

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده فیزیک

گروه هسته‌ای

پایان نامه کارشناسی ارشد

بررسی اثر شکل و ابعاد هندسی فیلتر مقابل شتابدهنده خطی الکترون های

۱۵MeV بر روی طیف پرتوهای گامای حاصل برای تولید نوترون به روش مونت کارلو

دانشجو:

رویا دانائی

استاد راهنما:

دکتر حسین توکلی عنبران

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

بهمن ۱۳۹۱

تقدیم به

پدرم و مادرم؛ دو گوهر درخشان زندگی‌ام

همسرم؛ همراه، همدل و یاری رسان عزیز زندگی‌ام

خواهرانم؛ دوستان واقعی، مهربان، و مشوقان زندگی‌ام

با سپاس بی پایان از

استاد راهنمای بزرگوام جناب آقای دکتر توکلی عنبران، که با ایثار و صبرشان، انسانیت را دیدم، چگونه اندیشیدن در راه علم را از ایشان آموختم و با راهنمایی‌هایشان مرا در جهت تحقق این پایان‌نامه یاری نمودند.

و با قدردانی بسیار از

تمامی دوستانم و اساتیدم در این دوره‌ی تحصیلی، و کلیه‌ی کارکنان محترم دانشکده فیزیک از جمله : خانم مظفری، آقای صفری و آقای یاقوتی که تلاش و لطفشان برای راهنمایی و کمک به دانشجویان صادقانه و بی‌دریغ است.

چکیده

در این کار به بررسی اثر شکل و ابعاد فیلتر شتابدهنده‌ی خطی الکترون 15 MeV بر روی طیف پرتوهای گامای حاصل برای تولید نوترون پرداخته‌ایم. برد الکترون‌های خروجی از دهانه‌ی شتابدهنده در داخل فیلتری که از جنس استیل ضد زنگ است را محاسبه کرده‌ایم، سه برهم‌کنش غالب که برای گاماها حاصل از تابش ترمزی الکترون‌ها رخ می‌دهند شامل: پراکندگی کامپتون، اثر فوتوالکتریک و تولید زوج است که مورد بررسی و مطالعه قرار گرفته‌اند.

در این تحقیق از روش شبیه‌سازی مونت کارلو با استفاده از کد MCNP استفاده نموده‌ایم. MCNP کد مونت کارلوی N ذره‌ای چند منظوره بوده که می‌تواند برای محاسبات ترابرد فقط نوترون، فقط فوتون، فقط الکترون، ترابرد حالات جفت‌شده‌ی نوترون/ فوتون/ الکترون، نوترون/ فوتون، فوتون/ الکترون، و الکترون/ فوتون مورد استفاده قرار گیرد.

فضای هندسی مسئله برای فیلتری از جنس استیل ضد زنگ 304 با اشکال و ابعاد مختلف با استفاده از کد MCNP شبیه‌سازی شد، سپس مقدار شار خروجی فوتون‌ها از فیلتر در زوایای مختلف نسبت به راستای گسیل الکترون محاسبه شد. در این مطالعه برای 4 شکل مختلف: مخروط، نیم‌کره، استوانه، و بیضی با ابعاد متفاوت توزیع انرژی فوتون‌ها تولید شده در مکان‌های متفاوت مورد بررسی و مقایسه قرار گرفته است. از این مقایسه شکل و ابعاد بهینه در راستای تولید بیشترین شار فوتون، استوانه‌ای با ارتفاع 0.3 cm و شعاع 0.1 cm به دست آمد. هم‌چنین با بررسی توزیع مکانی پرتوهای گامای تولید شده مشاهده شد که این پرتوها در زوایای زیر 10° نسبت به راستای گسیل الکترون بیشترین درصد تولید را دارند. با توجه به آن که طیف پرتوهای گامای تولیدی حاصل از تابش ترمزی پیوسته است انتظار حضور

پرتوهای گامای در بازه‌ی انرژی ۰-۱۵ MeV را داریم و می‌توان از این گاماها در واکنش (γ, n) برای تولید نوترون جهت استفاده در مراکز درمانی و ... بهره برد.

کلمات کلیدی: شتابدهنده خطی الکترون، فیلتر، تابش ترمزی، برهم‌کنش فوتون، کد MCNP

فهرست مطالب

صفحه

عنوان

فصل اول مفاهیم فیزیکی

۲	مقدمه.....
۳	۱-۱ تابش.....
۴	۲-۱ برهم کنش ذرات باردار با ماده.....
۶	۳-۱ برهم کنش کولنی.....
۷	۴-۱ تئوری تابش ترمزی.....
۸	۱-۴-۱ ملاحظات کلاسیکی.....
۹	۲-۴-۱ تئوری مکانیک کوانتومی تابش ترمزی.....
۹	۳-۴-۱ در مقایسه با تئوری کلاسیک.....
۹	۴-۴-۱ توزیع زاویه ای.....
۱۰	۵-۴-۱ اثرات شعاع هسته ای و زمینه.....
۱۰	۶-۴-۱ سطح مقطع دیفرانسیلی تابش.....
۱۱	۷-۴-۱ اتلاف تابشی کل.....
۱۱	۸-۴-۱ سطح مقطع کل تابش.....
۱۲	۹-۴-۱ تابش ترمزی هدف نازک.....

- ۱۳-۴-۱ تابش ترمزی هدف ضخیم از الکترون های تک انرژی..... ۱۳
- ۱۴-۴-۱ انرژی کل تابش ترمزی..... ۱۴
- ۱۴-۵-۱ مقایسه ی سطح مقطع های مختلف بین الکترون های سریع و اتم ها..... ۱۴
- ۱۴-۵-۱ مقایسه سطح مقطع های اتمی..... ۱۴
- ۱۴-۵-۲ یونیزاسیون..... ۱۴
- ۱۵-۵-۳ پس پراکندگی توسط هسته ها..... ۱۵
- ۱۵-۵-۴ پراکندگی توسط الکترون های اتمی..... ۱۵
- ۱۵-۵-۵ تابش ترمزی..... ۱۵
- ۱۶-۶-۱ توقف ذرات باردار سریع..... ۱۶
- ۱۷-۷-۱ اتلاف انرژی پس از گذر از ماده..... ۱۷
- ۱۸-۷-۱ توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش..... ۱۸
- ۲۱-۷-۲ اتلاف انرژی ناشی از گسیل تابش ترمزی..... ۲۱
- ۲۳-۷-۳ نسبت اتلاف یونیزاسیون و تابش..... ۲۳
- ۲۴-۸-۱ برد ذرات باردار..... ۲۴
- ۲۵-۸-۱ برد الکترون..... ۲۵
- ۲۷-۸-۲ طول مسیر و محدوده انرژی الکترون ها..... ۲۷
- ۲۸-۸-۳ رابطه ی برد- انرژی برای الکترون ها..... ۲۸
- ۲۸-۹-۱ برهم کنش های فوتون- الکترون..... ۲۸

