مقطع جذب سوخت می‌باشد ، نتیجه می‌شود که f برابر کسری ازنوترون‌های جذب شده در راکتور است که به‌وسیله سوخت انجام می‌گیرد.

عبارت چشمه در معادله (۶-۳) را نیز می‌توان برحسب ضریب تکثیر که در فصل ٤ بیان شد نوشت. برای این منظور، یک راکتور بینهایت دارای همان ترکیبات راکتور لخت

---

* اگر سوخت شامل بیش‌از یک نوع ایزوتوپ شکافت ، ویا مخلوطی از هسته‌های شکافت‌و شکافت پذیرباشد η را باید با استفاده از معادله ۳-۹ ٤ قسمت ۳-۷ حساب کرد.

۱ - Fuel utilization

مورد بحث در نظر می‌گیریم. در چنین راکتوری فرار نوترون نظیر آنچه که از سطح راکتورلخت وجود دارد نیست. تمام نوترون‌ها عاقبت جذب سوخت یا خنک‌کننده می‌شوند. به‌علاوه فلوی نوترون باید ثابت و مستقل از مکان باشد. بنابراین $\Sigma_a\Phi$ نوترون در هرسانتیمتر مکعب در ثانیه در هرنقطه از هنداد (سیستم) جذب می‌شوند. ازاین 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 ٤-١ ،ضریب تکثیر برابر تعداد شکافت- یاهرواقعه دیگر در یک نقطه از واکنش زنجیره‌ای- در یک نسل تقسیم برتعداد (همان واکنش) در نسل قبل است. بنابراین نتیجه می‌شود.

$$k_\infty = \frac{\eta f\Sigma_a\Phi}{\Sigma_a\Phi} = \eta f \qquad (٥-٦)$$

دراین رابطه اندیس در k_∞ نشان می‌دهد که این نتیجه فقط در راکتور بینهایت صادق است.

مثال ٦-١ مطلوب است محاسبه f و k_∞ در مخلوطی از $U^{٢٣٥}$ و سدیم که در آن‌مقدار اورانیوم یک درصد وزنی باشد.

حل: از معادله ٦-٤ مقدار f برابر است با

$$f = \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_a} = \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_{aF}+\Sigma_{aS}}$$

در این رابطه Σ_{aF} ، Σ_{aS} به‌ترتیب سطح مقطع‌های ماکروسکپی جذب اورانیوم وسدیم است. از تقسیم صورت ومخرج به Σ_{aF} رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$f = \frac{١}{١+\Sigma_{aS}/\Sigma_{aF}} = \frac{١}{١+N_S\sigma_{aS}/N_F\sigma_{aF}}$$

که N_F ، N_S چگالی‌های اتمی اورانیوم و سدیم است. فرض می‌کنیم ρ_F ، ρ_S تعداد گرم اورانیوم وسدیم در هرسانتیمتر مکعب مخلوط باشد، لذا

$$\frac{N_S}{N_F} = \frac{\rho_S}{\rho_F}\frac{M_F}{M_S}$$

که M_F ، M_S جرم‌های اتمی اورانیوم و سدیم است. از آنجا که یک درصد وزنی مخلوط، سوخت است، بدان معنی است که

$$\frac{\rho_F}{\rho_F+\rho_S} = ٠,٠١$$

١- Fuel utilization

یا

$$\frac{\rho_S}{\rho_F} = ۹۹$$

با استفاده از مقادیر σ_a داده شده در جدول ۶-۱ مقدار f برابراست با

$$f^{-1} = ۱ + ۹۹ \frac{۲۳۵}{۲۳} \times \frac{۰٫۰۰۰۸}{۱٫۶۵} = ۱٫۴۹$$

و

$$f = ۰٫۶۷۱ \quad \text{(جواب)}$$

مقدار k_∞ برابر است با

$$k_\infty = \eta f = ۲٫۲ \times ۰٫۶۷۱ = ۱٫۴۸$$

از آنجا که k_∞ بزرگتر از واحد است، یک راکتور بینهایت با این ترکیب باید فوق بحرانی باشد [جواب]

از آنجا که η و f مقادیر ثابتی هستند و فقط بستگی به خواص مواد راکتور دارد، مقدار k_∞ برای یک راکتور لخت برابر k_∞ برای یک راکتور بینهایت با همان ترکیب است. بنابراین عبارت چشمه معادله (۶-۳) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$S = k_\infty \Sigma_a \Phi \qquad (۶-۶)$$

باقرار دادن معادله ۶-۶ در معادله پخش یک‌گروهی ، معادله (۶-۱)، داریم

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi = -k_\infty\Sigma_a\Phi$$

$$D\nabla^2\Phi + (k_\infty - ۱)\Sigma_a\Phi = ۰ \qquad (۶-۷)$$

از تقسیم رابطه بر D داریم

$$\nabla^2\Phi + \frac{k_\infty - ۱}{L^2}\Phi = ۰ \qquad (۶-۸)$$

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} \qquad (۶-۹)$$

L^2 سطح پخش یک‌گروهی است. بالاخره ،مناسب‌تراست پارامتر B^2 را به صورت زیر تعریف کنیم

$$B^2 = \frac{k_\infty - ۱}{L^2} \qquad (۶-۱۰)$$

باقرار دادن این رابطه در معادله (۶-۸) داریم

$$\nabla^2\Phi + B^2\Phi = ۰ \qquad (۶-۱۱)$$

این نتیجه مهمی است که به‌معادله تک‌گروهی راکتور معروف است. در قسمت‌های بعد نشان داده خواهد شد که این معادله همراه باشرایط مرزی معمولی ، نه‌تنها شکل فلو راکتور را می‌توان تعیین کرد بلکه منجر به شرایطی می‌شود که باید آن شرایط برقرار باشد تا راکتور بحرانی شود.

۶ - ۲ راکتور تیغه‌ای[1]

به‌عنوان اولین‌مثال یک راکتور لخت را یک هنداد (سیستم) شامل یک تیغه‌بینهایت به‌ضخامت a مطابق شکل ۶-۱ در نظر می‌گیریم. معادله راکتور دراین حالت به‌صورت زیر است

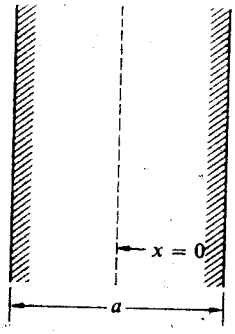
$$\frac{d^2\Phi}{dx^2}+B^2\Phi=0 \qquad (۱۲-۶)$$

که x از مرکز تیغه اندازه‌گرفته می‌شود.

برای اینکه فلو را در داخل راکتور تعیین کنیم باید معادله (۶-۱۲) را با توجه به‌شرایط مرزی حل شود و آن این است که Φ در سطوح امتداد یافته تیغه، یعنی

$$x=-\frac{a}{2}+d \quad و \quad x=\frac{a}{2}+d$$

صفر شود. به‌هرحال، برای سادگی d را صفر در نظر می‌گیریم - در اغلب‌مسائل‌عملی، dخیلی کوچکتر از ابعاد راکتور است وبنابراین شرایط مرزی عبارتند از :



شکل ۶-۱ راکتور تیغه‌ای بینهایت

$$\Phi\left(\frac{a}{2}\right)=\Phi\left(-\frac{a}{2}\right)=0 \qquad (۱۳-۶)$$

۱- Slab Reactor

یادآوری می‌شود که به‌علت تقارن مساله جریان خالص نوترون در مرکز تیغه صفر است. ازآنجا که چگالی جریان نوترون متناسب با مشتق Φ است، این بدانمعنی است

$$\frac{d\Phi}{dx} = ۰ \qquad (۱۴-۶)$$

شرط داده شده در معادله (۱۴-۶) معادل این است که Φ یک تابع زوج باشد یعنی

$$\Phi(-x) = \Phi(x) \qquad (۱۵-۶)$$

مشتق تابع در هرنقطه داخل قلب راکتور پیوسته است. [در هرمساله که درآن روشن است فلو یک تابع مطلوب(۱) است، تابع (۱۵-۶) اغلب آسان‌تر از معادله (۱۴-۶) به‌کار می‌رود]

در هرحالت، حل کلی معادله (۱۲-۶) به‌صورت زیر است:

$$\Phi(x) = A\cos Bx + C\sin Bx \qquad (۱۶-۶)$$

که A و C پایاهائی هستند که باید تعیین شوند. باقرار دادن مشتق معادله (۱۶-۶) در $x = ۰$ برابر باصفر مقدار $C = ۰$ می‌شود، لذا معادله Φ به‌صورت زیر در می‌آید

$$\Phi(x) = A\cos Bx$$

سپس با اعمال شرط مرزی معادله (۱۳-۶) در $\frac{a}{۲}$ یا $-\frac{a}{۲}$ – (البته تفاوت نمی کند کدام مقدار بکار برده شود زیرا کسینوس یک تابع زوج است) داریم

$$\Phi\left(\frac{a}{۲}\right) = A\cos\left(\frac{Ba}{۲}\right) = ۰ \qquad (۱۷-۶)$$

این معادله بادرنظرگرفتن $A = ۰$ صفر می‌شود که منجر به‌جواب صفر $\Phi(x) = ۰$ می گردد یا این که

$$\cos\left(\frac{Ba}{۲}\right) = ۰ \qquad (۱۸-۶)$$

باشد. این موضوع به‌نوبه خود وقتی درست است که B یکی از مقادیر B_n باشد یعنی

$$B_n = \frac{n\pi}{a} \qquad (۱۹-۶)$$

به آسانی دیده می‌شود که با قرار دادن مستقیم n در معادله (۱۸-۶) n یک عدد درست فرد است.

پایاهای مختلف B_n به کمیت‌های ویژه[۲] و توابع مربوط به آنها $\cos B_n x$ به توابع

۱- Well-behaved function ۲- Eigenvalue

ویژه[1] معروف هستند. می‌توان نشان داد که اگر راکتور مورد نظر بحرانی نباشد، فلو برابر مجموع تمام این توابع ویژه است، که هر کدام در تابعی که بستگی به‌زمان‌دارد ضرب‌می‌شود. به‌هرحال اگر راکتور بحرانی باشد، تمام این توابع بجز اولین تابع نسبت به‌زمان ازبین‌می‌روند و فرض می‌شود که شکل فلو در حالت پایدار[2] اولین تابع ویژه یا اصلی است، یعنی

$$\Phi(x) = A\cos B_1 x = A\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \qquad (۲۰-۶)$$

این رابطه فلوی در یک راکتور تیغه‌ای بحرانی است.

مربع کوچکترین کمیت ویژه B_1^2 ، باکلینک[3] نامیده می‌شود. منشاء این عبارت ازحل معادله‌ای که فلو در آن صدق نماید برحسب B_1^2 به‌دست می‌آید یعنی

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} + B_1^2\,\Phi = 0 \qquad (۲۱-۶)$$

نتیجه به‌صورت 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 میزان‌انحنا یا «خمش[4]» فلو است. از آنجا که در راکتور تیغه‌ای باکلینک

$$B_1^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \qquad (۲۲-۶)$$

باافزایش a کاهش‌می‌یابد ،در حدوقتی a بینهایت می‌شود $B_1^2 = 0$,Φ مقدار ثابتی است‌و هیچ‌گونه خمشی ندارد.

لازم به‌یادآوری است مقدار ثابت A در معادله (۶-۲۰)، که‌معرف مقدار Φ است،در تحلیل بالا تعیین نشده است. از نقطه‌نظر ریاضی، چون معادله (۶-۱۱ یا ۶-۱۲)(همگون) می‌باشد حاصلضرب Φ در هر عدد ثابتی نیز جواب معادله است. از نظر فیزیکی، دلیل این‌که چرا مقدار A معین نشده این است که کمیت فلو دریک راکتور از روی قدرتی که راکتور کار می‌کند به‌دست می‌آید ونه از روی خواص مواد.

برای پیداکردن A لازم است محاسبات جداگانه‌ای برای قدرت راکتور انجام‌داد. در حالت خاص ، $\Sigma_f\Phi(x)$شکافت هسته‌ای‌در سانتیمترمکعب‌در ثانیه‌درنقطه x انجام‌می‌گیرد که Σ_f سطح‌مقطع ماکروسکپی‌شکافت است واگر انرژی دریافتی از شکافت E_R ژول* (انرژی

۱- Eigenfunction ۲- Steady State

۳- Buckling ٤- Buckle

* درکتاب دیگر نویسنده تحت عنوان نظریه راکتور ، وقتی E_R برحسب ژول بیان می‌شود با r نشان داده می‌شود.

دریافتی Mev ۲۰۰ می‌باشد که $E_R = ۳٫۲ \times ۱۰^{-۱۱}$ J است) باشد، قدرت کل هرواحدسطح تیغه برحسب وات برسانتیمتر مربع برابر است با:

$$P = E_R \Sigma_f \int_{-a/۲}^{a/۲} \Phi(x)dx \qquad (۲۳-۶)$$

باقرار دادن رابطه برای $\Phi(x)$ در معادله (۶-۲۰) و انجام انتگرال‌گیری داریم

$$P = \frac{۲aE_R\Sigma_f A}{\pi} \qquad (۲۴-۶)$$

رابطه نهائی برای فلوی حرارتی در راکتور تیغه‌ای برابر است با:

$$\Phi(x) = \frac{\pi P}{۲aE_R\Sigma_f} cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \qquad (۲۵-۶)$$

۶-۳ اشکال دیگر راکتور

واضح است که نمی‌توان یک راکتور به‌شکل یک تیغه بینهایت ساخت و بنابراین لازم است که نتایج قسمت قبل را به‌اشکال واقعی‌تر عمومیت داد. این کار را می‌توان برای راکتورهای از نوع: کره، استوانه‌بینهایت، مکعب مستطیل و واستوانه 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 به‌شعاع R در نظرمی‌گیریم. دراین راکتور فلو فقط تابع r است و معادله‌را کتور به‌صورت زیر است:

$$\frac{۱}{r^۲}\frac{d}{dr}r^۲\frac{d\Phi}{dr} + B^۲\Phi = ۰ \qquad (۲۶-۶)$$

دراین‌معادله لاپلاسین در مختصات کروی استفاده شده است. فلو باید از شرط مرزی $\Phi(R) = ۰$ پیروی کند، از فاصله حدی[۱] صرفنظر می‌شود و مقدار فلو در بقیه نقاط داخل راکتورمقدار معینی است.

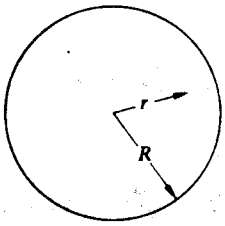
باقرار دادن $\Phi = \frac{w}{r}$ در معادله (۶-۲۶) و حل معادله حاصل مطابق آنچه که در قسمت ۶-۵ انجام‌گرفت، جواب عمومی معادله (۶-۲۶) به‌آسانی معلوم می‌شود برابر است‌با:

$$\Phi = A\frac{sinBr}{r} + C\frac{cosBr}{r}$$

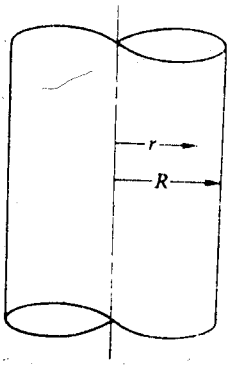
۱- Extrapolation distance

دراین رابطه A و C مقادیر ثابتی هستند. وقتی r صفر می‌شود عبارت دوم بینهایت‌می‌گردد ، بنابراین C را باید برابر صفر قرار داد. لذا Φ به‌صورت زیر در می‌آید

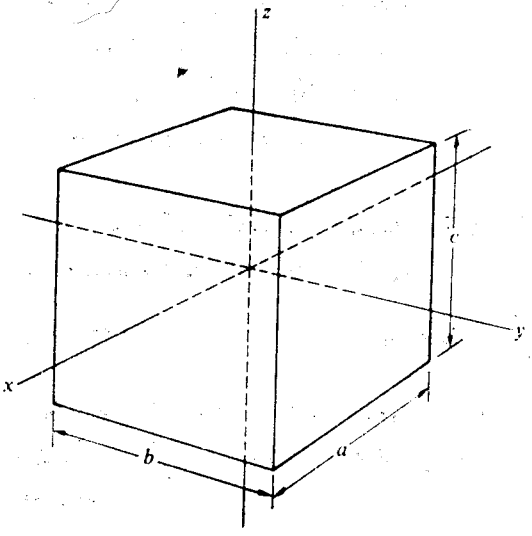
$$\Phi = A\frac{\sin Br}{r} \qquad (۶-۲۷)$$



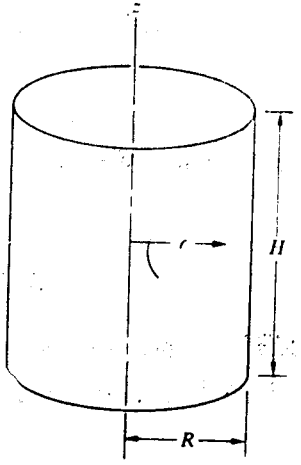
(a)



(b)



(c)



(d)

شکل ۶-۲ (الف) راکتور کروی (ب) راکتور استوانه‌ای بینهایت(ج) راکتور مکعب‌مستطیل (د) راکتور استوانه‌ای محدود .

شرط مرزی $\Phi(R) = ۰$ بادرنظرگرفتن هریک‌ازکمیت‌های ویژه زیر صدق می کند

$$B_n = \frac{n\pi}{R}$$

در این رابطه n هر عدد درستی می‌تواند باشد. به‌طوری که در قسمت قبل شرح دادیم، فقط اولین کمیت ویژه مربوط به‌راکتور بحرانی است. بنابراین برای $n=1$ باکلینک برابر است با

$$B_1^2=\left(\frac{\pi}{R}\right)^2 \qquad (۲۸-۶)$$

وفلو به‌صورت زیر است:

$$\Phi=A\frac{\sin\left(\frac{\pi r}{R}\right)}{r} \qquad (۲۹-۶)$$

مقدار ثابت A نیز از روی قدرت راکتور تعیین می‌شود، یعنی

$$P=E_R\Sigma_f\int\Phi(r)dV \qquad (۳۰-۶)$$

که dV حجم کوچکی است. از نقطه نظر وضع هندسی مساله dV به‌طریق زیر به‌دست می‌آید

$$dV=4\pi r^2dr$$

لذا معادله (۶-۳۰) بصورت زیر درمی‌آید

$$P=4\pi E_R\Sigma_f\int_0^R r^2\Phi(r)dr$$

باقرار دادن فلو از معادله (۶-۲۹) دراین رابطه وانجام انتگرال‌گیری داریم

$$P=4E_R\Sigma_fAR^2$$

بنابراین تابع فلو درکره به‌صورت زیر نوشته می‌شود

$$\Phi=\frac{P}{4E_R\Sigma_fR^2}\,\frac{\sin\frac{\pi r}{R}}{r} \qquad (۳۱-۶)$$

استوانه بینهایت

حال راکتور استوانه‌ای بینهایت به‌شعاع R در نظر می‌گیریم. دراین راکتور فلوفقط بستگی به‌فاصله r از محور استوانه دارد. با استفاده از لاپلاسین مناسب استوانه مشروح در پیوست ۳ معادله راکتور به‌صورت زیر درمی‌آید.

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}r\frac{d\Phi}{dr}+B^2\Phi=0$$

یا باانجام دیفرانسیل‌گیری در عبارت اول داریم

$$\frac{d^2\Phi}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d\Phi}{dr}+B^2\Phi=0 \qquad (۳۲-۶)$$

تابع Φ علاوه براین که در معادله صدق می‌کند ، باید نیز شرایط مرزی معمولی از جمله $\Phi(R)=0$ را نیز شامل شود.

معادله (۶-۲۸) حالت خاصی از معادله بسل است

$$\frac{d^2\Phi}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d\Phi}{dr}+\left(B^2-\frac{m^2}{r^2}\right)\Phi=0 \qquad (۶-۳۳)$$

که دراین معادله m مقدار ثابتی است. از آنجا که معادله(۶-۳۳) یک معادله دیفرانسیل از مرتبه‌دوم‌است دارای دوجواب‌مستقل می‌باشد.این‌دو جواب‌به‌ترتیب‌به $J_m(Br)$ و $Y_m(Br)$ نشان داده می‌شوند و توابع معمولی بسل از نوع اول و دوم نامیده می‌شوند. این توابع در بسیاری از مسائل مهندسی و فیزیکی ظاهر می‌شوند و به‌طورگسترده‌ای به‌صورت جدول* در آمده‌اند

مقایسه ۶-۳۲ و ۶-۳۳ نشان می‌دهد که‌در مساله حاضر m برابر صفر است.بنابراین جواب عمومی معادله راکتور به‌صورت زیر نوشته می‌شود

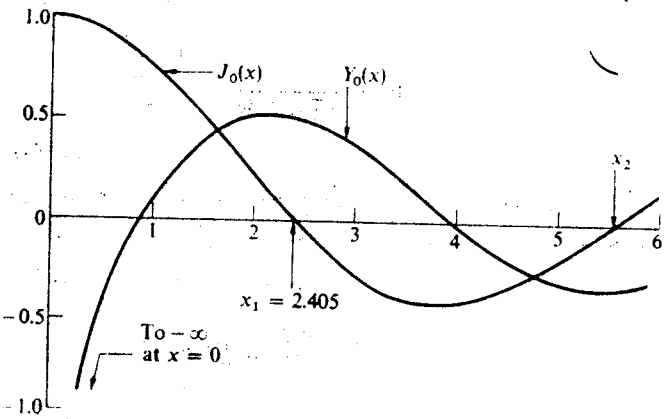
$$\Phi=AJ_0(Br)+CY_0(Br)$$

دراین معادله A و C مقادیر ثابتی هستند. توابع $J_0(x)$ و $Y_0(x)$ در شکل ۶-۳ رسم شده‌اند. از شکل دیده می‌شود در $x=0$ مقدار $Y_0(x)$ برابر بینهایت و $J_0(0)=1$ است. بنابراین از آنجا که Φ در داخل راکتور باید مقدار معینی داشته باشد C باید برابر صفر در نظر گرفته شود. لذا Φ به‌صورت زیر در می‌آید.

$$\Phi=AJ_0(Br) \qquad (۶-۳۴)$$

حال شرط مرزی $\Phi(R)=0$ به‌صورت زیراست

$$\Phi(R)=AJ_0(Br)=0 \qquad (۶-۳۵)$$



شکل (۶-۳) توابع بسل $J_0(x)$ و $Y_0(x)$

* جدول کوتاهی از توابع بسل در پیوست ۵ داده شده است.

به‌طوری که در شکل ۶-۳ دیده می‌شود 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 (۶-۳۵) به شرطی که B هریک از مقادیر زیر باشد برابر صفر می‌گردد.

$$B_n = \frac{x_n}{R}$$

که کمیت‌های ویژه مساله هستند. در هرصورت، از آنجا که در یک راکتور بحرانی فقط پائین‌ترین کمیت ویژه مهم است، بنابراین این با کلینک عبارت است از

$$B_1^2 = \left(\frac{x_1}{R}\right)^2 = \left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2 \qquad (۳۶-۶)$$

فلوی تک‌گروهی برابرست با

$$\Phi = A J_0\left(\frac{2{,}405\, r}{R}\right)^2 \qquad (۳۷-۶)$$

مقدار ثابت A به‌وسیله معادله (۶-۳۰) تعیین می‌شود، 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 بااستفاده از رابطه زیر حساب می‌شود

$$\int_0^x J_0(x') x' dx' = x J_1(x)$$

لذا معادله به‌صورت زیر درمی‌آید

$$P = 2\pi E_R \Sigma_f R^2 A J_1(2{,}405)/2{,}405 = 1{,}35 E_R \Sigma_f R^2 A$$

رابطه نهائی برای فلو عبارت است از

$$\Phi = \frac{0{,}738 P}{E_R \Sigma_f R^2} J_0\left(\frac{2{,}405\, r}{R}\right) \qquad (۳۸-۶)$$

اشکال دیگر

مشتق توزیع فلو در راکتور مکعب مستطیلی و استوانه نامحدود تااندازه‌ای طولانی است و در اینجا داده نمی‌شود مقادیر با کلینک وفلوهای این راکتورها در جدول ۶-۲ داده

می‌شود، همچنین نتایج به‌دست آمده قبلی برای تیغه، کره و استوانه بینهایت به‌طور خلاصه دیده می‌شود.

فلوی حداکثر به متوسط وقدرت راکتور

مقدار فلوی حداکثر، Φ_{max}، دریک راکتورلخت یکنواخت همیشه در مرکز آن می‌باشد. از آنجا که چگالی قدرت (مثلا w وات در هر سانتیمتر مکعب) متناسب بافلو می‌باشد، این بدان معنی است که چگالی قدرت نیز در مرکز حداکثر است. دانستن نسبت فلوی حداکثربه‌فلوی متوسط در سرتاسر راکتور مورد توجه می‌باشد. این نسبت که به Ω نشان داده می‌شود معیاری از تغییرات کلی فلو در داخل راکتور است ونشان دهنده میزان زیادتی چگالی قدرت درمرکز هنداد (سیستم) از چگالی قدرت متوسط است.

حالت یک راکتور کروی لخت را در نظر می‌گیریم. مقدار Φ_{max} باتعیین حد معادله (۶-۳۱) وقتی r به‌سمت صفر میل می‌کند لذا

$$\Phi_{max} = \frac{P}{4E_R\Sigma_f R^2} \lim_{r\to 0} \frac{\sin(\pi r/R)}{r} = \frac{\pi P}{4E_R\Sigma_f R^2} \qquad (۶-۳۹)$$

مقدار متوسط Φ برابر است با

$$\Phi_{av} = \frac{1}{V}\int \Phi dv \qquad (۶-۴۰)$$

در این رابطه انتگرال‌گیری روی تمام حجم کره انجام گرفته است. در هرصورت این انتگرال متناسب باقدرت راکتور است، یعنی

$$P = E_R\Sigma_f \int \Phi dv$$

وهمچنین

$$\Phi_{av} = \frac{P}{E_R\Sigma_f V} \qquad (۶-۴۱)$$

این نتیجه برای تمام اشکال هندسی درست است. از تقسیم معادله (۶-۴۰) بر معادله (۶-۴۱) Ω برای کره به‌دست می‌آید.

$$\Omega = \frac{\Phi_{max}}{\Phi_{av}} = \frac{\pi^2}{3} = 3.29 \qquad (۶-۴۲)$$

مقدار Ω برای اشکال دیگر در جدول (۶-۲) داده شده است.

به‌دلایلی که در دو فصل بعد بحث خواهد شد، لازم است توزیع فلو دریک راکتور واقعی تا آنجا که ممکن است یکنواخت، یعنی، تخت[1] باشد. مقادیر Ω جدول ۶-۲ برای

۱- Flat

جدول ٦ـ٢ باکینک وفلوهای راکتورهای لخت بحرانی

شکل هندسی	ابعاد	باکلینک	تابع فلو	A	Φ_{max}/Φ_{av}
تیغه بینهایت	ضخامت a	$\left(\frac{\pi}{a}\right)^2$	$A\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)$	$1{,}57P/aE_R\Sigma_f$	۱٫۵۷
مکعب مستطیل قائم	$a\times b\times c$	$\left(\frac{\pi}{a}\right)^2+\left(\frac{\pi}{b}\right)^2+\left(\frac{\pi}{c}\right)^2$	$A\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)\cos\left(\frac{\pi y}{b}\right)\cos\left(\frac{\pi z}{c}\right)$	$3{,}87P/VE_R\Sigma_f$	۳٫۸۸
استوانه بینهایت	شعاع R	$\left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2$	$AJ_o\left(\frac{2{,}405r}{R}\right)$	$0{,}738P/R^2E_R\Sigma_f$	۲٫۳۲
استوانه محدود	شعاع R وارتفاع H	$\left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2+\left(\frac{\pi}{H}\right)^2$	$AJ_o\left(\frac{2{,}405r}{R}\right)\cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$	$3{,}63P/VE_R\Sigma_f$	۳٫۶۴
کره	شعاع R	$\left(\frac{\pi}{R}\right)^2$	$A\frac{1}{r}\sin\left(\frac{\pi r}{R}\right)$	$P/4R^2E_R\Sigma_f$	۳٫۲۹

راکتورهای واقعی کاملا غیرقابل قبول است. به‌هرحال باید به‌خاطر داشت که این‌مقادیربرای راکتورهای لخت به‌دست آمده است. در چنین هنداد (دستگاه) هائی فلو درسطح امتدادیافته قلب راکتورصفر می‌شود.بنابراین Φ از مرکز تا سطح راکتور تغیرات فاحشی خواهد داشت. از طرف دیگر، در راکتورهای باز تابنده به‌طوری که در قسمت ۶-۶ نشان داده خواهد شد، فلو در سطح مشترك قلب-بازتابابنده به‌مقادیر کم تنزل نخواهد کرد (وتمام‌راکتورهای‌قدرت دارای باز تابنده هستند) وفلو دراین راکتورها به‌طور قابل ملاحظه‌ای تخت‌تر است. در بسیاری از راکتورهای جدید باتوزیع غیر یکنواخت سوخت در قلب راکتور فلو بیشترتخت می‌باشد (باقسمت ۷-۵ مقایسه شود).

مثال ۶-۲ یک راکتورکروی به‌شعاع ۵۰ cm در سطح قدرت ۱۰۰ مگاوات برابر $۱۰^{۸}$ ژول در ثانیه کار می کند. اگر $\Sigma_f = ۰٫۰۰۴۷ cm^{-۱}$ باشد فلوی حداکثر و متوسط دراین چقدر است؟

حل: حداکثر مقدار Φ را مستقیماً می‌توان از معادله (۶-۳۹) به‌دست آورد. باقرار دادن مقادیر عددی در رابطه داریم

$$\Phi_{max} = \frac{\pi \times ۱۰^{۸}}{۵۰^{۳} \times ۰٫۰۰۴۷ \times ۱۰^{-۱۱} \times ۳٫۲ \times ۴}$$

$$= ۴٫۱۸ \times ۱۰^{۱۰} n/cm^{۲} - sec \qquad \text{(جواب)}$$

مقدار متوسط فلو از معادله (۶-۴۲) به‌دست می‌آید

$$\Phi_{av} = \frac{\Phi_{max}}{\Omega} = \frac{۴٫۱۸ \times ۱۰^{۱۰}}{۳٫۲۹} = ۱٫۲۷ \times ۱۰^{۱۰} n/cm^{۲} - sec$$

۶-۴ معادله بحرانی تک‌گروهی

در بالا دیدیم شرط لازم برای‌این که هرراکتوری بحرانی‌باشداین است که $B^{۲}$، به‌وسیله معادله (۶-۱۰) به‌صورت زیر بیان می‌شود

$$B^{۲} = \frac{k_{\infty} - ۱}{L^{۲}}$$

وتابع خواص مواد هنداد (دستگاه) است باید برابر مربع اولین کمیت ویژه $B_{۱}^{۲}$، که فقط بستگی به‌ابعاد و شکل هندسی راکتور دارد، باشد،

$$\frac{k_{\infty} - ۱}{L^{۲}} = B_{۱}^{۲} \qquad (۶-۴۳)$$

این معادله شرایطی‌راکه یک راکتور لخت بحرانی خواهد شد بدست‌میدهد. به‌عنوان مثال، اگر خواص فیزیکی راکتور مشخص شود، سمت چپ معادله (۶-۴۳) معلوم می‌شود و ابعاد

راکتور باید چنان تعیین شوند تا اینکه B_1^2 سمت راست معادله صدق کنند به‌عبارت دیگر اگر ابعاد راکتور مشخص شوند، در این‌صورت B_1^2 به‌دست می‌آید و خواص راکتور طوری باید تنظیم‌شوند تااینکه سمت چپ معادله برابر سمت راست شود. مثال این روش به‌شرح زیر است.

مثال ۶-۳ یک راکتور سریع حاوی مخلوط‌همگونی از ^{239}Pu و سدیم تشکیل یک راکتور کروی لخت را می‌دهد. چگالی‌های اتمی عناصر تشکیل دهنده عبارتند از $N_F = ۰٫۰۰۳۹۵ \times ۱۰^{۲۴}$ برای ^{239}Pu و $N_S = ۰٫۰۲۳۴ \times ۱۰^{۲۴}$ برای سدیم. شعاع بحرانی هندادرا حساب کنید.

حل: باقرار دادن $B_1^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2$ از معادله (۶-۲۸) در معادله (۶-۴۳) و حل‌معادله برای R خواهیم داشت

$$R = \pi \sqrt{\frac{L^2}{k_\infty - ۱}}$$

برای پیدا کردن R لازم است k_∞ و L^2 را حساب کنیم.

باستفاده از سطح مقطع‌های جدول ۶-۱ داریم:

$$\Sigma_{aF} = ۰٫۰۰۳۹۵ \times ۲٫۱۱ = ۰٫۰۰۸۳۳ cm^{-1}$$

$$\Sigma_{aS} = ۰٫۰۲۳۴ \times ۰٫۰۰۰۸ = ۰٫۰۰۰۰۱۹ cm^{-1}$$

$$\Sigma_a = \Sigma_{aF} + \Sigma_{aS} = ۰٫۰۰۸۳۵$$

از معادله (۶-۴) نتیجه می‌شود

$$f = \frac{۰٫۰۰۸۳۳}{۰٫۰۰۸۳۵} \simeq ۱$$

و

$$k_\infty = \eta f \simeq ۲٫۶۱$$

برای محاسبه $L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$ نیاز به‌دانستن D است. این‌خود از رابطه‌زیر (معادله ۶-۱۵) به‌دست می‌آید

$$D = \frac{۱}{۳\Sigma_{tr}}$$

که Σ_{tr} سطح مقطع ماکروسکپی انتقال است. با اطلاعات موجود در جدول (۶-۱) داریم:

$$\Sigma_{tr} = ۰٫۰۰۳۹۵ \times ۶٫۸ + ۰٫۰۲۳۴ \times ۳٫۳ = ۰٫۱۰۴ cm^{-1}$$

و

$$D=\frac{۱}{۳\times ۰٫۱۰٤}=۳٫۲۱cm$$

بالاخره

$$L^۲=\frac{۳٫۲۱}{۰٫۰۰۸۳۵}=۳۸٤cm^۲$$

باقرار دادن مقادیر k_∞ و $L^۲$ در رابطه بالا برای محاسبه R خواهیم داشت

$$R=\pi\sqrt{\frac{۳۸٤}{۲٫٦۱-۱}}=٤۸٫۰cm \qquad \text{(جواب)}$$

عکس مساله بالا، یعنی ،محاسبه ترکیبات بحرانی راکتوری که اندازه‌اش داده شده باشد. حداقل برای راکتور سریع تااندازه‌ای پیچیده‌تراست و تاقسمت بعد که بحث درباره‌راکتورهای حرارتی است مطلب را به‌تأخیر می‌اندازیم .

به‌معادله (٦-٤۳) برمی‌گردیم ،آن را به‌شکل زیر مرتب می کنیم

$$\frac{k_\infty}{۱+B^۲L^۲}=۱ \qquad (٦-٤٤)$$

اندیس یک معرف اولین کمیت ویژه حذف شده‌است، این نکته ازین به‌بعد قابل فهم است که $B^۲$ مربوط به‌باکلینک‌است.معادله(٦-٤٤)به‌معادله بحرانی تک‌گروهی راکتور لخت‌معروف‌است.

بسیار آموزنده است که معادله بحرانی را از معنی فیزیکی معادله بررسی کنیم . برای این منظور، یک راکتور لخت بحرانی به‌شکل دلخواه در نظر می‌گیریم. تعداد نوترون‌هائی که در ثانیه دراین راکتور جذب می‌شوند برابر $\Sigma_a\int_V \Phi dV$ است . به عبارت دیگر ، تعداد نوترون‌هائی که در ثانیه از سطح راکتور به خارج نشت می کنند برابر است با $\int_A J.ndA$ که J چگالی جریان نوترون در سطح،n برداریکه عمود برسطح و انتگرال گیری درتمام سطح انجام‌گرفته است. بر اساس قانون فیک و قضیه دیورژانس داریم

$$\int_A J\cdot ndA=\int_V divJdV=-D\int_V \nabla^۲\Phi dV \qquad (٦-٤۵)$$

بکمک معادله راکتور (معادله ٦-۱۱) معادله بالا به‌صورت نوشته می‌شود

$$-D\int_V \nabla^۲\Phi dV=DB^۲\int_V \Phi dV \qquad (٦-٤٦)$$

نوترون‌ها یا از راکتور به‌خارج نشت پیدامی 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، نشت‌نکند، برابراست‌باتعداد نوترون‌هائی که در راکتور جذب می‌شوند تقسیم برتمام نوترون‌هائی که در راکتور جذب شده و از راکتور نشت کرده‌اند. از نتایج بند قبل نتیجه می‌شود

$$P_L=\frac{\Sigma_a\int_V \Phi dV}{\Sigma_a\int_V \Phi dV+DB^2\int_V \Phi dV}=\frac{\Sigma_a}{\Sigma_a+DB^2}$$

ازتقسیم صورت ومخرج بر Σ_a داریم

$$P_L=\frac{1}{1+B^2L^2} \qquad (۶-۴۷)$$

در معادله بالا از تعریف L^2 استفاده شده است. معادله (۶-۴۷) رابطه احتمال عدم فرار نوترون‌ها برای یک راکتور لخت است.

مقایسه معادلات (۶-۴۴) و (۶-۴۷) نشان می‌دهد معادله بحرانی می‌تواندبه‌صورت زیر نوشته شود:

$$k_\infty P_L=1 \qquad (۶-۴۸)$$

پس نتیجه دارای تعبیر زیر می‌باشد. کل نوترون‌هایی که در ثانیه جذب راکتور می‌شوند برابر $\Sigma_a\int_V \Phi dV$ است، این منجر به آزاد شدن

$$\eta f\Sigma_a\int_V \Phi dV=k_\infty\Sigma_a\int_V \Phi dV$$

نوترون شگافت (تولید) می‌شود. به‌علت نشت نوترون‌ها فقط $P_Lk_\infty\Sigma_a\int_V \Phi dV$ ازین نوترون‌ها در هنداد جذب شده نسل جدیدی از نوترون‌ها را باعث می‌شوند. برطبق تعریف k ضریب تکثیر راکتور نتیجه می‌شود

$$k=\frac{P_Lk_\infty\Sigma_a\int_V \Phi dV}{\Sigma_a\int_V \Phi dV}=k_\infty P_L \qquad (۶-۴۹)$$

لذا سمت چپ معادله بحرانی در حقیقت ضریب تکثیر راکتور است و حالت بحرانی وقتی حاصل می‌شود که $k = ۱$ 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 (۶-۴۷) است. بااستفاده ازمقادیر R برابر ۴/۸۵ سانتیمتر و $L^۲ = ۳۸۴$ سانتیمتر مربع داریم .

$$P_L = \frac{۱}{۱ + \left(\frac{\pi}{۴۸٫۵}\right)^۲ \times ۳۸۴} = ۰٫۳۸ \qquad [\text{جواب}]$$

لذا احتمال جذب یک نوترون ۳۸٪ و احتمال فرار ۶۲٪ است.

۶-۵ راکتورهای حرارتی

راکتورهای حرارتی به‌طور کافی مشخص هستند که ارزش بحث جداگانه را داشته باشد به‌خاطر می‌آوریم که این دستگاهها به‌علاوه سوخت حاوی خنک کننده، ومواد ساختمانی مختلف وکند کننده برای کند کردن نوترون‌های شکافت تا انرژی حرارتی، می‌باشد. برای سهولت در بحث حاضر، تمام مواد راکتور بجز سوخت را کند کننده می‌نامیم. به‌اختصار راکتور را شامل سوخت و کند کننده فرض می کنیم .

رابطه چهارضریبی

برای شروع مطلب، یک راکتور بینهایت که دارای مخلوط همگون از سوخت - کند کننده است در نظر می‌گیریم. اگر Σ_a سطح مقطع جذب ماکروسکپی نوترون‌های حرارتی مخلوط باشدیعنی

$$\bar{\Sigma}_a = \bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM} \qquad (۶-۵۰)$$

که Σ_{aF} و Σ_{aM}سطح مقطع های سوخت و کند کننده است، لذا کل جذب نوترون‌در سانتیمتر مکعب در ثانیه در راکتور در جایی که Φ_T فلوی حرارتی است برابر

$$\bar{\Sigma}_a \Phi_T$$

می‌باشد (قسمت ۵-۹). از این تعداد کسر

$$f = \frac{\bar{\Sigma}_{aF}}{\bar{\Sigma}_a} = \frac{\bar{\Sigma}_{aF}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}} \qquad (۶-۵۱)$$

از نوترون‌ها در سوخت جذب می‌شوند، پایای f که در قسمت (۶-۱) بهره سوخت[۱] نامیده‌شد مشهور به بهره حرارتی[۲] راکتورهای حرارتی است . بنابر این $f\bar{\Sigma}_a\Phi_T$ نوترون درهر سانتیمتر مکعب سوخت در ثانیه جذب می‌شود و در نتیجه $\eta_T f\bar{\Sigma}_a\Phi_T$ نوترون شکافت درهر سانتیمتر

۱- Fuel utilization ۲- Thermal utilization

مکعب در ثانیه تابش می‌شود. در اینجا η_T تعداد متوسط نوترون‌ها ی‌تابیده شده در مقابل جذب یک نوترون حرارتی در سوخت است. پایای η_T از انتگرال‌زیر به‌دست می‌آید

$$\eta_T = \frac{\int \eta(E)\sigma_{aF}(E)\Phi(E)dE}{\int \sigma_{aF}(E)\Phi(E)dE} \qquad (۶-۵۲)$$

در این رابطه $\Phi(E)$ فلوی ماکسوئلی‌داده شده به‌وسیله‌معادله (۵-۵٤) است. مقادیر η_T

جدول ۶-۳

مقادیر η_T ،تعداد متوسط نوترون‌های شکافت تابش شده در مقابل جذب یک نوترون درفلوی حرارتی در درجه حرارت T

^{۲۳۹}Pu	^{۲۳۵}U	^{۲۳۳}U	T°C
۲ر۰۳۵	۲ر۰۶۵	۲ر۲۸٤	۲۰
۱ر۹۹۸	۲ر۰۶۳	۲ر۲۸۸	۱۰۰
۱ر۹٤۷	۲ر۰۶۰	۲ر۲۹۱	۲۰۰
۱ر۸۶۰	۲ر۰۵۰	۲ر۲۹۲	٤۰۰
۱ر۸۱۱	۲ر۰٤۲	۲ر۲۹۲	۶۰۰
۱ر۷۸۵	۲ر۰۳۷	۲ر۲۹۲	۸۰۰
۱ر۷۷۰	۲ر۰۳۳	۲ر۲۹۲	۱۰۰۰

در جدول ۶-۳ داده شده است، دیده می‌شود η_T نسبت -به‌درجه حرارت‌دارای‌تغییرات کمی است.

در راکتورهای حرارتی که دارای مقدار زیادی مواد شکافت‌پذیر ولیکن نه غیر - شکافت‌پذیر نظیر ^{۲۳۸}U ، است کسر کوچکی از شکافت‌ها در اثر واکنش نوترون‌های سریع به هسته‌های شکافت‌پذیر القا می‌شود. این شکافت‌های سریع را می‌توان باارائه ضریب ε، ضریب شکافت سریع[۱] که طبق تعریف برابر نسبت نوترون‌های شکافت حاصل از شکافت‌های سریع‌وحرارتی‌به‌نوترون‌های شکافت حرارتی‌است نشان‌داد. برطبق این‌تعریف کل نوترون‌های شکافت حاصل‌از یک سانتیمترمکعب در ثانیه دریک راکتور حرارتی بینهایت برابر $\varepsilon\eta_T f\Sigma_a\Phi_T$ است. مقدار ε برای راکتورهائی که‌سوخت آنهااورانیوم طبیعی‌یا کمی‌غنی‌شده باشدبین ۱/۰۲ تا۱/۰۸ است. به‌طوری‌که یادآور شدیم، نوترون‌ها ازیک راکتور بینهایت به‌خارج نشت

۱- Fast Fission Factor

نمی کند، تمام نوترون‌های شکافت بالاخره در نقطه‌ای از راکتور جذب می‌شوند. دریک راکتور حرارتی، اغلب نوترون‌ها پس از این که به‌انرژی حرارتی رسیدند جذب می‌شوند. با وجوداین، بعضی از نوترون‌ها ممکن است در رزونانس های جذب در انرژی‌های بالای ناحیه حرارتی‌جذب شوند. اگر p احتمال این که یک نوترون شکافت در هیچ یک از رزونانس ها جذب نشودباشد، لذا از $\eta_T p\varepsilon f\bar{\Sigma}_a\Phi_T$ نوترون شکافت حاصل در یک سانتیمتر مکعب‌در ثانیه، فقط $\eta_T\varepsilon f\bar{\Sigma}_a\Phi_T$ از آنها موفق می‌شوند کند شده حرارتی‌شوند. پایای p معروف به‌احتمال‌فرار از رزونانس[1] یکی‌از مهمترین ضرائب در طرح یک راکتور حرارتی است.

در بحث گذشته نتیجه می‌شود ، جذب $\bar{\Sigma}_a\Phi_T$ نوترون‌حرارتی‌منجربه تولید $\eta_T p\varepsilon f\bar{\Sigma}_a\Phi_T$ نوترون حرارتی جدید می‌شود که تمام آنها باید بالاخره جذب راکتور بینهایت شوند.

جذب این نسل نوترون‌های حرارتی منجر به‌نسل دیگری از نوترون‌های حرارتی می‌شود،واین عمل همچنان ادامه می‌یابد. بنابراین ضریب تکثیر راکتور برابر است با

$$k_\infty = \frac{P\varepsilon f\eta_T\bar{\Sigma}_a\Phi_T}{\bar{\Sigma}_a\Phi_T} = \eta_T f\varepsilon p \qquad (۵۳-۶)$$

دراین رابطه علامت بینهایت در k_∞ معرف این است که معادله فقط دریک هنداد بینهایت صادق است. ازآنجاکه k_∞ برابر حاصلضرب‌چهار ضریب η_T ، f ، p و ε است معادله(۵۳-۶) را **رابطه‌چهار ضریبی** می‌نامند. یادآور می‌شود که ترتیب‌چهار ضریب‌در سمت‌راست معادله (۵۳-۶) به‌نحوی تغیر داده شده است که معمولا استفاده می‌شود.

محاسبات بحرانی

روش تک‌گروهی، حداقل به‌شکلی که در اوائل این فصل بیان شد، فقط یک تخمین تقریبی در باره اندازه بحرانی و ترکیب یک راکتور حرارتی‌است. این‌موضوع مربوط به‌این حقیقت است که اگر چه اغلب نوترون‌های شکافت بالاخره در انرژی‌های حرارتی جذب‌می‌شوند آنها در ضمن کند شدن به‌اطراف پخش شده مسافتهای قابل ملاحظه‌ای طی می کنند. چنین پخش نوترون‌های سریع باید در نظرگرفته شوند. تا اینجا ، به طوری که در قسمت (۵-۱۰) بحث شد، معمولا راکتور حرارتی را حداقل بادوگروه نوترون، یک‌گروه نوترون‌های سریع-آنهائی که انرژیشان بالاتراز ناحیه حرارتی- وگروه دوم نوترون‌های حرارتی مشخص می کند.

در چنین محاسبه دوگروهی، معمولا فرض می‌شود هیچ‌گونه جذبی درگروه سریع رخ نمی‌دهد. جذب در رزنانس‌ها باارائه احتمال فرار از رزنانس به‌حساب آورده می‌شود. نوترون - های سریع فقط در نتیجه برخورد الاستیک وحرارتی شدن ازگروه سریع خارج می‌شوند. پیرو بحث

۱- Resonance Escape probability

قسمت(۵-۱) $\Sigma_1\Phi_1$ نوترون در هرسانتیمتر مکعب در ثانیه پراکنده شده ازگروه سریع خارج می‌شوند ، در اینجا Φ_1 فلوی سریع است. همچنین می‌توان فرض کرد که دریک را کتورحرارتی مجموعه شکافت‌ها به‌وسیله نوترون‌های حرارتی القا می‌شود، تعدادی از شکافت‌ها که به‌وسیله نوترون‌های سریع القا می‌شود به‌وسیله ضریب شکافت سریع در نظرگرفته می‌شود. از اینجا نتیجه می‌شود که $\eta_T f\varepsilon\bar{\Sigma}_a\Phi_T = \frac{k_\infty}{p}\bar{\Sigma}_a\Phi_T$ نوترون شکافت در هر سانتیمتر مکعب درثانیه تابش می‌شود والزاماً نوترون‌ها جزء نوترون‌های چشمه‌گروه سریع درمی‌آید. 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

$$D_1\nabla^2\Phi_1 - \Sigma_1\Phi_1 + \frac{k_\infty}{p}\bar{\Sigma}_a\Phi_T = 0 \qquad (۵۴-۶)$$

درعدم وجود جذب رزنانس تمام نوترون‌های درسانتیمتر مکعب درثانیه ازگروه 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 درسانتیمترمکعب در ثانیه موفق می‌شوند واردگروه حرارتی شوند. لذا عبارت چشمه حرارتی به‌صورت زیراست:

$$S_T = p\Sigma_1\Phi_1$$

باوارد کردن این رابطه در معادله پخش نوترون‌های حرارتی خواهیم داشت:

$$\bar{D}\nabla^2\Phi_T - \bar{\Sigma}_a\Phi_T + p\Sigma_1\Phi_1 = 0 \qquad (۵۵-۶)$$

معادلات(۵۴-۶) (و۵۵-۶)معادلات‌دوگروهی یک‌را کتور حرارتی‌لخت‌اند. بدون‌اشکال‌می‌توان نشان داد که دریک را کتور لخت تمام فلوهای گروهی دارای تابعیت فضائی هستند، که به‌وسیله معادله تک‌گروهی را کتور تعیین می‌شود. لذا برای یک را کتور حرارتی لخت‌فلوهای دوگروهی به‌صورت زیر نوشته می‌شود .

$$\Phi_1 = A_1\Phi \qquad (۵۶-۶)$$

$$\Phi_T = A_2\Phi \qquad (۵۷-۶)$$

که A_1 و A_2 مقادیر ثابتی هستند و در معادله زیر صدق می کند .

$$\nabla^2\Phi + B^2\Phi = 0 \qquad (۵۸-۶)$$

باقرار دادن سه‌معادله اخیر در معادلات (٦-٥٤)و(٦-٥٥) معادله زیر به‌دست می‌آید:

$$-(D_1B^2+\Sigma_1)A_1+\frac{k_\infty}{p}\bar{\Sigma}_aA_2=0 \qquad (٦-٥٩)$$

و

$$P_1\Sigma_1A_1-(\bar{D}B^2+\bar{\Sigma}_a)A_2=0 \qquad (٦-٦٠)$$

معادلات (٦-٥٩) و (٦-٦٠) یک دستگاه معادلات همگون خطی جبری برحسب دو مجهول A_1 و A_2 است.

برطبق قاعده کرامر* معادلات (٦-٥٩) و(٦-٦٠) وقتی دارای جواب غیر صفر است که فقط اگر دترمینان ضرائب A_1 و A_2صفر شود یعنی:

$$\begin{vmatrix} -(D_1B^2+\Sigma_1) & \frac{k_\infty}{p}\bar{\Sigma}_a \\ p\Sigma_1 & -(\bar{D}B^2+\bar{\Sigma}_a) \end{vmatrix}=0$$

پس از انجام ضرب دترمینان داریم

$$k_\infty\bar{\Sigma}_a\Sigma_1-(\bar{D}B^2+\bar{\Sigma}_a)(D_1B^2+\Sigma_1)=0$$

یا، پس‌از مرتب کردن داریم

$$\frac{k_\infty\Sigma_1\bar{\Sigma}_a}{(D_1B^2+\Sigma_1)(\bar{D}B^2+\bar{\Sigma}_a)}=1$$

از تقسیم‌صورت ومخرج بر $\Sigma_1\Sigma_a$ خواهیم داشت

$$\frac{k_\infty}{(1+B^2L_1^2)(1+B^2\tau_T)}=1 \qquad (٦-٦١)$$

---

* Cramer's Rule : یک دستگاه معادلات همگون خطی در نظر می‌گیریم :

$$\begin{aligned} a_{11}x_1+a_{12}x_2+\cdots+a_{1N}x_N&=0\\ a_{21}x_2+a_{22}x_2+\cdots+a_{2N}x_N&=0\\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots&\\ a_{N1}x_1+a_{N2}x_2+\cdots+a_{NN}x_N&=0 \end{aligned}$$

دراین دستگاه معادلات a_{mn} مقادیر ثابتی هستند. برطبق قاعده کرامر این دستگاه جوابی بجز $x_1=x_2=\cdots=x_N=0$ ندارد مگر دترمینان ضرائب a_{mn} صفر شود یعنی

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12}\cdots a_{1N} \\ a_{21} & a_{22}\cdots a_{2N} \\ \cdots & \cdots\cdots\cdots \\ a_{N1} & a_{N2}\cdots a_{NN} \end{vmatrix}=0$$

وقتی این شرط برقرار باشد، معادلات اصلی دستگاه از یکدیگر مستقل نیستند. یعنی اگرچه دراین دستگاه N معادله مشخص ظاهر شده‌است، حداقل یکی از این معادلات را می‌توان ـ بصورت ترکیبی از معادلات دیگر دستگاه‌نوشت. از آنجا که N مجهول داریم لکن فقط N ـ ۱ معادله مستقل داریم، وفقط می‌توان N ـ ۱ از x را برحسب x دیگر تعیین کرد.

در این رابطه

$$L^2_T = \frac{\overline{D}}{\Sigma_a} \qquad (۶-۶۲)$$

L^2_T سطح پخش حرارتی بحث شده در قسمت (۵-۹) و τ_T پایائی است که سن نوترون که در قسمت (۵-۱۰) تعریف شد، می‌باشند وآن به‌صورت زیر است

$$\tau_T = \frac{D_1}{\Sigma_1} \qquad (۶-۶۳)$$

معادله (۶-۶۱) معادله بحرانی دوگروهی یک راکتور حرارتی لخت است.

ضریب

$$P_T = \frac{1}{1+B^2L^2_T} \qquad (۶-۶۴)$$

در این معادله که در قسمت (۶-۴) نشان داده شد احتمال عدم فرار نوترون حرارتی ازراکتور است. همچنین بدون اشکال می‌توان نشان داد

$$P_F = \frac{1}{1+B^2\tau} \qquad (۶-۶۵)$$

احتمال عدم فرار نوترون سریع ضمن کندشدن از را کتور است. بنابراین ؛ برطبق بحث قسمت (۶-۴) نتیجه می‌شود که سمت چپ معادله (۶-۶۱) ضریب تکثیر را کتور است، یعنی

$$k = k_\infty P_T P_F \qquad (۶-۶۶)$$

ومعادله بحرانی وقتی حاصل می‌شود که $k = 1$ باشد.

از آنجا که تمام را کتورها طوری طرح ریزی شده‌اند که کمترین تعداد خشت ممکنه را داشته باشند، دو ضریب P_T و P_F معمولا خیلی نزدیک به‌واحد خواهند بود. بنابراین، کمیت‌های $B^2L^2_T$ و $B^2\tau_T$ کوچک هستند و وقتی در مخرج معادله بحرانی معادله (۶-۶۱) عمل ضرب انجام گیرد، عبارت $B^2L^2_T$ قابل اغماض است. رابطه حاصل عبارت است از

$$\frac{k_\infty}{1+B^2(L^2_T+\tau_T)} = 1$$

یا

$$\frac{k_\infty}{1+B^2M^2_T} = 1 \qquad (۶-۶۷)$$

در این رابطه

$$M^2_T = L^2_T + \tau_T \qquad (۶-۶۸)$$

که سطح مهاجرت حرارتی (۱) خوانده‌می‌شود .

دیده‌می‌شود معادله (۶-۶۷) شبیه معادله بحرانی (معادله ۶-۴۴) درمحاسبه تک گروهی‌است. به‌این دلیل معادله (۶-۶۷) به‌معادله بحرانی تک‌گروهی تعدیلی (۲) مشهور است. منظوراز تعدیلی‌جایگزین کردن L^2 درمعادله‌تک‌گروهی‌به‌وسیله M^2_Tاست. به علاوه ، ازمعادلات (۶-۵۷) و(۶-۵۸) نتیجه می‌شود که فلوی حرارتی به وسیله رابطه‌ای شبیه معادله محاسبه تک گروهی داده‌می‌شود ، یعنی

$$\nabla^2\Phi_T + B^2\Phi_T = 0 \qquad (۶-۶۹)$$

که B^2 باکلینک مندرج درجدول ۶-۲ است لذا یگانه اختلاف بین محاسبه تک گروهی معمولی ومحاسبه تک گروهی تعدیلی‌یک راکتور حرارتی لخت در پاراستر اخیراست‌و بجای L^2_T مقدار M^2_T قرارداده می‌شود ، فلوو باکلینک شبیه قبل است.

یادآور می‌شود اگر τ_T خیلی کمتر از L^2_T باشد و معادله (۶-۶۷) تبدیل به‌معادله بحرانی تک‌گروهی (معادله ۶-۴۴) می گردد. دراین‌حالت راکتور بانظریهٔ تک گروهی کاملا قابل توجیه‌است. مقایسه مقادیر τ_T و L^2_T جداول ۵-۲ و ۵-۳ نشان می‌دهد که به‌استثنای آب، درحقیقت برای کند کننده‌های معمولی τ_T کمتر از L^2_T است و درموردآب سنگین و وگرافیت خیلی کمتر از L^2_T است. بنابراین ، درمورد راکتورهای با کندکننده آب، در نظر نگرفتن τ_T درمحاسبه تک‌گروهی‌معمولی‌موجب‌خطای بزرگی می‌شودودرمورد هنداد (سیستم) های D_2Oو گرافیت خطاتااندازه‌ای کمتراست‌به‌شرطی که‌مقدار L^2_Tبرای مخلوط سوخت‌وکند کننده ، خیلی بزرگتر از τ_T باشد.

کاربردها

حال‌نتایج بالادرمساله‌ی‌عملی‌تعیین‌ابعاد بحرانی، یاترکیب بحرانی‌یک راکتور حرارتی لخت به‌کار برده خواهدشد.

برای سهولت، بحث محدود به‌راکتورهائی خواهد شد که فاقد جاذب‌های رزونانس یاهسته‌هائی که شکافت سریع انجام دهند، می‌باشد. به‌طور خلاصه فرض می‌شود راکتور حاوی‌مخلوط همگون از ایزوتوپ شکافت حرارتی(شکافان۳) و کند کننده است . دراین حالت $P = \varepsilon = 1$ می‌باشد. برطبق معادله k_∞ (۶-۵۳) به‌صورت ساده زیر درمی‌آید

$$k_\infty = \eta_T f \qquad (۶-۷۰)$$

راکتورهای دارای جذب رزنانس و شکافت سریع در قسمت ۶-۸ بحث خواهند شد.

حال‌لازم 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 راکتور مشخص است اندازه بحرانی آن باید تعیین شود. این مسائل به‌ترتیب مورد بحث قرار خواهندگرفت.

حالت اول، اندازه مشخص است بادر دست داشتن اندازه، B^2 ، به کمک روابط جدول (۶-۲) فوراً حساب می‌شود. ترکیب راکتور را آنچنان باید تغییرداد تا اینکه k_∞ و M_T^2 مقادیری راپیدا کنندتادر معادله بحرانی (۶-۶۷) صدق نماید.

ابتدا برای آسانی یک پارامتر Z را به‌صورت زیر تعریف‌می کنیم

$$Z = \frac{\bar{\Sigma}_{aF}}{\bar{\Sigma}_{aM}} = \frac{\bar{N}_F \bar{\sigma}_{aF}}{\bar{N}_M \bar{\sigma}_{aM}} \qquad (۶-۷۱)$$

که اندیس‌های F و M به‌ترتیب نشان دهنده سوخت وکند کننده هستند. سپس از معادله (۶-۵۱) بهره حرارتی را بی‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$f = \frac{Z}{Z+1} \qquad (۶-۷۲)$$

باتوجه به‌معادله (۶-۷۰) k_∞ به‌شکل زیر درمی‌آید

$$k_\infty = \frac{\eta_T Z}{Z+1} \qquad (۶-۷۳)$$

بعد، سطح پخش حرارتی یکی از دو ضریبی است که در محاسبه M_T^2 (معادله ۶-۶۸) دخالت می‌کند در نظر می‌گیریم. از معادله ۶-۶۲ داریم

$$L_T^2 = \frac{\bar{D}}{\bar{\Sigma}_a}$$

که $\bar{D}$ و $\bar{\Sigma}_a$ مربوط به‌مخلوط همگون‌سوخت وکند کننده است. در هرصورت $\bar{D}$ اساساً برابر با $\bar{D}_M$، ضریب‌پخش کند کننده است، زیرا غلظت سوخت‌در کند کننده معمولا برای راکتورهای همگون حرارتی کم‌است. لذا L_T^2 به‌صورت زیر درمی‌آید

$$L_T^2 = \frac{\bar{D}_M}{\bar{\Sigma}_a} = \frac{\bar{D}_M}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}}$$

از تقسیم صورت ومخرج بر Σ_{aM} و بااستفاده از تعریف Z از معادله (۶-۷۱) داریم

$$L^2{}_T = \frac{L_{TM}^2}{Z+1} \qquad (۶-۷۴)$$

که L_{TM}^2 سطح پخش حرارتی کند کننده است. از حل معادله (۶-۷۲) برحسب Z وجایگزین کردن آن در معادله (۶-۷۴) نتیجه به‌صورت زیر می‌شود

$$L_T^2 = (1-f)L_{TM}^2 \qquad (۶-۷۵)$$

سن τ_T نظیر $\bar{D}$ در درجه اول بستگی به خواص پراکندگی محیط دارد . از محیط همگون از نوع راکتورمورد نظر، مقدار کمی ازماده شکافت پذیر حرارتی (شکافان) لازم است تا به حالت بحرانی برسد. به‌علاوه ،سطح مقطع های پراکندگی اتم های شکافت پذیر حرارتی خیلی بزرگتراز اتم های کند کننده‌های معمولی نیست. بنابراین، می‌توان از وجود سوخت رویهمرفته صرفنظر کرد و مقدار سن τ_{TM} کند کننده را به‌تنهائی به‌جای τ_T به‌کار برد که در جدول (۳-۵) داده شده است.

باجای‌گذاری معادلات (۶-۷۳) و (۶-۷٤) در معادله بحرانی معادله زیر به‌دست می‌آید

$$\frac{\eta_T Z}{Z+1+B^2(L_{TM}^2+Z\tau_{TM}+\tau_{TM})}=1$$

وقتی این معادله را برحسب Z حل کنند نتیجه به‌صورت زیر خواهد بود

$$Z=\frac{1+B^2(L_{TM}^2+\tau_{TM})}{\eta_T-1-B^2\tau_{TM}} \qquad (۶-۷۶)$$

این مقدار Z برای یک مقدار مشخص B^2، راکتور را بحرانی می کند .

برای پیدا کردن مقدار Z، کل جرم سوخت مورد نیاز حالت بحرانی که جرم بحرانی نامیده می‌شود، به‌طریق زیر عمل می کنیم. از معادله (۶-۷۱) چگالی اتمی سوخت عبارت است از

$$N_F=Z\frac{\bar{\sigma}_{aM}}{\sigma_{aF}}N_M \qquad (۶-۷۷)$$

تعداد کل اتم‌های سوخت در راکتور $N_F V$ است که V حجم راکتور است و تعداد کل اتم گرم‌های سوخت $N_F V/N_A$ می‌باشد که N_A عدد آووگادرو است. اگر M_F جرم اتمی سوخت باشد، نتیجه می‌شود که m_A، جرم سوخت، به‌وسیله رابطه به‌دست می‌آید

$$m_F=\frac{N_F V M_F}{N_A} \qquad (۶-۷۸)$$

$$=Z\frac{\bar{\sigma}_{aM}VM_F}{\sigma_{aF}N_A}N_M \qquad (۶-۷۹)$$

به‌هرحال جرم کل کند کننده عبارت است از

$$m_M=\frac{N_M V M_M}{N_A}$$

معادله (۶-۷۹) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$m_F = Z\frac{\bar{\sigma}_{aM}M_F}{\bar{\sigma}_{aF}M_M}m_M \qquad (۶-۸۰)$$

با استفاده از معادلات فصل ۵ برای $\bar{\sigma}_{aM}$ و $\bar{\sigma}_{aF}$ (معادله ۵-۶۴) داریم

$$m_F = Z\frac{\sigma_{aM}(E_0)M_F}{g_{aF}(T)\sigma_{aF}(E_0)M_M}m_M \qquad (۶-۸۱)$$

در این رابطه ضریب غیر $\frac{1}{v}$ کند کننده برابر واحد در نظر گرفته شده است و سطح مقطع‌ها در انرژی $E_0 = ۰/۰۲۵۳$ الکترون ولت می‌باشد. به‌علت این که غلظت سوخت معمولا خیلی کم است، جرم کند کننده را می‌توان با استفاده از چگالی معمولی همان‌طوری که در مثال زیر آمده است به کار برد.

مثال ۶-۵ یک راکتور کروی حرارتی لخت به‌شعاع ۱۰۰ سانتیمتر، حاوی مخلوط همگون از $U^{۲۳۵}$ و گرافیت در نظر می‌گیریم. راکتور در حالت بحرانی است و در سطح قدرت ۱۰۰ کیلووات حرارتی کار می‌کند. با استفاده از نظریه یک‌گروهی تعدیلی مطلوب است محاسبه (الف) با کلینک (ب) جرم بحرانی (ج) k_∞ (د) $L_T^۲$ و (ح) فلوی حرارتی. برای سهولت تمام محاسبات را در درجه حرارت معمولی انجام دهید.

حل. (الف) از جدول ۶-۲ داریم

$$B^۲ = \left(\frac{\pi}{R}\right)^۲ = \left(\frac{\pi}{۱۰۰}\right)^۲ = ۹٫۸۸ \times ۱۰^{-۴}\,cm^{-۲}$$

(جواب) $B = ۳٫۱۴ \times ۱۰^{-۲}\,Cm^{-۱}$

(ب) برطبق جداول (۵-۲) و (۵-۳) و (۶-۳)

$$\tau_{TM} = ۳۶۸cm^۲ \;,\; \eta_T = ۲٫۰۶۵ \;,\; L_{TM}^۲ = ۳۵۰۰cm^۲$$

از معادله (۶-۷۶) داریم

$$Z = \frac{۱ + ۹٫۸۸ \times ۱۰^{-۴}(۳۵۰۰ + ۳۶۸)}{۲٫۰۶۵ - ۱ - ۹٫۸۸ \times ۱۰^{-۴} \times ۳۶۸} = ۶٫۸۷$$

با به کار بردن $g_{aF}(T) = ۰٫۹۷۸$, $\sigma_{aF}(E_0) = ۶۸۱b$, $\sigma_{aM}(E_0) = ۰٫۰۰۳۴b$

در معادله (۶-۸۱) داریم

$$m_F = m_M \frac{۶٫۸۷ \times ۰٫۰۰۳۴ \times ۲۳۵}{۰٫۹۷۸ \times ۶۸۱ \times ۱۲} = ۶٫۸۷ \times ۱۰^{-۴} m_M$$

چگالی گرافیت تقریباً برابر ۱/۶ گرم در سانتیمتر مکعب است، لذا جرم کل گرافیت در راکتور برابر است با

$$m_M = \frac{4}{3}\pi R^3 \times ۱۰۹۰ = ۶۷۰ \times ۱۰^3 g = ۶۷۰۰ kg$$

در نتیجه جرم بحرانی برابر است با

$$m_F = ۶۸۷ \times ۱۰^{-4} \times ۶۷۰۰ = ۴۶۰ kg$$

(ج) از معادله (۶-۷۲) داریم

$$f = \frac{Z}{Z+1} = \frac{۶۸۷}{۷۸۷} = ۰۸۷۳$$

و

$$k_\infty = \eta_T f = ۲۰۶۵ \times ۰۸۷۳ = ۱۸۰۳$$ (جواب)

(د) از معادله (۶-۷۵) داریم

$$L_T^2 = (1-f)L_{TM}^2 = (1-۰۸۷۳) \times ۳۵۰۰ = ۴۴۴ cm^2$$

(ح) فلوی حرارتی از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\Phi_T = A\frac{\sin Br}{r}$$

برطبق جدول (۶-۲)

$$A = \frac{P}{4R^2 E_R \bar{\Sigma}_f}$$

در این رابطه $P = ۱۰۰ kw = ۱۰^8 J/sec$ و $E_R = ۳۲ \times ۱۰^{-11} J$ است. مقدار $\bar{\Sigma}_f$ را می‌توان از معادله (۶-۷۸) به‌دست آورد که درآن

$$N_F = \frac{m_F N_A}{V M_F}$$

به‌طوری که

$$\bar{\Sigma}_f = \frac{m_F N_A \bar{\sigma}_f}{V M_F}$$

$$= \frac{m_F N_A}{V M_F} \times ۰۸۸۶ g_{fF}(T)\sigma_f(E_0)$$

بااستفاده از مقادیر

$$\sigma_f(E_0) = ۰۸۲b \ , \ g_{fF}(T) = ۰۹۷۶$$

داریم

$$\bar{\Sigma}_f = ۱۴۱ \times ۱۰^{-2} cm^{-1}$$

مقدار ثابت A برابر است

$$A = \frac{۱۰^{۰}}{۴ \times ۱۰^{۴} \times ۳٫۲ \times ۱۰^{-۱۱} \times ۱٫۴۱ \times ۱۰^{-۳}} = ۰٫۰۴ \times ۱۰^{۱۳}$$

و فلو برابر است با

$$\Phi_T(r) = ۰٫۰۴ \times ۱۰^{۱۳} \frac{\sin Br}{r} \qquad \text{(جواب)}$$

حداکثر مقدار Φ_T در $r = ۰$ قرار دارد وبرابر است با :

$$\Phi_T(۰) = ۰٫۰۴ \times ۱۰^{۱۳} B = ۱٫۷۴ \times ۱۰^{۱۲} \text{ n/cm}^۲ - \text{sec}$$

حالت ۲ : ترکیب مشخص است. وقتی ترکیب داده شده‌است و ابعاد بحرانی منظور است کمیت‌های k_∞ و $M_T^۲$ را می‌توان مستقیماً به‌دست آورد. مقدار $B^۲$ را می‌توان از معادله (۶-۶۷) به‌دست آورد یعنی

$$B^۲ = \frac{k_\infty - ۱}{M_T^۲} \qquad (۶-۸۲)$$

اگر شکل هندسی راکتور مشخص باشد، ابعاد را می‌توان از رابطه‌مناسب برای $B^۲$ با استفاده از جدول(۶-۲) تعیین کرد. لذا برای یک راکتور مکعبی به ضلع a داریم $a = \pi\sqrt{۳}/B$ در حالی که برای یک کره شعاع بحرانی برابر است با

$$R = \frac{\pi}{B}$$

اگر فقط شکل راکتور مشخص شده باشد مثلا 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 R و H منجر به حجم مختلفی از راکتور است و در نتیجه جرم بحرانی مختلفی خواهد بود. به‌آسانی می‌توان ثابت کرد که کوچکترین مقدار جرم بحرانی وقتی است که رابطه بین H و R برابر $H = ۱٫۸۲ R$ 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 ۶-۹ یک راکتور حرارتی تجربی به‌قدرت ۰ وات به‌شکل استوانه ساخته شده است. راکتور دارای سوخت $U^{۲۳۵}$ به‌صورت مخلوط همگون اورانیوم وآب معمولی باغلظت $۰٫۰۱۴۵ \text{ g/cm}^۳$ است. به‌علت قدرت کم راکتور، هنداد اساساً در درجه‌حرارت معمولی و فشار جوکار می‌کند. (الف) ابعاد استوانه‌ای را حساب کنید که کمترین جرم بحرانی را داشته باشد (ب) جرم بحرانی را تعیین کنید.

حل (الف) نسبت تعداد اتم‌های $U^{۲۳۵}$ در سانتیمتر مکعب به تعداد بولکول‌های آب در هر سانتیمتر مکعب برابر است با

$$\frac{N_F}{N_M}=\frac{\rho_F M_M}{\rho_M M_F}$$

که ρ_F و ρ_M به ترتیب جرم ویژه $U^{۲۳۵}$ و آب در مخلوط است و M_F و M_M جرم اتمی آنها می‌باشد باجای‌گذاری این مقادیر دررابطه‌بالا داریم

$$\frac{N_F}{N_M}=\frac{۰٫۰۱٤۵\times ۱۸}{۱\times ۲۳۵}=۱٫۱۱\times ۱۰^{-۳}$$

سطح مقطع های متوسط جذب حرارتی سوخت و کند کننده عبارتنداز:

$$\bar{\sigma}_{aF}=۰٫۸۸٦\,g_{aF}(۲۰^{\circ}C)\sigma_{aF}(E_o)=۰٫۸۸٦\times ۰٫۹۷۸\times ٦۸۲=۵۹۰\,b$$

و

$$\bar{\sigma}_{aM}=۰٫۸۸٦\times ۲\times \sigma_{aH}(E_o)=۰٫۸۸٦\times ۲\times ۰٫۳۳۲=۰٫۵۸۸\,b$$

از معادله (٦-۷۱) داریم

$$Z=\frac{N_F\bar{\sigma}_{aF}}{N_M\bar{\sigma}_{aM}}=۱٫۱۱\times ۱۰^{-۳}\times \frac{۵۹۰}{۰٫۵۸۸}=۱٫۱۱$$

بهره حرارتی برابر است با

$$f=\frac{Z}{Z+۱}=\frac{۱٫۱۱}{۲٫۱۱}=۰٫۵۲٦$$

و

$$k_\infty=\eta_T f=۲٫۰٦۵\times ۰٫۵۲٦=۱٫۰۸٦۲$$

برطبق جدول (۲-۵) L^2_{TM} برای آب برابر ۱/۸ سانتیمتر مربع است، از معادله (٦-۷۵) L^2_T برای مخلوط سوخت و کند کننده برابر است با

$$L^2_T=(۱-f)L^2_{TM}=(۱-۰٫۵۲٦)\times ۸٫۱=۳٫٤۸\,cm^2$$

سن فرمی از جدول (۳-۵) برابر ۲۷ سانتیمتر مربع است و از اینجا مقدار M^2_T برابر است با

$$M^2_T=L^2_T+\tau_T=۳٫۸٤+۲۷=۳۰٫۸\,cm^2$$

از معادله (٦-۸۲) با کلینک را به‌دست می‌آوریم

$$B^2=\frac{k_\infty-۱}{M^2_T}=\frac{۱٫۰۸٦۲-۱}{۳۰٫۸}=۲٫۸۰\times ۱۰^{-۳}\,cm^{-۲}$$

برطبق جدول (٦-۲)

$$B^2=\left(\frac{۲٫٤۰۵}{R}\right)^2+\left(\frac{\pi}{H}\right)^2$$

دو این حالت برای جرم بحرانی حداقل لازم است $H = ۱٫۸۴R$ باشد این بدان معنی است که

$$B^۲ = \left(\frac{۲٫۴۰۵}{R}\right)^۲ + \left(\frac{\pi}{۱٫۸۴R}\right)^۲ = \frac{۸٫۷۶۳}{R^۲}$$

از حل رابطه مقدار $R^۲$ برابر است با

$$R^۲ = \frac{۸٫۷۶۳}{B^۲} = \frac{۸٫۷۶۳}{۲٫۸۰ \times ۱۰^{-۳}} = ۳٫۱۳ \times ۱۰^۳$$

لذا

$$R = ۵۵٫۹cm \ , \ H = ۱۰۱٫۷cm$$

(ب) حجم راکتور برابر است با

$$\pi R^۲ H = \pi(۵۵٫۹)^۲ \times ۱۰۱٫۷ = ۹٫۹۸ \times ۱۰^۵ cm^۳$$

از آنجا که مقدار $U^{۲۳۵}$ برابر $۰٫۰۱۴۵ g/cm^۳$ است لذا جرم سوخت برابر است با

$$m_F = ۰٫۰۱۴۵ \times ۹٫۹۸ \times ۱۰^۵ = ۱٫۴۵ \times ۱۰^۴ g = ۱۴٫۵kg$$

۶-۶ راکتورهای بازتابنده

به‌طوری که در فصل ۳ اشاره شد با احاطه کردن قلب راکتور به‌وسیله یک لایه بازتابنده یعنی یک لایه ضخیم، بدون سوخت از کند کننده ضرفه نوترون افزایش می‌یابد. نوترون‌هائی که از قلب لخت به‌خارج نشت پیدا می کنند داخل بازتابنده شده بعضی از آنها به‌داخل قلب برمی‌گردند. در نتیجه جرم بحرانی راکتور کاهش می‌یابد.

حال محاسبات بحرانی راکتورهای بازتابنده را در چارچوب نظریه پخش یک‌گروهی در نظر خواهیم گرفت. یادآور می‌شویم که این روش برای راکتورهای سریع و حرارتی، آن‌دسته از راکتورهای حرارتی که دارای کند کننده $D_۲O$ وگرافیت، که برای آنها $\tau_T \ll L_T^۲$ است، به کار می‌رود. راکتورهای آبی بازتابنده که برای آنها $\tau_T \gg L^۲_T$ است در قسمت‌های بعداز این فصل بحث خواهد شد.

به‌عنوان یک‌مثال ویژه، یک راکتور کروی باقلب به‌شعاع R، که اطراف آن‌را یک لایه بازتابنده بینهایت پوشانده است در نظر می‌گیریم . در تحلیل زیر پارامترهائی که مربوط به‌قلب و بازتابنده می‌شوند به C و T نشان داده می‌شوند.

برطبق نظریه یک گروهی، فلو در قلب Φ_c در معادله زیر (معادله ۶-۱۱) صدق می‌کند

$$\nabla^2\Phi_c+B^2\Phi_c=0 \qquad (۸۳-۶)$$

که

$$B^2=\frac{k_{\infty}-1}{L_c^2} \qquad (۸۴-۶)$$

از آنجا که در بازتابنده سوخت وجود ندارد، فلو دراین ناحیه در معادله پخش یک گروهی زیر صدق می‌کند

$$\nabla^2\Phi_r-\frac{1}{L_r^2}\Phi_r=0 \qquad (۸۵-۶)$$

برای پیدا کردن فلو در سرتاسر راکتور وشرایط بحرانی بودن، لازم است معادلات (۶-۸۳) و (۶-۸۵) را برای Φ_c و Φ_r باتوجه به‌شرایط مرزی حل کرد.

جواب عمومی معادله (۶-۸۳) که در قسمت (۶-۳) به‌دست 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 Φ_c نباید در مرکز راکتور ($r=0$) بینهایت باشد، لازم است $C=0$ باشد دراین صورت رابطه Φ_c به‌صورت زیر درمی‌آید

$$\Phi_c=A\frac{\sin Br}{r} \qquad (۸۶-۶)$$

جواب عمومی معادله(۶-۸۵) عبارت است از

$$\Phi_r=A'\frac{e^{-r/Lr}}{r}+C'\frac{e^{r/Lr}}{r}$$

که A' و C' مقادیر ثابتی هستند. در اینحال با تغییر دادن r به‌سمت صفر Φ_r باید مقدار معینی داشته باشد وبنابراین C' باید برابر صفر باشد. فلو در بازتابنده برابر است با

$$\Phi_r=A'\frac{e^{-r/Lr}}{r} \qquad (۸۷-۶)$$

توابع Φ_r و Φ_c باید در شرایط مرزی فصل مشترك (قسمت ۵-۵) صدق کند، یعنی، فلوو جریان نوترون در فصل مشترك قلب- بازتابنده پیوسته باشد، یعنی در $r=R$ این شرایط عبارتنداز

$$\Phi_c(R)=\Phi_r(R) \qquad (۸۸-۶)$$

و

$$J_c(R) = J_r(R)$$

یا

$$D_c\Phi'_c(R) = D_r\Phi'_r(R) \qquad (۶-۸۹)$$

که علامت (′) نشان دهنده مشتق نسبت به r است .

باجای‌گذاری معادلات (۶-۸۶) و(۶-۸۷) در معادله (۶-۸۸) داریم

$$A\frac{\sin BR}{R} = A'\frac{e^{-R/L_r}}{R} \qquad (۶-۹۰)$$

سپس از معادلات (۶-۸۶) و (۶-۸۷) دیفرانسیل گرفته ونتایج را در معادله (۶-۸۹) قرار می‌دهیم، رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$AD_c\left(\frac{B\cos BR}{R} - \frac{\sin BR}{R^2}\right) = -A'D_r\left(\frac{1}{RL_r} + \frac{1}{R^2}\right)e^{-R/L_r} \qquad (۶-۹۱)$$

معادلات (۶-۹۰) و (۶-۹۱) معادلات خطی همگون برحسب مجهول‌های A و A′ هستند که‌دارای‌جوابهای غیرصفر خواهندبود اگر فقط‌دترمینان ضرائب‌صفر شود. پس‌از انجام عملیات این دترمینان (که معادل تقسیم یک معادله بردیگری است) بصورت رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$D_c\left(B\cot BR - \frac{1}{R}\right) = -D_r\left(\frac{1}{L_r} + \frac{1}{R}\right)$$

برای انجام محاسبات‌راحتتر است که معادله به‌صورت زیرمرتب شود

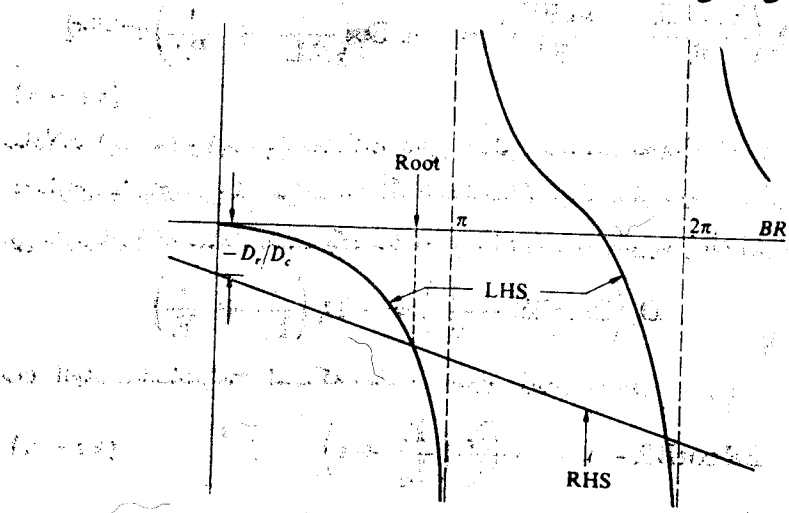
$$BR\cot BR - 1 = -\frac{D_r}{D_c}\left(\frac{R}{L_r} + 1\right) \qquad (۶-۹۲)$$

معادله (۶-۹۲) باید برای راکتوری که بحرانی است صادق باشد. مثلا اگر ترکیب قلب راکتور معلوم باشد، B را از معادله(۶-۸۴) و R را از معادله(۶-۹۲) می‌توان حساب کرد. به‌عبارت دیگر، اگر R مشخص شده باشد، B بایستی از معادله(۶-۹۲) حساب شود و ترکیب بحرانی قلب را می‌توان بااستفاده از معادله (۶-۸۴) تعیین کرد. یگانه پیچیدگی این محاسبات که در مورد راکتورهای لخت وجود نداشت این است که معادله(۶-۹۲) یک معادله دوطرف مجهول[1] دار است .

حل معادله (۶-۹۲) به‌طریق ترسیم بسیار آموزنده است. مثلا فرض کنید که ترکیب قلب راکتور و در نتیجه B مشخص شده باشد. شعاع قلب راکتور بحرانی بارسم سمت چپ

۱- Transcendental equation

(LHS) وسمت‌راست (RHS) معادله(۶-۹۲) به‌طور جداگانه برحسب BR به‌دست می‌آید. این روش در شکل (۶-٤) نشان داده شده است. سمت چپ معادله دارای بینهایت شاخه هر یک به عرض π است در حالی که سمت راست یک خط مستقیم با شیب $\frac{-D_r}{D_c BL_r}$*می‌باشد که محور قائم را در $\frac{-D_r}{D_c}$ قطع می‌کند. هر مقدار از BR مربوط به‌یک تقاطع LHS و RHS ریشه معادله (۶-۹۲) می‌باشد و از آنجا که تعداد تقاطع‌ها بینهایت می‌باشد، لذا تعداد جوابها نیز بینهایت خواهد بود. به‌هرحال، همان طور که قبلا در این فصل شرح داده شد فقط اولین جواب مربوط به‌حالت بحرانی راکتور است، ریشه‌های بعدی مربوط به‌جوابهائی است که نسبت به‌زمان از بین می‌روند. درحالیکه‌از اولین تقاطع BR به‌دست می‌آید باداشتن B شعاع بحرانی را می‌توان تعیین کرد.



شکل ۶-٤ رسم دوطرف معادله ۶-۹۲

باید یادآور شد که در شکل (۶-٤) اولین تقاطع LHS و RHS در مقداری از BR رخ می‌دهد که کمتر از π است. اگر راکتور به جای این که بازتابنده باشد لخت می‌بود BR درست برابر با π می‌شد. بنابراین، نتیجه می‌شود که شعاع قلب بحرانی برای یک‌راکتور بازتابنده کمتراز شعاع راکتور لخت باهمان ترکیب است این نتیجه‌ای‌است که‌براساس خواص فیزیکی‌نیز پیش‌بینی می‌شد.

---

* تابع برحسب BR بصورت زیر است

$$RHS = -\frac{D_r}{D_c}\left(\frac{BR}{BL_r}+1\right)$$

می‌توان یادآور شد که درحالت ویژه‌ای که کند کننده در قلب وبازتابنده دارای یک خاصیت باشند، $D_r = D_c$، معادله (۶-۹۲) به‌صورت زیر درمی‌آید

$$B\cot BR = -\frac{1}{L_r} \qquad (۶-۹۳)$$

این معادله برحسب R از نوع دوطرف مجهول‌دار نیست. لذا اگر B معلوم باشد، R را می‌توان مستقیماً حساب کرد. این حالت در مثال ۶-۸ در زیر تشریح شده است. پس از پیدا کردن شرایط بحرانی، حال باید به‌معادلات (۶-۹۰) و(۶-۹۱) برگردیم و مقادیر ثابت A و A' را برای تعیین فلو به‌دست آوریم. این معادلات مستقل ازهم نیستند واز طریق معادله (۶-۹۲) به‌هم مربوط می‌شوند. بنابراین امکان دارد که A' را برحسب A و یا A را برحسب A' به‌دست آوریم، اما هردو ثابت را نمی‌توان به‌طور مستقل پیدا کرد.

مثلا، از معادله (۶-۹۰) A' برابر است با

$$A' = Ae^{R/L_r} \sin BR \qquad (۶-۹۴)$$

که BR جواب شناخته شده معادله (۶-۹۲) است.

ثابت A که تعداد فلو را در سرتاسر راکتور به‌دست می‌دهد، به‌وسیله قدرت راکتور تعیین می‌شود. مطابق قسمت (۶-۳)، قدرت برابر است با

$$P = E_R \Sigma_f \int \Phi_c dV \qquad (۶-۹۵)$$

که انتگرال در تمام قلب راکتور، ناحیه‌ای که انرژی تولید می‌کند انجام می‌گیرد. با قرار دادن Φ_c از معادله (۶-۸۶) و استفاده از حجم $dV = 4\pi r^2 dr$ داریم

$$P = 4\pi E_R \Sigma_f A \int_0^R r \sin Br dr$$

$$= \frac{4\pi E_R \Sigma_f A}{B^2}(\sin BR - BR\cos BR)$$

وقتی این معادله برای A حل شود، نتیجه به‌صورت زیر است:

$$A = \frac{PB^2}{4\pi E_R \Sigma_f (\sin BR - BR\cos BR)} \qquad (۶-۹۶)$$

روش بالا- حل معادلات قلب و بازتابنده، معادله ای به‌دست می‌دهد که بایدبرای حالت بحرانی صدق کند، وثابت‌های فلو- برحسب قدرت محاسبه می‌شود- را می‌توان به‌طریق تحلیلی فقط برای چند شکل هندسی راکتورها به‌کار برد. متاسفانه ، این‌ها شامل دوتا از مهمترین راکتورها ، یعنی راکتور مکعب مستطیل با بازتابنده واستوانه نمی‌شود. در عمل ،

خواص این راکتورها اغلب از محاسبات راکتورهای کروی باترکیب یا حجم مشابه به‌دست می‌آید.

باید یادآور شد که تجزیه و تحلیل راکتورهای بازتابنده در این قسمت بدون توجه به‌این که راکتورها سریع هستند یا حرارتی انجام گرفته است. بنابراین ، روابط مختلفی که در بالا به‌دست آمد برای هردونوع هنداد صادق است. برای به‌کار بستن این روابط در محاسبات راکتورهای حرارتی فقط لازم است هرپایای 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 ۶-۷ قلب راکتور حرارتی کره‌ای‌است به شعاع ۳۰۰ سانتیمتر که حاوی مخلوط هموژنی (همگون) از $U^{۲۳۵}$ و $D_۲O$ است. این راکتور بایک طبقه بینهایت‌ازگرافیت احاطه شده است. مطلوب است محاسبه (الف) غلظت بحرانی $U^{۲۳۵}$ برحسب‌گرم در لیتر در درجه حرارت معمولی (ب) جرم بحرانی.

حل. (الف) برای پیداکردن غلظت سوخت ، ابتدا باید مقدار B را از معادلهٔ (۶-۹۲) به‌دست آوریم. بااستفاده از مقادیر جدول (۵-۲)

$$L_r = L_{T_r} = ۵۹cm \text{ و } R = ۳۰۰ cm ،\bar{D}_c = ۰٫۸۷cm ،\bar{D}_r = ۰٫۸۴cm$$

داریم

$$BR\cot BR = ۱ - \frac{۰٫۸۴}{۰٫۸۷}\left(\frac{۳۰۰}{۵۹}+۱\right) = -۴٫۸۸$$

ازحل معادله به‌طریق ترسیم یا روش دیگر مقدار $BR = ۲٫۶۴$ به‌دست می‌آید و

$$B = \frac{۲٫۶۴}{۳۰۰} = ۸٫۸۰ \times ۱۰^{-۳} cm^{-۱}$$

سپس بادر نظرگرفتن

$$Z = \frac{N_F \bar{\sigma}_{aF}}{N_M \sigma_{aM}}$$

مطابق قسمت ۶-۵ داریم که

$$k_\infty = \frac{\eta_T Z}{Z+۱}$$

و

$$L_T^۲ = (۱-f)L_{TM}^۲$$

باقرار دادن این روابط در رابطه $B^۲$ یعنی

$$B^۲ = \frac{k_\infty - ۱}{L_T^۲}$$

واز حل آن برای Z داریم

$$Z=\frac{1+B^2L_{TM}^2}{\eta_T-1}$$

باقرار دادن مقادیر

$$\eta_T=2{,}065 \quad و \quad L_{TM}^2=3\times10^{4}\,cm^2 \;،\; B=8{,}80\times10^{-3}\,cm^{-1}$$

Z به‌دست می‌آید

$$Z=\frac{1+(8{,}80\times10^{-3})^2\times3\times10^{4}}{2{,}065-1}=3{,}12$$

از تعریف Z و روابط معمولی برای محاسبه چکالی اتمی، به‌آسانی دیده می‌شود که نسبت جرم ویژه سوخت به کند کننده برابر است با

$$\frac{\rho_F}{\rho_M}=Z\frac{M_F\sigma_{aM}}{M_M\sigma_{aF}}=Z\frac{M_F\sigma_{aM}(E_0)}{M_M g_{aF}(20^\circ c)\sigma_{aF}(E_0)}$$

در این رابطه M_M جرم مولکولی D_2O و $\sigma_{aM}(E_0)$ سطح مقطع جذب مولکول D_2O درانرژی $0{,}0253\,ev$ است. بااستفاده از مقدار $M_F=235$ داریم

$$\sigma_{aM}(E_0)=2\times3{,}5\times10^{-4}=1{,}06\times10^{-3}\,b$$

و $M_M=20$ ، $\sigma_{aF}(E_0)=681\,b$ و $g_{aF}(20^\circ c)=0{,}978$ داریم

$$\frac{\rho_F}{\rho_M}=3{,}12\times\frac{235\times1{,}06\times10^{-3}}{20\times0{,}978\times681}=0{,}843\times10^{-5}$$

جرم ویژه D_2O برابر $1{,}1\,g/cm^3$ است، بنابراین

$$\rho_F=0{,}843\times10^{-5}\times1{,}1=6{,}41\times10^{-5}\,g/cm^3=0{,}0641\,g/lit$$

(ب) جرم بحرانی

$$m_F=V\rho_F=\frac{4}{3}\pi R^3\rho_F=\frac{4}{3}\pi(300)^3\times6{,}41\times10^{-5}=7{,}25\times10^3\,\text{گرم}$$

مثال ۸-۹ یک راکتور کروی حرارتی بزرگ ، باکندکننده و بازتابنده (بینهایت) گرافیت‌دارای سوخت U^{235} با غلظت $2\times10^{-4}\,g/cm^3$ را در نظر می‌گیریم. (الف) شعاع قلب‌راکتور را حساب کنید (ب) شعاع بحرانی‌چقدر می‌بود اگر راکتور لخت بود؟ محاسبات را در درجه حرارت معمولی انجام دهید.

حل. (الف) از آنجاکه جنس کندکننده و بازتابنده یکی‌است، شعاع راکتور به‌وسیله

معادله (۶-۹۳) تعیین می‌شود،

$$BcotBR = -\frac{1}{L_{Tr}}$$

که L_{Tr} طول پخش حرارتی بازتابنده است و B از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L_{Tc}^2}$$

ابتدا، آسان‌تراست که Z را حساب کنیم

$$Z = \frac{N_F\bar{\sigma}_{aF}}{N_M\bar{\sigma}_{aM}} = \frac{\rho_F M_M \bar{\sigma}_{aF}}{\rho_M M_F \bar{\sigma}_{aM}} = \frac{\rho_F M_M g_{aF}(20^\circ c)\sigma_{aF}(E_o)}{\rho_M M_F \sigma_{aM}(E_o)}$$

با قرار دادن مقادیر $\rho_F = 2\times10^{-4} g/cm^3$ ، $\rho_M = 1.6 g/cm^3$ ، $M_F = 235$ ، $M_M = 12$ ، $g_{aF}(20^\circ c) = 0.978$ ، $\sigma_{aF}(E_o) = 681 b$ ، $\sigma_{aM} = 3.4\times10^{-3} b$ در رابطه بالا خواهیم داشت:

$$Z = \frac{2\times10^{-4}\times12\times0.978\times681}{1.6\times235\times3.4\times10^{-3}} = 1.25$$

سپس

$$f = \frac{Z}{1+Z} = 0.556$$

$$k_\infty = 2.065\times0.556 = 1.148$$

$$L_{Tc}^2 = (1-f)L_{TM}^2 = (1-0.556)\times3500 = 1554 cm^2$$

$$B^2 = \frac{1.148-1}{1554} = 9.52\times10^{-5}$$

$$B = 9.76\times10^{-3} cm^{-1}$$

از معادله (۶-۹۳) استفاده می‌کنیم

$$CotBR = -\frac{1}{BL_{Tr}} = -\frac{1}{9.76\times10^{-3}\times59} = -1.74$$

$$BR = 2.62$$

وبالاخره

$$R = \frac{2.62}{B} = \frac{2.62}{9.76\times10^{-3}} = 268 cm$$

(ب) اگر راکتور بدون بازتابنده بود، شعاع R_0 برابر بود با

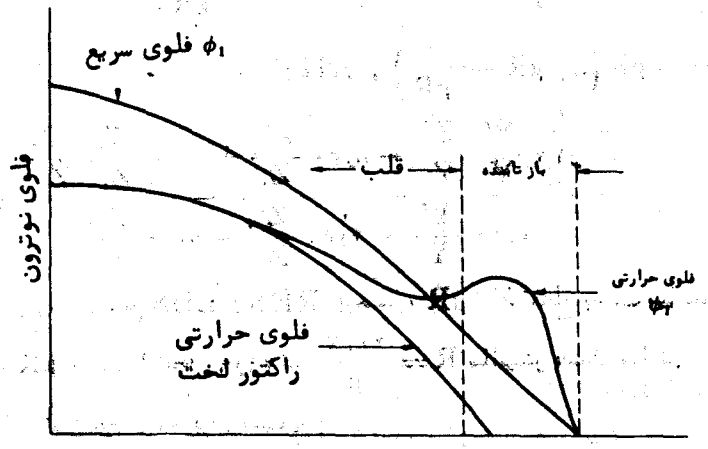
$$B = \frac{\pi}{R_0}$$

$$R_0 = \frac{\pi}{B} = \frac{\pi}{۹٫۷۶ \times ۱۰^{-۲}} = ۳۲٫۲ cm$$

فلو دریک راکتور حرارتی بازتابنده

دو حالتی که روش تک‌گروهی مقادیر قابل قبولی برای جرم بحرانی به‌دست می‌دهد، این روش فلو و اندوسرتاسر راکتور را به‌دقت پیش‌بینی نمی‌کند، به‌ویژه در مورد راکتور حرارتی. محاسبات توزیع دقیقتر نیاز به‌روش دوگروهی یا محاسبات چندگروهی دارد. درحالی که چنین محاسباتی برای یک راکتور بازتابنده خارج ازبحث این کتاب است*، نتایج بدست آمده جالب و اثر مهمی برطرح راکتور حرارتی دارد.

در حالت ویژه، محاسبات دوگروهی را برای یک هنداد (سیستم) دارای لایه بازتابنده در نظر می‌گیریم. برطبق معمول Φ_1 را فلوی سریع، رفتار نوترون‌های سریع را نشان می‌دهد نوترون‌های حرارتی در فلوی حرارتی Φ_T گنجانده شده است. یکی از نتایج جالب چنین محاسبه‌ای در توزیع فلوی حرارتی است که در نزدیکی مرز قلب ـ بازتابنده ازدیاد ناگهانی درآن، همان طوری که در شکل ۶ـ۵ نشان داده شده است به‌وجود می‌آید و اینگونه رفتار Φ_T که بانظریه تک‌گروهی پیش‌بینی نمی‌شود مربوط به کند شدن نوترون‌های سریعی



شکل ۶ـ۵ توزیع فلوی حرارتی وسریع دریک راکتور حرارتی بازتابنده وتوزیع فلوی حرارتی دریک راکتور حرارتی لخت معادل

---

* یکی از روش‌های متداول وساده در محاسبات حالت بحرانی یک راکتور بازتابنده

بقیه پاورقی درصفحه بعد

ادامه پاورقی از صفحه قبل

استفاده از معادلات دوگروه انرژی است که درعین‌حال اینکه حتی با یک ماشین حساب ساده قابل محاسبه است جوابهای نسبتاً دقیقی بدست میدهد. ودر بسیاری ازمسائل استفاده ازاین روش بسیار آموزنده و موثر درتصمیم‌گیری نهایی است. مفصل این روش درکتابهای‌مختلفی بهمین(۱) نام و نیز درکتاب دیگر مولف(۲) د رفصل ۱۰ بحث شده است. در اینجا فقط بذکر یک‌مثال قناعت می کنیم.

شعاع بحرانی یک قلب کروی یک راکتور حاوی مخلوط همگون اورانیوم ۲۳۵ و آب معمولی بعنوان کندکننده و بازتابنده بینهایت راحساب کنید. بارجوع به کمیت‌های مربوط روابط باختصار بصورت زیرخواهند بود.

$$\mu = ۰٫۱۱۳ \quad , \quad \eta_T = ۲٫۰۷ \quad , \quad \lambda = ۰٫۶۵۱ \quad , \quad f = \frac{N_{۲۳۵}\sigma_{a۲۳۵}}{N_{۲۳۵}\sigma_{a۲۳۵} + N_w\sigma_{aw}}$$

$$= ۰٫۶۷۱ \quad , \quad k_\infty = \eta f = ۱٫۳۹۰$$

$$S_۱ = ۰٫۶۷۶ \quad , \quad S_۲ = -۰٫۲۶ \quad , \quad X = \frac{\sin \mu r}{r} \quad , \quad \frac{X'}{X} = \mu\left(\cot \mu R - \frac{۱}{\mu R}\right)$$

$$Y = \frac{\sin \lambda r}{۲} \quad , \quad \frac{Y'}{Y} = \lambda\left(\coth \lambda R - \frac{۱}{\lambda R}\right)$$

$$S_۳ = ۳٫۰۴ \quad , \quad Z = \frac{۱}{r} e^{-kr} \quad , \quad \frac{Z'}{Z} = k\left(۱ + \frac{۱}{kR}\right)$$

$$LHS = -\mu R\left(\cot \mu R - \frac{۱}{\mu R}\right) \quad , \quad RHS = R \times$$

$$\frac{۲٫۳۷ \frac{Y'}{Y}\frac{Z'_۲}{Z_۲} - ۸٫۳۰ \frac{Z'_۱}{Z_۱} + ۰٫۹۳ \frac{Z'_۱}{Z_۱}\frac{Z'_۲}{Z_۲}}{۰٫۹۳ \frac{Y'}{Y} + ۲٫۳۷ \frac{Z'_۱}{Z_۱} - ۸٫۳۰ \frac{Z'_۲}{Z_۲}}$$

از رسم دوتابع LHS و RHS برحسب μR نقاط تقاطع بدست میایندکه اولین آن $\mu R = ۲٫۴۷$ است. ازآنجا $R = \frac{۲٫۴۷}{\mu} = ۲۱٫۹$ سانتیمتر بدست میاید.

جرم بحرانی اورانیوم ۲۳۵ برابر است با :

$$m_{۲۳۵} = m_w\left(\frac{M_{۲۳۵}}{M_w}\right)\left(\frac{N_{۲۳۵}}{N_w}\right) \quad , \quad m_w = \frac{۳}{۴}\pi R^۳ \rho = ۴۱٫۶ kg \quad , \quad m_{۲۳۵} = ۱٫۱۰ kg$$

۱ - Two Group Reactor Theory J. L. Meem

۲ - Nuclear Reactor Theory J.R. Lamarsh

است که از قلب به‌لایه بازتابنده فرار می‌کنند. این نوترون‌های حرارتی در بازتابنده به‌سرعتی که نوترون‌های حرارتی در قلب جذب می‌شوند ، جذب نمی‌شوند، زیرا لایه بازتابنده بدون سوخت است وسطح مقطع جذب آن بسیار کمتراست. بنابراین ،نوترون‌های حرارتی دربازتابنده تراکم پیدامی‌کنند تااینکه دوباره وارد قلب می‌شوند، از سطح خارجی بازتابنده فرارمی‌کنند یا جذب می‌شوند.

اثر مهم افزایش فلوی حرارتی در بازتابنده این است که توزیع فلو حرارتی در قلب تااندازه‌ای تخت می‌شود. این اثر را می‌توان در شکل ۶-۵ مشاهده نمود که توزیع فلو را در راکتورلخت نیز نشان می‌دهد. فلو در نزدیکی مرز مشترك قلب- بازتابنده، در نتیجه جریان نوترون‌های حرارتی از قلب به‌بازتابنده ، افزایش می‌یابد. لذا بازتابنده نه‌تنها اندازه بحرانی و جرم بحرانی راکتور راکاهش می‌دهد، بلکه آن نیز باعث کاهش نسبت فلوی حداکثر به‌فلوی متوسط می‌شود.

صرفه بازتابنده[1]

کاهش در ابعاد بحرانی قلب یک راکتور در نتیجه استفاده از بازتابنده صرفه - بازتابنده نامیده می‌شود. لذا برای یک راکتورکروی،اگر شعاع قلب لخت آن R_0 وشعاع قلب دارای‌بازتابنده R باشد، صرفه بازتابنده به‌صورت زیر بیان می‌شود

$$\delta = R_0 - R \qquad (۶-۹۷)$$

مثلا، برای راکتور مثال (۶-۸) شعاع قلب دارای بازتابنده ۲۶۸ سانتیمتر در حالی که‌شعاع راکتور لخت باهمان ترکیب ۳۲۲ سانتیمتر می‌باشدلذا صرفه بازتابنده دراین حالت برابر

$$\delta = ۳۲۲ - ۲۶۸ = ۵۴ \text{cm}$$

سانتیمتر است. در مورد راکتور تیغه‌ای بدون بازتابنده و دارای بازتابنده اگر ضخامت به‌ترتیب a_0 و a باشد،صرفه‌بازتابنده به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\delta = \frac{۱}{۲}(a_0 - a) \qquad (۶-۹۸)$$

در اینجا ضریب ۲/۱ لازم است زیرا تیغه دوطرفه است .

اگر صرفه بازتابنده را از قبل بدانیم، محاسبه ابعاد بحرانی‌یک راکتور بازتابنده فقط نیاز به حل بسیار ساده یک راکتور لخت (معادل) دارد. لذا برای‌کره 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 δ خود نیاز به‌حل تحلیلی یا تجربی مساله راکتور دارای

۱- Reflector Saving

بازتابنده دارد. اهمیت عملی صرفه‌بازتابنده دراین حقیقت نهفته است که δ نسبت به‌تغییرات ترکیب راکتور غیر حساس است. این بدان معنی است که اگر δ برای یک راکتور تعیین شود سپس همان مقدار δ برای راکتور متفاوتی باترکیب مشابه می‌تواند به کار رود.

برای محاسبه تقریبی ابعاد یا جرم بحرانی یک راکتور حرارتی دارای بازتابنده، بجز آنهایی که دارای کند کننده یا بازتابنده آبی هستند، رابطه ساده زیر می‌تواند به‌کار رود:

$$\delta \simeq \frac{\overline{D_c}}{\overline{D_r}} L_{Tr} \qquad (۹۹-۶)$$

در اینجا علامات معانی معمولی خودرا دارند. معادله (۹۹-۶) فقط وقتی درست است که ضخامت بازتابنده چندبرابر طول پخش باشد. دراین حالت، بازتابنده عملا بینهایت است، یعنی افزایش در ضخامت بازتابنده اندازه بحرانی قلب راکاهش نمی‌دهد. عملا، تمام راکتورها دارای بازتابنده بینهایت هستند.

به‌طوری که قبلا اشارشد، روش یک‌گروهی ، که دراین قسمت برای حل‌مسائل راکتورهای دارای بازتابنده مورد استفاده قرارگرفت، نمی‌تواند به‌دقت برای راکتورهای آبی دارای‌بازتابنده آبی‌به کار رود زیرا τ_T خیلی بزرگتراز L_T^2 است. درهرحال، برای‌دستیابی به‌حل راکتورهای از این نوع رابطه نیمه‌تجربی زیر، که به‌وسیله دویچ[1] به‌دست آمده، می‌تواند برای محاسبه صرفه بازتابنده به کار رود.

$$\delta = ۷٫۲ + ۰٫۱۰(M_T^2 - ۴۰) \qquad (۱۰۰-۶)$$

که δ برحسب سانتیمتر و M_T^2 سطح مهاجرت قلب برحسب سانتیمتر مربع است. کاربرد معادله (۱۰۰-۶) در مثال زیر تشریح شده است .

مثال ۶-۹ مطلوب است محاسبه شعاع قلب‌بحرانی و جرم بحرانی راکتورکروی با کند کننده و بازتابنده آب دارای چگالی واحد. قلب دارای $U^{۲۳۵}$ باغلظت ۰٫۱۴۵ گرم در درسانتیمتر مکعب است (نظیر مثال ۶-۶).

حل. از مثال ۶-۶ داریم $M_T^2 = ۳۰٫۸ cm^2$ وهمچنین

$$\delta = ۷٫۲ + ۰٫۱۰(۳۰٫۸ - ۴۰) = ۶٫۳ cm$$

وهمچنین ازآن مثال داریم $B^2 = ۲٫۸ \times ۱۰^{-۳} cm^{-2}$ به‌طوری‌که $B = ۰٫۰۵۲۹ cm^{-1}$ است شعاع راکتور لخت برابر است با

$$R_0 = \frac{\pi}{B} = \frac{\pi}{۰٫۰۵۲۹} = ۵۹٫۴ cm$$

۱- R. W. Deutsch

وشعاع کره دارای بازتابنده برابر است با

$$R = R_0 - \delta = ۵۹٫۴ - ۶٫۳ = ۵۳٫۱ cm$$

جرم بحرانی برابر است با

$$m_F = ۰٫۰۱۴۵ \times \frac{۴}{۳} \times \pi \times ۵۳٫۱^۳ = ۹٫۰۹ \times ۱۰^۳ g$$

$$= ۹٫۰۹ kg$$

این مقدار به‌مراتب کمتر از مقدار ۱۴/۵ کیلوگرم برای راکتور بدون بازتابنده مثال (۶-۶) است.

۶-۷ محاسبات چندگروهی

روش یک گروهی فقط خواص بسیار تقریبی یک راکتور بحرانی را به‌دست می‌دهد و برای اینکه نتایج دقیق‌تری به‌دست آورد لازم است محاسبات چندگروهی از نوعی که درقسمت ۵-۸ بیان شد انجام داد. برای تشکیل معادلات چندگروهی برای یک راکتور بحرانی، سه گروه پایای تازه ابتدا باید تعریف شود:

Σ_{fg} = سطح مقطع شکافت ماکروسکپی متوسط‌گیری شده روی گروه‌ها

ν_g = تعداد متوسط نوترون‌های شکافت آزاد شده در نتیجه القای شکافت به‌وسیله نوترون‌های گروه g ام

χ_g = کسری از نوترون‌های شکافت که در انرژی‌گروه g قرار دارند. تعداد شکافت در هر سانتیمتر مکعب در ثانیه درگروه h را می‌توان به‌صورت $\Sigma_{fh}\Phi_h$ نوشت که Φ_h فلوی گروه h است. در نتیجه، این شکافت‌ها، $\nu_h\Sigma_{fh}\Phi_h$ نوترون آزاد می‌شود. تعداد کل نوترون‌هایی که در نتیجه شکافت در تمام‌گروه‌ها تابش شده‌اند برابر است با

$$\sum \nu_h \Sigma_{fh} \Phi_h$$

که درعمل جمع روی تمام‌گروه‌ها انجام شده است. اگر کسر χ_g از این نوترون‌ها درگروه g ظاهر شود، نتیجه می‌شود که عبارت چشمه S_g برای‌گروه g معادله چندگروهی (معادله ۵-۵) برابر است با

$$S_g = \chi_g \sum_{h=1}^{N} \nu_h \Sigma_{fh} \Phi_h \qquad (۶-۱۰۱)$$

باقرار دادن این رابطه در معادله (۵-۰) به‌صورت زیر در می‌آید

$$D_g \nabla^2 \Phi_g - \Sigma_{ag}\Phi_g - \sum_{h=g+1}^{N} \Sigma_{g\to h}\Phi_g + \sum_{h=1}^{g-1} \Sigma_{h\to g}\Phi_h + \chi_g \sum_{h=1}^{N} \nu_h \Sigma_{fh}\Phi_h = 0$$

(۱۰۲-۶)

این معادله گروه g از یک دستگاه معادلات N گروهی است.

برای راکتورهای معمولی که دارای چندین ناحیه با خواص متفاوت موادی هستند برای هر ناحیه دسته معادلاتی نظیر (۱۰۲-۶) وجود دارد. در این حالت، لازم است معادلات هرناحیه را حل کرده و شرایط مرزی را در فصل مشترك به‌اضافه سطح راکتور به‌کار برد. این روش به‌طور عملی فقط به‌کمك کامپیوتر الکترونیکی خیلی سریع قابل انجام است و برنامه‌های کامپیوتری زیادی برای حل معادلات چندگروهی نوشته شده است.

برای یک راکتور بینهایت، فلوها مستقل از مکان بوده، Φ_g مقداری است ثابت لذا $\nabla^2 \Phi_g = 0$ است و معادلات چندگروهی تبدیل به‌دسته‌ای از معادلات جبری خطی با ضرائب ثابت برحسب مجهول‌های $\Phi_1, \Phi_2, \ldots, \Phi_N$ می‌شوند. از آنجا که این معادلات همگون هستند، بر طبق قاعده کرامر، جوابی جز $\Phi_1 = \Phi_2 = \ldots \Phi_N = 0$ وجود ندارد مگر دترمینان ضرائب فلوها برابر صفرگردد که در حقیقت شرط بحرانی بودن هنداد بینهایت است. باتغییردادن غلظت سوخت، مقدار دترمینان نیز تغییر می‌کند. غلظتی که دترمینان برای آن صفر می‌شود ترکیب لازم برای بحرانی شدن هنداد است. مقادیر نسبی فلوهای $\Phi_1, \Phi_2, \ldots, \Phi_N$ را می‌توان از حل معادلات خطی چندگروهی بااستفاده از ضرائب حساب شده ترکیب بحرانی به‌دست آورد. مقادیر مطلق فلوها به‌دست آورده نمی‌شوند زیرا بستگی به‌سطح قدرت راکتور دارد. با وجود این، مقادیر نسبی فلو برای تخمین زدن توزیع انرژی نوترونها یا طیف انرژی نوترونی راکتور کافی است.

محاسبات طیف نوترون‌های یک راکتور بینهایت به‌طریق زیر درطرح راکتور به‌کار می‌رود. به علت پیچیدگی معادلات چندگروهی برای یک راکتور چند ناحیه‌ای، محدود، در نظر گرفتن تعداد زیاد گروههای انرژی محاسبات از لحاظ زمان کامپیوتر پرهزینه است به‌ویژه در مراحل اولیه طرح راکتور که این محاسبات بایستی به‌طور مکرر به‌علت تغییر دادن پاياها تکرار شوند. بنابراین، در انجام محاسبات طرحهای اولیه راکتورهای محدود استفاده از چند (۴ یا ۳) گروه عملی‌تر است، لکن پاياهای چندگروهی موردنیاز بااستفاده از محاسبات تعداد زیادی گروه راکتورهای بینهایت به‌دست آمده‌اند. فقط وقتی که طرح راکتور کم‌وبیش به‌مرحله نهائی رسیده باشد که در مقیاس بزرگ ساخته شود محاسبات چندین گروهی، تابع مکان به‌کار

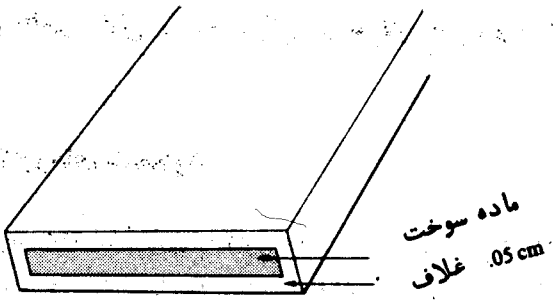
می‌رود. این روش تخمین دقیقی از جرم بحرانی، توزیع فلو وقدرت و دیگر خواص هنداد را به‌دست می‌دهد.

۶ـ۸ راکتورهای ناهمگون

تااینجا فرض شده است قلب راکتور حاوی مخلوط همگونی از ماده شکافت حرارتی، خنک‌کننده (واگر راکتور حرارتی باشد) وکندکننده است درحالی که دراغلب راکتورهاسوخت به صورت میله‌های سوخت به صور مختلف می‌باشد. این نوع راکتورهای ناهمگون به دو گروه تقسیم می‌شوند. اگر پویش متوسط آزاد نوترون، از هرگروه انرژی نسبت به‌ضخامت میله‌های‌سوخت بزرگ باشد، لذا احتمال این که نوترون بیش‌از یک برخورد متوالی دریک میله سوخت داشته باشد بعید است. در این حالت ،قلب راکتور از نقطه نظر حرکت نوترون‌ها همگون تصور می‌شوند و راکتور راشبه همگون می‌نامند. از طرف دیگر، اگر پویش متوسط آزاد نوترون در یک انرژی قابل مقایسه یا کوچکتراز ضخامت میله سوخت باشد، در این‌صورت نوترون ممکن است چندین برخورد در یک میله سوخت انجام دهد، سوخت و کندکننده بایستی به‌طور جداگانه در نواحی متفاوت عمل شوند، دراین صورت راکتور را ناهمگون می‌نامند.در راکتورهائی که میله‌های سوخت به‌صورت صفحات نازك می‌باشند اغلب از نوع شبه همگون است، به‌ویژه اگر سوخت خیلی غنی باشد وبنابراین غلظت سوخت در میله کم است. اغلب راکتورهای (حرارتی) قدرت جدید دارای اورانیوم کمی غنی شده‌اند (فقط چند درصد وزنی) ، میله‌های سوخت نازك 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 بااستفاده از روابطی که در قسمتهای قبلی برای راکتورهای همگون به‌دست آمده است محاسبه کرد. فقط لازم است درمحاسبات از چگالی اتمی برای‌راکتور همگون معادل به‌طوری که در مثال زیر آمده است استفاده کرد.

مثال ۶ـ۱۰ صفحات سوخت یک راکتور حرارتی متحرك به‌طوری که در شکل ۶ـ۶ نشان داده شده‌اند به‌صورت ساندویچ های نازك هستند. غلاف آن از زیرکونیوم و «مغز» آن مخلوطی از $U^{۲۳۵}$ و زیرکونیوم، حاوی حدود ۱۰ اتم زیرکونیوم در مقابل هر اتم اورانیوم است. غلاف‌و مغز هرکدام ۰/۰ سانتیمتر ضخامت دارند. صفحات در داخل آب کندکننده و خنک‌کننده به‌نحوی قرارگرفته اند که کل حجم صفحات و آب یکی است. مطلوب است محاسبه (الف) پویش‌متوسط آزاد نوترون‌های‌حرارتی درغلاف‌زیرکونیوم و مغز (ب)مقدار منفی 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 10^{24} برابر ۰/۰۴۲۹ وسطح مقطع کل آن برای نوترون‌های حرارتی تقریباً برابر ۶/۶ بارن است. بنابراین پویش‌متوسط آزاد غلاف برابر است با

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_t} = \frac{1}{0.0429} \times 6.6 = 3.5\,\text{cm}$$

برای پیدا کردن پویش متوسط آزاد در مغز لازم است Σ_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 $N_z = 0.0429$ غلظت اتم U^{235} برابر است با

$$N_{25} = \frac{0.0429}{150} = 2.86 \times 10^{-4}$$

وسطح مقطع کل اورانیوم۲۳۵ برابر است با

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s = 681 + 8.9 \simeq 690 \text{ بارن}$$

لذا برای مغز* داریم

$$\Sigma_t = 2.86 \times 10^{-4} \times 690 + 0.0429 \times 6.6 = 0.480\,\text{cm}^{-1}$$

پویش متوسط آزاد برابر است :

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_t} = 2.1\,\text{cm}$$

---

* این محاسبه مغایر بابحث قسمت ۳-۳ به‌نظر می‌آید که سطح مقطع های پراکندگی حرارتی نباید باسطح مقطع جذب جمع شود. در هرصورت، بیشترین اثر سوخت به Σ_t درنتیجه جذب‌است واین را می‌توان به‌پراکندگی افزود.

پویش متوسط آزاد در غلاف ۰ر۷ = $\frac{۳ر۵}{۰ر۰۵}$ برابر ضخامت غلاف، درحالی که ۴۲ = $\frac{۲ر۱}{۰ر۰۵}$ برابر ضخامت مغز است. واضح است قلب راکتور شبه همگون است.

(ب) به طور معمول $k_\infty = \eta_T f$ است. که برای اورانیوم ۲۳۵ در درجه حرارت معمولی $\eta_T = ۲ر۰۶۵$ می‌باشد. برای محاسبه f دانسیته اتم آب، زیرکونیوم و $U^{۲۳۵}$ یک مخلوط همگون معادل باید به‌کار برد. از آنجاکه آب وزیرکونیوم هرکدام نیمی از حجم را اشغال می‌کنند دانسیته اتمی مربوط به آنها درست نصف مقدار معمولی آنهاست. برحسب واحد $۱۰^{۲۴}$.

$$N_w = ۰ر۵ \times ۰ر۰۳۳۴ = ۰ر۰۱۶۷$$

که ۰ر۰۳۳۴ دانسیته مولکولی آب به‌جرم ویژه واحد است و

$$N_z = ۰ر۵ \times ۰ر۰۴۲۹ = ۰ر۰۲۱۵$$

اورانیوم موجود در حجم برابر یک سوم حجم ساندویچ یا یک ششم حجم کل است و دانسیته اتمی $۱۰^{-۴} \times ۲ر۸۶$ می‌باشد لذا برای مخلوط داریم

$$N_{۲۵} = ۲ر۸۶ \times ۱۰^{-۴}/۶ = ۴ر۷۷ \times ۱۰^{-۵}$$

سطح مقطع های میکروسکپی $U^{۲۳۵}$، زیرکونیوم وآب (برای هرمولکول) در انرژی ۰ر۰۲۵۳ev به‌ترتیب عبارتنداز ۶۸۱، ۰ر۱۸۵ و ۰ر۶۶۴. بارن. ضریب غیر $\frac{۱}{v}$ اورانیوم ۲۳۵ در درجه حرارت ۲۰°c برابر ۰ر۹۷۸ است. مقدار f در زیر بدست می‌آید.

$$f = \frac{۰ر۹۷۸ \times ۶۸۱ \times ۱۰^{-۵} \times ۴ر۷۷}{۰ر۶۶۴ \times ۰ر۰۱۶۷ + ۰ر۱۸۵ \times ۰ر۰۲۱۵ + ۰ر۹۷۸ \times ۶۸۱ \times ۱۰^{-۵} \times ۴ر۷۷}$$

$$= ۰ر۶۷۸۳$$

لذا

$$k_\infty = ۲ر۰۶۵ \times ۰ر۶۷۸۳ = ۱ر۴۰۱$$

محاسبات برای راکتورهای ناهمگون به‌مراتب مشکلتر از محاسبات مربوط برای راکتورهای همگون است. هنوزهم می‌توان رابطه $k_\infty = \eta_T f p \varepsilon$ را نوشت و محاسبات بحرانی راکه قبلا به‌دست‌آمده به‌کاربرد، اما ضرائب دراین روابط باید بادقت محاسبه شوند.

مقدار η_T

اغلب راکتورهای ناهمگون دارای‌سوخت اورانیوم طبیعی یا کمی غنی شده به‌صورت فلز یا اکسید است. عبارت «سوخت» به‌مخلوطی‌از $U^{۲۳۵}$، $U^{۲۳۸}$ واکسیژن اطلاق‌می‌شود. درهر حالت، η_T را می‌توان از رابطه زیر به‌دست آورد.

$$\eta_T = \frac{\nu_{۲۵} \bar{\Sigma}_{f۲۵}}{\bar{\Sigma}_{a۲۵} + \bar{\Sigma}_{a۲۸}} \qquad (۱۰۳-۶)$$

چون سطح مقطع جذب اکسیژن حدود صفر است از رابطه بالا حذف شده است.

مثال ۶-۱۰ η_T را برای اورانیوم طبیعی در درجه حرارت معمولی حساب کنید.

حل. بهتر است معادله (۶-۱۰۳) را به‌صورت زیر بنویسیم

$$\eta_T = \frac{\nu_{25}\bar{\sigma}_{f25}}{\bar{\sigma}_{a25} + \frac{N_{28}}{N_{25}}\bar{\sigma}_{a28}}$$

نسبت $\frac{N_{28}}{N_{25}}$ برای اورانیوم طبیعی برابر ۱۳۸ است. سپس با استفاده از مقدار $\nu_{25} = 2{,}42$ ، $\bar{\sigma}_{a25} = 681\,b$ ، $g_{f25}(20^\circ C) = 0{,}976$ ، $\bar{\sigma}_{a25} = 582\,b$ ، $g_{a28}(20^\circ C) = 0{,}978$ ، $\bar{\sigma}_{a28} = 2{,}70\,b$ ، $g_{a28}(20^\circ C) = 1{,}0017$

$$\eta_T = \frac{2{,}42 \times 582 \times 0{,}976}{681 \times 0{,}978 + 138 \times 2{,}70 \times 1{,}0017} = 1{,}32$$

بهره حرارتی

بهره حرارتی طبق تعریف، احتمال این که یک نوترون حرارتی اگر آخرالامر درمواد قلب راکتور جذب‌شود، در حقیقت، جذب در سوخت چقدر است. این احتمال به نوبه خود عبارت‌است از نسبت تعداد نوترون‌هائی‌است که در سوخت درثانیه جذب می‌شوند به‌تعداد نوترون‌هائی که در ثانیه هم جذب درسوخت می‌شوند وهم جذب درکند کننده* .

تعداد نوترون‌هائی که در ثانیه درسوخت جذب می‌شوند عبارتنداز

$$\int_{V_F} \bar{\Sigma}_{aF}\Phi_T dV$$

که $\bar{\Sigma}_{aF}$ سطح مقطع ماکروسکپی جذب نوترون‌های حرارتی سوخت است وانتگرال‌گیری در حجم سوخت V_F انجام‌گرفته است. این عدد را نیز می‌توان به‌صورت زیرنوشت

$$\bar{\Sigma}_{aF}\bar{\Phi}_{TF}V_F$$

در اینجا $\bar{\Phi}_{TF}$ فلوی حرارتی متوسط در سوخت است. تعداد نوترون‌هائی که در ثانیه جذب کندکننده می‌شوند بارابطه مشابهی داده می‌شود، دراین حالت f عبارت است از

$$f = \frac{\bar{\Sigma}_{aF}\bar{\Phi}_{TF}V_F}{\bar{\Sigma}_{aF}\bar{\Phi}_{TF}V_F + \bar{\Sigma}_{aM}\bar{\Phi}_{TM}V_M} \qquad (۶-۱۰۴)$$

---

* در اینجا فرض می‌شود که قلب راکتور فقط حاوی سوخت وکندکننده است. در راکتورهای واقعی، غلاف، مواد ساختمانی، میله‌های کنترل ودیگر مواد همیشه وجود دارند.

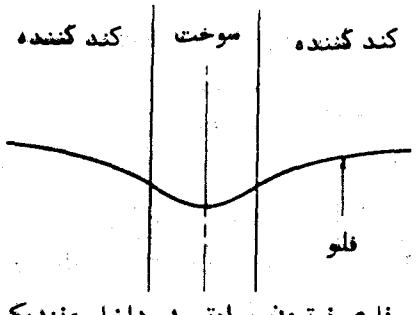
از تقسیم صورت و مخرج معادله (۶-۱۰۴) بر $\bar{\Phi}_{TF}$ ، f بصورت زیر در می‌آید

$$f = \frac{\bar{\Sigma}_{aF} V_F}{\bar{\Sigma}_{aF} V_F + \bar{\Sigma}_{aM} V_M \zeta} \qquad (۶-۱۰۰)$$

که

$$\zeta = \frac{\bar{\Phi}_{TM}}{\bar{\Phi}_{TF}} \qquad (۶-۱۰۶)$$

این رابطه را به‌دلائلی که بعداً بحث خواهیم کرد، ضریب افت‌حرارتی[1] می‌نامند. مقادیر $\bar{\Phi}_{TF}$ و $\bar{\Phi}_{TM}$ را نمی‌توان به‌دقت‌حساب کرد مگر به‌طریق عددی. به هرحال، رفتار کیفی فلو درسوخت و کند کننده در شکل ۶-۷ نشان داده شده است. دیده خواهدشد که فلو در سوخت کمترازفلو درکند کننده است. این موضوع کاملا قابل انتظار است زیرا سطح مقطع جذب سوخت خیلی بیش‌از آن درکند کننده است. همچنین نتیجه‌می‌شود که $\bar{\Phi}_{TF}$ کوچکتراز $\bar{\Phi}_{TM}$ است، برای اینکه در معادله (۶-۱۰۶) ζ از واحدبزرگتر است. این موضوع دارای اثرات مهمی است که بعداً دراین قسمت درنظر گرفته خواهد شد.



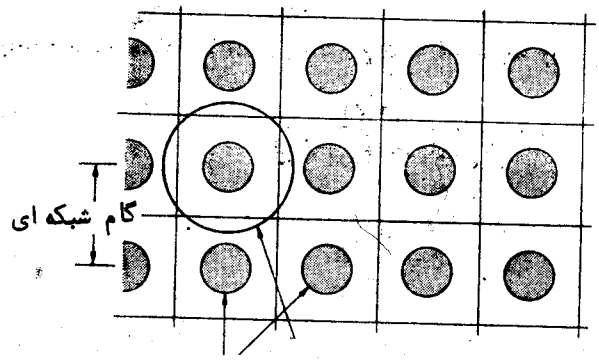
شکل ۶-۷ فلوی نوترون حرارتی در داخل ونزدیکی سوخت

اگرچه f را نمی‌توان به طریق تحلیلی محاسبه کرد، لکن امکان دارد روابط تقریبی برای‌محاسبه این پایا به‌دست آورد. دراین تقریب‌ها، لایه بینهایت‌یاشبکه میله‌های سوخت‌را به‌واحد شبکه[2] مطابق شکل ۶-۸ تقسیم می‌کنیم. محاسبه شدتی که نوترون‌ها در سوخت و کند کننده جذب می‌شوند در یک واحد استوانه‌ای معادل یعنی واحد شبکه که حجم آن برابر باحجم واحد شبکه غیراستوانه‌ای است‌انجام‌می‌دهیم. این روش راروش ویگنرسایتز[3] می‌نامند.

۱- Thermal disadvantage Factor

۲- Unit cell

۳- Wigner - Seitz method



شکل ۶-۸ شبکه مربعی میله‌های سوخت و نمایش یک واحد شبکه معادل

نتایج این محاسبات معمولا به‌شکل زیر بیان می‌شود:

$$\frac{1}{f} = \frac{\bar{\Sigma}_{aM} V_M}{\bar{\Sigma}_{aF} V_F} F + E \qquad (۶-۱۰۷)$$

که F و E توابع شبکه نامیده می‌شوند. درساده‌ترین محاسبات این توابع، درحالتی که‌نظریه پخش‌در سوخت و کند کننده‌صادق باشد F و E عبارتند از

$$F(x) = \frac{x I_0(x)}{2 I_1(x)} \qquad (۶-۱۰۸)$$

و

$$E(y,z) = \frac{z^2 - y^2}{2y} \left[\frac{I_0(y) K_1(z) + K_0(y) I_1(z)}{I_1(z) K_1(y) - K_1(z) I_1(y)} \right] \qquad (۶-۱۰۹)$$

در این روابط $x = a/L_F$ ، $y = a/L_M$ و $z = b/L_M$

که a شعاع میله سوخت، b شعاع واحد شبکه معادل و L_F و L_M طول پخش در سوخت و کند کننده‌است. فهرست کوتاهی از مقادیر L_F در جدول ۶-٤ داده شده‌است. توابع I_n و K_n وقتی $n = 0$ هستند توابع تعدیلی بسل[۲] خوانده می‌شوند. جدول کوتاهی از مقادیر این توابع در انتهای پیوست ٥ داده شده است.

معادلات (۶-۱۰۸) و (۶-۱۰۹) برای محاسبات راکتورهایی که $a \ll b$ است نسبتاً دقیق است یعنی راکتورهائی که در آنها حجم کند کننده خیلی بیش از حجم سوخت باشد. این حالت در راکتورهای گازی معمولا وجود دارد. در هرصورت ،این معادلات فقط یک تخمین

۱- Lattice Functions ۲- Modified Bessel Functions

غیر دقیقی برای محاسبه f راکتورهائی که شبکه های آنها کاملا به هم چسبیده است به‌دست می‌دهد.

اغلب راکتورهای جدید قدرت از نوع اخیر وبرای 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 F و E برای میله‌های استوانه‌ای است استفاده کرد.

جدول ۶ - ٤

طول های پخش حرارتی سوخت

سوخت	L_F , cm
اورانیوم طبیعی	۱٫۵۰
U_3O_8	۳٫۷

$$F(x)=1+\frac{1}{2}\left(\frac{x}{2}\right)^2-\frac{1}{12}\left(\frac{x}{2}\right)^4+\frac{1}{48}\left(\frac{x}{2}\right)^6\cdots \qquad (110-6)$$

$$E(y,z)=1+\frac{z^2}{2}\left[\frac{z^2}{z^2-y^2}\ln\left(\frac{z}{y}\right)-\frac{3}{4}+\frac{y^2}{4z^2}+\cdots\right] \qquad (111-6)$$

مثال ۶-۱۲ قلب راکتور آزمایشی حاوی شبکه های مربعی میله های سوخت اورانیوم طبیعی در داخل گرافیت قرار داده شده‌اند. میله‌ها به شعاع ۲٫۱ سانتیمتر به فاصله ۲٫۵٤ سانتیمتر ازهم 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. هردو واحد شبکه ای در شکل ۶-۹ نشان داده شده‌اند. این واحدها هم طول هستند، لذا برای اینکه هم حجم باشند لازم است

$$\pi b^2=(2.54)^2$$

ولذا

$$b=\frac{2.54}{\sqrt{\pi}}=1.43\ \text{cm}$$

* نزدیکترین فاصله بین مراکز دومیله مجاور دراین مثال ۲٫۵٤ سانتیمتر است، فاصله شبکه‌ای یاگام شبکه نامیده می‌شود.

برای اورانیوم طبیعی $L_T = ۱ر۰۰cm$ در حالی که برای گرافیت $L_T = ۰ر۵۹cm$ است. بنابراین

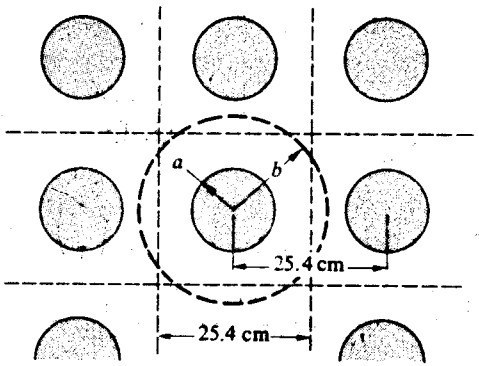
$$x = \frac{۱ر۰۲}{۱ر۵۵} = ۰ر۶۵۸$$

$$y = \frac{۱ر۰۲}{۵۹} = ۰ر۰۱۷۳$$

$$z = \frac{۱۴ر۳}{۵۹} = ۰ر۲۴۲$$

با قرار دادن این مقادیر در معادلات (۶-۱۱۰) و (۶-۱۱۱) خواهیم داشت

$$E = ۱ر۰۵۵۷ \quad , \quad F = ۱ر۰۵۳۲$$



شکل ۶-۹ یک شبکه مربعی با گام ۲۵ر۴ سانتیمتر

از جدول ۳ پیوست ۲ سطح مقطع ها در انرژی ۰ر۰۲۵۳ev برابرند با:

$$\Sigma_{aF} = ۰ر۳۶۶۸cm^{-1} \quad , \quad \Sigma_{aM} = ۰ر۰۰۰۲۷۲۸cm^{-1}$$

وهمچنین

$$V_M/V_F = (b^2 - a^2)/a^2 = ۱۹۵ر۶$$

باقرار دادن این مقادیر در معادله (۶-۱۰۷) داریم:

$$\frac{۱}{f} = \frac{۰ر۰۰۰۲۷۲۸ \times ۱۹۵ر۶}{۰ر۳۶۶۸} \times ۱ر۰۵۳۲ + ۱ر۰۵۵۷ = ۱ر۲۰۸۹$$

$$f = ۰ر۸۲۷۲$$

احتمال فرار از رزنانس

باپرگشت به‌قسمت (۶-۵) احتمال فرار از رزنانس، همان‌طوری که از نامش مستفاد

می‌شود، احتمال این است که یک نوترون شکافت در ضمن کندشدن به‌انرژی حرارتی از جذب در رزنانس ها فرار می کند. روش های تحلیلی ـ عددی برای محاسبه p با استفاده از داده‌های سطح مقطع هسته‌ای ابداع شده است، اما شرح آنها خارج از بحث این کتاب است. دراین مورد ، اندازه‌گیری‌های زیادی برای p انجام شده است و نشان داده‌اند که p را می‌توان با رابطه تقریبی زیر بیان نمود

$$p = \exp\left[-\frac{N_F V_F I}{\xi_M \Sigma_{SM} V_M}\right] \qquad (۶-۱۱۲)$$

در اینجا N_F دانسیته اتمی سوخت برحسب $۱۰^{۲۴}$ ، V_F و V_M به‌ترتیب حجم سوخت و حجم کندکننده ، ξ_M افزایش متوسط لتارژی در هر برخورد درکندکننده (قسمت ۳-ه) ، Σ_{SM} سطح مقطع ماکروسکپی پراکندگی در انرژی رزنانس می‌باشند . I پایایی است که به‌انتگرال رزنانس مشهور است. مقادیر I برای میله‌های سوخت استوانه‌ای با رابطه نیمه تجربی زیر بیان می‌شود

$$I = A + C/\sqrt{ap} \qquad (۶-۱۱۳)$$

در این رابطه A و C مقادیر ثابت تجربی هستند که در جدول (۶-ه) داده شده‌اند، a شعاع میله سوخت و ρ جرم ویژه سوخت است. برای سهولت در محاسبات مقدار $\xi_M \Sigma_{SM}$ در جدول ۶-۶ داده شده است .

جدول ۶-ه

مقادیر ثابت برای محاسبه I*

سوخت	A	C
^{۲۳۸}U (فلز)	۲٫۸	۳۸٫۳
$^{۲۳۸}UO_۲$	۳٫۰	۳۹٫۶
^{۲۳۲}Th (فلز)	۳٫۹	۲۰٫۹
$^{۲۳۲}ThO_۲$	۳٫۴	۲۴٫۵

* مبنی برگزارش پتوس وبالدوین، شرکت بب کاك و ویل کاکس

BAW – ۱۲۴۴ , ۱۹۷۲ , BAW – ۱۲۸۶ , ۱۹۶۳

باید یادآور شد که برطبق معادله (۶-۱۱۲) I دارای بعد سطح مقطع است. وقتی مقادیرثابت جدول (۶-ه) را در معادله (۶-۱۱۳) قرار می‌دهیم I برحسب بارن به‌دست می‌آید. به‌هرحال a باید برحسب سانتیمتر و ρ برحسب‌گرم در سانتیمتر مکعب داده شوند ـ لازم به تذکر

است که اگرچه مقادیر ثابت A و C جدول (۶-۵) برای جاذب‌های رزنانس خالص ^{238}U و ^{232}Th داده شده‌اند، لکن این مقادیر ثابت برای اورانیوم کمی غنی‌شده ویا توریوم حاوی کمی اورانیوم ^{233} به‌وجود آمده درست است. مقادیر کم ^{235}U یا ^{233}U موجود درسوخت به‌طور قابل ملاحظه‌ای قدرت جذب رزنانس ^{238}U یا ^{232}Th راتغیر نمی‌دهد - برحسب مورد سوخت اساساً ^{238}U یا ^{232}Th است.

مثال ۶-۱۳ مقدار p شبکه مثال (۶-۱۲) را حساب کنید.

حل. شعاع میله ۱٫۰۲ = a سانتیمتر وجرم ویژه اورانیوم ۱۹٫۱ گرم درسانتیمتر مکعب است. از معادله (۶-۱۱۳) مقدار انتگرال رزنانس برابر است با

$$I = 2{,}8 + 38{,}3/\sqrt{1{,}02 \times 19{,}1} = 11{,}05\,b$$

از جدول ۳ پیوست ۲ داریم $N_F = 0{,}0483$ ، برحسب واحد 10^{24} ، از جدول ۶-۶ مقدار $\xi_M\Sigma_{sM} = 0{,}0608$ واز مثال ۶-۱۲ داریم $V_M/V_F = 1{,}905$. باقرار دادن این مقادیر معادله (۶-۱۲۲) رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$p = \exp\left[-\frac{0{,}0483 \times 11{,}05}{0{,}0608 \times 1{,}905}\right]$$

$$= \exp(-0{,}4670) = 0{,}9044$$

جدول ۶-۶

مقادیر $\xi_M\Sigma_{sM}$

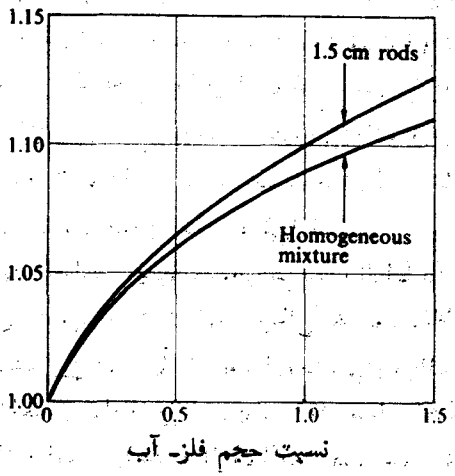
کند کننده	$\xi_M\Sigma_{sM}$
آب	۱٫۴۶
آب‌سنگین	۰٫۱۷۸
برلیوم	۰٫۱۵۵
گرافیت	۰٫۰۶۰۸

شکافت سریع

ضریب شکافت سریع، ، یعنی نسبت تعداد کل نوترون‌های حاصل از شکافت حرارتی وسریع به‌تعداد نوترون‌های حاصل از شکافت حرارتی به‌تنهائی، در بسیاری از راکتورهای ناهمگون محاسبه و اندازه‌گیری شده است. نتایج تجربی با میله‌های* سوخت اورانیوم کمی

* به‌طوری که قبلا اشاره شد، اغلب راکتورهای قدرت جدید، حداقل آنهائی که در ایالات متحده قرار دارند، اورانیوم کمی غنی‌شده (۲ تا ۳ درصد وزنی) استفاده می‌کنند. از آنجا که در درجه غنی بودن کم ، مقدار اورانیوم ^{238} سوخت مستقل از درجه غنی بودن است، مقدار ε زیاد بستگی به‌درجه غنی بودن ندارد .

غنی شده به قطر ۱٫۵ سانتیمتر در آب معمولی در شکل (۶-۱۰) نشان داده شده است . دیده می‌شود که ε 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 درهنداد (سیستم) احتمال برخورد یک نوترون شکافت به‌هسته اورانیوم ، قبل از این که انرژی نوترون سریع در نتیجه برخورد به‌کندکننده به‌کمتر از انرژی آستانه شکافت برسد ، بزرگتر است. به طوری که شکل (۶-۱۰) نشان می‌دهد ε برای مخلوط همگونی از اورانیوم و آب حساب شده است واضح است که ε تابع حساسی از شعاع میله سوخت نیست.



شکل ۶-۱۰ ضریب شکافت سریع برحسب نسبت حجمی فلز - آب

اطلاعات اضافی زیادی درباره داده‌های ε ،شامل داده‌هائی‌درباره کند کننده‌هابغیر از از آب، درگزارش ANL — ۵۸۰۰ (مراجعه به‌منابع) یافت می‌شود.

مقدار k_∞

مقایسه پایاهای رابطه چهارضریبی برای یک راکتور حرارتی‌ناهمگون با همین پایاها برای مخلوط همگونی از همان مواد بسیار جالب توجه است. ابتدا بهره حرارتی که برای‌یک هنداد ناهمگون به‌وسیله معادله (۶-۱۰۴) یا (۶-۱۰۵) داده می‌شود، در نظر می‌گیریم:

$$f_{het}=\frac{\bar{\Sigma}_{aF}\bar{\Phi}_{TF}V_F}{\bar{\Sigma}_{aF}\bar{\Phi}_{TF}V_F+\bar{\Sigma}_{aM}\bar{\Phi}_{TM}V_M}=\frac{\bar{\Sigma}_{aF}V_F}{\bar{\Sigma}_{aF}V_F+\bar{\Sigma}_{aM}V_M\zeta} \qquad (۶-۱۰۵)$$

که ζ ضریب نامرغوبی است (بامعادله۶-۱۰۶ مقایسه کنید). اگر هنداد (سیستم) راسوخت وبه‌صورت همگون در نظر بگیریم عبارتهای $\bar{\Sigma}_{aF}\bar{\Phi}_{TF}V_F$ و $\bar{\Sigma}_{aM}\bar{\Phi}_{TM}V_M$ جذب کل در کندکننده می‌باشند. دراین صورت، دریک هنداد همگون فلوها درسوخت و کندکننده یکی

می‌باشد، یعنی $\bar{\Phi}_{TF} = \bar{\Phi}_{TM}$ برای اینکه $\zeta = 1$ است وبنابراین

$$f_{homo} = \frac{\bar{\Sigma}_{aF} V_F}{\bar{\Sigma}_{aF} V_F + \bar{\Sigma}_{aM} V_M} \qquad (۶-۱۱۴)$$

به‌طوری که قبلا نشان داده شد ζ برای یک راکتور ناهمگون‌بزرگتر ازواحداست. از مقایسه معادلات (۶-۱۰۵) و (۶-۱۱۴) نتیجه می‌شود که:

$$f_{het} < f_{homo} \qquad (۶-۱۱۵)$$

دلیل فیزیکی این که چرا f برای یک هنداد ناهمگون کوچکتر از مقدار آن دریک هنداد همگون معادل‌است، این است که دریک هنداد ناهمگون فلو درسوخت کمتر از فلو در کندکننده است. این افت در فلو به این دلیل است که بعضی نوترون‌هائی که ازکندکننده وارد سوخت می‌شوند در نزدیکی سطح سوخت جذب می‌شوند، وبه‌زبان ساده می‌توان گفت آنقدر زنده باقی نمی‌مانند که به فلو داخل سوخت کمک کنند. لایه خارجی سوخت حفاظی در مقابل‌قسمت داخلی و این حالت مشهور به خود حفاظی[۱] است.

آنچه که از نظر بهره حرارتی عیب محسوب می‌شود، الزاماً تاآنجا که مربوط به‌احتمال فرار از رزنانس است حسن محسوب می‌شود. لذا، درحالی که خود حفاظی جذب نوترون‌حرارتی را درسوخت کاهش می‌دهد، نیز باعث کاهش‌جذبهای مزاحم‌در رزنانس های سوخت می‌شود. بنابراین نتیجه می‌شود که‌احتمال فرار از رزنانس برای یک هنداد ناهمگون بزرگتر از آن برای یک مخلوط همگون معادل است. به‌علاوه از آنجا که سطح مقطع متوسط جذب سوخت در انرژی‌های رزنانس خیلی بزرگتر از سطح مقطع جذب در انرژی‌های حرارتی است، افت فلو نوترون‌های رزنانس بزرگتراز افت فلوی نوترون‌های حرارتی است. در نتیجه،کاهش در f برای‌یک هنداد ناهمگون بیش از مقداری است که باافزایش p جبران شود.

همان‌طورکه در شکل (۶-۱۰) دیده می‌شود، ضریب شکافت سریع برای یک راکتور ناهمگون بزرگتر ازآن برای یک هنداد همگون است. این‌مربوط به‌این حقیقت است که‌درحالت ناهمگون نوترون‌های شکافت از داخل سوخت خالص عبورکرده قبل‌از این که باکندکننده مواجه شود ممکن است باعث شکافت سریع شود. پدیده ناهمگونی‌آنقدرکه بر f اثر دارد بر ε اثر نمی‌گذارد.

باتوجه به‌این مطلب

$$(fp)_{het} > (fp)_{homo}$$

و

$$\varepsilon_{het} > \varepsilon_{homo}$$

۱- Self-Shielding

از اینجا نتیجه می‌شود که k_∞ برای یک راکتور ناهمگون بزرگتر ازآن برای یک راکتور همگون معادل است*. این نتیجه دارای اهمیت قابل توجهی در طرح راکتورهای معینی خواهد بود. به‌ویژه مقدار حداکثر k_∞ برای مخلوط همگونی از اورانیوم طبیعی وگرافیت فقط ۱٫۸۰ است و چنین راکتوری نمی‌تواند بحرانی شود، ولی باقرار دادن قطعات اورانیوم در گرافیت یک شبکه ناهمگون، k_∞ به‌اندازه 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، وانرژی قابل دریافت هرشکافت را ۲۰۰ Mev در نظر بگیرید.

۶-۱ مطلوب است محاسبه بهره حرارتی وضریب تکثیر بینهایت برای یک راکتور سریع حاوی مخلوطی از سدیم مایع و پلوتونیوم که درآن پلوتونیوم موجود ۳ درصد وزنی باشد. جرم مخصوص تقریباً برابر یک گرم در سانتیمتر مکعب است.

۶-۲ قلب یک راکتور سریع حاوی ردیف‌های میله‌های اورانیوم درداخل سدیم مایع قرار دارند. اورانیوم تا ۲٫۵ درصد وزنی در U^{235} غنی شده است که ۳۷٪ حجم قلب را تشکیل میدهد. مطلوبست (الف) دانسیته اتمی متوسط سدیم U^{238} و U^{235} (ب) بهره حرارتی سوخت (ج) مقدار η (د) ضریب تکثیر بینهایت را برای قلب راکتور حساب کنید.

۶-۳ یک راکتور استوانه‌ای لخت به‌ارتفاع ۱۰۰ سانتیمتر و قطر ۱۰۰ سانتیمتر در قدرت پایدار ۲۰۰ MW کارمی کند. اگر مبدا را در مرکز راکتور بگیریم، چگالی قدرت را در $r = 7\,cm$ و $z = -22\,cm$ تعیین کنید.

۶-۴ در یک راکتور کروی به‌شعاع ۴۰ سانتیمتر چگالی شدت شکافت در ۳۰ سانتیمتری از مرکز کره برابر 2.0×10^{11} شکافت در سانتیمتر مکعب در ثانیه است (الف) راکتور درچه قدرت ثابتی کارمی کند؟ (ب) چگالی شدت شکافت در مرکز کره چقدر است؟

۶-۵ بااستفاده از تابع فلو در جدول ۶-۲ برای یک راکتور استوانه‌ای بینهایت بحرانی مقدار ثابت A را به‌دست آورید.

۶-۶ قلب یک راکتور معین (بابازتابنده) از استوانه به‌ارتفاع ۱۰۰ فوت و به‌قطر

---

* این نتیجه برای راکتورهای ناهمگون با سوخت اورانیوم غنی تا حدود ۵٪ در U^{235} صادق است. در درجه غنی بودن بیش از این، p دارای اهمیت کمتری در تعیین مقدار k_∞ است، و متراکم کردن سوخت فقط موجب کاهش جذب کلی نوترون‌ها به‌وسیله مواد قابل شکافت سریع می‌شود.

۱۰ فوت‌تشکیل شده است. نسبت فلوی حداکثر به‌فلوی متوسط اندازه‌گیری شده برابر ۱٫۵ است. وقتی راکتور باسطح قدرت ۸۲۵ MW کار می‌کند، حداکثر چگالی قدرت برحسب kW/lit چقدر است؟

۶-۷ فرض می‌کنیم راکتور مشروح مثال ۶-۳ باقدرت یک کیلووات کار می‌کرد. تعداد نوترون‌هائی که در ثانیه از راکتور خارج می‌شوند چقدر است؟ (راهنمائی به‌مثال ۶-٤ مراجعه کنید)

۶-۸ ثابت کنید که برطبق مدل یک‌گروهی قدرت تولیدی در راکتور برای واحدجرم ماده شکافت‌پذیر حرارتی از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\frac{\text{وات}}{\text{گرم}} = \frac{\text{کیلو وات}}{\text{کیلوگرم}} = \frac{۳٫۲ \times ۱۰^{-۱۱} \sigma_f \bar{\Phi} N_A}{M_F}$$

که σ_f سطح مقطع شکافت تک‌گروهی ، $\bar{\Phi}$ فلوی متوسط تک‌گروهی ، N_A عدد آووگادرو و M_F جرم اتمی سوخت می‌باشد.

۶-۹ (الف) شعاع بحرانی یک راکتور کروی لخت که دارای همان ترکیب‌مساله (۶-۱) باشد تخمین بزنید. (ب) اگر راکتور باقدرت‌حرارتی ۵۰۰ MW کار کند، فلوی‌حداکثر چقدر است؟ (ج) احتمال فرار یک نوترون شکافت از راکتور چقدر است؟

۶-۱۰ در مرکز یک تیغه بینهایت ازکندکننده به‌ضخامت $2a$ یک ورقه نازک $U^{۲۳۵}$ به‌ضخامت t قرار دارد. ثابت کنید که برطبق نظریه یک‌گروهی شرط بحرانی بودن‌این هنداد را به‌طور تقریب می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$\frac{2D}{(\eta - ۱) L \Sigma_{aF} t} \text{Coth} \frac{a}{L} = ۱$$

D و L پایاهای پخش کند کننده و Σ_{aF} سطح مقطع جذب‌ماکروسکپی $U^{۲۳۵}$ است.

۶-۱۱ یک راکتور پژوهشی دارای ردیف[۱] مکعبی از میله‌های اورانیوم طبیعی در کند کننده‌گرافیت است. هرضلع راکتور ۲۵ فوت است وبا قدرت ۲۰ MW کار می‌کند. مقدار متوسط Σ_f برابر است با $۲٫۵ \times ۱۰^{-۳} \text{cm}^{-۱}$. مطلوب است محاسبه (الف) باکلینک (ب) حداکثر فلوی حرارتی (ج) مقدار متوسط فلوی حرارتی (د) میزان مصرف اورانیوم ^{۲۳۵} در راکتور.

۶-۱۲ ثابت کنید که‌اگر انرژی بازیافتنی[۲] هرشکافت ۲۰۰ Mev باشد قدرت راکتوری

۱- array ۲- Recovery

که‌سوخت آن $U^{۲۳۵}$ و در درجه حرارت T کار کند از یکی از روابط زیر به‌دست می‌آید

$$P = ٤٫٧٣ m_F g_F(T) \bar{\Phi}_o \times ١٠^{-١٤} MW$$

$$P = ٧٫١٩ m_F g_F(T) T^{-١/٢} \bar{\Phi}_T \times ١٠^{١٣} MW$$

که m_F کل جرم اورانیوم ۲۳۵ در راکتور بر حسب کیلوگرم ، $g_F(T)$ ضریب غیر $\frac{١}{v}$ برای‌شکافت ، $\bar{\Phi}_o$ فلوی متوسط ۲۲۰۰ m/s و $\bar{\Phi}_T$ فلوی حرارتی متوسط است.

۶-۱۳ معادلات زیر راحل کنید

$$٣x + ٤y + ٧z = ١٦$$

$$x - ٦y + z = ٢$$

$$٢x + ٣y + ٣z = ١٢$$

۶-۱٤ معادلات زیر را حل کنید

$$٣٫١x + ٣y + ٧٫٢z = ٠$$

$$x - ٥y - ٩z = ٠$$

$$٧x + ٤٫٥y + ٨٫١z = ٠$$

۶-۱۵ یک محلول همگون از $U^{۲۳۵}$ و $H_٢O$ دارای ۰٫۱ گرم $U^{۲۳۵}$ در هرلیتر از محلول است. مطلوب است محاسبه (الف) دانسیته اتمی $U^{۲۳۵}$ و دانسیته مولکولی $H_٢O$ (ب) بهره حرارتی سوخت (ج) سطح وطول پخش حرارتی (د) ضریب تکثیر بینهایت .

۶-۱۶ مطلوب است محاسبه طول پخش حرارتی برای‌مخلوط همگونی از $U^{۲۳۵}$ وکند کننده‌های زیر در غلظت سوخت و درجه حرارت داده شده

الف- گرافیت $T = ٢٠٠°C$ ، $\frac{N(٢٥)}{N(C)} = ٤٫٧ \times ١٠^{-٦}$

ب- برلیوم $T = ١٠٠°C$ ، $\frac{N(٢٥)}{N(Be)} = ١٫٣ \times ١٠^{-٥}$

ج- $D_٢O$ $T = ٢٠°C$ ، $\frac{N(٢٥)}{N(D_٢O)} = ١٫٤ \times ١٠^{-٦}$

د- $H_٢O$ $T = ٢٠°C$ ، $\frac{N(٢٥)}{N(H_٢O)} = ٩٫٢ \times ١٠^{-٤}$

۶-۱۷ یک راکتور تیغه‌ای لخت بحرانی به‌ضخامت ۲۰۰ سانتیمتر حاوی مخلوط همگونی از $U^{۲۳۵}$ و گرافیت درنظر می‌گیریم. حداکثر فلوی حرارتی $٥ \times ١٠^{١٢} n/cm^٢ - s$ بااستفاده‌از نظریه یک‌گروهی مطلوب‌است محاسبه(الف) باکلینک راکتور (ب)غلظت بحرانی

اورانیوم(ج) سطح پخش حرارتی (د) مقدار k_∞ (ه) فلوی حرارتی و جریان نوترون داخل تیغه (و) قدرت حرارتی تولیدی در واحد سطح تیغه .

۶-۱۸ انرژی همبستگی آخرین نوترون در C^{13} برابر Mev ۴/۹۰ است. مقدار انرژی بازیافتنی هر شکافت را دریک راکتورگرافیتی بزرگ که سوخت آن U^{235} و مقدار نشت نوترون یاگاما از راکتور جزئی یا ناچیز است.

۶-۱۹ مطلوب است محاسبهٔ غلظت، برحسب گرم در لیتر (۱) U^{235} (۲) U^{233} (۳) Pu^{239} برای اینکه مخلوط همگون بینهایت بزرگ این سوختها باکندکننده‌های زیر بحرانی شود (الف) H_2O (ب) D_2O (ج) Be (د) گرافیت.

۶-۲۰ یک راکتورکروی لخت به‌شعاع ۵۰ سانتیمتر از مخلوط همگون U^{235} و وبرلیوم تشکیل شده است. راکتور با قدرت حرارتی ۵۰ کیلووات کار می‌کند. با استفاده از نظریه یک‌گروهی مطلوب است محاسبه (الف) جرم بحرانی U^{235} (ب) فلوی حرارتی در سرتاسر راکتور (ج) نشت از راکتور (د) میزان مصرف U^{235}.

۶-۲۱ پیشنهاد شده است که می‌توان محلول‌های سولفات اورانیل (UO_2SO_4 ^{235}) کاملا غنی شده را با غلظت ۳۰ گرم از این محلول در لیتر را انبار کرد. آیا این روش کاملا ایمنی برای نگهداری از این محلول در ظرفهای غیر مشخص است؟

۶-۲۲ یک راکتور حرارتی لخت به شکل مکعب حاوی مخلوط همگونی از U^{235} وگرافیت است. نسبت دانسیته اتمی $\frac{N_F}{N_M} = 1 \times 10^{-5}$ ودرجه حرارت سوخت 250°c است. با استفاده از نظریه تک‌گروهی مطلوب است محاسبه (الف) ابعاد بحرانی (ب) جرم بحرانی (ج) فلوی حرارتی حداکثر وقتی راکتور در قدرت 1kW کار می‌کند.

۶-۲۳ نمونه اصلی راکتور پژوهشی بروک هیون ازیک‌قطعه مکعبی گرافیت که درآن میله‌های اورانیوم طبیعی در ردیف‌های منظمی واقع هستند تشکیل شده است ، هر یک از میله‌های سوخت در داخل کانال هوا درگرافیت قرار دارد.

وقتی راکتور در قدرت 22MW کار می‌کرد، درجه‌حرارت متوسط سوخت تقریباً برابر 300°c و فلوی حرارتی حداکثر 5×10^{12} n/cm^2-s بود. مقادیر متوسط L_T^2 و τ_T به‌ترتیب برابر ۳۲۵ و ۳۹۶ سانتیمتر مربع بودند و $k_\infty = 1.0735$ مطلوب است محاسبه (الف) ابعاد بحرانی راکتور (ب) مقدار کل اورانیوم طبیعی در راکتور؟

۶-۲۴ بااستفاده از نظریه تک‌گروهی، رابطه‌ای برای فلوی شرط بحرانی بودن - راکتورهای زیر به‌دست آورید(الف) یک تیغه بینهایت به‌ضخامت a، راکتور بینهایت‌از دو

جهت.(ب) یک تیغه بینهایت به‌ضخامت a،بالایه بازتابنده به‌ضخامتb از دوطرف تیغه (ج) یک‌کره به‌شعاع R و بازتابنده به‌ضخامت b.

۶-۲۵ قلب یک راکتورکروی متشکل‌از مخلوط همگون $U^{۲۳۵}$ وگرافیت بانسبت اتمی سوخت‌ـکندکننده $\frac{N_F}{N_M} = ۶ر۸ \times ۱۰^{-۶}$ است. قلب‌راکتور بایک بازتابنده بینهایت گرافیت احاطه شده است. راکتور باقدرت ۱۰۰kW کاربی‌کند. مطلوب است‌محاسبه (الف) مقدار k_∞(ب) شعاع بحرانی قلب (ج) جرم بحرانی (د) صرفه بازتابنده (ه) فلوی‌حرارتی در سرتاسر قلب راکتور(و) نسبت فلوی حداکثر به‌متوسط .

۶-۲۶ ابعاد بحرانی وجرم بحرانی راکتور مشروح در مساله (۶-۲۰) وقتی قلب با یک لایه بازتابنده بینهایت از برلیوم احاطه شده است را حساب کنید.

۶-۲۷ یک قلب‌راکتور استوانه‌ای بینهایت به‌شعاع R به‌وسیله بازتابنده بینهایت ضخیم احاطه شده است. بااستفاده از نظریه یک‌گروهی (الف) رابطه‌ای برای فلو در قلب و بازتابنده به‌دست آورید. (ب) نشان دهیدکه شرط بحرانی به‌قرار ذیل است:

$$D_c B \frac{J_1(BR)}{J_0(BR)} = \frac{D_r K_1(R/Lr)}{LrK_0(R/Lr)}$$

که J_0 و J_1 توابع معمولی بسل و K_0 و K_1 توابع تعدیلی بسل هستند.

۶-۲۸ قلب یک راکتور تیغه‌ای‌حرارتی بینهایت دارای‌محلولی از $Pu^{۲۳۹}$ و H_2O است‌که غلظت پلوتونیوم در آن g/lit ۸ر۰ می‌باشد. قلب راکتور در دو طرف دارای ـ بازتابنده از آب با ضخامت بینهایت است. مطلوب است محاسبه (الف) صرفه بازتابنده (ب) ضخامت بحرانی قلب (ج) بحرانی برحسب g/cm^2

۶-۲۹ قلب یک راکتور حرارتی کروی به‌شعاع ۵۰ سانتیمتر دارای مخلوط همگونی از $U^{۲۳۵}$ و آب معمولی است. اطراف این قلب را یک لایه بازتابنده بینهایت‌احاطه کرده است. (الف) صرفه‌بازتابنده چقدر است؟ (ب) جرم بحرانی چقدر است؟ (ج) اگر فلوی‌حرارتی حداکثر $۱ \times ۱۰^{۱۳} n/cm^2 - s$ باشد قدرت راکتور چقدر است؟ (راهنمائی : ابتدا M_T^2 را بافرض این‌که راکتور لخت و شعاع آن ۵۰ سانتیمتر است‌به‌دست آورید. سپس بااستفاده از این M_T^2 مقدار δ را به‌دست آورید و مجدداً مقدار M_T^2 جدید را بافرض‌این‌که راکتور لخت وشعاع آن $۵۰ + \delta$ است حساب کنید. این عمل را تکرارکنید تااینکه همگرائی‌حاصل شود).

۶-۳۰ یک راکتورکروی زاینده به‌شعاع R با یک پوشش خارجی به‌ضخامت b احاطه شده است. ضریب تکثیر بینهایت برای قلب $k_{\infty c}$ بزرگتراز واحد در حالی‌که برای پوشش خارجی $k_{\infty c}$ کمتر از واحد است. با استفاده از نظریه یک‌گروهی شرایط بحرانی و روابطی برای فلو در سرتاسر قلب راکتور به‌دست آورید.

۶-۳۱ میله‌های سوخت صفحه‌ای‌شکل یک راکتور آزمایشی از ساندویچ‌های اورانیوم و آلومینیم تشکیل شده است. هرساندویچ ۷٫۲۵ سانتیمتر عرض، ۰٫۱۶ سانتیمتر ضخامت‌دارد. غلاف آن ۰٫۰۵ سانتیمتر ضخامت دارد. مغز ساندویچ‌ها آلیاژی از اورانیوم کاملا غنی‌شده و آلومینیم است که دارای ۲۰٪ وزنی اورانیوم و جرم مخصوص تقریبی آن $3.4\ g/cm^3$ 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؟

۶-۳۲ ساندویچ‌های سوختی در راکتور مساله قبل به‌قوطی‌های آلومینیم جوش‌داده شده‌اند و در ردیف‌های منظمی درکندکننده آب معمولی قرار داده شده‌اند. نسبت حجمی (کل) فلز به‌آب برابر ۰٫۷۳ است. به‌طورکلی در مقابل هراتم اورانیوم ۱۲۰ اتم‌آلومینیم وجود دارد. مطلوب است محاسبه (الف) بهره حرارتی (ب) k_∞ (ج) طول پخش‌حرارتی (راهنمائی: در قسمت (ج) مقدار $\overline{D}$ را برای مخلوط همگون باافزودن سطح مقطع‌های ماکروسکپی‌ـ ترانسپورت‌آلومینیم و آب حساب کنید. Σ_{tr} آب را از $\frac{1}{3\overline{D}}$ به‌دست‌آورید که $\overline{D}$ مقدار تجربی آب است که البته برای جرم ویژه تصحیح شده است).

۶-۳۳ شبکه یک راکتور آب‌اورانیوم ناهمگون دارای ردیف‌های‌مربعی‌از میله‌های اورانیوم طبیعی به‌قطر ۱٫۰ سانتیمتر است که به فاصله ۲٫۸۰ سانتیمتر از یکدیگر قرار گرفته‌اند مطلوب است‌محاسبه (الف) شعاع واحد شبکه‌ای معادل (ب) نسبت حجمی اورانیوم ـ آب V_F/V_M (ج) بهره حرارتی (د) احتمال فرار از رزنانس (ه) ضریب شکافت‌سریع (از شکل ۶-۹). (و) k_∞

۶-۳۴ محاسبات مساله ۶-۳۳ را برای اورانیوم غنی شده‌۲٫۵ درصد وزنی در U^{235} تکرارکنید.

۶-۳۵ در یک شبکه شش وجهی (که شبکه مثلثی نیز نامیده می‌شود) هرمیله‌سوخت به‌وسیله شش میله مجاور احاطه شده است که به‌فواصل مساوی برابرگام شبکه‌ای S از هم قرار دارند. نشان دهید که شعاع واحد شبکه‌ای معادل برابر است با $b = 0.525S$

۶-۳۶ مطلوب است محاسبه k_∞برای یک شبکه شش وجهی که دارای میله‌های سوخت به‌شعاع ۱٫۴ سانتیمتر وگرافیت است، به‌شرطی که‌گام شبکه‌ای ۲٫۰ سانتیمتر باشد. (راهنمائی ضریب شکافت سریع برای این شبکه ۱٫۰۳ 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 باقدرت ثابت کار می‌کردند بحث شد لازم به گفتن نیست که راکتورها همیشه بحرانی نیستند. مثلا یک راکتور ابتدا باید فوق بحرانی باشد تاراکتور را به کار انداخته یاسطح قدرت آنرا را بالا ببریم و برای اینکه آن را خاموش کرده یا قدرت آن راکاهش دهیم لازم است‌تحت بحرانی باشد. مطالعه رفتار نوترون‌ها را به‌طور جمعی در یک راکتور غیر بحرانی سینتیک راکتور می‌خوانند. این موضوع در قسمت ۷-۱ بحث می‌شود.

درجه‌بحرانی‌بودن یک راکتور معمولا با استفاده‌از میله‌های کنترل[۲] یا کنترل‌شیمیائی[۳] تنظیم می‌شود. میله‌های کنترل قطعاتی یا مجموعه‌هائی از مواد جاذب نوترون هستند که حرکتشان اثری در ضریب تکثیر هنداد دارد. لذا، اگر یک میله کنترل‌از راکتور بحرانی خارج شود، راکتور به سمت فوق بحرانی میل می‌کند، در حالی که اگر میله به داخل هندادبیشتر قرارگیرد هنداد تحت بحرانی می‌شود. درکنترل شیمیائی، عمل کنترل با تغییر دادن غلظت جاذب نوترون، معمولا اسید بوریک (H_3BC_3)، در آب کند کننده یا خنک کننده انجام می‌گیرد بعضی‌از محاسبات‌بنیادی درمورد موثر بودن میله‌های کنترل‌و کنترل شیمیائی درکنترل راکتور در قسمت ۷-۲ 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 تابع‌درجه حرارت و تغییر T الزاماً منجربه تغییراتی در k می‌شود. این شرایط به‌ویژهٔ مربوط به‌ایمنی راکتور است که‌درقسمت ۷-۳ بحث می‌شود. موضوع مربوطه دیگر، یعنی، اثر ایجاد حفره[۴] درداخل راکتور بر k است، که درقسمت۷-۳ درنظرگرفته می‌شود.