- ۱-۹-۱ برهم کنش الکترون ها در ماده..... ۲۹
- ۲-۹-۱ برهم کنش های پرتوهای گاما و X با ماده..... ۳۱
- ۳-۹-۱ اثرات کوچک..... ۳۳
- ۴-۹-۱ پراکندگی کامپتون (اثر کامپتون)..... ۳۴
- ۵-۹-۱ ضریب تضعیف کامپتون..... ۳۸
- ۶-۹-۱ ضرایب پراکندگی کامپتون Σ_S و $E\Sigma_S$ ۴۱
- ۷-۹-۱ ضرایب جذب کامپتون Σ_A و $E\Sigma_A$ ۴۱
- ۸-۹-۱ توزیع زاویه ای کامپتون فوتون های پراکنده شده و الکترون های پس زده شده..... ۴۲
- ۹-۹-۱ توزیع انرژی فوتون و الکترون کامپتون..... ۴۴
- ۱۰-۱ اثر فوتو الکتریک..... ۴۴
- ۱-۱۰-۱ توزیع جهتی فوتوالکترون ها..... ۴۶
- ۲-۱۰-۱ جذب انرژی..... ۵۰
- ۱۱-۱ تولید زوج..... ۵۰
- ۱-۱۱-۱ توزیع زاویه ای جفت الکترون ها..... ۵۲
- ۲-۱۱-۱ توزیع انرژی جفت الکترون..... ۵۳
- ۳-۱۱-۱ تصحیحات زمینه..... ۵۳
- ۴-۱۱-۱ سطح مقطع کلی تولید زوج هر هسته..... ۵۴
- ۵-۱۱-۱ جذب انرژی..... ۵۷
- ۶-۱۱-۱ تولید زوج در میدان الکترون..... ۵۸

۱۲-۱ تضعیف و جذب تابش الکترومغناطیس..... ۵۹

۱-۱۲-۱ ترکیب مواد..... ۶۱

۲-۱۲-۱ مسیر آزاد میانگین..... ۶۲

۱۳-۱ روش های تولید نوترون..... ۶۳

۱۴-۱ انرژی واکنش های هسته ای..... ۶۴

فصل دوم مروری بر کد MCNP

مقدمه..... ۶۸

۱-۲ تاریخچه MCNP..... ۷۰

۲-۲ ساختار MCNP..... ۷۵

۳-۲ روش مونت کارلو در ترابرد ذرات..... ۷۸

۴-۲ واکنش ها و داده های هسته ای..... ۸۰

۵-۲ مشخصات چشمه..... ۸۱

۶-۲ TALLY و خروجی..... ۸۱

فصل سوم فضای مسئله و نتایج

مقدمه..... ۸۴

۱-۳ فیلتر..... ۸۵

۸۹	۲-۳ بررسی اثر ابعاد فیلتر
۱۰۱	۳-۳ بررسی اشکال فیلتر
۱۰۲	۴-۳ توزیع مکانی فوتون های خروجی از فیلتر
۱۰۵	۵-۳ تحلیل فیزیکی
۱۰۸	۶-۳ شارش الکترون
۱۱۱	۷-۳ محاسبه ی انرژی نوترون های حاصل از واکنش (Γ, N) با گاماهاى 15 MEV
۱۱۴	۸-۳ نتیجه و بحث
۱۱۶	منابع

فهرست جدول‌ها

صفحه	عنوان
۴	جدول ۱-۱ بعضی منابع معمول الکترون‌های سریع پیوسته.....
۸۶	جدول ۱-۳ عناصر تشکیل دهنده استیل ضدزنگ [۱۳].....
۹۰	جدول ۲-۳ مقادیر شارش خروجی از نیم کره وقتی ارتفاع متغییر است برای فوتون 12 MEV
۹۲	جدول ۳-۳ مقادیر شارش خروجی از استوانه وقتی ارتفاع متغییر است برای فوتون 12 MEV
۹۳	جدول ۴-۳ مقادیر شارش خروجی از بیضی وقتی ارتفاع متغییر است برای فوتون 12 MEV
۹۴	جدول ۵-۳ مقادیر شارش خروجی از مخروط، وقتی ارتفاع متغییر است، برای فوتون 12 MEV
۱۰۷	جدول ۶-۳ حداقل انرژی فوتون‌های پراکندگی کامپتون.....

فهرست شکل‌ها

صفحه

عنوان

شکل ۱-۱ مسیره‌های ممکن الکترون و ذره ی سنگین ۲۴

شکل ۲-۱ برون‌یابی گستره ی R، برای الکترون های تک انرژی، که در برهم کنش یونیزاسیون برون یابی شده یا محاسبه ی منحنی با سهم برآورد شده از زمینه به سبب اشعه های γ ، تابش ترمزی در جاذب و دیگر دلایل است.^[۸] ۲۶

شکل ۳-۱ برهمکنش های فوتون - الکترون ۲۸

شکل ۴-۱ طرح واره برهم کنش فوتون-الکترون با ماده ۳۰

شکل ۵-۱ طرح واره اثر کامپتون ۳۶

شکل ۶-۱ وابستگی سطح مقطع کامپتون به (الف) عدد اتمی ماده و (ب) انرژی فوتون ۳۹

شکل ۷-۱ طرح واره اثر فوتوالکتریک ۴۵

شکل ۸-۱ توزیع جهتی فوتوالکترون ها بر هر زاویه فضای، برای انرژی های تعیین شده در شکل. منحنی ها به یکدیگر نرمالیزه نشده اند. منحنی های خطی از فرمول نسبیتی Sauter، حساب شده اند و منحنی خط چین از فرمول غیرنسبیتی Fischer [۸] ۴۶

شکل ۹-۱ وابستگی سطح مقطع فوتوالکتریک به (الف) عدد اتمی ماده (ب) انرژی فوتون ۴۸

شکل ۱۰-۱ تغییرات تقریبی سطح مقطع فوتوالکتریک $\tau_{atom}^{cm^2}$ با Z^n برای مقادیر مختلف $h\nu$ [۸] ۴۹

- شکل ۱-۱۱ طرح واره پدیده تولید زوج..... ۵۲
- شکل ۱-۱۲ وابستگی سطح مقطع تولید زوج به (الف) عدد اتمی ماده و (ب) انرژی فوتون..... ۵۶
- شکل ۱-۱۳ اهمیت نسبی سه برهم کنش پرتو گاما با ماده [۸]..... ۶۰
- شکل ۲-۱ تاریخچه ی برخورد نوترون با ماده ی ورقه ای شکل..... ۷۹
- شکل ۳-۱ طرح واره دستگاه های پرتودرمانی که این فیلتر در آن ها استفاده می شود [۶]..... ۸۵
- شکل ۳-۲ طرح واره ای از فضای مسئله..... ۸۹
- شکل ۳-۳ نمودار شارش فوتون از فیلتر نیمکره به شعاع ۱cm و تمام ارتفاعات..... ۹۰
- شکل ۳-۴ نمودار شارش فوتون ها در فیلتر نیمکره..... ۹۱
- شکل ۳-۵ نمودار شارش فوتون ها در فیلتر استوانه..... ۹۳
- شکل ۳-۶ نمودار شارش فوتون ها در فیلتر بیضی..... ۹۴
- شکل ۳-۷ نمودار شارش فوتون ها در فیلتر مخروط..... ۹۵
- شکل ۳-۹ نمودار شکل استوانه برای طول های مختلف و اندازه ی بهینه اش..... ۹۷
- شکل ۳-۱۰ نمودار شکل نیم بیضی برای طول های مختلف و اندازه ی بهینه اش..... ۹۷
- شکل ۳-۱۱ نمودار شکل مخروط با طول ای مختلف و اندازه ی بهینه اش..... ۹۸
- شکل ۳-۱۲ طرح واره ای از قراردادن حالت وارونه ی فیلترها..... ۹۹

شکل ۳-۱۳ نمودار شارش فوتون ها در دو حالت فیلتر نیمکره ۹۹

شکل ۳-۱۴ نمودار شارش فوتون ها در دو حالت فیلتر بیضی ۱۰۰

شکل ۳-۱۵ نمودار شارش فوتون ها در دو حالت فیلتر مخروط ۱۰۰

شکل ۳-۱۶ نمودار مقایسه چهار فیلتر با بیشترین شارش ۱۰۱

شکل ۳-۱۷ توزیع مکانی فوتون های خروجی از فیلتر درفاصله ی 0.5 cm ۱۰۳

شکل ۳-۱۸ توزیع مکانی فوتون های خروجی از فیلتر درفاصله ی 1 cm ۱۰۳

شکل ۳-۱۹ توزیع مکانی فوتون های خروجی از فیلتر درفاصله ی 1.5 cm ۱۰۴

شکل ۳-۲۰ توزیع مکانی فوتونه ای خروجی از فیلتر برای سه فاصله ی 0.5 cm ، 1 cm ، 1.5 cm ۱۰۵

شکل ۳-۲۱ سطح مقطع برهم کنش فوتون با استیل ضدزنگ ۱۰۶

شکل ۳-۲۲ شارش الکترون ها از حالت بهینه ی فیلتر در هر ۴ شکل ۱۰۹

شکل ۳-۲۳ مقایسه ی شارش الکترون خروجی از فیلتر در اندازه های بهینه (شعاع 0.1 cm و ارتفاع 0.1 cm برای نیم کره،

شعاع 0.1 cm و ارتفاع 0.3 cm برای استوانه، شعاع 0.6 cm و ارتفاع 0.4 cm برای بیضی، و شعاع 0.1 cm و ارتفاع 0.3 cm

برای مخروط) و در اندازه های برابر با برد الکترون و بزرگتر از برد ۱۱۰

فصل اول

مفاهیم فیزیکی

مقدمه

با توجه به اهمیت نوترون‌های انرژی بالا و محدودیت در امکان تولید نوترون‌های انرژی بالا، در این تحقیق سعی بر آن داشته‌ایم که جهت تولید نوترون، حالت بهینه‌ای را برای تولید فوتون‌های انرژی بالا با شارش زیاد به دست آوریم. یکی از روش‌های تولید فوتون‌های انرژی بالا، تابش ترمزی است. تابش ترمزی با استفاده از شتابدهنده‌های الکترون تولید می‌شود. الکترون‌ها را تا سرعت‌های نسبیتی شتاب داده و سپس به هدف جامدی می‌تابانند. پرتو فوتونی تولید شده دارای یک طیف پیوسته انرژی است، که از انرژی صفر تا بیشینه‌ی انرژی جنبشی را در بر دارد. بررسی بسیاری روی شتابدهنده‌های خطی الکترون به منظور این که چه تأثیری روی گاماها و در نتیجه نوترون‌های تولیدی دارند، انجام شده است. با توجه به گاما‌های خروجی از فیلتر پهن کننده‌ای که به منظور ایجاد یک منحنی پهن دز در مقابل شتابدهنده الکترونی قرار می‌گیرد، ما به بررسی اثر شکل و ابعاد فیلتر بر روی گاما‌های خروجی از آن پرداخته‌ایم. هم چنین در کارهای دیگر تأثیر انواع شتابدهنده‌ها، تأثیر گاماها و انرژی‌شان در نوترون‌های تولیدی از آن‌ها، و همین طور تأثیر برداشتن این فیلتر و محاسبه‌ی دز گاما‌های خروجی بدون این فیلتر مورد بررسی قرار گرفته است [۱-۲-۳-۴-۵-۶-۱۷].

در تحقیقات انجام شده توسط دیگران، انرژی cut off به ترتیب برای الکترون‌ها و فوتون‌ها 0.7 MeV و 0.1 MeV می‌باشد. در این تحقیقات اکثراً از کدهای MCNP، FLUKA، GEANT4 استفاده شده است [۳-۵-۶-۷].

در این پژوهش هدف به دست آوردن تأثیر فیلتر بر روی گاما‌های ترمزی تولیدی و شکل و ابعاد بهینه‌ی فیلتر است. در فصل اول مفاهیم فیزیکی این تحقیق شامل: برهم‌کنش ذرات باردار از جمله الکترون به طور تفصیلی (به دلیل این که چشمه‌ی ما الکترون‌های شتابدهنده است)، تابش ترمزی، برهم‌کنش‌های

فوتون با ماده با جزئیات بیشتری آورده شده است، در فصل دوم به معرفی مختصری از کد MCNP مورد استفاده برای شبیه‌سازی پرداخته‌ایم و در فصل سوم فضای مسئله و نتایج به دست آمده مورد بررسی قرار گرفته است.

۱-۱ تابش

کلمه تابش تا حدود سال ۱۹۰۰ برای توصیف امواج الکترومغناطیسی بکار می‌رفت. تقریباً در اوایل قرن ۲۰ میلادی، الکترون، پرتوهای X و پرتوزایی طبیعی کشف شدند و به اصطلاح "تابش" در نظر گرفته شدند. امروزه منظور از تابش، تمامی طیف الکترومغناطیسی و هم‌همی ذرات کشف شده‌ی اتمی و زیر اتمی است. یکی از راه‌های متعدد گروه‌بندی انواع مختلف تابش‌ها بر پایه خاصیت یونندگی و نایونندگی تابش است. یونندگی به معنای توانایی تابش در یونیدن گازی است که از آن عبور می‌کند. تابش نایوننده، تابش الکترومغناطیسی با طول موج (λ) حدود ۱۰ nm یا بیشتر است. این بخش از طیف الکترومغناطیسی شامل امواج رادیویی، میکروموج‌ها، نور مرئی ($\lambda=۳۹۰-۷۷۰$ nm)، و نور فرابنفش ($\lambda=۱-۳۹۰$ nm) است. تابش یوننده شامل بقیه‌ی طیف الکترومغناطیسی (پرتوهای X، $\lambda \approx ۰/۰۰۵ - ۱/۰$ nm) و پرتوهای گاما با طول موجی کوتاه‌تر از طول موج پرتوهای X است. این گروه تمام ذرات اتمی و زیر اتمی مثل الکترون، پوزیترون، پروتون، آلفا، نوترون، یون‌های سنگین و مزون‌ها را نیز در بر می‌گیرد.

تابش یوننده را به چهار گروه تقسیم می‌کنیم:

پرتوهای بدون بار شامل:

۱- فوتون‌ها: پرتوهای گاما (γ) یا X

۲- نوترون (n)

ذرات باردار شامل:

۳- یون‌های سبک ($\alpha, T, d, p, e^-, e^+$)

۴- یون‌های سنگین ($Z > 2$ و $A > 4$)

تشخیص بین عملکرد ذرات سبک (مانند الکترون‌ها) و ذرات سنگین (مانند مزون‌ها، پروتون‌ها، اشعه α ، ...) ساده است. گروه "ذرات سنگین" شامل تمام آن‌هایی است که انرژی سکون‌شان در مقایسه با الکترون اتمی بزرگ است. گروه "ذرات سبک" شامل تنها الکترون‌های مثبت و منفی است.