میله‌های کنترل وکنترل‌های شیمیائی علاوه‌بر تغییر دادن سطح قدرت راکتور، جوابگوی تغییرات درجه حرارت نیز هستند و برای جبران میزان مصرف سوخت، در عمر قلب راکتور به‌کار می‌روند. در این مورد، لازم به یادآوری است که یک راکتور در ابتدا باسوختی

۱- Reactor Kinetics
۲- Control Rods
۳- Chemical Shim
۴- Void

بیشتر از حداقل مقدار لازم برای حالت بحرانی شروع به کار می کند ـ اگر این موضوع درست نبود ، واگر فقط با حداقل جرم سوخت بحرانی به کار می‌افتاد ، راکتور پس از اولین شکافت به‌حالت تحت‌بحرانی می‌رسید. میله های کنترل یا اسیدبوریک که به‌داخل راکتور برای‌جبران سوخت اضافی بمیان آورده می‌شود سپس با رخداد شکافت و مصرف سوخت ، میله ها به تدریج بیرون کشیده می‌شوند یا غلظت H_3BO_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. هسته های معینی ، به‌ویژه Xe^{130} و Sm^{149} ، دارای سطح مقطع های ماکروسکپی جذب خیلی بزرگی هستند و وجود آنها در راکتور اثر عمیقی در مقدار k دارد. بیشتر پاره‌های شکافت دیگر دارای σ_a کمتری هستند ودرمدت عمر قلب‌راکتور k را به تدریج کاهش می‌دهند. تولید و تجمع چنین پاره‌های شکافت سمی در قسمت ۷-٤ بحث خواهد شد.

در راکتورهائی که دارای مواد بارور [۱] هستند ، تولید مواد شکافت‌پذیر حاصل از مواد مولد، تا اندازه‌ای مصرف سوخت و تشکیل پاره‌های شکافت را جبران می کند . این تغییرات در خواص قلب راکتور نسبت به‌زمان اثر روشنی در تعیین عمر مفید وکل انرژی وکل انرژی خروجی که از یک قلب معین قابل انتظار است دارد وبنابراین اثری برهزینه‌های نیروی کلی می‌گذارد . این تبادل بین خواص سوخت و اقتصاد تولید قدرت‌همراه با تصمیم‌های تنظیم سوخت ، مربوط به موضوعی می‌گردد که‌مدیریت سوخت هسته‌ای [۲] نامیده‌شده ودر این فصل بحث می‌شود .

۷-۱ سینتیک راکتور[۳]

بازگشت به فصل ۳، بیشتر نوترون‌های شکافت در حقیقت در لحظه شکافت تابش می‌شوند، که نوترون‌های آنی [٤] نامیده می‌شوند. کسر کوچکی از نوترون‌های شکافت زمانی طولانی پس ازعمل شکافت تابش می‌شوند که نوترون‌های تاخیری* نامیده می‌شوند. رفتار زمانی یک راکتور بستگی به خواص مختلف این دونوع نوترون دارد. ابتدا نوترون‌های‌آنی را در نظر می‌گیریم .

۱- Fertile material
۲- Nuclear Fuel Management
۳- Reactor Kinetics
٤- Prompt Neutrons
٥- Delayed Neutrons

عمر نوترون آنی

نوترون‌های شکافت آنی متعاقب تابش در اثر برخورد‌های الاستیک وغیر الاستیک با هسته‌های محیط کند می‌شوند. در یک راکتور سریع ، نوترون‌ها خیلی زیاد کند نمی‌شوند. فقط تاحدود ده‌ها یاصدها کیلو الکترون ولت ـ قبل ازاین که جذب یاازقلب نشت کند، کند می‌شوند . دررا کتورهای حرارتی، اغلب نوترون‌ها موفق می‌شوند بدون این که جذب شده یا از هنداد فرار کنند به انرژی‌های حرارتی برسند. نوترون‌های حرارتی درداخل راکتور پخش می‌شوند بعضی بالاخره جذب شده و بعضی به خارج نشت کنند . زمان متوسط بین تابش نوترون‌های آنی و جذب آنها دررا کتور را عمر نوترون آنی [۱] خوانند و به l_p نشان داده می‌شود .

ابتدا مقدار l_p را دریک راکتور حرارتی بینهایت درنظر می‌گیریم. باتجربه وتئوری می‌توان نشان داد که زمان لازم برای اینکه یک نوترون کند شده به‌انرژی‌های حرارتی برسد درمقایسه بازمانی که نوترون به‌عنوان یک نوترون حرارتی قبل‌از این که سرانجام جذب شود می‌گذراند کوچک‌است. طول عمر متوسطی که نوترون‌حرارتی دریک‌هنداد بینهایت میگذراند زمان‌متوسط‌پخش [۲] نامیده شده‌وبه t_d نشان داده می‌شود. بنابراین نتیجه می‌شود که برای یک راکتور حرارتی بینهایت داریم:

$$l_p \simeq t_d \qquad (۱-۷)$$

محاسبه t_d کار آسانی است. یک نوترون حرارتی باانرژی E به‌طور متوسط یک‌پویش متوسط آزاد جذب $\lambda_a(E)$ طی می‌کند قبل از این که جذب شود. بنابراین زمانی که نوترون باقی می‌ماند برابر است با:

$$t(E)=\lambda_a(E)/v(E) \qquad (۲-۷)$$

که $v(E)$ سرعت نوترون مربوط به‌انرژی Eاست. زمان متوسط پخش برابر است‌بامقدارمتوسط $t(E)$ یعنی

$$t_d=\overline{t(E)} \qquad (۳-۷)$$

از آنجا که $\lambda_a(E)=\frac{۱}{\Sigma_a(E)}$ است و $\Sigma_a(E)$ سطح مقطع ماکروسکپی جذب دزانرژی E می‌باشد، معادله ۲-۷ رامی‌توان به‌صورت زیرنوشت

$$t(E)=\frac{۱}{\Sigma_a(E)v(E)} \qquad (۴-۷)$$

۱- Prompt Neutron lifetime

۲- Mean diffusion lifetime

اگر جذب تابع $\frac{1}{v}$ باشد که حداقل تقریباً در راکتورهای حرارتی درست است، داریم

$$\Sigma_a(E) = \frac{\Sigma_a(E_o)v_o}{v(E)}$$

که $E_o = ۰٫۰۲۵۳$ الکترون ولت و $v_o = ۲۲۰۰ m/s$ است و معادله (۷-٤) به‌صورت زیر درمی‌آید:

$$t(E) = \frac{1}{\Sigma_a(E_o)v_o} \qquad (۷-۵)$$

لذا $t(E)$ مقدار ثابتی است و مستقل از E می‌باشد.

$$t_d = \frac{1}{\Sigma_a(E_o)v_o} = \frac{\sqrt{\pi}}{۲\bar{\Sigma}_a v_T} \qquad (۷-۶)$$

در اینجا ازمعادلات (۵-۶۰) و(۵-٦٤) با درنظرگرفتن $g_a(T) = ۱$ استفاده شده است. مقادیر t_d برای چند کند کننده در جدول (۷-۱) داده شده است.

جدول ۷-۱ زمان پخش تقریبی برای چند کند کننده

کند کننده	t_d ثانیه
$H_۲O$	$۲٫۱ \times ۱۰^{-٤}$
$D_۲O$	۰٫۱٤
Be	$۳٫۹ \times ۱۰^{-۳}$
C (گرافیت)	۰٫۰۱۷

اگر راکتور حاوی مخلوطی ازسوخت و کند کننده باشددرآن صورت

$$\bar{\Sigma}_a = \bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}$$

ومعادله (۷-٦) به‌صورت زیر درمی‌آید

$$t_d = \frac{\sqrt{\pi}}{۲v_T(\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM})} \qquad (۷-۷)$$

که به‌صورت زیر می‌توان نوشته شود :

$$t_d = \frac{\sqrt{\pi}}{۲v_T\bar{\Sigma}_{aM}} \frac{\bar{\Sigma}_{aM}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}}$$

اولین عامل دراین‌معادله زمان‌پخش متوسط برای کند کننده t_{dM} ، در حالی که عامل دوم

برابر $(1-f)$ است که f بهره حرارتی‌سوخت (معادله۶-۱ ه) می‌باشد. لذابرای مخلوط داریم

$$t_d = t_{dM}(1-f) \qquad (7-8)$$

مثال ۷-۱ مطلوب است محاسبه عمر نوترون آنی در یک راکتور بینهایت بحرانی دارای مخلوط همگونی از U^{235} وآب باجرم ویژه واحد در درجه حرارت معمولی

حل. ازآنجاکه راکتور بحرانی است.

$$k_\infty = \eta_T f = 1$$

یا $f = \frac{1}{\eta_T}$ می‌باشد. از جدول (۶-۳) $\eta_T = 2{,}065$ وبنابراین $f = 0{,}484$ است. برطبق جدول(۷-۱) برای آب داریم $t_d = 2{,}1 \times 10^{-4}\,sec$ وبااستفاده از معادلات (۷-۱)و(۷-۷)

$$l_p \simeq t_d = 2{,}1 \times 10^{-4}(1-0{,}484) = 1{,}08 \times 10^{-4}\,sec$$

نتایج بالا فقط راکتورهای‌حرارتی‌را دربر می‌گیرد. عمر نوترون‌های آنی در راکتورهای سریع به‌مراتب کوچکتر از عمر نوترون آنی در راکتور حرارتی است زیرا نوترون‌ها هرگز فرصت پیدا نمی‌کنند که به‌انرژی‌های حرارتی برسند. در یک راکتور سریع مقدار l_p حدود 10^{-7} ثانیه است.

راکتور بدون نوترون تاخیری

به‌طوری که در ابتدای این قسمت اشاره شد نوترون‌های تاخیری نقش مهمی در سینتیک‌راکتورها بازی‌می‌کنند. این موضوع بسیارقابل‌توجه‌است زیرا تعداد کمی از نوترون‌ها تاخیری هستند ـ در شکافت حرارتی U^{235} کمتر از ۱٪ نوترون‌ها تاخیری است. برای درک اهمیت نوترون‌های تـاخیری ، مفید خواهد بود اگر ابتدا سینتیک راکتور را در عدم حضور نوترون‌های تاخیری‌درنظر بگیریم ـ یعنی، فرض کنیم‌تمام نوترون‌های‌آنی در زمان‌شکافت‌تابش می‌شوند. درحال‌حاضر ،بحث رامنحصربه راکتور حرارتی بینهایت می‌کنیم.

ازآنجاکه عمل جذب نوترون شکافت نسل تازه‌ای ازنوترون‌های شکافت را باعث می‌شود، واضح است‌که درعدم حضور نوترون‌های تاخیری l_p نیز برابر بازمان بین نسل‌های متوالی درواکنش‌های زنجیره‌ای است. این زمان را زمان متوسط نسل[1] خوانند. بنابراین از تعریف k_∞ نتیجه می‌شود‌که جذب یک نوترون از یک نسل منجر به‌جذب l_p، ثانیه بعد، k_∞ نوترون درنسل بعد می‌شود. لذا اگر $N_F(t)$ تعداد شکافت‌ها (که البته متناسب‌باتعداد جذب نوترون‌هااست)درهر سانتیمترمکعب درثانیه در لحظه t است، میزان شکافت l_p ثانیه بعد برابر است،

$$N_F(t+l_p) = k_\infty N_F(t) \qquad (9-7)$$

۱- Mean Generation Time

عبارت اول این معادله رامی‌توان به‌صورت زیربسط داد:

$$N_F(t+l_p) \simeq N_F(t)+l_p\frac{dN_F(t)}{dt}$$

باقرار دادن این بسط درمعادله (۷-۹) نتیجه به‌صورت زیر در می‌آید.

$$\frac{dN_F(t)}{dt} \simeq \frac{k_\infty - ۱}{l_p}N_F(t) \qquad (۷-۱۰)$$

جواب این معادله عبارت است از

$$N_F(t) = N_F(۰)\exp\left(\frac{k_\infty - ۱}{l_p}\right)t \qquad (۷-۱۱)$$

که $N_F(۰)$ میزان شکافت در $t=۰$ است. معادله (۷-۱۱) را می‌توان به‌صورت زیرنوشت

$$N_F(t) = N_F(۰)e^{t/T} \qquad (۷-۱۲)$$

$$T = \frac{l_p}{k_\infty - ۱} \qquad (۷-۱۳)$$

که پریدراکتور[۱] نامیده می‌شود ـ که درعدم حضور نوترون‌های تاخیری است.

مثال ۷-۲ فرض می‌کنیم راکتور مشروح مثال ۷-۱ تازمان $t=۰$ بحرانی باشدو سپس k_∞ از ۱٫۰۰۰ به ۱٫۰۰۱ افزایش پیدا می‌کند. تغییر قدرت رادر نتیجه این تغییر حساب کنید.

حل از مثال ۷-۱ داریم که l_p تقریباً برابر $۱۰^{-۴}$ ثانیه است، بنابراین از معادله (۷-۱۳) داریم

$$T = \frac{۱۰^{-۴}}{۱٫۰۰۱ - ۱٫۰۰۰} = ۰٫۱ \text{Sec}$$

بنابراین فلو (وقدرت) به‌نسبت $e^{۱۰t}$ افزایش پیدا می‌کند، که t برحسب ثانیه است.

پریدی که درمثال ۷-۲ محاسبه‌شد خیلی کوتاه است. لذا باپرید ۰٫۱ ثانیه راکتور در عرض یک ثانیه ۱۰ پریدخواهد داشت، ومیزان شکافت (وقدرت) باضریبی برابر $e^{۱۰}$ یا ۲۲۰۰۰ برابر افزایش می‌یابد. اگر درابتدا راکتور باقدرت یک مگاوات کار می‌کرددر عرض یک‌ثانیه قدرت آن به ۲۲۰۰۰ مگاوات می‌رسید البته اگر خودبه‌خود منهدم نمی‌شدکه بدون شک منهدم می‌شد.

خوشبختانه درین تجزیه‌وتحلیل که درآن نقش نوترون‌های تاخیری حذف شده است سینتیک راکتور واقعی راتشریح نمی‌کند. به‌طوری که درزیر نشان داده خواهدشد نوترون‌های تاخیری به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای پریدراکتور را افزایش می‌دهدودر نتیجه راکتورهارا می‌توان به‌آسانی کنترل کرد.

۱- Reactor Period

راکتور با نوترونهای تاخیری

در محاسبات دقیق سینتیک راکتور ،لازم است تولید وتجزیه هریک ازشش‌گروه مولدهای[1] نوترون‌های تاخیری را درنظرگرفت. تحلیل ریاضی موضوع الزاماً پیچیده است. برای اینکه بحث را ساده کنیم ، فرض می‌شود که درحال حاضر یک گروه نوترون‌های تاخیری درنظر می‌گیریم، که ازتجزیه یک هسته فرضی مجرد به‌وجود می‌آید.

یک راکتور حرارتی همگون بینهایت درنظر می‌گیریم که ممکن است بحرانی باشدیا نباشد ازآنجا که‌فلوی‌حرارتی باید مستقل ازمکان باشد، معادله پخش‌تابع زمان‌برای‌نوترون‌های حرارتی به‌صورت زیر است (معادله ۵-۲۱)

$$S_T - \Sigma_a \Phi_T = \frac{dn}{dt} \qquad (۷-۱۴)$$

که S_T چگالی چشمه نوترون‌های درحال کند شدن به‌ناحیه انرژی حرارتی است و n چگالی نوترون‌های حرارتی می‌باشد. ازمعادله (۵-۶۱) داریم

$$\Phi_T = \frac{۲}{\sqrt{\pi}} n v_T$$

ومعادله (۷-۱۴) به‌صورت زیر درمی‌آید

$$S_T - \Sigma_a \Phi_T = \frac{\sqrt{\pi}}{۲ v_T} \cdot \frac{d\Phi_T}{dt} \qquad (۷-۱۵)$$

ازتقسیم این معادله بر Σ_a وبا استفاده ازمعادله (۷-۶) نتیجه می‌شود که

$$\frac{S_T}{\Sigma_a} - \Phi_T = t_d \frac{d\Phi_T}{dt} \qquad (۷-۱۶)$$

بالاخره چون $t_d \simeq l_p$ است معادله (۷-۱۶) رامی‌توان به‌صورت زیرنوشت

$$\frac{S_T}{\Sigma_a} - \Phi_T = l_p \frac{d\Phi_T}{dt} \qquad (۷-۱۷)$$

اگر تمام نوترون‌های شکافت به‌طور آنی تابش می‌شدند، باتوجه به‌تعریف k_∞ چگالی چشمه برابر خواهد بود با (معادله ۶-۶)

$$S_T = k_\infty \Sigma_a \Phi_T$$

به‌هرحال، کسر β از نوترون‌های شکافت تأخیری‌هستندوبنابراین فقط کسر $(\beta - ۱)$نوترون‌آنی

۱- Precursor

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 تاخیری پس از تابش به وسیله هسته مولد به‌سرعت کند می‌شود. بنابراین سهم نوترون‌های تأخیری به‌چگالی نوترون‌های حرارتی برابر بامیزان تجزیه هسته‌های مولد ضرب در p، احتمال فرار از جذب رزنانس نوترون‌های تاخیری درضمن کندشدن است. لذا

$$S_T \text{ (ازنوترون‌های تاخیری)} = p\lambda c$$

که p احتمال فرار از رزنانس λ ثابت تجزیه[۱] هسته مولدو c غلظت هسته مولد برحسب تعداد اتم در سانتیمترمکعب است. ازترکیب نتایج بالا داریم

$$S_T = (1-\beta)k_\infty \bar{\Sigma}_a \Phi_T + p\lambda c \qquad (۷-۱۸)$$

باقرار دادن این رابطه درمعادله (۷-۱۷) معادله‌ای برای فلوی حرارتی به‌دست می‌آید

$$(1-\beta)k_\infty \Phi_T + \frac{p\lambda c}{\bar{\Sigma}_a} - \Phi_T = l_\rho \frac{d\Phi_T}{dt} \qquad (۷-۱۹)$$

معادله‌ای که غلظت هسته‌های مولد را تعیین می‌کند به‌طریق زیر به‌دست می‌آید. درقسمت (۶-۵) نشان داده شد که شدت تولید نوترون‌های شکافت، آنی وتاخیری ، برابر است با $\eta_T \varepsilon \bar{\Sigma}_{af} \Phi_T = k_\infty \bar{\Sigma}_a \Phi_T$. حال چون هر نوترون تاخیری در نتیجه تجزیه یک هسته مولد به‌وجود 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 λc تجزیه می‌شود که c طبق معادله زیر تغییر می‌کند.

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\beta k_\infty \bar{\Sigma}_a \Phi_T}{p} - \lambda c \qquad (۷-۲۰)$$

معادلات (۷-۱۹) و(۷-۲۰) معادلات دیفرانسیل زوج هستند که باید برای تعیین Φ_T یا c همزمان حل شوند.

حال یک مساله ویژه را درنظر بگیرید. فرض کنید که تازمان $t = 0$ راکتور بحرانی است و $k_\infty = 1$ می‌باشد. یک تغییر پله‌ای در k_∞ داده می‌شود به‌طوری که راکتور فوق بحرانی یاتحت بحرانی می‌شود. لازم است Φ_T را برحسب زمان بعد از $t = 0$ تعیین کنیم.

این مساله را می‌توان بافرض این که جوابها به‌صورت زیرهستند حل نمود

$$\Phi = Ae^{\omega t} \qquad (۷-۲۱)$$

۱- Decay Constant

و

$$c = c_0 e^{\omega t} \qquad (۲۲-۷)$$

که A و c_0 مقادیر ثابتی هستندو ω پایائی است که باید تعیین شود. باقراردادن این توابع درمعادله (۲۰-۷) رابطه زیربه‌دست می‌آید

$$c_0 = \frac{\beta k_\infty \bar{\Sigma}_a A}{p(\omega+\lambda)}$$

وقتی c_0و معادلات(۲۱-۷) و(۲۲-۷) درمعادله(۱۹-۷) قرار داده می‌شودA حذف می گردد که رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$(۱-\beta)k_\infty + \frac{\lambda\beta k_\infty}{\omega+\lambda} - ۱ = \omega l_p$$

بهتر است که رابطه بالا به‌صورت زیرنوشته شود

$$\frac{k_\infty - ۱}{k_\infty} = \frac{\omega l_p}{۱+\omega l_p} + \frac{\omega}{۱+\omega l_p}\,\frac{\beta}{\omega+\lambda} \qquad (۲۳-۷)$$

سمت چپ معادله (۲۳-۷) مشهور به راکتیویته[1] است که در این حالت مربوط به یک راکتور بینهایت است وباعلامت p نشان داده می‌شود، لذا

$$\rho = \frac{k_\infty - ۱}{k_\infty} \qquad (۲۴-۷)$$

برای یک راکتور محدود راکتیویته به‌صورت زیر تعریف می‌شود

$$\rho = \frac{k-۱}{k} \qquad (۲۵-۷)$$

معادله (۲۳-۷) رامی‌توان برحسب راکتیویته به‌صورت زیرنوشت

$$\rho = \frac{\omega l_p}{۱+\omega l_p} + \frac{\omega}{۱+\omega l_p}\cdot\frac{\beta}{\omega+\lambda} \qquad (۲۶-۷)$$

این معادله معروف به‌معادله راکتیویته تک‌گروه نوترون تأخیری است.قبل از درنظرگرفتن اهمیت معادله راکیتویته، باید یادآور شد که اگریک راکتور فوق بحرانی است، درآن صورت $k > ۱$ و ρ مثبت است. در این حالت‌گفته می‌شود که راکتور دارای راکتیویته مثبت است. به‌عبارت‌دیگر وقتی راکتور تحت‌بحرانی است $k < ۱$ و ρ منفی می‌باشد وگفته می‌شود راکتور دارای راکتیویته منفی است. باید یادآور شد، معادله (۲۵-۷) نشان می‌دهد که ρ بین ∞ − تا ۱ تغییر می کند.

۱- Reactivity

مثال ۷-۳ راکتیویته مربوط به‌تغییر k_∞ بین ۱٫۰۰۰ تا ۱٫۰۰۱ چقدر است؟
حل: از معادله (۷-۲۵) داریم

$$\rho = \frac{1{,}001 - 1}{1{,}001} \cong 10^{-3}$$

ازآنجا که صورت برابر تغییر در k است، ρ مساوی کسر تغییر در k می‌باشد. دراین حالت ρ، اغلب برحسب درصد یعنی، ٪۰٫۱ $= 100 \times 10^{-3} = \rho$ است.

معادله راکتیویته، (۷-۲۶) رابطه‌ای بین راکتیویته راکتور ومقادیری از ω می‌باشد که برای آنها معادلات (۷-۲۱) و (۷-۲۲) جوابهای معادلات دیفرانسیل (۷-۱۹) و (۷-۲۰) هستند. به‌اختصار می‌توان گفت حل معادلات دیفرانسیل منجر به‌مسالهٔ یافتن ریشه‌های معادله (۷-۲۶) برای مقدار مشخصی از ρ است. بهترین روش رسم سمت راست معادله (RHS) برحسب ω به‌طوری که در شکل ۷-۱ نشان داده شده است می‌باشد. به‌طوری که درشکل نشان داده شده این منحنی دارای سه شاخه مشخص است. ریشه‌های معادله درمحل تقاطع هاقرار دارند، جائی که این منحنی‌هاخطوط افقی مربوط به‌مقادیر معین ρ را قطع می‌کنند. دو حالت نشان داده شده‌است: یکی برای مقادیر مثبت ρ دیگری برای‌مقادیر منفی ρ. دیده خواهدشد که‌دوریشه‌ی ω_1 و ω_2 برای $\rho+$ و $\rho-$ وجوددارد. بنابراین تابع فلو به‌صورت‌زیر می‌باشد.

$$\Phi_T = A_1 e^{\omega_1 t} + A_2 e^{\omega_2 t} \qquad (۷-۲۷)$$

A_1 و A_2 مقادیر ثابتی هستند.

از شکل ۷-۱ دیده می‌شود که وقتی ρ مثبت است ω_1 مثبت و ω_2 منفی است. لذابا گذشت زمان عبارت‌دوم معادله (۷-۲۷) ازبین می‌رودو سرانجام فلو متناسب با $e^{\omega_1 t}$ افزایش می‌یابد. به‌عبارت دیگر، وقتی ρ منفی است، دو پایای ω_1 و ω_2 منفی هستند، اما قدرمطلق مقدار ω_2 بیش از ω_1 است. بنابراین عبارت دوم معادله(۷-۲۷) سریع‌تر از عبارت‌اول از بین می‌رود، و لذا فلو به‌نسبت $e^{\omega_1 t}$ کاهش می‌یابد. در هردو حالت مثبت یا منفی ρ، فلو به‌سمت $e^{\omega_1 t}$میل می‌کند یعنی

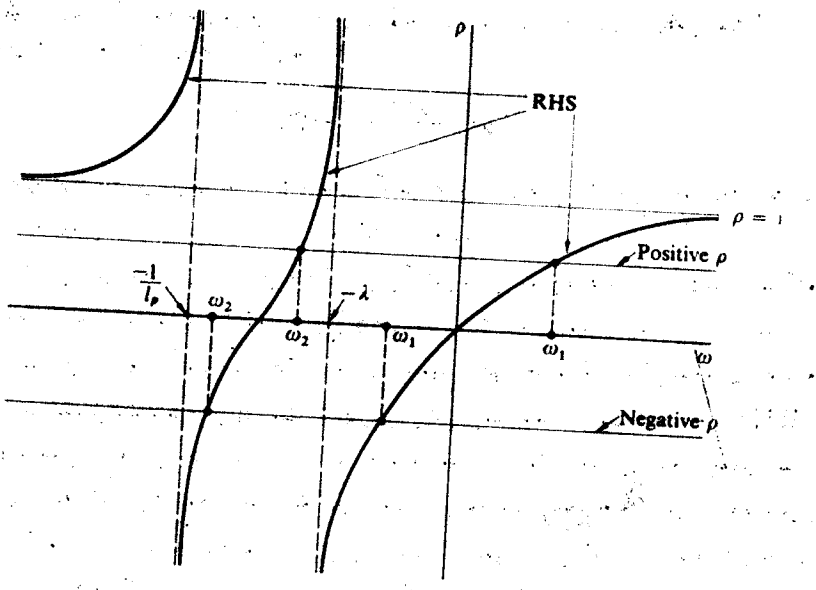
$$\Phi_T \longrightarrow e^{\omega_1 t} \qquad (۷-۲۸)$$

معکوس ω_1 را پریدراکتور یاگاهی پرید پایدار نامند وبه T نشان داده می‌شود، یعنی

$$T = \frac{1}{\omega_1} \qquad (۷-۲۹)$$

بنابراین رفتار نهائی فلو راسی‌توان به‌صورت‌زیر نوشت

$$\Phi_T \longrightarrow e^{t/T} \qquad (۷-۳۰)$$



شکل ۷-۱ رسم معادله راکتیویته برای یک‌گروه نوترون‌های تاخیری

اگر تمام‌شش‌گروه نوترون‌های تاخیری‌به‌جای فقط یک‌گروه‌درنظرگرفته می‌شد، معادله‌راکتیویته حاصل همان شکل معادله (۷-۲۶) را خواهد داشت لکن الزاماً پیچیده‌تر می‌بود. معادله راکتیویته کلی به‌صورت زیر است.

$$\rho = \frac{\omega l_p}{1+\omega l_p} + \frac{\omega}{1+\omega l_p} \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i}{\omega+\lambda_i} \qquad (۷-۳۱)$$

دراین رابطه β_i و λ_i مربوط به‌گروه iام نوترون‌های تاخیری است. با رسم سمت راست‌معادله (۷-۳۱) به آسانی نشان داده می‌شود که معادله دارای هفت ریشه برای ρ منفی یا ρ مثبت است. فلو برابر مجموع چند اکسپانسیل است، اما در این مورد به‌جای دو اکسپانسیل هفت اکسپانسیل داریم. درهرحال، درست‌نظیر حالت یک‌گروه نوترون‌تاخیری باافزایش زمان Φ یکبار دیگر به سمت $e^{\omega_1 t}$ میل می‌کند که ω_1 اولین ریشه معادله است با ρ مثبت یا منفی. پرید راکتور نیز عکس ω_1 است. مقادیر پرید برای راکتوری که سوخت آن ^{235}U است از معادله (۷-۳۱) محاسبه می‌شود ودر شکل (۷-۲) برحسب راکتیویته نشان داده شده است.

مثال ۷-۴ بااستفاده ازشکل ۷-۲ پرید راکتور مشروح مثال ۷-۱ را در نتیجه تغییر k_∞ از ۰٫۰۱ به ۰٫۰۰۱ تعیین کنید (همان مقداری که درمثال ۷-۲ داده شده است).

حل. درمثال ۷-۱ نشان داده شد که $l_p \simeq 10^{-4}$ ثانیه است. درمثال۷-۳ راکتیویته

معادل این تغییر در k_∞ مجاسبه شد برابر $\rho = 10^{-3}$ به‌دست آمد. بنابراین پریدراکتور، که از شکل ۷-۲ مستقیماً به‌دست می‌آید برابر ۵۷ ثانیه است.

اثرقابل توجه نوترون‌های تاخیری در رفتار تابع زمان راکتور ازمقایسه مثال‌های (۷-۲) و (۷-٤) معلوم می‌شود. درمثال اول، نوترون‌های تاخیری درمحاسبه درنظرگرفته نشده‌اند وپرید فقط ۱ر۰ ثانیه بودولی بادرنظرگرفتن نوترون‌های تاخیری پریدبه ۵۷ ثانیه افزایش یافت یعنی بیش از ۵۰۰ برابرشد.

حال موضوع بحث رامتوجه سینتیک راکتورهای سریع می کنیم؛ یادآور می‌شویم که عمر نوترون‌های آنی دراین نوع راکتورهاخیلی کوتاه است درحدود 10^{-7} ثانیه. بنابراین، بجز برای حالتی که اضافه راکتیویته خیلی زیاد است که درنتیجه مقدار ω بزرگی رابه‌وجود می‌آورد (پریدهای کوتاه راکتور)، کمیت ωl_p درمعادله (۷-۳۱) را می‌توان صرفنظر کرد. معادله راکتیویته راکتورهای سریع تقریباً برابر است با

$$\rho = \omega \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i}{\omega + \lambda_i} \qquad (۷-۳۲)$$

برای راکتورهای سریع باسوخت $U^{۲۳۵}$، پرید را می‌توان از منحنی $l_p = 0$ شکل (۷-۲) تعیین کرد.

حالت بحرانی آنی

درقسمت ۶-۱ نشان داده شد که ضریب تکثیر متناسب باتعداد کل نوترون‌های آنی و تاخیری تابش شده درهرشکافت است. از آنجا که فقط کسر $(\beta - 1)$ از نوترون‌های شکافت آنی هستند، ضریب تکثیر تاآنجا که مربوط به‌نوترون‌های آنی می‌شود درحقیقت برابر $k(\beta - 1)$ است. بنابراین ،وقتی

$$(1-\beta)k = 1 \qquad (۷-۳۳)$$

است راکتور فقط بانوترون‌های آنی‌تنها بحرانی است‌وگفته می‌شود راکتور بحرانی آنی‌است. دراین حالت، همان‌طورکه درمثال (۷-۲) داشتیم، پرید خیلی کوتاه است.

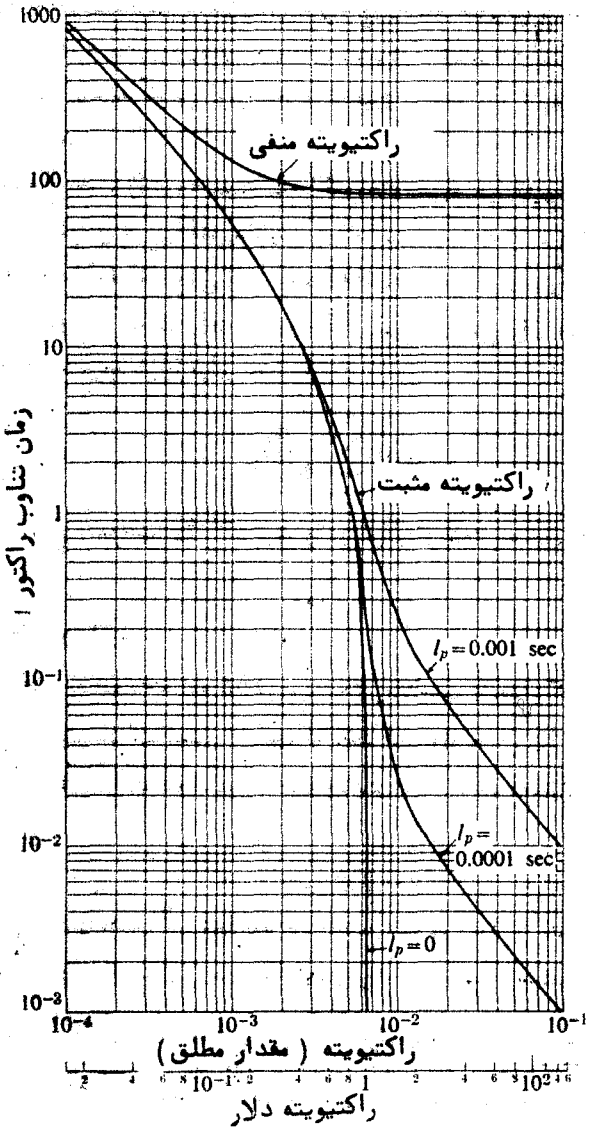
راکتیویته مربوط به‌حالت بحرانی آنی را می‌توان با قرار دادن $k = \frac{1}{1-\beta}$ از معادله (۷-۳۳) درمعادله (۷-۲۵) به‌دست آورد. به‌آسانی دیده می‌شود که این امر شرط بحرانی‌را به‌دست می‌دهد.

$$\rho = \beta \qquad (۷-۳٤)$$

لذا چون $\beta = 0.0065$ برای شکافت‌هایی که با نوترون‌های حرارتی در $U^{۲۳۵}$ القا می‌شود،

۱- Prompt Critical State

است بنابراین با اضافه کردن فقط ۰۶۵ر۰ یا ٪۶۵ر۰ راکتیویته راکتور حرارتی با سوخت $U^{۲۳۵}$ آناً بحرانی می‌شود .



شکل ۷-۲ پرید راکتور برحسب راکتیویته مثبت ومنفی برای یک راکتور با سوخت $U^{۲۳۵}$

چون راکتورها درچنین پریدکوتاهی بحرانی آنی می‌شوند، عملا اضافه راکتیویته مثبت‌را محدودبه کمتر از β می کنند. بعضی از راکتورهای پژوهشی دارای خواص ذاتی‌هستند

که به‌محض اینکه راکتور فوق بحرانی‌شود خاموش می‌گردد. وقتی‌این راکتورها ناگهان بحرانی آنی شوند، آنها پالس های 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 به‌دلار مشهور است. ازآنجا که‌مقدار β از سوختی به سوخت دیگر تغییر می کند، دلار یک واحد مطلق نیست. کسر نوترون‌های تاخیری برای مهمترین ایزوتوپهای شکافت‌پذیر وبارور در جدول۷-۲ داده شده است مثلا ، ارزش یک دلار برابر٪۶۵ر. راکتیویته‌در راکتور باسوخت $U^{۲۳۵}$است، لکن ارزش آن برای‌راکتور باسوخت $U^{۲۳۳}$ فقط ۰ر۰۰۲۶ $=\beta$ است. راکتیویته معادل یکصدم دلار را یک سنت می‌نامند.

جدول ۷-۲

کسر نوترون‌های تاخیری

هسته	β (شکافت حرارتی)	β (شکافت سریع*)
$Th^{۲۳۲}$	—	۰ر۰۲۰۳
$U^{۲۳۳}$	۰ر۰۰۲۶	۰ر۰۰۲۶
$U^{۲۳۵}$	۰ر۰۰۶۵	۰ر۰۰۶۴
$U^{۲۳۸}$	—	۰ر۰۱۴۸
$Pu^{۲۳۹}$	۰ر۰۰۲۱	۰ر۰۰۲۰

مثال ۷-۵ راکتیویته راکتور مثال ۷-۳ برابر ۰ر۰۰۱ است. اگر سوخت راکتور $U^{۲۳۵}$ باشد راکتیویته برحسب دلار چقدر است؟

حل. مقدار β برابر ٪۶۵ر. است لذا ρ برابر است با

$$\rho=\frac{۰ر۰۰۱}{۰ر۰۰۶۵}=۰ر۱۵۴ \text{ دلار}$$

$$=۱ر۵۴ \text{ سنت}$$

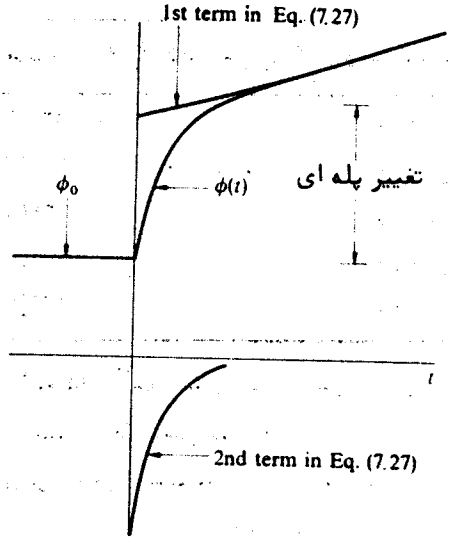
جهش (افت) آنی

درپی یک تغییر آنی درضریب تکثیر ، راکتور بحرانی حالتی شبیه معادله (۷-۲۷) نشان می‌دهد یعنی

$$\Phi=A_۱e^{\omega_۱t}+A_۲e^{\omega_۲t} \qquad (۷-۲۷)$$

*شکافت دراثر نوترون‌های آنی

که براساس مدل یک‌گروه نوترون تاخیری است‌وباجمع هفت اکسپانسیل برای یک حالت حقیقی‌تر شش گروهی معادله مربوط به‌دست می‌آید. به‌طوری که قبلا شرح دادیم عبارت دوم معادله (۷-۲۷) به‌سرعت ازبین می‌رودوفلو فقط منحصر به‌عبارت اول می‌شود که بالاوپائین رفتن آن تابع پرید $T=\frac{1}{\omega_1}$ است . محاسبات دقیق نشان می‌دهد که وقتی ρ مثبت است A_2 منفی‌است و وقتیρ منفی استA_2مثبت است. اثرسریع ازبین رفتن عبارت منفی‌این است که‌یک افزایش ناگهانی درفلو درپی وارد کردن‌راکتیویته مثبت به‌راکتور، مطابق شکل(۷-۳) است. به‌طریق مشابه از بین رفتن سریع عبارت مثبت بدان معنی است که فلو در اثر راکتیویته منفی آنی افت می‌کند . برای تعیین رفتارکلی تابع زمان یک راکتور لازم است که بدانیم سطح فلوئی که ابتدا،قبل از درنظرگرفتن یک پرید پایدار، افزایش یا کاهش می‌یابد چقدر است.



شکل ۷-۳ رفتار تابع زمان راکتور پس‌از یک تغییر پله‌ای در راکتیویته آن، ابتدای جهش درشکل دیده می‌شود .

محاسبات دقیق درباره‌ی جوابگوئی اولیه به‌تغییرات درراکتیویته تااندازه‌ای پیچیده است،به‌ویژه وقتی تمام هفت عبارت فلو درنظرگرفته شوند. یک‌نتیجه تقریبی وساده را می‌توان فقط با فرض این که غلظت‌های هسته‌های مولد نوترون‌های تاخیری درطول زمان بالا رفتن یا افت ناگهانی درفلو تغییر نمی‌کنند، به‌دست آورد. این پایه تقریب جهش آنی[1] است.

بافرض ثابت‌گرفتن غلظت هسته‌های مولد درحالت بحرانی راکتور، از معادله(۷-۲۰)

1- Prompt Jump approximation

نتیجه می‌شود که $\frac{dC}{dt}=0$ است و

$$C=\frac{\beta\bar{\Sigma}_a\Phi_{T_0}}{p\lambda} \qquad (۳۵-۷)$$

می‌باشدو k_∞ رادرابتدا چون راکتور (بینهایت) بحرانی فرض‌شده است برابر واحد قرار داده‌اند. در معادله (۳۵-۷) Φ_{T_0} مقدار فلوی نوترون قبل از تغییر در راکتیویته است. با قرار دادن معادله (۳۵-۷) درمعادله (۱۹-۷) داریم

$$l_p\frac{d\Phi_T}{dt}=[(1-\beta)k_\infty-1]\Phi_T+\beta\Phi_{T_0}$$

که k_∞ ضریب تکثیر بعد از تغییر در راکتیویته است. جواب این معادله با توجه به شرط $\Phi_T(0)=\Phi_{T_0}$ به‌آسانی به‌صورت زیر به‌دست می‌آید

$$\Phi_T=\Phi_{T_0}\exp\frac{[(1-\beta)k_\infty-1]t}{l_p}+$$

$$+\frac{\beta\Phi_{T_0}}{1-(1-\beta)k_\infty}\left[1-\exp\frac{[(1-\beta)k_\infty-1]t}{l_p}\right] \qquad (۳۶-۷)$$

حال برای حالت $(1-\beta)k_\infty<1$ ، یعنی برای راکتیویته کمتر از حالت بحرانی آنی ، دو جمله اکسپنانسیلی در معادله (۳۶-۷) باپرید زیر ازبین می‌رود.

$$T=\frac{l_p}{(1-\beta)k_\infty-1}\simeq\frac{l_p}{k_\infty-1}$$

که پرید بسیار کوتاهی است که درعدم حضور نوترون‌های تاخیر به‌وسیله معادله (۱۳-۷) داده شده است. لذا ازمعادله (۳۶-۷) دیده می‌شود که Φ_T به‌سرعت به‌صورت زیر درمی‌آید

$$\Phi_T=\frac{\beta}{1-(1-\beta)k_\infty}\Phi_{T_0} \qquad (۳۷-۷)$$

باقرار دادن $k_\infty=\frac{1}{1-\rho}$ ازمعادله(۲۴-۷)در معادله (۳۷-۷) معادله به‌صورت زیر می‌شود.

$$\Phi_T=\frac{\beta(1-\rho)}{\beta-\rho}\Phi_{T_0} \qquad (۳۸-۷)$$

به‌عنوان اولین کاربرد معادله (۳۸-۷)، یک تغییر در راکتیویته مثبت درنظر می‌گیریم، که لازم است ازدیادی درسطح قدرت راکتور ایجاد نماید. به‌دلایل ایمنی، چنین افزایش‌هائی در راکتیویته معمولا 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

می‌شود که این پرید مربوط به‌راکتیویته‌ای حدود ۰۰۰۶/. برای راکتور باسوخت $U^{۲۳۵}$ است. وقتی‌این مقدار ρ را درمعادله (۷-۳۸) قرار می‌دهیم دیده می‌شود $\Phi_T \simeq \Phi_{T_0}$ است. نتیجه می‌شود که برای افزایش‌های راکتیویته مثبت، جهش آنی درفلو معمولا ناچیز است‌و می‌توان فرض کرد که فلو بایک پرید ثابت از مقدار اولیه‌اش افزایش می‌یابد.

باراکتیویته منفی‌وضع متفاوت است، حال می‌توان راکتیویته (منفی) خیلی زیادبه دستگاه داد. دراین‌حالت‌راکتور بطور آنی خاموش[۱] می‌شودیعنی چند یاهمه میله‌های کنترل به‌سرعت به‌داخل قلب راکتور برده می‌شوند. مثلا ،فرض کنید ناگهان٪ ۲۰ راکتیویته منفی به قلب راکتیوری با سوخت $U^{۲۳۵}$ داده شود. سپس با قرار دادن مقادیر ۰ر۰۰۶۵ = β و ۰ر۲ — = ρ درمعادله (۷-۳۸) خواهیم داشت

$$\Phi_T = ۰ر۰۳۸\Phi_{T_0}$$

لذا فلوی راکتور (وقدرت، که متناسب با فلو است) قبل از این که‌راکتور به‌پرید ثابت* برسد. به‌سرعت به‌حدود چهار درصد مقدار اولیه‌اش می‌افتد.

از شکل (۷-۱) دیده می‌شود که هرچه ρ بیشتر (منفی) می‌شود ریشه اول معادله راکتیویته‌به‌سمت λ — ، ثابت تجزیه برای نوترون‌های تاخیری فرضی یک‌گروهی میل‌می‌کند. وقتی معادله راکتیویته برای حالت واقعی شش‌گروه نوترون تاخیری رسم شود. مقدار ω_1به سمت λ_1 — ثابت تجزیه‌بلندترین‌هسته مولد یعنی‌هسته‌مادر بانیمه عمر ۸۰ ثانیه‌میل‌می‌کند. لذا باافزودن راکتیویته منفی بزرگ، پرید (منفی) مقدار زیر را خواهد داشت:

$$T = \frac{۱}{\omega_1} = \frac{۱}{\lambda_1} = ۸۰ \text{ ثانیه}$$

این نتیجه را همچنین می‌توان ازشکل ۷-۲ مشاهده نمود. به‌طوری که درشکل نشان داده‌شده است راکتور با این پرید ۸۰ ثانیه با راکتیویته منفی بیش از حدود ٤/. درصد ادامه کار خواهد داد.

مثال ۷-۶ یک راکتور باسوخت $U^{۲۳۵}$ باقدرت MW ۵۰۰ کارمی کنددراثر سقوط

---

* البته، این نتیجه وبحث قبل فقط مربوط به‌قدرت حاصل ازشکافت در داخل راکتور می‌شود. قدرت حاصل از تجزیه‌پاره‌های شکافت رادیواکتیو درنظرگرفته نشده است. درفصل ۸ نشان داده خواهد شد که قدرت حاصل از تجزیه پاره‌های شکافت به‌مقدار ۷درصدقدرت راکتور می‌رسد و این وقتی است که راکتور مدت طولانی کارکرده باشد و تراکم پاره‌های شکافت به‌حد تعادل رسیده باشد. اگر این درست باشد، پس از خاموش کردن ناگهانی راکتور قدرت آن حداکثر ۷درصد قدرت اولیه‌اش می‌رسد.

۱- Scram

میله‌های کنترل به‌ارزش ۰٫۱ درصد راکتیویته به‌داخل قلب راکتور آناً خاموش می‌شود. قدرت راکتور (شکافت) پس از ده دقیقه چه‌اندازه خواهد رسید؟

حل. قدرت راکتور ناگهان به P_1 می‌رسد که از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$P_1 = \frac{\beta(1-\rho)}{\beta-\rho}P_0$$

$$= \frac{۰٫۰۰۶۵(۱+۰٫۱۰)}{۰٫۱۰+۰٫۰۰۶۵} \times ۵۰۰ = ۳۳٫۵\,MW$$

این قدرت برطبق رابطه زیر کاهش می‌یابد

$$P = P_1 e^{-t/T}$$

که $T = ۸۰$ ثانیه است. پس از ده دقیقه قدرت به‌مقدار زیر می‌رسد

$$p = ۳۳٫۵ e^{-(۱۰\times۶۰)/۸۰} = ۳۳٫۵ e^{-۷٫۵}$$

$$= ۰٫۰۱۸۵\,MW$$

راکتیویته‌های کم

به‌طوری که در شکل ۷-۲ 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 ω در مخرج معادله (۷-۲۶) یا (۷-۳۱) قابل‌صرفنظر است ونتیجه به‌صورت زیر درمی‌آید.

$$\rho = \omega_1 \left(l_p + \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i} \right) = \omega_1 (l_p + \sum_i \beta_i \bar{t}_i) \qquad (۷-۳۹)$$

که $\bar{t}_i = ۱/\lambda_i$ عمر متوسط هسته مولد i امین گروه است. حال پرید راکتور را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$T = \frac{۱}{\omega_1} = \frac{۱}{\rho}(l_p + \sum_i \beta_i \bar{t}_i) \qquad (۷-۴۰)$$

مقادیر سمت راست معادله (۷-۴۰) درجدول (۷-۳) برای هسته‌های شکافت‌پذیر حرارتی داده شده‌اند. درتمام حالات این جمع خیلی بزرگتر از مقدار معمول l_p است و معادله (۷-۴۰) به‌معادله زیر تبدیل می‌شود .

$$T = \frac{۱}{\rho} \sum_i \beta_i \bar{t}_i \qquad (۷-۴۱)$$

مثال‌هایی ازکاربرد این رابطه درمسایل پایان فصل داده شده است

جدول ۷-۳

مقادیر جمع $\sum_i \beta_i \bar{t}_i$

هسته	$\sum_i \beta_i \bar{t}_i$ ثانیه
^{233}U	۰ر۰۴۷۹
^{235}U	۰ر۰۸۴۸
^{239}Pu	۰ر۰۳۲۴

۷-۲ میله‌های کنترل و کنترل شیمیائی[1]

به‌طوری که درمقدمه این فصل تشریح شد، میله‌های کنترل به‌دو منظور استفاده می‌شوند:

(۱) تغییردادن درجه‌بحرانی راکتور به‌منظور بالابردن یاپائین آوردن سطح قدرت راکتور.

(۲) حفظ حالت‌بحرانی راکتور باجبران نمودن تغییرات خواص هنداد(سیستم) که در طول عمر راکتور رخ می‌دهد.

کاربرد میله کنترل‌برای منظور اول، اثر آن‌این است که راکتور را دریک پریدثابت نگهمیدارد. ارزش میله[2] دراین‌حالت‌برطبق تعریف مقدار راکتیویته‌لازم برای ایجاد پرید مورد نظر است. به‌عبارت دیگر، ارزش یک میله کنترل به کار رفته برای اینکه‌راکتور رابحرانی نگه دارد برحسب مقدار تغییر در ضریب تکثیر بینهایت آن اندازه‌گیری می‌شود، واین مقدار تغییر را میله کنترل جبران می‌نماید. باوجود اختلاف بنیادی دراین‌دو تعریف می‌توان نشان داد که این تعریف‌های ارزش میله اساساً مشابه می‌باشند. در این قسمت ارزش‌های میله‌های کنترل درچند مورد مهم به‌دست آورده خواهد شد.

میله کنترل مرکزی

به‌عنوان اولین مثال، یک محاسبه ارزش میله کنترل به‌شعاع a که در راستای محور

---

* نظریه راکتور هسته‌ای، جی ـ آر. لامارش از صفحه ۵۹۰ به‌بعد

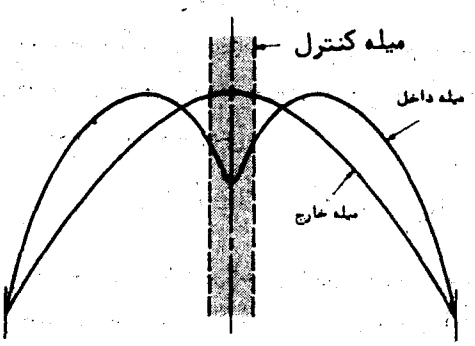
۱- Chemical Shim ۲- Rod worth

قلب استوانه‌ای‌یک راکتور حرارتی لخت‌باشعاع امتداد[۱] یافته‌وارتفاع R و H قرارگرفته است درنظر می‌گیریم. اگرفرض کنیم وقتی میله ازقلب راکتور خارج می‌شود جای آن از موادراکتور پر می‌شود، محاسبات بسیار ساده می‌گرددو در حالت عکس وقتی میله کنترل به‌داخل قلب راکتور وارد می‌شود استوانه‌ای از مواد قلب راکتور به‌اندازهٔ میله کنترل از قلب‌خارج می‌گردد.

فرض کنید باخارج کردن میله کنترل، راکتور درست‌بحرانی است. دراین‌صورت شکل فلوی‌نوترون مطابق شکل (۷-٤) است، که به‌وسیله معادله زیر تعیین می‌شود

$$\nabla^2\Phi_T + B_o^2\Phi_T = 0 \qquad (۷-۴۲)$$

که B_o^2 باکلنیک معمولی یک راکتور استوانه‌ای لخت است. اگر میله تماماً در داخل قلب راکتور قرارگیرد فلو مطابق شکل (۷-٤) خواهد شد، که به‌علت جذب نوترون درمیله درمحل میله افت شدید پیدا می‌کند.



شکل ۷-٤ نمودار توزیع فلو دریک راکتور لخت، با وبدون میله کنترل مرکزی

شکل فلو را می‌توان ازمعادله زیر به‌دست آورد

$$\nabla^2\Phi_T + B^2\Phi_T = 0 \qquad (۷-۴۳)$$

که B^2 باکلنیک هنداد باحضور میله کنترل است.

بااستفاده ازنظریه تک‌گروهی، ضریب تکثیر اولیه راکتور بحرانی از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$k_o = \frac{k_\infty}{1 + B_o^2 M_T^2} = 1$$

در حالی که ضریب تکثیر راکتور وقتی‌میله کنترل درداخل‌قلب راکتور قرار دارد برابر است‌با

$$k = \frac{k_\infty}{1 + B^2 M_T^2}$$

---

۱ - Extrapolated Radius

برطبق معادله (۷-۲۰۵) این تغییر در ضریب تکثیر برابر با یک را کتپویته (منفی) به‌صورت زیر است

$$\rho = \frac{k-1}{k} = \frac{k-k_0}{k}$$

ازآنجا که برطبق تعریف، ارزش میله ρ_ω برابر مقدار ρ است، نتیجه می‌شود که

$$\rho_\omega = |\rho| = \frac{k_0-k}{k} = \frac{(B^2 - B_0^2)M_T^2}{1+B_0^2 M_T^2} \qquad (۷-۴۴)$$

در صورتی که $B^2 \cong B_0^2$ باشد معادله (۷-۴۴) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$\rho_\omega = \frac{2M^2 B_0 \Delta B}{1+B_0^2 M_T^2} \qquad (۷-۴۵)$$

که

$$\Delta B = B - B_0$$

برای محاسبه ρ_ω لازم است معادلات (۷-۴۲) و (۷-۴۳) را حل کنیم و B^2 و B_0^2 کمترین کمیت‌های ویژه درهر حالت، را حساب کنیم. درصورت خارج‌بودن میله ازقلب B_0^2 از رابطه به‌دست آمده درفصل ۶، حساب می‌شود یعنی

$$B_0^2 = \left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$$

محاسبه B^2 تا اندازه‌ای به‌دو دلیل مشکلتر است: دلیل اول، درصورت وجود میله در قلب وضع هندسی پیچیده‌تر است، ودلیل دوم ، میله کنترل اگر جاذب قوی نوترون باشد،فلو رابه اندازه‌ای تغییر می‌دهد که نظریه پخش در حوالی آن‌صادق نیست. این مشکل دوم رامی‌توان بدین‌وسیله حل کرد که فلو درشرط مرزی زیر درسطح میله صدق می کند.

$$\frac{1}{\Phi_T}\frac{d\Phi_T}{dr} = \frac{1}{d} \qquad (۷-۴۶)$$

که d فاصله امتداد یافته نامیده می‌شود. این همان روشی است که در فصل ۵ درارتباط با پخش نوترون در نزدیکی یک سطح لخت، در جایی که نظریه پخش درست نیست، استفاده شد.

مقادیر d با استفاده از روش‌های نظریه‌ای پیشرفته محاسبه شده است. نتایج این محاسبات را می‌توان بارابطه* زیربه‌طور تقریبی بیان کرد :

$$d = 2{,}1321 D \frac{a\Sigma_t + 0{,}9354}{a\Sigma_t + 0{,}5098} \qquad (۷-۴۷)$$

---

* B. Pellaud, Nuclear Science and Engineering 33, 169 (1968)

که $\overline{D}$ ضریب پخش نوترون حرارتی، $\overline{\Sigma}_a$ سطح مقطع ماکروسکپی کل می‌باشد. هردو پایا در مورد ماده‌ای که اطراف میله را احاطه می‌کند به کار می‌روند. معادله (۷-۴۷) برای میله‌های جاذب قوی به کار می‌رود، یعنی میله‌های سیاه†، روابط دیگری برای میله‌های باقدرت جذب کمتر یعنی میله‌های خاکستری در کتابهای مربوط یافت می‌شود.

حل معادله (۷-۴۳) باتوجه به‌شرط مرزی (۷-۴۶) به‌اضافه شرایط معمولی در سطح راکتور تااندازه‌ای ملال‌انگیز است ودر اینجا بحث نخواهد شد. به‌ویژه ،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 می‌توان برای ΔB حل کرد وباجای‌گذاری در معادله (۷-۴۵) نتیجه زیر حاصل می‌شود :

$$\rho_\infty = \frac{۷٫۴۲\, M_T^2}{(۱+B_0^2 M_T^2)R^2}\left[۰٫۱۱۶ + \ln\left(\frac{R}{۲٫۴۰۵a}\right)+\frac{d}{a}\right]^{-1} \qquad (۷-۴۸)$$

معادله (۷-۴۸) ارزش میله کنترل سیاه واقع درمرکز یک راکتور حرارتی استوانه‌ای که به کمک نظریه تک‌گروهی تقریبی حساب شده است، به‌دست می‌دهد.

مثال ۷-۷ یک راکتور لخت استوانه‌مربعی کوچک (یعنی $H=2R$) باارتفاع امتداد یافته ۷۰ سانتیمتر است. راکتور دارای مخلوطی از آب معمولی و U^{235} در درجه حرارت معمولی کار می‌کند. ارزش میله کنترل سیاه به‌شعاع ۱/۹ 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 برحسب بهره حرارتی سوخت به‌صورت زیر است (قسمت ۶-۵)

$$\frac{k_\infty}{۱+B_0^2 M_T^2} = \frac{\eta_T f}{۱+B_0^2[(۱-f)L_{TM}^2+\tau_{TM}]} = ۱$$

که L_{TM}^2 و τ_{TM} سطح پخش وسن نوترون درآب می‌باشند. حل معادله برای f بصورت زیر است

$$f = \frac{۱+B_0^2(L_{TM}^2+\tau_{TM})}{\eta_T + B_0^2 L_{TM}^2} \qquad (۷-۴۹)$$

مقدار B_0^2 عبارت است از

$$B_0^2 = \left(\frac{۲٫۴۰۵}{۳۵}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{۷۰}\right)^2 = ۶٫۷۴ \times ۱۰^{-3}$$

بااستفاده ازاین مقدار همراه با $L_{TM}^2 = ۸٫۱ cm^2$ و $\tau_{TM} = ۲۷ cm^2$ و $\eta_T = ۲٫۰۶۵$ در

---

† یک ماده سیاه طبق تعریف ماده‌ای است که تمام نوترون‌های حرارتی ورودی راجذب می‌کند ماده خاکستری بعضی ولی نه تمام نوترون‌ها را جذب می‌نماید.

معادله (۴۹-۷) داریم

$$f = \frac{۱ + ۶ر۷۴ \times ۱۰^{-۳}(۸ر۱ + ۲۷)}{۲ر۰۶۵ + ۶ر۷۴ \times ۱۰^{-۳} \times ۸ر۱} = ۰ر۵۸۳$$

از اینجا می‌توان $M_T^۲$ را حساب کرد

$$M_T^۲ = (۱ - ۰ر۵۸۳) \times ۸ر۱ + ۲۷ = ۳۰ر۴ \, cm^۲$$

در مسأله‌حاضر راکتور دارای محلول خیلی رقیقی از $U^{۲۳۵}$ و آب است. لذا هردو پایای $\overline{D}$ و $\overline{\Sigma_t}$در معادله (۴۷-۷)دارای مقادیری‌برای آب تنهاهستند، یعنی ، $\overline{D} = ۰ر۱۶ cm$(ازجدول ۵-۲) $\Sigma_t = ۳ر۴۴۳ cm^{-۱}$ (ازجدول ۳ پیوست ۲). با قراردادن این مقادیر همراه $a = ۱ر۹۰$ سانتیمتر در معادله (۴۷-۷) داریم

$$d = ۲ر۱۳۱ \times ۰ر۱۶ \times \frac{۱ر۹۰ \times ۳ر۴۴۳ + ۰ر۹۳۵۴}{۱ر۹۰ \times ۳ر۴۴۳ + ۰ر۵۰۹۸} = ۰ر۳۶۱ cm$$

باجایگزین کردن مقادیر برای $M_T^۲$ ، $B_۰^۲$ و d در معادله (۴۸-۷) خواهیم داشت:

$$\rho_\omega = \frac{۷ر۴۳ \times ۳۰ر۴}{(۱ + ۶ر۷۴ \times ۱۰^{-۳} \times ۳۰ر۴)(۳۵)^۲} \left[۰ر۱۱۶ + \ln\left(\frac{۳۵}{۲ر۴۰۵ \times ۱ر۹}\right) + \frac{۰ر۳۶۱}{۱ر۹} \right]^{-۱}$$

$$\rho_\omega = ۰ر۰۶۵ = ۶ر۵٪$$

میله‌های کنترل خوشه‌ای[۱]

کنترل هیچ راکتوری عملا فقط بایک میله‌ای که درقسمت قبل بحث شد انجام نمی‌گیرد. این‌امر به‌این علت است که وجود یک‌میله منحصربه‌فرد، باقدرت جذب شدیدمنجر به‌افت شدید فلو مطابق شکل (۴-۷) می‌شودواین خودباعث‌توزیع‌قدرت ودرجه حرارت‌نامطلوب در قلب راکتور می گردد. در عین‌حال، اتکا فقط به‌یک میله برای کنترل راکتور از نقطه‌نظر ایمنی عاقلانه نیست، زیرا این بستگی، درصورت عدم کارمیله، میله کنترل دیگری دراختیار نیست.

اغلب راکتورهای پژوهشی، که باقدرت کم کار می کنند ـ حدود چندگاوات‌یا کمتر با تعداد کمی میله‌های کنترل، که معمولا به‌صورت متقارن درحول مرکز قلب قرارگرفته‌اند، کنترل می‌شوند . روابطی که برای محاسبهٔ ارزش چنین حلقه‌های میلهٔ کنترل به کار می‌روند بسیار پیچیده‌اند که بتوان آنها را در اینجا دوباره به‌دست آورد. آنها را می‌توان در منابع آخر فصل پیدا کرد .

۱- Cluster Control Rod

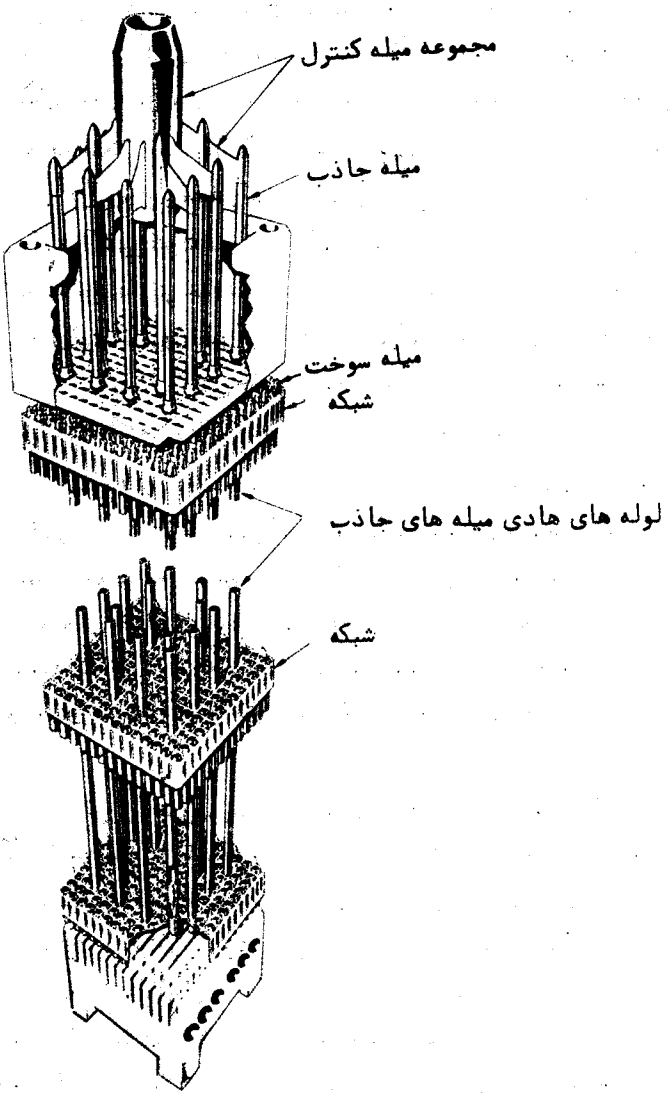
به‌عبارت دیگر، راکتورهای قدرت که در چگالیهای قدرت زیاد ودرجه‌حرارت بالا کار می‌کنند، بسیار مهم‌است که فلوی‌نوترون درآنهاتا آنجا که ممکن است درسرتاسر قلب راکتور یکنواخت‌باشد. به‌این دلیل راکتورهای قدرت‌همیشه حاوی تعدادزیادی میلهٔ کنترل هستند. امروزه‌از دونوع مختلف‌میله های کنترل استفاده‌می‌شود. دریکی ازآنها، تعدادی‌میله های‌استوانه‌ای کوچک حدود اندازه‌میله های سوخت‌به یک صفحه فلزی محکم شده‌اندوشبکه عنکبوتی نامیده می‌شود وبه‌طوری که در شکل ۷-۵ نشان داده شده است همه در داخل فضای خالی میله سوخت‌حرکت‌می کنند. هرگروه ازمیله های سوختی که‌این‌گونه بهم‌متصل‌شده‌اند را«میله کنترل خوشه‌ای»مینامند. یک راکتور قدرت معمولی ممکن است بین ۵۰ تا ۶۰ میله کنترل‌خوشه‌ای داشته‌باشد که هرخوشه‌خود دارای حدود ۲۰ میله است که کلا به ۱۰۰ میله کنترل می‌رسد. میله هاخوداز جاذب های‌قوی نوترون‌نظیر آلیاژهای مختلف کادمیوم، اندیوم‌ونقره یافولادحاوی بور تشکیل‌شده‌اند که دربعضی‌از راکتورها مورداستفاده قرار گرفته‌اند.- اخیراً میله های‌توخالی پراز پودر کربور بور B_4C (گاهی‌پرازایزوتوپ B^{10} غنی‌شده‌است) مورداستفاده‌قرار گرفته‌است.

دربسیاری‌از راکتورهای قدرت دستگاه‌های‌محرک میله های کنترل یعنی مکانیزمی که میله هاراواردوخارج قلب‌می کنندازنظر الکتریکی‌به هم مرتبط هستند یابه‌صورت‌یک‌گروه‌می‌باشند به‌طوری که چند میله در جواب به‌یک سیگنال که از طرف‌اپراتور می‌رسد همزمان باهم حرکت می‌کنند. مثلا راکتورهای شماره ۲و۳ ادیسون ایندین‌پوینت[1] هریک کلا دارای ۶۱ میله کنترل خوشه‌ای هستند که هرکدام به‌چهارگروه یادسته مستقل متحرک تقسیم شده‌اند. بنابراین تاآنجا که به‌اپراتور مربوط می‌شود هر راکتور، در حقیقت فقط دارای چهار میله کنترل مستقل است.

در حالی که اپراتور راکتور باید کنترل نهائی برروی شرایط کنترل، قدرت راکتور و دیگر عوامل داشته باشد این کار باحرکت دادن میله های کنترل ، بادخالت مستقیم اپراتور یا ازطریق کامپیوتر متصل به‌دستگاه انجام می‌گیرد. این کامپیوتر بعضی ازپایاهای راکتور را نظیر فشار ، درجه حرارت ، چگالی قدرت، غیره راکه مرتباً به‌وسیله دستگاه‌های اندازه‌گیری پراکنده در تمام راکتور اندازه‌گیری می‌شوند، به‌عنوان داده‌های ورودی دریافت می‌دارد. کامپیوتر بااستفاده ازاین اطلاعات حرکت لازم میله های کنترل جهت حفظ درجه حرارت یا فشار یاتوزیع مناسب قدرت درسطح راکتور، تعیین می کند. نتایج این محاسبات به‌طورخود کار به‌دستگاه های محرک میله های کنترل منتقل می‌شود تامیزان حرکت موردنیاز انجام گیرد. چنین نظارت کامپیوتری‌برحرکت‌میله های کنترل‌راکتور منجر به‌طولانی‌ترشدن‌عمر قلب‌راکتور می‌شود. درعین‌حال ، چون ازمیله های کنترل به نحو مناسبی استفاده می‌شود، کل ارزش مورد

۱- Edison's Indian Point Reactors

نیاز برای کنترل راکتور درمقایسه باحالتی که اگر میله‌های کنترل تماماً باهم حرکت کنندیا دارای حرکت اتفاقی باشند، کاهش می‌یابد.



شکل ۷-۵ یک‌مجموعه میله کنترل خوشه‌ای

تخمین ارزش کل تعداد زیادی ازمیله هارامی‌توان ازمقایسه ضریب تکثیر راکتورموقعی که میله‌ها داخل قلب قرار دارند باضریب تکثیر حالتی که میله‌های کنترل کاملا خارج هستند به‌دست آورد. مقدار k را می‌توان وقتی که میله‌ها در داخل راکتور هستند f_R به کمک‌روش

ویگنر ـ زایتز[۱] کـه در قسمت (۶-۸) برای محاسبه راکتورهای غیر همسان به کار رفته است ، به‌دست‌آورد. بنابراین روش قلب راکتور به‌واحدهای تکی تقسیم می‌شود که در وسط هریک یک میله کنترل‌قرار می‌گیرد، ونظریه‌پخش دریک‌واحد استوانه‌ای معادل‌حل می‌شود. رابطه حاصل برای ρ_ω به‌صورت زیر است:

$$\rho_\omega = \frac{f_R}{1 - f_R} \qquad (۷-۵۰)$$

که f_R پایائی است که بهره میله[۲] نامیده می‌شود وبرابر است با کسری از نوترون‌های شکافت کندشده در داخل واحد شبکه (کنترل‌دار) که درمیله کنترل جذب شده‌اند. این پایا به‌صورت رابطه زیر بیان می‌شود .

$$\frac{1}{f_R} = \frac{(z^2 - y^2)d}{2a} + E(y, z) \qquad (۷-۵۱)$$

در این رابطه a شعاع میله کنترل ، d فاصله امتدادی در سطح میله کنترل، $y = \frac{a}{L_T}$ که L_T طول پخش نوترون‌های حرارتی درقلب راکتور $z = \frac{R_c}{L_T}$، که R_c شعاع واحدشبکه‌ای معادل و $E(y, z)$ تابع شبکه است که بوسیله تابع (۶-۱۰۹) تعریف می‌شود. مثال زیر کاربرد این روابط را نشان می‌دهد.

مثال ۷-۸ فرض کنید که راکتور مثال۷-۷ به‌وسیله صدمیله کنترل سیاه به‌شعاع ۰٫۰۵ سانتیمتر بطور یکنواخت توزیع شده‌اند کنترل می‌شود. ارزش کل میله‌ها چقدر است؟

حل. سطح مقطع راکتوربرابر $\pi(۳۵)^2$ سانتیمتر مربع است. یکصدم این سطح برابر سطح یک واحد شبکه‌ای کنترل است. شعاع R_c این واحد شبکه برابر است با:

$$\pi R_c^2 = \pi(۳۵)^2/۱۰۰$$

به‌طوری که $R_c = ۳٫۵$ است.

سطح پخش حرارتی از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$L_T^2 = (1 - f)L_{TM}^2$$

که باجای‌گذاری $f = ۰٫۵۸۳$ ازمثال ۷-۷ و $L_{TM}^2 = ۸٫۱$ سانتیمترمربع مقدار $L_T^2 = ۳٫۳۸$ سانتیمتر مربع بدست میاید. لذا $L_T = ۱٫۸۵cm$ ، $\frac{a}{L_T} = ۰٫۲۷۰$ و $\frac{R_c}{L_T} = ۱٫۸۹$ است.

۱- Wigner-Seitz Method ۲- Rod Utilization

بااستفاده از مقادیر توابع بسل درزیر :

$I_0(۰ر۲۷۵)=۱ر۰۱۹ \quad I_1(۰ر۲۷۵)=۰ر۱۳۸۹ \quad I_1(۱ر۸۹)=۱ر۴۳۵$

$K_0(۰ر۲۷۵)=۱ر۴۵۳ \quad K_1(۰ر۲۷۵)=۳ر۳۷۱ \quad K_1(۱ر۸۹)=۰ر۱۶۱۸$

وباقرار دادن این مقادیر درمعادله (۶-۱۰) داریم :

$$E(۰ر۲۷۵\ ,\ ۱ر۸۹)=$$

$$=\frac{(۱ر۸۹)^۲-(۰ر۲۷۵)^۲}{۲\times ۰ر۲۷۵}\left[\frac{۱ر۰۱۹\times ۰ر۱۶۱۸+۱ر۴۵۳\times ۱ر۴۳۵}{۰ر۱۳۸۹\times ۰ر۱۶۱۸-۳ر۳۷۱\times ۱ر۴۳۵}\right]=۲ر۹۷۱$$

از معادله (۷-۴۷) مقدار d برابر مقدار زیر بدست می‌آید:

$$d=۲ر۱۳۱\times ۰ر۱۶\times\frac{۰ر۹۳۵۳+۳ر۴۴۳\times ۰ر۵۰۸}{۰ر۵۰۹۸+۳ر۴۴۳\times ۰ر۵۰۸}=۰ر۴۰۵cm$$

باجای‌گذاری مقادیر بالا در معادله (۷-۵۱) داریم

$$\frac{۱}{f_R}=\frac{[(۱ر۸۹)^۲-(۰ر۲۷۵)^۲]\times ۰ر۴۰۵}{۲\times ۰ر۵۰۸}+۲ر۹۷۱=۴ر۳۶۰$$

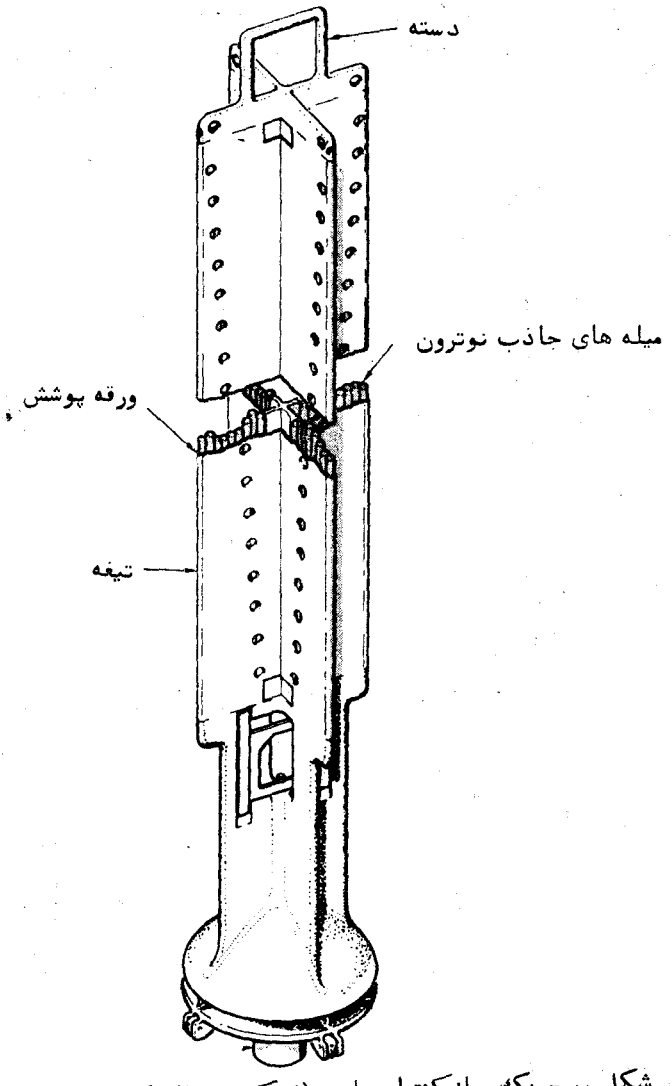
لذا $f_R=۰ر۲۲۹$ و

$$\rho_\omega=\frac{۰ر۲۲۹}{۱-۰ر۲۲۹}=۰ر۲۹۷=۲۹ر۷٪$$

میله‌های کنترل صلیبی

نوع دیگر میله کنترل که به‌طورگسترده در راکتورهای قدرت به‌کار رفته است در شکل ۷-۶ نشان داده شده است. این میله‌ها به‌خوبی گوشه‌ها و کناره‌های مجموعه‌های سوختی راهمان‌طورکه در شکل ۷-۷ نشان داده شده است پرمی کنند ودارای یکپارچگی فیزیکی‌خوبی هستند. شکل ۷-۷ همچنین ۱۳۷ میله کنترل‌صلیبی شکل مورداستفاده در نیروگاه آب جوشان ۷۸۰Mwe را نشان می‌دهد. میله‌های صلیبی یا از فلز جامد جاذب نوترون تشکیل شده‌اند یا از میله‌های توخالی متقاطع جاذب نوترون ـ اغلب میله‌ها خود از لوله‌های توخالی که پر ازگرد B_4C نظیر میله کنترل خوشه‌ای است‌تشکیل یافته‌اند. ساختمان‌نوع اخیر میله کنترل در شکل ۷-۶ نشان داده شده است.

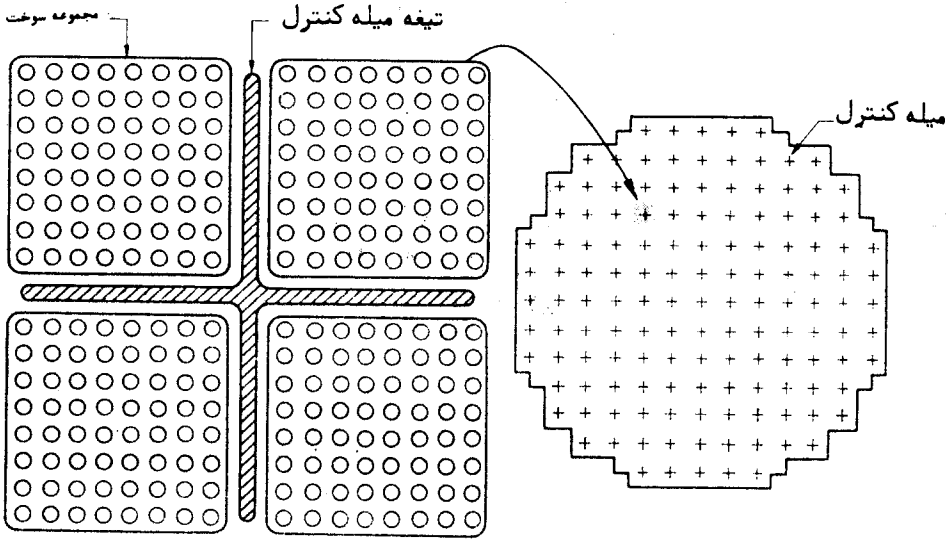
به‌علت پیچیدگی شکل هندسی میله‌های صلیبی، تعیین ارزش آنها به‌طریق تحلیلی ممکن نیست. در طرح‌ریزی واقعی راکتورهائی که دارای چنین میله‌هائی هستند ارزش‌آنها به‌وسیله کامپیوتر بااستفاده از برنامه دوبعدی‌چندین‌گروهی محاسبه‌می‌شود. به‌هرحال، تخمین ارزش تقریبی آنها را می‌توان بکمک روش ساده زیر به‌دست آورد.



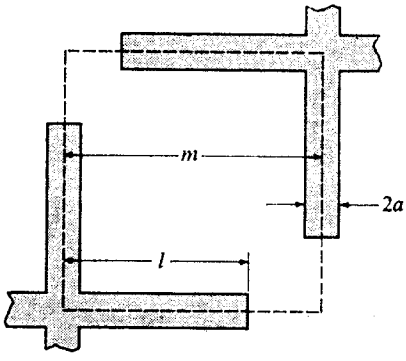
شکل ۷-۶ یک میله کنترل صلبی (شرکت جنرال الکتریک)

ابتدا، راکتور به‌واحدهایی تقسیم‌می‌شود، اما این بار واحد شبکه‌ای به‌وسیله تیغه های دومیله کنترل مطابق شکل (۷-۸) محدود می‌شود - سپس، هرواحد بایک محیط تیغه‌ای‌ساده نظیر شکل (۷-۹) جانشین می‌شود، که ازخم نمودن تیغه ها در بالاوپائین واحد شبکه درتحت زاویه ۹۰° به‌دست می‌آید. مقدار f_R را می‌توان به‌طریق زیر تعیین کرد. ابتدا معادله پخش نوترون در شکل تیغه‌ای را حل می کنیم، چگالی‌جریان نوترون‌ها به‌داخل میله به‌دست آید. سپس ، این چگالی نوترون‌را درمساحت واقعی تیغه های‌میله‌ضرب‌می کنیم تا تعدادنوترون‌هائی

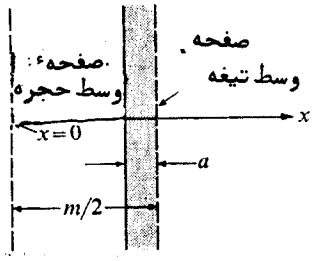
که در ثانیه جذب میله می‌شوند به‌دست آید. بالاخره از تقسیم این تعداد نوترون برمقدار نوترون‌هائی که در واحد شبکه کند شده‌اند مقدار f_R را به‌دست می‌دهد. جزئیات این روش محاسبه مستقیم درمسائل آخر فصل داده شده است.



شکل ۷-۷ میله صلیبی شکل واقع دربین چهار مجموعه سوختی وردیف‌های کامل یک قلب راکتور آب جوشان (شرکت جنرال الکتریک)



شکل ۷-۹ محیط تیغه‌ای برای حل معادله پخش



شکل ۷-۸ واحد شبکه‌ای برای محاسبه ارزش میله‌ها صلیبی

به‌طوری که در اینجا نشان داده شده است، مقدار نهائی f_R که درمعادله (۷-۵۰) باید به‌کار رود به‌صورت زیر است:

$$f_R = \frac{\epsilon(l-a)L_T}{(m-2a)^2} \frac{1}{d/L_T + \coth[(m-2a)/2L_T]} \qquad (۷-۵۲)$$

که پاياهای m, a, l در شکل ۷-۸ نشان‌داده شده‌اند، d فاصله‌ابتدادی درسطح صفحه‌ای و L_T طول‌پخش نوترون‌های‌حرارتی‌درساده قلب راکتور است. اگر تیغه‌های‌میله کنترل‌نسبت به‌نوترون‌های حرارتی سیاه باشد، به‌طوری‌که معمولا هستند، در آن صورت $d = ۲٫۱۳۱\bar{D}$ است که باقرار دادن $a=\infty$ درمعادله (۷-٤۷) یابا استفاده از معادله (۷-٥۲) برای یک سطح صفحه‌ای لخت به‌دست می‌آید - حالت اخیر معادل بایک صفحه‌سیاه می‌باشد، زیرادرهر دو حالت نوترون‌هابه‌طور غیرقابل برگشتی از دست می‌روند.

مثال ۷-۹ میله‌های کنترل‌صلیبی شکل یک‌راکتور معین آب‌جوشان دارای‌تیغه‌هائی است‌که عرض‌کل آنها ۹٫۷٥ اینچ (هر اینچ ۲٫٥٤ سانتیمتر) و ضخامت ۰٫۳۱۲ اینچ می‌باشد. میله‌ها در یک ردیف مستطیلی به نحوی قرارگرفته‌اند که فاصله بین مرکز نزدیکترین میله‌ها ٤٤٫٥ سانتیمتر است. پاياهای مواد قلب راکتور $L_T=۱٫۲$ سانتیمتر ، $\bar{\Sigma}_a=۰٫۲۰$ سانتیمتر می‌باشد. میله‌ها نسبت به‌نوترون‌های حرارتی‌سیاه هستند. ارزش میله‌ها راحساب کنید

حل. ابعاد میله بر حسب سانتیمتر عبارتند از $l = ۹٫۷٥ \times ۲٫٥٤/۲ = ۱۲٫۳۸$ سانتیمتر و $a = ۰٫۳۱۲ \times ۲٫٥٤/۲ = ۰٫۳۹٦$ سانتیمتر . با توجه به شکل ۷-۸ نزدیکترین فاصله بین میله‌ها ٤٤٫٥ سانتیمتر است بدان معنی‌که $m = \frac{٤٤٫٥}{\sqrt{۲}} = ۳۱٫٥$ سانتیمتر می‌باشد.

مقدار $\bar{D}$ برای محاسبه d برابر است با :

$$\bar{D}=\bar{\Sigma}_a L_T^۲ = ۰٫۲ \times (۱٫۲)^۲ = ۰٫۲۸۸ \text{cm}$$

بنابراین

$$d = ۲٫۱۳۱\bar{D} = ۰٫٦۱٤ \text{ cm}$$

با قرار دادن

$$f_r = \frac{٤(۱۲٫۳۸ - ۰٫۳۹٦) \times ۱٫۲}{(۳۱٫٥ - ۰٫۷۹۲)^۲} \frac{۱}{\frac{۰٫٦۱٤}{۱٫۲} + \coth\left(\frac{۰٫۷۹۲ - ۳۱٫٥}{۲ \times ۱٫۲}\right)} = ۰٫۰٤۰۲$$

برای بدست آوردن ρ_ω این عدد را درمعادله (۷-. ٥) قرار میدهیم،

$$\rho_\omega = \frac{۰٫۰٤۰۲}{۱ - ۰٫۰٤۰۲} = ۰٫۰٤۱۹ = ٤٫۱۹٪$$

میله‌های کنترل راکتورهای سریع

تازمان نوشتن این کتاب‌فقط چندراکتور سریع‌طرح‌ریزی یاساخته شده‌اند ونمی‌توان بااطمینان‌گفت که‌چند نوع میله‌های کنترل به‌عنوان میله‌های کنترل‌راکتورهای سریع استاندارد شده به‌کار خواهدرفت. به‌هرحال، میله‌های پر از $B_٤C$، شایدهم‌غنی در ایزوتوپ $B^{۱۰}$، به‌نظر می‌رسد برای این نوع راکتورها دارای امتیازاتی می‌باشد.

این به‌دلیل آن‌است که سطح مقطع جذب‌بور برای نوترون‌های باانرژی زیادنیز قابل‌ملاحظه است، در حالی که λ_a برای اغلب مواد دیگر باافزایش انرژی مقادیر خیلی کم است.

درهر حالت، سطح مقطع های‌جذب تمام مواد، شامل بور، در انرژی‌های موردتوجه در راکتورهای سریع، کم می‌باشد. بنابراین سطح‌مقطع جذب برای‌بور طبیعی بین انرژی ۱ر. تا ٤ر. میلیون الکترون ولت فقط ۲۷ر. بارن است. بنابراین پویش متوسط آزاد برای جذب، λ_a، نوترون‌های محیط شامل‌بور نسبتاً زیاد است. به‌عنوان مثال ، درمورد B_4C باجرم ویژه ۲g/cc (این‌عدد ۸۰درصد جرم‌ویژه‌نظریه‌ای‌آن است) چگالی‌اتمی‌بور $N_B = ۰ر۰۸۷ \times ۱۰^{۲٤}$ اتم در سانتیمتر مکعب است‌ولذا $\lambda_a = \frac{۱}{۰ر۰۸۷} \times ۰ر۲۷ = ٤۲ر٦$ سانتیمتر می‌باشد. این عدد به مقدار زیادی بزرگتر از ضخامت هر میله کنترلی است که احتمالا در یک راکتور سریع به‌کار می‌رود .

واقعیت مطلب این است که در انرژی‌های موردنظر λ_a خیلی بزرگتر از ابعاد میله‌های کنترل است‌واین بدان معنی است که فلوی‌نوترون درداخل میله کنترل کم‌وبیش همان‌فلوی اطراف میله است. بنابراین، برای مقاصد محاسبه‌ای‌می‌توان فرض کرد که بور داخل‌میله به‌طور یکنواخت در راکتور (یا درناحیه کنترل) توزیع شده است.

این فرض باعث می‌شود که تخمین ارزش میله‌های کنترل در داخل راکتور باروش های ابتدائی امکان‌پذیر باشد.

یکانه اثر این فرض توزیع یکنواخت سم برروی ضریب تکثیر یک راکتور سریع تغییری است که در مقدار f ، بهره سوخت (قسمت ٦-۱) داده می‌شود. خواص ترانسپورتی راکتور در اثر وجود بور کمی تغییر می کند. برطبق معادله (٦-٤۹) ضریب تکثیر برای‌یک راکتور سریع از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$k = k_\infty P_L = \eta f P_L$$

که P_L احتمال عدم فراراست، از تعریف ارزش میله درمعادله (۷-٤٤) نتیجه می‌شود که

$$\rho_\omega = \frac{k_o - k}{k} = \frac{f_o - f}{f} \qquad (۷-۵۳)$$

که حروف بدون اندیس مربوط به‌راکتور باحضور میله کنترل در راکتور است.

اگر Σ_{aF} ، Σ_{aC} و Σ_{aB} به‌ترتیب‌سطح مقطع‌ماکروسکپی جذب تک‌گروهی سوخت، خنک‌کننده (شامل مواد ساختمانی قلب) وبور باشد دراین مورد f برابر است‌با :

$$f = \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_{aF} + \Sigma_{aC} + \Sigma_{aB}}$$

درحالی که

$$f_o = \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_{aF}+\Sigma_{aC}}$$

است، باقرار دادن این روابط درمعادله (۷-۵۳) داریم

$$\rho_\omega = \frac{\Sigma_{aB}}{\Sigma_{aF}+\Sigma_{aC}} \qquad (۷-۵۴)$$

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 به‌قطر داخلی ۵ سانتیمتر و طول ۷۶ سانتیمتر ، پراز B_4C طبیعی با جرم ویژه $2\,g/cm^3$ باشد. ارزش میله‌ها را با استفاده ازنظریه تک‌گروهی تخمین بزنید.

حل. ابتدا لازم است تعداد کل اتمهای بور را درتمام میله‌ها به‌دست آوریم. حجم کل میله‌ها برابر $۷۶ \times \pi(۲٫۵)^۲ \times ۵ = ۷۴۶۰$ سانتیمترمکعب است. بنابراین جرم B_4C درمیله‌ها برابر است با $۱۲ + ۸٫۱۰ \times ۴ = ۵۵٫۲$ و بنابراین تعداد کل اتم‌های بور درراکتور

$$\frac{۴ \times ۱۴,۹۲۰ \times ۰٫۶ \times ۱۰^{۲۴}}{۵۵٫۲} = ۶۴۹ \times ۱۰^{۲۴}$$

است. چگالی اتمی متوسط بور در حجم قلب راکتور برابر است با :

$$N_B = \frac{۶۴۹ \times ۱۰^{۲۴}}{\frac{۴}{۳}\pi(۴۸٫۵)^۳} = ۱٫۳۶ \times ۱۰^{-۳} \times ۱۰^{۲۴}$$ اتم درسانتیمتر مکعب

مقدار $\sigma_a = ۰٫۲۷$ بارن است لذا مقدار

$$\Sigma_{aB} = ۱٫۳۶ \times ۱۰^{-۳} \times ۰٫۲۷ = ۰٫۰۰۰۳۶۷ cm^{-۱}$$

باجای‌گذاری مقدار Σ_{aB} و $\Sigma_{aF} = ۰٫۰۰۸۳۳$ و $\Sigma_{aC} = ۰٫۰۰۰۰۱۹$ از مثال ۶-۳ درمعادله (۷-۵۴) داریم

$$\rho_\omega = \frac{۰٫۰۰۰۳۶۷}{۰٫۰۰۸۳۳ + ۰٫۰۰۰۰۱۹} = ۰٫۰۴۴۰ = ۴٫۴٪$$

در طرح ومحاسبات‌واقعی راکتور سریع، ارزش میله های کنترل بااستفاده ازبرنامه های کامپیوتری ویک کامپیوتر سریع انجام می‌گیرد. برای چنین محاسبات دقیق میله‌ها فقط در نواحی که‌قرار دارندبه‌صورت همسان درمی‌آیند. وهمچنین باتوجه به‌این که‌سطح مقطع جذب با کاهش انرژی به‌سرعت افزایش می‌یابد ، لازم است افت فلوی گروههای مختلف را در داخل میله‌ها به‌ویژه درگروههای پائین‌تر به‌حساب آورد.

جزئی از میله‌های کنترل درداخل راکتور

تااینجا فرض کردیم که میله های کنترل یاتماماً در داخل قلب راکتور قرار دارندیا تماماً خارج هستند. درعمل، بعضی یاتمامی میله ها ، در زمان شروع کار راکتور در داخل قلب راکتور قرار دارند وبرای اینکه راکتور درنتیجه مصرف سوخت وتراکم پاره‌های شکافت سمی همچنان بحرانی باقی بماند، میله ها را به‌تدریج ازقلب خارج می کنند. بنابراین لازم‌است ارزش میله ها را برحسب مقداری ازمیله که در داخل قلب است بدانیم. به‌منظور تغییر سطح قدرت راکتور لازم است ارزش میله ها را بدانیم تا سریعاً میله ها را داخل‌ویاخارج از راکتور بکنیم .

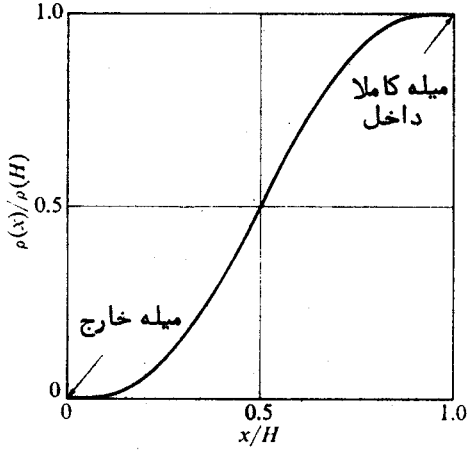
فرض کنید $\rho_\omega(x)$ ارزش یک یا چند میله است که به‌مقدار x، موازی با محور قلب استوانه‌ای راکتور به ارتفاع کل H، درقلب قرارگیرند - و $\rho_\omega(H)$ ارزش این میله ها است وقتی که میله هاتماماًدر داخل قلب باشند. از تجربیات معلوم است وهمچنین براساس نظریه ها می‌توان نشان داد که $\rho_\omega(x)$ و $\rho_\omega(H)$ با رابطهٔ زیر به‌طور تقریبی به هم مربوط هستند.

$$\rho_\omega(x) = \rho_\omega(H)\left[\frac{x}{H} - \frac{1}{2\pi}\sin\left(\frac{2\pi x}{H}\right)\right] \qquad (7-55)$$

این تابع $\rho_\omega(x)$ درشکل(۷-۱۰) نشان‌داده‌شده است، از شکل دیده می‌شود که $\rho_\omega(0) = 0$ است درحالی که در $x = H$ مقدار $\rho_\omega(x) = \rho_\omega(H)$ است یعنی همان‌طور که انتظارمی رود باشد.

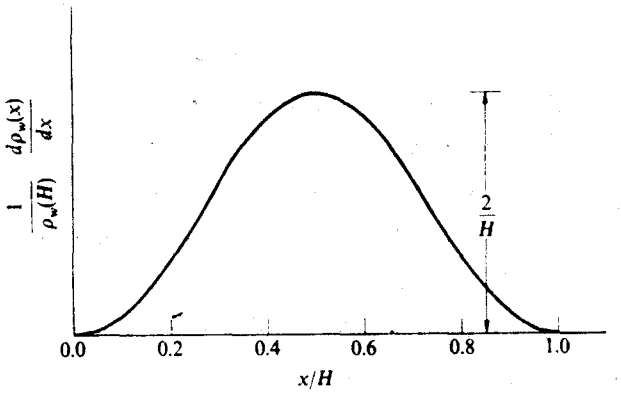
مشتق‌گیری از رابطه بالا برحسب $\rho_\omega(x)/\rho_\omega(H)$ عبارت است از

$$\frac{1}{\rho w(H)}\frac{d\rho w(x)}{dx} = \frac{1}{H}\left[1 - \cos\left(\frac{2\pi x}{H}\right)\right] \qquad (7-56)$$



شکل ۷-۱۰ ارزش میله کنترل برحسب مقدار آن که درقلب قرار می‌گیرد

این رابطه، کسرمیزان تغییر راکتیویته را برای واحد تغییرطول میله ها به‌دست‌می‌دهدو در شکل (۷-۱۱) نشان‌داده شده است. به‌طوری که در شکل نشان داده شده‌تغییرات‌راکتیویته برای هر واحد طول در ابتدای میله کنترل در داخل راکتور خیلی کم است‌وهمچنین وقتی که میله کنترل تماماً در راکتور قرار می‌گیرد (یعنی‌دو انتهای‌میله ها اثر کمتری دارند). این‌موضوع به‌دلیل‌این است که دو انتهای میله درداخل نواحی حرکت می کند که فلو خیلی کم است‌و تعداد کمی نوترون اضافی در نتیجه حرکت میله جذب می‌شود. به عبارت دیگر، درناحیه نزدیک مرکز قلب راکتور تغییر $\rho_\omega(x)$ حداکثر است، زیرا فلو درمرکز حداکثرمی‌باشد.



شکل ۷-۱۱ کسرمیزان تغییر ارزش میله برحسب کسرطول میله درقلب

در بسیاری از راکتورها میزان تغییر ارزش میله باطول موثر میله در قلب تااندازه‌ای بابرنامه‌ریزی حرکت میله ها برطرف شده است به‌طوری که وقتی یک میله یاگروهی ازمیله ها ازمرکز قلب جایی که فلو حداکثر است، خارج می‌شوند ردیف دوم یاگروه دومی از میله به‌طور خودکار شروع به‌خارج‌شدن‌از راکتور می کنند. بدین ترتیب، کاهش ارزش یک میله یاگروهی از میله ها باافزایش ارزش دیگر میله ها جبران می‌شود.

مثال ۷-۱۱ یک راکتور استوانه‌ای سریع لخت به‌ارتفاع ۷۰ سانتیمتر به‌وسیله یک میله کنترل که در محور استوانه قرار گرفته کنترل می‌شود. وقتی میله کنترل تماماً در قلب قرار دارد ارزش به ۶ر۵۰٪ می‌رسد (این‌راکتوری است که در مثال ۷-۷ تشریح شد). اگر راکتور، وقتی میله خارج از راکتور باشد، بحرانی است میله چقدر باید داخل راکتور شود تاراکتیویته منفی یک درصد به‌وجود آورد؟

حل. با استفاده از معادله(۷-۵۵) ومقادیر $\rho_\omega(x) = ۰ر۰۱$ و $\rho_\omega(H) = ۰ر۰۶۵$ وقرار دادن $y = \frac{2\pi x}{H}$ داریم

$$۰ر۰۱ = ۰ر۰۶۵\left[\frac{y}{2\pi} - \frac{1}{2\pi}\sin y\right]$$

یا

$$۰ر۹۶۶ = y - \sin y$$

این یک رابطه ترانسندنتال است که می‌توان آن‌را باترسیم یاروش عددی حل کرد.

جواب معادله $y = ۱ر۹۱$ است وبا $H = ۷۰$ سانتیمتر نتیجه نهائی عبارت است از :

$$x = \frac{yH}{۲\pi} = \frac{۱ر۹۱ \times ۷۰}{۲\pi} = ۲۱ر۳cm$$

کنترل شیمیائی

درمقدمه این فصل اشاره شد که راکتورهای معینی با کند کننده وخنک کننده آب‌را می‌توان تا حدی باتغییر غلظت اسید بوریک ($H_۳BO_۳$) در آب کنترل نمود*. این گونه کنترل شیمیائی را نمی‌توان به‌تنهائی برای کنترل راکتور به‌کار برد زیرا تغییر غلظت اسید بوریک، اگرچه از راه دور وبه‌طور خودکار به‌دستور اپراتور انجام‌می‌گیرد امانمی‌تواند به‌سرعت میله‌های کنترل به‌نیازهای آنی کنترل تغییر کند. بنابراین، کنترل شیمیائی همیشه موازی باو مکمل روش مکانیکی میله‌های کنترل به‌کار می‌رود. وقتی این دو نوع روش کنترل درراکتور وجود دارد میله‌های کنترل راکتیویته لازم برای خاموش کردن سریع راکتور وهمچنین برای جبران تغییر راکتیویته به‌علت تغییر+ درجه حرارت که همراه باتغییر قدرت‌است، دربردارد. کنترل شیمیائی برای‌بحرانی نگهداشتن راکتور درمدت زمان‌گذرای++ زینان (یعنی‌مدت زمانی که طول می‌کشد تااضافه زینان جمع شده ازبین رودوبه‌حد تعادل خود برسد. م)وجبران مصرف سوخت وافزایش پاره‌های شکافت درمدت عمر قلب راکتور بکار می‌رود.

به‌دلایل مختلفی ازکنترل شیمیائی استفاده می‌شود. دلیل اول این‌که، باعث کاهش قابل‌ملاحظه تعداد میله‌های کنترل لازم راکتور می‌شود. ازآنجاکه میله‌های کنترل ودستگاه محرك آن‌گران هستند، این باعث صرفه‌جوئی قابل‌ملاحظه‌ای می‌شود. به‌علاوه، چون‌اسید بوریک کم‌وبیش درسرتاسر قلب راکتور به‌طور یکنواخت‌پخش می‌شود، تغییرات درراکتیویته هنداد که درنتیجه تغییرات در غلظت اسیدبوریک است می‌تواند تغییر پیداکند بدون اینکه توزیع فلو را درقلب راکتور تغییر دهد.

کنترل شیمیائی در درجه اول راکتیویته یک راکتور حرارتی رااز طریق تغییر بهره حرارتی سوخت تغییر می‌دهد. توزیع فلو نسبتاً اثرکمی برخواص ترانسپورت قلب راکتوردارد،

---

* میزان حلالیت اسیدبوریک درآب دردرجه حرارت معمولی ۶۳ر۵ گرم درلیتر و۲۶۷ گرم در لیتر در ۱۰۰°c است.

+ این اثر درقسمت ۷-۳ بحث می‌شود .

++ این مطالب درقسمت ۷-٤ بحث می‌شود.

به‌ویژه در راکتوری که دارای توزیع فلوی یکنواخت است. بنابراین ارزش غلظت معین اسید بوریک را می‌توان از معادله (۵۷-۴) حساب کرد، که از توزیع یکنواخت بور در راکتور به‌دست می‌آید. برای یک راکتور حرارتی معادله به‌صورت زیر درمی‌آید.

$$\rho_\omega = \frac{\bar{\Sigma}_{aB}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}} \qquad (۵۷ - ۷)$$

که $\bar{\Sigma}_{aB}$ ، $\bar{\Sigma}_{aF}$ و $\bar{\Sigma}_{aM}$ به‌ترتیب سطح مقطع های متوسط ماکروسکپی 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

$$\rho_\omega = \frac{\bar{\Sigma}_{aB}/\bar{\Sigma}_{aM}}{\bar{\Sigma}_{aF}/\bar{\Sigma}_{aM} + ۱} \qquad (۵۸ - ۷)$$

در قبل نشان داده شد که $\bar{\Sigma}_{aB}/\bar{\Sigma}_{aM}$ برابر $f_o/(۱ - f_o)$ است که f_o بهره‌حرارتی درصورت عدم حضور بور در راکتور است. باقرار دادن این نتیجه درمعادله (۵۷-۵۸) داریم

$$\rho_\omega = (۱ - f_o)\frac{\bar{\Sigma}_{aB}}{\bar{\Sigma}_{aM}} \qquad (۵۹ - ۷)$$

غلظت اسیدبوریک معمولا برحسب قسمت درمیلیون (ppm) آب ، یک ppm یعنی یک گرم در $۱۰^۶$ گرم آب، بیان می‌شود. اگر c این غلظت برحسب ppm باشد، سپس نسبت جرم بور به‌جرم آب برابر است با:

$$\frac{m_B}{m_w} = c \times ۱۰^{-۶}$$

جرم اتمی بور برابر ۱۰٫۸ وجرم مولکولی آب ۱۸ می‌باشد. بنابراین نسبت‌چگالی اتمی‌بوربه چگالی مولکولی آب برابر است با

$$\frac{N_B}{N_w} = \frac{۱۸}{۱۰٫۸} \times c \times ۱۰^{-۶}$$

و عبارت $\bar{\Sigma}_{aB}/\bar{\Sigma}_{aw}$ در معادله (۵۷-۵۹) به‌صورت زیر است.

$$\frac{\bar{\Sigma}_{aB}}{\bar{\Sigma}_{aM}} = \frac{N_B\bar{\sigma}_{aB}}{N_W\bar{\sigma}_{aw}} = \frac{۱۸ \times ۷۵۹}{۱۰٫۸ \times ۰٫۶۶} \times c \times ۱۰^{-۶} = ۱٫۹۲c \times ۱۰^{-۳}$$

باقرار دادن این رابطه درمعادله (۵۷-۵۹) رابطه نهائی برای تعیین ارزش کنترل شیمیائی عبارت است از :

$$\rho_\omega = ۱٫۹۲c \times ۱۰^{-۳}(۱ - f_o) \qquad (۶۰ - ۷)$$

مثال ۷-۱۲ بهره‌حرارتی سوخت یک راکتور PWR که بامیله کنترل وشیمیائی 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 ٪۸٫۵ باشد، حداقل غلظت اسید بوریک لازم برحسب 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 = ۸٫۵ − ۲۰٫۵ درصد ارزش داشته باشد. لذا با استفاده از معادله (۷-۶۰) داریم

$$c=\frac{\rho_\omega \times 10^3}{1{,}92(1-f_0)}=\frac{0{,}12\times 10^3}{1{,}92(1-0{,}93)}=893\,\text{ppm}$$

جرم مولکولی اسیدبوریک ۶۱٫۸ است. بنابر این دستگاه کنترل شیمیائی بایستی دارای ۸۹۳ × (۶۱٫۸/۱۰) = ۵۱۱۰ گرم اسید بوریک در 10^6 گرم آب باشد. آب با چگالی واحد، 10^6 گرم آب 10^3 لیتر حجم اشغال می‌کند. غلظت اسید بوریک برابر ۵۱۱۰ گرم در 10^3 لیتر برابر ۵٫۱۱ گرم درلیتر است.

لازم به‌یادآوری است که در این مثال، میله‌های کنترل به‌تنهائی دارای راکتیویته (منفی) کافی، برای اینکه راکتور در ابتدا کارقلب راکتور بحرانی نشود، ندارند. این درحقیقت در بسیاری از راکتورهای آب سبک درست است

۷-۳ اثر درجه حرارت برراکتیویته

به‌طوری که در ابتدای این فصل اشاره شد، بسیاری از پایاهائی که ضریب تکثیر یک راکتور را تعیین می‌کنند بستگی به‌درجه حرارت دارد. درنتیجه هرتغییری دردرجه حرارت منجر به‌تغییر در k وراکتیویته راکتور می‌شود. حال نشان داده خواهد شد که این اثر نقش مهمی درکار راکتور وسرانجام در ایمنی دستگاه دارد.

ضرائب درجه حرارت

دامنهٔ تغییر راکتیویته درنتیجه تغییر درجه حرارت باضریب درجه حرارت راکتیویته[1] بیان می‌شود وبه α_T نشان داده می‌شود. این پایا به‌صورت رابطه زیر تعریف می‌شود :

$$\alpha_T=\frac{d\rho}{dT} \qquad (7-61)$$

---

۱ - Temperature Coeffieient of Reactivity

که ρ راکتیویته و T درجه حرارت است. با قرار دادن ρ از معادله (۷-۲۵) یعنی در معادله (۷-۶۱)

$$\rho = \frac{k-1}{k} = 1 - \frac{1}{k}$$

وبا دیفرانسیل‌گیری ازآن داریم

$$\alpha_T = \frac{1}{k^2}\frac{dk}{dT} \qquad (۷-۶۲)$$

در تمام حالات موردعلاقه، k نزدیک به‌واحد است وبنابراین معادله (۷-۶۲) را می‌توان‌به صورت تقریبی زیر نوشت

$$\alpha_T \simeq \frac{1}{k}\frac{dk}{dT} \qquad (۷-۶۳)$$

این معادله برای مقاصد محاسبه‌ای بهتر از معادله (۷-۶۱) می‌باشدو اغلب به‌عنوان تعریف α_T به‌کار می‌رود. برطبق معادله (۷-۶۳)، α_T برابرکسر تغییر در k برای یک درجه تغییر درجه حرارت است وواحد آن عکس درجه حرارت می‌باشد.

واکنش یک راکتور به‌تغییر درجه حرارت بستگی به‌علامت جبری α_T دارد. ابتدا حالتی را درنظر بگیرید که α_T مثبت باشد. ازآنجاکه k همیشه مثبت است dk/dT نیزمثبت بوده واین بدان معنی است که افزایش T منجر به‌افزایش مقدار k می‌گردد. حال‌فرض کنید به‌دلیلی درجه حرارت راکتور افزایش یابد. این افزایش مقدار k که به‌نوبه‌خود منجر به‌افزایش سطح قدرت راکتور می‌شود، باعث افزایش بیشتر درجه حرارت، افزایش دیگری در k والاآخر می‌گردد، لذا بامثبت بودن α_T، افزایش درجه حرارت منجر به‌افزایش مرتب درجه‌حرارت‌و قدرت شده تااینکه یاراکتور بادخالت (اپراتور) ازخارج خاموش می‌شودیا اینکه راکتورذوب می‌گردد.

از طرف دیگر، فرض کنید درجه حرارت راکتورکاهش یابد. اگر α_T مثبت باشد، کاهش درجه حرارت منجر به کاهش k می‌گردد. این امر باعث کاهش قدرت راکتور شده، که درجه حرارت راکاهش می‌دهد، موجب کاهش بیشتر k می‌شودوالخ تااینکه بالاخره راکتور خاموش می‌شود. بنابراین، اگر $\alpha_T > 0$ باشد افزایش T منجر به‌ذوب‌شدن قلب راکتورو کاهش T موجب خاموش شدن راکتور می‌گردد ـ البته بدون دخالت عامل خارجی.

وضعیت وقتی α_T منفی است کاملا متفاوت است. دراین حالت dk/dT منفی است‌و افزایش T موجب کاهش k می‌گردد. حال افزایش در درجه حرارت راکتور منجر به کاهش قدرت می‌شود که به‌طور طبیعی درجه حرارت راکاهش می‌دهد و راکتور رابه‌حالت اولیه‌بر

می‌گرداند. به‌علاوه، کاهش T منتج به‌افزایش k می‌گردد، به‌طوری که اگر T کم شود قدرت زیاد می‌گرددومجدداً راکتور به‌سمت تعادل یعنی حالت اولیه برمی‌گردد. واضح است که‌راکتور با α_T مثبت ذاتاً نسبت به‌تغییر درجه حرارت ناپایدار می‌باشد درحالی‌که راکتور با α_T منفی ذاتاً پایدار است.

باید دانست که معمولا درجه حرارت درسرتاسر قلب راکتور به‌طور یکنواخت تغییر نمی‌کند. به‌عنوان مثال، افزایش درقدرت راکتور ابتدا موجب بالا رفتن درجه حرارت سوخت می‌شود، زیراین ناحیه‌ای است که قدرت تولید می‌شود. دز حرارت خنک‌کننده ودر راکتورهای حرارتی درجه حرارت کندکننده بالا نمی‌رود تااینکه‌گرما از سوخت به‌این نواحی انتقال یابد. بنابراین لازم است، دربحث ضرائب درجه حرارت اجزائی که درجه حرارتشان تغییر می‌کند مشخص نمائیم. لذا تعریف ضریب درجه حرارت سوخت[1]عبارت است ازکسر تغییر در k برای تغییر واحد دردرجه حرارت سوخت ودر مورد کندکننده، ضریب درجه حرارت عبارت است‌از کسر تغییر در k برای واحد تغییر در درجه حرارت کندکننده والآخر.

چون درجه حرارت سوخت آناً روی تغییر قدرت راکتور اثر می‌گذارد، ضریب درجه حرارت سوخت[1] را ضریب درجه حرارت آنی نیز می‌نامند و به α_{pmpt} نشان می‌دهند. مقدار α_{pmpt} اولین واکنش راکتور به‌تغییر درجه حرارت‌سوخت یاتغییر قدرت راکتور است وبه‌این دلیل α_{pmpt} مهمترین ضریب درجه حرارت ازنقطه نظر ایمنی راکتور می‌باشد. در ایالات متحده امریکا، کمیسیون انرژی اتمی اجازه‌کار به‌یک راکتور را نمی‌دهدمگر این که α_{pmpt} آن منفی باشد وتمام راکتورهای مجاز* مطمئناً دارای پایداری‌ذاتی می‌باشند.

اثر هسته‌ای دوپلر

ضریب درجه حرارت آنی اغلب راکتورها، به‌علت پدیده مشهور اثر هسته‌ای دوپلر، منفی است. این‌اثر، که باید اذعان کرد کمی پیچیده است، می‌توان به‌صورت زیر شرح داد. برای حال‌حاضر، بحث را می‌توان محدود به‌راکتورهای حرارتی کرد.

بابرگشت به‌فصل ۳ سطح مقطع های عناصر برای‌نوترون، رزنانس هائی در انرژی‌های معینی را نشان می‌دهندودر هسته‌های سنگین‌تر این رزنانس ها منحصراً مربوط به‌جذب است نه پراکندگی. در سرتاسر آن فصل به‌طور ضمنی فرض شد هسته‌هائی که نوترون به‌آنها برخورد می‌کند در دستگاه آزمایشگاهی درحال سکون هستند. رابطه برایت ـویگنر[2] به‌ویژه برطبق این

---

* تمام راکتورها در ایالات‌متحده باید توسط کمیسیون انرژی اتمی اجازه‌کارداشته باشند مگر آنهایی که متعلق به وزارت دفاع یاخود کمیسیون باشد.

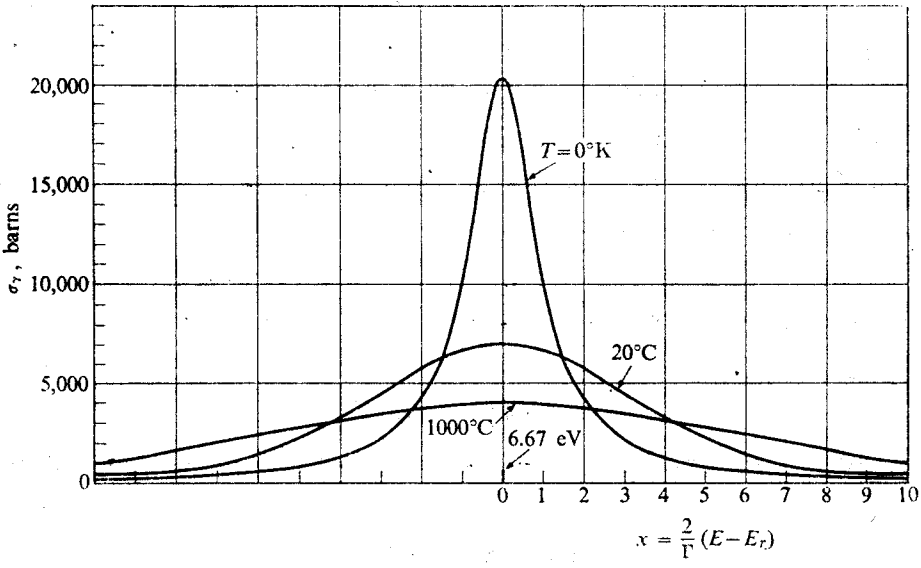
۱- Fuel Temperature Coefficient

۲- Breit-Wigner Formula

اثر پهنای رزنانس Γ را در انرژی E_r بیان می‌کند.

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

در حقیقت، هسته‌های اتم‌ها خود دائماً دراثر انرژی حرارتی درحال جنبش می‌باشند. درنتیجه این جنبش های حرارتی، حتی یک باریکه کاملا تک انرژی نوترون که به‌یک هدف‌برخورد می‌کند ، به ظاهر دارای یک توزیع انرژی پیوسته می‌باشند . این امر بـه نوبه خود دارای تاثیری در شکل رزنانس می‌باشد. لذامی‌توان نشان داد که وقتی‌سطح مقطع را در روی‌حرکات هسته‌ها متوسط‌گیری می‌کنیم، رزنانس کوتاهتر وعریض‌تر از موقعی که هسته‌ها درحال‌سکون هستند، می‌شود. به‌طوری که‌شکل (۷-۱۲) نشان‌می‌دهداثر دوپلربافزایش درجه‌حرارت هدف بارزتر می‌گردد. تغییرشکل رزنانس بادرجه‌حرارت راپهن‌گرائی‌دوپلر[1] خوانند. درشکل (۷-۱۲) رزنانس(پهن نشده) دردرجه حرارت صفر کلوین بااستفاده از رابطه برایت‌ویگنر حساب شده‌است، زیرا دراین درجه حرارت جنبش حرارتی وجود ندارد. یک جنبه مهم اثر دوپلر این است که اگر چه شکل رزنانس بادرجه حرارت تغییر می‌کند، لکن سطح زیر رزنانس اساساً ثابت باقی می‌ماند.



شکل۷-۱۲ اثر دوپلر درموردسطح مقطع‌جذب تابش زا U^{238} در رزنانس۶٫۶۷ev

حال کندشدن نوترون‌ها را دریک راکتور حرارتی درنظر بگیرید که از انرژی‌رزنانس معینی عبور نماید. تعداد نوترون‌هایی که درهر سانتیمتر مکعب درثانیه در رزنانس جذب

۱- Doppler Broadening

می‌شود برابر است با:

$$F_a = \int \Phi(E)\Sigma_a(E)dE \qquad (۷-۶۴)$$

که $\Phi(E)$ فلوی تابع انرژی ، $\Sigma_a(E)$ سطح مقطع جذب ماکروسکپی است انتگرال‌گیری در تمام رزنانس انجام گرفته است. معادله (۷-۶۴) را می‌توان به‌صورت نوشت

$$F_a = \Phi_{av} \int \Sigma_a(E)dE$$

در این رابطه Φ_{av} مقدار متوسط فلوی رزنانس است. بقیه انتگرال سطح کل زیر رزنانس است وبه‌طوری که اشاره شد، این مقدار ثابتی است ومستقل ازدرجه‌حرارت می‌باشد. بنابر این نتیجه می‌شود تعداد نوترون‌هایی که جذب در رزنانس می‌شوند متناسب با فلوی متوسط رزنانس است.

بدون اشکال می‌توان دریافت که Φ_{av} خود بستگی به‌درجه حرارت دارد. بنابراین فرض کنید که درجه حرارت افزایش یابد، به‌طوری که در بالا اشاره شد، مقدار سطح مقطع جذب به‌علت اثر دوپلر کاهش می‌یابدواین به‌نوبه خود باعث افزایش Φ_{av} می‌گردد. این وضعیت شبیه قراردادن یک جاذب نوترون، نظیر یک میله کنترل یا یک پولک‌جاذب ، درمحیطی است که نوترون‌ها پخش می‌شوند. اگر سطح مقطع جاذب افزایش یابد فلوی نوترون درحوالی آن کم می‌شود، اما اگر سطح مقطع کاهش یابد واضح است فلو بالا می‌رود.

بالاخره، ازآنجا که Φ_{av} با درجه حرارت افزایش می‌یابدو چون تعداد نوترون‌های جذب شده دررزنانس متناسب با Φ_{av} است، لذا نتیجه می‌شود که جذب‌رزنانس باافزایش‌درجه حرارت افزایش می‌یابد. البته ، این جذبk راکاهش می‌دهدوهمین موضوع باعث منفی شدن ضریب حرارت آنی می‌گردد.

برای محاسبه α_{pmpt} برای یک راکتور حرارتی، ضریب تکثیر را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$k = k_\infty p = \eta_T f p \varepsilon P \qquad (۷-۶۵)$$

که P احتمال عدم فرارکلی (قسمت ۶-۵) است. احتمال فراز از رزنانس p را می‌توان با لگاریتم‌گیری مجزا نمود .

$$\ln k = \ln\eta_T f\varepsilon P + \ln p$$

با دیفرانسیل‌گیری رابطه نسبت به T وثابت فرض کردن تمام پایاها بجز p داریم

$$\frac{d}{dT}(\ln k) = \frac{1}{k}\frac{dk}{dT} = \frac{d}{dT}(\ln p) = \frac{1}{p}\frac{dp}{dT}$$

$$\alpha_{pmpt} = \alpha_{pmpt}(p) \qquad (۷-۶۶)$$

ازمعادله (۶-۱۱۲) رابطه p به‌صورت زیر بدست می‌آید

$$p = \exp\left[-\frac{N_F V_F I}{\xi_M \Sigma_{SM} V_M}\right] \qquad (۶۷-۷)$$

که I انتگرال رزنانس ، V_F و V_M حجم سوخت و کند کننده دریک واحد شبکه‌است، N_F چگالی اتمی سوخت، Σ_{SM} سطح مقطع ماکروسکپی پراکندگی کند کننده و ξ_M مقدار ثابتی است. ضریب درجه حرارت آنی را می‌توان با فرض این که درجه حرارت کند کننده ثابت باقی می‌ماندحساب کنیم درحالی که درجه حرارت سوخت‌تغییر می کند. هردو کمیت Σ_{aM} و V_M ثابت هستند. به‌علاوه حاصلضرب $N_F V_F$ که برابر تعداد کل اتم‌های سوخت درمیله سوخت است باتغییر درجه حرارت تغییر نمی کند. بنابرین بستگی کامل p به‌درجه حرارت درانتگرال رزنانس I قرار دارد .

اندازه‌گیری‌های متعددی برای تعیین جذب رزنانس در درجه حرارت‌های مختلف‌انجام گرفته است ومعلوم‌گشته که آن را می‌توان بارابطه زیر نشان داد

$$I(T) = I(۳۰۰^\circ)[۱ + \beta_I(\sqrt{T} - \sqrt{۳۰۰})] \qquad (۶۸-۷)$$

که T برحسب‌درجه کلوین است. به‌طوری که قبلا شرح‌دادیم بستگی I به‌درجه حرارت‌مربوط به‌اثردوپلر است. پایای β_I تابع خواص سوخت است و رابطه تقریبی آن به‌صورت زیر است

$$\beta_I = A' + C'/a\rho \qquad (۶۹-۷)$$

در این رابطه A' و C' مقادیر ثابتی هستند که در جدول(۷-٤) داده شده است و a شعاع میله برحسب سانتیمتر و ρ جرم ویژه سوخت برحسب‌گرم درسانتیمتر مکعب می‌باشد.

جدول ۷-٤

مقادیر ثابت برای محاسبه β_I

سوخت	$A' \times ۱۰^٤$	$C' \times ۱۰^۲$
فلز $U^{۲۳۸}$	٤۸	۱٫۲۸
$UO_۲^{۲۳۸}$	٦۱	۰٫۹٤
فلز Th	۸۰	۲٫٦۸
$ThO_۲$	۹۷	۲٫٤۰

حال اگر به معادله (۷-٦۷) برگردیم و lnp را دیفرانسیل بگیریم داریم

$$\alpha_{pmpt}(p) = \alpha_{pmpt} = -\frac{N_F V_F}{\xi_M \Sigma_{SM} V_M} \cdot \frac{dI}{dT}$$

از معادله (۷-۶۸) داریم

$$\frac{dI}{dT} = \frac{I(۳۰۰°)\beta_I}{۲\sqrt{T}}$$

وهمچنین

$$\alpha_{pmpt} = -\frac{N_F V_F I(۳۰۰°)}{\xi_M \Sigma_{SM} V_M} \cdot \frac{\beta_I}{۲\sqrt{T}}$$

این رابطه راسی‌توان به‌صورت زیرنوشت

$$\alpha_{pmpt} = -\frac{\beta_I}{۲\sqrt{T}} \ln\left[\frac{۱}{p(۳۰۰°)}\right] \qquad (۷۰-۷)$$

معادله (۷-۷۰) ضریب درجه حرارت آنی یک راکتور حرارتی رابه‌دست می‌دهد.

مثال ۷-۱۳ احتمال فرار از رزنانس برای یک راکتور باسوخت اورانیوم طبیعی ($\rho = ۱۹ر۱ g/cm^۳$) دردرجه حرارت $۳۰۰°K$ برابر ۰ر۸۷۸ است. میله‌های سوخت به‌قطر ۲ر۸ سانتیمتر می‌باشند. ضریب درجه حرارت آنی راکتور رادردرجه‌حرارت کار راکتور $۳۵۰°C$ حساب کنید.

حل. شعاع میله ۱ر۴ = ۲ر۸/۲ سانتیمتر است. ازمعادله (۷-۶۹) وجدول ۷-۴ مقدار β_I برابر است با

$$\beta_I = ۱ر۱۹ \times ۱ر۴۸ \times ۱۰^{-۴} + ۱ر۲۸ \times ۱۰^{-۲}/۱ر۴$$
$$= ۵ر۳ \times ۱۰^{-۴}$$

درجه حرارت برحسب درجه کلوین مساوی

$$T = ۲۷۳ + ۳۵۰ = ۶۲۳°K$$

است. ازمعادله (۷-۷۰) مقدار α به‌دست می‌آید

$$\alpha_{pmpt} = -\frac{۵ر۳ \times ۱۰^{-۴}}{۲\sqrt{۶۲۳}} \ln\left(\frac{۱}{۰ر۸۷۸}\right)$$
$$= -۱ر۳۹ \times ۱۰^{-۵}/°C \text{ یا } °K^*$$

تعیین ضریب درجه حرارت آنی مربوط به‌اثر دوپلر برای یک راکتور سریع مشکلتر است. دلیل اول این‌که درانرژی‌های بالا موردتوجه دراین نوع راکتور رزنانس‌ها از لحاظ انرژی به اندازه‌ای به‌هم نزدیک هستند که رویهم قرار می‌گیرندوخواص آنها کمتر شناخته شده است. به‌علاوه، مقدار جذب رزنانس بستگی به‌جزئیات طیف انرژی نوترون داردواین طیف‌از راکتوری

---

* بزرگی هردرجه کلوین وسلسیوس یکی است.

به راکتور دیگر فرق می‌کند. باوجود این، روش‌هائی برای محاسبه این ضریب درجه حرارت مهم برای راکتورهای سریع به‌وجود آمده است.

یک جنبه دیگر این مساله نیز باید یادآوری شود. دریک راکتور سریع عمل‌شکافت به‌علاوه جذب تابش زاپس از جذب نوترون‌های پرانرژی در زرنانس های به‌هم فشرده انجام می‌گیرد. بنابراین دریک راکتور سریع‌دارای سوخت مخلوطی ازمثلا $Pu^{۲۳۹}$ و $U^{۲۳۸}$ افزایش درجه حرارت نه‌تنها باعث افزایش جذب مزاحم نوترون‌هابه‌وسیله $U^{۲۳۸}$ می‌شود، بلکه میزان شکافت $Pu^{۲۳۹}$ میل به‌افزایش پیدا می‌کند. اثر دوپلر دراین حالت، به‌اصطلاح، یک نعمت مخلوط است. بنابراین، برای اینکه ازکار ایمن راکتور مطمئن باشیم، لازم است مقدارکافی $U^{۲۳۸}$ در راکتور قرار دهیم تا اینکه درحال توازن، دراثر پدیده دوپلر مقدار α_{pmpt} منفی شود. این یک محدودیت جدی نیست. زیرا معمولا در این نوع راکتور مقدار زیادی $U^{۲۳۸}$ وجود دارد تااینکه بهره‌زایش[۱] رابه‌حداکثر برساند.

ضریب کند کننده

ضریب کم‌اهمیت‌تر از α_{pmpt} ضریب درجه حرارت کند کننده α_{mod} است، که رفتار نهائی راکتور رادراثر تغییرات درجه حرارت‌سوخت تعیین می‌کند. این ضریب نیز اثر تغییرات درجه حرارت خنک کننده ورودی رابرراکتور تعیین می‌کند. منفی بودن α_{mod} ازنقطه‌نظراین که‌مطمئن شویم‌راکتور درحال کارودرصورت‌وقوع حادثه‌دارای پایداری‌است، موردتوجه‌است.

دریک راکتور حرارتی افزایش درجه حرارت به‌دو طریق برضریب تکثیر اثرمی‌گذارد:

(۱) تغییر درجه حرارتی که سطح مقطع‌ها درآن درجه حرارت محاسبه می‌شودو(۲) دراثر انبساط فیزیکی جرم ویژه کند کننده تغییرمی‌کند. ازاین دو اثر معمولا دومین اثر مهمتر است.

برای محاسبه α_{mod} ابتدا k راسطابق معادله (۷-۶۰) می‌نویسیم :

$$k=\eta_T f p \varepsilon P \qquad (۷-۶۰)$$

مقدار η_T تابع درجه‌حرارت کند کننده نیست واگرچه ε تااندازه‌ای به‌جرم ویژه کند کننده بستگی دارد آن را نیز می‌توان مستقل از T درنظرگرفت. از طرفین معادله (۷-۶۰) لگاریتم‌گرفته و نسبت به T دیفرانسیل می‌گیریم، رابطه زیربه‌دست می‌آید

$$\alpha_{mod}=\alpha_T(f)+\alpha_T(p)+\alpha_T(P) \qquad (۷-۷۱)$$

بنابراین ضریب درجه حرارت کند کننده ازجمع سه‌ضریب درجه حرارت دیگر به‌دست می‌آید.

ابتدا $\alpha_T(f)$ را در نظر می‌گیریم . می‌دانیم که f برابر احتمال جذب یک نوترون حرارتی است که سرانجام درسوخت جذب می‌شود وبه‌صورت نسبت‌سطح مقطع‌ماکروسکپی‌سوخت

---

۱ - Breeding Gain

به‌مجموع سطح مقطع های ماکروسکپی‌سوخت، کند کننده وخنک کننده است. اگر سوخت و کند کننده‌هردو جامد باشند وراکتور باگازکم جذبی‌خنک شود، دراین‌صورت تغییر دردرجه حرارت کند کننده تعداد کل جاذبها را در راکتور تغییر نمی‌دهدو f کم‌وبیش ثابت باقی می‌ماند. در این حالت $\alpha_T(f)$ اساساً صفر است.

درمورد راکتورهای آب تحت‌فشار اگر سوخت جامد لکن خنک کننده ویا کند کننده مایع باشد، وضع کاملا متفاوت است. حال‌چون ضرائب انبساط مایعات بزرگتر از جامدات‌است و ازآنجاکه مایع در داخل راکتور دریک محفظه فلزی است، افزایش درجه حرارت کند - کننده منجر به‌خروج مقداری مایع از راکتور می‌شود. درنتیجه مقدار جذب مزاحم نوترون‌های حرارتی درکند کننده‌و خنک کننده نسبت به‌جذب در سوخت کاهش یافته و موجب افزایش f می‌شود می‌توان این‌طور نتیجه‌گرفت که دراین حالت $\alpha_T(f)$ مثبت است. این‌اثر به‌ویژه‌وقتی ازکنترل شیمیایی استفاده می‌شود بارزتر است زیرا مقداری از بور همراه با خنک کننده و کند کننده از راکتور خارج می‌شود.

قدم‌بعد $\alpha_T(p)$ رادرنظر می‌گیریم. درمعادله(۷-٦۷) یگانه‌عاملی که بستگی‌به‌درجه حرارت کند کننده دارد $\Sigma_{SM}V_M$ است که متناسب با تعداد کل‌اتم های کند کننده و خنک کننده در راکتور است. اگر کند کننده جامد باشد این‌عدد با تغییر درجه حرارت‌تغییر نمی کند و $\alpha_T(p)$ صفر است. به‌عبارت دیگر، اگر کند کننده مایع باشد به‌طوری که در بالا شرح داده شد افزایش درجه حرارت منجر به خروج مقداری ازکند کننده می‌شود. این امر $\Sigma_{SM}V_M$ راکاهش می‌دهدو منجر به کاهش p می‌گردد. 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 می‌توان از معادلات (٦-٦٤) و(٦-٦٥) که احتمال عدم فرارکلی (که شامل نشت نوترون‌های سریع وحرارتی است) را درزیر به‌دست می‌دهد مشاهده نمود.

$$P = \frac{1}{(1+B_T^2L_T^2)(1+B^2\tau_T)} \qquad (۷۲-۷)$$

که B^2 باکلینگ و L_T^2 سطح پخش حرارتی و τ_T سن‌نوترون‌های شکافت تا حرارتی‌است. مقدار B^2 از روی ابعاد راکتور تعیین می‌شودواین ابعاد باتغییر درجه حرارت کند کننده زیاد تغییر نمی کند. از تعریف $L_T^2=\overline{D}/\overline{\Sigma}_a$ معادله (٥-٦٨) و $\tau_T=D_1/\Sigma_1$ (معادله ٥-۷۸) به آسانی می‌توان دید که هر دو پایا متناسب با عکس مربع جرم ویژه ρ_d* محیط تغییر می کند، به‌شرط این که محیط یکنواخت وهمسان باشد. درمورد سوخت جامدو کند کننده جامد مقادیر L_T^2 و τ_T بستگی پیچیده‌ای‌به‌دو جرم ویژه این‌دو محیط دارد. به هرحال تغییری‌دردرجه حرارت کند کننده جامد اثر جزئی بر جرم ویژه دارد بنابراین P ثابت است و $\alpha_T(P)=0$

* در اینجا ρ_d برای بیان جرم ویژه به کار می‌رود تا با ρ راکتیویته اشتباه نشود .

می‌باشد. برای سوخت جامد و کند کننده یا خنک کننده مایع L_T^2 و τ_T به صورت ρ_d^{-n}، که n عددی کوچکتر ازدو است تغییر می کند. دراین حالت

$$P = \frac{1}{\left(1+\frac{C_1}{p_d^n}\right)\left(1+\frac{C_2}{p_d^n}\right)} \qquad (۷۳-۷)$$

C_1 و C_2 اعداد ثابتی هستند. حال اگر T کاهش یابد ρ_d کاهش می‌یابد زیرا مایع خارج می‌شودو P کم می‌گردد. نتیجه این است که $\alpha_T(P)$ منفی است. مقدار منفی $\alpha_T(P)$ بدان معنی است که نشت نوترون‌ها باعث افزایش درجه حرارت کند کننده افزایش می‌یابد. این ، به‌نوبه خود، مربوط به‌این حقیقت است که درصورت یکسان بودن تمام عوامل، نوترون‌ها در محیط‌های رقیق‌تر آسان‌تر پخش می‌شدند. به‌هرحال به‌طریق دیگری به‌این نتایج می‌توان نگاه کرد. واضح است نوترون سریعی که ازقلب راکتور فرار نمی کند (ودر رزنانس جذب نمی‌شود)، الزاماً باید درقلب راکتور کند شود. وقتی جرم ویژه کند کننده کاهش می‌یابد ونوترون‌های سریع بیشتری فرار می کنند، تعداد نوترون‌هائی که به‌انرژی‌های حرارتی می‌رسند کم می‌شود. بنابراین کاهش در جرم ویژه کند کننده منجر به (۱) کاهش درجذب نوترون حرارتی درکند کننده‌می‌شود- اثر مثبت بر k و(۲) کاهش کندشدن نوترون‌های سریع- اثر منفی بر k می‌گردد. بنابراین مثبت یا منفی بودن α_{mod} علاوه براثرش بر احتمال فرار از رزنانس که همیشه منفی است، بستگی به این دارد که آیا کند کننده «بیشتر ازآنکه نوترون جذب کند، کند می کند» یا «بیشتر ازآنکه نوترون کند کند جذب می کند». در حالت مهم آب، می‌توان نشان داد که این ماده بیشتر نوترون کند می کند تا جذب نماید، لذا α_{mod} منفی است. این‌وضعیت را می‌توان معکوس کرد اگر مقدار بور درآب به‌صورت کنترل شیمیائی زیاد باشد.

ضریب منفی کند کننده دارای اثر مهمی برکنترل راکتور آب تحت فشار دارد و این اثر پس از تغییر درقدرت درخواستی از توربین ظاهر می‌شود. مثلا فرض کنید که دریچه کنترل بخار توربین در جواب به کاهش بار کمی بسته شود. این امر سرانجام منجر به افزایش درجه حرارت‌خنک کننده آب‌ورودی‌به‌راکتور می‌شود، زیرا انرژی کمتری‌از بخاری که‌از داخل‌توربین عبور می کند دریافت می‌شود. چون α_{mod} منفی است این‌خود منجر به کاهش قدرت راکتور می‌گردد. به‌عبارت دیگر اگرقدرت افزایش یافته بود اثر معکوس بوده وقدرت راکتور افزایش می‌یافت. درهرحال، راکتور به‌طور خود کار به‌تغییرات بار درخواستی جواب می‌دهد. این رفتار راکتور را پیگیری خود کار بار[۱] می‌نامند

۱- Automatic Load following

ضریب خلا[1]

یک راکتور باکند کننده ویا خنک کننده مایع را درنظر می‌گیریم. در نقطه‌ای که‌مایع می‌جوشد، حجمی که به‌وسیله بخار اشغال می‌شود اساساً یک خلا است، زیرا جرم ویژه بخار خیلی کمتر از جرم ویژه مایع است. کسر خلا x، عبارت است ازکسر یک حجم معینی مایع که به‌وسیله خلا اشغال شده است. مثلا اگر ۲۰ درصد حجم به‌وسیله بخار اشغال شده باشد وبقیه مایع باشد دراین صورت $x = ۰٫۲۰$ است

تغییر کسر خلا دریک راکتور معمولا روی راکتیویته راکتور اثر می‌گذارد. این پدیده برحسب ضریب خلا، α_v، بیان می‌شود که عبارت است از

$$\alpha_v = \frac{d\rho}{dx} \qquad (۷۴-۷)$$

که ρ راکتیویته و x کسر خلااست. واضح است که α_v یک عدد بدون بعد است.

با توجه به‌تعریف بالا نتیجه می‌شود که اگر α_v مثبت باشد در این صورت کسر خلا منجر به‌افزایش راکتیویته می‌گردد. واضح است این امریک حالت مطلوب نمی‌باشد، زیرا افزایش راکتیویته موجب افزایش قدرت که باعث به‌جوش آمدن خلا بیشتر، افزایش‌بیشتر راکتیویته والاآخر تا اینکه بیشتر مایع به‌جوش می‌آید و از قلب خارج می‌شود و بالاخره قلب ذوب‌می‌گردد. درمقابل اگر α_v منفی باشد افزایش xموجب کاهش راکتیویته کاهش قدرت‌شده وراکتور به‌سمت حالت اولیه‌اش برمی‌گردد. بنابراین، واضح است که α_v منفی مطلوب است.

وجود نقاط خلا باعث تغییر جرم ویژه کند کننده ویاخنک کننده می‌شود. بخصوص، اگر کسر خلا x باشد، جرم ویژه متوسط مخلوط مایع وبخار از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\rho_d = (۱-x)\rho_l + x\rho_g \qquad (۷۵-۷)$$

در این رابطه ρ_l و ρ_g به‌ترتیب جرم ویژه مایع وبخار است. به‌هرحال، ρ_g معمولا خیلی کمتر از ρ_l است (مگر در نزدیکی نقطه بحرانی ماده موردسوال) و لذا معادله (۷-۷۵) رامی‌توان به‌صورت زیر نوشت :

$$\rho_d = (۱-x)\rho_l \qquad (۷۶-۷)$$

به‌طوری که انتظار می‌رود ρ_d افزایش x موجب کاهش می‌شود.

از آنجا که تغییر x جرم ویژه متوسط کند کننده ویا خنک کننده را تغییر می‌دهد،مقدار α_v در حالت راکتورهای حرارتی مربوط به‌مقدار α_{mod} می‌شود. می‌دانیم که کند کننده و یا خنک کننده نظیر آب ، تعداد بیشتری نوترون کند می کند تا جذب نماید، لذا کاهش در جرم

۱- Void Coefficient

ویژه دارای اثر منفی در راکتیویته است. از اینجا نتیجه می‌شود که در مورد ضریب خلا نیز این موضوع صادق است. درمورد راکتورهای آبی، به‌شرط این که در اثر افزودن موادشیمیائی کنترل کننده سطح مقطع جذب‌زیاد افزایش نیابد، افزایش در کسر خلا موجب کاهش راکتیویته می‌شود ودرینحالت α_v منفی است.

ضریب خلا منفی برای راکتورهای آب‌جوشان با روش «پیگیری خود کاربار» به کار می‌رود. این کار بامزدوج کردن درخواست بار در توربین باگردش آب در دستگاه راکتور(شکل ٤-١٤) انجام می‌گیرد، بطوری که کاهش درخواست‌بار 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 ازحبابها (خلا) از داخل قلب می‌شود. این کاهش درمقدار خلا موجب افزایش راکتیویته راکتور می گردد زیرا α_v منفی است واین باعث می‌شود راکتور قدرت بیشتری تولید کند. بالاخره، درقدرتهای بالاتر مقدار بیشتری خلا به‌وجود می‌آیدودر حالت تعادل، قلب راکتور دقیقاً قدرت مورد خواسته توربین راتولید می کند. اگر بارتوربین کاهش یافته بود،گردش خنک کننده نیز کاهش می‌یافت، خلا نیز بالا می‌رفت‌وقدرت راکتور کاهش می‌یافت، یعنی قدرت راکتور پیروی از تقاضای توربین می کند.

وضعیت در باره ضریب خلا راکتورهای سریع با کند کننده سدیم مایع پیچیده‌تر است. سدیم نوترون را به اندازه زیاد جذب نمی کند، به طوری که خروج خنک کننده از راکتوربه علت تشکیل حبابها (خلا) فقط اثر جزئی در جذب کلی نوترون‌های دستگاه دارد. به هرحال، سدیم‌نوترون‌های‌سریع را درانرژی های بالادراثر برخوردغیرالاستیک ودرنتیجه برخوردالاستیک در انرژی‌های پائین طیف نوترون کند می کند. خروج سدیم که همراه با تشکیل خلا است‌اثر این کندکنندگی راکاهش می‌دهد و در نتیجه طیف راکتورکمی سخت‌تر می‌شود یعنی پر انرژی ترمی‌گردد. با یادآوری از فصل ٤ (شکل ٤-٤)، مقدار η، تعداد متوسط نوترون‌های شکافت آزاد شده در مقابل جذب‌نوترون‌در سوخت، باافزایش انرژی نوترون ورودی برای تمام هسته های شکافت‌پذیر راکتورهای سریع، افزایش می‌یابد. لذا درنتیجه تشکیل خلا (حباب) مقدار متوسط η وراکتیویته افزایش می‌یابد. این امر باعث می‌شود α_v مثبت‌گردد.

به‌علاوه‌ی سخت شدن طیف نوترون، افزایش درکسرخلا نشت‌نوترون را افزایش می‌دهد زیرا جرم ویژه سدیم تقلیل می‌یابد. البته ، این موضوع منجر به‌منفی شدن α_v می‌گردد. بنابراین علامت α_v بستگی به‌این دارد که کدام اثر بزرگتر باشد - افزایش η یا افزایش‌نشت نوترون .

درعمل ، علامت α_v تابع مکان داخل راکتور است که خلا تشکیل می‌شود. لذااگر خلا در حوالی مرکز یک راکتور بزرگ رخ دهد، افزایش نشت ازاین ناحیه اهمیت کمی‌دارد زیرا نوترون‌ها فقط در قسمت‌های دیگر راکتور جذب می‌شوند. در این ناحیه α_v مثبت است.

به‌عبارت دیگر، اگر خلا در نزدیکهای دیواره قلب تشکیل شود، نوترون‌های اضافی که فرار می‌کنند از قلب خارج می‌شوند (حداقل بعضی ازآنها) ودر این حالت α_v منفی است. تابه‌حال به‌علت این‌که تعداد کمی راکتورهای سریع ساخته شده‌اند ، دقیقاً نمی‌توان‌گفت راکتورهای سریع باخنک‌کننده سدیم به‌چه بزرگی باید باشند تا α_v آن در تمام نقاط قلب منفی باشد و یا این نوع راکتور را چگونه می‌توان با α_v مثبت، دربعضی نواحی، کنترل کرد .

۷ـ۴ سمی شدن با پاره‌های شکافت

تمام پاره‌های شکافت تاحدودی نوترون‌ها را جذب می‌کنندو تراکم‌در راکتورموجب کاهش ضریب تکثیر می‌گردد. ازآنجاکه سطح مقطع‌های جذب باافزایش انرژی نوترون‌به سرعت کاهش می‌یابد، چنین پاره‌های شکافت سمی دارای اهمیت زیادی در راکتورهای‌حرارتی است، واین قسمت محدود به‌این نوع راکتورها می‌شود.

باتقریب خوبی، اثر پاره‌های شکافت سمی بر ضریب تکثیر می‌توان فقط برروی بهره حرارتی سوخت درنظر گرفت. لذا معادل راکتیویته سموم دریک‌راکتور راکه قبلا بحرانی‌بوده می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$\rho = \frac{k - k_o}{k} = \frac{f - f_o}{f} \qquad (۷۷ - ۷)$$

که پایاهای بدون اندیس مربوط به‌راکتور سمی شده است. در صورت‌عدم وجود سموم f_o از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$f_o = \frac{\bar{\Sigma}_{aF}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}}$$

که $\bar{\Sigma}_{aF}$ و $\bar{\Sigma}_{aM}$ سطح مقطع‌های جذب‌ماکروسکپی نوترون‌های حرارتی سوخت‌و سوادیگر (بغیر از سوخت) می‌باشد. درصورت وجود سموم f به‌صورت زیر درمی‌آید

$$f = \frac{\bar{\Sigma}_{aF}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM} + \bar{\Sigma}_{aP}}$$

که $\bar{\Sigma}_{ap}$ سطح مقطع ماکروسکپی جذب ماده سمی است. ازمعادله (۷۷-۷)راکتیویته مربوط به‌سموم عبارت است از

$$\rho = \frac{f - f_o}{f} = -\frac{\bar{\Sigma}_{aP}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}} \qquad (۷۸ - ۷)$$

جای تعجب نیست که معادله(۷۸-۷) اساساً همان (بجز علامت آن) معادله‌ای است که برای

محاسبه ارزش کنترل شیمیائی، که این ماده خودبه‌صورت یک سم یکنواخت در راکتور توزیع شده است بکار میرود.

معادله (۷-۷۸) رامی‌توان به‌شکل مناسب‌تری باوارد کردن ضریب تکثیر بدون‌ساده سمی به‌صورت زیر نوشت

$$k = 1 = \eta_T f p \varepsilon = \frac{\eta_T p \varepsilon \bar{\Sigma}_{aF}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}}$$

$$= \frac{\nu p \varepsilon \bar{\Sigma}_f}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM}} \qquad (۷-۷۹)$$

که $\bar{\Sigma}_f$ سطح مقطع ماکروسکپی شکافت است. ازحل معادله (۷-۷۹) برای $(\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM})$ وبا قرار دادن این مقدار درمعادله (۷-۷۸) داریم

$$p = -\frac{\bar{\Sigma}_{aP}/\bar{\Sigma}_f}{\nu p \varepsilon} \qquad (۷-۸۰)$$

معادله (۷-۸۰) برای محاسبه سمی بودن پاره‌های شکافت بسیار مناسب است

زینان-۱۳۵

مهمترین پاره شکافت سمی Xe^{135} است که سطح مقطع جذب حرارتی آن برابر (۲۲۰۰m/s)^{6}۱۰ × ۲٫۶۵ بارن است‌ویک جاذب غیر $\frac{1}{v}$ می‌باشد. (ضریب غیر $\frac{1}{v}$ آن در جدول ۳-۲ داده شده است). این ایزوتوپ از تجزیه I^{135} حاصل می‌شود وهمچنین مستقیماً از شکافت تولید می‌شود. ید ۱۳۵ همچنین از شکافت و از تجزیه Te^{135} (تلریوم ۱۳۵) به‌وجود می‌آید. این فرایندها ونیمه عمرهایشان درزیر به‌اختصار داده شده‌اند.

$$Te^{135} \xrightarrow[\text{۱۱ ثانیه}]{\beta^-} I^{135} \xrightarrow[\text{۶٫۷ ساعت}]{\beta^-} Xe^{135} \xrightarrow[\text{۹٫۲ ساعت}]{\beta^-}$$

Te^{135}: ↑ شکافت — I^{135}: ↑ شکافت — Xe^{135}: ↑ شکافت

$$Cs^{135} \xrightarrow[\text{۱۰}^6 \times \text{۲٫۳ سال}]{\beta^-} Ba^{135} \text{ (پایدار)}$$

باتوجه به‌این که Te^{135} به‌سرعت تبدیل به I^{135} می‌شود، می‌توان فرض کرد که‌تمام I^{135} مستقیماً از شکافت‌تولید می‌شود. بهره موثر I^{135} و Xe^{135} از شکافت سه‌هسته شکافت حرارتی در جدول ۷-۵ داده شده‌اند، ثابت تجزیه این ایزوتوپها در جدول (۷-۶) آمده است.

جدول ۷-۵
بهره پاره شکافت (تعداد اتم درهر شکافت)
درشکافت حرارتی*

ایزوتوپ	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
^{135}I	۰ر۰۴۷۵	۰ر۰۶۳۹	۰ر۰۶۰۴
^{135}Xe	۰ر۰۱۰۷	۰ر۰۰۲۳۷	۰ر۰۱۰۵
^{149}Pm	۰ر۰۰۷۹۵	۰ر۰۱۰۷۱	۰ر۰۱۲۱

جدول ۷-۶
ثابت‌های تجزیه برای محاسبات سموم پاره شکافت

ایزوتوپ	λ ، $^{-1}$ثانیه	λ ، $^{-1}$ساعت
^{135}I	$۲ر۸۷ \times ۱۰^{-۵}$	۰ر۱۰۳۵
^{135}Xe	$۲ر۰۹ \times ۱۰^{-۵}$	۰ر۰۷۵۳
^{149}Pm	$۳ر۶۳ \times ۱۰^{-۶}$	۰ر۰۱۳۱

چون قسمتی از زینان از تجزیه ید به‌وجود می‌آیند، غلظت زینان‌درهر زمان بستگی به‌غلظت ید دارد. این، به‌نوبه خود، باسعادله زیر به‌دست می‌آید

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_I \bar{\Sigma}_f \Phi_T - \lambda_I I \qquad (۸۱-۷)$$

که I تعداد اتم‌های ید ۱۳۵ درسانتیمترمکعب، γ_I بهره موثر (تعداد اتم‌ها درهرشکافت) این ایزوتوپ و $\bar{\Sigma}_f$ سطح مقطع شکافت حرارتی است.

یک اتم ^{135}Xe از تجزیه یک اتم ^{135}I به‌وجود می‌آید، به‌طوری که کل میزان تشکیل ^{135}Xe برابر $\lambda_I I + \gamma_X \bar{\Sigma}_f \Phi_T$ است که γ_X بهره زینان ازشکافت می‌باشد. زینان۱۳۵ از دو طریق تجزیه رادیو اکتیو طبیعی وهمچنین جذب نوترون ازبین می‌رود. بنابراین معادله

* M. E. Meeh and B. F. Rider, "Compilation of Fission product yields" NEDO-12154, 1972

توازن عبارت است از

$$\frac{dX}{dt}=\lambda_I I+\gamma_X\bar{\Sigma}_f\Phi_T-\lambda_X X-\bar{\sigma}_{aX}\Phi_T X \qquad (۸۲-۷)$$

که X غلظت زینان ۱۳۵ برحسب اتم درسانتیمترمکعب و $\bar{\sigma}_{aX}$ سطح مقطع جذب حرارتی Xe^{135} است. ازمعادله (۸۲-۷) یادآور می‌شود که ثابت تجزیه موثر زینان ۱۳۵ برابر است با $\lambda_X+\bar{\sigma}_{aX}\Phi_T$ ونیمه عمر موثر آن به‌صورت زیر است

$$(T_{1/2})_{eff}=\frac{۰٫۶۹۳}{\lambda_X+\bar{\sigma}_{aX}\Phi_T}$$

درکار راکتورکمیت‌های $\bar{\Sigma}_f$ و Φ_T ممکن است تابع زمان باشند وجوابهای معادلات (۸۱-۷) و(۸۲-۷) بستگی به‌طبیعت این دوتابع دارند.

حال چند حل ویژه این معادلات را درنظر خواهیم‌گرفت.

تعادل زینان- به‌علت کوتاهی نیمه‌عمرهای Xe^{135} و I^{135} وزیاد بودن سطح مقطع جذب‌زینان، غلظت این‌ایزوتوپهادر تمام‌راکتورهابجز آنهایی که‌درفلوی‌خیلی کم کارمی کنند، به‌سرعت به‌حد اشباع خودشان افزایش یافته یا به‌مقادیر تعادلی I_∞ و N_∞ می‌رسند. این غلظت‌ها را می‌توان باصفر قرار دادن مشتق زمانی معادلات (۸۱-۷) و (۸۲-۷) به‌دست آورد لذا از معادله (۸۱-۷) نتیجه می‌شود :

$$I_\infty=\frac{\gamma_I\bar{\Sigma}_f\Phi_T}{\lambda_I} \qquad (۸۳-۷)$$

واز معادله (۸۲-۷) داریم

$$X_\infty=\frac{\lambda_I I_\infty+\gamma_X\bar{\Sigma}_f\Phi_T}{\lambda_X+\bar{\sigma}_{aX}\Phi_T}$$

$$X_\infty=\frac{(\gamma_I+\gamma_X)\bar{\Sigma}_f\Phi_T}{\lambda_X+\bar{\sigma}_{aX}\Phi_T} \qquad (۸۴-۷)$$

سطح مقطع ماکروسکپی جذب زینان برابر است با

$$\bar{\Sigma}_{aX}=X_\infty\bar{\sigma}_{aX}=\frac{(\gamma_I+\gamma_X)\bar{\Sigma}_f\Phi_T\bar{\sigma}_{aX}}{\lambda_X+\bar{\sigma}_{aX}\Phi_T} \qquad (۸۵-۷)$$

شکل معادله (۸۵-۷) را می‌توان باتقسیم صورت ومخرج سمت راست معادله بر $\bar{\sigma}_{aX}$ داریم

$$\bar{\Sigma}_{aX}=\frac{(\gamma_I+\gamma_X)\bar{\Sigma}_f\Phi_T}{\Phi_X+\Phi_T} \qquad (۸۶-۷)$$

که Φ_X پایای تابع درجه حرارت است که بعدآن فلو می‌باشد یعنی

$$\Phi_X=\frac{\lambda_X}{\sigma_{aX}}=۰٫۷۷۰\times۱۰^{۱۳}/cm^{۲}sec^{-۱} \qquad (۸۷-۷)$$

در درجه حرارت $۲۰^{\circ}c$ می‌باشد. ازمعادله (۸۲-۷) دیده می‌شود Φ_X فلوی حرارتی‌است که درآن شدت ازبین رفتن زینان ۱۳۵ باجذب نوترون وتجزیه طبیعی برابرند.

باقرار دادن معادله (۸۶-۷) درمعادله (۸۰-۷) معادل راکتیویته زینان تعادلی از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\rho=-\frac{\gamma_I+\gamma_X}{\nu p\varepsilon}\,\frac{\Phi_T}{\Phi_T+\Phi_X} \qquad (۸۸-۷)$$

حال دو وضعیت را باید در نظر بگیریم. ابتدا، اگر $\Phi_T\ll\Phi_X$ باشد معادله (۸۸-۷) تبدیل به معادله زیر می‌شود

$$\rho=-\frac{(\gamma_I+\gamma_X)\Phi_T}{\nu p\varepsilon\Phi_X} \qquad (۸۹-۷)$$

و دیده می‌شود که در این فلوی پائین ، ρ — به طور خطی نسبت به Φ_T افزایش می‌یابد. به‌عبارت دیگر ، اگر $\Phi_T\gg\Phi_X$ باشد، ρ — به‌حداکثر مقدار خود می‌رسد

$$\rho=-\frac{\gamma_I+\gamma_X}{\nu p\varepsilon} \qquad (۹۰-۷)$$

برای تخمین اثر کمی سمیت زینان در حالت تعادل ، فرض می کنیم که راکتور دارای سوخت $U^{۲۳۵}$ است ودارای جذب رزنانس یاساده شکافت‌پذیر سریع به غیر از $U^{۲۳۵}$ نباشد. دراین حالت $p=\varepsilon=۱$ است و معادله (۹۰-۷) به‌صورت زیر درمی‌آید

$$\rho=\frac{\gamma_I+\gamma_X}{\nu}=-\frac{۰٫۰۶۶}{۲٫۴۲}=-۲٫۷۳٪$$

یا حدود چهاردلار است. این‌حداکثر راکتیویته مربوط به‌تعادل زینان دریک‌راکتور باسوخت $U^{۲۳۵}$ است. اگر راکتور حاوی‌جاذبهای‌زرنانس باشد، حداکثر راکتیویته کمی‌بیشترخواهدبود.

تراکم زینان پس‌از خاموشی-زمان مرگ راکتور

اگر چه پس از خاموشی راکتور تولید $Xe^{۱۳۵}$ متوقف می‌شود، لکن این ایزوتوپ‌از طریق تجزیه $I^{۱۳۵}$ موجود درقلب راکتور به‌وجود می‌آید. بنابراین غلظت زینان پس از خاموشی راکتور ابتدا شروع بـه افزایش می کند اگر چه ، سرانجام در اثر تجزیه خود از بین می‌رود. اگر غلظت ید در موقع خاموش شدن راکتور I_o باشد، غلظت آن پس از زمان t از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$I(t)=I_oe^{-\lambda_I t} \qquad (۹۱-۷)$$

باقرار دادن این معادله درمعادله (۷-۸۲) ودانستن این که پس از خاموشی $\Phi_T = 0$ است غلظت زینان ۱۳۵ برابر است با

$$X(t) = X_o e^{-\lambda_X t} + \frac{\lambda_I I_o}{\lambda_I - \lambda_X}\left(e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_I t}\right) \qquad (۷-۹۲)$$

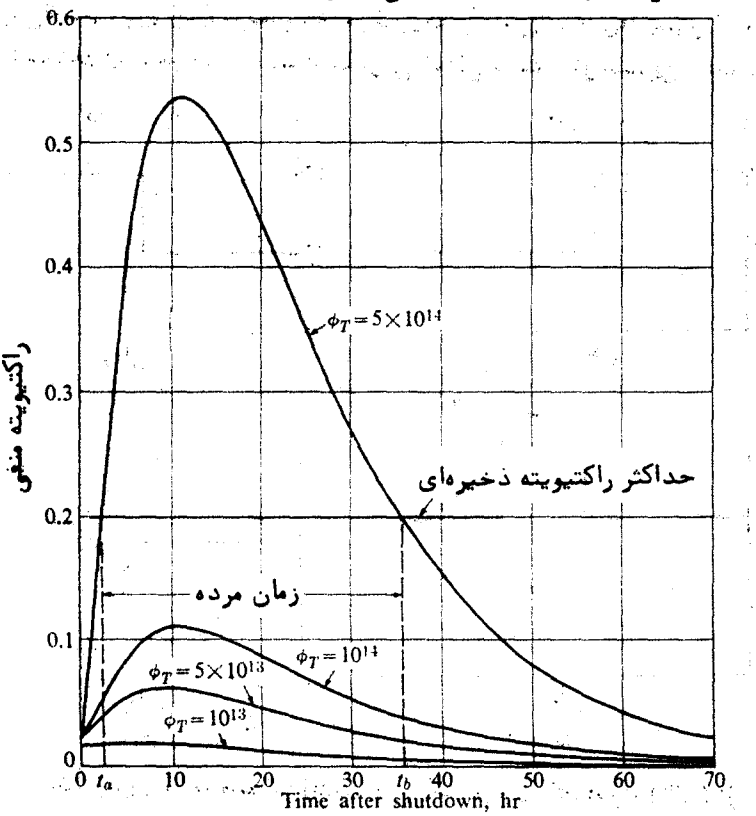
اگر تراکم زینان ویدقبل از خاموشی راکتور به‌حد تعادل رسیده باشد، سپس I_o و X_o از معادلات (۷-۸۳) و(۷-۸٤) به‌دست می‌آیندوراکتیویته معادل زینان به‌صورت زیر است.

$$\rho = -\frac{1}{\nu p \varepsilon}\left[\frac{(\gamma_I + \gamma_X)\Phi_T}{\Phi_X + \Phi_T} e^{-\lambda_X t} + \frac{\gamma_I \Phi_T}{\Phi_I - \Phi_X}\left(e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_I t}\right)\right] \qquad (۷-۹۳)$$

در این معادله Φ_I پایای تابع درجه حرارت می‌باشد وبرابر است با

$$\Phi_I = \frac{\lambda_I}{\sigma_{aX}} = ۱{,}۰۵۵ \times ۱۰^{۱۳}/\mathrm{cm}^۲ - \mathrm{sec}^{-۱}$$

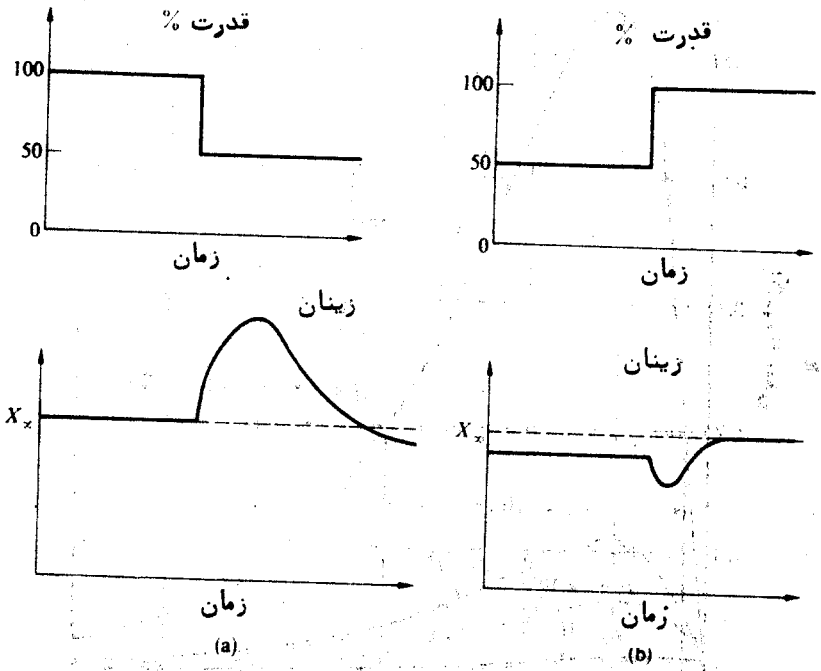
در $۲۰^\circ C$ است و Φ_T، البته ، قبل از خاموشی تعیین شده است.



شکل ۷-۱۳ تجمع زینان ۱۳۵ برای‌چند مقدار مختلف فلوقبل از خاموشی

شکل ۷-۱۳ راکتیویته منفی مربوط به‌تجمع زینان پس از خاموشی راکتوری رانشان می‌دهد که سوخت آن $U^{۲۳۵}$ می‌باشد و برای چهار فلوی نوترون مختلف قبل از خاموشی رسم شده است. به‌طوری که شکل نشان می‌دهد راکتیویته به‌یک حداکثر می‌رسد، که حدود ده ساعت پس از خاموشی رخ می‌دهدوسپس کاهش یافته به‌صفر می‌رسد، باید به‌ویژه یادآورشد که راکتیویته منفی وقتی حداکثر است که فلوی راکتور قبل از خاموشی حداکثر باشد.

تجمع زینان پس ازخاموشی درمورد راکتورهای بافلوی کم، اهمیت کمی دارد امابرای راکتورهایی که برای فلوی زیاد طرح شده‌اند، ایجاد اشکال می‌کند. به‌ویژه اگردرهر زمان پس از خاموشی راکتور راکتیویته مثبت باخارج کردن تمام میله‌های کنترل کمتر ازراکتیویته منفی مربوط به‌زینان باشد، راکتور را نمی‌توان تازمانی که زینان تجزیه نشده به‌کار انداخت. این وضع در شکل (۷-۱۳) به‌صورت یک خط افقی که معرف راکتیویته ذخیره‌ای ۰٫۲ درصد است، نشان داده شده است. از شکل پیداست که درمدت زمان بین t_a و t_b راکتوری که در فلوی ۵×۱۰^{۱٤} کار می‌کرده نمی‌تواند به‌کار افتد. این مدت‌زمان رادر راکتور زمان مرگ راکتور می‌نامند. وجود زمان مرگ ازنقطه‌نظر کار یک راکتور بافلوی زیاد بسیار بااهمیت است؛ اما در دستگاههای متحرک، که مستعد خاموشی اتفاقی هستند، از بیشترین اهمیت برخوردار

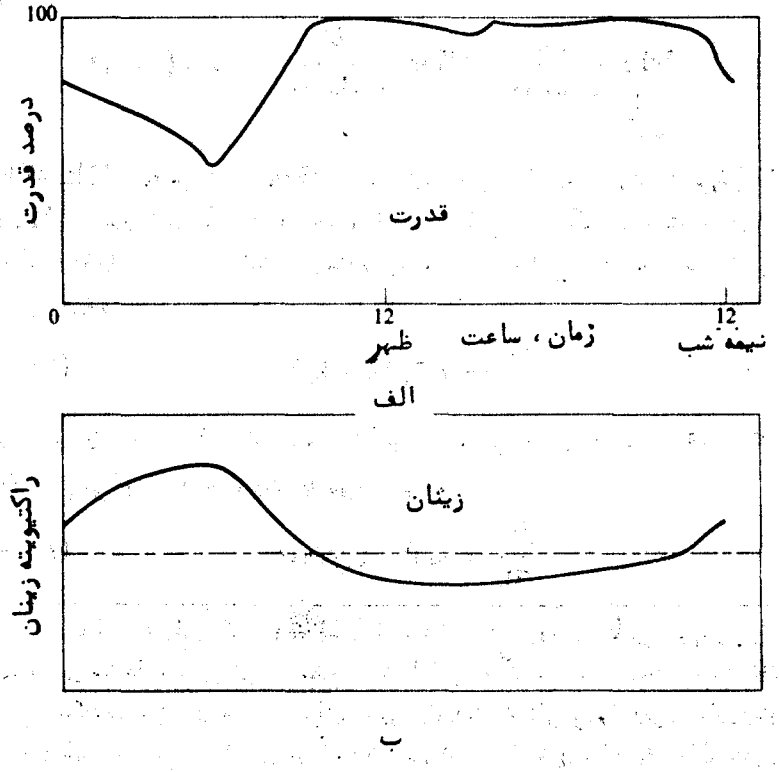


شکل ۷-۱٤ تجمع وسوختن زینان درپی یک تغییر پله‌ای قدرت (الف) از قدرت کامل به‌نصف (ب) از نصف به‌قدرت کامل

می‌باشد. این موضوع به‌ویژه در نزدیک به‌انتهای 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 درچنین حالتی تجمع حداکثر است، لکن هرکاهش درقدرت راکتور غلظت ^{135}Xe را در راکتور افزایش می‌دهد، زیرا درفلوی کمتر مقدار سوخت این هسته کمتر است. این موضوع درشکل (۷-۱۴ الف) درپی سقوط ۵۰ درصد درقدرت نشان داده شده است. باروش مشابه، هرافزایشی درقدرت همراه باکاهش اولیه در ^{135}Xe می‌شود که مربوط به‌افزایش سوختن ^{135}Xe درفلوی بیشتر است. شکل (۷-۱۴ ب) این مساله را نشان می‌دهد.

در ارتباط باین موضوع، باید یادآور شویم که سطوح قدرت بعضی ازراکتورها که برای مصارف عمومی است باید تقریباً به‌طور مداوم بر اساس جوابگوئی به تغییر درخواست قدرت الکتریکی موردنیاز عموم، تغییر کند. شکل (۷-۱۵ الف)، به‌عنوان مثال، کل بار الکتریکی شرکت ادیسون نیویورك رابه‌طور متوسط روزانه نشان می‌دهد. به‌طوری که درشکل نشان‌داده



شکل ۷-۱۵ (الف) بارالکتریکی (اسمی) روزانه شرکت ادیسون نیویورك (ب) تجمع وسوختن زینان در راکتور در جواب به‌این تغییربار

شده است، بارقبل ازنیم شب موقعی که مردم به‌خواب می‌روند، به‌سرعت پائین می‌افتدوافت مصرف تمام شب‌ادامه می‌یابدوسپس قبل‌ازطلوع آفتاب زیادمی‌شود. اگر یک نیروگاه‌هسته‌ای این منحنی‌بار* را تعقیب نماید، راکتیویته‌زینان در راکتور درشکل (۷-۱۰ب) نشان داده شده است. این تغییر راکتیویته رامی‌توان باتنظیم میله‌های کنترل یااگر راکتور حاوی کنترل شیمیائی است باتغییر غلظت بورجبران کرد.