"الکترون" ذره‌ای با جرم سکون $m_0 = 0.910953794 \times 10^{-27} \text{g}$ بدون در نظر گرفتن علامت بارش است.

جدول ۱-۱ بعضی منابع معمول الکترون‌های سریع پیوسته

نوع الکترون	نوع طیف	نوع تولید
+ و -	پیوسته	تولید زوج
-	پیوسته	اثر کامپتون

۲-۱ برهم‌کنش ذرات باردار با ماده

مکانیسمی که ذرات باردار انرژی جنبشی‌شان را از دست می‌دهند، یا از مسیر اصلی‌شان منحرف می‌شوند چهار نوع اساسی برهم‌کنش را در بر می‌گیرد که می‌توان به صورت زیر دسته‌بندی کرد [۸]:

- برخورد غیر الاستیک با الکترون‌های اتمی: برخوردهای غیرالاستیک با الکترون‌های اتمی مقید معمولاً مکانیسم غالب برای ذرات باردار سریعی است که انرژی جنبشی‌شان را در یک جاذب از دست می‌-

دهند. در نتیجه‌ی چنین برخوردی، یک الکترون اتمی یا بیشتر تغییر به حالت برانگیخته (برانگیزش) یا حالت غیر مقید (یونیزاسیون) را تجربه می‌کند.

- برخورد غیرالاستیک با یک هسته: در مواجهه‌ی نزدیک غیرگیراندازی با هسته، ذره‌ی باردار فرودی به طور ثابت یک انحراف را تجربه می‌کند. در بعضی، نه همه‌ی، این انحرافات یک کوانتوم تابش (تابش ترمزی) منتشر می‌شود، و یک مقدار متناسب از انرژی جنبشی توسط ذرات برخوردکننده از بین می‌رود. احتمال برانگیزش هسته‌ای در برخورد غیرگیراندازی وجود دارد، اما معمولاً خیلی کمتر از احتمال تابش است.

- برخورد الاستیک با یک هسته: در پراکندگی هسته‌ای الاستیک ذره‌ی فرودی منحرف می‌شود اما تابش نمی‌کند، و هسته را هم برانگیخته نمی‌کند. ذره فرودی فقط انرژی جنبشی لازم برای بقاء اندازه حرکت بین دو ذره را از دست می‌دهد. احتمال زیادی وجود دارد که الکترون‌های فرودی پراکندگی هسته‌ای الاستیک را تجربه کنند.

- برخورد الاستیک با الکترون‌های اتمی: یک ذره‌ی باردار فرودی ممکن است به طور الاستیک در میدان الکترون‌های اتمی یک اتم برخوردکننده منحرف شود، انرژی و اندازه حرکت بقاء دارند، و انتقال انرژی معمولاً کمتر از پایین‌ترین پتانسیل برانگیزش الکترون‌ها است، بنابراین برهم‌کنش با اتم، به عنوان یک کل، انجام می‌شود. چنین برخوردهایی فقط برای حالت انرژی خیلی پایین، کمتر از 100 eV ، با الکترون فرودی مهم هستند.

در نتیجه، به بیانی دیگر ذرات بارداری که از ماده‌ای می‌گذرند، بر اثر عوامل زیر انرژی از دست می‌دهند:

- برهم‌کنش‌های کولنی با الکترون‌ها و هسته‌ها

- گسیل تابش الکترومغناطیسی (تابش ترمزی)

- گسیل تابش چرنکوف

- برهم کنش های هسته ای

۱-۳ برهم کنش کولنی

ذره ی باردار سریع ممکن است با الکترون های اتمی یا هسته های اتم برهم کنش نماید. چون شعاع هسته

تقریباً 10^{-14} m و شعاع اتم 10^{-10} m است [۹]، می توان انتظار داشت که

$$\frac{\text{تعداد برهم کنش ها با الکترون ها}}{\text{تعداد برهم کنش ها با هسته ها}} \approx \frac{(R^2)_{\text{اتم}}}{(R^2)_{\text{هسته}}} = \frac{(10^{-10})^2}{(10^{-14})^2} \approx 10^8$$

بنابراین احتمال برهم کنش ذره ی باردار با الکترون ها 10^8 برابر احتمال برهم کنش با هسته ها است. نیروی

کولنی $F = k(z e^2 / r^2)$ است که در آن $z e$ بار ذره و k ثابتی است که به یکاها بستگی دارد. عمل این

نیرو بر الکترون در دوره ای از زمان، ممکن است باعث انتقال انرژی از ذره ی متحرک به الکترون مقید

شود. چون الکترون اتمی مقید در یک حالت کوانتیده است، نتیجه ی گذر ذره ی باردار ممکن است یونش

یا برانگیزش باشد.

یونش زمانی رخ می دهد که الکترون انرژی کافی برای ترک اتم و تبدیل شدن به یک ذره ی آزاد با انرژی

جنبشی

(پتانسیل یونش) - (انرژی داده شده توسط ذره) = $(kE)_e$

را به دست آورد .

الکترون آزاد شده مثل هر ذره ی باردار متحرک دیگری عمل می کند، اگر انرژی آن به اندازه ی کافی زیاد

باشد ممکن است باعث یونش اتم دیگری بشود. این الکترون با ماده برهم کنش می کند، انرژی اش را از

دست می دهد، و سرانجام متوقف می شود. الکترون های سریعی که در برخورد های یوننده تولید می شوند

موسوم به پرتوهای δ (دلتا) هستند.

برانگیزش هنگامی رخ می‌دهد که الکترون انرژی کافی برای رفتن به یک حالت خالی در مدار دیگری با انرژی بالاتر را به دست آورد. این الکترون هنوز مقید است، اما از یک حالت با انرژی E_1 به مدار دیگری با انرژی E_2 رفته است، و به این ترتیب یک اتم برانگیخته تولید کرده است. در یک دوره‌ی زمانی کوتاه، از مرتبه‌ی $10^{-8} - 10^{-10}$ s، این الکترون به یک حالت انرژی پایین‌تر، در صورتی که جای خالی وجود داشته باشد، خواهد رفت. اگر الکترون از E_2 به E_1 فرو بیفتد، انرژی $E_2 - E_1$ به شکل پرتو x گسیل می‌شود. برخوردهایی که منجر به یونش یا برانگیزش می‌شوند برخوردهای غیرالاستیک نامیده می‌شوند. ذره‌ی باردار که از ماده می‌گذرد ممکن است برخوردهای الاستیک نیز با هسته‌ها یا الکترون‌های اتمی داشته باشد. در این مورد، ذره‌ی فرودی آن مقدار انرژی از دست می‌دهد که برای پایستگی انرژی جنبشی و اندازه حرکت خطی ضروری است. برخوردهای الاستیک، در اتلاف انرژی و آشکارسازی ذره‌ی باردار اهمیتی ندارند.

۴-۱ تئوری تابش ترمزی

هر ذره باردار که شتاب بگیرد و یا شتاب خود را از دست بدهد بخشی از انرژی جنبشی اش را با گسیل تابش الکترومغناطیسی از دست می‌دهد. این تابش، تابش ترمزی^۱ نامیده می‌شود. تابش ترمزی، تک انرژی نیست، بلکه متشکل از فوتون‌هایی با انرژی‌های از صفر تا بیشینه‌ای برابر با انرژی جنبشی ذره است.