ساماریوم ۱۴۹

سطح مقطع حرارتی (۲۲۰۰ m/s) ^{149}Sm برابر ۴۱۰۰۰ بارن است و یک عنصر جاذب غیر $\frac{1}{v}$ می‌باشد(سطح مقطع متوسط حرارتی‌در ۲۰°C برابر ۵۸۷۰۰ بارن‌است). جدول ۳-۲ با وجود این ایزوتوپ دارای نقش کمتری از ^{135}Xe در راکتور است که اغلب در محاسبات راکتور به‌طور جداگانه منظور می‌شود. ساماریوم ۱۴۹ مستقیماً ازشکافت‌هسته‌ای به‌وجود نمی‌آید اما ظاهراً درنتیجه تجزیه ^{149}Nd (نئودیمیوم ۱۴۹) به‌صورت زیر تولید می‌شود :

$$^{149}Nd \xrightarrow[\text{۱٫۷ ساعت}]{\beta^-} {}^{149}Pm \xrightarrow[\text{۵۳ ساعت}]{\beta^-} {}^{149}Sm \text{ (پایدار)}$$

^{149}Nd ↓ شکافت

از آنجا که ^{149}Nd به‌سرعت به ^{149}Pm (پرومتیوم ۱۴۹) تبدیل می‌شود ، می‌توان فرض کرد که ^{149}Pm مستقیماً از شکافت هسته‌ای بابهره γ_p اتم درهرشکافت هسته‌ای تولیدمی‌شود. P غلظت (جدول ۷-۵). غلظت پرومیتوم برحسب تعداد اتم درهر سانتیمتر مکعب از رابطه زیر تعیین می‌شود:

$$\frac{dP}{dt} = \gamma_p \bar{\Sigma}_f \Phi_T - \lambda_p P \qquad (۷-۹۵)$$

که λ_p درجدول (۷-۶) داده شده است. ازآنجا که ساماریوم پایدار است ، فقط درنتیجه جذب نوترون ازبین می‌رود. رابطه مربوطه به‌صورت زیر است:

$$\frac{dS}{dt} = \lambda_p P - \bar{\sigma}_{as} \Phi_T S \qquad (۷-۹۸)$$

---

* حداقل قدرتی که درهر زمان توسط شرکت برق ... تأمین می‌شود را بار پایه[1] می‌نامند، خواسته‌های بیش ازاین سطح را حداکثر بار[2] گویند. شرکت‌ها معمولا جدیدترین‌و موثرترین امکانات تولیدی خود را برای تامین بارپایه به‌کار می‌برندوبرای تامین‌بار حداکثر متغیر از وسایل قدیمی‌تر وکم‌بهره‌تر استفاده می‌کنند. راکتوری که به‌عنوان بارپایه به‌کار می‌رود باقدرت کامل برای مدتهای طولانی کارکرده لذا مقدار زینان آن ثابت است.

۱- Base Load ۲- Peak Load

که S چگالی اتمی Sm^{149} و $\bar{\sigma}_{as}$ سطح مقطع متوسط جذب حرارتی است

تعادل ساماریوم ازآنجا که سطح مقطع جذب Sm^{149} خیلی کمتر از Xe^{135} است و نیمه‌عمر Pm^{149} بیشتر ازنیمه عمر I^{135} و Xe^{135} می‌باشد، نتیجه می‌شود، مدت زمانی که لازم است غلظت‌های پروستیوم وساماریوم به‌حدتعادل برسند کمی طولانی‌تر از زمان لازم برای زینان‌است. با وجوداین درتمام راکتورها بجز آنهایی که‌درفلوی خیلی کم کار می کنند، این ایزوتوپها حداکثردرمدت چند روز به‌حال تعادل می‌رسند.

وقتی مشتق زمانی‌معادلات (۷-۹۵) و (۷-۹۶)رابرابر صفر قرار می‌دهیم ، غلظت‌های تعادلی از رابطه زیر به‌دست می‌آیند.

$$P_\infty = \frac{\gamma_p \bar{\Sigma}_f \Phi_T}{\lambda_p} \qquad (۷-۹۷)$$

و

$$S_\infty = \frac{\gamma_p \bar{\Sigma}_f}{\bar{\sigma}_{aS}} \qquad (۷-۹۸)$$

سطح مقطع ماکروسکپی جذب ساماریوم درحال تعادل برابراست‌با :

$$\bar{\Sigma}_{aS} = \gamma_p \bar{\Sigma}_f \qquad (۷-۹۹)$$

وبا استفاده ازمعادله (۷-۸۰) این رابطه معادل راکتیویته زیراست :

$$\rho = -\frac{\gamma_p}{\nu p \varepsilon} \qquad (۷-۱۰۰)$$

باید به‌ویژه یادآور شد که این راکتیویته‌مستقل ازفلو وقدرت راکتور بوده و درمقابل،راکتیویته مربوط به Xe^{135} با افزایش فلو افزایش می‌یابد. با مقدار γ_p داده شده در جدول (۷-۵) برای U^{235} معادله (۷-۱۰۰) به‌صورت زیر درمی‌آید

$$\rho = -\frac{۰٫۰۱۰۷}{۲٫۴۲} = -۰٫۴۴۲٪$$

یا درحدود ۶۸ سنت برای راکتوری که درآن $P = \varepsilon = ۱$ است.

تراکم ساماریوم پس‌از خاموشی راکتور

پس از خاموش شدن راکتور Sm^{149} از تجزیه Pm^{149} انبار شده به‌وجود می‌آید. در این صورت ، Sm^{149} برخلاف Xe^{135} با تجزیه بتا ازبین نمی‌رود بلکه ایزوتوپ پایداری است‌و درقلب راکتور باقی می‌ماند تااینکه راکتور را دوباره بحرانی کرده به‌قدرت آورده شود که دراین حال باجذب نوترون از بین می‌رود .

غلظت‌های پرومتیوم وساماریوم را درلحظه خاموشی به P_0 و S_0 نشان داده، غلظت ساماریوم در زمان t ثانیه بعد عبارت است از

$$S(t) = S_0 + P_0(1 - e^{-\lambda_p t}) \qquad (۷-۱۰۱)$$

باافزایش $t \to \infty$ غلظت ساماریوم به‌سمت $S_0 + P_0$ میل می‌کند که‌واضح است همین‌طور بایدباشد، زیراتمام پرومتیوم به‌ساماریوم تبدیل می‌شود. اگر پرومتیوم‌وساماریوم قبل از خاموشی درغلظت‌های تعادلی خود باشند P_0 و S_0 از معادلات (۷-۹۷) و (۷-۹۸) به‌دست می‌آیند.

راکتیویته پس از خاموشی مربوط به‌ساماریوم ۱۴۹ رامی‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$\rho = -\frac{\gamma_p}{\nu p \varepsilon}\left[1 + \frac{\Phi_T}{\Phi_S}(1 - e^{-\lambda_p t})\right] \qquad (۷-۱۰۲)$$

که Φ_T به‌صورت زیرتعریف می‌شود

$$\Phi_S = \frac{\lambda_p}{\sigma_{as}} = ۶{,}۱۸۰ \times ۱۰^{۱۳}/cm^۲ - sec \qquad (۷-۱۰۳)$$

دما $۲۰^\circ c$ است

معادله (۷-۱۰۲) درشکل (۷-۱۶) برای یک راکتور باسوخت $U^{۲۳۵}$ که با چهار مقدار مختلف Φ_T کارمیکرده (قبل از خاموشی) رسم شده است. دیده خواهد شد که اگر چه‌تعادل ساماریوم مستقل از فلو است، ساماریوم پس از خاموشی باافزایش فلو افزایش می‌یابد. لذابر طبق معادله (۷-۱۰۲) حداکثر مقدار ρ — برابر است با

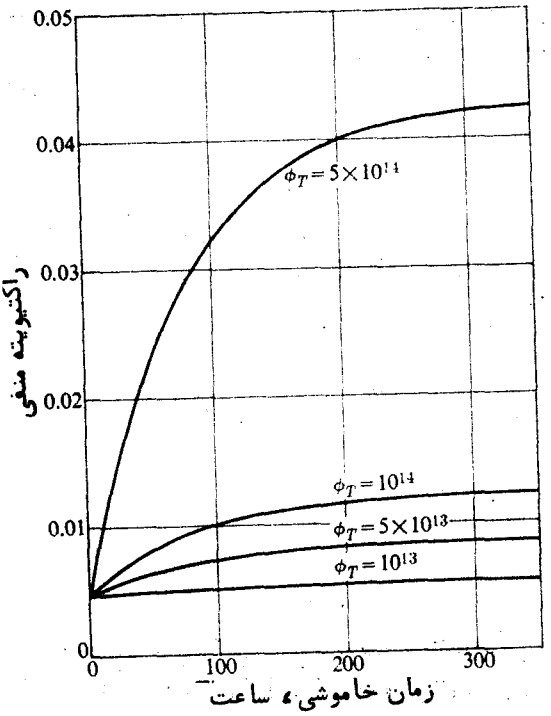
$$\rho = -\frac{\gamma_p}{\nu p \varepsilon}\left(1 + \frac{\Phi_T}{\Phi_S}\right) \qquad (۷-۱۰۴)$$

که ρ نسبت به Φ_T به‌طور خطی افزایش می‌یابد.

انواع دیگر پاره‌های سمی شکافت

بغیر از $Xe^{۱۳۵}$ و $Sm^{۱۴۹}$ پاره‌های شکافت هسته‌ای زیادی درقلب راکتور تشکیل می‌شوند. بعضی ازاین ایزوتوپها رادیو اکتیو بوده‌و دارای نیمه‌عمرهای نسبتاً کوتاه درمقایسه باعمرمتوسط قلب راکتور هستند (۱ تا ۲ سال). ایزوتوپهای دیگر دارای‌سطح مقطع های جذب بسیار زیادندونیمه‌عمر موثرشان، $۰{,}۶۹۳/(\lambda + \sigma_a \Phi_T)$ نسبت به‌عمر قلب راکتورکوتاه‌است.

این‌گونه هسته‌ها، نظیر $Xe^{۱۳۵}$ و $Sm^{۱۴۹}$ به‌سرعت به‌غلظت‌های اشباع در راکتور می‌رسندو اینها وقتی تغییر می‌کنند که قدرت یافلو تغییرکند وجرم سوخت درطول عمر قلب تغییر نماید. راکتیویته مربوط به‌این پاره‌های شکافت هسته‌ای که شامل $Sm^{۱۵۱}$ ، $Eu^{۱۵۵}$ ، $Cd^{۱۱۳}$ و $Cd^{۱۱۷}$ می‌شود را می‌توان به‌همان طریق $Xe^{۱۳۵}$ و $Sm^{۱۴۹}$ محاسبه کرد .



شکل ۷-۱۶ تراکم ساماریوم ۱۴۹ پس از خاموشی راکتور برای چند مقدار مختلف فلو

در حالت مقابل پاره‌های شکافت هسته‌ای است که ناپایدار هستند ویانیمه عمرشان یا نیمه‌عمر موثرشان نسبت به‌عمر قلب راکتور طولانی باشد. تشکیل این هسته‌ها به‌طور دائم خواص نوترونی راکتور را تغییر می‌دهد وچنین پاره‌های شکافت هسته‌ای راسموم دائم[1] نامند. مطالعات نشان داده است که این سموم با شدت متوسط تقریبی ۰.۵ بارن در هر شکافت افزایش می‌یابد. اگر تمام این سطح مقطع مربوط به یک هسته تصوری تک فرض شود (یعنی $\bar{\sigma}_{pp} \simeq 0.0\,b$) در آن صورت سطح مقطع ماکروسکپی سموم دائم برطبق رابطه زیر افزایش می‌یابد.

$$\frac{d\bar{\Sigma}_{pp}}{dt} = \bar{\sigma}_{pp}\bar{\Sigma}_f\Phi_T \qquad (۷-۱۰۵)$$

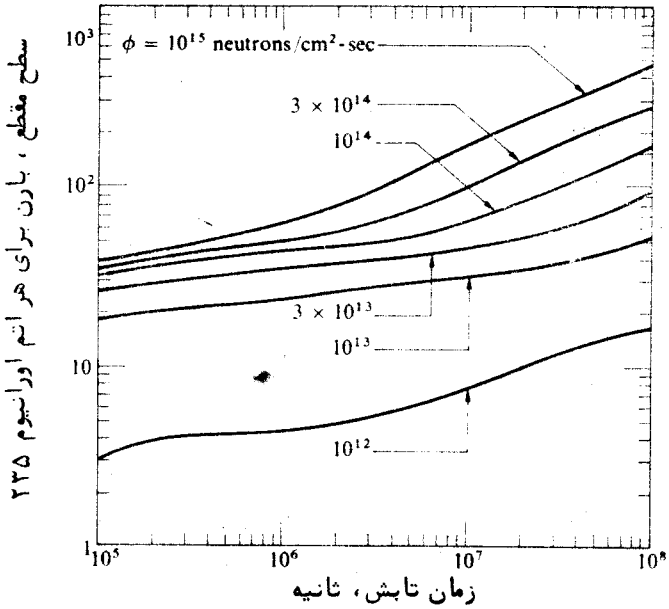
تراکم کل درمدت زمان t برابر است با

$$\bar{\Sigma}_{pp} = \bar{\sigma}_{pp}\int_0^t \bar{\Sigma}_f\Phi_T dt \qquad (۷-۱۰۶)$$

یک‌بار که $\bar{\Sigma}_f$ و Φ_T برحسب زمان ومکان معلوم شد معادله(۷-۱۰۶) را می‌توان حساب کرد.

---

۱ - Permanent Poisons



شکل ۷-۱۷ افزایش سطح مقطع جذب پاره‌های شکافت سمی برای هر اتم‌اولیه $U^{۲۳۵}$ (از ANL – ۵۸۰۰ چاپ دوم سال ۱۹۶۳)

محاسبه سموم مربوط به هسته هائی که نیمه موثرشان قابل‌مقایسه باعمر قلب راکتور است. نیمه‌عمرشان برای اینکه به‌حالت اشباع برسدخیلی طولانی است‌وبرای‌اینکه‌سموم دائمی درنظرگرفته‌شوند خیلی کوتاه است. این موضوع شامل محاسبه بسیاری از تجزیه های زنجیره‌ای در عمر قلب راکتور می‌شود،و محاسبات معمولا به‌وسیله کامپیوتر انجام‌می‌گیرد. شکل (۷-۱۷) نتایج یک‌چنین محاسباتی را با فرض ثابت بودن فلو درتمام عمر قلب راکتور نشان می‌دهد - باید اذعان کرد این یک‌فرض واقعی درمورد غالب راکتورهای قدرت نیست. سموم دائم $Xe^{۱۳۵}$ و $Sm^{۱٤۹}$ درمحاسبات درنظرگرفته شده‌اند وبه شکل (۷-۱۷) منتهی‌شده است.

مثال ۷-۱٤ بااستفاده از شکل(۷-۱۷)راکتیویته کل مربوط به‌پاره‌های سمی‌شکافت یک‌راکتور پژوهشی‌دارای سوخت $U^{۲۳۵}$ که درفلوی ثابت $10^{۱۲}\ n/cm^2sec$ کار می کندیک سال پس از شروع کار به‌دست آورید. اساساً دراین مدت بااین فلو مصرف $U^{۲۳۵}$ ناچیز است.

حل: برطبق‌شکل درمدت‌یک‌سال (ثانیه $۱۰^۷ \times ۳ر۱۶ = t$) سموم به‌حدود ۱۲ بارن درمقابل هراتم اورانیوم ۲۳۵ اولیه می‌رسد. اگر تعداد اتم‌های اورانیوم ۲۳۵ درهر سانتیمتر مکعب $N_{۲۵}$ درشروع کار راکتور باشد، سطح مقطع ماکروسکپی جذب حرارتی سموم پس از یک‌سال برابر است با

$$\bar{\Sigma}_p = ۰ر۸۸۶ \times ۱۲ N_{۲۵} = ۱۰ر۶ N_{۲۵}$$

راکتیویته مربوط به‌این مقدار $\bar{\Sigma}_p$ به‌وسیله معادله (۷-۸۰) داده می‌شود یعنی

$$\rho = -\frac{\bar{\Sigma}_p}{\nu\bar{\Sigma}_f} = -\frac{۱۰٫٦N_{۲۵}}{\nu\sigma_{f۲۵}N_{۲۵}} = -\frac{۱۰٫٦}{۲٫٤۲ \times ۰٫۸۸٦ \times ۰۸۲}$$

$$= -۰٫۰۰۸٤۹ = -۰٫۸٤۹٪$$

۷-۵ خواص قلب درمدت عمر راکتور

یکی از مهمترین ودرعین‌حال، یکی از مشکلترین مسائل درطرح‌ریزی یک راکتور پیش‌بینی خواص قلب راکتور درسرتاسر عمر راکتور است. دانستن نحوه تغییر این خواص از نقطه‌نظر اطمینان در ایمن کارکردن راکتور درسرتاسر عمر راکتورالزامی است. کمیسیون انرژی اتمی امریکا حدود ایمنی‌کار هرراکتور را در زمان صدور جوازکار راکتور مشخص می‌کند. طراح واپراتور راکتور باید از شرایط ایمن‌کار راکتور مطمئن باشدکه دستگاه را در وضعیتی درخارج ازاین حدود قرار ندهد.

تغییر خواص مواد راکتور می‌تواند مدت زمانی کـه قلب یک راکتور معین در حالت بحرانی‌بماند تعیین نماید، یعنی راکتور یک قدرت موردنظر راتولید کند. این یک ملاحظه عملی مهم‌است. بدیهی است برای شرکت‌های تامین مصارف عمومی خرید یک راکتورکه باید هر یک ماه یک‌بار سوخت‌گیری شود منطقی‌به‌نظر نمی‌آید، درحالی‌که میتوان راکتوری خرید که هردو سال یک‌بار نیاز به‌تعویض سوخت دارد. ازطرف دیگر نیز خرید یک‌راکتورکه‌قلب آن دارای سوخت کافی برای‌اینکه بیست سال بحرانی‌بماند منطقی نیست، زیرا ازنظرخسارت تابشی[۱] یکدهم این زمان تعیین شده است.

محاسبات میزان سوخت

محاسبات تغییرخواص موادراکتور معروف‌به‌محاسبات میزان سوخت[۲] یامحاسبات عمر[۳] نامیده می‌شود. یک مساله از این نوع رادرمورد یک‌راکتور حرارتی که قلب آن حاوی توزیع یکنواخت‌مجموعه‌های سوختی است وتمام دارای یک‌تعداد میله‌های سوخت‌مشابه می‌باشند یعنی سوخت اکسیداورانیوم تا اندازه‌ای غنی شده است، درنظر میگیریم. برای سهولت، فرض می‌کنیم که راکتور با روش کنترل شیمیائی کنترل می‌شود ، بنابراین هیچ‌گونه 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

هسته‌ای‌موردنیاز الزاماً بیش از مقداری است که بحرانی شود وراکتیویته اضافی سوخت‌بامواد شیمیائی خنثی می‌شود.

فرض می کنیم که یک راکتور پاك (بدون پاره‌های شکافت سمی) وسرد* (درجه حرارت معمولی) ابتدا به‌حالت بحرانی برسد. سپس باگرم شدن راکتور ورسیدن درجه حرارت‌به حالت عمومی کار راکتورکه 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 درجهٔ حرارت[1] نامیده می‌شود. برای جبران نقص‌درجه حرارت ، غلظت کنترل بور درابتدای کار راکتور باید کاهش یابد تا راکتور بحرانی شود. افزایش مقدار تعادلی Xe^{135} همچنین نیاز به کاهش بور دارد.

یک‌بارکه راکتور در حالت پایدار درسطح قدرت موردنظر به‌کار افتد، توزیع فلوی نوترون مطابق آنچه که درفصل ۶ بحث شد می‌باشدو درشکل ۶-۵ نشان داده شده است. به طوری که در شکل نشان داده شده فلوی حرارتی (وفلوهای نوترون‌های انرژی بالاتر) درمرکز راکتور بیشترین مقدار را دارد. این بدان معنی است که سوخت بیشتری‌درمرکز قلب راکتور مصرف می‌شود. ماده بارور به‌ماده قابل شکافت تبدیل می‌شودوپاره‌های شکافت سمی در این ناحیه سریعتر از نواحی دیگر تولید می‌شوند. این، به‌نوبه خود ، اثر کاهش کننده‌ای بر فلوی مرکز قلب نسبت به قسمتهای خارجی دارد. بنابراین ، با گذشت زمان حتی اگر خواص قلب یکنواخت بوده باشد به‌تدریج غیر یکنواخت می‌گردد. ازآنجا که روش های تحلیلی بحث شده درفصل ۶ برای دستگاههای غیریکنواخت به‌کار نمی‌رود، خواص راکتور باید به‌طرق عددی تعیین شود.

در عمل ، محاسبات مصرف سوخت با تقسیم کردن زمان موردنظر به تعدادی فواصل زمانی Δt آغاز می‌شود. سپس معادلات پخش چندگروهی در زمان $t_0 = 0$، در ابتدای اولین فاصله زمانی یعنی آغاز عمر قلب (BOL)[2]، حل می‌شود. این محاسبات فلوهارا در آغاز عمر

---

* بعضی ازانواع راکتورها، منجمله‌اغلب راکتورهای آب تحت‌فشار (PWR) پس‌از این که درجه حرارت راکتور به‌حددرجه حرارت کار آن رسید به‌حالت‌بحرانی می‌رسانند. این کار با به‌جریان انداختن آب خنک کننده با استفاده از پمپ‌های خنک کننده درمدار اولیه خنک کننده انجام می‌گیرد. اصطکاك آب‌با جداره درضمن جریان از داخل دستگاه درجه حرارت‌را بالا برده به حالت معمولی کار راکتور می‌رساند. پس از رسیدن درجه حرارت به‌حالت عادی میله های کنترل (یابیشتر آنها) بیرون کشیده شده وباحل کردن بور درکند کننده راکتور را به‌حالت بحرانی می‌رسانند.

۱- Temperature defect ۲- Beginning of Life of the core

راکتور و غلظت موردنیاز بور را برای اینکه راکتور بحرانی شود به دست می‌دهد. حال فرض می‌کنیم که فلوهای چندگروهی محاسبه‌ای در t_0 درتمام مدت فاصله زمانی Δt ثابت باقی می‌ماند واین فلوها برای محاسبهٔ توزیع فضائی، ماده بارورشده وسموم به‌شرح زیر به کار می‌رود:

سوخت. اگر فرض کنیم که تمام U^{235} ، در نتیجه جذب نوترون از بین برود. چگالی اتمی درنقطه r وزمان t به‌وسیله معادله زیر به‌دست می‌آید

$$\frac{dN_{25}(r,t)}{dt} = -N_{25}(r,t)\bar{\sigma}_{a25}\Phi_T(r,t) \qquad (۱۰۷-۷)$$

ازآنجاکه $\Phi_T(r,t)=\Phi_T(t,t_0)$ در فاصله زمانی اولی برابر مقدار ثابتی است، از معادله (۱۰۷-۷) نتیجه می‌شود که

$$N_{25}(\gamma,t_1)=N_{25}(r,t_0)e^{-\bar{\sigma}_{a25}\Phi_T(\gamma,t_0)\Delta t} \qquad (۱۰۸-۷)$$

ماده بارور شده. پلوتونیوم ۲۳۹ برطبق واکنش زیر از U^{238} به‌وجود می‌آید

$$^{238}_{92}U(n,\gamma)^{239}_{92}U \xrightarrow[23.5m]{\beta^-} {}^{239}_{93}Np \xrightarrow[2.3d]{\beta^-} {}^{239}_{94}Pu$$

مقداری Pu^{241} نیز ممکن است درنتیجه جذب‌های متوالی دونوترون به‌وسیله Pu^{239} به‌وجود آید، به ویژه اگر Pu^{239} برای مدت طولانی در راکتور باقی بماند. از تولید Pu^{241} در بحث حاضر صرفنظر می‌شود .

جذب نوترون‌ها در U^{238} هم در انرژی‌های رزنانس رخ می‌دهد وهم در انرژی‌های حرارتی. تعدادنوترون‌هائی که در رزنانس هاجذب‌می‌شوند $(p-1)$ ضرب‌در تعدادنوترون‌هایی است که در ثانیه در راکتورکند می‌شوند. p احتمال فرار از رزنانس است. این عدد اخیربرابر است با:

$$\varepsilon P_F[\nu_{25}N_{25}(\gamma,t)\bar{\sigma}_{f25}+\nu_{49}N_{49}(r,t)\bar{\sigma}_{f49}]\Phi_T(r,t)$$

در این عبارت ε ضریب شکافت سریع، P_F احتمال عدم نشت نوترون‌های سریع واندیس ۴۹ اشاره به Pu^{239} است. غلظت Pu^{239} از معادله زیر به‌دست می‌آید

$$\frac{dN_{49}(r,t)}{dt} = N_{28}\bar{\sigma}_{a28}\Phi_T(r,t)$$
$$+(1-p)\varepsilon P_F[\nu_{25}N_{25}(r,t)\bar{\sigma}_{f25}+\nu_{49}N_{49}(r,t)\bar{\sigma}_{f49}\Phi_T(r,t)$$
$$-N_{49}(r,t)\bar{\sigma}_{a49}\Phi_T(r,t) \qquad (۱۰۹-۷)$$

عبارت اول وآخر در این معادله میزان تولید واز بین رفتن Pu^{239} را در اثر جذب نوترون‌حرارتی نشان‌میدهد وغلظت U^{238} را ثابت درنظر می‌گیرند حل معادله (۱۰۹-۷) در زمان t_1 عبارت

است از:

$$N_{۴۹}(r,t_1)=\frac{N_{۲۸}\sigma_{a۲۸}+(۱-p)\varepsilon P_{F}\nu_{۲۵}N_{۲۵}(r,t_0)\bar{\sigma}_{f۴۹}}{\bar{\sigma}_{a۴۹}-(۱-p)\varepsilon P_{F}\nu_{۴۹}\bar{\sigma}_{f۴۹}}$$
$$\times\{۱-\exp-[\bar{\sigma}_{a۴۹}-(۱-p)\varepsilon P_{F}\nu_{۴۹}\bar{\sigma}_{f۴۹}]\Phi_T(r,t_0)\Delta t\}$$
$$(۱۱۰-۷)$$

برای سهولت مساله فرض می کنیم غلظت $U^{۲۳۵}$ نسبت به‌تجمع $Pu^{۲۳۹}$ ثابت باقی می‌ماند.

سموم. غلظت‌های پاره‌های شکافت سمی را می‌توان به‌روش ساده، حداقل در حالت سموم دائم و اشباع حساب کرد. مثلا غلظت $Xe^{۱۳۵}$ به‌آسانی از حل معادلات به‌دست می‌آید، معادلات (۷-۸۱) و (۷-۸۲) بادرنظرگرفتن $\Phi_T(r,t)=\Phi_T(r,t_0)$ به‌دست می‌آید. درهر حال، روابط حاصل‌بسیار پیچیده هستندو در اینجاداده نخواهد شد. از معادله(۷-۱۰۵) سطح مقطع سموم دائم درزمان t_1 برابر است با

$$\bar{\Sigma}_{pp}(r,t_1)=\bar{\sigma}_{pp}\bar{\Sigma}_{f۲۵}(r,t_0)\Phi_T(r,t_0)\Delta t \qquad (۱۱۱-۷)$$

هسته‌های غیراشباع را باید بااستفاده از برنامه‌های کامپیوتری مناسب همان‌طورکه درشکل (۷-۱۷) انجام شد، به‌دست آورد.

در اینجا تمام خواص راکتور در t_1 برحسب مکان معلوم هستند ومعادلات چندگروهی را به‌طور عددی بااستفاده ازاین خواص جدید حل می کنند. اگر راکتور باقدرت ثابت کار کند، حالت معمولی دراین‌گونه مسائل ، مقدار فلوها از انتگرال‌گیری زیر به‌دست می‌آید.

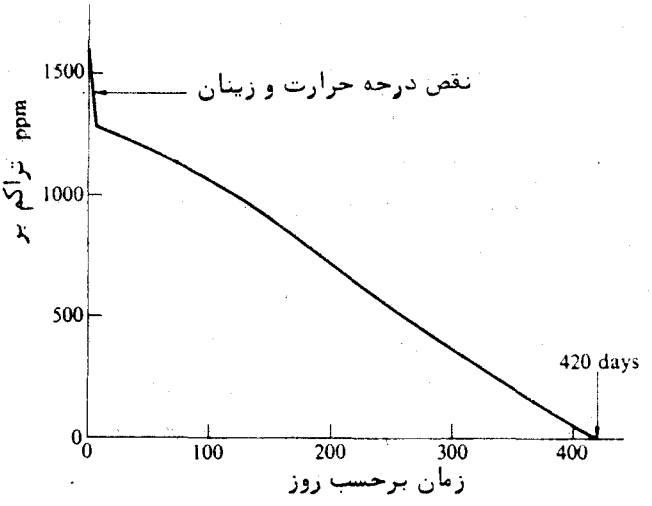
$$P=E_R\int_V\bar{\Sigma}_f(r,t_1)\Phi_T(r,t_1)dV$$

P قدرت راکتور، V حجم قلب و $\bar{\Sigma}_f(r,t_1)$ شامل سطح مقطع‌های $U^{۲۳۵}$ و $Pu^{۲۳۹}$ می‌شود .

فلوهائی که بدین طریق برای $t=t_1$ به دست می‌آیند بعد برای محاسبه خواص جدید قلب‌راکتور در $t_2=t_1+\Delta t$ به‌کار می‌روند. محاسبات چند گروهی تکرار می‌شود ، فلوها مجدداً نسبت بـه قدرت راکتور نرمالیزه می‌شوند ، فلوهای زمان t_2 برای محاسبه خواص در $t_3=t_2+\Delta t$ به‌کار می‌روند تاآخر .

درهر مرحله ازاین محاسبات غلظت بورموردنیاز برای بحرانی‌شدن تعیین می‌گردد. این‌محاسبات‌علاوه براین‌که چگونگی تغییر خواص راکتور را نسبت به‌زمان به‌دست می‌دهد، محاسبات، منحنی تغییرات غلظت بور را نسبت به زمان ازشروع کار راکتور به دست می‌دهد.

چنین‌منحنی، نتایج محاسبات نوعی راکتور که شرحش گذشت، درشکل (۷-۱۸) برای‌قلب‌های راکتور آب تحت فشار که توسط شرکت ادیسون درنیویورك به کار رفته نشان می‌دهد.



شکل ۷-۱۸ غلظت بورموردنیاز دریک راکتور آب تحت‌فشار نسبت به‌زمان پس از شروع کار بحرانی راکتور.

به‌طوری که شکل ۷-۱۸ نشان می‌دهد غلظت بور پس از یک‌سقوط اولیه که مربوط به‌درجه حرارت زینان می‌باشد، به‌آهستگی کاهش یافته وپس از ٤۲۰ روزبه‌صفر می‌رسد. در این وضعیت، راکتور را نمی‌توان با بور محلول بحرانی نگه داشت.
مگر میله‌های داخل قلب را خارج کنیم درغیراین‌صورت راکتور نمی‌تواند درسطح قدرت‌اولیه خود بحرانی باقی‌بماند. به‌هرحال، این الزاماً پایان‌عمر قلب راکتور نیست. راکتور رامی‌توان تا اندازه‌ای باکاهش تدریجی قدرت طولانی‌ترکرد. راکتیویته مثبت لازم از طریق ضریب درجه حرارت‌منفی که ضمن کاهش درجه‌حرارت راکتور وکاهش‌غلظت زینان مربوط به‌فلوی نوترون به‌وجود می‌آید تأمین کرد. اما برای بسیاری از مقاصد عملی ، زمانی که غلظت بور در شکل ۷-۱۸ به‌صفر می‌افتد اغلب پایان عمر قلب تعریف می‌شود .

طرح مناسب وکارکرد راکتور - مدیریت سوخت[1]

پس ازاین که یک‌بار محاسبات مشروحه انجام‌گرفت، که درهرمرحله ، بجز در $t=t_0$ شامل محاسبات خواص غیر یکنواخت راکتور می‌باشد ، آیا منطقی است سوال کنیم که قلب اولیه، پاك (بدون پاره شکافت) باتوزیع غیر یکنواخت سوخت، یک طرح مناسب دستگاه را

---

۱ Fuel Management

به‌دست می‌دهد؟ آیا بهتر نمی‌بود اگر بایک قلب که دارای توزیع غیریکنواختی از سوخت‌بوده محاسبات را آغاز می‌کردیم؟

این سئوال به‌تفصیل مطالعه شده است، به‌طوری که انتظار داریم یک قلب یکنواخت یک طرح مناسب نیست. برای اینکه راکتور را باایمنی وبهره‌دهی کافی به‌کار اندازیم بسیار مهم‌است که چگالی قدرت تاآنجا که ممکن‌است درسرتاسر قلب راکتور یکسان یعنی یکنواخت باشد. توزیع یکنواخت سوخت ، درهر صورت باعث ایجاد یک حداکثر دروسط قلب می‌شود. باتوزیع غیریکنواخت سوخت توزیع چگالی قدرت به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای تخت‌می‌شود. درعین حال، این امر منجر به‌طولانی‌تر شدن‌عمر قلب راکتور برای یک سوخت اولیه معین می‌شود.

شکل(۷-۱۹) طرح معمولی مورداستفاده انواع راکتورهای جاری‌آب متداول قلب تحت فشار را نشان می‌دهد. هرمربع‌معرف یک مجموعه سوخت‌از نوع شکل(٤-۱۳). می‌باشد با این‌آرایش درجه غنی‌بودن سوخت از خارج به‌مرکز قلب راکتورکاهش می‌یابد. درموقع تعویض سوخت ، مجموعه‌های سوختی مرکزی جایگزین مجموعه‌های سوختی با درجه غنی کمتر در نواحی خارجی قلب می‌شوند و سوخت‌های تازه به‌نواحی محیطی قلب اضافه می‌شود. بااین روش سوخت‌گیری وتعویض سوخت درقلب راکتور، توزیع قدرت خیلی تخت‌تر از توزیع قدرت در قلبی است که سوخت آن یکنواخت باشد.

باحرکت دادن مناسب میله‌های کنترل می‌توان توزیع قدرت را یکنواخت نموده‌وعمر راکتور را طولانی‌ترکرد. این روش به‌ویژه در راکتورهای آب‌جوشان به‌کار می‌رود. به‌علاوه راکتورهای آب‌جوشان دارای توزیع غیریکنواخت سوخت درداخل هرمجموعه سوختی‌است. برای اینکه قدرت درسرتاسر مجموعه یکنواخت‌گردد این موضوع در شکل (۷-. ۲) نشان‌داده شده‌اند که اعداد ۱ ، ۲، ۳و ٤ به‌ترتیب معرف کاهش درجه غنی بودن در میله‌های سوخت است. میله‌هایی که با صفر مشخص شده‌اند سوخت ندارند.

مساله‌ای که در بالا بحث شد، یعنی این که چگونه قلب باید سوخت‌گیری و تعویض سوخت شود، چگونه میله‌های کنترل باید حرکت کنند وبه‌طورکلی پایاهای قابل کنترل‌راکتور باید تغییر کند تااینکه طرزکار راکتور شایسته‌گرددوکار راکتور ایمن‌گردد، تمام این‌موضوعات رویهم را مدیریت سوخت* می‌نامند. به‌علت وجوداساساً بینهایت تغییرات ممکن درطرح‌سوخت گیری وتعویض سوخت[۱] ، حرکات میله‌کنترل (حرکات میله‌کنترل وکنترل شیمیائی، اگرهر

---

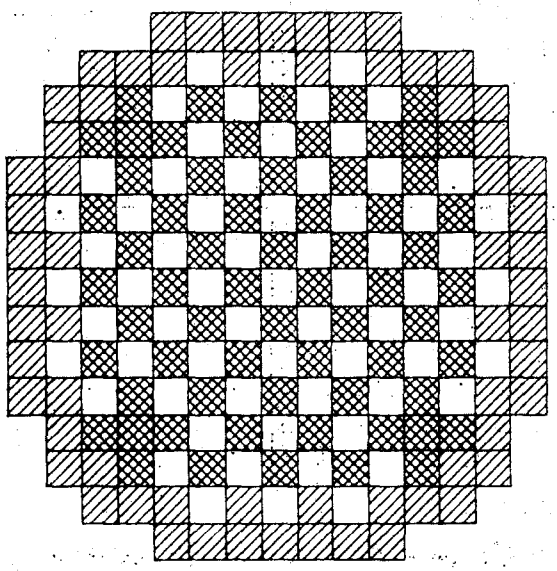
* بهتر بگوئیم این مسائل موضوع مدیریت سوخت داخل قلب‌را به‌وجود می‌آورند. مسایل مربوط به‌خرید یااجاره سوخت ، بازسازی[۲] میله‌های سوخت وموضوعات دیگر مربوطبه مدیریت سوخت خارج از راکتور را معمولا مدیریت سوخت خارج ازقلب می‌نامند.

۱- Fuel Loading and Reloading patterns

۲- Reprocessing

دو وجود داشته باشند) وغیره، مسایل مدیریت سوخت اغلب اجتناب‌ناپذیر است. برای حل چنین مسائلی محاسبات چند گروهی زمانی ، از نوعی که اشاره شد ، باید مکرراً برای روش‌های مختلف اپراسیون، با هزینه‌های هنگفت کامپیوتری ، انجام گیرد .

از آنجا که محاسبات دقیق رفتار روزبه‌روز راکتور قبل از به کار انداختن آن همیشه ممکن نیست وبسیاری از راکتورهای جدید قدرت مجهز به کامپیوترهایی هستند تابه‌طور پیوسته بااستفاده از اطلاعات دریافتی از دستگاههای آشکارساز، نحوه کار راکتور را تجزیه‌و تحلیل نماید، اطلاعات دریافتی ازاین کامپیوترها برای توسازی برنامه‌های مدیریت سوخت به کار می‌رود .

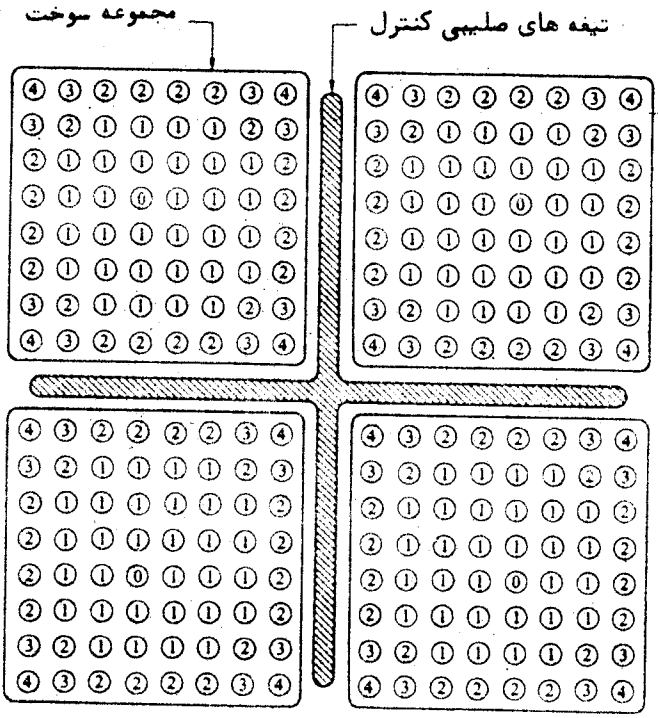


شکل ۷-۹ ، طرح سوخت‌گیری درابتدای عمر یک راکتور BWR
(شرکت وستینگهاوس الکتریک) .

سموم قابل‌سوخت

مقدار راکتیویته قابل کنترل موردنیاز قبل از به کار انداختن یک قلب‌راکتور تازه، پاك، سرد ودارای سوخت تازه یعنی درمراحل اولیه کارقلب، بیش ازمقداری‌است که درانتهای عمر قلب نیاز دارد. برای کاهش (تعداد میله‌های) کنترل مورد نیاز، متداول است که در

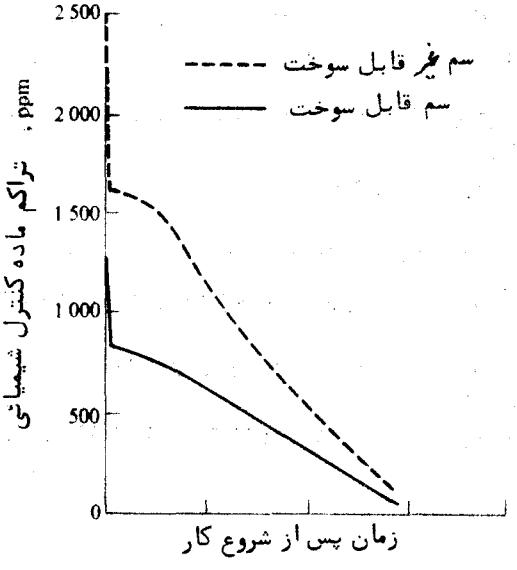
نقاط معینی در داخل قلب سم‌قابل سوخت قرار می‌دهند. هسته‌این‌سم دارای سطح مقطع جذب بزرگ است که درنتیجه جذب یک نوترون به‌یک هسته باسطح مقطع‌جذب کم تبدیل می‌شود. لذا افزایش راکتیویته ضمن سوختن سم تااندازه‌ای کاهش راکتیویته مربوط به‌مصرف سوخت‌و تجمع پاره‌های سمی شکافت را جبران می کند



شکل ۷-۲۰ طرح سوخت‌گیری در داخل مجموعه‌های سوختی یک راکتور BWR
(شرکت جنرال‌الکتریک)

سموم قابل‌سوخت تعداد میله‌های کنترل لازم در راکتورها راکه برای کنترل لازم است کاهش می‌دهدوبالنتیجه هزینه چنین راکتورهائی کمتراست. ازطرف‌دیگر ، دررا کتورهای آبی که به‌وسیله کنترل شیمیائی کنترل می‌شوند، سموم قابل‌سوخت غلظت بورمورد‌نیاز راتقلیل می‌دهد. شکل (۷-۲۱) توزیع بوررا بادرنظرگرفتن سموم قابل‌سوخت وبدون آن رادر طول‌عمر قلب راکتورنشان می‌دهد. کاهش ماده شیمیائی موردنیاز دراین‌نوع راکتورها برای اینکه مطمئن شویم ضریب درجه حرارت کندکننده منفی است قابل‌اهمیت می‌باشد. به‌طوری که در قسمت (۷-۳) اشاره شد این ضریب فقط تا زمانی منفی است که توانائی کندکنندگی آب بیش از جذب باشد (، یعنی تعدادی که کند می کند بیش از تعدادی باشد که جذب می‌نماید).

وجود زیادی بور در آب این شرط را معکوس می کند وضریب کند کنندگی مثبت می‌گردد. در عمل راکتیویته کافی در سموم قابل‌سوخت می‌توان ذخیره نمود تاضریب کند کنندگی منفی مطلوب به‌دست آید.



شکل ۷-۲۱ ماده بورکنترل کننده باحصورو بدون سم قابل سوخت
(شرکت وستینگهاوس الکتریک)

تعدادی مواد به‌عنوان سموم قابل‌سوخت استفاده شده است. بوربه‌صورت‌های مختلف، شامل شیشه پیرکس که تقریباً ۱۲٪ اکسید بور (B_2O_3) دارد، اغلب برای این منظور به‌کار می‌رود. اخیراً در راکتورهای آب‌جوشان ازگادولینا (Gd_2O_3) مخلوط با UO_2 در چند میله سوخت درهرمجموعه سوختی استفاده می‌شود.

منابع فصل ۷

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

۷-۱ عمر نوترون‌های آنی یک راکتور حرارتی بحرانی بینهایت حاوی یک مخلوط همسان از $U^{۲۳۵}$ و (الف) $D_۲O$ (ب) Be (ج) گرافیت را حساب کنید.

۷-۲ زمان پخش نوترون‌های حرارتی را درآب باجرم ویژه $۰٫۷ g/cm^۳$ حساب کنید.

۷-۳ راکتیویته یک راکتور حرارتی باسوخت $Pu^{۲۳۹}$ را برحسب دلار در مواردزیر بیان کنید (الف) ۰٫۰۰۱ (ب) ٤٪ (ج) ۰٫۰۱ —

۷-٤ راکتیویته‌های یک راکتور حرارتی باسوخت $U^{۲۳۳}$ را بر حسب درصد بیان کنید (الف) ۰٫۰۰۱ (ب) ۲دلار (۰٫۱۹۰) ۵۰ - سنت

۷-۵ معادله راکتیویته یک‌گروه نوترون‌های تاخیری یک راکتور حرارتی باسوخت $U^{۲۳۵}$ ونوترون‌های آنی باعمر (الف) صفر ثانیه (ب) $۱۰^{-۴}$ ثانیه (ج) $۱۰^{-۳}$ ثانیه رسم کنید به‌فرض این‌که $\beta = ۰٫۰۰۶۵$ و $\lambda = ۰٫۱ sec^{-۱}$ باشد

۷-۶ از رسم معادله مساله ۷-۵ پریدهای راکتورهای حرارتی باسوخت $U^{۲۳۵}$ با $l_p = ۱۰^{-۳}$ ثانیه وراکتیویته (الف) ۰٫۱٪+ (ب) ۱۰ - سنت (۹) ۰٫۵ دلار (د) یک‌دلار به‌دست آورید.

۷-۷ جوابهای مساله ۷-۶ که براساس نظریه یک‌گروه نوترون‌های تاخیری است‌با پریدهائی که ازشکل ۷-۲ به‌دست می‌آید مقایسه کنید.

۷-۸ یک راکتور باسوخت $U^{۲۳۵}$ که در ابتدا با قدرت یک میلی وات کار می‌کرد دارای پرید به‌اضافه ۱۰ دقیقه است. پس از چه‌مدت راکتور به‌یک مگاوات می‌رسد؟

۷-۹ نسبت غلظت هسته‌های مادر ۲۲٫۷ ثانیه را به‌چگالی‌نوترون‌های حرارتی در یگ راکتور حرارتی بحرانی بینهایت‌که دارای سوخت مخلوطی از $U^{۲۳۵}$ وآب معمولی‌است حساب کنید. فلوی نوترون‌های حرارتی $۱۰^{۱۳} n/cm^۲ - sec$ است [راهنمائی: درمعادله $\frac{dc}{dt} = ۰$ (۷-۲۰) قرار دهید]

۷-۱۰ عبارت اول قسمت راست معادله (۷-۱۸) تعداد نوترون‌های آنی‌که درهر سانتیمترمکعب درثانیه کند می‌شوند در حالی‌که عبارت دوم همین تعداد را برای نوترون‌های تاخیری به‌دست می‌دهد. مقدار این دو عبارت را دریک راکتور بحرانی باهم مقایسه کنید.

۷-۱۱ به‌یک راکتور سریع دارای سوخت $U^{۲۳۵}$ یکباره راکتیویته‌ای معادل ۵۰ سنت اضافه می‌شود، پرید راکتور را به‌دست آورید.

۷-۱۲ راکتور موضوع مساله ۷-۸ را بااعمال راکتیویته منفی پنج‌دلار، پس ازاین که راکتور به‌قدرت یک مگاوات رسید، خاموش آنی می‌شود. تقریباً چقدر طول می‌کشدتا قدرت به‌یک میلی وات برسد؟

۷-۱۳ وقتی یک راکتور تحقیقاتی معین که درقدرت ۲٫۷ مگاوات کار می‌کند خاموش شود، دیده می‌شود که سطح قدرت در عرض ۱۰ دقیقه به‌یک وات می‌رسد. چقدر راکتیویته برای انجام خاموشی آنی به راکتور اضافه شده است

۷-۱۴ یک راکتور بینهایت حاوی مخلوط همسان $U^{۲۳۵}$ و H_2O است. غلظت سوخت ۵ درصد کوچکتر از مقداری است که برای حالت بحرانی موردنیاز است. راکتیویته‌دستگاه چقدر است؟

۷-۱۵ راکتیویتهٔ مثبت یامنفی به ارزش یک سنت یک راکتور دارای سوخت $U^{۲۳۵}$ را به‌چه پریدی قرار می‌دهد؟

۷-۱۶ می‌خواهند قدرت یک راکتور دارای سوخت $U^{۲۳۵}$ را درمدت بیست دقیقه مضاعف نمایند اگر $l_p = 10^{-4}$ ثانیه باشد (الف) پرید راکتور چقدر باید باشد (ب) مقدار راکتیویته اعمال شده چقدر باید باشد؟

۷-۱۷ درمدت زمان آزمون یک راکتور حرارتی با سوخت $Pu^{۲۳۹}$ درقدرت یک مگاوات کار می‌کرد. قدرت باید درمدت ۸ساعت به‌صد مگاوات برسد. (الف) پرید ثابت راکتور چقدر باید باشد ؟(ب) چه‌راکتیویته‌ای باید اعمال شود ؟

۷-۱۸ یک راکتور آزمایشی به‌صورت یک استوانه مربع لخت به‌ارتفاع ۱۰۰ متر از قطعات کوچک برلیوم که بین آنها از پولک‌های نازك $U^{۲۳۵}$ قرار دارد تشکیل می‌دهد، به طوری که دستگاه را می‌توان مخلوط همسانی از $U^{۲۳۵}$ و Be درنظرگرفت. راکتور به‌وسیله یک میله کنترل استوانه‌ای به‌قطر ۲٫۵ 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 قرارگیرد چه‌مقدار راکتیویته منفی به‌دستگاه اعمال می‌شود. (ب) اگر فرض کنیم که میله آنی به‌داخل راکتور حرکت نماید، راکتور چه پریدی پیدا خواهد کرد؟

۷-۱۹ فرض نمایند که راکتور مشروح درمساله ۷-۷ بایک میله کنترل مرکزی که ارزش آن ۱۰ درصد باشد کنترل شود، بزرگی میله چقدر باید باشد؟ [راهنمائی: pw را برحسب a رسم کنید]

۷-۲۰ اگر راکتور مساله (۷-۱۸) به‌وسیله ۲۵ میله کنترل سیاه به‌قطر ۷٫۵ میلیمتر که کم‌وبیش به‌طور یکنواخت توزیع شده‌اند کنترل شود، کل ارزش میله‌ها چقدر است؟

۷-۲۱ یک راکتور آب تحت فشار معین باید با ۶۱ مجموعه کنترل خوشه‌ای کنترل شود که هر مجموعه حاوی ۲۰ میله کنترل به‌قطر ۱٫۱۵ سانتیمتر است. قطرقلب راکتور. ۳۲

سانتیمتر است. طول پخش حرارتی متوسط درقلب ۱٫۳۸ سانتیمتر ، $\bar{D}=0.21$ سانتیمتر و Σ_a مواد قلب تقریباً $2.6\,cm^{-1}$ می‌باشد. ارزش کل میله‌ها را حساب کنید.

۷-۲۲ ارزش میله کنترل صلیبی شکل یک‌بعدی مطابق شکل (۷-۹) را می‌خواهیم تعیین نمائیم. ابتدا فرض می‌کنیم که q_T نوترون شکافت درهر سانتیمترمکعب در ثانیه کند شده به‌انرژی حرارتی می‌رسد. کمیت q_T را می‌توان به‌عنوان چشمه نوترون درمعادله پخش نوترون حرارتی درنظرگرفت در این صورت داریم

$$\bar{D}\frac{d^2\Phi_T}{dx^2}-\bar{\Sigma}_a\Phi_T=-q_T$$

(الف) نشان دهید که جواب این معادله باتوجه به‌شرایط مرزی

$$\frac{d\Phi_T}{dx}=0 \qquad x=0 \text{ در}$$

$$\frac{1}{\Phi_T}\frac{d\Phi_T}{dx}=-\frac{1}{d} \quad , \qquad x=m/2-a \text{ ودر}$$

عبارت است از

$$\Phi_T(x)=\frac{q_T}{\bar{\Sigma}_a}\left[1-\frac{\cosh\left(\frac{x}{L_T}\right)}{\frac{d}{L_T}\sinh[(m-2a)/2L_T]+\cosh[(m-2a)/2L_T]}\right]$$

(ب) f_R را باضرب کردن چگالی جریان نوترون درسطح تیغه، هرواحد شبکه وسپس تقسیم آن برتعداد کل نوترون‌هایی که درثانیه درواحد شبکه حرارتی می‌شوند به‌دست آورید.

۷-۲۳ پیشنهادشده است که برای کنترل راکتور PWR مساله (۷-۲۱) ازمیله کنترل صلیبی مساله ۷-۹ استفاده شود. به چه فاصله‌ای این میله‌های کنترل باید از یکدیگر قرار گیرند تا اینکه همان ارزش میله‌های کنترل خوشه‌ای آن مساله به‌دست آید؟

۷-۲۴ فرض کنید که راکتور سریع مشروح درمثال ۶-۳ با ۵۰ میله که هرکدام‌محتوی تقریباً ۵۰۰ گرم بور طبیعی است کنترل می‌شود. ارزش کل میله‌ها را تخمین بزنید.

۷-۲۵ قلب یک راکتور سریع به‌شکل یک استوانه مربع به‌قطر ۷۷٫۵ سانتیمتراست، نسبت حجمی ترکیب قلب عبارت است‌از: سوخت ۴۰ درصد، و مواد ساختمانی و غلاف فولاد زنگ نزن ، ۴۰ درصد وسدیم مایع ۲۰ درصد است. سوخت مخلوطی از U^{238} و Pu^{239} با جرم ویژه $19.1\,g/cm^3$ است، مقدار پلوتونیوم تا بیست‌درصد وزنی مخلوط را تشکیل‌می‌دهد. برای کنترل نیاز به ۰٫۵ درصد راکتیویته در ده میله کنترل حاوی B_4C می‌باشد. چه‌مقدار

B_4C درهرمیله باید وجود داشته باشد؟

۷-۲۶ یک میله کنترل ۱۰۰ سانتیمتری وقتی تماماً در راکتور قرار می‌گیرد ۰٫۵ سنت ارزش دارد؟ (الف) وقتی یک‌چهارم میله‌از راکتور خارج می‌شود چقدر راکتیویته در راکتور وجود دارد. (ب) دراین موقعیت میزان راکتیویته درمقابل حرکت هرسانتیمتر میله چقدر خواهد بود ؟

۷-۲۷ 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) چه‌مقدار راکتیویته به‌قلب افزوده می‌شود (ب) قدرت راکتور باچه پریدی افزایش می‌یابد؟

۷-۲۸ چه غلظتی از بور بر حسب ppm ارزش یک میله کنترل مثال (۷-۷) را تامین می‌کند؟

۷-۲۹ یک راکتور بینهایت باکندکننده آب و سوخت $U^{۲۳۵}$ دارای ۲۰ درصد اورانیوم ۲۳۵ اضافی بر مقدار مورد نیاز بحرانی خود است. چه غلطتی از (الف) بور برحسب ppm و (ب) اسیدبوریک برحسب g/lit لازم است تاراکتیویته اضافی را جبران نماید؟

۷-۳۰ یک راکتور باقدرت ثابت کار می‌کند. درجه حرارت خنک‌کننده ورودی‌آن ناگهان زیر مقدار قبلی افت می‌کند. رفتار راکتور را دراین وضعیت دردو حالت زیر بحث کنید (الف) α_T مثبت است (ب) α_T منفی است. بخصوص نشان دهید که راکتور در حالت (الف) ناپایدار ودر حالت (ب) پایدار است.

۷-۳۱ ضریب درجه حرارت آنی را در درجه حرارت معمولی یک راکتور حاوی مجموعه‌ای از میله‌های سوخت اورانیوم طبیعی به‌قطر یک اینچ باکندکننده آب سنگین که‌در آن نسبت حجمی کندکننده به‌سوخت برابر ۳۰ باشد ، حساب کنید.

۷-۳۲ دریک راکتورگازی $Co^{۲}$ باکندکننده‌گرافیت که سوخت آن اورانیوم کمی‌غنی شده به‌صورت میله‌هائی‌از اکسیداورانیوم به‌قطر ۱٫۵ سانتیمتر دارای احتمال فرار از رزنانس ۰٫۹۱۲ در درجه حرارت ۳۰۰°K می‌باشد. مقدار p در درجه حرارت ۶۶۰°C کار سوخت چقدر است؟

۷-۳۳ ضریب درجه‌حرارت کلی یک‌راکتور باسوخت $U^{۲۳۵}$ برابر -۲×۱۰^{-۵}/°C است‌و مستقل از درجه حرارت می‌باشد. افت راکتیویته دستگاه وقتی درجه حرارت از درجه حرارت معمولی (حدود ۷۰°F) به‌درجه حرارت کار ۵۵۰°F می‌رسد ، چقدر است؟ جواب را برحسب درصددلار بدهید. [یادآوری: کاهش راکتیویته حساب شده دراین مساله رانقص درجه حرارت راکتور می‌نامند

۳۴-۷ ثابت کنید که ضریب درجه حرارت B^2 از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\alpha_T(B^2) = -\frac{2}{3}\beta$$

که β ضریب انبساط حجمی ساختمان راکتور است [راهنمائی : یادآور می‌شویم که ضریب انبساط حجمی ، β، سه‌برابر ضریب انبساط خطی است]

۳۵-۷ یک راکتور آب تحت‌فشار که غلاف سوخت آن فولاد زنگ‌نزن است، میله‌های سوخت درمحفظه فولاد زنگ‌نزن استوانه‌ای به‌قطر ۶ فوت وارتفاع ۸ فوت قرار دارند. درجه حرارت متوسط آب $570°F$ است که تقریباً نصف حجم راکتور را اشغال می‌کند. اگر درجه حرارت آب $10°F$ افزایش یابد چه‌مقدار آب از راکتور خارج می‌شود [یادآوری : ضرائب انبساط حجمی آب‌وفولاد زنگ‌نزن‌در $300°c$ به‌ترتیب $3 \times 10^{-3}/°C$ و $0.4 \times 10^{-4}/°C$ می‌باشد.]

۳۶-۷ بهره حرارتی سوخت راکتور مساله (۳۵-۷) دردرجه حرارت $570°F$ برابر ۱٫۰۶۸۲ است. بااستفاده از نتایج مساله وبدون درنظرگرفتن مواد ساختمانی قلب، مقدار $\alpha_T(f)$ را در درجه حرارت تقریبی $570°F$ به‌دست آورید.

۳۷-۷ نیمه‌عمر موثر Xe^{135} را درفلوی حرارتی $10^{14} n/cm^2 sec$ در درجه حرارت $800°c$ به‌دست آورید.

۳۸-۷ راکتیویته تعادلی زینان را بر حسب فلوی حرارتی از $\Phi = 0 \times 10^{12}$ تا $\Phi = 0 \times 10^{14}$ محاسبه ورسم کنید.

۳۹-۷ بااستفاده‌از شکل (۱۳-۷) راکتیویته حداکثر زینان را پس‌از خاموشی برحسب فلوی حرارتی قبل از خاموشی از $\Phi = 0 \times 10^{12}$ تا $\Phi = 0 \times 10^{14}$ رسم کنید.

۴۰-۷ یک راکتور با سوخت U^{235} که درزمانی که راکتیویته ذخیره‌ای آن ۰٪ و فلوی آن $0 \times 10^{13} n/cm^2-sec$ است خاموش آنی می‌شود. مطلوب است محاسبه زمان، تا لحظه زمان مرگ و مدت زمان مرگ

۴۱-۷ مطلوب است محاسبه غلظت تعادلی Xe^{135} و Sm^{149} برحسب اتم در سانتیمترمکعب، در یک راکتور حرارتی بحرانی‌بینهایت با سوخت U^{235} وکندکننده آب که در درجه حرارت $200°C$ وفلوی $10^{13} n/cm^2$ کار می‌کند

۴۲-۷ چه‌مقدار راکتیویته متعلق به Xe^{135} ، Sm^{149} دریک راکتور مشروح‌مساله (۴۱-۷) وجود دارد؟

۴۳-۷ سطح‌مقطع جذب گادولینیوم۱۵۷ در انرژی $0.0253 ev$ برابر ۲۴۰۰۰ بارن

است، این ایزوتوپ از تجزیه پارەشکافت ^{۱۰۷}Sm مطابق تجزیه زنجیره‌ای زیرحاصل می‌شود.

$$\text{شکافت} \longrightarrow {}^{۱۰۷}Sm \xrightarrow[\text{دقیقه ۰٫۵}]{\beta^-} {}^{۱۰۷}Eu \xrightarrow[\text{ساعت ۱۵٫۲}]{\beta^-} {}^{۱۰۷}Cd$$

^{۱۰۷}Sm و ^{۱۰۷}Eu نوترون را به مقدار زیاد جذب نمی‌کنند. بهره ^{۱۰۷}Sm از شکافت ^{۲۳۵}U برابر ۷×۱۰^{-۳} اتم درهر شکافت است. (الف) راکتیویته تعادلی متعلق به ^{۱۰۷}Gd دریک راکتوری که فلوی حرارتی آن $۲٫۵ \times ۱۰^{۱۳} n/cm^2 - sec$ چقدر است؟ (ب) راکتیویته حداکثر مربوط به‌این 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 $۳ \times ۱۰^{۱۳} n/cm^2 - sec$ است درنظرگرفت؟

۷-۴۵ چه کسری از سم درمثال (۷-۱۴) مربوط به ^{۱۳۰}Xe است؟

۷-۴۶ یک راکتور بی‌نهایت که ماده بارور ندارد در تمام مدت عمرش دریک قدرت ثابت کار می‌کند. (الف) ثابت کنید که چگالی اتمی سوخت برطبق رابطه زیر کاهش می‌یابد

$$N_F(t) = N_F(۰)[۱ - \bar{\sigma}_{aF}\Phi_T(۰)t]$$

$N_F(۰)$ و $\Phi_T(۰)$ به ترتیب چگالی اتمی و فلوی حرارتی در شروع کار راکتور است.

(ب) رابطه‌ای برای فلو برحسب زمان به‌دست آورید.

۷-۴۷ یک راکتور سریع بی‌نهایت باسوخت ^{۲۳۹}Pu دارای بهره‌زایش G است و قدرت آن قبل از تعویض سوخت ثابت است. روابطی برای غلظت ^{۲۳۹}Pu و فلوی سریع (یک‌گروهی) برحسب زمان پس از شروع کار راکتور به‌دست آورید.

فصل هشتم

انتقال حرارت درراکتورها

برای اینکه یک راکتور در حالت پایدارکارکند ، 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 دربعضی از راکتورهائی که باقدرت کم کار می کنند با عبور خنک کننده مایع یاگازی از قلب و قسمتی‌هایی که حرارت درآنها تولید می‌شود، انجام می‌گیرد. ماهیت وطرزکاراین دستگاه خنک کننده یکی از مهمترین‌عواملی است که درطرح‌ریزی یک راکتور هسته‌ای باید درنظرگرفته شود .

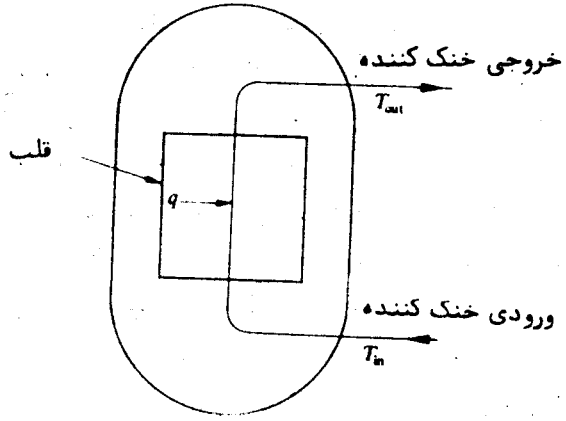
به‌طورکلی ، درجه حرارت دریک راکتور درحال کار از نقطه‌ای به‌نقطه‌ای دیگرراکتور تغییر می کند. درنتیجه ، همیشه یک میلهٔ سوخت، که‌معمولا یکی از میله های‌مرکز قلب راکتور است در یک نقطه آن در راستای محورش از همه نقاط دیگر داغتر است. حداکثر درجه حرارت سوخت از روی قدرت راکتور ، طرح هنداد خنک کننده وماهیت سوخت تعیین می‌شود. درهر حال، ملاحظات متالوژیکی حدبالائی از درجه حرارت که میله سوخت می‌تواند درآن درجه‌با ایمنی کارکند معین می کند. دردرجه حرارتی بالاتر ازاین خطر ذوب‌شدن میله سوخت وجود دارد که ممکن است منجر به‌شکافتن غلاف وخروج پاره‌های شکافت‌گردد. یکی از هدفهای اصلی طرح هنداد (سیستم) خنک کننده راکتور این است که حرارت تولیدی درهرقدرت مورد نظر را به‌خارج از راکتور انتقال داده ومطمئن سازد که حداکثر درجه حرارت سوخت همیشه کمتر از مقدار تعیین شده از قبل است.

لازم به‌یادآوری است که از نقطه‌نظر هسته‌ای، هیچ‌گونه حدبالائی سطح قدرت‌ازنظر تئوری وجود ندارد که بتوان بایک راکتور بحرانی، دارای راکتیویته مثبت کافی که بتواند برضریب منفی درجه حرارت غالب آید، به‌آن دست یافت. لذا بابیرون کشیدن میله های کنترل وقرار دادن راکتور در یک پرید مثبت، قدرت راکتور ممکن است تابینهایت افزایش یابد، مگر در نقطه‌ای که خنک کننده قادر به‌انتقال‌گرما به‌خارج‌از راکتور نخواهد بود. بالاترازاین نقطه، سوخت داغ می‌شود وبالاخره قسمتی از قلب راکتور ذوب می‌شود. از رخ دادن‌چنین واقعه‌ای درکار واقعی راکتور با وارد کردن بعضی از میله های کنترل به‌داخل قلب یااضافه کردن مقداری‌بور به‌دستگاه کنترل شیمیائی، جلوگیری به‌عمل آورده وراکتور را در یک سطح

قدرت موردنظر در حالت بحرانی نگه می‌دارند. درسرتاسراین فصل فرض‌می‌شود که راکتورهای موردمطالعه همیشه بحرانی ودریک سطح‌قدرت ثابت‌کار می‌کنند. قبل از شروع بحث طرح دستگاه‌های‌خنک‌کننده، لغتی درمورد واحدهابیان‌می‌کنیم. به‌طوری که‌درپیوست ۱ دستگاه‌آحاد به‌تفصیل بحث شده‌انداشارمشد که دستگاه بین‌المللی آحاد (SI) توسط اغلب کشورهای جهان بجز ایالات متحده موردقبول واقع شده است. تمام دانشمندان ایالات متحده وبسیاری ازمهندسین وانجمن‌های مهندسی این کشور نیز ازاین آحاد استفاده می‌کنند. بااین حال کنگره امریکاااز قبول دستگاه بین‌المللی آحاد سرباز می‌زند ودر نتیجه اغلب سازنده‌های وسائل و اجزای نیرو گاههای هسته‌ای طرح‌های خود را براساس واحدهای انگلیسی پایه‌گذاری کرده‌اند. ازآنجا که این آحاد احتمالا تاچندین سال دیگر مورد استفاده خواهد بود ، این است که درسرتاسر این فصل از واحدهای انگلیسی استفاده می‌شود. ضرائب تبدیل از واحدهای انگلیسی به واحدهای بین‌المللی در جداول پیوست ۱ یافت می‌شود.

۸-۱ نکات عمومی ترمودینامیکی

ازنقطه‌نظر ترمودیناسیکی ، راکتور هسته‌ای دستگاهی است که در آن انرژی تولید شده و به‌مایع متحرك انتقال می‌یابد. لذا مطابق شکل (۸-۱) حرارت در راکتور با شدت qBtu/hr تولید شده وبه‌وسیله خنک‌کننده جذب می‌شود، خنک‌کننده با درجه حرارت T_{in} وارد راکتورشده وبا درجه حرارت T_{out} از راکتور خارج می‌گردد و شدت عبور از داخل قلب wlb/hr است.



شکل ۸-۱ 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 به‌جوش نمی‌آید. دراین راکتورها ،

گرمای راکتور فقط درجه حرارت خنک‌کننده را بالا می‌برد ، یعنی فرایندی که اساساً در فشار ثابت، یعنی،فشار خنک‌کننده، رخ میدهد. گرمای موردنیاز برای بالابردن درجه حرارت واحد جرم خنک‌کننده‌از T_{in} به T_{out} برابر است با

$$\int_{T_{in}}^{T_{ot}} c_p(T)dT$$

که $c_p(T)$ گرمای ویژه واحدجرم خنک‌کننده درفشار ثابت است. از آنجا که wlb/hr خنک کننده از داخل قلب عبور می‌کند، شدت تولید حرارت، در راکتورکه در خنک‌کننده جذب می‌شود برابر است با

$$q = w\int_{T_{in}}^{T_{ot}} c_p(T)dT \qquad (۱-۸)$$

معادله (۸-۱) را نیز می‌توان برحسب تابع ترمودینامیکی انتالپی نوشت. این تابع برای یک ماده به‌صورت زیر نوشته می‌شود:

$$h = u + pv \qquad (۲-۸)$$

h عبارت است از انتالپی واحد جرم ماده (که انتالپی ویژه نامیده می‌شود)،u 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 می‌شود که وقتی حرارت درفشار ثابت به یک ماده داده می‌شود، اساساً تمام‌گرما صرف افزایش انتالپی* می‌گردد. لذا اگر h_{in} و h_{out} انتالپی‌های‌ویژه‌خنک کننده درورود به‌وخروج از راکتور باشند، نتیجه می‌شود که

$$h_{out} = h_{in} + \int_{T_{in}}^{T_{out}} c_p(T)dT \qquad (۳-۸)$$

در نتیجه معادله (۸-۱) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

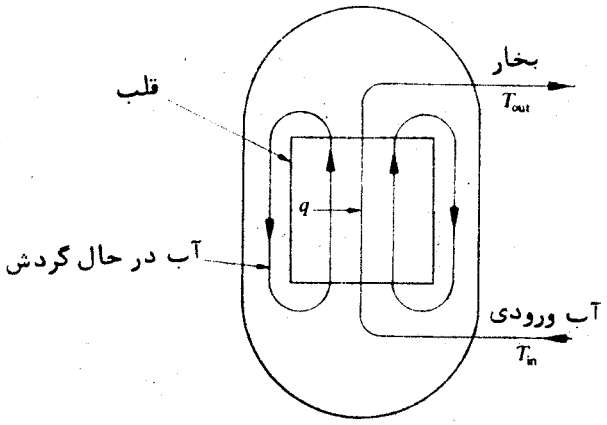
$$q = w(h_{out} - h_{in}) \qquad (۴-۸)$$

وضعیت برای یک راکتور آب جوشان تا اندازه‌ای پیچیده‌تر است. دراین راکتور ، قسمتی ازآب خنک‌کننده ضمن عبور از داخل قلب به‌بخار تبدیل می‌شود، از طریق لوله بخار به‌توربین

---

* مقدارکمی از حرارت نیز ممکن است صرف افزایش انرژی جنبشی ماده یا تغییر انرژی پتانسیل مکانیکی آن، به‌واسطه بالارفتن ماده از یک سطح پائین به‌سطح بالاتر درمیدان جاذبه‌زمین‌گردد. درهرحال‌این دونوع افزایش‌انرژی‌ازنظر خنک‌کننده‌های‌راکتور ناچیزهستند.

می‌رود وسپس از طریق چگالنده وگرم کننده به‌آب تغذیه برمی‌گردد. بیشتر آبی که از داخل قلب عبور می‌کند در داخل راکتور دوباره به‌جریان می‌افتد. درهرصورت، درکار یکنواخت راکتور جذب خالص حرارت بوسیله آب درگردش وجود ندارد. بنابراین ، اگرچه آب تغذیه ورودی‌با آب درگردش قبل از عبور از راکتور باهم مخلوط می‌شوند. کارکلی راکتور این‌است که‌آب تغذیه را تبخیر نماید واین جریان به‌طور نمایشی درشکل (۸-۲) نشان داده شده است.



شکل ۸-۲ نمایش جریان خنک‌کننده از داخل یک BWR

تغییر انتالپی از نقطه‌ای که آب تغذیه‌وارد یک راکتور BWR می‌شود تامحلی که بخار از راکتور خارج می‌شود شامل دومرحله است. ابتدا آب‌گرم 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 ازاین مقدار بالاتر نمی‌رود. افزایش انتالپی مربوط عبارت است از

$$h_f = h_{in} + \int_{T_{in}}^{T_{sat}} c_p(T)dT$$

این انتالپی آب‌اشباع می‌باشد. درمرحله جوش، هرواحد جرم آب مقداری‌گرما که برابرگرمای تبخیر است‌وبه h_{fg} نشان داده می‌شود، جذب می‌نماید وتغییر حالت می‌دهد. لذا انتالپی ویژه بخار عبارت‌است از

$$h_{out} = h_f + h_{fg}$$

$$= h_{in} + \int_{T_{in}}^{T_{sat}} c_p(T)dT + h_{fg} \qquad (۸-۵)$$

شدت جذب‌گرما به‌وسیله خنک‌کننده به‌وسیله معادله (۸-٤) داده می‌شود

$$q = w(h_{out} - h_{in})$$

که w شدت جریان بخار با آب تغذیه (هر دوبرابرند) 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 به‌صورت جداولی برای تعدادی از مواد موجود است. جداول مختصر مقادیر h در پیوست ٤ برای آب (این را جداول بخار می‌نامند)، هلیوم، وسدیم داده شده است. لازم به‌یادآوری است که اختلاف بین انتالپی دو درجه حرارت بامعنی ومفید است ومقدار مطلق انتالپی مفهومی ندارد، بنابراین آنتالپی صفر کاملا اختیاری است ومقادیر انتالپی ازاین نقطه حساب می‌شود. مثلا در مورد آب در دستگاه آحاد انگلیسی مقدار h برای مایع اشباع در ۳۲°F صفرگرفته می‌شود .

در پیوست ٤ انتالپی ویژه برای آب اشباع وبخار اشباع برحسب درجه حرارت‌وفشار مربوط در جدول ۱ وبرحسب فشار ودرجه حرارت مربوطه در جدول ۲ داده شده‌اند. (بایدبه خاطر داشت که برای هردرجه حرارت فقط یک فشار وبالعکس برای هرفشار یک درجه حرارت که در آن آب وبخار در حال تعادل هستند یعنی آب‌به‌جوش می‌آید وجود دارد). به‌هرحال ، 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 دردرجه حرارت واقعی آب بوده مستقل از فشار* آن است. این روال در مثال اول از دو مثال زیر که کاربرد معادله (۸-٤) را برای راکتورهای PWR و BWR بیان می کند، استفاده می‌شود .

مثال ۸-۱ یک راکتور PWR با قدرت‌حرارتی ۳۰۲۰MW کار می کند. درجه ورودی آب ۵٤۲٫٦°F وبا شدت $۱۰^{۶}\times ۱۳۶٫۶$ lb/hr از داخل راکتور عبور می کند. فشار دستگاه ۲۲۵۰psia* می‌باشد. درجه حرارت خروجی خنک کننده چقدر است؟

حل: برطبق جدول ۹ پیوست ۱ داریم

$$۱kW=۳٤۱۲Btu/hr$$

لذا

$$q=۳۰۲۵\times ۱۰^{۳}\times ۳٤۱۲=۱۰٫۳۲۱\times ۱۰^{۶}Btu/hr$$

ازمعادله (۸-٤) داریم که افزایش انتالپی آب ضمن عبور از داخل قلب برابر است با

$$h_{out}-h_{in}=\frac{q}{w}=\frac{۱۰٫۳۲۱\times ۱۰^{۶}}{۱۳۶٫۶\times ۱۰^{۶}}=۷۵٫۷Btu/lb$$

---

* داده‌هائی برای اصلاح مقادیر اشباع h درفشارهای بالاتر در جدول ٤ کتاب

J. H. Keenan and F. G. Keyes "Thermodynamic Properties of Steam Including Data for the Liquid and Solid phases, NewYork: Wiley 1959

در ناحیه درجه حرارت‌های بین ٤۰۰°F تا ٦۰۰°F وتا فشار ۳۰۰۰psi اصلاح h کمتر از یک درصد است.

باروش میان‌یابی مقادیر انتالپی جدول ۱ پیوست ٤ برای آب اشباع در $540.0^{\circ}F$ و $550.0^{\circ}F$ مقدار h در درجه حرارت $542.6^{\circ}F$ برابر $529.7\ Btu/hr$ به‌دست می‌آید. انتالپی آب خروجی آب برابر است با

$$h_{out} = 529.7 + 75.7 = 605.4\ Btu/Lb$$

به‌کمک میان‌یابی مجدد از جدول ۱ پیوست ٤ این مقدار انتالپی آب مربوط به‌درجه حرارت $1099.5^{\circ}F$ است.

مثال ۸-۲ یک راکتور BWR در فشار $1000\ psia$ کار می‌کند ودرهر ساعت 6.467×10^{6} پوند بخار تولید می‌کند. آب تغذیه ورودی راکتور دارای درجه حرارت $375^{\circ}F$ است. (الف) درجه حرارت بخار چقدر است؟ (ب) راکتور درچه قدرتی کارمی‌کند؟

حل : (الف) بخار در درجه حرارت جوش آب خارج می‌شود. برطبق جدول ۲ پیوست ٤ درفشار $1000\ psia$ درجه حرارت $544.7^{\circ}F$ است.

(ب) از جدول ۲ پیوست ٤ مقدار h بخار برابر $1192.4\ Btu/lb$ است. در حالی‌که از جدول ۱ پیوست ٤ مقدار h دردرجه حرارت $375^{\circ}F$ برابر $348.2\ Bsu/lb$ است. لذا از معادله (۸-٤) داریم :

$$q = (1192.4 - 348.2) = 5407 \times 10^{6}\ Btu/hr$$
$$= 1584\ MW$$

۸-۲ تولیدگرما درراکتور

نقطه شروع در طرح یک دستگاه خنک‌کننده راکتور تعیین توزیع فضائی تولیدگرما در راکتور است. این مساله دراین قسمت بحث خواهد شد.

در فصل ۳ اشاره شدکه انرژی شکافت‌هسته‌ای به‌چند صورت ظاهر می‌شود- انرژی جنبشی پاره‌های شکافت هسته‌ای ، انرژی جنبشی و پیوندی نوترون‌های شکافت هسته‌ای ، گاماهای آنی‌شکافت هسته‌ای ، اشعه‌گاما و بتاحاصل از پاره‌های شکافت و تابش نوترینوها. به‌استثنا نوترینوها، در حقیقت تمام انرژی سرانجام در نقطه‌ای در راکتور جذب می‌شود. به‌هر حال، چون این اشعه مختلف به‌طرق‌مختلف‌در مواد تضعیف می‌شوند، انرژی آنها درمحل‌های مختلف جذب می‌گردد. در بحث بعد در مورد جذب انرژی ، برای قسمت اعظم فرض شدکه سوخت راکتور به‌صورت میله‌های‌سوخت‌قرار دارند این‌طرح عملا برای تمام‌راکتورهای قدرت درست است مگرراکتورزاینده نمک مذاب[1] (به‌قسمت ٤-٦ مراجعه کنید).

۱- Malten Salt Breeder Reactor

تولید گرما درمیله‌های سوخت

به‌طوری که در جدول ۳-۶ اشاره شد پاره‌های شکافت دارای انرژی جنبشی حدود ۱۶۸Mev درهر شکافت می‌باشند. این ذرات باردار پرانرژی بردفوق‌العاده کوتاهی دارند (قسمت ۳-۹) وبنابراین انرژیشان را در نزدیکی محل شکافت در داخل‌سوخت پس‌می‌دهند. همین‌طور بیشتر ۸Mev انرژی بتاهای شکافت در سوخت جذب می‌گردند. از طرف دیگر ، بسیاری از اشعه‌گاما‌ی پاره‌های شکانت وآنهایی که مستقیماً از شکافت حاصل می‌شونداز داخل سوخت عبور می‌کنند،زیرا آنها کمتر از ذرات باردار ضمن عبور از مواد تضعیف می‌شوند .بعضی از این اشعه‌گاما درخنک‌کننده ویا کند‌کننده، درحفاظ حرارتی، یا درحفاظ اشعه (بیولوژیکی) که اطراف راکتور راگرفته است جذب می‌شوند . به علت نزدیکی میله‌های سوخت در اغلب راکتورها، بسیاری از اشعه‌گاما در میله‌های سوخت مجاور وارد وجذب‌آنها می‌شود.

نوترون‌های آنی تابش شده دارای انرژی جنبشی کل حدود ۵Mev درهرشکافت می‌باشد. دریک راکتور حرارتی، بیشتر این انرژی درکند‌کننده در ضمن کندشدن نوترون‌ها جذب می‌شود. اشعه گاما‌ی آنی از جذب‌این 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 اشعه گاما‌ی آنی ظاهر می‌شود. نوترون‌های‌تاخیری سهم جزئی در انرژی راکتور دارند. به‌طوری که‌گفته شد انرژی نوترینوها مطلقاً درداخل راکتور جذب نمی‌شود .

از بحث‌گذشته برمی‌آید که توزیع فضائی انرژی شکافت بستگی به‌جزئیات ساختمان راکتور دارد. باوجود این، برای محاسبات اولیه، می‌توان فرض کرد که یک‌سوم انرژی اشعه گاما ، حدود ۵Mev درسوخت جذب می‌شود. این انرژی به‌اضافه ۱۶۸Mev از پاره‌های شکافت‌و ۸Mev از اشعه بتا مجموعه ۱۸۱Mev درهر شکافت آزاد می‌شود (که حدود ۹۰ درصد انرژی دریافتی انرژی شکافت است)که در سوخت جذب می‌شود ،که بیشتر آن در نزدیکی محل شکافت انجام می‌گیرد. بقیه (حدود ۲۰Mev) از انرژی دریافتی در خنک‌کننده ویا کند‌کننده، در مواد مختلف ساختمانی‌و در طبقه بارور، باز تابنده وحفاظ جذب می‌شود .

شدت وقوع شکافت در سوخت و بالنتیجه شدت تولید حرارت ، از میله سوختی به‌میله سوخت دیگر فرق می‌کند وبستگی به‌محل در داخل میله سوخت دارد. به‌ویژه، اگر E_d انرژی جذب شده موضعی از هرشکافت درمیله سوخت باشد ، درآن صورت شدت تولیدگرما درواحد حجم درنقطه r به‌وسیله رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$q'''(r)=E_d\int_0^{\infty}\Sigma_{fr}(E)\Phi(r\ ,\ E)dE \qquad (۶-۸)$$

که $\Sigma_{fr}(E)$ سطح مقطع ماکروسکپی شکافت سوخت و $\Phi(r, E)$ فلوی تابع انرژی بستگی به‌مکان‌دارد. واحد طبیعی q'''، $Mev/cm^3 - sec$ است. به‌هرحال، برای محاسبات مهندسی q''' را باید بااستفاده از ضرائب تبدیل پیوست، به‌واحد $Btu/ft^3 - hr$ تبدیل کرد.

در راکتورهای حرارتی اغلب شکافت‌ها بانوترون‌های حرارتی رخ می‌دهدودراین حالت، برطبق نتایج قسمت (۵-۹) انتگرال معادله (۸-٦)می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$q'''(r) = E_d \bar{\Sigma}_{fr} \Phi_T(r) \qquad (۸-۷)$$

که $\bar{\Sigma}_{ft}$ سطح مقطع شکافت هسته‌ای سوخت و $\Phi_T(r)$ فلوی حرارتی است. درچارچوب محاسبات چندگروهی معادله (۸-٦) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$q'''(r) = E_d \sum_g \Sigma_{fg} \Phi_g(r) \qquad (۸-۸)$$

که عمل جمع درتمام گروه‌ها انجام شده وعلامات همانهائی است که در قسمت (۵-۸) به کار رفته است.

توزیع فضائی فلو، البته، بستگی به‌شکل هندسی وساختمان راکتور دارد. به‌هرحال، بسیاری از محاسبات انتقال حرارت در حالات نظری یک استوانه لخت محدود انجام‌گرفته است. برای یک راکتور حرارتی، فلوی حرارتی به‌صورت زیر است (جدول ٦-۲)

$$\Phi_T(r, z) = \frac{۳٫٦۳P}{E_R \bar{\Sigma}_f V} J_0\left(\frac{۲٫٤۰۵r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \qquad (۸-۹)$$

که P قدرت کل راکتور برحسب ژول، E_R انرژی دریافتی هرشکافت برحسب‌ژول، V حجم راکتور برحسب سانتیمتر مکعب، R و H ابعاد خارجی برحسب سانتیمتر است. در به‌دست آوردن معادله(۸-۹) فرض شد که سوخت به‌طور همسان در قلب راکتور توزیع شده است و $\bar{\Sigma}_f$ مقدار سطح مقطع ماکروسکپی شکافت این مخلوط برحسب (cm^{-1}) است.

معادله (۸-۹) را می‌توان برای تعیین تقریبی فلو، دریک راکتور در جایی که سوخت در میله‌های مجزا سوخت قرار دارند به‌کاربرد، به‌شرط این که $\bar{\Sigma}_f$ برای مخلوط همسان معادل محاسبه شده باشد. به‌عنوان‌مثال، فرض کنید که n میله سوخت به‌شعاع a و طول H، ارتفاع

---

* اصطلاحات زیر برای تولید حرارت وجریان درمنابع انتقال حرارت به‌خوبی آشنا است ودراین فصل به‌کار خواهند رفت:

q''': چگالی قدرت، میزان تولید انرژی در واحد حجم، $Btu/ft^3 - hr$

q'': فلوی‌گرمائی، $Btu/ft^2 - hr$

q': قدرت خطی؛ $Btu/ft - hr$

q: میزان انتقال حرارت Btu/hr

قلب، وجود دارند. سپس اگر $\bar{\Sigma}_{fr}$ سطح مقطع ماکروسکپی شکافت هسته‌ای میله باشد، سطح مقطع شکافت کل در تمام قلب برابر است با $n\pi a^2 H \times \bar{\Sigma}_{fr}$*. بنابراین مقدار متوسط $\bar{\Sigma}_f$ قلب برابر است با

$$\bar{\Sigma}_f = \frac{\bar{\Sigma}_{fr} n\pi a^2 H}{\pi R^2 H} = \frac{\bar{\Sigma}_{fr} n a^2}{R^2} \qquad (۸-۱۰)$$

وفلو عبارت است از

$$\Phi_T(r,z) = \frac{۳٫۶۳ PR^2}{E_R \bar{\Sigma}_{fr} V a^2 n} J_0\left(\frac{۲٫۴۰۵ r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$$

$$= \frac{۱٫۱۶ P}{E_R \bar{\Sigma}_{fr} H a^2 n} J_0\left(\frac{۲٫۴۰۵ r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \qquad (۸-۱۱)$$

که $V = \pi R^2 H$ است.

وقتی رابطه Φ_T را در معادله (۸-۱۱) درمعادله (۸-۷) قرار دهیم ، میزان تولید گرما درواحد حجم میله سوخت به‌صورت زیر درمی‌آید

$$q'''(r,z) = \frac{۱٫۱۶ PE_d}{H a^2 n E_R} J_0\left(\frac{۲٫۴۰۵ r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \qquad (۸-۱۲)$$

باید یادآور شد که‌دراین روش برای به‌دست آوردن q''' هرتغییر فلو درعرض میله‌های سوخت درنظرگرفته نشده است. بستگی q''' به r درمعادله (۸-۱۲) تغییر فلو را ازیک میله به‌میله دیگر در طول قطر قلب ـ نه در طول هرمیله سوخت، به‌دست می‌دهد. درحقیقت‌باداشتن مشتق معادله (۸-۱۲) q''' را باید در سر تا سر هرمیله ثابت در نظر گرفت.این فرض خطای قابل ملاحظه‌ای در محاسبات انتقال حرارت ایجاد نمی‌کند، به‌ویژه برای میله‌های با قطر کوچک، کم جذب (بادرجه غنی بودن کم) که معمولا در راکتورهای قدرت به‌کار می‌رود.

از معادله (۸-۱۲) پیداست که حداکثر میزان تولیدگرما در وسط ($Z=0$) میله مرکزی ($r=0$) رخ می‌دهد. دراین حالت، هردو تابع درمعادله (۸-۱۲) یکی هستند و حداکثر مقدار q''' عبارت است از

$$q'''_{max} = \frac{۱٫۱۶ PE_d}{H a^2 n E_R} \qquad (۸-۱۳)$$

حداکثر شدت تولیدگرما درمیله غیرمرکزی ($r \neq 0$) از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$q'''_{max}(r) = q'''_{max} J\left(\frac{۲٫۴۰۵ r}{H}\right) \qquad (۸-۱۴)$$

---

* یادآور می‌شود که سطح مقطع ماکروسکپی سطح مقطع برای واحد حجم است.

میزان کل تولیدگرما درهرمیله سوخت از انتگرال زیر به‌دست می‌آید.

$$q_r(r)=\pi a^2 \int_{-H/2}^{H/2} q'''(r\,,\,z)dz$$

معادله (۸-۱۲) را در رابطه بالا قرار می‌دهیم داریم

$$q_r(r)=\frac{1{,}16\pi PE_d}{HnE_R} J_0\left(\frac{2{,}405r}{H}\right) \int_{-H/2}^{H/2} cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)dz$$

$$=\frac{2{,}32PE_d}{nE_R} J_0\left(\frac{2{,}405r}{H}\right) \qquad (۸-۱۵)$$

روابط بالا برای راکتور استوانه‌ای لخت برای محاسبات تولیدگرما در یک راکتور حقیقی نباید جدی‌گرفته شود. بویژه ، معادله (۸-۱۳) مقدار q'''_{max} را برای یک راکتور باز تابنده یابا سوخت غیریکنواخت بیشتر از واقع پیش‌بینی می‌کند دراین راکتور نسبت‌فلوی حداکثر به متوسط کوچکتر از مقدار مربوط دریک راکتور لخت است (قسمت ۶-۳). برای دیدن این اثر، ابتدا یادآوری‌می کنیم که

$$q'''_{max}=\bar{\Sigma}_{fr}E_d\Phi_{max} \qquad (۸-۱۶)$$

که Φ_{max} مقدار حداکثر فلوی حرارتی است. قدرت کل راکتور از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$P=\bar{\Sigma}_f E_R \Phi_{av} V \qquad (۸-۱۷)$$

که Φ_{av} فلوی حرارتی متوسط و $\bar{\Sigma}_f$ سطح مقطع شکافت ماکروسکپی در تمام حجم V قلب راکتور متوسط‌گیری شده است. از تقسیم معادله (۸-۱۶) به‌معادله (۸-۱۷) داریم

$$q'''_{max}=\frac{P\bar{\Sigma}_{fr}E_d\Phi_{max}}{\bar{\Sigma}_f E_R \Phi_{av} V}=\frac{P\bar{\Sigma}_{fr}E_d\Omega}{\bar{\Sigma}_f E_R V} \qquad (۸-۱۸)$$

که Ω نسبت فلوی حداکثر به متوسط است. بالاخره ، با استفاده از معادله (۸-۱۰) برای $\bar{\Sigma}_f$ رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$q'''_{max}=\frac{PE_dR^2\Omega}{a^2nVE_R}=\frac{PE_d\Omega}{\pi Ha^2nE_R} \qquad (۸-۱۹)$$

مثلا ، فرض می‌کنیم که $\Omega=2{,}45$، مقدار منطقی برای یک راکتور واقعی باشد. از مقایسه دو معادله (۸-۱۳) و(۸-۱۹) دیده می‌شود که

$$(q'''_{max})_{act}=\frac{\Omega}{1{,}16\pi}(q'''_{max})_{bare}\simeq\frac{2}{3}(q'''_{max})_{bare}$$

مثال ۸-۳ ابعاد استدادیافته یک‌راکتور آب تحت‌فشار عبارتند از $R=۶۷$ اینچ، و $H=۱۴۴$ اینچ راکتور با قدرت حرارتی $۱۸۹۳MW$ کار می‌کند. راکتور حاوی ۱۹۳ مجموعه سوخت است، که هرکدام محتوی ۲۰۴ میله سوخت UO_2 به‌قطر ۰/۴۲ اینچ است. با فرض این‌که مجموعه‌های سوخت به‌طور یکنواخت در سرتاسر قلب توزیع شده‌اند، شدت کل‌تولیدانرژی وحداکثر شدت تولید انرژی درمیله‌ای‌که در (الف) محور راکتور (ب) ۲۰ اینچ از محور راکتور قرار دارد، حساب کنید

حل: (الف) در داخل راکتور مجموعاً $n=۱۰۹\times۲۰۴=۲۹۳۷۲$ میله سوخت وجود دارد. با فرض این‌که $E_d=۱۸۰Mev$ و $E_R=۲۰۰Mev$، معادله (۸-۱۵) در $r=۰$ مقدار حرارت را برابر زیربه‌دست می‌دهد

$$q_r(۰)=\frac{۲ر۳۲\times۱۸۹۳\times۱۸۰}{۲۹۳۷۲\times۲۰۰}=۰ر۱۰۰Mw$$

$$=۳ر۴۳\times۱۰^{۶}Btu/hr$$

از مقایسه معادلات (۸-۱۳) و (۸-۱۴) و (۸-۱۵) دیده می‌شود که

$$q'''_{max}=\frac{۱}{۲Ha^{۲}}q_r(۰)$$

بنابراین

$$q'''_{max}=\frac{۳ر۴۳\times۱۰^{۶}}{۲\times\frac{۱۴۴}{۱۲}\times\left(\frac{۰ر۲۱}{۱۲}\right)^{۲}}=۴ر۶۶\times۱۰^{۷}Btu/ft^{۳}-hr$$

(ب) برای‌به‌دست آوردن نتایج مشابه برای میله‌ای‌که در $r=۲۰$ اینچی محور مرکزی قرار دارد. فقط‌کافی است جوابهای بالا را در ضریبی‌که معادلات (۸-۱۴) و (۸-۱۵) ظاهر می‌شود ضرب‌کرد یعنی

$$J_۰\left(\frac{۲ر۴۰۵r}{R}\right)=J_۰\left(\frac{۲ر۴۰۵\times۲۰}{۶۷}\right)=J_۰(۰ر۷۱۸)=۰ر۸۷۵$$

لذا برای این میله

$$q_r(۲۰'')=۳ر۴۳\times۱۰^{۶}\times۰ر۸۷۵$$

$$=۳ر۰۰\times۱۰^{۶}Btu/hr$$

و

$$q'''_{max}(۲۰'')=۴ر۶۶\times۱۰^{۷}\times۰ر۸۷۵$$

$$=۴ر۰۸\times۱۰^{۷}Btu/ft^{۳}-hr$$

گرمای تابش‌ها

به‌طوری که اشاره شد حدود ۱۰ درصد انرژی دریافتی شکافت در خارج از سوخت جذب می‌شود. در راکتورهای حرارتی، انرژی جنبشی نوترون‌های شکافت در کند کننده و خنک کننده به همان توزیعی که شکافت رخ می‌دهد کم وبیش جذب می‌شوند. به‌هرحال فقط ۲-۳ درصد انرژی شکافت به این شکل ظاهر می‌شود و اغلب فرض می‌شود که این انرژی جنبشی درسرتاسر 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.

$$q'''(r) = \int \Phi_\gamma(r, E_\gamma) E_\gamma \mu_a(E_\gamma) dE_\gamma \qquad (۲۰-۸)$$

که $\Phi_\gamma(r, E_r)$ فلوی اشعه‌گاما برحسب موقعیت وانرژی 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 موردبحث ازچند پویش آزاد متوسط بیشتر نباشد.

دراین حالت

$$q'''(r) = \int e^{-\mu_a(E_\gamma) r} \Phi_{\gamma o}(E_\gamma) E_\gamma \mu_a(E_\gamma) dE_\gamma \qquad (۲۱-۸)$$

دراین رابطه $\Phi_{\gamma o}(E_r)$ فلوی اشعه گاما ورودی به ناحیه برحسب انرژی آن است. معادله (۸-۲۱) را معمولا باتقسیم طیف انرژی اشعه‌گاما به‌گروه‌هائی حساب می‌کنند. این روش در قسمت ۱۰-۱۱ تشریح می‌شود.

گرمای حاصل از تجزیه پاره‌های شکافت هسته‌ای

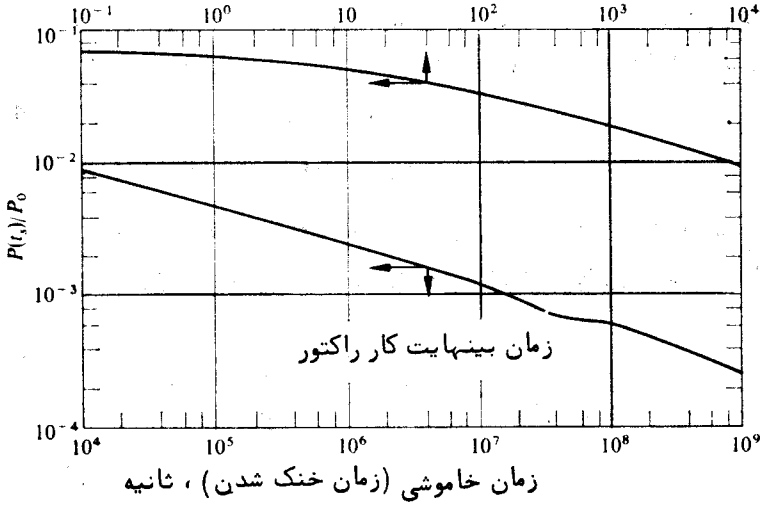
چند روز پس از شروع کار راکتور، تابش‌های بتا وگاما حاصل از تجزیه پاره‌های شکافت به‌حدود ۷درصد کل قدرت حرارتی خروجی راکتور می‌رسد. وقتی راکتور خاموش می‌شود، پاره‌های شکافت تجمع یافته به‌تجزیه ادامه می‌دهندو انرژی پس می‌دهند. انرژی حاصل از تجزیه پاره‌های شکافت به‌طور مطلق قابل‌ملاحظه می‌باشندو وسیله‌ای 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 وپاره‌های شکافت آزاد می‌شوند.

یک راکتور را در نظر می‌گیریم که با قدرت ثابت P_o به‌مدت کافی کار کرده است به‌نحوی که غلظت پاره‌های شکافت رادیواکتیو در آن به‌حالت تعادل رسیده است. از آنجا که میزان تولید پاره‌های شکافت متناسب با قدرت راکتور است، نتیجه می‌شود که اکتیویته پاره‌های شکافت درهر زمان پس از خاموشی راکتور متناسب با قدرت راکتور P_o است. بنابراین نسبت $P(ts)/P_o$ ، $p(ts)$ قدرت حاصل از اشعه صادره از پاره‌های شکافت در زمان t_s پس از خاموشی می‌باشد، مستقل از P_o است. شکل (۸-۳) این نسبت را برحسب تابعی از t_s ،بر حسب ثانیه ، برای یک راکتور حرارتی، سوخت $U^{۲۳۵}$ نشان می‌دهد. این شکل بر اساس انرژی دریافتی Mev ۲۰۰ درمقابل هرشکافت است.

شکل (۸-۳) نیز مقادیر قدرت حاصل از تجزیه پاره‌های شکافت را برای راکتوری که‌مدت معین t_o کارکرده وسپس خاموش‌شده‌است به‌دست‌می‌دهد. نسبت $P(t_o , t_s)/p_o$ ، t_s ، زمان خنک شدن (راکتور خاموش) ، از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\frac{p(t_o , t_s)}{p_o} = \frac{p(t_s)}{p_o} - \frac{p(t_o+t_s)}{p_o} \qquad (۲۲-۸)$$

دوعبارت سمت راست معادله ازشکل (۸-۳) به‌دست می‌آید.



شکل ۸-۳ نسبت $p(t_s)/p_o$، قدرت حاصل از تجزیه پاره شکافت به‌قدرت کار راکتور برحسب زمان t_s پس از خاموشی (کمیته فرعی ANS-۵ انجمن هسته‌ای امریکا سال ۱۹۶۸)

اگر یک راکتور با سوخت $U^{۲۳۵}$ حاوی مقدار زیادی $U^{۲۳۸}$ باشد، به‌طوری که بسیاری از راکتورها همین طورند، تجزیه $U^{۲۳۹}$ و $Np^{۲۳۹}$ که در نتیجه جذب نوترون‌هایی در $U^{۲۳۸}$ به‌وجود آمده‌اند، باید به‌حساب آیند. با استفاده از معادلات تجزیه مواد رادیواکتیو

به‌دست آمده درفصل ۲ به‌آسانی می‌توان نشان داد که :

$$\frac{P_{۲۹}}{P_o}=۲\text{ر}۲۸\times۱۰^{-۳}C\left(\frac{\bar{\sigma}_{a۲۵}}{\bar{\sigma}_{f۲۵}}\right)[۱-e^{-۴\text{ر}۹۱\times۱۰^{-۴}t_o}]\,e^{-۴\text{ر}۹۱\times۱۰^{-۴}ts}$$

(۸ - ۲۳)

$$\frac{P_{۳۹}}{P_o}=۲\text{ر}۱۷\times۱۰^{-۳}C\left(\frac{\bar{\sigma}_{a۲۵}}{\bar{\sigma}_{f۲۵}}\right)[(۱-e^{-۳\text{ر}۴۱\times۱۰^{-۶}t_o})\,e^{-۳\text{ر}۴۱\times۱۰^{-۶}t_s}$$

$$-۷\times۱۰^{-۳}(۱-e^{-۴\text{ر}۹۱\times۱۰^{-۴}t_o})\,e^{-۴\text{ر}۹\times۱۰^{-۴}t_s}]$$

(۸ - ۲۴)

دراین معادلات $P_{۲۹}$ و $P_{۳۹}$ قدرت‌حاصل‌از تجزیه $U^{۲۳۹}$ و $Np^{۲۳۹}$ هستند،C ضریب تبدیل برای راکتور و $\bar{\sigma}_{a۲۵}$ و $\bar{\sigma}_{f۲۵}$ به‌ترتیب سطح مقطع‌های حرارتی موثر جذب و شکافت $U^{۲۳۵}$ هستند. زمان‌های t_s و t_o برحسب ثانیه می‌باشند.

مثال ۸-٤ یک راکتور معین باسوخت $U^{۲۳۵}$ درقدرت ۸۲۵MW به‌مدت۱ر۵ سال کار می‌کند وسپس خاموش می‌شود. (الف) با استفاده از شکل (۸-۳) انرژی تجزیه را در زمان‌های زیر حساب کنید، در زمان خاموش شدن، یکساعت پس از خاموش شدن، و یک سال پس‌از خاموش شدن (ب) اگر ضریب تبدیل‌برای راکتور ۸۸ر۰ = C باشد سهم $U^{۲۳۹}$ و $Np^{۲۳۹}$ به‌انرژی تجزیه در زمان‌های بالا چقدر خواهد بود؟

حل : (الف) دراین $P_0=۸۲۵MW$ و

$$t_o=۱\text{ر}۵\text{ سال}=۱\text{ر}۵\times۳\text{ر}۱۶\times۱۰^{۷}=۴\text{ر}۷۴\times۱۰^{۷}\text{ ثانیه}$$

در لحظه خاموش شدن $t_s=۰\text{ر}۱$ ثانیه (کوتاهترین زمان درشکل ۸-۳) و با استفاده از معادله (۸-۲۲) داریم

$$\frac{P}{P_o}=\frac{P(۰\text{ر}۱)}{P_o}-\frac{P(۴\text{ر}۷۴\times۱۰^{۷})}{P_o}$$

از شکل (۸-۳) مقدار

$$\frac{P}{P_o}=۰\text{ر}۰۷۰-۰\text{ر}۰۰۰۷\simeq۰\text{ر}۰۷۰$$

به‌دست می‌آید و

$$P=۸۲۵\times۰\text{ر}۰۷۰=۵۷\text{ر}۷MW$$

برای $t_s=۳۶۰۰$ ثانیه

$$\frac{P}{P_o} = \frac{P(۳۶۰۰)}{P_o} - \frac{P(٤٫۷٤ \times ۱۰^{۷})}{P_o}$$

$$= ۰٫۰۱٤ - ۰٫۰۰۰۷ \simeq ۰٫۰۱٤$$

بنابراین

$$P = ۸۲۵ \times ۰٫۰۱٤ = ۱۱٫۵$$

بالاخره برای یکسال

$t_s = ۳٫۱٦ \times ۱۰^{۷}$ ثانیه $t_o + t_s = ۷٫۹ \times ۱۰^{۷}$ ثانیه

$$\frac{P}{P_o} = \frac{P(۳٫۱٦ \times ۱۰^{۷})}{P_o} - \frac{P(۷٫۹ \times ۱۰^{۷})}{P_o}$$

$$= ۰٫۰۰۰۷۹ - ۰٫۰۰۰٦۳ = ۰٫۰۰۰۱٦$$

$$P = ۸۲۵ \times ۰٫۰۰۰۱٦ = ۰٫۱۳۲ MW$$

(ب) اگر ازاختلاف ناشی از ضریب غیر $\frac{۱}{v}$ درمورد $\bar{\sigma}_{a۲۵}$ و $\bar{\sigma}_{f۲۵}$ صرفنظرکنیم $\frac{\bar{\sigma}_{a۲۵}}{\bar{\sigma}_{f۲۵}} = \frac{٦۸۱}{۵۸۲}$ است. با $t_o = ٤٫۷٤ \times ۱۰^{۷}$ ثانیه ، اکسپنانسیل داخل پرانتز معادله (۸-۲۳) ناچیز خواهد بود ونسبت برای $t_s = ۰$ از معادله(۸-۲۳) بدست می‌آید

$$\frac{P_{۲۹}}{P_o} = ۲٫۳۵ \times ۱۰^{-۳} \times ۰٫۸۸ \times \frac{٦۸۱}{۵۸۲} = ۲٫۲۸ \times ۱۰^{-۳}$$

در این صورت

$$P_{۲۹} = ۸۲۵ \times ۲٫۳۵ \times ۱۰^{-۳} = ۱٫۹۵ MW$$

قدرت پس از یک ساعت برابر است با

$$P_{۲۹} = ۱٫۹۵ \exp[-٤٫۹ \times ۱۰^{-٤} \times ۳٦۰۰] = ۰٫۳۳ MW$$

باقرار دادن t_s برابر یکسال $P_{۲۹} \simeq ۰$ است زیرا نیمه‌عمر $U^{۲۳۹}$ برابر ۲۳٫۵ دقیقه است.

برای تعیین $P_{۳۹}$ از معادله (۸-۲٤) استفاده می‌شود ومحاسبه خیلی ساده و نتایج عبارتند از:

در لحظه خاموش‌شدن، قدرت راکتور ۱٫۸٤MW ، پس از یکساعت حدود ۱٫۸٤ MW وپس از یک سال حدود صفر است.

۸-۳ انتقال[۱] حرارت بوسیله هدایت

دورسازی حرارت از راکتور با دو طریق اساساً متفاوت ، هدایت و جابجائی حرارت انجام

۱- Heat Conduction

می‌گیرد. در فرآیند هدایت ، حرارت در نتیجه اختلاف درجه حرارت موجود در یک جسم از یک قسمت به قسمت دیگر انتقال می‌یابد ـ جنبش بزرگی در هیچ قسمت جسم رخ نمی‌دهد. براساس این روش، که دراین قسمت بحث می‌شود، حرارت تولید شده درسوخت به‌سطح میله انتقال می‌یابد. ازطرف دیگر جابجائی حرارت شامل انتقال حرارت به یک مایع یا گاز متحرك است که نیز درنتیجه اختلاف درجه حرارت می‌باشد. بعداً این حرارت درمحل دیگری پس‌داده می‌شود. بنابراین حرارتی که به‌سطح میله سوخت هدایت می‌شودبه خنک‌کننده منتقل می‌شود ودر اثرجابجائی از دستگاه خارج می‌گردد. این نوع انتقال حرارت به‌وسیله جابجائی درقسمت ۸-٤ بحث می‌شود .

برای تکمیل مطلب ، باید یادآور شد که‌گرما نیز می‌تواند درنتیجه تابش حرارتی در خلا یامحیط رقیق بین جسم داغ‌تر وسردتر انتقال یابد. به‌هرحال، این فرایند از اهمیت کمی برخوردار است مگر دربعضی راکتورهای‌گازی وبیش ازاین بحث نخواهد شد.

معادله هدایت حرارت

رابطه بنیادی هدایت حرارت قانون فوریه[1] می‌باشد که برای یک محیط ایزوترپ به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$q''' = -k\,grad\,T \qquad (۸-۲۵)$$

در این رابطه q'' فلوی حرارتی خوانده می‌شود ، وطبق تعریف $\vec{q}' \cdot \vec{n}$ برابر با میزان جریان حرارت از واحد سطح می‌باشد، $\vec{n}$ بردار یکه عمود به طرف خارج سطح است لذا q'' کاملا شبیه‌بردار چگالی جریان نوترون تعریف شده در فصل ۵ است. در دستگاه آحاد انگلیسی واحد q'' برابر Btu/ft^2-hr است. پایای k درمعادله (۸-۲۵) ضریب هدایت حرارتی[2] نامیده می‌شود و واحد آن $Btu/ft-hr°F$ است. مقادیر k برای تعدادی ازمواد مهم درپیوست ٤ داده شده است. به‌طورکلی k تابعی است از درجه‌حرارت. البته تابع T درمعادله(۸-۲۵) درجه حرارت برحسب فارنهایت می‌باشد. تشابه‌بین معادله (۸-۲۵) وقانون پخش‌فیک کاملا مشهود است.

حال یک حجم دلخواه V از ماده که حداقل درقسمتی ازآن حرارت تولید می‌شود در نظر می‌گیریم. با توجه به‌اصل بقا انرژی[3] میزان خالص جریان حرارت به‌خارج از سطح V ، در حالت پایدار، باید برابر میزان کل تولید حرارت درداخل V باشد. اگر این حالت برقرار باشد، درجه حرارت ماده تغییر می‌کندوبنابراین ماده در حالت پایدار نخواهد بود. معادله‌آن

۱- Fourier's Law ۲- Thermal Conductivity

۳- Energy Conservation

به‌صورت زیرخواهد بود :

۰ = [میزان تولید حرارت درداخل V] − [میزان خالص جریان حرارت به‌خارج از V]

(۸ − ۲۶)

میزان خالص جریان حرارت به‌خارج از V برابر است با

$$HF = \int_A \vec{q}'' \cdot \vec{n} dA \qquad (۸ - ۲۷)$$

که بردار $\vec{q}''$ قبلا تعریف شده است، n بردار یکه عمود برسطح است وانتگرال روی تمام سطح انجام‌گرفته است. بااستفاده از قضیه دیورژانس[۱] معادله (۸-۲۷) رامی‌توان به‌صورت زیرنوشت

$$HF = \int_V div\vec{q}'' dV \qquad (۸ - ۲۸)$$

میزان کل تولیدگرما در حجم V برابر است با

$$HP = \int_V q''' dV \qquad (۸ - ۲۹)$$

که دراین رابطه q''' میزان تولیدگرما در واحد حجم است.

باقراردادن معادله (۸-۲۸) و(۸-۲۹) درمعادله (۸-۲۶) وباتوجه به‌این‌که انتگرال گیری در تمام حجم ، حجم‌های دلخواه ، انجام گرفته است و داخل انتگرال باید برابر مقدار زیر باشد

$$div\vec{q}'' - q''' = ۰ \qquad (۸ - ۳۰)$$

این معادله معروف به‌معادله پیوستگی حالت پایدار[۲] انتقال حرارت می‌باشد و مشابه به‌معادله پیوستگی (۵-۰۲) است که در قسمت (۵-۳) درمورد پخش نوترون بحث شد. دراین صورت، در معادله (۸-۳۰) عبارتی مشابه عبارت جذب نوترون وجود ندارد ، زیرا حرارت در داخل محیط نظیر نوترون که جذب می‌شود ناپدید نمی‌گردد.

وقتی معادله فوریه (۸-۲۵) را درمعادله (۸-۳۰) قرار می‌دهیم ونتیجه را بر k که مقدار ثابتی فرض می‌شود تقسیم می کنیم نتیجه به‌صورت زیر است:

$$\nabla^2 T + q'''/k = ۰ \qquad (۸ - ۳۱)$$

این معادله هدایت حرارت حالت پایدار خوانده می‌شود و شبیه معادله پوآسون[۳] است. در

۱- Divergence Theorem

۲- Steady State Equation of Continuity

۳- Poisson's Equation

ناحیه‌ای که چشمه های گرما وجود ندارد $q''' = 0$ بوده ومعادله (۸-۳۱) تبدیل به‌معادله زیر می‌شود :

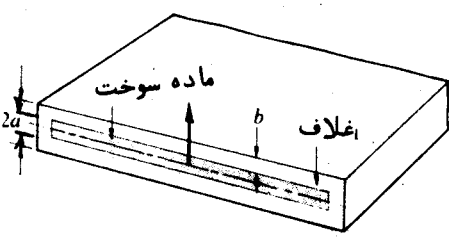
$$\nabla^2 T = 0 \qquad (۸-۳۲)$$

که همان **معادله لاپلاس** است.

حال این نتایج را درمورد چند مساله موردتوجه در راکتورهای هسته‌ای به‌کار می‌بریم . یکی از مسائل اصلی، به‌طوری که دیده خواهد شد محاسبه حرارتی است که دردرجه حداکثر میله سوخت از میله سوخت به‌خارج هدایت شده وارد خنک‌کننده شود. به‌طوری که در مقدمه این فصل اشاره شد حداکثر درجه حرارت میله سوخت یک شرط قبلی است که باید به‌دلائل ایمنی ازآن تجاوز نشود .

میله های سوخت صفحه‌ای

ابتدا یک میله سوخت صفحه‌ای یالوله‌ای شکل مطابق شکل (۸-٤) رادرنظرمی‌گیریم میله شامل یک ورقه وسطی سوخت (مغز) به‌ضخامت $2a$ که اطراف آن را غلافی به‌ضخامت b پوشانده‌است. فرض‌می‌شود که‌گرما به‌طور یکنواخت‌درداخل سوخت‌باشدت $q''' \text{Btu/ft}^3 - \text{hr}$ تولید می‌شودواین که درجه حرارت به‌یک توزیع پایدار درسرتاسر میله‌سوخت رسیده است.



شکل ۸-٤ میله‌سوخت صفحه‌ای

ضخامت چنین میله‌ای معمولا نسبت به‌عرض وطول میله کوچک است. بنابراین، منطقی است که‌از خروج حرارت از لبه های طرفین دوانتها صرفنظر می کنیم. به‌اختصار می‌توان گفت که گرما فقط در راستای x ، x خط عمود برسطح صفحه سوخت است وازمرکز آن‌می‌گذرد به‌خارج جریان پیدا می کند (شکل ۸-٤). توزیع درجه حرارت در سوخت‌به‌کمک معادله پواسون دریک راستا تعیین می‌شود .

$$\frac{d^2T}{dx^2} + \frac{q'''}{k_f} = 0 \qquad (۸-۳۳)$$

k_f **ضریب هدایت حرارتی سوخت** است.

۱- Heat Conductivity

دوشرط مرزی راباید بامعادله دیفرانسیل مرتبه دوشبیه (۸-۳۳) مشخص کرد. دراین مساله آنها عبارتند از :

$$T(0)=Tm \qquad (1)$$

T_m حداکثر درجه حرارت (مرکز) سوخت است.

$$dT/dx=0 \quad x=0 \text{ در} \qquad (2)$$

شرط دوم در تقارن مساله نتیجه می‌شود که جریان خالص حرارت درمرکز سوخت صفر است.

بادوبار انتگرال‌گیری از معادله (۸-۳۳) جواب عمومی به‌دست می‌آید

$$T=-\frac{q'''}{2k_f}x^2+C_1x+C_2$$

که C_1 و C_2 اعدادثابتی هستند. باقراردادن $x=0$ مقدار $C_2=T_m$ به‌دست‌می‌آید. همچنین باتوجه به‌شرط ۲ ، C_1 باید برابر صفر درنظرگرفته شود. بنابراین درجه‌حرارت داخل سوخت

$$T=Tm-\frac{q'''}{2k_f}x^2 \qquad (8-34)$$

است. با استفاده‌ازاین معادله، درجه حرارت سطح‌سوخت T_S (درسطح‌مشترك سوخت غلاف) را می‌توان به‌دست آورد. باقرار دادن $x=a$ درمعادله (۸-۳۴) داریم :

$$T_S=Tm-\frac{q'''a^2}{2k_f} \qquad (8-35)$$

میزان کل تولید حرارت درداخل سوخت برابر q''' ضرب در حجم سوخت $2Aa$ است که Aسطح یک طرف سوخت می‌باشد. در حالت پایدار تمام حرارت تولید شده در سوخت از سوخت خارج می‌شود. بنابراین مقدارگرمای خارج شده از یک سطح سوخت برابر است با

$$q=q'''Aa \qquad (8-36)$$

این نتیجه را نیز می‌توان بااستفاده از قانون فوریه از معادله (۸-۳۴) به‌دست آورد. لذافلوی گرمایی (از واحد سطح) از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$q''=-k_f\frac{dT}{dx}$$

که مشتق را باید در $x=a$ حساب کرد. باقراردادن معادله (۸-۳۴) در رابطه بالا وانجام دیفرانسیل معادله زیر به‌دست می‌آید

$$q''=q'''a$$

مقدارکل میزان فلوی حرارت به‌خارج از یک سمت سوخت برابر است با

$$q=q''A=q'''Aa$$

که همان معادله (۸-۳۶) است.

گاهی بهتر است معادله (۸-۳۶) را به صورتی بنویسیم که q''' از طریق معادله (۸-۳۵) حذف شود. لذا q''' را از معادله (۸-۳۵) به‌دست آورده نتیجه را در معادله (۸-۳۶) قرار می‌دهیم

$$q=\frac{T_m-T_s}{a/(2k_fA)} \qquad (۸-۳۷)$$

این رابطه را می‌توان شبیه قانون اهم در الکتریسته به‌عنوان قانون انتقال حرارت (درترمو دینامیک) درنظرگرفت

$$I=\frac{V}{R} \qquad (۸-۳۸)$$

که I جریان برق و V اختلاف پتانسیل و R مقاومت است. دراین‌حالت، درمعادله q جای I و (T_m-T_s) جای اختلاف پتانسیل را می‌گیرد و $\frac{a}{2k_fA}$ مقاومت حرارتی است. ارزش این تشابه به‌زودی معلوم خواهد شد.

برگشت به توزیع درجه حرارت در غلاف میله سوخت صفحه‌ای نشان داده در شکل (۸-٤) ابتدا دیده خواهد شد که چون دراین ناحیه کمی یا هیچ حرارتی تولید نمی‌شود $q'''=0$ است ومعادله هدایت تبدیل به‌معادله زیر می‌شود :

$$\frac{d^2T}{dx^2}=0 \qquad (۸-۳۹)$$

این ساده‌ترین شکل معادله لاپلاس یعنی‌معادله (۸-۳۲) می‌باشد. حال‌شرایط مرزی را درنظر میگیریم

(۱) $$T(a)=T_s$$

(۲) $$T(a+b)=T_c$$

که T_c درجه حرارت درسطح خارجی غلاف است.

باانتگرال‌گیری دوسرتبه ازمعادله (۸-۳۹) داریم

$$T=C_1x+C_2$$

مقادیر ثابت C_1 و C_2 با توجه به‌شرایط ۱ و۲ به‌آسانی محاسبه می‌شوند ورابطه نهائی برای T عبارت است از

$$T=T_s-\frac{x-a}{b}(T_s-T_c) \qquad (۸-٤۰)$$

باید یادآور شد که تابع توزیع درجه حرارت در داخل غلاف بدون چشمه تابعی از مکان است

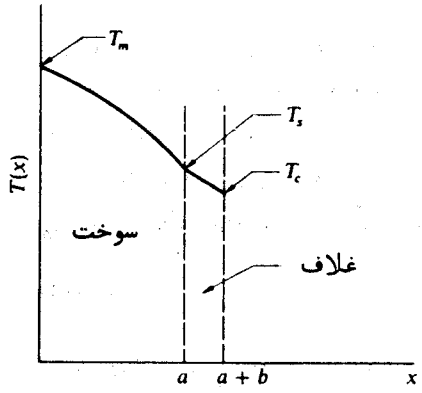
در حالی که در داخل سوخت تابع درجه دو می‌باشد، توزیع درجه حرارت در داخل میله‌سوخت در شکل (۸-۵) نشان داده شده است.

از آنجا که هیچ‌گونه چشمه‌حرارت یاجاذب حرارت درداخل غلاف وجود ندارد، تمام حرارت از سوخت به‌سطح غلاف هدایت می‌شود. این میزان جریان‌گرما را می‌توان از ضرب فلوی حرارتی، که با استفاده از قانون فوریه درمعادله (۸-. ٤) به‌دست می‌آید در سطح میله سوخت حساب کرد. نتیجه به‌صورت زیر است.

$$q=\frac{k_c A}{b}(T_s-T_c) \qquad (۸-٤۱)$$

k_c ضریب هدایت حرارتی غلاف است. اگر معادله (۸-٤۱) رابه‌صورت زیر بنویسیم

$$T_s-T_c=q\left(\frac{b}{k_c A}\right)$$



شکل (۸-۵) توزیع درجه حرارت درضخامت تیغهٔ سوخت

ومعادله (۸-۳۷) به‌صورت زیر درمی‌آید

$$T_m-T_s=q\left(\frac{a}{۲k_f A}\right)$$

T_s یک پایای قابل‌اندازه‌گیری ساده نیست از جمع‌دو معادله آخر حذف می‌شود ونتیجه‌به‌صورت زیر درمی‌آید

$$T_m-T_c=q\left(\frac{a}{۲k_f A}+\frac{b}{k_c A}\right)$$

یا

$$q=\frac{T_m-T_c}{\frac{a}{۲k_f A}+\frac{b}{k_c A}} \qquad (۸-٤۲)$$

این رابطه میزان جریان‌گرما را از یک سطح تیغه سوخت برحسب اختلاف درجه حرارت بین مرکز وسطح تیغه رابه‌دست می‌دهد. درتشابه باقوانین برق $(T_m - T_c)$ معادل اختلاف پتانسیل الکتریکی است

$$R = \frac{a}{2k_f A} + \frac{b}{k_c A} \qquad (۸-۴۳)$$

برابر کل مقاومت سوخت وغلاف است.

معادله (۸-۴۳) نشان می‌دهد که وقتی‌گرما از داخل دوماده پی‌درپی عبور می‌کند، موقعیت شبیه پتانسیل الکتریکی سرتاسر دومقاومت است که به‌طور پشت سرهم به‌هم متصل باشند ومقاومت کل برابر جمع دومقاومت می‌باشد. این‌نتیجه به‌آسانی قابل تعمیم به‌هر تعداد از مواد پشت سرهم است ـ مقاومت کل‌گرمائی مجموع مقاومتهای هریک از آنهاست.

دربه‌دست آوردن معادله (۸-۴۲) به‌طور ضمنی فرض شدکه سوخت وغلاف درنقطه تماس محکم به‌هم چسبیده‌اند. دراین مورد، در بعضی از میله‌های سوخت یک لایه نازك از ماده چسبنده بین غلاف وسوخت در حالی‌که در دیگر میله‌های سوخت یک لایه نازك ازگاز قرار دارد. مقاومت کل‌گرمائی در این حالت بیشتر است و با اضافه‌کردن یک عبارت مناسب مقاومت به‌معادله (۸-۴۳) مقاومت کل به‌دست می‌آید. اختلاف‌درجه حرارت $(T_m - T_c)$در این حالت برای یک جریان‌گرمایی معین ازسطح میله سوخت بزرگتر است.

میله سوخت استوانه‌ای

یک میله سوخت استوانه‌ای بلند به‌شعاع a که اطراف آن را غلاف به‌ضخامت b پوشانده‌درنظر می‌گیریم. در اینجا نیز فرض می‌کنیم که‌گرما باشدت ثابت q''' در داخل میله تولید می‌شود واتلاف حرارت درغلاف وجود ندارد.

درجه حرارت درمیله فقط تابعی از فاصله r از محور میله است به‌طوری‌که معادله هدایت حرارت در دستگاه مختصات استوانه‌ای به‌صورت زیر می‌باشد.

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dT}{dr} + \frac{q'''}{k_f} = 0 \qquad (۸-۴۴)$$

شرایط مرزی مربوط به‌این مساله عبارتند از:

۱- T در داخل میله غیرصفر است

۲- $T(0) = T_m$

که T_m درجه حرارت وسط سوخت می‌باشد.

به‌آسانی می‌توان ثابت کرد که با جایگزین کردن جواب عمومی درمعادله (۸-۴۴)

رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$T=-\frac{q'''r^2}{4k_f}+C_1\ln r+C_2$$

C_1 و C_2 اعداد ثابتی هستند که باید تعیین شوند. با توجه به شرایط مرزی واضح است که $C_1=0$ و $C_2=T_m$ می‌باشد. بنابراین درجه حرارت در داخل میله

$$T=T_m-\frac{q'''r^2}{4k_f} \qquad (۸-۴۵)$$

است. بنابراین میزان تولیدگرما در داخل میله برابر بامیزان جریان‌گرما به‌خارج ازمیله است یعنی

$$q=\pi a^2 Hq''' \qquad (۸-۴۶)$$

که در این معادله H طول میله (تقریباً برابر با ارتفاع قلب راکتور) است. ازحل معادله برای q''' وقرار دادن آن درمعادله (۸-۴۵) و محاسبه آن در $r=a$ که درجه حرارت T_s است داریم

$$q=\frac{T_m-T_s}{1/(4\pi Hk_f)} \qquad (۸-۴۷)$$

باتوجه به‌معادله (۸-۴۷) مقاومت‌گرمائی سوخت برابر است با

$$R_f=\frac{1}{4\pi Hk_f} \qquad (۸-۴۸)$$

معادله هدایت‌گرمایی برای غلاف بصورت زیر است

$$\frac{d^2T}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{dT}{dr}=0$$

که جواب آن چنین است از

$$T=C_1\ln r+C_2$$

با استفاده از شرایط مرزی

(۱) $\qquad T(a)=T_s$

(۲) $\qquad T(a+b)=T_c$

برای تعیین C_1 و C_2 رابطه زیربه‌دست می‌آید:

$$T=\frac{T_s\ln(a+b)-T_c\ln a-(T_s-T_c)\ln r}{\ln(1+b/a)} \qquad (۸-۴۹)$$

برطبق قانون فوریه کل جریان‌گرما به‌خارج ازغلاف برابراست با

$$q = -2\pi(a+b)Hk_c\frac{dT}{dr}$$

که در $r=a+b$ به‌دست آمده است. باانجام دیفرانسیل از معادله (۸-۴۹) رابطه زیرنتیجه می‌شود :

$$q=\frac{2\pi Hk_c(T_s-T_c)}{\ln(1+b/a)} \qquad (8-50)$$

مقاومت حرارتی غلاف برابر است با :

$$R_c=\frac{\ln(1+b/a)}{2\pi k_c H} \qquad (8-51)$$

معمولا b خیلی کوچکتر از a می‌باشد. دراین حالت چون

$$\ln(1+b/a)\simeq\frac{b}{a}$$

است. معادله (۸-۵۱) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$R_c\simeq\frac{b}{2\pi aHk_c} \qquad (8-52)$$

مقدار جریان‌گرمائی از سطح میله، برحسب اختلاف درجه حرارت بین مرکز سوخت وسطح غلاف ، خارج می‌شود برابر است‌با :

$$q=\frac{T_m-T_c}{R_f+R_c} \qquad (8-53)$$

که R_f از معادله (۸-۴۸) و R_c از معادله (۸-۵۱) یا (۸-۵۲) به‌دست می‌آیند. این‌نتیجه را می‌توان باحل‌معادله (۸-۴۷) برای (T_m-T_s) وحل معادله(۸-۵۰) برای (T_s-T_c) وجمع این دو رابطه کرد .

چشمه‌های گرمایی تابع مکان

در محاسبات توزیع درجه حرارت وجریان حرارت درمیله سوخت تیغه‌ای ولوله‌ای ، فرض شد که حرارت بامیزان ثابت q''' در سرتاسر سوخت ایجاد می‌گردد. درجه حرارت درطول میله خیلی زیاد تغییر نمی‌کند و می‌توان کل فلو حرارت خروجی از میله را بااختلاف درجه حرارت بین مرکز میله وسطح آن ارتباط داد.

در شکل ۸-۲ نشان داده شده است که q''' ، تقریباً مطابق رابطه زیر تغییر می‌کند

(معادلات ۸-۱۲ و ۸-۱۳)

$$q''' = q'''_{max} \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \qquad (۸-۵۴)$$

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 (۸-۵۴) داده شده منجر به توزیع غیریکنواخت درجه حرارت درسرتاسرطول میله سوخت می‌شود - وواقعاً هم تااندازه‌ای همین‌طور است. درهرحال، دریک راکتور قدرت خنک کننده در طول میله سوخت عبور می کندو درجه حرارت آن به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای کمتر از درجه حرارت سوخت است وبنابراین تغییرات درجه حرارت درقطر میله به‌مراتب بیشتر از سوخت می‌رسد، وهیچ گونه جریان حرارتی‌وجود ندارد ویا به‌مقدارکم در راستای z وجود دارد.

بنابراین، می‌توان محاسبات را دراین قسمت برای حالتی که q''' تابعی از z است عمومیت داد. این کار را می‌توان باتقسیم نمودنq محاسبه نشده، کل حرارت جریان یافته‌به سطح میله، در سطح میله انجام داد. اگر فرض کنیم مقدار q''' مقدار ثابتی باشد، این کار مقدار q'' مستقل از مکان را به‌دست‌می‌دهد، اماگر q''' مقدار ثابتی نباشد q'' نسبت به‌مکان تغییر می کند. مثلا، اگر معادله (۸-۴۶) را بر $2\pi(a+b)H$، سطح غلاف میله سوخت، تقسیم کنیم‌نتیجه عبارت است از

$$q''(z) = \frac{a^2}{2(a+b)} q'''(z) \qquad (۸-۵۵)$$

این مقدار فلوی گرمایی را برحسب تابعی از z به‌دست می‌دهد. به‌طور مشابه می‌توان $q''(z)$ را برحسب تابعی ازاختلاف درجه حرارت $(T_s - T_c)$، این‌دو درجه حرارت ممکن است‌تابعی از درجه حرارت باشند، از تقسیم معادله (۸-۵۳) بر $2\pi(a+b)H$ به‌دست آورد :

$$q''(z) = \frac{T_m(z) - T_c(z)}{2\pi(a+b)H(R_f + R_c)} \qquad (۸-۵۶)$$

مثال ۸-۵ میله های‌سوخت راکتور مثال (۸-۳) شامل‌قطعاتی ازسوخت به‌قطر ۰٫۴۲ اینچ است که‌دارای غلاف زیرکالوی. ۴، به‌ضخامت ۰٫۰۲۴ اینچ می‌باشد. هرمیله ۱۲ فوت طول دارد. درجه حرارت وسط سوخت درنقطه میانی میله مرکزی برابر ۳۹۷۰°F می‌باشد. مطلوب است‌محاسبه (الف) جریان فلوی‌گرمایی به‌خارج ازمیله (به)درجه خارجی میله‌سوخت.

حل : (الف) از مثال ۸-۳ داریم که درنقطه میانی میله مرکزی

$$q''' = 4{,}66 \times 10^7 \text{Btu/ft}^3 - \text{hr}$$

شعاع سوخت $= \frac{0{,}21}{12}$ فوت است درحالی که‌ضخامت‌غلاف $= 0{,}002 = \frac{0{,}024}{12}$

فوت است. بااستفاده از معادله (۸-۵۵) مقدار q'' به‌دست می‌آید.

$$q''=\frac{(۰ر۰۱۷۵)^۲}{۲(۰ر۰۰۲+۰ر۰۱۷۵)}$$
$$=۳ر۶۶\times۱۰^{۰}\,Btu/ft^{۲}-hr$$

(ب) ازجدول ۶ پیوست ٤ مقدار $k_f=۱ر۱\,Btu/ft-hr-°F$ و $k_c\simeq۱۰\,Btu/ft-hr-°F$ به‌دست می‌آید. به کمک معادله (۸-٤۸) مقاومت حرارتی سوخت حاصل می‌شود

$$R_f=\frac{۱}{٤\pi\times۱۲\times۱ر۱}=۶ر۰۳\times۱۰^{-۳}°F-hr/Btu$$

برای غلاف ازمعادله (۸-۵۱) استفاده می کنیم

$$R_c=\frac{\ln(۱+۰ر۰۲٤/۰ر۲۱)}{۲\pi\times۱۲\times۱۰}=۱ر٤۳\times۱۰^{-٤}°F-hr/Btu$$

لذا مقاومت کل برابر است با

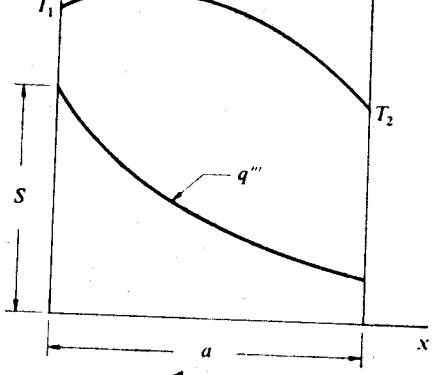
$$۶ر۱۷\times۱۰^{-۳}°F-hr/Btu$$

باقراردادن پایاهای بالا درمعادله (۸-۵۶) مقدار T_c به‌دست می‌آید.

$$T_c=۳۹۷۰-۲\pi(۰ر۰۱۷۵+۰ر۰۰۲)\times۱۲\times۶ر۱۷\times۱۰^{-۳}\times۳ر۶۶\times۱۰^{۰}$$
$$=۶۵۰°F$$

منابع گرمایی اکسپنانسیل

اغلب لازم می‌شود که توزیع درجه حرارت وانتقال‌گرما را در حفاظ ومحفظه فولادی راکتور حساب کنیم که در آنها جذب انرژی کم‌وبیش تابع اکسپنانسیل است. به‌عنوان‌مثال،



شکل ۸-۶ تیغه‌حاوی منبع گرما اکسپنانسیلی

یک تیغه به‌ضخامت a که درجه حرارت دو سطح آن T_1 و T_2، مطابق شکل ۸-۶ باشد. اگر x به‌طوری که شکل نشان می‌دهد از سطح صفحه اندازه‌گیری شود توزیع منبع گرما با رابطه‌زیر داده می‌شود.

$$q''' = Se^{-\mu x} \qquad (۸-۵۷)$$

که S و μ مقادیر ثابتی هستند. ضریب μ برای اشعه گاما اغلب ضریب جذب خطی درنظر گرفته می‌شود.

باقرار دادن معادله (۸-۵۷) درمعادله هدایت حرارت یک‌بعدی ، معادله (۸-۳۳) به‌صورت زیر درمی‌آید.

$$\frac{d^2T}{dx^2} + \frac{S}{k}e^{-\mu x} = 0 \qquad (۸-۵۸)$$

جواب عمومی معادله به‌آسانی به‌دست می‌آید 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 باتوجه به‌شرایط مرزی به‌دست می‌آورند.

$$T(0) = T_1 \ , \ T(a) = T_2$$

رابطه‌نهائی برای توزیع درجه حرارت به‌صورت زیر درمی‌آید

$$T = T_1 + (T_2 - T_1)\frac{x}{a} + \frac{S}{k\mu^2}\left[1 - e^{-\mu x} - \frac{x}{a}(1 - e^{-\mu a})\right] \qquad (۸-۵۹)$$

این معادله فقط شروع برای محاسبات انتقال‌گرما از محیط‌هائی است که جذب اشعه از آنها تابع آکسپانسیل است. این معادله همچنین برای‌محاسبه نیروی کششی حرارتی‌تابشی از توزیع غیر یکنواخت درجه حرارت به کار می‌رود. به‌طوری که در مسائل آخر فصل نشان داده می‌شود درجه حرارت از تیغه، درتحت شرایط معین، ممکن است به‌مقدار حداکثری که بزرگتر از یکی از دو مقدار T_1 یا T_2 باشد برسد.

۸-۴ انتقال حرارت به‌خنک‌کننده‌ها

به‌طوری که قبلا اشاره شد، حرارت تولیدشده درسوخت یا جذب اشعه درقسمت‌های دیگر راکتور ،به‌نوبه خود حرارت را به‌خارج از دستگاه منتقل می‌کند. رابطه بنیادی انتقال حرارت از یک جسم جامد داغ به‌یک مایع متحرک (مایع یاگاز) باقانون نیوتن در موردخنک

شدن[1] معروف است.

$$q''=h(T_c-T_b) \qquad (۸-۶۰)$$

دراین رابطه q'' فلوی‌گرمائی برحسب Btu/ft^2-hr و h پایایی که ضریب انتقال گرما خوانده می‌شود ودارای‌واحد $Btu/hr-ft^2-°F$ ، 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 انتقال‌گرما بستگی به‌چند عامل دارد، از جمله ماهیت خنک کننده ، نحوه جریان حرارت از سطح داغ ، و درجه حرارت خنک کننده. روش های محاسباتی h بـه‌کمک داده‌های تجربی بعداً در این فصل ارائه خواهد شد. در این وهله ، خوب است‌گام تغییرات مقدار h را که برای خنک کننده‌های راکتورها یادآوری کنیم. مقدار h برای راکتورهای آب معمولی و آب سنگین بین ۵۰۰۰ تا ۸۰۰۰ $Btu/ft-hr°F$ ، برای گازها h بین‌حدود ۱۰ تـا ۱۰۰ $Btu/ft^2-hr°F$ برای سدیم مایع h معمولا بین ۴۰۰۰ تـا ۵۰۰۰۰ $Btu/ft^2-hr°F$ تغییر می کند.

در اغلب مسایل انتقال حرارت راکتورها، مایع در راستای سوخت درداخل مجرائی که کم و بیش مشخص است جریان پیدا می کند. از آنجا که درجه حرارت مایع معمولا درعرض‌مجرا تغییر می کند، درجه حرارت T_b را درمعادله (۸-۶۰) می‌توان به‌هرترتیبی بیان داشت. در اغلب محاسبات انتقال حرارت T_b یک درجه حرارت متوسط مخلوط یادرجه حرارت کلی مایع می‌باشد. این درجه حرارت بارابطه زیر تعریف می‌شود.

$$T_b=\frac{\int \rho c_p v T dA_c}{\int \rho c_p v dA_c} \qquad (۸-۶۱)$$

دراین رابطه ρ جرم‌ویژه مایع، c_p گرمای ویژه مایع، v سرعت حرکت مایع، T درجه حرارت، dA_c سطح جزئی مجرااست وانتگرال‌گیری درمقطع مجرا انجام می‌گیرد هریک از پایاها در انتگرال ممکن است تابع موضع در داخل مجرا باشد. درجه‌حرارت T_b رابطه (۸-۶۱) درجه حرارتی است که اگر مایع به‌طور بی‌در و مخلوط می‌شد، به‌دست می‌آمد ـ مثلا اگر مایع به‌خارج از مجرا جریان یافته جمع‌آوری شود ودر یک طرف عایق مخلوط‌گردد (درجه حرارت مخلوط به‌دست می‌آید). مقادیر اندازه‌گیری شده hمعمولا برحسب درجه حرارت کلی مایع داده‌می‌شود.

میزان کل جریان‌گرما از سطح A بین جسم جامد و مایع برابر است با:

$$q=q''A=hA(T_c-T_b) \qquad (۸-۶۲)$$

معادله بالا را به‌صورت قانون اهم می‌نویسیم

$$q=\frac{T_c-T_b}{1/hA} \qquad (۸-۶۳)$$

۱- Newton's law of Cooling

مخرج معادله بالا مقاومت حرارتی درمقابل انتقال حرارت به‌روش کنوکسیون است

$$R_h = \frac{1}{hA} \qquad (۸-۶۴)$$

حال، می‌توان به‌مسائل میله سوخت که در قسمت‌گذشته درنظرگرفتیم برگردیم‌و میزان انتقال حرارت به‌خنک‌کننده را برای یک اختلاف درجه حرارت معین بین مرکز سوخت‌و مایع حساب کرد. برای میله سوخت‌تیغه‌ای غلاف‌دار، مقاومت‌حرارتی کل برابر مجموع معادلات (۸-۴۳)و (۸-۶۴) می‌باشد:

$$R = \frac{a}{2k_f A} + \frac{b}{k_c A} + \frac{1}{hA} \qquad (۸-۶۵)$$

وکل جریان گرما از یک سمت میله سوخت به‌مایع برابر است با:

$$q = \frac{T_m - T_b}{\frac{a}{2k_f A} + \frac{b}{k_c A} + \frac{1}{hA}} \qquad (۸-۶۶)$$

به‌طور مشابه ، از معادلات (۸-۴۸) و(۸-۵۱) مقاومت کل حرارتی برای یک میله سوخت استوانه‌ای برابر است‌با :

$$R = \frac{1}{4\pi H k_f} + \frac{\ln(1+b/a)}{2\pi H k_c} + \frac{1}{hA} \qquad (۸-۶۷)$$

که $A = 2\pi(a+b)H$ است. اگر $a \gg b$ باشد

$$R = \frac{1}{4\pi H k_f} + \frac{b}{2\pi a H k_c} + \frac{1}{hA} \qquad (۸-۶۸)$$

درهر حالت جریان‌گرما به‌داخل خنک‌کننده عبارت است‌از :

$$q = \frac{T_m - T_b}{R} \qquad (۸-۶۹)$$

این نتایج را می‌توان برای حالتی که‌گرما به‌طور یکنواخت درطول سوخت تولید می‌شود به کار برد، عمومیت داده برای وضعیت‌های واقعی که q''' بستگی به z دارد استفاده‌کرد. لذا به‌طوری که در قسمت قبل اشاره شد، بیشتر حرارت تولید شده درسوخت در راستای عمود برمحور میله به‌طرف‌خنک‌کننده جریان پیدامی کند. رابطه فلوی حرارتی، از تقسیم (۸-۶۹) برسطح میله به‌دست می‌آید، برای تمام نقاط میله صادق است. بنابراین برای میله سوخت استوانه‌ای داریم

$$q''(z) = \frac{T_m(z) - T_b(z)}{2\pi(a+a)HR} \qquad (۸-۷۰)$$

رابطه بالا برحسب درجه حرارت خارجی غلاف T_c به‌صورت زیر است.

$$q''(z)=\frac{T_c(z)-T_b(z)}{2\pi(a+b)HR_h}$$
$$=h[T_c(z)-T_b(z)]$$

که همان قانون نیوتن ، معادله (۸-۶۰) می‌باشد.

مثال ۸-۶ میله‌های سوخت موضوع مثال‌های ۸-۳ و ۸-۵ به‌وسیله آب تحت فشار خنک می‌شوند. بافرض این که ضریب انتقال حرارت $7500 Btu/ft^2-hr°F$ باشد مطلوب است محاسبه درجه حرارت کلی آب درنقطه مقابل نقطه میانی داغ‌ترین میله سوخت

حل: بر طبق مثال ۸-۵ در نقطه مورد سئوال $q''=3.66\times10^6 Btu/ft^2hr$ و $T_c=650°F$ است. از معادله (۸-۶۰) داریم :

$$T_b=650-3.66\times10^6/7500$$
$$=601°F$$

به‌دلایلی که در زیر بحث خواهد شداین حداکثر درجه حرارت خنک‌کننده نیست، باوجود اینکه q''' بزرگترین مقدار را دراین نقطه دارد.

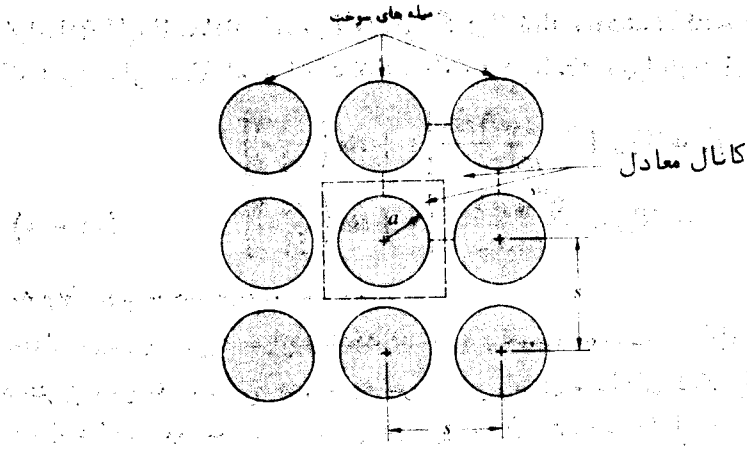
درجه حرارت در استای مجرای خنک‌کننده

خنک‌کننده درضمن حرکت درسرتاسر سوخت‌گرما جذب کرده ودر نتیجه درجه حرارت آن به‌طور پیوسته افزایش می‌یابد. به‌هرحال میزان افزایش درجه حرارت مقدار ثابتی نیست، زیرا حرارتی که ازسوخت آزاد می‌شود غیریکنواخت‌می‌باشد یعنی از رابطه زیر پیروی می‌کند.

$$q'''=q'''_{max}\cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \qquad (۸-۷۱)$$

این معادله درمورد میله مرکزی ($r=0$) به کار می‌رود، برای میله‌های دیگر باید q''' رادر $J_0(2.405r/R)$ ضرب کرد. حال‌روش ساده‌ای که تغییرات درجه حرارت خنک‌کننده‌وسوخت را برحسب z ، وقتی که تولید حرارت درسوخت برطبق معادله (۸-۷۱) باشد مورد بحث قرار می‌دهیم.

قبل ازآغاز بحث، لازم به‌یادآوری است، که بجز میله‌های سوختی که در لبه راکتور قرار دارند، برای هرمیله سوخت یک مجرای خنک‌کننده مربوط به‌آن وجود دارد، این مجرا ممکن است‌حجم بین میله‌های سوخت‌مجاورهم باشد، که قسمتی ازهرمیله سوخت‌سهمی درتولید گرمای مجرا دارد، یا حجم خنک‌کننده یک واحد شبکه میباشد. که اطراف میله سوخت را دربر گرفته است. به‌طوری که درشکل (۸-۷) نشان داده شده برای یک آرایش مربعی ازمیله‌ها، حجم خنک‌کننده مربوط به‌سطح یک میله دردو حالت یکی است.



شکل ۸-۷ مجاری خنک کننده دریک شبکه مربعی سوخت

حال یک تیغه از خنک کننده به‌ضخامت dz در سرتاسر مجرای خنک کننده درنظر می‌گیریم. حجم این تیغه برابر $A_c dz$ است که A_c سطح مقطع مجرا وجرم آن $A_c dz\rho$ می‌باشد که ρ جرم ویژه خنک کننده است. همراه باجریان‌خنک کننده به‌طرف بالا مجرای خنک کننده ازسوخت‌گرما جذب می کندو درجه حرارت تیغه به‌اندازه dT_b* بالا می‌رود. مقدار حرارت لازم برای بالابردن درجه حرارت dT_b برابر است با:

$$\rho A_c dz c_p dT_b$$

که c_p گرمای ویژه واحد جرم است. شدت افزایش‌گرما از سوخت به‌خنک کننده‌از تقسیم این مقدار برمدت زمانی، dt، که خنک کننده فاصله dz را طی می کند بدست می‌آید: 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 می‌باشد. دراین صورت $\rho A_c v$ برابر شدت جریان خنک کننده از داخل مجرا، w، می‌باشد وبنابراین

$$dq=wc_p dT_b \qquad (۷۲-۸)$$

به‌طوری که قبلا اشاره شد، بیشترگامائی که در سوخت تولید می‌شودمستقیماً وارد خنک کننده شده ودر راستای میله سوخت جریان پیدا نمی کند. بنابراین،گرما dq درمعادله (۷۲-۸) در حجم سوخت $A_f dz$ تولید می‌شود و A_f سطح مقطع قسمت سوخت میله سوخت است،لذا

$$wc_p dT_b=q''' A_f dz$$

---

* دراین بحث فرض می کنیم که آب به‌جوش نمی‌آید. اگر آب بجوشد حرارت جذب شده صرف تبدیل کردن خنک کننده به‌بخار در درجه حرارت ثابت می‌شود .

باقراردادن q''' از معادله (۸-۷۱) وانتگرال‌گیری‌از نقطه ورودخنک‌کننده در $z = -H/2$ که درجه حرارت T_{bo} است تا یک نقطه دلخواه z در راستای مجرا رابطه زیر به‌دست می‌آید:

$$T_b = T_{bo} + \frac{q'''_{max} A_f H}{\pi w c_p}\left[1 + \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right)\right]$$
$$= T_{bo} + \frac{q'''_{max} V_f}{\pi w c_p}\left[1 + \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right)\right] \qquad (۸-۷۲)$$

که V_f حجم سوخت میله سوخت است.

معادله (۸-۷۳) درجه حرارت خنک‌کننده را برحسب موقعیت درطول محور مرکزی یا داغترین مجرا به‌دست می‌دهد. درجه حرارت در راستای مجراهای دیگر را می‌توان ازضرب کردن عبارت دوم معادله (۸-۷۳) در ضریب $J_0(2.405r/R)$ به‌دست آورد. برطبق معادله (۸-۷۳) درجه حرارت خنک‌کننده درطول مجرا افزایش یافته وبه‌مقدار حداکثر زیر در خروجی مجرا می‌رسد.

$$T_{b,max} = T_{bo} + \frac{2q'''_{max} V_f}{\pi w c_p} \qquad (۸-۷۴)$$

این تغییرات T_b درشکل ۸-۸ نشان دادمشده است. درجه حرارت مایع درموقع خروج ازمجراها بغیر از مجرای مرکزی، نیز بالاترین درجه را داغ‌ترین مجرا دارد، لکن الزاماً کمتر از درجه حرارت خنک‌کننده درخروجی داغ‌ترین مجرا می‌باشد. این که درجه حرارت سطح غلاف T_c را می‌توان برحسب مکان درطول مجرا دانستن این که حرارت منتقل شده از طول dz میله سوخت به‌خنک‌کننده برابر

$$hC_c dz(T_c - T_b)$$

است، که C_c محیط غلاف میله سوخت است وبرابر مقدار حرارت تولید شده درطول dz میله سوخت می‌باشد یعنی :

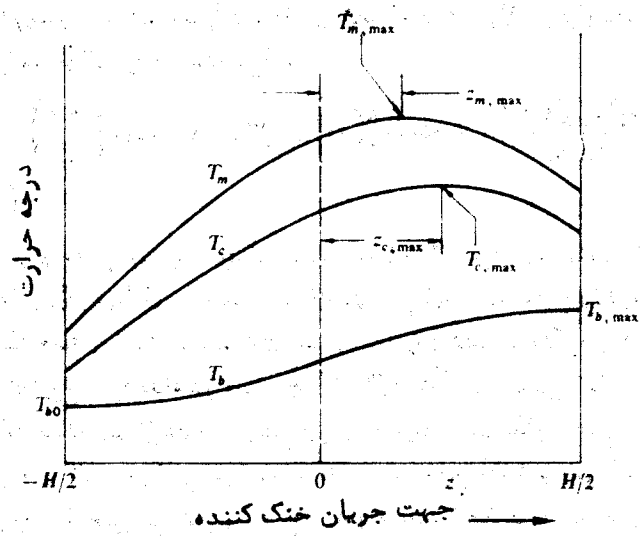
$$q'''_{max} A_f dz \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$$

لذا نتیجه می‌شود که :

$$hC_c(T_c - T_b) = q'''_{max} A_f \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$$

باقراردادن T_b ازمعادله (۸-۷۳) در رابطه بالا وحل‌آن برای به‌دست آوردن T_c خواهیم داشت

$$T_c = T_{bo} + \frac{q'''_{max} V_f}{\pi w c_p}\left[1 + \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right)\right] + \frac{q'''_{max} A_f}{hC_c}\cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$$



شکل (۸-۸) درجه حرارت سوخت در راستای محوری ، T_m، درجه حرارت سطح غلاف، T_c ، ودرجه حرارت کلی خنک کننده ، T_b، برحسب فاصله در طول مجرا خنک کننده

این رابطه را می‌توان به‌صورت زیرنوشت

$$T_e = T_{bo} + \frac{q'''_{max} V_f}{\pi W c_p}\left[1 + \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right)\right] + q'''_{max} V_f R_h \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \qquad (۸-۷۵)$$

که R_h مقاومت درمقابل انتقال حرارت به‌طریق کنوکسیون است (معادله ۸-۶۴).

درجه حرارت ،T_m، در راستای محور سوخت را نیز می‌توان به‌وسیله معادله (۸-۷۳) حساب کرد. مانندگذشته، فرض می‌شود که تمام حرارت تولید شده درتیغه سوخت به‌ضخامت dz مستقیماً وارد خنک کننده می‌شود. این‌میزان جریان‌گرما برابر است‌با اختلاف درجه حرارت $(T_m - T_b)$ تقسیم برمقاومت حرارتی کل قسمتی از سوخت وخنک کننده به‌ضخامت dz در این‌مورد، مقاومت این قسمت ازسوخت به‌آسانی ازضرب مقاومت محاسبه شده تمام طول‌سوخت در نسبت dz/H به‌دست می‌آید. بامساوی قراردادن تولید حرارت‌وفلوی حرارت رابطه زیربه دست می‌آید.

$$\frac{T_m - T_b}{RH} = q'''_{max} A_f \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$$

که R برای میله سوخت صفحه‌ای از معادله (۸-۶۵) وبرای میله سوخت استوانه‌ای‌ازمعادلات

(۶۷-۸) یا (۶۸-۸) به‌دست می‌آید. از حل معادله برای T_m و قرار دادن T_b از معادله (۷۳-۸) رابطه نهائی زیربه‌دست می‌آید

$$T_m = T_{bo} + \frac{q'''_{max} V_f}{\pi w c_p}\left[1 + \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right)\right] + q'''_{max} V_f R \cos\left(\frac{\pi z'}{H}\right) \qquad (۷۶-۸)$$

دومعادله (۷۵-۸) و(۷۶-۸) درشکل ۸-۸ رسم شده‌اند. درشکل دیده می‌شود که هردودرجه حرارت T_m و T_c درطول میله سوخت افزایش می‌یابد وحداکثر آنها درقسمت فوقانی میله، بالاتر از نقطه وسط (کمر) میله سوخت است. این امردو دلیل دارد که چرا درجه حداکثر مثلا سوخت درآنجا رخ می‌دهدنه در وسط مجراکه q''' بزرگترین مقدار رادارد. اول این که‌درجه حرارت خنک کننده پس از عبور از وسط مجرا روبه‌افزایش می‌گذارد. دوم این که فلوی‌حرارتی q'' فقط از روی q''' معین می‌شودوباعلم به‌این که توزیع آن کسینوسی است درحوالی $z = 0$ به‌آهستگی روبه کاهش می‌گذارد. اما q'' به‌نوبه خود اختلاف درجه حرارت $(T_m - T_b)$ رامشخص می‌کند. بنابراین باافزایش T_b درجه‌حرارت T_m نیز بایستی‌افزایش‌یابدتا اینکه مقدار واقعی q'' رابه‌دست دهد. باپیشروی در طول مجرا q'' سریعتر کاهش می‌یابدو بالاخره T_m کم می‌شود. ترکیب این دواثر بالارفتن T_b وکاهش q''' است که‌منجر به‌وقوع وتعیین محل ومقدار درجه حداکثر سوخت (وغلاف) می‌شود.

برای پیداکردن محل‌های درجه حرارت‌های حداکثر مشتق‌های T_c یا T_m برابر با صفرقرار داده می‌شود. وقتی این کاربا معادله (۷۵-۸) انجام شد نتیجه به‌آسانی به‌دست می‌آید که برابر است با

$$z_{c,max} = \frac{H}{\pi}\cot^{-1}(\pi w c_p R_h) \qquad (۷۷-۸)$$

به‌طورمشابه ازمعادله (۷۶-۸) نتیجه می‌شود که

$$z_{m,max} = \frac{H}{\pi}\cot^{-1}(\pi w c_p R) \qquad (۷۸-۸)$$

مقادیر واقعی T_c و T_m را می‌توان با قرار دادن معادلات (۷۷-۸) و (۷۸-۸) در معادلات (۷۵-۸) و (۷۶-۸) پیداکرد. بابه کار بردن روابط مثلثاتی معادلات به‌صورت زیر درمی‌آیند.

$$T_{c,max} = T_{bo} + q'''_{max} V_f R_h \left[\frac{1 + \sqrt{1+\alpha^2}}{\alpha}\right] \qquad (۷۹-۸)$$

که

$$\alpha = \pi w c_p R_h \qquad (۸۰-۸)$$

و

$$T_{m,max} = T_{b0} + q'''_{max} V_f R \left[\frac{1+\sqrt{1+\beta^2}}{\beta}\right] \qquad (۸-۸۱)$$

که

$$\beta = \pi w c_p R \qquad (۸-۸۲)$$

باید تاکید کرد که محاسبات انجام شده بالا در مورد T_b ، T_c و T_m توابع z خیلی تقریبی بوده وفقط تغییرات کمی این درجه حرارتها را نشان می‌دهد. به‌علاوه ، این نتایج در مورد خنک کننده‌های فلز مایع که درآنها هدایت‌گرمائی در راستای z آن وجود دارد قابل‌استفاده نیست. مشتق‌ها نیز برای خنک کننده‌هائی که همه جانبه به‌جوش می‌آیند، وبه‌زودی بحث خواهندشد، به‌کار نمی‌روند، اگر چه این روابط درمورد خنک کننده‌هائی که به‌طور موضعی می‌جوشند به‌کار می‌رود .

مثال ۸-۷ آب تحت فشار با درجه ۵۴۳°F وارد قلپ راکتور مشروح در مثال‌های ۸-۳ و ۸-۵ می‌شود و با شدت ۳۱۴۸lb/hr ازهرمجرا در راستای میله سوخت عبور می کند. (الف) درجه حرارت آب خروجی از داغ‌ترین مجرا چقدر است؟ (ب) درجه حرارت حداکثر سوخت وغلاف دراین مجرا چقدر است؟

حل: (الف) حجم سوخت میله سوخت برابر است با:

$$V_f = \pi\left(\frac{0.21}{12}\right)^2 \times 12 = 1.15 \times 10^{-2} ft^2$$

از مثال (۸-۳) داریم $q'''_{max} = 4.66 \times 10^7 Btu/ft^3 - hr$ و با استفاده از جدول ۳ پیوست ٤ مقدار تقریبی c_p برابر $1.3 Btu/lb - °F$ است . سپس با استفاده از معادله (۸-٤۷) داریم

$$T_{b,max} = 543 + \frac{2 \times 4.66 \times 10^7 \times 1.15 \times 10^{-2}}{\pi \times 3148 \times 1.3}$$

$$= 543 + 83 = 626°F$$

(ب) از معادله (۸-٦٤) ومثال (۸-٦) مقدار مقاومت کل کنوکسیون برابر است با

$$R_h = \frac{1}{7000} \times 2\pi(0.00175 + 0.002) \times 12 = 9.07 \times 10^{-5}\ F - hr/Btu$$

محل حداکثر درجه حرارت غلاف از معادله (۸-۷۷) به‌دست می‌آید.

$$z_{c,max} = \frac{12}{\pi}\cot^{-1}(\pi \times 3148 \times 1.3 \times 9.07 \times 10^{-5})$$

$$z_{c\,,\,max}=\frac{۱۲}{\pi}\cot^{-۱}(۱٫۱۷)=۲٫۷۱\,ft$$

لذا مقدار حداکثر T_c در ۲٫۷۱ فوت بالاتر از وسط مجرا رخ می‌دهد. مقدار α در معادله (۸-۸۰) برابر ۱٫۱۷ است واز معادله (۸-۷۹) حداکثر درجه حرارت‌غلاف به‌دست می‌آید.

$$T_{c\,,\,max}=۵۴۳+۴٫۶۶\times۱۰^{۷}\times۱٫۱۵\times۱۰^{-۲}\times۹٫۰۷\times۱۰^{-۵}\times$$

$$\times\frac{۱+\sqrt{۱+(۱٫۱۷)^{۲}}}{۱٫۱۷}=۶۴۹^{\circ}F$$

برای سوخت ازمثال (۸-۵) داریم

$$R_f+R_c=۹٫۱۷\times۱۰^{-۳}$$

لذا مقاومت کل R برابر است با:

$$R=۶٫۱۷\times۱۰^{-۳}+۹٫۰۷\times۱۰^{-۵}=۶٫۲۶\times۱۰^{-۳}\ ^{\circ}F-hr/Btu$$

سپس با استفاده از معادلات (۸-۷۸) و (۸-۸۱) و (۸-۸۳)

$$\beta=۸۰٫۵\ ,\ z_{m\,,\,max}=۰٫۰۴۷ft$$

به دست می‌آید. درجه حداکثر سوخت درست کمی بالاتر از وسط سوخت قرار می‌گیرد. و $T_{m\,,\,max}=۳۹۴۰^{\circ}F$ است.

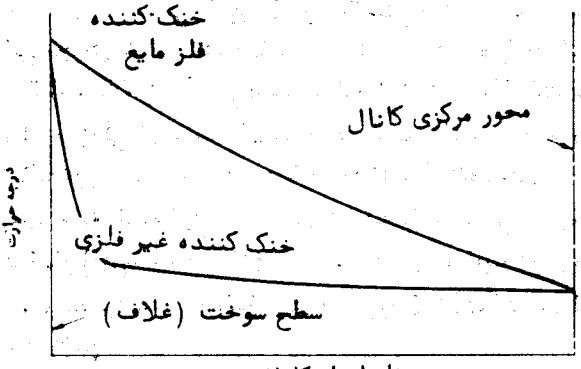
ضریب انتقال حرارت ـ خنک‌کننده‌های غیرفلزی

میزان انتقال حرارت به‌مایع در حال حرکت و در نتیجه مقدار ضریب انتقال حرارت بستگی به‌جزئیات جنش‌های داخلی مایع درضمن‌جریان درمجرای خنک‌کننده دارد. اگرتمام قسمت‌های مایع موازی با دیواره‌های مجرا حرکت‌کند، درآن صورت حرارت به‌طور شعاعی و بیشتر در اثر هدایت به‌مایع منتقل می‌شود. دراین حالت جریان را آرام[۱] می‌نامند به‌عبارت‌دیگر اگر مولفه‌های شعاعی سرعت در داخل مایع تغییرات زیادی داشته باشد حرارت به وسیله لایه‌ای از مایع مجاور دیوار دریافت شده ومستقیماً به‌لایه‌های داخلی مایع داده می‌شود. این را جریان متلاطم[۲] می‌نامند. واضح است اگر تمام شرایط یکسان باشد حرارت به‌مایع متلاطم آسان‌تر منتقل می‌شود تابه‌جریان آرام به‌عنوان یک قاعده می‌توان‌گفت‌در راکتورهائی که‌خنک کننده با نیروی پمپ در دستگاه جریان پیدا می‌کند (متضاد راکتورهایی است که درآنها از جابه‌جایی طبیعی محیط داغ استفاده می‌شود) ، خنک‌کننده تحت شرایط متلاطم جریان پیدا می‌کند.

یکی از نتایج‌جنبش داخلی خنک‌کننده‌های دارای‌جریان متلاطم این است که توزیع

۱- Laminar ۲- Turbulent

درجه حرارت دربیشتر مجرای خنک کننده کم‌وبیش یکنواخت است. لذا به‌طوری که درشکل ۸-۹ نشان داده شده است، درجه‌حرارت درنزدیکی سوخت نسبت به‌فاصله به‌شدت سقوط می‌کند وبه‌سرعت به‌درجه حرارت کلی نزدیک می‌گردد. این درنقطه مقابل حالت‌هدایت است که‌تغییر درجه حرارت نسبت به‌مکان یکنواخت‌تر است. حتی تحت‌شرایط جریان متلاطم همیشه مقداری حرارت در نتیجه هدایت به‌داخل خنک‌کننده انتقال می‌یابد؛ اما برای خنک‌کننده‌های غیر فلزی سهم این بسیار ناچیز است. مثلا برای آب معمولی انتقال حرارت ازطریق هدایت در جریان متلاطم کمتر از یک‌درصد است.



شکل (۸-۹) توزیع درجه حرارت دریک خنک‌کننده غیرفلزی و درخنک‌کننده فلز مایع درجریان متلاطم

جریان یک مایع را می‌توان برحسب یک پایای بدون‌بعد معروف به‌عدد ری‌نولدز[1] بیان داشت. تعریف عدد ری‌نولدز به‌صورت زیراست:

$$R_e = \frac{D_e v \rho}{\mu} \qquad (۸۳-۸)$$

D_e قطر معادل مجرای خنک‌کننده است که درزیر بحث می‌شود، v سرعت متوسط مایع، ρ جرم ویژه و μ ویسکوزیته مایع می‌باشد. مقدار D_e باید از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$D_e = 4 \times \frac{\text{سطح مقطع مجرای خنک‌کننده}}{\text{محیط دیواره تر مجرای خنک‌کننده}} \qquad (۸۴-۸)$$

عبارت دیوارهٔ تر دراین رابطه مربوط به‌آن قسمت از دیوارهٔ مجرا می‌شود که جزء ساختمانی مجرا است وبنابراین ایجادنیروی مقاومی درمقابل عبور خنک‌کننده می‌کند. برای یک لوله توخالی حامل خنک‌کننده، پیرامون دیوارهٔ تر، محیط مقطع عمود برمحور لوله است. لذا درمورد یک لوله دایره‌ای به شعاع داخلی a ، صورت معادله (۸-۸۴) برابر πa^2 ومخرج آن $2\pi a$ است،

۱- Reynolds number

به‌طوری که قطر واقعی لوله برابر $D_e = 2a$ است. درمورد یک دسته میله‌های سوخت که در یک آرایش مربعی قرار دارند و شعاع هرمیله a و گام آنها S ، مطابق شکل ۸-۷ است سطح مقطع یک مجرای تک خنک کننده برابر $(S^2 - \pi a^2)$ است، و پیرامون دیوارهٔ تر برابر $2\pi a$ واز معادله (۸-۸٤) داریم .

$$D_e = 2 \times \frac{S^2 - \pi a^2}{\pi a} \qquad (۸۵-۸)$$

به‌طور تجربی معلوم گشته است که جریان اغلب مایعات تاحدودعدد ری‌نولدز ۲۰۰۰ آرام است. بین عدد ۲۰۰۰ تا ۱۰۰۰۰ قسمتی از جریان آرام وقسمتی متلاطم است، کسر هر کدام بستگی به‌جزئیات ساختمانی مجرای خنک کننده، باهمواری دیواره‌های مجرا وعوامل دیگر دارد. در بالاتر از ۱۰۰۰۰ تمام جریان متلاطم می باشد. به‌طور خلاصه می‌توان گفت بزرگی عددری‌نولدز به‌معنی بزرگی تلاطم ، بزرگی ضریب انتقال حرارت، و شدت زیاد جریان حرارت به‌داخل خنک کننده دریک اختلاف درجه حرارت معین بین غلاف وخنک کننده است.

مثال ۸-۸ میله های مشروح مثال ۸-٥ دریک آرایش مربعی باگام ۰٫٦ اینچ قراردارند میله‌ها با آب تحت فشار ($P = 2000 psi$) که باسرعت ۱٫٦ فوت درثانیه جریان داردخنک می‌شود. مطلوب است محاسبه عدد رینولدز برای این جریان خنک کننده به‌فرض این که درجه حرارت آب $600°F$ باشد:

حل. شعاع میله‌های سوخت ۰٫۲۳٤ = ۰٫۰۲٤ + ۰٫۲۱ اینچ است. از معادله (۸-۸٥) قطر معادل به‌دست می‌آید.

$$D_e = 2 \times \frac{(0.6)^2 - \pi(0.234)^2}{\pi \times 0.234} = 0.512'' = 0.0427 ft$$

سرعت جریان برابر ۵٦۲۰۰ = ۳٦۰۰ × ٦٫٤ فوت در ساعت است. با استفاده از جدول ۳ پیوست ٤ در درجه حرارت $600°F$ و فشار $2000 psi$ مقدار $\rho = 42.9 lb/ft^3$ و $\mu = 0.212 lb/hr-ft$ است. با قرار دادن این مقادیر در معادله (۸-۸۳) عدد رینولدز به‌دست می‌آید:

$$R_e = \frac{0.0427 + 56200 \times 42.9}{0.212} = 486000$$

واضح است که آب در شرایط متلاطم جریان دارد .