یک بار شتابدار با شدتی متناسب با مربع شتابش انرژی تابش می‌کند. با یک دید کلاسیکی، ذره باردار با بار ze و جرم M را در نظر بگیرید که در ماده‌ای با عدد اتمی Z حرکت می‌کند. نیروی کولنی بین این ذره و یک هسته از ماده، $F \propto \frac{zeZe}{r^2}$ است، که در آن r فاصله بین دو بار است. شتاب ذره باردار فرودی عبارت

است از $\alpha = \frac{F}{M} \sim \frac{zZe^2}{M}$ ، بنابراین، شدت تابش گسیل شده، I ، عبارت است از:

¹ bremsstrahlung

$$I \propto a^2 \sim \left(\frac{zZe^2}{M}\right)^2 \sim \frac{z^2 Z^2}{M^2}$$

برای دو ذره که در یک محیط حرکت می‌کنند، ذره سبک‌تر مقدار خیلی بیشتری تابش ترمزی گسیل می‌دارد تا ذره سنگین‌تر (در صورتی که کمیت‌های دیگر برابر باشند). اگر ذره در محیطی با عدد اتمی Z بالا حرکت کند، تابش ترمزی بیشتری گسیل می‌شود تا هنگامیکه در محیطی با عدد اتمی پایین.

۱-۴-۱ ملاحظات کلاسیکی

بنابر تئوری کلاسیکی، هر وقت یک بار شتابدار شود، تابش خواهد کرد. بنابراین، هر وقت یک ذره‌ی باردار فرودی از مسیرش منحرف شود یا سرعتش تغییر کند، باید تابش الکترومغناطیسی ساطع کند که دامنه-اش بستگی به شتاب دارد. شتاب تولید شده توسط یک هسته با بار Ze روی یک ذره با بار ze و جرم M ، متناسب است با $\frac{Zze^2}{M}$ ، بنابراین شدت که متناسب است با مربع دامنه‌ی حاصل و بار ze ، با $\frac{Z^2 z^2 e^4}{M^2}$ تغییر خواهد کرد.

بنابراین، تابش ترمزی کل بر هر اتم با مربع عدد اتمی ماده جذب‌کننده تغییر می‌کند - حقیقتی که با تجربه ثابت شده است.

هم چنین می‌بینیم که تابش ترمزی کل به طور معکوس با مربع جرم ذره‌ی فرودی تغییر می‌کند. بنابراین ذرات α و پروتون در حدود یک میلیونیم الکترون، در سرعت یکسان، تابش ترمزی تولید خواهند کرد. به دلیل این وابستگی قوی جرمی، تابش ترمزی برای تمام ذرات سریع غیر از الکترون‌ها کاملاً بی‌اهمیت است.

در یک انحراف تکی توسط یک هسته، ذره فرودی می‌تواند هر مقدار انرژی از صفر تا انرژی جنبشی کل-اش، T را تابش کند. پس، حداکثر انرژی کوانتومی $(h\nu)_{\max}$ در محدوده‌ی طول موج کوتاه از طیف پیوسته‌ی اشعه‌ی X ، $(h\nu)_{\max}=T$ است.

۱-۴-۲ تئوری مکانیک کوانتومی تابش ترمزی

در تئوری مکانیک کوانتومی، یک صفحه موج نشان می‌دهد که الکترون وارد میدان هسته‌ای شده، پراکنده شده، و یک شانس کوچک اما محدود برای منتشر کردن یک فوتون دارد. الکترون بر اساس میدان الکترومغناطیسی فوتون ساطع شده، و میدان کولنی هسته رفتار می‌کند. تئوری تابش ترمزی به طور معنی‌داری مربوط به تئوری تولید زوج الکترون توسط فوتون‌های پر انرژی در میدان هسته است.

به دلیل این که فرآیند تابشی، جفت شدن الکترون با میدان الکترومغناطیسی فوتون ساطع شده را وارد می‌کند، سطح مقطع‌ها برای تابش از مرتبه‌ی $\frac{1}{137}$ برابر سطح مقطع‌ها برای پراکندگی الاستیک هستند. بیشترین انحراف‌های تکی در الکترون‌های فرودی توسط هسته‌های اتمی الاستیک هستند. فقط در تعداد کمی از موارد یک فوتون ساطع شده است.

انحراف الکترون سریع با سرعت $V=c\beta$ و جرم سکون m_0 ، توسط یک هسته با بار Ze در محدوده‌ی $Z/137\beta \ll 1$ ، اگر Z خیلی بزرگ نباشد، کاهش می‌یابد.

۱-۴-۳ در مقایسه با تئوری کلاسیک

تئوری کلاسیک تابش ترمزی انتشار تابش در هر برخوردی با یک الکترون منحرف شده را به خوبی پیش-بینی نمی‌کند. برای متوسط تمام برخوردها، سطح مقطع‌های کلاسیکی و مکانیک کوانتومی در مقدار بزرگی از مرتبه‌ی یکسان هستند [۸]، یعنی

$$\sigma_{\text{rad}} \sim \frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{\text{cm}^2}{\text{electrons}} \quad (1-1)$$

۱-۴-۴ توزیع زاویه‌ای

در برخورد تابشی، اندازه حرکت اولیه الکترون فرودی بین اندازه حرکت سه جسم تقسیم می‌شود: الکترون پس‌زده شده، هسته اتمی، و فوتون ساطع شده. پس فوتون می‌تواند هر اندازه حرکتی و انرژی

متناظر تا $(hv)_{\max}=T$ داشته باشد. معمولاً اندازه حرکت یک فوتون، $\frac{hv}{c}$ ، در مقایسه با اندازه حرکت یک الکترون که انرژی یکسانی دارد خیلی کوچک است. زاویه متوسط بین جهت الکترون فرودی و کوانتای ساطع شده از مرتبه $\frac{m_0c^2}{T}$ است.

۱-۴-۵ اثرات شعاع هسته‌ای و زمینه

معمولاً، حجم اتلاف تابشی الکترون‌ها در فاصله‌های نسبتاً بزرگ از هسته‌ها اتفاق می‌افتد. چنانکه در حالت پراکندگی الاستیک، سهم عمده‌ی فاصله‌ی خیلی دورتر از هسته‌ها با ملاحظات کلاسیکی داده می‌شود. سهم عمده در سطح مقطع تابشی در فاصله‌هایی از مرتبه طول موج کامپتون $(= 385 \times \hbar/m_0c)$ و بزرگتر ناشی می‌شود. برای فاصله‌های خیلی کوچکتر، حجم پراکندگی متناظر کوچک است؛ در فاصله‌های خیلی بزرگتر پراکندگی توسط تداخل کاهش می‌یابد. در الکترون‌هایی با انرژی‌های فوق‌نسبیتی بزرگتر از 10 MeV و در اتم‌های سنگین، اتلاف تابشی در فاصله‌های خیلی بزرگ از هسته‌ها با زمینه کاهش می‌یابد، درحالی که اتلاف در برخوردهای خیلی نزدیک توسط اثرات اندازه‌ی محدود هسته‌ها بیشتر کاهش می‌یابد.

۱-۴-۶ سطح مقطع دیفرانسیلی تابش

نتایج کیفی تئوری مکانیک کوانتومی برخوردهای تابشی می‌تواند به صورت زیر بیان شود. برای هسته‌هایی با بار Ze ، سطح مقطع جزئی $d\sigma_{\text{rad}}$ ، برای انتشار فوتون در گستره انرژی بین hv و $hv+d(hv)$ توسط الکترون‌های فرودی با انرژی جنبشی T و انرژی کل $T+m_0c^2$ می‌تواند به صورت زیر باشد:

$$d\sigma_{\text{rad}} = \sigma_0 B Z^2 \frac{T + m_0c^2}{T} \frac{d(hv)}{hv} \frac{\text{cm}^2}{\text{nucleus}} \quad (2-1)$$

$$\sigma_0 = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_0c^2} \right)^2 = 0.580 \frac{\text{milli barn}}{\text{nucleus}} \quad (3-1)$$

که B یک تابع با تغییر خیلی کند از Z و T، از مرتبه بزرگی ۱۰ است.

۷-۴-۱ اتلاف تابشی کل

انتگرال معادله (۲-۱) اتلاف انرژی کل در واحد طول مسیر، به سبب تابش ترمزی، را می‌دهد، در نتیجه:

$$\left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{rad}} = N \int_0^T h\nu d\sigma_{\text{rad}} \quad \left(\frac{\text{ergs}}{\text{cm}}\right) \quad (۴-۱)$$

$$= N\sigma_0 Z^2 (T + m_0 c^2) \int_0^1 B d\left(\frac{h\nu}{T}\right) \quad \left(\frac{\text{ergs}}{\text{cm}}\right) \quad (۵-۱)$$

که N تعداد اتم‌ها در هر سانتی‌متر مکعب است.

۸-۴-۱ سطح مقطع کل تابش

سطح مقطع تابش ترمزی کل σ_{rad} به صورت کسری از انرژی کل الکترون $(T+m_0c^2)$ به عنوان الکترون

تابیده شده که از یک جاذب با ضخامت $1 \frac{\text{atm}}{\text{cm}^2}$ عبور می‌کند تعریف می‌شود:

$$\sigma_{\text{rad}} = \frac{dT}{T + m_0 c^2} \frac{1}{N ds} \quad (۶-۱)$$

$$\sigma_{\text{rad}} = \sigma_0 Z^2 \int_0^1 B d\left(\frac{h\nu}{T}\right) \equiv \sigma_0 Z^2 \bar{B} \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{nucleus}} \quad (۷-۱)$$

$$\left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{rad}} = N(T + m_0 c^2) \sigma_{\text{rad}} \quad \frac{\text{ergs}}{\text{cm}} \quad (۸-۱)$$

که \bar{B} متوسط مقدار B در سرتاسر محدوده $h\nu=0$ تا $h\nu_{\text{max}}=T$ است.

توضیحات تقریبی زیر برای سطح مقطع تابش ترمزی σ_{rad} از تئوری‌های جزئی مکانیک کوانتومی می‌-

آید [۸].

۱. برای حالت غیرنسبیتی:

$$T \ll m_0c^2 \quad \sigma_{\text{rad}} = \frac{16}{3} \sigma_0 Z^2 \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{nucleus}} \quad (9-1)$$

۲. برای حالت نسبیته بدون تصحیحات زمینه، $T \sim m_0c^2$ ؛ بدون معادله‌ی تحلیلی.

۳. برای حالت نسبتاً فوق نسبیته، اما بدون تصحیحات زمینه‌ای $m_0c^2 \ll T \ll 137m_0c^2Z^{-\frac{1}{2}}$

$$\sigma_{\text{rad}} = 4 \left[\ln \left(2 \frac{T + m_0c^2}{m_0c^2} \right) - \frac{1}{3} \right] \sigma_0 Z^2 \quad (10-1)$$

۴. برای حالت فوق نسبیته: با تصحیحات زمینه‌ای کامل $T \gg 137m_0c^2Z^{-\frac{1}{2}}$

$$\sigma_{\text{rad}} = 4 \left[\ln \left(183Z^{-\frac{1}{2}} \right) + \frac{1}{18} \right] \sigma_0 Z^2 \quad (11-1)$$

۹-۴-۱ تابش ترمزی هدف نازک

خصوصیت‌های برجسته‌تر طیف هدف نازک از داده‌های هدف ضخیم استنباط شده‌اند، در اوایل ۱۹۱۷ توسط Webster و افراد مختلف اثبات شده‌اند [۸]، که عبارتند از:

- تابش از الکترون‌ها با انرژی داده شده‌ی T ، در هر جهت خاصی، یک شدتی $\{ \text{انرژی هر فوتون} \} \times$ (تعداد فوتون‌ها) دارد که برای تمام انرژی‌های فوتون ثابت است و به طور ناگهانی در $h\nu_{\text{max}}$ قطع می‌شود.

- برای الکترون‌هایی با انرژی‌های غیرنسبیتی مختلف، شدت تابش در جهت خاص، و در فاصله انرژی خاص، با $\frac{1}{T}$ تغییر می‌کند؛ که شدت تابش بین $h\nu$ و $h\nu + d(h\nu)$ با افزایش انرژی الکترون کاهش می‌یابد.

شکل توزیع طیفی تابش ترمزی مستقل از Z است.

- در انرژی‌های خیلی پایین الکترون، شدت تابش در زاویه‌های سمت راست بیم فرودی حداکثر است. چنانکه انرژی الکترون افزایش می‌یابد، حداکثر شدت تابش رو به جلو حرکت می‌کند. در الکترون‌هایی با انرژی خیلی بالا شدت فوتون به طور برجسته‌ای در جهت جلو است.

تابش ترمزی به طور جزئی پلاریزه شده است. جهت بردار الکتریکی‌اش متمایل به این است که موازی با جهت الکترون فرودی باشد، و حداکثر شدت که تابش شده است عمود بر صفحه حرکت الکترون است. در تابش‌هایی که مخلوطی از قطبی نشده و به طور خطی قطبی شده هستند، نزدیک هر دو انتهای انرژی پایین و انرژی بالای طیف انرژی تابش ترمزی مؤلفه‌ی قطبی شده غالب است.

۱-۴-۱۰ تابش ترمزی هدف ضخیم از الکترون‌های تک انرژی

متوسط انرژی تابش ترمزی ساطع شده در یک جزء از طول مسیر ds برابر است با:

$$(dT)_{\text{rad}} = \left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{rad}} ds = \frac{(dT/ds)_{\text{rad}}}{(dT/ds)_{\text{ion}} + (dT/ds)_{\text{rad}}} dT \quad \text{ergs} \quad (12-1)$$

بنابراین انرژی متوسط I تابش شده توسط یک الکترون با انرژی اولیه T که متوقف شده، برابر است با:

$$I = \int (dT)_{\text{rad}} = \int_0^T \frac{(dT/ds)_{\text{rad}}}{(dT/ds)_{\text{ion}} + (dT/ds)_{\text{rad}}} dT \quad (13-1)$$

برای الکترون‌های انرژی متوسط، اتلاف تابش در مقایسه با اتلاف یونیزاسیون خیلی کوچک است. بنابراین

معادله (۱۳-۱) به خوبی به صورت زیر تقریب زده شده است:

$$I \simeq \int_0^T \frac{(dT/ds)_{\text{rad}}}{(dT/ds)_{\text{ion}}} dT \quad (14-1)$$

۱-۴-۱۱ انرژی کل تابش ترمزی

وقتی از معادله $dI = \text{const } Z (v_{\text{max}} - v) dv$ در تمام فرکانس‌ها از $v=0$ تا $v_{\text{max}} = \frac{T}{h}$ انتگرال گرفته می‌شود، درمی‌یابیم برای انرژی کل تابش ترمزی I به ازای هر MeV برای هر الکترون جذب شده، داریم

$$I = kZE^2 \quad (15-1)$$

که $E = 0.51 \left(\frac{T}{m_0 c^2}\right)$ انرژی جنبشی اولیه الکترون در واحد MeV است و k ثابتی که بعدش $\left(\frac{1}{\text{MeV}}\right)$ است.