مقدار عددی h بستگی به‌خواص فیزیکی مایع ، شدت جریان ، وقطریا قطر موثر مجرای خنک کننده دارد. این پایاها ازجمله h را می‌توان به‌هم پیوسته به‌صورت سه کمیت بدون بعدبه‌نام عدد نوزلت[1] Nu به‌طریق زیر تعریف کرد :

$$Nu = \frac{hD_e}{k} \qquad (۸۶-۸)$$

1- Nusselt

وعدد پرانتل[۱] Pr بصورت زیر تعریف می‌شود

$$P_r = \frac{c_p \mu}{k} \qquad (۸۷-۸)$$

دراین روابط D_e قطر موثر مجرا، k و μ قابلیت هدایت‌و ویسکوزیته مایع و c_p گرمای ویژه مایع است. البته تمام این پایاها بایستی دارای واحدهای‌هماهنگ باشند.

به‌طور تجربی ونظری می‌توان نشان داد که داده‌های انتقال حرارت به‌طریق جابه‌جایی را می‌توان برحسب سه پایای Re ، Nu و Pr به‌هم مربوط ساخت ، به‌ویژه در مورد آب معمولی، آب سنگین، مایعات آلی‌و اغلب‌گازها که در تحت‌شرایط متلاطم درداخل مجراهای مستقیم طولانی عبور می‌کنند. این داده‌ها را می‌توان به‌صورت معادله زیربیان داشت:

$$Nu = CRe^m P_r^n \qquad (۸۸-۸)$$

که C ، m و n اعداد ثابتی هستند. مقدار h را می‌توان با استفاده از تعریف نوزلت از معادله (۸-۸۸) به‌دست آورد، لذا

$$h = C\left(\frac{k}{D_e}\right) Re^m P_r^n \qquad (۸۹-۸)$$

در استفاده از ارتباط داده‌های از نوع بیان شده به‌وسیله معادلات (۸-۸۸) و (۸-۸۹) - یاهر ارتباط دیگر دراین مورد باید دقت‌کرد که درجه حرارت مرجع که درآن خواص مایع درآن ارزیابی می‌شود تعیین کرد. اغلب، این درجه درجه حرارت‌کلی 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،وگازهایی که از داخل لوله‌های بلند، مستقیم‌وداپره‌ای‌عبور می‌کنند، مقادیر زیر برای پایاهایی که در معادلات (۸-۸۸) و(۸-۸۹) وجود دارند توصیه شده است: $C = ۰٫۰۲۳$ و $m = ۰٫۸$ ، $n = ۰٫۴$. با قرار دادن این مقادیر در معادله (۸-۸۸) معادله معروف به‌دیتوس- بولتر[۲] به‌دست می‌آید. این اعداد ثابت اغلب برای محاسبه h در مجراهای خنک‌کننده غیر دایره‌ای ، با درنظرگرفتن مقدار مناسب D_e، به‌کار می‌رود. درهرصورت، اگر مجراها خیلی از حالت دایره‌ای دور باشند اشتباه قابل ملاحظه‌ای درتعیین مقدار h به‌وجود می‌آید.

درحالت‌مهم آب معمولی که آب‌از داخل شبکه میله‌ها ی‌سوازی بامحور میله‌ها 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.

داردمقادیر ثابت‌توصیه‌شده‌عبارتنداز $m=۰ر۸$ و $n=۱/۳$ و C* از رابطه‌زیر به‌دست‌می‌آید:

$$C=۰ر۰۳۳۳\left(\frac{V_w}{V_w+V_F}\right)+۰ر۰۲۱۷ \qquad (۸-۹۰)$$

که V_w و V_F به‌ترتیب حجم آب وسوخت در شبکه است- یعنی عبارت داخل پرانتز معادله (۸-۹۰) کسر حجمی است که به‌وسیله آب اشغال شده‌است.معادله (۸-۹۰) درمورد شبکه‌های مربعی وشش‌وجهی به کار می‌رود .

مثال۸-۹ 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 که‌گام شبکه ۰ر۶ اینچ وشعاع میله سوخت ۰ر۲۳۴ اینچ می‌باشد. بنابراین‌حجم آب درواحد شبکه‌متناسب باسطح $(۰ر۶)^۲-\pi(۰ر۲۳۴)^۲=۰ر۱۸۸$ اینچ مربع است.حجم آب به‌اضافه حجم سوخت متناسب با $(۰ر۶)^۲=۰ر۳۶$ اینچ مربع است. کسر درمعادله (۸-۹۰) برابر است با :

$$\frac{V_w}{V_w+V_F}=\frac{۰ر۱۸۸}{۰ر۳۶}=۰ر۵۲۲$$

و C برابر است با:

$$C=۰ر۰۳۳۳\times ۰ر۵۲۲+۰ر۰۱۲۷=۰ر۰۳۰۱$$

برطبق جدول ۳ پیوست ۴ $c_p=۱ر۴۰\,Btu/lb-°F$ ، $\mu=۰ر۲۱۲\,lb/hr-ft$ و $k=۰ر۲۹۶\,Btu/hr-ft°F$ با قرار دادن این مقادیر درمعادله (۸-۸۷) داریم

$$P_r=\frac{۱ر۴۰\times ۰ر۲۱۲}{۰ر۲۹۶}=۱ر۰۳۹$$

از مثال ۸-۸ مقدار $D_e=۰ر۰۴۲۷$ فوت و $R_e=۴۸۶۰۰۰$ است. از معادله (۸-۸۹) مقدار h به‌دست می‌آید.

$$h=۰ر۰۳۰۱\left(\frac{۰ر۲۹۶}{۰ر۰۴۲۷}\right)(۴۸۶۰۰۰)^{۰ر۸}(۱ر۰۳۹)^{۱/۳}$$

$$=۷۴۸۶\,Btu/hr-ft^۲°F$$

ضریب‌انتقال حرارت- فلزات مایع

انتقال حرارت به‌خنک‌کننده‌های فلز مایع دقیقاً باانتقال حرارت به‌مایعات معمولی متفاوت است. این‌امر بیشتر به‌علت آن است که ضرائب هدایت حرارتی فلزات مایع خیلی‌بیشتر ازاین‌ضرائب درخنک‌کننده‌های‌از نوع دیگر است. مثلادر $۴۰۰°F$ ضریب هدایت‌حرارتی‌سدیم

---

* Tong L. S. and J. Weisman Thermal Analysis of Pressurized Water Reactors, Hinasdale, Ill. American Nuclear Society, 1970, P. 195

مایع برابر $0.381\ Btu/hr-ft-°F$، $4.6\ Btu/hr-ft-°F$، درحالی که برای آب فقط $0.115\ Btu/hr-ft^2-°F$ وبرای هلیوم دریک آتمسفر برابر $0.110\ Btu/hr-ft^2-°F$ می‌باشد. لذا دراین 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 درتحت شرایط متلاطم جریان دارند، این خنک‌کننده‌ها بیشتر حرارت را از طریق هدایت جذب می‌کنند. این درنقطه مقابل خنک‌کننده‌های غیرفلزی است، که انتقال حرارت بیشتر در نتیجه جنبش‌های داخلی مایع انجام می‌گیرد.

از آنجا که حرارت در درجه اول توسط هدایت به‌فلز مایع جریان پیدا می‌کند، توزیع درجه حرارت‌در داخل مجرای خنک‌کننده حاوی فلز مایع شبیه توزیع درجه حرارت دریک جسم هادی‌جامد است که محور ومحیط آن در درجه حرارتهای متفاوت است. لذا به‌طوری که در شکل (۸-۹) نشان داده شده است، تغییرات‌درجه حرارت درداخل مجرای‌خنک‌کننده فلز مایع آهسته‌تر از این تغییرات در خنک‌کننده غیرفلزی است. درهر دو حالت ، درجه حرارت کلی خنک‌کننده از معادله (۸-۶۱) به‌دست میآید.

ضریب انتقال حرارت برای فلزات مایع بطورگسترده‌ای در سال‌های اخیر مطالعه شده است‌و روابط بین آنها به‌دست آمده است که بیشتر حالات عملی را دربر می‌گیرد در موردفلز مایع که در تحت شرایط متلاطم از بین میله‌های شبکه شش‌وجهی ، موازی میله‌ها جریان‌پیدا می‌کند، دویر[1] (به‌منابع آخرفصل مراجعه شود) رابطه زیر را پیشنهاد کرده است.

$$Nu = 6.66 + 3.126(s/d) + 1.184(s/d)^2 + 0.0155(\bar{\psi}Pe)^{0.86} \qquad (۸-۹۱)$$

که s/d نسبت گام شبکه به‌قطر میله ، $\bar{\psi}$ تابعی است که دویر به‌صورت منحنی پیشنهاد کرده است که توسط هویارد رابطه زیر برای منحنی آن به‌دست آمده است.

$$\bar{\psi} = 1 - \frac{0.942(s/d)^{1.4}}{Pr(R_e/10^3)^{1.281}} \qquad (۸-۹۲)$$

و P_e را عددپکلت[2] نامند که از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$P_e = R_e \times P_r = \frac{D_e v \rho c_p}{k} \qquad (۸-۹۳)$$

این معادله فقط برای شبکه‌های با $s/d > 1.26$ به‌کار می‌رود. مقادیر عدد نوزلت برای شبکه‌های‌شش‌وجهی به‌هم نزدیک به‌صورت جداول‌درمنابع دویر، بری[3] وهاواك[4] داده شده‌اند (مراجعه به‌منابع 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 دراین روابط با $1.075(s/d)_s$ که $(s/d)_s$ مقدار (s/d) برای آزمایش مربعی است، به کار برد. برای شبکه‌های مربعی کاملا به هم چسبیده از رابطه زیر می‌توان استفاده کرد.

$$Nu = 0.348 + 0.0123(Pe)^{0.70} \qquad (۸-۹۴)$$

۸-۵ انتقال حرارت درحال جوش

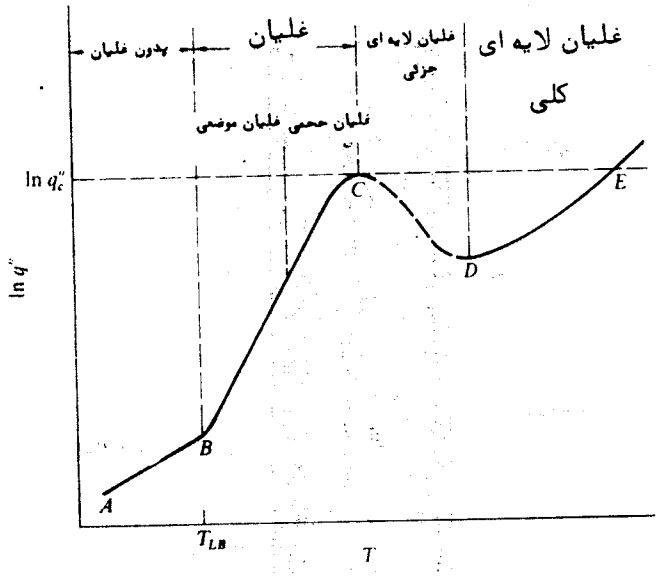
تااینجا فرض براین بوده که خنک کننده مایع درضمن حرکت درمسیر مجرای خنک کننده وجذب حرارت از سوخت تغییر ماهیت (فاز) نمی‌دهد. به‌عبارت دیگر، فرض شد که خنک کننده به‌جوش نمی‌آید. به هرحال، به‌جوش آمدن خنک کننده امتیازات واضحی را دربر خواهد داشت. یک دلیل این که وقتی خنک کننده به‌جوش آید فشار آن خیلی کمتر از حالتی است که از جوشیدن خنک کننده ممانعت‌شود. به‌علاوه، برای فلوی حرارتی وشدت جریان حرارتی معین درجه حرارت غلاف وسوخت برای راکتورهای جوشان کمتر از راکتورهای غیرجوشان است. به‌این دلائل، در راکتورهای تحت‌فشار به‌طور محدود به‌جوش آمدن خنک کننده مجاز است، حتی اگر بخار خود مستقیماً دراین راکتورها تولید نشود. از طرف دیگر، در راکتورهای آب جوشان نه تنها شدت انتقال حرارت بالاتر است بلکه، همان‌طور که در فصل ٤ اشاره شد، باتولید بخار در این راکتورها مدار خنک کننده ثانوی راکتور آب تحت فشار تماماً حذف می‌شود.

خنک کننده‌های جوشان بجز آب معمولی در تعداد زیادی از طرحهای راکتورها در نظرگرفته شده است، اما هیچ کدام به‌مرحله عمل نرسیده‌اند. بنابراین بحث زیر بیشتر شامل راکتورهای آبی می‌شود. به هرحال، اصولی که باید درنظرگرفته شود همچنین در انواع دیگر راکتورهای خنک کننده مایعی به کار می‌رود.

شیوهٔ غلیان[1]

برای درک پدیده انتقال حرارت جوشان، یک آزمایش درنظر می‌گیریم که درآن فلوی حرارتی ($Btu/hr-ft^2$) از میله‌های سوخت داغ به‌یک خنک کننده مایع برحسب درجه حرارت سطح میله‌ها دریک دستگاه با فشار وشدت فلوی معین اندازه‌گیری می‌شود. نتایج چنین آزمایشی در شکل (۸-۱۰) نشان داده شده است. به‌طوری که در شکل نشان داده شده فلوی حرارتی با افزایش درجه حرارت میله در مقادیر پائین به آهستگی افزایش می‌یابد. در این گام درجه‌حرارت بین نقاط A و B درشکل (۸-۱۰)، حرارت به‌خنک کننده دراثر جابه‌جایی معمولی بدون هیچ گونه تغییر ماهیتی انتقال می‌یابد و ضریب انتقال‌حرارت بااستفاده از روابط قسمت قبل تعیین می‌شوند.

۱- Boiling Regime

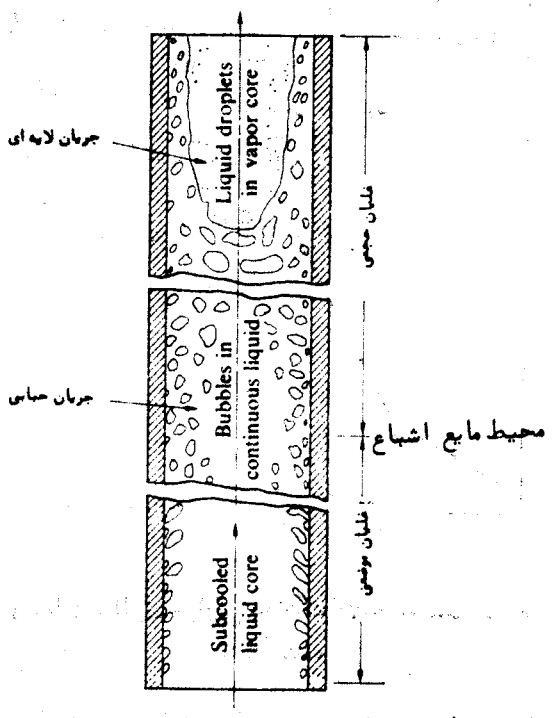


شکل ۸-۱۰ لگاریتم فلوی حرارتی به‌خنک‌کننده برحسب درجه حرارت مجرای خنک‌کننده

باافزایش بیشتر درجه حرارت سطح میله سوخت، بالاخره به‌نقطه‌ای می‌رسیم که حبابهای بخار در نقاط مختلف (ناصافی‌ها) سطح میله سوخت شروع به‌تشکیل می‌کند. این امر درنقطهٔ B، شکل (۸-۱۰) رخ می‌دهد. واین نحوه به‌جوش‌آمدن‌را غلیان نقطه‌ای[1] می‌نامند. حبابهای بخار تشکیل شده درسطح میله‌های سوخت‌دراثر جریان متلاطم مایع کنده شده همراه خنک‌کننده برده می‌شود. درهرحال، تازمانی که درجه حرارت کلی‌خنک‌کننده کمتر از درجه حرارت اشباع است، بخار آب داخل حبابها فوراً تبدیل به مایع شده وحبابهابین می‌روند. در تحت این شرایط تولید خالص بخاروجودندارد وعمل جوش‌را «غلیان نقطه‌ای‌سرد[2]» یا غلیان موضعی[3]» نامند. وقتی که درجه حرارت خنک‌کننده به درجه حرارت اشباع می‌رسد حبابها در جریان خنک‌کننده باقی می‌مانند، دراین‌صورت یک تولید خالص‌بخار وجود خواهد داشت وحال دستگاه در حالت «غلیان جنینی اشباع» یا «غلیان توده‌ای[4]» است.

شروع به‌غلیان موضعی‌وتبدیل‌آن به‌غلیان‌توده‌ای‌دردو قسمت پائین‌تر شکل (۸-۱۱) برای‌جریان 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 درمجرای داغ عمودی (ازکتاب

L. S. Tong, Boiling Heat Transfer and Two – Phase Flow, New York Wiley 1967

به طوری که درشکل نشان داده شده است در غلیان موضعی حبابها فقط در نزدیکی سطح لوله وجود دارند و بیشتر لوله پرازمایع است. درناحیه جوش توده‌ای حبابها درسرتاسر مایع پخش شده وگفته می‌شود جریان کف‌آلود[1] است. درتحت شرایط معین، یعنی ،درسرعتهای زیاد جریان وتجمع زیاد حبابها (کسرهای زیاد خلا) حبابها باهم ترکیب شده در راستای‌وسط مجرا ایجاد خلا می کنند. این جریان را جریان حلقوی[2] نامند.

درهرحال ، باشروع جوش نقطه‌ای، حرارت به‌آسانی داخل مایع شده ودر هردرجه حرارت‌دراین ناحیه بین B و C شکل(۸-۱۰) انتقال حرارت موثرتر ازجابه‌جایی معمولی‌است. دراین مورد دودلیل وجود دارد: اول این‌که انتقال حرارت از میله‌ها به‌صورت تبخیر وبه صورت حرارت معمولی انجام می‌گیردودوم حرکت سریع حبابها منجربه مخلوط شدن مایع‌می‌شود

۱- Bubbly flow ۲- Annular Flow

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 درسطح میله وجدائی حبابها ازسطح 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*

$$T_c - T_{sat} = \frac{60(q''/10^6)^{0.4}}{e^{P/900}} \qquad (8-95)$$

که T_c درجه حرارت سطح غلاف (°F)، T_{sat} درجه حرارت اشباع (°F)، P فشار دستگاه (psia) و q'' فلوی‌حرارتی ($Btu/hr-ft^2$) است. معادله(۸-۹۵) معروف به‌رابطه جنزولوتز[1] است و برای هرشکل‌مجرای خنک‌کننده‌ای صادق است. درهرحال، این رابطه، اگر خنک‌کننده دارای جریان حلقوی باشد صادق نیست.

بسیارمهم است که‌بتوانیم درجه حرارت سطح سوخت T_{LB}، درجه حرارتی که در آن غلیان موضعی آغاز می‌شود محاسبه‌نمائیم، برای اینکه بدانیم برای محاسبات‌جریان‌حرارت به‌داخل خنک‌کننده‌ازکدام رابطه‌استفاده‌کنیم - از رابطه انتقال حرارت جابه‌جایی‌یا از معادله جنزولوتز. در حالی که درجه حرارت ثابت و مشخصی که درآن عمل جوش آغاز شود وجود ندارد، T_{LB} معمولا از رابطه ساده زیر حساب می‌شود.

$$T_{LB} = T_{Sat} + (T_c - T_{Sat})_{JL} - \frac{q''}{h} \qquad (8-96)$$

در این معادله T_{sat} درجه حرارت اشباع، $(T_c - T_{sat})_{JL}$ اختلاف درجه حرارت‌های بین‌غلاف واشباع می‌باشدکه به‌وسیله رابطه جنزولوتز حساب شده است، q'' فلوی گرمائی و h ضریب انتقال حرارت جابه‌جایی است.

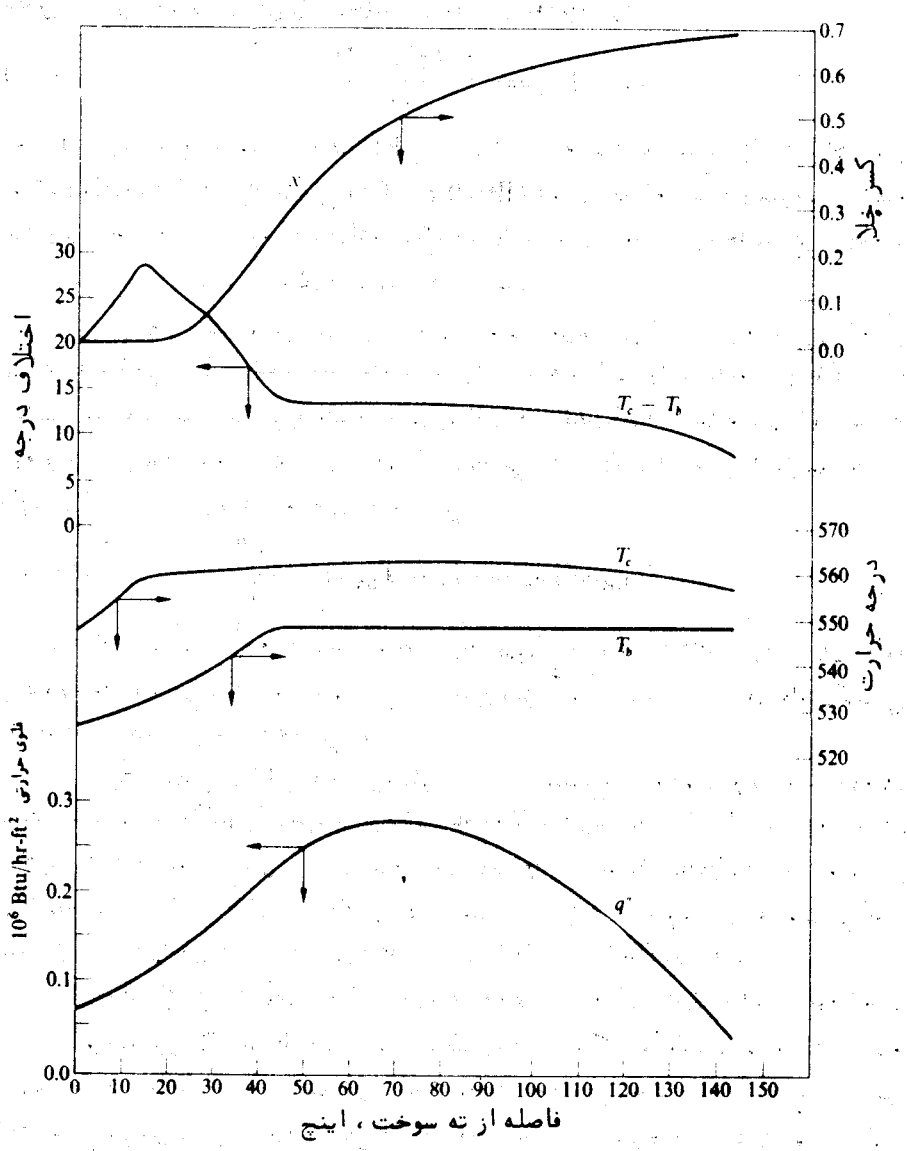
کاربرد بعضی از نتایج بالا در شکل (۸-۱۲) تشریح شده است وتغییرات پایاهای خنک‌کننده آبی در راکتور آب‌جوشان برحسب فاصله تا داغترین مجرا را نشان می‌دهد. دراین راکتور میله‌های سوخت دارای طول حدود ۱۲ فوت وفشار دستگاه ۱۰۳۵ Psia است. در این فشار درجه حرارت اشباع آب ۵۴۸٫۷°F است که از جدول۲ پیوست ٤ به‌دست می‌آید. منحنی پائین‌تر درشکل فلوی حرارتی واقعی را در داخل مجرا نشان می‌دهد.

انحراف q'' در نزدیکی ته قلب مربوط به‌حضور میله‌های کنترل دراین ناحیه است. مقدار محاسبه شده T_{LB} برابر ۵۵۸°F است. به‌طوری که در شکل نشان داده شده است، درجه حرارت خارجی غلاف در ۱۳ اینچ ازته مجرا به‌این درجه می‌رسد. غلیان موضعی در این نقطه شروع می‌شود. درجه حرارت کلی آب به‌طور مرتب از مقدار ورودی ۵۲۶°F در پائین

---

[1] Jens and Lottes Correlation

قلب افزایش می‌یابدو در ارتفاع ٤٥ اینچی مجرا به ٥٤٨٫٧°F می‌رسددر این نقطه است که جوش توده‌ای آغاز می‌شود. لذا انتقال حرارت تا حدود ١٣ اینچی مجرا به‌طور جابه‌جایی انجام می‌گیردو غلیان موضعی بین ١٣ تا ٤٥ اینچی رخ می‌دهدودر بقیه طول مجرا آب تماماً می‌جوشد (جریان هیچ‌وقت حلقوی نمی‌شود)



شکل ٨-١٢ تجزیه‌وتحلیل حرارتی داغ‌ترین مجرا دریک راکتور آب‌جوشان

از شکل ۸-۱۲ دیده می‌شود که اختلاف درجه حرارت بین غلاف و کند کننده ابتدادر ناحیه جابه‌جایی به‌علت افزایش در q'' بالا می‌رودوپس از آغاز جوش نقطه‌ای در ۱۳ اینچی به‌سرعت پائین می‌افتد اگر چه q'' هنوز درحال افزایش است. این موضوع شرح می‌دهد چگونه جریان حرارت به‌آسانی به‌خنک کننده درحال جوش وارد می‌شود.

باتوجه به‌شکل ۸-۱۲ باید یادآور شد که کسرخلا خنک کننده از مقدار صفر درحدود 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 اگرچه حبابهای بخار که درسطح میله تشکیل می‌شود، ضمن ورود به‌داخل خنک کننده ازبین می‌روند، لکن جای آنها فوراً حبابهای دیگری تشکیل می‌شود. درنتیجه ، یک توزیع پایدار حفره (خلا) درسرتاسر مجرا بوجود میاید.

بحران جوش[۱]

برگشت به‌بحث در باره آزمایش شکل (۸-۱۰) اگر درجه حرارت‌سطح سوخت درناحیه جوش نقطه‌ای افزایش یابد، چگالی حبابها در روی یانزدیک سطح میله های‌سوخت نیزافزایش می‌یابد. بالاخره به‌یک نقطه‌ای می‌رسیم که چگالی حبابها آنچنان زیاد می‌شود که حبابهای مجاور به‌هم پیوسته شده وتشکیل یک لایه‌نازك بخار آب را درسطح میله ها می‌دهد. دراین نقطه که‌مربوط به نقطه C شکل (۸-۱۰) می‌باشد ، گفته می‌شود که دستگاه در بحران غلیان بوده یادرتحت شرایطی‌قرار دارد که منجر به‌خروج از غلیان نقطه‌ای می‌شود (علامت‌اختصاری[۲] DNB). فلوی‌گرمائی درنقطه بحران‌جوش یادرست‌قبل ازآن فلوی‌حرارتی بحرانی[۳] (علامت اختصاری CHF) نامیده می‌شود وبه q''_c نشان داده می‌شودگاهی مابه دلائلی که به‌زودی گفته خواهد شد، q''_c را فلوی ذوب[۴] نامند.

باآغاز بحران جوش ، فلوی‌گرما به‌داخل‌خنک کننده شروع به‌افت‌می‌نماید. این امر مربوط به‌این واقعیت است که ناحیه میله‌های پوشیده شده بالایه نازکی از بخار آب،حرارت مجبور است به‌طریق هدایت وتابش از داخل لایه نازك بخار آب وارد خنک کننده شود،هر دو این روش ها تقریباًمکانیزم غیرموثری درانتقال حرارت‌هستند. فلوی‌حرارتی به‌طور مداوم‌با افزایش درجه حرارت سوخت کاهش (در شکل ۸-۱۰ با خطوط نقطه‌چین مشخص شده است) می‌یابد که این امر کم‌وبیش به‌طور نامنظم می‌باشد. افزایش درجه حرارت سوخت درنتیجهٔ افزایش لایه نازك بخار روی میله های سوخت می‌باشد. دراین ناحیه ازشکل (۸-۱۰)دستگاه

۱- Boiling Crisis
۲- Departure from Nucleate Boiling
۳- Critical Heat Flux (CHF)
۴- Burnout Flux

درحال جوش لایه‌ای جزئی[1] می‌باشد.

بالاخره وقتی درجه حرارت سطح میله به‌اندازهٔ کافی زیاد است، لایه بخار آب‌تمام میله را می‌پوشاند وفلوی‌گرمائی‌به‌خنک کننده به‌یک مقدار حداقل (نقطهD) می‌افتد. بالاتر از این نقطه هرافزایشی در درجه حرارت‌منجر به‌افزایشی‌درفلوی حرارتی‌می‌گردد، زیراانتقال‌حرارت از داخل لایه بخار، اگرچه ضعیف‌و غیرموثر است، باوجود این باافزایش اختلاف درجه‌حرارت در ضخامت لایه بخار افزایش‌می‌یابد. در این حالت‌گفته‌می‌شود دستگاه درحالت جوش‌لایه‌ای کامل[2] است.

وجود رژیم‌های مختلف جوش وبحران جوش از ملاحظات مهم در طرح یک راکتور خنک‌کننده آبی است که می‌توان در مثال زیر مشاهده نمود. فرض کنید که یک راکتورخنک کننده آبی طوری طرح‌ریزی شده وکار می‌کند که در نقطه‌ای در طول مجرای خنک‌کننده آب در شرایط نزدیک به «خروج از جوش نقطه‌ای» جوش نقطه‌ای انجام دهد. حال اگر قدرت راکتور ناگهان افزایش یابد به‌طوری که‌فلوی حرارتی به‌داخل آب‌بالاتر از مقدار q''_c مربوطبه DNB شود، جوش‌لایه‌ای جزئی‌آنی‌دراین مجرا شروع خواهدشد. به‌هرحال، همان طوری که در بالا شرح دادیم، تشکیل لایه مانع انتقال حرارت به‌خنک‌کننده می‌شود. درنتیجه،گرمای به‌اصطلاح محبوس شده در داخل سوخت درجه حرارت سوخت ودرجه حرارت سطح‌میله‌های تشکیل دهنده مجرا را بالا می‌برد. این به‌نوبه خود منجر به‌افزایش سطح لایه نازك بخارشده که منجر به‌کاهش بیشتر فلوی حرارتی‌می‌گرددو موجب افزایش مجدد درجه حرارت سطح میله والی‌آخر می‌شود. به‌این طریق‌درجه حرارت دیواره درطول منحنی‌جوش از نقطه C تانقطه E به‌سرعت‌افزایش می‌یابد وخیلی قبل از این که‌درجه حرارت به‌نقطه E برسد، درجه حرارت سوخت به‌مقادیر خیلی‌بالا می‌رسد(چندین‌صد درجه فازنهایت) که قسمتی‌از سوخت ذوب شده، غلاف‌شکاف برمی‌داردو پاره‌های شکافت هسته‌ای به‌داخل خنک‌کننده راه می‌یابد. به‌طوری که قبلا یادآور شدیم از انجام این وقایع باید به هر قیمت شده جلوگیری شود. به این دلیل دانستن مقدار q''_c مهم است ونبایدگذاشت راکتور در نزدیکی نقطه DNB کارکند.

قبل از درنظرگرفتن روش های پیش بینی بالا، باید اشاره کرد که نباید از شکل(۸-۱۰) چنین استنباط کرد که قبل از رویداد بحران‌غلیان بایستی غلیان‌نقطه‌ای اشباع داشته باشیم. منظور از شکل فقط نشان دادن‌این است که دونوع غلیان‌نقطه‌ای وجود داردوآن این که‌اگر درجه حرارت حجمی خنک‌کننده از درجه حرارت اشباع تجاوز نماید انتقال از غلیان تاخیری به‌اشباع ممکن می‌باشد. حبابهای روی سطح سوخت باهم ترکیب شده تشکیل یک لایه‌نازك بخار آب می‌دهد، آغاز بحران غلیان، حتی اگرچه حبابها در جریان خنک‌کننده قرار گیرند و تبدیل به‌مایع گردند.

۱- Partial film boiling ۲- Full film boiling

روابط بسیاری با استفاده از داده‌های q'' به‌دست آمده است (به‌منابع مراجعه کرده، تانگ[۱] مقادیر این روابط رابه‌صورت جدول درآورده است) وبه‌طوری که انتظار می‌رود این روابط بستگی به این که بحران غلیان‌از شرایط غلیان تاخیری بوجود آمده یا از غلیان حجمی مختلف هستند برای غلیان تاخیری روابط زیر توسط جنزولوتز* به‌دست آمده و کاربردگسترده‌ای دارد.

$$q''_c = C \times ۱۰^{۶} \left(\frac{G}{۱۰^{۶}}\right)^m \Delta T_{sub}^{۰٫۲۲} \qquad (۹۷-۸)$$

که C و m پایاهای تابع‌فشار هستند که‌درجدول (۸-۱)داده شده‌اند، G فلوی جرمی خنک کننده برحسب $lb/ft^2 - hr$ و ΔT_{sub} اختلاف درجه حرارت بین درجه حرارت موضعی و اشباع برحسب فارنهایت می‌باشد.

رابطه دیگری برای غلیان تاخیری توسط برنات+ به‌دست آمده است‌واین رابطه ترکیبی ازسه‌معادله است

$$q''_c = h_c(T_{wc} - T_b) \qquad (۹۸-۸)$$

$$T_{wc} = ۱۰۲٫۶ \ln P - \frac{۹۷٫۲P}{P+۱۰} - ۰٫۴۵۷ + ۳۲ \qquad (۹۹-۸)$$

$$h_c = ۱۰۸۹۰ \left(\frac{D_e}{D_e + D_i}\right) + \frac{۴۸v}{D_e^{۰٫۶}} \qquad (۱۰۰-۸)$$

در این روابط T_{wc} درجه حرارت دیواره (غلاف) در بحران غلیان، T_b درجه حرارت حجمی، P فشار برحسب psia ، v سرعت خنک کننده برحسب‌فوت درثانیه، D_e قطر معادل برحسب فوت و D_i محیط مجرای داغ‌شده برحسب فوت تقسیم‌بر π می‌باشد. رابطه برنات برای‌فشارهای بین ۲۳ تا ۳۰۰۰ psia ، سرعتهای مایع بین ٤ تا ٥٤ ft/sec و D_e بین ۰٫۱٤۳ تا ۰٫٦٦ اینچ درست است.

جدول ۸-۱
پایاهای رابطه جنز ولوتز

فشار psia	C	m
٥۰۰	۰٫۸۱۷	۰٫۱٦۰
۱۰۰۰	۰٫٦۲٦	۰٫۲۷٥
۲۰۰۰	۰٫٤٤٥	۰٫٥۰۰

* W. H. Jens anp P. A. Lottes

+ Bernath L. Transactions A. I. Ch. E 1955

۱- Tong

مثال ۸-۱۰ برای شبکه PWR مشروح مثال‌های (۸-۳) تا(۸-۸) با توجه به‌وقوع بحران غلیان مطلوب است‌محاسبه (الف) درجه حرارت غلاف (ب) ضریب انتقال حرارت و (ج) قلوی گرمائی بحرانی

حل. (الف) بااستفاده از راسطه برنات، معادله (۸-۹۹)

$$T_{wc} = ۱۰۲٫۶ \ln ۲۰۰۰ - \frac{۹۷٫۲ \times ۲۰۰۰}{۲۰۰۰ + ۱۵} - ۰٫۴۵ \times ۱۵٫۶ + ۳۲$$

$$= ۷۰۸°F$$

(ب) از مثال ۸-۸ داریم $D_e = ۰٫۰۴۲۷ft$ است. محیط مجرای داغ شده برابر $۲\pi a$ است که $a = ۰٫۲۳۴$ اینچ می‌باشد. لذا

$$D_i = ۲ \times ۰٫۲۳۴/۱۲ = ۰٫۰۳۹ft$$

از معادله (۸-۱۰۰)

$$h_c = ۱۰۸۹۰ \times \frac{۰٫۰۴۲۷}{۰٫۰۴۲۷ + ۰٫۰۳۹} + \frac{۴۸ \times ۱۵٫۶}{(۰٫۰۴۲۷)^{۰٫۶}}$$

$$= ۱۰۶۵۹ Btu/hr - ft^۲ - °F$$

(ج) بادانستن درجه‌توده‌ای آب متخذه‌از مثال ۸-۶ برابر ۶۰۰°F، قلوی‌گرمائی برابر است با

$$q''_c = ۱۰۶۵۹ \times (۷۰۸ - ۶۰۰) = ۱٫۱۵ \times ۱۰^۶ Btu/hr - ft^۲$$

روابط بالا (معادلات۸-۸۹ تا۸-۱۰۰) منحنی تخمینی بهترین منحنی توده‌ای‌از نقاط پراکنده انتقال حرارت می‌باشد ـ منحنی کم‌وبیش از مرکز ثقل تمام نقاط عبور می‌کند. ازطرف دیگر، در حالت رسیدن به DNB ازشرایط غلیان حجمی روابطی توسط افراد شرکت‌جنرال الکتریک به‌دست آمده است که به‌صورت پوش کمترین مقادیر اندازه‌گیری شده q''_c است. چنین روابطی با توجه به‌غلیان حجمی به‌علاوه عوامل دیگر بستگی به کیفیت جریان خنک‌کننده دارد، و این کیفیت جریان رابه χ نشان می‌دهندوبه‌صورت زیر تعریف می‌شود

$$\chi = \frac{\text{شدت جریان جرمی بخار } (lb/hr - ft^۲)}{\text{شدت جریان جرمی مخلوط بخار ـ مایع } (lb/hr - ft^۲)} \qquad (۸-۱۰۱)$$

رابطه جنرال‌الکتریک متعلق به یانسن ولوی* به‌صورت زیر است.

---

* E. Janssen and S Levy, APED-3892, 1962

شرکت جنرال‌الکتریک نیز اخیراً رابطه‌ی Hench راولوی منتشر کرده است (۱۹۶۶)

$$\frac{q''_c}{10^6} = 0.7005 + 0.2237(G\times 10^{-6}) \qquad \chi < \chi_1 \qquad (8-102)$$

$$\frac{q''_c}{10^6} = 1.6234 - 0.2700(G\times 10^{-6}) - 4.71\chi \qquad \chi_2 > \chi > \chi_1 \qquad (8-103)$$

$$\frac{q''_c}{10^6} = 0.6005 - 0.1644(G\times 10^{-6}) - 0.6053\chi \qquad \chi > \chi_2 \qquad (8-104)$$

$$\chi_1 = 0.197 - 0.108(G\times 10^{-6}) \qquad (8-105)$$

$$\chi_2 = 0.254 - 0.026(G\times 10^{-6}) \qquad (8-106)$$

که G فلوی جرمی برحسب $lb/hr-ft^2$ می‌باشد. این معادلات درفشار دستگاه 1000psia نوشته شده‌اند. برای فشارهای دیگر q''_c را می‌توان از رابطه زیر به‌دست آورد :

$$q''_c(p) = q''_c(1000psia) + 440(1000-p) \qquad (8-107)$$

رابطه جنرال الکتریک در فشارهای بین 600 تا 1450psia ، G از 0.4×10^6 تا $6\times 10^6 lb/hr-ft^2$ ، مقادیر χ تا 0.540 از D_e 0.2450 تا 1.250 اینچ و برای مجراهای خنک‌کننده به‌طول بین 29 تا 108 اینچ به‌کار می‌رود .

تمام روابط در موردفلوی حرارتی بحرانی بیشتر با داشتن داده‌های لوله‌های دایره‌ای به دست آمده‌اند و وقتی منظور تعیین q''_c برای مجاری غیر دایره‌ای یا جریان‌های خنک‌کننده از داخل شبکه‌های میله‌های سوخت باشد، باید دانست که کاربرد این روابط مقدار q''_c را بسیار تقریبی به‌دست می‌دهند. ضرائب تصحیح مختلفی برای اشکال هندسی مختلف به‌دست آورده‌اند، اما این ضرائب بسیار مفصل هستند که در اینجا بحث شوند (به‌متبع تانگ مراجعه شود).

۸-۶ طرح حرارتی راکتور

به‌طوری که در قسمتهای قبل این فصل اشاره شد، راکتورها را بایستی طوری طرح کرد که پاره‌های شکافت در تمام مدت در داخل سوخت باقی بماند - یعنی درتمام مدت کار قلب راکتور، مدت خاموشی، ودر شرایط سوانح وقتی که سوخت درشرایط معمولی خنک‌نشود. این امر حدبالا درجه حرارت سوخت یاغلاف را تعیین می‌کند. شرط‌قابل‌قبول معمولی طرح این است که یکپارچگی درتمام شرایط کار حفظ شود. ازآنجا که انبساط سوخت درنتیجه ذوب آن می‌تواند باعث شکافته‌شدن غلاف شود، این شرط طرح براین پایه بنیان گذاشته شده است که نبایستی سوخت ذوب شود.

نقطه ذوب UO_2 تا اندازه‌ای بستگی بـه میزان مصرف سوخت دارد ، یعنی کسری از

اتم‌های قابل شکافت کـه شکافت انجام داده‌اند ، اما معمولا برای UO_2 تجارتی بین ۵۰۰۰°F تـا ۵۱۰۰°F می‌باشد. دراکثر راکتورهائی که سوخت آنها UO_2 است حداکثر درجه حرارت سوخت کمی کمتر از ۴۰۰۰°F است.

در راکتور HTGR سوخت شامل ذرات کوچک دی کاربید وباپوشش کربنی میباشد، حداکثر درجه حرارت سوخت ۶۰۰۰°F است.

فلز اورانیوم طبیعی وغنی شده در ۲۰۷۰°F ذوب می‌شود، اما دوباره تغییر ماهیت می‌دهد(تغییر در ساختمان کریستالی)، اولی در ۱۲۲۴°F ودومی در ۱۴۲۵°F. به‌هرحال دردرجه حرارت بالاتر از ۷۵۰°F استحکام فلز به‌سرعت کاهش‌می‌یابد. این امر باعث می‌شود پاره‌های شکافت گازی بـه داخل حفره‌هائی در داخل سوخت جمع شود که منجر به انبساط سوخت و شکافت در غلاف گردد. بنابراین ، عملا درطرح راکتورهای با سوخت فلز اورانیوم حداکثر درجه حرارت سوخت زیر ۷۵۰°F تعیین می‌گردد. این‌درجه حرارت پائین با آن‌اندازه که در ابتدا درمورد انتقال حرارت به‌خنک کننده به‌نظر می‌رسد یک عیب محسوب نمی‌شود، زیرا ضریب هدایت حرارت فلز اورانیوم خیلی بیشتر مثلا همین ضریب برای UO_2 است. مثلا در ۶۰۰°F مقدار k_f برای اورانیوم ۶٫۵ برابر بیشتر از آن برای UO_2 است.

نسبت DNB

برای جلوگیری از غلیان لایه‌ای درهر نقطه از غلاف سوخت راکتورهای آبی، این نوع راکتورها طوری بـاید طرح شوند کـه فلوی گرمائی q'' همیشه کمتر از فلوی گرمائی بحرانی (Busuout) q''_c باشد. برای این منظور بهتراست نسبت DNB را به‌صورت زیر تعریف کنیم

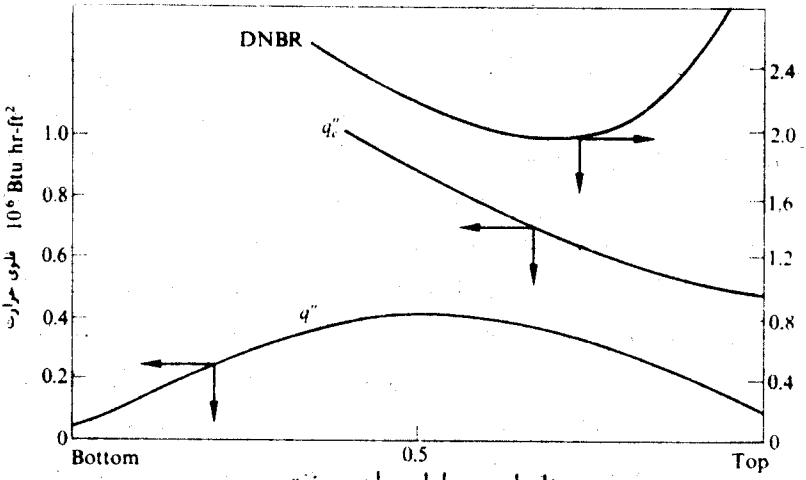
$$DNBR = \frac{q''_c}{q''_{act}} \qquad (۸-۱۰۸)$$

دراین نسبت q''_c فلوی حرارتی بحرانی برحسب فاصله درسرتاسر داغترین مجرای خنک‌کننده از روی روابط مخصوص داده شده درقسمت‌های پیش حساب شده است،و q''_{act} فلوی حرارتی واقعی سطح درهمان محل درسرتاسر مجرا است. اگر از جریان حرارتی موازی باسوخت صرفنظر شود داریم :

$$q''_{act} = \frac{q'''A_f}{C_c} \qquad (۸-۱۰۹)$$

که q''' تولیدگرما در واحد حجم ، A_f سطح مقطع سوخت ،و C_c محیط میله داغ است. این دوتابع ونسبت DNB درشکل (۸-۱۳) برای یک راکتور آب‌جوشان ۱۵۰۰ MW

نشان داده شده است. راکتورهای آب جوشان فعلی (۱۹۷٤) با حداقل ۱٫۹ = DNBR* طرح‌ریزی شده‌اند. باقرار دادن این‌حد پائین برای نسبت DNB، مطمئناً شرایط سوختگی میله را درهیچ جای راکتور، حتی در موقعیت‌های انتقالی وقدرتهای اضافی به‌وجود نمی‌آید. حداقل مقدار DNBR برای راکتورهای تحت‌فشار ۱٫۳ است. نیازی‌به‌گفتن نیست باتعیین‌حداقل نسبت DNB یک محدودیت اصلی درطرح راکتورهای خنک‌کننده آبی به‌وجود می‌آورد.



شکل ۸-۱۳ فلوی حرارتی واقعی، فلوی حرارتی محاسبه شده، ونسبت DNB برای راکتور آب جوشان (شرکت جنرال الکتریک)

مجرای داغ، ضرائب نقاط داغ

در راکتورهای‌خنک‌کننده آبی، حداکثر فلوی‌گرمائی‌درهر نقطه قلب بانسبت DNB محدود می‌شود. در راکتو های خنک‌کننده‌گازی ، حداکثر q'' فقط با توجه به درجه حرارت سوخت‌که بایستی همیشه کمتر از نقطه ذوب مربوط به‌مقدار q''_{max} باشد، تعیین می‌گردد. در هرراکتور، میزان اضافی q''_{max} از مقدار متوسط فلوی‌حرارتی درداخل قلب‌را باضریب مجرای داغ، ضریب نقطه داغ نیز خوانده می‌شود، نشان می‌دهند. این‌ضریب بارابطه زیرداده می‌شود

$$F=\frac{q''_{max}}{q''_{av}} \qquad (۸-۱۱۰)$$

که q''_{av} فلوی حرارتی متوسط درقلب راکتور است.

دلائل متعددی وجود دارد‌که چرا q''_{max} متفاوت از q''_{av} است‌وبنابراین چرا F

---

* حداقل DNB نیز حداقل‌نسبت‌فلوی‌گرمائی‌وبحرانی نامیده‌می‌شودوبه MCHFR نشان داده می‌شود

متفاوت از واحد است. مهمترین این دلائل، به‌طوری که قبلا دیده شد، این است که توزیع قدرت در قلب راکتو تخت نیست. اگر این یگانه دلیل می‌بود، می‌توانستیم F را مستقیماً برای هر راکتوری کم‌وبیش به همان طریقی که نسبت فلوی حداکثر به متوسط Ω، را درفصل ٦ حساب کردیم، به‌دست آوریم. لذا q''_{max} تابع پایاهای هسته‌ای مختلفی است که توزیع قدرت را تعیین می‌کندو q''_{av} از رابطه زیربه‌دست می‌آید

$$P = q''_{av} A \qquad (۸-۱۱۱)$$

P قدرت حرارتی‌خروجی و A سطح کل انتقال حرارت سوخت (باغلاف) است. چنین‌محاسبه‌ای ضریب هسته‌ای مجرا داغ F_N* را به‌دست می‌دهد.

به‌علاوه اثر توزیع غیر تخت قدرت ، q''_{max} متفاوت از مقدار محاسبه‌ای q''_{max} می‌باشد که در نتیجه عوامل آماری مختلف می‌باشد که طراح راکتورکمی یا هیچ‌گونه کنترلی روی آنها نداردمثلا، مقدار ماده قابل شکافت محتوی‌قرص های سوخت یک راکتور BWR یا PWR درموقع ساختن آنها از قرصی به‌قرص دیگر کمی‌تغییر می کند،زیرا به‌علت‌ماهیت آماری ذاتی عمل ساختن قرص ها می‌باشد وقرص 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، دراین 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 وداغی‌بیش ازحدقسمتی‌از سوخت‌گردد. تغییرات ضخامت غلاف ممکن است نقطه های داغ در محل هائی که غلاف نازکترین ضخامت را دارد ایجاد نماید+. جنبه های معینی از شدت جریان خنک کننده ذاتاً آماری بوده وموجب تغییرات در فلوی حرارتی می‌شوند.

این مکانیزم های مختلف و عوامل دیگر که باعث اختلاف q''_{max} با مقدار محاسبه شده می‌گردد، رویهم، به‌وسیله ضریب مهندسی‌مجرای داغ F_E بیان می‌شود. ضریب کلی‌مجرا داغ عبارت است از:

$$F = F_N F_E \qquad (۸-۱۱۲)$$

هریک از مکانیزم های مشروح به‌وسیله ضریب فرعی‌مهندسی مجرای داغ، $F_{E,x}$، بیان‌می‌شود ضرائب فرعی مهندسی از داده‌های اجزا ساخته شده ویا از آزمون ها مثلا آزمون های

---

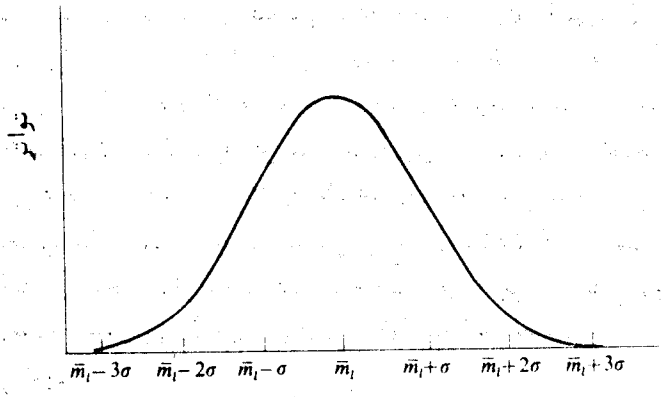
* برای راکتور باتوزیع سوخت یکنواخت در ابتدا عمرقلب ودر عدم حضور میله های کنترل F_N برابر Ω است.

+این موضوع به‌این علت است که غلاف نازك منجر به‌حفره بزرگتر (وبالنتیجه ΔT بزرگتر) بین قرص سوخت وغلاف می‌گردد.

جریان خنک‌کننده برروی قسمتهای نصب شده یادستگاه‌های آزمایشی، به‌دست می‌آیند. به‌عنوان مثال ، مقدار ماده قابل شکافت واحد طول m_l میله‌های سوخت را درنظر می‌گیریم. برای یک فلوی‌حرارتی معین ، q''_{max} تقریباً متناسب با m_l است. وقتی اندازه‌گیری‌های m_l روی میله‌های ساخته شده انجام می‌گیرد، دیده می‌شود که مقدار واقعی m_l دارای یک توزیع طبیعی در حول یک مقدار متوسط یامیانگین $\bar{m}_l$ شبیه آنچه که در شکل (۸-۱٤) نشان داده شده، می‌باشد. با داشتن چنین توزیعی تمام مقادیر m_l محتمل به‌نظر می‌رسند. به‌هرحال، مقادیر ویژه m_l هرچه از مقدار متوسط دورتر باشند غیرمحتملتر است‌می‌توان نشان داد، احتمال این‌که m_l به‌اندازه ۳σ بیش از $\bar{m}_l$ باشد، σ را انحراف معیار[1] است. فقط ۱٫۳۰ درهزار می‌باشد یعنی رویداد غیر محتملی است.

در این موقعیت‌ها شبیه آن‌که تشریح شد که در آن q''_{max} متناسب باتوزیع طبیعی متغییر مهندسی x است، ضریب فرعی مهندسی به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$F_{E,x} = \frac{x + 3\sigma(x)}{\bar{x}} = 1 + \frac{3\sigma(x)}{\bar{x}} \qquad (۸-۱۱۳)$$



شکل ۸-۱٤ توزیع طبیعی مقادیر اندازه‌گیری شده m_l

دراین رابطه $\bar{x}$ مقدار متوسط x و $\sigma(x)$ انحراف معیار اندازه‌گیری‌است. مثلا در موردمقدار ماده قابل شکافت ، ضریب فرعی عبارت است از

$$F_{E,ml} = 1 + \frac{3\sigma(m_l)}{\bar{m}_l} \qquad (۸-۱۱٤)$$

۱- Standard Deviation

مثال ۸-۱۱ دریک راکتور معین تحت فشار جرم ویژه خطی متوسط $\bar{m}_1$ اکسید اورانیوم (UO_2) دریک میله سوخت برابر ۰٫٤٥٧lb/ft است. انحراف معیار در مقادیر اندازه‌گیری شده m_1 برابر ۰٫۰۱۲۲lb/ft می‌باشد. مقدار $F_{E,x}$ چقدر است؟

حل : در اینجا فقط لازم است این مقادیر را در معادله (۸-۱۱٤) قرار دهیم. لذا داریم

$$F_{E,x} = ۱ + \frac{۳ \times ۰٫۰۱۲۲}{۰٫٤٥٧} = ۱٫۰۸$$

این نتیجه بدین‌معنی است که به‌علت تغییرات آماری در مقدار ماده قابل شکافت موجود در میله‌های سوخت موقع ساختن، احتمال این که q''_{max} به‌میزان ۸ درصد بیش از مقدار محاسبه‌ای آن باشد فقط ۱٫۳۵ در ۱۰۰۰ است.

محاسبات ضرائب فرعی دیگر، به‌ویژه آنهایی که شامل تناسب مستقیم بین q''_{max} و متغیر آماری نیستند، پیچیده‌تر هستند ونیاز به‌تجزیه وتحلیل رابطه بین متغیر موردنظر و q''_{max} دارد. به‌طوری که قبلا اشاره شد، چنین ضرائب فرعی اغلب از داده‌های مهندسی آزمایشی به دست می‌آیند.

به‌محض تعیین ضرائب فرعی مهندسی مختلف، ضریب F_E را می‌توان حساب کرد. این کار را به‌طرقی می‌توان انجام داد. آشکارترین آنها ضرب تمام ضرائب فرعی دریکدیگر است واین کار در بعضی از راکتورهای اولیه انجام شده است. به‌هرحال، مقدار به‌دست آمده F_E منجر به‌طرح محافظه‌کارانه غیرلازم راکتور شده است، زیرا در استفاده از حاصلضرب ضرائب فرعی به‌طور ضمنی فرض شده است که چند رویداد آماری به‌طور همزمان رخ می‌دهند. روش ترجیحی برای محاسبه F_E براساس تجزیه وتحلیل توزیع‌های مشترک آماری است که به‌دست آوردن مجدد آنها در اینجا بسیار پیچیده است (به تانگ و وایزمن در منابع رجوع کنید). نیازی به‌گفتن نیست‌بادانستن $F_{E,x}$ ضریب F_E را می‌توان محاسبه نمود.

طرح راکتور

در طرح‌ریزی یک راکتور، نکات مشترک قابل‌ملاحظه‌ای بین جنبه‌هائی به‌ویژه هسته‌ای-فلوی نوترون‌و ،توزیع قدرت، رفتارهای گذرا وغیره- وعواملی که شامل انتقال حرارت از دستگاه است می‌شود. طرح نهائی راکتور الزاماً شامل سازش‌هائی بین ضرائب هسته‌ای و ضرائب گرمائی - هیدرولیکی می‌باشد، تماماً ازنظر ایمنی واقتصادی مهم هستند.

بدیهی است که بیشتر راکتورهای ساخته شده امروزی از صفر شروع نشده‌اند. آنهایا مشابه نیروگاههای موجود هستند یاتغییر یافته آنها می‌باشند. به‌ندرت از مهندسی خواسته می‌شود که یک راکتور رااز ابتدا طرح‌ریزی نماید. با وجود این، قدم‌هائی در مطالعه چنین طرحهائی برداشته خواهد شد تابتوان بعضی از مفاهیم قبلی را تشریح نمود.

بنابراین ، طرح یک نوع راکتور قدرت مشخصی راکه قدرت حرارتی خروجی آن داده شده درنظر می‌گیریم. اولین مساله انتخاب مواد قلب راکتور است. انتخاب این مواد براساس تجربه‌های قبلی در دسترس بودن و قیمت آن است. مقدار سوخت ودرجه غنی بودن آن ابتدا با توجه به‌ملاحظات هسته‌ای ، از جمله تخمین عمر قلب راکتور وخسارتهای تابش اشعه‌بر میله‌های سوخت تعیین می‌شود .

پس‌از انتخاب‌خصوصیات اولیه مواد آرایش شبکه‌سوخت پیشنهاد می‌شود. پایاهای راکتور درحال کار ـ فلوی نوترون، قدرت وتوزیع درجه‌حرارت، جرم ویژه خنک‌کننده ویا توزیع خلاءدرجه‌حرارت‌وفلوی‌گرمائی درسرتاسر مجرای‌داغ ـ برای‌شبکه‌سوخت پیشنهادی‌حساب‌می‌شود. 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 برحسب‌مکان بدانیم تااینکه بتوان فلوی‌نوترون وازآن‌توزیع قدرت‌را حساب کنیم. دراین حال قبل از تعیین جرم ویژه آب باید توزیع قدرت را دانست، زیرا جرم ویژه آب بااستفاده از توزیع فلوی‌گرمائی تعیین می‌شود که خود بستگی به‌توزیع‌قدرت دارد. کاری که دراین حالت‌می‌توان کرد این است که یک توزیع جرم ویژه، مثلا، واحد درسرتاسر قلب درنظرگرفت. توزیع های فلو وقدرت را سپس می‌توان بااین جرم ویژه حساب کرد واین‌خود منجر به‌توزیع‌جرم ویژه‌سوسی می‌شود. محاسبات بدین‌طریق ادامه می‌یابدتا همگرائی حاصل شود، یعنی ، توزیع جرم‌ویژه توزیع قدرتی را به‌دست دهد که همین‌توزیع جرم ویژه دوباره به‌دست‌آید. برنامه های کامپیوتری در اختیار می‌باشد که به‌وسیله آنهاچنین محاسبات تکراری به‌طور خودکار می‌تواند انجام‌گیرد. اتفاقاً در این مرحله اولیه طرح قلب راکتور، فلوی راکتور را معمولا به‌کمک معادله چند گروهی که تعدادگروهها کم باشدبه‌دست می‌آورند، برای اینکه هزینه محاسبات کاهش یابد. محاسبات باگروه انرژی زیاد معمولا درمراحل نهائی طرح انجام می‌گیرد .

اگر راکتور باآب خنک شود، نسبت DNB را در راستای داغ ترین‌مجرا برحسب‌فاصله محاسبه می‌شود. به‌طوری که قبلا در این اشاره شد، حداقل قسمت DNBR بایستی با یک مقدار حدی از قبل تعیین شده برابر باشد. اگر مقدار DNBR محاسبه شده برابر این‌مقدار نباشد که اگر در این مرحله مساوی باشد خود یک خوشبختی است ـ سپس پایاهای شبکه یا شدت جریان خنک کننده را تغییر می‌دهند ، محاسبات بالا قلب تکرار می‌شود تا یک DNBR تازه به‌دست می‌آید. محاسبات تا آنجا ادامه می‌یابد تا $(DNBR)_{min}$ موردنظر به‌دست 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} به‌دست آمده است.

دراین مرحله، ضریب کلی مجرای داغ بااستفاده از روش های بحث شده قبلی به‌دست می‌آید. سپس می‌توان فلوی گرمائی متوسط سرتاسر قلب رابه کمک معادله (۸-۱۱۰) حساب کرد:

$$q''_{av} = \frac{q''_{max}}{F} \qquad (۸-۱۱۵)$$

بایک روش ساده در طرح ریزی راکتور برای اینکه درفلوی حرارتی متوسط کار کند، مقدار واقعی q''_{max} به‌نسبت ضریب F_E کمتر از مقدار محاسبه شده می‌شود. این امر باعث می‌شود راکتور دارای حاشیه ایمنی مطلوب باشد.

با معلوم شدن مقدار q''_{av}، سطح کل انتقال حرارت رامی‌توان از معادله (۸-۱۱۱) به‌دست آورد. بالاخره، بااستفاده از سطح انتقال حرارت وابعاد میله های سوخت تعداد میله های لازم راکتور را می‌توان تعیین کرد. این تعداد بدون‌شک متفاوت از تعدادی است که درابتدای طرح درنظرگرفته شده است. بنابراین بسیاری از محاسبات قبلی بایستی تکرار شود تااینکه یک راکتور کاملا خود نگهدارنده به‌دست آید. دراین مرحلهٔ محاسبات پخش نوترون چندین گروهی وجود بعدی همراه باتجزیه وتحلیل های مختلف‌گذرا ومصرف سوخت را می‌توان درمدت عمر راکتور انجام داد تااینکه طرح کاملتری از راکتور به‌دست آید.

مثال ۸-۱۲ قلب یک راکتور PWR حاوی شبکه‌ای از میله های سوخت به‌طول ۱۲ فوت وقطر ۰٫۵ اینچ است. راکتور با قدرت ۳۰۰۰ MW کار می کندوحداکثر فلوی حرارتی محاسبه شده ۵۳۹۰۰۰ Btu/hr-ft^2 وضریب مجرای داغ کلی برابر ۲٫۸۰ است. مطلوب‌است محاسبه (الف) سطح کلی انتقال حرارت (ب) تعداد میله های سوخت داخل قلب

حل: (الف) فلوی حرارتی متوسط ازمعادله (۸-۱۱۰) به‌دست می‌آید

$$q''_{av} = \frac{۵۳۹۰۰۰}{۲٫۸} = ۱۹۳۰۰۰ \text{ Btu/hr} - \text{ft}^2$$

با دانستن قدرت راکتور برابر $۳۰۰۰ \times ۳٫۴۱۲ \times ۱۰^6$ Btu/hr $= ۳۰۰۰$ MW سطح انتقال حرارت برابر است با:

$$A = \frac{۳۰۰۰ \times ۳٫۴۱۲ \times ۱۰^6}{۱۹۳۰۰۰} = ۵۳۰۰۰ \text{ ft}^2$$

(ب) سطح هرمیله سوخت $۰٫۵\pi \text{ ft}^2 = (۱۲/۰٫۵\pi) \times ۱۲$ است. لذا تعداد کل میله ها عبارت است از

$$n = \frac{۵۳۰۰۰}{۰٫۵\pi} = ۳۳۷۴۰$$

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

۸-۱ کشتی هسته‌ای ساوانا با نیروی یک راکتور تحت فشار ، بافشار Psia ۱۷۵۰ کار می کند. آب خنک کننده ورودی محفظه راکتور دارای درجه حرارت °F ۴۹۷ و درموقع خروج دارای درجه حرارت °F ۵۱۹ است. شدت جریان آب از داخل راکتور $۹٫۴ \times ۱۰^۶$ پوند در ساعت است. قدرت حرارتی خروجی راکتور چقدر است؟

۸-۲ یک راکتور آزمایشی LMFBR با قدرت MW ۷۵۰ کار می کند. سدیم بادرجه حرارت °C ۴۰۰ وارد قلب می‌شود ودر هرخروجی دارای درجه حرارت °C ۵۶۰ است. شدت جریان سدیم از داخل قلب چقدر بایستی باشد؟

۸-۳ ثابت کنید که اگر آب با شدت wlb/hr از داخل یک راکتور BWR عبور کند شدت تولید بخار $w_g$lb/hr باشد به‌طوری که

$$w_g = \frac{q - w(h_f - h_{in})}{h_{fg}}$$

که q قدرت حرارتی راکتور ، h_f و h_{in} به‌ترتیب آنتالپی‌های ویژه آب اشباع شده خروجی از قلب وورودی به‌قلب باشندو h_{fg} گرمای نهان تبخیر برای هرپوند باشد.

۸-۴ یک راکتور آب‌جوشان با قدرت MW ۱۵۹۳ کار می کند. آب از پائین قلب که‌دارای درجه حرارت °F ۵۲۶ است وارد قلب شده وبا شدت ۴۸×۱۰^۶lb/hr از داخل قلب عبور می کند. فشار محفظه قلب Psia ۱۰۳۵ می‌باشد. با استفاده از نتایج مساله قبل شدت تولید بخار را برحسب پوند در ساعت حساب کنید.

۸-۵ با استفاده از انتالپی ویژه آب اشباع شده در درجه حرارت °F ۵۰۰ که درجدول ۱ پیوست ٤ داده شده، انتالپی ویژه آب°F ۶۰۰ را حساب کنید [راهنمائی: با استفاده از قاعده سمسون گرمای ویژه را انتگرال بگیرید].

۸-۶ راکتور HTGR فوردسنت‌رین (Ford St Vrain) ۳۳۰ مگاوات برق تولید می کند و بهره آن ۳۹٫۲۳ درصد است. هلیم بافشار psia ۷۱۰ وارد قلب راکتور ، دارای درجه حرارت °F ۷۶۰ شده وبا درجه حرارت °F ۱۴۳۰ خارج می‌گردد. شدت جریان هلیوم از داخل قلب چقدر است؟

۸-۷ یک نیروگاه کوچک PWR با قدرت MWt ۴۸۵ کار می کند. قلب راکتور دارای قطر تقریبی ۷٫۵ اینچ وارتفاع ۹۱٫۹ اینچ می‌باشد و دارای شبکه مربعی حاوی ۲۳۱۴۲ لوله سوخت به‌ضخامت ۰٫۰۲۱ اینچ و قطر داخلی ۰٫۲۹۸ اینچ وگام شبکه ۰٫۴۲۲ اینچ است. لوله‌ها با سوخت UO_2 ۳٫۴ درصد وزنی غنی پر شده است. قلب با آبی که از ته آن با درجه حرارت °F ۴۹۶ وارد می‌شود خنک شده وآب با شدت ۳۴×۱۰^۶lb/hr و فشار Psia ۲۰۱۵ از داخل قلب عبور می کند. مطلوب است محاسبه (الف) درجه حرارت متوسط

خروجی از قلب (ب) چگالی ویژه متوسط برحسب kW/lit (ج) شدت تولید حداکثرگرما، به‌فرض این که قلب راکتور لخت باشد.

۸-۸ قلب یک راکتور BWR شامل ۷٦٤ مجموعه سوختی است که هرمجموعه سوختی دارای آرایش مربعی ٤٩ میله سوخت باگام ۷۳۸ر. اینچ است. میله های سوخت‌دارای ۱۷۵ اینچ طول می‌باشد، اماسوخت فقط در طول ۱٤٤ اینچ میله قرار میله قرار دارد. قطر خارجی میله های سوخت۵٦۳ر. اینچ، ضخامت غلاف (لوله‌سوخت) ۳۲ر. اینچ وقرص های سوختی به‌قطر ٤۸۷ر. اینچ می‌باشند در نتیجه فاصله‌ای حدود

$$(۰٫۰۰٦ = ۰٫۰۰٦/۲ = (۰٫٤۸۷ - ۲ \times ۰٫۰۳۲ - ۲ \times ۰٫۰٥٦۳)$$ اینچ

بین قرص هاو غلاف وجود دارد. جرم ویژه متوسط UO_2 تقریباً $10.3 g/cm^3$ استقطر قلب راکتور ۹۳ر٦ اینچ می‌باشد و قدرت پیش‌بینی راکتور ۳۲۹۳MW است. چگالی قدرت حداکثر به‌متوسط ۲ر٦۲ است. مطلوب است محاسبه (الف) وزن کل UO_2 واورانیوم قلب (ب) قدرت ویژه برحسب kW/lit (ج) چگالی قدرت‌متوسط برحسب kW/kgU (د) قدرت متوسط خطی میله q'_{av} برحسب kW/ft (ه) حداکثر شدت تولید گرما (و) حداکثر قدرت خطی میله q''_{max}

۸-۹ قلب یک راکتور LMFBR دارای شبکه مربعی حاوی ۱۳۱۰٤ میله سوخت به‌قطر ۱٥۸ر. اینچ وطول ۳۰٫٥ اینچ باگام ۲۱۰ر. اینچ است میله های سوخت ۲٦ درصد غنی شده وزنی و غلاف فولاد زنگ نزن به‌ضخامت ۰۰۵ر. اینچ است. سدیم مایع با درجه حرارت تقریبی ۳۰۰°C وارد قلب می‌شود؛ سرعت متوسط ۳۱ر۲ft/s از داخل قلب عبور می کند. قدرت حرارتی قلب ۲۷۰MW و چگالی قدرت حداکثر به‌متوسط آن۹ر۷۱ است. مطلوب است محاسبه (الف) شدت تولید حداکثر حرارت (ب) فلوی حداکثر نوترون .

۸-۱۰ تغییرات فلوی‌نوترون ویا شدت تولیدحرارت در راستای zقلب دارای بازتابنده اغلب از رابطه تقریبی زیر به‌دست می‌آید:

$$\Phi = c \times \cos\left(\frac{\pi z}{H'}\right)$$

که H' کمی از H، ارتفاع واقعی قلب ، بزرگتر است. نشان دهید که نسبت تولید حرارت حداکثر به‌متوسط در راستای z از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\Omega_z = \frac{\pi H/۲H'}{\sin(\pi H/۲H')}$$

(یادآوری: یک رابطه‌تقریبی‌مشابهی‌می‌توان‌برای Φ ویا q''' درراستای‌شعاعی بصورت‌زیرنوشت

$$\Phi = C \times J_0\left(\frac{۲٤۰٥r}{R'}\right)$$

۸-۱۱ نشان دهیدفلوی حداکثر به‌متوسط وبانسبت‌های توزیع قدرت‌در راستای محوری‌وشعاعی در ارتباط بانسبت کلی از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\Omega_z\Omega_r = \Omega$$

تعریف هریک ازاین عوامل درمساله ۸-۱۰ داده شده‌اند.

۸-۱۲ قلب یک راکتور سریع استوانه‌ای به‌شعاع ۳۸٫۸cm ، ارتفاع ۷۷٫۵cm است. محاسبات دوبعدی چندین گروهی نشان می‌دهد که توزیع چگالی قدرت رامی‌توان با رابطه تقریبی زیر نشان داد.

$$P(r,z) = P_0\left[1 - \left(\frac{r}{0.1}\right)^2\right]\cos\left(\frac{\pi z}{1.9}\right)$$

که P_0 یک کمیت ثابت و r و z به‌ترتیب فواصل از محور (فاصله شعاعی) وازصفحه عمودبر وسط محور است(الف) P_0 را برحسب P قدرت کل راکتور به‌دست آورید.

(ب) نسبت قدرت حداکثر به‌متوسط درقلب چقدر است؟ (ج) مطلوب است محاسبه نسبت‌های قدرت حداکثر به‌متوسط در راستاهای شعاعی ومحوری .

۸-۱۳ یک نیروگاه BWR با قدرت ۱۰۱۱MWe ، با بهره ۳٤ درصد کار می کند. (الف) حداکثر انرژی حاصل از تجزیه‌پاره‌های شکافت‌در راکتور در لحظه خاموش‌شدن چقدر است (ب) انرژی تجزیه پس از شش ماه از خاموشی چقدر است؟

۸-۱٤ یک راکتور ۱۰۰۰MW باقدرت کامل به‌مدت یک سال کار می کند، سپس باقدرت ۱۰ درصد، به‌مدت یک‌ماه وسپس خاموش می‌شود. حرارت حاصل از تجزیه پاره‌های شکافت در موقع خاموش شدن ویک ماه پس از خاموش شدن چقدر است؟

۸-۱۵ یک راکتور باسوخت $U^{۲۳۵}$ باقدرت P_0 برای مدت یک ماه کار می کندوسپس در اثر اعمال ۹٫٦۳ دلار راکتیویته منفی آنی خاموش می‌شود. (الف) مطلوب است محاسبه قدرتی که راکتور بلافاصله پس از خاموشی به‌آن می‌افتد؟ (ب) قدرت راکتور را از ۱ر. ثانیه تانیم ساعت پس از خاموشی حساب کرده ورسم کنید.

۸-۱٦. یک راکتور حرارتی با سوخت کمی غنی شده در $U^{۲۳۵}$ با قدرت ۲۸۰۰MW برای مدت دو سال کار می کند و سپس برای تعویض سوخت خاموش می‌شود. ضریب تبدیل راکتور ۸۲ر. می‌باشد. (الف) انرژی حاصل از تجزیه پاره‌های شکافت در لحظه خاموش شدن ویک ماه بعد چقدر است؟ (ب) انرژی حرارتی مربوط به $U^{۲۳۹}$ ، $Np^{۲۳۹}$ چقدر است؟ (ج)اکتیویته پاره‌های شکافت و $U^{۲۳۹}$ و $Np^{۲۳۹}$ در زمان‌های بالا چقدر است؟

۸-۱۷ قلب راکتور مساله ۸-۱۲ قدرتی‌معادل ۴۰۰MW تولیدمی کند که ۸MW آن مربوط به‌گرمای حاصل از اشعه گاما خنک کننده است. سطح کل انتقال حرارت سوخت

برابر $1580 ft^2$ می‌باشد. مطلوب است محاسبه (الف) چگالی قدرت متوسط قلب برحسب kW/lit و W/ft^3 (ب) فلوی‌حرارتی متوسط (ج) فلو حرارتی حداکثر.

۸-۱۸ میله سوخت صفحه‌ای مشروح مثال ۶-۱ رادردریک راکتور آزمایش درمحلی که فلوی نوترون حرارتی $5 \times 10^{13} n/cm^2 - sec$ است قرار می‌دهیم. مطلوب است محاسبه (الف) شدت تولید حرارت درسوخت (ب) فلوگرمای‌درسطح غلاف (ج) اختلاف درجه حرارت بین مرکز سوخت وسطح غلاف.

۸-۱۹ درجه حرارت مرکز میله سوخت مساله ۸-۹، درجائی که q'' بزرگترین مقدار را دارد $1220°F$ است. درجه حرارت را در فصل مشترک سوخت- غلاف ودرسطح خارجی غلاف حساب کنید.

۸-۲۰ جواب عمومی معادله (۸-٤٤) رابه‌دست آورید. [راهنمائی :دو عبارت اول معادله را به‌صورت زیر می‌نویسم

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}r\frac{dT}{dr}$$

سپس انتگرال‌گیری را انجام می‌دهیم].

۸-۲۱ ثابت کنید که معادله (۸-٤٧) را می‌توان به‌صورت زیرنوشت

$$T_m - T_s = \frac{q'}{4\pi k_f}$$

که q' حرارت تولید شده در واحد طول میله سوخت است (این نتیجه نشان می‌دهد که اختلاف درجه حرارت درقطر میله سوخت مستقیماً متناسب با چگالی قدرت خطی q' است. کمیت q' پایای مهمی در طرح‌ریزی راکتور می‌باشد)

۸-۲۲ فاصله بین قرص‌های UO_2 وداخل لوله سوخت‌را می‌توان درمحاسبات جریان حرارت به‌خارج از سوخت باتعریف ضریب هدایت فاصله h_{gap} بارابطه زیر به‌حساب آورد

$$q'' = h_{gap}\Delta T$$

q'' فلوی‌حرارتی و ΔT اختلاف درجه حرارت در ضخامت فاصله است. مقدار h_{gap} برای راکتورهای BWR و PWR حدود $1000 Btu/hr - ft^2°F$ است. نشان دهید که‌مقاومت 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،

$Btu/hr-ft^2$ ۲۸۰،۰۰۰ است ودرجه‌حرارت‌سطح خارجی‌غلاف $°F$ ۵۶۳ می‌باشد. مطلوب است محاسبه ورسم توزیع درجه حرارت درمیله سوخت دراین محل (الف) با صرفنظرکردن از فاصله بین قرص‌ها وغلاف (ب) با استفاده از ضریب هدایت فاصله (مساله ۸-۲۲)
$1000\ Btu/hr-ft^2-°F$.

۸-۲۴ میله سوخت‌راکتور مساله ۸-۸ باپالاترین فلوی‌گرمائی‌حاوی اورانیوم ۲٫۲۸ درصد وزنی‌غنی‌شده است(الف) مطلوب‌است محاسبه‌حداکثر شدت تولید حرارت‌دراین‌میله‌وقتی راکتور درقدرت‌طرح‌شده کارکند (ب) حداکثر فلوی حرارتی در میله چقدر است؟ [یادآوری: درقسمت (ب) ازدرجه‌حرارت متوسط سوخت مساله ۸-۲۳ استفاده کنید]

۸-۲۵ یک تیغه‌ای از آهن به‌ضخامت ۵ سانتیمتر، تشکیل قسمتی از حفاظ حرارتی یک راکتور LWR رامی‌دهد، موردتابش‌اشعه‌گاماباانرژی متوسط ۳Mev که شدت ورودی آن 1.5×10^{14} اشعه‌گاما برسانتیمتر مربع درثانیه است قرار می‌گیرد. سمتی که تابش‌به‌آن وارد می‌شود در درجه حرارت $°F$ ۵۸۵ نگهداری می‌شود، و در حالی‌که سمت مقابل در درجه حرارت $°F$ ۵۰۵ است. (الف) شدت جذب انرژی بر روی هرفوت مربع تیغه چقدر است؟ (ب) توزیع درجه حرارت را درداخل تیغه حساب‌کرده رسم نمائید. (ج) فلوهای حرارتی را دردو سمت تیغه حساب‌کنید [یادآوری: برای سهولت فرض‌کنید جذب اشعه‌گاما تابع اکسپنانسیل بوده مقدار $\mu = 0.18\ cm^{-1}$ است].

۸-۲۶ ثابت‌کنید که معادله (۸-۵۹) جواب معادله (۸-۵۸) بوده وشرایط مرزی‌را دربر می‌گیرد .

۸-۲۷ اشعه‌گاما برتیغه‌ای به‌ضخامت a وارد می‌شود (الف) رابطه‌ای به‌دست آورید که نشان دهد توزیع درجه حرارت در داخل تیغه دارای یک حداکثر است. (ب) درحالت ویژه‌که درطرف تیغه دارای یک درجه حرارت هستند. نشان دهیدکه حداکثر درجه حرارت از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$x_m = \frac{a}{2}\left(1 - \frac{7\mu a}{12}\right)$$

به‌شرطی‌که $\mu a \ll 1$ است.

۸-۲۸ توزیع سرعت جریان آب از داخل لوله خنک‌کننده عایق پوش به‌قطر داخلی ۸ اینچ بافشار $1000\ Psia$ یک راکتور پژوهشی تابع رابطه زیراست.

$$v = 60 - 540r^2$$

که r سرعت برحسب فوت در ثانیه، v فاصله از مرکز لوله برحسب‌فوت است. توزیع درجه حرارت درقطر لوله بارابطه زیر داده شده است.

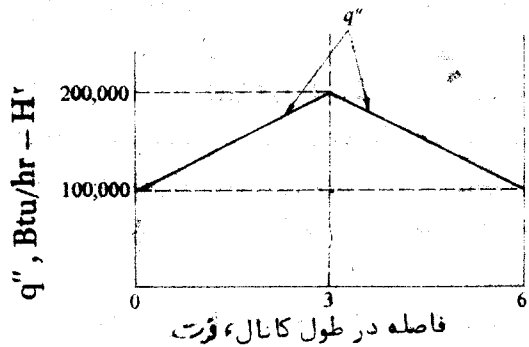
$$T = 100 - 720r^2$$

که T درجه حرارت برحسب فارنهایت می‌باشد (الف) درجه‌حرارت کلی آب را حساب کنید (ب) سرعت متوسط آب را درداخل لوله حساب کنید (ج) مقدار عدد ری‌نولدز را محاسبه نمائید (د) چه‌مقدار آب از داخل لوله برحسب lb/hr عبور می کند؟

۸-۲۹ مطلوب است محاسبه رسم درجه حرارت آب، سطح خارجی غلاف، و مرکز سوخت برحسب فاصله در سراسر داغ‌ترین مجرای راکتور مثال‌های ۸-۳ و ۸-۵ درتحت‌شرایط مذکور مثال ۸-۷ .

۸-۳۰ مطلوب است محاسبه (الف) درجه حرارت سدیم خروجی (ب) حداکثر درجه حرارت سوخت وسطح غلاف برای داغ‌ترین مجرا راکتور مساله ۸-۹ [یادآوری : ضریب انتقال حرارت را $۳۵۰۰۰ Btu/hr-f t^{2}°F$ درنظر بگیرید]

۸-۳۱ برای داغ‌ترین مجرا راکتور مساله ۸-۷ بافرض این‌که راکتور لخت است، مطلوب است محاسبه (الف) درجه حرارت خروجی آب (ب) حداکثر درجه حرارت سوخت‌و سطح غلاف (یادآوری $h = ۷۶۰۰ Btu/hr-f^{2}t°F$ درنظر بگیرید)



شکل ۸-۱۵

۸-۳۲ تغییرات فلوی حرارتی درسطح میله‌های سوخت‌یک راکتور آزمایشی نسبت‌به فاصله مطابق‌شکل ۸-۱۵ می‌باشد. میله‌های سوخت به‌قطر ۰٫۵ اینچ وطول ۶فوت هستند. آب ورودی به‌قلب راکتور دارای درجه حرارت ۱۵۰°F بوده و با شدت ۳۵۰lb/hr برای هرمیله‌عبور می کند. ضریب‌انتقال حرارت $۱۰۰۰ Btu/hr-f t^{2}°F$ است. درجه‌حرارت خنک کننده ، سطح میله سوخت، ومرکز میله سوخت را در ورودی مجرا تا ۳فوت بالای کانال ودر خروجی به‌دست آورید.

۸-۳۳ آب با فشار ۲۰۰۰Psia و درجه حرارت ۶۱۳°F از محفظه یک راکتور تحت فشار از طریق لوله خنک‌کننده مدار اولیه به قطر داخلی ۲۹ اینچ با سرعت متوسط ۴۹٫۵ft/sec خارج می‌شود. (الف) شدت خروجی جرم آب برحسب lb/hr چقدر است

(ب) عدد ری‌نولدز برای آب داخلی لوله چقدر است؟ (ج) اگر آب با همان فشار و درجه حرارت ۵۵۰°F به‌محفظه برگردد بزرگی لوله چقدر بایستی باشد؟

۸-۳٤ ضرائب لازم برای‌محاسبه عدد ری‌نولدز مثال ۸-۸ را به‌دستگاه واحدهای SI تبدیل کنید ودوباره Re رامحاسبه نمائید.

۸-۳۵ شدت جریان جرمی خنک‌کننده‌ای که از داخل مجرا تک شبکه مثال ۸-۸در تحت شرایط آن مثال برحسب lb/hr به‌دست آورید.

۸-۳٦ (الف) نشان دهید برای‌یک شبکه مربعی پایای C در معادله (۸-۹) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$C = ۰٫۰٤٦۰ - ۰٫۰۲٦۲d^۲/s^۲$$

که d قطر میله و s گام شبکه است. (ب) رابطه مشابهی‌برای یک شبکه شش‌وجهی به‌دست آورید.

۸-۳۷ مطلوب است محاسبه (الف) سرعت متوسط جریان برحسب فوت در ثانیه (ب) قطر معادل‌مجرا (ج) عدد ری‌نولدز در ورودی وخروجی داغترین مجرا (د) ضریب‌انتقال حرارت در محل های قسمت (ج) برای راکتور.

۸-۳۸ برای قلب راکتور LMFBR مساله ۸-۹ مطلوب است محاسبه (الف) قطر معادل مجرا خنک‌کننده (ب) سطح کل جریان خنک‌کننده (ج) شدت جریان سدیم برحسب lb/hr (د) درجه حرارت متوسط سدیم خروجی (ه) عدد ری‌نولدز برای سدیم درورودی و خروجی (در درجه حرارت قسمت د) قلب (ز)ضریب متوسط انتقال حرارت برای سدیم ورودی وخروجی قلب.

۸-۳۹ آب‌با درجه حرارت ۵۲۰°F وارد قلب راکتور مشروح مساله ۸-۸ می‌شود و باشدت، $۱۰٫۵ \times ۱۰^٦$ lb/hr از داخل قلب عبور می‌کند. شدت تولید حرارت درسوخت در راستای داغترین مجرا را می‌توان بارابطه تقریبی زیر به‌دست آورد.

$$q'''(z) = q''_{max} \cos\left(\frac{\pi z}{۱۶۵}\right)$$

z برحسب اینچ می‌باشد. فشار محفظه ۱۰۲۰psia است. مطلوب است محاسبه (الف) نسبت چگالی قدرت‌حداکثر به‌متوسط در راستای z (ب) سطح کل جریان درقلب (ج) سرعت متوسط جریان آب درته قلب راکتور (د) نسبت حجم آب به‌سوخت (ه) قطر معادل مجرا خنک‌کننده (و) عدد ری‌نولدز نزدیک خروجی داغ‌ترین مجرا (ز) ضریب انتقال حرارت برای هدایت داغ‌ترین مجرا (ح) محل شروع غلیان موضعی

۸-٤۰ باتوجه به‌مثال‌های ۸-۳ تا ۸-۹ در مورد راکتور PWR (الف) آیا غلیان از هر نوع دراین راکتور رخ می‌دهد؟ (ب) آیا غلیان توده‌ای‌رخ می‌دهد؟ (ج) آیا غلیان در

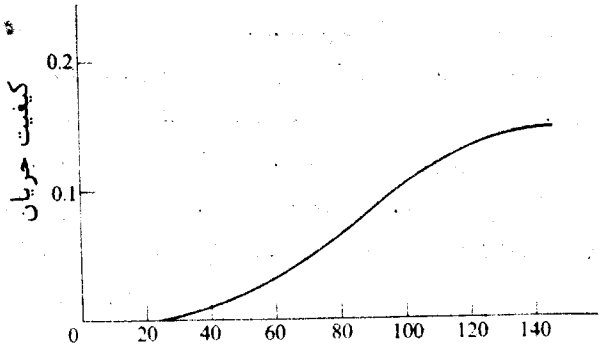
مجرای ۳۰ اینچ از محور راکتور رخ می‌دهد؟

۸-٤١ باشروع منحنی‌های q'' و T_b شکل (۸-۱۲) منحنی‌های T_c و $T_c - T_b$ را حساب کنید.

۸-٤٢ (الف) بااستفاده از نتایج مساله (۸-۳۱) ورابطه برنات q''_c را برحسب فاصله در طول داغ ترین مجرا راکتور مساله (۸-۷) محاسبه کرده رسم نمائید (ب) مقدار DNBR را برای این مجرا حساب کرده رسم نمائید. (ج) حداقل DNBR چقدر است؟

۸-٤٣ شکل (۸-۱۶) کیفیت جریان را برحسب فاصله درراستای مجرا داغ راکتورشکل (۸-۱۲) نشان دهید. فلوی جرمی برای این مجرا $۲٫۳ \times ۱۰^۶ lb/hr - ft^۲$ است (الف) مطلوب است محاسبه ورسم q''_c و DNBR درسراسر مجرا (ب) حداقل DNBR چقدر است؟

۸-٤٤ حداکثر فلوی حرارتی در راکتور HTGR مساله (۸-۶) برابر، $۱۲۰۰۰۰ Btu/hr - ft^۲$ است و ضریب مجرا داغ ۲٫۶۷ می‌باشد (الف) فلوی حرارتی متوسط چقدراست؟ (ب) سطح کل انتقال حرارت چقدر است؟



شکل ۸-۱۶

۸-٤٥ ضریب مجرای داغ برای راکتور LMFBR مساله ۸-۹ برابر ۱٫۸۵ می‌باشد. (الف) سطح کل انتقال حرارت درقلب (ب) فلوی گرمائی متوسط (ج) حداکثر فلوی حرارتی را حساب کنید.

۸-٤٦ توزیع قدرت در راستای محوری میله های سوخت ۱۲ فوتی یک راکتور تحت فشار بارابطه زیر به‌خوبی نشان داده می‌شود

$$q''' = c \times \cos\left(\frac{\pi z}{۱٤٤}\right)$$

برحسب اینچ است. حداقل DNBR برابر ۲٫۱ درفاصله ۹۰ اینچ بالا داغ ترین مجرا واقع است، درحالی که فلوی حرارتی بحرانی برابر $۱٫۰۸ \times ۱۰^۶ Btu/hr - ft^۲$ می‌باشد. ضریب مجرای داغ راکتور ۲٫۷۸ وسطح کل انتقال حرارت $٤۸۰۰۰ ft^۲$ 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 عملا تمام دستگاههایی که از انرژی هسته‌ای استفاده می‌کنند ، دارای تابش می‌باشند ، لذا طراحان چنین دستگاههائی باید برای محافظت افرادی که بادستگاهها سروکار دارند برای همگان به‌طور اعم محافظت‌های لازم انجام‌گیرد. مسئولیت بازرسی مداوم و مسائل به‌عهده افراد فیزیک بهداشت* که وظیفه آنها اینست که اطمینان حاصل نمودن ازاینکه هیچ‌فردی درمعرض تابش غیرضروری یا خطرناک قرار نگیرد، می‌باشد. شرایط برای طرح حفاظ تابش‌ها وبرای تاسیسات‌موردنیاز یک برنامه سالم فیزیک بهداشت‌بر پایه اثرات تابش‌ها بربدن انسان قرار دارد. این اثرات همراه‌بعضی محاسبات حفاظت درمقابل تابش‌ها موضوع این فصل را تشکیل می‌دهند حفاظ تابش‌ها درفصل ۱۰ بحث می‌شود.

کتابهای فیزیک بهداشت حاوی بسیاری عبارات بیولوژیکی وپزشکی است که‌برای اغلب افراد غیرمتخصص گیج کننده است. دراین فصل بسیاری ازاین عبارات تعریف می‌شوند تااینکه خواننده باداشتن زمینه لازم بتواند مطالب مشخص‌تردرک نماید. فهرستی ازاین‌عبارات درآخر این فصل داده‌شده است.

۹-۱ تاریخچه اثرات تابش‌ها

در طول تاریخ، نوع بشر موردتابش انواع مختلف تابش‌های طبیعی زمینه‌ای بوده است.درهرصورت ،این سطوح تابش بسیار ضعیف هستند که اثرات محسوس تابش[۱] نشان‌دهد این موضوعات تا اخر دهه ۱۸۰۰ معلوم نبود ، دراین زمان اشعه ایکس توسط رنتگن و رادیواکتیویته توسط بکرل کشف شد منجر به‌فراهم آمدن چشمه‌های قوی اشعه شد. بلافاصله

---

* «فیزیک بهداشت» اسمی است که به‌مطالعه مسایل مربوط به‌محافظت فرددرمقابل اشعه داده شده است. این عبارت غیرمناسب ومنحرف کننده نمی‌تواند واضح‌تر از این تعریف باشد. فقط قسمت کوچکی ازآنچه‌گفته شد می‌تواند «فیزیک» خوانده شود.درعین‌حال، مسایل فیزیکی زیادی مربوط به‌بهداشت می‌شود تا آنهایی که ناشی از مورد تابش اشعه است.

۱- Health Physics

بعد از آن جراحات تابشی واضحی گزارش شد. سال‌های بعد اثرات نامعین ودرازمدت اشعه تشخیص داده‌شد.

اثرات اشعه معمولا به‌دو گروه تقسیم می‌شوند، این تقسیم‌بندی بستگی دارد به‌این که صدمه ناشی از تحت تابش قرار گرفتن خارجی[۱] باشد یعنی تابش از خارج به تمام بدن وارد شود، یاتابش داخلی[۲] مربوط به‌تابش اشعه‌ای است که از ایزوتوپهای رادیواکتیو جذب شده در بدن ناشی شود. اولین یادداشت مربوط به‌سال ۱۸۹۶ درباره تحت تابش قرارگرفتن اشعه‌ایکس که می‌تواند تولید اریتما[۳] (قرمزی غیرطبیعی پوست)، ادما[٤] (ته‌رم پوست مربوط به‌تراکم مایعات)، اپیلاسیون[٥] (ریزش غیرطبیعی مو) کند. تاسال ۱۸۹۷ یک پژوهشگر۶۹ حالت سوختگی اشعه‌ایکس راگزارش کرده این نوع زخم‌ها را اصطلاحاً سوختگی نامند. بکرل ومادام کوری در اثر وجود ماده رادیواکتیو در تعدادی لوله آزمایش کوچک دچار سوختگی‌های مشابهی شدند. اثرات سرطان‌زائی[۶] تابش بعدازاین تاریخ مشاهده شد. تاسال ۱۹۱۱، ۹٤ حالت از ایجاد غددی که در نتیجه‌اشعه ایکس گزارش شد. ۵۰ تا ازاین حالات توسط رادیولوژیست‌ها(دکترهائی که در استفاده از تابش‌ها برای مقاصد مختلف تخصص دارند)، تاسال ۱۹۲۲ حدس زده شدکه ۱۰۰ رادیولوژیست دراثر دریافت دوز اشعه‌سرطان‌زا جان خود رااز دست داده‌اند. مدتی بعد معلوم‌گشت نوعی کم‌خونی[۷] (سرطان اعضای سازنده خون، یعنی مغز استخوان) دربین رادیولوژیست‌ها خیلی بیش‌از دیگر اطبامی‌باشد. شواهد جمع‌آوری شده نشان می‌دهدکه عمر متوسط رادیولوژیست‌ها کمی کوتاه‌تر ازعمر متوسط‌اطبای دیگراست. خوشبختانه، مطالعات اخیر درمورد رفتار رادیو لوژیست‌ها نشان می‌دهدکه‌افزایش و نوع کم‌خونی وکوتاهی عمر ازبین رفته است. این امر معمولا مربوط به آگاهی بیشتر رادیولوژیست‌ها در باره اثرات خطرناك تابش‌هاو اتخاذ روش وعمل کردهای ایمنی می‌باشد.

مدتهای طولانی معلوم شده بود که در معادن کبالت‌ساکسونی[۸] در جنوب آلمان‌ودر معادن پیچ بلند[۹] چکسلواکی، ـ دوگروه معادن حاوی غلظت‌های زیادی از اورانیوم می‌باشند اغلب معدنچیانی کارمی کردندکه مبتلا به‌سرطان ریه بودند (۳۰ برابر حالت طبیعی). امروزه فهمیده‌اندکه این کارگران قربانی تابش داخلی ناشی از تنفس گازرادن رادیواکتیو و دخترهایش بوده‌اند، اینها محصولات حاصل از تجزیه اورانیوم می‌باشندکه از دیوارهای‌معادن وکانال‌ها به‌داخل معادن راه یافته‌اند. وقوع سرطان ریه به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای در بین

۱- External Exposure
۲- Internal Exposure
۳- Erythema
٤- Edema
٥- Epilation
٦- Carcinogenic
۷- Leukemia
۸- Saxony
۹- Pitchblende

معدنچیان درایالات‌متحده بیشتر است.وباتوسعه دستگاهها وروش های تهویه معادن وروش های سخت استاندارد اتخاذ شده برای حفاظت معدنچیان انتظار می‌رود این منبع صدمات تابشی از میان برداشته شود .

تعداد زیادی صدمات در مورد تابش داخلی در طی سالیان درازگزارش شده است.از حدود جنگ جهانی اول تا ۱۹۳۰ دربعضی از دوایر پزشکی فکر می کردند که رادیوم‌وتوریوم دارای ارزش معالجاتی است وبه‌بسیاری افراد بخت‌برگشته دراین مواد مرگبار تزریق شده یا خوردن این تجویز شده بود. درسالهای بین ۱۹۲۸ تا ۱۹۴۵ به‌تعداد زیادی ازافراد محلول اکسیدتوریوم تزریق شد تااینکه به‌عنوان ماده آشکار ساز در تشخیص عکس‌برداری بوسیله اشعه ایکس به‌کار رود. افزایش قابل‌توجهی در تعداد مریض های سرطانی به‌ویژه سرطان کبد دربین این‌گروه افراد مشاهده شد. دراین مورد مشهورترین حالات تابش داخلی مربوط است به‌کارگران ساعت‌سازی که در شرکت رادیوم اورنج نیوجرسی درایالات متحده که با رادیوم عقربه ساعتها را رنگ می کردند. این زنها اعداد را در روی صفحه ساعت بارنگ حاوی رادیوم رنگ می‌زدند. برای اینکه اعداد تمیز و مشخص باشند آنها عادت داشتند نوك قلم آغشته به‌رنگ را با لبهای خود بمکند. فروبردن رادیوم منجر به‌مرگ ۵۰ زن دراثر ابتلا به‌انواع مختلف سرطان شد. درنتیجه این‌و ماجراهای غم‌انگیز دیگر در استفاده از اشعه ایکس‌و مواد رادیو اکتیو، حال اطلاعات زیادی در مورد اثرات تابش برگونه های انسان به‌دست آمده‌است. اهمیت ایمنی درکاربرد تابش به‌طورکلی درك‌شده وبجز کاربردهای پزشکی، استانداردهای دقیقی در تابش اشعه به‌کارگرفته می‌شود. این جای خوشبختی است زیرا بسیاری از دستگاهها در تکنولوژی جدید ـ شتابدهنده‌ها، راکتورهای هسته‌ای، دستگاههای مختلف حاوی رادیو ایزوتوپها، دستگاههای تلوزیون، هواپیماهای بلندپرواز، و مسافرتهای فضائی ـ همه بالقوه منابع تابش اشعه است. دراین مورد، صنایع هسته‌ای سهم کمی درصدمات تابشی چه به‌افراد خود وچه به‌عموم داشته‌اند. به‌طوری که در قسمت‌های بعد این فصل خواهیم دید، چشمه اصلی تابش به‌انسان مربوط به‌استفاده‌های پزشکی اشعه‌ایکس می‌شود .

۹ـ۲ آحاد تابش

برای اینکه محاسبات حفاظت در مقابل اشعه بامعنی باشند، لازم است دستگاهی از آحاد که بتوان میدان‌های تابشی واثرات آنها را به‌طورکمی بیان داشت، دراختیار داشته‌باشیم. چنین آحادی توسط یک هیات بین‌المللی[۱]، کمیسیون بین‌المللی آحاد تابش و اوزان[۲]، که به‌طور

۱- International body

۲- International Commission on Radiation and Measurements (ICRU)

مرتب واحدهای تابش را بررسی نموده، ودرمورد این واحدها توصیه‌هائی می‌کند. بحث‌زیر براساس تعریف‌های جدیدی درمورد چند واحد که درسال ۱۹۷۱ توسط ICRU (گزارش شماره ۱۹) پیشنهاد شده بودومعمولا به‌وسیله افراد ذینفع در سراسر دنیا مورداستفاده است.

تابش دهی[1]

عبارت تابش دهی برای تشریح تابش گاما ورودی به‌یک جسم درهرنقطه به‌کار می‌رود. به‌طوری‌که در فصل ۳ (قسمت ۳-۸) بحث شد اشعه‌گاما ضمن برخورد به‌ذرات هوا تولید یون‌ها والکترون‌هائی می‌کند. بنابراین حضور اشعه‌گاما در سطح بدن می‌تواند برحسب تعداد یون‌ها یا الکترون‌های تولید شده درهوا مجاور اندازه‌گیری شود. این اندازه میدان‌تابش ازنقطه‌نظر حفاظت درمقابل اشعه معقول می‌باشد زیرا به‌طوری‌که بعداً خواهیم دید، اثر بیولوژیکی اشعه‌گاما تابع یونیزاسیونی‌است که در بدن ایجاد می‌شودو بنابراین اثرات بیولوژیکی ناشی از یک تابش دهی معین انتظار می‌رود کم‌وبیش بامیزان تابش دهی به‌طور یکنواخت افزایش یابد.

بامیزان این مطالب، کمیسیون جهانی آحاد واوزان تابش دهی را به‌صورت زیر تعریف نموده آن را باعلامت X نشان می‌دهد.

$$X = \frac{\Delta q}{\Delta m} \qquad (۹-۱)$$

که Δq جمع بار الکتریکی تمام یون‌های هم علامت، وقتی‌تمام الکترون‌ها (+ و −) که در اثر جذب‌گاما در یک حجم به‌جرم Δm آزاد شده‌اند، در هوا کاملا متوقف شوند. باید یادآور شد که‌الکترون‌های آزاد شده از Δm نیازی نیست درحجم‌حاوی Δm متوقف شوندومتوقف‌هم نمی‌شوند ودراغلب‌حالات‌این‌الکترون‌ها درحقیقت‌بطور قابل‌ملاحظه‌ای از Δm دور می‌شوند. ازمعادله(۹-۱) دیده می‌شود که‌بعدتابش‌دهی درهوابرحسب کلون‌بر کیلوگرم (c/kg) است.

رنتگن

واحد تابش دهی رنتگن است که مخفف آن R و به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$1R = ۲٫۵۸ \times ۱۰^{-۴} c/kg \qquad (۹-۲)$$

می‌توان نشان داد که این مقدار معادل تولید یک واحد الکترواستاتیک ($1esu = ۳٫۳۳ \times ۱۰^{-۱۰} c$) بار الکتریکی‌از یک‌نوع که‌دربرخورداشعه‌گاما با۰٫۰۰۱۲۹۳/ گرم هوا تولید می‌شود (جرم یک سانتیمتر مکعب از هوا در فشار جو و درجه حرارت صفر

۱- Exposure

سانتی‌گراد می‌باشد). یک هزارم رنتگن را میلی‌رنتگن نامند و به mR نشان می‌دهند.

شدت تابش دهی[1]

شدتی که مقدار بار Δq (معادله ۹-۱) دراثر واکنش در Δm آزاد می‌گردد شدت تابش دهی نامیده می‌شود. این‌شدت رابه‌صورت $\dot{X} = \frac{dX}{dt}$ نوشته‌می‌شود ودارای واحدرنتگن در واحدزمان یعنی R/sec ، mR/hr وغیره می‌باشد.

باید تاکید کرد که مفهوم تابش دهی وشدت تابش دهی فقط در مورد اشعه‌گاما (یا اشعه ایکس) در هوا در نقطه‌ای خارج از بدن به‌کار می‌رود. این اصطلاحات یا عبارات نباید به‌صورت اصطلاحات فنی برای بیان واکنش‌ها ی نوترون‌هایا ذرات باردارکه در داخل بدن انجام می‌گیرد به‌کار برد .

مثال ۹-۱ دریک‌میدان اشعه‌گاما به‌شدت ۱mR/hr شدت تولید یون‌ها درسانتیمتر مکعب در ثانیه چقدر است؟

حل : دربرخورد اشعه‌گاما باهوا معمولا یون‌های تک تولید می‌شود. بنابراین بار الکتریکی هریون $۱٫۶ \times ۱۰^{-۱۹}$c می‌باشد. از آنجاکه یک رنتگن $۲٫۵۸ \times ۱۰^{-۴}$c/kg آزاد می‌کند این مقدار معادل

یون‌برکیلوگرم $۱٫۶۱ \times ۱۰^{۱۵} = ۱٫۶ \times ۱۰^{-۱۹} / ۲٫۵۸ \times ۱۰^{-۴}$

یون‌برگرم $= ۱٫۶۱ \times ۱۰^{۱۲}$

است و بنابراین یک رنتگن $۱٫۶۱ \times ۱۰^{۱۲}$ یون درگرم تولید می‌کند. یک سانتیمتر مکعب‌هوا ۰٫۰۰۱۲۹۳ گرم جرم دارد ، لذا دریک سانتیمترمکعب هوا

$۱٫۶۱ \times ۱۰^{۹} \times ۰٫۰۰۱۲۹۳ = ۲٫۰۸ \times ۱۰^{۶}$

یون تولید می‌شود. اگر شدت تابش دهی ۱mR/hr باشد، شدت تولید یون‌ها

یون درسانتیمتر مکعب در ثانیه $۲٫۰۸ \times ۱۰^{۶} / ۳۶۰۰ = ۵۷۸$

انرژی‌جدا شده[2]

بعداً نشان خواهیم داد که اثر بیولوژیکی اشعه تابعی است ازاین‌که چگونه انرژی دربدن‌جذب‌می‌شود. بنابراین، حجم ΔV که حاوی Δm ازهرماده‌ای است‌درنظر می‌گیریم. فرض می‌کنیم E_{in} و Eout جمع انرژی‌های‌جنبشی تمام ذرات‌فوتون‌ها، نوترون‌ها، ذرات باردار- ورود بروخروج از ΔV باشد. درمورد فوتون E_{in} و E_{out} کل انرژی داده شده به‌وسیله معادله (۲-۳-۶) است. انرژی جدا شده ΔE_D طبق تعریف برابر $E_{in} - E_{out}$ ، منهای هر

۱- Exposure Rate ۲- Imparted Energy

تغییری (با علامت جبری) در جرم‌های حالت سکون هسته‌هایی که در حجم ΔV در نتیجه‌ی واکنشی انجام می‌دهند می‌باشد. لازم است تغییرات جرم حالت سکون هسته‌ای راکم کنیم، زیرا مفهوم انرژی جدا شده بدین‌معنی است که جذب انرژی را نشان می‌دهد که دارای اثر بیولوژیکی است و تغییرات در جرم این‌گونه دردسترس نمی‌باشد.

دزجذبی

دز جذبی که به D نشان داده می‌شود، عبارت است از انرژی داده شده به‌واحد جرم وبه‌صورت زیر نوشته می‌شود.

$$D=\frac{\Delta F_D}{\Delta m} \qquad (۳-۹)$$

راد

راد واحد دز جذبی است. یک راد که مخفف دز جذبی تابشی می‌باشد برابر دزجذبی ۰٫۰۱ ژول بر کیلوگرم است یعنی

$$1rad=0{,}01J/kg=100erg/g \qquad (۴-۹)$$

یک میلی‌راد (۰٫۰۰۱red) رابه mrad نشان می‌دهند.

شدت دز جذبی

این شدتی است که دزجذبی دریافت می‌شود. این شدت با D نشان داده می‌شودوبر حسب rad/sec و mrad/hr و واحدهای دیگر اندازه‌گیری می‌شود.

اثر نسبی بیولوژیکی[۱۰]

مطمئناً اگر اثر بیولوژیکی تابش‌ها متناسب باانرژی جذب شده در عضو می‌بود مساله ساده می‌شد. در این حالت دز جذبی، برحسب راد، معیار مناسبی از میزان‌صدمه بیولوژیکی، بدون‌توجه به‌ماهیت تابش ورودی‌یا انرژی تابیده، می‌باشد. متاسفانه، وضعیت واقعی به‌طور قابل ملاحظه‌ای پیچیده‌تر است. اثرات بیولوژیکی به‌تنها بستگی به کل انرژی جذب شده‌برای هرگرم یاهرسانتیمتر مکعب دارد، بلکه همچنین بستگی به‌نحوه توزیع این انرژی درمسیرتابش دارد. به‌ویژه، اثر بیولوژیکی هرتابشی باضریب انتقال خطی‌انرژی L_∞ افزایش می‌یابد(قسمت ۳-۹). لذا، برای مقدار معینی دز جذبی، صدمه بیولوژیکی مربوط به ذرات آلفا، که یونیزاسیون شدید ایجاد می‌کنند ودارای ضریب L_∞ بزرگ است، خیلی بیش ازصدمه‌ناشی از جذب اشعه گاما است که قدرت یونیزاسیون آن کمتر ودارای ضریب L_∞ کوچکتر است.

۱۰- Relative Biological Effectiveness(RBE)

این نتیجه جای تعجب نیست، براساس تعدادی تجربیات رادیوشیمی ، معلوم شده است مثلا وقتی ذرات آلفا $_{84}Po^{210}$ (۵٫۳Mev) در محلول سولفات آهن جذب می‌شوند ، ۰٫۱ مولکول آزاد H_2 در مقابل جذب هر ۱۰۰ev انرژی ، تشکیل می‌شود. درمقابل اشعه گاما $_{27}Co^{60}$ (۱٫۳۳Mev و ۱٫۱۷Mev) فقط دارای جذب ۱۰۰ev انرژی درهمین محلول ۰٫۴ مولکول H_2 به‌وجود می‌آورد. ازآنجا که تغییرات القائی تابش ها دردستگاه‌های شیمیائی منحصراً تابع جذب انرژی نیست، اثرات القائی تابش ها در دستگاه‌ههای بیولوژیکی بعیداست این‌طور باشد. عبارت کیفیت برای تشریح این حقیقت است که اشعه در مسیر حرکت خود انرژی را به‌طریق مختلف از دست می‌دهند. تابش های از انواع مختلف‌ویا انرژی مختلف دارای کیفیت متفاوت هستند.

تابش ها از انواع مختلف ویا انرژی‌های متفاوت به‌طور کلی دارای اثرات بیولوژیکی متفاوت ، برای یک مقدار معین دز جذب شده ، می‌باشند که آن را برحسب یک ضریب معروف به «اثر بیولوژیکی نسبی» یامخفف RBE، تشریح می کنند. این کمیت رابه‌روش تجربی زیر تعیین می کنند. ابتدا یک نسج یاعضوی را بااشعه‌گاما ۱۰۰kev که RBE آن‌را به‌طوردلخواه برابر واحدمی‌گیرند، تحت‌تابش‌قرار می‌دهندو اثرحاصل رابرای مقدار معینی ازدز درنظرمی‌گیرند. این آزمایش‌را بایک نوع دیگر تابش تکرار می کنند. دراین‌جاست که‌اگر معلوم شود که همان اثر بیولوژیکی، ازهرنوع که ممکن است باشد، رخ دهدمنتها بایکدهم دز جذب‌شده قبلی، در این صورت واضح است این تابش‌ده هابار موثرتر از دز اشعه‌گاما جذب شده است و RBE را ۱۰ درنظر می‌گیرند. RBE بستگی به‌نسج‌دارد، اثر بیولوژیکی موردمطالعه، میزان‌دز، ودربعضی مواردبستگی به‌شدت‌دز دارد. درحال‌حاضر RBE تقریباً به‌طور منحصر در رادیوبیولوژی به کار می‌رود. استفاده ازاین‌پایا برای مقاصد حفاظت معمولی درمقابل اشعه‌زر خیلی‌مفصل واختصاصی به‌نظر می‌رسد.

ضریب کیفی

برای اینکه اختلاف‌های موجود در اثر بیولوژیکی تابش های مختلف به‌حساب‌آورده شودودرعین‌حال محاسبات حفاظت درمقابل اشعه را ساده نماید، کمیسیون جهانی آحاد واوزان اشعه ضریب کیفی تابش راکه به Q نشانداده می‌شود معرفی کرده است واین پایا یک عدد دلخواه درست مقدار RBE بر حسب انتقال خطی انرژی می‌باشد. در مقابل RBE ، که همیشه به کمک آزمایش تعیین می‌شود، Q به‌طور ساده مشخص می‌گردد.البته پس ازملاحظه مقادیر RBE ضریب کیفی بر حسب L_∞ در جدول ۹-۱ داده شده است. مقادیر Q برای تابش های مختلف در جدول ۹-۲ آمده است.

جدول ۹-۱ ضریب کیفی برحسب L_∞

Q	L_∞ ، 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 تابش‌ها*

نوع تابش	Q
اشعه ایکس و گاما	۱
اشعه بتا $E_{max} > ۰ر۰۳$ Mev	۱†
اشعه بتا $E_{max} < ۰ر۰۳$ Mev	۱ر۷†
ذرات آلفائی که بطور طبیعی یافت می‌شوند	۱۰
هسته های سنگین رانده شده	۲۰
نوترون‌ها:	
حرارتی تا ۱kev	۲
۱۰kev	۲ر۵
۱۰۰kev	۷ر۵
۵۰۰kev	۱۱
۱Mev	۱۱
۲ر۵Mev	۹
۵Mev	۸
۷Mev	۷
۱۰Mev	۶ر۵
۱۴Mev	۷ر۵
۲۰Mev	۸
انرژی غیرمشخص	۱۰

* براساس گزارش NCRP — ۳۹ † پیشنهاد ICRP شماره ۹

معادل دز

این کمیت اخیراً علامت H به‌آن داده شده و توسط ICRU به‌صورت حاصلضرب دز جذبی در ضریب کیفی تعریف شده است یعنی

$$H\ (\text{معادل دز}) = D\ (\text{دز جذبی}) \times Q\ (\text{ضریب کیفی}) \qquad (۹-۵)$$

معادل دزگاهی نیز دزبیولوژیکی (اخیراً دز RBE خوانده شد) گفته می‌شود.

باتوجه به‌نحوه به‌دست‌آوردن ضریب کیفی، شکل ساده RBE، درحقیقت واضح است که‌معادل‌های دز مساوی از منابع مختلف تابش دریک نقطه از بدن کم‌وبیش دارای یک اثر بیولوژیکی هستند. البته این بدان معنی نیست که اثر دز معادل معین در قسمتهای مختلف بدن یکی است. درقسمت بعد نشان داده‌خواهد شد که مثلا دز وارد به‌دست ممکن است‌دارای اثر متفاوتی (وکم خطرتری) باشد تا اثر همان دز به‌اعضا خون ساز بدن.

رم[1]

واحد معادل دز رم می‌باشد، لذا اگر ضریب کیفی (که بدون واحد است) برای بعضی تابش‌ها واحد باشد، دراین‌صورت دز جذبی یک راد ازاین نوع تابش معادل‌دز یک رم را به دست می‌دهد. میلی‌رم را به‌صورت mrem می‌نویسند.

شدت دزمعادل

شدتی که درآن دزمعادل دریافت‌می‌شودبا $\dot{H}$ نشان داده می‌شود. این از روی شدت دز جذبی به‌وسیله رابطه زیر تعیین می‌شود.

$$\dot{H} = \dot{D} \times Q \qquad (۹-۶)$$

شدت دزمعادل برحسب rem/sec و mrem/hr یا واحدهای دیگر بیان می‌شود.

مثال ۹-۲ ثابت شده است که باریکه اشعه گاما ۱Mev دارای شدت $۱۰^{۶}/cm^{۲}-sec$ به‌میزان تقریبی $۵ \times ۱۰^{-۳} erg/g-sec$ انرژی درنسج به‌جا می‌گذارد مطلوب است محاسبه شدت دز جذب شده وشدت دز معادل.

از جذب $۱۰۰ erg/g-sec$ انرژی، دز جذبی معادل ۱rad/sec به‌جا می‌گذارد، لذا شدت دز جذبی برابر است با:

$$\dot{D} = ۵ \times ۱۰^{-۳}/۱۰۰ = ۵ \times ۱۰^{-۵}\ rad/sec$$

۱- Rem مخفف Roentgen equivalent man است. اگرچه این شناسائی زیاد مورد تائید نیست زیرا حالا رنتگن واحد تابشدهی است ونه دز.

این عدد کوچکی است وبهتر است به‌صورت زیر نوشته شود

$$\dot{D} = ٥ \times ١٠^{-٥} \times ٣٦٠٠ = ٠٫١٨ \text{ rad/hr} = ١٨٠ \text{mrad/hr}$$

از جدول ۹-۲ مقدار ضریب کیفی برای اشعه گاما $Q = ١$ است ونتیجه می‌شود که

$$\dot{H} = ١٨٠ \text{mrem/hr}$$

۹-۳ چند نکته ابتدائی درباره بیولوژی

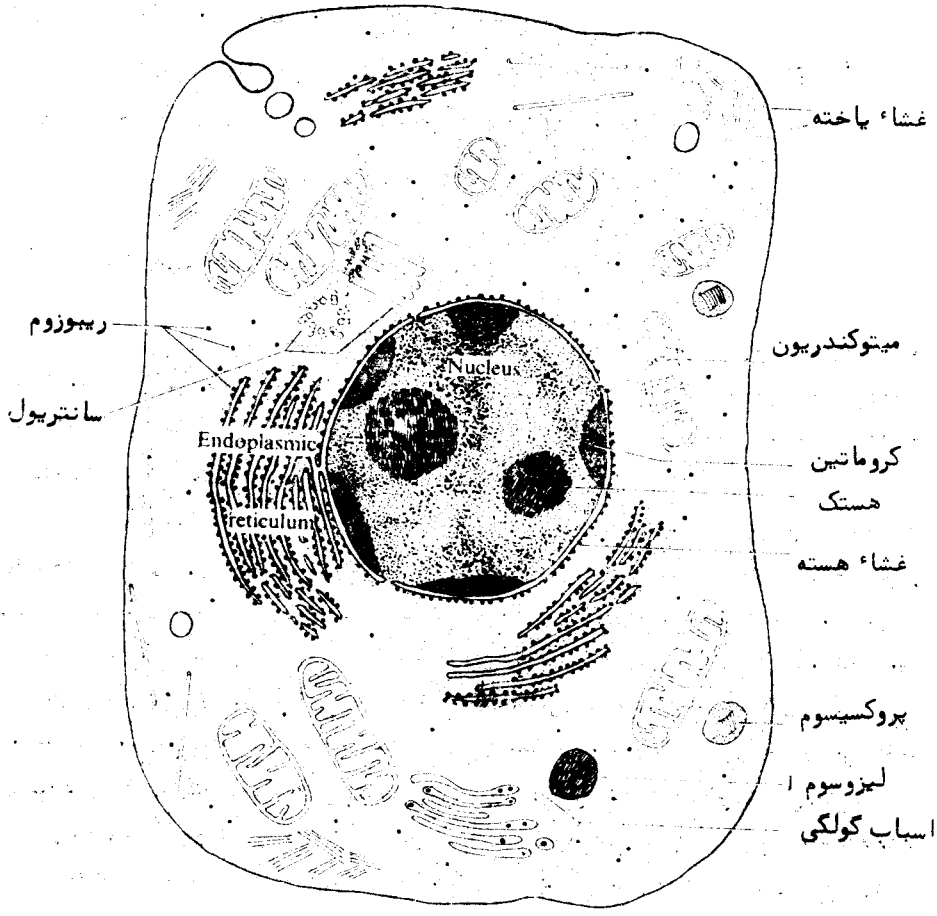
درتجزیه و تحلیل آخرین، اثر تابش بر روی اجزای موجود زنده مربوط به تحریک و یا یونیزاسیون مولکول‌های مختلف درداخل یاخته‌هایی که موجودزنده راتشکیل می‌دهد می‌باشد. قبل از تعقیب بیشتر این موضوعات ، بهتر است بعضی از اصول بیولوژی یاخته‌ها ، بـه‌ویژه یاخته‌های بدن انسان را به‌طور ساده بررسی کنیم.

دریک شخص بالغ معمولی حدود ٤×١٠^{١٣} یاخته موجوداست. درهرصورت، تمام این یاخته‌ها چه در عمل وچه ازنظر شکل مشابه نیستند. واضح است عمل یاخته‌های مغزبغیر از عمل یاخته‌های کبد می‌باشد. اغلب یاخته‌ها کوچک هستند، به‌قطر حدود $١٠^{-٣}$ سانتیمتر،در مقابل یاخته‌های عصبی ممکن‌است بطول یک متر نیز برسند. یاخته‌ها به‌دو گروه‌گسترده تقسیم می‌شوند: **یاخته‌های ساختمانی**[١] و یاخته‌های **نطفه‌ای**.[٢] تقریباً تمام یاخته‌های بدن از نوع ساختمانی است. این یاخته‌ها اعضا، نسوج ودیگر قسمتهای ساختمانی بدن راتشکیل می‌دهند. یاخته‌های نطفه‌ای که **یاخته‌های جنسی**[٣] نیز خوانده‌می‌شوند فقط درامرتولید مثل نقش دارند. از پیوند ژن‌های نروماده فرد تازه‌ای به‌وجود می‌آید. ژن‌ها حامل عوامل توارث‌گونه‌ها هستند که بچه‌ها را بیشتر شبیه‌والدین آنها می‌سازد تا همسایگانشان وباعث انتقال روح شیطانی بشر، بایک تغییر جزئی، ازیک نسل به‌نسل دیگر می‌شود .

پژوهش‌های جدید نشان داده است که یاخته‌زنده دستگاه بسیار پیچیده‌ایی‌است. یک شکل نمونه‌ای از یاخته ساختمانی که در بدن یافت می‌شود درشکل ۹-۱ نشان داده است. به‌طوری‌که در شکل نشان داده شده یاخته حاوی تعدادی از ذرات است کـه دارای نقش شبه اعضا هستند و ارگانل[٤] نامیده می‌شوند، هر یک از این ارگانل‌ها دارای عملی معینی در یاخته می‌باشند، نظیر عمل هریک از اعضا دربدن.

این ارگانل‌ها به‌صورت معلق در داخل سیتوپلاسم[٥] یک مخلوط رقیق شفاف از آب ومولکول‌های مختلف‌والکترولیت‌هایی که حجم تمام یاخته را پرمی‌کند می‌باشند.

١- Somatic Cells
٢- Germ Cells
٣- gametes
٤- Organelle
٥- Cytoplasm



شکل ۹-۱ نمودار یک یاخته ساختمانی (ازکتاب زیرگرفته شده است*)

قسمت‌های اصلی دیگر یاخته که درشکل ۹-۱ نشان داده شده‌اند عبارتند از:

هسته. یک جسم معمولا کروی‌بزرگ که مرکز کنترل یاخته را تشکیل می‌دهدوحاوی **کروماتین**[1] است.

کرماتین. مواد ژنتیکی یاخته، در زیر بحث می‌شود

نوکلولی[2] (مفرد، نوکلولوس[3]). اجسام کروی (ممکن است تاچهار عدد برسد)در

---

* John W. Kimball, Biology, 3rdEd. 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[1] شبکه پیچیده‌ای از لوله های باریک تخت که برای انتقال مواد درداخل یاخته به کار می‌روند، وهمچنین یک منبع انزیم‌های متابولیکی مهمی است.

ابزار دولجی[2]. اورگانلی که عمل آن به‌خوبی فهمیده‌نشده است، ظاهراً مواد معینی را جمع کرده وتغییراتی در ساختمان شیمیائی آنها می‌دهد.

لیسوزم ها[3] **وپروکسیزوم ها**[4]. اورگانل های‌حاوی آنزیم که درتولید موادشیمیائی مختلف نقش دارند.

میتوکوندریا[5] (مفرد: کوندریون[6]) این ذرات که تعداد آنها دریاخته به‌چندهزار می‌رسد، مسئول متابولیزم یاخته‌اند.

سنترزوم ها[7] این ذره حاوی دوسنتریول[8] است؛ نقش این‌سنتریول ها درعمل‌میتوسیز میباشد یعنی درعمل تقسیم یاخته ها

زیبوزوم ها. این ذرات در رتیکول اندوپلاسم در سطح هسته و در داخل سیتوپلاسم قرار دارند، این ذرات مرکز تولید پروتئین هستند.

عمل کروماتین بدین‌نحو تعریف می‌شود که فقط درخاموشی یاخته، یعنی، وقتی یاخته در حال تقسیم نمی‌باشد نقش دارد. دراین مدت، کرماتین ها به‌صورت تجمعی از رشته‌های‌در هم پیچیده مولکول های دی‌آکسی‌ریبونوکلئیک‌اسید[9] (DNA) همراه پروتئین های هسته‌ای معینی به‌نظر می‌رسند.

دراین مرحله، کروماتین عمل سنتزپروتئین ها را که به‌یاخته خصوصیات بارزی می‌دهد کنترل می کند. باشروع تقسیم یاخته این رشته‌ها ازهم جدا می‌شوند وسپس به‌صورت‌دسته هایی به‌هم پیچ می‌خورند که کرموزم[10] نامیده‌می‌شوند. تعداد کروموزمها ازگونه‌ای به‌گونه‌ی دیگر فرق می کنند. دربشر تعداد کروموزمها درهریاخته ٤٦ می‌باشدبجز در یاخته های نطفه‌ای که فقط نصف این تعداد را دارند. در تقسیم یاخته‌ای هر کروموزم دقیقاً مضاعف می‌شودبه‌نحوی که هریاخته تازه تشکیل شده یک‌گروه کامل ٤٦ کروموزم داشته باشد. از آنجا که DNA کروموزمی درتکثیر پروتئین یاخته نظارت دارد، لذادریاخته تازه عیناً شبیه یاخته اولیه‌می‌باشند درپی تقسیم یاخته کروموزمها ازهم بازشده وبه‌حالت رشته‌ای قبل خود برمی‌گردند. به‌هرحال مهم است که یادآور شویم اگرچه در این مرحله تک‌تک کروموزمها قابل تمیز نیستند، لکن هنوز به‌صورت ذرات ویژه‌ای وجود دارند. به‌طور خلاصه می‌توان‌گفت کروماتین از ترکیب

١- Endoplasmic Reticulum
٢- Golgi
٣- Lysosome
٤- Peroxisome
٥- Mitochondria
٦- Mitochondrion
٧- Centrosome
٨- Centriole
٩- Deoxyribonucleic Acid
١٠- uncoiled

کروموزمهای ازهم باز شده تشکیل شده‌اند ونه‌از کروموزمهای تجزیه شده[1].

ساختمان یاخته‌های نطفه‌ای خیلی با یاخته‌های ساختمانی فرق دارند ودر اینجابحث نخواهند شد. درهرحالت، به‌طوری که خواننده بدون‌شک اطلاع دارد دونوع یاخته‌نطفه‌ای وجوددارد. این یاخته‌ها به‌ترتیب **یاخنه‌های اسپرم**[2] **و یاخته‌های تخم**[3] **یا یاخته‌های اووا**[4] (مفرداووم[5]) می‌باشند. اولی درتخم‌های جنس نر[6] ودومی درتخمدان‌های جنس ماده[7] به‌وجود می‌آیند. تخم‌های نروتخمدان ماده را رویهم[8] غدد زاینده می‌نامند. در تکثیر یک اسپرم و یک تخمک هریک دارای ۲۳ کروموزم و با هم پیوند کرده یک نطفه معروف به **یاخته جنینی**[9] به‌وجود می‌آورند که اولین یاخته[10] یک فرد تازه با ٤٦ کروموزم است. تقسیم یاخته جنینی و تولیدهای دیگر بالاخره منجر به‌تولید یک بچه کامل می‌شود.

سالها فکر می‌کردند که خصوصیات ارثی از طریق ژن‌های فرد که به‌صورت ذرات ملحق به کروموزمها سرچشمه می‌گیرد. در صورتی که‌حالا فهمیده‌اند ژن‌ها درحقیقت‌قسمت‌هائی از مولکول‌های DNA هستند که نقش کد کنترل کننده سنتزپروتئین را به‌عهده‌دارد. باوجود این، کلمه ژن هنوز برای تشریح مبدأ خصوصیات قابل تشخیص به کار می‌رود. تغییرات در کروموزمها که موجب خصوصیات تازه غیرتوارثی می‌شود جهش‌های ژن[11] نامیده می‌شوند.

٤-٩ 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 تابشی‌می‌بیند واهمیت آن ازنظر عمل یاخته است. دو نوع مکانیزم اساسی وجود دارد که تحت‌آن تابش‌ها براورگانل اثر می‌گذارد. دراولین مکانیزم، اثرتابش ممکن است منجر به‌شکستن مولکول‌ها شود، پیوندهای آنها در اثر تابش‌های یون‌پاره‌گردد. این امر معروف به‌اثر مستقیم تابش است. دومین مکانیزم تابش به‌علت قدرت یونیزان خودمی‌تواند ترکیبات‌شیمیائی تازه‌ای به‌وجودآورد، نظیر ریشه‌های‌فعال اکسیژن (O) وهیدروکسیل (OH)

۱- disintegrated
۲- Sperm-cell
۳- Egg cell
٤- Ova
٥- Ovum
٦- 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 غیرمستقیم تابش می‌نامند. این دونوع عمل اساساً شیمیائی هستند ـ شکسته شدن یک مولکول الزاماً به‌دو مولکول دیگر تبدیل می‌شود. بنابراین اثرات بیولوژیکی تابش‌ها به‌طور اصولی خیلی‌متفاوت از اثرات بیولوژیکی مواد شیمیائی مختلف نیست. تابش فقط وسیله‌ای متفاوت‌و به‌نظر عجیب برای تولید مواد شیمیائی موردنظر می‌باشد.

نتیجه نهائی این تبدیلات شیمیائی روی یک یاخته بستگی دارد به این که کدامیک از مولکول‌ها مورد تابش قرارگرفته باشند، مثلا اگر یکی از ساختمان‌های مولکولی بزرگتری در میتوکندریون شکسته شود، اثر تابش روی عمل اورگانل ممکن است عکس باشد. به‌هر حال ازآنجا که تعداد میتوکندریا دریاخته زیاد است، بدکارکردن یکی معمولا روی کارتمام یاخته به‌طورکلی اثر ندارد. لذا در دزهای کم، وباحالت استثنائی که همین الان بحث می‌شود، وجود ناهنجاریهای شیمیائی مجزا در یاخته معمولا اهمیتی ندارد.

به‌عبارت دیگر، اگر تابش به‌طور مستقیم توسط یونیزاسیون یاغیر مستقیم درنتیجه واکنش شیمیائی ثانوی‌یک مولکول DNA درمحل کروموزم می‌شکند. نتیجه ممکن‌است یک جهش باشد اگر این جهش دریک یاخته ساختمانی یک فرد کامل رخ دهد، اثرما کروسکپی مشاهده نمی‌شود مگر این که تعداد زیادی یاخته مورد اثر تابش‌ها قرارگیرند. این امربه‌این علت است که DNAساختمان پروتئین‌هائی که یاخته می‌سازند تعیین می‌کند، لذا جهش‌با تولید پروتئین لازم برای عمل مناسب یاخته‌ای مزاحمت ایجاد می‌کند، در نتیجه جهش‌ها به‌یاخته‌ها صدمه می‌زنندواگر یاخته مادر نمیرد یاخته جهش کننده ازبین می‌رود.

اگر جهش دریاخته نطفه رخ دهد، یاخته آسیب دیده معمولا قادر به‌باروری نیست به‌هرحال اگر یاخته جنسی باموفقیت‌بارور شود ویاخته جنینی‌تبدیل به‌یک بچه شود، دراین صورت جهش به‌بچه انتقال می‌یابد. به‌این‌دلیل تابش دهی به‌تخم (نر یاماده) دارای‌اهمیت ویژه ای است، بخصوص درسن تولید.

اثر دیگر تابش که در سطح یاخته‌ای انجام می‌شود شروع سرطان می‌باشد، یعنی شروع تقسیم یاخته به‌طور سریع وغیرقابل کنترل است. منشا سرطان درحال‌حاضر شناخته نشده است، لکن شواهد فزاینده‌ای وجود دارد که عامل سرطان را ذرهٔ ویروسی می‌داند که در یاخته معمولا وجود دارد وبه‌صورت غیرفعال می‌باشد، اما آنها ناگهان به‌طریقی فعال می‌شوند وعمل تقسیم معمولی یاخته رابه‌هم می‌زند. حدود هزار ماده شیمیائی یابیشتر به‌نام کارسینوژن وجود دارد که عامل شناخته شده سرطان می‌باشند و جای تعجب نیست که تابش نیز چنین عاملی باشد. یک جنبه غیرمعمول این نوع آسیب بیولوژیکی این است که سرطان ممکن است خیلی مدت بعد ازاین که یاخته موردتابش قرارگرفت شروع شود ودر حقیقت سرطان ممکن است در هیچ یک از یاخته‌های اولیه تابش دیده شروع نشود. سرطان ممکن است سال‌ها بعد دریکی

از یاخته‌های بچه یا درچند نسل بعد یاخته اصلی ظاهر شود. این پدیده نیز در سرطان‌هائی که با مواد شیمیائی معالجه می‌شوند (درسرطان‌زائی شیمیائی) دیده شده است.

اثرات تابش کلی کلینیکی یعنی مشاهده اثرات تابش دهی، بستگی دارد به‌این که چند یاخته بدن مورد تابش قرار داده شده وچقدر دوز دریافت کرده وباچه شدتی وکدام‌یک‌از یاخته‌ها مورد تابش قرارگرفته است. به‌عنوان مثال تابش‌دهی روده‌ها را درنظر بگیرید، پوشش روده به‌طور پیوسته درنتیجه 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 به‌قسمت‌بعد مراجعه کنید) یاخته‌های تازه کافی برای نگهداری پوسته روده ساخته می‌شود. در دوزهای بالاتر پوسته روده‌را نمی‌توان سالم نگه داشت‌ودرنتیجه تجزیه می‌شود. درنتیجه، مایعات‌مختلف بدن وارد روده شده، در حالی‌که باکتری‌ها ومواد سمی از داخل روده وارد جریان خون می‌شود. اثرکلی روی خود ابتلا به‌اسهال، کمبود آب بدن[1] ، عفونت ومسمومیت خون[2] می‌باشد. ازاین مثال اثرات کلی بدن درسطح یاخته‌ای را می‌توان مشاهده نمود. اثرات کمی کلینکی ازاین نوع درقسمت بعد بحث می‌شود.

۹-۵ اثرات تابش برفرد

کوشش‌های زیادی در طی سالیان دراز برای تعیین اثرات تابش بربدن انسان انجام گرفته است. ازآنجاکه انجام آزمایش‌های تابش دهی‌براشخاص ممکن نیست، اطلاعات‌موجود در باره اثرات تابش‌برانسان‌براساس نتایج حاصل از اتفاقات وتابش‌دهی‌های زیادی، از نوعی که در قسمت ۹-۱ بحث شد می‌باشد . در مورد امراض مسری حاصل از تابش گیری نظیر کم‌خونی[3]وسرطان‌ریه، مطالعات برروی تلفات و زخمی‌ها وکسانی‌که پس از انفجارات اتمی جنگ جهانی‌دوم در ژاپن زنده مانده‌اندانجام شده و آزمایش‌های متعددی نیز روی حیوانات آزمایشگاهی انجام‌گرفته است. وضع جاری این مطالعات به‌طور اختصار عبارتند از:

(الف) اطلاعات مستندی در باره اثرات دزهای تابشی زیاد ودرازمدت بیش از. ۱ تا ۰ ۲ رم است.

(ب) ازآنجاکه اثرات بسیار نادر هستند، اگر واقعاً هم وجود داشته‌اند، فقط موارد معدودی اثرات مثبت را نشان می‌دهند.

(۱) دزهای شدید ۰ ۱ تا ۰ ۲ رم وبدون تکرار

(۲) دزهای شدید چندرم وگاهی تکراری

۱- Dehydration ۲- Toxemia

۳- Leukomiā

(۳) دزهای درازمدت (به‌طور پیوسته برای مدت طولانی) حدود میلی رم در روز در اینجا فقط موارد الف و(ب-۳) درنظرگرفته می‌شوند، زیرا این موارد از نقطه‌نظر مهندسی هسته‌ای دارای اهمیت ویژه‌ای هستند. دزهای شدید زیاد ممکن است اتفاقاً در تاسیسات هسته‌ای دریافت شوند ، درحالی که دزهای کم از نوع دوم ممکن است دز مجاز در چنین تاسیساتی باشند .

دزهای شدید زیاد - اثرات اولیه

دربحث اثرات دزهای شدید ، معمولا بین اثرات اولیه، آنهایی که درپائین ۶۰ روز پس از تابش دهی آشکار می‌شودواثرات تاخیری که پس از ۶۰ روز از تابش دهی آشکار می‌شود به‌علت تغییرات طبیعی بین افراد، بعضی یاتمام این اثرات ممکن است دریک شخص محسوس تر از شخص دیگر باشد. درهرحالت، جدول ۹-۳ اثرات اولیه متوسط کلینکی را برحسب تابش دهی تمام بدن نشان می‌دهد. از جدول دیده می‌شود که اثرات زیان‌آور تابش دهی تمام بدن در دزهای کمتر از حدود ۵۰ رم دیده نمی‌شود. در دزهای بیش از ۵۰ رم فرد تابش دیده گفته می‌شود مبتلا به علائم تابش دهی شدید[1] که در محافل پزشکی به ARS معروف است، می‌باشد. تمام علائم مندرج در جدول نتیجه آسیب همزمان به چندعضو بدن می‌باشد که در نتیجه صدمات وارد به یاخته های فرد است که قسمت قبل بحث شد.

رویدادهای مرگبار درجدول (۹-۳) برای افرادی است که موردمطالعه 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- به‌حداکثر آنچه که به‌نظر می‌رسد - ودراین حالت، شروع مرگ و میر از حدود ۵۰۰ رم آغاز می‌شود. دز زیاد دریافتی توسط تمام بدن که منجر به، بدون معالجه، مرگ ۵۰ درصدافراد درفاصله T روز پس از تابش دهی می‌شوند را دز $LT_{۵۰/T}$[2] می‌نامند. به‌عنوان مثال، $LT_{۵۰/۳۰}$ نصف افرادی راکه تحت تابش قرار گرفته‌اند در مدت ۳۰ روز می کشد، مقدار دز $LT_{۵۰/۳۰}$ دقیقاً معلوم نیست، اما تصور می‌رود حدود ۵۰۰ رم باشد. مقدار دز برای بیشتر پستانداران حدود همین مقدار است. در مورد ،باکتری‌ها و حشرات بالغ دز $LT_{۵۰/۳۰}$ حدود ۱۰۰۰۰ راد می‌باشد.

بعضی از مهمترین اثرات اولیه علائم تابش زیاد که به‌طریق کلینکی 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

دز زیاد rems	اثرات احتمالی کلینکی
۰ — ۵۰+	اثراتی مشاهده نمی‌شود .
۵۰+ — ۱۰۰	تغییرات جزئی درخون دیده می‌شود ولی اثر دیگری مشهود نیست.
۱۰۰ — ۲۰۰	استفراغ ۵ تا ۵۰ درصد افراد تابش دیده درمدت ۳ساعت، همراه با خستگی ، وکمی اشتها ، تغییرات متوسط خون . این ناراحتی‌ها پس از چند هفته بهبود می‌یابد.
۲۰۰ — ۶۰۰	برای دزهای ۳۰۰ رم یا بیشتر . تمام افراد تابش دیده درعرض دو ساعت یا کمتر مبتلابه‌استفراغ می‌شوند. تغییرات‌شدید خونی همراه با خونریزی و عفونت. بادزهای بیش از ۳۰۰ رم پس ازدو هفته ریزش مو مشاهده می‌شود. بهبودی بین ۲۰ تا ۱۰۰ درصد در عرض یک ماه تا یک سال انجام می‌گیرد.
۶۰۰ — ۱۰۰۰	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 دردراز مدت قدرت خود را به‌دست می‌آورند.

(۱)گلبول‌های قرمز خون یااریتروسیت[۱] (۲) گلبول‌های سفید یالوکوسیت[۲] و (۳) پلاکت که همه در داخل مایع به‌نام پلاسما معلق هستند. گلبول‌های قرمز اکسیژن لازم برای زندگی‌را به‌نقاط مختلف بدن می‌برند. گلبول‌های سفید شامل چندین نوع مختلف هستند که‌بیشترین آنهارا پلی‌مورفونوکلرنوتروفیل‌ها[۳] (۵۰-۷۰درصد) ولمفوسیت‌ها[۴] (۲۰-۴۰ درصد)

+ این عددگاهی به‌صورت ۲۰ داده شده است. دراین مورد، براساس مشاهدات اخیر اثرات تابش تاقبل از ۵۰ رم آغاز نشده است .

* S. Glasstone and A. Sesonske, Nuclear Reactor Engineering, Princeton N. J. Van Nostrand 1963

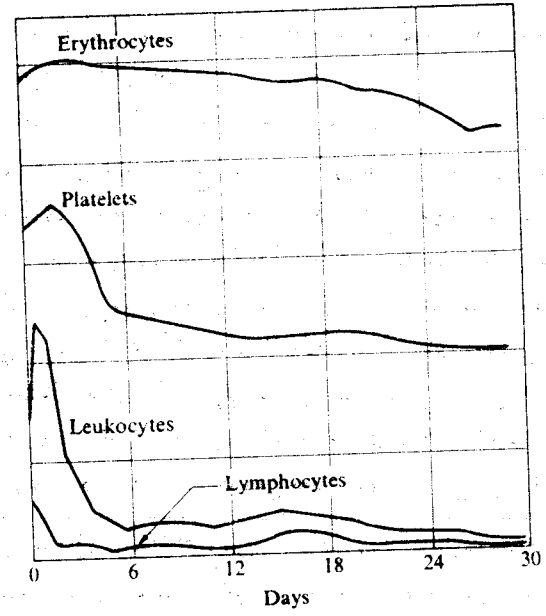
۱- Erythrocyte
۲- Leukocyte
۳- polymorphonuclear neutrophils
۴- lymphocytes

تشکیل می‌دهند. از اعمال دیگر گلبول‌های سفید دفع یا کاهش عفونت دربدن است. پلاکت‌ها نقش اساسی در لخته زدن خون دارند.

جدول ۹-٤ غلظت متوسط مواد تشکیل دهنده خون انسان

مواد تشکیل دهنده	غلظت (درهر میلیمتر مکعب)
اریتروسیت‌ها	$(٤٫٥ - ٥٫٥) \times ١٠^{٦}$
لوکوسیت‌ها	٦٠٠٠ — ١٠٠٠٠
پلاکت‌ها	$(٢ - ٨) \times ١٠^{٥}$

تغییرات معمولی غلظت‌های مواد تشکیل دهنده خون یعنی شمارش خون معمولی در جدول ۹-٤ داده شده است. تغییرات در شمارش خون متعاقب تابش‌گیری تمام بدن‌بستگی‌به مقدار دز دریافتی توسط بدن دارد. شکل ۹-۳ تغییرات شمارش ترکیبات خون را متعاقب دز زیاد ۳۰۰ رم نشان می‌دهد. به‌علت‌سقوط تعدادلوکوسیت‌ها درخون مقاومت شخص تابش‌دیده درمقابل عفونت کاهش می‌یابد. درعین‌حال، کاهش شمارش پلاکت‌هامانع لخته شدن‌معمولی خون می‌شود که درحالات بحرانی وجدی ممکن‌است منجر به‌هر موریج[1] یعنی‌خونریزی می‌شود.



شکل ۹-۲ شمارش خون (مقیاس اختیاری) متعاقب دز زیاد ۳۰۰رم

۱- hermorrhage

باید اشاره کنم که به‌استثنای لیمفوسیت‌ها که به‌طور غیرمعمول به‌تابش حساس هستند مواد دیگر خون در مقابل تابش‌ها تااندازه‌ای مقاوم می‌باشند*. بنابراین تغییرات نشان‌داده شده درشکل ۹-۲ مربوط به‌آسیب بیولوژیکی به‌اعضا خون‌ساز به‌ویژه مغز استخوان نه‌خود گلبول‌ها.

بحث قسمت قبل مربوط به‌تابش‌گیری تمام بدن می‌شود. اگر فقط قسمتی از بدن مورد تابش قرارگیرد، آثار اولیه بستگی به‌این دارد که کدام قسمت تابش‌گیری کرده است، اگرچه به‌طور کلی گفته می‌شود که صدمات وارده کم اهمیت‌ترند، زیرا تعداد اعضا و دستگاههای کمتری درگیر شده‌اند. دراین‌صورت ممکن است تابش دهی دارای اثرات وخیم بعدی باشد که به‌زودی آنها را شرح خواهیم داد. به‌عنوان مثال ، دستی که دز حدود ۲۰۰ تا ۳۰۰ راد اشعه ایکس دریافت کند یک التهاب پوستی[1] شبیه آفتاب سوختگی جزئی را نشان می‌دهد. سوختگی‌های وخیم‌تر نظیر تاول زدن[2] یا سوختگی شیمیائی در دزهای هزار راد رخ می‌دهد. در حالی که دردوحالت،ناحیه آسیب دیده بهبود می‌یابد،لکن این ناحیه ممکن‌است بعداً مبتلا به سرطان پوست شود.

دزهای زیاد شدید- اثرات دیررس

اطلاعات قابل‌ملاحظه‌ای وجود دارد که اثرات بعدی در اشخاصی که حداقل یک‌بار در عمرشان تمام بدنشان مورد تابش شدید قرارگرفته نشان می‌دهد. بنابه‌مقتضای جا هریک از اثرها به‌اختصار شرح داده می‌شود :

سرطان. به‌طوری که قبلا یادآور شدیم، فردی که مورد تابش‌قرارگرفته مستعدابتلا به‌سرطان است. این شامل تمام انواع سرطان‌ها می‌شود در اعضای خونساز (کم خونی) ، دستگاه اعصاب مرکزی، تیروئیدوغیره. باوجود این وقوع سرطان‌ها، به‌ویژه کم‌خونی ، حتی دراشخاصی که مورد تابش‌دزهای کشنده قرارگرفته‌اند، نادراست. لذا براساس‌مطالعه ۸۲۰۰۰ نفر از بقایای انفجارات اتمی هیروشیما و ناکازاکی معلوم شده است که به‌طور آماری اختلافی بین وقوع کم‌خونی در بین افرادی که زنده مانده‌اند و ژاپنی‌های معمولی نیست. برای دزهای بیش از ۱۰۰ رم احتمال ابتلا به‌کم‌خونی به‌طور خطی بادز افزایش می‌یابد واین افزایش‌با شدت تقریبی یک درمیلیون شخص تابش دیده، درسال برای هررم است.

آب مروارید[3]. درمدت زمان طولانی بعد از مورد تابش قرارگرفتن شخص، اما زودتر

---

* این‌امر، حداقل تااندازه‌ای، مربوط به‌این است که ارتیروسیت‌ها وپلاکت‌ها هسته ندارند. آنها ذراتی هستند در خون ، اما نه دریاخته‌هایی شبیه یاخته‌های 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 برباروری انسان، نرو ماده، در اثر دزهای شدید اشعه گاما بر تخم‌های (نروماده) درجدول ۹-۵ داده شده است. داده‌های مربوط به‌نوترون‌ها دراختیارنیست.

جدول ۹-۵

اثر محتمل برباروری برای تک دزهای گاما برتخم‌های انسان

دز، راد	اثر احتمالی
۱۵۰	عقیمی جزئی
۲۵۰	عقیمی یک تادو سال
۶۰۰—۵۰۰	عقیمی دائم، چنددرصد (چندنفر)
۸۰۰	عقیمی دائم ، برای همه

جهش. اگرچه جهش‌ها، احتمالا درزمان تابش‌گیری رخ می‌دهد، اثر آنها ، به‌طوری که درقسمت ۹-٤ تشریح شد می‌تواند دارای عوارض دراز مدت باشد. شدت جهش در بشر بین دزهای شدید ۲۰ و ۲۰۰ رم دو برابر می‌شود. تعداد جهش‌ها به طور 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 به‌آسیب‌دیدگی دائمی، اگرچه نه‌الزاماً عدم توانائی کارعضو می‌شود. مشاهده چنین اثرات تجربی را می‌توان با توجه به‌صدمه‌ای که دزهای زیاد به‌نسوج واعضا وارد می‌کنند، درنظر گرفت

کوتاه شدن عمر. اثر کلی تابش‌گیری را می‌توان از اثر آن برطول‌عمر شخص تابش دیده مشاهده نمود. واضح است چنین اثری انتظار می‌رود، اگر تابش گیری فقط براساس اثرات درازمدت آن بحث شده باشد . بیشتر شواهد کوتاه شدن عمر از روی اطلاعات شرح حال درگذشت اطبا به‌دست آمده‌است. به‌عنوان مثال، عمر متوسط رادیولوژیست‌ها که بین سال‌های ۱۹۳۵ تا ۱۹٤٤ مرده‌اند ٤/۸ سال کوتاه‌تر از عمر متوسط دیگر پزشکهای متخصص که مورد تابش قرار نگرفته‌اند ودرهمین مدت مرده‌اند، می‌باشد. بدبختانه، از آنجا که دزهای دریافتی

۱- Degenerative

به‌این رادیولوژیست‌ها اندازه‌گیری نشده است، غیرممکن‌است بتوان رابطه‌ای بین دز دریافتی وطول عمر پیدا کرد.

دزهای کم مزمن*

به‌طوری که یادآور شدیم دزهای حدود چند میلی رم در روز ودز انباشته تاچندرم در سال از نقطه‌نظر توسعه نیروگاههای هسته‌ای قابل اهمیت‌است. این سطح دز که با استانداردهای جاری حفاظت درمقابل تابش که در قسمت ۹-۷ بحث می‌شود، مجاز می‌باشد. بنابراین، جای شگفتی نیست که کوشش های زیادی همراه باصرف میلیون‌ها دلار در آزمایشگاه‌ها در سرتاسر دنیا، که درسال‌های اخیر انجام شده برای تعیین اثرات، اگر اثری مشاهده شودبا چنین‌دزهای کمی انجام شده است. نتایج این کوشش ها تازمان این نوشته (۱۹۷٤) را می‌توان به‌سادگی چنین بیان داشت: هیچ‌گونه اثرات زیان‌آوری مشاهده نشده است. از طرف دیگر، مقدارزیادی اطلاعات براساس تابش‌گیری هزاران کارگر در صنایع هسته‌ای ودیگر کارگرانی که باتابش سروکار دارند به‌دزهای دریافتی چندرم درسال می‌باشد که مطمئناً ازاین نقطه‌نظر منفی است.

باتوجه به‌عدم وجود اطلاعات برای نشان دادن اثرات مثبت دزهای کم، این اثرات اغلب باامتداد دادن خطی اثرات مشاهده شده بادزهای شدید زیادکه در حدود ۱۰۰ رم یا بیشتر است به‌سطح دزهای کم مزمن انجام می‌گیرد. یعنی، فرض براین است که اثرات تابش مستقیماً متناسب بادز است‌ومستقل از شدت دز دریافتی می‌باشد. دلائل کمی برای این کار موجود است، ودر حقیقت شواهدی وجود ندارد ویا 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 بادزهای شدید، تناسب خیلی کمی با مقدار دز دارد. به‌عنوان مثال، یادآور می‌شویم که دزآستانه برای ابتلا به‌مروارید چشم حدود ۲۰۰ رم‌است. به‌علاوه، در آزمایش های فشرده‌ای که توسط راسل[1] درآزمایشگاه ملی اوك‌ریج[2] انجام شد صدها هزار موش به‌طور مزمن مورد تابش اشعه گاما قرارگرفتند ازنتایج آزمایش ها معلوم شد که در موش های ماده شدت جهش به‌طور خطی با کل دز دریافتی بالاتر از ۳۰۰ رادمشاهده شده است، درحالی که در دزهای زیر ۳۰۰ راد تغییری مشاهده‌نگشته است. این نمونهٔ دیگری از رویدادهای آستانه‌ای تابش است ونشان می‌دهد که اثر بامیزان دز در دزهای بالا خطی بوده ممکن است‌ارتباطی باموقعیت دزهای کم نداشته باشد.

---

* این بحث بیشتر بر اساس نوشته های لوریستون اس‌تیلر رئیس شورای ملی برای اندازه‌گیری وحفاظت درمقابل اشعه انجا م‌گرفته است.

۱- W. L. Russel ۲- Oak National Aaboratory

چنین اتفاقی در فیزیک قابل انتظار است. بالاخره دستگاههای بیولوژیکی دارای قدرت تعمیر است یعنی بهبودی از آسیب دیدگی تابش را می‌توان پیش‌بینی کرد، حتی در سطح مولکولی. مثلا، دریافته‌اند که اگر فقط یک رشته مولکول DNA (که شامل دو رشته به‌هم پیچیده به‌صورت حلزون دوتائی است) دراثر تابش شکسته شود، مولکول دست نخورده باقی می‌ماند ورشته شکسته شده ممکن است دوباره به‌شکل اولیه خود به‌هم بپیوند.

۹ـ۶ منابع طبیعی ومصنوعی تابش‌ها.

درسرتاسر تاریخ، بشر مورد تابش طبیعت بوده است. این تابش ها از دومنبع آمده‌اند: اشعه کیهانی، تابش های پرانرژی هستند که از فضای زمین را مورد بمباران قرار می‌دهند و ایزوتوپهای رادیواکتیو که در طبیعت یافت می‌شوند، رد آنها را درجای طبیعت می‌توان یافت. درسال های اخیر این منابع تابش طبیعی با توسعه کاربرد اشعه ایکس درپزشکی، سلاحهای هسته‌ای، راکتورهای هسته‌ای، تلوزیون و وسائل تابش متعدد دیگر افزایش یافته است. دانستن مقدار دزهائی که عموم ازاین منابع دریافت می کنندمهم است زیرا برای اینکه بتوان چشم‌اندازی‌از استانداردهای تابش گیری‌تصویر نمود، که در قسمت بعد بحث خواهد شد، هیاتهای مختلف قانون‌گذاری معیارهائی درنظر گرفته‌اند.

تابش طبیعی زمینه

دزهای متوسط تمام بدن درسطح دریا از منابع مهم تابش طبیعی در جدول ۹ـ۶ داده شده‌اند. از جدول دیده می‌شود که بیشتر دز از تابش خارجی است وحدود نیمی از آن مربوطبه اشعه کیهانی است. تابش اولیه کیهانی که به‌طبقات خارجی‌اتمسفر وارد می‌شود حاوی پروتن (۷۹٪ـــ)، ذرات‌آلفا (۲۰٪ـــ) وکمی‌از هسته های سنگین‌تر (۱٪ـــ) هستند. برخورد این ذرات به‌آتمسفر تعداد زیادی اشعه‌گاما، نوترون، و مزون* تولید می کند واین تابش‌ثانوی است که عامل تولید دز اشعه کیهانی درسطح دریا است. این دز نسبت به ارتفاع افزایش می‌یابد، به‌عنوان مثال دن‌ورکلرادو (شهر مرتفعی است) مقدار دز تقریباً دوبرابر مقدار دز در شهرنیویورک‌است. دز اشعه کیهانی تابع‌عرض جغرافیائی نیز می‌باشد. مثلا در استوا دز حدود ۱۰ درصد کمتر از دز در قطب ها می‌باشد. در ایالات متحده، شدت دز اشعه کیهانی از مقدار ۳۰mrem/yr در فلوریدا تا بیش از ۱۰۰mrem/yr در وایومینگ تغییر می کند. مقدار دز مندرج در جدول ۹ـ۶ برای ایالت نیویورک است و نمونه‌ای از دز در نواحی معمولی است.

---

* مزون‌ها ذراتی هستند که دارای عمر کوتاه بوده‌درواکنش های هسته‌ای در انرژی بالا به‌وجود می‌آیند.

دز اشعه‌گاما درسطح زمین حاصل از عناصر رادیواکتیو طبیعی به‌طورگسترده‌ای از ناحیه‌ای به‌ناحیه دیگر تغییر می‌کند، زیرا فراوانی این عناصر تغییر می‌کند. به‌عنوان مثال، اشخاصی که در منطقه مانهاتان در شهر نیویورك زندگی می‌کنند ودر روی سخره آتشین غنی از رادیوم واقع است حدود ۱۵mrem/yr بیش از اشخاصی که در بلندی شنی در منطقه بروکلین زندگی می‌کنند، دز دریافت می‌کنند. در نواحی معینی از برزیل و هندکه پراز شن‌های مونازیت[1] حاوی توریوم است و نسل‌ها پیاپی از مردم در این نواحی زندگی کرده‌اند دزگاما تا حدود ۲۰۰۰mrem/yr (۲rem/yr) می‌رسد. لذا مقدار ۶۰mrem/yr درجدول را باید یک دز اسمی درنظرگرفت.

جدول ۶-۹

منابع طبیعی ومصنوعی تابش ودزهای سالانه آنها درسال ۱۹۷۰*

تابش طبیعی	دز، mrem/yr
منابع تابش دهی خارجی	
اشعه کیهانی	۴۵
اشعه‌گاما زمینی	۶۰
منابع تابش دهی‌داخلی	
^{40}K	۱۷
عناصر سنگین	۶٫۶
^{14}C	۱٫۰
جمع	۱۲۹٫۶
تابش مصنوعی	
کاربرد اشعه ایکس درپزشکی ودندان‌نسازی	۷۲
داروهای رادیواکتیو	۲
ریزش مواد رادیو اکتیوکره زمین	۴
نیروگاه هسته‌ای	۰٫۰۰۳
شغلی	۰٫۸
متفرقه	۲
جمع	۸۰٫۸
جمع کل	۲۱۰٫۴

* 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

۱- Monazite

منبع اصلی تابش دهی داخلی محیط از ^{40}K (پتاسیم ٤٠) طبیعی سرچشمه می‌گیرد. این هسته ویژه به‌دو طریق با تجزیه به بتامنفی تبدیل به ^{40}Ca و با تجزیه به‌بتا مثبت یا جذب الکترون تبدیل به ^{40}Ar می‌گردد. نیمه عمر آن $۱٫۲۸ \times ۱۰^{۹}$ سال وفراوانی ایزوتوپی آن ۰٫۰۱۱۸٪ می‌باشد. هر فرد متوسط به وزن ۷۰ کیلوگرم تقریباً دارای ۱۳۰ گرم پتاسیم است که ۰٫۱۵۷ گرم آن ^{40}K می‌باشد. بنابراین اکتیویته کلی ^{40}K در بدن حدود ۰٫۱۱ μci (میکروکوری) است.

عناصر سنگین، که برطبق جدول ۹-٦ دز سالانه حدود ٦٫٦ mrem ایجاد می‌کنند حاصل از هسته‌های مختلف دختر تجزیه از ^{238}U و ^{232}Th می‌باشند. مهمترین این هسته‌ها عبارتند از ^{226}Ra، ^{228}Ra، ^{222}Rn و ^{210}Pb هستند. دو ایزوتوپ ^{226}Ra و ^{228}Ra ازنظر شیمیائی شبیه کلیسم، بیشتر در استخوان جذب می‌شوند. بنابراین، دز به‌نسج‌های استخوان به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای بیشتر از دزی است که در جدول ۹-٦ داده شده است. رادن ۲۲۲ یک گاز خنثی است که ضمن عبور از داخل خاك ومواد دیگر درنتیجهٔ تجزیه هسته مادر ^{226}Ra به‌داخل آتمسفر پخش می‌شود. رادن از طریق تنفس وارد شش‌ها وبدن می‌شود. بیشتر دز دریافتی از عنصر دختررادن است ونه از خود رادن. رویهمرفته ذری‌حدود ۳ از ٦٫٦ mrem/hr که در جدول داده شده است ایجاد می‌کند. سرب ۲۱۰ رادیو اکتیو از نقطه نظر ایمنی بسیار مهم است زیرا نظیر ^{226}Ra و ^{228}Ra به‌طور دائم در استخوان باقی می‌ماند.

کربن ۱٤ تابش کننده بتامنفی دارای نیمه عمر ۵۷۳۰ سال است واگر به‌طورپیوسته درنتیجه جذب نوترون اشعه کیهانی به‌وسیله ازت طی واکنش $^{14}N(n,p)^{14}C$ تولید نمی‌شد ازبین رفته بود. غلظت ^{14}C درکربن طبیعی درگونه‌های زنده یکسان می‌باشد، یعنی ۷٫۵ پیکوکوری ($1 pCi = 10^{-12} Ci$) درهرگرم کربن* است. ازآنجاکه ۱۸ درصد وزنی بدن کربن است، مقدارکل کربن دریک بدن با وزن متوسط ۷۰ کیلوگرم حدود ۰٫۱ μCi می‌باشد. این مقدارکربن دز تقریبی برابر ۱٫۰ mrem/yr ببدن می‌دهد.

منابع تکنولوژی

تابش گیری‌های پزشکی. بیشترین دز دریافتی توسط همگان که ازنظر ژنتیکی قابل اهمیت است مربوط به‌منابع مصنوعی در ارتباط با به‌اصطلاح روش‌های ترمیمی است. این دز شامل رادیولوژی درتشخیص دندانپزشکی وپزشکی، معالجات تابشی، وتابش‌گیری

---

* وقتی‌گیاه یاحیوانی می‌میرد این تعادل غلظت تعاولی به‌علت تجزیه ۱٤ دیگر محفوظ نمی‌ماند، بنابراین بااندازه‌گیری نسبت $^{14}C/C$ درمواد عضو غیر زنده‌می‌توان‌عمر عضو را تعیین کرد واین روش معروف به‌سالیابی باکربن است.

شغلی پزشکی و پیراپزشکی افرادی که از این وسایل استفاده می کنند می‌باشد. شدت دز ۷۲mrem/yr مندرج در جدول ۹-۶ براساس مطالعه برروی‌قسمت بزرگی‌از جمعیت ایالات متحده درسال ۱۹٦٤ توسط خدمات بهداشتی اجتماعی ایالات متحده[1] انجام شد. این‌مطالعه همراه بادرنظر گرفتن‌افزایش فروش فیلم‌های اشعه ایکس، افزایش‌بارز دراستفاده از روش‌های تشخیصی اشعه‌ایکس‌و داده‌های مشابه واداسه آن‌تابه‌سال ۱۹۷۰ بدست‌آمده‌است. مطالعاتی که توسط خدمات‌بهداشتی اجتماعی انجام شده نشان داده است که دز متوسط دریافتی به‌وسیله جمعیت را می‌توان‌تاحدود ۳۰ درصد باتوسعه وتکامل روش‌های عکس‌برداری‌اشعه ایکس - شامل ده درصد کاهش مربوط به‌عکس‌برداری‌های مکرر غیر ضروری کاهش داد.

افزایش حیرت انگیزی در استفاده از داروهای شیمیائی رادیو اکتیو (در درجه اول I^{131} و P^{32}) در تشخیص‌های پزشکی به‌وجود آمده است. در اواسط دهه ۱۹٦۰ شدت افزایش درمصرف این مواد بین ۱۰و۰ ۲ درصد در سال بوده است. به‌نظر می‌رسد که کاربرد مواد شیمیائی رادیواکتیو در اوایل دهه ۱۹۷۰ دارای رشد ۲۵ درصد درسال‌بوده است، تا سال ۲۰۰۰ دز دریافتی تمام بدن از این منبع ممکن است به ۱۰ درصد دز دریافتی از تمام منابع مصنوعی برسد.

ریزش‌های اتمی. ریزش ذرات رادیواکتیو سلاحهای هسته‌ای شامل پاره‌های شکافت و محصولات حاصل از اکتیواسیون نوترون درمحصولات انفجارات هسته‌ای چسبیده به‌ذرات خاك وبخار آب معلق درآتمسفر وجود دارد. هرچه ذرات بزرگتر باشند زودتر به‌منطقه انفجار به‌زمین برمی‌گردند، اما ذرات کوچکتر در آتمسفر برای مدت پنج سال یا بیشتر معلق می‌مانند. دراین مدت این ذرات کم‌وبیش به‌طور یکنواخت دراطراف کره زمین پخش می‌شوند و سهمی درسطح تابش محیط زمینه‌ای دارند. تابش‌گیری از ریزش اتمی بیشتر داخلی، بوده واز طریق پاره‌های شکافت که وارد جهاز هاضمه می‌شوند صورت میگیرد. برطبق نظر هیات علمی ملل متحد، درصورت عدم انجام آزمون* های اتمی درجو تخم‌های نروماده دز متوسطی حدود ۲mrem/yr و مغز استخوان بین ٤ تا ٦mrem/yr تا سال ۲۰۰۰ از ریزش‌های اتمی دریافت می کنند.

قدرت هسته‌ای. اثرات محیطی‌قدرت هسته‌ای درفصل به‌تفصیل بحث خواهد شد. در اینجا می‌توان‌گفت که نتیجه غیرقابل‌گریز این است که افزایش استفاده قدرت هسته‌ای

---

* آزمون‌های سلاحهای هسته‌ای درجو توسط انگلستان ، ایالات متحده وروسیه در سال ۱۹٦۲ پایان یافت. از سال ۱۹۷٤ چنین آزمون‌های توسط فرانسه وجمهوری‌خلق چین ادامه یافته است.

۱- The U. S. Public Health Service

منجر به‌افزایش ولی کم دز تابش‌ها به‌عموم خواهد شد. این دز مربوط است نه‌تنها به‌نیرو گاههای قدرت، بلکه از معادن اورانیوم ، دستگاههای آسیاب وساخت‌سوخت‌و تاسیسات‌دوباره سازی سوخت نیز می‌باشد. در هر حالت، دز متوسط جمعیت تقریباً ۰٫۰۰۳mrem/yr در سال ۱۹۷۰ است. براساس افزایش پیش‌بینی شده در ظرفیت نیروگاههای هسته‌ای به‌یک ملیون مگاوات در سال ۲۰۰۰ ، دز متوسط سالانه به‌جمعیت ایالات متحده درآن زمان پیش‌بینی می‌شود ۰٫۲mrem باشد.

تابش گیری شغلی. این‌شدت‌دز دریافتی‌درجدول ۹-۶ بافرض این‌است که ۷۵۰۰۰ کارگر که‌باتابش سروکار دارند ۲۰۰mrem/yr دز دریافت می‌دارند وبیشتر این‌دزبه‌وسیله کارگران پزشکی دریافت می‌شود .

متفرقه. دراین‌گروه دز متوسط دریافتی‌از تلوزیون رنگی، ساعتهای‌بااعداد وعقربه‌های آغشته به رادیوم ، و مسافرت با هواپیمای جت را نیز باید بحساب آورد. در مورد تابش از تلوزیون تبلیغات زیادی شده است، در حالی‌که بزرگترین سهم از این نوع منابع را پروازهای جت به‌دست می‌دهد. دز دریافتی دراین حالت مربوط به‌این حقیقت است‌که هواپیمای جت در ارتفاعات زیاد ۳۰۰۰تا ۴۰۰۰ پا درحالی‌که شدت دز خیلی بیش از سطح زمین است، پرواز می‌کنند. به‌عنوان مثال در عرض جغرافیائی ۴۳° شمالی (درست شمال شیکاگو) ودر ارتفاع ۱۱ کیلومتری(حدود ۳۶۰۰۰ پا) شدت دز برابر ۰٫۴mrem/hr است. بنابراین در یک مسافرت ده ساعته دزکل دریافتی به ۴mrem می‌رسد.

شدت دز از تلوزیون رنگی خیلی‌کمتر از پروازبا هواپیمای جت در ارتفاع زیاد است اما مدت تابش‌گیری در مورد تلوزیون به‌مراتب بیشتر است. به‌هرحال، براساس تخمین محیط زیست ایالات متحده[1] (به‌منابع آخر فصل مراجعه شود)دز متوسط دریافتی به‌جمعیت از سازمان حفاظت تلوزیون فقط حدود ۰٫۱mrem/yr است.

۹-۷ استانداردهای حفاظت درمقابل تابش

درسال ۱۹۲۸، برای جوابگوئی به‌شناسائی فزاینده درمورد خطرات تابش‌ها،دومین کنگره جهانی رادیولوژی یک‌هیات جهانی حفاظت درمقابل تابش (ICRP) رابه‌وجود آورد تا استانداردهای‌تابش‌گیری مجاز رابرقرار نماید. بلافاصله بعدازآن درسال ۱۹۲۹ شورای‌ملی حفاظت‌درمقابل تابش و اندازه‌گیری (NCRP) درایالات متحده به‌وجود آمد تادرسطح ملی

۱- U. S. Environmental Protection Agency

وظائفی انجام دهد که توسط ICRP* در سطح جهانی موردقبول باشد. درسال ۱۹٦٤ ازطرف 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 تابش‌گیری مجاز توسط شورای مرکزی تابش[1] که به منظور «کمک به رئیس جمهور در مورد تابش‌ها که به‌طور مستقیم یاغیر مستقیم موثر درسلامت مردم است...» تاسیس شد. شورای مرکزی تابش‌مرکب از وزراء کشاورزی، بازرگانی، دفاع، بهداشت، آموزش وخیریه، کار ورئیس کمیسیون انرژی اتمی همراه یک گروه اعضای فنی، می‌باشد. در سال ۱۹۷۰ وظائف کارمندان شورای مرکزی تابش به یک سازمان جدید به‌نام سازمان حفاظت محیط زیست[2] منتقل گردید. در اغلب کشورها بجز ایالات متحده سیاست رسمی تابش مستقیماً براساس توصیه های ICRP است.