شدت تابش ترمزی بستگی به Z جاذب دارد. به هر حال شکل طیف تابش ترمزی مستقل از Z جاذب است.

۱-۵-۵ مقایسه‌ی سطح مقطع‌های مختلف بین الکترون‌های سریع و اتم‌ها

حالا نتایج بخش‌های قبلی را با هم مقایسه می‌کنیم، تا اهمیت نسبی چندین نوع برخورد بین الکترون‌های فرودی و اتم‌ها در یک محیط جاذب را ارزیابی کنیم.

۱-۵-۱ مقایسه سطح مقطع‌های اتمی

باید فقط به حالت الکترون‌های غیر نسبیتی، $T \ll 0.1 \text{ MeV}$ و $\beta \ll 0.5$ توجه کنیم. هر سطح مقطعی می‌تواند با بارن بر هر اتم با کمک رابطه مناسب توضیح داده شود.

$$4\pi \left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 = 1.00 \times 10^{-24} \text{cm}^2 = 1.00 \text{ barn} \quad (16-1)$$

۱-۵-۲ یونیزاسیون

سطح مقطع هر اتم برای یک اتلاف انرژی کسری (dT/T) به سبب یک برخورد یونیزه‌ای به صورت زیر است:

$$\sigma_{\text{ion}} \equiv \frac{1}{N} \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{ds} \right)_{\text{ion}} = 8\pi \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{Z}{\beta^4} \ln \frac{T\sqrt{2}}{I} = 2 \frac{Z}{\beta^4} \ln \frac{T\sqrt{2}}{I} \quad \frac{\text{barns}}{\text{atom}} \quad (17-1)$$

۳-۵-۱ پس پراکندگی توسط هسته‌ها

سطح مقطع هر اتم برای پس پراکندگی هسته‌ای الکترون‌های انرژی پایین:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{nuc}} \left(\vartheta \geq \frac{\pi}{2} \right) &\simeq \pi \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 Z^2 \left(\frac{1 - \beta^2}{\beta^4} \right) \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{atom}} \\ &= \frac{1}{4} \frac{Z^2}{\beta^4} \quad \frac{\text{barns}}{\text{atom}} \end{aligned} \quad (18-1)$$

۴-۵-۱ پراکندگی توسط الکترون‌های اتمی

به دلیل این که پراکندگی به عقب الکترون‌ها توسط الکترون‌ها وجود دارد، ممکن است بعضی از زاویه‌های پراکندگی را به عنوان پراکندگی "قابل توجه" در نظر بگیریم، به عنوان مثال 45° . پس برای الکترون‌های انرژی پایین خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ela}} \left(\vartheta \geq \frac{\pi}{4} \right) &\simeq 8\pi \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{Z}{\beta^4} \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{atom}} \\ &= 2 \frac{Z}{\beta^4} \quad \frac{\text{barns}}{\text{atom}} \end{aligned} \quad (19-1)$$

۵-۵-۱ تابش ترمزی

سطح مقطع برای پراکندگی هسته‌ای توسط یک اتلاف تابشی از کسر انرژی کل الکترون $\frac{dT}{(T+m_0c^2)}$ که مستقیماً توسط معادله‌ی (۹-۱) داده می‌شود، معادل است با:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{rad}} &\equiv \frac{1}{N} \frac{1}{(T + m_0 c^2)} \left(\frac{dT}{ds} \right)_{\text{rad}} = \frac{16}{3} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{Z^2}{137} \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{atom}} \\ &= \frac{4}{3\pi} \frac{Z^2}{137} \quad \frac{\text{barns}}{\text{atom}} \end{aligned} \quad (20-1)$$

با تطابق همسانی با دیگر سطح مقطع‌ها، سطح مقطع تابش σ'_{rad} در اصطلاح با اتلاف انرژی جنبشی کسری $\frac{dT}{T}$ ، بیشتر از انرژی کل $\frac{dT}{(T+m_0c^2)}$ داده می‌شود:

$$\begin{aligned}\sigma'_{\text{rad}} &\equiv \frac{1}{N} \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{ds} \right)_{\text{rad}} = \left(\frac{T + m_0c^2}{T} \right) \sigma_{\text{rad}} \simeq \left(\frac{2}{\beta^2} \right) \sigma_{\text{rad}} \\ &= \frac{8}{3\pi} \frac{1}{137} \frac{Z^2}{\beta^2} \frac{\text{barns}}{\text{atom}}\end{aligned}\quad (21-1)$$

توجه داشته باشید که چگونه این سطح مقطع از سطح مقطع مشابه برای یونیزاسیون، مخصوصاً با توجه به وابستگی‌شان به Z و β متفاوت است. هم چنین در عناصر سبک برهم‌کنش یونیزاسیون غالب است. در عناصر سنگین، یونیزاسیون و پراکندگی هسته‌ای الاستیک در این حوزه انرژی دارای اهمیت قابل مقایسه-ای هستند.

۱-۶ توقف ذرات باردار سریع

یک ذره باردار در هنگام حرکت در ماده از طریق نیروهای کولنی با الکترون‌های منفی و هسته‌های مثبتی که اتم‌های آن ماده را تشکیل می‌دهند، برهم‌کنش می‌کند. بر اثر این برهم‌کنش‌ها، ذره باردار به طور پیوسته‌ای انرژی از دست می‌دهد و سرانجام پس از پیمایش راه معینی موسوم به برد متوسط می‌ایستد. برد، به نوع ذره و انرژی ذره و نیز ماده‌ای که ذره در آن حرکت می‌کند بستگی دارد. احتمال اینکه ذره بارداری از ماده‌ای عبور کند و برهم‌کنشی انجام ندهد عملاً صفر است.

نوترون و گاما بار ندارند. احتمال غیرصفری وجود دارد که یک نوترون یا یک گاما بدون هیچگونه برهم‌کنشی از هر ضخامت ماده‌ای بگذرد. در نتیجه، هیچ برد محدودی را برای نوترون یا گاما نمی‌توان تعریف کرد.

در یک ماده جاذب، یک ذره در حال حرکت توسط عمل ترکیب چهار فرآیند الاستیک و غیرالاستیک کند می‌شوند و نهایتاً ساکن می‌شوند. ذره‌ای که انرژی جنبشی اولیه‌اش 1 MeV باشد ممکن است بیش از 10^4 برخورد مجزا قبل از متوقف شدن داشته باشد. عموماً، هر ذره‌ی فرودی ممکن است تعدادی برخورد از هر نوع را تجربه کند.