استانداردهای تابش‌گیری که توسط شورای مرکزی تابش منتشر شده است معروف به‌راهنمای‌حفاظت درمقابل اشعه‌است که کلا براساس توصیه های ICRP و NCRP می‌باشد. به‌جرئت می‌توان‌گفت، راهنماهای تابش که توسط سازمان حفاظت محیط زیست منتشر می‌شود بایداز توصیه های ICRP و NCRP پیروی کند. درایالات متحده، راهنمایی های حفاظت‌در مقابل تابش‌ها اثر قانونی دارد، زیرا سازمان‌های مختلف دولت در سطح ایالتی ودولت‌فدرال مسئول نظارت تابش‌گیری براساس‌مقررات این راهنماها می‌باشد. به‌عنوان مثال‌مقررات کمیسیون انرژی اتمی ایالات متحده کاملا براساس این راهنماها می‌باشد. لازم به‌یادآوری است که کمیسیون‌انرژی اتمی‌خود استانداردهای تابشی به‌طور کلی وضع نمی کند. درینصورت، کمیسیون انرژی اتمی مقرراتی درمورد سطح های مجاز تابش درمرزهای منطقه‌ای نیروگاه‌های قدرت هسته‌ای ومقدار مجاز دورریزی هسته های رادیواکتیو از چنین نیروگاههائی را وضع می کند.

یکی از اولین مسائلی که باید دروضع حدود تابش دهی مواجه شد این است که شواهدی از اثرات زیان‌آور اشعه در دزهای کم وجود ندارد و بیشتر دانشمندان متعهد بی‌میل

---

* به‌طور دقیق‌تر، از سال ۱۹۲٦ تا ۱۹٤٦ سازمان NCRP معروف به هیات مشورتی حفاظت در مقابل اشعه ایکس و رادیوم؛ از ۱۹٤٦ تا ۱۹٥٦ بنام هیات ملی حفاظت در مقابل تابش، از سال ۱۹٥٦ تا ۱۹٦٤ بنام هیات ملی حفاظت درمقابل‌تابش واندازه‌گیری واز سال ۱۹٦٤ تاحال بنام شورای‌ملی حفاظت درمقابل تابش واندازه‌گیری خواند می‌شود.

+ دراین مورد نظرات رویهم قرار می‌گیرند. در حالی که کمیسیون انرژی اتمی استانداردهائی برای تشعشع خروجی از نیروگاههای هسته‌ای 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 هیاتهائی برای تعیین این استانداردها فرض های دلخواه زیر را نموده‌اند.

۱ - رابطهٔ خطی بین مقدار دز و اثر آن در تمام‌گام انرژی از سطح دز بالا از چند صد راد تاصفر درست است.

۲ - در دز تابشی آستانه‌ای وجود ندارد که بالاتر ازآن اثری ممکن باشد ودر زیر آن اثری وجود نداشته باشد.

۳ - تمام دزهای کم داده شده به‌عضو کاملا باهم جمع می‌شوند، بدون‌توجه به‌این که باچه شدتی به‌عضو داده شود ودرچه فواصل زمانی داده شوند.

٤ - بهبودی بیولوژیکی از اثرات تابش در دزهای کم وجود ندارد. البته هیچ یک‌از فرضیات بالا دقیقاً درست نیست، اما آنها یک بنیان محافظه کارانه برای برقراری استانداردها به‌وجود می‌آورد. درحقیقت فرض براین است که هرمقدار از تابش مضر است. لذا بنابرمقررات شورای مرکزی تابش ، نتیجه می‌شود که «باابرقرارکردن استانداردهای‌حفاظت در مقابل اشعه توازنی‌بین مزایای‌حاصل ازکنترل‌درکاربرد تابش‌وانرژی‌اتمی‌وخطر تابش‌گیری‌اشعه‌می‌باشد».

هردو سازمان ICRP و NCRP استانداردهای تابش را برحسب حداکثر دزمجاز (MPD)[1] به‌اعضا مختلف‌بدن داده است. به‌طوری که‌قبلا اشاره شد، FRC ترجیح می‌دهد این دزها را راهنماهای‌حفاظتی درمقابل تابش بخواند، اما عبارت MPD همچنان به‌عنوان یک‌کاربرد کلی باقی بماند. سازمان ICRP عبارت MPD رابه‌صورت زیر تعریف می‌کند.

« دزمجاز برای هرفرد آن دزی است که درطول زمان جمع شده یادر نتیجه یک‌تابش گیری تک دریافت شود، باتوجه به‌دانش فعلی دارای کمترین احتمال آسیب جدی به‌یاخته های ساختمانی یاژنتیکی است. به‌علاوه آنچنان دزی است که هر اثری متعاقب آن اغلب محدودبه آن‌دسته می‌شود که یاطبیعتاًجزئی بوده وتوسط شخص تابش‌دیده وبه‌وسیله مسئولین پزشکی صلاحیت‌دار غیرقابل‌قبول درنظرگرفته نشود. هرنوع آسیب جدی به‌یاخته ساختمانی (نظیر کم‌خونی) که ممکن است نتیجه‌مورد تابش قرارگرفتن شخص به‌دز مجاز باشد محدودبه کسر بسیارکوچکی از افرادتابش دیده می‌شود. بااثراتی نظیرکوتاه شدن طول‌عمر، که‌انتظار می‌رود بیشتر رخ دهد، خیلی کم خواهد بود واحتمالا زیر پوشش تغییرات بیولوژیکی پنهان می‌شود. بنابراین ، دزهای مجاز انتظار می‌رود اثراتی ایجادنمایندکه فقط به‌کمک روش های آماری انجام شده روی‌گروهی از مردم امکان تشخیص آنها وجود داشته باشد».

درسال‌های آخر دهه ۱۹۶۰ سازمان NCRP ارزشیابی مجدد کلی استانداردهای حفاظتی تابش‌ها رابه‌عهده‌گرفت. نتایج این مطالعه وتوصیه‌های NCRP درمورد دزهای حداکثر مجاز درگزارش شماره ۳۹ سازمان NCRP به‌تاریخ ۱۵ ژانویه ۱۹۷۱ آمده است. این دزهای مجازخیلی متفاوت‌از آنهایی نیست که قبلا توسط FRC توصیه‌شده وبه‌تصویب

۱- Maximum Permissible Dose

FRC رسیده است، اگر تاریخ را راهنمایی فرض کنیم از سازمان حفاظت محیط زیست می‌توان انتظار داشت که توصیه های ۱۹۷۱ سازمان NCRP به‌عنوان سیاست رسمی دولت ایالات متحده می‌باشد.

دزهای حداکثر مجازی که توسط NCRP توصیه شده‌اند برای دو طبقه از افراد می‌باشد، کارگران ویژه تابش وهمگان. برای گروه اول، دزحداکثر مجاز برای اعضا مختلف بدن مشخص شده‌اند ، زیرا تابش‌گیری شغلی ممکن است برای یک عضو بیش از عضو دیگر باشد. دز حداکثر مجاز برای همگان به‌طورکلی برای تابش‌گیری تمام بدن یا غدد جنسی است. دزهای حداکثر مجاز سازمان NCRP برای دوگروه درجدول (۹-۷) آمده‌است. این دزها به‌علاوه دزهایی است که از محیط و کاربردهای پزشکی دریافت شده است.

برای کارگران ویژه تابش، به‌طوری که انتظار می‌رود، معمولا دزهای حداکثر مجاز برای غدد جنسی، اعضای خونساز (مغز قرمز استخوان) ، عدسی‌های چشم و همزمان با آن تابش گیری تمام بدن کنترل می‌شود. برطبق توصیه های NCRP «حداکثر دز مجاز برای تمام بدن از تمام منابع شغلی برابر ۵ رم برای هرسال است». به‌هر حال در بعضی از موارد دز معادل واقعی ممکن است بیش از ۵ رم درسال باشد. سازمان NCRP این موضوع را معرف یک انحراف از روش سالم حفاظتی نمی‌داند به شرطی که دز دریافتی معادل مربوط به گذشته از ۱۰ تا ۱۲ رم که به‌طور یکنواخت در طول زمان به‌خوبی توزیع شده باشد یا حتی ۱۵ رم در حالت استثنائی باتوزیع خوبی دریافت شده باشد». معنی ظاهری این توصیه های سازمان NCRP درسال ۱۹۷۱ این است که هیچ کارمندی تعمداً کارگری را تحت تابش بیش از ۵ رم درهرسال قرار نمی‌دهد. در هیچ حالت ، معادل دز جمع شده از ۵ رم ضرب درتعداد سالهای سن بیشتر از ۱۸ سال نخواهد بود. یعنی، دزکل جمع شده یک کارگر با سن N سال بیش از مقدار زیر نخواهد بود.

$$H_{max} = 5(N - 18)\text{rem} \qquad (9-7)$$

تابش‌گیری شغلی قبل از سن ۱۸ سالگی مجاز نیست. حداکثر دز مجاز برای اعضای ویژه در جدول ۹-۷ داده شده است.

توصیه های ۱۹۷۱ سازمان NCRP کمی با مقررات مرکزی (۱۹۷۴) که براساس توصیه های FRC می‌باشد به‌سال‌های اول دهه ۱۹۶۰ برمی‌گردد. طبق این مقررات تابش گیری شغلی فردی تا ۱۲ رم درسال می‌تواند برسد به‌شرطی که جمع دز دریافتی کمتر از H_{max} داده شده به‌وسیله معادله (۹-۷) باقی بماند. مقررات کمیسیون انرژی اتمی مبتنی براین قاعده این است که هر کارگر قبل از شروع به کار و دریافت حداکثر دز مجازه رم درسال سابقه مستند دز دریافتی خود را ارائه دهد . به علاوه درگردآوری سابقه تابش‌گیری کارگر ، هرسال که در آن کارگر تحت تابش شغلی بوده باشدولی دزکل دریافتی معلوم نباشد، باید فرض کرد که

جدول ۹-۷
توصیه‌های شورای‌ملی درحفاظت‌تابش‌واندازه گتری* درباره دزحدی

نوع تابش‌گیری ـ گروه	معادل دز حداکثر مجاز
تابش‌گیری شغلی	
تمام بدن :	
حدسالانه از حال به‌بعد	۵ رم برای هرسال
حدسالانه تابه‌حال	۱۰-۱۵ رم برای هرسال
تجمع درازمدت تا سن N سال	(N — ۱۸) ۵ رم
پوست	۱۵ رم برای هرسال
دستها	۷۵ رم برای هرسال (۲۵ برای هرفصل)
ساعدها	۳۰ رم برای هرسال (۱۰ برای هرفصل)
اعضای دیگر	۱۵ رم برای هرسال (۵ برای هرفصل)
زنان بارور	۰٫۵ دردو ران‌حاملگی
تابش‌گیری عمومی یافردی اتفاقی	
فردی یااتفاقی	۰٫۵ رم برای هرسال
دانشجویان	۰٫۱ رم برای هرسال
جمعیت به‌طورکل	۰٫۱۷۰ رم متوسط هرسال
اضطراری	
نجات افراد	
تمام بدن (افراد مسن‌تر از ۴۵ سال ترجیح دارد)	۱۰۰ رم†
دستها، ساعدها	۲۰۰ رم اضافی
فوریت کمتر	
تمام بدن	۲۵ رم
دستها، ساعدها	۱۰۰ رم، کل

* براساس جدول ۶ گزارش ۳۹ — NCRP

† ترجیحاً یکبار تابش گیری درسال

کارگر ٥ رم دریافت کرده است. می‌توان یادآوری کرد که حداکثر دز دریافتی سالانه ٥ رم تقریباً برابر ١٠٠mrem/wk و حداکثر دز مجاز اغلب برحسب این داده می‌شود. همچنین توزیع ١٠٠ میلی رم در ٤٠ ساعت کار درهفته برابر شدت دز معادل ٢٥٠mrem/hr است.

با توجه به‌این حداکثردزهای مجاز NCRP بیان داشته است که «نظر به معلومات حاضر، تابش‌گیری شغلی برای زندگی کاری فرد برای حداکثر مقادیر مجاز ممکنهٔ توصیه شده حاوی خطرات جدی برای فرد نیست و یا ایجاد خطری جدی‌تر از خطرات معمولی قابل قبول صنایع امروزی نمی‌کند».

حداکثر دزمجاز برای هرفرد جمعیت به‌وسیله NCRP برابر ٠٫٥rem/yr تعیین شده است. این مقدار دز براساس ملاحظات آسیب دیدگی یاخته‌های ساختمانی به‌فرد موردنظر است. برای جمعیت به‌طورکلی، نگرانی‌اصلی درمورد آسیب ژنتیکی است،و سازمان NCRP حداکثر دز جمع شده را تاسن ٣٠ سالگی به ٥ رم محدود کرده است. این مقدار، معادل دزسالانه تقریبی ١٧٠mrem/yr است که اغلب برای مطالعات ایمنی به‌کار می‌رود.

حدود دزهای اضافی برای شرایط اضطراری معین وبرای دانشجویان (زیرسن ١٨) توسط NCRP در جدول ٩-٧ داده شده است.

بایستی دوباره تاکید کرد که حداکثر دزهای مجاز مختلف داده شده توسط NCRP مربوط به‌تابش از تمام منابع تابش بغیر از تابش زمینه طبیعی وتابش دریافتی از روش‌های درمانی است. به‌علاوه، دزهای مندرج در جدول (٩-٧) برای تابش‌گیری داخلی وخارجی‌به کار می‌رود. روش‌های محاسبه دزهابرای هریک از انواع منابع تابش درقسمت (٩-٨) داده شده است.

مثال ٩-٣ یک مرد اولین شغل خود را به‌عنوان کارگر ویژه تابش در سن ٤٠ سالگی انتخاب کرد. برطبق مقررات جاری کمیسیون انرژی اتمی معادل دز حداکثر که این مرد از شغل جدید دریافت می‌کند چقدر است؟

حل. کارگر حداکثر ١٢mrem/yr برای t سال ، t از رابطه زیر به‌دست می‌آید، دریافت می‌کند.

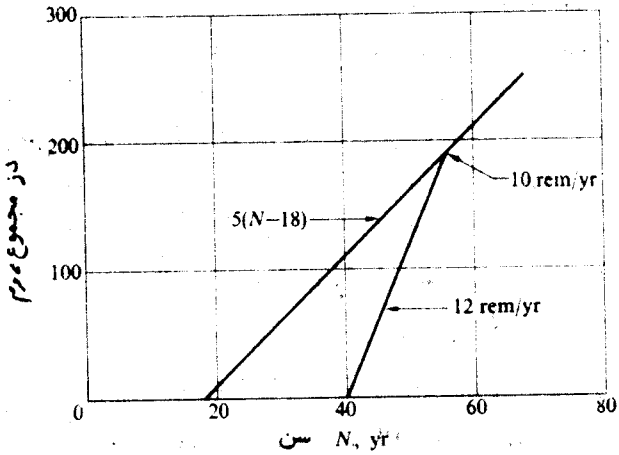
$$١٢t = ٥(٤٠ + t - ١٨)$$

سمت چپ رابطه H مقدار دز جمع شده پس از t سال است. سمت راست H جمع شده مجاز از معادله(٩-٧) به‌دست می‌آید. از حل معادله t برابر ١٥٫٧ بدست میاید. بنابراین کارگر در مدت ١٥ سال ١٢rem/yr دریافت می‌کند. دراین مدت کارگر مجموعاً ١٨٠ = ١٢ × ١٥ رم دز دریافت می‌کند درحالی که کارگر می‌تواند ١٨٥ = (١٨ − ١٥ + ٤٠)٥ رم دریافت کند. بنابراین، در سال‌های بعد او می‌تواند فقط ٥ رم دز دریافت کند، ٥ رم مربوط به

ذخیره‌اش و ٥ رم معمولا طبق رابطه (٩-٧) دریافت می‌نماید. برای تمام سال‌های بعد، او نمی‌تواند بیش از rem/yr ٥ دریافت نماید. نتایج این مساله به‌طور ترسیمی در شکل ٩-٣ نشان داده شده است. (درعمل، فقط چند سازمان در ایالات متحده، از جمله کمیسیون انرژی اتمی، اجازه می‌دهند یک کارگر دزی بیش از rem/yr ٥ درمدت زمان گسترده‌ای دریافت نمایند).

٩-٨ محاسبات تابش گیری ودز

اغلب لازم می‌شود تابش‌دهی ، دزجذبی ومعادل دز یاشدتهای آنها راکه‌ناشی‌از اشکال مختلف چشمه های تابش است حساب کرد. چنین محاسباتی برای اشعه گاما، نوترون ها، و ذرات باردار متفاوت است وبستگی به‌تابش گیری داخلی یاخارجی دارد.



شکل ٩-٣ تاریخچه دز جمع شده کارگری که شغل خود را درسن ٤ آغاز آغاز می کند (مقرارت سال ١٩٧٣ FRC – AEC)

تابش گیری خارجی با اشعه گاما

ازقسمت ٩-٢ به‌یاد می‌آوریم که تابش گیری اشعه گاما برحسب رنتگن (R) اندازه‌گیری می‌شود، که یک رنتگن مربوط به‌آزاد شدن $٢٫٥٨ \times ١٠^{-٤}$ کلون بار الکتریکی مثبت یا منفی می‌باشد، وقتی که اشعه گاما با یک کیلوگرم هوا برخورد نماید. برای محاسبه تابش گیری 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 $٢٫٥٨ \times ١٠^{-٤}$ کلون بار لازم به‌تشکیل

$$٢٫٥٨ \times ١٠^{-٤} / ١٫٦٠ \times ١٠^{-١٩} = ١٫٦١ \times ١٠^{١٥}$$

زوج یون (یک یون ویک الکترون پرتابی) است که $۱٫۶۰ \times ۱۰^{-۱۹}$ بار هریون برحسب کلون است. از تجربیات معلوم گشته برای تولید یک زوج یون درهوا تقریباً ۳۴ev انرژی (بین ۳۲ و ۳۶ الکترون ولت) باید توسط اشعه گاما بوسیله هوا جذب شود. لذا آزاد شدن $۲٫۵۸ \times ۱۰^{-۴}$ کلون نیاز به‌جذب $۰٫۴۷ \times ۱۰^{۱۶}$ev $= ۳۴ \times ۱۰^{۱۰} \times ۱٫۶۱$ انرژی است بنابراین انرژی جذب شده معادل یک رنتگن تابش‌گیری برابر است با:

$$۱R = ۰٫۴۷ \times ۱۰^{۱۶} ev/kg = ۰٫۴۷ \times ۱۰^{۱۰} Mev/kg$$
$$= ۰٫۴۷ \times ۱۰^{۱۶} Mev/g \qquad (۸-۹)$$

از آنجا که $۱Mev = ۱٫۶۰ \times ۱۰^{-۶} erg$ است ، بنابراین نتیجه می‌شود که

$$۱R = ۰٫۴۷ \times ۱۰^{۷} \times ۱٫۶۰ \times ۱۰^{-۶} erg = ۸۷٫۰ ergs/g \qquad (۹-۹)$$

برای محاسبه تابش‌گیری اشعه‌گاما از یک میدان تابشی معین، فقط لازم است انرژی جذب‌شده از اشعه‌گاما را در هوا تعیین کنیم وسپس آن را با استفاده از یکی از معادل‌های انرژی به رنتگن تبدیل کنیم. به‌طور مشابه، شدت تابش‌گیری را می‌توان از روی شدت جذب انرژی‌گاما به‌دست آورد. درقسمت ۳-۸ نشان داده شد که شدت جذب انرژی برای هرگرم برابر است با $IE(\mu_a/\rho)^{air}$ که I شدت اشعه‌گاما ، E انرژی اشعه‌گاما ، $(\mu_a/\rho)^{air}$ ضریب جذب جرمی هوا در انرژی E می‌باشد. مقادیر $(\mu_a/\rho)^{air}$ در جدول (۳-۸) داده شده است. با استفاده از معادله (۹-۸) نتیجه می‌شود که شدت تابش‌گیری $\dot{X}$ از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\dot{X} = IE(\mu_a/\rho)^{air}/۰٫۴۷ \times ۱۰^{۷}$$
$$= ۱٫۸۳ \times ۱۰^{-۸} IE(\mu_a/\rho)^{air} \ R/sec \qquad (۱۰-۹)$$

دراین معادله I باید برحسب $Photons/cm^{۲}-sec$ ، E برحسب Mev ، $(\mu_a/\rho)^{air}$ برحسب $cm^{۲}/g$ بیان شود. برای بسیاری‌از مسایل عملی بهتر است $\dot{X}$ را برحسب mR/hr به‌جای $R-sec$ بیان داشت. سپس چون

$$۱R/sec = ۳٫۶ \times ۱۰^{۶} \ mR/hr$$

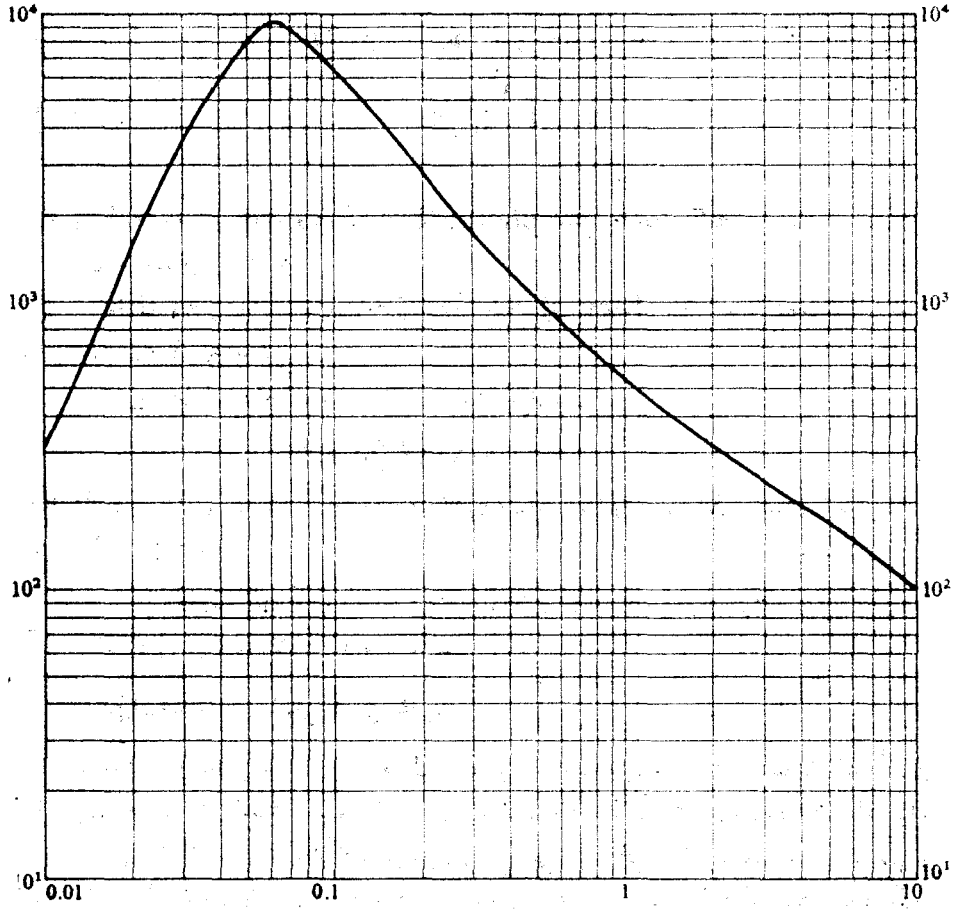
معادله (۹-۱۰) رامی‌توان به‌صورت زیرنوشت:

$$\dot{X} = ۰٫۰۶۵۹ IE(\mu_a/\rho)^{air} \ mR/hr \qquad (۱۱-۹)$$

از معادلات (۹-۱۰) و(۹-۱۱) واضح است که شدت تابش‌گیری بستگی به‌شدت اشعه‌گاما و انرژی آنها دارد. شکل ۹-٤ شدت (یافلو، به‌قسمت بعد مراجعه کنید) لازم برای تولیدشدت تابش‌گیری ۱mR/hr را نشان می‌دهد. منحنی، قسمتی ازآن، بستگی $(\mu_a/\rho)^{air}$ را به انرژی نشان می‌دهد که در انرژی‌های کم زیاد که مربوط به‌پدیده جذب فتوالکتریک می‌باشد، دارای حداقلی در حدود ۰٫۰۷ Mev است‌وسپس به‌علت پدیده تولید زوج بالا می‌رود. واضح

است شدت کم گاما برای تولید یک شدت تابش‌گیری معین که ضریب جذب‌آن زیاد است لازم می‌باشد.

معادله (۹-۱۱) فقط درمورد باریکه تک انرژی به کار می‌رود. اگر اشعه‌گاما دارای یک‌توزیع انرژی باشد لازم است معادله(۹-۱۱) را درسرتاسر طیف، اگر پیوسته‌باشد، انتگرال گیری نمائیم یاعمل جمع‌را درسرتاسر طیف، اگر طیف به‌صورت مجزا (پله‌ای) باشد، انجام‌دهیم.



شکل ۹-٤ شدت (فلو) اشعه‌گاما لازم برای تولید شدت تابش‌گیری ۱mR/hr برحسب انرژی اشعه‌گاما .

به‌عنوان مثال در حالت اخیر شدت تابش‌گیری برابر است‌با :

$$\dot{X} = ۰٫۰۶۰۹ \sum_i I_i E_i (\mu_a/\rho)_i^{air} \quad mR/hr \qquad (۹-۱۲)$$

که I_i شدت اشعه گاما با انرژی E_i و $(\mu_a/\rho)_i^{air}$ ضریب جذب جرمی در انرژی E_i است.

برای به‌دست‌آوردن تابش‌گیری کل در طول زمان T، روابط بالا را باید نسبت‌به‌زمان انتگرال‌گیری نمود. اگر زمان برحسب ثانیه باشد، سپس از معادله (۹-۱۰) داریم:

$$X=\int_0^T \dot{X}dt = ۱٫۸۳\times ۱۰^{-۸}E(\mu_a/\rho)^{air}\int_0^T I(t)dt$$

$$X = ۱٫۸۳\times ۱۰^{-۸}\Phi E(\mu_a/\rho)^{air}R \qquad (۹-۱۳)$$

$$\Phi = \int_0^T I(t)dt \qquad (۹-۱۴)$$

را فلوی اشعه‌گاما می‌نامند وبعدآن $photon/cm^2$ است. عبارت ΦE در معادله (۹-۱۳) را انرژی جریان فوتون نامند.

مثال ۹-٤ چه‌شدت باریکه‌از اشعه‌گاماباانرژی ۲Mev لازم است‌تاشدت تابش‌گیری برابر $1 mR/hr$ به‌دست آید.

حل. حل معادله (۹-۱۱) $\dot{I}$ رابه‌دست می‌دهد.

$$\dot{I}=\dot{X}/۰٫۰۶۵۹E(\mu_a/\rho)^{air}$$

از جدول ۹-۳ داریم $(\mu_a/\rho)^{air}=۰٫۰۲۳۸ cm^2/g$ در انرژی ۲Mev است. با قرار دادن این مقدار در رابطه

$$\dot{I}=۱/۰٫۰۶۵۹\times ۲\times ۰٫۰۲۳۸=۳۱۹۷/cm^2-sec$$

که در شکل (۹-٤) نیز نشان داده شده است.

دز اشعه گاما- تابش گیری خارجی

محاسبات دز جذبی اشعه گاما، معادل‌دز، و شدتهای دز مربوطه شبیه محاسبات تابش‌گیری قبل می‌باشد. برطبق قسمت ۹-۲ دز جذبی برحسب راد اندازه‌گیری می‌شود، یک راد برابر با جذب ۱۰۰ ارگ انرژی اشعه گاما در هرگرم نسج می‌باشد. این دز برحسب واحد مناسب‌تر معادل است با $۱۰۰/۱٫۶۰\times ۱۰^{-۶}=۶٫۲۵\times ۱۰^{۷} Mev/g$ از آنجا که شدت جذب‌گاما برابر $\dot{I}E(\mu_a/\rho)^{tis} Mev/g-sec$، که $(\mu_a/\rho)^{tis}$ ضریب جذب جرمی نسج است، نتیجه می‌شود که شدت دز جذبی $\dot{D}$ از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\dot{D}=\dot{I}E(\mu_a/\rho)^{tis}/۶٫۲۵\times ۱۰^{۷}=۱٫۶۰\times ۱۰^{-۸}\dot{I}E(\mu_a/\rho)^{tis} rad/sec \qquad (۹-۱۵)$$

$$=۰٫۰۵۷۶\dot{I}E(\mu_a/\rho)^{tis} mrad/hr \qquad (۹-۱۶)$$

برای به‌دست آوردن‌دز جذبی D برحسب راد یاسیلی‌راد به‌جای‌شدت I در معادلات (۹-۱۵) یا (۹-۱۶) فلوی‌گاما Φ را قرار می‌دهیم .

شدت دز جذبی در نسج که مورد شدت تابش‌گیری $\dot{X}$ قرارگرفته باشد از تقسیم معادله (۹-۱۵) به‌معادله (۹-۱۰) به‌دست می‌آید یعنی :

$$\dot{D}=\frac{۱٫۶۰\times۱۰^{-۸}IE(\mu_a/\rho)^{tis}}{۱٫۸۳\times۱۰^{-۸}IE(\mu_a/\rho)^{air}}\dot{X}$$

$$=۰٫۸۷۴\frac{(\mu_a/\rho)^{tis}}{(\mu_a/\rho)^{air}}\dot{X} \qquad (۹-۱۷)$$

از آنجا که رابطهٔ بین $\dot{D}$ و $\dot{X}$ بستگی به‌ضریب جذب نسج دارد، لذا یک مقدار $\dot{X}$ می‌تواند کاملامقدار مختلفی برای $\dot{D}$های مختلف در نسج‌های مختلف به‌دست دهد. بنابراین، بهتر است معادله (۹-۱۷) را به‌صورت زیر می‌نویسیم.

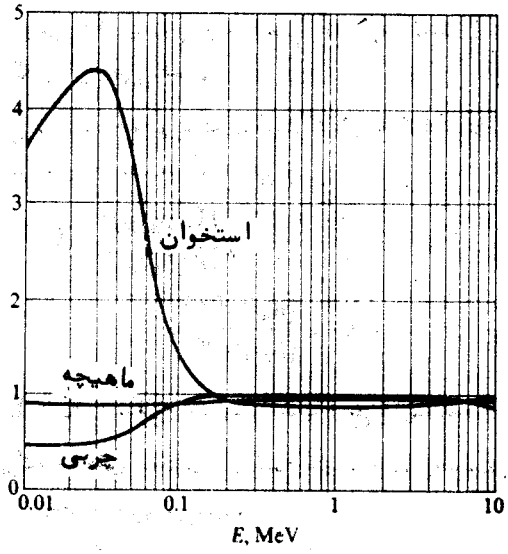
$$\dot{D}=f\dot{X} \qquad (۹-۱۸)$$

که f تابع انرژی است که‌بستگی به‌ترکیب نسج‌دارد. شکل (۹-۵) این‌تابع رابرای استخوان، ماهیچه ونسج چربی نشان می‌دهد. در انرژی‌های کم معمولا منحنی برای استخوان بیشتر از برای ماهیچه یا چربی است زیرا استخوان حاوی عناصر باZبزرگتر است که درنتیجه پدیده فتو الکتریک در آن قویتر است. از آنجا که ضرائب جذب جرمی مستقل از زمان است، انتگرال زمانی هردو طرف معادلات (۹-۱۷)و (۹-۱۸) برابر می‌باشند. بنابراین اگر در این معادلات به‌جای $\dot{D}$ و $\dot{X}$ مقادیر D و X را قرار دهیم‌می‌توان کل دزوتابش‌گیری کل را به‌دست آورد.

برای به‌دست آوردن معادل‌دز یاشدت آن، فقط لازم است D یا $\dot{D}$ را درضریب کیفی مناسبی ضرب کنیم. دراین‌حال، برطبق جدول۹-۲مقدار $Q=۱$ برای اشعه‌گاماست. به‌طوری که در حالت موجود D برحسب راد به‌طور عددی برابر باH برحسب رم می‌باشد، لذا روابط بالا D و $\dot{D}$ را می‌توان مستقیماً برای محاسبه H یا $\dot{H}$ بکار برد. روابط X ، D و H و شدتهای آنها را در این قسمت برحسب شدت I یک بار یکه اشعه گاما هم جهت بـه دست آورده‌ایم. دربسیاری از موارد موردنظر اشعه‌گاما هم‌جهت نیستند بلکه درچندین جهت یاتمام جهات نظیر حرکت نوترون‌ها در راکتور می‌باشند ، لذا بهتر است کـه X و D و H را بر حسب فلوی‌اشعه گاما Φ_γ بیان کنیم. تعریف فلوی گاما نظیر تعریف فلوی نوترون (قسمت ۵-۱) است و دارای همان واحد شدت یعنی (γ — rays/cm^۲ — sec) می‌باشد. به‌عنوان مثال معادلات (۹-۱۱) و (۹-۱۶) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت.

$$\dot{X}=۰٫۰۶۵۹\Phi_\gamma E(\mu_a/\rho)^{air} \quad mR/hr \qquad (۹-۱۹)$$

$$\dot{D}=۰٫۰۵۷۶\Phi_\gamma E(\mu_a/\rho)^{tis} \quad mrad/hr \qquad (۹-۲۰)$$



شکل ۹-۵ پایای f برحسب انرژی اشعه‌گاما (ازکتاب
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 ۵۰kV برابر $۲٫٤ \times ۱۰^{۶}$ x—rays/cm^{۲}—sec است. شدت دز معادل دریافتی به استخوان، ماهیچه وچربی بدن کارگر ماشین چقدر است؟

حل- بااستفاده ازشکل۹-٤ فلوی اشعه‌گاما تقریباً برابر ۸×۱۰^{۳} x—rays/cm^{۲}—sec وشدت تابش‌گیری برابر ۱mR/hr است. بنابراین‌شدت تابش‌گیری کارگر ماشین اشعه ایکس برابر است با:

$$\frac{۲٫٤ \times ۱۰^{۶}}{۸ \times ۱۰^{۳}} \times ۱ = ۳۰ \text{mR/hr}$$

برطبق شکل (۹-۵) مقدار f برای‌استخوان برابر ۳٫۳ = f برای ماهیچه ۰٫۹۳ و برای چربی ۰٫۹۰ است. لذا کارگر شدتهای دز جذبی دریافت می‌کند و ازآنجاکه ۱ = Q است شدتهای دزمعادل برای استخوان برابر $۳٫۳ \times ۳۰ = ۹۹ \text{mrem/hr}$، برای ماهیچه $۰٫۹۳ \times ۳۰ = ۲۸ \text{mrem/hr}$ وبرای چربی $۰٫۹ \times ۳۰ = ۲۷ \text{mrem/hr}$ است.

دز نوترون- تابش گیری خارجی

محاسبات دز برای نوترون‌ها تااندازه‌ای مشکلتر از محاسبه دز برای اشعه‌گاماست زیرا

نحوه‌ای که اشعه‌گاما باماده برخورد می‌کند پیچیده است. بامراجعه به‌فصل۳ به‌خاطرمی‌آوریم که نوترون‌ها برخورد های‌الاستیک وغیرالاستیک، جذب تابش‌زا و واکنش های مختلف دیگر انجام می‌دهند. دراین‌گونه واکنش های متقابل هسته مورد اصابت ممکن است با انرژی کافی رانده‌شده وقسمتی از ابرالکترونی آن‌جدا شود، که درنتیجه به‌صورت یک‌ذرهٔ باردار بسیاریونیزه درمی‌آید. در پراکندگی غیرالاستیک وجذب تابش‌زا، اشعه‌گاما نیز تابش می‌شودودر این واکنش‌ها ذرات باردار نیز ممکن است به‌وجود آید. جذب انرژی حاصل ازاین تابش های ثانویه یون‌ساز حاصل‌ازجذب نوترون باید تعیین‌گردد تا اینکه بتوان دز نوترون را حساب کرد.

به‌علت پیچیدگی واکنش های متقابل نوترون، جذب انرژی باید به‌طور عددی حساب شود واین محاسبه بااستفاده از روش مونت کارلوآسان‌تر انجام می‌گیرد. در این روش تاریخچه واقعی نوترون‌ها وتابش ثانویه دریک حسابگر قوی الکترونیکی انجام می‌گردد وحرکت آنها را در داخل محیط نسج تعقیب می‌کند. محاسبات ازاین نوع برای باریکه های نوترون‌ورودی بریک تیغه استوانه‌ی ، دارای ترکیب مشابه بدن انسان انجام می‌گیرد*. در تعیین معادل دز لازم است این نکته را درنظر داشت که ضریب کیفی تابعی از انرژی ذره یون‌ساز است.لذا وقتی یک نوترون سریع برخورد های متوالی انجام می‌دهدو هسته های رانده شده باانرژی های مختلفی حاصل می‌گردد، برای محاسبه جذب انرژی هریک ازاین هسته ها باید در ضریب کیفی مناسبی ضرب شود .

بحث درباره نتایج چنین محاسباتی برای تیغه‌ای از نسج آسان‌تر از برای‌یک استوانه است‌زیرا شکل هندسی آن‌ساده‌تر می‌باشد. شکل (۹-٦ الف وب) معادل دز نوترون های‌حرارتی و Mev ۵ رابرحسب‌تابع نفوذ به‌ترتیب‌نشان‌می‌دهد. این شکل هادزمعادل‌مربوط به‌پروتن های رانده شده ، هسته های سنگین‌تر رانده شده ، و اشعه گامای تابش‌زا را نشان می‌دهد . از طرف دیگر، در مورد باریکه نوترون حرارتی، دز مربوط به‌پروتن از دز مربوط به‌گاما درسه سانتیمتر اول بیشتر است. بعد از آن نقطه دز در درجه اول مربوط به‌اشعه گاما می‌شود . اتفاقاً پروتن ها درانرژی حرارتی درنتیجهٔ واکنش انرژی‌زا $^{14}N(n,p)^{14}C$ که دارای سطح مقطع ۱٫۸۱ بارن در انرژی ۰٫۰۲۵۳ev است به‌وجود می‌آید. دراین انرژی نوترون‌ها به‌اندازه‌کافی‌دارای انرژی نیستند که دربرخورد باهیدرژن بتوانند پروتن های رانده شده ایجاد نمایند.

وقتی شدت دز حداکثر حاصل از منحنی‌های شبیه شکل ۹-٦ برحسب انرژی رسم شوند نتیجه به‌صورت منحنی شکل ۹-۷ به‌دست می‌آید که فلوی نوترون را برحسب انرژی

---

* مدل‌های استوانه‌ای یا اشکال دیگرکه ازلحاظ ترکیبات‌مشابه بدن انسان باشد را بدن تصوری (phantom) نامند

نوترون برای اینکه دز برابر ۱mrem/hr باشد، به‌دست می‌دهد†. از شکل پیداست که در انرژی‌های بالا فلوی نوترون کمتری برای تولید دز معینی لازم است تا در انرژی پائین. به عبارت دیگر، درمورد نوترون‌ها هرچه نوترون سریعتر باشد دزآن بیشتر است.

مطلب مهم این است که بجز در انرژی خیلی پائین فلوی‌گاما لازم برای تولید یک دز واحد معین همیشه خیلی بزرگتر از فلوی نوترون مربوط است. به‌عنوان مثال از شکل‌های (۹-٤)و(۹-۷) دیده‌می‌شود که‌درانرژی ۱Mev فلوی‌گامای‌تقریبی‌حدود $۵۰۰۲/cm^2 - sec$ درنسج مقدار $\dot{H}$ را برابر ۱mrem/hr به‌دست می‌دهد . در حالی که فلوی نوترون فقط $۸٫۵ n/cm^2 - sec$ یعنی همان مقدار $\dot{H}$ را به‌دست می‌دهد. لذا درمورد 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 نوترون‌معین یا معادل دزکل حاصل از یک جریان نوترون استفاده کرد. این موضوع در مثال زیر تشریح شده است.

مثال ۹-۶ دریک نقطه نزدیک یک چشمه نوترون، فلوی نوترون سریع (بزرگتر از ۱Mev) برابر $۲۰ n/cm^2 - sec$ و فلوی حرارتی $۳۰۰ n/cm^2 - sec$ است. هیچ اشعه گامائی وجود ندارد. یک کارگر تا چه مدت می‌تواند در این محل کارکند بدون اینکه دز دریافتی آن بیش از حداکثر دز مجاز باشد؟

حل. بر طبق شکل ۹-۷ فلوی نوترون سریع‌حدود $۷ n/cm^2 - sec$ دزی برابر ۱mrem/hr می‌دهد. شدت دز نوترون سریع دریافتی کارگر برابر است با:

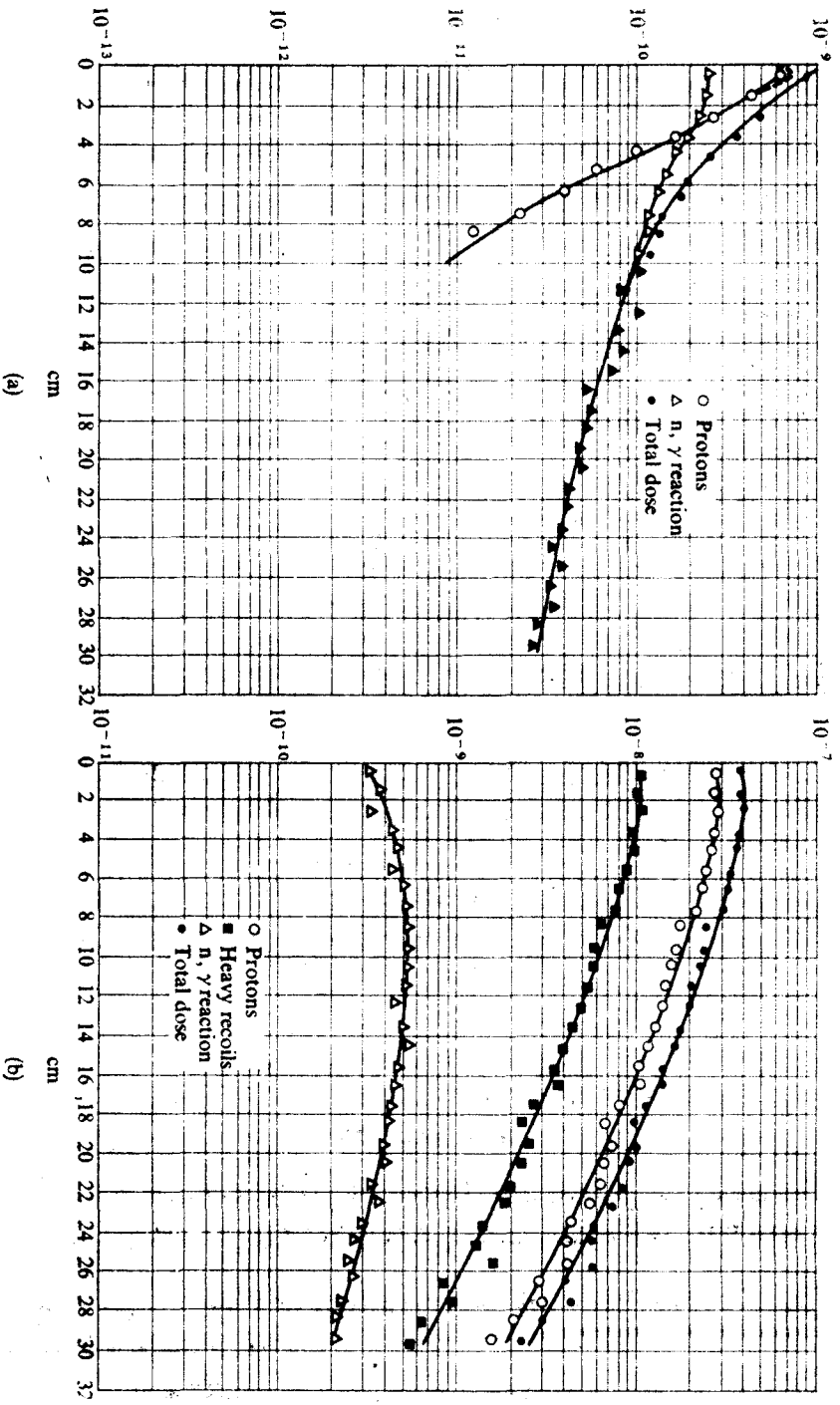
$$\frac{۲۰}{۷} \times ۱ = ۲٫۸ \text{mrem/hr}$$

به‌همین ترتیب از شکل (۹-۷) پیداست که فلوی حرارتی $۲۶۰ n/cm^2 - sec$ دزی برابر ۱mrem/hr ایجاد می‌کند. لذا دز نوترون‌های حرارتی برای کارگر برابر است با

$$\frac{۳۰۰}{۲۶۰} \times ۱ = ۱٫۱ \text{mrem/hr}$$

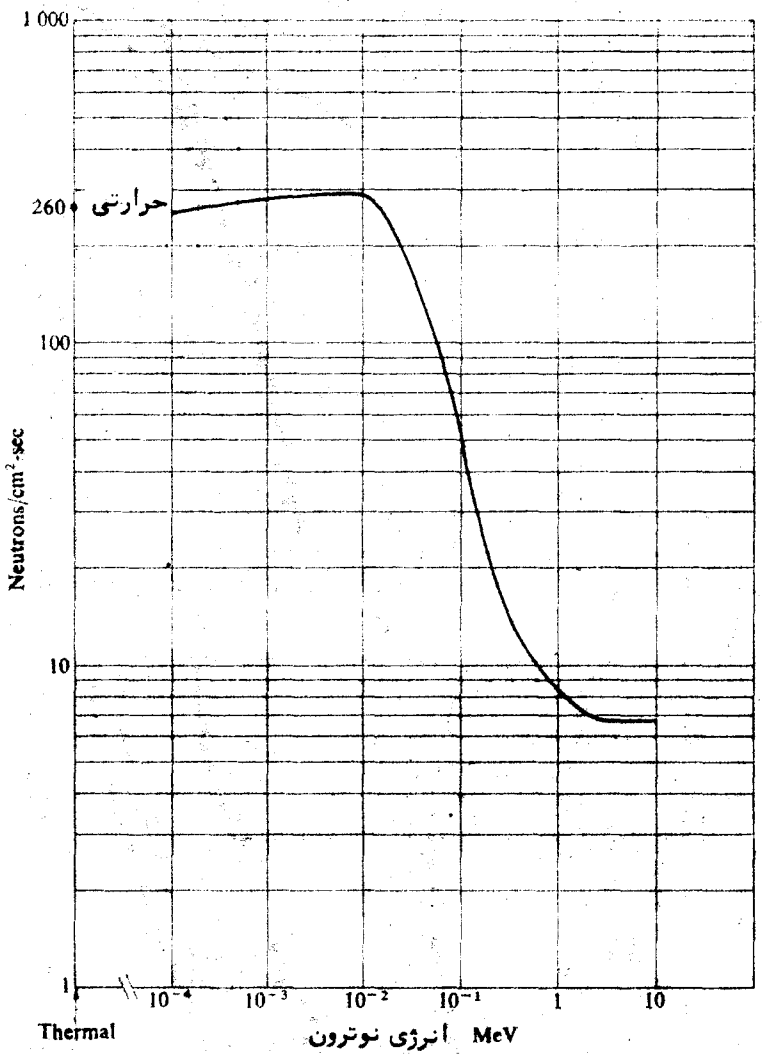
---

† باید اشاره کرد که محاسبات اخیر شدتهای دز نوترون درفانتوم‌ها، به‌ویژه‌محاسباتی که توسط W. S. Snyder, J. A. Auxier و W. D. Jones که درگزارش F. H. Attix و W. H. Roesch (رجوع به‌منابع شود) آمده و محاسباتی که به‌وسیله W. S. Snyder درگزارش NCRP — ۳۸ شرح داده شده مقادیر متفاوت واحتمالا دقیق‌تری برای دز نوترون برحسب‌فلو به‌دست می‌دهد. به‌هرحال مقادیر حاصل از شکل ۹-۷ برای استفاده عموم توسط کمیسیون انرژی اتمی در اداره ثبت مرکزی (۱۰CFR۲۰٫٤) منتشر شد و در نتیجه این مقادیر کم وبیش به‌صورت استاندارد درآمده‌اند.



شکل ۹-۶ دز برحسب نفوذ درنسج برای (الف) نوترون‌های حرارتی (ب) برای نوترون‌های Mev ۰

(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 ٦ نشریه ۲۱ — ICRP)

شدت دز کلی برابر است با ۳٫۹mrem/hr . لذا کارگر دزمجاز هفتگی ۱۰۰ میلی رم را در مدت‌زمان t به‌دست می‌آورد.

$$t = \frac{۱۰۰}{۳٫۹} = ۲۵٫٦\,hr$$

مثال ۹-۷ مطلوب است محاسبه دز دریافتی توسط فردی که مورد تابش پالسی از

نوترون با انرژی Mev ۰ر۲ ، حاصل از یک شتاب‌دهنده، قرارگرفته باشد، به‌شرطی که کل نوترون درپالس برابر n/cm^2 ۱۰^۸ باشد.

حل. برطبق‌شکل ۹-۷فلوی‌نوترون‌سریع $n/cm^2 - sec$ ۷ دزی‌معادل mrem/hr ۱ ایجاد می‌کند، این‌بدان‌معنی است که‌جریان نوترونی n/cm^2 ۱۰^۴ × ۲ر۰ = ۲ر۰ × ۳۶۰۰ = ۷ دزی برابر یک میلی رم می‌دهد. جریان نوترونی دراین مساله برابر۱۰^۸ است ، لذا شخص دزی معادل ۳۹۷۰ = $\frac{۱۰^۸}{۲ر۰ \times ۱۰^۴}$ میلی‌رم دریافت می‌دارد .

تابش گیری داخلی-ذرات باردار واشعه گاما

به علت کوتاهی برد ذرات باردار با انرژی معمولی در نسج، که در مهندسی هسته‌ای مورد استفاده دارد ، تابش‌گیری خارجی به‌این ذرات ایجاد خطری به سلامت بدن نمی‌کند . به‌هرحال، به‌طوری که قبلا اشاره شد دز حاصل از تابش‌گیری داخلی به ذرات آلفاوبتا واشعه گاما تابیده از هسته‌های رادیواکتیوی که از طریق تنفس یاخوردن (از طریق معده وجذب) یا به‌طرق دیگری جذب بدن شده‌اند می‌تواند خطر بسیار جدی بوجود آورد.

دز ذرات باردار دریافتی به‌وسیله یک عضو حاوی مقداری هسته رادیو اکتیو را می‌توان بادقت کافی برای اغلب مقاصد باروش ساده زیر حساب کرد. فرض می کنیم که هسته موجود در عضو در زمان t دارای قدرت C(t) میلی کوری باشد وآن یک ذره باردارها انرژی متوسط $\bar{E}$Mev درهر تجزیه تابش می کند*. به‌علت کوتاهی برد این نوع تابش‌تمام انرژی $\bar{E}$ درداخل‌عضو جذب می‌شودمگر تابش هایی که درنزدیکی سطح عضو تابیده شود. بنابراین در قسمت اعظم عضو انرژی تابیده شده در ثانیه باید برابر انرژی جذب شده در ثانیه در آن باشد. ازآنجا که ۱μC_i = ۳ر۷ × ۱۰^۴ تجزیه در ثانیه است، نتیجه می‌شود که

انرژی جذب شده درثانیه = ۳ر۷ × ۱۰^۴ $C(t)\bar{E}$Mev/sec

= ۰ر۹۲ × ۱۰^-۷ $C(t)\bar{E}$erg/sec

= $\frac{۰ر۹۲ \times ۱۰^{-۷} C(t)\bar{E}}{M}$ erg/g−sec

که M جرم عضو برحسب‌گرم است. جذب ۱۰۰ergs/g انرژی دزی برابر یک راد ایجاد

---

* در مورد هسته‌ای که با تابش یک ذره بتای منفی تجزیه می‌شود ، $\bar{E}$ تقریباً برابر ۰ر۴E_{max} است که E_{max} حداکثر انرژی بتا می‌باشد. درمورد بتاهای مثبت $\bar{E}$ ≃ ۰ر۴E_{max} است.

می‌کندبه‌طوری که شدت دز برابر است با :

$$\dot{D} = \frac{۰٫۹۲ \times ۱۰^{-۴} C(t)\bar{E}}{M} \text{ rad/sec}$$

شدت دز معادل، به‌طور معمول، از ضرب $\dot{D}$ در ضریب کیفی به‌دست می‌آید یعنی

$$\dot{H} = \frac{۰٫۹۲ \times ۱۰^{-۴} C(t)\bar{E}Q}{M} \text{ rem/sec}$$

به‌دلایلی که همین الان روشن خواهد شد، بهتر است $\dot{H}$ را برحسب واحد رم در روزبنویسیم،

$$\dot{H} = \frac{۰٫۱۵ C(t)\bar{E}Q}{M} \text{rem/day} \qquad (۹-۲۱)$$

اغلب هسته‌های اکتیو باتابش ذرات آلفاوبتا تجزیه شده و معمولا همراه با تابش چند اشعه گاما می‌باشد. به‌علاوه، بعضی از اشعه گاما تبدیل داخلی انجام داده لذا الکترون‌های تبدیل داخلی والکترون‌های آگر[1] بایددرمحاسبه دز به‌حساب آورده شوند (قسمت ۲-۷). از آنجاکه این ذرات‌باردار هستند اساساً تمام انرژی خود را در داخل عضو از دست می‌دهند. درحالی که اشعه‌گاما دارای برد معینی در نسج نیستند، بیشتر انرژی خود را در نواحی خارج عضو از دست‌می‌دهند. محاسبه کسری از انرژی اشعه‌گاما که درداخل عضو جذب می‌شود برحسب انرژی اشعه گاما برای اعضا مختلف انجام شده است . نتیجه این محاسبات که در منابع (ICRP—۲) شرح داده شده‌اند به‌طریق زیر می‌تواند مورداستفاده قرارگیرد. ابتدا f_iرا کسری از تابش شامل ذرات باردار ساطعه به‌وسیله هسته رادیواکتیو با انرژی $\bar{E}_i$(E_i درمورد اشعه β) درنظرمی‌گیریم. قدم‌بعد، F_i را تعریف می‌کنیم که کسر متوسط انرژی تابش‌شده در iامین طریق است که درداخل عضو جذب می‌شود و Q_i را ضریب کیفی مربوط به‌تابش دراین‌طریق درنظر می‌گیریم. اگر ξ به‌صورت زیر تعریف شود

$$\xi = \sum_i f_i F_i E_i Q_i \qquad (۹-۲۲)$$

به آسانی دیده می‌شود که در تجزیه از چند طریق مختلف شدت دزجذبی معادله (۹-۲۱) به‌صورت زیر می‌شود .

$$\dot{H} = \frac{۰٫۱۵ C(t)\xi}{M} \text{rem/day}$$

کمیت ξ را معادل انرژی موثر (۲) می‌نامند. فهرست کوتاهی از مقادیر ξ برای هسته‌های مهم

۱- Auger electron ۲ - Effective Energy Equivalent

جدول ۹ - ۸ داده‌های فیزیکی و بیولوژیکی برای هسته‌های رادیواکتیو *

هسته اکتیو	نیمه عمر، روز		عضو	Mev, ξ	q	
	رادیواکتیو	بیولوژیکی			خوردن	تنفس کردن
^{3}H (درآب)	$4{,}5 \times 10^{3}$	۱۱٫۹	تمام بدن	۰٫۰۱	۱٫۰	۱٫۰
^{14}C	$2{,}1 \times 10^{6}$	۱۰	تمام بدن	۰٫۰۵۴	۱٫۰	۰٫۷۵
		۴۰	استخوان	۰٫۲۷	۰٫۰۲۵	۰٫۰۲
^{24}Na	۰٫۶۳	۱۱	تمام بدن	۲٫۷	۱٫۰	۰٫۷۵
^{41}Ar	۰٫۰۷۶		غوطه‌ور +	۱٫۸		
^{60}Co	$1{,}9 \times 10^{3}$	۹٫۵	تمام بدن	۱٫۵	۰٫۳	۰٫۴
^{87}Kr	۰٫۰۵۳		غوطه‌ور +	۲٫۸		
^{90}Sr	$1{,}1 \times 10^{4}$	$1{,}3 \times 10^{4}$	تمام بدن	۱٫۱	۰٫۳	۰٫۴
		$1{,}8 \times 10^{4}$	استخوان	۵٫۵	۰٫۰۹	۰٫۱۲
$^{131}I + ^{131}Xe$	۸٫۰۴	۱۳۸	تمام بدن	۰٫۴۴	۱٫۰	۰٫۷۵
		۱۳۸	تیروئید	۰٫۲۳	۰٫۳	۰٫۲۳
$^{137}Cs + ^{137}Ba$	$1{,}1 \times 10^{4}$	۷۰	تمام بدن	۰٫۵۹	۱٫۰	۰٫۷۵
		۱۴۰	استخوان	۱٫۴	۰٫۰۴	۰٫۰۳
^{226}Ra + دخترها	$9{,}5 \times 10^{5}$	$1{,}64 \times 10^{4}$	استخوان	۱۱۰	۰٫۰۴	۰٫۰۳
^{230}U	$2{,}6 \times 10^{11}$	۳۰۰	استخوان	۲۳۰	$1{,}1 \times 10^{-5}$	۰٫۰۲۸
^{239}Pu	$9{,}8 \times 10^{6}$	$7{,}3 \times 10^{4}$	استخوان	۲۷۰	$2{,}4 \times 10^{-5}$	۰٫۲

* براساس نشریه ۲ — ICRP + مقدار q برای محاسبه ازبرای شخصی که به‌وسیله گاز احاطه شده‌باشدبه‌پاورقی جدول ۹-۹ مراجعه کنید.

در جدول ۹-۸ آمده است وفهرست کامل ξ در نشریه ۲ — ICRP داده شده است*.

غلظت هسته درهرعضو ممکن است به‌دو دلیل تابع زمان باشد: (۱) هسته دراثر تجزیه ازبین رود و(۲) هسته افزایش یافته ویا درنتیجه عمل معمولی بیولوژیکی عضو ازآن پاك شود. افزایش یاپاك شدن هسته‌ها به‌طورکمی به‌وسیله تابع نگهدارنده[۱] R(t) تشریح می‌شود، که عبارت است ازکسری از تعداد هسته‌های از یک نوع که در زمان t = ۰ وارد بدن شده‌و در زمان t این کسر درعضو معینی (موردنظر) وجود دارد. لذا اگر C_0 میکروکوری هسته رادیواکتیو در زمان t = ۰ وارد بدن شود، کل اکتیویته دریک عضو معین درزمان t از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$C = C_0 R(t) e^{-\lambda t} \qquad (۹-۲۴)$$

که λ ثابت تجزیه رادیواکتیو معمولی است‌و R (t) تابع نگهدارنده عضو موردنظر می‌باشد. باقراردادن معادله (۹-۲۴) درمعادله (۹-۲۳) خواهیم داشت.

$$\dot{H} = \frac{۰/۱ C_0 \xi}{M} R(t) e^{-\lambda t} \text{ rem/day} \qquad (۹-۲۵)$$

که شدت دز معادل حاصل‌ازدریافت C_0 میکروکوری در زمان t = ۰ است. کل‌دزی که‌به وسیله عضو تازمان t دریافت می‌شود از انتگرال‌گیری معادله (۹-۲۵)به‌دست می‌آید یعنی :

$$H = \frac{۰/۱}{M} C_0 \xi \int_0^t R(t) e^{-\lambda t} dt \text{ rem} \qquad (۹-۲۶)$$

در دو معادله اخیر t را باید برحسب روز درنظرگرفت.

نتایج داده‌شده در معادلات (۹-۲۵) و(۹-۲۶) برای ورود یک بار هسته رادیواکتیو به‌بدن‌است‌حال‌وضعیتی‌را درنظر می‌گیریم که C_d میکروکوری در روز ازیک هسته رادیواکتیو

---

* محاسبات جدید ضرائبی که در مقدار ξ وارد می‌شود درتحت نظارت کمیته پزشکی دز تابش داخلی (Medical Internal Radiation Dose Committee) مربوط به‌انجمن هسته‌ای پزشکی انجام‌گرفته است. نتایج این محاسبات به‌صورت ضمیمه مجله پزشکی هسته‌ای منتشر شده است . هدف ازاین کار پیش‌بینی دزهای دریافتی داخلی اعضا مختلف اشخاص مریض‌است که به آنها داروهای شیمیائی رادیواکتیو تجویزشده است تابه‌امروز ازاین‌محاسبات برای تعیین حداکثر غلظت مجاز هسته‌های اکتیو استفاده نشده است(صفحه ٤٦٩)

۱ - Retention Function

به‌طور پیوسته وارد بدن می‌شود. اگر $C_d d\tau$ میکروکوری درمدت زمان $d\tau$ در زمان τ وارد بدن شود سپس مقدار اکتیویته باقیمانده در عضو در زمان t از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$C_d R(t-\tau)e^{-\lambda(t-\tau)}d\tau$$

مقدار کل هسته رادیواکتیو موجود درعضو که به‌طور پیوسته بامیزان ثابتی وارد بدن می‌شود. درمدت زمان بین $\tau = 0$ تا $\tau = t$ عبارت است از

$$C(t) = C_d \int_0^t R(t-\tau)e^{-\lambda(t-\tau)}d\tau \qquad (۲۷-۹)$$

این انتگرال را باقرار دادن $x = t-\tau$ به‌صورت ساده زیر درمی‌آید

$$C(t) = C_d \int_0^t R(x)e^{-\lambda x}dx \qquad (۲۸-۹)$$

بنابراین شدت دز از معادله (۹-۲۳) در زمان t از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\dot{H} = \frac{۵۱/۱ C_d \xi}{M} \int_0^t R(t)e^{-\lambda t}dt \ \text{rem/day} \qquad (۲۹-۹)$$

که در معادله (۹-۲۸) متغیر تازه x جایگزین t شده است.

حداکثر غلظت مجاز

معادله (۹-۲۹)را می‌توان به‌عنوان‌یک رابطهٔ اساسی برای محاسبه‌حداکثرغلظت‌های مجاز (MPC) برای هسته‌های رادیواکتیو مختلف در هوا وآب به‌کار برد. تعریف حداکثر ذرمجاز برای یک کارگر ویژهٔ تابش این است که حداکثر غلظت یک رادیوایزوتوپ درهیچ زمان درطول ۵۰ سال (تازمانی که عمرکارکارگر از سن ۱۸ سالگی آغاز شده باشد) از آغاز دریافت دز ثابت روزانه شدت دزمعادل درهرعضو بیش از حداکثر دزمجاز آن عضو نشود.

رادیوایزوتوپهایی که روزانه بدن دریافت می‌کند و نیمه عمر رادیواکتیویته‌ای آنها خیلی کمتر از ۵۰ سال است یاخیلی کمتر از ۵۰ سال از تمام اعضابدن پاک می‌شود، دربدن به‌حال تعادل درمی‌آیند و درطول آخرین روز ۵۰ سال‌حداکثر $\dot{H}$ خود را به محیط می‌دهد. به‌عبارت دیگر ، هسته‌هایی‌نظیر $Ra^{۲۲۶}$ که نیمه‌عمر رادیواکتیویته آن‌ها خیلی بیش از ۵۰ سال است و خیلی بیش‌از ۵۰ سال نیاز دارد تا تماماً از بدن خارج‌شود. درآخرین روز ۵۰ سال حداکثر $\dot{H}$ به‌محیط پس‌میدهد. درهریک ازاین‌دو حالت، مقدار $\dot{H}$ پس‌ازقطع دریافت روزانه هسته رادیواکتیو در پایان ۵۰ سال کاهش می‌یابد. بنابراین ، برای تعیین حداکثر غلظت

مجاز هررادیوایزوتوپ فقط لازم است با استفاده از معادله (۹-۲۹) مقدار $\dot{H}$ را برای مدت $t=t_o=۵۰\times۳۶۵ر۲۵$ روز به‌دست آوریم وبا قرار دادن این مقدار برابر حداکثر دز مجازبرحسب رم در روز برای هرعضو[مربوط به $R(t)$] وحل‌معادله C_d به‌دست می‌آید. این رابطه حداکثر دریافت روزانه را برای رادیوایزوتوپ به‌دست می‌دهد که بیش ازحداکثر دز مجاز برای‌آن عضو ویژه نخواهد بود. محاسبات را باید برای‌تمام اعضاء موردنظر تکرارکرد و حداقل مقدار C_d بدست می‌آید. حداکثر دز مجاز را می‌توان از تقسیم این حداقل C_d برحجم‌های ، V_a یا V_w هوا و آب که درمدت کار روزانه وارد بدن می‌شود، بدست میآید. لذا ، بعنوان مثال حداکثر دز مجاز برای آب از رابطه زیر به‌دست می‌آید :

$$(MPC)_w=\frac{M(MPD)}{۰ر۱ V_w \xi}\left[\int_0^{t_o} R(t)\,e^{-\lambda t}dt\right]^{-1} \qquad (۹-۳۰)$$

در بعضی حالات، معلوم‌گشته‌که غلظت رادیوایزوتوپ داخل عضو ، ضمن پاک‌شدن عضو ازآن ، به‌صورت اکسپنانسیل کاهش می‌یابد. ثابت تجزیه ، λ_b ، برای پاک شدن بیولوژیکی اکسپنانسیلی را می‌توان بصورت زیرتعریف کرد و $R(t)$ از رابطه زیر بدست میاید.

$$R(t)=qe^{-\lambda_b t} \qquad (۹-۳۱)$$

که q کسری از هسته‌هائی است‌که پس از ورود به‌بدن وارد عضو می‌شود. مقدار q بستگی‌داردبه‌این‌که‌هسته‌ها از طریق‌تنفس یاازطریق معده وارد بدن شده باشد. چند مقدار q در جدول (۹-۸) داده شده است. دراین‌حالت، مقدار رادیونوکلئید داخل عضو پس‌از یک‌بار دریافت به‌صورت تابع زیرکاهش می‌یابد.

$$C(t)\backsim e^{-(\lambda+\lambda_b)t} \qquad (۹-۳۲)$$

نیمه عمر موثر هسته طبق رابطه زیر تعریف می‌شود :

$$(T_{۱/۲})_{eff}=\frac{۰ر۶۹۳}{\lambda+\lambda_b}$$

این رابطه را نیز می‌توان چنین نوشت

$$\frac{۱}{(T_{۱/۲})_{eff}}=\frac{۱}{T_{۱/۲}}+\frac{۱}{T_{۱/۲b}} \qquad (۹-۳۳)$$

که $T_{۱/۲}$ نیمه عمر معمولی هسته رادیواکتیو است و

$$T_{۱/۲b}=\frac{۰ر۶۹۳}{\lambda_b} \qquad (۹-۳۴)$$

را **نیمه عمر بیولوژیکی** می‌نامند. مقدار $T_{1/2b}$ برای تعدادی از هسته‌ها در جدول (۹-۸) داده شده است.

باقرار دادن معادله (۹-۳۱) درمعادله (۹-۳۰) داریم

$$(MPC)_w = \frac{M(MPD)}{۰\text{ر}۱۱ V_w \xi q}\left[\int_0^{t_o} e^{-(\lambda+\lambda_b)t} dt\right]^{-1}$$

$$= \frac{M(MPD)(\lambda+\lambda_b)}{۰\text{ر}۱۱ V_w \xi q}\left[۱ - e^{-(\lambda+\lambda_b)t_o}\right]^{-1} \qquad (۹-۳۰)$$

معادله (۹-۳۵) یک رابطه عمومی برای $(MPC)_w$ در حالت پاک‌شدن اکسپنانسیلی است. اگر ، یکی از دومقدار $T_{1/2}$ یا $T_{1/2b}$ خیلی کوچکتر از t_o باشد، ازعبارت اکسپنانسیل معادله (۹-۳۵) می‌توان صرفنظر کرد. بالاخره با نوشتن λ و λ_b برحسب $T_{1/2}$ و $T_{1/2b}$ خواهیم داشت:

$$(MPC)_w = \frac{۰\text{ر}۶۹۳ M(MPD)(T_{1/2}+T_{1/2b})}{۰\text{ر}۱۱ V_w \xi q T_{1/2} T_{1/2b}} \qquad (۹-۳۶)$$

کاربرد این رابطه درمورد تری‌تیوم درمثال زیر تشریح شده است. اتفاقاً تری‌تیوم رادیونوکلئید مهمی است. این هسته در بسیاری از راکتورها تولید می‌شود. آن را برای استفاده درسلاحهای ترمونوکلیئر تهیه می‌کنند، وبالاخره، تری‌تیوم به‌مقادیر زیاد در (صدهامیلیون کوری) در دستگاههای فوزیون وقتی به‌حالت تکامل برسند وجود خواهد داشت.

مثال (۹-۸) بدون‌توجه‌به‌این‌که تری‌تیوم‌به‌چه‌طریق وارد بدن‌شود، ازطریق‌تنفس یاخوردن ، معلوم‌گشته بالاخره باغلظت‌های مساوی در خون، ادرار، عرق، وآب دهان ظاهر می‌شود. بنابراین تری‌تیوم به‌صورت HTO می‌تواند همراه با مولکول‌های‌آب معمولی‌درتمام بدن ونظیر آب معمولی در متابولیزم بدن وارد شود. اگر بدن مرد استاندارد (طبق تعریف ICRP) حاوی ٤٣ لیتر H_2O باشدوهرروز $2200\ Cm^3$ آب معمولی بنوشد و $300\ Cm^3$ ازطریق اکسیداسیون دربدنش تولید نماید، حداکثر غلظت مجاز آب تری‌تیوم‌دار $(MPC)_w$ برای تابش‌گیری شغلی او چقدر است؟

حل . تری‌تیوم باتابش بتاونیمه‌عمر ۱۲/۳ سال تجزیه می‌شود ودواشعه‌گاما تابش می‌کند. مقدار E_{max} اشعه بتا برابر ۰ر۰۱۸ Mev بوده و انرژی متوسط ذرات بتا برابر ۰ر۰۰۵٤ Mev = ۰ر۰۱۸ × ۰ر۳ است ازآنجاکه E_{max} کمتر از ۰ر۰۳ Mev است (جدول ۹-۲) و درجدول ۹-۸ ، ۰ر۰۰۹۲ = ۱ر۷ × ۰ر۰۰۵٤ = ξ یا ۰ر۰۱ = ξ داده شده است

به‌علت توزیع یکنواخت تری‌تیوم درتمام بدن، لذا عملا تمام بدن دز دریافت می کند. برطبق جدول۹-۷حداکثر دزمجازمربوطه ۰٫۱rem/wk یا ۰٫۰۱۴۲۸rem/day که به ۴۳ لیتر آب دارای جرم $M = ۴٫۳ \times ۱۰^{۴}$ گرم می‌دهد. کل آب ورودی برابر است با

$$V_w = ۲۲۰۰ + ۳۰۰ = ۲۵۰۰ \, Cm^{۳}/day$$

تابع‌نگه دارنده $R(t)$ را می‌توان به‌طریق زیربه‌دست‌آورد. پاك شدن بدن ازتری‌تیوم را می‌توان مطابق شکل ۹-۸ به‌صورت یک ظرف به‌حجم $V = ۴۳$ لیتر آب که میزان ورودی آن $r = ۲۵۰۰ \, Cm^{۳}/day$ است فرض می کنیم. مقدار تری‌تیوم درحجم V درهرزمان پس ازیک‌دریافت در زمان $t = ۰$ برابر m است. به‌آسانی‌می‌توان دید که جرم m طبق معادله زیر کاهش می‌یابد.

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{mr}{V} \qquad (۹-۳۷)$$

این معادله شبیه معادله قانون تجزیه ماده رادیواکتیو است و نتیجه می‌شود که تری‌تیوم به‌صورت اکسپانسیلی از بدن خارج می‌شود. لذا تابع $R(t)$ به‌صورت زیر می‌باشد.

$$R(t) = e^{-\lambda_b t} \qquad (۹-۳۸)$$

که λ_b همان قسمت سمت راست معادله (۹-۳۷) می‌باشد که بر m تقسیم شده است یعنی

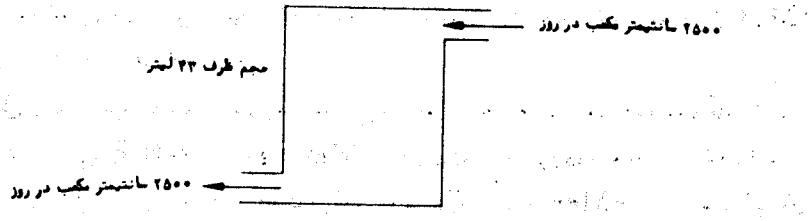
$$\lambda_b = \frac{r}{V} = \frac{۲۵۰۰}{۴٫۳ \times ۱۰^{۴}} = ۰٫۰۵۸۱ \quad \frac{۱}{\text{روز}}$$

که نیمه عمر بیولوژیکی مربوط به‌آن

$$T_b = \frac{۰٫۶۹۳}{۰٫۰۵۸۱} = ۱۱٫۹ \quad \text{روز}$$

است. ازآنجا که $T_{۱/۲}$ خیلی بزرگتر از $T_{۱/۲b}$ می‌باشدمعادله(۹-۳۶)را می‌توان به‌صورت‌زیرنوشت

$$(MPC)_w = \frac{۰٫۶۹۳ M(MPD)}{۱٫۵۱ V_w \xi q T_{۱/۲b}} \qquad (۹-۳۹)$$



شکل ۹-۸ میزان عبور آب از داخل بدن

باقرار دادن مقادیر عددی ($q=1$) خواهیم داشت

$$(MPC)_w = \frac{0.6931 \times 4.3 \times 10^4 \times 0.01428}{11.9 \times 0.01 \times 2500 \times 1.15} = 0.028 \mu Ci/Cm^3$$

این نتیجه براساس فرض دریافت تری‌تیوم به‌طور پیوسته ۷ روز در هفته برابر ۱۶۸ ساعت می‌باشدو درحقیقت مقدار رسمی $(MPC)_w$ برای این نوع تابش‌گیری شغلی طبق محاسبه برابر $0.03 \mu Ci/Cm^3$ می‌باشد. اگر کارگرفقط ٤۰ ساعت درهفته مورد تابش باشد غلظت مجاز می‌تواند بیش از این باشد. یک کارگر نیمی از آب دریافتی روزانه را درمدت ۸ ساعت کار مصرف می‌کند. به‌طوری که تابش‌گیری او می‌تواند برطبق محاسبه بالا برای همان حداکثر دز مجاز دوبرابر شود. به‌علاوه، یک کارگر معمولا ۵ روز از ۷ روز هفته را کار می‌کند بنابراین حداکثر غلظت مجاز برای ٤۰ ساعت کار درهفته 0.7×2 برابر حداکثر غلظت مجاز برای ۱۶۸ ساعت (یک‌هفته) است یعنی

برای ۱۶۸ ساعت $(MPC)_w = 0.03 \mu Ci/Cm^3$

برای ٤۰ ساعت کار $(MPC)_w = 0.03 \times 2 \times \frac{7}{5} = 0.084 \mu Ci/Cm^3$

حداکثر غلظت مجاز رسمی برای ٤۰ ساعت کار درهفته پس از حذف اعشار اضافی برابر $0.1 \mu Ci/Cm^3$ درمی‌آید.

محاسبه گذشته حداکثر غلظت مجاز تری‌تیوم نسبتاً مستقیم بوده زیرا این هسته درتمام بدن به‌طوریکنواخت توزیع شده وبه‌طورا کسپنانسیلی ازبدن خارج می‌شود. محاسبات برای هسته های دیگر خیلی مشکلتراست وگاهی شامل مدل های پیچیده‌ای از توزیع ایزوتوپ در بدن وپاك شدن بدن از آن است. برای بحث بیشتر در باره این محاسبات به‌منابع پایان این فصل مراجعه شود. به هرحال حداکثر غلظت مجاز برای تعداد بسیاری از رادیونوکلئیدها بدین طریق به‌دست آمده است. خلاصه‌ای ازاین 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 تابش‌گیری شغلی است. حداکثر غلظت مجاز برای مردم به‌طور اعم برابر یکدهم حداکثر غلظت مجاز برای کارگران ویژه تابش می‌باشد و باید براساس ۱۶۸ ساعت درهفته محاسبه‌گردد. زیرا فرض می‌شود که مردم به‌طور دائم تحت تابش می‌باشند، البته اگر تابشی وجود داشته باشد. لذا در مورد تری‌تیوم $(MPC)_w$ برای عموم برابر $0.003 \mu Ci/Cm^3 = 0.03 \times 0.1$ است.

۹ - ۹ تابش گیری ازمنابع اشعه گاما

محاسبات تابش‌گیری وشدت تابش‌گیری در نقاط مختلف توزیع های منابع اشعه‌گاما بایستی مکرراً انجام‌گیرد. مقادیر دز جذبی ومعادل دز رامی‌توان بااستفاده از روابطی که در قسمت قبل به‌دست آمده است، حساب کرد. دراین قسمت چند چشمه ساده اشعه‌گاما را درنظر خواهیم‌گرفت.

جدول ۹ - ۹

حداکثر غلظت مجاز برحسب میکروکوری در سانتیمترمکعب آب‌وهوا، برای تعداد رادیونوکلئیدهای معین درتابش‌گیری شغلی (۴۰ ساعت کار درهفته) وتابش‌گیری عموم

رادیونوکلئید	تابش‌گیری شغلی		تابش‌گیری عموم	
	$(MPC)_a$	$(MPC)_w$	$(MPC)_a$	$(MPC)_w$
^{3}H	5×10^{-6}	۱ر۰	2×10^{-7}	3×10^{-3}
^{14}C	4×10^{-6}	۰ر۰۲	1×10^{-7}	8×10^{-4}
^{24}Na	10^{-6}	6×10^{-3}	4×10^{-8}	2×10^{-4}
^{41}Ar	2×10^{-6}*	*	4×10^{-8}*	*
^{60}Co	3×10^{-7}	10^{-3}	10^{-8}	5×10^{-5}
^{87}Kr	10^{-6}*	*	2×10^{-8}*	*
^{90}Sr	10^{-9}	10^{-5}	3×10^{-11}	3×10^{-7}
^{131}I	9×10^{-9}	6×10^{-5}	10^{-10}	3×10^{-7}
^{137}Cs	6×10^{-8}	4×10^{-4}	2×10^{-9}	3×10^{-5}
^{226}Ra	3×10^{-11}	4×10^{-7}	3×10^{-12}	3×10^{-8}
^{230}U	5×10^{-10}	8×10^{-4}	2×10^{-11}	3×10^{-5}
^{239}Pu	2×10^{-12}	10^{-4}	6×10^{-14}	5×10^{-6}

*گازهای نادر درآب حل نمی‌شوند، $(MPC)_a$ براساس دز دریافتی شخصی است که اطراف آن‌را یک نیمه کره بینهایت از ابرگازی رادیواکتیو پوشانده باشد. تابشی که از ابر می‌رسد بیش از دزی است که‌گاز در شش ها ویا اعضا ی‌داخلی می‌رسد. (به‌قسمت ۱۱ - ۵ مراجعه شود)

در محاسبات زیر فرض می‌شود که منابع لخت (بدون حفاظ) بوده و این که نقاط موردنظر آن‌قدر به‌چشمه نزدیک هستند که تضعیف اشعه در هوا ناچیز است. این فرض برای اغلب چشمه‌های گاما تافواصلی حدود ۳۰ متر درست‌است. برطبق روابطی که درقسمت ۹-۸ به‌دست آمده، کمیت‌های X ، D و H وشدتهای مربوط به‌اینها متناسب بافلوی اشعه‌گاماست. بنابراین، لازم است Φ_γ را برای هرتوزیع چشمه‌ای به‌دست آورد.

چشمه نقطه‌ای

ابتدا یک چشمه نقطه‌ای که شدت آن S اشعه‌گاما در ثانیه به‌طور همسان تابش می‌کند درنظر می‌گیریم. در آغاز باید یادآور شویم که چون تمام اشعه‌گاما به‌طور شعاعی پخش می‌شوند فلوی‌گاما وشدت درهر 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 به‌شعاع r که چشمه در مرکز آن است باید ثابت ومستقل از r باشد. این عدد برابر $4\pi r^2 I(r)$ است که $I(r)$ شدت در r وبرابر شدت چشمه است. لذا

$$4\pi r^2 I(r) = C = S$$

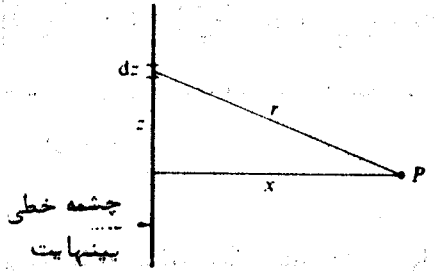
ولذا

$$I(r) = \Phi_\gamma(r) = \frac{S}{4\pi r^2} \qquad (۹-۴۰)$$

معادله (۹-۴۰) را نیز می‌توان برای چشمه‌های کروی کوچک به‌کار بردبه شرط این که تضعیف اشعه در داخل کره وجود نداشته باشد، مگر فقط در فواصل زیاد در مقایسه با شعاع چشمه در نقاط نزدیک به‌چشمه کروی تمام اشعه‌گاما به‌طور شعاعی پخش نمی‌شوند ، فرضی که معادله (۹-۴۰) برآن نهاده شده است.

چشمه خطی

یک‌چشمه خطی‌بینهایت باقدرت تابشی S شعاع گاما درثانیه ازهرسانتیمترآن که‌به‌طور همسان‌پخش‌می‌شود درنظرمی گیریم. اشعه‌گاما تابیده ازهرقسمت dz طول خط (شکل ۹-۹)



شکل ۹-۹ نمودار برای محاسبه فلو ازیک چشمه خطی بینهایت

درنقطه P را یک چشمه نقطه‌ای فرض می‌کنیم و سهم این قسمت به‌فلوی گاما در P برابر است با

$$d\Phi_\gamma(P)=\frac{Sdz}{4\pi r^2}$$

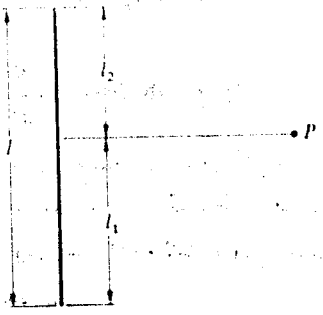
کل فلو برابر است با

$$\Phi_\gamma(P)=\frac{S}{4\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dz}{r^2} \qquad (۴۱-۹)$$

باقرار دادن $r^2=x^2+z^2$ و انجام انتگرال‌گیری نتیجه زیر بدست می‌آید

$$\Phi_\gamma(P)=\frac{S}{4x} \qquad (۴۲-۹)$$

برای چشمه خطی به‌طول l مطابق شکل (۹-۱۰) فلوی گاما درنقطه P را می‌توان باانتگرال‌گیری



شکل ۹-۱۰ چشمه خطی بینهایت

معادله (۹-۴۱) بین دوحد $-l_1$ و $+l_2$ به‌دست آورد. به‌آسانی رابطه زیربه‌دست می‌آید.

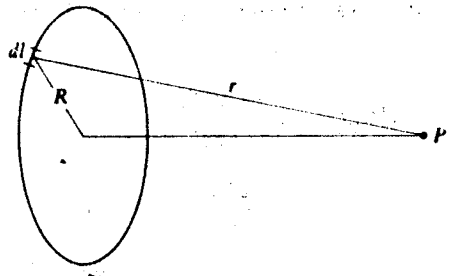
$$\Phi_\gamma(P)=\frac{S}{4\pi x}\left[\tan^{-1}\left(\frac{l_2}{x}\right)+\tan^{-1}\left(\frac{l_1}{x}\right)\right] \qquad (۴۳-۹)$$

این رابطه اغلب برای محاسبه پرتوگیری اشعه‌گاما از یک میله سوخت لخت، وقتی ازقلب راکتور خارج می‌شود، به‌کار می‌رود.

چشمه حلقه‌ای

حال فرض می‌کنیم که چشمه مشتمل بریک حلقه به‌شعاع R وطول $l=2\pi R$ است که به‌طور همسان S شعاع گاما درثانیه ازهرسانتیمتر طول‌آن تابش می‌شود. Sdl شعاع گاما

از dl طول حلقه تابش می‌شود (شکل ۹-۱۱) که به‌شکل یک چشمه نقطه‌ای درنقطه P به‌نظر می‌آیدوفلو دراین نقطه برابر است با



شکل ۹-۱۱ چشمه حلقه‌ای

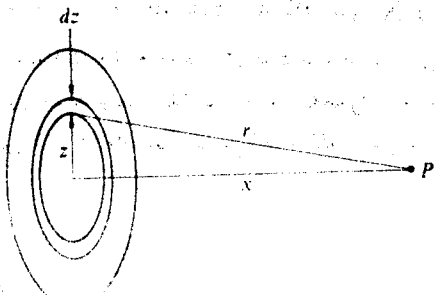
$$d\Phi_\gamma(P) = \frac{S\,dl}{4\pi r^2}$$

کل فلو در P برابر است با

$$\Phi_\gamma(P) = \frac{Sl}{4\pi r^2} = \frac{SR}{2r^2} \qquad (۹-۴۴)$$

چشمه دیسکی

به‌عنوان آخرین مثال یک صفحه‌ی مدور به شعاع R مطابق شکل ۹-۱۲ درنظر



شکل ۹-۱۲ نمودار برای محاسبه فلو از یک چشمه صفحه مدور

می‌گیریم، که به‌طور همسان S شعاع گاما درهر سانتیمتر مربع در ثانیه تابش می‌کند. فلودر راستای محور صفحه را به آسانی می‌توان حساب کرد. در نقاط دیگر محاسبه فلو تا اندازه‌ای مشکلتر است.

یک چشمه حلقوی واقع بین z , $z+dz$ درنظر می‌گیریم . این حلقه $2\pi Szdz$ شعاع گاما در ثانیه تابش می‌کند که معادل تابش Sl شعاع گاما در ثانیه از چشمه است که در بالا به‌دست آوردیم. لذا به کمک معادله (۹-٤٤) این چشمه‌ها سهمی درفلو $d\Phi_\gamma$ درنقطه P دارند که برابر است با

$$d\Phi_\gamma(P)=\frac{2\pi Szdz}{4\pi r^2}$$

$$=\frac{Szdz}{2r^2}$$

بنابراین کل فلو درنقطه P برابر است با

$$\Phi_\gamma(P)=\frac{S}{2}\int_{\circ}^{R}\frac{zdz}{r^2} \qquad (۹-٤٥)$$

انتگرال را می‌توان باقرار دادن $r^2=x^2+z^2$ انجام داد.

$$\Phi_\gamma(P)=\frac{S}{4}\ln\left(1+\frac{R^2}{x^2}\right) \qquad (۹-٤٦)$$

وقتی $x\ll R$ است یعنی در نقاط نزدیک به صفحه مدور معادله (۹-٤٦) تبدیل به معادله زیر می‌شود .

$$\Phi_\gamma(P)=\frac{S}{2}\ln\left(\frac{R}{x}\right) \qquad x\ll R \qquad (۹-٤٧)$$

با توجه به‌معادله (۹-٤٦) یا (۹-٤٧) فلو بدون حد باافزایش R زیاد می‌شود . ازاین نتیجه می‌شود که فلو حاصل از بینهایت چشمه صفحه‌ای بینهایت است . این درحقیقت درخلا درست است یعنی وقتی که تضعیف اشعه وجود نداشته باشد. به‌طوری که در فصل بعد خواهیم‌دید وقتی بین چشمه و نقطه موردنظر اشعه تضعیف می‌شوند فلو مقدار معینی دارد .

چند اصطلاح

Absorbed Dose دز جذبی ـ نسبت $\frac{\Delta E_D}{\Delta m}$ ، که ΔE_D مقدار انرژی که اشعه به‌حجم کوچکی به‌جرم Δm می‌دهد (برحسب راد)

Acute Radiation Syndrone (ARS) علائم تابش زیاد

علائمی که بطوریکجاشخص مبتلا به‌اثرات تابش را مشخص می‌کند «مریضی ناشی‌ازتابش»

Biology بیولوژی ـ مطالعه قورباغه‌ها

Carcinoma کارسینوما ـ نوعی سرطان نسوجی که داخل حفره‌های بدن را می‌پوشاند، نظیر دهان، بینی

Cataract آب مروارید ـ تیرگی فزاینده عدسی چشم

Centrioles سنتریول‌ها ـ دو نهاد (entity) کوچک واقع در Centrosome که نقش نظارت در تقسیم یاخته‌ای دارد

Centrosome سنتروزوم ـ ساختمان پیوسته به هسته یاخته که حاوی سنتریول‌ها می‌باشد

Chromatin کروماتین ـ ماده ژنتیکی یاخته؛ جرم کروموزمهای به‌هم پیچیده به‌شکلی که دیده می‌شوند بجز در حالت تقسیم یاخته‌ای

Chromosomes کروموزوم‌ها ـ ذرات میله‌ای شکل داخل هسته، در موقع تقسیم یاخته‌ای آشکارند، حاوی مواد ژنتیکی یاخته می‌باشند.

Chronic مربوط به‌مدت زمان ـ مزمن

Cytoplasm سیتوپلاسم. مایع چسبنده خارج هسته که قسمت اعظم یاخته حیوانی را تشکیل می‌دهد.

Dose Epuivalent معادل دز ـ دزجذبی ضرب درضریب کیفی که‌دربرگیرنده اثرات بیولوژیکی‌مشاهده شده دریک دزجذبی است.

Early Effects (of radiation exposure) اثرات اولیه (پرتوگیری) آثاری که درمدت ۶۰ روز پس‌از تابش‌گیری زیاد ظاهر می‌شود.

Edema ادما ـ تورم مربوط به‌تراکم غیرمعمولی مایع

Epidemiology اپیدیمولوژی ـ مطالعه در باره امراضی که واگیر دارهستند و تعداد زیادی از افراد را دربر می‌گیرند.

Epilation اپیلاسیون ـ ریزش غیرطبیعی مو

Erythema اریتما ـ سرخی غیرطبیعی پوست

Erythrocyte اریتروسیت ـ گلبول قرمزخون = یاخته قرمز خون

Exposure پرتوگیری ـ نسبت $\frac{\Delta q}{\Delta m}$ ، Δq کل بار الکتریکی دریک نوع یون که در هوا تولید شده، وتمام الکترون‌های آزاد شده درحجم هوا به‌جرم Δm متوقف شوند، واحد آن کلون برکیلوگرم است.

Exposure Rate میزان پرتوگیری ـ پرتوگیری درواحد زمان برحسب R/Sec یا mR/hr ۰۰۰

Fluence جریان ـ 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) اریتروسیت‌ها ـ لوکوسیت‌ها وپلاکت‌ها درخون

Gametes گامت‌ها ـ یاخته‌های جنسی ـ اسپرم (نر) وتخمک (ماده)

Gene ژن ـ ذراتی که درکروموزم‌ها وجود دارند عامل انتقال مشخصات ارثی‌اند که حالا به‌صورت ذرات کددار کروموزم شناخته شده‌اند.

Gonad گوناد ـ عضوی ، معمولا دوعدد می‌باشد، که یاخته‌های جنسی تولید می‌کند درانسان‌ها اینها عبارتند از تخم‌ها (نر) و تخمدان (ماده)

High Dose دز بالا ـ دز زیاد تمام بدن معادل بیش از ۰٫۵ رم

Imparted Energy انرژی پس‌داده ـ انرژی که به‌وسیله تابش‌ها در ماده جذب شده که آماده ایجاد اثرات بیولوژیکی است.

Late Effects(of radiation exposure) اثرات تاخیری (پرتوگیری)
اثراتی که پس از ۶۰ روز از پرتوگیری زیاد ظاهر می‌شود .

LD_{50}/T آن مقدار پرتوگیری تمام بدن (رم) که دربدت T روز پس از پرتوگیری به‌طورمتوسط ۵۰ درصدازآنهایی که پرتودریافت کرده‌اند فوت کنند.

Leukemia کم‌خونی ـ سرطان اعضای خونسازکه علامت مشخصه آن تولید بیش‌از حد یاخته‌های سفیدخون است.

Leukocyte لوکوسیت ـ یاخته‌های سفید از هرنوع

Linear Energy Transfer انتقال خطی انرژی .
انرژی که به‌طور موضعی در واحد مسیر ذره باردار جذب می‌شود ، این جذب به‌صورت تحریک یا یونیزاسیون می‌باشد.

Low Dose دز پائین ـ دز شدید تمام بدن کمتر از ۰٫۵ رم

Lymphocyte لنفوسیت ـ یک نوع یاخته سفیدخون

Meiosis عمل تقسیم یک یاخته جنسی به‌دو یاخته جدید

Mid – lethal Dose دز متوسط کشنده
آن‌مقدار دز شدید تمام بدن که‌سرانجام منجربمرگ ۵۰ درصد ازافراد مورد تابش می‌شود

Mitochondria (مفرد mitochondrion) میتوکندریا
ذرات کوچک بیضوی شکل که درسیتوپلاسم یاخته پخش می‌باشد ، این ذرات در نظارت متابولیزم یاخته مهم هستند.

Mitosis عمل تقسیم یک یاخته ساختمانی به دویاخته جدید

Mutation جهش ـ تغییر در ماده ژنتیکی که منجر به‌تغییرات غیرمنتظره درنسل بعد.

Plasma (of the blood) پلاسما (خون)
مایع خون

Poly morphonuclear Neutrophile — پلی‌مورفونوکلئر - 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 کنندگویند کیفیت های متفاوت دارند.

Quality Factor — ضریب کیفیت
ضریبی است که اگر در دز جذبی ضرب شود، معادل دز به‌دست می‌آید .
این ضریب در محاسبات حفاظت درمقابل اشعه به کار می‌رود حقیقت
امراین است که دزهای جذبی‌مساوی تابش ها دارای کیفیت‌های متفاوتی
به‌طورکلی دارای اثرات بیولوژیکی مختلفی هستند

Rad — راد - واحد دز جذبی. یک راد برابر جذب ۱۰۰ ارگ انرژی دریک‌گرم است.

Radiobiology — رادیوبیولوژی
رشته‌ای است از پزشکی که به‌شخص مریض مقداری دز نامعین‌جهت
تشخیص ، معالجه ویافایده داده می‌شود.

Relative Biological Effectiveness (RBE) — اثر نسبی بیولوژیکی (RBE) نسبت
دز جذبی اشعه‌گاما (که RBE = ۱ است) به‌دز جذبی تابش از نوع
دیگرکه همان اثر بیولوژیکی اشعه گاما را ایجادکند، این موضوع
منحصر به‌استفاده در رادیو بیولوژی است.

Rem — رم - واحد معادل دز است.

Roentgen — رنتگن - واحد پرتوتابی ، برابر $۲٫۵۸ \times ۱۰^{-۴}$ کلون برکیلوگرم

Somatic Cells — یاخته های ساختمانی
یاخته های بدن (درنقطه مقابل یاخته های جنسی).

Zygote — زیگوت - 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

۹-۱ نشان دهید که تعریف رنتگن مطابق معادله ۹-۲ معادل آزاد شدن یک‌واحد بار الکتریکی (esu ۱) در یک سانتیمتر مکعب از هوا در فشار یک آتمسفر و درجه حرارت صفرسانتی‌گراد است.

۹-۲ ریزش اتمی حاصل از یک انفجار هسته‌ای در زمان t_0 پس از انفجار به‌منزل شخصی می‌رسد. شخص فوراً به‌پناهگاه اتمی که در آن پرتوتابی صفر است می‌رود. او مدت زمان t_s را در آنجا می‌گذراند و سپس بیرون می‌آید (الف) نشان دهید ضریب کاهش دردریافت دز کل در حالی که به‌پناهگاه رفته است از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\frac{\mathbf{H}\ (\text{پناهگاه})}{\mathbf{H}\ (\text{بدون پناهگاه})} = (۱ + t_s/t_0)^{-۰٫۲}$$

(ب) مقدار این نسبت را برای $t_0 = ۸$ ساعت و $t_s = ۲$ هفته حساب کنید [یادآوری : نتیجه قسمت الف براین اساس است که شخص موقع خروج از پناهگاه از مواد آلوده زدا استفاده نمی‌کند. در حقیقت ، هدف ازرفتن به‌پناهگاه اتمی کاهش کل یا جمع دز نیست‌بلکه محافظت افراد از شدت‌های پرتوتابی شدید اولیه است. مدت زمان t_s در پناهگاه باید به اندازه کافی طولانی بوده باشد یادر موقع خروج از پناهگاه شدت پرتوتابی به‌اندازه کافی کم باشد که بتوان عمل آلوده‌زدائی را انجام داد.]

۹-۳ احتمال برخورد یک شعاع گاما ۱ Mev دریک یاخته چقدراست؟ فرض می کنیم قطر یاخته $۱۰^{-۳}$ سانتیمتر بوده وجرم ویژه آن همان جرم ویژه آب باشد.

۹-۴ یک‌باریکه نوترون ۱ Mev انرژی خودرا درنسج باشدت تقریبی $۱٫۵ \times ۱۰^{۶}$ میلیون الکترون ولت درهرگرم در ثانیه به‌جا می‌گذارد. معادل دز دریافتی دراین نسج چقدر است؟

۹-۵ نمونه‌ای از یک سوخت قابل شکافت‌هسته‌ای خشک حاوی ۲۵٫ گرم کربن است. اکتیویته آن ۹۳pCi/. است. عمر تقریبی ماده قابل شکافت هسته‌ای چقدر است؟

۹-۶ یک فرد درسن ۳۰ سالگی برای اولین‌بار شغل کارگر ویژه تابش را می‌گیرد. پنج سال بعد شرکت ورشکست می‌شود وپرونده پرتوتابی او ازبین می‌رود. اگر شغل بعدی او مجدداً به‌عنوان کارگر ویژه تابش باشد، حداکثر دزهایی که اوممکن است در سال‌های بعد درشرکت تازه دریافت کند چقدر است؟ تاریخچه تابش‌گیری اورا نشان دهید.

۹-۷ در زمان اضطراری ممکن است لازم باشد که کارگران ویژه تابش دزهائی بیش از حداکثر دز مجاز دریافت دارند. ICRP توصیه کرده است که کاراضطراری« براساس این که دز دریافتی شخص نباید بیش از ۱۲ رم باشد، طرح ریزی‌خواهدشد. این مقدار دز با دزجمع

شده تاآن زمان افزوده می‌شود. اگر جمع دز پیش‌از حداکثر دز مجاز باشد که به‌وسیله فرمول؛ $H = ٥(N - ١٨)$، داده می‌شود دز اضافی‌را باکم کردن‌شدت‌پرتوتابی‌بعدی‌جبران‌می کنند. به‌طوری که‌ازپنج‌سال تجاوز نکند، دز دریافتی کل بافرمول‌مربوط تعیین‌می‌گردد». فرض‌می کنیم ابتدا شخص در سن ١٨ سالگی‌دریک شرکت هسته‌ای‌مشغول کار شود. درمدت چهارسال بعداز دریافتی سالیانه ٤ رم می‌باشد. در پایان چهارسال، او درعملیات نجات درگیر می‌شودودزشدیدی معادل ١٢ رم دریافت‌می کند. اگرتوصیه‌های ICRP به‌کارگرفته‌شود، دزمتوسط دریافتی‌این شخص درسال‌های بعدچقدرخواهدبود؟ تاریخچه تابشی‌این شخص‌را به‌طور ترسیمی‌نشان‌دهید.

٩ - ٨ مطلوب است محاسبه جریان اشعه‌گاما با انرژی ١Mev مورد نیازبرای اینکه پرتوتابی برابر ١mR شود چقدر است؟

٩ -٩ (الف) چه‌شدتی‌از اشعه‌گامای یک میلیون الکترون ولت شدت پرتوتابی برابر حداکثر دز مجاز معمولی برای کارگران ویژه تابش به‌وجود می‌آورد؟ (ب) جریان اشعه‌گاما مربوط به‌این پرتوتابی چقدر است؟

٩-١٠ یک ماشین اشعه‌ایکس باانرژی ٧٥kV برای یک عکس‌برداری از سینه‌شخصی به‌مدت ٠٫٢ ثانیه‌پرتوتابی‌برابر ٢٠٠mR میدهد. (الف) مقدارجریان‌اشعه‌ایکس‌دراین‌عکس برداری چقدر است؟ (ب) انرژی جریان چقدر می‌باشد(ج) معادل دز داده شده به‌استخوان ماهیچه وچربی چقدر است؟

٩-١١ چه فلوئی از اشعه x با انرژی ٤٠keV دز ٥٠mrem/sec به استخوان می‌دهد؟

٩-١٢ تقریباً چه‌مدتی بایددست شخصی موردتابش‌باریکه‌ی‌اشعه x مساله (٩-١٠) قرارگیرد تا اینکه دردست (الف) اریتما (ب) تاول ایجادگردد؟

٩-١٣ انفجار یک بمب هسته‌ای ٢٠ کیلوتن را درنظر می‌گیریم. اگر هیچ گونه‌تضعیفی در اشعه‌گاما درضمن عبور از هوا ایجاد نشود وتمام اشعه‌گاما پاره‌های شکافت از محل بمب فرارکنند مقدار دز تقریبی که شخصی که در فاصله (الف) ١٠٠٠ متری (ب) ٥٠٠متری‌از نقطه انفجار ایستاده‌اند چقدر است؟ [یادآوری: انرژی‌متوسط هرشکافت ٢٠٠MeV ، که از آن ٧MeV به‌صورت اشعه‌گاما شکافت‌است. همچنین‌داریم $١KT = ٢٫٦ \times ١٠^{٢٥} MeV$]

٩-١٤ دریک نقطه معین نزدیک به‌یک راکتور هسته‌ای فلوی نوترون‌های سریع برابر $١٥ n/cm^٢ - sec$ و فلوی نوترون حرارتی $٢٠٠ n/cm^٢ - sec$ است و فلوی اشعه‌گاما (فرض‌می‌شود ٢MeV باشد) برابر $٤٠٠ ٢/cm^٢ - scc$ است. یک کارگر چه‌مدت می‌تواند در این نقطه توقف نماید برای اینکه دز رسیده از حداکثر دز مجاز درهفته تجاوز ننماید؟

٩-١٥ درموقع یک سانحه حالت بحرانی دریک دستگاه راکتور فرض می‌شود که

کارگری در مدت زمان کوتاهی مورد تابش جریان‌های زیر قرارگرفته است، نوترون سریع $۲ \times ۱۰^{۱۰}/cm^۲$ نوترون حرارتی $۵ \times ۱۰^{۹}/cm^۲$ ، اشعه‌گاما (۰٫۵MeV) $۶ \times ۱۰^{۸}/cm^۲$ است.(الف) چه‌مقدار معادل‌دز کل کارگردریافت کرده‌است. (ب) چه‌علائم‌مریضی احتمالا در کارگر ظاهر می‌شود؟ (ج) دوره بهبودی کارگر چقدر است؟

۹-۱۶ کربن ۱۴ باتابش تک الکترون منفی که حداکثر انرژی آن ۰٫۱۵۶MeV است‌اشعه‌گامائی وجود ندارد. دز (داخلی) سالانه عضوهای جنسی ازکربن ۱۴ تقریباً برابر ۰٫۷mrem می‌باشد. مطلوب‌است محاسبه‌غلظت ^{14}C برحسب pCi/g دراین‌اعضای مهم.

۹-۱۷ رادیوم - ۲۲۶ ودخترهایش رویهم اشعه α ، β و γ مختلف تابش می‌کنند. معادل انرژی موثر γ برای این زنجیره واکنش دراستخوان ۱۱۰MeV است(جدول ۹-۸). اگر جرم کل اسکلت یک فرد ۷ کیلوگرم باشد. چه‌مقدار رادیوم ۲۲۶ در استخوان دزی‌معادل ۵rem/yr به‌وجود می‌آورد ؟

۹-۱۸ ید در اغلب ترکیبات شیمیائی ، ازطریق تنفس یا خوردن به سرعت وارد جریان خون شده وبیشتر این عنصر وارد غده تیروئید شده به‌وسیله آن جذب می‌شود. بلافاصله پس از تزریق یدبه‌بدن تابع نگهدارنده برای تیروئید به‌صورت تقریبی زیر است.

$$R(t) = ۰٫۳۱۲e^{-۰٫۰۰۳۸۴t}$$

که t برحسب ساعت می‌باشد. فرض کنید که به یک مریض یک میلی‌کوری ^{131}I برای تشخیص شرایط کاری تیروئیدش تزریق‌شود. (الف) نیمه‌عمر بیولوژیکی ید درتیروئید چقدر است؟ (ب) کل دز دریافتی تیروئید ازاین یک تزریق چقدر است؟

۹-۱۹ مطلوب‌است محاسبه $(MPC)_w$ سدیم ۲۴ برای عموم براساس دز تمام بدن.

۹-۲۰ حداکثر غلظت‌های مجاز ^{90}Sr را براساس دز برای استخوان تعیین می‌کنند. بااستفاده ازاطلاعات جدول ۹-۸ مطلوب است محاسبه (الف) نیمه عمر موثر ^{90}Sr در استخوان برحسب سال ، (ب) محاسبه $(MPC)_w$ برای ^{90}Sr برای عموم

۹-۲۱ مطلوب‌است محاسبه $(MPC)_w$ پلوتونیوم ۲۳۹ برای‌پرتوتابی‌شغلی، براساس دز دریافتی استخوان .

۹-۲۲ آب نوشیدنی‌آزمایشگاه معینی‌به‌تری‌تیوم باغلظتی پنج‌برابر MPC آلوده شده است . اگر کارگران این‌آب‌را به‌مدت یک‌هفته قبل ازاین که آلودگی آن کشف شود خورده‌باشند هریک چه دزی ازاین پرتوتابی را دریک هفته دریافت کرده‌اند؟

۹-۲۳ یک‌چشمه‌نقطه‌ای لخت ۵×۱۰^{۷} نوترون‌سریع و ۵×۱۰^{۸} نوترون‌حرارتی‌در در ثانیه تابش می‌کند. یک کارگر چه‌مدت می‌تواند درفاصله ۳متری ازاین چشمه توقف‌نماید اگر نخواهد دزی بیش از حدمعمول یک‌هفته دریافت کند؟

۹-۲٤ یک چشمه نوترون یک کوری ^{226}Ra--Be تعداد $10^{7}n/sec$ تولید می‌کند. تغییرات انرژی نوترون از ۱ MeV تا ۱۳ MeV می‌باشد که متوسط آن تقریباً ۵ MeV است. چشمه همچنین ۳۵۰۰ اشعه گاما با انرژی متوسط ۱ MeV درمقابل هر نوترون تابش می‌کند. 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 می‌کند که چشمه هیچ وقت نزدیکتر از ۶ فوت به او نمی‌شود. اگر انتقال چشمه یک دقیقه طول بکشد او چه دزی دریافت می‌کند؟

۹-۲۵ - سه چشمه نقطه‌ای ایزوترپ گاما هریک قدرت $S\gamma/sec$ درسه گوشه یک مثلث متساوی‌الاضلاع به‌طول a درخلا قرار دارند. رابطه‌ای برای فلوی گاما در مرکز مثلث به‌دست آورید.

۹-۲۶ بااستفاده ازاطلاعات شکل (۲-۶) مطلوب‌است محاسبه شدت پرتوتابی وشدت معادل دز در نسج حاصل از یک چشمه نقطه‌ای همسان یک کوری ^{60}Co (الف) در یک سانتیمتری از چشمه (ب) دریک متری ازچشمه

۹-۲۷ یک میله نازك به‌طول یک‌متر واقع درخلا حاوی چشمه‌های نوترون باتوزیع یکنواخت می‌باشد که ازهر سانتیمتر طول آن 0.8 نوترون درثانیه تابش می‌شود. (الف) فلوی نوترون را در ۵ سانتیمتری از مرکز میله به‌دست آورید (ب) شدت معادل دز دراین نقطه در نسج چقدر است؟

۹-۲۸ یک میله سوخت به‌طول یک‌متر به‌قطر کم‌حاوی ۰٫٤ گرم ^{235}U است که به طور یکنواخت درسرتاسر میله توزیع شده است. برای انجام آزمونی این میله رابه‌مدت دوماه در داخل راکتور درمحلی که فلوی حرارتی ۲۲۰۰ m/sec برابر $10^{13}n/cm^2-s$ است قرار می‌دهند وسپس خارج می‌کنند. (الف) مطلوب است محاسبه شدت پرتوتابی برحسب R/sec در نقطه‌ای به‌فاصله یک‌متر از مرکز میله دوماه پس از خارج کردن آن از داخل راکتور (ب) مقدار شدت دز جذبی را برحسب rads/sec در نسج دراین نقطه به دست آورید. (ج) مقدار شدت معادل دز اشعه گاما برحسب rem/sec در نسج چقدر است، [یادآوری برای سهولت انرژی متوسط اشعه گاما را برابر ۱ MeV درنظر بگیرید]

۹-۲۹ برای استرلیزه کردن گوشت خوك (خشك کرده) نیاز به‌دز جذب شده حدود 5×10^{6} راد است. چه‌چگالی سطحی از ^{60}Co لازم‌است روی صفحه مدوری به‌قطر ۵ فوت قرار داد تا این دز را درفاصله یک فوتی از مرکز صفحه مدور برای مدت یک ساعت پرتوتابی تولید کند. [یادآوری: برای سهولت فرض کنید ^{60}Co دو اشعه گاما هر کدام با انرژی ۱٫۲۵ MeV تابش می‌کند].

۹-۳۰ 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 درمی‌آید.

۹-۳۱ ثابت کنید که فلوی اشعه‌گاما در فاصله x از مرکز یک چشمه صفحه‌ای مربع به‌ضلع a وبه‌قدرت $S\gamma/cm^2 - sec$ با رابطه تقریبی زیر داده می‌شود

$$\Phi_\gamma = \frac{Sa^2}{4\pi x^2}\left(1 - \frac{a^2}{6x^2}\right)$$

به‌شرط آن که $x \gg a$ باشد. این نتیجه را بارابطه مشابهی که برای فلوی فتون حاصل ازصفحه مدور به‌دست می‌آیدمقایسه کنید.

۹-۳۲ یک پوسته کروی‌نازك بشعاع R دارای چشمه‌های اشعه‌گاما باتوزیع یکنواخت در سطح آنست که قدرت آن $S\gamma/cm^2 - sec$ میباشد. فلوی اشعه‌گاما را درمرکز کره بدست آورید.

۹-۳۳ یک‌پوسته کروی‌به‌شعاع داخلی R_1 وشعاع خارجی R_2 محتوی‌گاز رادیواکتیو به‌قدرت $S\gamma/cm^3 - sec$ می‌باشد. (الف) رابطه‌ای برای‌فلوی‌اشعه‌گاما درمرکز کره به‌دست آورید (ب) فلو درحدوقتی $R_1 \longrightarrow 0$ و $R_2 \longrightarrow \infty$ چقدر است.

فصل دهم

مهار اشعه

حفاظ سازی درمقابل تابش برای انجام تعدادی از مقاصد است. اولین آنها کاهش پرتوتابی به‌افرادی‌است که در مجاورت چشمه های تابش قرار دارند ، این‌نوع حفاظ‌هارا که برای این‌منظورخاص به کار می‌روند حفاظ بیولوژیکی می‌نامند. قسمت‌اعظم‌این‌فصل‌اختصاص به‌این نوع حفاظسازی دارد. حفاظ‌ها نیز در بعضی‌راکتورها برای کاهش شدت اشعه‌گاما‌ی ورودی به‌محفظه فولادی‌راکتور به کار می‌روند. هدف از نصب‌این‌حفاظ‌ها جلوگیری از داغ شدن غیر متعادل محفظه در اثر جذب اشعه‌گاما می‌باشدو این حفاظ‌ها را حفاظ‌های حرارتی نامند. دربعضی موارد حفاظ برای محافظت دستگاههای الکترونیک ظریف بکارمیرود ، زیرا در غیراین‌صورت‌آنها درمیدان اشعه خوب کار نمی کنند. به‌عنوان‌مثال، این‌گونه حفاظ‌های دستگاه در بعضی از انواع دستگاههای نظامی به کار می‌رود .

معمولا حفاظت فقط در مقابل اشعه‌گاما* ونوترون‌الزامی است ودرمقابل ذرات‌آلفاو بتانیازی نیست. عدم‌نیاز به‌حفاظ، به‌طوری‌که درقسمت ۳-۹ نشان دادەشد، به‌این‌علت است که‌برد ذرات باردارد‌رمواد خیلی کوتاه می‌باشد. درمواردی‌که حفاظسازی درمقابل‌ذرات آلفا بتا موردنیاز است از فرمول‌های قسمت ۳-۹ برای محاسبه ضخامت آن می‌توان استفاده کرد.

این فصل به‌دوبخش تقسیم می‌شود. بخش اول اختصاص به‌محاسبه حفاظ بیولوژیکی اشعه‌گاما دارد وبخش‌دوم‌مربوط به‌حفاظسازی‌راکتورها می‌شود که هردونوع اشعه‌گاماو نوترون را دربر می‌گیرد. درتمام حالات، اصل مسالهٔ تعیین ضخامت ویا ترکیب مواد حفاظ موردنیاز برای کاهش دادن شدت دز بیولوژیکی درنقاط معینی به‌یک سطح ازپیش دانسته است ، که اغلب شدت حداکثر دز مجاز شغلی یا عمومی درپرتوتابی می‌باشد که در قسمت ۹ - ۷ بحث آن گذشت.

بخش اول - مهار اشعه گاما

۱۰ - ۱ ضرائب افزایش

یک باریکه ازاشعه‌گاما تک راستا به‌شدت (یافلوی) Φ_0 وانرژی E_0 درنظرمی‌گیریم

---

* در اینجا نیز نظیر فصل ۹ عبارت « اشعه گاما » به‌هردو نوع اشعه گاما و ایکس اطلاق می‌شود

که بر یک‌تیغه حفاظ به‌ضخامت a مطابق شکل ۱۰-۱ وارد می‌شود. اگرحفاظی وجودنمی‌داشت مطابق معادله ۱۰-۹ شدت پرتوتابی درنقطه P برابر خواهد بود با:

$$\dot{X}_0 = 0.0659\,\Phi_0 E_0 (\mu_a/\rho)^{air} \quad mR/hr \qquad (10-1)$$

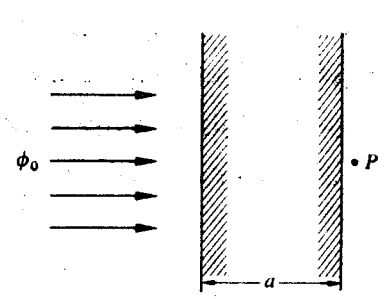
که Φ_0 برحسب γ/cm^2-sec ، E_0 برحسب Mev ، $(\mu_a/\rho)^{air}$ برحسب cm^2/g ودر انرژی E_0 محاسبه شده است. معادله (۱۰-۱) را به‌صورت مناسب‌تری می‌توان نوشت.

$$\dot{X}_0 = C\Phi_0 \qquad (10-2)$$

که

$$C = 0.0659\,E_0 (\mu_0/\rho)^{air} \qquad (10-3)$$

تابعی‌از E_0 است. بابودن حفاظ، فلوی اشعه‌گامایی که‌ازحفاظ خارج‌می‌شود متفاوت از Φ_0 است ومسأله‌تعیین مقدار واقعی $\dot{X}$ درنقطه P منجر به‌محاسبه Φ می‌گردد.



شکل ۱۰-۱ باریکه تک راستای اشعه‌گامای ورودی برتیغه حفاظ

محاسبه Φ آسان می‌بود اگر هربارکه‌یک فوتون به‌ماده برخورد می‌کرد ازبین می‌رفت. دراین صورت Φ برابر فلوی اشعه‌گاما برخورد نکرده بود.

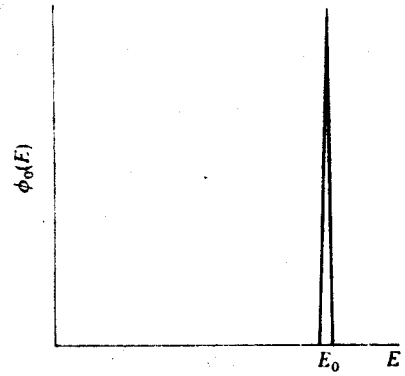
$$\Phi_u = \Phi_0 e^{-\mu a} \qquad (10-4)$$

که μ ضریب تضعیف کل درانرژی E_0 است. متاسفانه اشعه‌گاما درهربرخورد ازبین نمی‌رود. به‌عنوان مثال ، درپدیده کمپتون اشعه فقط در اثر پراکندگی انرژی‌از دست می‌دهند ، وحتی در پدیده فتوالکتریک وتولید زوج، اگرچه فتون ورودی‌جذب می‌شود، معمولا پس ازرویداد پدیده فتوالکتریک اشعه x تولید می‌شود وناگزیر درپی‌انجام تولید زوج عمل محوجرم[1] صورت می‌گیرد .

در نتیجه‌ی ورود یک باریکه تک انرژی به‌یک حفاظ مطابق شکل (۱۰-۱) که دارای طیف انرژی شبیه آنچه که درشکل ۱۰-۲ آمده است موقع خروج از تیغه دارای طیف پیوسته‌مطابق

---

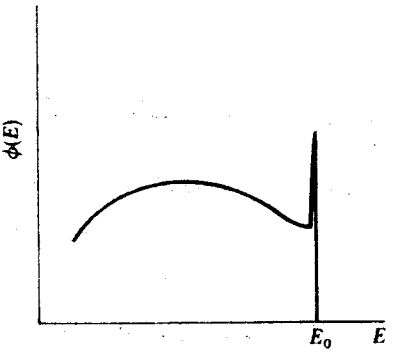
۱ - Annihilation



شکل ۱۰-۲ طیف انرژی باریکه اشعه گاما ورودی

شکل(۱۰-۳) است. دراین شکل، بلندی تیز در E_0 مربوط به‌فتون‌های‌پراکنده نشده است و بزرگی آن در شکل (۱۰-۳) به‌نسبت شکل (۱۰-۲) به‌تناسب ضریب اکسپنانسیلی معادله (۱۰-٤) کوچک شده است. قسمت پیوسته طیف مربوط به‌فتون‌های پراکنده شده کمپتون‌است وکمی هم ازآن مربوط به‌اشعه x فتوالکتریک وتابش‌های مربوط به‌محو جرم است.

محاسبه دقیق طیفی شبیه شکل ۱۰-۳ بسیار مشکل وخارج ازهدف این بخش‌است



شکل ۱۰-۳ طیف‌انرژی اشعه گاما خروجی از حفاظ

در اینجا کافی است که فقط به‌چنین محاسبات $\Phi(E)$ که برای مواد مختلف حفاظ برحسب انرژی اشعه‌گاما و ضخامت حفاظ انجام گرفته قناعت کنیم. مقادیر محاسبه شده $\Phi(E)$ سپس برای محاسبه شدت پرتوتابی از رابطه زیر استفاده می‌شود.

$$\dot{X} = ۰٫۰۶۵۹ \int_{۰}^{E_۰} \Phi(E)E(\mu_a/\rho)^{air}dE \qquad (۵-۱۰)$$

نتایج این محاسبات به‌صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\dot{X}=\dot{X}_{\circ}B_m(\mu a)e^{-\mu a} \qquad (۶-۱۰)$$

که $\dot{X}_{\circ}$ شدت پرتوتابی درعدم‌وجود حفاظ است که‌به‌وسیله معادله (۱۰-۱) داده می‌شود، $B_m(\mu a)$ را ضریب افزایش پرتوتابی برای باریکه تک راستا نامند و μ ضریب تضعیف کل در انرژی $E_{\circ}$ می‌باشد.

مقادیر B_m برای تعدادی از مواد* برحسب انرژی در جدول (۱۰-۱) داده شده‌است ازاین‌جدول دیده می‌شود که مقادیر عددی B_m می‌تواند خیلی بزرگ باشد، که اهمیت ضریب افزایش‌تابش‌پراکنده شده را درمحاسبات‌حفاظ‌سازی‌نشان می‌دهد. مثلا، در مورد حفاظ آب که $\mu a = ۱۰$ برابرپویش متوسط آزاد درمحیط‌ضخیم‌درانرژی ۲MeV استو B_m تقریباً برابر ۱۰ می‌باشد. این بدان‌معنی‌است که اگرضریب‌افزایش‌را حذف می‌کردیم‌محاسبات موثربودن چنین حفاظی، شدت پرتوتابی باضریب ده اشتباه بوده بنابراین ضریب افزایش را نمی‌توان نادیده گرفت. ازآنجاکه B_m یک تابع پیوسته از عدد اتمی‌است. مقادیر B_m برای موادی که درجدول داده نشده‌را می‌توان بارسم B_m برحسب Z برای‌انرژی موردنظر رسم کرده وبه‌طریق‌میان‌یابی مقدار مطلوب رابه‌دست آوریم. معادله (۱۰-۶) شدت پرتوتابی واقعی‌را در نقطه P در طرف دیگر حفاظ مطابق شکل (۱۰-۱)، به‌دست می‌دهد.

برطبق معادله(۱۰-۱)$\dot{X}_{\circ}$ متناسب با $\Phi_{\circ}$ است وبه‌طور مشابه $\dot{X}$ را می‌توان به‌همان شکل نوشت یعنی

$$\dot{X}=C\Phi_b \qquad (۷-۱۰)$$

که C درمعادله (۱۰-۳) داده شده‌است. کمیت Φ_b فلوی افزایشی‌خوانده خواهدشدوواضح است که برابراشعه‌گاما تک انرژی $E_{\circ}$ است که‌همان شدت پرتوتابی را درنقطه P مطابق‌شکل (۱۰-۱) نظیرفلوی واقعی‌اشعه‌گاما درآن‌نقطه‌به‌دست می‌دهد. باقراردادن معادلات (۱۰-۲)و (۱۰-۷) درمعادله (۱۰-۶) می‌توان نشان داد که

---

* این ضرائب افزایش ابتدا «ضرائب افزایش دز» خوانده می‌شد وبرای محیط‌های بینهایت محاسبه شد. به‌هرحال، اختلاف بین ضرائب افزایش برای محیط‌های بینهایت وتیغه‌های باضخامت محدود بجز برای محیط‌های سبک ناچیز است یعنی برای H_2O در انرژی‌های کم یعنی کمتر از ۱MeV

+ ازآنجاکه $\mu_a = \frac{a}{\lambda}$ و λ را پویش متوسط آزاد فتون نامند، نتیجه می‌شود که μ_a ضخامت حفاظ برحسب پویش متوسط آزاد در انرژی فتون‌های ورودی می‌باشد.

جدول ١٠-١٠

ضریب افزایشی پرتوتابی برای چشمه تخت تک راستا

Material	E_0, MeV	$\mu_0 x$					
		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	20.6
	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

$$\Phi_b = \Phi_o B_m(\mu a) e^{-\mu a} \qquad (۸-۱۰)$$

یا معادل آن

$$\Phi_b = \Phi_u B_m(\mu a) \qquad (۹-۱۰)$$

که Φ_u را فلوی برخورد نکرده معادله (۱۰-٤) است

مثال ۱۰-۱ یک‌باریکه اشعه‌گاما ۲MeV باشدت $10^6 \gamma/cm^2 - sec$ به‌یک‌حفاظ سربی به‌ضخامت ۱۰ سانتیمتروارد می‌شود. مطلوب‌است محاسبه (الف) فلوی برخورد نکرده فتونها (ب) فلوی افزایشی اشعه‌گاما (ج) شدت پرتوتابی درسمت دیگر حفاظ.

حل. (الف) ازجدول (۳-۷)داریم$\mu/\rho = 0.0457 cm^2/g$ برای سرب درانرژی ۲MeV است.

از آنجا که

$$\mu a = 0.5184 \times 10 = 51.84 \quad , \quad \mu = 0.0457 \times 11.34 = 0.5184 cm^{-1}$$

$$\rho = 11.34 g/cm^3$$

از معادله (۱۰-٤) داریم

$$\Phi_u = 10^6 e^{-51.84} = 10^6 \times 0.63 \times 10^{-3} = 630 \quad \gamma/cm^2 - sec$$

(ب) ضریب‌افزایش در ۲MeV برای $\mu a = 51.84$ را باید باعمل میان یابی بین‌مقادیر داده شده درجدول(۱۰-۱)برای $\mu a = 4$, $\mu a = 7$ به‌دست‌آورد. نتیجه‌عبارت‌است‌از $B_m = 2.78$ بنابراین فلوی افزایشی برابر است با

$$\Phi_b = \Phi_u B_m(\mu a) = 630 \times 10^3 \times 2.78 = 1.56 \times 10^6 \quad \gamma/cm^2 - sec$$

(ج) مقدار $\dot{X}$ برابر است‌با

$$\dot{X} = C\Phi_b = 0.0659 E_o (\mu_a/\rho)^{air} \Phi_b$$

در حالی‌که $E_o = 2MeV$, $(\mu_a/\rho)^{air}$ دراین انرژی حساب شده است. در جدول ۳-۸

$$(\mu_a/\rho)^{air} = 0.0238 cm^2/g$$

به‌طوری‌که

$$\dot{X} = 0.0659 \times 2 \times 0.0238 \times 1.56 \times 10^4 = 48.8 \quad mR/hr$$

یک روش ساده‌تر دیگر برای به‌دست آوردن نتیجه قسمت (ج) این است‌که از شکل (۹-٤) درانرژی ۲MeV فلوی‌اشعه‌گاما 2.3×10^2 شدت‌پرتوتابی‌برابر $1 mR/hr$ به‌دست‌می‌دهد. بنابراین در حالت موجود

$$\dot{X} = \frac{1.56 \times 10^4}{3.2 \times 10^2} = 48.8 \quad mR/hr$$

بحث فوق منحصراً شامل باریکه‌تک راستا عمود برتیغه‌حفاظ می‌باشدوضریب‌افزایش $B_m(\mu a)$ را فقط می‌توان در مسائلی ازاین نوع به‌کاربرد. ضرائب افزایش در دیگر انواع مسائل حفاظسازی محاسبه شده است. به‌عنوان مثال، یک چشمه نقطه‌ای همسان با قدرت $S\gamma/sec$ که اطراف آن‌را حفاظ کروی به‌شعاع R گرفته درنظر می‌گیریم. دراین‌حالت، شدت پرتوتابی در نقطه‌ای روی سطح حفاظ را می‌توان به‌صورت زیر نوشت.

$$\dot{X} = \dot{X}_\circ B_p(\mu R)e^{-\mu R} \qquad (۱۰-۱۰)$$

دراین رابطه $B_p(\mu R)$ ضریب افزایش پرتوتابی چشمه نقطه‌ای همسان است و $\dot{X}_\circ$ شدت پرتوتابی در نبودن حفاظ است یعنی

$$\dot{X}_\circ = C\Phi_\circ \qquad (۱۱-۱۰)$$

براساس معادله (۹-۰٤) داریم

$$\Phi_\circ = \frac{S}{٤\pi R^٢} \qquad (۱۲-۱۰)$$

فلو حاصل از یک چشمه نقطه‌ای لخت است. فلوی برخوردنکرده در این مسالهٔ برابر است با

$$\Phi_u = \frac{Se^{-\mu R}}{٤\pi R^٢} \qquad (۱۳-۱۰)$$

فلوی افزایش یافته عبارت است از

$$\Phi_b = \frac{SB_p(\mu R)e^{-\mu R}}{٤\pi R^٢} \qquad (۱٤-۱۰)$$

مقادیر محاسبه شده B_p درجدول (۱۰-۲) داده شده است. به‌ویژه بایستی‌یادآور شد که B_p و B_m کاملا توابع متفاوتی هستند که فقط در مسائل ویژه‌ای باید به‌کار رود.

مثال ۱۰-۲ یک چشمه نقطه‌ای همسان به قدرت $۱۰^٨\gamma/sec$ با انرژی $۱MeV$ است. چشمه باید در یک حفاظ کروی آهنی قرار داده شود. اگر بخواهیم شدت پرتوتابی در سطح حفاظ برابر $۱mR/hr$ باشد شعاع حفاظ چقدر باید باشد؟

حل. در مساله‌ای ازاین نوع، اولین قدم این است که فلوی افزایشی را حساب کنیم که شدت پرتوتابی موردنظر را بدهد. لذا

$$\Phi_b = \dot{X}/۰٫۰۶۵۹E(\mu_a/\rho)^{air}$$

دراین رابطه $\dot{X} = ۱mR/hr$ ، $E = ۱MeV$ وبا استفاده ازجدول (۳ - ۸) داریم

$$(\mu_a/\rho)^{air} = ۰٫۰۲۸۰ cm^٢/g.$$

$$\Phi_b = ۱/۰٫۰۶۵۹ \times ۱ \times ۰٫۰۲۸۰ = ٥٫٤٢ \times ۱۰^٢ \ \gamma/cm^٢ - sec$$

جدول ۱۰-۲

ضریب افزایش پرتوتابی 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 ۱۰-۲

Material	E_0, MeV	$\mu_0 r$						
		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 (۱۰-٤) داریم*:

$$۰٫٤۲ \times ۱۰^{۲} = \frac{۱۰^{۸} \times B_p(\mu R)e^{-\mu R}}{٤\pi R^{۲}}$$

که به‌صورت زیر می‌تواند نوشته شود:

$$۱ = ۱٫٤۷ \times ۱۰^{٤} \frac{B_p(\mu R)e^{-\mu R}}{R^{۲}}$$

* نمایش دقیق‌تر B_p به‌صورت معادله **Berger** است.

$$B_p = ۱ + C\mu r e^{-\beta\mu r}$$

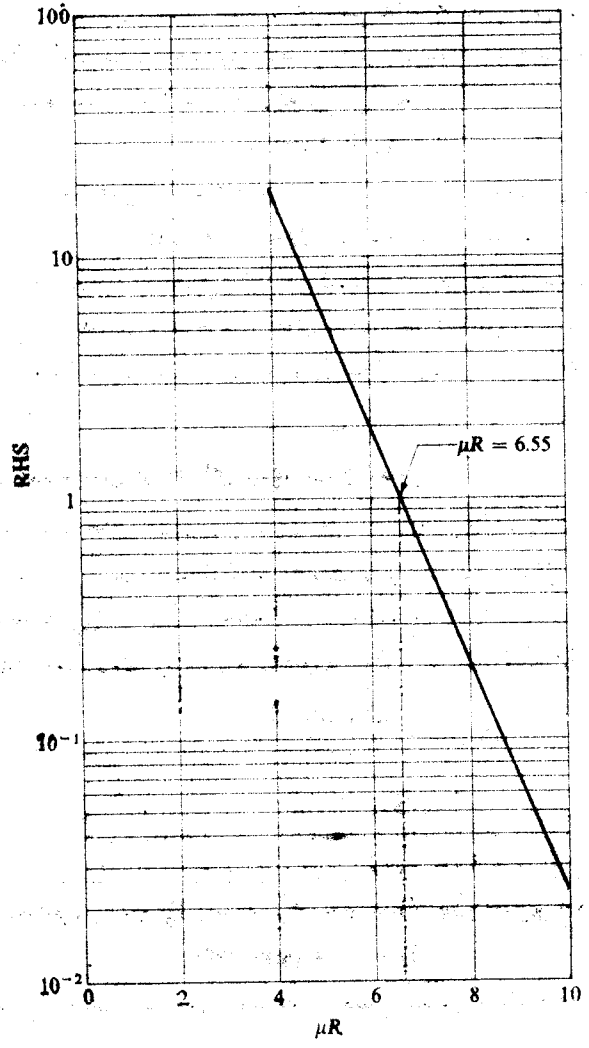
که C و β بستگی به‌انرژی دارند. متاسفانه استفاده ازاین رابطه درمحاسبات تحلیلی تااندازه‌ای مشکلتر ازشکل تیلر آن است.

این رابطه باید برای به‌دست آوردن R حل‌شود واین‌امر به‌آسانی بارسم سمت راست معادله (RHS) برحسب μR امکان‌پذیر است. برای بیان‌سمت راست معادله برحسب μRصورت ومخرج را در μ ضرب می‌نمائیم. بااستفاده از جدول (۳-۷) داریم

$\mu = ۰٫۰۵۹۵ \times ۷٫۸۶ = ۰٫٤٦٨ \text{cm}^{-1}$ است. لذا

$$۱ = ۳٫۲۲ \times ۱۰^{۳} \frac{B_p(\mu R)e^{-\mu R}}{(\mu R)^{۲}} \qquad (۱۰-۱۰)$$

به‌طوری که درشکل (۱۰-٤) نشان‌داده شده است سمت‌راست معادله (۱۰-۱۰) وقتی روی‌یک



شکل ۱۰-٤ سمت راست معادله (۱۰-۱۰) برحسب μR

کاغذ نیمه لگاریتمی رسم شود تقریباً یک خط مستقیم است. ازاین شکل خواهیم داشت برای $\mu R = ٦٫٥٥$ ، $RHS = ١$ است و لذا $R = ٦٫٥٥/٤٦٨ = ١٤ cm$

برای مقاصد محاسبه‌ای بهتر است که ضریب افزایش نقاط مندرج به‌صورت تابع ریاضی بیان شود وچند تابع ازاین نوع به‌دست آمده است. یکی ازمفیدترین اینها جمع چند عبارت اکسپنانسیلی است یعنی :

$$B_p = A_1 e^{-\alpha_1 \mu r} + A_2 e^{-\alpha_2 \mu r} = \sum A_n e^{-\alpha_n \mu r} \qquad (١٠-١٦)$$

که A_1 ، A_2 ، α_1 و α_2 توابعی‌از انرژی‌هستند. معادله (١٠-١٦) معروف به‌ضریب‌افزایش ازنوع تیلراست وبرای بسیاری‌ازمسائل‌حفاظسازی عملی‌به‌اندازه‌کافی‌دقیق‌است*. باتغییر دادن r به‌سمت صفر B_p باید به‌سمت واحد میل کند، زیرا دریک حفاظ باضخامت صفر افزایش مربوط به‌تابش‌های پراکنده شده وجود ندارد ونتیجه می‌شود که

$$A_1 + A_2 = ١$$

لذا کافی‌است A_1 را مشخص نمائیم وازاین‌به‌بعد A_1 را به A نشان‌خواهیم‌داد و A_2 برابر $(A - ١)$ است. مقادیر A , α_1 , α_2 درجدول (١٠-٣) داده شده است.

استفاده ازاین‌نوع ضریب افزایشی در قسمت‌های بعد برای تعدادی از اشکال مهم حفاظسازی تشریح خواهدشد. درهرحالت، فلوی بدون‌برخورد وفلوی افزایشی محاسبه خواهد شد. بااستفاده ازمعادلات (١٠-٧) و(١٠-٣) یا شکل (٤-٩) مقدار Φ_b شدت پرتوتابی را می‌توان به‌دست آورد .

١٠-٢ چشمه‌های صفحه‌ای بینهایت و مدور

یک چشمه صفحه‌ای بینهایت با قدرت $S\gamma/cm^2 - sec$ که به طور همسان ازسطح‌آن اشعه تابش می‌شود در پشت یک‌حفاظ به ضخامت a قرار دارد در شکل (١٠-٥) نشان داده شده است. چشمه‌هایی که در یک حلقه نازك به شعاع z و ضخامت dz دارای تابش $2\pi z S dz\ \gamma/sec$ است وسهم این تابش به‌فلوی بدون برخورد درنقطه P برابر است با

$$d\Phi_u = \frac{2\pi S z dz e^{-\mu r}}{4\pi r^2}$$

$$= \frac{S z e^{-\mu r} dz}{2r^2} \qquad (١٠-١٨)$$

---

* رابطه‌دقیق‌تر برای B_p بوسیله برگر (Berger) بصورت زیر داده شده است

$$B_p = ١ + c\mu r e^{-\beta \mu r}$$

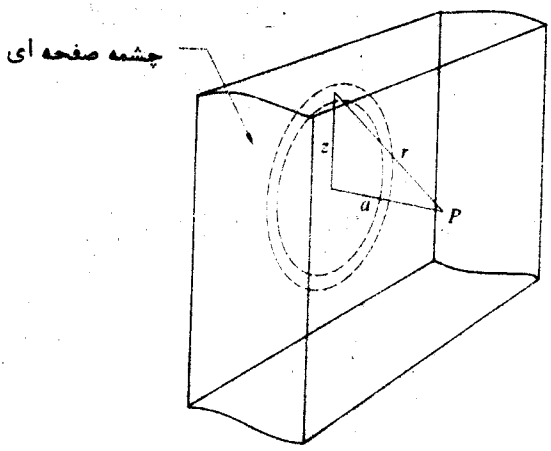
که c و β بستگی به‌انرژی دارند. متاسفانه دربعضی مسائل استفاده ازاین رابطه مشکل تر از رابطه تیلر است.

جدول ۱۰ - ۳

پاپاهای لازم برای معادله تیلر برای محاسبه ضریب افزایش پرتوتابی یک چشمه نقطه‌ای همسان*

Substance	Energy (MeV)	A	$-\alpha_1$	α_2	Substance	Energy (MeV)	A	$-\alpha_1$	α_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.



شکل ۱۰-۵ چشمه صفحه‌ای همسان درپشت حفاظ تیغه‌ای

کل فلوی بدون برخورد درنقطه P برابر است با

$$\Phi_u = \frac{S}{2}\int_0^\infty \frac{ze^{-\mu r}dz}{r^2} \qquad (۱۰-۱۹)$$

دراین مرحله بهتراست متغیر انتگرال‌گیری‌را از z به r تغییردهیم. ازآنجاکه $r^2=a^2+z^2$ است $rdr=zdz$ نتیجه می‌شود که

$$\Phi_u = \frac{S}{2}\int_0^\infty \frac{e^{-\mu r}}{r}dr \qquad (۱۰-۲۰)$$

بالاخره باقرار دادن $\mu r=t$ انتگرال را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$\Phi_u = \frac{S}{2}\int_{\mu_a}^\infty \frac{e^{-t}}{t}dt \qquad (۱۰-۲۱)$$

انتگرال‌گیری معادله(۱۰-۲۱)را نمی‌توان به‌طورتحلیلی انجام‌داد، لکن می‌توان آن رابرحسب یکی از توابع E_n که به‌وسیله انتگرال* زیر تعریف می‌شود بیان داشت:

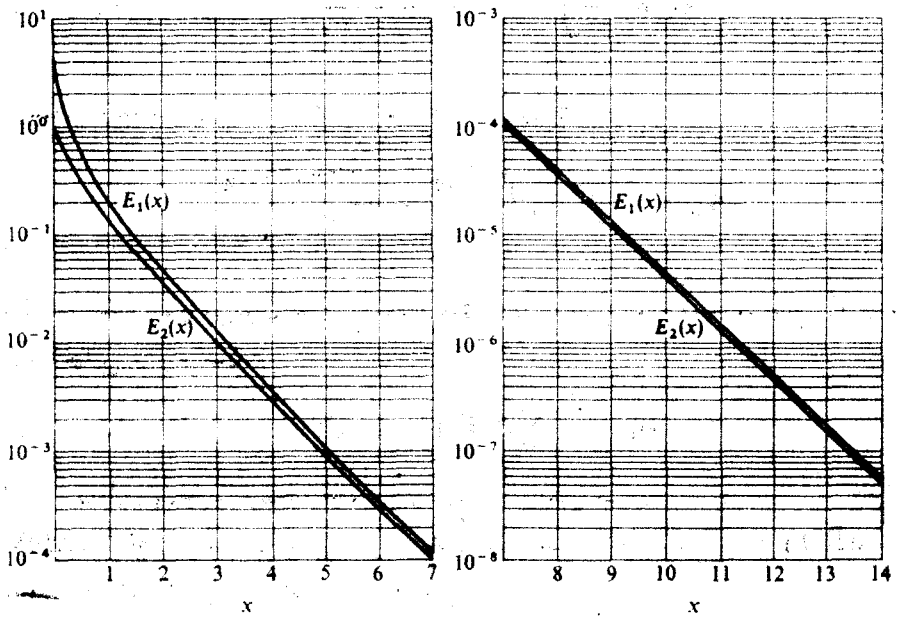
$$E_n(x) = x^{n-1}\int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t^n}dt \qquad (۱۰-۲۲)$$

---

* برای دستیابی به مقادیر $E_n(x)$ به‌منابع در انتهای فصل مراجعه شود.

که n یک عدد درست است. مقایسه معادلات (۱۰-۲۱) و (۱۰-۲۲) نشان می‌دهد که $n=1$ است ، لذا

$$\Phi_u = \frac{S}{2} E_1(\mu a) \qquad (۱۰-۲۳)$$



شکل ۱۰-۶ توابع $E_1(x)$ و $E_2(x)$

تابع $E_1(x)$ در بسیاری از مسایل حفاظسازی ظاهرمی‌شود. شکل (۱۰-۶) این تابع راهمراه باتابع $E_2(x)$ برای مقادیر x تا $x=14$ نشان می‌دهد. برای مقادیر بزرگتر x ، $E_n(x)$ را می‌توان بادقت کافی برای بسیاری از مقاصد از رابطه تقریبی زیر به‌دست آورد .

$$E_n(x) \simeq e^{-x}\left[\frac{1}{x+n} + \frac{n}{(x+n)^2}\right] \qquad (۱۰-۲۴)$$

وقتی $x=10$ است مقدار $E_1(x)$ فقط ٪۱۱ر. بزرگتر از مقدار واقعی است‌وبرای $x=20$ اشتباه ٪۴ر. است.

برگشت به‌مساله چشمه صفحه‌حفاظدار، فلوی افزایشی Φ_b ناشی ازحلقه نازك به‌شعاع z برابر است با

$$d\Phi_b = B_b(\mu r)\, d\Phi_u$$

به‌طوری که از معادله (۱۰-۱۸) داریم

$$d\Phi_b = \frac{SB_p(\mu r)ze^{-\mu r}dz}{2r^2}$$

بنابراین کل فلوی افزایشی برابر است با

$$\Phi_b = \frac{S}{2}\int_0^{\infty} \frac{B_p(\mu r)ze^{-\mu r}dz}{r^2} \qquad (10-25)$$

بااستفاده ازمعادله (۱۰-۱۶) برای به‌دست آوردن $B_p(\mu r)$

$$\Phi_b = \frac{S}{2}\sum A_n \int_0^{\infty} \frac{ze^{-(1+\alpha_n)\mu r}\,dz}{r^2}$$

انتگرال رابطه بالارا می‌توان تبدیل به‌حالت فلوی بدون برخورد نمود وبرحسب تابع E_1 نوشت نتیجه نهایی عبارت است از:

$$\Phi_b = \frac{S}{2}\sum A_n E_1[(1+\alpha_n)\mu a] \qquad (10-26)$$

مثال ۱۰-۳ یک‌چشمه‌صفحه‌ای‌بینهایت‌باتابش یکنواخت $10^{12}/cm^2-sec$ باانرژی $2MeV$ درنظر می‌گیریم. چه‌ضخامتی از بتون لازم‌است تاشدت پرتوتابی به $2.5mR/hr$ برسد. جرم ویژه بتون $2.35g/cm^3$ است.

حل. ازمعادلات (۱۰-۳) و (۱۰-۷) ومقدار $\dot{X}=2.5mR/hr$ فلوی‌افزایشی برابر است با

$$\Phi_b = \dot{X}/C = 2.5/0.0659E(\mu_a/\rho)^{air}$$

دراینجا $E=2MeV$ واز جدول (۳-۸) $(\mu_a/\rho)^{air}=0.0238cm^2/g$ است. باقراردادن مقادیر در معادله داریم :

$$\Phi_b = 2.5/0.0659 \times 2 \times 0.0238 = 7.97 \times 10^2 \ photons/cm^2-sec$$

برطبق جدول (۱۰-۳) ، $A_1=18.089$ ، $A_2=1-A_1=-17.089$ ، $\alpha_1=-0.04250$ است ، به طوری‌که $1+\alpha_1=0.95750$ و $\alpha_2=0.008449$ بدست می‌آید ، لذا $1+\alpha_2=1.008449$ می‌شود لذا معادله (۱۰-۲۶) به‌صورت زیر درمی‌آید.

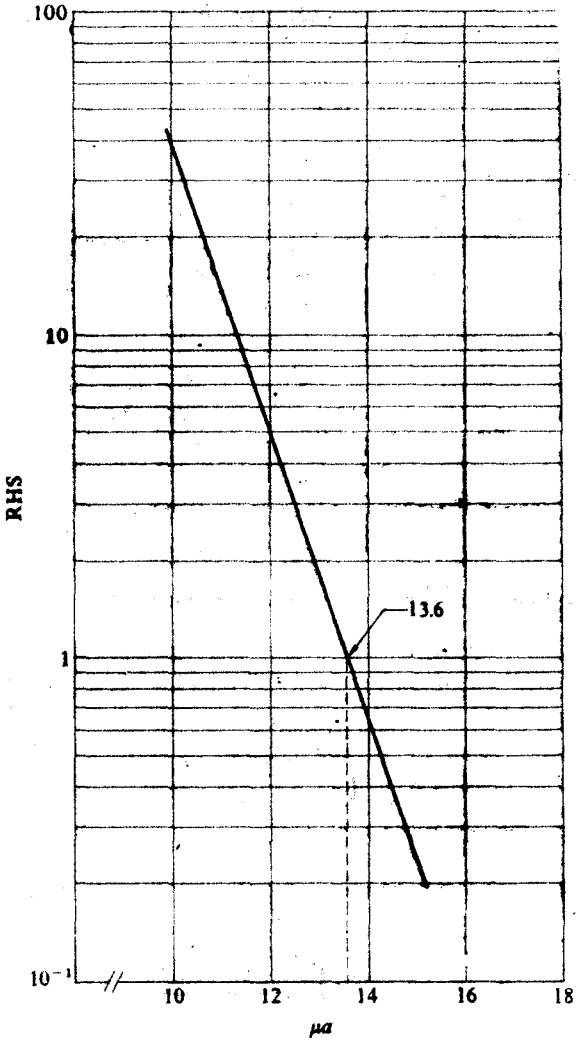
$$7.97 \times 10^2 = \frac{10^9}{2}[18.089E_1(0.95750\mu a) - 17.089E_1(1.008449\mu a)] \qquad (10-27)$$

برای به‌دست‌آوردن μa معادله بالا را باید حل کنیم. مقدار a ضخامت حفاظ موردنیاز را می‌توان با استفاده از مقدار μ بتون در انرژی ۲MeV جدول (۳ - ۷) یعنی $\mu = ۰٫۰۴۴۵ \times ۲٫۳۵ = ۰٫۱۰۴۶ cm^{-1}$ حساب کرد.

معادله (۱۰-۲۷) را می‌توان به‌طریق ترسیمی یا عددی حل کرد. اگر روش سابق به کارگرفته شود محاسبات را می‌توان با ساده کردن معادله سرعت بخشید، یعنی :

$$[E_1(۱٫۰۰۸۴۹\mu a) - ۰٫۹۴E_1(۰٫۹۵۷۰\mu a)] \times ۱۰^{۷} \times ۱٫۱۳ = ۱ \qquad (۱۰-۲۸)$$

وسپس سمت راست معادله را برحسب μa در روی یک کاغذ نیمه لگاریتمی مطابق شکل (۱۰-۲) رسم می‌کنیم. به‌طوری که درشکل (۱۰-۷) نشان‌داده شده، منحنی حاصل تقریباً، در



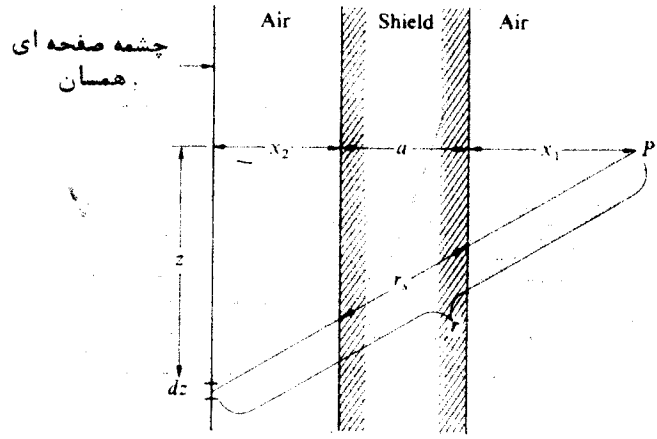
شکل ۱۰-۷ سمت راست معادله (۱۰-۲۸) برحسب μa

فواصل کوتاه خطی‌است. برطبق شکل برای $\mu a = ۱۳٫۶$ مقدار $RHS = ۱$ به‌دست می‌آید و بنابراین

$$a = ۱۳٫۶/۰٫۱۰۴۶ = ۱۳۰ \sim ٤\frac{۱}{٤}\,ft$$

در محاسبات پیشین فلو در نقطه‌ای درسطح حفاظ ارزیابی شد. فرض کنید که نقطه P درفاصله x_1 از حفاظ قرار دارد و حفاظ به نوبه خود مطابق شکل (۱۰-۸) به‌فاصله x_2 از چشمه قرار دارد. دراین‌صورت فلوی بدون برخورد حاصل ازیک‌حلقه به‌شعاع z به‌ضخامت dz برابراست‌با

$$d\Phi_u = \frac{۲\pi S z dz e^{-\mu r_s}}{٤\pi r^۲} \qquad (۲۹-۱۰)$$



شکل ۱۰-۸ چشمه صفحه‌ای یکنواخت درفاصله‌ای از حفاظ تیغه‌ای

r_s آن قسمت از r است که در داخل حفاظ قرار داردو لذا Φ_u برابر است با

$$\Phi_u = \frac{S}{۲}\int_{۰}^{\infty} \frac{z e^{-\mu r_s} dz}{r^۲}$$

با تغییر متغیر از $r = z$ داریم

$$\Phi_u = \frac{S}{۲}\int_{y}^{\infty} \frac{e^{-\mu r_s} dr}{r} \qquad (۳۰-۱۰)$$

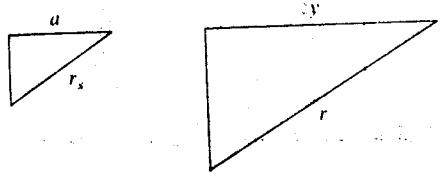
که y کوچکترین مقدار r است یعنی

$$y = x_1 + a + x_2$$

برای محاسبه این انتگرال لازم است r_s را برحسب r بیان کنیم. این کار را می‌توان به‌آسانی از مقایسه دومثلث مشابه در شکل (۱۰-۹) انجام داد. لذا دیده می‌شود که

$$\frac{r_s}{r} = \frac{a}{y}$$

$$r_s = \frac{a}{y} r$$



شکل ۱۰-۹ - مثلث‌های تعیین r_s

باقرار دادن این نتیجه درمعادله (۱۰-۳۰) داریم

$$\Phi_u = \frac{S}{2} \int_y^\infty \frac{e^{-\mu a r/y}}{r} dr$$

که معادل رابطه زیر است

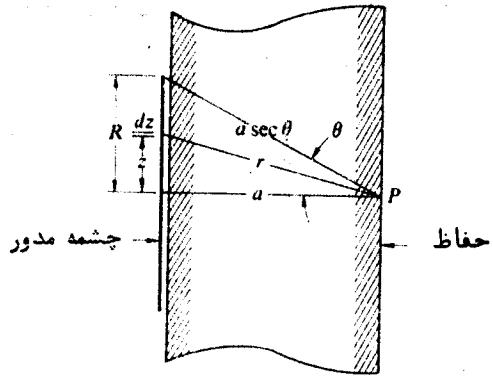
$$\Phi_u = \frac{S}{2} \int_{\mu a}^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt$$

لذا نتیجه می‌شود که

$$\Phi_u = \frac{S}{2} E_1(\mu a)$$

که دقیقاً همان رابطه‌ای است که در حالت قبل [معادله (۱۰-۲۳)] وقتی چشمه ونقاط مورد نظر درست مجاور حفاظ قرار داشته می‌باشد. به‌علاوه ، بدون اشکال می‌توان‌نشان داد که فلوی افزایشی دراین‌حالت‌را می‌توان از همان رابطه ، یعنی معادله (۱۰-۲۶)، به‌دست آورد که برای مساله قبل نیزبه‌دست آوردیم.

مساله بعد این‌است که یک چشمه دایره‌ای به‌شعاع R که درقسمت ۹-۹ بحث شد درنظرمی‌گیریم که قدرت آن $S^{\gamma}/cm^{\gamma}-sec$ می‌باشد ، لکن بایک تیغه به‌ضخامت a ،مطابق شکل (۱۰-۱۰) دارای حفاظ است.



شکل ۱۰-۱۰ چشمه دایره‌ای یکنواخت درپشت حفاظ تیغه‌ای

فلوی بدون برخورد وفلوی افزایشی‌درنقطه P روی محور دایره چشمه‌را می‌توان مطابق‌حالت چشمه صفحهٔ بینهایت باانتگرال‌گیری فلوی حاصل‌ازیک حلقه به‌دست آورد. لذا Φ_u ازمعادله (۱۰-۱۹) به‌دست‌می‌آید. بااین تفاوت که‌حدبالائی‌انتگرال $z=R$ است‌ونه‌بینهایت. یعنی:

$$\Phi_u=\frac{S}{2}\int_0^R \frac{ze^{-\mu r}dz}{r^2}$$

با تغییر متغیر از z به r داریم :

$$\Phi_u=\frac{S}{2}\int_0^{a\sec\theta}\frac{e^{-\mu r}}{r}dr \qquad (۱۰-۳۱)$$

که $a\sec\theta$ $\left(\frac{1}{\cos\theta}=\sec\theta\right)$ بزرگترین مقدار r درشکل است. انتگرال را می‌توان‌برحسب تابع E_1 بیان داشت :

$$\Phi_u=\frac{S}{2}[E_1(\mu a)-E_1(\mu a\sec\theta)] \qquad (۱۰-۳۲)$$

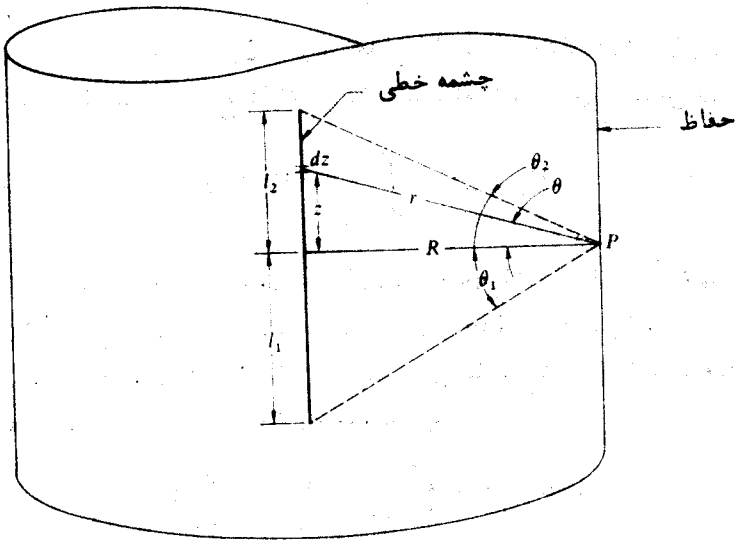
باروش مشابهی می‌توان فلوی افزایشی را به‌آسانی به‌دست آورد.

$$\Phi_u=\frac{S}{2}\sum A_n\{E_1[(1+\alpha_n)\mu a]-E_1[(1+\alpha_n)\mu a\sec\theta]\} \qquad (۱۰-۳۳)$$

مطابق‌حالت چشمه بینهایت روابط Φ_u , Φ_b نیز برای وقتی که چشمه دارای حفاظ ونقطه‌مورد نظر ازهم جدا وبین آنها هوا باشد به‌کار می‌رود.

۱۰ - ۳ چشمه خطی

شکل (۱۰-۱۱) یک چشمه‌خطی به‌طول l که اطراف آن‌را یک حفاظ استوانه‌ای به شعاع R نشان می‌دهد.



شکل ۱۰-۱۱ چشمه خطی یکنواخت داخل حفاظ استوانه‌ای

اگر از هرسانتیمتر طول آن S۷/sec به‌طور یکنواخت تابش کند، فلوی بدون برخورد درنقطه P حاصل از چشمه های dz برابر است با

$$d\Phi_u = \frac{Se^{-\mu r}dz}{4\pi r^2}$$

و Φ_u از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\Phi_u = \frac{S}{4\pi}\int_{-l_1}^{l_2}\frac{e^{-\mu r}}{r^2}dz \qquad (۱۰-۳۴)$$

که l_1 و l_2 قسمتهایی از پائین وبالای l است.

بهتر است متغیر معادله (۱۰-۳۴) راازz به زاویه θ تغییر دهیم. ازآنجا که

$$r = R\sec\theta$$
$$z = R\tan\theta$$
$$dz = R\sec^{2}\theta d\theta$$

دراین صورت فلوی بدون برخورد به‌صورت زیر درمی‌آید.

$$\Phi_u = \frac{S}{4\pi R}\int_{-\theta_1}^{\theta_2} e^{-\mu R\sec\theta}\, d\theta \qquad (۳۵-۱۰)$$

انتگرال معادله (۱۰-۳۵) را نمی‌توان به‌طریق تحلیلی ارزیابی کرد؛ لکن آن‌را می‌توان برحسب تابع انتگرال سیورت[1] نوشت. این تابع دارای دومتغیر است که به‌صورت زیر بیان می‌شود.

$$F(\theta, x) = \int_{0}^{\theta} e^{-x\sec\theta}\, d\theta \qquad (۳۶-۱۰)$$

که θ محدودبه‌مقادیر کمتراز $\pi/2$ است. شکل(۱۰-۱۲) تابع $F(\theta, x)$ را برحسب x برای چند مقدار θ* نشان می‌دهد. دیده خواهدشد که‌تابع $F(\theta, x)$ کم و بیش‌نسبت به x به‌طور اکسپنانسیلی کاهش ونسبت به θ افزایش می‌یابد. برای مقادیر بیشتر θ (نزدیک$\pi/2$) و x تابع $F(\theta,x)$ را می‌توان به‌کمک رابطه زیر حساب کرد.

$$F(\theta, x) \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2x}}\, e^{-x}\left(1 - \frac{3}{8x}\right) \qquad (۳۷-۱۰)$$

بالاخره ، باید یادآور شد که چون $\sec\theta = -\sec\theta$ است ، عبارت معادله (۱۰-۳۶) تابع زوجی از θ می‌باشد و ازآنجا که انتگرال یک تابع زوج همیشه یک تابع فرد است نتیجه می‌شود

$$F(-\theta, x) = -F(\theta, x) \qquad (۳۸-۱۰)$$

باتوجه به‌این خواص تابع $F(\theta, x)$ ، معادله (۱۰-۳۵) برای فلوی بدون برخورد درنقطه P را می‌توان به‌صورت زیر نوشت.

$$\Phi_u = \frac{S}{4\pi R}\left[F(\theta_1, \mu R) + F(\theta_2, \mu R)\right] \qquad (۳۹-۱۰)$$

محاسبه فلوی افزایشی اساساً همان روشی است که درمسائل تیغه ودایره‌ای که قبلا بحث شد، می‌باشد. لذا Φ_b به‌وسیله رابطه زیر به‌دست می‌آید.

- Sievert Integral Function

* برای مقادیر این تابع به‌منابع مراجعه کنید.

$$\Phi_b = \frac{S}{4\pi R} \sum A_n \int_{-\theta_1}^{\theta_2} e^{-(1+\alpha_n)\mu R \sec\theta} d\theta$$

$$= \frac{S}{4\pi R} \sum A_n \{ F(\theta_1 , (1+\alpha_n)\mu R] + F[\theta_2 , (1+\alpha_n)\mu R] \} \quad (10-40)$$

محاسبات عددی بااستفاده از معادله (۱۰-۴۰) را می‌توان به‌نحوی که در مثال (۱۰-۳) تشریح شد برای حفاظ تیغه‌ای انجام داد. به ویژه، اگر منظور تعیین ضخامت حفاظ باشد. رسم سمت‌راست معادله (۱۰-۴۰) روی یک کاغذ نیمه لگاریتمی عملا یک خط مستقیم است.

اگر نقطه موردنظر P درطرف مقابل‌سطح حفاظ دریک فاصله R قرارگیرد، وحفاظ به ضخامت a باشد $a < R$، دراین‌صورت بدون اشکال زیاد می‌توان‌نشان داد که

$$\Phi_u = \frac{S}{4\pi R} [F(\theta_1 , \mu a) + F(\theta_2 , \mu a)] \quad (10-41)$$

فلوی افزایشی از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\Phi_b = \frac{S}{4\pi R} \sum A_n \{ F[\theta_1 , (1+\alpha_n)\mu a] + F[\theta_2 , (1+\alpha_n)\mu a] \} \quad (10-42)$$

قدم بعد، فرض می‌کنیم که حفاظ در ته چشمه خطی مطابق شکل (۱۰-۱۳) قرارگرفته‌است در این صورت فلوی بدون برخورد در P برابر است با

$$\Phi_u = \frac{S}{4\pi} \int_a^{l+a} \frac{e^{-\mu r_s}}{r^2} dz \quad (10-43)$$

باتغییردادن متغیر انتگرال از z به θ می‌توان دید که

$$r = R\csc\theta$$

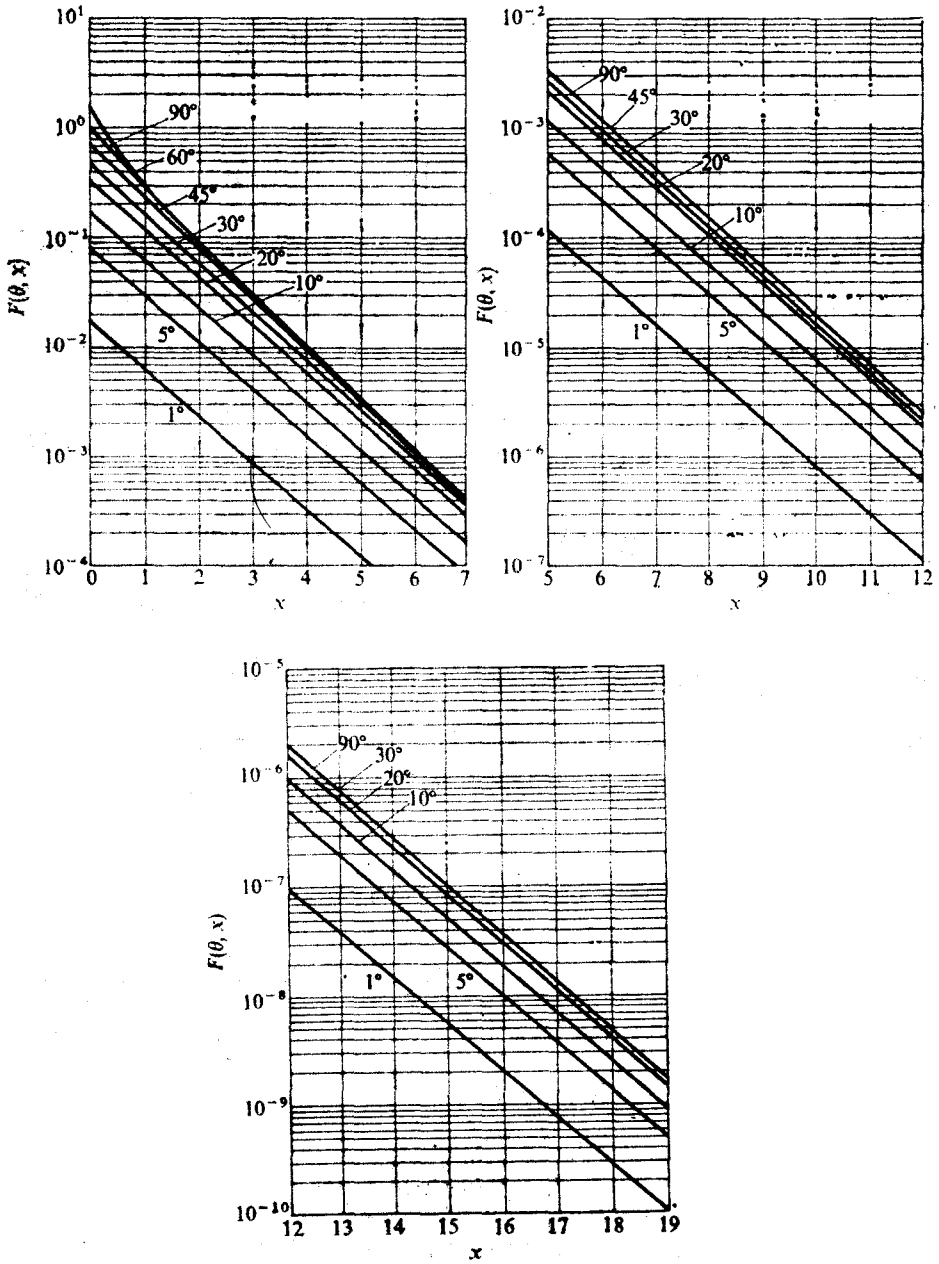
$$r_s = a\sec\theta$$

$$z = R\cot\theta$$

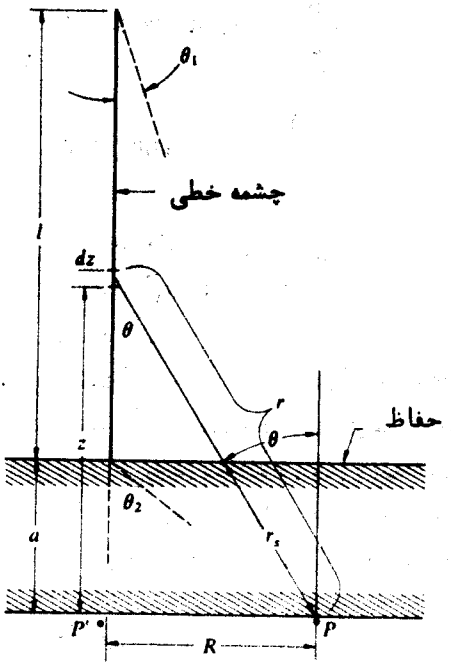
$$dz = -R\csc^2\theta d\theta$$

باقرار دادن این مقادیر درمعادله (۱۰-۴۳) رابطه زیربه‌دست می‌آید

$$\Phi_u = \frac{S}{4\pi R} \int_{\theta_1}^{\theta_2} e^{-\mu a \sec\theta} d\theta$$



شکل ۱۰-۱۲ تابع $F(\theta, x)$



شکل (۱۰-۱۳) حفاظ در انتهای چشمه خطی

که پس‌از ارزیابی داریم

$$\Phi_u = \frac{S}{4\pi R}\left[F(\theta_2\,,\,\mu a) - F(\theta_1\,,\,\mu a)\right] \qquad (10-44)$$

فلوی افزایشی از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\Phi_b = \frac{S}{4\pi R}\sum A_n\left\{F[\theta_2\,,(1+\alpha_n)\mu a] - F[\theta_1\,,(1+\alpha_n)\mu a]\right\} \qquad (10-45)$$

درحدوقتی R به‌سمت صفرمیل می‌کند یعنی P به‌سمت P' می‌رودو θ_1 و θ_2 نیزبه‌صفرنزدیک می‌شوند ومعادله (۱۰-۴۵) نیزنامعین می‌گردد ـ دراینصورت برطبق معادله (۱۰-۹) داریم

$$F(\theta\,,\,\mu a) \simeq \theta e^{-\mu a}$$

برای مقادیرکم θ و Φ_u به‌صورت زیر عمل می‌کنند :

$$\Phi_u \xrightarrow[R\to 0]{} \frac{Se^{-\mu a}}{4\pi}\,\frac{\theta_2-\theta_1}{R}$$

از شکل (۱۰-۱۳) داریم :

$$\frac{R}{a} = \tan\theta_2 \simeq \theta_2$$

و

$$\frac{R}{l+a} = \tan\theta_1 \simeq \theta_1$$

ونتیجه می‌شود که :

$$\Phi_u \xrightarrow[R\to o]{} \frac{Sle^{-\mu a}}{4\pi a(l+a)} \qquad (٤٦-١٠)$$

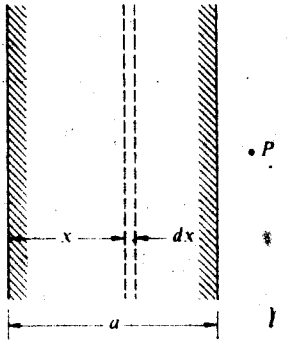
که $B_p(\mu a)$ ضریب افزایش نقطه‌ای است.

روابط مختلفی که دراین‌قسمت به‌دست‌آمده‌اند می‌توانند برای‌طرح‌محفظه‌میله های‌سوخت یاگاهی که تابوت‌سوخت‌نامیده می‌شودبکاررود. این محفظه ها که‌دارای‌حفاظ قوی می‌باشند برای‌حمل یا ارسال میله های رادیو اکتیو به کارمی‌روند. معادله (٤٦-١٠)ضخامت دیواره‌های‌استوانه‌ای را به‌دست می‌دهد. ضخامت دو انتهای محفظه ها را می‌توان به کمک معادله (٤٧-١٠)به دست آورد، زیرا این معادله بزرگترین Φ_b را در دو انتهای محفظه به‌دست می‌دهد.

١٠-٤ چشمه های داخلی

اغلب شرایطی به‌وجود می‌آید که در آنها چشمه های اشعه‌گاما در داخل محیط‌های تضعیف کننده توزیع شده‌اند. به‌عنوان مثال می‌توان از حفاظ‌های راکتورها نام برد. نوترون‌های پرانرژی در اثر برخوردهای غیرالاستیک در داخل حفاظ اشعه‌گاما به‌وجود می‌آورندونوترون‌ها درضمن کند شدن جذب تابش‌زا انجام داده اشعه‌گامای آنی تولیدمی‌نمایند. در حفاظ سازی راکتورها بایستی این اشعه‌گامای ثانوی را نیز درنظر گرفت.

یک تیغه به‌ضخامت a حاوی‌چشمه های اشعه‌گاما باقدرت $S\gamma/cm^3 - sec$ درفاصله x ، مطابق‌شکل (١٠-١٤)، درنظرمی‌گیریم. مساله پیدا کردن شدت پرتوتابی‌درنقطه P است.



شکل ١٠-١٤ تیغه حاوی چشمه های‌گاما

مقدار فلوی بدون برخورد در P حاصل از چشمه صفحه‌ای به‌ضخامت dx واقع در x از رابطه (۱۰-۲۳) به‌دست می‌آید یعنی ،

$$d\Phi_u = \frac{S(x)}{2} E_1[\mu(a-x)]dx$$

کل فلوی بدون برخورد برابر است با

$$\Phi_u = \frac{1}{2}\int_0^a S(x)E_1[\mu(a-x)]dx \qquad (10-48)$$

به‌عنوان یک مثال ویژه فرض می کنیم که $S(x)=S$ مقدار ثابتی است. دراین‌صورت معادله (۱۰-۴۸) به‌صورت زیر درمی‌آید

$$\Phi_u = \frac{S}{2}\int_0^a E_1[\mu(a-x)]dx \qquad (10-49)$$

برای ارزیابی این انتگرال $t=\mu(a-x)$ قرار می‌دهیم، بنابراین $dx=-\frac{dt}{\mu}$ است دراین صورت معادله (۱۰-۴۹) به‌شکل زیر درمی‌آید.

$$\Phi_u = \frac{S}{2\mu}\int_0^{\mu a} E_1(t)dt \qquad (10-50)$$

باتوجه به‌رابطه زیر

$$\int_0^x E_1(t)dt = 1 - E_2(x)$$

معادله (۱۰-۵۰) تبدیل بمعادله زیر می‌شود*

$$\Phi_u = \frac{S}{2\mu}[1 - E_2(\mu a)] \qquad (10-51)$$

---

* این معادله از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\frac{dE_n}{dx} = -E_{n-1}$$

این رابطه از معادله (۱۰-۲۲) ابتدا با دیفرانسیل گیری وسپس با انتگرال‌گیری جزء جزء به‌دست می‌آید .

فلوی افزایشی برطبق محاسبه انجام شده برابر است با

$$\Phi_b = \frac{S}{2\mu}\sum A_n\{1 - E_2[(1+\alpha_n)\mu a]\} \qquad (10-52)$$

یک چشمه‌ی نوترون توزیع شده به‌طور واقعی چشمه های گاما درحفاظ تولید می کند و فلوی نوترون آن درحفاظ تقریباً به‌صورت اکسپنانسیلی کاهش می‌یابد. تابع این چشمه ها به‌صورت زیر است.

$$S(x) = Se^{-kx} \qquad (10-53)$$

که k مقدار ثابتی است. ارزیابی معادله (۱۰-۴۸) بااین توزیع چشمه نسبتاً پیچیده ودر اینجا بحث نخواهدشد. رابطه حاصل برای Φ_u به‌صورت زیراست :

$$\Phi_u = \frac{Se^{-ka}}{2k}\left\{e^{ka}E_1(\mu a) - E_1[(\mu-k)a] + \ln\left(\frac{\mu}{\mu-k}\right)\right\} \qquad (10-54)$$

به‌شرط این که $\mu > k$ باشد. اگر $\mu < k$ باشد Φ_u از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\Phi_u = \frac{Se^{-ka}}{2k}\left\{e^{ka}E_1(\mu a) + E_1[(k-\mu)a] + \ln\left(\frac{\mu}{k-\mu}\right)\right\} \qquad (10-55)$$

که $E_i(x)$ تابع اکسپنانسیلی انتگرال (به‌منابع مراجعه شود) است.

$$E_i(x) = -\int_{-x}^{\infty}\frac{e^{-t}}{t}\,dt \qquad (10-56)$$

فلوی افزایشی خارج تیغه را می‌توان به‌طریق معمولی باجایگزین کردن μ به‌جای $\mu(1+\alpha_n)$ و جمع روی n به‌دست آورد .

برای یک توزیع چشمه دلخواه $S(r')$ درحجمی به‌شکل دلخواه، فلوی گاما درنقطه r درسطح حجم را می‌توان باارزیابی انتگرال درحجم چشمه به‌دست آورد .

$$\Phi_u(r) = \frac{1}{4\pi}\int\frac{S(r')e^{-\mu|r-r'|}}{|r-r'|^2}\,dV' \qquad (10-57)$$

این محاسبه به کمک کامپیوتر یابایک حسابگر دستی به‌روش مستقیم زیر انجام می‌گیرد. ابتدا حجم چشمه را به‌حجم‌های کوچک V_i تقسیم می کنند که احتیاجی نیست هم‌اندازه باشند. تعداد اشعه‌گاما S_i تابش شده ازحجم V_i به کمک تابع چشمه محاسبه می‌شود. سهم هرحجم کوچک به‌فلو را به‌دست آورده باهم جمع می کنیم، به‌فرض این که S_i را یک چشمه نقطه‌ای باشد. نتیجه فلوی افزایشی برابر است با

$$\Phi_b = \frac{1}{4\pi} \sum \frac{S_i B_p(\mu r_i) e^{-\mu r_i}}{r_i^2} \qquad (۱۰-۵۸)$$

که r_i فاصله یک نقطه از V_i تا نقطه مورد محاسبه می‌باشد.

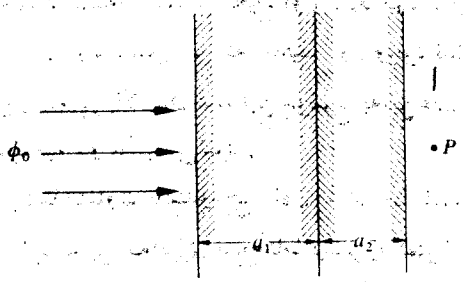
۱۰-۵ حفاظ چند لایه‌ای

حفاظ‌های اشعه‌گاما که تابه‌حال بحث شده، حاوی ناحیه تک ماده‌ای است. حال حفاظ‌هائی را درنظر می‌گیریم که بیش از یک لایه ماده باشد به‌عنوان مثال، یک باریکه تک راستای اشعه‌گاما باانرژی E_0 به‌حفاظی دارای دولایه از مواد مختلف، به‌طوری که درشکل (۱۰-۱۵) نشان‌داده شده، وارد می‌شود. بدون‌اشکال می‌توان دید که فلوی‌بدون‌برخورد در نقطه P ازرابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\Phi_u = \Phi_0 e^{-(\mu_1 a_1 + \mu_2 a_2)} \qquad (۱۰-۵۹)$$

که μ_1 و μ_2 ضرائب تضعیف کل‌لایه‌های اول ودوم و a_1 و a_2 به‌ترتیب ضخامت لایه‌ها می‌باشد.

محاسبه فلوی افزایشی در P مساله مشکل‌تری‌را به‌وجود می‌آورد. این‌موضوع ناشی‌از این حقیقت است که ضرائب‌افزایشی‌فقط برای اشعه‌گامای تک‌انرژی دربرخورد باموادمختلف حساب شده است‌وبابراین در حالی‌که این ضرائب افزایشی‌را می‌توان برای تشریح اشعه‌ای که از لایه اول خارج‌می‌شود، شکل ۱۰-۵، به‌کار برد ولی برای اشعه‌ای‌که از لایه دوم خارج می‌شوند مناسب نیست، زیرا اشعه تابشی ورودی به‌این لایه (دوم) در نتیجه برخورد به‌مواد لایه اول دارای طیف پیوسته است.



شکل ۱۰-۵، اشعه‌گاما ورودی به‌حفاظ چند لایه‌ای

به‌علاوه، فلوی‌افزایشی در P به‌طور واضح بستگی‌به‌این‌دارد که کدام‌یک از دولایه اول قرار گیرد. لذا فلوی تک انرژی ورودی به‌ناحیه‌اول وتولید یک طیف پیوسته‌ای‌که به‌ناحیه دوم وارد‌می‌شود، مقدارفلو را در P برابر Φ_b بدست میدهد و دلیلی وجود ندارد که‌باور کنیم اگر جای‌دومحیط را عوض‌نمائیم Φ_b همان‌خواهدبود که‌فلوی‌تک‌انرژی ابتدا به‌ماده‌دوم وارد شود وطیف‌پیوسته دیگری‌به‌ماده اول‌وارد‌گردد. ودرحقیقت، دومقدار Φ_b، به‌طور کلی‌متفاوت هستند.

به‌عنوان مثال، اشعه‌گاما MeV ۰٫۰ به‌لایه‌هائی متشکل ازسرب وآب وارد می‌شود. از جدول (۰-۱۰) دیده می‌شود که ضریب افزایش آب خیلی بیش از ضریب افزایش سرب‌با یک ضخامت است. نتیجه می‌شود که افزایش اشعه کم‌انرژی در آب بیش از سرب است.این موضوع به‌این‌علت است که انتشار اشعه‌گامای کم‌انرژی درآب کمتر درنتیجه‌پدیده فتوالکتریک جذب می‌شود. برعکس آب، درسرب به‌علت مقدار زیاد Z جذب پدیده فتوالکتریک درانرژی های کم خیلی مهم است ولذا افزایش تابش اشعه کم انرژی غیرممکن می‌باشد. بنابراین، اگر لایه آب را جلو لایه سرب قرار دهیم تابش افزایش یافته درآب ضمن عبور از سرب جذب می‌شود، وافزایش کلی ازداخل حفاظ خیلی کوچک می‌باشد. ازطرف دیگر، اگر لایه سرب را اول قرار دهیم، افزایش تابش در آب‌موقع رسیدن به‌ناظر زیادتر می‌باشدو افزایش کلی تابش بیشتر است.

متاسفانه راه ساده‌ای برای به‌دست آوردن مقدار دقیق ضریب افزایش برای حفاظ لایه‌ای برحسب ضرائب افزایش هرلایه وجود ندارد. مقادیر تقریبی را می‌توان بااستفاده‌از دستور ویژه زیرکه براساس بحث‌های کیفی است به‌دست آورد. با استفاده ازاین روش می‌توان انتظار داشت که درهر حالت جوابهای منطقی به‌دست آید.

الف) اگرمحیط‌ها مشابه‌یکدیگرباشند، یعنی‌اختلاف در Z آنها بیش‌از ۰ تا ۱۰ نباشد، دراین‌صورت ضریب افزایش‌محیط ضریب بزرگتری می‌باشد، وضریب افزایش کلی برابر است‌با $B[\mu(a_1+a_2)]$. این قاعده براساس اندازه‌گیری‌هائی است که بجزدر انرژی‌های کم‌ضرائب افزایش نسبت‌به Z محیط به‌سرعت تغییر نمی‌کند.

ب) اگر محیط‌ها متفاوت باشند، محیط اول با Z کم، دراین‌صورت از ضریب افزایش محیط دوم استفاده کنید. درست مثل این که محیط اول وجود ندارد ، یعنی از $B_{z_2}(\mu_2 a_2)$ استفاده کنید. به‌طوری که در بالا بیان شد، این موضوع به‌این‌علت است که افزایش تابش کم انرژی ناحیه یک درناحیه دو جذب می‌شود .

ج) اگر محیط‌ها متفاوت باشندومحیط اول با Z بالا باشد ، روشی که بایددراین‌حالت اتخاذگردد بستگی دارد به‌این که‌انرژی اشعه‌گاما بیشتر یا کمتر از انرژی‌حداقل منحنی μ است که برای عناصر سنگین در MeV ۳ رخ می‌دهد. اگر $E < 3\,MeV$ باشد دراین‌صورت

$$B = B_{z_1}(\mu_1 a_1) \times B_{z_2}(\mu_2 a_2) \qquad (10-60)$$

این‌نتیجه ازاین‌حقیقت ناشی‌می‌شود که فتون‌هایی که ازحفاظ با Z زیاد خارج می‌شوند دارای انرژی کمی متفاوت از انرژی چشمه‌اند، ونفوذ آنها از داخل محیط دوم مثل این است که‌اشعه گامای چشمه‌است. به‌عبارت دیگر اگر $E > 3\,MeV$ باشد.

$$B = B_{z_1}(\mu_1 a_1) \times B_{z_2}(\mu_2 a_2)_{min} \qquad (10-61)$$

که $B_{z_2}(\mu_2 a_2)$ مقدار E_{z_2} در انرژی ۳MeV است. معادله (۱۰-۶۱) براساس این واقعیت است که اشعه گامائی که از لایه اول نفوذ می کند دارای انرژی حدود حداقل منحنی μ است به طوری که نفوذ آنها از لایه دوم بستگی به این انرژی دارد تا به انرژی واقعی چشمه.

باید تائید کرد که دستورالعمل بالا فقط نتایج تقریبی برای تضعیف اشعه گاما در حفاظهای لایه‌ای به‌دست می‌دهد. این دستورالعمل ها در مواردی که روش محاسباتی دقیق وجود ندارد به کار می‌رود.

مثال ۱۰-۴ یک باریکه اشعه گاما ۶MeV تک راستا با شدت 10^6 ژ/cm^2 — sec باید به‌وسیله حفاظی به‌ضخامت ۱۰۰cm آب و ۸cm سرب سپر 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: درهر دو حالت فلوی افزایش یافته از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\Phi_0 = 10^6 B_m e^{-(\mu_w x_w + \mu_{Pb} x_{Pb})}$$

که B_m ضریب افزایش تک راستای مناسب می‌باشد، $x_w = 100\text{cm}$ و $x_{Pb} = 8\text{cm}$ است. ازجدول ۳-۷ داریم $\mu_w = 0.0275$ و $\mu_{Pb} = 0.4944$ بنابراین $\mu_w x_w = 2.75$ و $\mu_{Pb} x_{Pb} = 3.96$ می‌باشند. برای حالت (۱) مقدار B_m فقط مربوط به‌سرب است یعنی:

$$B_m = B_{Pb}(3.96) = 1.86$$

که بااستفاده از جدول (۱۰-۱) بدست می‌آید. دراین صورت Φ_b عبارت است از

$$\Phi_b = 10^6 \times 1.86 e^{-(2.75 + 3.96)}$$

$$= 2.27 \times 10^3 \text{ ژ/cm}^2 - \text{sec}$$

برطبق شکل (۹-۴) فلوی 1000 ژ/cm^2 — sec باانرژی ۶MeV شدت پرتوتابی برابر ۱mR/hr به‌وجود می‌آورد. لذا در حالت (۱)

$$\dot{X} = \frac{2.27 \times 10^3}{100} \times 1 = 15.1 \text{ mR/hr}$$

درحالت (۲) B_m از رابطه (۱۰-۶۱) به‌دست می‌آید.

$$B_m = B_{Pb}(3.96) \times B_w(2.75)$$

که $B_w(2.75)$ درانرژی ۳.۲MeV، حداقل منحنی μ_{Pb}، محاسبه شده است. ازجدول (۱۰-۱) داریم:

$$B_w(2.75) = 2.72$$

و B_{Pb} برابر است با

$$B_{Pb}(۳٫۹۹) = ۱٫۸۶$$

بنابراین

$$B_m = ۱٫۸۶ \times ۲٫۷۲ = ۵٫۰۶$$

در این صورت فلوی افزایش یافته برابر است با

$$\Phi_t = ۱۰^۶ \times ۵٫۰۶ e^{-(۲٫۷۵ + ۳٫۹۹)}$$

$$= ۶٫۱۷ \times ۱۰^{۳} \gamma/cm^۲ - sec$$

شدت پرتوتابی دراین حالت برابر است با

$$\dot{X} = \frac{۶٫۱۷ \times ۱۰^۳}{۱۵۰} \times ۱ = ۴۱٫۱ \ mR/hr$$

لذا شدت پرتوتابی در حالتی که اشعه‌گاما ابتدا از آب عبور کند سپس از سرب، کمتر از حالت دوم است.

بخش دوم ـ حفاظ سازی راکتور هسته‌ای

۱۰-۶ اصول حفاظ سازی راکتور

این قسمت این فصل مربوط به‌طرح حفاظ‌های بیولوژیکی می‌شود، که بایستی دراطراف یک راکتور هسته‌ای ودر نقاط مختلف یک نیروگاه هسته‌ای قدرت قرار داده شود تا اینکه کارکنان و به‌طور کلی عموم را از تابش هائی که از تاسیسات منتشر می‌شود ، مصون دارد. منابع تابش چندی وجود دارد که باید درنظرگرفته شوند. این منابع به‌شرح زیر می‌باشند:

نوترون های آنی‌شکافت های‌هسته‌ای. این تابش قلب‌مهمترین‌قسمت‌را تاآنجا که درطرح حفاظ بیولوژیکی مربوط می‌شود تشکیل می‌دهد.

نوترون های‌تاخیری‌شکافت های هسته‌ای. معمولا این نوترون ها خیلی‌مهم نیستند زیرا، ازیک طرفی تعداد آنها خیلی کم است و از طرف دیگر انرژی آنها کم‌می‌باشد(حدود ۴۰۰ keV). نوترون های تاخیری در راکتورهائی که سوخت جریان داشته باشد نظیر سوخت مذاب‌راکتور زاینده (قسمت ۴-۶) مسایل ویژه‌ای‌را به‌وجود می‌آورند. دراین‌دستگاه مولدهای نوترون های تاخیری همراه سوخت به‌خارج از قلب منتقل می‌شوند وبعضی از نوترون های تاخیری درخارج از قلب راکتور منتشر می‌گردند.

اشعه‌گامای‌آنی‌شکافت هسته‌ای. اشعه‌گامای آنی‌تابش‌شده درقلب بیشتر درمواد داخل قلب تضعیف می‌شوند. اشعه‌گامای حاصل‌از تجزیه پاره‌های شکافت ازسوخت‌تابش می‌شود. این اشعه‌گامای چشمهٔ دائمی اشعه است که پس از خاموشی راکتور وجود دارد.

اشعه گامای غیرالاستیک. این اشعه ازهسته های تحریکی که درنتیجه برخورد غیرالاستیک با نوترون به‌حالت تحریک در آمده است تابش می‌شود. از آنجا که برخورد غیرالاستیک فقط بانوترون‌های پرانرژی رخ می‌دهد، اشعه گامای غیرالاستیک از قلب راکتور وقسمت های داخلی حفاظ در جائی که نوترون‌های پر انرژی هستند تابش می‌شود.

اشعه گامای جذبی. این اشعه هربارکه یک نوترون درنتیجه واکنش جذب تابش زا جذب هسته‌ای می‌شود تابش می‌گردد. این واکنش در رزنانس ها وانرژی حرارتی بسیارمحتمل است. ازآنجا که نوترون‌های حرارتی معمولا در حفاظ راکتور وجود دارند خود حفاظ چشمه اشعه گاما جذب می‌باشد.

اشعه گامای اکتیواسیون ـ این اشعه ازهسته های رادیو اکتیوی که درنتیجه جذب نوترون به‌وجود می‌آیند تابش می‌شود. بیشترمواد داخلی راکتورها بدین‌طریق رادیواکتیو می‌شوند و همچنین خنک کننده واتم‌های اضافی داخل خنک کننده اکتیو می‌گردند. چنین هسته های رادیواکتیوی در داخل خنک کننده ویا همراه جریان خنک کننده در سیرلوله برده می‌شوند ویا وسائلی که درمدار اولیه قراردارند نشت می‌کنند ، بنابراین این قسمتها چشمه های تابندهٔ اشعه گامای اکتیواسیون می‌شوند که نیاز به‌حفاظسازی دارند.

درعمل دربین تمام این منابع تابش ، حفاظسازی در مقابل نوترون‌های آنی شکافت از همه مشکلتر است. متاسفانه، جذب نوترون‌های سریع غیرممکن است. سطح مقطع های جذب در انرژی‌های بالا بسیار کوچک است. بنابراین، ابتدا بایستی نوترون‌های سریع راکند کرده به‌حرارتی رساند سپس نوترون‌های حرارتی را جذب کرد. در ارتباط باین موضوع، از قسمت (۳-۵) به‌خاطر می‌آوریم که نوترون‌ها درهربرخورد الاستیک باهیدرژن ۵۰ درصد انرژی‌خود را از دست می‌دهند، بیش از برخورد با هر هستهٔ دیگر. به‌همین دلیل هیدرژن یکی‌از عناصر اصلی‌حفاظسازی‌درهرراکتوراست. لذا، آب که‌حاوی هیدرژن‌زیاد می‌باشد ومواد دیگرحاوی آب اغلب به‌عنوان حفاظ راکتور به‌کار می‌روند. بیشتر حفاظ نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت ساکن بتون معمولی است که حاوی ۱۰ درصد وزنی آب است و چگالی اتمی هیدرژن درآن حدود یک چهارم چگالی اتمی خود آب است. بتون ارزان ، ازنظر ساختمانی سالم است، ومی‌توان آن‌را به‌آسانی به‌هر شکلی درآورد .

حفاظ‌هائی که برای کند کردن نوترون‌های خیلی سریع، نظیر نوترون‌هائی که از چشمه های شتاب دهنده یاواکنش های فوزیون تابش می‌شود (مثال ۲-۸وقسمت ۲-۱۱) اغلب حاوی عناصر نسبتاً سنگین وخیلی سنگین می‌باشند تا درنتیجه برخورد غیرالاستیک کند شوند. این عمل به‌طور عجیبی درکندشدن نوترون موثر است. لذا می‌توان نشان داد که انرژی

متوسط $\bar{E}'$ نوترون پس‌از برخورد غیرالاستیک بایک هسته باعدد جرمی A به‌طور تقریب‌از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\bar{E}' = ۶ر۴\sqrt{\frac{E}{A}} \qquad (۶۲-۱۰)$$

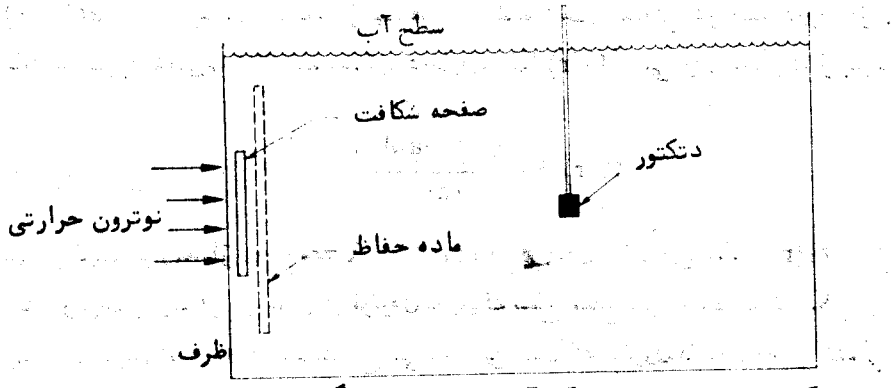
E انرژی‌نوترون‌ورودی‌است‌و $\bar{E}'$ و E هردوبرحسب MeV می‌باشند. به‌عنوان مثال، فرض کنید یک‌نوترون ۱۴ MeV باآهن (A = ۵۶) برخوردغیرالاستیک انجام‌دهد. ازمعادله (۶۲-۱۰) پیداست‌که $\bar{E}' = ۲$ MeV به‌دست می‌آید. این نشان می‌دهد که کاهش متوسط انرژی حدود ۱۱ MeV می‌باشد که خیلی‌بیش ازمقداری‌است که نوترون در برخورد الاستیک حتی باهیدرژن از دست می‌دهد.

آهن ومواد سنگین دیگر به‌طورگسترده در حفاظ‌های راکتور، به‌صورت ورقه‌های جامد یا ذرات باتوزیع یکنواخت دربتون، به‌کار رفته است. اما استفاده ازاین عناصر بیشتر به‌منظور تضعیف‌اشعه‌گاما است تا کند کردن نوترون‌ها. انرژی‌متوسط‌نوترون‌های‌شکافت هسته‌ای باندازه‌ای کم‌است که‌نمی‌تواند برخورد غیرالاستیک‌داشته‌ونقش‌مهمی در کندشدن‌نوترون‌ها درحفاظ راکتور داشته باشد ومی‌توان نشان‌داد که وقتی‌حفاظ به‌طورمناسبی متناوباً تقسیم به‌نواحی‌مثلا ازآهن و بتون شودبه‌نحوی که تضعیف اشعه‌گاماو نوترون‌ها کم‌وبیش بایک شدت در داخل‌لایه‌های متوالی‌حفاظ پیش‌رود، دراینصورت اندازه و وزن کلی حفاظ درمقایسه با بتون تنها کمتر است. این موضوع در مورد دستگاه‌های متحرك قدرت که حجم ویا وزن عامل مهمی‌است باید درنظر گرفته شود. در مورد نیروگاه‌های هسته‌ای ساکن حجم مساله تعیین کننده‌ای نیست و حفاظ سازی بابتوان ارزان‌تر تمام می‌شود.

به‌محض حرارتی شدن نوترون‌های سریع در حفاظ باید جذب شوند. در نتیجه‌ی جذب‌تابش زای‌نوترون‌های‌حرارتی درآب اشعه‌گاما ۲ر۲ MeV تابش می‌شود که‌درطی‌واکنش $H(n,\gamma)^2H$ انجام می‌گیرد. از طرف دیگر، اگر نوترون‌ها درآهن جذب شوند یک شعاع گاما ۷ر۶ MeV ویک شعاع گاما ۹ر۳ MeV تابش می‌شود. شدت پرتوتابی‌ناشی‌ازاین‌اشعه در خارج از حفاظ می‌تواند کاملا قابل‌اهمیت باشد، به‌ویژه اگر حفاظ ضخیم نباشد. برای کاهش‌دادن‌شدت‌اشعه‌گاما، بوربه‌صورت‌ترکیبی‌به‌حفاظ‌های راکتور افزوده می‌شود. بوردارای سطح مقطع جذب حرارتی زیاد (۷۵۹ بارن) می‌باشد که بیشتر مربوط به ^{10}B در واکنش $^{10}B(n,\alpha)^7Li$ است، در حالی که اشعه‌گامای همراه این واکنش دارای انرژی نسبتاً کم می‌باشد یعنی حدود ۵ر۰ MeV.

۱۰-۷ سطح مقطع های حذفی[۱]

آزمایش های مهمی درمورد کندشدن نوترون‌های شکافت در آب چند سال قبل در آزمایشگاه ملی اوك ریج [۲] وآزمایشگاه‌های کشورهای دیگر انجام شد. نمودار دستگاه آزمایشی در شکل (۱۰-۱۶) نشان داده شده است. نوترون‌های حرارتی یک راکتور بر روی صفحه‌ی



شکل ۱۰-۱۶ نمودار دستگاه آزمایش برای اندازه‌گیری کند شدن نوترون‌های شکافت در آب واندازه‌گیری سطح مقطع های حذفی

مدوری از اورانیوم غنی شده وارد می‌شود. قطر صفحه مدور ۲۸ اینچ است و در انتهای یک بشکه بزرگ آب قرار دارد نوترون‌های حرارتی در اورانیوم ایجاد شکافت می کند وبدین ترتیب صفحه مدور به‌صورت چشمه نوترون شکافت درآب درمی‌آید. ورقه ها یا صفحات اورانیومی که بدین نحومورد استفاده قرارمی‌گیرندصفحه های‌شکافت[۳] نامیده می‌شوند، فلوی نوترون های‌سریع، یعنی، نوترون‌های باانرژی بیش از ۱MeV را برحسب فاصله ازچشمه‌اندازه‌گیری‌می کنند.

به کمک این‌اندازه‌گیری‌ها می‌توان فلوی‌نوترون‌های سریع ناشی‌ازیک‌چشمه‌نقطه‌ای شکافت همسان را درآب اندازه‌گرفت. لذا $G(r)$ فلوی‌نوترون درفاصله r ازیک چشمه نقطه‌ای شکافت‌است که‌به‌طورهمسان‌یک نوترون شکافت درثانیه‌تابش می کند. این تابع‌معروف‌به کرنل نقطه‌ای آب می‌باشد. با استفاده از روش هائی که قبلا دراین فصل داده شد (قسمت ۱۰-۲) به‌آسانی دیده می‌شود که فلو در فاصله x از مرکز صفحه شکافت به‌شعاع R و با قدرت $S^{nf}/cm^{2}-sec$ از رابطه زیربه‌دست می‌آید.

$$\Phi(x)=2\pi S\int_{0}^{R}G(r)zdz \qquad (۱۰-۶۳)$$

---

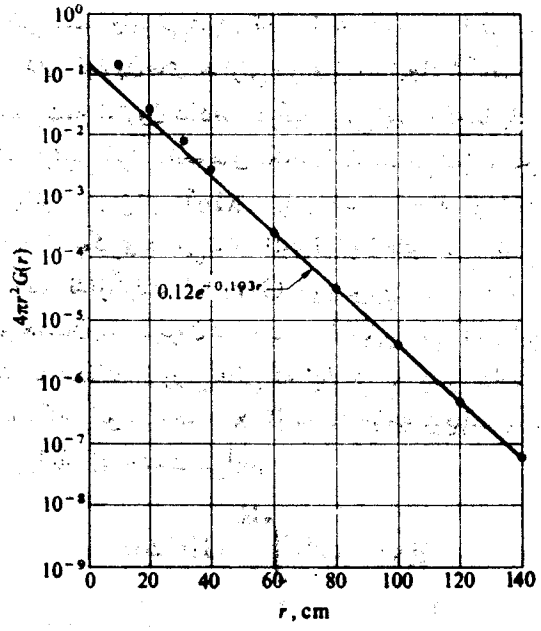
۱ - Removal
۲ - Oak Ridge National Laboratory
۳ - Fission Plates

که z فاصله حلقه‌ای به‌ضخامت dz ازمرکز صفحه مدور است که در ثانیه $2\pi Szdz$ نوترون تابش می‌کند. بامعکوس کردن این انتگرال $\Phi(r)$ را می‌توان از روی مقداراندازه‌گیری شده $\Phi(r)$ تعیین کرد.

نتایج این اندازه‌گیری‌ها ومحاسبات درشکل (۱۰-۱۷) نشان داده شده است، که $4\pi r^2 G(r)$ که برحسب فاصله از چشمه داده شده است. منحنی درفاصله دورتر از ۴۰ سانتیمتر تقریباً به‌صورت یک خط مستقیم درمی‌آید، لذا $G(r)$ را می‌توان به‌صورت زیرنوشت

$$G(r)=\frac{Ae^{-\Sigma_{Rw}r}}{4\pi r^2} \qquad (۱۰-۶۴)$$

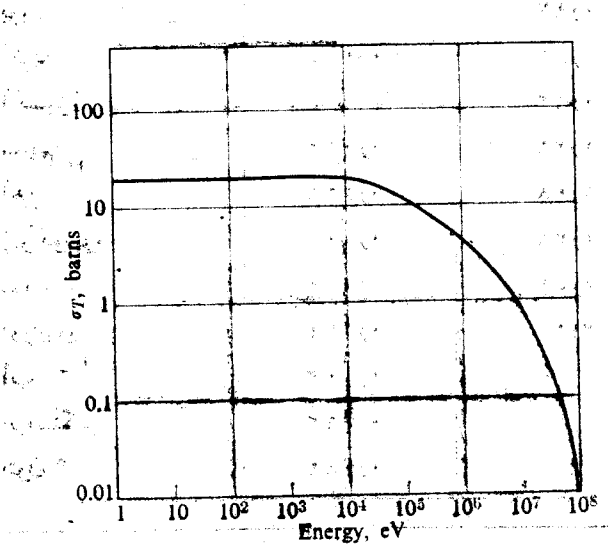
مقادیر ثابت عبارتند از $A=0.12$ ، $\Sigma_{Rw}=0.103\,cm^{-1}$. این شکل $G(r)$ می‌گوید که در فواصل بیش‌از ۴۰ سانتیمتر نوترون‌ها بایک سطح مقطع موثر جذب ماکروسکپی Σ_{Rw} جذب می‌شوند. آنچه که در حقیقت رخ می‌دهد این است که نوترون‌ها درنتیجه پراکندگی در آب، باانرژی‌بیش‌از ۱MeV ، حذف می‌شوندو Σ_{Rw} راسطح‌مقطع‌حذف ماکروسکپی می‌نامند.



شکل ۱۰-۱۷ مقادیر اندازه‌گیری شده $4\pi r^2 G(r)$ برای چشمه نقطه‌ای با قدرت یک نوترون شکافت درثانیه وتابع $0.12\exp(-0.103r)$

برای درك نتایج ازنظر فیزیکی، آن دسته از نوترون‌های شکافت که از یک چشمه نقطه‌ای تابش می‌شوندرادرنظر می‌گیریم که به‌طرف‌دتکتور حرکت می کنند. اگر یکی ازاین نوترون‌ها برخوردی باهیدرژن انجام دهد ، انرژی آن به‌طور متوسط به‌نصف کاهش می‌یابد و به‌علت افزایش سریع‌سطح مقطع هیدرژن نسبت‌به کاهش انرژی ، در شکل (۱۰-۱۸) نشان داده شده‌است. پویش‌متوسط آزاد برای‌برخوردهای بعد به‌مقدار زیادی کوتاه می‌شود. درنتیجه برخورد دوم نوترون در نزدیکی برخورد اول انجام می‌گیردو باتوجه به‌این موضوع انرژی نوترون وپویش متوسط آزاد آن مجدداً کاهش می‌یابدوالی‌آخر. بدین‌ترتیب، انرژی نوترون سرانجام به‌زیر MeV ۱ می‌افتد. به‌هرحال به‌علت کاهش مداوم پویش متوسط آزاد که در فاصله‌ای نه‌خیلی دور از محل اولین برخورد رخ‌می‌دهد. چنین برمی‌آیدکه یک برخورد با هیدرژن به‌طور موثر نوترون راازگروه نوترون‌های سریعی که وارد دتکتورمی‌شود خارج‌می کند.

پراکندگی نوترون به‌وسیله اکسیژن درآب پیچیده است واین‌امر مربوط به‌این‌واقعیت است‌که هسته اکسیژن نوترون را بیشتر در زوایای کوچک پراکنده می کند. نوترون‌هایی که در زوایای کوچک پراکنده می‌شوند ممکن است به‌طرف دتکتور بروند. نوترون‌هایی که در برخورد بااکسیژن در زوایای بزرگ پراکنده می‌شوند ازبین رفته محسوب می‌شوند ، زیرا بالاخره برخوردهائی‌باهیدرژن‌انجام‌داده ودرنتیجه‌حذف می‌گردند. لذا دریک تک‌برخوردنوترون باهیدرژن ولی برخوردهای بعدی بااکسیژن وحرکت به‌طرف جلو نوترون‌های سریع راازمحیط آب حذف می کند. همین پدیده درتمام محیط‌هایی که دارای مقادیر زیادی هیدرژن است رخ



شکل (۱۰-۱۸) سطح مقطع هیدرژن

می‌دهد. به‌ویژه معادله (۱۰-٤٩) درمورد بتون صحیح است، اگرچه مقدار سطح مقطع حذف نسبت به‌مقدار آب موجود در ماده حساس است.

برگشت‌به‌آزمایش های انجام شده در اوك ریج، این‌آزمایش ها با قراردادن تیغه‌هائی به‌ضخامت‌های‌مختلف درمقابل صفحه شکافت، مطابق‌شکل(۱۰-۱٦)، انجام‌گرفته است. وقتی این‌نتایج‌را با آزمایش معادلی که باچشمه‌نقطه‌ای شکافت‌که اطراف‌آن‌را ضخامت‌های مختلفی ازمواد پوشانده استسی کنیم‌می‌توان‌دریافت که فلوی نوترون‌سریع باارابطه زیرنشان‌داده می‌شود

$$\Phi(r) = SG(r)e^{-\Sigma_R t} \qquad (۱۰-٦٥)$$

در این‌رابطه S قدرت چشمه ، $G(r)$ کرنل نقطه‌ای آب، Σ_R سطح‌مقطع حذف ماکروسکپی برای مواد موردنظر و t ضخامت آن است. مقادیر اندازه‌گیری شده Σ_R برای چند ماده درجدول (۱۰-٤) آمده است.

جدول ۱۰ - ٤ سطح‌مقطع‌های حذفی

ماده	Σ_R , Cm^{-1}	σ_R , barn
هیدرژن		۱ر۰۰
دوتریوم		۰ر۹۲
برلیوم	۰ر۱۲۲	۱ر۰۷
بور		۰ر۹۷
کربن	۰ر۰٦٥	۰ر۸۱
اکسیژن		۰ر۹۲
سدیم	۰ر۰۳۲	۱ر۲٦
آهن	۰ر۱٦۸	۱ر۹۸
زیرکونیوم	۰ر۱۰۱	۲ر۳٦
سرب	۰ر۱۱۸	۳ر٥۳
اورانیوم	۰ر۱۷٤	۳ر٦
آب	۰ر۱۰۳	
آب سنگین	۰ر۰۹۲	
بتون *	۰ر۰۸۹	

* حاوی ٦ 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 به‌دتکتور را دارند. هر نوترونی که بامواد اطراف چشمه‌واکنشی انجام می‌دهد، بجز آنهایی که درزوایای کوچک پراکنده می‌شوند، از راستای به‌طرف دتکتورحذف می‌شوند. برخوردهای‌دوم وبعدی باآب خواهد بود واز زمره نوترون‌های فلوی سریع به‌طوری که قبلا مکانیزم آن‌را بحث کردیم خارج می‌شوند. سطح مقطع حذف حداقل تاآنجا که مربوط به نوترون‌های سریع می‌شود معادل سطح مقطع جذب است. دراین‌مورد ، مهم است بدانیم که سطح مقطع حذف برای ماده‌ای تعریف می‌شود که فقط بعد ازآن محیطی بامقدارکافی هیدرژن وضخامت کافی وجود داشته باشد که مطمئن باشیم برخورد نوترون باآن نوترون را ازگروه فلو سریع حذف می کند.

اگر چگالی اتمی ماده حفاظ N باشد، دراین صورت می‌توان نوشت

$$\Sigma_R = N\sigma_R \qquad (۱۰-۶۶)$$

که σ_R سطح مقطع‌حذف میکروسکپی‌است. مقدار σ_R برای چند هسته درجدول (۱۰-۴) داده شده‌است. سطح مقطع‌حذف‌ماکروسکپی‌برای‌چند مخلوط عنصر ازرابطه معمولی‌زیربه‌دست می‌آید

$$\Sigma_R = \sum_i N_i\sigma_{Ri} \qquad (۱۰-۶۷)$$

که N_i ، σ_{Ri} چگالی اتمی وسطح مقطع حذف میکروسکپی i امین عنصر است.

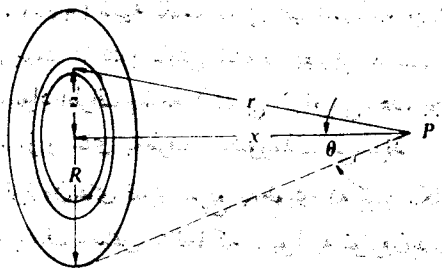
مثال ۱۰-۵ یک صفحه شکافت به‌قطر ۲۸ اینچ دریک بشکه آب قرار دارد که‌چگالی شکافت درآن $4 \times 10^{-7} f/cm^2 - sec$ است (الف) فلوی‌نوترون‌های سریع‌را درنقطه P ۷۵ سانتیمتر از مرکز صفحه حساب کنید. (ب) محاسبه را وقتی یک تیغه ۳اینچی ازآهن دو جلو صفحه شکافت قرار دارد تکرارکنید.

حل. (الف) ابتدا لازم‌است رابطه‌ای برای فلوی نوترون سریع برحسب فاصله ازصفحه به‌دست آوریم. این رابطه به‌صورت معادله (۱۰-۶۳)

$$\Phi(x) = 2\pi S \int_0^R G(r)z\,dz$$

از شکل (۱۰ - ۱۹) دیده می‌شود که $x^2 + z^2 = r^2$ ، بنابراین $zdz = rdr$ و $\Phi(x)$ به‌صورت زیر درمی‌آید.

$$\Phi(x) = 2\pi S \int_x^{x\sec\theta} G(r)r\,dr$$



شکل ۱۰-۹ وضع هندسی صفحه شکافت برای انجام محاسبه

سپس مقدار $G(r)$ رااز معادله (۱۰-٦٤) در رابطه $\Phi(x)$ قرار می‌دهیم

$$\Phi(x) = \frac{SA}{2}\int_{x}^{x\sec\theta} \frac{e^{-\Sigma_{Rw}r}}{r}$$

$$= \frac{SA}{2}\left[E_1(\Sigma_{Rw}x) - E_1(\Sigma_{Rw}x\sec\theta)\right]$$

برای ارزیابی $\Phi(x)$ مقادیر S , $\sec\theta$ لازم می‌باشد. ازآنجا که در مقابل هرشکافت ۲٫٤۲ نوترون شکافت تابش می‌شود، نتیجه می‌شود که $S = 2{,}42 \times 4 \times 10^{7} = 9{,}68 \times 10^{7}$ نوترون برسانتیمترمربع برثانیه. همچنین $\tan\theta = 14/2{,}054/75 = 0{,}474$ لذا $\theta = 0{,}443$ رادیان می‌باشد و $\sec\theta = 1{,}107$ است. دراین‌صورت $\Sigma_{Rw}x = 0{,}103 \times 75 = 7{,}73$ و $\Sigma_{Rw}x\sec\theta = 8{,}55$ لذا فلوی نوترون سریع برابر است با

$$\Phi(P) = \frac{9{,}68 \times 10^{7} \times 0{,}12}{2}\left[E_1(7{,}73) - E_1(8{,}55)\right] = 177\,n/cm^2sec$$

(ب) باقراردادن تیغه آهن درمقابل صفحه شکافت $\Phi(x)$ به‌صورت زیر درمی‌آید

$$\Phi(x) = 2\pi S\int_{x}^{x\sec\theta} e^{-\Sigma_R r_s}G(r)rdr$$

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. باقراردادن r_s ازاین رابطه همراه با $G(r)$ خواهیم داشت:

$$\Phi(x) = \frac{SA}{2} \int_{x}^{x\sec\theta} \frac{e^{-(\Sigma_{Rw} + \Sigma_R t/x)r}}{r} dr$$

$$= \frac{SA}{2} [E_1(\Sigma_{Rw}x + \Sigma_R t) - E_1(\Sigma_{Rw}x\sec\theta + \Sigma_R t\sec\theta)]$$

از جدول (۱۰ — ٤) داریم ، برای آهن $\Sigma_R = ۰٫۱۶۸ cm^{-1}$ ولذا

$$\Sigma_R t = ۰٫۱۶۸ \times ۳ \times ۲٫۵٤ = ۱٫۲۸$$

بالاخره

$$\Phi(P) = \frac{۹٫۶۸ \times ۱۰^{۷} \times ۰٫۱۲}{2} [E_1(۹٫۰۱) - E_1(۹٫۹۷)]$$

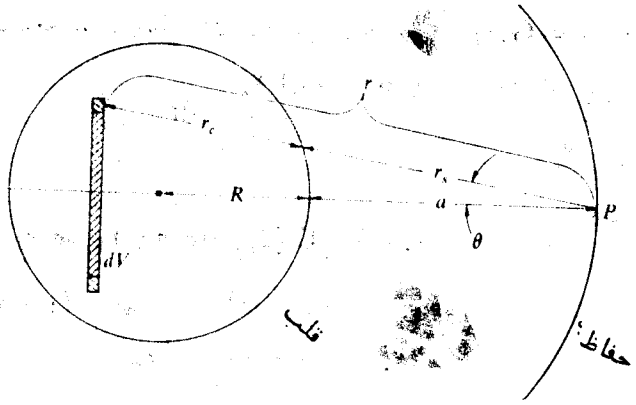
$$= ٤۶٫۶ n/cm^{۲} - sec$$

مساله بالا کارآئی مواد نسبتاً سنگین را در کاهش فلوی نوترون‌های سریع، بافرض این که متعاقب این مواد لایه نسبتاً ضخیمی از مواد هیدروژنی قرار داده شود تانوترون‌های برخورد کرده از فلوی نوترون‌های سریع حذف شود را نشان میدهد. موادحفاظی که درسطح خارجی حفاظ آبی قرارداده می‌شود. به هیچ وجه برای کند کردن نوترون‌های سریع موثر نیست.

۱۰-۸ طرح حفاظ راکتور . محاسبات حذف ـ تضعیف

طرح اولیه حفاظ راکتور بااستفاده ازکرنل نقطه‌ای وسطح مقطع‌های حذف که در قسمت قبل بحث شد، می‌توان انجام داد. چنین محاسبات کرنل نقطه‌ای حذف ـ تضعیف به بهترین وجه بایک کامپیوتر الکترونیک انجام می‌گیرد روش‌های محاسباتی در انتهای این قسمت بحث می‌شود. دراین‌مورد، ابتدا نشان داده خواهدشد که چگونه خواص عمومی حفاظ راکتور با استفاده ازکرنل اکسپنانسیلی ساده به‌طور تحلیلی بکمک معادله (۱۰-٤۶) می‌تواند حساب شود . بنابراین ، یک راکتور کروی شامل قلب به‌شعاع R که اطراف آن را حفاظ هیدروژنی به‌ضخامت a مطابق شکل (۱۰-۲) در برگرفته، درنظر می‌گیریم. قلب حاوی مخلوطی ازآب وفلز به‌نسبت حجمی فلز برابر f می‌باشد. برای سهولت فرض می‌شود که نوترون‌های شکافت به‌طور یکنواخت درقلب راکتور باشدت $S^n/cm^۳ - sec$ تولید می‌شود.

فلوی نوترون سریع درنقطه P درسطح حفاظ را می‌توان باجمع کردن تمام نقاط ازحجم کوچک dV درداخل قلب، به‌دست آورد.



شکل ۰.۱-۲ قلب کروی راکتور باحفاظ کروی

با توجه به‌تقارن مساله ، حجم کوچک dV به‌صورت یک حلقه (شکل ۰.۱-۲) است که حجم آن

$$dV = 2\pi r^2 \sin\theta d\theta dr$$

است. ازآنجا که سطح مقطع حذف معادل سطح مقطع جذب می‌باشد، فلو در نقطه P حاصل از حجم dV برابر است با

$$d\Phi(P) = \frac{SAdV}{4\pi r^2} e^{-n(r)} \qquad (۶۸-۱۰)$$

که $n(r)$ تعداد کل پویش‌های متوسط آزاد حذف ازحجم dV تا P* است. درآب قلب راکتور $(1-f)\Sigma_{Rw} r_c$

پویش متوسط آزاد وجود دارد، که $(1-f)\Sigma_{Rw}$ سطح مقطع ماکروسکپی حذف آب باجرم‌ویژه $(1-f)$ و r_c فاصله است که در شکل (۰.۱-۲) نشانداده شده است. فلز داخل قلب تعداد $f\Sigma_{Rw} r_c$ پویش متوسط آزاد را باعث می‌شود که Σ_{Rm} سطح مقطع ماکروسکپی حذف فلز باجرم ویژه‌معمولی است. بالاخره تعداد پویش متوسط آزاد در حفاظ برابر است با

$$\Sigma_{Rs} r_s$$

که Σ_{Rs} سطح مقطع حذف حفاظ میباشد. بنابراین تعداد کل پویش‌های متوسط آزاد از dV تا p برابر است با

$$(1-f)\Sigma_{Rw} r_c + f\Sigma_{Rm} r_c + \Sigma_{Rs} r_s$$

زیرا

$$r_c = r - r_s$$

---

* یادآور می‌شود که $\Sigma_R x$ تعداد پویش‌های متوسط آزاد (Σ_R^{-1}) درفاصله x است.

این عدد را می‌توان بصورت زیرنوشت

$$[(1-f)\Sigma_{Rw}+f\Sigma_{Rm}]r+[\Sigma_{Rs}-(1-f)\Sigma_{Rw}-f\Sigma_{Rm}]r_s$$

یا

$$\alpha r+\beta r_s$$

که

$$\alpha=(1-f)\Sigma_{Rw}+f\Sigma_{Rm} \qquad (10-69)$$

و

$$\beta=\Sigma_{Rs}-(1-f)\Sigma_{Rw}-f\Sigma_{Rm} \qquad (10-70)$$

فلوی ناشی از dV درنقطه P برابر است با

$$d\Phi(P)=\frac{SAdV}{4\pi r^2}e^{-(\alpha r+\beta r_s)} \qquad (10-71)$$

باقراردادن dV وانتگرال درتمام حجم قلب داریم

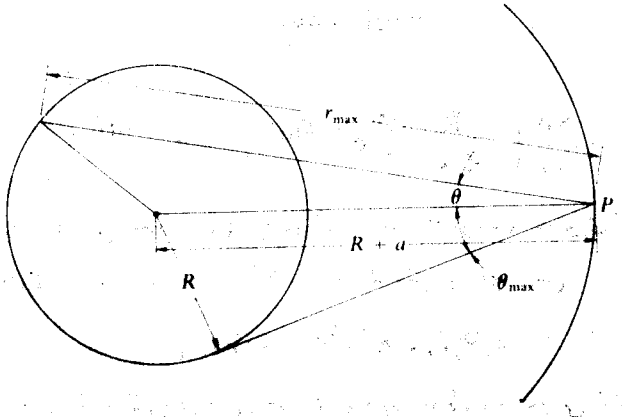
$$\Phi(P)=\frac{SA}{2}\int_0^{\theta_{max}}\sin\theta d\theta\int_{r_s}^{r_{max}}e^{-(\alpha r+\beta r_s)}dr \qquad (10-72)$$

که θ_{max} و r_{max} به‌ترتیب حداکثر مقدار θ و r هستند. از شکل (۱۰-۲۱) 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 (۱۰-۲۱) نمودار برای محاسبه r_{max}

در حالی که r_s تابعی از θ ومستقل از r است. بنابراین موقع انتگرال‌گیری معادله (۱۰-۷۲) روی r ثابت نگهداری می‌شود. باانجام انتگرال‌گیری خواهیم داشت

$$\Phi(P) = \frac{SA}{2\alpha} \int_0^{\theta_{max}} (e^{-\alpha r_s} - e^{-\alpha r_{max}}) e^{-\beta r_s} \sin\theta d\theta \qquad (۱۰-۷۳)$$

بقیه انتگرال به‌طور تحلیلی قابل انجام نیست و باید به‌طور عددی محاسبه شود. در مورد قلب کوچک وحفاظ ضخیم، انتگرال را بادرنظرگرفتن

$$\sin\theta \simeq \theta$$

و

$$\theta_{max} \simeq \frac{R}{R+a}$$

باید انجام داد. به‌علاوه

$$r_s \simeq a$$

لذا

$$r_{max} \simeq 2R + a$$

معادله (۱۰-۷۳) تبدیل به‌معادله زیر می‌شود

$$\Phi(P) = \frac{SA}{2\alpha} e^{-(\alpha+\beta)a} (1 - e^{-2\alpha R}) \int_0^{\theta_{max}} \theta d\theta$$

باانجام انتگرال‌گیری وباتوجه به‌معادلات (۱۰-۶۹) و (۱۰-۷۰)

$$\alpha + \beta = \Sigma_{Rs}$$

آخرین نتیجه عبارت است از

$$\Phi(P) = \frac{SA}{4\alpha} \left(\frac{R}{R+a}\right)^2 e^{-\Sigma_{Rs} a} (1 - e^{-2\alpha R}) \qquad (۱۰-۷۴)$$

اگر لایه‌ای از فلز مثلا آهن به‌ضخامت t بین بازتابنده وحفاظ قرار دهیم به‌طوری که $t \ll a$ باشد دراین صورت $\Phi(p)$ به‌نسبت ضریب $e^{-\Sigma_{RFe} t}$ کاهش می‌یابد یعنی

$$\Phi(P)_{Fe} = e^{-\Sigma_{RFe} t} \Phi(P)_{noFe} \qquad (۱۰-۷۵)$$

مثال ۱۰-۶ قلب یک راکتورپژوهشی معین که باقدرت ۲۰ kw کار می کند شامل مجموعه میله های سوخت وآب می‌باشدو 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 باحفاظی ازآب به‌جرم ویژه واحد به‌ضخامت ۱۰۰ سانتیمتر به‌پوشانند. شدت‌دز نوترون‌های سریع را درسطح این حفاظ حساب کنید.

حل. با دانستن این‌که انرژی قابل دریافت درمقابل هرشکافت

$$۲۰۰\,\mathrm{Mev} = ۳{,}۲ \times ۱۰^{-۱۱}\,\mathrm{Joule}$$

است. تعداد کل شکافت درثانیه در قلب برابر است با

$$۲۵۰۰۰۰\,\mathrm{J/s} \div ۳/۲ \times ۱۰^{-۱۱}\,\mathrm{J/f} = ۷{,}۸۱ \times ۱۰^{۱۰}\,\mathrm{f/sec}$$

چگالی شکافت برابر

$$۷{,}۸۱ \times ۱۰^{۱۰} / ۳۲ \times ۱۰^{۳} = ۲{,}۴۴ \times ۱۰^{۱۱}\,\mathrm{f/cm^{۳}-sec}$$

با فرض این‌که شکافت در $U^{۲۳۵}$ رخ می‌دهد و $\nu = ۲{,}۴۲$ است

$$S = ۲{,}۴۲ \times ۲{,}۴۴ \times ۱۰^{۱۱} = ۵{,}۹ \times ۱۰^{۱۱}\,\mathrm{n/cm^{۳}-sec}$$

شعاع قلب راکتورکه فرض می‌شود کره باشد برابر است‌با

$$R = \left(\frac{۳ \times ۳۲۰۰۰}{۴\pi}\right)^{۱/۳} = ۱۹{,}۷ \simeq ۲۰\,\mathrm{cm}$$

ازآنجا که‌حفاظ وبازتابنده هردوازآب‌هستند، لذا ضخامت موثر حفاظ برابراست با $a = ۱۶۵\,\mathrm{cm}$ از جدول (۱۰-۴) نتیجه می‌گیریم که سطح مقطع ماکروسکپی‌حذف‌اورانیوم $۰{,}۱۷۴\,\mathrm{cm^{-۱}}$ به‌دست می‌آید. سپس از معادله (۱۰-۶۹) داریم :

$$\alpha = ۰{,}۲۵ \times ۰{,}۱۰۳ + ۰{,}۷۵ \times ۰{,}۱۷۴ = ۰{,}۱۵۶\,\mathrm{cm^{-۱}}$$

$$۲\alpha R = ۲ \times ۰{,}۱۵۶ \times ۲۰ = ۶{,}۲۴$$

و

$$\Sigma_{Rs} a = ۰{,}۱۰۳ \times ۱۶۵ = ۱۷$$

باقراردادن این مقادیر در معادله (۱۰-۷۴) مقدار فلو به‌دست می‌آید

$$\Phi = \frac{۵{,}۹ \times ۱۰^{۱۱} \times ۰{,}۱۲}{۴ \times ۰{,}۲۵۶} \left(\frac{۲۰}{۲۰ + ۱۶۵}\right)^{۲} e^{-۱۷} \left(۱ - e^{-۶{,}۲۴}\right)$$

$$= ۵۴{,}۸\,\mathrm{n/cm^{۲}-sec}$$

از شکل (۹-۷) پیداست که فلوی $۶{,}۸\,\mathrm{nf/cm^{۲}-sec}$ شدت دز معادل $۱\,\mathrm{mrem/hr}$ به‌وجود می‌آورد. بنابراین شدت دز دراین مثال برابر است با

$$\dot{H} = \frac{۵۴{,}۸}{۶{,}۸} \times ۱ = ۸{,}۱\ \mathrm{mrem/hr}$$

تاآنجا که به‌نوترون‌ها مربوط می‌شود ، حفاظ اضافی برای راکتور مورد نیاز است به‌شرط‌آن که دسترسی به‌ناحیه نزدیک سطح حفاظ مجاز باشد.

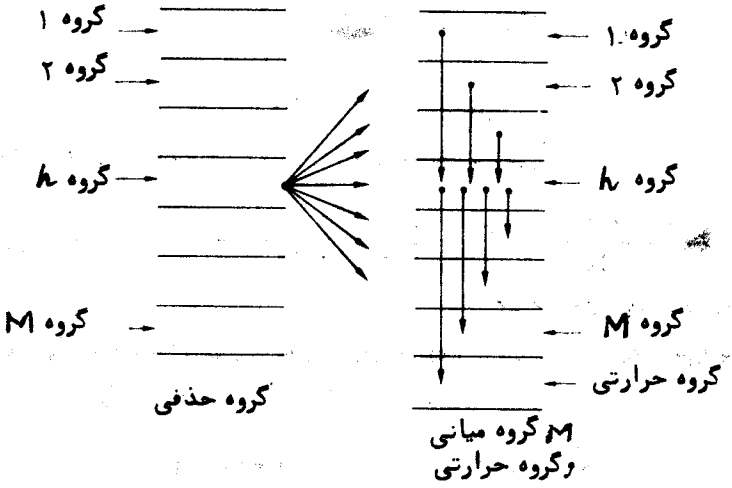
۱۰ ـ ۹ روش حذف ـ پخش

روش حذف ـ تضعیف بحث شده در قسمت قبل برای پرانرژی ترین نوترون‌ها درنظرگرفته می‌شود. طرح کامل یک حفاظ راکتور معمولا ، علاوه براین ، نیاز به‌دانستن توزیع فضائی نوترون‌های تمام گروه‌ها، شامل نوترون‌های حرارتی دارد . زیرا آنها منابع اشعه گامای غیرالاستیک وجذب را تعیین می کنند.

این توزیع ها، استفاده از روش حذف ـ پخش* که ترکیبی از محاسبه حذف تضعیف و محاسبه چندگروهی از نوعی که در قسمت ۶-۷ بحث شده می‌باشد.

چند نوع از روش حذف پخش در طی سالیان دراز توسعه یافته‌اند ودربیشتر آنها نوترون‌های داخل حفاظ به‌سه گروه گسترده تقسیم می‌شوند. گروه اول نوترون‌های سریعی هستند که انرژی آنها از ۶MeV تجاوز نمی‌نماید . این نوترون‌ها بیشتر به‌اعماق حفاظ نفوذ می کنند. این نوترون‌ها را رویهم گروه نوترون‌های حذفی می‌نامند. نوترون‌های گروه دوم آنهایی هستند که دراثر برخورد نوترون‌های گروه اول باماده حفاظ ازگروه اول خارج شده وهمراه با نوترون‌هائی که از قلب نشت کرده‌اند این گروه را تشکیل می‌دهند. نوترون‌های این گروه در داخل حفاظ برخوردهای متوالی انجام داده و درست شبیه داخل قلب پخش می‌شوند. این نوترون‌ها را نوترون‌های میانی می‌نامند. گروه سوم متشکل ازنوترون‌هائی هستند که حرارتی شده ودر محیط پخش می‌شوند.

درمحاسبه حذف ـ پخش نوترون‌های گروه حذفی به N ونوترون‌های میانی به M گروه تقسیم می‌شوند، وهمچنین گروه حرارتی وجود دارد، که در شکل (۱۰-۲۲) تشریح شده است.



شکل ۱۰-۲۲ گروه‌های انرژی محاسبه حذف ـ پخش

* این روش نیز روش اسپینی (Spinney) گفته می‌شود، به‌منابع تحت این نام مراجعه‌شود.

حال یک دسته دلخواه نوترون g را ازگروه میانی درنظر می‌گیریم. به‌طوری که درقسمت ۶-۷ اشاره شد نوترون‌های این گروه درنتیجه جذب یابرخورد وانتقال به‌گروه پائین‌تر ازاین‌گروه حذف می‌شوند در حالی که نوترون‌ها در اثر برخورد ازگروه میانی بالاتر وگروه حذف به‌این‌گروه منتقل می‌شوند. $S_{h\to g}$ برابر تعداد نوترون‌هائی است که ازگروه g به‌گروه h حذفی وارد می‌شوند. با استفاده از تعریف قسمت (۶-۷) معادله پخش گروه g به‌صورت زیر نوشته می‌شود :

$$D_g\nabla^2\Phi_g-\Sigma_{ag}\Phi_g-\sum_{g'>g}\Sigma_{g\to g'}\Phi_g+\sum_{g'<g}\Sigma_{g'\to g}\Phi_{g'}+\sum_{h=1}^{N}S_{h\to g}=0 \qquad (۱۰-۷۶)$$

عبارت دوم دراین معادله حذف واقعی‌نوترون را درگروه g به‌دست می‌دهد. عبارت سوم تعداد کل نوترون‌هائی است که درنتیجه برخورد ازاین‌گروه خارج می‌شوند ، عبارت چهارم تعداد نوترون‌هائی است که در اثر برخورد درگروه میانی به‌این‌گروه وارد می‌شوند، وعبارت آخر چشمه نوترون‌هائی است که در اثر برخورد نوترون‌ها در تمام‌گروه‌های حذفی‌انجام می‌گیرد. معادله نوترون‌های حرارتی به‌صورت متداول زیر می‌باشد.

$$\bar{D}\nabla^2\Phi_T-\bar{\Sigma}_a\Phi_T+\sum\Sigma_{g\to T}\Phi_T=0 \qquad (۱۰-۷۷)$$

عبارت آخر دراین معادله تعداد نوترون‌هائی است که واردگروه حرارتی درهر سانتیمترمکعب در ثانیه می‌شوند.

کمیت‌های $S_{h\to g}$ به‌طریق زیر محاسبه می‌شود. ابتدا سطح مقطع‌های انتقال‌گروه حذفی به‌صورت $\Sigma_{R\,,\,h\to g}$ تعریف می‌شوند. این سطح مقطع‌ها برابر احتمال در واحد طول مسیر نوترون است که در نتیجه برخورد نوترون‌گروه h حذفی انرژی‌آن به‌رسته gام گروه میانی می‌افتد. سطح مقطع حذفی کل برای‌گروه h عبارت است از

$$\Sigma_{Rh}=\sum_{g=1}^{N}\Sigma_{R,h\to g}$$

که احتمال واحد طول مسیرنوترونی در h امین‌گروه پس از برخورد آن‌را به‌هریک ازگروه‌های میانی‌انتقال می‌دهد، بااین تعاریف ، $S_{h\to g}$ تابع موقعیت r است که به‌وسیله انتگرال زیرداده می‌شود :

$$S_{h\to g}(r)=\frac{1}{4\pi}\int\frac{s(r')\Sigma_{R\,,\,h\to g}\,e^{-(\Sigma_{Rh}|r-r'|)_{tot}}\,dV'}{|r-r'|^2} \qquad (۱۰-۷۸)$$

در این رابطه $s(r')$ تعداد نوترون‌های شکافت تابش شده درهر سانتیمتر مکعب در ثانیه در نقطه r' درقلب راکتور است.

$$(\Sigma_{Rh}|r-r'|)_{tot}$$

برابرتعداد کل پویش های متوسط آزاد ازنقطه r' به‌نقطه r نوترون‌های گروه hام است. معادله (۷۸-۱۰) فقط این موضوع را بیان می‌کند که $S_{h\to g}$ برابر است بافلوی نوترون‌های بدون برخورد درگروه h درنقطه r ضرب‌در سطح مقطع $\Sigma_{R,h\to g}$ برای برخوردی که انرژی آن‌رابه گروه g بیاندازد.

نظیر هرمحاسبه چند گروهی محاسبات واقعی باید به‌کمک یک کامپیوتر الکترونیک انجام‌گیرد. این روش به‌طور تقریبی به‌صورت زیر انجام می‌گیرد. ابتدا، ارزیابی کمیت‌های $S_{h\to g}$ به‌کمک انتگرال معادله (۷۸-۱۰) حساب می‌شود. قدم بعد، اولین معادله‌گروه میانی که فقط حاوی‌فلوی‌تک‌گروهی Φ_1 است حل‌آن‌به‌کمک روش‌عددی انجام می‌گیرد. سپس‌این مقدار Φ_1 را در دومین معادله‌گروه قرارداده واز حل‌آن Φ_2 به‌دست می‌آید. این‌جای‌گذاری و حل معادله ادامه می‌یابد تااینکه تمام فلوی‌گروه‌ها از جمله‌فلوی‌حرارتی تعیین‌شود. دراین محاسبات معمول براین است‌که محاسبات رااز سطح مشترك قلب راکتور وبازتابنده شروع نمائیم. اعمال شرایط مرزی پیوستگی فلو وجریان نوترون در مرز ومطابقت آن با نتایج محاسبات چندین‌گروهی برای تعیین حالت بحرانی و تعیین فلوهای داخلی راکتور به‌کار می‌رود. بدین ترتیب است‌که نشت نوترون‌های‌گروه میانی وحرارتی از قلب به‌داخل حفاظ درنظرگرفته می‌شوند.

روش حذف ـ پخش به‌طور موفقیت‌آمیزی در طرح بسیاری از حفاظ‌های راکتورها به کارگرفته شده است. اشکال مختلف این روش‌که در اینجا بحث شد به‌طورگسترده‌ای درحفاظ سازی‌ها توسط طراحان به‌کارگرفته شده است.

۱۰ ـ ۱۰ روش‌های دقیق

تعدادی از روش‌ها برای محاسبه میزان نفوذ نوترون‌ها واشعه‌گاما از داخل حفاظ، کم‌وبیش به‌طور دقیق، به‌دست آمده است. این روش‌ها به‌دوگروه کلی تقسیم می‌شوند.

اولین این روش‌ها، معادله ترانسپورت، که توزیع تابش را در حفاظ شرح می‌دهدبه یکی از چند طریق عددی حل می‌شود. بحث در باره چنین روش‌هائی خارج از هدف این کتاب است‌وخواننده باید به‌منابع آخر فصل مراجعه کند. درهر حالت، تمام روش‌هائی که براساس حل معادله ترانسپورت است نیاز به‌استفاده ازکامپیوتر الکترونیک دارد وتعداد زیادی برنامه های کامپیوتر برای محاسبهٔ نفوذ تابش‌ها به‌داخل حفاظ برحسب شکل، ترکیب وضخامت حفاظ نوشته شده است.

نوع دوم محاسبات تضعیف اشعه درداخل حفاظ بااستفاده از روش مونت کارلو* است که در فصل ۹ به آن اشاره شد. نظریه این روش را می‌توان به کمک مثال زیر فهمید. فرض کنید که می‌خواهیم 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 می‌توان حساب کرد. سپس قدم به‌قدم با پیشرفت بازی احتمالات باهم جمع می‌شود تاجواب آخربه دست آید. این روش محاسبه نسبتاً گرفتاری ودرگیری زیادی دارد. یک روش ساده‌تر ومطبوع تر این است که بازی را چند دست بازی‌گروه وتعداد بردهای بازی را یادداشت کنیم. ازتقسیم بردها برتعداد کل دست‌بازی احتمال‌برد به‌دست می‌آید. طبیعی است هرچه تعداد دفعات‌بازی بیشتر باشد تخمین احتمال بهتر است.

مشابه روش بالا، محاسبه نفوذ تابش براساس روش مونت کارلو باجمع‌آوری تاریخچه زندگی تک‌تک نوترون‌ها (یااشعه‌گاما) درضمنی که به‌اطراف حرکت می کنند، از نقطه‌ای که وارد حفاظ می‌شوند تانقطه‌ای که ازحفاظ خارج یادرآن جذب می‌گردند، انجام می‌گیرد. ازتقسیم تعداد نوترون‌هایی که ازداخل حفاظ عبور می کنند برتعداد کل (تاریخچه) ذرات احتمال‌این که یک نوترون (یاگاما) درحفاظ متوقف نخواهد شدبه‌دست می‌آید.

برای حالت ویژه، یک محاسبه مونت کارلو در باره تضعیف (کندشدن) باریکه‌ای از نوترون‌های تک انرژی باانرژی E_0 که به‌یک تیغه حفاظ به‌ضخامت a وارد می‌شود درنظر می‌گیریم. برای شروع تاریخچه زندگی اولین نوترون رادرنظر می‌گیریم، لازم است تعیین کنیم که نوترون اولین برخورد را، اگر برخوردی داشته، درکجا انجام داده است. این کار با امتحان توزیع احتمال برخورد انجام می‌گیرد (قسمت ۳-۳).

$$P(x) = \Sigma_t e^{-\Sigma_t x}$$

که Σ_t در انرژی E_0 تعیین می‌گردد. روش هائی برای آزمون چنین تابع توزیعی باروش‌اتفاقی انجام می‌گیرد. فرض می کنیم که‌مقدار x انتخاب شده x_1 باشد. قدم بعد این است که‌بیازمائیم آیا x_1 از a بزرگتر یا کوچکتر است. اگر $x_1 > a$ باشد نوترون ازضخامت‌حفاظ بدون برخورد عبورکرده، وبدین‌ترتیب‌تاریخچه عمرنوترون در اینجا تمام‌می‌شود. ازطرف دیگر، اگر $x_1 < a$ باشد نوترون برخوردی در x_1 در داخل حفاظ انجام می‌دهد.

حال باید نوع برخورد تعیین‌گردد. برای سهولت، اگرفرض 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 جنگ‌جهانی دوم به‌این روش داده شد.

الاستیک $P_s = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}$ است. تمام سطح مقطع‌ها در انرژی E_0 منظور شده‌اند ، و البته $P_a + P_s = ۱$ است. ماهیت برخورد از مقایسه P_a با عدد R عدد انتخابی ازیک‌گروه عدد اتفاقی بین صفر ویک به‌دست می‌آید. بنابراین اگر

$$R < P_a$$

باشد برخورد از نوع جذب فرض می‌شود در حالی که اگر

$$R > P_a$$

باشد برخورد الاستیک است. منطق این کار این است که اعداد اتفاقی R به‌طور یکنواخت بین صفر ویک قرار دارند، به‌طوری که کسری از واکنش های متقابل که جذب درنظرگرفته‌می‌شوند الزاماً باید برابر P_a باشند، به‌طوری که شرط بالا ایجاب می کند.

اگر برخورد منجر به‌جذب شود، دراین صورت تاریخچه زندگی نوترون یاگاما پایان می‌یابد وذره دیگری آغاز می‌گردد. به‌عبارت دیگر ، اگر برخورد الاستیک باشد، باید زاویه‌ای که تحت آن نوترون پراکنده می‌شود بانمونه‌برداری از توزیع زاویه‌ای پراکندگی تجربی تعیین گردد. فرض کنید که این‌عمل زاویه θ_1 را به‌دست‌دهد. دراین‌صورت 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 این‌نوترون همچنین ادامه‌می‌یابد وتابع توزیع برخورد $p(x)$ را می‌توان تعیین کرد که کجا نوترون دومین برخورد را انجام می‌دهد. یادآور می‌شود نوترون ازنقطه x_1 درجهت θ_1 حرکت می کند. مجدداً امتحانی‌انجام خواهدشد که آیا این‌برخورد در داخل‌حفاظ رخ می‌دهد واگر برخوردی روی می‌دهد ماهیت برخورد را تعیین نمود والی‌آخر. وقتی این محاسبات به‌صورت یک برنامه کامپیوتر درمی‌آید هر مرحله یک شاخه از برنامه است که مکرراً بااجرای برنامه مورد استفاده قرار می‌گیرد .

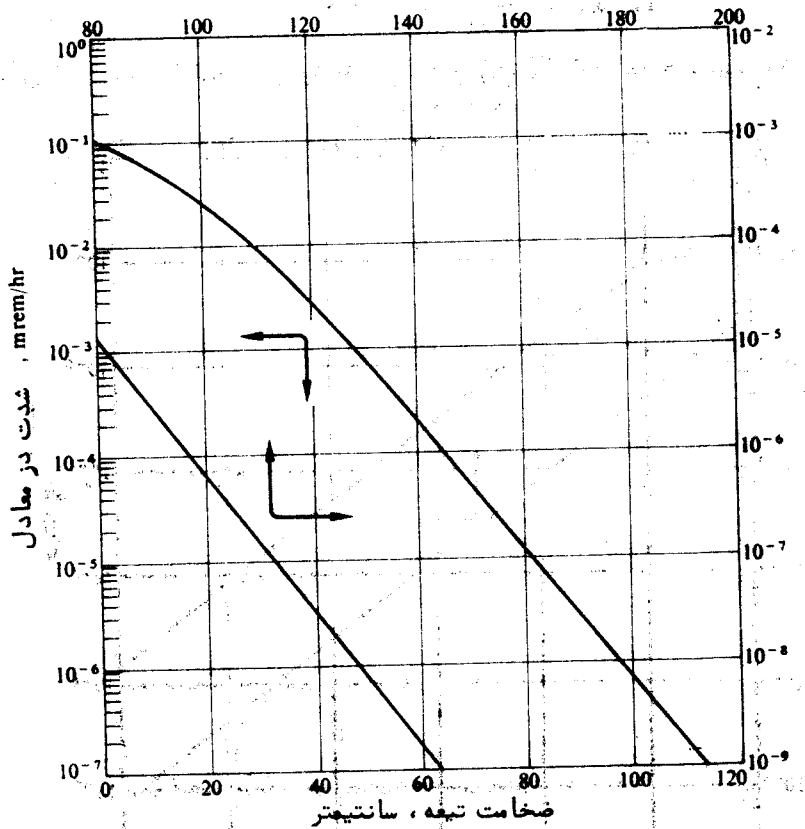
گروهی‌از محاسبات مونت کارلو موردنظر بیشترمربوط به کارهای کلارک* وهمکارانش است. این افراد تضعیف (کندشدن) باریکه‌ای از نوترون‌های باانرژی مختلف وارد برتیغه های از بتون معمولی را محاسبه کردند. نتایج نمونه‌ای ازاین محاسبات درشکل (۳-۲۳ الف)و

* 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 شده‌است، منحنی‌ها شدت دز + معادل برای هرواحد شدت نوترون ورودی‌را برحسب ضخامت تیغه برای دوباریکه نوترون باانرژی‌های متفاوت بدست میدهد.

منحنی‌های نظیر این در طرح حفاظ دستگاه‌های تولیدکننده نوترون نظیر شتاب‌دهنده وچشمه‌های دیگر نوترون که طیف انرژی آنها معلوم باشد به کار می‌روند.

مثال ۱۰-۷ یک مولد نوترون معین نوترون‌هایی باانرژی ۱۴ MeV به‌طور همسان با شدت 10^{9} n/sec تولید می‌کند. ضخامت دیواری از بتون که در فاصله ۱۰ پائی از محل تابش نوترون قراردارد چقدر باید باشد تاشدت دز معادل آن (پشت دیوار) ۱ mrem/hr باشد؟



شکل ۱۰-۲۳ الف. شدت دز معادل برای واحد شدت نوترون‌های ۱۴ MeV که برتیغه‌های بتون وارد می‌شوند

+ کلارك و همکارانش جذب انرژی در واحد جرم نسج را تعیین کردند ونه‌معادل دز را ، منحنی‌های شکل (۱۰-۲۳) براساس ضریب کیفی ۱۰ رسم شده‌اند.

حل : شدت ورودی باریکه بردیوار برابر است با

$$I = \frac{۱۰^۹}{۴\pi(۱۰ \times ۱۲ \times ۲{,}۵۴)^۲} = ۸۰۷^n/cm^۲ - sec$$

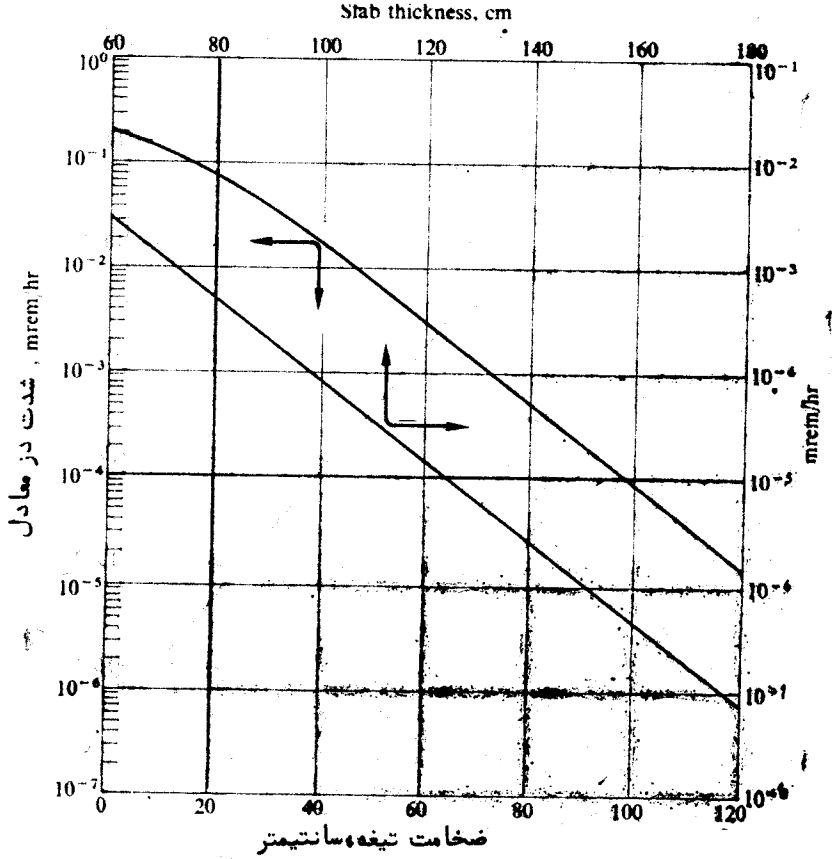
از تضعیف شدت باریکه درهوا صرفنظرمی‌شود. اگرشدت دز معادل که درشکل (۱۰-۲۳ب) نشان داده شده ، وبراساس واحد شدت ترسیم شده است، را به $H_\circ(x)$ نشان دهیم دراین صورت $\dot{H}$ درپشت دیوار برابر است با

$$\dot{H} = ۸۰۷ \dot{H}_\circ(x) = ۱ \text{ mrem/hr}$$

لذا

$$\dot{H}_\circ(x) = \frac{۱}{۸۰۷} = ۱{,}۲۴ \times ۱۰^{-۳}$$

ازشکل (۱۰-۲۳ ب) نتیجه می‌شود که این مقدار $H_\circ(x)$ با $x = ۷۰$ سانتیمتر رخ می‌دهد.



شکل ۱۰-۲۳ب. شدت دز معادل برای واحد شدت نوترون‌های باانرژی ۱۴MeV ورودی برتیغه‌های بتون

باید تاکید شود که شدتهای دز معادل درشکل (۱۰-۲۳) مربوط به‌نوترون‌هائی‌است که از داخل تیغه عبور کرده‌اند واشعه‌گامائی که در نتیجه برخورد غیر الاستیک وجذب‌تابش‌زا تولید می‌شود را شامل نمی‌گردد. این دز اشعه‌گاما که ممکن است واقعاً بیش از دز نوترون باشد، درقسمت بعد بحث می‌شود .

۱۱ - ۱۰ - مهار اشعه گاما

تابه‌حال حفاظ راکتور درمقابل فقط نوترون‌ها طرح شده است‌ولازم است مرحله بعد اشعه‌گاما را نیز درنظر بگیریم. روش محاسبه نفوذ اشعه‌گاما ناشی ازتوزیعی ازچشمه‌های‌گامای معین وتعیین حفاظ لازم برای کاهش فلوی‌گاما به‌سطوح موردنظر دربخش یک این‌فصل بحث شد. یادآور می‌شویم که برای یک توزیع کلی چشمه این محاسبه شامل ارزیابی انتگرال‌معادله (۱۰-۵۷) می‌باشد که به‌کمک کامپیوتر سریع به‌خوبی قابل انجام است. مساله حفاظ سازی راکتور درمقابل اشعه‌گاما تبدیل به‌پیدا کردن توزیع فضائی وانرژی این اشعه‌گاما می‌باشد.

بیشتر اشعه‌گامائی که‌از راکتور ساطع می‌شوند - اشعه‌گامای آنی،اشعه‌گامای حاصل‌از تجزیه پاره‌های شکافت، وآنهائی که از جذب تابش‌زا وبرخورد غیرالاستیک به‌وجود می‌آیند کم‌وبیش دارای طیف‌های پیوسته هستند. برای انجام محاسبات تضعیف اشعه در حفاظ، این طیفها را به‌گروه‌هائی تقسیم می‌کنند وسپس محاسبات راگروه به‌گروه انجام می‌دهند یعنی تمام اشعه‌گاما تابش شده درهرگروه را مخلوط کرده و فرض می‌کنیم همه دارای یک انرژی هستند یعنی انرژی متوسط‌گروه.

ابتدا اشعه‌گامای آنی را درنظر می‌گیریم. طیف انرژی این اشعه ازمقدارکمی‌آغازشده وبه‌حداکثر خود در انرژی ۰٫۳MeV می‌رسدو سپس به‌تدریج برطبق تابع توزیع زیربه‌صفر می‌رسد.

$$\chi_p(E) = 2.6e^{-2.3E} \qquad 1 > E > 0.3 \text{ MeV}$$
$$= 8e^{-1.1E} \qquad 7 > E > 1 \text{ MeV}$$

تابع $\chi_p(E)$ به‌نحوی تعریف‌می‌شود به‌طوری‌که $\chi_p(E)\,dE$ تعداد اشعه‌گامای آنی تابش شده درهرشکافت باانرژی‌بین E و $E+dE$ است. برای‌تعیین‌تعداد اشعه‌گاما، χ_{pn} ، تابش شده درگروه nام، واقع بین‌انرژی E_n و E_{n+1} ، انرژی‌کل تابش به‌وسیله این‌تابش‌ها تقسیم بر انرژی متوسط گروه $\bar{E}_n = \left(\frac{E_n + E_{n+1}}{2}\right)$ به‌دست می‌آید. لذا

$$\chi_{pn} = \frac{1}{\bar{E}_n} \int_{E_n}^{E_{n+1}} E\chi_p(E)\,dE \qquad (10-79)$$

مقادیر χ_{pn} به‌دست آمده بدین طریق در جدول ۱۰-۵ داده شده است *
چگالی چشمه اشعه‌گامای آنی‌گروه n در نقطه r از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$s_n(r) = \chi_{pn} S(r)$$

که $S(r)$ تعداد شکافت‌هائی است که در سانتیمترمکعب در ثانیه درنقطه r انجام می‌گیرد.

جدول ۱۰-۵

تعداد اشعه‌گامای آنی شکافت واشعه‌گامای تجزیه پاره‌های شکافت هر شکافت

شماره گروه	فاصله‌انرژی MeV	آنی χ_{pn}	تجزیه (χ_{dn})	کل
۱	۱ — ۰	۵ر۲	۳ر۲	۸ر٤
۲	۳ — ۱	۱ر۸	۱ر۵	۳ر۳
۳	۵ — ۳	۰ر۲۲	۰ر۱۸	۰ر٤
٤	۷ — ۵	۰ر۰۲۵	۰ر۰۲۱	۰ر۰٤٦

طیف اشعه‌گامای پاره شکافت نسبت به‌زمان از لحظه تشکیل پاره شکافت تغییرمی‌کند به‌طور کلی، اشعه‌گاما پرانرژی سریعتر از اشعه‌گاما کم انرژی تابش می‌شود لذا طیف انرژی اشعه گاما نسبت به‌زمان تغییرشکل به‌طرف انرژی‌های کم سوق می‌کند. در راکتور درحال کار که پاره‌های شکافت تازه به‌طور مدام به‌وجود می‌آید، طیف اشعه‌گامای پاره‌های شکافت کم‌وبیش به‌حالت تعادل درمی‌آید. این تقریباً شبیه طیف اشعه آنی شکافت است، یعنی :

$$\chi_d(E) = ٦ر٦٥\, e^{-١ر١E} \qquad (۱۰-۸۰)$$

اشعه‌گاما درهر شکافت برای هر MeV انرژی است. تعداد متوسط اشعه‌گاما χ_{dn} تابش شده درگروه‌های مختلف در جدول ۱۰-۵ داده شده است. چشمه کل اشعه آنی‌شکافت واشعه‌گامای تجزیه پاره‌های شکافت برابر است‌با

$$s_n(r) = (\chi_{pn} + \chi_{dn}) S(r) \qquad (۱۰-۸۱)$$

طیف‌های اشعه‌گامای جذب تابش‌زا که در درجه اول در اثر جذب تابش‌زا نوترون‌های‌حرارتی به‌وجود می‌آیند، بستگی‌به‌هسته‌جاذب دارد. جدول (۱۰-٦) طیف‌های‌اشعه‌گاما را برای چند هسته موجود در بسیاری از راکتورها به‌دست می‌دهد.

---

* معادله (۱۰-۷۹) برای انرژی متوسط وزنی است، بهتراست انرژی‌متوسط به‌کار برد زیرا درمحاسبه بعدی شدت پرتوتابی‌ناشی‌ازاین‌اشعه‌گاما شامل انتگرال‌گیری ٹلوی‌اشعه‌گاما ضرب‌در انرژی اشعه است، به‌عنوان مثال درمعادله (۱۰-۵)ضرب می‌کنیم .

جدول ۱۰ - ۶

اشعه‌گامای حاصل از جذب تابش‌زا نوترون حرارتی درچند عنصر

هسته هدف	تعداد فتون درمقابل ۱۰۰ جذب تابش‌زا					
	۰ — ۱ MeV	۱ — ۳ MeV	۳ — ۵ MeV	۵ — ۷ MeV	۷ — ۹ MeV	> ۹ MeV
H	۰	۱۰۰	۰	۰	۰	۰
D	۰	۰	۰	۱۰۰	۰	۰
C	۰	۰	۱۰۰	۰	۰	۰
Na	> ۹۶	۳۱٤	۷۰	۳۱	۰	۰
Al	> ۲۳۶	۲٦٤	٦۲	۱۹	۱۹	۰
Si	> ۱۰۰	۹۳	۸۹	۱۱	٤ر۱	۱ر۰
Fe	> ۷۵	۸۷	۲۳	۲۵	۳۸	۲ر۱
Pb	۰	۰	۰	۷	۹۳	۰
U	۲۵٤	۲٦۹	۳٤	۰	۰	٤

جدول کامل‌تر در باره طیف اشعه‌گاما درمنابع آخر فصل داده شده است. اگر تعداد نوترون‌های تابش شده درگروه n ام در اثر جذب در هسته m به χ_{Tmn} نشان داده شود ، دراین صورت چکالی چشمه اشعه‌گامای تابش زا درنقطه r به‌وسیله رابطه زیر داده می‌شود .

$$s_n(r) = \sum_m \chi_{Tmn}\bar{\Sigma}_{\gamma m}(r)\Phi_T(r) \qquad (۸۲ - ۱۰)$$

$\bar{\Sigma}_{\gamma m}(r)$ سطح مقطع ماکروسکپی حرارتی m امین عنصردرنقطه r و $\Phi_T(r)$ فلوی حرارتی می‌باشد.

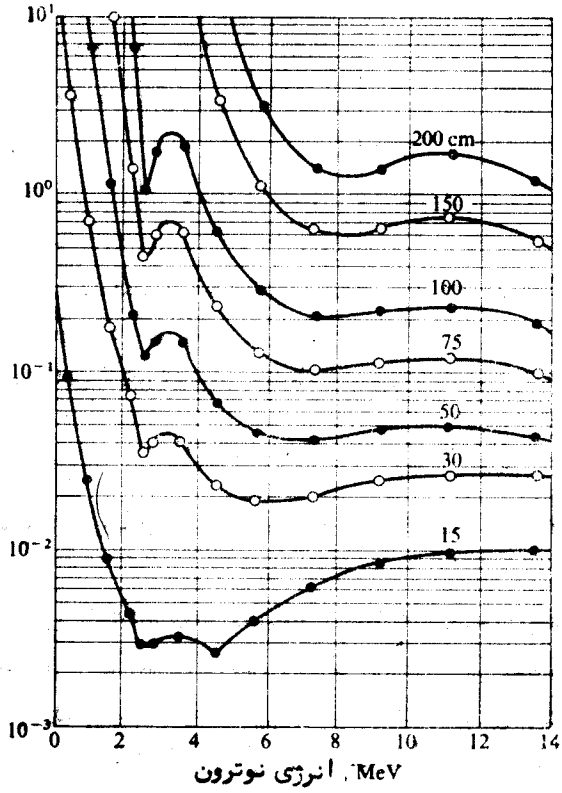
مساله در مورد اشعه‌گامای‌غیرالاستیک تا اندازه‌ای پیچیده‌تر ازاشعه‌گاما جذب‌تابش‌زا می‌باشد، زیرا طیف آن نه‌تنها بستگی به‌اتمی دارد که نوترون را پراکنده می‌کند بلکه همچنین بستگی به‌انرژی نوترون ورودی دارد . χ_{imnh} تعداد اشعه گامای تابش شده باانرژی‌گروه nام درنتیجه برخورد غیرالاستیک نوترون‌گروهh باهسته اتم‌گروه m براساس‌محاسبه‌نظریه‌حذف پخش می‌باشد. جداول گسترده‌ای از مقدار χ_{imnh} مهیا می‌باشد و در اینجا داده نخواهد شد. چکالی چشمه اشعه‌گامای غیرالاستیک درگروه nام از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$s_n(r) = \sum_{mh} x_{imnh}\, \Sigma_{imh}(r)\, \Phi_h(r) \qquad (۸۳ - ۱۰)$$

در اینجا $\Sigma_{imh}(r)$ h سطح مقطع غیرالاستیک ماکروسکپی برای اتم m ام وگروه h ام محاسبه حذف ـ پخش می‌باشد و $\Phi_h(r)$ فلوی گروه h ام است.

بادانستن توزیع های اشعه‌گاما، شدت پرتوتابی خارج حفاظ را می‌توان به‌طوری که قبلا بحث شد از معادله (۱۰-۵۷) تعیین کرد. اگر معلوم شود که شدت پرتوتابی بیش ازسطح موردقبول است، دراین صورت حفاظ بیشتری بایدبه حفاظ موردنیاز برای نوترون‌ها تنها افزوده شود، یاتغییری در ترکیب حفاظ ممکن است داده شود.

به‌عنوان مثال، اگر معلوم شود که شدت پرتوتابی‌حاصل ازاشعه‌گامای جذب تابش‌زا در حفاظ خیلی زیاد است، ممکن‌است لازم باشد به‌حفاظ بوراضافه شود یابه‌ضخامت حفاظ در خارج آن افزوده‌گردد. اهمیت چنین‌اشعه‌ای درشکل (۱۰-۲٤) نشان داده شده است. این‌شکل نسبت شدت دز حاصل از اشعه‌گاما ایجاد شده در تیغه بتون حفاظ به‌شدت دز حاصل ازنوترون



شکل ۱۰-۲٤. نسبت دز اشعه‌گاما به دز نوترون برای‌نوترون‌های‌تابشی‌به‌تیغه‌های بتون، براساس $Q = ۱۰$ برای نوترون‌ها. (به‌زیرنویس صفحه ٥٣٦ مراجعه شود).

هایی که از داخل تیغه عبورکرده‌اند، برای ضخامتهای مختلف تیغه وبرحسب تابعی ازانرژی نوترون‌ورودی ، را نشان می‌دهد. مثلا دیده خواهدشد که دز اشعه‌گاما ونوترون باریکه نوترون ٤ MeV برای‌یک تیغه‌به‌ضخامت ١٠٠cm برابریکدیگرند باافزودن بور به‌حفاظ(بتون) نسبت‌های نشان داده‌شده درشکل به‌طور قابل‌توجهی کوچکتر است.

درهرحالت ، باانجام تغییرات درطرح حفاظ ، محاسبات تازه‌ی نوترون باید برای تعیین فلوهای چندین‌گروهی تازه انجام‌گیرد. محاسبات اشعه‌گاما تکرار می‌شود ، تغییرات جدیدحفاظ انجام می‌گیرد، والخ. این روش ادامه می‌یابد تا اینکه مناسبترین نوع حفاظ ، به‌شرط این که تضعیف موردنظر اشعه‌گاما ونوترون انجام‌گیرد به‌دست آید.

مثال ١٠-٨ یک راکتور آموزشی شامل یک قلب هیدرژن‌دارکه اطراف‌آن راباز تابنده آب وحفاظ آب قراردارد. فاصله مرکز قلب تاسطح حفاظ هفت‌پا می‌باشد با فرض‌این که قلب به‌عنوان یک چشمه نقطه‌ای است، شدت پرتوتابی حاصل از اشعه‌گامای آنی شکافت را درسطح حفاظ وقتی راکتور باقدرت ١ وات کار می‌کند چقدر است؟

حل. ابتدا لازم است شدتی که شکافت در قلب رخ می‌دهد تعیین کنیم . بافرض این که انرژی دریافتی ازهر شکافت $٣٫٢ \times ١٠^{-١١}$ J = ٢٠٠ MeV است.

$$\text{شدت شکافت} = ١٠ \text{J/s} \div ٣٫٢ \times ١٠^{-١١} \text{ J/f}$$

$$= ٣٫١٣ \times ١٠^{١١} \text{f/sec}$$

اشعه‌گامای‌گروه اول درجدول (. ١-٥) سهم ناچیزی درشدت پرتوتابی دارد. لذا اشعه‌گروه‌دوم را درنظر می‌گیریم. تعداد اشعه‌گاما تابش شده درگروه دوم عبارت است از :

$$S = ١٫٨ \times ٣٫١٣ \times ١٠^{١١} = ٥٫٦٣ \times ١٠^{١١} \gamma/\text{sec}$$

فرض‌می‌شود تمام‌اشعه‌دارای انرژی ٢ MeV باشند. فلوی‌افزایشی درسطح حفاظ ناشی ازاین اشعه عبارت است از :

$$\Phi_b = \frac{S}{٤\pi R^٢} B_p(\mu R)\, e^{-\mu R}$$

دراین‌رابطه $R = ٧$ یا برابر٢١٣ سانتیمتراست. ازجدول ٣-٧ داریم $\mu = ٠٫٠٤٩٣ \text{cm}^{-١}$ بنابراین $\mu R = ١٠٫٥$ است. سپس ازجدول ١-٢ خواهیم داشت که $B_p = ١٣٫١$

$$\Phi_b = \frac{٥٫٦٣ \times ١٠^{١١}}{٤\pi(٢١٣)^٢} \times ١٣٫١ \times e^{-١٠٫٥} = ٣٥٧٧ \gamma/\text{cm}^٢ - \text{sec}$$

از شکل (٩ - ٤) پرتوتابی برابر ١٠١mR/hr به دست می‌آید. اشعه گاما درگروههای دیگرشدت پرتوتابی‌های زیر را به‌دست می‌دهند : گروه اول ٠٫٠٠١٣mR/hr ، گروسوم ٢٫٢٣mR/hr وگروه‌چهار ٠٫٠٩٣mR/hr کل‌شدت‌پرتوتابی‌برابراست‌با ٤٫٢٣mR/hr می‌باشد.

۱۰ ـ ۱۲ اکتیواسیون خنک‌کننده

راکتیویته درخنک‌کننده چشمه مهمی از تابش خارجی راکتور می‌باشد. این راکتیویته به‌چند طریق به‌وجود می‌آید(۱) ازطریق اکتیواسیون نوترون خود خنک‌کننده (۲) ازطریق اکتیوشدن ناخالصی‌های موجود در خنک‌کننده و(۳) حل شدن اتم‌های دیواره لوله‌های حامل خنک‌کننده راکتورکه اکتیوهستند.

مهمترین واکنش‌هایی که در نتیجهٔ آن خنک‌کننده اکتیو می‌شود در جدول(۱۰-۷) داده شده‌اند. تمام هسته‌هایی که دراین واکنش‌ها تشکیل‌می‌شوند فوراً شروع به‌تابش β^- می‌کنند وتابش‌های مندرج در جدول بلافاصله پس‌از تابش اشعه β^- تابش می‌شوند. انرژی اشعه بتا در جدول داده نشده‌اند، زیرا این اشعه معمولا ایجاد خطری نمی‌کند مگر درحالت رویداد یک سانحه.

سه‌واکنش اول جدول عامل راکتیویته آب راکتورهای خنک‌کننده آبی است.مهمترین این واکنش‌ها $^{16}O(n,p)^{16}N$ است ، با وجود این‌که واکنش انرژی‌گیر می‌باشد و انرژی آستانه آن ۱۰٫۲MeV است. واکنش $^{17}O(n,p)^{17}N$ نیز انرژی‌گیر می‌باشدکه انرژی آستانه آن ۸٫۰Mev است.

جدول ۱۰-۷

واکنش‌های اکتیواسیون در خنک‌کننده

واکنش	سطح مقطع بارن	نیمه عمر	انرژی تابش MeV
$^{16}O(n,p)^{16}N$	۱٫۹ × ۱۰$^{-5}$*	۷٫۱ s	۶٫۱۳ ، ۷٫۱۲ (گاما)
$^{17}O(n,p)^{17}N$	۲٫۵ × ۱۰$^{-6}$*	۴٫۱۴s	۱٫۲ ، ۰٫۴۳ (نوترون)
$^{18}O(n,\gamma)^{19}O$	۱٫۲ × ۱۰$^{-4}$ +	۲۹s	۰٫۲ ، ۱٫۳۶ (گاما)
$^{23}Na(n,\gamma)^{24}Na$	۰٫۵۳ +	۱۵h	۲٫۷۵ ، ۱٫۳۷ (گاما)
$^{40}Ar(n,\gamma)^{41}Ar$	۰٫۶۶ +	۱٫۸۳h	۱٫۲۹ (گاما)

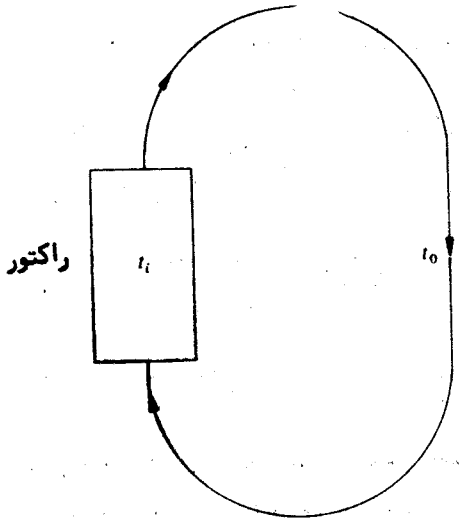
* سطح مقطع متوسط درطیف شکافت ، مراجعه به‌متن شود.

+ سطح مقطع حرارتی ۰٫۲۵۳ev

باید یادآور شویم که این واکنش ویژه منجر به تابش نوترون می‌شود. این تابش به‌این‌علت است که ۹۰ درصد از تجزیه‌های ^{17}N به‌ترازهای تحریک ^{17}O که انرژی تحریکی آن بیش از انرژی پیوندی آخرین نوترون به هسته است انتقال می‌یابد. از آنجا که ^{17}O دارای یک هسته محکم ^{16}O و یک نوترون با پیوند سست به هسته است. این نوترون بلافاصله پس از دریافت انرژی کافی تابش می‌شود. واکنش $^{18}O(n , \gamma)^{19}O$ انرژی‌زا است و در تمام انرژی‌ها، از جمله حرارتی رخ می‌دهد. به هرحال، این یک چشمه گامای کم اهمیت‌تری از $^{16}O(n , p)^{16}N$ می‌باشد، زیرا قسمتی به‌علت فراوانی کم ایزوتوپ ^{18}O (۰٫۲۰۴٪) در مقایسه با ^{16}O (۹۹/۸٪) ، ونیز اشعه گامای آن کم انرژی‌تر است.

اکتیوشدن سدیم خنک کننده‌ها تماماً مربوط به واکنش $^{23}Na(n , \gamma)^{24}Na$ است. یگانه ایزوتوپ سدیم ^{23}Na می‌باشد. این واکنش با نوترون دارای هرانرژی رخ می‌دهد.

وقتی از هوا به‌عنوان خنک کننده راکتور استفاده می‌شود در نتیجه اکتیوشدن ارگون موجود در هوا تا حدود ۱٫۳٪ وزنی انجام می‌گیرد. واکنش‌های با اکسیژن و ازت سهم زیادی در اکتیوشدن هوا ندارند. درگاز CO_2 مقدار کمی آرگون یافت می‌شود. گاز CO_2 به‌عنوان خنک کننده در بسیاری از راکتورهای انگلیسی به کار می‌رود و اکتیوشدن آرگون عامل رادیواکتیو بودن خنک کننده CO_2 است. اکتیواسیون آرگون همچنین مساله‌ای در راکتورهای آموزشی و پژوهشی از نوع استخری می‌باشد که درآنها 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 به‌سطح آب استخر می‌آید و وارد هوای بالای استخر می‌گردد.



شکل ۲۵-۱۰ مدار ساده خنک کننده

اکتیویته خنک‌کننده از طریق واکنش‌های بالا بستگی به‌شکل جریان خنک‌کننده زمان توقف آن در داخل قلب (فلو) راکتور وزمان توقف در خارج از قلب (در حالی که‌فلو وجود ندارد)دارد. شکل (۱۰-۲۵) ساده‌ترین مدارجریان‌خنک‌کننده، زمان متوسط خنک‌کننده درفلوی راکتور t_i ومدت زمان درخارج‌از فلوی راکتور t_o را نشان می‌دهد. یک واحد حجم خنک‌کننده را درنظر بگیرید که از راکتور خارج می‌شود. اگر اکتیویته دراین نقطه α باشد پس از زمان t_o ، وقتی خنک‌کننده مجدداً وارد راکتور می‌شود اکتیویته آن از رابطه زیربه دست می‌آید.

$$\alpha e^{-\lambda t_o}$$

که λ ثابت تجزیه است. آب ضمن عبور از داخل قلب راکتور هسته‌های اکتیو همچنین‌به تجزیه ادامه می‌دهند که برابر است‌با

$$e^{-\lambda t_i}$$

واحد حجم آب مورد تابش فلوی متوسط Φ_{av} قرار می‌گیرد درمدت زمان t_i اکتیویته اضافی طبق رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\Sigma_{act}\Phi_{av}(1 - e^{-\lambda t_i})$$

دراین عبارت Σ_{act} سطح مقطع متوسط ماکروسکپی اکتیواسیون درفلوی Φ_{av} است. راکتیویته کل واحد حجم آب که از راکتور خارج می‌شود برابر است با

$$\alpha e^{-\lambda(t_i + t_o)} + \Sigma_{act}\Phi_{av}(1 - e^{-\lambda t_i})$$

عبور مکرر خنک‌کننده از داخل راکتور به‌حالت تعادل می‌رسد که اکتیویته آن باید برابر α باشد، یعنی :

$$\alpha = \alpha e^{-\lambda(t_i + t_o)} + \Sigma_{act}\Phi_{av}(1 - e^{-\lambda t_i})$$

α رااز رابطه بالا به‌دست می‌آوریم

$$\alpha = \frac{\Sigma_{act}\Phi_{av}(1 - e^{-\lambda t_i})}{1 - e^{-\lambda(t_i + t_o)}} \qquad (۱۰ - ۸٤)$$

این بالاترین اکتیویته خنک‌کننده موقع خروج از راکتور می‌باشد که در حال تعادل خواهد بود .

اگر زمان‌های توقف t_i و t_o درمقایسه بانیمه‌عمر هسته اکتیو کوچک باشد، که در مورد راکتورهای خنک‌کننده سدیم این وضع صادق است، دراین صورت عبارت اکسپانسیل را می‌توان بسط داده معادله (۱۰-۸٤) به‌صورت زیر درمی‌آید.

$$\alpha = \Sigma_{act}\Phi_{av}\frac{t_i}{t_i + t_o} \qquad (۸۵-۱۰)$$

کمیت $\Sigma_{act}\Phi_{av}$ ، شدت اکتیواسیون واحد حجم در راکتور ، باید ازنظر واکنش اکتیواسیون موردنظرمناسب انتخاب‌شده باشد. در واکنش های $^{۱۹}O(n,\gamma)^{۱۸}O$ و $^{۴۱}Ar(n,\gamma)^{۴۰}Ar$ ، Σ_{act} سطح مقطع اکتیواسیون حرارتی ماکروسکپی و Φ_{av} فلوی‌حرارتی‌متوسط فضائی‌است. در مورد واکنش آستانه‌ای اکسیژن شدت اکتیواسیون از رابطه زیربه‌دست می‌آید.

$$\Sigma_{act}\Phi_{av} = \int_{E_i}^{\infty} \Sigma_{act}(E)\Phi_{av}(E)dE \qquad (۸۶-۱۰)$$

که $\Phi_{av}(E)$ فلوی متوسط فضائی تابع انرژی و E_t انرژی‌آستانه واکنش‌است ـ تابع $\Phi_{av}(E)$ را می‌توان بافرض این‌که هربرخورد، بجز پراکندگی‌های کم زاویه، انرژی نوترون شکافت کمتر از انرژی آستانه می‌شود. دراین صورت، درحالت پایدار، تعداد نوترون‌هائی‌که دراثر برخورد ازفاصله dE در انرژی E خارج می‌شوند برابرتعداد نوترون‌های تولیدی دراین فاصله انرژی است، یعنی

$$\Sigma_R(E)\Phi_{av}(E)dE = S(E)dE$$

که $\Sigma_R(E)$ سطح مقطع حذف درانرژی E و $S(E)$ تعدادنوترون‌های شکافت در واحدانرژی در E است، به‌فرض این‌که این واکنش مستقل از مکان داخل راکتور باشد $\Phi_{av}(E)$ را به‌دست می‌آوریم :

$$\Phi_{av}(E) = \frac{S(E)}{\Sigma_R(E)} \qquad (۸۷-۱۰)$$

باقراردادن این تابع درمعادله (۱۰-۸۶) داریم :

$$\Sigma_{act}\Phi_{ar} = \int_{E_t}^{\infty} \frac{\Sigma_{act}(E)S(E)dE}{\Sigma_R(E)}$$

$$\simeq \frac{۱}{\Sigma_R}\int_{E_t}^{\infty} \Sigma_{act}(E)\,S(E)dE \qquad (۸۸-۱۰)$$

که Σ_R سطح مقطع ماکروسکپی حذف نوترون‌های شکافت محاسبه شده بااستفاده از جدول (۱۰-٤) است.

سطح مقطع های اکتیواسیون برای واکنش‌های آستانه مندرج در جدول (۱۰-۷) متوسط‌گیری در طیف‌نوترون شکافت است یعنی :

$$<\sigma_{act}> = \frac{\int_{E_t}^{\infty} \sigma_{act}(E)S(E)dE}{\int_{o}^{\infty} S(E)dE}$$

بانوشتن این که

$$<\Sigma_{act}> = N<\sigma_{act}>$$

که N چگالی اتمی ایزوترپ موردنظر می‌باشدوازترکیب این تعاریف بامعادله (۱۰-۸۸) خواهیم داشت:

$$\Sigma_{act}\,\Phi_{av} = \frac{<\Sigma_{act}>}{\Sigma_R}\int_{o}^{\infty} S(E)dE$$

$$= \frac{<\Sigma_{act}>S}{\Sigma_R} \qquad (۱۰-۸۹)$$

که S تعداد کل نوترون‌های شکافت تابش شده در سانتیمترمکعب درثانیه در راکتور است. کاربرد این روابط درمثال‌های زیر تشریح شده است.

مثال ۱۰-۹ یک‌راکتورفرضی‌باکند کننده وخنک کننده‌آب‌باچگالی‌قدرت ۵۰ w/cm^3 کار می‌کند. قلب راکتور حاوی آب ومیله های اورانیوم با نسبت حجمی فلز ۰٫۳۳ است آب به‌طور متوسط ۳ ثانیه در داخل قلب راکتور و۲ ثانیه درمدار خارج راکتور صرف‌می کند. اکتیویته تعادلی آب خروجی راکتور مربوط به $^{16}O(n,p)^{16}N$ است را تعین کنید.

حل: چگالی‌اتمی‌اکسیژن‌آب‌باجرم‌ویژه برابر $0.033 \times 10^{24}/cm^3$ است‌وعملاتمام مربوط به ^{16}O می‌باشد. درمساله موجود جرم ویژه آب برابر $0.67 g/cm^3$ است ، بنابراین $<\Sigma_{act}>$ به‌طریق زیر به‌دست می‌آید.

$$<\Sigma_{act}> = 0.67 \times 0.033 \times 1.9 \times 10^{-5} = 4.2 \times 10^{-7}\ cm^{-1}$$

بافرض این‌که انرژی دریافتی $200\ MeV = 3.2 \times 10^{-11}\ J/fission$ چگالی شکافت‌برابر است با $1.72 \times 10^{12}\ f/cm^3-sec = 50/3.2 \times 10^{-11}$ ، با توجه به این‌که درهر شکافت ۲٫۴۲ نوترون آزاد می‌شود داریم :

$$S = 2.42 \times 1.72 \times 10^{12} = 4.2 \times 10^{12}\ n/cm^3-sec$$

مقدار Σ_R برای آب از جدول (۱۰ — ٤) برابر $0.103\ cm^{-1}$ و برای اورانیوم برابر $0.174\ cm^{-1}$ است بنابراین برای مخلوط آب اورانیوم داریم

$$\Sigma_R = ٠ر١٢٦ cm^{-١} = ٠ر٦٧ \times ٠ر١٠٣ + ٠ر٣٣ \times ٠ر١٧٤$$

بااستفاده از معادله (۱۰-۸۹) ، شدت اکتیواسیون از رابطه زیر به‌دست می‌آید :

$$\Sigma_{act}\Phi_{av} = \frac{٤ر٢ \times ١٠^{-٧} \times ٤ر٢ \times ١٠^{١٢}}{٠ر١٢٦} = ١ر٤٠ \times ١٠^{٧} atoms/cm^{٣} - sec$$

با قراردادن این نتیجه درمعادله (۱۰ — ۸٤) و مقادیر $t_i = ٣sec$ ، $t_o = ٢sec$ و $\lambda = \frac{٠ر٦٩٣}{٧ر١} = ٠ر٠٩٧٦sec^{-١}$ داریم :

$$\alpha = \frac{١ر٤٠ \times ١٠^{٧}(١ - e^{-٣ \times ٠ر٠٩٧٦})}{١ - e^{-٥ \times ٠ر٠٩٧٦}}$$

$$\alpha = ٩ر٢٠ \times ١٠^{٦} dis/cm^{٣} - sec$$

$$= ٢٤٩ \mu c_i/cm^{٣}$$

سدیم اغلب برای خنک کردن راکتورهای سریع به کارمی‌رود واکتیواسیون آن مربوط به‌جذب نوترون‌های سریع و نوترون‌های باانرژی‌متوسط است. لذا میزان اکتیواسیون درسانتیمترمکعب از رابطه زیر به‌دست می‌آید :

$$\Sigma_{act}\Phi_{ar} = \int \Sigma_{act}(E)\Phi_{av}(E)dE \qquad (٩٠ - ١٠)$$

انتگرال‌گیری در تمام طیف انرژی نوترون انجام شده است . برطبق رابطه چندین گروهی قسمت (٦-۷) می‌توان رابط بالا را به‌صورت زیر نوشت:

$$\Sigma_{act}\Phi_{av} = \sum_{g} \Sigma_{actg}\Phi_{avg} \qquad (٩١ — ١٠)$$

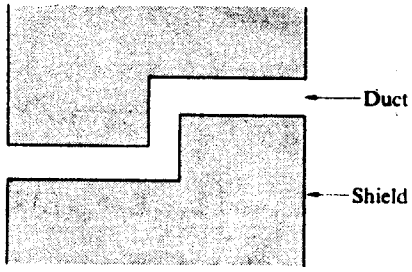
که Σ_{actg} سطح مقطع (جذب تابش‌زا) اکتیواسیون ماکروسکپی سدیم برای‌گروه g ام و Φ_{avg} فلوی متوسط فضائی این‌گروه است.

اکتیواسیون اتم های خنک کننده‌بحث‌شده دربالا چشمه‌ی اصلی رادیو اکتیویته درمدارهای خنک کننده راکتوردرحال کار می‌باشد. این اکتیویته بسیار مهمتر ازاکتیواسیون ناخالصی های خنک کننده یااکتیوشدن اتم های خنک کننده در راکتور است. به‌محض خاموش شدن‌راکتور اکتیویته‌خنک کننده به‌سرعت کاهش‌می‌یابد، مگر در مورد سدیم که این‌طور نیست (جدول ۱۰-۷)، و راکتیویته‌پس‌ماند خنک کننده مربوط به‌این اتم های اضافی است. علاوه‌براین، این اتم هادرجداره لوله های‌مداراولیه ودر شیرها، تلمه ها، ودستگاه‌های‌تبادل‌حرارت‌رسوب‌می کنند. این امرباعث راکتیویته این قطعات شده حتی اگرخنک کننده را حذف کنیم . این‌اکتیویته مانع ترمیم ونگهداری این دستگاه‌ها می‌باشد . درهرحال، پیش‌بینی سطح این اکتیویته مشکل‌است زیرا بستگی به‌تعداد بیشماری از مواد موجود در راکتور ودر دستگاه مدار اولیه خنک کننده دارد .

۱۰ ـ ۱۳ مجاری زیگزاك در حفاظ‌ها

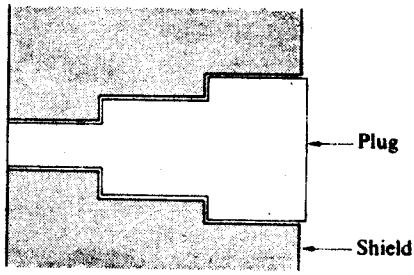
مجاری زیگزاك در داخل حفاظ راکتور برای عبور دادن کابل‌ها ولوله‌های خنک کننده‌وبرای تعویض سوخت ونگهداری دستگاهها لازم است. نفوذ اشعه معمولا در دیوارهای اطاق راکتور وقسمت‌های دیگر نیروگاه هسته‌ای قدرت ودر دیوارهای اطراف شتاب‌دهنده‌ها یا دیواره‌های مولدهای تابش وجود دارد. هرنفوذی ازاین نوع می‌تواند یک چشمه جدی‌از نشت تابش از داخل حفاظ باشد.

بدترین وضعیت مجرای مستقیم حاوی هوا یاگاز دیگر می‌باشد. دراین حالت، اشعه مستقیماً از داخل مجرا بدون هیچ‌گونه برخوردی (تضعیفی) عبور می‌کندواین پدیده معروف



شکل ۱۰-۲۶ مجرائی از داخل حفاظ

جریان‌یابی‌تابش[1] است. برای جلوگیری از جریان‌یابی اشعه مجراها باید دارای پیچ های تند، به‌طوری‌که در شکل ۱۰-۲۶ نشان داده شده است، باشند. درچنین‌مجراهائی‌فقط اشعه‌ای‌که با زوایای مشخص پراکنده شده‌اند قادرند ازمجرا خارج‌شوند.



شکل ۱۰-۲۷ در پوش یک مجرا در حفاظ

---

۱ - Radiation Streaming

باوجود این،گاهی لازم است مجراهای مستقیمی در حفاظ تعبیه نمائیم که در موقع کارراکتور دارای درپوش باشند. از جمله می‌توان مجاری مخصوص تعویض سوخت را نام برد. مجاری ودرپوش‌ها مطابق شکل ۱-۲۷ پله‌پله می‌باشند این پله‌پله بودن باعث کاهش جریان‌یابی تابش از شکاف بین دیواره مجراودر پوش می‌شود.

محاسبه نفوذ اشعه ازداخل مجاری‌خمیده ویاپله‌پله‌ای کاملا پیچیده است ودر اینجا بحث نخواهدشد. باوجود این، وجود مجاری پیچ‌وخم‌دار در طرح هرحفاظی 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

۱۰-۱ یک باریکه تک راستا اشعه x ۵۰۰ kV با شدت $۱۰^{۷} x/cm^{۲} - sec$ به یک تیغه به‌ضخامت ۲۰۰ cm آهنی وارد می‌شود. مطلوب‌است محاسبه (الف) شدت پرتوتابی در صورت‌عدم‌حضور آهن (ب) فلو بدون‌برخورد، (ج) فلوی‌افزایشی (د) شدت‌پرتوتابی‌درپشت‌تیغه.

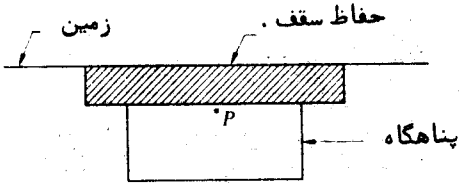
۱۰-۲ چه ضخامتی از سرب باید به‌عنوان حفاظ درمقابل یک باریکه تک راستااشعه گاما با انرژی ۱ MeV به‌شدت $۲ \times ۱۰^{۵} \gamma/cm^{۲} - sec$ به‌کار رود تاشدت پرتوتابی به ۲٫۵ mR/hr برسد؟

۱۰-۳ یک‌چشمه‌نقطه‌ای‌ایزوترپ‌اشعه‌گامای‌باانرژی ۱ MeV اشعه‌باشدت $۱۰^{۱۰۶}$/sec تابش می‌کند. اطراف چشمه را حفاظی به‌ضخامت ۱۰ سانتیمتر احاطه کرده است. مطلوب است محاسبه (الف) فلوی‌گاما در صورت نبودن حفاظ (ب) فلوی بدون برخورد (ج) فلوی افزایشی (د) $\dot{X}$ درصورت نبودن حفاظ (ه) $\dot{X}$ بدون افزایش اشعه پراکنده (و) $\dot{X}$ باافزایش اشعه

۱۰-۴ یک چشمه نوترون رادیوم برلیوم به‌قدرت یک‌کوری (مساله ۹-۲۴) بایددر یک حفاظ کروی سربی قرار داده شود. حداقل ضخامت سرب چقدر باید باشد تاشدت پرتوتابی اشعه‌گاما درسطح کره بیشتر از ۱ mR/hr نباشد.

۱۰-۵ در زمان t_0 پنج ساعت پس ازانفجار یک بمب‌هسته‌ای‌پاره‌های شکافت به‌طور یکنواخت ضمن ریزش اتمی در سطح با چگالی $۲٫۶ \times ۱۰^{-۵} Ci/cm^{۲}$ پخش می‌شوند. یک نفر دراین زمان وارد یک پناهگاه اتمی می‌شود (مطابق شکل ۱۰-۲۸) و مدت t_s ساعت درآنجا توقف می‌کند (الف) ثابت کنید که اگر کل پرتوتابی به‌شخص از XR تجاوز ننماید شدت پرتوتابی اولیه او درپناهگاه نبایستی از

$$\dot{X}_0 = \frac{X}{5 t_0}\left[1 - \left(\frac{t_0}{t_0 + t_s}\right)^{0.2}\right]^{-1}$$ تخاوز نماید.



شکل ۱۰-۲۸

(ب) ضخامت بتونی سقف پناهگاه چقدر باید باشد تا پرتوتابی درمدت دوهفته ۲R شود؟ [یادآوری: برای سهولت وسعت سقف را بینهایت درنظر می‌گیریم وفرض می‌کنیم انرژی‌اشعه گاما ۰٫۷MeV باشد.]

۱۰-۶ چشمه صفحه‌ای مدور مساله (۹-۲۹) را می‌خواهند دریک بشکه آب مطابق شکل (۱۰-۲۹) قراردهند. ضخامت آب‌لازم برای‌اینکه‌شدت پرتوتابی درنقطه (p) وسط‌بشکه به ۱mR/hr برسد چقدر باید باشد؟

۱۰-۷ با انتگرال‌گیری جزء بجزء تکراری ثابت کنید.

$$E_1(x) = \frac{e^{-x}}{x}\left[1 - \frac{1}{x} + \frac{2!}{x^2} - \frac{3!}{x^3} \cdots\right]$$

درمورد همگرائی این سری بحث کنید.

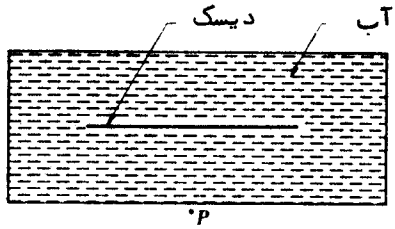
۱۰-۸ خنک‌کننده سدیم بااکتیویته ویژه $0.05\,Ci/cm^3$ از داخل یک لوله بلند به‌قطر ۳۰ سانتیمتر عبور می‌کند، بادرنظرگرفتن لوله به‌عنوان یک چشمه خطی وصرفنظر از تضعیف اشعه درخود سدیم ، ضخامت بتون لازم راکه باید دور لوله پیچیده شود تا شدت دز به ۲٫۵mrem/hr کاهش یابد ، حساب کنید [یادآوری: اکتیویته سدیم مربوط به ^{24}Na است (جدول ۱۰-۷)]

۱۰-۹ ثابت کنید که برای θ کوچک $F(\theta , x)$ از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$F(\theta , x) \simeq \theta e^{-x}$$

۱۰-۱۰ فرض کنید به‌جای‌این که‌میله‌ی‌سوخت مساله(۹-۲۸)را بگذارندخنک شود فوراً درداخل‌یک محفظه سربی استوانه‌ای برای‌انتقال به‌آزمایشگاه داغ قرارمی‌دهند. ضخامت محفظه سربی، دیواره جانبی و دوانتها، برای‌اینکه‌شدت پرتوتابی درسطح به‌بیش از ۱mR/hr کاهش یابد حساب کنید [یادآوری : تمام محاسبات را برای یک دقیقه پس از خارج کردن میله سوخت از راکتور انجام دهید]

۱۰-۱۱ (الف) اگر محفظه مساله قبل به‌جای سرب ازآهن ساخته می‌شد چقدر وزن محفظه بود؟ (ب) اگر قیمت هر پوند سرب ۰٫۲ دلار وقیمت هرپوندآهن ۰٫۲ دلار باشد هزینه ساخت محفظه‌ازکدام‌یک ازاین دوماده ارزانتر تمام می‌شود؟



شکل ۱۰-۲۹

۱۰-۱۲ نوترون‌های حرارتی به‌یک تیغه ازآب به‌ضخامت ۳۰ سانتیمتر وارد می‌شود. نوترون‌ها درضمن پخش درتیغه درنتیجه جذب تابش زا درهیدرژن طبق واکنش $H(n, \gamma)^2H$ ازبین می‌روند، انرژی شعاع گاما تقریباً ۲MeV می‌باشد. می‌دانیم که فلوی حرارتی درتیغه طبق رابطه زیر کاهش می‌یابد.

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-x/L}$$

که $\Phi_0 = 10^8$ و $L = 2{,}85$ سانتیمتراست. مطلوب‌است محاسبه (الف) شدت دز نوترون‌های حرارتی، (ب) فلوی اشعه‌گامای بدون برخورد (ج) فلوی‌گامای افزایش یافته، (و) شدت دز اشعه گاما در طرف دیگر محفظه.

۱۰-۱۳ یک ابرکروی از ریزش‌های اتمی به‌شعاع R که به‌طور یکنواخت حاوی ذراتی با قدرت تابشی $S\gamma/cm^3 - sec$ درنظر می‌گیریم. رابطه‌ای به‌دست آورید که (الف) فلوی پراکنده نشده اشعه‌گاما درمرکز ابر (ب) فلوی افزایشی درمرکز ابر، رابه‌دست دهد.

۱۰-۱۴ یک ماده رادیواکتیو را در یک حجم بزرگ آب حل می‌کنند به‌طوری که قدرت تابشی درسرتاسر حجم آب برابر است با $S\gamma/cm^3 - sec$ (الف) ثابت کنید که فلوی بدون برخورد درهر نقطه درآب از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\Phi_u = \frac{S}{\mu}$$

(ب) فلوی افزایشی از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\Phi_b = \frac{S}{\mu} \sum \frac{A_n}{1 + \alpha_n}$$

که A_n , α_n پایاهای فاکتور افزایشی از نوع تیلر است.

۱۰-۱۵ بااستفاده از نتایج مساله ۱۰-۱۴ شدت دز معادل اشعه‌گاما را برای ^{60}Co را در یک حجم بینهایت آب باغلظت $(MPC)_w$ حساب کنید (جدول ۹-۸).

۱۰-۱۶ یک‌چشمه‌نقطه‌ای‌ایزوترپ اشعه‌گاما ۱MeV باشدت $10^{10}\gamma/sec$ درمرکز یک محفظه کروی‌آب به‌شعاع ۵۰ سانتیمتر قرار دارد. چه ضخامتی ازسرب در خارج از محفظه لازم است تااینکه شدت پرتوتابی درسطح به ۱mR/hr کاهش یابد؟

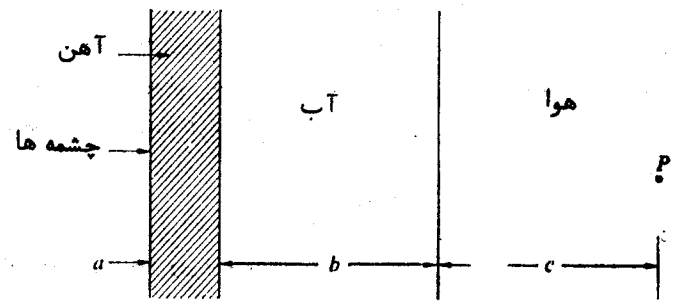
۱۰-۱۷ در مساله بالا اگر چشمه ابتدا به‌وسیله یک کره سربی وسپس به‌وسیله آب به‌شعاع ۵۰ سانتیمتر پوشیده شده باشد، ضخامت سرب چقدر باید باشد؟ وزن حفاظ را درهر دو حالت حساب کنید.

۱۰-۱۸ یک‌نوترون ۸MeV دربرخورد غیرالاستیک به هسته‌باریوم پراکنده شده‌است انرژی متوسط نوترون دربرخورد غیرالاستیک چقدر است؟

۱۰-۱۹ سطح مقطع ماکروسکپی حذف اکسید اورانیوم (UO_2) دارای جرم ویژه $10\,g/cm^3$ را حساب کنید.

۱۰-۰۲ یک چشمه صفحه‌ای شکافت $S^n f/cm^2 - sec$ نوترون شکافت تابش می‌کند. مطابق شکل (۱۰-۰۳) جلوصفحه یک تیغه آهن به‌ضخامت a وسپس یک تیغه آب به‌ضخامت b سانتیمتر قرار دارد. رابطه‌ای به‌دست آورید که فلوی نوترون سریع درنقطه p به‌فاصله c سانتیمتر از سطح آب به‌دست دهد.

۱۰-۲۱ یک صفحه شکافت به قطر ۳۰ سانتیمتر و به‌ضخامت ۰٫۰۶ اینچ ترکیبی ازاورانیوم غنی ۲۰٫۸٪ در ($U^{۲۳۵}$) اورانیوم ۲۳۵ است. صفحه شکافت‌دریک انتهای ظرف بزرگ آب قراردارد ومورد تابش‌فلوی نوترون‌حرارتی $۱ \times ۱۰^{۸n}/cm^2 - sec$ است. (الف) مطلوب است محاسبه فلوی‌سریع وشدت دز معادل نوترون سریع درفواصل ۱و۲ و۳ متر از مرکز صفحه شکافت (ب) محاسبات بالا را با قرار دادن تیغه آهنی به‌ضخامت ۲ و۴و۶ اینچ واقع در مقابل صفحه شکافت را تکرار کنید.



۱۰-۲۲ قلب یک راکتورسوار برکشتی‌اتمی با قدرت ۹۰MW دارای حجم‌تقریبی ۱۳۸۰ لیتراست. ترکیب قلب راکتور به‌درصدحجمی‌عبارت‌است‌از: اورانیوم ۱٪، زیرکونیوم ۴۰٪ آب (جرم ویژه $۰٫۸ g/cm^3$) ۵۹٪ ضخامت حفاظ آب باجرم ویژهٔ واحد چقدر بایستی باشد تا فلوی نوترون سریع درسطح‌حفاظ به $۱۰^n/cm^2 - sec$ کاهش یابد.

۱۰-۲۳ یک‌راکتورسریع کوچک‌نمونه‌ای‌باقدرت‌کل ۲۰۰MW؛ باچگالی‌قدرت‌متوسط $۶۰۰ w/cm^3$ کار می‌کند. ترکیب حجمی قلب راکتور عبارت است از $Pu^{۲۳۹}$ ۱۰٪، $U^{۲۳۸}$ ۲۰٪، آهن ۲۵٪، سدیم ۴۵٪. لایه زاینده‌ای به‌ضخامت ۵۰ اینچ‌اطراف قلب راپوشانده است که ترکیب آن عبارت است از $U^{۲۳۸}$ ۴۵٪، آهن ۲۰٪ سدیم ۳۵٪. ضخامت حفاظ‌بتونی اطراف راکتور برای اینکه شدت دز معادل نوترون‌های سریع ۱mrem/hr کاهش یابد حساب کنید [یادآوری : دراین مساله $\nu = ۳$ بگیرید ، فرض کنید σ_R پلوتونیوم برابر σ_R اورانیوم است].

۱۰-۲۴ بااستفاده از اعداد اتفاقی نموداری برای انتخاب نوع واکنش متقابلی که در یک برخورد در محاسبه مونت کارلو، وقتی به‌واکنش متقابل ازنظر انرژی امکان‌پذیرباشد، به‌کار می‌رود ارائه دهید.

۱۰-۲۵ یک چشمه نقطه‌ای باقدرت تابشی $10^{9}\,n/cm^{2}-sec$ نوترون باانرژی $2\,MeV$ درمرکز یک‌اطاقک مکعبی آزمایشی‌به‌ابعاد ۵ فوت درنظرمی‌گیریم . (الف)ضخامت دیواره بتونی اطاقک چقدر باید باشد اگر شدت دز معادل در هیچ نقطه از سطح اطاقک از $2.5\,mrem/hr$ تجاوز نکند؟ (ب) دز اضافی مربوط به‌جذب نوترون در بتون چقدر است(ج) ضخامت دیواره بتونی چقدر بایستی باشد که شدت دز کل از $2.5\,mrem/hr$ تجاوز ننماید

۱۰-۲۶ مقادیر χ_{pn} و χ_{dn} جدول (۱۰-۵) را برای‌گروه $n=2$ ثابت کنید.

۱۰-۲۷ شدتهای پرتوتابی مثال ۱۰-۸ را ثابت کنید.

۱۰-۲۸ ثابت کنید که اگر ضخامت تیغه ماده قابل پخش نوترون خیلی کمتر ازطول پخش حرارتی باشد، دراین صورت شدتی که درآن نوترون‌های حرارتی در سانتیمترمکعب در ثانیه‌جذب تیغه می‌شوند برابر است با $\Phi_T\bar{\Sigma}_a t$ که Φ_T فلوی حرارتی وارد برتیغه ، Σ_a سطح مقطع ماکروسکپی جذب حرارتی و t ضخامت تیغه است.

۱۰-۲۹ دریک راکتور پژوهشی معین یک لایه سربی به‌ضخامت ۳ اینچ بین بازتابنده وحفاظ آب به‌ضخامت ۲٫۵ پائی قرار دارد. بااستفاده از نتایج مساله قبل شدت پرتوتابی را در سطح خارجی حفاظ که درنتیجه جذب تابش‌زا در سرب است‌حساب کنید. به‌شرط این‌که فلو نوترون حرارتی درمحل سرب $10^{9}\,n/cm^{2}-sec$ باشد.

۱۰-۳۰ به‌فرض‌این که‌فلوی حرارتی وارد برسرب در مساله قبل باضریب ۱٫ افزایش یابد، شدت پرتوتابی جدید را در خارج حفاظ حساب کنید.

۱۰-۳۱ یک راکتور تحت‌فشار معین‌باقدرت $100\,MWt$ کار می‌کند. خنک‌کننده آب‌که دارای جرم ویژه متوسط $0.75\,g/cm^{3}$ است ، تقریباً ۲٫۷ ثانیه در داخل قلب توقف دارد(حجم ۱۷۰۰ متر) و ۶٫۸۸ ثانیه در بقیه مدار وقت می‌گذارند. سوخت راکتور اورانیوم بسیار غنی است‌که در داخل میله‌های سوخت با پوشش زیرکونیوم با غلظت‌کم می‌باشد. نسبت حجمی فلز به‌آب ۰٫۲۵ است. اکتیویته‌های ویژه تعادلی اشعه‌گاما ونوترون رادر خروج و ورود راکتور که درنتیجه واکنش‌های $^{16}O(n,p)^{16}N$, $^{17}O(n,p)^{17}N$ است حساب کنید.

۱۰-۳۲ بادانستن‌این که‌فلوی‌حرارتی‌متوسط‌راکتورمساله‌قبلی $2\times10^{13}\,n/m^{2}-sec$ است اکتیویته آب مربوط به واکنش $^{18}O(n,r)^{19}O$ را در ورود و خروج راکتور حساب کنید.

۱۰-۳۳ در بعضی ازانواع راکتورهای‌گازی اولیه،گاز قبل از رها شدن به‌جو ،فقط یک‌بار از داخل راکتور عبور می‌کرد. نشان دهید که برای چنین راکتوری اگرگاز به‌طورمتوسط t_i در مجاورت فلوی Φ_{av} قرارگیرد ، شدتی که درآن اتم‌های دارای نیمه‌عمر $T_{1/2}$ اکتیو می‌شوند شدت خروج اکتیویته از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

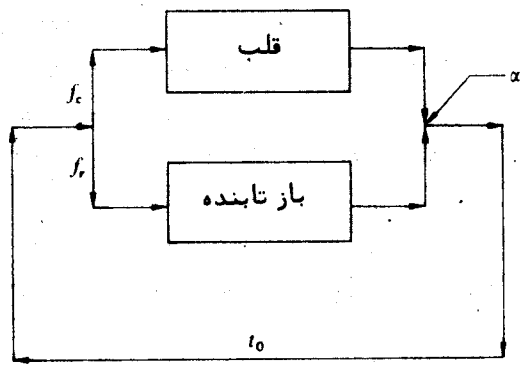
$$\text{شدت خروج} = \frac{۱٫۸۷ \times ۱۰^{-۱۱} W \Sigma_{act} \Phi_{av} t_i}{T_{۱/۲}} \; C_i/sec$$

که W شدت جریان گاز برحسب $cm^۳/sec$ ، $t_i \ll T_{۱/۲}$ است.

۱۰-۳٤ اولین راکتور پژوهشی در آزمایشگاه ملی بروك هیون با هوا خنک می‌شد. هوا فقط یک‌بار از داخل راکتور عبور داده می‌شدو سپس از طریق دودکش به هوا ارسال می‌شد. اگر شدت جریان هوا ۲۷۰۰۰۰ فوت مکعب در دقیقه باشد ، حجم راکتور ۹۶۰ فوت مکعب باشدو فلوی حرارتی متوسط $۲ \times ۱۰^{۱۲} n/cm^۲ - sec$ باشد شدت خروج رادیواکتیویته از دودکش چقدر است؟

۱۰-۳۵ در بسیاری از راکتورهای آبی، آب به‌عنوان کندکننده، خنک‌کننده وباز تابنده عمل می‌کند. مدار خنک‌کننده مطابق شکل (۱۰-۳۱) است که f_c کسری از خنک کننده است که ازقلب عبور می‌کند، بقیه f_r به‌باز تابنده می‌رود ، شدت اکتیو شدن به‌طور متوسط در واحد حجم قلب وبازتابنده $(\Sigma_{cat}\Phi_{av})_c$ و $(\Sigma_{act}\Phi_{av})_r$ است ، وآب t_c , t_r و t_o درقلب، بازتابنده ومدار خارجی می‌گذراند. نشان‌دهید که‌اکتیویته ویژه آب در موقع خروج از راکتور از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\alpha = \frac{(\Sigma_{act}\Phi_{av})_c(۱ - e^{-\lambda t_c}) + (\Sigma_{act}\Phi_{av})_r(۱ - e^{-\lambda t_r})}{۱ - f_c e^{-\lambda(t_c + t_o)} - f_r e^{-\lambda(t_r + t_o)}}$$



شکل ۱۰-۳۱

۱۰-۳۶ یک مجرا مستقیم هوا به‌شعاع R از داخل یک‌حفاظ تیغه‌ای به‌ضخامت x عبور می‌کند. اگر تابش ورودی به‌حفاظ ایزوتروپی باشد. نشان دهید که شدت دز $\dot{H}$ در انتهای مجرا مربوط به‌جریان‌یابی به‌شدت دز $\dot{H}_o$ در ابتدا مجرا مطابق زیر است :

$$\dot{H} = \frac{\dot{H}_o R^۲}{۴x^۲}$$

فصل یازدهم

پروانه کار راکتور ، ایمنی و محیط زیست

تمام سازه‌ها ودستگاههای مهندسی ـ ساختمان‌ها، پل‌ها، سدها، ماشین‌ها ازهرنوع، کارخانه‌ها، ماشین‌آلات الکتریکی‌وغیره ذاتاً دارای عامل خطری برای صاحبانشان یا کارگرانی که با آنها کار می‌کنند و به‌عموم به‌طور کل می‌باشند . راکتورهای هسته‌ای از این‌نظر مستثنی نیستند. گاهگاهی در باره این خطر، بی‌جهت مبالغه شده است که به‌علت ترس ذاتی‌از تابش هسته‌ای در روی قسمتی از مردم، وهمچنین به‌علت خاطراتی از اثرات هولناك انفجارات هسته‌ای به‌کار رفته در جنگ جهانی دوم می‌باشد.

درواقع امر، به‌طوری‌که بعداً دراین فصل نشان داده خواهد شد، خطرات ناشی از نیروی هسته‌ای درمقایسه باخطرات معمولی موردقبول در دیگر وسایل انسان بسیارکم است. تابه‌امروز، درحقیقت سوابق در مورد ایمنی صنعت نیروی هسته‌ای فوق‌العاده عالی بوده‌است. این‌امر نتیجه شناسائی نقش اساسی ایمنی است که از طرف دولت وصنایع هردو درطرح وکار هرتاسیس هسته‌ای مهم شمرده شده‌اند.

براساس تکنولوژی جاری ، نیروی هسته‌ای یکی ازکم‌خطرترین، اگربه‌عنوان کمترین درجه، دستگاه‌های تولید عظیم نیروی برق به‌محیط زیست می‌باشد. درهرحال، نیروگاه‌های هسته‌ای مقادیرکم رادیواکتیویته به‌محیط پس می‌دهد. این‌جنبه از نیروی هسته‌ای درآخرین قسمت این فصل بحث می‌شود .

۱۱ - ۱ توانائی و مسئولیت دولت

مسئولیت نهائی حفظ مردم هرمملکت بردوش دولت محلی یاملی می‌باشد. روش‌اجرا درمورد انرژی هسته‌ای از مملکت به‌مملکت دیگر تااندازه‌ای متفاوت است، بحث حاضرمحدود به‌طرزکاری است که در ایالات متحده اعمال می‌شود. به‌نظر منطقی می‌آید که ابتدا عمل‌دولت را قبل از در نظرگرفتن تکنولوژی ایمنی راکتور شرح دهیم ، زیرا فلسفه و بسیاری از خواسته‌های تکنولوژیکی مربوط به‌ایمنی ناشی از مقررات دولت است.

کمیسیون انرژی اتمی

در ایالات متحده ، توانائی دولت مرکزی در درگیری ویاوضع مقررات هر فعالیت منبعث ازقوانین کنگره است. اولین قانون‌گزاری مربوط به‌توسعه ووضع‌مقررات انرژی هسته‌ای،

قانون ١٩٤٦ انرژی اتمی می‌باشد که به‌قانون مک‌ماهون نیز معروف است. این قانون به‌وسیله قانون ١٩٥٤ انرژی اتمی به‌طورگسترده‌ای توسعه یافت. فعالیت‌های انرژی هسته‌ای درایالات متحده براساس قانون ١٩٥٤ (تکمیلی) اجرا می‌شود .

قانون ١٩٥٤ نظیرقانون مک‌ماهون، کمیسیون انرژی اتمی‌را پنج نفره تاسیس نمود این‌قانون شامل رئیس کمیسیون می‌شد، ودستورالعمل‌های کمیسیون را در باره مواد هسته‌ای به‌تفصیل تشریح کرد. به‌طورکلی، این قانون امکان تاسیس یک سازمان یا یک موسسه‌برای انجام عملیات مختلف کمیسیون*، ازجمله «مقررات تولیدومصرف انرژی اتمی‌وتاسیسات مربوطه به‌آن‌را + به‌وجود آورد .

---

* معمولا به کمیسیون پنج نفره کمیسیون انرژی اتمی یافقط کمیسیون‌گفته می‌شود در حالی‌که اژانس کمیسیون انرژی اتمی یعنی سازمانی که به کمیسیون‌گزارش می‌دهد AEC اطلاق می‌شود .

+ این قانون همچنین می‌گوید که «هدف این قانون است تابرنامه‌ای برای تشویق گسترده افراد برای شرکت در توسعه وکاربرد انرژی اتمی.....» فراهم آورد. این امکان قانون در سال‌های اخیر مورد انتقاد قرارگرفته است که کمیسیون را درمقامی قرار داده که‌در عین‌حال ارتقاء دهنده ، واضع مقررات می‌باشد - نقشی که با یگدیگر تناقض دارند. برای تصحیح این وضع اقداماتی چند درکنگره انجام شده تا اعمال قانونگذاری و توسعه‌ای AEC به‌موسسات جداگانه دولتی‌محول شود. یادداشتی‌برای اثبات: اززمانی که این‌فصل نوشته‌شده، کنگره آن‌را تصویب‌نموده وپس‌ازامضای‌رئیس‌جمهور فورد به‌صورت‌قانون‌درآمده‌است (در ١١ اکتبر ١٩٧٤) واین‌قانون ١٩٧٤ تجدیدسازمان انرژی است. برطبق‌این‌قانون: (١) کمیسیون انرژی اتمی منحل می‌شود (٢) به‌هم پیوستن چند سازمان به‌صورت سازمان جدیدی به‌نام Energy Research and Development Administration (ERDA) درآمد که فعالیت‌های پژوهشی و توسعه‌ای کمیسیون انرژی اتمی ، وزارت داخله ، سازمان حفاظت محیط زیست، دیگر شاخه‌های دولت مرکزی مربوط به‌انرژی‌را دربر می‌گیرد. (٣) تمام‌عملیات مقرراتی وصدور پروانه که قبلا توسط کمیسیون انرژی اتمی انجام می‌گرفت به‌سازمان جدیدی به نام Nuclear Regulatory Commission انتقال یافت. دراین‌صورت انتظارکمی وجود دارد که روش‌صدور پروانه یا روشهای مقرراتی‌درنتیجهٔ این تجدیدسازمان تغییر یابد. بنابراین درسرتاسر این فصل کافی است بجای AEC فقط NRC بگذاریم

١ - Mc Mahon

قانون ١٩٥٤ انرژی اتمی ، نظیر بسیاری از قوانین کنگره ، به‌طور کلی نوشته شده است برای اینکه بتوان طرز کار را به‌تفصیل دانست، کمیسیون ، نظیر دیگر آژانس های دیگر، قواعد ومقررات خود را انتشارمی‌دهد. این نشریات به‌صورت قسمتی ازمقررات مرکزی، درآمد که یک دستور کار اصلی برای عملیات ادارات وآژانس های اجرائی دولت مرکزی می‌باشد. این مقررات دارای قدرت واثر قانونی هستند ودر مواردی که به کار می‌روند، رعایت این مقررات باید انجام گیرد .

مقررات مرکزی به ٥٠ قسمت که عناوین خوانده می‌شوند تقسیم می‌شوند، هریک از این قسمت ها موضوع گسترده‌ای از مقررات مرکزی را نشان می‌دهند. هرعنوان خود به‌فصل هائی تقسیم می‌شود که نام آژانس ناشر را دربر می‌گیرد. عنوان ١٠ ، فصل I مخصوص مقررات آژانس انرژی اتمی است. درحال حاضر عنوان ١٠ فقط دارای یک فصل است ، لذا درحال حاضر حداقل عنوان ١٠ برای مشخص کردن مقررات کمیسیون کافی است. هرفصل از CFR به‌بخش هایی تقسیم می‌شود که مقررات ویژه‌ای را دربر می‌گیرد. به‌عنوان مثال ، بخش ٢٠ از عنوان ١٠ استانداردهای حفاظت درمقابل اشعه است. بخش ٥٠ مقررات مربوط به‌صدور پروانه کار راکتورها می‌باشدو غیره. تاموقع نگارش این کتاب ٤٥ بخش درعنوان ١٠ وجود دارد (که به‌طورمرتب نمره‌گذاری نشده‌اند). آن قسمتهائی که بیشتر در ارتباط بانیروگاه‌های هسته‌ای هستند در جدول ١١-١ تشریح شده‌اند.

هربخش عنوان ١٠ با یک علامت اختصاری نظیر ١٠CFR٢٠ ، ١٠CFR٥٠ و غیره نشان داده می‌شود. بعضی پاراگرافها یامطالب درهربخش نمره‌گذاری شده‌اند. به‌عنوان مثال ١٠CFR٢٠,٤ مربوط به‌واحد دز اشعه است. ١٠CFR٥٠,٣٤ اطلاعات فنی راشرح می‌دهد که باید توسط متقاضی برای پروانه کار راکتور به کمیسیون انرژی اتمی داده شود والخ.

به‌علاوه مقررات منتشره در١٠CFR ، کمیسیون انرژی اتمی گاهگاهی نشریاتی به‌نام «راهنماهای مقررات»[١] انتشارمی‌دهد. هدف ازاین راهنماها این است(١) روش هائی راکه اعضای هیات وضع مقررات کمیسیون انرژی اتمی (به‌زودی تشریح می‌شود) برای به اجرا درآوردن مقررات موجود در١٠CFR تشریح می‌کند (٢)، تکنیک های مورد استفاده به‌وسیله اعضاء در ارزیابی برنامه های ویژه یاسوانح هسته‌ای فرضی موردبحث قرار می‌دهد و (٣) راهنمائی کلی برای متقاضیان پروانه های اخذ شده ازکمیسیون انرژی اتمی تهیه می کند. راهنماها جایگزین مقررات قرار نمی‌گیرید وهماهنگی باآنها موردنیاز نیست. درهرصورت، ازنقطه نظر عملی این راهنماها به‌طور فزاینده‌ای سهم مهمی در اعمال وضع مقررات کمیسیون انرژی اتمی دارند.

---

١ - Regulatery Guides

جدول ۱۱-۱

اغلب بخش‌های مورداستفاده عنوان ۱۰

عنوان	اسم	کاربرد
۱	شرح سازمان و اطلاعات کلی	سازمان کمیسیون انرژی اتمی را شرح می‌دهد
۲	مقررات عملی	روش‌های صدور، حذف، اصلاح با عملیات دیگر گواهی AEC را شامل می‌شود، تعیین جرائم مدنی، قانون گذاری، موضوعات اختراعی از آن جمله‌اند
۲۰	استانداردهای محافظت در مقابل اشعه	تعیین استانداردها ومقررات حفاظت درمقابل تابش‌ها است.
۵۰	گواهی تولید و بکاراندازی وسائل	نیازهای لازم برای صدور جواز ساختمان یا گواهی کار راکتور را بدست می‌دهد که شامل اطلاعات مفصلی می‌شود که باید بوسیله متقاضی برای صدور جواز یا گواهی تهیه شود.
۵۱	سیاست مقرراتی وصدورگواهی و روش‌های حفاظت محیط زیست	روش‌هائی است که بوسیله متقاضی منطبق با قانون سیاست‌ملی حفظ محیط زیست باید ارائه شود
۵۵	گواهی‌های اپراتور (کارکردن راکتور)	روشها وشرایط صدور گواهی‌های کارکردن‌های تأسیسات راکتور را به‌دست می‌دهد
۷۰	مواد هسته‌ای ویژه	مقررات وشرایط لازم برای صدورگواهی‌ها برای خود وضع می‌کند و مواد هسته‌ای خاص بکار می‌برد (بطور غیردقیق بگوئیم ، هرماده شکافان یا اورانیوم ۲۳۵ غنی)
۱۰۰	شرایط انتخاب محل	شرایطی است که AEC برای ارزیابی مکان‌های پیشنهاد شده راکتورهای هسته‌ای قدرت تعریف می‌کند

۱۱ - پروانه کار راکتور

مسئولیت کمیسیون انرژی اتمی در مورد مقررات انرژی هسته‌ای به‌تمام چرخه‌سوخت، از استخراج وعملیات شیمیایی روی سنگ اورانیوم تا کاربرد سوخت در راکتورها، انتقال‌وباز سازی سوخت استفاده شده، وبالاخره انباشتن پس ماندهای رادیواکتیوگسترش می‌یابد. بحث حاضر محدود به‌راکتورها، به‌ویژه نیروگاه‌های هسته‌ای می‌شود .

توانائی مقرراتی کمیسیون انرژی اتمی‌ازطریق صدور پروانه های مختلف انجام‌می‌گیرد . کوشش قابل‌ملاحظه‌ای معمولا بایستی هم‌توسط متقاضی پروانه راکتوروهم به‌وسیله کمیسیون انرژی اتمی، قبل از صدور پروانه، انجام‌گیرد. به‌علاوه پروانه کمیسیون انرژی اتمی یگانه پروانه برای ساختن یک نیروگاه هسته‌ای‌نیست. تمام اجازه‌های مختلف وپروانه های صادره بوسیله مسئولین‌مرکزی ، ایالتی ومحلی برای‌ساختن نیروگاه‌های فسیلی‌معمولی‌نیز بایستی‌تضمین 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 یابه‌کار انداختن نیروگاههای هسته‌ای سه‌تاچهار سال درگذشته وقت‌می‌گرفته است. دراین مورد تاخیر در سطح حکومت مرکزی به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای در چند سال‌گذشته کاهش یافته است.

درکمیسیون‌انرژی‌اتمی‌چندگروه مسئول‌صدورپروانه‌راکتورمی‌باشنداین‌گروه‌هاعبارتنداز:

اعضای اجرای مقررات این عبارت برای تشریح وظائف کارمندان سه قسمت یا « اداره » که حال‌حاضر کمیسیون انرژی اتمی یعنی » صدور پروانه (DOL)[۱] ، عملیات اجرای مقررات (DRO)[۲] ، و استاندارد (DOS)[۳] به‌کار می‌رود . اعضای DOL مسئول ارزیابی تمام جنبه‌های ایمنی ومحیط زیستی تاسیسات یک راکتور پیشنهادی می‌باشد. وقتی یک نیروگاه به‌مرحله ساختن برسد ، یک کارمند DRO طرح را با نظارت دائم برای اطمینان ازاینکه نیروگاه منطبق برپروانه‌ی‌ساختمان وویژگی‌های مربوطه‌به‌کمیسیون انرژی اتمی‌پیش می‌رود بارزسی می‌کند. بعداً موقعی که‌نیروگاه به‌کار افتاد، کارمندان دیگر DRO کارکرد نیروگاه را بررسی می‌کند تابیبنند که عملیات منطبق باپروانه کار است. DOS نقش‌توسعه راهنماها، شرایط و مقررات برای تقریباً هرجنبه از راکتور وچرخه سوخت راکتور را دارد.

کمیته [۴] مشورتی 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 - Adivsory Committee on Reactor Safeguards (ACRS)

حداکثر ۱۵ عضو دارد به‌وسیله کنگره در سال ۱۹۵۷ به‌صورت ضمیمه‌ای به قانون ۱۹۵٤ انرژی اتمی بوجودآمد ، تااینکه تمام تقاضاهای دریافت پروانه احداث راکتور هسته‌ای‌را با توجه به‌خطرات دستگاه پیشنهاد شده بررسی نماید و نتایج را به کمیسیون گزارش کند. اعضای ACRS کارمندان منظم کمیسیون انرژی اتمی نیستند.

(ایمنی اتمی وصدور پروانه (ASLB) این هیات، سخنرانی‌ها، وتصمیم‌گیری‌های مربوط به‌تعویض، تعلیق ، لغو یا اصلاح هر پروانه‌ای را که برطبق قانون انرژی اتمی داده می‌شود ، تنظیم می‌کنند. هرهیات دارای سه‌عضو است. یکی از اعضا بایستی دارای شرایط لازم برای اداره یک سخنرانی (او معمولا یک وکیل است) بوده و به‌عنوان رئیس هیات عمل کند. دوعضو دیگر از مقام‌های تکنولوژیکی انتخاب می‌شوند (که به‌علت اهمیت فزاینده مسائل محیط‌زیست یکی از این دو عضو تکنیکی معمولا یک دانشمند زیست شناس نیروگاه هسته‌ای است)

هیات‌های ایمنی ووفرجام‌خواهی‌پروانه (ASLAB). به‌طوری که درزیربحث می‌شود، درموردمتقاضی تصمیم هیات‌های ایمنی‌اتمی وصدور پروانه را به هیات استیناف‌یافرجام‌خواهی ارجاع می‌کنند. این هیات‌ها به‌یک‌اندازه هستندواساساً دارای‌همان توزیع‌عضویت‌بشکل «هیات ایمنی اتمی وصدور پروانه» است.

مراحل صدور پروانه

هرکس قبل از شروع به‌ساختن 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 دومرحله است که معمولابه مرحله جوازساختن (CP) ومرحله پروانه کارگردانی (OL) معروف است.

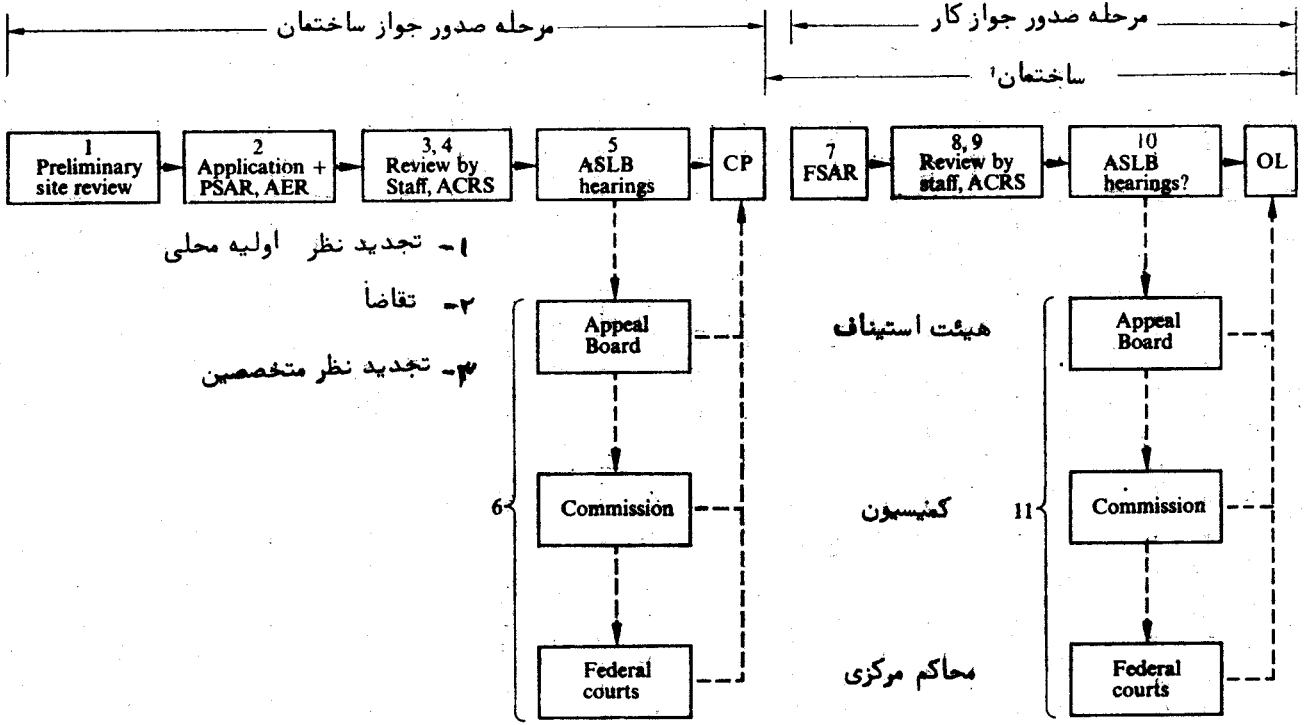
مراحل ریزکه درشکل ۱۱-۱ نشان داده شده است درهر مرحله وجود دارد:

۱ - مرحله اخذ جواز ساختن

۱- بررسی غیررسمی محل، انتخاب محل نیروگاه هسته‌ای بامسئولیت متقاضی ساختن نیروگاه است. دراین‌مورد کمیسیون انرژی اتمی آخرالامر بایستی محل‌نیروگاه‌را براساس‌شرایطی که در قسمت ۱۱-٦ بحث می‌شود تصویب نماید. پس از انتخاب محل به‌وسیله متقاضی، وی‌تشویق می‌شود، اما درخواست نمی‌شود، که ازکمیسیون انرژی اتمی‌بخواهد تاقبل‌ازاقدام تقاضای رسمی برای پروانه، یک بررسی‌غیررسمی درمورد محل انجام دهد. درگزارش محیط زیستی (مرحله ۲) متقاضی بایستی خصوصیات محل‌های دیگر را با آن مقایسه کند *

---

* برای تسریع درصدور پروانه نیروگاه هسته‌ای ، کمیسیون انرژی اتمی متقاضیان را تشویق‌می‌کند که‌محل‌هائی‌را برای‌استفاده‌های بعدبرای‌ساختن نیروگاه مشخص کنند. این‌روش مطالعات محیط زیستی درتمام محل‌ها خیلی قبل‌ازاحداث نیروگاه توسط سازنده انجام‌میگیرد .



شکل ۱۱-۱ نمودار مراحل صدور پروانه راکتور در کمیسیون انرژی اتمی

۲ - تقاضای پروانه . متقاضی تقاضای خودرا برای احداث یک دستگاه جهت کسب پروانه به کمیسیون انرژی اتمی می‌دهد. اگرچه دراین 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 وآدرس های اعضای اصلی سازمان متقاضی، وضعیت شرکت، مدارك مبنی برامکانات مالی برای انجام طرح وغیره می‌باشد، این اطلاعات لازمه تقاضا می‌باشد که در ۳۳ ر. ۵۰ CFR ۱۰ داده شده است.

متقاضی بایستی به پشتیبانی از تقاضای خود اطلاعات فنی، داده‌های مناسب برای ارزیابی عدم اطمینان وگزارش محیط زیستی ارسال دارد. بزرگترین ومشکلترین کار تهیه دوسنداست: گزارش مقدماتی تجزیه وتحلیل ایمنی[۱] وگزارش محیط زیستی متقاضی[۲] در مرحله جوازساختن

گزارش مقدماتی تجزیه وتحلیل ایمنی یک سند تکنیکی اصلی است که معمولا درپنج مجلد تهیه می‌گردد. محتوای لازم درگزارش ایمنی در ۳٤ ر. ۵۰ CFR ۱۰* مشخص شده است به‌طورکلی بخواهیم بگوئیم،گزارش مقدماتی تجزیه‌وتحلیل ایمنی حاوی داده‌های کاملی در مورد محل پیشنهادی شرح دستگاه راکتور پیشنهادی، باتوجه به جنبه های ایمنی مربوط به بحث در باره سوانح فرضی و عواقب آنها، طرح اولیه برای سازمان کارمندان کل ساختمن راکتور ونحوه عمل آنها ومقابله باحالت های اضطراری لازم می‌باشد.

تقاضای ارسال گزارش محیط زیستی ازقانون ۱۹٦۹ درمورد سیاست ملی محیط زیست[۳] ناشی می‌شود (قانون عمومی ۹۱-۱۹۰، سال ۱۹۷۰). براساس این قانون....تمام آژانس های دولت مرکزی (کلیه توصیه هاوراهنمائی های لازم راکه درمورد اعمال اصلی حکومت فدرال که به‌طور قابل ملاحظه‌ای بر کیفیت محیط زیست انسان موثراست، شامل می‌باشد وبیان تفصیلی یک مقام مسئول بصورت زیراست.

(۱) اثر محیط زیستی عمل پیشنهادی

(۲) اثرات زیان‌آور محیط زیستی که نمی‌تواند پرهیز شود اگر پیشنهاد انجام گیرد.

(۳) موارد دیگر عمل پیشنهادی

(٤) رابطه بین کاربردهای کوتامدت محلی محیط زیست بشر و نگهداری وافزایش درازمدت تولیدو

---

* 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)

(٥) تعهدهای جبران ناپذیر و غیرقابل 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 برطبق این عمل، کمیسیون انرژی اتمی از هر متقاضی می‌خواهد که یک گزارش محیط زیستی به کمیسیون ارسال دارد، که ازآن کمیسیون انرژی اتمی یک اظهارنامه محیط زیستی تهیه می‌کند که در زیربحث می‌شود. محتوای گزارش محیط‌زیستی متقاضی (AER) بیشتر بر اساس مواد ۱ تا ٥ همراه با شواهد دستگاه پیشنهادی و استانداردها و مقررات مختلف محیط زیستی می‌باشد. جزئیات محتوای AER در ۱۰CFR٥۱ + داده شده است.

به محض رسیدن تقاضا و مدارك وابسته به‌آن، بررسی کامل بودن مدارك انجام می‌گیرد و کمیسیون انرژی اتمی یادداشتی مبنی برسید تقاضا به‌دایره ثبت فدرال * ارسال می‌دارد ونسخی از تمام مدارك ومکاتبات در اطاق‌های مدارك عمومی در شهر واشنگتن و در یک اطاق در محل نیروگاه در دسترس قرار داده می‌شود. درهمین موقع نسخی از مدارك بین اعضای کمیته مشورتی امن نگهداری راکتور و بین اعضای آگاه کارمندان مجری مقررات کمیسیون انرژی اتمی توزیع می‌گردد.

۳- تجدیدنظربه‌وسیله کارمندان‌مجری مقررات. کارمندان‌قانون‌گزاری کمیسیون انرژی اتمی تمام مدارك متقاضی‌را برای تعیین‌این که آیا می‌توان دستگاه را بدون قبول‌خطرات لازم به‌سلامت وایمنی عموم وبدون اثرات محیطی غیرقابل قبول بررسی می‌نماید. اگر به‌نظر متخصصین جنبه‌ای از دستگاه غیرقابل‌قبول باشد، از متقاضی درخواست می‌شود تا اصلاحات انجام‌گیرد. اگر متقاضی اصلاحات را انجام ندهد و یا نخواهد بدهد، اختلاف‌نظر بایستی قبل از صدور جوازساختن یاپروانه کارگردانی برطرف شود. در حالت بسیار بحرانی تقاضا ممکن است از طرف کمیسیون انرژی اتمی رد شود. پس از بررسی مدارك متقاضی متخصصین یک گزارش ارزیابی ایمنی صادر می‌کنند که حاوی نکات مکشوفه ونتیجه‌گیری می‌باشد که به‌نظر آنها دستگاه را می‌توان بدون خطر به‌سلامت وایمنی مردم ساخت.

متخصصین همچنین گزارش محیط زیستی متقاضی را بررسی نموده (که این بررسی بر اساس قانون ۱۹٦۹ سیاست ملی محیط زیست می‌باشد) و یک پیش‌نویس اظهار محیط

+ Regulatory Guide 4.2 , « Preparastion of Environmental Reports for Nuclear Power plants (AEC)

Federal Register مجله‌ای است حاوی فعالیت‌های مقرراتی ادارات وآژانس‌های شعبه اجرائیه دولت، که به‌وسیله

National Archives and Records Service of the General Administration

ابتدا مقررات تازه دراین مجله چاپ می‌شوند وپس از استخراج وطبقه‌بندی به‌صورت قسمتی از مقررات حکومت فدرال درمی‌آیند.

زیستی صادر می کند که حاوی خلاصه‌ای از نتایج ارزیابی اثرات محیط زیستی نیروگاه است. سپس پیش‌نویس محیط‌زیست دربین آژانس های دیگر دولت مرکزی، ایالتی و محلی که با موضوعات محیط‌زیست سروکار دارند برای اظهارنظر ویاتأئیدارسال می‌شود.سرانجام،متخصصین آخرین اظهاریه محیط زیستی را همراه بااظهار نظرها ونتیجه‌گیری‌ها به‌متقاضی می‌فرستند.

٤ - بررسی به‌وسیله کمیته مشورتی‌حفاظت راکتور، مدارك مربوط به کاربرد ابتدا به‌اعضای کمیته‌فرعی کمیته مشورتی درحفاظت راکتور ارسال می‌شود. پس‌ازاین که کمیته فرعی بررسی خود را انجام‌داد ومعمولا پس‌ازاین که‌متخصصین کمیسیون انرژی‌اتمی‌گزارش ارزیابی ایمنی خود را صادرکردند، کمیته طرح را به‌دقت ملاحظه میکند. درتحت شرایط منشورفعلی ، کمیته‌مشورتی‌راکتورمسئول بررسی‌اثرات محیط‌زیستی‌دستگاه‌پیشنهادی‌نیست. نکات‌وتوصیه های کمیته به‌وسیله نامه به‌رئیس کمیسیون‌گزارش می‌شود .

پس‌ازگردهمائی‌اعضای کمیته مشورتی‌وحفاظت‌راکتور، متخصصین‌مقررات‌یک‌گزارش ارزیابی ایمنی مکمل صادرمی کنند . این‌گزارش مکمل نکات ایمنی که توسط کمیته مشورتی راکتور عنوان شده است‌گزارش می کند وشامل اطلاعات‌تازه‌ای است که از تاریخ صدورگزارش ارزیابی ایمنی به‌دست آمده است.

٥ - سخنرانی‌عمومی. پس‌ازصدورآخرین‌اظهاریه‌متخصصین‌محیط‌زیست،مکمل‌گزارش ارزیابی‌ایمنی وگزارش کمیته مشورتی امن‌نگهداری راکتور، یک سخنرانی‌عمومی در برابرهیات ایمنی‌اتمی‌وصدور پروانه برای درنظرگرفتن‌نکات‌لازم‌درصدور جواز ساختمان به‌وسیله کمیسیون برگزار می‌شود. این سخنرانی در نزدیکی محل پیشنهادی انجام می‌گیرد. اطلاعیه ای در مورد تاریخ ومحل این‌سخنرانی صادر وبه‌مراکز خبر رسانی محلی ارسال می‌شود .

براساس تمهیدات قانون ١٩٥٤ هرشخصی که منافعش تحت‌تاثیر این اقدامات قرار گیرد، یعنی دراثر صدور جواز ساختمان ، می‌تواند دخالت کرده وجزئی از اقدامات درآید. برای این کار،شخص بایستی یک‌دادخواست[٢] تهیه کرده جنبه خاص‌طرح باتوجه به‌قسمتی که‌مربوط به‌او می‌شود مشخص‌نموده و دلائل لازم مبنی برتضاد منافعش‌را بیان نماید. اگرهیات‌های ایمنی اتمی وصدورپروانه، پس‌از دریافت نظرات شخص‌ذیفع ازطرف‌متخصصین‌مقررات و متقاضی‌به‌نفع شخص‌رای‌دهند به‌وی‌گفته می‌شود که‌موضوع درسخنرانی مورد بحث عموم‌قرارگرفته می‌شود *

---

١ - Supplement ٢ - Petiton

* در حالی که اشخاص مدعی در بسیاری از سخنرانی‌های کمیسیون انرژی اتمی مسئولیتی ندارند ودر بعضی از موارد موجب تاخیرهای طولانی در ساختن نیروگاه‌های تولید برق موردنیاز فوری می‌شوند، اقدامات مخالف در سخنرانی عمومی معمولا ثابت شده است که روش صحیحی در تشخیص موضوعات قابل بحث بوده واطلاعات مفیدی از طرف مردم ارائه می‌شود. به‌علت رقابت‌فوق‌العاده زیاد متخصصین مقررات AEC ووجود کمیته مشورتی‌حفاظت راکتور،اشخاص مدعی‌رویهمرفته کمک‌زیادی به‌ایمنی‌دستگاه‌های هسته‌ای‌نمی کنند. درهرصورت، کمتر شکی وجود دارد که اگر بیشتر آژانس های دولتی روش های AEC رااتخاذ نمایندایمنی کلی ونتایج نیکوی آن برای مردم در اغلب زمینه ها افزایش خواهد یافت.

هیات نکات ایمنی و محیط زیستی رامدنظر می‌گیرد. دریک سخنرانی بدون مدعی و مباحثه مدارک متقاضی شامل تقاضا و مدارك پیوست کمکی می‌باشد ، که از جمله‌گزارش اولیه تجزیه وتحلیل ایمنی (PSAR) وگزارش محیط‌زیستی متقاضی (AER) واصلاحیه‌هر کدام که مسلماً درمدت بررسی متخصصین به‌آن اضافه شده می‌باشد. گواهی متخصصین شامل گزارش ارزیابی ایمنی، مکمل‌گزارش ارزیابی ایمنی، واظهاریه نهائی محیط زیستی است. در یک سخنرانی مناظره‌ای متقاضی بامتخصصین، ومدعیان دلائل وشواهد بیشتری در مورد نکات موردبحث باید ارائه شود.

در پایان جلسه بحث ،هیات شواهد همراه بانکات مکشوفه ونتایج قانونی که هرطرف جداگانه تهیه کرده است درنظر می‌گیرد. سپس هیات تصمیم خودرا که **تصمیم اولیه** نامیده می‌شود صادر می‌کند. اگر تصمیم هیات موافق باشد وجلسه بحث بدون مدعی باشد، مدیر مسئول AEC، از طرف کمیسیون‌عمل کرده، یک جواز ساختمان صادر می‌کند و کارساختمانی نیروگاه می‌تواند آغازگردد*. اگر درجلسه بحث مدعی‌پیدا شود وشخص مدعی باتصمیم‌اولیه موافق نباشد، آنها می‌توانند حالت استثنائی (درخواست مجدد) به‌هیات ایمنی اتمی وصدور پروانه (ASLB) درمورد تصمیم اولیه بدهند. درهرحال ، مدیر مسول ، باوجود ارائه‌حالت استثنائی‌ماده برطبق (b)٢٫٧٦٤ ١٠CFR جواز ساختمان را درمدت ده روز از تاریخ تصمیم اولیه صادر می‌کند.

٦ ـ استیناف (درخواست مجدد) هرطرف درگیر دراقدامات که باعبارات مندرج در تصمیم اولیه موافق نباشد می‌تواند درخواست مجددی به کمسیون بدهد. این‌گونه درخواست‌ها توسط «هیات استیناف ایمنی‌اتمی وصدور پروانه» مورد بررسی‌قرارمی‌گیرد، کم‌وبیش به همان طریقی که دادخواست‌ها درمحاکم دادگستری موردبررسی 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 تااینکه کارهای ساختمانی معینی در محل نیروگاه آغازگردد واین اجازه می‌تواند قبل از صدور جواز ساختمان باشد، لکن فقط بعد از بررسی تقاضا توسط‌متخصصین محیط زیست ملی NEPA ، وکشف نکات توسط هیات ایمنی اتمی و صدور پروانه ASLB ، پس از جلسه بحث عمومی ، که (١) نیروگاه می‌تواند بدون ضررهای غیرضروری به‌محیط (٢) اطمینان کافی ازاین که محل برای‌ایجاد تاسیسات هسته‌ای مناسب است، ممکن می‌باشد.

* فعالیت‌هایی که توسط LWA اجازه داده می‌شود شامل‌اماده کردن محل ساختمان، تاسیسات ، خاك برداری ، نصب پایه‌ها ، ساختن راهها ، ومقدمات راه‌آهن و دیگر موضوعات مربوط به‌محل می‌شود .

هیات استیناف ایمنی اتمی وصدور پروانه فقط آن نکاتی را که دادخواه به آنها راضی نیست براساس واقعیت وقانون موردبررسی قرار می‌دهد. معمولا هیات دادرسی سنجش های خود را براساس ضوابط اقدامات اولیه هیات صدور پروانه وبراساس گزارش های ارسالی طرفها قرار می‌دهد. درهرصورت، به‌تقاضای یکی از طرفین یابااقدام خود یک سخنرانی در مورد موضوعات برگزار می کند

تصمیم هیاتهای استیناف ایمنی اتمی وصدور پروانه، موافق یامخالف تصمیم اولیه هیات صدور پروانه، ممکن است مستقیماً به‌خود کمیسیون ارسال وازآن درخواست تجدیدنظر شود. این آخرین اقدام ممکن برای طرف ناراضی از تصمیم صادره در داخل شاخه اجرائی اداری دولت مرکزی است. اگر، دراین مرحله، کمیسیون تصمیم هیات صدورپروانه رانقض نکند، طرف ناراضی می‌تواند وضعیت خود را درمقابل محکمه مطرح سازد ـ محکمه فدرال، زیرا این موضوعات مربوط به‌قانون فدرال می‌شود .

مرحله پروانه کارگردانی

بیشتر روشی که دراین مرحله از صدور پروانه بایستی تعقیب شود تکرار عملیاتی است که قبلا درمرحله جواز ساختمان انجام شده است.

۷ ـ ارسال تقاضای پروانه کارگردانی، اگر متقاضی موفق به‌اخذ جوازساختمان شود، او احتمالا شروع به‌ساختن نیروگاه خواهد کرد. وقتی ساختمان به‌نقطه‌ای برسد که تمام ریزه کاریهای طرح انجام شده باشدو برنامه های به‌کار انداختن دستگاه به مرحله نهائی رسیده باشد، متقاضی یک اصلاحیه درمورد تقاضای اولیه‌اش به‌صورت یک‌گزارش نهائی تجزیه‌و تحلیل به‌کمیسیون انرژی اتمی ارسال می‌دارد، همراه این‌گزارش یک‌گزارش محیط‌زیستی تازه ـ مرحله پروانه کارگردانی، می‌فرستد. تقاضای جدیدی موردنیاز نیست، تقاضای لازم در وهله دوم ارسال شده است.

۸ ـ بررسی توسط متخصصین . هدف تجدیدنظر متخصصین دراین مرحله : (۱) این است که آیا اطلاعات جدیدی از زمان صدور جواز ساختمان پدیدارگشته است،مربوط به دستگاه مخصوص یا مربوط به‌تکنولوژی هسته‌ای به‌طور اعم ، می‌تواند اثری برروی اثرات محیط‌زیستی ویا کارکرد صحیح دستگاه‌داشته باشد(۲) برای طرح نهائی بررسی‌بیشتر، برنامه های کارگردانی، سازمان‌دهی، وگزارشات بازرسی DRO درمحل لازم است که نشان دهددستگاه مطابق با نقشه هایی که براساس جواز ساختمان صادرشده بنا شده‌است(۳) اطمینان یافتن از این که نیروگاه برطبق تقاضای اصلاحی وقواعد ومقررات کمیسیون کار می کند،(٤) دستیابی به اطمینان معقول ازاین که کارها بدون خطر به‌جامعه درحال انجام است، و(٥) اثبات واجد شرایط بودن متقاضی ازنظر مالی‌وفنی .

۹ - بررسی به وسیله کمیته مشورتی راکتور، به‌طور مستقل ازدستگاه انجام می‌گیرد وتوصیه های خود را به‌رئیس کمیسیون ارسال می‌دارد .

۱۰ - سخنرانی ها . انجام‌سخنرانی عمومی درمقابل هیاتهای ایمنی اتمی وصدورپروانه برطبق‌قانون، برای‌صدورپروانه کارگردانی لازم‌نیست. درهرحال، اطلاعیه‌عمومی برای‌ارائه‌سخنرانی بستگی به‌شرایط‌صدور یک پروانه کارگردانی لازم می‌باشد تااینکه به‌عامه این‌فرصت‌اظهارنظر را ازطریق‌دادخواست‌بدهد. اگر عامه‌علاقه‌زیادی‌نسبت‌به‌نصب‌دستگاه نشان‌دادند یا اگردرخواست یک سخنرانی نمودند، درآن‌صورت کمیسیون دستور برگزاری سخنرانی را می‌دهد. نحوه تصمیم گیری دراین مرحله، شامل حق دخالت، اساساً مانند مرحله دریافت جواز ساختمان است. اگر تصمیم هیات موافق باشد، پروانه کارگردانی صادر می‌شود.

۱۱ - دادخواست ها. اگر تصمیم اولیه‌هیات‌های ایمنی اتمی وصدور پروانه ازنظر شخص مدعی رضایتبخش نباشد، شخص می‌تواند دادخواستی بدهد. این مراتب درمرحله پروانه کارگردانی مانند حالت جواز ساختمان است.

۱۱ - ۳ اصول ایمنی نیروگاه هسته‌ای

وجه منحصر به‌فرد نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت ، در مقایسه بادستگاههای تولید نیرو ازانواع دیگر وجود مقدار زیاد مواد رادیو اکتیو، در درجه‌اول پاره‌های شکافت‌است. به‌طوری که قبلا دراین کتاب اشاره شده است مساله اصلی در طرح یک نیروگاه هسته‌ای این است که مطمئن شویم، تا آنجاکه ممکن یا عملی است، این پاره‌های شکافت به‌طورایمن تمام‌مدت محبوس باشند - یعنی درموقع کار نیروگاه ، تعویض سوخت راکتور و در مدت آماده‌سازی و ارسال سوخت‌های مصرف شده.

دیوارهای چندتائی

برای جلوگیری از فرار رادیو اکتیویته، در طرح نیروگاه‌ها از دیوارهای چندتائی استفاده می کنند. این دیوارها به‌منزله موانعی (نه‌به‌طور فیزیکی هم) هستند که عبور اتم های رادیو اکتیو از سوخت رابه‌خارج مانع می‌شوند، یا از نفوذ آنها به‌محیطی که مردم هستند جلوگیری می کنند. دیوارها معمولا عبارتند از :

سوخت . به‌استثنای راکتورهای زاینده با سوخت مایع (رجوع به‌قسمت ٤-٦) مواد شکافان[1] وقابل‌شکافت[2] در داخل یک میله‌جامد قرار دارند - به‌صورت اورانیوم غنی شده یا طبیعی، به‌صورت اکسید یا کاربید ، یا به‌صورت آلیاژی با بعضی از مواد ساختمانی ، یعنی زیرکونیوم، آلومینیم، یافولاد زنگ‌نزن‌می‌باشند. ازآنجاکه پاره‌های‌شکافت درعمل‌شکافت‌تابش می‌شوند وبه‌شدت یونیزه می‌باشند به‌سرعت متوقف می‌گردند، به‌استثنا آن پاره‌هایی که درسطح سوخت به‌وجود می‌آیند، همه درداخل سوخت باقی می‌مانند. درنتیجه، آن دسته از پاره‌های

---

۱ - Fissile ۲ - Fissionable

شکافت که به‌صورت گاز می‌باشند یعنی ایزوتوپ‌های ید، زینان، و کریپتون (دو ایزوتوپ آخری جزء گازهای نادر هستند) در داخل سوخت پخش شده وممکن 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 وغلاف تعبیه شده است جمع می‌شود .

آزاد شدن پاره‌های شکافت گازی از UO_2 به شدت بستگی به‌درجه حرارت و نیز میزان مصرف سوخت‌دارد. میزان مصرف سوخت تا حدود ۲۰۰۰۰MWD/t از UO_2 مقدارگاز فراری کمتر از یک درصد است ، به‌شرط این که درجه حرارت کمتر از ۳۰۳۳°F باشد. در درجات بالاتر از ۳۰۴۳°F ساختمان کریستالی UO_2 دو باره به‌وجود می‌آید و بین ۵۰ تا ۱۰۰ درصدگازها ممکن است قبل ازاین که سوخت ذوب شود فرار کنند. بالاتراز درجه ذوب، حدود ۵۰۰۰°F ، تمام پاره‌های شکافت‌گازی آزاد می‌شوند.

غلاف - برای جلوگیری از فرار پاره‌های شکافت‌گازی ومحبوس کردن پاره‌های‌شکافت که در سطح سوخت آزاد می‌شوند سوخت با لایه نازکی به‌نام غلاف پوشیده می‌شود. به‌طوری که قبلا در قسمت ٤ - ٦ اشاره شد ، این غلاف سوخت در بعضی از راکتورها ، مستقیماً درتماس باسوخت‌است، نظیر HTGR، که هرذره سوخت بالایه نازکی‌از پیرولیتیک کربن و کربورسیلیکان (هر دو سرامیک) پوشیده می‌شود ، درحالی که‌در راکتورهای دیگر یعنی PWR و BWR غلاف ازیک لوله توخالی که قرص‌های سوخت در آنها قرار دارند تشکیل شده‌است. درحالی که زیرکالوی به‌طورگسترده‌ای به‌عنوان‌غلاف‌به‌کارمی‌رود فولاد زنگ‌نزن نیز به‌عنوان غلاف دربعضی از راکتورهای تجارتی استفاده می‌شود.

درمدت زمان کار معمولی راکتور نشت در غلاف دربعضی از میله‌های سوخت (یادآور می‌شویم که یک راکتور PWR یا BWR بااندازه متوسط دارای‌چندین‌ده‌هزار میله سوخت می‌باشد) باوجود دقت زیادی که در ساختن سوخت وغلاف به‌کار می‌رود، ایجاد می‌شود. این امر سرانجام منجر به‌خروج مقدارکمی رادیواکتیویته به‌محیط می‌شود که در قسمت ۱۱-۹ بحث خواهد شد. اگر درجه حرارت هرقسمت ازغلاف به‌درجه ذوب برسد، تمام پاره‌های شکافت گازی که در پشت غلاف جمع شده‌اند به‌داخل خنک‌کننده راه پیدا می‌کنند.

مداربسته خنک‌کننده . درتمام راکتورهای‌جدید قدرت، خنک‌کننده اولیه یعنی‌خنک کننده‌ای که درتماس باسوخت است، دریک یاچند مدار بسته حرکت می‌کند. پاره‌های شکافت که از سوخت خارج شده‌اند، اتم‌های اکتیو همراه جریان خنک‌کننده می‌روند، واین اتم‌های در مداربسته خنک‌کننده محبوس می‌باشد. به‌علاوه در بیشتر راکتورها، قسمتی از خنک‌کننده پیوسته خارج شده وارد دستگاه («تمیزکننده») تصفیه می‌شود درجایی که پاره‌های شکافت اکتیو ودیگر اتم‌های رادیواکتیو گرفته می‌شوند.

محفظه تحت فشار راکتور[1] . ازآنجا که محفظه راکتور یک مانع درمقابل فرار مواد رادیواکتیواست لذا لازم‌است محفظه‌ها طوری طرح، ساخته وآزمایش شوند که ازنظر کیفی واطمینان کاملا درسطح بالائی قرارگیرند. این خصوصیات به‌دقت درقسمت ۳ مقررات و قوانین

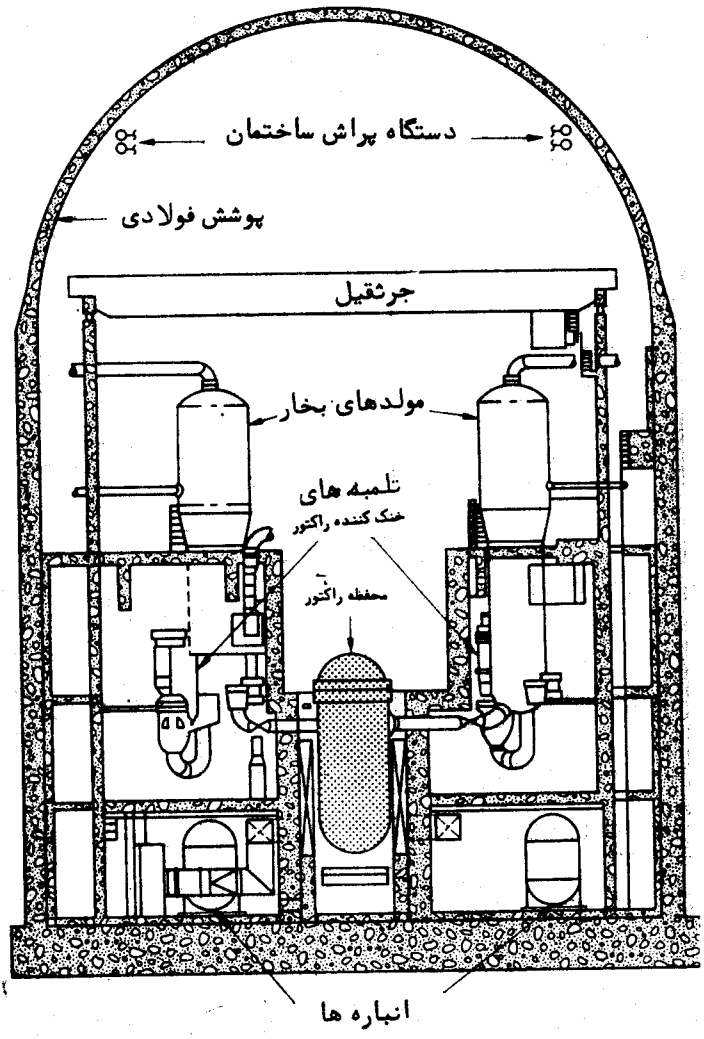
---

۱ - Reactor Vessel

انجمن مهندسین مکانیک دیگ بخار و محفظه راکتور[1] امریکا تشریح شده است.

محفظه ایمنی[2] لازم‌است که‌تمام راکتور، کاملا در داخل یک‌ساختمان مخصوص ساخته شود ، تا رادیواکتیویته را دربرگیرد این رادیواکتیویته ممکن است ازطریق دستگاه خنک‌کننده یا ازخود محفظه به‌خارج راه یابد.

شکل (۱۱-۲) یک ساختمان یک محفظه ایمنی‌را برای یک نیروگاه PWR نشان



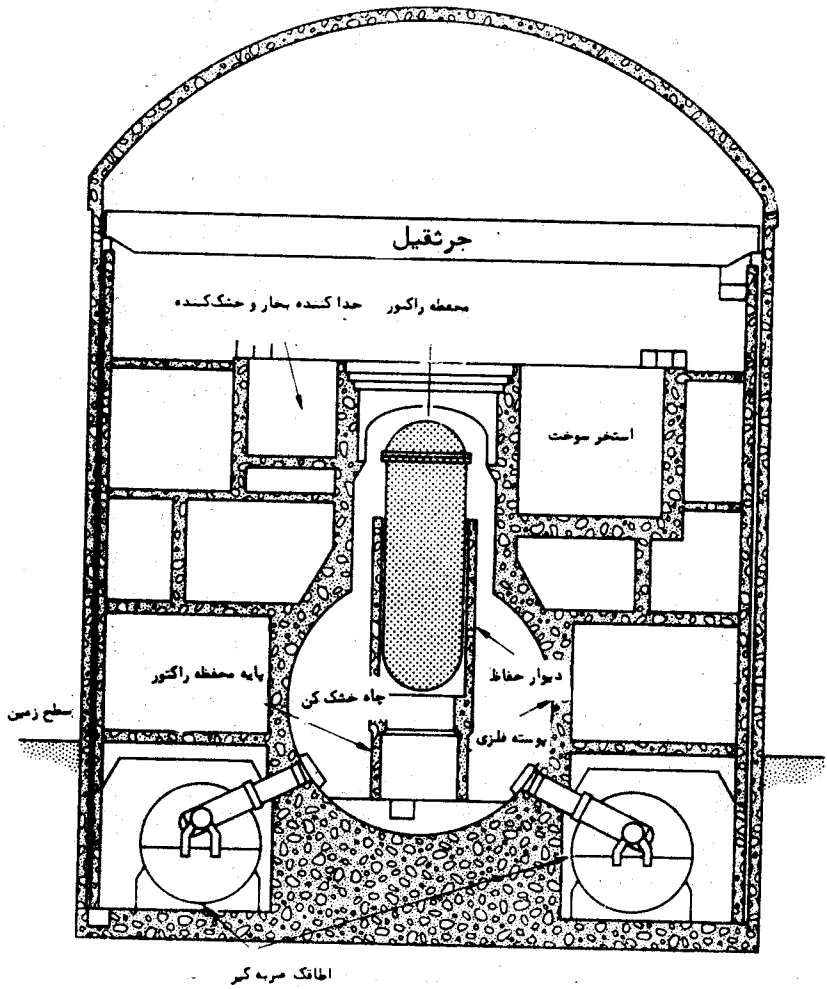
شکل ۱۱ - ۲ محفظه ایمنی راکتور تحت فشار

---

۱ - American Society of Mechanical Engineers Boiler and Pressure Vessel Code

۲ - Containment

می‌دهد. این ساختمان همچنین دربرگیرنده تمام دستگاه تغذیه بخار PWR می‌باشد. اغلب، محفظه ایمنی راکتورهای امروزی‌را ازبتون تحت فشار با کابل‌های فولادی ساخته شده است. اندازه ساختمان وضخامت دیوار آن بااحتساب حداکثر درجه حرارت وفشارکه درنتیجه تبخیر کل آب تحت‌فشار مدار اولیه درنتیجه قطع‌خنک کننده[1] به‌وجود می‌آید، تعیین می‌گردد. شرح کاملترآن درقسمت ۱۱-۷ داده‌می‌شود. فشارداخل‌محفظه ایمنی، اغلب‌نیروگاه‌های PWR کمی کمتر از فشارجواست‌تا اینکه‌اگرنشتی‌دردیوار محفظه ایمنی‌پیدا شود، جریان ازخارج به‌داخل



شکل ۱۱ - ۳ محفظه ایمنی‌لامپ شکل یک راکتور BWR

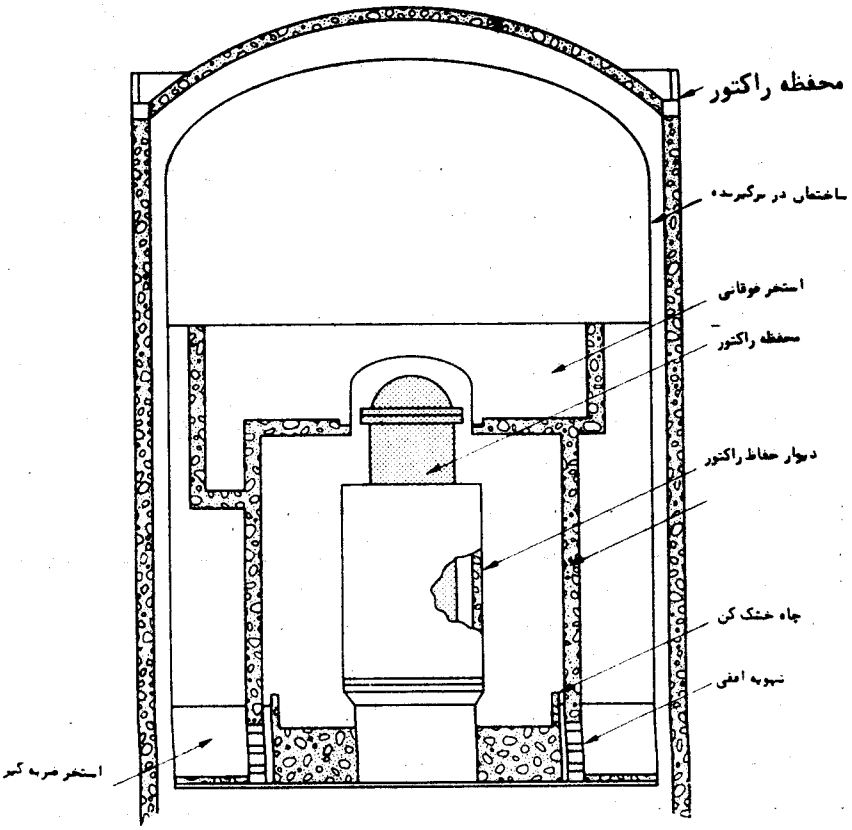
---

۱ - Loss of Coolant Accident.

باشد. دربعضی ازنیروگاه‌ها درسانحه قطع خنک کننده آب‌سرد ازبالای‌ساختمان‌محفظه ایمنی برروی بخار آب پاشیده می‌شود تا تبدیل به‌آب گردد ، این امر باعث کاهش فشار داخل شده در نتیجه نشت رادیواکتیویته را به‌خارج از ساختمان کاهش می‌دهد. در بعضی از راکتورهای PWR ازیخ انباشته شده‌استفاده می‌شود. تمهید دیگر که‌اغلب برای‌تهویه‌محفظه‌ایمنی به‌کار می‌رود استفاده از پنکه‌هایی برای به‌جریان انداختن هوا از داخل صافی‌ها وجاذبهای‌مخصوص برای جذب ذرات رادیواکتیو هوا است .

نیروگاه‌های BWR دارای دو محفظه ایمنی دربرگیرنده‌اند :

محفظه ایمنی اولیه که راکتور را دربرمی‌گیرد. **محفظه ایمنی ثانویه** نظیرگنبد در راکتورهای‌اولیه کم‌وبیش همان‌ساختمان‌راکتوراست. شکل (۱۱-۳) چندنوع محفظه ایمنی‌اولیه که امروزه به‌کارمی‌روند همراه بامحفظه راکتور «لامپی‌شکل» نشان‌می‌دهد. محفظه‌لامپی‌شکل چاه‌خشک‌نیزنامیده می‌شود، زیراعاری ازآب‌است . یک‌پوسته‌فلزی کروی‌توخالی‌است که‌اطراف



شکل ۱۱-٤ یک نوع محفظه ایمنی جدید BWR (شرکت جنرال‌الکتریک)

آن را بتون گرفته است. مجاری بزرگی از ته چاه خشک به حباب محفظه راه دارد که معمولا نیمی از آن را آب گرفته است. درنتیجه 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 (۱۱-٤) 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 دو نوع 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 دما بالا (HTGR) نیز دارای دو محفظه ایمنی در بر گیرنده است. محفظه راکتور ساخته شده از بتون پیش فشرده، قلب راکتور، دستگاه تبادل حرارت، تلمبه ها (جاری کننده ها) وغیره را در بر می گیرد که جایگزین محفظهٔ 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 (۱۱-٦) 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 بر گیرنده آن درنتیجه پدیده های طبیعی نظیر زمین لرزه احتمالا صدمه نبینند. چنین شرایط موضعی مانع مهم دیگری در مقابل پرتوتابی موانع به تابش های رادیواکتیو می باشد.

تخلیه. مانع نهائی، درصورت عدم کفایت موانع فیزیکی و یا نامناسب بودن موانع 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 ونه 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 [1]

درطرح نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت برای جلوگیری از فرار رادیواکتیویته ازدیوارهای چندتایی متوالی استفاده می‌شود. برای اطمینان ازاین‌که هیچ‌یک ازاین دیوارها درنتیجه رویدادهای غیرمعمولی، نظیر ازکار افتادن یاعیب دستگاه ، اشتباه انسان‌یا پدیده‌های طبیعی تضعیف نمی‌شود ، کمیسیون انرژی‌اتمی‌براساس‌فلسفه ایمنی خود سه تراز ایمنی درنظرگرفته است. این سه تراز ایمنی نوعی دفاع عمیق برای هریک از دیوارهای رادیو اکتیویته تامین می‌کند. طبیعی است ترازهاکمی باهم مشترك هستند و تقسیم‌بندی بین ترازها گاهی دلخواه می‌باشد.

کمیسیون انرژی اتمی هرتراز ایمنی را بادستورها یاقواعد ویژه ای تعریف می‌کند

اولین تراز ایمنی

دستور. «طرح دستگاه باحداکثر ایمنی‌درکارکرد معمولی وباحداکثر تغییرات دربند کارکردن دستگاه است. استفاده از جنبه‌های طرح که به‌طور ذاتی به‌کارکرد ایمن دستگاه کمك می‌کند تاکید برکیفیت، فراوانی، قابلیت بازرسی بودن، قابلیت آزمون بودن قبل از قبول دستگاه برای کارکرد مداوم تجاری ودرمدت عمر نیروگاه می‌باشد».

به‌طورخلاصه ، اولین تراز ایمنی مربوط به‌جلوگیری از سوانح به‌اتکای طرح، ساختمان، وبازرسی نیروگاه می‌باشد. بعضی از نکات که دراین تراز قرار دارند عبارتند از :

۱- راکتور باید دارای ضریب درجه حرارت آنی منفی و ضریب خلامنفی [2] باشد .

۲ - فقط موادی که خواص آنها به‌خوبی شناخته شده‌اند و درتحت شرایط کارکرد نیروگاه پایدار باشند ، ازجمله تحت تابش قرارگرفتن ، باید به‌عنوان سوخت، خنك‌کننده و مواد ساختمانی مربوط به‌ایمنی به‌کار روند .

۳ - دستگاهها ووسایل کنترل باید به‌نحوی تعبیه شوند که اپراتورهای نیروگاه بدانند ودرتمام مواقع کنترل‌روی نیروگاه داشته‌باشند. فراوانی کافی‌ازوسائل یدکی‌درنظرگرفته شودتا درنتیجه‌ازکارافتادگی‌دستگاههای‌اصلی‌وکنترل‌موجب‌عدم‌دسترسی‌اپراتورها به‌اطلاعات‌موردنیاز یاباعث خاموشی نیروگاه نشود.

٤ - نیروگاه بایستی طوری ساخته شود ودستگاهها به‌نحوی باید نصب شوند که منطبق باپالاترین استانداردهای عملی مهندسی باشند .

---

۱ - Three Levels of Safety

۲ - Negative Void Coefficient

۳ - Emergency Core Cooling System (ECCS)

۵ - دستگاهها به‌نحوی باید طرح ونصب شوند که دسترسی به‌آنها برای بازرسی‌های مداوم یا تناوبی یاامتحان پوسیدگی‌وازکارافتادگی‌دستگاهها میسر باشد.

دومین تراز ایمنی

دستگاه‌های ایمنی برای حفظ اپراتوارها وعامه تعبیه‌می‌شود تاخطرات ناشی‌از وقوع حوادث‌را مانع شود یا به‌حداقل برساند»

عاقلانه است پیش‌بینی نمائیم، باوجود این‌که در اولین تراز ایمنی دقت شده است ممکن‌است درقسمتی از نیروگاه معایبی ظاهر شود که برایمنی دستگاه اثرگذارد. هدف ازدومین تراز ایمنی‌حفاظت کارمندان وعامه از عواقب چنین معایب است، که این‌کار بااستفاده از دستگاهها ووسائل ایمنی مختلف انجام می‌گیرد، نکات تراز دوم شامل :

۱ - راکتور بایستی مجهز به‌یک دستگاه خنک‌کننده اضطراری قلب راکتور باشد، تا درصورت قطع خنک‌کننده وحرارت ناشی از تجزیه پاره‌های شکافت مانع ذوب‌شدن سوخت وپخش پاره‌های شکافت در محیط شود .

۲- راکتور بایستی مجهز به‌یک دستگاه اضافی‌برای خاموش کردن‌سریع راکتور باشد که درصورت عدم کارکرد مناسب میله های کنترل یا به‌علت‌گیر کردن یا نقص‌فنی‌الکتریکی، بتوان راکتور را خاموش کرد .

۳- نیروگاه بایستی‌مجهز به‌مولد های‌اضطراری‌باشد که مستقل‌از کارکرد راکتور، بتوان دستگاه‌خنک‌کننده‌اضطراری را اگرلازم باشدبه‌کارانداخت، ازاین‌مولدبرای کارپیوسته‌دستگاهها وبرای دیگر وسایل استفاده شود . چنین مولد اضطراری شامل قدرت خارج از محل، که به‌وسیله دومدارکاملا مجزا قابل دسترس می‌باشندو قدرت درمحل از مولدهای دیزلی که به‌سرعت به‌کار می‌افتند واز یکدیگرمجزا می‌باشنداستفاده کرد. مولد جریان مستقیم درمحل برای دستگاهها معمولا همراه با انباره‌هایی به‌صورت مکمل در اختیار می‌باشند.

سومین تراز ایمنی

دستور. تامین دستگاههای ایمنی اضافی مناسب، براساس ارزیابی‌اثرات سوانح تصوری با فرض این‌که دستگاههای حفاظتی برای کنترل این سوانح همه همزمان ازکار باز ایستند». این سومین تراز ایمنی مکمل دوتای دیگر است، که یک حاشیه ایمنی درحالت بسیارغیر محتمل یا وقایع غیرقابل پیش‌بینی دراختیار می‌گذارد. نیاز به‌جنبه‌های ایمنی‌بیشتر به‌کمک ارزیابی تحلیلی ، اثر آن برروی نیروگاه ، برکارمندان وعموم مردم ، در نتیجهٔ رویداد ناشی از بازایستادن دستگاههای مختلف راکتور ونقص بعضی از دستگاههای ایمنی اضافی می‌باشد. چنین وقایعی که بدین‌ترتیب برای‌ارزیابی‌ایمنی کلی‌یک نیروگاه به‌کار می‌روندواشاره‌به‌نیازبرای دستگاههای مکمل را طرح براساس سوانح [۱] نامند . تجزیه و تحلیل طرح براساس سوانح

---

۱ - Design Basis Accidents (DBA)

درقسمت ۱۱-۷ بحث می‌شود نقش مهمی در طرح و صدور پروانه یک نیروگاه هسته‌ای قدرت ایفاء می‌کند.

شرایط طرح

کمیسیون انرژی اتمی فلسفه ایمنی فوق را به‌صورت دسته شرایط عمومی طرح[۱] که نیازهای طرح، ساختن، آزمون‌وعمل را برای تمام ساختمان‌ها، دستگاهها وقطعاتی (اجزاء) که ازنظر ایمنی نیروگاه مهم هستند درآورده است. این شرایط که برای دوباره‌نویسی طولانی به نظر می‌رسند درپیوست الف تحت ردیف ۱۰CFR۵۰ درآمده‌اند.

۱۱-۴ پخش جریان‌های گازی در تاسیسات هسته‌ای

تمام نیروگاه‌های هسته‌ای مقدارکمی رادیو اکتیویته، بیشتر پاره‌های شکافت‌گازی، درحال کار عادی خود تابش می‌کنند. لکن در مواقع سوانح مقادیر قابل‌ملاحظه‌ای رادیو اکتیویته آزاد می‌شود. لازم است بتوانیم دزهای رسیده به‌عموم را درچنین شرایطی حساب کنیم تااینکه اثرات محیط زیستی نیروگاه درحال کار عادی ارزیابی شود. برای اینکه مطمئن شویم این دزهای دریافتی در حد استانداردهای قابل قبول باشد ، و برای تعیین عواقب رادیولوژیکی سوانح راکتورچه‌اندازه است، چنین‌محاسباتی‌نیز نقش‌مهمی‌درتعیین‌محل پیشنهادی راکتور به‌دست می‌دهند.

قبل‌از انجام محاسبات دز، دراین‌مورد لازم است تغییرات تراکم‌جریان رادیواکتیویته پس از پخش رادیو اکتیویته درهوا از نقطه‌ای به‌نقطه دیگر تعیین‌گردد. این سوال دراین قسمت جواب داده می‌شود. محاسبات دز درقسمت ۱۱-۵ بحث می‌شود.

هواشناسی پراکندگی

یک حجم کوچک از هوا ،به‌ضخامت dz وسطح مقطع A که در حال تعادل (بدون حرکت) درارتفاع z واقع‌است، مطابق شکل (۱۱-۵) درنظر می‌گیریم. حجم‌درنتیجه‌اختلاف فشار بالاوپائین حجم درسحل خود نگهداری شده است. نیروهای تعاولی وارد برحجم به‌صورت زیراند :

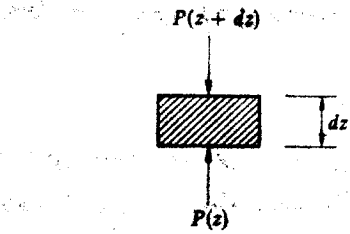
$$[P(z) - P(z+dz)]A = \rho g A dz \qquad (۱۱-۱)$$

که ρ جرم ویژه‌هوای‌داخل‌حجم و g شتاب‌جاذبه‌ای زمین است. معادله (۱۱-۱) رامی‌توان به‌صورت ساده زیرنوشت:

$$-\frac{dP}{dz} = \rho g \qquad (۱۱-۲)$$

---

۱ - General Design Criteria



شکل ۱۱-۵ حجم کوچکی از هوا درحالت تعادل

باتقریب نسبتاً خوبی می‌توان هوا را یک‌گاز ایده‌آل درنظرگرفت که در آن حالت قانون‌گازهای ایده‌آل (کامل) درمورد آن به‌کار می‌رود :

$$PV = n_M RT \qquad (۳-۱۱)$$

که n_m تعداد مولکول‌گرم‌گاز درحجم V و R ثابت‌گاز است. ازتقسیم معادله (۱۱-۳) بر V و باتوجه به‌این‌که n_m/V متناسب باجرم ویژه‌گاز است دراین‌صورت داریم:

$$P = C \times \rho T \qquad (۴-۱۱)$$

C ضریب تناسب است.

هوا جسم هادی خوبی نیست. به‌علاوه، جنبش‌های معمولی حجم‌های هوا درجو آنچنان سریع است‌که تبادل حرارتی کمی از یک حجم به‌حجم دیگر رخ می‌دهد. درنتیجه، می‌توان فرض کرد که حرکات جوی ازنوع بی‌دررو (آدیاباتیک)[1] می‌باشد. این موضوع بدین معنی است‌که تغییرات درجه حرارت برحسب تغییرات فشار طبق رابطه زیراست.

$$T = C \times P^{(\gamma-1)/\gamma} \qquad (۵-۱۱)$$

که γ نسبت معمولی‌گرمای ویژه درفشار ثابت به‌گرمای ویژه درحجم ثابت است.

از حذف ρ و P درمعادله (۱۱-۲) به‌کمک معادلات (۱۱-۴) و(۱۱-۵) معادله ساده زیر حاصل می‌شود :

$$-\frac{dT}{dz} = C$$

که C مقدار ثابتی است. حل این معادله به‌صورت زیر است:

$$T = T_0 - Cz \qquad (۶-۱۱)$$

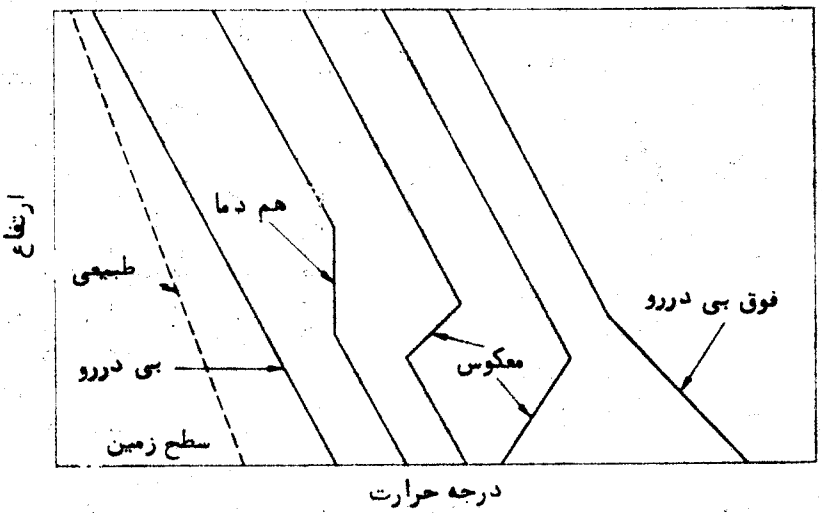
T_0 درجه‌حرارت در $z = 0$ درسطح زمین‌است. ازمعادله (۱۱-۶) دیده می‌شود‌که تغییرات T

---

۱ - Adiabatic

نسبت به ارتفاع خطی است. به این دلیل T در معادلات (۱۱-۳) و (۱۱-۵) باید برحسب یکه مقیاس مطلق داده شود، یعنی می‌تواند در معادله (۱۱-۶) برحسب °C یا °F باشد. مقدار C برابر میزان تغییر درجه حرارت در واحد طول ارتفاع است و میزان افت بی‌دررو[1] نامیده می‌شود. این میزان افت حدود °F/۱۰۰۰ft یا °C/۱۰۰m می‌باشد.

درصورت عدم وجود انتقال حرارت عمودی، جوی که خوب مخلوط شده است دارای میزان افت بی‌دررو می‌باشد. درهرصورت، شرایط جوی دائماً درحال تغییراست ودرنتیجه توزیع درجه‌حرارت درجو اغلب به‌طور قابل ملاحظه‌ای نسبت به توزیع درجه حرارت درحالت بی‌دررو متفاوت می‌باشد. به‌عنوان مثال، درارتفاعات معینی میزان کاهش درجه‌حرارت ممکن است سریعتر از میزان (تغییر) بی‌دررو باشدو دراین حالت گفته می‌شود که لایه هوا دارای رفتار فوق بی‌دررویی[2] است. به‌عبارت دیگر، میزان کاهش درجه حرارت ممکن است باسرعت کمتری نسبت به میزان (تغییر) بی‌دررو باشدوبه‌دلائلی که در زیر شرح داده می‌شود، گفته می‌شودلایه پایدار است. وضعیت مهم ازاین نوع وقتی رخ می‌دهد که درجه حرارت درگامی از ارتفاع افزایش یابد، این حالت رادگرگونی[3] نامندووقتی درجه‌حرارت درلایه ثابت می‌ماندمعروف به‌لایه تک‌دما[4] است. مثال‌هائی ازاین‌نوع توزیع درجه‌حرارت درشکل (۱۱-۶) نشان داده شده است. میزان‌افت نشان داده شده در شکل مقدار متوسطی ازمیزان افت‌های مختلف است. درایالات متحده.



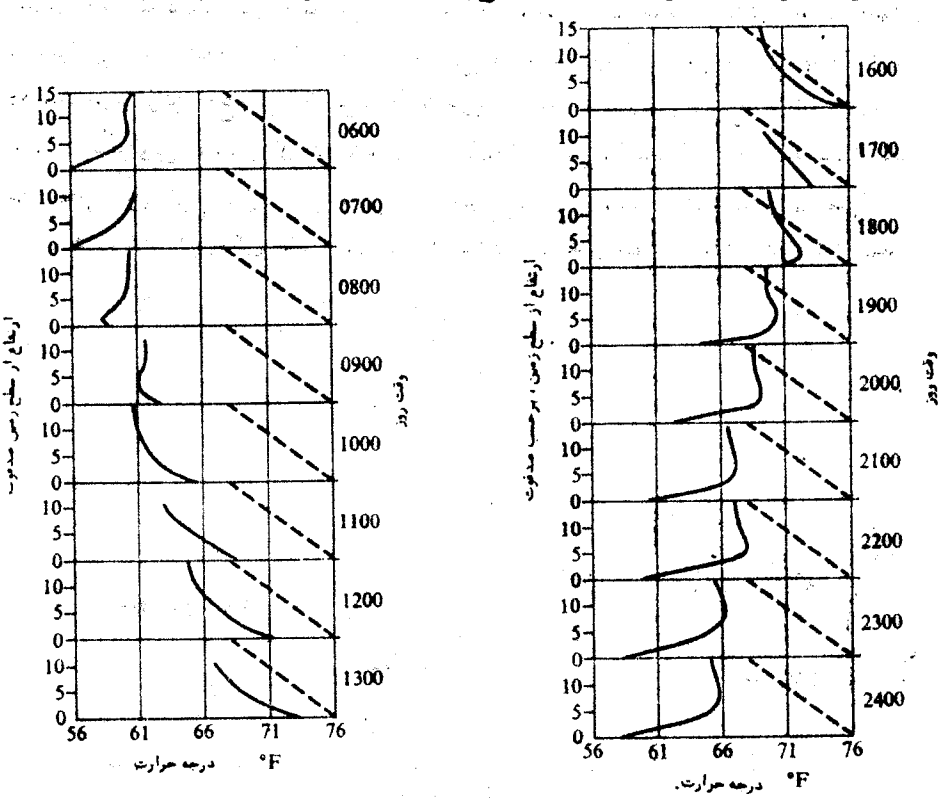
شکل ۱۱-۶ نمونه‌هایی ازتوزیع درجه‌حرارت پائین درجو

---

۱ - Adiabatic Lapse Rate
۲ - Superadiabatic Behavior
۳ - Inversion
۴ - Isothermal Stratum

این میزان برابر دوسوم میزان بی‌درو می‌باشد یعنی ۳٫۵°F/۱۰۰۰ft یا ۰٫۶۵°C/۱۰۰m.

توزیع واقعی درجه حرارت جو درهرزمان بستگی به‌عوامل مختلفی دارد، از جمله‌گرم وسردشدن سطح زمین ، حرکت توده‌های بزرگ هوا،وجود پوشش ابری،ووجود موانع زمینی موضعی. زمین درمدت روز در اثر دریافت نور خورشیدگرم می‌شود، درحالی‌که درمدت‌نبودن خورشید باتابش انرژی خنک می‌گردد. در روزهای صاف؛ به‌علت انتقال حرارت ازسطح داغ زمین باوضعیت شرایط فوق بی‌درو درچندصدمتر اولیه‌بوجود میاید. ازطرف‌دیگر، درشب‌بدون ابر، زمین آسانتر حرارت تابش می‌کندوسطح زمین ممکن است سریعتر از هوای بلافاصله‌بالای آن‌خنک‌شود، درنتیجه ایجاد یک‌حالت دگرگونی (انورسیون) می‌شود. این‌تغییر روزانه درتوزیع درجه‌حرارت جو تا ارتفاع ۱۵۰۰ فوت درشکل (۱۱-۷) نشان داده شده است. انتقال شرایط‌از فوق بی‌درویی به‌دگرگونی وبالعکس به‌وضوح درشکل دیده می‌شود.

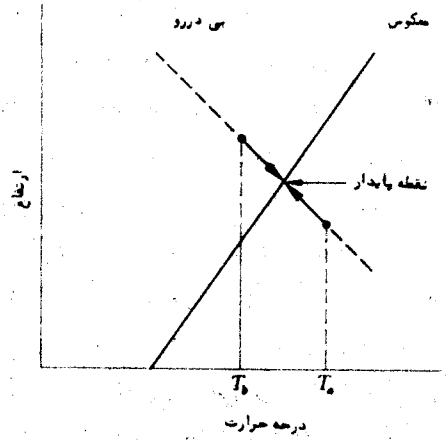


شکل (۱۱-۷) تغییرات متوسط روزانه توزیع درجه حرارت درآزمایشگاهی اوك‌ریج در دوره سپتامبر - اکتبر ۱۹۵۰. خطوط بریده هرتصویر معرف میزان افت بی‌درو می‌باشد(ازگزارش زیرگرفته شده است.

J.Z. Holland , USAEC ORO - 99 , 1953)

حالت‌های دگرگونی ممکن است در داخل توده‌های عظیم هوا نیز رخ دهد. به‌طوری که معروف‌است، چنین توده‌های هوا باامشخصات قابل‌تشخیص درسرتاسردنیا رخ می‌دهد. بعضی‌از این رویدادها در فشار بیشتر از فشار معمول جو رخ می‌دهد که‌دگرگونی فشار زیادگفته می‌شود وآنهایی که درفشارکم رخ می‌دهد دگرگونی فشارکم نامیده می‌شود. در اطراف توده فشار زیاد هوا به‌طرف نواحی با فشارکم حرکت می‌کند. این جریان هوا به‌طرف خارج با سقوط هوا در داخل ناحیه فشار زیاد جبران می‌شود. وقتی هوا ازارتفاع زیاد بارتفاع کمتر میافتد ضمن کاهش فشار به‌طور بی‌دررو گرم می‌شود. اگر درجه حرارت این‌توده هوای بالاتر از هوای واقع در ارتفاعات کمتر باشد ، نتیجه را حالت دگرگونی آرام[1] نامند. این نوع دگرگونی در سرتاسر ارتفاعات اقیانوس آرام[2] در یک ناحیه بزرگ ، ساکن بافشار زیادکه دور از سواحل اقیانوس آرام درسمت ایالات متحده قرار دارد رخ میدهد. چنین دگرگونی‌هائی به‌سطح زمین نمی‌رسد .

حال‌نتایج پخش‌آلوده کننده‌های‌باتوزیع درجه‌حرارت‌های مختلف‌راکه‌دربالا شرح‌داده شد، درنظر می‌گیریم. ابتدا فرض می‌کنیم توزیع بی‌دررو باشد. دراین‌حالت اگر یک‌حجم کوچک هوا (هواشناس‌ها این‌حجم هوا را بستهٔ هوا می‌نامند زیرا معمولا حجم‌آن پس ازرها شدن تغییر می‌کند) را در ارتفاعی باهمان درجه‌حرارت وجرم ویژه محیط اطراف رهاسازیم، برطبق مشتق معادله (۱۱-۶) ، هوا درتعادل ساکن خواهد بود و حرکت نخواهدکرد. اگر در دمای بالا رها شده باشد ، بسته هوا به‌علت سبکی آن صعود می‌کند تا اینکه به‌حالت تعادل برسد. حرکت سقوطی مشابهی‌رخ‌خواهد داد اگر درجه‌حرارت بسته هوای رهاشده‌کمتر از درجه حرارت محیط باشد.



شکل ۱۱-۸ پایداری بسته‌ای از هوا درتحت شرایط دگرگونی

۱ - Subsidence Inversion ۲ - Pacific High

درمقابل، درتحت شرایط فوق بی‌دررو هربسته هوا که درابتدا داغ تر ازاطراف آن است شروع به‌صعود می کند وبه‌صعود خود همچنان ادامه می‌دهد، زیرا درجه‌حرارت بسته‌درضمن صعود به‌صورت بی‌دررو کاهش می‌یابدو بنابراین درجه حرارت آن همیشه از درجه حرارت اطراف بیشتر است. به‌طور مشابه، یک بسته هوای سردتر از داخل یک ناحیه فوق بی‌دررو سقوط می کند. لذا شرایط فوق بی‌دررو بوضوح ناپایدار است و موقعیت مناسب پخش آلوده کننده‌ها بوجود می‌آید. فرض کنیم یک بسته هوا در یک دگرگونی دارای دمای T_a که درجه‌حرارت آن بالاتر از درجه حرارت جو اطراف باشد. باصعود بسته هوا درجه‌حرارت آن به‌طور بی‌دررو کاهش می‌یابد وبالاخره درجه‌حرارت آن به‌درجه‌حرارت جو، به‌طوری که شکل (۱۱-۸) نشان می‌دهد میرسد و این امر تا قطع توزیع بی‌دررو از دگرگونی رخ می‌دهد. بسته هوا ازاین نقطه بالاتر نمی‌رود مگر مقدار کمی از آنهم به‌علت اندازه حرکت آن. اگربسته هوا با درجه حرارت T_b پائین‌تر از درجه‌حررت جو باشد ، بسته‌هوا به سرتاسر توزیع بی‌دررو سقوط کرده تابه درجه‌حرارت دگرگونی‌برسد، وپائین‌تر نمی‌رود. اگر یک بسته هواباددرجه‌حرارت موضعی دگرگونی‌رها شود، بسته‌حرکت‌نمی کند. دیگراین که ، هرنوع حرکت بسته به‌طرف‌پائین یا بالا موقتی خواهد بود وبسته همیشه به‌محل اصلی خود بادرجه حرارت اولیه برمی‌گردد. این رفتار بسته هوا ماهیت پایدار بودن جو را در تحت شرایط دگرگونی نشان میدهد. این بحث را می‌توان برای هر شرطی که درآن درجه حرارت باسرعت کمتری از حالت بی‌دررو تغییر میکند انجام داد. واضح است که این شرایط ایده‌آل‌ترین‌حالت برای‌پخش مواد آلوده‌زا نیست.

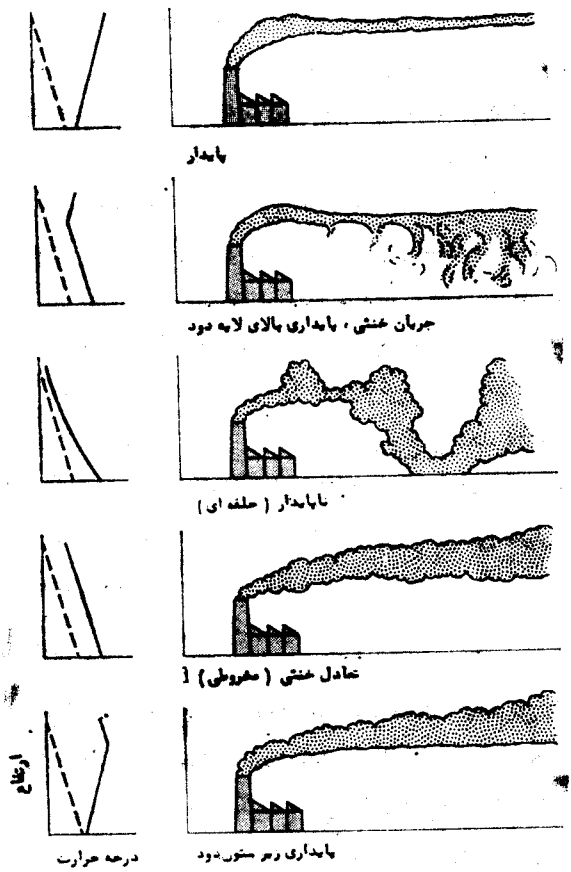
پخش ستون دود [۱]. ستون یا ابر دود خروجی از دهانه یک دودکش که بطور پیوسته دود پراکنده می کندراستون دود می‌نامند. جریان‌های‌گازهای رادیواکتیو خروجی‌از تاسیسات هسته‌ای اساساً شبیه حرکت دودهای معمولی‌اند بجز این‌که، البته، غیرقابل‌رویت هستند. شکل (۱۱-۹) ستون‌های‌دودخروجی تحت شرایط درجه‌حرارت‌های مختلف دادهشده درسمت چپ را نشان می‌دهد. این ستون‌ها به‌صورت زیر طبقه‌بندی می‌شوند:

پنکه‌ای [۲]. وقتی جریان‌خروجی از دودکش که ممکن‌است داغ باشد، دریک شرایط دگرگونی رها شود ، به‌طوری‌که قبلا شرح دادیم. صعودکرده تا به‌درجه حرارت پایدار برسد و در آنجا متوقف می‌شود. اگر باد بوزد ، یک رد [۳] نازك از دود در یک ارتفاع معین که از دودکش شروع می‌شود قرار می‌گیرد. اگر باد شدید باشد مولفه‌های افقی باد به‌وجود آید، ستون دود در یک سطح‌شبیه پنکه پخش می‌شود ـ که اصطلاح پنکه‌ای ازآن‌گرفته شده است. اگر باد شدید متغیروجود نداشته باشد ، ستون دود به‌صورت نوار بلند پیچ‌وخم‌داری درمی‌آید.

---

۱ - Plume Dispersion ۲ - Fanning ۳ - Trail

ستون دود پنکه‌ای الزاماً ایجاد یک حالت نامناسب برای پراکندگی جریان‌هانیست. به‌یک دلیل این‌که چنین ستونی از دود به زمین نمی‌رسد. در این‌حال ، اگر جلو ستون دود به‌طریقی گرفته شود، جریان دود الزاماً در منطقه باقی می‌ماند. این حالت در ناحیه لوس‌آنجلس وجود دارد که اطراف آن‌را به‌سمت شمال ومشرق کوههائی گرفته است که زهرحالت‌دگرگونی آرام ناشی از ارتفاعات اقیانوس آرام قرارمیگیرد . ترکیب این شرایط عامل وجود دود و مه[1] مداوم درناحیه می‌باشد .



شکل ۱۱-۹ صور مختلف ستون دود مشاهده شده درجو. خطوط بریدمدرسمت 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)

---

۱ - Smog

دودزدائی ستون دود[1] بلافاصله پس از طلوع آفتاب دریک صبح صاف دگرگونی مربوط به‌تابش‌شب هنگام باگرم شدن زمین به‌تدریج ازبین می‌رود. شرایط‌دگرگونی درسطح زمین به‌تدریج جای‌خودرا به‌توزیع بی‌درروئی می‌دهد که به‌آهستگی به‌سمت‌بالاحرکت می‌کند (شکل ۱۱-۷). جریان‌های منتشر شده پس از این‌که توزیع جدید به‌بالای دودکش رسید دراحاطه دگرگونی فوقانی قرار می‌گیرند. اما درنتیجه تلاطم هوای‌داغ به‌سطح زمین برمی‌گردد.

حلقه‌ای[2]. اگر شرایط ناپایداربه‌طوری‌که قبلا اشاره شدبه‌وجود آید، حرکت هوا به طرف بالا یاپائین ادامه می‌یابد، تغییرات در مولفه عمودی باد ممکن است باعث حرکت هوا به‌طرف بالاوبرگشت‌به‌پائین‌و بالعکس‌گردد. درنتیجه، ستون دود رفتار اتفاقی نشان‌خواهد داد وحتی قسمتی ازستون دود ممکن است، به‌طوری‌که شکل نشان می‌دهد ، به‌زمین برسد دراین‌حال ، تلاطم زیادی درتحت شرایط ناپایدار معمولا وجود دارد، وغلظت جریان‌ها در سطح زمین معمولا نسبت به‌شرایط دود زدائی کمتر است.

ستون مخروطی. این نوع‌ستون دودشبیه مخروطی‌است‌که محور آن افقی است. این نوع ستون دود در یک توزیع‌درجه‌حرارت بی‌دررو رخ می‌دهدو در روزهای بادی تلاطم‌هوا باعث پراکندگی شعاعی، دور از محورمخروط، می‌شود. ستون دود معمولا درفاصله خیلی دورتری از دودکش نسبت به‌حالت حلقه‌ای، با دودزدائی به‌زمین می‌رسد.

ستون بالارو[3] شرایطی‌که‌تحت‌آن حالت‌بالارو رخ‌می‌دهد درموقع‌غروب‌آفتاب است . باتابش شب هنگام دگرگونی شروع به‌تشکیل می‌کند. این شرایط بهترین شرایط برای‌پخش جریان‌ها می‌باشد، زیرا جریان‌ها نزدیک زمین نمی‌رسدودر فواصل خیلی زیاد در حجم‌های زیادی از هوا پراکنده می‌شود .

پخش جریانها .

وقتی یک جریان درنقطه‌ای از جورها می‌شود نه‌تنها به‌طریق غیرمشخصی حرکت می‌کندکه مربوط به‌شرایط درجه حرارت بحث شده دربالاست ، بلکه هریک از ذرات داخل جریان دراثر تلاطم جوی موضعی ازیکدیگرجدا می‌شوند. این‌عمل‌را پخش‌متلاطم[4] می‌نامند. این نوع عمل پخش به‌طور بنیادی متفاوت از مثلا پخش یک محلول درحلال یا پخش نوترون است باوجود این‌حقیقت تمام‌آنها اساساً بایک نوع معادلات بیان‌می‌شوند لذا نوع اخیر پخش نتیجه برخوردهای متوالی تک‌تک‌ذرات‌است، در حالی‌که پخش آلوده‌زاها، ازطرف دیگر مربوط به‌اثرات جمعی مولفه‌های جریان ،تلاطم جو است.

---

۱ - Fumigation
۲ - Looping
۳ - Lofting
۴ - Turbulent Diffusion

فرض می کنیم χ* غلظت یک جریان تابعی از زمان ومکان باشد. لذا χ ازمعادله پخش تابع زمان به‌دست می‌آید.

$$K\nabla^2\chi = \frac{\partial\chi}{\partial t} \qquad (۷-۱۱)$$

که دراین معادله K ضریب پخش است. لازم‌به‌یادآوری‌است که واحد K همان واحد به کار رفته درشیمی یعنی cm^2/sec است ونه cm^{-1} که درپخش نوترون به کار می‌رود

حال یک چشمه نقطه‌ای واقع درمبدا مختصات درنظر می‌گیریم که در زمان $t=0$ یک‌ضربه‌لحظه‌ای ایزوترپ حاوی Q واحد جریان به‌داخل جوساکن بینهایت انتشار می‌دهد. می‌توان‌نشان** داد که حل‌معادله (۱۱-۷) که تمام‌شرایط‌مرزی‌معمولی‌را دربرگیرد عبارت‌است‌از

$$\chi(r\,,\,t) = \frac{Q}{(4\pi Kt)^{3/2}}\, e^{-r^2/4kt} \qquad (۸-۱۱)$$

که r فاصله ازمبدا است. معادله (۱۱-۸) باین‌فرض به‌دست آمده است که جوایزوترپ‌می‌باشد و اگر ایزوترپ نباشد، جواب به‌صورت زیر است +

$$\chi(x\,,\,z\,,\,t) = \frac{Q}{(4\pi t)^{3/2}(K_xK_yK_z)^{1/2}} \exp\left[-\frac{1}{4t}\left(\frac{x^2}{K_x}+\frac{y^2}{K_y}+\frac{z^2}{K_z}\right)\right] \qquad (۹-۱۱)$$

که K_x ، K_y ، K_z ضرائب پخش در راستاهای x و y و z می‌باشند.

جو معمولا ساکن نیست وباد طبیعتاً می‌وزد. اگر سرعت متوسط باد $\bar{v}$ وجهت دستگاه مختصات طوری باشد که راستای متوسط باد محور xها را قطع کند، دراین‌صورت معادله (۱۱-۹) را می‌توان عمومیت داد و به‌جای x مقدار $(-\bar{v}t)$ را قرار داد. دراین‌صورت معادله غلظت به‌صورت زیر درمی‌آید

---

*کاربرد نادرست χ برای نشان دادن غلظت جریان درمحافل هواشناسی‌وراهنماها ومقررات کمیسیون انرژی اتمی بخوبی شناخته شده است.

** به‌عنوان مثال به‌صفحه ۱۹۲ کتاب Nualear Reactor Theory تالیف همین مولف‌مراجعه کنید. معادله (۱۱-۷) شبیه معادله سن‌فرمی‌است که کندشدن نوترون‌های‌سریع را تشریح می کند.

+ حل معادله (۱۱-۹) نیاز به‌این فرض دارد که جو حول صفحات xy ، yz و xz متقارن است (یعنی محورهای دستگاه بایستی بامحورهای اصلی‌پخش منطبق باشد) درحالی که جو به‌ندرت دارای این تقارن است، لکن معادله (۱۱-۹) اغلب برای محاسبات پخش جریان درست است.

$$\chi(x,y,z,t)=\frac{Q}{(4\pi t)^{3/2}(K_xK_yK_z)^{1/2}}\exp \qquad (11-10)$$

$$\left[-\frac{1}{4t}\left(\frac{(x-\bar{v}t)^2}{K_x}+\frac{y^2}{K_y}+\frac{z^2}{K_z}\right)\right]$$

به‌تجربه‌ثابت شده است که بیشترحرکت یک جریان در راستای باد مربوط به‌خودباد است‌ونه مربوط به‌پخش. به‌طور اختصار می‌توان‌گفت که از پخش درراستای x می‌توان صرفنظر کرد. این مولفه را می‌توان به‌طریق ریاضی وارد کرد واین کار باگرفتن حد معادله (۱۱-۱۰) وقتی K_x به‌سمت صفرمیل می‌کند انجام می‌گیرد. باانجام این کارمعادله زیر به‌دست می‌آید.

$$\chi(x,y,z,t)=\frac{Q}{4\pi t(K_yK_z)^{1/2}}\delta(x-vt)\exp \qquad (11-11)$$

$$\left[-\frac{1}{4t}\left(\frac{y^2}{K_y}+\frac{z^2}{K_z}\right)\right]$$

تابع $\delta(x-\bar{v}t)$ را دراین معادله تابع دلتا می‌نامند. این تابع دارای خاصیت ویژه‌ای است که درهرنقطه بجز در $x=\bar{v}t$ صفر است، لکن انتگرال آن درگام x از جمله $x=\bar{v}t$ برابر واحد است. تصویر فیزیکی‌معادله (۱۱-۱۱) را می‌توان به‌صورت زیر نشان‌داد که یک‌دیسک نازك ازجریان با سرعت $\bar{v}$ در راستای محور x درضمن حرکت در راستاهای y و z پخش می‌شود.

معادله (۱۱-۱۱) مربوط به‌تابش لحظه‌ای یک پالس از جریان می‌شود. حال‌فرض کنید که جریان با شدت Q' واحد درواحد زمان (مثلا Curies/sec) تابش می‌شود. ماده تابش شده در زمان dt، یعنی $Q'dt$، درنقطه x در زمان $x/\bar{v}$ به صورت صفحه نازکی به‌ضخامت dx ظاهر می‌شود که غلظت آن عبارت است‌از

$$\chi(x,y,z,t)dx=\frac{Q'dt}{4\pi t(K_yK_z)^{1/2}}\exp\left[-\frac{1}{4t}\left(\frac{y^2}{K_y}+\frac{z^2}{zK}\right)\right] \qquad (11-12)$$

صفحه فاصله dx را در زمان dt می‌پیماید ولذا $\bar{v}=dx/dt$ می‌باشد. دراین‌صورت معادله (۱۱-۱۲) به‌صورت زیر درمی‌آید:

(۱۱-۱۳)

$$\chi(x,y,z,t)=\frac{Q'}{4\pi\bar{v}t(K_yK_z)^{1/2}}\exp\left[-\frac{1}{4t}\left(\frac{y^2}{K_y}+\frac{z^2}{K_z}\right)\right]$$

---

* معادله (۱۱-۱۲) با انتگرال‌گیری معادله (۱۱-۱۱) در فاصله dt که $x=\bar{v}t$ را دربر می‌گیرد وباقرار دادن $Q=Q'$ انجام می‌شود.

از معادلات پیش‌دیده می‌شود که غلظت جریان در راستای y و z تابع گوس است وانحراف معیار[۱] σ_y ، σ_z باروابط زیر داده می‌شود :

$$۲\sigma^{۲}_{y}=۴tK_y \qquad ۲\sigma_z^{۲}=۴tK_z$$

به‌منظور انطباق معادله (۱۱-۱۳) باشرایط تجربی مختلف، معلوم‌گشته که بهتر است معادله برحسب σ_y و σ_z نوشته شود، که دراین‌صورت این انحرافهای معیار تابع x هستند ونه t و $x=\bar{v}t$ است. با انجام این برنامه خواهیم داشت:

$$\chi(x,y,z)=\frac{Q'}{۲\pi\bar{v}\sigma_y\sigma_z}\exp\left[-\left(\frac{y^{۲}}{۲\sigma_y^{۲}}+\frac{z^{۲}}{۲\sigma_z^{۲}}\right)\right] \qquad (۱۱-۱۴)$$

دراین متن σ_y و σ_z را به‌ترتیب ضرائب پراکندگی افقی وعمودی می‌نامند.

تابه‌حال فرض شده است که جریان‌ها در مبدا مختصات به‌داخل جو بینهایت انتشار می‌یابد. درحقیقت، جریان‌ها معمولا در ارتفاع h در جوکه فقط دربالای زمین وجود دارد انتشار می‌یابد. حل معادله پخش در این حالت رامی‌توان به‌آسانی‌با روش تصویری به‌دست آورد. این روش در الکترواستاتیک مشهوراست. بافرض این‌که z محور قائم است، حل‌به صورت زیر است:

$$\chi(x,y,z)=\frac{Q'}{۲\pi\bar{v}\sigma_y\sigma_z}\left\{\exp\left[-\left(\frac{y^{۲}}{۲\sigma_y^{۲}}+\frac{(z+h)^{۲}}{۲\sigma_z^{۲}}\right)\right]+\exp\left[-\left(\frac{y^{۲}}{۲\sigma_y^{۲}}+\frac{(z-h)^{۲}}{۲\sigma_z^{۲}}\right)\right]\right\}$$

بااستفاده ازاین نتیجه غلظت درسطح زمین $z=۰$ برابر است با :

$$\chi=\frac{Q'}{\pi\bar{v}\sigma_y\sigma_z}\exp\left[-\left(\frac{y^{۲}}{۲\sigma_y^{۲}}+\frac{h^{۲}}{۲\sigma_z^{۲}}\right)\right] \qquad (۱۱-۱۵)$$

که‌متغیرهای مستقل از χ حذف شده‌اند. مقدار χ درسرتاسر خط مرکزی ستون $y=۰$ بیشترین مقدار را دارد. در روی آن غلظت برابر است‌با

$$\chi=\frac{Q'}{\pi\bar{v}\sigma_y\sigma_z}\exp\left(-\frac{h^{۲}}{۲\sigma_z^{۲}}\right) \qquad (۱۱-۱۶)$$

در بسیاری از متون، بهتر است معادله (۱۱-۱۶) رابر Q' تقسیم کنیم. دراین‌صورت سمت چپ معادله یعنی χ/Q' ضریب رقت[۲] نامیده می‌شود

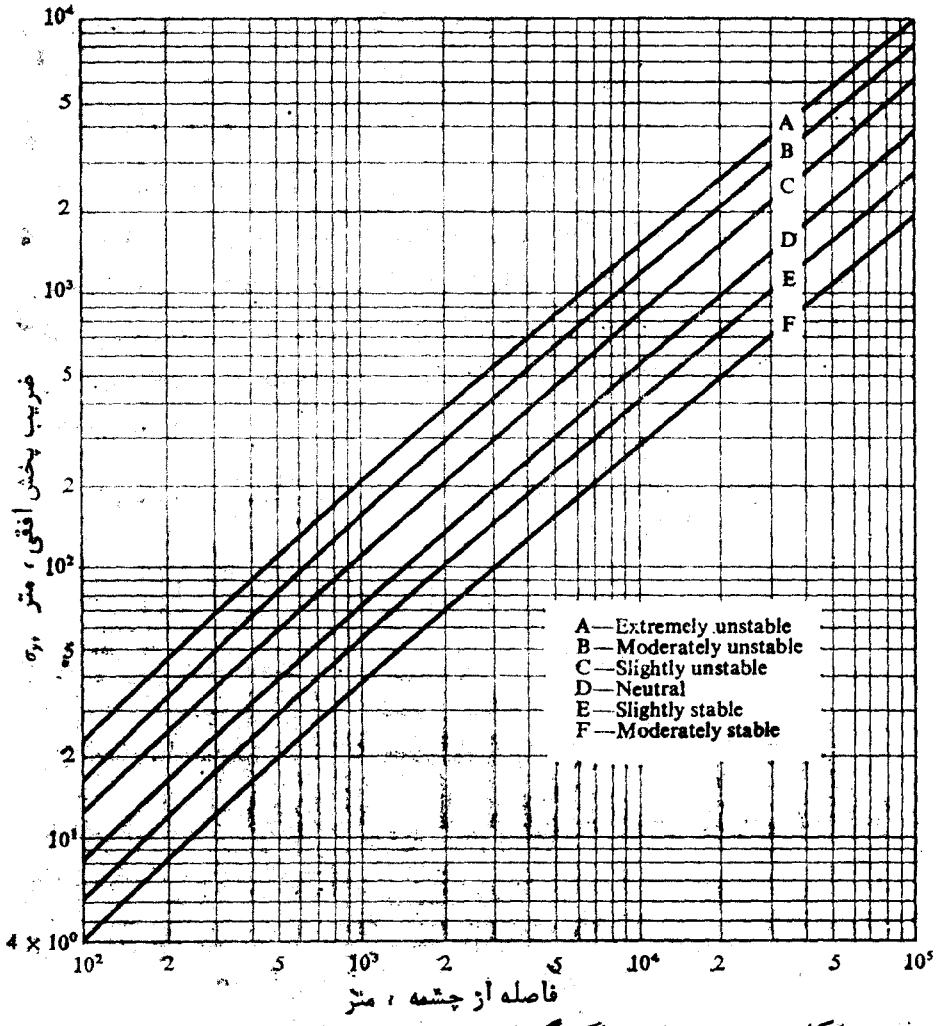
---

۱ - Standard Deviation

۲ - Dilution Factor

شرایط پاسکیل[۱]

قبل از کاربرد معادلات بالا درمسایل عملی بایستی σ_y و σ_z برحسب فاصله ازچشمه تعیین شوند. طبیعی است که این توابع بستگی به‌شرایط جوی دارد. لذا، به‌عنوان مثال، در تحت شرایط ناپایدار به‌دلایلی که درقسمت قبل بحث شد σ_z مربوط به‌پراکندگی در راستای عمودی می‌شود وانتظار می‌رود نسبت به‌فاصله سریعتر از حالت پایدار افزایش می‌یابد.



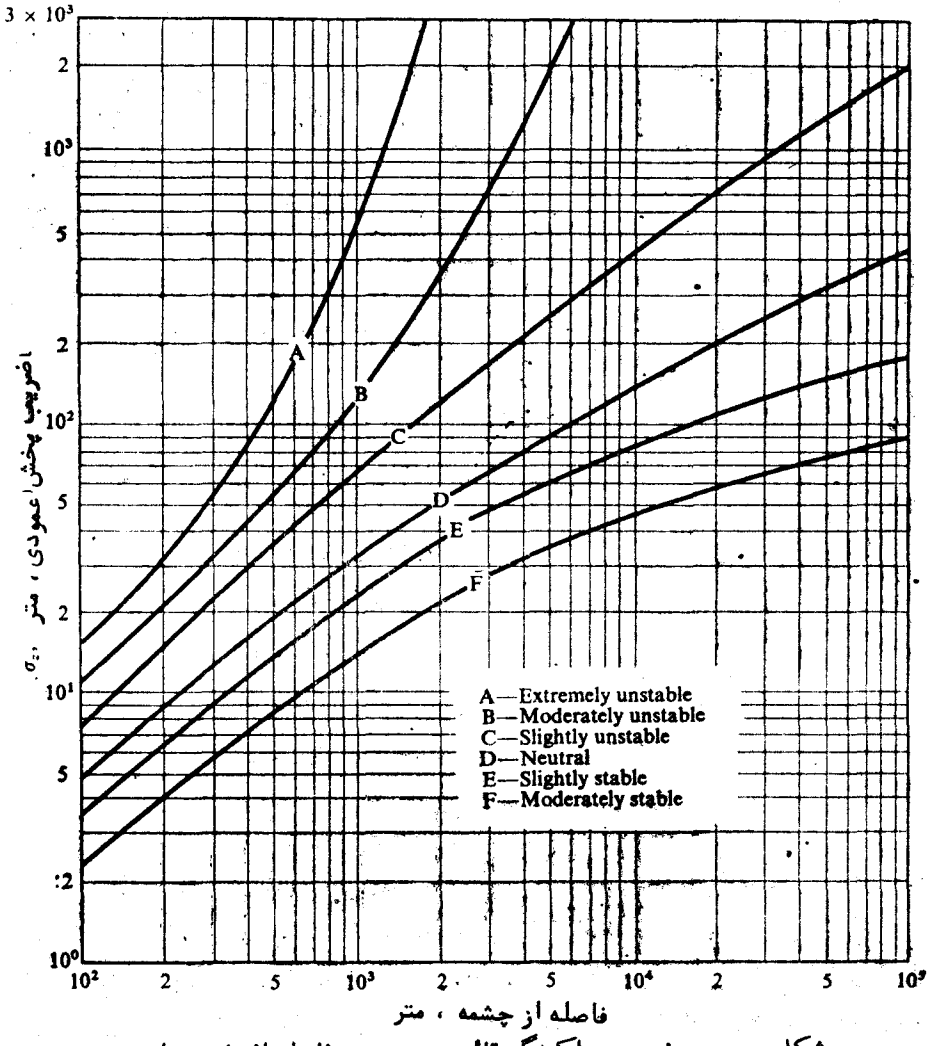
شکل ۱۱-۱۰ ضریب پراکندگی افقی σ_y برحسب فاصله از چشمه برای‌شرایط مختلف پاسکیل (D.H. Slade)

---

۱ - Pasquill Conditions

پاسکیل* بااستفاده از نتایج تجربی تعدادی منحنی برای σ_y و σ_z برای شش‌حالت پایدار جو به‌دست آورد. این منحنی‌ها در شکل (۱۱-۱۰) و(۱۱-۱۱) داده شده‌اند.
هفتمین‌حالت‌پایدار، نوع C راکه فوق‌العاده پایدار است می‌توان باروابط تقریبی زیرنشان‌داد:

$$\sigma_z(G) = \frac{۳}{۵}\sigma_z(F) \quad , \quad \sigma_y(G) = \frac{۲}{۳}\sigma_y(F) \qquad (۱۱-۱۷)$$



شکل ۱۱-۱۱ ضریب پراکندگی قائم σ_z برحسب فاصله ازچشمه برای شرایط مختلف پاسکیل (D.H.Slade)

* به‌منابع آخر فصل مراجعه کنید.

به‌طوری که شکل‌ها نشان می‌دهند، شرایط کم پایدارتر دارای مقادیر بزرگتر σ_y و σ_z نسبت به‌شرایط پایدار برای تمام فواصل از چشمه می‌باشند.

در اینجا خوب است یادآور شویم که بایک بادنمای ساده می‌توان تعیین کرد که کدام‌یک درشرایط پاسکیل بیشتر به‌شرایط واقعی‌جوی دریک مکان‌وزمان‌مخصوص نزدیکترند وقتی چنین بادنمای ساده‌ای در هوای آزاد نصب می‌شود، نوسانات یاتغییرات اتفاقی در حول راستای متوسط باد خواهد داشت. در روزهائی که جو ناپایدار است بادنما نوسانات‌گسترده‌تری نسبت به‌روزهای آرام (جو پایدار) خواهد داشت. لذا می‌توان رابطه‌ای بین انحراف معیار زاویه بادنما، σ_θ ، وشرایط پاسکیل به‌دست آورد. این ارتباط‌ها درجدول ۱۱-۲ داده شده‌اند. دستگاهی وجود دارد که مستقیماً σ_θ را ارزیابی می‌نمایدواین امر اطلاعات لازم برای تخمین حقیقی غلظت‌هارا از زمان آزادشدن، به‌دست می‌دهد.

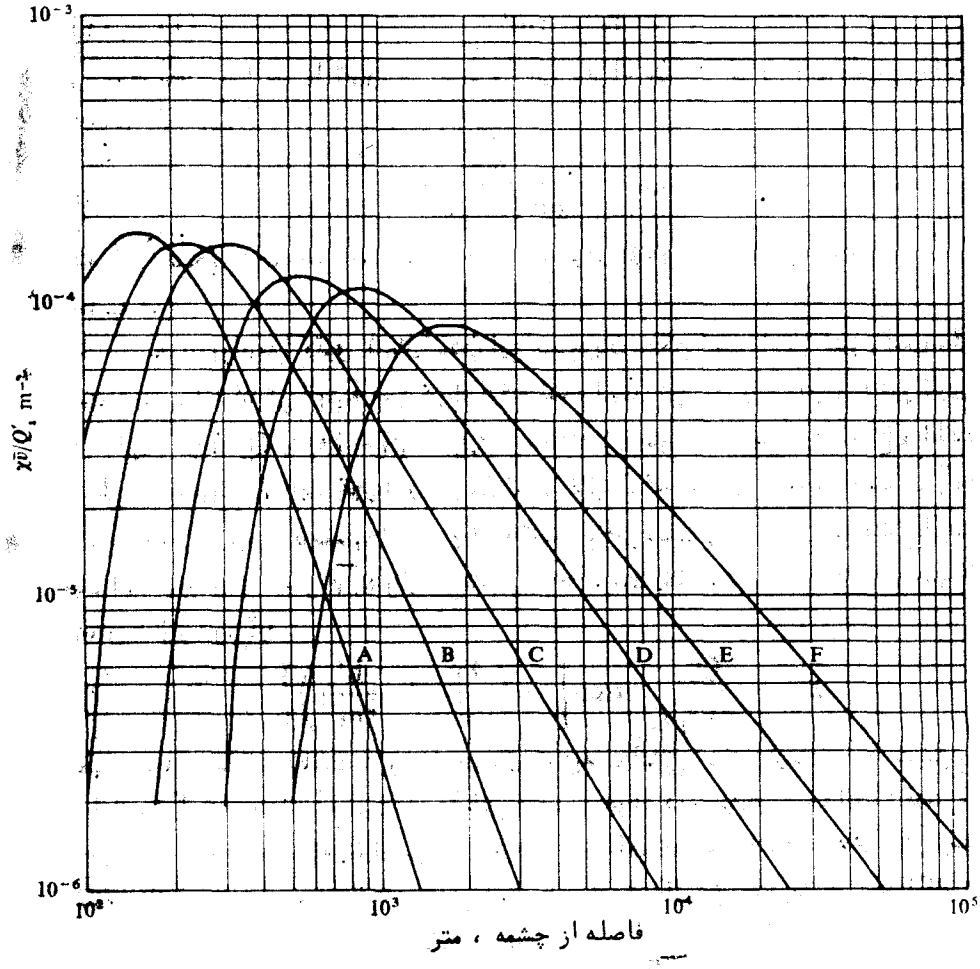
جدول ۱۱-۲

روابط بین انحراف معیار راستای افقی باد وشرایط پایداری پاسکیل

طبقه‌بندی پایداری پاسکول	σ_θ
A ، فوق‌العاده ناپایدار	۲۵°
B ، ناپایداری متوسط	۲۰°
C ، کمی ناپایدار	۱۵°
D ، خنثی	۱۰
E ، تااندازه‌ای پایدار	۵°
F ، پایداری متوسط	۲٫۵°
G ، فوق‌العاده پایدار	۱٫۷°

شکل ۱۱-۱۲ کمیت $\chi\bar{v}/Q'$ را برای جریان آزاد شده در ارتفاع ۳۰ متر تحت شرایط مختلف‌پاسکیل با استفاده ازمعادله (۱۱-۱۶) نشان‌می‌دهد. دیده می‌شود که $\chi\bar{v}/Q'$ ابتدا افزایش یافته به‌مقدار حداکثر می‌رسدو سپس کم‌وبیش به‌صورت تابع اکسپنانسیلی کاهش می‌یابد. درتحت شرایط ناپایدارتر (A و B) حداکثر مقدار $\chi\bar{v}/Q'$ در نزدیکی‌چشمه نقطه‌ای رخ می‌دهد (حدود چندصدمتر) و پس به‌سرعت به‌مقادیرکمی می‌افتند. به‌عبارت دیگر درتحت‌شرایط پایدار (F و E)حداکثر $\chi\bar{v}/Q'$ خیلی دورتر از چشمه‌قرارمی‌گیرد. دراکندگی جریان‌های نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت، غلظت جریان معمولا در نواحی مهمتر پرجمعیت در

شرایط پایداری بیشتر ازغلظت درشرایط ناپایداری است واغلب شرایط پایداری مبنای‌محاسبه پراکندگی جریان به کار می‌رود. اتفاقاً به‌آسانی می‌توان بااستفاده ازمعادله (۱۱-۱۶) واشکال (۱۱-۱۰) و(۱۱-۱۱) مشاهده نمود که درحالت تابش سطح زمینی ($h=0$) غلظت جریان در تحت شرایط پایدار بیشترین مقدار را دارد. محل حداکثر منحنی‌های شکل (۱۱-۱۲)را می‌توان باقراردادن مشتق معادله (۱۱-۱۶) نسبت‌به x برابر صفر به‌دست آورد. به‌هرحال، ازآنجاکه تمام‌بستگی χ به x درتوابع σ_y و σ_z وجود دارد، لازم‌است قبل از دیفرانسیل‌گیری رابطه بین این پارامترها را درنظر بگیریم، برای سادگی رابطه زیر را درنظر می‌گیریم.



شکل ۱۱-۱۲ کمیت $\chi\bar{v}/Q$ درسطح زمین برای جریان‌های تابیده شده دراوتفاع ۳۰m برحسب فاصله ازچشمه (D. H. Slade)

$$\sigma_y = a\sigma_z$$

که a عدد ثابتی‌است. قبل از دیفرانسیل‌گیری از دوطرف معادله (۱۱-۱۶) لگاریتم می‌گیریم

$$\ln\chi = -2\ln\sigma_z - \frac{h^2}{2\sigma_z^2} + \ln C$$

که C ترکیبی ازمقادیر ثابت است ، لذا

$$\frac{1}{\chi}\frac{d\chi}{dx} = \left(-\frac{2}{\sigma_z} + \frac{h^2}{2\sigma_z^3}\right)\frac{d\sigma_z}{dx} = 0$$

و بنابراین

$$h^2 = 2\sigma_z^2 \qquad (11-18)$$

این شرط محل حداکثر را تعیین می‌کند. بالاخره باقراردادن معادله (۱۱-۱۸) در معادله (۱۱-۱۶) داریم :

$$\chi_{max} = \frac{Q'}{\pi e v(\sigma_y\sigma_z)_{max}} \qquad (11-19)$$

که $(\sigma_y\sigma_z)_{max}$ بدان معنی است که σ_y و σ_z باید برای مقدار χ حاصل ازمعادله (۱۱-۱۸) محاسبه شود .

جریان رادیواکتیو. تاحال‌امکان این‌که جریان ممکن است رادیواکتیو باشدوممکن است درضمن پراکندگی تجزیه شود درنظرگرفته نشده است. این کار را می‌توان به‌طور تقریبی باجایگزین کردن Q' با $Q'_0\exp(-\lambda t)$ در معادله (۱۱-۱۶) به‌دست‌آورد که Q'_0 غلظت تابشی یاکتیویته، λ ثابت تجزیه و t زمان تابش تازمان اندازه‌گیری(مشاهده) است. ازآنجا که معادله (۱۱-۱۶) برحسب فاصله از نقطه تابش ونه‌برحسب زمان، برای هماهنگی،نوشته شده است به‌جای t مقدار $x/\bar{v}$ راقرارمی‌دهیم که $\bar{v}$ سرعت باد است. لذا معادله (۱۱-۱۶) به‌صورت زیر درمی‌آید.

$$\chi = \frac{Q'_0}{\pi v\sigma_y\sigma_z}\exp\left[-\left(\frac{\lambda x}{\bar{v}} + \frac{h^2}{2\sigma_z^2}\right)\right] \qquad (11-20)$$

تعیین محل حداکثر غلظت درجریان درحال تجزیه به‌آسانی ممکن نیست، این موضوع از دیفرانسیل‌گیری معادله (۱۱-۲۰) به‌آسانی دیده می‌شود. در بسیاری از مطالعات ایمنی،از تجزیه جریان اغماض می‌شود، فرضی که منجربه تخمین های محتاطانه (تخمین های بیش‌ازحد) غلظت‌های جریان می‌شود. البته، واضح است باجریان درحال تجزیه محل های حداکثر در شکل (۱۱-۱۲) به‌محل انتشار نزدیکتر می‌شود .

مثال ۱۱-۱ محل غلظت حداکثر یک جریان غیررادیواکتیوکه در ارتفاع ۳۰متر درشرایط نوع F آزاد می‌شود را تعیین کنید.

حل. ازمعادله (۱۱-۱۸) داریم

$$\sigma_z = h/\sqrt{2} = ۲۱٫۲ \text{ m}$$

ازشکل (۱۱-۱۱) دیده می‌شود که درارتفاع ۱۹۰۰ متر $\sigma_z = ۲۱٫۲$ می‌باشد.

انتشار ازساختمان‌ها. دریک‌حادثه راکتور، هسته‌های‌رادیواکتیوممکن‌است به‌داخل ساختمان دربرگیرنده راکتور رها شوند و احتمالا ازیک یا چند نقطه به‌خارج نشت نمایند. اگر باد بوزد، وجود ساختمان موجب‌ایجاد جریان‌های متلاطم هوا درکناره ساختمان می‌شود. این به‌نوبه خود موجب پراکندگی جریان‌ها بلافاصله پس از خروج ازساختمان می‌گردد. اثر این پراکندگی اولیه را می‌توان در روابط قبل به‌طریق زیر عمل کرد:

ابتدا ضریب رقت ساختمان به‌صورت زیر تعریف می‌شود.

$$D_B = cA\bar{v} \qquad (۱۱-۲۱)$$

که c یک ضریب‌ثابت تجربی‌است، گاهی‌آنرا ضریب شکل نامند، A سطح‌مقطع‌ساختمان و $\bar{v}$ سرعت متوسط بادست. یادآورمی‌شود که D_B دارای واحد مترمکعب درثانیه m^3/sec است. تجربیات‌نشان داده است که‌مقدار c بین ۰٫۵ و۰٫۶۷ تغییرمی‌کندودرتمام روابط حاصل قبلی به‌جای‌ضرائب σ_y و σ_z پایاهای Σ_y و Σ_z را قرارمی‌دهیم که به‌وسیله روابط زیر بیان‌می‌شوند:

$$\Sigma_y^2 = \sigma_y^2 + \frac{D_B}{\pi\bar{v}} \quad \text{و} \quad \Sigma_z^2 = \sigma_z^2 + \frac{D_B}{\pi\bar{v}} \qquad (۱۱-۲۲)$$

به‌عنوان مثال معادله (۱۱-۱۶) به‌صورت زیر درمی‌آید.

$$\chi = \frac{Q'}{\pi\bar{v}\Sigma_y\Sigma_z} \exp\left(-\frac{h^2}{2\Sigma_z^2}\right) \qquad (۱۱-۲۳)$$

اتفاقاً، ضریب رقت ساختمان را نیز می‌توان برای محاسبات تقریبی غلظت جریان درنزدیکی یک ساختمان‌راکتور به‌دست‌آورد. به‌عنوان مثال‌فرض‌می‌کنیم که‌گاز حاوی‌هسته رادیواکتیو با غلظت C_0 است که ازساختمان با شدت $Q'm^3/sec$ انتشار می‌یابد. غلظت C هسته رادیواکتیو را درنزدیکی ساختمان به‌وسیله رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$C = \left(\frac{Q'}{D_B}\right) C_0 \qquad (۱۱-۲۴)$$

۱۱-۵ دزهای اشعه ناشی از نیروگاههای هسته‌ای

نیروگاه هسته‌ای قدرت منابع پرتوتابی به اشخاصی است که در نزدیکی آن زندگی می‌کنند. جریان گاز رادیواکتیوناشی‌از: (۱) دزهای‌خارجی‌حاصل‌ازتابش‌اشعه ازستون‌گاز (۲)

دزهای داخلی حاصل از استنشاق هسته های رادیواکتیو (۳) دزهای خارجی حاصل از نشست هسته های رادیو اکتیو در روی زمین و (٤) دزهای خارجی حاصل از نشست هسته های رادیواکتیو بر روی بدن ولباس حاصل می‌شود. هریک ازاین دزها دارای دوقسمت است ، دز حاصل از اشعه گاما ودز حاصل ازاشعه بتا. از دزهای پیش گفته دزهای ۱ و۲ ناشی ازهسته های رادیواکتیو در خود ابر معمولا مهمتر هستند.

افراد ممکن است دزهای تابشی ازطریق هضم مواد غذائی آلوده به جریان های گازی یا مایع نیروگاه هسته‌ای را دریافت نمایند. محاسبه این دزها درقسمت (۱۱-۹) بحث شده است.

بالاخره یک دز مستقیم ازاشعه گاما حاصل در داخل نیروگاه وجود دارد. دریک نیروگاه درحال کار این اشعه ازخود راکتور ، از لوله های خنک کننده ، یاازقطعات دیگر نیروگاه حاوی مواد رادیواکتیو ساطع می‌شود. در پی یک سانحه راکتورکه درآن پاره‌های شکافت به‌داخل ساختمان دربرگیرنده رها می‌شوند خود ساختمان چشمه مستقیم ازاشعه می‌شود.

دز خارجی ناشی از ستون گاز ـ اشعه گاما.

در محاسبات دزهای خارجی معمولا فرض می‌شود که ستون‌دود بینهایت بزرگ است. این فرض محاسبات را ساده می کند وجوابهای محتاطانه به‌دست می‌دهد ـ یعنی، دزهائی که بزرگتر از دزهای واقعی است به‌دست می‌آید.

بنابراین، یک ابر یکنواخت بینهایت که دربلای سطح زمین قرار دارد، درنظرمی گیریم که حاوی یک هسته رادیو اکتیو با غلظت $\chi Ci/m^3$ می‌باشد ویک شعاع گاما با انرژی EMev تابش‌می کند. برطبق معادله (۹-۱۰) وبحث قسمت (۱۰-۱) شدت پرتوتابی عبارت است از

$$\dot{X} = ۱٫۸۳ \times ۱۰^{-۸} \Phi_{\gamma b} E (\mu_a/\rho)^{air} \quad R/sec \qquad (۲۰ - ۱۱)$$

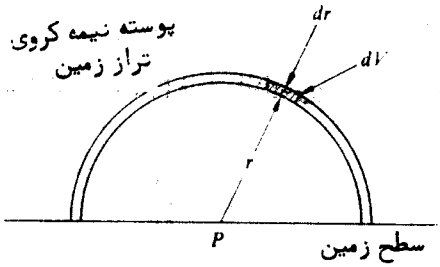
که $\Phi_{\gamma b}$ فلوی گاما افزایش یافته است. برای محاسبه $\Phi_{\gamma b}$ حجم dV را دریک پوسته‌نیم کره به‌شعاع r و ضخامت پوسته dr به‌مرکز P مطابق شکل (۱۱-۱۳) درنظر می‌گیریم. اگر S شعاع گاما درهرسانتیمترمکعب برثانیه تابش‌شود فلوی افزایش یافته درنقطه P ازحجم dV برابر است با

$$d\Phi_{\gamma b} = \frac{SdV}{٤\pi r^2} B_\rho(\mu r) e^{-\mu r}$$

که $B_\rho(\mu r)$ ضریب افزایشی نقطه‌ای برای هواست. کل فلو ازتمام حجم‌های dV درپوسته برابر است با

$$d\Phi_{\gamma b}=\frac{S}{4\pi r^2}\,2\pi r^2 dr B_p(\mu r)e^{-\mu r}$$

$$=\frac{S}{2}B_p(\mu r)e^{-\mu r}dr \qquad (۲۶-۱۱)$$



شکل ۱۱-۱۳ پوسته نیم کره درابر

و $\Phi_{\gamma b}$ از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\Phi_{\gamma b}=\frac{S}{2}\int_0^\infty B_p(\mu r)e^{-\mu r}dr \qquad (۲۷-۱۱)$$

مقدار انتگرال معادله (۱۱-۲۷) مستقل از شکل $B_p(\mu r)$ ، به‌طوری که از بحث زیر دیده می‌شود ، می‌باشد. فرض می‌کنیم که یک چشمه نقطه‌ای ، S شعاع گاما در ثانیه با انرژی E به‌داخل جو انتشار می‌دهد. بنابراین قلوی افزایشی درفاصله r از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\Phi_{\gamma b}=\frac{S}{4\pi r^2}B_p(\mu r)e^{-\mu r}$$

مقداری از انرژی جذب شده در پوسته کروی به‌ضخامت dr درنقطه r از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\Phi_{\gamma b}\mu_a E dV=\frac{S\mu_a E}{4\pi r^2}\times B_p(\mu r)e^{-\mu r}\times 4\pi r^2 dr$$

$$=S\mu_a E B_p(\mu r)e^{-\mu r}dr$$

که μ_a ضریب‌جذب هوا می‌باشد. ازآنجا که جو بینهایت است ، تمام انرژی تابش شده‌توسط چشمه درواحد زمان یعنی SE باید درنقطه‌ای از جو جذب شود. نتیجه می‌شود که

$$SE = \int_{0}^{\infty} \Phi_{\gamma b} \mu_a E dV$$

و بنابراین

$$1 = \mu_a \int_{0}^{\infty} B_p(\mu r)\, e^{-\mu r} dr \qquad (۲۸-۱۱)$$

باتوجه‌به‌معادله (۲۸-۱۱)، معادله(۲۷-۱۱) فلوی افزایشی‌را درمرکز ابر به‌صورت‌زیربه‌دست می‌دهد.

$$\Phi_{\gamma b} = \frac{S}{2\mu_a} \qquad (۲۹-۱۱)$$

با دردست داشتن غلظت یک رادیو ایزوتوپ در داخل ابر ، $\chi Ci/cm^3$ ، S برابر $3{,}7 \times 10^{10}\chi$ است، به‌شرطی که‌درمقابل هرتجزیه فقط‌یک‌شعاع گاما تابش‌شود. باقراردادن این مقادیر در معادله (۲۵-۱۱) داریم:

$$\dot{X} = 1{,}83 \times 10^{-8} \frac{3{,}7 \times 10^{10}\chi}{2\mu_a} E \left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)^{air}$$

$$= 2{,}62 \times 10^{5}\chi E \ \ R/sec \qquad (۳۰-۱۱)$$

که $\rho = 1{,}293 \times 10^{-3} g/cm^3$ جرم ویژه هوا درنظرگرفته شده است.

اگر هرهسته بیش از یک‌شعاع گاما تابش نماید معادله (۳۰-۱۱) باید به‌صورت‌زیر نوشته شود :

$$\dot{X} = 2{,}62 \times 10^{5}\chi \bar{E}_\gamma \ \ R/sec \qquad (۳۱-۱۱)$$

که $\bar{E}_\gamma$ انرژی متوسط تمام اشعه‌گاما درمقابل هرتجزیه است. جدول (۳-۱۱) مقدار $\bar{E}_\gamma$ را برای مهمترین پاره‌های شکافت گازی به دست می‌دهد. اینهاگازهائی هستندکه به مقادیر جزئی‌درضمن کار معمولی‌یک راکتور به‌محیط رها می‌شوند ولی در سوانح به‌مقدار بیشتر رها می‌شود .

درمعادلات (۳۰-۱۱) و (۳۱-۱۱) χ دارای واحد Ci/m^3 است. اگر χ برحسب Ci/cm^3 ، نظیر واحدهای σ_y ، σ_z درمعادلات (۱۶-۱۱) ، داده شود سپس معادله (۳۱-۱۱) به‌صورت زیر درمی‌آید.

$$\dot{X} = 0{,}2622\chi \bar{E}_\gamma \quad R/sec \qquad (۳۲-۱۱)$$

برای تعیین میزان دز معادل (دزبیولوژیکی) از معادلات بالا ، باید $\dot{X}$ را در ضریب f حاصل از شکل (۹-۵) و درضریب کیفی ضرب کرد. بهرحال هر دوضریب تقریباً برابر واحد هستند بطوریکه

$$\dot{H} \cong ۰٫۲۶۲ \chi \bar{E}_\gamma \quad rem/sec \qquad (۱۱-۳۳)$$

که χ برحسب Ci/m^2 است.

کل دز دریافتی درمدت زمان t_0 ثانیه، درحالتی که χ مقدار ثابتی است، از ضرب $\dot{H}$ معادله (۱۱-۳۳) در t_0 بدست می‌آید. اگر χ تابع زمان باشد دراین‌صورت باید معادله (۱۱-۳۳) را بین $t=0$ و $t=t_0$ انتگرال‌گیری کرد (مساله ۱۱-۶).

جدول ۱۱-۳ *

انرژی‌های متوسط تجزیه درتجزیه پاره‌های‌شکافت گازی

هسته +	$\bar{E}_\gamma$, Mev	$\bar{E}_\beta$, Mev
^{۸۵m}Kr	۰٫۱۵۱	۰٫۲۲۳
^{۸۵}Kr	۰٫۰۰۲۱۱	۰٫۲۲۳
^{۸۷}Kr	۱٫۳۷	۱٫۰۵
^{۸۸}Kr	۱٫۷۴	۰٫۳۴۱
^{۱۳۳m}Xe	۰٫۳۲۶	۰٫۱۵۵
^{۱۳۳}Xe	۰٫۰۳۰	۰٫۱۴۶
^{۱۳۵m}Xe	۰٫۴۲۲	۰٫۰۹۷۴
^{۱۳۵}Xe	۰٫۲۴۶	۰٫۳۲۲
^{۱۳۱}I	۰٫۳۷۱	۰٫۱۹۷
^{۱۳۲}I	۲٫۴۰	۰٫۴۴۸
^{۱۳۳}I	۰٫۴۷۷	۰٫۴۲۳
^{۱۳۴}I	۱٫۹۴	۰٫۴۵۵
^{۱۳۵}I	۱٫۷۸	۰٫۳۰۸

* J. S. Moore and R. Salvatori , Lectures on Nuclear Safety , University of Pittsburg , 1974

+ اندیس m مربوط به‌حالت ایزومری هسته است (قسمت ۲-۸)

مثال ۱۱-۳ ازیک نیروگاه قدرت PWR بطورمتوسط $2\times10^{3}Ci$ زینان ۱۳۳ درسال ازیک هواکش واقع درارتفاع ۱۰۰ متر ازسطح زمین خارج می‌شود. مطلوب است محاسبه دوز خارجی اشعه گاما درنقطه ۱۰۰ متر ازنیروگاه درتحت شرایط نوع F و وزش بادباسرعت 1m/sec است.

حل. میزان متوسط تابش زینان ۱۳۳ برابر

$$2\times10^{3}/3{,}16\times10^{7}=6{,}33\times10^{-5}Ci/sec$$

است. از اشکال (۱۱-۱۰) و (۱۱-۱۱) مقدار $\sigma_y=270m$ و $\sigma_z=46m$ به‌دست می‌آید. سپس بااستفاده ازمعادله (۱۱-۱۶) با $h=100m$ داریم :

$$\chi=\frac{6{,}33\times10^{-5}}{\pi\times1\times270\times46}\exp\left[-\frac{10^{4}}{2\times(46)^{2}}\right]=1{,}50\times10^{-10}\quad Ci/m^{3}$$

باقراردادن این مقدار و $\bar{E}_{\gamma}=0{,}030Mev$ حاصل ازجدول (۱۱-۳) وقراردادن درمعادله (۱۱-۳۳) نتیجه می‌شود :

$$\dot{H}=0{,}2662\times1{,}50\times10^{-10}\times0{,}030=1{,}18\times10^{-12}rem/sec$$
$$=0{,}0373\ mrem/yr$$

دز خارجی حاصل از ستون گاز ـ اشعه بتا

میزان دز خارجی مربوط به‌اشعه بتا معمولا در طی دومرحله محاسبه می‌شود. ابتدا، میزان دز جذبی درهوای خارج مجاور بدن تعیین می‌شود. سپس دز را در داخل لایه سطحی بدن براساس رابطه تجربی بین دز در هوا ودز دربشره (پوست سطحی) به‌دست می‌آورند.

درحالت پایدار درهرنقطه داخل توده‌ی بینهایت ابر به‌تعدادی که اشعه بتا درهر سانتیمترمکعب درثانیه تابش می‌شود جذب ابر می‌گردد. اگر ابر حاوی هسته رادیواکتیوی با غلظت $\chi Ci/m^{3}$ باشد که در هرتجزیه به‌طور متوسط $\bar{E}_{\beta}$ میلیون الکترون ولت تابش نماید، کل انرژی جذب شده $3{,}7\times10^{10}\chi\bar{E}_{\beta}\times1{,}60\times10^{-6}erg/cm^{3}-sec$ می‌باشد. این انرژی جذب هوا به‌جرم $1{,}293\times10^{-3}g/cm^{3}$ می‌شود ، بنابراین میزان جذب انرژی

$$\frac{3{,}7\times10^{10}\chi\bar{E}_{\beta}\times1{,}60\times10^{-6}}{1{,}293\times10^{-3}}=4{,}58\times10^{7}\chi\bar{E}_{\beta}\quad erg/g-sec$$

جذب $100erg/g$ دز جذبی معادل یک راد ایجاد می‌کند. بنابراین میزان دزجذبی درهوا برابر است با

$$\dot{D}_{air}=4{,}58\times10^{5}\chi\bar{E}_{\beta}\ rad/sec$$

زیرا که معمولا پوست فقط مورد تلبش نیمی از ابر قرار می‌گیرد .

$$\dot{D}_{air} = ۲٫۲۹ \times ۱۰^{۰} \chi \bar{E}_{\beta} \ \text{rad/sec} \qquad (۳٤ - ۱۱)$$

دراین معادله χ برحسب $Ci/cm^{۳}$ است. وقتی χ برحسب $Ci/m^{۳}$ داده شود معادله به‌صورت زیر درمی‌آید :

$$\dot{D}_{air} = ۰٫۲۲۹ \times \chi \bar{E}_{\beta} \quad \text{rad/sec} \qquad (۳۵ - ۱۱)$$

میزان دز معادل درنسج به‌وسیله رابطه زیر داده می‌شود.

$$\dot{H} = ۰٫۲۲۹ \chi \bar{E}_{\beta} \times f(d , E_{max}) \quad \text{rem/sec} \qquad (۳٦ - ۱۱)$$

که f تابعی است‌از d که به‌طور تجربی تعیین می‌شود ، d عمق داخل‌نسج است، و E_{max} حداکثر انرژی اشعه بتاتابش شده است. میزان دز درسطح بدن درحالی‌که $f = ۱$ می‌باشد حداکثر است ونسبت به‌فاصله در داخل نسج به‌سرعت کاهش می‌یابد. بنابراین، برای حفظ احتیاط دز پوست رامعمولا با $f = ۱$ حساب می‌کنند

مثال ۱۱-۳ دز خارجی شعاع بتا حاصل از ^{۱۳۵}Xe درتحت شرایط‌مثال (۱۱-۲) به طور سالیانه چقدر است؟

حل. ازجدول (۱۱-۳) داریم $\bar{E}_{\beta} = ۰٫۱٤٦ Mev$ است. سپس با قراردادن مقدار $\chi = ۱٫۵۰ \times ۱۰^{-۱۰} Ci/m^{۳}$ درمعادله (۱۱-۳٦) و $f = ۱$ داریم :

$$\dot{H} = ۰٫۲۲۹ \times ۱٫۵ \times ۱۰^{-۱۰} \times ۰٫۱٤٦ = ۵٫۰۲ \times ۱۰^{-۱۲} \ \text{rem/sec}$$
$$= ۰٫۱۵۸ \ \text{mrem/yr}$$

دز داخلی حاصل از تنفس

دوحالت وجود دارد که باید درنظرگرفته شوند. ابتدا، محاسبه میزان دز حاصل از استنشاق مداوم هسته‌های رادیواکتیو موجود درجو باغلظت متوسط نسبتاً ثابت. این وضع‌در مورد افرادی به‌کار می‌رود که دراطراف‌یک نیروگاه معمولی‌درحال کار که جریان رادیواکتیو گازی بامیزان ثابت تابش می‌کند به‌کار می‌رود. حالت دوم محاسبه کل دز دریافتی ناشی‌از استنشاق غلظت‌های معمولا بزرگتر وتابع‌زمان هسته‌های رادیواکتیو دریک‌مدت معین‌می‌باشد. این‌وضعیت متعاقب رویداد یک سانحه در راکتور به وجود می‌آید.

حالت ۱ .میزان دز حاصل از دریافت ثابت. روابط لازم برای محاسبه میزان دز داخلی دریک عضو ناشی‌از دریافت مداوم‌هسته‌های رادیواکتیو بایک غلظت ثابت درقسمت (۹-۸) به‌دست آمده است. میزان دز معادل دریافتی‌توسط یک عضوبه‌جرم M درانتهای یک دریافت منظم به‌داخل بدن به‌میزان $C_d \mu Ci/day$ از رابطه زیربه‌دست می‌آید

$$\dot{H} = \frac{۰٫۱ C_d \xi q}{M \lambda_e} (۱ - e^{-\lambda_e t}) \qquad \text{rem/day} \qquad (۳۷ - ۱۱)$$

دراین رابطه ع معادل انرژی موثر اشعه تابش شده ، q کسری از مقدارهسته رادیواکتیو که به‌عضو موردنظر راه می‌یابد.

$$\lambda_e = \lambda + \lambda_b \qquad (۳۸-۱۱)$$

λ_e ثابت تجزیه موثر رادیوایزوتوپ‌است و λ و λ_b ثابت‌های تجزیه‌رادیوایزوتوپ وبیولوژیکی (خروج از بدن) هردو برحسب عکس روز هستند. λ و λ_b برحسب نیمه‌عمر رادیواکتیو وبیولوژیکی عبارت است از

$$\lambda = \frac{۰٫۶۹۳}{T_{1/2}} \quad \text{و} \quad \lambda_b = \frac{۰٫۶۹۳}{T_{1/2b}} \qquad (۳۹-۱۱)$$

اگر C_d برحسب Ci/day و $\dot{H}$ برحسب rem/sec داده شود معادله (۱۱-۳۷) به صورت زیر درمی‌آید

$$\dot{H} = \frac{۵۹۲ C_d \xi q}{M\lambda_e}(۱ - e^{-\lambda_e t}) \quad \text{rem/sec} \qquad (۴۰-۱۱)$$

اگر درمعادله (۱۱-۴۰) مقدار C_d را برحسب Ci/sec قرار دهیم به‌شرط این که λ_e برحسب عکس ثانیه و t برحسب ثانیه قراردهیم نیز صادق است. این واحدهائی است که در بحث حاضر به‌کار خواهند رفت.

وقتی که زمان استنشاق بزرگتر از $T_{1/2}$ ویا $T_{1/2b}$ باشد ، اکسپانسیل درمعادله (۱۱-۴۰) خیلی کوچک می‌شود. دراین صورت میزان دز تبدیل به‌رابطه زیر می‌شود .

$$\dot{H} = \frac{۵۹۲ C_d \xi q}{M\lambda_e} \quad \text{rem/sec} \qquad (۴۱-۱۱)$$

که شدت دز تعادلی برای دریافت ثابت اکتیویته می‌باشد .

مقدار C_d ، میزان‌دریافت‌اکتیویته‌برحسب Ci/sec ، برابراست‌باغلظت‌رادیوایزوتوپ χ ، برحسب Ci/m^3 به‌طوری‌که از معادله (۱۱-۱۶) حساب شده و درشدت تنفس B برحسب m^3/sec ضرب شده است یعنی :

$$C_d = \chi B \qquad (۴۲-۱۱)$$

این‌رابطه شدت ورود رادیوایزوتوپ به‌داخل شش‌ها را به‌دست می‌دهد. مقدار زیادی ازاین اکتیویته‌بطورآنی ازشش‌ها خارج‌می‌شود وفقط کسری‌ازآن درشش‌ها باقی می‌ماندوبه‌عضوحساس می‌رسدبعنوان‌مثال،حالت‌مهم ید می‌باشد که‌فقط ۲۳ درصد گازی که استنشاق می‌شود درانتها وارد غده تیروئید ، عضو حساس این ماده می‌شود .

می‌دانیم که شدت تنفس شخص تابع فعالیتی است که شخص درگیر آن است. لذا

شدت استنشاق متوسط درمدت ۸ ساعت کار روزانه یک شخص استاندارد (بنابه تعریف ICRP) برابر است با

$$B = ۱۰ m^۳/۸ hr = ۳٫٤۷ \times ۱۰^{-٤} m^۳/sec \qquad (٤۳ - ۱۱)$$

درحالیکه میزان متوسط در طی ۲٤ ساعت برابر است با

$$B = ۲۰ m^۳/۲٤ hr = ۲٫۳۲ \times ۱۰^{-٤} m^۳/sec \qquad (٤٤ - ۱۱)$$

برای مدت‌های کوتاهی از زمان شخص ممکن است سریعتر (به‌ویژه اگر او فکر کند که در یک میدان اشعه است) تنفس کند وشدتهای تنفس ممکن است تاحدود $۱۵ \times ۱۰^{-٤} m^۳/sec$ برسد که دربعضی ازمحاسبات ایمنی راکتور به کار می‌رود .

مثال ۱۱-٤ یک نیروگاه BWR به‌طورمتوسط ۱٫۲۳Ci ید ۱۳۱ درسال تابش می‌کند که از طریق یک هواکش در ارتفاع ۳۰متر از سطح زمین به‌خارج می‌رود. به‌فرض این که شرایط جوی ازنوع پایداری E بود؛ وسرعت متوسط باد ۱٫۲m/sec باشد ، مطلوب است محاسبه (الف) دوز حالت تعادل به‌غده تیروئید یک فرد که درنقطه ۲۰۰۰ متر دور از نیروگاه قرار دارد، (ب) دز سالیانه غدهٔ تیروئید دراین محل. [یادآوری : در مورد ^{۱۳۱}I داریم $T_{۱/۲} = ۸٫۰٤$ روز $T_{۱/۲b} = ۱۳۸$ روز، $E = ۰٫۲۳ Mev$*، و $q = ۰٫۲۳$ می‌باشد. جرم غده تیروئید شخص+ ۲۰ گرم است].

حل . (الف) رهاشدن ۱٫۲۳Ci/year معادل :

$$۱٫۲۳/۳٫۱٦ \times ۱۰^{۷} = ۳٫۸۹ \times ۱۰^{-۸} Ci/sec$$

است. از شکل (۱۱ - ۱۲) مقدار χ/Q' در ۲۰۰۰ متری نیروگاه درشرایط جوی از نوع E برابر $٦ \times ۱۰^{-٥}/m^۳$ به‌دست می‌آید. لذا

$$\chi = \frac{٦٫۰ \times ۱۰^{-٥} \times ۳٫۸۹ \times ۱۰^{-۸}}{۱٫۲} = ۱٫۹۰ \times ۱۰^{-۱۲} Ci/m^۳$$

بااستفاده از معادله (۱۱-٤٤) برای تعیین میزان تنفس معمولی وقراردادن درمعادله (۱۱-٤۲) داریم

$$C_d = ۱٫۹٥ \times ۱۰^{-۱۲} \times ۲٫۳۲ \times ۱۰^{-٤} = ٤٫٥۲ \times ۱۰^{-۱٦} Ci/sec$$

ثابت‌های تجزیه از معادله (۱۱-۳۹) عبارتند از

---

* مقدار ξ برای ایزوتوپهای دیگر ید در جدول (۱۱-۱٥) و مساله (۱۱-۱٦) داده شده است.

+ جرم غده تیروئید یک‌بچه (یکساله) را معمولا حدود ۲ گرم درنظرمی‌گیرند لذا میزان دز وکل دز دریافتی به‌بچه می‌تواند ۱۰ برابر یک جوان باشد.

$$\lambda = \frac{٠٫٦٩٣}{٨٫٠٤ \times ٨٦٤٠٠} = ٩٫٩٨ \times ١٠^{-٧}/\text{sec}$$

$$\lambda_b = \frac{٠٫٦٩٣}{١٣٨ \times ٨٦٤٠٠} = ٥٫٨١ \times ١٠^{-٨}/\text{sec}$$

وبنابراین

$$\lambda_e = ٩٫٩٨ \times ١٠^{-٧} + ٥٫٨١ \times ١٠^{-٨} = ١٫٠٦ \times ١٠^{-٦}/\text{sec}$$

باقراردادن این مقادیر درمعادله (٤.١-١١) داریم

$$\dot{H} = \frac{٥٩٢ \times ٤٫٥٢ \times ١٠^{-١٦} \times ٠٫٢٣ \times ٠٫٢٣}{٢٠ \times ١٫٠٦ \times ١٠^{-٦}} = ٦٫٦٨ \times ١٠^{-١٠} \text{ rem/sec}$$

(ب) دز درسدت یکسال برابر خواهد بود با

$$H = ٦٫٦٨ \times ١٠^{-١٠} \times ٣٫١٦ \times ١٠^{+٧} = ٠٫٠٢١١ \text{ rem}$$
$$= ٢١٫١ \text{ mrem}$$

این مساله را می‌توان نیز از مقایسه غلظت ^{١٣١}I درنقطه استنشاق با $(MPC)_a$ برای ^{١٣١}I ودزسالیانه آن حل کرد. لذا درنشریه شماره ۲ ICRP (منابع فصل ۹) مقدار $(MPC)_a$ برای ^{١٣١}I در پرتوتایی حرفه‌ای برابر $٣ \times ١٠^{-٩} Ci/m^٣ = ٣ \times ١٠^{-٣} \mu Ci/cm^٣$ برای استنشاق مدام باشدت $٢٠ m^٣/٢٤ hr$ می‌باشد. این مقدار بااستفاده از دزسالیانه ۳۰ رم برای غده تیروئیدحساب‌شده است. نتیجه‌می‌شود که استنشاق مدام هوای‌حاوی ^{١٣١}I با غلظت χ دز بمقدار زیر دریافت می‌شود.

$$H = \frac{\chi}{٣ \times ١٠^{-٩}} \times ٣٠ \text{ rems}$$

با استفاده از مقدار $\chi = ١٫٩٥ \times ١٠^{-١٢} Ci/m^٣$ دراین‌مثال داریم

$$H = \frac{١٫٩٥ \times ١٠^{-١٢}}{٣ \times ١٠^{-٩}} \times ٣٠ = ١٩٫٥ \text{ mrem}$$

که اساساً همان جواب قبلی است.

حالت ۲ ـ حالت قبل‌مناسب یک نیروگاه‌هسته‌ای درحال کارمی‌باشدکه بایک قدرت ثابت کار می‌کند وبا شدت ثابتی رادیواکتیویته آزاد می‌نماید. سوانح راکتورانواع‌مختلفی از مسایل به‌وجود می‌آورد. در اینجا پاره‌های شکافت‌گازی ابتدا به‌داخل ساختمان درگنبدی رها می‌شود وسپس به‌جو خارج ازساختمان نشت می‌کند.

میزان نشت از ساختمان به‌صورت درصدگاز داخل ساختمان که ازآن در روز خارج می‌شود مشخص می‌گردد. مثلا دریک ساختمان راکتورکاملا محفوظ میزان‌نشت کمتر از ۱٪

درصدگازهای داخل‌ساختمان در روز است. حال فرض می کنیم که دریک سانحه C_0 واحداز پاره‌های شکافت‌پایدار به‌داخل‌ساختمان‌رها می‌شود و C_0 مقدار هسته‌های باقیمانده درساختمان در زمان t است ، را می‌توان ازمعادله زیر به‌دست آورد .

$$\frac{dC}{dt} = -\text{۰٫۰۱}pC \qquad (۱۱-۴۵)$$

که p میزان نشت برحسب‌درصد است. معادله (۱۱-۴۵) شبیه معادله تجزیه مواد رادیو اکتیو است که ثابت تجزیه آن

$$\lambda_1 = \text{۰٫۰۱}p \qquad (۱۱-۴۶)$$

می‌باشد. جواب معادله (۱۱-۴۵) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$C = C_0 e^{-\lambda_l t} \qquad (۱۱-۴۷)$$

اگر ، مطابق حالت معمول ، پاره‌های شکافت رادیواکتیو باشد دراین‌صورت

$$C = C_0 e^{-(\lambda+\lambda_l)t} \qquad (۱۱-۴۸)$$

که λ ثابت تجزیه رادیواکتیو و C و C_0 دارای واحدهای مناسب اکتیویته هستند.

ازآنجا که λ_l معادل ثابت تجزیه است ، شدت خروج که پاره‌های شکافت ازساختمان از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$Q' = \lambda_l C$$

$$= \lambda_l C_0 e^{-\lambda_c t} \qquad (۱۱-۴۹)$$

$$\lambda_c = \lambda + \lambda_l \qquad (۱۱-۵۰)$$

ثابت تجزیه کل پاره شکافت در ساختمان است.

مثال ۱۱-۵ دریک سانحه راکتور به‌قدرت MW ۱۰۰۰ ، ۲۵درصد مقدار ^{۱۳۱}I تعادلی آن یعنی $\text{۶٫۲۵} \times 10^{6}$ Ci به‌داخل ساختمان گنبدی رها می‌شود که با شدت ۰٫۱ درصد در روز به‌خارج نشت می کند . با چه میزانی ^{۱۳۱}I برحسب Ci/sec ازساختمان خارج می‌شود.

حل. ازمعادله (۱۱-۴۶)

$$\lambda_l = \text{۰٫۰۱} \times \text{۰٫۱} = 10^{-3}/\text{day}$$

$$= 10^{-3}/\text{۸۶۴۰۰} = \text{۱٫۱۶} \times 10^{-8}/\text{sec}$$

و از مثال ۱۱-۴ مقدار ثابت تجزیه برابر است با $\text{۹٫۹۸} \times 10^{-7}$/sec با استفاده ازمعادله (۱۱-۵۰)

$$\lambda_c = ۹٫۹۸ \times ۱۰^{-۷} + ۱٫۱۶ \times ۱۰^{-۸} = ۱٫۰۰ \times ۱۰^{-۶}/\text{sec}$$

سپس از معادله (۱۱-۴۹) داریم

$$Q' = ۱٫۱۶ \times ۱۰^{-۸} \times ۶٫۲۵ \times ۱۰^{۶} \exp(-۱۰^{-۶}t)$$
$$= ۰٫۰۷۲۵ \exp(-۱۰^{-۶}t) \qquad \text{Ci/sec}$$

ازآنجاکه انتشار پاره‌های شکافت یا رادیواکتیویته‌های دیگر از ساختمان راکتور تابعی‌از زمان است، غلظت رادیواکتیویته درجو درنقطه‌ای‌که استنشاق می‌شود نیز بستگی به‌زمان دارد. به‌هرحال، معمول است‌که درمحاسبات ایمنی راکتور ازتجزیه رادیواکتیویته در انتقال درجو صرفنظر می‌شود. به‌طورخلاصه، فرض می‌شود‌که هسته‌ها درلحظه رهاشدن از ساختمان استنشاق می‌شوند، اگرچه درغلظت کمتری می‌باشند.

به‌طوری‌که درفصل ۹ تشریح شد، دز دریافتی به‌وسیله عضو درحقیقت موقع تجزیه هسته انجام می‌گیرد، که‌مدت طولانی پس ازاین‌که داخل بدن شد انجام می‌گیرد ، به‌شرطی که عضو هسته رادیواکتیو را درخود نگهداشته باشد. به‌عنوان مثال، فرض‌کنید یک‌عضو خاص درمدت dt درزمان t از رادیواکتیویته آزاد شده از ساختمان راکتور دریافت نماید و تنفس توسط شخص به‌مدت $d\tau$ درزمان t پس‌از وقوع سانحه‌انجام شده است. مقدارکوری تنفس شده در مدت $d\tau$ ثانیه برابر $B\chi(\tau)\,d\tau$ است‌که B شدت تنفس‌کشیدن برحسب $m^۳/sec$ و $\chi(\tau)$ غلظت‌رادیوایزوتوپ‌برحسب $Ci/m^۳$ می‌باشد. اکتیویته باقیمانده درعضو در زمان t برابر است با

$$B\chi(\tau)R(t-\tau)\,e^{-\lambda(t-\tau)}\,dt \quad Ci$$

که $R(t-\tau)$ تابع نگهدارنده عضو برای هسته اکتیو است. درمدت زمان dt این اکتیویته مقدار دز زیر را ایجاد می‌کند.

$$dH = \frac{۵۹۲B\xi}{M}\chi(\tau)R(t-\tau)\,e^{-\lambda(t-\tau)}\,dtd\tau \text{ rem} \qquad (۱۱-۵۱)$$

که ξ و M قبلا تعریف شده‌اند.

دز دریافتی‌توسط عضو درنتیجهٔ استنشاق‌هسته رادیواکتیو درمدت $d\tau$ باانتگرال‌گیری معادله (۱۱-۵۱) درمدت عمر هسته درعضو یعنی از $t=\tau$ تابینهایت انجام می‌گیرد:

$$dH = \frac{۵۹۲B\xi}{M}\int_{t=\tau}^{\infty}\chi(\tau)R(t-\tau)e^{-\lambda(t-\tau)}\,dtd\tau \text{ rem}$$

کل دز دریافتی توسط عضو در درازمدت استنشاق برای مدت زمان t_0 برابر است‌با

$$H=\frac{0.92B\xi}{M}\int_{\tau=0}^{t_0}\int_{t=\tau}^{\infty}\chi(\tau)R(t-\tau)e^{-\lambda(t-\tau)}dtd\tau\ rem \qquad (52-11)$$

تابع نگهدارنده از معادله (۹ — ۳۱) به‌دست می‌آید ، یعنی :

$$R(t-\tau)=qe^{-\lambda_b(t-\tau)}$$

که q کسری ازهسته‌های اکتیو است که به‌یک عضو خاص راه می‌یابدو λ_b ثابت تجزیه برای پاك شدن عضو ازهسته‌های اکتیواست. باقرار دادن مقدار $R(t-\tau)$ درمعادله‌خواهیم داشت:

$$H=\frac{0.92B\xi q}{M}\int_{\tau=0}^{t_0}\int_{t=\tau}^{\infty}\chi(\tau)e^{-\lambda_e(t-\tau)}dtd\tau\ rem \qquad (53-11)$$

که λ_e ثابت موثر تجزیه هسته رادیواکتیو درعضو طبق تعریف معادله (۱۱-۳۸) است‌با انجام انتگرال‌گیری معادله (۱۱-۵۳) روی t رابطه زیربه‌دست می‌آید.

$$H=\frac{0.92B\xi q}{M\lambda_e}\int_{0}^{t_0}\chi(\tau)d\tau \qquad (54-11)$$

اگر هسته رادیواکتیو از ساختمان برطبق معادله (۱۱-۴۹) رهاشود غلظت‌جوی آن طبق‌رابطه زیر تغییر می‌کند.

$$\chi(\tau)=\chi_0e^{-\lambda_e t} \qquad (55-11)$$

که χ_0 غلظت اولیه‌است. باقراردادن تابع در معادله (۱۱-۵۴) وانجام انتگرال‌گیری داریم

$$H=\frac{0.92B\xi\chi_0q}{M\lambda_e\lambda_c}(1-e^{-\lambda_c t_0})\ rem \qquad (56-11)$$

در بعضی از حالات موردنظر $\lambda_e t_0$ خیلی کمتر از واحد بوده و عبارت اکسپنانسیل در معادله (۱۱-۵۶) را می‌توان بسط داد. دراین‌صورت نتیجه به‌صورت زیر است:

$$H=\frac{0.92B\xi q\chi_0 t_0}{M\lambda_e}\ rem \qquad (57-11)$$

ازاین‌رابطه نیز می‌توان برای‌محاسبه دز دریافتی‌توسط فردی که‌مدت t_0 ثانیه درابری باغلظت χ_0 ، مستقل‌از زمان ، ایستاده استفاده‌کرد ویا برای محاسبه دز حاصل‌از وزش رادیواکتیویته

حاوی اکتیویته کل ($\chi_0 t_0$) کوری استفاده نمود. بالاخره اگر شخصی به‌طور نامحدود در ابر رادیواکتیو بایستد $t_0 = \infty$ است ومعادله (۱۱-۵۶) تبدیل به‌معادله زیرمی‌شود:

$$H_\infty = \frac{۵۹۲ B \xi q \chi_0}{M \lambda_e \lambda_c} \text{ rem} \qquad (۱۱-۵۸)$$

مثال ۱۱-۶ مطلوب است محاسبه دز دریافتی به‌غده تیروئید شخصی درمدت اولین دوساعت پس از سانحه‌ای که شرح آن درمثال ۱۱-۵ گذشت، درفاصله ۲۰۰۰ متری ساختمان راکتور بفرض اینکه $I^{۱۳۱}$ درسطح زمین در شرایط پراکندگی نامطلوب (نوع F) وبا وجود باد با سرعت در هوا رها شود. B را از معادله (۱۱-۴۳) بدست آورید.

حل. غلظت برای رهاشدن در سطح زمین از معادله (۱۱-۱۶) باقرار دادن $h = ۰$ به‌دست می‌آید یعنی

$$\chi_0 = \frac{Q'_0}{\pi \bar{v} \sigma_y \sigma_z}$$

که Q'_0 شدت رهاشدن اکتیویته در شروع سانحه است. از مثال (۱۱-۵) داریم $Q'_0 = ۰٫۰۷۲۵ \text{Ci/sec}$. ازاشکال(۱۱-۱۰).و(۱۱-۱۱)مقادیر $\sigma_y = ۷۰ \text{m}$ و $\sigma_z = ۲۱ \text{m}$ درفاصله ۲۰۰۰ متر در شرایط F پاسکیل است با $\bar{v} = ۱$

$$\chi_0 = \frac{۰٫۰۷۲۵}{\pi \times ۱ \times ۷۰ \times ۲۱} = ۱٫۵۷ \times ۱۰^{-۵} \text{Ci/m}^۳$$

درمثال ۱۱-۴ و ۱۱-۵ داریم $\lambda_c = ۱٫۰۶ \times ۱۰^{-۶} \text{sec}^{-۱}$ ، $\lambda_e = ۱٫۰۰ \times ۱۰^{-۶} \text{/sec}$

برای پرتوتابی به‌مدت دوساعت t_0 درمعادله(۱۱-۵۶) برابر $۷۲۰۰ = ۳۶۰۰ \times ۲$ ثانیه می‌باشد. لذا $\lambda_e t_0$ کوچک است ومعادله (۱۱-۵۷) به‌کار می‌رود. با ارائه پایاها نتیجه می‌شود

$$H = \frac{۵۹۲ \times ۳٫۴۷ \times ۱۰^{-۴} \times ۰٫۲۳ \times ۰٫۲۳ \times ۱٫۵۷ \times ۱۰^{-۵} \times ۷۲۰۰}{۲۰ \times ۱٫۰۶ \times ۱۰^{-۶}}$$

$$= ۵۷٫۹ \text{ rem}$$

دز مستقیم اشعه گاما

شدت پرتوتابی حاصل از تابش اشعه گاما داخل ساختمان راکتور را می‌توان بافرض این که ساختمان به‌صورت یک چشمه نقطه‌ای است محاسبه نمود، سپس اگر ازجذب ساختمان صرفنظر کنیم شدت پرتوتابی ازمعادله (۱۱-۲۰) بافلوی افزایشی به‌دست می‌آید

$$\Phi_{\gamma b} = \frac{SB_p(\mu r)e^{-\mu r}}{4\pi r^2} \qquad (۱۱-۵۹)$$

که S تعداد شعاع گاماهای تابش‌شده درثانیه و $B_p(\mu r)$ ضریب افزایشی‌نقطه‌ای‌درهواست. باقرار دادن معادله (۱۱-۵۹) درمعادله (۱۱-۲۵) رابطه زیربه‌دست می‌آید:

$$\dot{X} = ۱٫۴۶ \times ۱۰^{-۹} SE \left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)^{air} \frac{B_p(\mu r)e^{-\mu r}}{r^2} \text{ R/sec} \qquad (۱۱-۶۰)$$

ضریب افزایشی نقطه‌ای درهوا ، $B_p(\mu r)$ درمعادله (۱۱-۶۰) فقط اخیراً حساب شده است. (مسئله ۱۱-۹) و محاسبات دز مستقیم اشعه گاما به‌طور معمول براساس روش زیر متعلق‌به گلدشتاین[۱] است (به‌منابع آخرفصل ۱۰ مراجعه کنید) $B_p(\mu r)$ به‌صورت زیر نوشته می‌شود :

$$B_p(\mu r) = ۱ + k\mu r \qquad (۱۱-۶۱)$$

k پایائی است که باید تعیین شود. معادله (۱۱-۶۱) حالت خاص ضریب افزایش برگر است وقتی که $B = ۰$ باشد (پاورقی‌صفحه ۴۹۶). مقدار k را می‌توان‌باقرار دادن معادله (۱۱-۶۱) درمعادله (۱۱-۲۸) وانجام انتگرال گیری به‌دست آورد. لذا

$$۱ = \mu_a \int_0^\infty (۱ + k\mu r)e^{-\mu r}\, dr$$

$$= \mu_a \left(\frac{۱}{\mu} + \frac{k}{\mu}\right)$$

وبنابراین

$$k = \frac{\mu}{\mu_a} - ۱ \qquad (۱۱-۶۲)$$

رسم k همراه با μ و μ_a برای هوا درشکل (۱۱-۱۴) داده شده است. مقایسه‌ای از $B_p(\mu r)$ محاسبه شده ازمعادله (۱۱-۶۱) بامقادیر دقیق‌تر، نشان می‌دهد که مقدار قبلی‌برای‌انرژی‌های بین ۲ تا Mev ۱ اشعه‌گاما دقیق‌ترین مقدار است - یک‌گام مهم انرژی درمسائل عملی.

معادله (۱۱-۶۰) میزان پرتوتابی را برحسب R/sec به‌دست می‌دهد. اگرمقدار f در معادله (۹-۱۸)، که میزان پرتوتابی‌را به‌میزان دز جذبی مرتبط می‌سازد، تقریباً برابر واحدبوده، وضریب کیفی‌نیزبرابر واحداست،معادله (۱۱-۶۰) میزان دز را برحسب rem/sec به‌دست می‌دهد. یعنی $\dot{X} = \dot{H}$

اگر دز مستقیم حاصل ازاشعه‌گامای تابش شده به‌وسیله هسته‌های رادیواکتیو رها شده درساختمان راکتور دربی‌یک‌سانحه‌را درنظر بگیریم، دراین‌صورت S درمعادله (۱۱-۶۰) به‌وسیله رابطه زیر داده می‌شود .

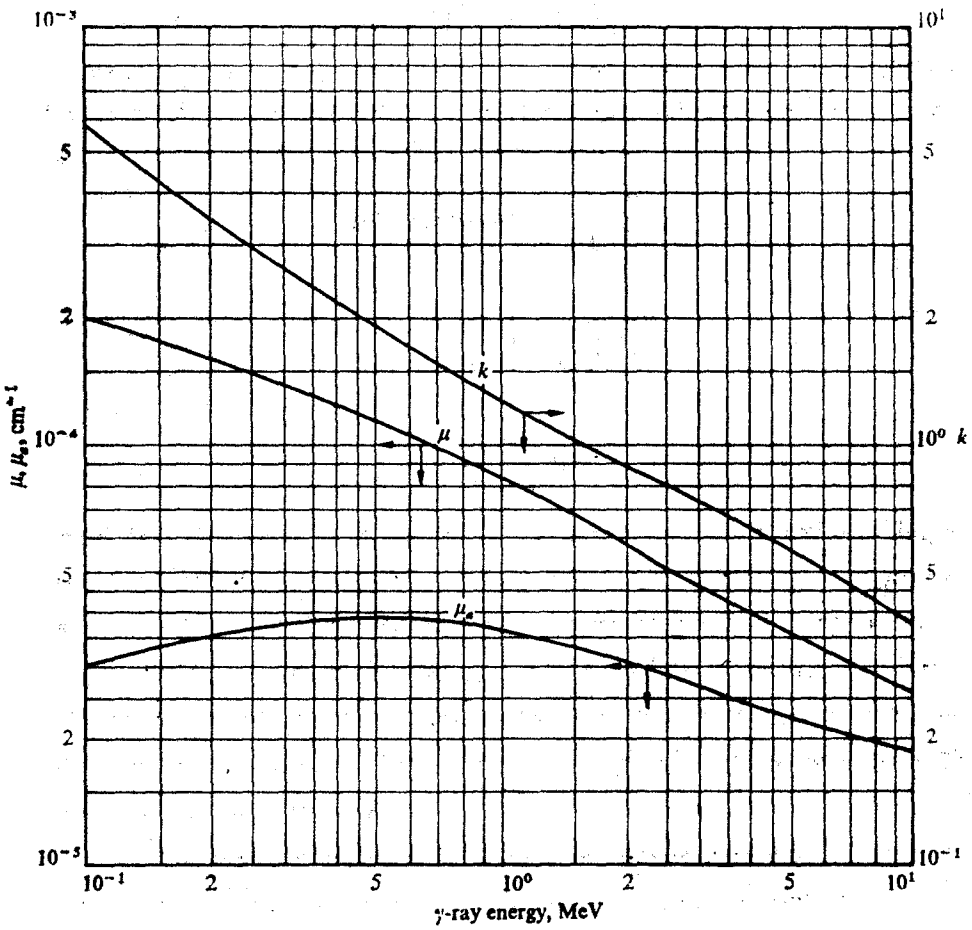
---

۱ - H. Goldstein

$$S = ۳٫۷ \times ۱۰^{۱۰} C_0 e^{-\lambda_c t} \qquad (۱۱-۶۳)$$

که C_0 مقدار اکتیویته رهاشده برحسب کوری است، λ_c ثابت تجزیه شامل نشت‌می‌باشد (بامعادله (۱۱-۰۵) مقایسه کنید) و t زمان پس از وقوع سانحه‌است. کل دز مستقیم دریافتی تا زمان t_0 از قرار دادن معادله (۱۱-۶۳) در معادله (۱۱-۶۰) وانجام انتگرال‌گیری از $t=0$ تا $t=t_0$ به‌دست می‌آید. نتیجه به‌صورت زیر است :

$$H \simeq X = \frac{۰٫۰۴ C_0}{\lambda_c}(1 - e^{-\lambda_c t_0}) E \left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)^{air} \frac{B_p(\mu r)}{r^2} e^{-\mu r} \text{ rem} \qquad (۱۱-۶۴)$$



شکل (۱۱-۱۴) ضریب جذب خطی وضریب تضعیف‌خطی هوا وپایای k
لازم برای محاسبه ضریب افزایش (D.H. Slade, et al)

دراین رابطه C_0 برحسب C_i ، λ_c برحسب sec^{-1} ، t_0 برحسب sec ، r برحسب cm ، E برحسب Mev و $(\mu_a/\rho)^{air}$ برحسب cm^2/g است.

مثال ۱۱-۷ پاره شکافت گازی ^{88}Kr $(T_{1/2}=2{,}79hr)$ چند شعاع گاما تابش می‌کند که برجسته‌ترین آنها دارای انرژی Mev ۲٫۴۰ است و در ۴۰ درصد از تجزیه‌ها تابش می‌گردد. دریک سانحه $3\times10^7 C_i$ از ^{88}Kr به‌داخل ساختمان یک راکتور رهامی‌شود واز ساختمان باشدت ۱ ر. درصد در روز به‌خارج نشت می‌کند. دز مستقیم ناشی‌ازشعاع گامای Mev ۲٫۴۰ برای مدت دوساعت درفاصله ۱۰۰۰ متری را ازساختمان حساب کنید.

حل. تعداد کوری موثر که درآن شعاع گاما تابش می‌شود برابراست با

$$C_0=3\times10^7\times0{,}40=1{,}2\times10^7 Ci$$

ثابت تجزیه ^{88}Kr برابر است

$$\lambda=0{,}693/2{,}79\times3600=6{,}90\times10^{-5}sec^{-1}$$

ازمثال (۱۱-۵) داریم $\lambda_i=1{,}16\times10^{-4}sec^{-1}$ بنابراین ازمعادله (۱۱-۵۰) داریم

$$\lambda_c=6{,}90\times10^{-5}+1{,}16\times10^{-4}\cong6{,}9\times10^{-5}\,sec^{-1}$$

این محاسبه ساده نشان می‌دهد که کاهش غلظت هسته کوتاه عمر مربوط به‌نشت قابل‌اغماض است.

با استفاده ازشکل (۱۱-۱۴) درانرژی Mev ۲٫۴۰ مقدار $k=0{,}80$ ، $\mu=3{,}0\times10^{-5}cm^{-1}$ و مقدار $r=1000m=10^{+5}cm$ ازمعادله (۱۱-۶۱) داریم

$$B_p=1+0{,}8\times3{,}0\times10^{-5}\times10^5=2{,}0$$

همچنین ازجدول (۳-۸) داریم $(\mu_a/\rho)^{air}=0{,}0227\,cm^2/g$. با قراردادن این مقادیر درمعادله (۱۱-۶۴) و $t_0=2hr=7200\,sec$ خواهیم داشت.

$$H=\frac{0{,}4\times1{,}2\times10^7}{6{,}9\times10^{-5}}(1-e^{-6{,}9\times10^{-5}\times7200})\times2{,}4\times0{,}0227\times\frac{2{,}0\times e^{-3{,}0\times10^{-5}\times10^5}}{(10^5)^2}=0{,}020\ rem$$

نقش ساختمان راکتور به‌عنوان حفاظ که دراین مثال صرفنظرشده به مقدار قابل ملاحظه‌ای دز راکاهش می‌دهد(مساله ۱۱-۱۱)

٦-١١ محل راکتور

محل راکتور هسته‌ای دارای اثر واضحی برعواقب سوانح راکتور برعموم می‌باشد. لذا سانحه‌ای در یک راکتوری که در ناحیه پرجمعیتی قرار دارد تعداد بیشتری از افراد رادربر می‌گیردتا سانحه راکتوری که درمحل دورافتاده‌ای است. یک نیروگاه هسته‌ای قدرت نیزشبیه دیگر تاسیسات صنعتی ناگزیر اثری برمحیط محلی دارد. به‌این دلایل، محل‌یابی راکتوردر طراحی راکتور وصدور پروانه کار یک نیروگاه ازملاحظات اساسی است.

متقاضی در تقاضانامه خود برای جواز ساختمان باید به کمیسیون انرژی اتمی نشان دهد که نیروگاه رامی‌توان درمحل پیشنهادی بدون ایجاد خطر غیرضروری به‌سلامت وایمنی همگان به‌کارانداخت ودارای حداقل اثر به محیط زیست‌است. به‌علاوه ، متقاضی باید نشان دهد که محل پیشنهادی بین نواحی دیگر قابل‌قبول‌ترین‌است. این‌قسمت مربوط به‌جنبه‌های ایمنی محل راکتور می‌شود. بعضی از سئوالات محیط‌زیستی درمحل‌یابی درقسمت (۹-۱۱) بحث شده است.

کمیسیون انرژی اتمی چهارعامل را در ارزیابی مناسب بودن منطقه پیشنهادی‌راکتور درنظر می‌گیرد* اول خود راکتور رادرنظر می‌گیرد، خصوصیات طرح ونحوه‌کارکرد آن‌توجه خاصی به‌مقدار رادیواکتیویته قابل انتظار وتوسعه آن‌که براساس آن راکتور طرح می‌شودتا مانع عواقب یاسبک شدن عواقب‌رهاشدن رادیواکتیویته شود. نیازی به‌گفتن نیست‌که اگر طرح راکتور به‌مقدار زیادی باتکنولوژی‌گذشته فرق داشته باشد یاطرحی‌که فاقد تجربیات باشد، خواسته‌های ویژه محل‌یابی باید درنظرگرفته شود تاحاشیه ایمنی زیادی وجود داشته باشد.

دومین عامل در ارزیابی AEC چگالی جمعیت محل‌واستفاده ازخصوصیات محیط‌محل است. این سوالی است‌که درزیر بحث خواهد شد.

سوم. AEC خصوصیات فیزیکی محل را درنظر می‌گیرد. این‌ملاحظات شامل، زلزله شناسی ، هواشناسی، زمین‌شناسی وآبشناسی‌منطقه است. هریک دراین موضوعات نیز بعداً دراین قسمت بحث می‌شود .

---

* مقررات کمیسیون انرژی اتمی در مورد شرائط محل راکتور در ۱۰CFR۱۰۰ قرار دارد ، مقررات این قسمت در مورد راکتورهای قدرت وراکتورهای آزمون (به‌طورکلی راکتورهای تحقیقاتی‌باقدرت بیش‌از ۱۰MW) به‌کار می‌رود. برای تعیین محل راکتورهای پژوهشی AEC به‌عنوان شرایط از مقررات عمومی عنوان ۱۰ استفاده می‌کند ، قسمتهائی از قانون ۱۹۵٤ انرژی اتمی اصلاح شده وکلیه تصمیمات آن می‌باشد. همچنین‌به راهنماهای مقرراتی ٤٫۷ مراجعه شود « شرایط‌کلی مناسب بودن محل نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت » که اولین نوشته آن درسپتامبر ۱۹۷٤ انتشار یافت.

بالاخره ، درحالتی که چگالی جمعیت ویاخصوصیات فیزیکی محل راکتور نامناسب باشد، ومتقاضی پیشنهاد کند برای غلبه براین مساله ازجنبه‌های مهندسی خاص ایمنی استفاده کند ، دراین‌صورت AEC کفایت این نکات ایمنی را بررسی می کند. به‌عنوان مثال، فرض کنید که یک شرکت میل دارد یک نیروگاه هسته‌ای قدرت را در انتهای یک باند فرودگاه پررفت‌وآمد بسازد. چنین محلی غیرقابل‌قبول خواهد بود. اگر که احتمال رویداد یک سقوط هواپیما بیش ازیک حداقل باشد. اگر ، دراین مورد شرکت تعهد کند که نیروگاه را درمقابل این‌گونه سوانح هوائی مهار خواهد کردو این کار را باایجاد یک ساختمان مقاوم انجام خواهد داد، محل ممکن است موردقبول واقع شود.

ملاحظات جمعیت

به‌منظور ارزیابی محل پیشنهادی راکتور و انجام مقایسه بامحل‌های دیگر، AEC دو ناحیه درنزدیکی راکتور را به‌شرح زیر (۳ر. . ۱۰CFR. ۱) مشخص میکند :

۱ - ناحیه یامنطقه انحصاری که‌اطراف‌راکتور را دربرمی‌گیرد، دارنده پروانه راکتور دارای این توانائی است که انواع فعالیت‌ها ازجمله‌خالی نمودن ناحیه ازافراد ومحوتاسیسات می‌باشد. سکونت معمولا درناحیه‌انحصاری قدغن می‌باشد. درهرحال، ساکنین‌باید درصورت لزوم ، آمادهٔ انتقال ازمحل، باشند.....

۲ - ناحیه کم‌جمعیت (LPZ) که بلافاصله بعد از ناحیه انحصاری است ساکنینی دارد وتعداد کل وچگالی‌جمعیت به‌نحوی‌است که اگرسانحه‌ای جدی رخ دهد بتوان‌به‌جای‌آنها اقدامات احتیاطی مناسب انجام داد....

به‌طورخلاصه، ناحیه انحصاری قطعه‌زمینی است که معمولا به دارند پروانه تعلق دارد، که اطراف آن نرده‌کشی شده است و می‌تواند از ورود هرکس بجزکسانی که وابسته به‌تاسیسات می‌باشد جلوگیری نماید. ناحیه کم جمعیت ناحیه‌ای است که حاوی تعداد کمی ازمردم است که می‌توان آنها را درصورت لزوم تخلیه کرد .

مرزهای بین این دوناحیه رامی‌توان برحسب عواقب یک سانحه جدی فرضی راکتور مشخص کرد، که دراین سانحه پاره‌های شکافت زیادی رها می‌شوند. مجدداً بانقل ازعنوان ۱۰CFR۱۰۰ ناحیه انحصاری دارای چنین اندازه‌ای [است] که هرفرد درهر نقطه از مرز درمدت دوساعت بلافاصله پس‌از رهاشدن پاره‌های شکافت فرضی کل دز دریافتی‌تمام‌مدتش بیش از ۲۵rem ویاکل دز تابشی به‌تیروئید ناشی از پرتوتابی ید از ۳۰ر. . رم بیشتر نباشد».

به‌عبارت دیگر، « ناحیه کم‌جمعیت آن‌چنان اندازه‌ای [دارد] که دز دریافتی کل بدن هرفرد درهر نقطه درمرز خارجی که مورد تابش ابر رادیواکتیو ناشی از رهاشدن پاره شکافت

فرضی قرار می‌گیرد (درتمام مدت زمان عبور شخص) بیش از ۲۵ رم‌وکل دز تابشی به‌تیروئید ناشی از پرتوتابی ید بیش از ۳۰۰ رم نباشد»

باید یادآور شد درحالی که دزهای ۲۵ رم و ۳۰۰ رم معمولادرحد پیشنهادی NCRP در پرتوتابی اضطراری است (جدول ۹-۷)، کمیسیون انرژی اتمی چنین استنباط نمی‌کند که هیچ کدام ازاین دزها به‌مردم در رویدادهای سوانح قابل‌قبول باشد. این دزها فقط به‌عنوان راهنما برای ارزیابی محل‌های راکتور به‌کار می‌روند. به‌طوری که درقسمت بعد نشان داده خواهدشد، درسوانح راکتور دزهای خیلی کمتری می‌توان انتظار داشت.

به‌عنوان کمکی درارزیابی محل، کمیسیون انرژی اتمی ازتعریف **فاصله مرکز جمعیت** استفاده می‌کند. این فاصله عبارت است ازفاصله راکتور تا نزدیکترین مرکز تجمع مردم که دارای بیش از ۲۵۰۰۰ نفر جمعیت باشد.

البته، غیرممکن است بتوان دقیقاً تصمیم AEC راباتوجه به‌قابل‌قبول بودن یک‌محل خاص پیش‌بینی کرد. چنین تصمیم‌هائی طبیعاً بستگی به‌قضاوت‌های معینی درموردافراد درگیر دارد. به‌طورکلی، کمیسیون انرژی ناحیه‌ای را قبول نخواهدکرد اگر متقاضی نتواند منطقه انحصاری با ابعاد لازم تامین نماید. کمیسیون انرژی اتمی معمولا خواهد خواست که فاصله مرکز تجمع کمتر از ۱٫۳۳ برابر شعاع ناحیه کم‌جمعیت نباشد. علاوه براین، در ارزیابی دو محل دیگر قابل‌مقایسه برای راکتور، کمیسیون انرژی اتمی معمولا آن محلی را قبول می‌کند که تعداد ساکنین آن درناحیه کم‌جمعیت کمترین باشد. لذاکمیسیون انرژی اتمی تاکید فراوان براین دارد که درمحل‌یابی راکتورهای هسته‌ای کمترین تعداد ازافراد درگیر برنامه شوند.* این تصمیم منطبق باین سیاست است که کل دز دریافتی فرد در جامعه‌به حداقل برسد. دراین‌مورد ، ماهیت جمعیت درناحیه کم‌جمعیت بایدبه‌حساب آورده شود، زیرا امر تخلیه ناحیه‌را آسان می‌کند. بنابراین کمیسیون انرژی اتمی ممکن است ناحیه پرجمعیت را موردقبول قرار دهد، اگر ناحیه دیگر شامل زندان، بیمارستان‌روانی یامنطقه دیگری باشد.

محاسبات مرزهای نواحی کم‌جمعیت وانحصاری ابعاد ناحیه انحصاری‌وکم‌جمعیت با درنظرگرفتن بدترین شرایط وقوع یک سانحه باورنکردنی نیروگاه تعیین می‌شود. در مورد راکتورهای آب سبک، این‌حالت مربوط به‌قطع خنک‌کننده می‌شود (LOCA) یعنی قطع‌آب خنک‌کننده که به‌علت شکسته‌شدن دوطرفه (جدائی کامل) لوله اصلی‌خنک‌کننده همراه با ازکار افتادن دستگاه خنک‌کننده اضطراری می‌باشدوعاقبت چنین رویدادی، ذوب‌شدن مقدار زیادی ازسوخت درنتیجه داغ‌شدن حاصل از پاره‌های شکافت است. ذوب سوخت‌منجر به‌رها

---

* تاریخچه محل‌یابی راکتورهای قدرت نشان می‌دهد در تعدادی از حالات، متقاضی سرانجام به‌علت تراکم‌جمعیت ازمحل پیشنهادی صرفنظر کرده یا به‌نقاط دیگر منتقل شده‌است.

شدن کسر زیادی از پاره‌های شکافت سوخت به داخل محفظه ایمنی یا ساختمان راکتور می‌شود که یکپارچگی آن درطول‌مدت سانحه قابل‌اطمینان نیست. این سانحه جدی‌ترین‌سوانح فرضی است که در طرح راکتورهای آب سبک به‌کار می‌رود. نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت از نقطه‌نظر ایمنی آن‌گونه طرح می‌شوند که دارای حداقل اثرات برسلامت وایمنی مردم دروقوع این‌گونه سوانح باشند.

برای محاسبه شعاع های‌نواحی‌انحصاری و کم‌جمعیت، کمیسیون انرژی‌اتمی‌فرض هایی چند در مورد سوانح درنظر می‌گیرد. این فرض ها در راهنمای مقررات ۳ر۱ (برای راکتورهای آب‌جوشان) وراهنمایی شماره ٤ر۱ (برای راکتورهای تحت‌فشار)* داده شده است. این‌فرضیات به‌صورت ساده عبارتند از :

۱ - قبل ازوقوع سانحه، راکتور به‌مدت طولانی‌گاهی با قدرت کامل کارکرده است به‌طوری که اکتیویته مربوط به‌پاره‌های شکافت‌درآن‌درحال تعادل باشد، مگر برای هسته های رادیواکتیو باطولانی‌ترین نیمه‌عمر .

۲ - درپی وقوع سانحه فوراً ۲۵ درصد از ید موجود وارد محفظه ایمنی می‌شود (۹۱ درصد ید به‌صورت‌عنصر ، ۵ درصد به‌صورت‌ذرات و٤ درصد به‌صورت ید درمواد‌آلی‌است+) و ۰۰۱ درصدگازهای نادر موجود وارد ساختمان می‌شود.

۳ - اثر پراش از محفظه ایمنی و دستگاههای صافی با جریان مضاعف اکتیویته هوای داخل ساختمان راکاهش می‌دهدواگر نیروگاه مجهز به‌چنین دستگاههایی‌باشد درمحاسبه درنظرگرفته می‌شوند(این موضوع درقسمت ۱۱-۷ بیشتر بحث می‌شود)

٤- نشت‌گاز داخل ساختمان باسیزان مشخصی به‌خارج انجام می‌گیرد.

۵ -گازداخل‌ساختمان‌محفظه‌ایمنی‌درسطح زمین‌آزاد می‌شود ودرتحت‌شرایط F پاسکیل بابادی باسرعت ۱m/sec برای مدت ۸ ساعت اول پراکنده می‌شود ، پس از ۸ساعت‌گاز تحت‌شرایط مخلوط مشخص وسرعت‌های متفاوت پراکنده می‌گردد.

---

* تازمان‌این‌نوشته ۱۰CFR۱۰۰ هنوز مربوط به‌گزارش ۱٤۸٤٤ - TIDسال۱۹۶۲ (به‌منابع آخرفصل مراجعه شود) برای انجام محاسبات نواحی انحصاری وکم‌جمعیت به‌کار می‌رود. در هرحال ، این‌گزارش به مقدار زیادی با راهنماهای مقررات‌که حاوی فرضیات مفصل‌تری درمورد LOCA هستند جایگزین شده است.

+ یدورهای آلی، اغلب یدورمتیل ، در اثر واکنش های ید با روغن ها ، گیریس ها ومواد آلی دیگر موجود در محفظه ایمنی به‌وجود می‌آیند. اینها دراثر شتشو یا پوسته شدن ازبین نمی‌روند.

٦- در اثر نشت ابر برروی زمین ازغلظت آن کاسته نمی‌شود.

٧- پاره‌های شکافت درسیر خود درجو تجزیه نمی‌شوند.

ازاین فرضیات برای محاسبه دز داخلی وخارجی جریان ابر ودز مستقیم حاصل از هسته‌های اکتیو داخل ساختمان به‌نحوی که درقسمت قبل بحث شد استفاده می‌شود. معمولا، دز داخلی مربوط به‌غده تیروئید حاصل ازپرتوتابی ید از همه بیشتر است.

برای شروع محاسبه ابتدا لازم‌است مقدار پاره‌های شکافت مختلف راتعیین کنیم. فرض می‌کنیم راکتور باقدرت PMW کارمی‌کند. اگرانرژی‌دریافتی‌هرشکافت ٢٠٠Mev باشد، تعداد کل شکافتهایی که درهرثانیه درقلب راکتور رخ می‌دهد برابر است‌با

$$FR = PMW \times \frac{10^{6}\,Joule}{MM-sec} \times \frac{fission}{200\,Mev} \times \frac{Mev}{1.60 \times 10^{-13}\,Joule}$$

$$= 3.13 \times 10^{16} P \quad fissions/sec$$

اگر بهره تراکمی * i امین پارشکافت γ_i در هرشکافت باشد، دراین‌صورت شدت تولید این هسته برابر است‌با

$$RP = 3.13 \times 10^{16} \times P\gamma_i \ atoms/sec$$

ازمعادله (٢-٣٠) اکتیویته درزمان t برابر است با

$$\alpha_i = 3.13 \times 10^{16} P\gamma_i (1 - e^{-\lambda_i t})\ dis/sec$$

وبرحسب کوری برابر است‌با

$$\alpha_i = \frac{3.13 \times 10^{16} P\gamma_i}{3.7 \times 10^{10}} (1 - e^{-\lambda_i t})$$

$$= 8.46 \times 10^{5} P\gamma_i (1 - e^{-\lambda_i t}) C_i^{+} \qquad (11-65)$$

اگر اکتیویته درزمان t به‌حالت اشباع برسد، یعنی $\lambda_i t \gg 1$ باشد معادله (١١-٦٥) تبدیل به‌رابطه زیر می‌شود .

$$\alpha_i = 8.46 \times 10^{5} P\gamma_i \quad Ci \qquad (11-66)$$

جدول (١١-٤) موجودی بهمترین‌گازهای نادر وپاره‌های شکافت یدحساب شده به کمک‌معادلات (١١-٦٥)، (١١-٦٦) را دریک راکتور ١٠٠٠MW که‌باقدرت کل به‌مدت

---

* بهره تراکمی یک پارشکافت، بهره خود پاره شکافت‌است به‌اضافه بهره های حاصل ازتمام هسته‌های مادر با نیمه عمر کوتاه .

+ این معادله برای Xe^{135} به‌علت بزرگی سطح مقطع جذب این‌عنصر به کارنمی‌رود (مساله ١١-١٥ مراجعه شود).

جدول ١١ - ٤

موجودی پاره‌های شکافت‌گازی قلب برای راکتوری باقدرت MW ١٠٠٠
با کارکرد ١٠٠٠ روز

هسته *	نیمه‌عمر +	بهره‌شکافت ×	کوری ($\times 10^7$)
^{85m}Kr	٤٫٤h	٠٫٠١٣٣	١٫١٣
^{85}Kr	١٠٫٧٦y	٠٫٠٠٢٨٥	٠٫٠٣٩٠
^{87}Kr	٧٦m	٠٫٠٢٣٧	٣٫٠٠
^{88}Kr	٢٫٧٩h	٠٫٠٣٦٤	٣٫٠٨
^{133m}Xe	٢٫٢٦d	٠٫٠٠١٨٩	٠٫١٦٠
^{133}Xe	٥٫٢٧d	٠٫٠٦٧٧	٥٫٧٣
^{135m}Xe	١٥٫٧m	٠٫٠١٠٥	٠٫٨٨٨
^{135}Xe	٩٫٢h	٠٫٠٦٧٢	١٫٥٦**
^{131}I	٨٫٠٤d	٠٫٠٢٧٧	٢٫٣٤
^{132}I	٢٫٢٨h	٠٫٠٤١٣	٣٫٤٩
^{133}I	٢٠٫٨h	٠٫٠٦٧٦	٥٫٧٢
^{134}I	٥٢٫٣h	٠٫٠٧١٨	٦٫٠٧
^{135}I	٦٫٧h	٠٫٠٦٣٩	٥٫٤١

* حرف m بدین‌معنی است که هسته درتراز ایزومری قرار دارد (قسمت ٢-٨)

+ m = دقیقه ، h = ساعت ، d = روز ، y = سال

× بهره کل برحسب اتم درهرشکافت ، برابر بابهره هسته به‌اضافه بهره کلی‌هسته مادر (M.E. Meek and B. F. Rider, Compilation of Fission Product yields GEC, NEDO - 12154 , 1972).

** با درنظرگرفتن فلوی نوترون حرارتی $10^{13} n/cm^2 - sec$ حساب‌شده است.

۱۰۰۰ روز کار کرده است به‌دست می‌دهد. یادآور می‌شود که بین این پاره‌های شکافت گازی فقط $Kr^{۸۵}$ با نیمه‌عمر ۱۰۷۳ر۰ سال درمدت ۱۰۰۰ روز به‌حالت تعادل نمی‌رسد.

کل پاره شکافت موجود آماده رهاشدن به‌جو برابر است با

$$C_o = ۸ر۴۶ \times ۱۰^{۵} F_p F_b P \gamma_i (۱ - e^{+\lambda_i t}) \quad Ci \quad (۶۷-۱۱)$$

که F_p کسری از هسته رادیواکتیو است که از سوخت وارد محفظه ایمنی می‌شود و F_b کسری ازین هسته‌است که درهوا باقی می‌ماند وقادر است از ساختمان خارج شود

مثال ۱۱-۸ بهره $I^{۱۳۱}$ ازشکافت ۲ر۷۷ درصداست. مطلوبست محاسبه اکتیویته اشباع این هسته در راکتوری که باقدرت ۱۰۰۰ MW کارمی کند واکتیویته آزاد شده به‌صورت عنصر در محفظه ایمنی راکتور در حالت ذوب در تحت شرایط بالا ، بدون فرض ۳ ، حساب کنید.

حل مقدار ۰ر۰۲۲۷ = γ است. ازمعادله (۱۱-۶۶) داریم

$$\alpha_i = ۸ر۴۶ \times ۱۰^{۵} \times ۱۰^{۳} \times ۰ر۰۲۷۷ = ۲ر۳۴ \times ۱۰^{۷} C_i$$

$$F_p = ۰ر۹۱ \times ۰ر۲۵ = ۰ر۲۲۷۵$$

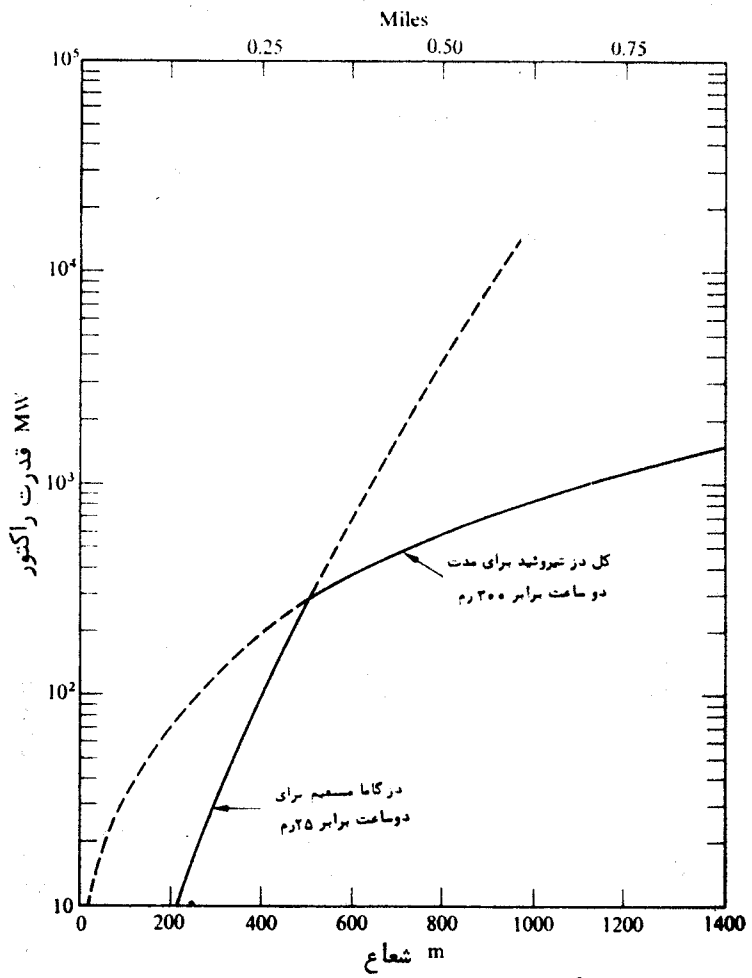
ویا $F_b = ۱$ داریم

$$C_o = ۲ر۳۴ \times ۱۰^{۷} \times ۰ر۲۲۷۵ = ۵ر۳۲ \times ۱۰^{۶} C_i$$

بادانستن چشمه اشعه، دزهای تابیده به‌عموم را می‌توان حساب کرد و شعاع های انحصاری و کم‌جمعیت رابه‌طریق زیربه‌دست آورد. ابتدا، دز دوساعته دریافتی توسط غده‌تیروئید را برحسب فاصله‌ازیک راکتور درحال کار به‌قدرت ۱ MW برای تمام‌ایزوتوپهای ید از $I^{۱۳۱}$ تا $I^{۱۳۵}$ ، درست شبیه‌مثال ۱۱-۶ برای $I^{۱۳۱}$ ، حساب‌می کنیم. دزتعریف شده ، یعنی ۳۰۰ رم بر دز محاسبه شده تقسیم می‌شود. این نسبت قدرت راکتوری که مدت دو ساعت دز ۳۰۰ رم به‌وجود می‌آورد، به‌دست می‌دهد. به‌عنوان مثال، اگرقدرت ۱ MW درفاصله ۱۰۰۰ متر دز ۰ر۵ رم را به‌وجود آورد، دراین‌صورت دز ۳۰۰ رم درهمین‌فاصله ازیک راکتوربه‌قدرت $\frac{۳۰۰}{۰ر۵} = ۶۰۰ MW$ به‌وجود می‌آید. وقتی این‌روش برای‌تعدادی ازنقاط انجام‌گیرد نتیجه به‌صورت منحنی شبیه‌شکل (۱۱-۱۵) برای راکتوری است که به‌غده تیروئید درمدت دوساعت دز ۳۰۰ رم برحسب فاصله میدهد.

باید یادآور شد که درملاحظات محل‌یابی راکتور درمرحله دریافت جواز ساختمان‌دز تیروئید برای بیان ناحیه انحصاری وناحیه کم‌جمعیت به‌جای ۳۰۰ رم دز ۱۵۰ رم درنظرگرفته می‌شود تاعدم اطمینان‌های دربورد طرح نیروگاه وهواشناسی محلی جبران شود. بنابراین منحنی تیروئید شکل (۱۱-۱۵) برای دز ۱۵۰ رم نیز رسم شده است‌ودرحقیقت‌معمول‌است خانواده‌ای از منحنی‌ها برای دزهای مختلف به‌عنوان کمکی درانتخاب ناحیه‌های دیگری محاسبه‌می‌شود.

دز خارجی دوساعته ومستقیم برحسب فاصله برای یک راکتورباقدرت MW ۱ حساب شده وسپس بره ۲ رم تقسیم‌شده‌است. این محاسبه تااندازه‌ای طولانی‌تر است، زیرا بایستی‌برای تمام دوازده یا همین حدود پاره‌های شکافت که به‌داخل ساختمان راکتور رها شده‌اند وازآن تابش می‌کند انجام‌گیرد. نتایج این محاسبات نیز درشکل (۱۱-۱۵) نشان داد شده است*



شکل ۱۱-۱۵ تعیین شعاع ناحیه انحصاری

(J. J. Di Nunno, et al, USAEC, TID - 14844, 1962)

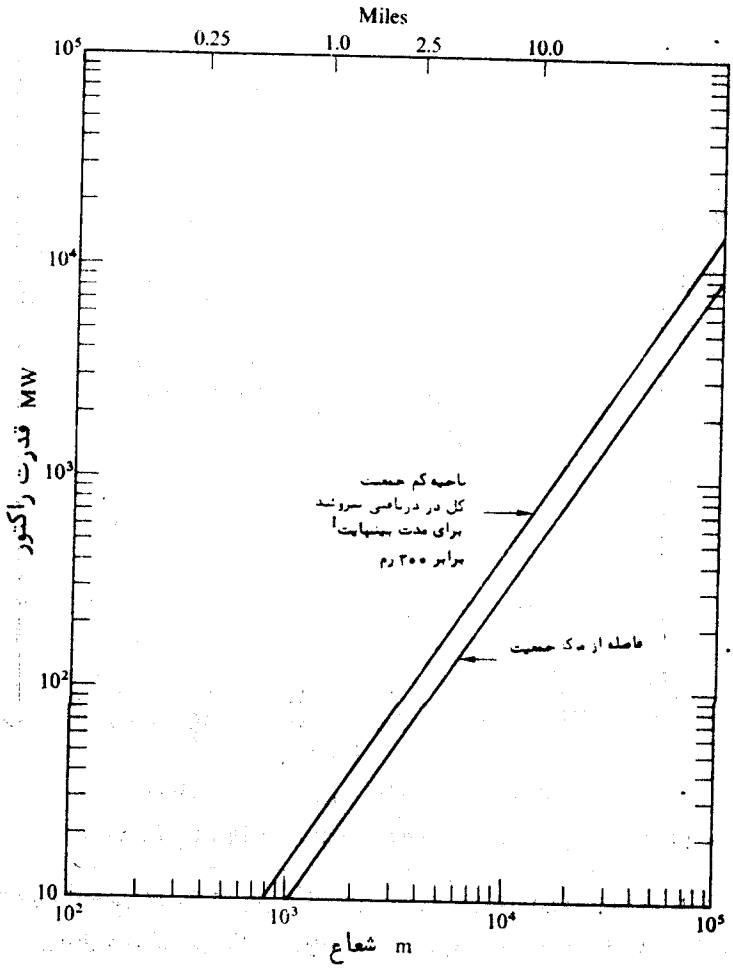
---

* درمحاسباتی که براساس‌آن شکل (۱۱-۱۵) به‌دست آمده است، دزخارجی‌حاصل از گازهای نادر صرفنظر شده است‌و حفاظ درمقابل تابش مستقیم حاصل ازبدنه‌ساختمان دربرگیرنده درنظ گرفته نشده است.

درمورد یک راکتور قدرت معین دزهای داخلی وخارجی نسبت به‌فاصله کاهش می‌یابد. بنابرین، فاصله انحصاری باتعیین دز داخلی ۳۰۰رم یا ۲۵رم مستقیم، که‌دورترین فاصله ازنیروگاه است تعیین می‌شود. به‌طوری که درشکل (۱۱-۱۵) نشان داده شده است‌برای دز ۳۰۰رم تاقدرت‌حدود ۳۰۰MW قابل‌کنترل است(یعنی راکتوری باقدرتی بیش ازین دزی بیش از ۳۰۰ رم ایجاد می‌کند.م)، دز دریافتی توسط تیروئید بعد ازآن نقطه قابل‌کنترل است.

محاسبات مشابهی برای تعیین شعاع ناحیه‌کم‌جمعیت انجام شده است.

نتایج درشکل (۱۱-۱۶) نشان داده شده است. دزمستقیم درفواصل موردنظر ناچیزاست ودر شکل درنظرگرفته نشده است.



شکل ۱۱-۱۶ تعیین ناحیه جمعیت (J. J. Di Nunno etal)

خصوصیات فیزیکی محل

نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت باید طوری طراحی شده وساخته شوند که ساختمان‌ها و دستگاههای مهم آن بتوانند درمقابل اثرات زمین‌لرزه‌ها، طوفان‌های‌شدید، گردباد، سیل‌ها و دیگر پدیده‌های طبیعی بدون ازدست‌دادن توانایی ایمنی خود مقاومت‌نمایند. بنابراین خصوصیات فیزیکی محل پیشنهادی باید به‌دقت بررسی شوند.

لرزه‌شناسی. حالا زمین شناسان براین عقیده‌اند که سطح زمین از قطعات ساختمانی بزرگی به‌نام لایه‌های ساختمانی تشکیل یافته است. شکل (۱۱-۱۷) لایه‌های‌ساختمانی اصلی که شناسائی شده‌اند نشان می‌دهد. این لایه‌ها درتحت‌فشار ناشی از حرارت ذخیره‌ای زمین نسبت به‌هم حرکت می‌کنند. این لایه‌ها حرکات آرام ویکنواختی ندارند، زیرا لبه‌های لایه‌ها درمحل تماس خشن‌وبریده بریده‌اند که نقص نامیده می‌شود. درطول مدتی که‌انرژی فشردگی درسرتاسر نقص به‌انداز کافی زیاد می‌شود، لایه‌ها یک‌حرکت‌نسبتاً ناگهانی‌نسبت‌بهم پیدا خواهند کرد که درنتیجه زمین‌لرزه به‌وجود می‌آید. نقاط سفید درشکل (۱۱-۱۷) مرکز ۴۲۰۰۰ زمین‌لرزه‌هایی‌است که زمین درسال‌های ۱۹۶۱ تا ۱۹۶۹ رخ داده ثبت شده است. دیده می‌شود که تعداد بیشماری ازاین زلزله‌ها درسرتاسر مرزهای‌لایه‌های‌ساختمانی رخ داده‌است.

کمیت یک زمین‌لرزه، یعنی کل مقدار انرژی آزاد شده برحسب مقیاس ریشتر[1] اندازگیری‌می‌شود. انرژی E برحسب ارگ به‌مقیاس M دررابطه نیمه‌تجربی زیر مربوط‌می‌شود.

$$\log_{10} E = 11{,}4 + 1{,}5M \qquad (11-68)$$

باید یادآور شد که این یک مقیاس لگاریتمی‌است وانرژی نسبت به M باسرعت افزایش‌می‌یابد مثلا اگر E_M و E_{M+1} انرژی‌های مربوط به‌زمین‌لرزه‌هائی بامقدار M و M+1 باشد، دراین‌صورت از معادله (۱۱-۶۸) داریم:

$$\frac{E_{M+1}}{E_M} = 10^{1{,}5} = 31{,}6$$

بنابراین، افزایش یک واحد درمقیاس ریشتر مربوط به‌افزایش انرژی باضریبی برابر ۳۲ خواهد بود. مقایسه زمین‌لرزه‌هائی با درجه ۴ و ۸ نشان می‌دهد که زمین‌لرزه دوم تقریباً یک‌میلیون، (۳۱٫۶۴)، برابر بیشتر انرژی دارد.

برای مقاصد طرح ساختمانی راکتور لازم است که حداکثر شتاب زمین دریک زمین لرزه تعیین شود. این را شدت لرزه نامیده وبرحسب مقیاس تعدیلی مرکالی[2] اندازه می‌گیرند. این مقیاس رابه ۱۲ قسمت می‌کنندوهرقسمت تقریباً ازنظر ارزیابی عواقب زمین‌لرزه موضوع جداگانه‌است. جدول(۱۱-۵) این تقسیم‌بندی‌ها راهمراه باشتاب تقریبی‌هریک نشان می‌دهد

---

۱ - Richter Scale ۲ - Modified Mercalli Scale



شکل ۱۱-۱۷ لایه های ساختمانی زمین و کمربند زمین لرزه

C. Kisslinger (Earthquake Prediction Physcs Today March 1914)

به‌طوری‌که درجدول نشان دادمشده، مقیاس مرکالی تقریباً به‌طور لگاریتمی نسبت‌به‌شتاب تغییر می‌کند. لذا I دراین مقیاس از رابطه تقریبی زیر به‌دست می‌آید

$$I = ۱ + ۳\log_{۱۰} a \qquad (۶۹-۱۱)$$

که a شتاب برحسب $cm/sec^۲$ است.

تکنولوژی پیش‌بینی رخداد زمین‌لرزه آن اندازه پیشرفت نکرده است‌که بتوان دقیقاً گفت‌کی یا کجا زمین‌لرزه روی خواهد داد. درهرحال، براساس تجزیه‌وتحلیل تاریخچه لرزه شناسی منطقه نزدیک محل، تشکلات زمین‌شناسی‌وبه‌ویژه فاصله محل از نواقص شناخته‌شده، احتمال وکمیت زمین‌لرزه درمحل رامی‌توان بطور معقولی پیش‌بینی کرد. حداکثر زمین‌لرزه قابل‌قبول برحسب مقیاس مرکالی، حاصل ازاین تجزیه‌وتحلیل، را زمین‌لرزه ایمن‌خاموش کردن[۱] می‌نامند. دستگاه‌های ایمنی نیروگاه بایستی پس ازوقوع لرزه به‌درستی کارکنند. دراین مورد، نیروگاه‌های هسته‌ای معمولا به‌طور محافظه‌کارانه‌ای طراحی می‌شدند. به‌عنوان مثال، اگر شدیدترین زمین‌لرزه‌ای‌که دریک منطقه مخصوص ثبت شده مقیاس مرکالی ۷- باشدو نواقص شناخته شده‌ای درناحیه نباشد، احتمالا قابل‌قبول است‌که درطرح نیروگاه شتاب‌لرزه‌ای ۰٫۲g درنظرگرفته شود که درگروه ۸ مرکالی قرار می‌گیرد.

هواشناسی. اهمیت شرایط هواشناسی‌درپراکندگی‌جریان‌های حاصل ازنیروگاه‌های هسته‌ای درقسمت ۱۱-٤ بحث شد. شرایط نامطلوب ، نظیر حضور دگرگونی‌های پی‌درپی می‌تواند برعلیه محل یک نیروگاه دریک ناحیه عنوان شود .

عوامل هواشناسی ، ساختمان‌ها همچنین باید از نقطه نظر یکپارچگی درمقابل طوفانها وگردبادهای شدید ایمن باشند . طوفان‌ها بادهای شدیدی هستند به‌بزرگی تا به قطر ۹۶۰ کیلومتر با سرعت بین ۱۲۰ تا ۳۲۰ کیلومتر درساعت. این طوفان‌ها اغلب‌در تابستان و اوائل پائیز در منطقه کارائیب و در سرتاسر سواحل شرقی ایالات متحده و در اواخر بهار واوایل تابستان درنیم کره جنوبی رخ می‌دهند. این‌طوفان‌ها درشرق دور ونزدیک اغلب طوفان‌های شدید نامیده می‌شوند.

گردبادها، درمقابل، کوچکتر وبادهای شدیدتری از طوفان‌ها هستند. قطر آنهابین چندمتر تادو کیلومتر می‌باشدو بادهای افقی درحول محورگردباد باسرعتی حدود ۱۶۰ تا ٤۸۰ کیلومتر درساعت می‌چرخد. همچنین یک حرکت به‌طرف بالادر وسط‌گردباد باسرعتی تاحدود ۳۲۰ کیلومتر درساعت وجود دارد. گردبادها اغلب‌درمرکز وشرق ایالات متحده رخ می‌دهد. این طوفان‌هاوگردبادها معمولا درجهت شمال شرقی باسرعت بین ۱۶ تا ۱۰۰ کیلومتر درساعت حرکت می‌کندو درمحلی‌که به‌زمین می‌رسد موجب خرابی‌های فراوانی می‌شوند.

---

۱ - Safe Shutdown Earthquake

جدول ۱۱ - ۵ مقیاس شدت تعدیلی مرکالی و شتاب مربوطه زمین

شدت زمین a $\frac{a}{g}$ ، $\frac{cm}{sec^2}$	شدت تعدیلی مرکالی، مقیاس I *
۱	۱- فقط بادستگاههای حساس قابل تشخیص است.
۲	۲- توسط تعدادی از افراد درحال سکون، بویژه درطبقات بالای ساختمان قابل حس است، اشیاء ظریف آویزان ممکن است نوسان کند.
۴ $0.005g$ ۶	۳- در داخل منزل کاملا قابل حس است ، ولی همیشه بصورت یک لرزه قابل تشخیص نیست، اتومبیل های ایستاده کمی تکان می‌خورند، نوسانات شبیه عبور یک کامیون است.
$0.01g$ ۱۰	۴- در داخل منزل بسیاری و در خارج عده‌ای حس می کنند ، درشب عده‌ای بیدارمی‌شوند ، ظروف، شیشه ها ، درهاتکان می‌خورند، اتومبیل ها بطور مشخصی تکان می‌خورند
۲۰	۵- اغلب مردم حس می کنند، بعضی ازظروف، شیشه هاوپلاستر ها می‌شکنند، حرکت بعضی از اجسام بلند.
۴۰ $0.05g$ ۶۰	۶- همه حس می کنند ، بسیاری می‌ترسند وفرار می کنند ، دود کش ها و روکش بام ها می‌افتد و خسارتها جزیی است.
$0.1g$ ۱۰۰	۷- همه به‌خارج ازمنزل فرار کنند، صدمه به‌ساختمان ها متفاوتند ، بستگی به‌نوع ساختمان دارد، راننده های اتومبیل ها حس کنند.
۲۰۰	۸- دیوارهای داخلی فرومی‌ریزد، ستون ها ، دود کش ها می‌افتند، شن وگل بیرون می‌ریزند ، راننده‌های اتومبیل ها متوحش می‌شوند.
$0.5g$ ۴۰۰	۹- ساختمان ها روی پایه ها یشان جابه‌جا می‌شوند، ترک برداشتن وازگیره خارج‌شدن ، زمین شکاف برمی‌دارد، لوله های زیرزمین پاره می‌شوند.
$1g$ ۸۰۰ ۱۰۰۰	۱۰- اغلب ساختمان های محکم وپیونددار خراب می‌شوند، شکاف درزمین لغزش قطعه‌ای از زمین، ریل ها خمیده می‌شوند
$2g$ ۲۰۰۰	۱۱- ساختمان های تازه باقی‌می‌مانند، پل ها خراب می‌شوند، شکستگی در زمین ، لوله ها پاره، لغزش قطعه از زمین ، ریل ها خمیده می‌شوند.
$5g$ ۴۰۰۰ ۶۰۰۰	۱۲- کل صدمه می‌بیند، موج درسطح زمین مشاهده می‌شود، خطوط دید وتراز به‌هم‌می‌خورد اشیاء به‌هوا پرتاب شود .

* مقیاس مرکالی بصورت اعدادی درستون دوم آمده است.

ساختمان راکتور باید طوری طرح شود که نه‌تنها در مقابل نیروی حاصل ازاین بادها وسقوط فشار مربوط به‌آنها ایستادگی نماید، بلکه درمقابل برخورد اشیائی که همراه باباد برداشته شده وبه‌ساختمان اصابت می‌نمایدمقاومت کند. اشیاء نمونه‌ای پرتابی‌گردبادها در مطالعات ایمنی‌ستون‌های ۶۷۰ کیلوگرمی‌برق‌باسرعت ۴۵ m/sec واتومبیل‌های به‌وزن ۱۸۰۰ کیلوگرم وباسرعت ۲۱٫۵ m/sec است

زمین شناسی. مطالعات باید در ساختمان زمین‌شناسی ناحیه پیشنهادی انجام‌گیرد تا اینکه تعیین شود آیا ناحیه می‌تواند ساختمان راکتور را باتمام وسائل داخلی آن را تحمل نماید. جزئیات این مطالعات خارج از دید این متن است‌وبیش ازاین بحث نخواهد شد.

آب‌شناسی. لازم‌است از ورود مقادیر زیاد آب به‌ناحیه‌نیروگاه هسته‌ای‌قدرت‌جلوگیری شود. چنین آبی می‌تواند بعضی از دستگاههای مربوط به ایمنی نیروگاه بمخاطره اندازد به‌عنوان مثال ،کارمولدهای کمکی خارج ازمحل ممکن است به‌خطرافتد به‌ویژه اگرآب از زیر زمین وارد نیروگاه شود . مولدهای اضطراری‌دیزل‌ممکن‌است‌غیرقابل کاربشوندوغیره. هجوم‌آب مطمئناًمی‌تواندیوارهای ساختمان‌را خراب کرده‌لوله‌های بخار رابترکاندوالاآخر. انواع خاص پدیده‌های آب‌شناسی که باید در نظرگرفته شوند واضح است بستگی به‌ماهیت ومحل ناحیه نیروگاه دارد. مثلا اگرمحل نیروگاه درساحل دریا باشد ، لازم است بزرگترین موج جزر ومد یا تلاطم‌های شدید ویاامواج طوفان راکه‌ممکن‌است به‌ناحیه برسد درنظرگرفت. ارتفاع حداکثر سیل باید درمحل نیروگاه نزدیک دریاچه ، رودخانه ، یا مصب تعیین شود. امکان شکست دیواره سد که منجر به غرق شدن ناگهانی نیروگاه می‌شود باید امتحان شود. دیوارها باید با اندازه مناسب یاساختمان‌های ضدآب طرح‌شوند تادرمقابل تجاوز حداکثرآب ایستادگی‌نمایند.

۱۱-۷ سوانح راکتور

دراین‌گزارش های‌تحلیلی‌ایمنی (PSAR و FSAR) ، متقاضی اخذپروانه کارراکتور بایدگروهی از فرضیات وسوانح جدی را تجزیه وتحلیل نماید و نشان دهدکه راکتورمی‌تواند بدون خطر غیرضروری به‌سلامت وایمنی مردم کارکند. این اساس طرح سوانح[1] (DBA) می‌باشدکه درقسمت (۱۱-۳) به آن اشاره شد. برای ارزیابی ایمنی نیروگاه این‌سوانح باید در چهارچوب فرضیات محتاطانه‌ای که عواقب هرسانحه‌ای را بیش‌از حد لزوم بزرگ جلومی‌دهد، تجزیه‌وتحلیل نمود .

متقاضی باید درگزارش محیط زیستی خود اثرات گسترده‌تر سوانح احتمالی را بحث نماید. ازآنجاکه‌هدف این تجزیه‌وتحلیل ارزیابی دقیق اثر محیط‌زیستی نیروگاه است،این‌سوانح راممکن است درپرتو فرضیات واقعی‌تروکمترمحتاطانه ازآنهایی که در تحلیل ایمنی دستگاهها

---

۱ - Design Basis Accident

به‌کار می‌روند، استفاده کرد. به‌منظور استاندارد کردن روش کار، کمیسیون انرژی اتمی‌طیف سوانح احتمالی رابه ۹ گروه تقسیم کرده است که برحسب افزایش جدی بودن هریک تنظیم شده‌اند. این گروه‌بندی به‌صورت قسمتی به‌پیوست D تحت عنوان ۱۰CFR۵۰ اضافه شده است، شرح مختصری درباره هرگروه درجدول (۱۱-۶) داده‌شده است.

گروه ۱ سوانح جزئی هستند وشامل رها شدن اکتیویته که معمولا خیلی بیش ازرادیو اکتیویته نیروگاه درکارعادی‌نیست. سوانح درگروه‌های ۲ تا۸ مربوط به‌رهاشدن‌رادیواکتیویته به‌مقدار قابل‌ملاحظه به‌طور فزاینده‌ای به‌ترتیب درگروه‌های بالاتر می‌باشد. سوانح گروه ۸ شامل اساس طرح سوانح درگزارش اولیه ایمنی وگزارش نهائی ایمنی می‌شود.

سوانح گروه ۹ شامل گام گسترده‌ای از وقایع است، درحالی که جدی‌تراز سوانح گروه ۸ می‌باشد، لکن آنچنان غیرمحتمل‌است که درتحلیل ایمنی واثرات محیط‌زیستی نیروگاه از آنها می‌توان صرفنظر کرد. چنین سوانح به‌طور خاص بیان نشده‌اند وبنابراین در جدول ۱۱-۶ ظاهر نمی‌شوند. این‌سوانح شامل وقایع پیاپی‌غیرمحتمل یایک واقعه تک‌غیرممکن باابعاد بزرگی‌اند. یک‌مثال از سوانح گروه ۹ از نوع اول ازکار افتادن تمام مولدهای‌خارج‌وداخل‌ناحیه درلحظه وقوع قطع خنک‌کننده است و سانحه از نوع دوم سوراخ شدن محفظه ایمنی یک راکتور PWR دراثر برخورد شیئی پرتاب شده و آسیب دیدن شدید لوله‌های خنک‌کننده است. این امر منجر به‌قطع آب خنک‌کننده بدون ساختمان محفظه ایمنی می‌شود. سانحه دیگر، ازاین نوع ممکن است موقعی رخ دهدکه یک هواپیمای باری پراز بار یایک هواپیمای نظامی حامل بمب به ساختمان برخورد نماید. احتمال وقوع چنین سوانحی آنچنان‌بعید است که‌جزگروه ۹ درآمده‌اند.

سانحه مربوط به‌قطع خنک‌کننده

هرنوع کاهش جریان خنک‌کننده از داخل قلب راکتور می‌تواند منجر به‌عواقب وخیمی برای نیروگاه به‌طورکلی باشد. چنین افتی در جریان خنک‌کننده می‌تواند ناشی از یک نشت دریک لوله کوچک خنک‌کننده تاقطع کامل[1] دریکی ازلوله‌های اصلی باشد(گاهی قطع یاگیوتین[2] نامید می‌شود)*. وقایعی ازنوع اخیر نقطه شروع در اساس طرح جریان خنک‌کننده (LOCA) است. دریک نیروگاه PWR قطع موردنظر دریکی ازمدارهای خنک کننده رخ می‌دهد (شکل ٤-١٢) ودر حالی‌که دریک راکتور BWR درمداری که‌خنک کننده درآن به‌جریان می‌افتد رخ می‌دهدو برای اطلاع بیشتر به‌قسمت ٤-٦مراجعه شود. در

---

*کاهش جریان ممکن است ناشی از مسدود شدن جریان نیزباشد

۱ - Severance ۲ - Guillotine

جدول ۱۱-۶ گروه‌بندی سوانح برطبق نظر AEC

گروه ۱	سوانح جزئی
گروه ۲	رهاشدن مواد رادیواکتیو به‌مقدار کم
گروه ۳	ازکار افتادن دستگاه
۳-۱	دستگاه تعیین نشت یاوسائل تشخیص عیب دستگاه
۳-۲	رهاشدن‌گازهای پس‌ماند ازمخازن
۳-۳	رهاشدن مایع های پس‌ماندازمخازن
گروه ٤	ورود پاره‌های شکافت به‌مدار اولیه BWR
٤-۱	معایب غلاف سوخت
٤-۲	حالات‌گذرا خارج ازطرح که‌موجب عیب‌سوخت، بجزآنهایی که انتظار می‌رود
گروه ٥	ورود پاره‌های شکافت به‌مدار اولیه وثانویه PWR
٥-۱	معایب غلاف سوخت ونشت درمولد بخار
٥-۲	حالات گذرا خارج از طرح که موجب عیب سوخت بجز آنهایی که انتظار می‌رود ونشت درمولد بخار
٥-۳	شکاف درلوله های مولد بخار
گروه ٦	سوانح تعویض سوخت
٦-۱	سقوط دسته میله های سوخت
٦-۲	سقوط جسم سنگین برروی سوخت داخل قلب
گروه ۷	سوانح مربوط به‌جابه‌جایی میله های سوخت مصرف شده
۷-۱	سقوط مجموعه سوخت در داخل استخر نگهدارنده سوخت
۷-۲	سقوط جسم سنگین برروی شبکه سوخت
۷-۳	سقوط محفظه سوخت
گروه ۸	سوانحی که درارزیابی اساس طرح درگزارش تجزیه‌وتحلیل ایمنی‌در نظر گرفته می‌شود.
۸-۱	سوانح مربوط به‌قطع خنک کننده
۸-۲ الف	قطع درخط ارتباط ازمداراولیه که ازداخل دیوارساختمان‌محفظه ایمنی‌عبورمی کند.
۸-۲ الف	سانحه مربوط به‌عدم قبولی‌میله PWR
۸-۲ ب	سانحه مربوط به‌سقوط میله
۸-۳ الف	قطع لوله بخار (درخارج ساختمان محفظه ایمنی) BWR
۸-۳ ب	قطع لوله‌بخار BWR
گروه ۹	به‌متن مراجعه کنید.

راکتور HTGR تمام مدارهای اولیه خنک کننده (درنیروگاه‌های فعلی چهارياشش مداراولیه وجود دارد که بستگی به‌نوع راکتور دارد). درداخل محفظه بتونی پیش‌فشرده[1] (PCRV)، به‌طوری که درشکل ٤-١٧ نشان داده شده، قرار دارند. واقعه مشابه به‌ترکیدن لوله خنک کننده‌ی یک راکتور PWR یا BWR دریک راکتور HTGR بسیارجدی است وآن‌شکاف در یکی از خروجی‌های داخل محفظه‌بتونی است. در حالی که این واقعه منجر به‌فرار سریع خنک کننده هلیوم می‌شود، مشابه سانحه‌قطع خنک کننده دریک راکتور HTGR را «سانحه‌ی‌طرح براساس سقوط فشار[2]» خوانند (DBDA)

اگر ساختمان دربرگیرنده وجود نداشته باشد یا به‌طور مناسبی طرح نشده باشد اگردستگاه خنک کننده اضطراری ECCS وجود نداشته یا به‌کار نیفتد، عواقب قطع خنک کننده بسیار جدی‌خواهدبود، به‌ویژه درموردیک راکتور PWR یا BWR. برای‌تشریح‌موضوع، آب‌داخل مدارتحت‌فشار است‌وبه‌محض ترکیدن لوله آب به‌خارج فوران می‌کندوبه‌صورت بخار درمی‌آید. موضوع مهمتر دراین‌مورد این‌است که در صورت عدم وجود یک دستگاه خنک کننده‌اضطراری قلب، میله‌های سوخت بدون پوشش دراثرگرمای تابش‌های پاره‌های شکافت ذوب می‌شود. این‌امر خود نیز باسرازیر شدن سوخت ومواد ساختمانی مذاب به‌داخل آب که محفظه فشار منجر به‌تولید سریع بخار می‌شود، موجب ایجاد واکنش‌های شیمیائی انرژی زایین موادمذاب وبخار به‌آب مخلوط می‌گردد که بعضی‌هیدرژن تولید می‌کنند. به‌علاوه، استخر مواد وسوخت مذاب درته محفظه فشار هرچه درراه خود به‌طرف پائین دارد از داخل محفظه بتونی ذوب می‌کندو سپس در راستای عمومی به‌طرف مرکز زمین در زمین فرو می‌رود. در ایالات متحده به این پدیده معمولا راه چین[3] (احتمالا درچین راه امریکا نامیده می‌شود) گویند زیرا دریک افسانه[4] قدیمی‌گوید اگر یکی زمین را دریک نقطه ازایالات متحده به‌طرف پائین بکند او بالاخره به‌چین می‌رسد*. چنین‌چرخه‌ای از وقایع ممکن‌است برای دورریزی‌یک قلب راکتور بی‌استفاده بسیار عالی باشد - می‌توان‌گفت، دفن خود به‌خود - ولی مقادیر قابل ملاحظه‌ای از پاره‌های شکافت دراین عمل آزاد می‌شود. بنابراین احتیاط‌های گسترده‌ای باید کرد که از وقوع ذوب قلب راکتور جلوگیری شود، حتی اگر عواقب چنین واقعه‌ای به‌خطری آنچه گفته شده‌نباشد.

دستگاه خنک کننده اضطراری قلب ودستگاههای وابسته به‌آن برای جلوگیری ازذوب

---

* درواقع اگر چنین چیزی ممکن باشد به‌نقطه‌ای از اقیانوس هند می‌رسد که هزارها کیلومتر درجنوب چین است.

١ - Prestressed Concrete Reactor Véssel

٢ - Design Basis Depressurization Accident

٣ - China Syndrome

٤ - Myth

شدن قلب و کم کردن عواقب یک قطع جریان خنک کننده، همچنین فرضیاتی که تجزیه‌وتحلیل قطع جریان خنک کننده را تحت شعاع قرار می‌دهند، برای یک راکتور PWR ، BWR و HTGR متفاوت است‌حال هریک ازاین راکتورها به‌نوبه درنظرگرفته می‌شوند.

PWR ـ دستگاههای ایمنی‌قطع جریان‌خنک کننده به‌دو دستگاه فعال‌وغیرفعال تقسیم می‌شوند. دستگاه غیرفعال‌حاوی‌تعدادی مخازن بزرگ (برای هرمداراولیه یک‌مخزن)دارای‌آب حاوی‌بوراست که‌درتحت‌فشار psi ۶۵۰ ازت قراردارد. وقتی‌فشارداخل محفظه‌راکتور کمترازاین مقدار می‌شود، فشار معکوس درشیرفلکه باعث می‌شود که مخزن به‌داخل استوانه‌های مداره‌ای اولیه‌خنک کننده خالی‌شود وازآنجا به‌داخل قلب جریان پیدا کند. این دستگاه غیرفعال‌قلب را درحالت ترک‌های بزرگ درلوله‌ها به‌طور خود کار خنک می کند، که درغیر این‌صورت‌منتج به‌جداشدن پوشش قلب وگرم شدن بیش از حدآن می‌شود، این کارقبل ازبه کار افتادن دستگاه فعال خنک کننده اضطراری قلب که به‌طور الکتریکی به کار می‌افتد، انجام می‌گیرد .

دستگاه فعال خود به‌دو دستگاه خنک کننده بافشار زیاد وفشارکم می‌باشد. دردستگاه کم‌فشار، پمپ‌ها آب را یا ازمخزن‌های بزرگ آب می‌گیرند(معمولا برای تعویض سوخت استفاده می‌شود، کاری که بایستی درزیر آب انجام‌گیرد) یا از منبع ذخیره ساختمان راکتور می‌گیرند، آب راازداخل دستگاه تبادل حرارتی عبور می‌دهندوسپس به‌مخازن استوانه‌ای‌داغ مدار اولیه خنک کننده می‌رود. پس از خاموشی معمولی راکتور، دستگاه فشارکم برای‌انتقال حرارت‌حاصل ازتجزیه‌پاره‌های شکافت‌به کار می‌رود. دستگاه فشار زیاد بااستفاده‌ازپمپ‌ها مخزن پراز فشارمی‌شود تا دستگاه‌کنترل شیمیائی را آماده نگهدارد که درمواقع کار راکتور درحالت بحرانی دائماً مهیای عمل‌باشد. به‌محض دریافت علامت، پمپ‌ها به‌سرعت معکوس کارکرده وآب‌مخزن را ازداخل‌مخزن‌حاوی بورعبور داده وارد مخازن استوانه‌ای‌سرد مدار خنک کننده اولیه می کنند.

حال سلسله اتفاقات پس از قطع‌گیوتینی لوله‌آب خنک کننده یک راکتور PWR را درنظر می‌گیریم. پس از ترکیدن لوله، آب خیلی سرد تحت‌فشار از شکاف‌به‌بیرون فوران کرده به‌صورت‌بخار ، داخل‌ساختمان‌محفظه‌ایمنی را پر می کند. درنتیجه، فشار داخل‌محفظه فولادی به‌فشار اشباع‌سقوط می کند ،حدود Psi ۱۵۰۰ ، فشار مربوط‌به‌درجه حرارت متوسط آب حدود ۶۰۰°F است. ازآن به‌بعد ، مخلوط آب وبخار از شکاف بیرون می‌جهد تا اینکه فشار داخل محفظه فولادی وساختمان محفظه ایمنی برابرشوند (فشارکمتر ازحدود psi ۴۵ ، فشار معمولی پیش‌بینی شده درساختمان محفظه ایمنی راکتور PWR) . این وضعیت معروف به‌حالت بخار ـ مایع[۱] درسانحه قطع خنک کننده قلب‌است. منحنی تابع زمان محاسبه‌شده فشار برای‌این حالت درشکل (۱۱-۱۸) نشان داده شده است.

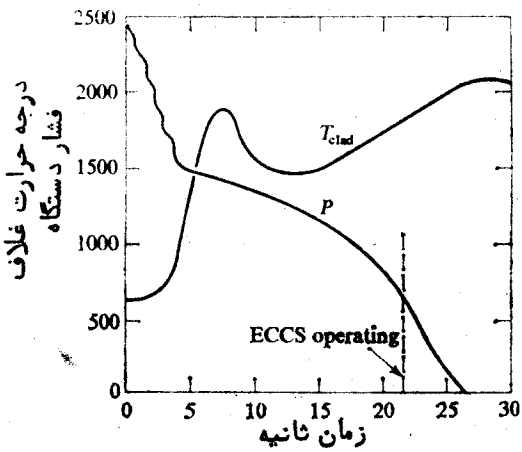
---

۱ - Blowdown

به‌طوری که‌شکل(۱۱-۱۸)نشان‌می‌دهد برای‌چندثانیه‌اول‌متعاقب‌ترکیدن‌لوله، درجه حرارت سوخت وغلاف تقریباً ثابت می‌ماند، اماباشروع‌عمل جوش‌حدود ۵ ثانیه پس ازترکیدن لوله، درجه حرارت به‌سرعت افزایش می‌یابد.

به‌دلایل پیچیده‌ای‌که مربوط به‌جریان مخلوط آب- بخار به‌خارج از محفظه فولادی است، درجه حرارت غلاف ، پس ازاین‌که تقریباً به ۲۰۰۰°F رسید ، به‌طوری‌که شکل نشان می‌دهد دوباره سقوط می‌کندو سپس به‌طور یکنواخت وتدریجی افزایش می‌یابدتا اینکه به‌کمک دستگاه خنک‌کننده اضطراری قلب تحت‌کنترل درآید. اتفاقاً به‌محض شروع‌جوشیدن آب قلب ، راکتور به‌علت ضریب منفی خلاتحت بحرانی می‌شود.

اولین عمل دستگاه خنک‌کننده اضطراری قلب جریان آب از مخزن‌هاست‌که باسقوط فشار به‌کمتر از حدود ۶۵۰psi شروع می‌شود. درجه حرارت غلاف به‌سرعت دریک مقدار ثابت باقی می‌ماند. دراین حالت، ظرفیت انبار آب محدود است‌وبنابرین برای تامین جریان پیوسته خنک‌کننده، پمپ‌های فشارکم وارد عمل شده، ابتدا آب اضافی‌را ازمخزن (تعویض) سوخت به‌داخل محفظه راکتور می‌فرستد وبه‌علت ترکیدن لوله خنک‌کننده مدار اولیه بیشتر آب خنک‌کننده‌مدار اولیه، آب دارای بورانبار ها، وآب فشارکم مخزن سوخت از شکاف‌لوله عبور می‌کند. تمام این آب دریک چاه بزرگ درته ساختمان راکتور جمع می‌شود وپس‌ازاین که سطح آب درمخزن سوخت به‌یک ارتفاع معین رسید وآب به‌کمک تلمبه از داخل یک



شکل ۱۱-۱۸. تغییرات فشار ودرجه حرارت غلاف متعاقب قطع جریان خنک‌کننده دریک راکتور PWR

(C.K. Leeper, « How Safe are Reactor Emergency Cooling Systems » Physics Today Aug 1973

دستگاه انتقال حرارت بافشارکم عبور داده می‌شود. بدین‌طریق، یک جریان چرخه‌ای خنک کننده آب بدون پایان تضمین می‌شود .

حرارت جذب شده قلب راکتور از طریق دستگاه‌های تبادل حرارتی به‌خارج ازنیروگاه دریک دستگاه انتقال حرارت فشارکم انجام می‌گیرد که منبع آب خنک‌کننده از خارج و در سمت سرد آن می‌باشد.

درحالت یک ترك یاشکاف کوچک درمدار اولیه خنک کننده ، ایجاد حالت‌بخار ـ مایع وکاهش فشار ، خیلی به‌آهستگی صورت می‌گیردوجریان به‌خارج از مدار خنک‌کننده اولیه می‌تواند منجر به‌برداشت قسمتی‌از پوشش‌قلب، قبل‌ازاین که‌جریان آب از انباره‌هاودستگاه‌های خنک‌کننده فشارکم آغاز شود ، انجام گردد . این وضعیت به‌کمک دستگاه تزریق خنک کننده فشار زیاد که به‌سرعت آب را بافشار به‌حد کافی که برفشار باقیمانده درمدار خنک‌کننده غلبه‌کند به‌جریان می‌اندازد .

باآغاز وقوع سانحه قطع جریان خنک‌کننده، چند قسمت دیگر یک‌نیروگاه PWR به علاوه دستگاه خنک‌کننده اضطراری قلب برای‌کم‌کردن اثر واقعه‌به‌کار می‌افتند. ساختمان راکتور به‌ویژه‌دراین موردبسیار مهم است‌محفظه‌ایمنی ساختمان بایددارای‌استحکام کافی‌باشدتا خنک‌کننده‌ای که به‌بخار تبدیل‌شده ورادیواکتیویته آزاد شده درسانحه‌محفوظ‌بماند. چند لوله پراش‌آب درقسمت فوقانی‌ساختمان قرار دارد که بااتصال‌های‌زیاد به‌مخزن تعویض سوخت و چاه ساختمان محفظه‌ایمنی ارتباط دارند. وقتی این‌لوله‌های پراش‌آب به‌کار می‌افتند دوکار انجام می‌دهند. ابتدا آنها باتبدیل بخار به‌مایع فشار داخل ساختمان رابه‌کمتر از فشار طرح شده برای ساختمان می‌رسانند . دوم ید حاصل از سوخت (ذیلا می‌آید) را به‌اندازه‌کافی می‌شویند تا مقدار دز خارج ازمحل نیروگاه را به‌مقدار قابل‌قبولی برساند. برای‌کاهش بیشتر رادیو اکتیویته هوای داخل ساختمان راکتور وخطر نشت از ساختمان، هوا به‌طور مداوم‌از داخل صافی‌های متفاوتی عبور داده می‌شود .

دزهای مربوط به LOCA در راکتور PWR. دز دریافتی‌خارج‌ازنیروگاه‌ناشی‌از قطع خنک‌کننده قلب معمولا براساس دوفرض تجزیه‌وتحلیل می‌شوند. اولین فرض درراهنمای مقررات شماره ۴ر۱ که درقسمت ۱۱-۶ در ارتباط با محل‌یابی راکتور بحث شد. این فرض‌ها بسیار محتاطانه درنظرگرفته شده‌اند. دراین خصوص یادآور می‌شویم که ۲۵درصد از یدو. ۱۰ درصدازگازهای نادر موجود سوخت بلافاصله پس از وقوع سانحه در ساختمان رها می‌شوند. رهاشدن پاره‌های شکافت به‌این مقدار فقط وقتی رخ می‌دهد که‌کسر قابل‌ملاحظه‌ای ازسوخت ذوب شود. دراین‌مورد، حقیقتاً اگر دستگاه خنک‌کننده اضطراری قلب به‌خوبی به‌کار افتد، فقط‌کمی اگر واقعاً سوخت ذوب شود، رخ می‌دهد، اگر چه فقط غلاف بعضی از سوختهااحتمالا صدمه می‌بینند. بنابراین درواقعیت امر، هنوز بافرض محتاطانه این‌است که تمام‌گازهای نادرو

کسری از یدسوجود درفاصله بین قرص سوخت وغلاف ودر پایه میله‌های سوخت‌به داخل ساختمان رهامی‌شود .

مقدار پاره‌های شکافت‌گازی را می‌توان درفاصله سوخت، غلاف‌وپایه میله‌های‌سوخت بامحاسبات پخش‌فلوی‌گاز به‌خارج‌از سطح UO_2 به‌کمک رابطه نیمه تجربی درمورد ضریب پخش به‌دست‌آورد. نتایج‌محاسبات برای‌یک راکتور PWR درحال‌کار باقدرت MW ۱۰۰۰ درجدول (۱۱-۷) داده شده‌اند.

جدول ۱۱-۷

اکتیویته پاره‌های شکافت‌گازی درشکاف‌پایه ودرپایه یک راکتور PWR باقدرت MW ۱۰۰۰ کارکرد ۱۰۰۰ روز*

ایزوتوپ	کسری از موجودی قلب	کوری درشکاف‌پایه‌وپایه(x۱۰۰)
^{85m}Kr	۰ر۰۰۲۹	۰ر۳۲۸
^{85}Kr	۰ر۲۱۵۷	۰ر۸۴۱
^{87}Kr	۰ر۰۰۲۰	۰ر۴۰۰
^{88}Kr	۰ر۰۰۲۹	۰ر۸۹۳
^{133m}Xe	۰ر۰۱۲۷	۰ر۲۰۳
^{133}Xe	۰ر۰۱۸۵	۱۰ر۶
^{135m}Xe	۰ر۰۰۸۶	۰ر۰۷۶۴
^{135}Xe	۰ر۰۰۵۴	۰ر۸۴۲
^{131}I	۰ر۰۲۳	۵ر۳۸
^{132}I	۰ر۰۰۲۶	۰ر۹۰۷
^{133}I	۰ر۰۰۷۹	۴ر۵۲
^{134}I	۰ر۰۰۱۶	۰ر۹۷۱
^{135}I	۰ر۰۰۴۳	۲ر۳۳

* کسری موجودی درگزارش اولیه آنالیز ایمنی
Indian Point Nuclear Generating Unit 3, Consolidated Edison Company of New York

محاسبات دز برای سانحه قطع خنک کننده دریک راکتور PWR ، شرایط پراکندگی جوی در راهنمای مقررات شماره ۱٫۴ داده شده‌اند. در جدول (۱۱-۸) دزهای محاسبه‌ای به غدد تیروئید و تمام بدن در مرزهای ناحیه انحصاری و کم‌جمعیت (که به EZB و LPZ نشان‌داده شده‌اند) برای یک راکتور PWR باقدرت ۳۲۱۶MW داده شده‌اند. درمحاسبات، نشت از ساختمان ۱٫۰ درصد در روز و پراش دستگاه ثابت تجزیه غاظت ید را برابر $۳۲hr^{-1}$ به‌دست می‌دهد که باید به‌ثابت‌های تجزیه نشت و رادیواکتیو افزوده شود. به‌طوری که در جدول آمده است، فرض محتاطانه رهاشدن ید مربوط به‌شکاف پایه و پایه‌سوخت حتی دراین واقعه غیرمحتمل خیلی کم است*

جدول ۱۱ - ۸

دزهای ناشی‌از LOCA دریک راکتور PWR به‌قدرت ۳۲۱۶MW **

رها شدن فرضی	EZB (۳۰۰m +) ۲hr , rem	LPZ (۰٫۷m) ۳۰ days , rem
راهنمای مقررات ۱٫۴		
غدد تیروئید	۱۸۹	۱۳۰
تمام‌بدن	۹٫۷۴	۸٫۰۴
شکاف ـ پایه		
غدد تیروئید	۳٫۰	۲٫۹
تمام بدن	۰٫۰۴	۰٫۰۷

* باید یادآور شد که تاسیسات PWR موردنظر دارای شیرفلکه‌هایی است که عملا ساختمان راکتور رااز بقیه نیروگاه جدا می‌کند. این شیرفلکه‌ها حدود یک دقیقه‌پس‌از وقوع LOCA بسته می‌شوند. ازآن به بعد هیچ‌گونه نشتی از ساختمان وجود نخواهد داشت. با درنظرگرفتن آزادشدن‌گاز ازساختمان درمدت‌یک‌دقیقه کل دز در EZB کمتر از $\frac{۱}{۳}$ rem و در LPZ حدود ۰٫۱rem است که هر دو مربوط به‌آزاد شدن‌گاز موجود در فاصله سوخت غلاف است.

** حاصل ازگزارش اولیه آنالیز ایمنی راکتور شماره ۳ ایندین پوینت، سولدبرق

+ درحقیقت مرز ناحیه درداخل EZB قرارمی‌گیرد .

راکتور BWR

دستگاههای ایمنی LOCA. در راکتور BWR نظیر PWR تمهیدات متعددی تعبیه شده است تاعواقب یک قطع جریان خنک کننده را کاهش دهد. این پیش بینی ها از نیروگاهی به نیروگاه دیگر فرق می کند. دستگاه خنک کننده اضطراری قلب یک راکتور BWR شامل یک دستگاه تزریق خنک کننده بافشار کم ودستگاههای مستقل بافشار زیاد وفشارکم پخش آب می باشد این دستگاه ها همراه باساختمان دربرگیرنده واستخر آب جلوگیری کننده است طوری طرح شده اند که درصورت وقوع یک قطع جریان خنک کننده به طریق زیر عمل می کنند.

ابتدا فرض می کنیم یک ترک کوچک در دستگاه خنک کننده راکتور به وجود آید، این باعث افت سریع فشار درداخل محفظه فولادی راکتور نمی شود. اگر تلمبه های اصلی خنک کننده نتوانند سطح آب را درداخل محفظه در ارتفاع معینی نگهدارند، آب اضافی به کمک تلمبه بافشار زیاد، که بابخار توربین منشعب ازلوله اصلی بخارکار می کند تامین می شود. ابتدا آب از مخزن آب حاصل از بخار و سپس از استخر جلوگیری کننده تامین می شود. آب از طریق سوراخهائی دریک حلقه مخصوص که در بالای قلب راکتور قرار دارد یاازطریق چندآب پخش کن معمولی، بستگی به طرح راکتور BWR دارد، وارد راکتور می شود .

اگر دستگاه تغذیه خنک کننده بافشار زیاد بتواند سطح آب را ثابت نگهدارد، فشار داخل محفظه راکتور کاهش می یابد. کاهش فشار به کمک شیرفلکه خودکار کاهش فشار که در خط لوله اصلی قرار دارد انجام می گیرد. بخار از داخل محفظه راکتور وارد چاه خشک اولیه ساختمان راکتور می شود که ازآنجا به طوری که درقسمت ۱۱-۳ شرح دادیم وارداستخر اطمینان می شود. اگر ترک اولیه لوله بزرگ باشد ، کاهش فشار بدون کمک سوپاپ باعمل سریع نفوذ بخار ـ مایع خنک کننده از طریق شکاف انجام می گیرد.

باافت فشار درمحفظه فولادی دستگاه پخش آب بافشار کم ودستگاههای تزریق خنک کننده فشارکم به کار می افتند. در دستگاه اولی، تلمبه های برقی آب راازاستخر اطمینان به گروه آب پخش کن ها در بالای قلب می برند که شبیه آنهائی است که در دستگاه بافشار زیاد قرار دارند. دستگاه تزریق خنک کننده فشارکم آب را از داخل استخر اطمینان مستقیماً به مدارهای جریان راکتور می برد. درکار عادی راکتور ، ازاین دستگاه برای انتقال حرارت حاصل از پاره های شکافت پس از خاموشی راکتور استفاده می شود. به طوری که قبلا در مورد راکتور BWR شرح دادیم، تمام آبهای خارج ازترک لوله جمع آوری می شود، درحالت راکتور BWR این آب یک منبع دائمی آب خواهد بود .

نمونه های اخیر نیروگاه های BWR نیز مجهز به دستگاه صافی ، جریان آب ودستگاه تهویه (FRVS)، برای کاهش دادن رادیواکتیویته محیط زیست می باشند. درصورت وقوع

قطع خنک‌کننده (یاسانحه‌ای درضمن جابه‌جایی سوخت در داخل ساختمان راکتور) این دستگاه هوای داخل ساختمان را از داخل صافی‌های موثر به‌جریان می‌اندازد وسپس از طریق هواکش بلندی به‌خارج فرستاده می‌شود. بنابراین فشار داخل ساختمان کمی کمتر از فشار خارج ازساختمان‌نگهداری می‌شود. دستگاه «صافی ـ جریان ـ تهویه» درهربارکه هوا از داخل صافی‌ها عبورداده می‌شوند حداقل ۹۰ درصد عنصر یدوویدورمتیل وحداقل ۹۰ درصد ذرات۳ر۰ میکرون یا بزرگتر را می‌گیرد. به‌طوری که در زیرشرح داده می‌شود بااین امر به‌مقدار زیادی دز خارج از ناحیه راکاهش می‌دهد.

دزهای حاصل از قطع‌خنک‌کننده BWR. محاسبه دزها در سانحه قطع خنک‌کننده دریک‌راکتور BWR شبیه محاسبه‌دریک راکتور PWR مبتنی‌بردوفرض است. فرض هایی که AEC از راهنمای مقررات شماره ۳ر۱ به‌کار می‌برد تاعواقب رادیولوژیکی قطع خنک‌کننده را دریک‌راکتور BWR تجزیه‌وتحلیل کند خیلی‌متفاوت‌ازآنچه‌درمورد PWR گفته شدنیست. بنابراین‌فرض‌می‌شود ۲۵ درصدید و ۱۰۰ درصدگاز نادرموجود به‌داخل‌ساختمان‌راکتور رامی‌یابد وفرض می‌شود هیچ‌گونه یدی درداخل استخر اطمینان نمی‌نماید. دزهای‌خارج ناحیه اساساً همانهائی‌اند که قبلا برای یک راکتور PWR درصورت نبودن‌دستگاه تصفیه، جریان وتهویه حساب شده است. بابه‌کار افتادن دستگاه تصفیه به‌جریان وتهویه دزهای خارج از ناحیه‌در EZB (مرز ناحیه انحصاری) وLPZ (مرز ناحیه کم‌جمعیت) به‌قادیری که در جدول ۱۱-۹ نشان داده شده‌اند می‌رسد.

تجزیه‌وتحلیل توسط شرکت جنرال‌الکتریک نشان می‌دهد که فقط حدود ۹۰ درصداز ازمیله‌های سوخت در یک واقعه قطع خنک‌کننده سوراخ می‌شود و هیچ یک از میله‌ها ذوب نمی‌شوند. باوجود این برای حفظ جانب احتیاط ، وجنبه واقعی‌تر از مقررات راهنمای ۳ر۱ فرض می‌کنیم دریک قطع‌خنک‌کننده دریک راکتور BWR ۲۵ درصد پاره‌های شکافت‌گازی وارد فاصله‌قرص سوخت و غلاف وپایه ساختمان اولیه می‌شود. دزهای حاصل برای یک راکتور به‌قدرت ۳۴۴۰MW درجدول (۱۱-۹) داده شده است. این دزها براساس ۹۰ درصدکارآئی دستگاه تصفیه به‌جریان ـ تهویه حساب شده است.

راکتور HTGR

دستگاه‌ایمنی DBDA به‌طورکلی‌سانحه‌مربوط به‌افت‌فشار (DBDA) دریک راکتور HTGR خیلی کم‌خطرتراز قطع جریان‌خنک‌کننده (LOCA)دریک راکتور آب سبک‌است به‌یک دلیل این‌که ظرفیت‌حرارتی توده‌زیادی ازگرافیت در راکتور HTGR (حدود یک میلیون پوند در راکتوری به‌قدرت ۳۰۰۰MW) خود ضامنی است در مقابل تغییرات ناگهانی درجه حرارت قلب که آهسته وقابل کنترل می‌باشد. به‌علاوه بااستفاده از خنک‌کننده‌گازی

تک‌فازاف ناگهانی درفشار دستگاه نمی‌تواند منجر به‌ازدست رفتن تمام‌خنک کننده یاجلوگیری از جریان آن به‌علت تغییرفاز شود .

دستگاه اصلی خنک کننده یک‌راکتور HTGR شامل چهار (یاشش) مدار مجزاهر یک دارای مولد بخار وتوربین بخاری برای به‌گردش درآوردن هلیوم‌است . هیچ‌وقت یک‌دستگاه اصلی دریک راکتورگازی درجه بالا وجود ندارد که اگراز کار افتد به‌اندازه کافی مانع درمقابل کار معمولی مدارهای خنک کننده اصلی ایجاد کند تاخاموش کردن ایمن راکتور را ایجاب نماید. باوجود این دریک راکتورگازی درجه بالا یک دستگاه خنک کننده کمکی (CACS) نظیر ECCS در راکتورهای PWR و BWR عمل می کند.

جدول ۱۱ - ۹

دزهای حاصل قطع خنک کننده دریک راکتور

BWR به‌قدرت ۳٤٤۰ MW

عضو دریافتی	EZB (رم mi) ۲hr , rem	LPZ ۳۰ days , rem
عضو دریافتی		
مقررات راهنما * ۱٫۳		
تیروئید	⩽ ۱	< ۱
تمام‌بدن	۱٫۲۵	< ۱
شکاف ـ پایه +		
تیروئید	۰٫۰۰۰۵۹	۰٫۰۰۰۸۸
تمام بدن	۰٫۰۰۰۰۷	۰٫۰۰۱۱

* Supplement No 3 , Safety Evaluation Report for Hope Greek Generating Station , AEC Director of Licensing. LPZ radius = 5miles

+ 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

هردستگاه شامل دو (یاسه) مدار خنک کننده مجزا می‌باشد که هرکدام دارای دستگاه تبادل حرارت ویک دستگاه‌گردش خنک کننده الکتریکی هستند.

سانحهٔ افت فشار دریک‌راکتور HTGR احتمالا به‌طریق زیر رخ‌می‌دهد. باازکار افتادن مجاری عبوری از دیواره بتون پیش فشرده محفظه ، خنک کننده هلیوم آناً شروع به خارج شدن از محفظه می کند. برای جلوگیری از خروج سریع‌گازکه ممکن است‌به بعضی‌از دستگاههای راکتور صدمه بزند، سطح خروج‌گاز محدود به ۶۲۵cm² یابه‌وسیله موانعی که‌در طرح اولیه پیش‌بینی شده کمتر می‌گردد وبا افزودن موانعی‌جریان‌خنک کننده را درمدار خنک کننده محدود می کنند. خاموش‌شدن آنی راکتور پس از ده ثانیه از دریافت علامت‌درنتیجه افت فشار رخ می‌دهدوقدرت راکتور درمدت ۳۰ثانیه به‌حدقدرت حاصل از جذب اشعه‌گاما می‌رسد (افت‌می کند). پس از حدود ۱۰۰ ثانیه از زمان ایجاد ترك درلوله جریان‌گاز هلیوم به‌چهار درصد حد معمولی می رسد.

از دستگاه خنک کننده اصلی بخارکافی برای کار دستگاه‌های‌گردش اصلی خنک کننده برای مدت ۱۲ دقیقه دراختیار خواهدبود. پس ازاین‌مدت، دستگاه‌گردش به‌وسیله بخارحاصل ازدیگ‌های کمکی با فشارکم (۲۰۰psig و ۶۰۰°F) به‌کار ادامه می‌دهدکه معمولا این برای به‌کار انداختن راکتور، انتقال حرارت پس از خاموش شدن وگرم کردن ساختمان‌راکتور به‌کار می‌رود. دستگاه کمکی خنک کننده قلب وقتی وفقط وقتی‌که این منبع ثانوی بخار در اختیار نباشد است.

دزهای حاصل از افت فشار

تجزیه‌وتحلیل این رویداد نشان می‌دهد که‌حتی اگرفقط‌دومدار خنک کننده کمکی‌قلب کار کنددرجه‌حرارت درهیچ نقطه‌ای‌ازقلب‌به‌اندازه‌ای‌بالا نخواهدرفت که ازسوخت‌پاره‌شکافت رها شود. بنابراین یگانه اکتیویته‌رهاشده به‌داخل ساختمان راکتور دراثر وقوع افت فشار، اکتیویته معمولی درگردش باخنک کننده واکتیویته کنده شده از جدار دیواره لوله خنک کننده درضمن جریان‌گاز به‌خارج ازمدار است. این اکتیویته مشهور به‌اکتیویته معلق‌است‌وبیشتر شامل یدوذراتی که‌حاوی ایزوتوپهای‌استرنسیوم وسزیوم‌اند می‌باشد. اکتیویته‌گاز خنک کننده بیشتر مربوط به‌گازهای نادر است که از ذرلت سوخت به‌خارج راه یافته‌اند. کل اکتیویته‌این گازهای نادر قابل‌مقایسه(حدود) بااکتیویته مربوط به‌گازهای موجود درفاصله سوخت، غلاف وپایه در راکتورهای‌آب سبک باهمین‌قدرت‌می‌باشد، اکتیویته‌یدبین ۰٫۱ تا ۱۰۰ برابر کمتراست.

راکتورهای HTGR نیز مجهز به‌دستگاه تصفیه‌جریان وتهویه‌اند. دراین‌صورت‌به علت کمی ید آزاد شده در سانحه افت فشار وبرای محافظت از صافی‌ها به‌علت بالابودن درجه حرارت ساختمان راکتور، دستگاه رابه‌کار نمی‌اندازند تاحدود دوساعت پس از وقوع سانحه.

دزهای ناحیه انحصاری ومرزهای کم‌جمعیت درجدول (۱۱-۱۰) داده شده است.این مقادیر به‌طور واضح کمتر ازمقادیر پیشنهادی در ۱۰CFR۱۰۰ است.

جدول ۱۱-۱۰

دزهای ناشی از DBDA دریک راکتور HTGR به‌قدرت ۳۱۶۴MW

پرتوتابی	EZB(۷۶۲m) ۲hr , rem	LPZ(۱۵۰mi) ۳۰days , rem
غدد تیروئید	۰٫۲۰۰	۰٫۱۱۷
تمام بدن	۰٫۰۱۵۵	۰٫۰۱۰۸

دیگر سوانح LWR و HTGR

انواع دیگر سوانح به‌علاوه قطع جریان خنک‌کننده در طراحی وصدور پروانه یک نیروگاه هسته‌ای قدرت بایستی درنظرگرفته شوند. به‌علت ضیق جافقط شرح مختصری در باره بعضی ازاینها خواهیم داد. بعضی ازسوانح دیگر درمسایل پایان فصل بحث می‌شوند.

ترکیدن لوله بخار در BWR. بخار در یک نیروگاه BWR رادیواکتیواست زیرا در راکتور به‌طورمستقیم تولید شده است. اگر لوله بخار درقسمتی خارج ازساختمان راکتور شکاف بردارد، رادیو اکتیویته داخل لوله به‌سرعت وارد محیط می‌شود. برای اطمینان ازاین‌که جریان‌بخار به‌داخل لوله شکسته‌شده ادامه نیابد، هرخط لوله بخار به‌داخل نیروگاه BWR حداقل‌دارای دوسوپاپ مجزا می‌باشد که باکاهش فشار ضمن ترکیدن لوله به‌طور خودکار می‌بندد.

درتجزیه‌وتحلیل این واقعه فرض می‌شود (راهنمای مقررات شماره ۱٫۵) که (۱) سوپاپ‌های مجزا درحداکثر زمان که به‌وسیله سوپاپ مشخص می‌شود (حدود ۰٫۵ ثانیه) می‌بندد (۲) تمام خنک‌کننده درخط لوله بخار ترکیده ودر خطوط ارتباطی در زمان وقوع سانحه به‌اضافه بخار عبوری از داخل سوپاپها قبل از بستن آنها، به‌خارج راه می‌یابد. (۳) اکتیویته (شامل تمام یدوگازهای نادری که ممکن است دراثر نشت ازسیله‌های سوخت‌به داخل بخارآمده باشد) درعرض دوساعت در ارتفاع ۹متری در شرایط دودزا به‌جورها می‌شود. با این فرض‌ها ، دزهای محاسبه‌ای تیروئید برای یک راکتور به‌قدرت ۳۴۴۰MW درمرز ناحیه انحصاری درحدود یک رم ودرناحیه کم‌جمعیت کمی کمتراست. دزهای‌تمام بدن کسری ازیک میلی رم است.

---

* From the PSAR for the Fulton Generating Station, Philadelphia Electric Company

سقوط میله- BWR. یادآوری می‌شویم که میله های کنترل دریک راکتور BWR از ته وارد قلب می‌شودو به‌طرف بالا وارد قلب می‌شود. ممکن است معایبی دردستگاه محرك میله کنترل به وجود آید که منجر به رهاشدن اکتیویته به‌داخل ساختمان راکتورگردد. دراین مورد، هیچ یک خطرناکتر از جدا شدن میله کنترل از سیستم محرك آن نیست. به‌ویژه در حالتی که تمام میله در قلب راکتور باشد که منجر به‌افتادن میله کنترل به‌خارج ازقلب می‌شود.

اگر چه طرح مکانیکی میله کنترل مانع ازسقوط میله سریعتر از ۵ft/sec می‌شود، افزایش راکتیویته حاصل منجر به‌تغییر قدرت وآزادشدن ۴×۱۰^{۹} ژول انرژی، برای راکتوری که‌قدرت آن MW ۳۴۴۰ است، می گردد. قبل ازاین که‌حالت گذرا قدرت دراثر ضریب منفی دوپلر سوخت وقراردادن میله های دیگر درقلب انجام گیرد، این انرژی آزاد شده می‌تواندغلاف حدود یک درصد ازمیله های سوخت (حدود ۳۳میله) راسوراخ کند وتمام پاره‌های شکافت گازی موجود در فاصله سوخت به‌غلاف وپایه این میله ها آزاد شوند.

فرض می‌شود تمام گازهای نادر به‌داخل بخار درگنبد در بالای محفظه فولادی منتقل شوند. دراین صورت بیشتر ایزوتوپهای ید در پشت آب باقی می‌مانند. پاره‌های شکافت گازی درگنبد به‌وسیله جریان بخار از طریق توربین به‌چگالنده منتقل می‌شوند. خطوط بخار در یک نیروگاه BWR مجهز به‌دتکتورهای اشعه‌اند وبا عبورگازها از داخل خط لوله ودر مقابل دتکتورها باارسال علامتی سوپاپ‌های جداسازی می‌بندند وبنابراین پاره‌های شکافت گازی در داخل محفظه ایمنی می‌مانند. گازهائی که به‌چگالنده می‌رسند مستقیماً به‌محیط زیست راه می‌یابند، اگرچه درعملکرد معمولی راکتورگازهای خروجی از چگالنده ابتدا درمخزن‌های نگهدارنده می‌روند وقبل ازاین که به‌جو رها شوند از داخل دستگاه‌های صافی عبور می کنند.

دزهای کلی این واقعه کم است. برای یک راکتور به‌قدرت MW ۳۴۴۰ دوزهای EZB و LPZ تیروئیدبه‌ترتیب برابر rem ۰٫۰۱۹ و rem ۰٫۰۳۷ است دزهای مربوط به‌تمام بدن ۰٫۲۴ و ۰٫۱۸ رم می‌باشند.

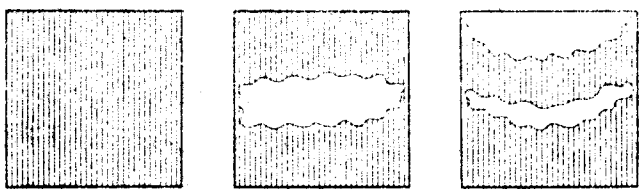
رد کردن میله - PWR

قابل‌قبول است، اگرچه بسیار غیرمتحمل است، عیبی در دستگاه میله کنترل می‌تواند باعث شود که خنک کننده فشار زیاد بانیروی زیاد مجموعه ای ازمیله های کنترل را رهاسازد. این واقعه شبیه سقوط میله کنترل دریک راکتور BWR، منتج به‌یک قدرت گذرا شود. محاسبات مفصل نشان می‌دهند که این امرمنجر به‌معیوب شدن میله های سوخت تاحدود ۱۰ درصد آنهایی بشود که همراه با آزاد شدن پایه های شکافت گازی موجود درفاصله سوخت - غلاف و پایه سوخت به‌داخل ساختمان راکتور می‌گردد. این مقدار آزاد شدن گاز بسیار کمتر ازآزاد شدن گاز در سانحه قطع خنک کننده است ودر نتیجه دزهای خارج ازناحیه نیز کوچکتر است.

سوانح راکتور سریع

تابه‌امروز فقط یک راکتور آزمایشی تجاوتی سریع، راکتور فرمی* در ایالات متحده ساخته شده است. بنابراین تجربه کمی درمورد صدور پروانه کار راکتور سریع دراین مملکت وجود داردوکمیسیون انرژی اتمی تابه‌حال راهنماهای رسمی برای ارزیابی سوانح آن تهیه نکرده است+. مطالعات دستگاه‌های LMFBR چه درامریکا وچه درخارج‌نشان داد، دراین مورد، بدترین سانحه مهم برای این نوع راکتور ذوب وازکار افتادن قسمتی ازقلب راکتور بود. این نوع سانحه را اغلب سانحه قطع کار قلب[1] (CDA) می‌نامند. به‌طور تقریبی می‌توان‌گفت CDA دریک‌راکتور LMFBR شبیه یک LOCA دریک‌راکتور LWR است.

قطع ادامه کار قلب(CDA) به‌چند طریق ممکن است رخ دهد، مثلا، فرض کنید جریان سدیم به‌داخل قلب به‌وسیله قطعه‌ای از فلزکه در ته‌قلب‌گیر کرده قسمتی از مجرا را سد کرده. سلسله اتفاقات پس از چنین سد جزئی بستگی به چند عامل دارد. شرح زیر بدون‌شک سانحه را اغراق‌آمیز جلوه می‌دهد. ابتدا، آن سیله های سوختی درقلب که به‌طور عادی خنک نشده وشروع به‌ذوب می‌شوند. ذوب درنیمه بالای قلب‌در نقطه‌ای که درجه حرارت از ابتدا حداکثر است رخ‌می‌دهد. سوخت ذوب شده به‌سمت پائین سرازیر شد، وممکن است درمجاورت خنک‌کننده جامد شود. این جریان سوخت مذاب خود نیز مجرای عبورسدیم را دراین کانال‌ها سد می‌کند، موجب ذوب اضافی سوخت می‌گردد که کانال‌های دیگر راه نیز سد می‌نمایدوالاآخر. این عمل تاآنجا ادامه می‌یابد تااینکه قسمتی‌ازقلب کم وبیش‌مطابق شکل (۱۱-۱۹) (ب) خورده شود.



(a) (b) (c)

شکل ۱۱-۱۹ مراحل مختلف سانحه قطع کار قلب در راکتور LMFBR

---

* راکتور فرمی یک راکتور زاینده سریع باخنک‌کننده مایع (LMFBR) با قدرت ۲۰۰ MW طرح‌شده بود. آن درسال ۱۹۶۳ بحرانی شدوقسمتی‌ازآن درسال ۱۹۶۶ ذوب شده تعمیرگردید. و درسال ۱۹۷۰ مجدداً به‌حالت بحرانی رفت، ولی به‌علت فقدان بودجه ازکار انداخته شد.

+ تازمان این نوشته، اولین اقدام اصلی صدور پروانه یک راکتور LMFBR درحال پیشرفت است یعنی، برای راکتور زاینده کلینچ ریور است.

۱ - Core Disrupture Accident

وضعیت دراین نقطه به‌طرف بالا به‌نحوی است که یک‌سوم قلب به‌طور لحظه‌ای بالای بقیه قلب آویزان میباشد . البته در این حالت راکتور تحت بحرانی است . دراین‌حالت ، قسمت بدون پایه و نگهدارنده می‌افتد و با به‌هم رسیدن دو قسمت ضریب تکثیر به‌سرعت افزایش می‌یابد. به‌محض اینکه k بیش ازواحدمی‌شوددرسوخت انرژی تولید می‌گردد. این انرژی آزاد شده باندازه‌حرکت‌سقوطی‌سوخت مقابله می کند وبالاخره دستگاه ازهم‌می‌پاشد. این‌وقایع زنجیره‌ای شبیه به‌عمل به اصطلاح بمب هسته‌ای از نوع تفنگی است که در آن یک جرم بحرانی‌از ماده شکافان باپرتاب‌یک جرم تحت بحرانی دیگر به‌آن فوق‌بحرانی‌می‌شود. البته، شرایط دریک راکتور سریع به‌نحوی طرح‌ریزی نشده که انرژی مناسب نظیر یک انفجار حاصل شود. بنابراین، معادل TNT یک سانحه CDA خیلی کمتر از بهره حتی یک بمب هسته‌ای کوچک است. به‌عنوان مثال، بایک راکتور فرمی‌محاسبات نشان‌می‌دهد که یک‌سانحه CDA انرژی‌معادل‌حدود ۷۰۰ پوند (نه‌تن) TNT خارج‌می‌شود. درحالی که این‌مقدار مواد منفجره مقدار قابل اغماضی نیست جرم راکتور ، فشار محفظه فولادی آن، وحفاظ بتونی آن بیش از حد مناسب برای نگهداری قدرت انفجار است.

درحقیقت امر، مدل‌پیشگفته‌یک سانحه CDA احتمالا میزان‌خطرناکی‌سانحه رابیش از حدلزوم حدس زده است. اولا ، به‌نظر غیرمحتمل می‌آید که یک انسداد کوچک که فقط روی چند کانال اثر می‌گذارد و منجر به‌ذوب شدن چند میله سوخت می‌شود به‌بیشتر حجم قلب راکتورکشانده شود. چنین انسداد مجرا در راکتور فرمی وقتی رخ داد که قطعاتی از زیرکونیوم ازطریق راه مخروطی شکل جریان پیدا کرده به‌صورت مانع درته قلب قرارگرفتند. جریان‌خنک کننده‌به‌دومجموعه سوخت، هریک‌محتوی ۱۴۴ میله سوخت، کاهش یافت وقسمتی ازاین مجموعه‌های‌سوختی ذوب شد. دراین‌مورد، چند میله مجاور نیز دچار سانحه شدند *.

فرض این که قسمت بالائی قلب درمحل خودباقی می‌ماند در حالی که مرکز قلب راکتور ذوب می‌شود، به‌ویژه اگر قطر راکتور بزرگ باشد، غیرواقعی است. می‌توان انتظار داشت که قسمت‌های بالای قلب راکتور، به‌محض ذوب شدن قسمت زیرین آن، این‌قسمتی ازسوخت که ذوب شد، درهم‌خواهد ریخت. چنین درهم‌ریختگی تدریجی به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای بهره انفجاری یک CDA را کاهش می‌دهد.

یادآور می‌شویم که سد شدن جریان یگانه راه شروع یک سانحه CDA نیست. این سانحه ممکن‌است درنتیجه مثلا خروج ناگهانی میله کنترل در راکتور درقدرت‌رخ‌دهد که دراثر تشکیل وعبور حبابهای بزرگ سدیم از داخل قلب یااز محل شکاف یک لوله اصلی خنک‌کننده باشد زیرا یک سانحه قطع خنک‌کننده جدی است

---

* این‌ممکن است آزمون مساعدی نباشد، زیرا مسدودشدن درناحیه باچگالی کم‌قدرت ودر حالی که راکتور را به قدرت می‌آورند رخ می‌دهد.

۱۱-۸ تجزیه و تحلیل خطر وقوع سانحه

راکتورهای هسته‌ای قدرت، باموجودی فوق‌العاده زیاد پاره‌های شکافت، طبیعتاً می‌تواند درسوانحی قرارگیرد که تمام مردم را دربرگیردو خوشبختانه تابه‌حال چنین سوانحی رخ نداده است ودرنتیجه نمی‌توان ارزیابی خطر این نوع سوانح و مستقیماً مثلا نظیر سانحه مرگ‌آور اتومبیل که در مورد آن فوق‌العاده اطلاعات موجود است، انجام داد. دراین‌مورد، از روش های پیشرفته تجزیه‌وتحلیل خطر، که بعضی ازآنها برای صنایع پروازهای فضائی و هوائی توسعه یافته‌اند در سال‌های اخیر برای نیروگاه‌های هسته‌ای به کارگرفته شده‌اند.

معنی خطر

«خطر» کلمه‌ای است که برای افراد مختلف ممکن است معانی مختلفی داشته باشد. به‌منظور مقایسه بین انواع مختلف خطر ، خطر مربوط به‌یک واقعه مشخص دارای یک‌تعریف تکنیکی به‌صورت «عاقبت‌یک‌واقعه درواحدزمان» بیان‌می‌شود به‌عنوان مثال‌حدود ۵۰۰۰۰ نفر درسال درنتیجه‌سوانح اتومبیل‌درایالات متحده می‌میرند. خطرکل همگان از چنین‌سوانحی‌طبق تعریف حدود ۵۰۰۰۰ مرگ درسال است. ازآنجاکه جمعیت ایالات متحده حدود ۲۰۰میلیون نفر است، خطر برای هرفرد به‌طور متوسط طبق تعریف برابر است‌با

$$\text{خطرمرگ درسال برای‌هرشخص} = \frac{\text{فوت درسال } ۵ \times ۱۰^{۴}}{\text{نفر } ۲۰۰ \times ۱۰^{۶}} = ۲٫۵ \times ۱^{-۴}$$

خطر یک واقعه را می‌توان به‌روش واضحی بااستفاده از فراوانی واقعه‌وکمیت عواقب آن‌حساب کرد .

$$\text{خطر} \left[\frac{\text{فراوانی}}{\text{واحد زمان}}\right] = \text{فراوانی} \left[\frac{\text{واقعه}}{\text{واحد زمان}}\right] \times \text{کمیت} \left[\frac{\text{عاقبت}}{\text{واقعه}}\right] \qquad (۱۱-۷۰)$$

کل‌میزان تصادفات در ایالات متحده ۱۵ میلیون درسال می‌باشد و درهر ۳۰۰ تصادف یک تصادف منجر به‌مرگ می‌شود. بنابراین خطرکل برابر است‌با

$$\text{خطر} = ۱۵ \times ۱۰^{۶} \frac{\text{سوانح}}{\text{سال}} \times \frac{\text{۱ مرگ}}{\text{۳۰۰ سانحه}} = ۵۰۰۰۰ \frac{\text{مرگ}}{\text{سال}}$$

همان‌طوری که قبلا داده شد.

جدول (۱۱-۱۱) آمار فوت تصادفات برای۱۹۶۹ درایالات متحده را نشان می‌دهد. دیده می‌شود که خطر تصادف برای هرفرد درسال از حدود $۱۰^{-۴}$ (برای تصادفات سقوط) تا $۱۰^{-۷}$ (برای رعدوبرق وطوفان) تغییر می کند. به‌استثنای مشاغل ووزرش های خطرناک ، که منحصر به‌گروه محدودی از جمعیت می‌شود ، فعالیت‌هائی چند ، اگرهم وجود داشته باشد، که عموم مردم درگیر آن هستند خطرات مربوطه به‌زیادی $۱۰^{-۳}$ برای هرفرد درسال می‌رسد.

جدول ۱۱-۱۱ *

خطر سرگ‌آور برای فرد به‌علل مختلف در ایالات متحده در سال ۱۹۶۹

نوع سانحه	تعداد کل برای ۱۹۶۹	خطر تقریبی فردی، سرگ‌آور برای هرشخص درسال
وسایل متحرك	۵۵۷۹۱	۳×۱۰^{-۴}
سقوط‌ها	۱۷۸۲۷	۹×۱۰^{-۵}
آتش‌سوزی و مواد داغ	۷۴۵۱	۴×۱۰^{-۵}
غرق	۶۱۸۱	۳×۱۰^{-۵}
مسموم میت	۴۵۱۶	۲×۱۰^{-۵}
اسلحه	۲۳۰۹	۱×۱۰^{-۵}
ماشین‌آلات (۱۹۶۸)	۲۰۵۴	۱×۱۰^{-۵}
انتقال آب	۱۷۴۳	۹×۱۰^{-۶}
مسافرت‌هوایی	۱۷۷۸	۹×۱۰^{-۶}
سقوط اشیاء	۱۲۷۱	۶×۱۰^{-۶}
برق‌گرفتگی	۱۱۸۴	۶×۱۰^{-۶}
راه‌آهن	۸۸۴	۴×۱۰^{-۶}
رعد وبرق	۱۶۰	۵×۱۰^{-۷}
طوفان	۹۳+	۴×۱۰^{-۷}
گردباد	۹۱++	۴×۱۰^{-۷}
انواع دیگر	۸۶۹۵	۴×۱۰^{-۵}
تمام سوانح		۶×۱۰^{-۴}

* «Nuclear Safety Study» US Atomic Energy Commission Report WASH - 1400, 1974.

+ متوسط ۱۹۰۱ - ۱۹۷۲

++ متوسط ۱۹۰۳ - ۱۹۷۱

در حقیقت، به‌نظر می‌رسد که عموم نسبت به‌خطرات معمولی کم‌وبیش تصورهماهنگی پیدا کرده‌اند. واضح است خطری به‌زیادی 10^{-3} برای هرشخص درسال قابل‌قبول‌نیست. باخطر به‌میزان 10^{-4} برای هرشخص درسال ، عموم تمایل دارد تحمل مشقات ومخارج زیاد بنماید تااینکه میزان تصادف راکم نگهدارد. بنابراین برنامه‌های مختلف ترافیک تنظیم می‌شود، اتومبیل‌ها را مورد بازرسی قرار می‌دهند، کمربند ایمنی نصب می‌کنند، نرده‌ها وریل‌هایی در محل‌های خطرناك قرار می‌دهند، پول صرف جلوگیری از آتش‌سوزی ومراکز کنترل‌آتش می‌شود هنوز خطراتی حدود 10^{-5} برای هرشخص درسال را مورد تأئید قرار داده‌اند. درمناطق شنا محافظین درنظرگرفته می‌شود. بطری‌های مخصوصی بادربهای ویژه برای داروها تابین شده است وغیره .

برای خطراتی بااحتمال وقوع 10^{-6} یاکمتر برای هرشخص درسال نظرعموم به‌نظر می‌رسدتغییر می‌کند. سوانح دراین طبقه‌بندی‌را می‌توان یابه‌صورت «مشیت خدا» یابه‌صورت « اشتباه فرد» باید دانست ـ مثلا می‌دانیم که در مواقع رعد وبرق شخص نباید زیر درخت بایستد. احتمال وقوع خطر 10^{-6} یاکمتر برای هرشخص درسال ازنظرعموم قابل‌قبول یاحداقل موجب نگرانی زیادی نیست.

درهرحال، قبول یک خطر توسط همگان نه‌تنها بستگی به‌بزرگی خطر دارد، بلکه همچنین بستگی به‌بزرگی عواقب‌واقعه‌دارد. مثلادوواقعه A وB را درنظر می‌گیریم. واقعهA به‌طورمتوسط یک‌بار درسال‌رخ می‌دهدو یک مرگ‌رخ می‌دهد. بنابراین خطر اجتماعی A برابر یک مرگ درسال‌است، ازطرف‌دیگر B هرده‌هزار سال‌یک‌باراتفاق می‌افتد، ولی‌نتیجه ۱۰۰۰۰ مرگ دربردارد ـ خطرمربوط به B نیز یک درسال‌است. باوجوداین، به‌نظرمی‌رسدعموم معمولا سانحه B را ناخوشایندتر از A می‌دانند. زیرا مواجه‌شدن با فاجعه‌ای که ۱۰۰۰۰ نفر را در کام خود می‌کشد ، ناگواراست واحتمال وقوع کم آن را درنظر نمی‌گیرند وفرض می‌کنند که اگر چیزی بتواند رخ دهد رخ خواهدداد. این طرز فکر از نظر عامه مشهور به احترازکردن از خطر است.

تعیین خطر

محاسبه خطر مربوط به‌سوانح دریک نیروگاه هسته‌ای قدرت درسه مرحله انجام‌می‌گیرد ابتدا، لازم است احتمال‌های مختلف رهاشدن رادیواکتیویته ناشی از سوانح نیروگاه را تعیین نمائیم. ثانیاً عواقب وارد برعموم دراثر رهاشدن رادیواکتیویته بایستی ارزیابی شود. بالاخره، احتمال‌های رها شدن وعواقب آن رویهم جمع شده خطرکلی حساب می‌گردد.

چون نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت طوری طرح شده‌اند که دارای جنبه‌های ایمنی‌می‌باشند وبعضی‌ازاین‌جنبه‌ها درقسمت (۱۱-۳) و (۱۱-۷) بحث شده ، که از آنجمله ازکارافتادن‌یکی‌از

دستگاه‌های نیروگاه، خود منجربه‌آزادشدن رادیواکتیویته‌ی زیادی نمی‌شود. نتیجه ازکارافتادن این دستگاه تعدادی از دستگاه‌های ایمنی رابه کار می‌اندازد که اثر آن تخفیف اثر ازکارافتادن است. میزان رهاشدن رادیواکتیویته ، اگر چنین اتفاقی رخ دهد ، بستگی به‌میزان گسترش دستگاه‌های ایمنی‌دارد که بتوانند کار خود را انجام دهند. لذا هرواقعه معین می‌تواند منجر به‌انتشار مواد رادیواکتیو شود که هرکدام دارای احتمال خاصی می‌باشد.

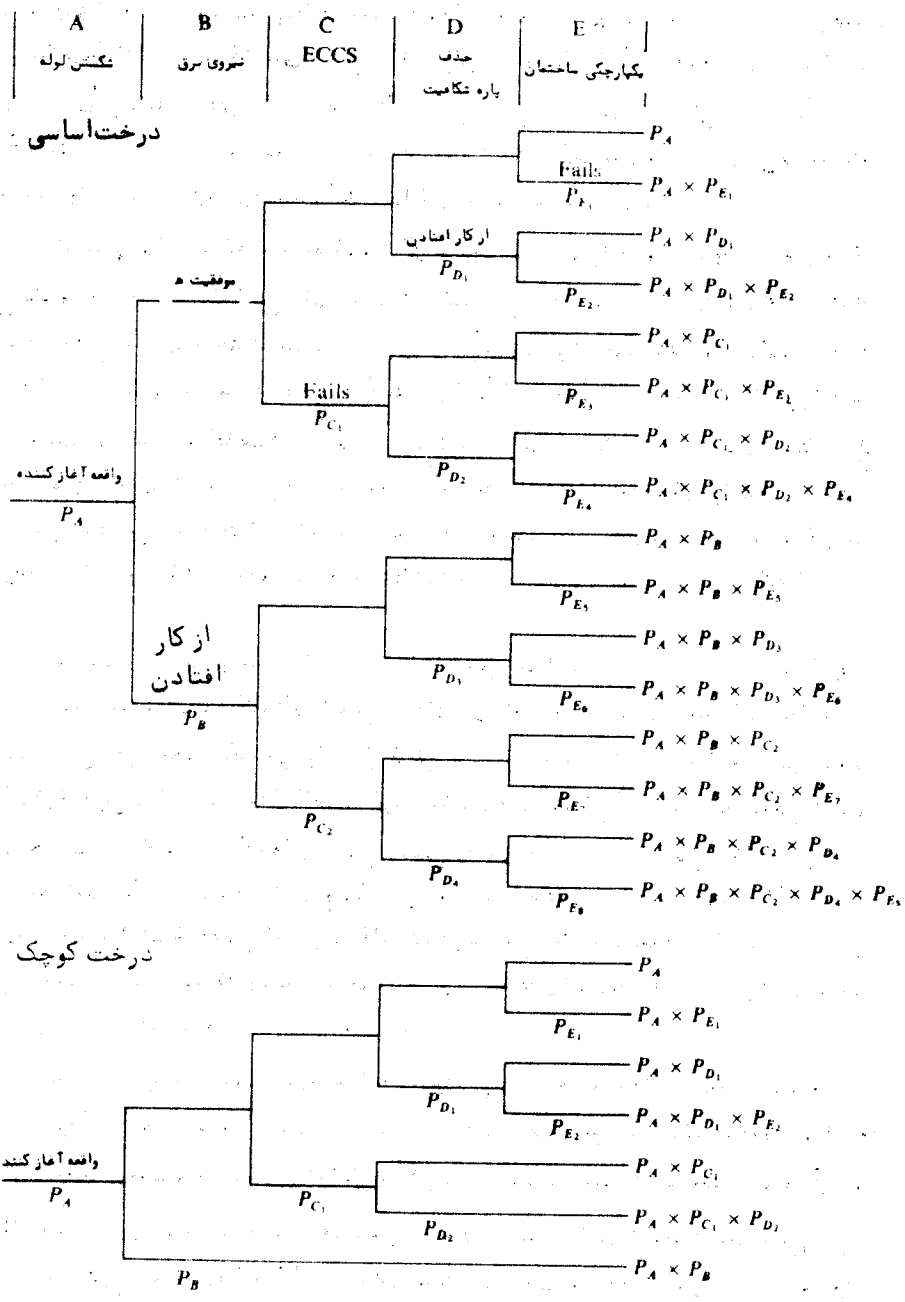
شناسائی‌مراتب‌سانحه‌منجربه‌انتشارهای‌مختلف مواد رادیواکتیو می‌شود که به‌درختهای وقایع‌مشهورند، این تکنیک‌را می‌توان بایک‌مثال تشریحی‌درك نمود. یک‌ترك بزرگ درلوله‌ای که‌منجر به‌قطع جریان خنک‌کننده می‌شود درنظر می‌گیریم. برای ترسیم درخت مناسب واقعه، ابتدا لازم است دریابیم کدام‌یک از دستگاههای نیروگاه برروی وقایع متعاقب اثر می‌گذارند. دراین‌حالت عبارتنداز‌دستگاههای کارخانه‌برق، دستگاه اضطراری‌خنک‌کننده‌قلب، دستگاه رفع رادیواکتیویته (پراش ، صافی‌ها ، غیره) ، و محفظه ایمنی (ساختمان راکتور و دستگاه انتقال حرارت) این دستگاهها وترك اولیه لوله را برحسب زمان وقوع سانحه که ممکن‌است درجریان‌حادثه موثرباشند، به‌طوری که در بالای شکل (۱۱-۲) نشان داده شده‌اند، یادداشت می‌کنیم .

درخت واقعه در وسط شکل (۱۱-۲) شامل تعدادی شاخه برای هرسلسله ازوقایع ممکن می‌باشد که درآن دستگاه‌های ایمنی به‌کار خواهند افتادیاخیر*. برطبق این به‌اصطلاح درخت اساسی هرواقعه‌ی تك می‌تواند از طریق ۱۶ راه به ۱۶ خروجی مختلف منجر شود. احتمال هرخروجی ویژه را می‌توان ازضرب کردن‌احتمال‌های متوالی‌یک‌شاخه مخصوص به‌دست آورد. به‌علت ارتباط‌بین دستگاه‌های ایمنی بعضی راکتورها، درخت اساسی شکل (۱۱-۲) دارای تعدادی شاخه غیرمنطقی‌است. مثلا اگر تمام مولدهای برق دریک نیروگاه ازکار افتد، هیچ یک از دستگاههای ایمنی نمی‌تواند کارکند ورشد هیچ یک از شاخه‌پائین‌تر درخت اساسی ممکن نیست. درخت کوچک وقایع ، به‌اصطلاح از شاخه‌های‌غیرمنطقی‌آن که در پائین شکل (۱۱-۲) نشان داده شده‌اند حذف شده است.

به‌محض ترسیم درخت وقایع هرخروجی را می‌توان تجزیه‌وتحلیل نموده تامعلوم شود چقدر رادیواکتیویته آزاد شده است. این‌امر، در حالت قطع جریان خنک‌کننده، بستگی‌به گسترش ذوب سوخت وتعدادی از عوامل دیگر دارد. محاسبه احتمال مربوطه ، به‌طوری که درشکل (۱۱-۲) آمده است، نیاز به‌دانستن احتمال ازکار افتادن دستگاههای ایمنی دارد. احتمال‌های وقوع حوادث اولیه نظیر ترکیدن لوله، ترکیدن محفظه راکتور، غیره رامی‌توان

---

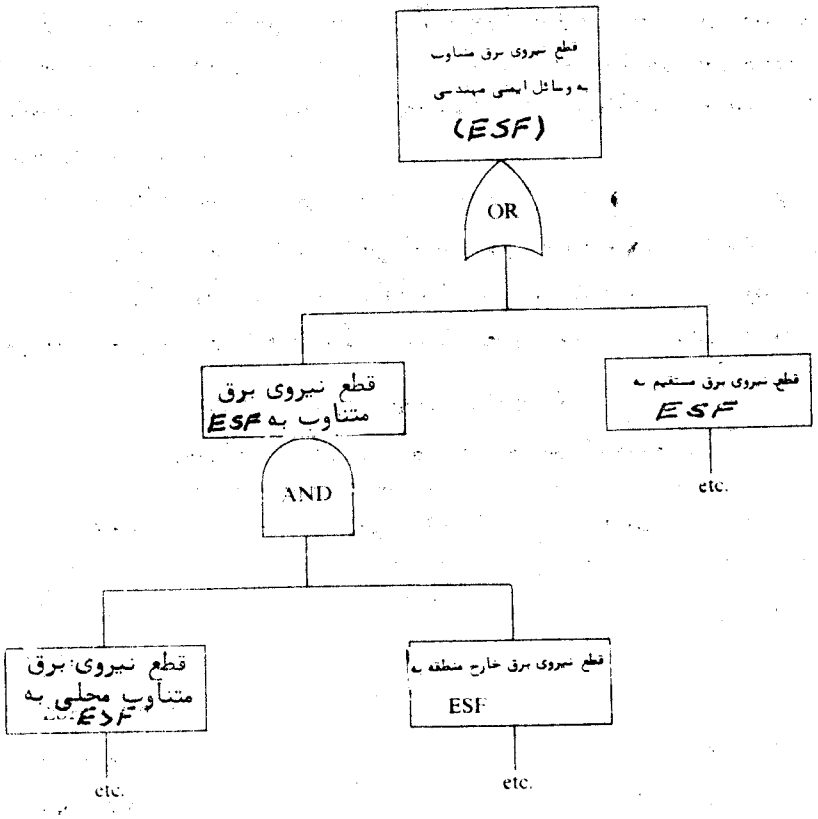
* عمل کرد جزیی یک دستگاه ایمنی منظور نشده است. برای حفظ جانب احتیاط دستگاهی که به‌طور جزیی کار می‌کند فرض می‌شود اصلا کار نمی‌کند.



شکل (۱۱-۲) درختهای اساسی و کوچک واقعه برای سانحه قطع خنک‌کننده (WASH—1400)

از روی اطلاعات درمورد میزان ایجاد معایب در دستگاه‌های هسته‌ای ومهندسی به‌دست‌آورد. درهرحال ، اطلاعات کمی درمورد میزان ایجاد عیوب دستگاههای ایمنی راکتور در اختیار می‌باشد. این اطلاعات را می‌توان باروش تجزیه‌وتحلیل درخت عیب تعیین کرد .

درخت عیب اساساً عکس درخت واقعه است. درمورد یک عیب خاص ، درخت‌عیب برای تعیین ماهیت ترکیبات وتسلسل معایب دیگرکه منجر به‌بروز عیب‌معین است، به‌کار می‌رود. مثالی ازاین روش درشکل (۱۱-۲۱) نشان داده شده است که قسمتی از درخت‌عیب در مورد قطع تمام نیروی برق به‌دستگاه‌های ایمنی مهندسی است (ESF). کارکرد دستگاه ESF نیاز به‌برق متناوب AC برای به‌کارانداختن پمپ‌ها، پنکه‌ها، غیره وبرق‌مستقیم DC برای به‌کار انداختن برق AC به‌کار می‌رود ازکار افتادن نیروی برق AC و DC دستگاه ESF را غیرقابل‌استفاده‌می‌نماید. لذادرخت‌عیب‌درشکل(۱۱-۲۱) ابتدا در ترازاول‌بادریچه « OR » شروع به‌کار می‌نمایدکه بااین‌علامت مخصوص درشکل نشان داده‌شده‌اند.



شکل (۱۱-۲۱) 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. درصورت نبودن چنین اطلاعاتی، لازم است تا درخت عیب را به تراز دیگری ادامه داد.

به عنوان مثال، درموقع قطع جریان خنک کننده، دوچشمه برق AC وجود دارد، نیروی برق حاصل از خطوط نیرو از شبکه برق محلی ونیروی برق داخل منطقه حاصل ازمولدهای برق دیزلی (یا از راکتور دوم، اگر وجود داشته باشد) تامین می‌شود. ازآنجا که این منابع قدرت مستقل از یکدیگرهستند ، هر دو بایستی ازکار بیفتند تاقطع برق AC رخ دهد ولذا هردوآنها درشکل(۱۱-۲۱) دیده‌می‌شوند که بکمک « AND» به‌مرحله‌بعد اتصال یافته‌اند. اگر احتمال های قطع برق در داخل و خارج منطقه رابه P_{NS} و P_{FS} نشان‌دهیم، دراین‌صورت احتمال قطع تمام برق AC برابر حاصلضرب $P_{NS}P_{FS}$ است.

اگر میزان نقایص آزمایشی درمورد P_{NS} یا P_{FS} معلوم نباشند ، ترازهای دیگری باید به‌درخت عیب افزوده شود. بدین‌طریق، درخت عیب باردست داشتن آمار موجودادامه می‌یابدتاسعایب مشخص شوند. نتیجه این تجزیه‌وتحلیل احتمال P_{EP} است که همان P_B در درخت واقعه درشکل (۱۱-۲۰) است.

بامحاسبه وقایع انتشار رادیواکتیویته واحتمال‌های آنها، اولین قدم ارزیابی خطر هسته‌ای کامل می‌شود. سپس دزهای دریافتی توسط عموم محاسبه می‌شود، که براساس توزیع افراد در اطراف نزدیک نیروگاه وبراساس شرایط پراکندگی محتاطانه است. این دزهابرحسب تلفات‌آنی‌آنها داده می‌شود واثرات غیرمرگ‌بار مختلف‌آنها بااستفاده از روابط بین دز واثرشبیه

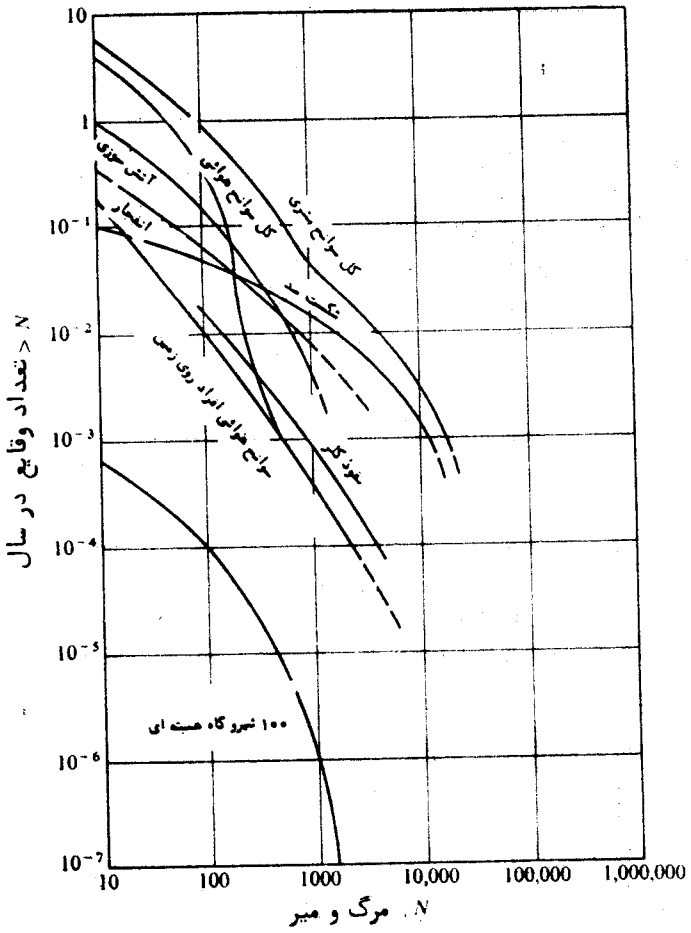
جدول ۱۱-۱۲ (WASH - 1400)

خطر تقریبی اجتماعی وفردی مربوط به‌سوانح نیروگاه هسته‌ای

عاقبت	اجتماعی $^{-1}$(سال)	فردی $^{-1}$(سال)
تلفات آنی	٤×١٠^{-٢}	٢×١٠^{-١٠}
مریضی آنی	٨×١٠^{-٢}	٤×١٠^{-١٠}
سرطان‌های نهان	٣×١٠^{-١}	١×١٠^{-٩}
زخم تیروئید	٦	١×١٠^{-٨}
صدمه ژنتیکی	٣×١٠^{-١}	٣×١٠^{-٩}
خسارت مالی	$١٫٦ \times ١٠^{٦}$	

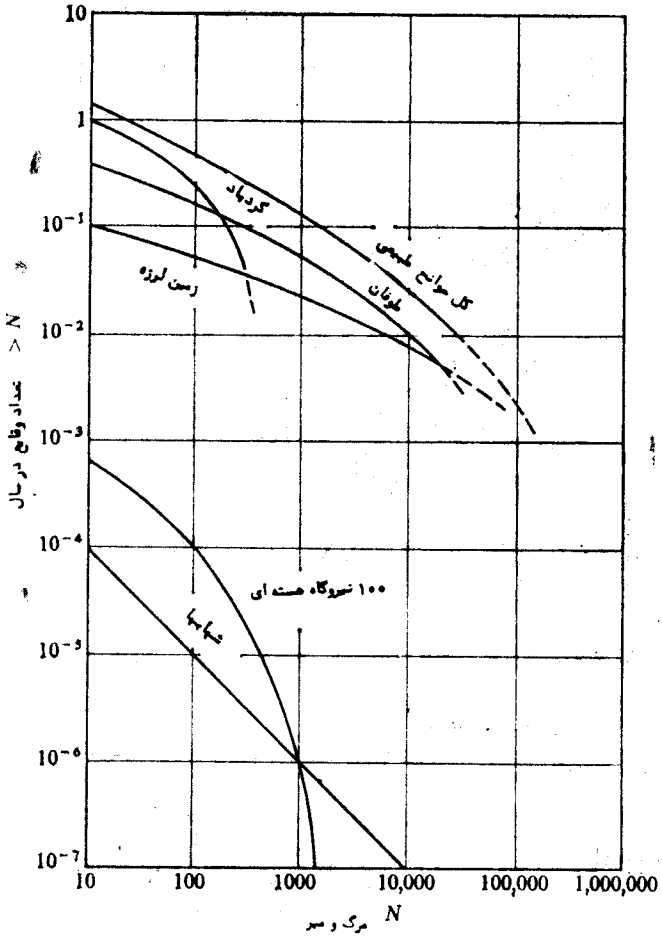
آنهایی که درفصل ۹ بحث‌شد، داده‌می‌شود. احتمالات وعواقب بااستفاده ازمعادله (۱۱-۷۰)به هم مرتبط شده‌اند تاخطرات وقوع سوانح نیروگاه هسته‌ای به‌دست آید.

نتایج مطالعات جامع AEC درمورد خطرات وقوع سوانح هسته‌ای درجدول (۱۱-۱۲) داده‌شده‌است. این نتایج براساس کاریک راکتور LWR صد مگاواتی درحال کار در ٦٦ ناحیه به‌دست آمده‌است. به‌طوری که قبلا شرح دادیم، خطر اجتماعی برابر تعداد کل بردم ایالات متحده که ممکن است درسال به‌نحوی متاثر ازکار نیروگاه باشند است. خطر فردی اجتماعی‌از تقسیم خطر اجتماعی برجمعیت کل به‌دست می‌آید.



شکل (۱۱-۲۲) فراوانی اتفاقات هسته‌ای وبشری باتلفات بیش از N است (WASH — ۱٤۰۰)

درجدول (۱۱-۱۳) تلفات کوتاه مدت ناشی‌از سوانح هسته‌ای وغیرهسته‌ای مقایسه می‌شوند. مرگ در یک سانحه هسته‌ای بسیار غیرمحتمل است. برای اینکه خطرات هسته‌ای‌را در دید بیشتری قرار دهیم، کمیسیون انرژی اتمی فراوانی سوانح هسته‌ای را نیز حساب کرده است که نتیجه بیشترتلفات‌را دربرگرفته است وبااطلاعات مشابه درفاجعه‌های طبیعی ومصنوعی مختلف مقایسه شده است. نتایج درشکل (۱۱-۲۲) و (۱۱-۲۳) که محور x تعداد متوسط وقایع درسال است که منجر به‌تلفات بیش‌از N می‌شود. از شکل دیده خواهدشد که تعداد تلفات قابل انتظار در اثرسوانح هسته‌ای ازلحاظ کمیت کمتر از سوانح معمولی است وحدود



شکل (۱۱-۲۳) فراوانی وقایع طبیعی وهسته‌ای باتلفات بیش از N
(WASH – 1400)

جدول ۱۱-۱۳ (WASH - ۱۴۰۰)

تلفات زمانی ناشی ازسوانح هسته‌ای وغیرهسته‌ای

خطراجتماعی		خطر فردی	
تلفات کوتاه مدت	درسال	تلفات کوتاه‌مدت برای هرشخص درسال	
غیرهسته‌ای	هسته‌ای	غیرهسته‌ای	هسته‌ای
۱۱۵۰۰۰	۴×۱۰^{-۲}	۶×۱۰^{-۴}	۲×۱۰^{-۱۰}

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 به‌کار می‌رود درحقیقت وجود ندارد .

۱۱-۹ دزهای تابش‌های محیطی

ازنظر اقتصادی کاهش تابش رادیواکتیو نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت به‌صفر عملی نیست وبنابراین لازم است‌گاهگاهی مقادیر کمی‌از مواد رادیواکتیو را به‌محیط رها نمائیم. این جریان به‌صورت گاز یامایع می‌باشد. درهرحال، مبدا، مقدار، وترکیب‌این جریان ازنیروگاهی به‌نیروگاه دیگر تغییر می‌کند، حتی دربین نیروگاه‌هائی که ازیک نوع راکتور استفاده می‌کند این‌مساله صادق است.

دریک‌نیروگاه PWR پاره‌های شکافت‌گازی خارج شده از میله‌های سوخت نشت‌دار در مدارهای اولیه خنک‌کننده درمخزن‌های بزرگ تصفیه می‌شود. این‌گازهای رادیواکتیو درمخزن‌های مخصوص نگهداری می‌شوند تااینکه اکتیویته آنها به‌مقداری می‌رسد که بتوان آنهارادرمحیط رهاساخت. دراین‌موردربعضی‌ازنیروگاه‌های PWR منبع اصلی‌جریان‌رادیواکتیو گازی حاصل از تصفیه هوای داخل ساختمان راکتور قبل از ورود به آن است. مایعات رادیواکتیو حاصل ازنشت از سوپاپها، تلمبه‌ها و دستگاه‌های دیگر است. این پس‌ماندهای‌رادیو اکتیو در چاه‌هائی در داخل ساختمان راکتور جمع‌آوری می‌شود وهمچنین در مخزن‌های‌تجزیه انبارمی‌شود. این مایع را بعداً رقیق کرده ودر داخل حجم مناسبی،ازآب ریخته یا دربشکه‌هائی برای انباشتن درمناطق دور نگهداری می‌شود.

دریک نیروگاه BWR ، مهمترین‌چشمه‌گازهای رادیواکتیو معمولا حاصل ازچگالنده اصلی می‌باشد. می‌دانیم که بخار دریک راکتور BWR رادیواکتیو است وپس‌ازعبور ازداخل

توربین ها تبدیل به‌آب می‌شود. می‌توان نشان داد که بهره یک چرخه بخار وقتی حداکثراست که چگالنده بافشار نزدیک به‌صفر کارکند ووقتی چگالنده بافشار صفر کارکند، ناگزیرمقداری هوا وارد چگالنده می‌شود و بایستی به‌طور مدام خارج شود. وقتی‌گازهای رادیواکتیو با هوا مخلوط می‌شود همراه آن به‌خارج ازچگالنده راه می‌یابد. برای جلوگیری ازاین که هوای آلوده مستقیماً به‌محیط زیست واردنشودآن راقبل ازرهانمودن به‌محیط دریک مخزن برای‌مدتی‌مناسب نگهداری‌می کنند. بعضی‌ازنیروگاه‌های BWR تازه‌مجهزبه‌دستگاههائی‌است که‌درآن‌گازخروجی ازچگالنده به‌مایع تبدیل‌می‌شود. گازهای نادر ازگازکل جداشده وقبل از رهانمودن آن‌به‌جز برای مدت ٦٠ روز نگاهداری می‌شود. عملا تمام‌گازهای نادر بجز Kr^{85} درعرض این مدت تجزیه شده‌اند. پس‌ماندهای مایعی حاصل از راکتورهای BWR اساساً شبیه پس‌ماندهای راکتورهای PWR بسته‌بندی می‌شوند.

مقررات دور ریزی پس‌ماندهای اکتیو

مقررات مربوط به تابش‌های مواد حاصل از نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت در ایالات متحده با کمیسیون انرژی اتمی است. درهرحال،چنین ریزش هائی موقع‌عبور از مرز ناحیه بایستی دارای آنچنان غلظت ورادیواکتیویته‌ای باشد که درمقررات‌سازمان‌حفاظت محیط‌زیست(EPA) آمده است. به‌طور خلاصه AEC استانداردهای سازمان‌حفاظت محیط‌زیست را اعمال می کند. [این وضع مشابه پرتوتابی فردی به‌تابش است ـ سازمان محیط زیست (قبلا FRC) استانداردهائی‌وضع می کندو AEC درصدور پروانه تاسیسات این‌مقررات رابه‌اجرا می‌گذارد]. تازمان نوشتن این کتاب سازمان محیط زیست‌استانداردهائی‌برای دورریزی‌های رادیواکتیو منتشر نکرده است . درصورت نبودن چنین استانداردهائی‌کمیسیون انرژی اتمی سیاستی (١٠CFR٥٠.٣٤a) اتخاذ نموده است تا سطوح مواد رادیواکتیو را در ریزش‌ها درنواحی غیرمحدود تاآنجاکه عملی است پائین نگهدارد. برطبق این‌گفته عبارت« تا آنجاکه عملی‌است پائین» بدان‌معنی است که تاآنجاکه عملا ازنظر تکنولوژیکی واقتصادی باتوجه‌به‌سلامت و ایمنی‌همگان میسر است....»

کمیسیون انرژی اتمی به‌طور آزمایشی نظریه « تاآنجاکه عملی است پائین » رابه صورت راهنمایی برشمرده زیر درآورده است که فقط درمورد راکتورهای آبی، برای تعیین‌حدود جریان‌ها* به‌کار می‌رود .

١ـ برای مواد رادیواکتیو بااکتیویته بیش از زمینه به‌صورت ریزش‌های مایع که‌در ناحیه راکتور رها می‌شود(الف) مقدارکل تخمینی ماده بجز H^3 ، نباید از ٥ کوری تجاوز نماید(ب) غلظت تخمینی متوسط سالیانه قبل از رقیق کردن در آبهای طبیعی نباید برای‌مواد بجز H^3 بیش از ٢٠μCi/lit وبرای H^3 بیش از ٥٠٠μCi/lit باشد.

---

* استنتاج شده از دستور (١٠CFR٥٠) پیوست یک که بطور رسمی توسط AEC برگزیده نشده است.

۲- برای مواد رادیواکتیوگازی بااکتیویته بیش از زمینه، مقادیرکل تخمینی مواد رادیواکتیو رها شده در محیط نباید موجب (الف) شدت پرتوتابی متوسط سالیانه مربوط به‌گازهای نادر درمرز ناحیه یادرهر نقطه خارج ازناحیه بیش از ۱۰mrem وغلظت متوسط سالیانه یدهای رادیواکتیو یا مواد به‌صورت ذرات با نیمه‌عمر بیش از ۸ روز نباید بیش از $10^{-5} \times (MPC)_a$ برای پرتوتابی غیرشغلی باشد.

راهنماهای بالا دزسالیانه درمرز ناحیه انحصاری راکمتر از ۵mrem به‌دست‌می‌دهد که‌کمتر از ۵درصد دز دریافتی از تابش زمینه‌است (جدول ۹-۶). گروه‌های بزرگتر جمعیت معمولا بیش از ۱mrem/yr دریافت می‌کنند که خودکمتر از یک درصد دز پیشنهادی NCRP برای جمعیت به‌طورکل است (جدول ۹-۷).

تمام رادیواکتیویته رهاشده ازنیروگاه هسته‌ای قدرت به‌دقت اندازه‌گیری می‌شود و AEC ازهردارنده پروانه راکتور می‌خواهد میزان رادیواکتیویته هرنیمسال راگزارش کند. AEC خود نیزگزارش های سالیانه ازمیزان رهاشدن رادیواکتیو به‌طورسالیانه انتشارمی‌دهد. شکل(۱۱-۲٤) مقدار متوسط میزان‌راکتیویته‌رهاشده را از ۱٤ راکتور BWR و۱۲ راکتور PWR درایالات متحده ازسال ۱۹۶۷ تا ۱۹۷۲ را نشان می‌دهد. تااین موقع‌فقط یک‌راکتور HTGR به‌کارافتاده ودر شکل نیامده‌است. به‌طوری‌که شکل (۱۱-۲٤) نشان می‌دهد. راکتورهای BWR طی سالیان دراز به‌طور هماهنگ بیش از راکتورهای PWR مواد رادیواکتیوپخش‌می‌کنند. به‌طوری‌که‌قبلا اشاره شد، این‌گازها ازچگالنده سرچشمه‌می‌گیرند. روش‌های جدیدتر آمایش[1] پس‌ماندها به‌ویژه روش جداسازی در دماهای‌بسیار پائین[2] که‌در بالا اشاره شد، این ریزش را درراکتورهای آینده کاهش خواهد داد.

ازشکل (۱۱-۲٤)نیزدیده‌خواهدشد که هردونوع راکتور BWR ، PWR بخصوص نوع اخیر، مقدارفراوانی از ^{3}H آزاد می‌کند. این هسته‌مستقیماً ازشکافت باشدت تقریبی حدود یک اتم در ۱۰۰۰. شکافت به‌وجود می‌آیدوهمچنین به‌وسیله واکنش زیربانوترون سریع‌تولید می‌شود .

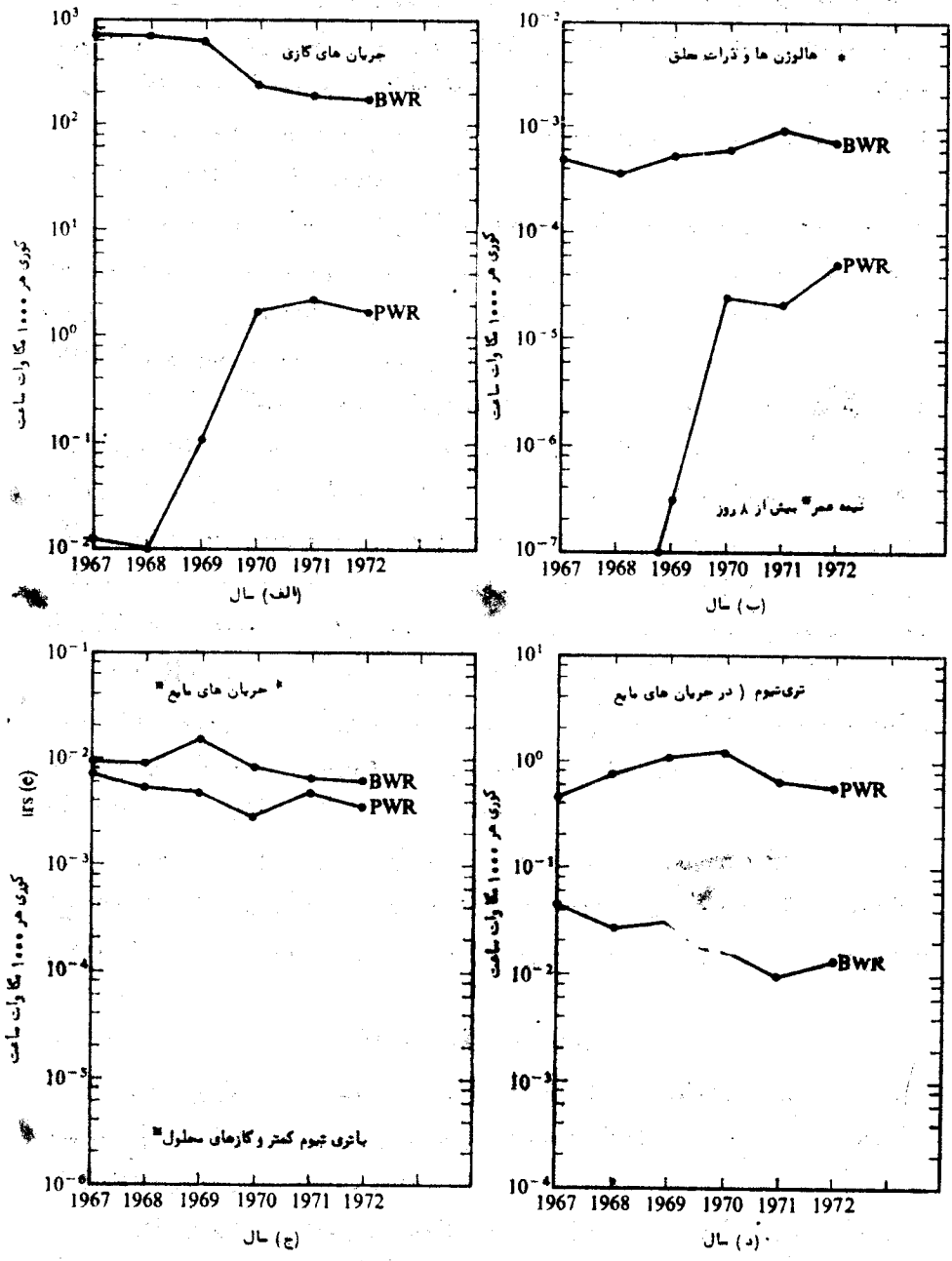
$$^{10}B + n \longrightarrow {}^{3}H + 2{}^{4}He \qquad (11-71)$$

تری‌تیوم یک تابش‌کننده بتاخالص است، درگونه‌های بیولوژیکی جمع‌نمی‌شود وآن به‌سرعت از بدن انسان خارج می‌گردد. بنابراین ، مقادیر MPC آن در هوا وآب در بین‌هر رادیوایزوتوپی بیشتر است (جدول ۹-۹).

دودلیل‌وجود دارد که‌چرا راکتورPWR بیش‌از راکتور BWR تری‌تیوم (^{3}H)آزاد میکند. اولین‌دلیل‌وجودبور دردستگاه کنترل‌شیمیائی درراکتور PWR است که‌منجربه‌تولید ^{3}H

---

۱ - Treatment ۲ - Cryogenics



شکل (۱۱-۲٤) شدت متوسط تابش جریان‌های حاصل از نیروگاه هسته‌ای قدرت ازنوع PWR و BWR از سال ۱۹۶۷-۱۹۷۲ (A.P.Hull, BNL-۱۸۲۲۳,۱۹۷۳)

ازطریق واکنش (۱۱-۷۱) می‌شود، درراکتورBWR منبع تولید تری‌تیوم وجودندارد. درهرحال، مهمترین دلیل به‌نظر می‌رسداستفاده از فولاد زنگ‌نزن به‌عنوان غلاف در راکتورهای اولیه PWR بود، تجربیات نشان داده است که تری‌تیوم به‌آسانی از داخل این‌نوع غلاف نفوذ می‌کند. آزادشدن ^{3}H بمقدارزیاد ازراکتورهای PWR این حقیقت‌را منعکس می‌کند که هنوزتعداد زیادی ازاین نوع راکتورها درحال کار است. در انواع اخیر راکتورهای PWR از زیرکالوی به‌عنوان غلاف استفاده می‌شود که درمقابل ^{3}H غیرقابل‌نفوذتراست. رهاشدن این هسته اکتیو در راکتورهای جدید PWR کاهش یافته است.

یادآور می‌شویم که نیروگاه‌های قدرت باسوخت فسیلی، بخصوص آنهایی که ذغال سنگ می‌سوزانند نیز دارای ریزش های رادیواکتیو هستند. منبع این اکتیویته درخاکستر معلق خارج شده‌از نیروگاه‌هااست که حاوی مقادیر کمی از اورانیوم وتوریوم وهسته های حاصل از دوعنصراول بخصوص ^{226}Ra، ^{228}Ra و ^{228}Th می‌باشندوغلظت‌این هسته ها درخاکسترهای معلق ازیک نمونه ذغال‌سنگ به‌نمونه دیگر تغییر می‌کند، اما خاکستر معمولا حاوی حدود ۳pCi/g ازهرهسته است. تمام نیروگاه‌های ذغال‌سنگی مجهز به‌وسایلی برای جذب‌خاکستری درضمن بالارفتن از دودکش می‌باشند. این دستگاه تصفیه معمولا دارای بهره ۹۷٫۵ درصداست و ۲٫۵ درصد از خاکسترهای معلق از دودکش خارج می‌شود. یک نیروگاه ذغال‌سنگی معمولا حدود ۵۰۰۰ تن خاکستر درسال ریزش دارد. $(MPC)_a$ دو هسته رادیوم و توریوم در بین تمام عناصر رادیواکتیو ازهمه کمتر است. این‌امر به‌این‌علت است که این دو عنصر دارای نیمه عمر بیولوژیکی خیلی طولانی دربدن‌است(این عناصر دراستخوان جذب می‌شوند) وبا تابش ذرات آلفا تجزیه می‌شود که ضریب کیفی آن برابر ۱۰ است. بنابراین غلظت‌های این عناصر رادیواکتیو درجو نزدیک یک نیروگاه ذغال‌سنگی می‌تواند به‌سطحی بیشتر از، برحسب $(MPC)_a$ مقدار آن در ریزش های‌گازی نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت‌باشد. این موضوع در مثال زیر نشان داده شده است.

مثال (۱۱-۹) یک‌نیروگاه ۱۰۰۰MWe ذغال‌سنگی بابهره ۳۸ درصد باذغال‌سنگ ۱۴۰۰۰Btu/Lb حاوی ۹ درصد خاکسترکار می‌کند. دودکش نیروگاه ۱۰۰ متر ارتفاع دارد (الف) اکتیویته ^{226}Ra خارج‌شده از نیروگاه را حساب کنید (ب) غلظت حداکثر ^{226}Ra را در سطح زمین در تحت شرایط پاسکیل F ، با پراکندگی ۱m/sec با $(MPC)_a$ این هسته به‌مقدار $^{-12}10 \times 3\ \mu Ci/cm^3$ مقایسه کنید.

حل. (الف) قدرت حرارتی نیروگاه برابر $\frac{1000}{0.38} = 2632\ MW$ است. درمدت یک‌سال‌انرژی‌آزادشده $8760 \times 2632 = 2.3 \times 10^7\ MW-hr$ است. ازپیوست ۱ داریم.

$$1\ MW-hr = 3.412 \times 10^6\ Btu$$

وهمچنین،

$$\text{مصرف ذغال} = \frac{۲٫۳۰ \times ۱۰^{۷} \times ۳٫۴۱۲ \times ۱۰^{۶}}{۱۳۰۰۰} = ۶٫۰۴ \times ۱۰^{۹} \text{Lb/yr}$$

$$= ۲٫۷۴ \times ۱۰^{۱۲} \text{g/yr}$$

ازآنجاکه ذغال‌سنگ ۹ درصد خاکستر ایجاد می‌کندو ۰٫۲ درصدآن از دودکش خارج‌می‌شود

$$\text{خاکستر خروجی} = ۰٫۰۹ \times ۰٫۰۲۵ \times ۲٫۷۴ \times ۱۰^{۱۲} = ۶٫۱۷ \times ۱۰^{۹} \text{g/yr}$$

اکتیویته کل خروجی از نیروگاه دریکسال برابر است با

$$۶٫۱۷ \times ۱۰^{۹} \text{g} \times ۳ \times ۱۰^{-۱۲} \text{Ci/g} = ۰٫۰۱۸۵ \text{ Ci}$$

(ب) حداکثرمقدار $\bar{\chi}v/Q'$ برای دودکش به‌ارتفاع ۱۰۰ متر درحدود $۱۰^{۴}$ متری‌رخ می‌دهد. برای بادی باسرعت ۱ m/tec $\chi/Q' = ۲٫۵ \times ۱۰^{-۶} \text{sec/m}^{۳}$ است.

مقدار $Q' = ۰٫۰۱۸۵ \text{Ci}/۳٫۱۶ \times ۱۰^{۷} = ۵۸۵ره \times ۱۰^{-۱۰} \text{Ci/sec}$

لذا

$$\chi = ۸۵ره \times ۱۰^{-۱۰} \times ۲٫۵ \times ۱۰^{-۶} = ۱٫۴۶ \times ۱۰^{-۱۰} \text{ Ci/m}^{۳}$$

$$= ۱٫۴۶ \times ۱۰^{-۱۰} \text{ μCi/cm}^{۳}$$

این‌مقداربه‌اندازه $۳ \times ۱۰^{-۱۲}/۱٫۴۶ \times ۱۰^{-۱۵} = ۲۰۵۰$ برابر کوچکتراز $(MPC)_a$ است.

درهرحال، برطبق راهنماهای AEC بحث شده در بالا، غلظت باید درهیچ نقطه بزرگتر از $(MPC)_a/۱۰۰۰۰۰$ نباشد. اگر این نیروگاه برطبق مقررات AEC اداره شود، احتمالا بایستی ارتفاع دودکش آن بلندتر باشد.

دزهای ناشی از ریزش‌ها

برای ارزیابی اثر محیط‌زیستی ریزش‌های رادیواکتیو از نیروگاه‌های هسته‌ای قدرت، لازم است دزهای دریافتی به‌وسیله جمعیت انسانی ازاین ریزش‌ها را حساب کرد*. محاسبات برای دورریزی‌های‌گازی رها شده درجو وپس‌ماندهای مایع دور ریخته درحجم‌های‌آب‌متفاوت هستند واین دوحالت به‌طور جداگانه درنظرگرفته خواهد شد.

ریزش گازی. به‌طوری‌که قبلا اشاره شد، ریزش‌های‌گازی حاصل از نیروگاه‌هسته‌ای قدرت بیشتر حاوی‌گازهای نادر وایزوتوپهای ید می‌باشد. این گازهابه چند طریق می‌تواندوارد بدن افراد شود یابرروی جمعیت اثر بگذارد. مسیراصلی پرتوتابی به‌طورساده درشکل (۱۱-۲۵) نشان داده شده است.

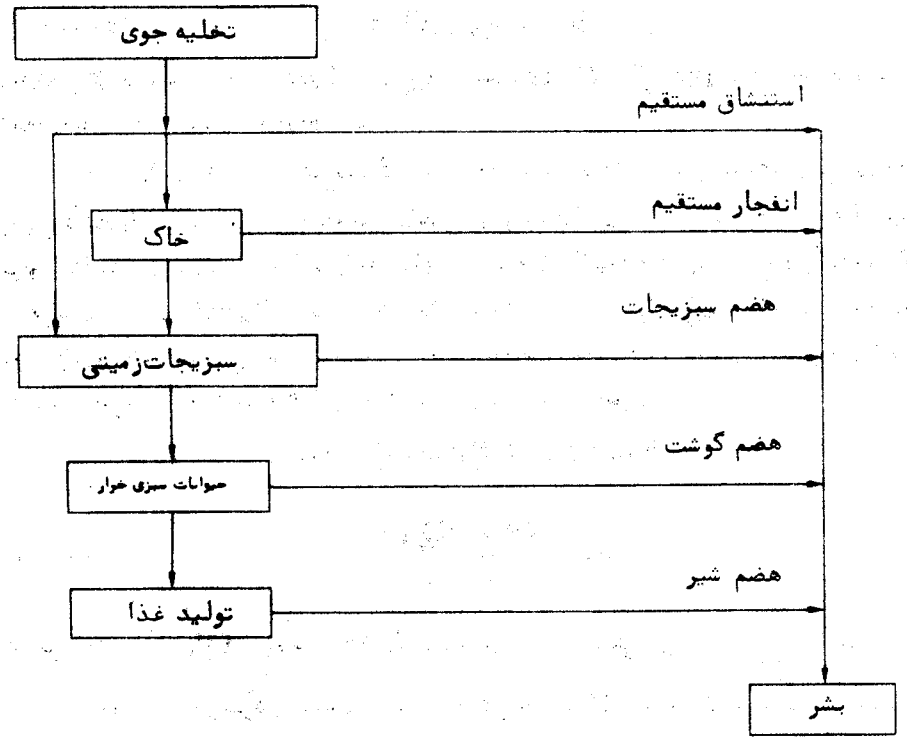
---

* دزهای دریافتی به‌وسیله حیوانات دیگر در مجاورت نیروگاه هسته‌ای نیز بایستی محاسبه شود، البته به‌منظور حفظ جمعیت حیوانات به‌طورکلی ونه به‌طور انفرادی.

به‌طوری که در شکل نشان داده شده این گازهای موجود درجو هم دز مستقیم به بدن می‌دهدو هم دز داخلی ازطریق تنفس. دز مستقیم بیشتر مربوط به‌گازهای نادر است،دزتنفسی بیشتر دزید به‌تیروئید است. هردو نوع دز را می‌توان به‌طور مستقیم بااستفاده از روابط به‌دست آمده در قسمت ۱۱-٥ (به‌مثال‌های ۱۱-۲ و۱۱-۳و ۱۱-٤ مراجعه کنید) حساب کرد .

گازهای نادر درتمام مدت به‌طور معلق در هوا باقی می‌مانندوآنها وارد مسیرهای‌دیگر پرتوتابی نمی‌شوند. دراین‌حال، ایزوتوپهای ید به‌تدریج در روی بوته‌های روی زمین وسبزیجات می‌نشینند .این اکتیویته یک‌دزمستقیم‌سطح زمین به‌افرادحوالی‌نیروگامی‌دهد.روش‌های‌محاسباتی این دز درمسایل بحث‌می‌شوند. درهرصورت‌این دز معمولا کوچکتر مقدار دوز ازطرق دیگراست.

ایزوتوپهای‌ید رسوب کرده‌وارد چرخه‌موادخوراکی‌می‌شود. دراین‌مورد، به‌علت نیمه عمرهای کوتاه ایزوتوپها (طولانی‌ترین آنها I^{131} که فقط ٤ . ر۸ روز است +) درمقایسه با زمان رشد نباتات، مقدار خیلی کمی اکتیویته از طریق خاک‌از راه ریشه وارد نبات می‌شود. بیشتر یددرنتیجه نشست روی برگ سبزیجات وروی رشته علف‌ها وارد چرخه مواد غذائی



شکل (۱۱-٥) راه‌های اصلی پرتوتابی به‌انسان حاصل از ریزش‌گازی رادیواکتیو

+ مقداوکمی از I^{129} (نیمه‌عمر $۱٫٦ \times ۱۰^{۷}$ سال) دررا کتورها تشکیل و از آن‌خارج می‌شود درهرحال بعلت درازی نیمه‌عمر آن‌اکتیویته آن جزئی است.

می گردد. دزتابشی وقتی که از طریق سبزیجات باشد مستقیماً ووقتی دزتابشی ازطریق گوشت، لبنیات، به‌ویژه شیر، غیرمستقیم است زیرا ناشی از خوردن سبزی توسط حیوانات است.

برای محاسبه دز تابشی حاصل از هضم مواد خوراکی، ابتدا لازم است اکتیویته تعادلی ید را در روی شاخ وبرگ به‌دست آورد. شدت R_d که ید از ابر روی قسمت‌های مختلف رسوب می‌نماید متناسب باغلظت ابر می‌باشد، به‌طوری که

$$R_d = \chi v_d \qquad (۷۲-۱۱)$$

که v_d ثابت تناسب است. دراین معادله R_d دارای واحد Ci/m^2-sec و χ برحسب Ci/m^3 می‌باشد، لذا v_d سرعت رسوب دارای واحد m/sec است. تجربیات نشان میدهند که v_d تقریباً برابر $0.01 m/sec$ است. ازآنجاکه انتشار ریزش رادیواکتیو اغلب برحسب Ci/yr (یا $\mu Ci/gr$) بیان می‌شود. بهتر است معادله (۱۱-۷۲) را به‌صورت زیر بنویسیم:

$$R_d = Q'_y(\chi/Q')v_d \qquad (۷۳-۱۱)$$

دراینجا R_d برحسب Ci/m^2-yr، Q'_y برحسب Ci/yr، (χ/Q') ضریب رقت برحسب sec/m^3 و v_d برحسب m/sec است.

پس ازاین که یدروی شاخ وبرگ درخت‌ها نشست به‌علت تغییرات‌جوی ازبین می‌رود یا بارشدگیاه رقیق می‌شود. این عوامل کاهش از مرتبه اول می‌باشند که ثابت تجزیه آن λ_f مربوط به‌نیمه‌عمر حدود ۱۴ روز می‌باشد. بنابراین اگر C_f اکتیویته در روی شاخ وبرگ درختان درهرزمان برحسب Ci/m^2 باشد شدت کل نابودی برابر با $(\lambda+\lambda_f)/C_f$ ثابت تجزیه مواد رادیواکتیو معمولی است. در حالت تعادل باوجود جریان‌های پرشکل یک رسوب‌ثابت ید تامین می‌شود که، شدت‌های تولیدو کاهش برابر هستند، بطوری که

$$R_d = Q'_y(\chi/Q')v_d = (\lambda+\lambda_f)C_f$$

و

$$C_f = \frac{Q'_y(\chi/Q')v_d}{\lambda+\lambda_f} \qquad (۷۴-۱۱)$$

دراین معادله اگر Q'_y برحسب Ci/yr باشد λ و λ_f بایستی برحسب $\frac{1}{yr}$ باشد.

غلظت ید درشیرگاو متناسب باغلظت یددر علف چراگاه است. مقدار * ضریب تناسب برابر $9\times10^{-9} Ci/cm^3$ برای شیربرای هر Ci/m^3 ازعلف‌است. لذا غلظت‌یددرشیربرابراست‌با:

---

* این ضریب تناسب بسیار متغییر است که بستگی شدید به‌عادتهای تغذیه محلی و زمان سال دارد. مقدار داده شده یک مقدار متوسط اسمی است.

$$C_m = ۹ \times ۱۰^{-۵} C_f = ۹ \times ۱۰^{-۵} \frac{Q'_y(\chi/Q')v_d}{\lambda+\lambda_f} \text{ Ci/m}^۳ \qquad (۷۵-۱۱)$$

$$= ۹۰ \frac{Q'_y(\chi/Q')v_d}{\lambda+\lambda_f} \mu\text{Ci/cm}^۳ \qquad (۷۶-۱۱)$$

در حاصل ازاین یدبه‌طور ساده‌ای ازمقایسه غلظت بالا با MPC عموم برای آب به‌دست می‌آید، چون شیر بیشتر آب است و به همان طریق نیز جذب بدن می‌شود. بایادآوری از فصل ۹ که مقدار روزانه آب ۲۲۰۰ سانتیمترمکعب در روز است که محتوی هسته‌های اکتیو با $(MPC)_w$ شدت دز در حال تعادل یا پس از ۵۰ سال برابر ۵۰۰ mrem/yr است. دراین مورد، یک شخص معمولی شیر کمتر از آب مصرف می‌کند یعنی حدود ۱۰۰۰ سانتیمترمکعب در روز که حاوی $C_m \mu\text{Ci/cm}^۳$ ید است.

$$\dot{H} = \frac{Cm}{(MPC)_w} \times \frac{۱۰۰۰}{۲۲۰۰} \times ۵۰۰ = \frac{۲۲۷\text{cm}}{(MPC)_w} \text{ mrem/yr} \qquad (۷۷-۱۱)$$

درگذشته 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 به‌دزی د برابر دز به‌تیروئید به‌بزرگسالان است. بنابراین نتیجه می‌شود که

$$\dot{H}'_{\text{infant}} = \frac{۲۲۷۰}{(MPC)_w} Cm \quad \text{mrem/yr} \qquad (۷۸-۱۱)$$

مثال ۱۱-۱۰ یک نیروگاه هسته‌ای قدرت $۱٫۰۴ \times ۱۰^{-۲}$ Ci/yr از ^{۱۳۱}I تابش می‌کند. یک مزرعه پرورش دام در نزدیکی نیروگاه در نقطه‌ای قرار دارد که ضریب رقت متوسط سالیانه برابر ۴×۱۰^{-۸} sec/m^۳ است. مطلوب است محاسبه (الف) اکتیویته ^{۱۳۱}I روی سبزیجات در مزرعه (ب) غلظت ^{۱۳۱}I درشیر و(ح) دز سالیانه به‌غده تیروئید کودک در نتیجه مصرف شیر این مزرعه چقدر است [یادآوری : $(MPC)_w = ۳ \times ۱۰^{-۷} \mu\text{Ci/cm}^۳$ برای ^{۱۳۱}I است]

حل. (الف) ثابت کاهش اکتیویته λ و λ_f برابر است با

$$\lambda = \frac{۰٫۶۹۳}{۸٫۰۴} \times ۳۶۵ = ۳۱٫۵ \text{ yr}^{-۱}$$

$$\lambda_f = \frac{۰٫۶۹۳}{۱۴} \times ۳۶۵ = ۱۸٫۱ \text{yr}^{-۱}$$

ازمعادله (۱۱-۷۴) اکتیویته روی شاخه‌ها وبرگها برابر است با

$$C_f = \frac{۱٫۰٤ \times ۱۰^{-۲} \times ٤ \times ۱۰^{-۸} \times ۰٫۰۱}{۱۸٫۱ + ۳۱٫۵} = ۸٫۳۹ \times ۱۰^{-۱٤}\ Ci/m^۲$$

$$= ۸٫۳۹ \times ۱۰^{-۸}\ \mu Ci/m^۲$$

(ب) بااستفاده ازمعادله (۱۱-۷۵) داریم :

$$C_m = ۹ \times ۱۰^{-۵} \times ۸٫۳۹ \times ۱۰^{-۸} = ۷٫۵۵ \times ۱۰^{-۱۲}\ \mu Ci/cm^۳$$

(ج) سپس از معادله (۱۱-۷۸) شدت دزسالیانه برابراست با

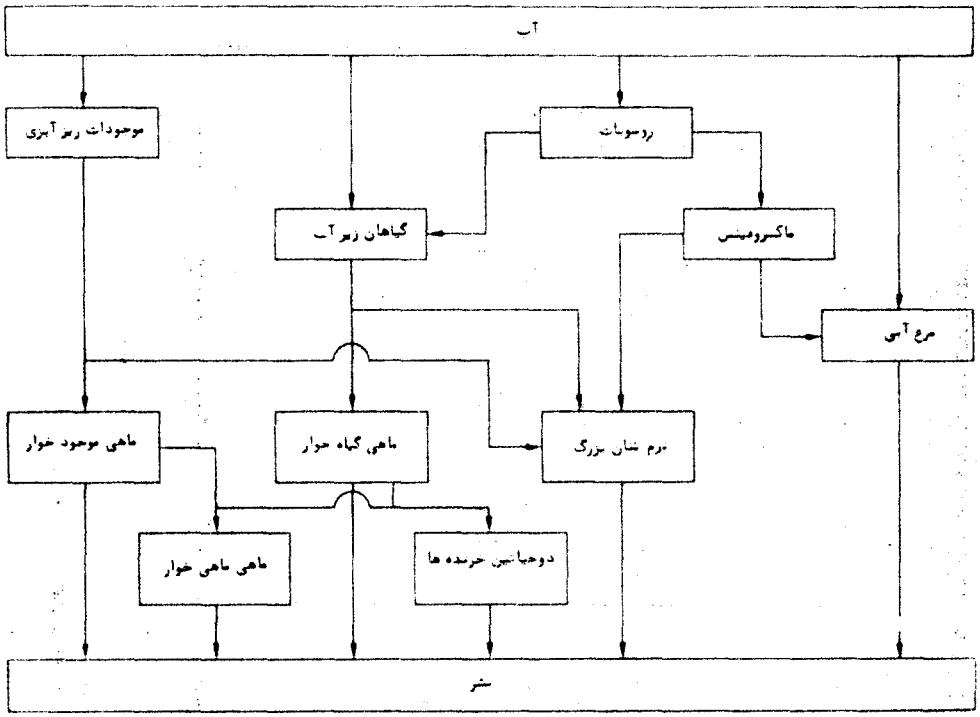
$$\dot{H} = \frac{۲۲۷۰ \times ۷٫۵۵ \times ۱۰^{-۱۲}}{۳ \times ۱۰^{-۷}} = ۵٫۷۱ \times ۱۰^{-۲}\ mrem/yr$$

ریزش های مایعات. چندطریق وجود دارد که شخص ممکن است مورد پرتوتابی حاصل از پس‌ماندهای رادیواکتیو ریخته شده در آب‌ها قرارگیرد. به‌عنوان مثال، اتم‌های رادیواکتیو ممکن است مستقیماً جذب بدن شوند ، اگر آب موردنظر منبع آب نوشیدنی باشد. دزحاصل از این منبع را می‌توان به‌آسانی ازمقایسه غلظت‌های مختلف هسته‌های اکتیو در آب‌نوشیدنی با $(MPC)_w$ به‌دست آورد. پرتوتابی‌را نیز می‌توان به‌وسیله اشخاصی که در آب شنامی کنند یا در غایق روی آب حرکت می‌کنند به‌دست آورد. این دزها معمولا خیلی کوچک است. منبع مهمتر پرتوتابی ناشی ازمصرف غذای دریائی است.

این پرتوتابی به‌طریق چرخه پیچیده مواد غذائی نشان‌داده‌شده که به‌صورت ساده‌ای درشکل (۱۱-۲۶) میباشد. شروع ازسمت‌چپ شکل، هسته‌های اکتیوجذب جانوران‌ریز یا به‌وسیله آنها هضم می‌شود. این نباتات ریز (فیتوپلانکتون [۱]) و جانوران ریز (زوپلانکتون [۲]) هستند که درسطح آب دریا وآبهای تازه جنبش بی‌کنند، آنها فراوان‌ترین ذرات زنده هستند. این ذرات توسط ماهی‌ها خورده می‌شوندو این ماهی‌ها خود نیز به‌وسیله ماهی‌های دیگر،خزنده‌ها، ذوحیاتین و به‌وسیله بی‌مهرگان بزرگ نظیر خرچنگ‌ها ، خرچنگ دریائی ونرم‌تنان که تمام به‌وسیله بشر مصرف می‌شوند خورده می‌شوند. هسته‌های‌رادیواکتیو موجود درآب ورسوبات به‌وسیله ذرات‌ریز(بنتوز[۳]) نباتات‌وجانورانی‌می‌باشند که درتغذیه‌اقیانوس‌ها، دریاچه‌ها، ورودخانه‌ها زندگی‌می‌کنندجذب می‌شوند. این‌جانوران به‌وسیله‌ماهی‌هاوبی‌مهرگان بزرگ‌خورده می‌شوند و بالاخره‌مقداری‌اکتیویته‌ازاین‌طریق به‌بدن‌انسان‌راه می‌یابد. مقداری‌ازاکتیویته موجود درسوبات نیز واردماکروفیت‌ها[٤]، نباتات بزرگتر می‌شود واز طریق بی‌مهرگان بزرگ وارد بدن انسان می‌گردد. بالاخره مرغ‌های آبی مختلفی‌مستقیماً اکتیویته راازآب یاازنباتات دریافت می‌کنند.

---

۱ - Phytoplankton
۲ - Zooplankton
۳ - Benthos
٤ - Macrophytes



شکل (۱۱-۲۶) راه‌های اصلی پرتوتابی به‌فرد ازطریق ریزش رادیواکتیو مایع

محاسبه دز اشعه‌حاصل‌ازغذاهای دریائی درچهار مرحله‌انجام می گیرد. اول، غلظت هسته‌های رادیو اکتیو ناشی از ریزش نیروگاه را می‌توان بااستفاده از میزان ریزش‌وخصوصیات پراکندسازی آب دریافت‌کننده حساب کرد. این قسمت از محاسبه مشکلترین مرحله استو معمولا شامل مطالعات تجربی ونظری درمورد رقت‌ریزش‌ها در یک حجم آب موردنظر است.

دوم، غلظت هسته‌های اکتیو درغذای دریائی محاسبه می‌شود. این محاسبه‌به‌مقدار زیادی باشناهده این‌که غلظت C_s هرهسته رادیواکتیو دریک نمونه خاص ازغذای دریائی مستقیماً متناسب با غلظت C_w هسته رادیواکتیو درآب اطراف آن است ، ساده می‌گردد. این موضوع به‌صورت رابطه زیر خلاصه می‌شود :

$$C_s = CF \times C_w \qquad (۷۹ - ۱۱)$$

که CF ثابت تناسب معمولا ضریب‌غلظت‌نامیده می‌شودوگاهی ضریب تراکم‌زیستی[۱] خوانده می‌شود. مقدار CF برای چندین هسته برای انواع مختلف غذای دریائی در جدول (۱۱-۱٤)

۱ - Bioaccumulation Factor

جدول ۱۱-۱۴

ضرائب غلظت رسمی برای موجودات آبزی *

	آب تازه			آب شور			
عنصر	ماهی	خرچنگ	نرم‌تنان	نباتات	ماهی	خرچنگ	نرم‌تنان	نباتات
H	۱	۱	۱	۱	۱	۱	۱	۱
K	۴۴۰۰	—	—	—	۱۶	۱۲	۸	۱۳
Ca	۷۰	—	—	۳۵۰	۱٫۹	۴۰	۱۶٫۵	۱۰
Mn	۸۱	۱۲۵۰۰۰	۳۰۰۰۰۰	۱۵۰۰۰۰	۳۶۳	۲۲۷۰	۲۲۰۸۰	۵۲۳۰
Fe	۱۹۱	۹۳۰	۲۵۱۷۰	۶۶۷۵	۱۸۰۰	۲۰۰۰	۷۶۰۰	۲۲۹۰
Co	۱۶۱۵	—	۳۲۴۰۸	۶۷۶۰	۶۵۰	۱۷۰۰	۱۶۶	۵۵۳
Zn	۱۷۴۴	۱۸۰۰	۳۳۵۴۴	۳۱۵۵	۳۴۰۰	۵۳۰۰	۴۷۰۰۰	۹۰۰
Sr	۱۴	—	—	۲۰۰	۰٫۴۳	۰٫۶	۱٫۷	۲۱
Zr—Nb	—	—	—	—	۸۶	۵۱	۸۱	۱۱۱۹
Ru	—	—	—	—	۶٫۶	۳۸	۲٫۲	۴۴۸
I	۹	—	۳۴۰	۶۹	۱۰	۳۱	۵۰۱۰	۱۰۶۵
Cs	۳۶۸۰	—	—	۹۰۷	۴۸	۱۸	۱۵	۵۱
Ce	۸۱	۶۰۰	۱۱۰۰	۳۱۸۰	۹۹	۸۸	۲۴۰	۱۶۱۰

* براساس اطلاعات بدست‌آمده از M. Eisenbud , Environmental Radioactivity 2nd Ed. New York A.p. 1973

داده شده است. دیده می‌شود که مقدار CF دربعضی حالات خیلی بزرگتر از واحد است. این موضوع منطبق باین حقیقت شناخته شده است که عناصر معینی (لازم نیست رادیواکتیوباشند) دربدن موجودات آبزی جمع شده در چرخه مواد غذایی قرار می گیرد .

سوم، میزان مصرف غذای دریائی حاصل از آبهای نزدیک نیروگاه قدرت بایستی حساب شود. این میزان را می‌توان از روی اطلاعات آماری باتوجه به‌عادت غذائی مردم‌به دست آورد .

چهارم، ازآنجاکه غذای دریائی بیشتر ازآب است، میزان دز را می‌توان از مقایسه اکتیویته غذای دریائی C_s برحسب $\mu Ci/cm^3$ و میزان مصرف آن R_s برحسب cm^3/day بامیزان دز ناشی ازهضم آب حاوی $(MPC)_w$ ازهسته رادیواکتیو موردنظر به‌دست آورد. ازآنجاکه $(MPC)_w$ برای نوشیدن مرتب آب به‌میزان ۲۲۰۰ سانتیمترمکعب در روز برابر ۵۰۰mrem/yr است میزان دز دریافتی از غذای دریائی برابر است با.

$$\dot{H}=\frac{C_s}{(MPC)_w}\frac{R_s}{۲۲۰۰}\times ۵۰۰$$

$$=۰٫۲۲۷\frac{C_sR_s}{(MPC)_w}\cdot \text{mrem/yr} \qquad (۸۰-۱۱)$$

نمونه‌ای ازاین محاسبه در زیر آمده است.

مثال ۱۱-۱۱ میزان حداکثر مصرف محتمل غذای دریائی‌ازآبهای (شور) نزدیک یک نیروگاه BWR تعیین شده عبارت‌است از: ماهی ۱۰۰g/day ،جانور نرم‌تن ۱۰g/day جانور سخت‌پوست (خرچنگ) ۱۰g/day است . ریزش نیروگاه ۰٫۱۹۷μCi/yr از ^{۵۹}Fe وضریب رقت درنقطه ۳۰ فوتی از خروجی لوله $۶٫۲۹\times ۱۰^{-۱۶}yr/cm^3$ می‌باشد. مقدار $(MPC)_w$ برای ^{۵۹}Fe برابر $۶\times ۱۰^{-۵}\mu Ci/cm^3$ می‌باشد که براساس پرتوتابی به‌ناحیه معده ورودی می‌باشد(GI). مطلوب‌است‌محاسبه دز سالیانه به‌ناحیه‌معده و روده ناشی‌ازخوردن غذای دریائی.

حل. غلظت ^{۵۹}Fe در ۳۰ فوتی از خروجی لوله برابر است‌با

$$C_w=۰٫۱۹۷\times ۶٫۲۹\times ۱۰^{-۱۶}=۱٫۲۴\times ۱۰^{-۱۶}\mu Ci/cm^3$$

از جدول (۱۱-۱۴) ضریب غلظت آهن برای ماهی درآب شور ۱۸۰۰ است. سپس ازمعادله (۱۱-۷۹) اکتیویته ماهی برابر است‌با

$$C_s=۱۸۰۰\times ۱٫۲۴\times ۱۰^{-۱۶}=۲٫۲۳\times ۱۰^{-۱۳}\ \mu Ci/cm^3$$

بالاخره ازمعادله (۱۱-۸۰) داریم :

$$\dot{H}=\frac{۲٫۲۳\times۱۰^{-۱۲}}{۶\times۱۰^{-۵}}\times\frac{۱۰۰}{۲۲۰۰}\times۵۰۰=۸٫۴۵\times۱۰^{-۸}\ \text{mrem/yr}$$

شدت دز برای نرم‌تنان $۳٫۵۷\times۱۰^{-۸}$mrem/yr و برای جانوران سخت پوست $۹٫۳۹\times۱۰^{-۹}$mrem/yr است.

کل دز حاصل از غذای دریائی‌را می‌توان باتکرار این محاسبات برای تمام هسته‌های اکتیو در ریزش پس‌ماندهای رادیواکتیو حساب کرد .

بعضی از اصطلاحات متداول و اختصار آنها :

AEC	Atomic Energg 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

۱۱-۱ (الف) ثابت کنید که ثابت C درمعادله (۱۱-۶) از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$C=\frac{Mg(\gamma-1)}{R\gamma}$$

که M وزن مولکولی هوا و علامات دیگر در متن بیان شده‌اند. (ب) با استفاده از $M=29g$ ، $R=8{,}31\times10^{7}ergs/g-mole°K$ ، $g=980cm/sec^{2}$ و $\gamma=1{,}4$ مقدار C را حساب کنید.

۱۱-۲ ضریب غلظت برای آزادشدن مواد رادیواکتیو درسطح زمین تحت شرایط پاسکیل A و F باسرعت 1m/tec را حساب کرده و رسم نمائید.

۱۱-۳ محل حداکثر χ را درشکل (۱۱-۱۲) برای شرایط C پاسکیل به‌دست آورید

۱۱-٤ اگر مساله (۱۱-۱) باشرایط G انجام می‌شد، آیا حداکثر غلظت رخ می‌داد؟

۱۱-۵ $Ar-41$ $(T_{1/2}=1{,}83hr)$ در راکتورهای خنک‌کننده هوا و CO_2 و در بعضی از راکتورهای آبی به‌وجود می‌آید(قسمت ۱۰-۱۲). آرگون باتابش یک ذره بتا با انرژی حداکثر 1,20MeV ویک شعاع گاما باانرژی 1,29MeV تجزیه می‌شود. فرض کنید دریک راکتور تحقیقاتی Ar^{41} از یک هواکش درارتفاع ۳۰ متر باشدت 1mCi/sec خارج می‌شود. مطلوب‌است محاسبه شدت دز خارجی درنقطه حداکثرغلظت با سرعت باد 1,5m/sec در تحت شرایط نامطلوب نوع F .

۱۱-۶ معادلات (۱۱-۳۳) و(۱۱-۳۶) شدت دز حاصل از پرتوتابی خارجی به گازهای رادیواکتیو با غلظت ثابت رابه‌دست می‌دهد. ثابت کنید که اگر غلظت طبق رابطه زیر تغییر کند

$$\chi=\chi_{0}e^{-\lambda t}$$

دز دریافتی درزمان t_0 ثانیه ناشی ازاشعه گاماست

$$H=\frac{0{,}2622\chi_{0}\bar{E}_{\gamma}}{\lambda}\left(1-e^{-\lambda t_{0}}\right)rem$$

دز ناشی ازاشعه بتا

$$H=\frac{0{,}2229\chi_{0}\bar{E}_{\beta}}{\lambda}\left(1-e^{-\lambda t_{0}}\right)rem$$

۱۱-۷ راکتورپژوهشی بروک‌هیون باخنک کننده هوا بمقدار ۷۵۰ Ci از آرگون Ar^{41} در ساعت از طریق یک دودکش به‌ارتفاع ۱۲۰ متر به‌داخل جو می‌فرستد. مطلوب است محاسبه دزهای دریافتی به‌اشخاصی که در شهر ریورهد[1] واقع در فاصله تقریبی ۱۱ مایلی از راکتوردرجهت‌باد درشرایط‌پاسکیل‌نوع F باد باسرعت ۱m/sec را حساب کنید. [یادآوری: درتحت شرایط نامناسب جوی این راکتورکه ، حال‌اجازه‌کار ندارد ، به‌علت Ar^{41} کاهش قدرت می‌دهد].

۱۱-۸ گاز باشدت‌ثابت ۲ر. درصد درروز ازساختمان دربرگیرنده‌به‌خارج نشت‌می‌کند. چقدر طول می‌کشدتا ۹۰ درصدگاز خارج شود ؟

۱۱-۹ پایاهای رابطه برگر[2] برای ضریب افزایش در هوا برای یک چشمه نقطه‌ای به‌صورت زیر

$$B_p = 1 + C\mu re^{-\beta\mu r}$$

درجدول (۱۱-۱٤) دادمشده‌است. مطلوب‌است‌محاسبه ورسم ضریب‌برگر B_p وضریب B_p داده شده به‌وسیله معادلات (۱۱-٦۱) و(۱۱-٦۲) برحسب فاصله تا ۲۰ پویش متوسط آزاد برای اشعه‌گاما با انرژی ۱MeV و ۱۰MeV

جدول ۱۱-۱٤

پایاهای رابطه برگرضریب افزایش پرتوتابی برای یک چشمه نقطه‌ای

E(MeV)	C	β	E(MeV)	C	β
۰ر۵	۱ر۵٤۱۱	۰ر۰۹۹۲۰	٤	۰ر٦۰۲۰	۰ر۰۰۳۲۳
۱	۱ر۱۳۰۵	۰ر۰۵٦۸۷	٦	۰ر۵۰۸۰	—۰ر۰۰۲۸۹
۲	۰ر۸۲۵۷	۰ر۰۲٤۰۷	۸	۰ر٤۵٦۷	—۰ر۰۰۳٤۹
۳	۰ر٦۸۷۲	۰ر۰۱۰۰۲	۱۰	۰ر٤۲٦۱	—۰ر۰۰۳۳۳

۱۱-۱۰ نشان دهیدکه فلوی افزایشی درسطح زمین حاصل از یک توده بینهایت‌ابر حاوی رادیوایزوتوپهای‌تابش‌کننده اشعه‌گاما بااستفاده از رابطه برگرضریب افزایشی نقطه‌ای ازرابطه‌زیر به‌دست می‌آید:

$$\Phi_b = \frac{S}{2\mu}\left[1 + \frac{C}{(1+\beta)^2}\right]$$

که C و β در مسئله (۱۱-۹) تعریف شده‌اند.

---

۱ - Riverhead ۲ - Berger

۱۱-۱۱ مثال (۱۱-۷) را با درنظرگرفتن ساختمان راکتورکه از بتون به‌ضخامت ۳۰ اینچ است حساب کنید.

۱۱-۱۲ رادیو ایزوتوپها به‌طور یکنواخت در سطح زمین پخش شده‌اند و S شعاع گاما درسانتیمتر درثانیه باانرژی E تابش‌می کنند. (الف) ثابت کنید که فلوی افزایشی درنقطه x سانتیمتر در بالای سطح زمین از رابطه زیر به‌دست می‌آید

$$\Phi_b(x) = \frac{S}{2}\int_x^\infty \frac{B_p(\mu r)^{-\mu r}}{r}\,dr$$

که $B_p(\mu r)$ ضریب افزایشی نقطه‌ای‌است. (ب) با استفاده از رابطه برگر برای $B_p(\mu r)$ ، نشان دهید که

$$\Phi_b(x) = \frac{S}{2}\left[E_1(\mu x) + \frac{C}{1+\beta}e^{-(1+\beta)\mu x}\right]$$

وبااستفاده از رابطه‌گلدشتاین نشان دهید که

$$\Phi_b(x) = \frac{S}{2}\left[E_1(\mu x) + ke^{-\mu x}\right]$$

[یادآوری: دراستفاده ازنتایج بالا لازم است‌مقدار E_1 برای مقادیر کوچک‌حساب شود. برای این‌منظور رابطه زیرمفید است

$$E_1(x) = -\gamma + \ln\left(\frac{1}{x}\right) + x - \frac{x^2}{4} + \frac{x^3}{18} + \cdots$$

که $\gamma = 0.57722$ ثابت اولر می‌باشد] .

۱۱-۱۳ دریک‌سانحه I^{131} درسطح زمین‌خارج از نیروگاه باچگالی‌حدود $0.01\,Ci/m^2$ پخش‌می‌شود. مطلوب‌است‌محاسبه دز دریافتی‌به‌غددجنسی‌حاصل ازاین‌رادیوایزوتوپ برحسب mrem/hr به‌شخصی که در نزدیکی نیروگاه ایستاده است [یادآوری : برای سهولت ، فرض کنیم که تجزیه I^{131} باتابش یک شعاع گاما درهر تجزیه باانرژی $0.37\,MeV$ است].

۱۱-۱۴ یک شرکت برق تقاضائی ارسال می‌داردوگزارش اولیه آنالیز ایمنی برای نیروگاه هسته‌ای نشان می‌دهد می‌تواند درناحیه A یا در ناحیه B باشد. در جلسه سخنرانی برای صدور جواز ساختمان یک فرد می‌گوید که طرح توسعه ساختمان‌سازی بزرگی در ناحیه کم‌جمعیت ، A درپیش‌است. درنتیجه AEC به‌شرکت‌پیشنهاد کرد که متقاضی‌ناحیه A را به‌نفع‌ناحیه B صرفنظر کند. باشنیدن این توصیه شهردار شهری که‌ناحیه B درآن واقع‌است‌به AEC نوشت ، اگر نیروگاه برای مردم ناحیه A به‌اندازه‌کافی‌ایمن نیست چرا برای ماایمن است؟ باارسال نامه جواب شهردار را بدهید.

۱۱-۱۵ نشان دهید که اکتیویته تعادلی Xe^{135} درفلوی حرارتی برابر است با

$$\alpha = ۰٫۶۰ \times ۱۰^{۴} P \left(۱ + \frac{\Phi_T}{\Phi_x}\right)^{-1} \text{Ci}$$

که P برحسب مگاوات و Φ_x پایائی است که درمعادله (۸۷-۷) بیان شده است.

۱۱-۱۶ در سانحه‌ای ۲۵ درصد موجودی پاره‌های شکافت‌گازی یک راکتور به‌قدرت ۳۵۰۰MW به‌داخل‌ساختمان‌رهاشده‌که ۰٫۱۵ درصد در روز به‌خارج‌نشت‌می‌کند. مطلوب است‌محاسبه موارد زیر درنقطه‌ی ۲۰۰۰ متری ازنیروگاه در تحت‌شرایط پاسکیل‌نوع F ، باد با سرعت 1m/sec است (الف) دزخارجی دو ساعته (ب) دز دو ساعته به‌تیروئید. [یادآوری: معادل‌های انرژی موثر ، پاره‌های شکافت ید در جدول (۱۱-۱۵) داده شده است. مقدار q برای تمام ایزوتوپها یکی است].

جدول ۱۱ - ۱۵

معادل‌های انرژی موثر برای ایزوتوپهای ید در تیروئید

ایزوتوپ	ξ
I^{131}	۰٫۲۳
I^{132}	۰٫۶۵
I^{133}	۰٫۵۴
I^{134}	۰٫۸۲
I^{135}	۰٫۵۲

۱۱-۱۷ قلب یک‌راکتور حاوی n میله سوخت مشابه است. نشان‌دهید که موجودی پاره‌های شکافت درهرمیله از رابطه زیر به‌دست می‌آید.

$$\alpha_{imax} = \frac{\alpha_i \Omega_r}{n}$$

که α_i موجودی کل پاره‌های شکافت همان‌طور که درمعادله (۱۱-۶۵) داده شده‌است و Ω_r برابر نسبت قدرت حداکثر به‌متوسط در راستای r است (مساله ۱۱-۸)

۱۱-۱۸ با فرض این که دز تیروئید خارج از ناحیه کاملا مربوط به I^{131} است شعاع های ناحیه انحصاری و LPZ را برای یک راکتور ۳۰۰۰MW را حساب کنید.

[یادآوری: فرض می کنیم شدت نشت برابر ۰٫۲ درصد در روز وازنوع F بادباسرعت ۱m/sec در شرایط پراکندگی] فاصله جمعیت از مرکز چقدر است؟

۱۱-۱۹ دریک سانحه لوله بخار دریک راکتور BWR ، ۰٫۶Ci از I^{131} قبل از اینکه سوپاپ ببندد ، به‌خارج از ساختمان راه می‌یابد. (الف) اگر فرض شود که این هسته بلافاصله درسطح زمین درتحت‌شرایط پراکندگی ۱m/sec ازنوع F است‌پخش می‌شوددزهای دوساعته به‌تیروئید در ۷۰۰متری EZB و ۱۶۰۰ متری LPZ چقدر است؟ (ب) اگرحضور ساختمان به‌عنوان مانعی به‌حساب آید ، این دزها چقدر خواهد بود؟ [یادآوری: سطح مقطع ساختمان برابر $2240 m^2$ و ضریب شکلی آن ۰٫۵ = C است].

۱۱-۲۰ قلب یک راکتور PWR حاوی ۳۹۳۷۲ میله سوخت است. مقدار Ω_t (مساله ۱۱-۱۷) برابر ۱٫۹ است. راکتور باقدرت حرارتی ۱۸۹۳MW برای مدت ۱۰۰۰ روزکارکرده وسپس آن را برای تعمیر وتعویض سوخت‌خاموش کرده‌اند. دراین مدت تمام پاره‌های شکافت‌گازی از یک میله سوخت باشدت ۱٫۵ درصد درروز وارد ساختمان راکتور می‌شود. حداکثر دز ناشی از I^{131} در ۸۰۰ متری EZB بافرض شرایط پراکندگی نامطلوب ورهاشدن رادیواکتیو درسطح زمین چقدر است؟

۱۱-۲۱ باپاشیدن آب درداخل‌ساختمان راکتور PWR منجر به از بین‌رفتن ید بطور اکسپنانسیلی ازجو ساختمان راکتور می‌شود که‌ثابت کاهش $32 hr^{-1}$ می‌باشد. دز دریافتی تیروئید را درعرض دوساعت ناشی از سانحه مثال (۱۱-۵) درتحت شرایط مثال (۱۱-۶) درحالی که پاشیدن آب وجود دارد حساب کنید.

۱۱-۲۲ یک‌چریک‌یک‌سوشک بیک‌راکتورباقدرت ۳۴۰۰MW شلیک کرده ازدیوار ساختمان عبور می کند وخط لوله بخار را صدمه می‌زند. عواقب را به‌طورکمی بحث کنید.

۱۱-۲۳ اگرچریک مساله‌قبل موشکی‌راکه را شلیک کرده و ازدیوار ساختمان‌راکتور PWR نیروگاه به‌قدرت ۳۴۰۰MW عبورکرده و لوله خنک کننده اولیه را ترکانده بود عواقب این سانحه چی می‌بود ؟

۱۱-۲۴ مطلوب است محاسبه مجدد EZB و LPZ مساله (۱۱-۱۸) اگر نیروگاه مجهز به‌دستگاه آب‌پاش شرح دادمشده درمساله (۱۱-۲۱) باشد.

۱۱-۲۵ آزمایش‌های با سوخت دریک راکتور تحقیقاتی نشان میدهد که تا درجه حرارت ۴۰۰°C ، کسری از پاره‌های شکافت‌گازی آزاد شده که در فاصله بین سوخت و غلاف جمع می‌شود حدود 1.5×10^{-5} است. اگر راکتور دارای ۶۲ میله سوخت باشد و با قدرت ۲۵۰kW کارکند مقدارکل این‌گازها در فاصله بین‌سوخت وغلاف چقدر است؟[یادآوری : فرض می کنیم قدرت در تمام قلب یکنواخت توزیع شده است].

۱۱-۲۶ دریک سانحه تمام پاره‌های شکافت‌گازی یک میله سوخت مساله قبل‌داخل ساختمان مکعبی راکتورکه هرضلع آن ۴۰ فوت است می‌شود. تخلیه اطاق حداقل ۱۰ دقیقه وقت لازم دارد (الف) چه‌مقدار دز خارجی دراین مدت دریافت می‌شود؟ [یادآوری: از نتایج مساله (۱۱-۶) برای ایزوتوپهای‌بانیمه عمرکم استفاده کنید] (ب) دز دریافتی‌غده تیروئید چقدر است؟

۱۱-۲۷ در ایالات متحده تعداد مجروحین ۳۰ برابر تعدادکشته‌شدگان در سوانح رانندگی‌است. مطلوب‌است محاسبه خطرات اجتماعی وفردی جراحت‌های شدید درچنین‌سوانحی

۱۱-۲۸ احتمال‌یک‌قطع کلی جریان‌خنک کننده‌دریک‌نیروگاه PWR متعاقب‌ازکار-افتادن‌دستگاه خنک کننده اضطراری‌قلب، ذوب‌قلب، ازکارافتادن‌دستگاه‌آب‌پاش‌ودستگاههای انتقال‌حرارت ومعایب ایجاد شده بعدی ساختمان راکتور مربوط به‌فشارزیادی‌حدود ۵×۱۰^{-۶} درسال‌است. رهاشدن رادیواکتیویته ضمن وقوع این سانحه منجر به ۶۲ نفرگشته می‌شود. خطر ناشی ازاین سانحه را حساب کنید.

۱۱-۲۹ اگر n دستگاه‌مستقل غیرمرتبط برنتیجه واقعه سانحه‌انگیز اثرگذارد،عواقب مختلف این واقعه چندنوع می‌تواند باشد ؟

۱۱-۳۰ دستگاههای زیر (دربین دستگاههای دیگر) بریک قطع جریان خنک کننده کوچک‌دریک PWR اثر میگذارد: فراهم‌بودن‌نیروی‌الکتریکی(EP)؛ دستگاه حفاظت‌راکتور (RPS) یعنی میله‌های کنترل، مکانیزم بحرکت درآورنده آنها ومدارخاموش کردن راکتور، دستگاه آب‌پاش ساختمان راکتور ؛ (CSIS) برای تنظیم فشار ساختمان راکتور ، دستگاه اضطراری تزریق خنک کننده به‌احتمال قوی دستگاه تزریق فشار زیاد (ECI) دستگاه‌اضطراری به‌جریان انداختن‌خنک کننده (ECR). درخت وقایع‌اساسی وکاهش‌یافته(کوچک) را برای این سانحه رسم کنید.

۱۱-۳۱ راکتور BWR مجهزبه ۱۳ سوپاپ خلاص وایمنی‌است، به‌نحوی طرح‌شده‌اند که وقتی فشار از یک حدمعین قبلی‌تجاوز نماید باز می‌شوند. درصورت یک تغیر سریع ، ۸ تا ازاین سوپاپها بایستی باز شود تامانع افزایش بیش ازحد فشار در محفظه فولادی شود. اگر احتمال بازنشدن یک سوپاپ‌حدود $۱۰^{-۴}$ باشد. احتمال بازنشدن کمتر از ۸ سوپاپ چقدراست؟ [اشاره: احتمال k حالت متوالی‌از n برابر P(k,n) ازرابطه بسط دوجمله‌ای‌زیربه‌دست می‌آید که P احتمال موقعیت $q = ۱ - p$ احتمال شکست است.

$$P(k\,,\,n) = \frac{n!}{k!\,(n-k)!}\,p^k q^{n-k}$$

۱۱-۳۲ آمار نشان می‌دهد که درهر ۵سال یک‌بار نیروی‌برق خارج‌ازیک نیروگاه قطع می‌شوداحتمال‌قطع‌مولدبرق AC خارج ازمنطقه‌برابر $۱٫۵ \times ۱۰^{-۴}$ درسال‌می‌باشد. احتمال‌قطع نیروی برق DC خارج ازمنطقه درسال برابر$۰٫۱$ است، احتمال قطع نیروی برق به‌دستگاهها ایمنی نیروگاه چقدر است؟

۱۱-۳۳ ازکار افتادن موتور یک هواپیمای جنگی باسیزان یک در ۹۰۰۰۰ مایل پرواز است. مکانیزم پرتاپ که حامل خلبان می‌باشد درهر ۸۰۰ مرتبه یک‌بار باشکست مواجه می‌شود. در مورد چترها در هر ۱۳۰۰ مرتبه استفاده باز نمی‌شود، اما خلبان‌ها حتی باچترباز ۹۵ درصد شانس سالم رسیدن به‌زمین‌را دارند. (الف) درختهای اساسی‌وکاهش یافته برای‌از کار افتادن منجر به‌مرگ یانجات پیداکردن خلبان را رسم کنید (ب) خطر منجربمرگ خلبان را ناشی از قطع کار موتور برای هرمیل حساب کنید.

۱۱-۳۴ مقدار متوسط سالیانه پاره‌های شکافت‌گازی رها شده ازیک نیروگاه PWR در جدول ۱۱-۱۶ داده شده است. مطلوب است محاسبه دزهای متوسط خارجی و داخلی به‌همگان درنقطه ۵۰۰متری از نیروگاه در شرایط پاسکیل نوع E ، باسرعت باد ۱٫۵ متر درثانیه [یادآوری : پاره‌های شکافت ازیک هواکش درارتفاع ۱۲۰ متری آزاد می‌شوند].

جدول ۱۱-۱۶

هسته	کوری	هسته	کوری
^{۸۵m}Kr	$۴٫۴۶ \times ۱۰^{+۱}$	^{۱۳۳}Xe	$۱٫۰۱ \times ۱۰^{۴}$
^{۸۵}Kr	$۱٫۲۱ \times ۱۰^{۳}$	^{۱۳۱}I	$۳٫۳۵ \times ۱۰^{-۲}$
		^{۱۳۲}I	$۱٫۵ \times ۱۰^{-۳}$

۱۱-۳۵ حداکثر غلظت متوسط سالیانه ^{۱۳۱}I کهازیک نیروگاه PWR تشریح شده درمساله قبل آزاد می‌شود را درتحت شرایط پراکندگی نوع E ، باسرعت ۱٫۵m/sec بامقدار موضوع ۱۰CFR۵۰ پیوست، مقایسه کنید. [یادآوری $(MPC)_w = ۱ \times ۱۰^{-۱۰} \mu Ci/cm^۳$ برای ^{۱۳۱}I است)

۱۱-۳۶ یک مزرعه تهیه شیر در فاصله تقریبی ۳۰۰۰ متری ازیک نیروگاه که به‌طور متوسط $۴٫۹ \times ۱۰^{-۲} Ci/yr$ از ^{۱۳۱}I ازیک هواکش درارتفاع ۳۰۰ فوتی‌ازسطح زمین‌انتشار می‌دهد شرایط متوسط هواشناسی درراستای مزرعه عبارتند از:

شرایط	سرعت باد m/sec	درصد
A	۲	۱۷
B	۲	۱۵
C	٤	۳۱
D	۳٫۷	۱۷
E	۲٫۵	۱۲
F	۲	۸

مطلوب است محاسبه (الف) میزان نشت متوسط $I^{۱۳۱}$ برروی سبزیجات در مزرعه (ب) دز سالیانه دریافتی به‌تیروئید کودکی ناشی از مصرف شیر حاصل در مزرعه.

۱۱-۳۷ ارگون ٤۱ (مساله ۱۱-۵) ازسطح استخر یک راکتور پژوهشی باشدت $۳٫۳ \times ۱۰^{۷}$ اتم درثانیه‌است. راکتور در داخل یک ساختمان مکعبی به‌ضلع ٤۰ فوت‌به‌وسیله یک پنکه باشدت ۱۰۰۰cfm (فوت مکعب در دقیقه) تخلیه می‌کند. (الف) اکتیویته تعادلی ارگون ٤۱ درهوای ساختمان برحسب $Ci/cm^{۳}$ چقدر است؟ (ب) میزان دز برحسب mrem/hr ناشی از $Ar^{٤۱}$ دریافتی به‌وسیله شخص درساختمان چقدر است؟ (ج) باچه‌شدتی $Ar^{٤۱}$ ازساختمان‌خارج‌می‌شود(د) غلظت $Ar^{٤۱}$ را درست‌خارج‌ساختمان راکتوربا $(MPC)_a$ غیرشغلی وبامقدار راهنما« به‌اندازه‌کم‌قابل استفاده» مقایسه کنید [یادآوری: ضریب شکل ساختمان ۰٫۵ وسرعت باد ۱m/sec است].

۱۱-۳۸ پیشنهاد شده که درآب‌گرم تازه خارج شده از یک نیروگاه هسته‌ای قدرت صدف پرورش دهند. اگر غلظت متوسط $Mn^{٥٦}$ درمحلول رقیق شده برابر باشد با $۶٫۳ \times ۱۰^{-۱۲}\mu Ci/cm^{۳}$ ، وفرض می‌شود هرشخص به‌طورمتوسط ۸۰۰ سانتیمتر مکعب از صدف در روز مصرف می‌کند. دز سالیانه رسیده به‌این‌افراد ازاین هسته رادیواکتیو چقدراست؟ [یادآوری: $(MPC)_a$ مردم معمولی برای $Mn^{٥٦}$ برابر $۱۰^{-٤}\mu Ci/cm^{۳}$ است].

۱۱-۳۹ مطلوب است محاسبه‌مقدار پاره شکافت تری‌تیوم تولید شده در راکتوری که باقدرت ۳٤۰۰MW به‌مدت دوسال کار کرده است.

۱۱-٤۰ اکتیویته‌متوسط $H^{۳}$ دز مجرای‌فاضلاب یک‌نیروگاه‌هسته‌ای $۲ \times ۱۰^{-۸}\mu Ci/cm^{۳}$ است. مطلوب است محاسبه دز سالیانه به اشخاصی که ماهی‌های پرورش یافته در مجرا را به‌میزان ۹۰g/day می‌خورند [یادآوری : $(MPC)_w = ۳ \times ۱۰^{-۳}\mu Ci/cm^{۳}$ برای $H^{۳}$ برای مردم معمولی است]