هر نوع برخوردی، وقتی که یک ذره‌ی سریع از یک اتم خاص عبور می‌کند اتفاق خواهد افتاد. از تئوری برخورد، می‌توان احتمالات هر نوع برخوردی، برای هر نوع انرژی از دست داده شده، و هر نوع تغییر مسیر حرکت ذره‌ی فرودی را به دست آورد. بعد از اولین برخورد، این احتمال‌ها می‌توانند برای دومین برخورد و سپس سومین، الی آخر به کار برده شوند. این روش خیلی پیچیده است؛ اما بعضی جواب‌های مستدل، به طور برجسته‌ای در لوس‌آلاموس، با استفاده از دستگاه‌های محاسبه‌کننده‌ی الکترونیکی به دست آمده‌اند.

برای واضح فهمیدن عملکرد ذرات سریع در ماده تئوری تصادف‌های تکی خیلی مهم است. به هر حال، متوسط آماری اثرات تمام برخوردها به طور ثابت با آزمایش مستقیم به دست می‌آید. بنابراین رابطه‌های گسترده‌ی انرژی تقریباً برای ذرات سریع خالص تجربی است.

۱-۷ اتلاف انرژی پس از گذر از ماده

گاهی لازم است که اتلاف انرژی یک ذره‌ی باردار را پس از گذر از ماده‌ای به ضخامت t محاسبه کنیم. نخستین گام در حل چنین مسئله‌ای محاسبه‌ی برد آن ذره در محیط یاد شده است. اگر برد $R < t$ باشد، ذره در محیط می‌ایستد و اتلاف انرژی کل برابر است با انرژی اولیه‌ی ذره. اگر $R > t$ ، اتلاف انرژی ΔE با رابطه‌ی $\Delta E = \int_0^t \frac{dE}{dx} dx$ داده می‌شود، که در آن dE/dx توان توقف کل (اتلاف ناشی از یونش، برانگیزش و تابش) است. اگر $R \ll t$ ، می‌توان dE/dx را ثابت فرض کرد و نوشت:

$$\Delta E = \left(\frac{dE}{dx} \right)_0 t \quad t \ll R \quad (23-1)$$

که در آن $(dE/dx)_0$ توان توقف محاسبه شده برای انرژی اولیه ذره است.

۱-۷-۱ توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش

ذره بارداری که در ماده حرکت می کند به طور هم زمان بر اتم های بسیاری نیروهای کولنی وارد می - آورد. هر اتم دارای تعداد زیادی الکترون با پتانسیل های یونش و برانگیزش متفاوت است. در نتیجه، ذره ی باردار متحرک با تعداد بسیار زیادی الکترون - میلیون ها - برهم کنش می کند. [۹] هر برهم کنش، احتمال رخداد و اتلاف انرژی خاص خود را دارد. محاسبه ی اتلاف انرژی با بررسی تک تک برخوردها غیرممکن است. در عوض، یک اتلاف انرژی میانگین بر واحد مسافت طی شده را محاسبه می کنیم. این محاسبه برای الکترون یا پوزیترون، در مقایسه با ذرات باردار سنگین تری مثل α, d, p تا اندازه ای متفاوت است:

بیشتر برهم کنش های یک ذره ی باردار با ذره و الکترون های اتمی صورت می گیرد. اگر جرم الکترون را برابر ۱ بگیریم ، در آن صورت جرم های متداول ترین ذرات باردار سنگین عبارتند از:

۱ \approx جرم الکترون

۱۸۴۰ \approx جرم پروتون

۲ (۱۸۴۰) \approx جرم دوترون

۴ (۱۸۴۰) \approx جرم آلفا

اگر ذره ی باردار فرودی الکترون یا پوزیترون باشد، ممکن است با یک الکترون اتمی برخورد کند و تمام انرژی اش را در یک تک برخورد از دست بدهد زیرا این برخورد شامل دو ذره با جرم های برابر است.

بنابراین الکترون‌ها یا پوزیترون‌های فرودی ممکن است کسر بزرگی از انرژی جنبشی‌شان را در یک برخورد از دست بدهند.

با فرض این که تمام اتم‌ها و الکترون‌های آن مستقل از یکدیگر عمل کنند، و با فرض این که انرژی فقط

صرف برانگیزش و یونش شود، اتلاف انرژی میانگین (چون $E = T + Mc^2$ و ثابت $Mc^2 =$) $\left(\frac{dE}{dx} = \frac{dT}{dx}\right)$

در هر واحد مسافتی که ذره می‌پیماید با معادله‌های زیر داده می‌شود.

توان توقف ناشی از یونش - برانگیزش برای الکترون به صورت ذیل است:

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dX} (\text{Mev/m}) = 4\pi r_0^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left\{ \ln \left(\frac{\beta \gamma \sqrt{\gamma - 1} mc^2}{I} \right) \right. \\ \left. + \frac{1}{2\gamma^2} \left[\frac{(\gamma - 1)^2}{8} + 1 - (2\gamma^2 + 2\gamma - 1) \ln 2 \right] \right\} \end{aligned} \quad (24-1)$$

توان توقف ناشی از یونش - برانگیزش برای پوزیترون به صورت ذیل است:

$$\frac{dE}{dX} (\text{Mev/m}) = 4\pi r_0^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left\{ \ln \left(\frac{\beta \gamma \sqrt{\gamma - 1} mc^2}{I} \right) - \frac{\beta^2}{24} \left[23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3} \right] + \ln 2 \right\} \quad (25-1)$$

توان توقف ناشی از یونش - برانگیزش برای α, t, d, p به صورت ذیل است:

$$\frac{dE}{dX} (\text{Mev/m}) = 4\pi r_0^2 Z^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left[\ln \left(\frac{2mc^2}{I} \beta^2 \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (26-1)$$

شعاع کلاسیک الکترون $r_0 = e^2/mc^2 = 2.818 \times 10^{-15} m$

$$mc^2 = 0.511 \text{ MeV} = \text{انرژی جرم سکون الکترون}$$

$$\gamma = \frac{(T + Mc^2)}{Mc^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$T = (\gamma - 1)Mc^2 = \text{انرژی جنبشی}$$

$$M = \text{جرم سکون ذره}$$

$$\beta = v/c \quad c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$$

$$N = \text{تعداد اتم‌ها برای ماده‌ای که ذره در آن حرکت می‌کند}$$

$$Z = \text{عدد اتمی ماده}$$

$$z = \text{بار ذره‌ی فرودی (} z=1 \text{ برای } e^-, e^+, p, d, \text{ برای } z=2 \text{ برای آلفا)}$$

$$I = \text{پتانسیل برانگیزش ماده}$$

یک معادله‌ی تقریبی برای I ، که نتیجه‌های خوبی برای $Z > 12$ می‌دهد، عبارت است از

$$I(\text{eV}) = (9.76 + 58.8Z^{-1.19})Z$$

توان توقف که همان اتلاف انرژی میانگین است؛ مستقل از جرم ذره، متناسب با $(z = \text{بار})^2$ ی ذره، وابسته به سرعت ذره، و متناسب با چگالی ماده (N) است.

برای انرژی جنبشی‌های پایین، dE/dx تقریباً متناسب با $1/V^2$ است. برای انرژی‌های نسبیتی، جمله داخل کروشه برتر می‌شود و dE/dx با انرژی جنبشی افزایش می‌یابد.

برای تمام ذرات، dE/dx دارای کمینه‌ای است که تقریباً در $\gamma = 3$ روی می‌دهد. برای الکترون، $\gamma \approx 3$ همخوان است با $T = 1\text{MeV}$ ، برای آلفا، $\gamma = 3$ با $T \approx 3750\text{ MeV}$ همخوان است.

معادلات (۱-۲۴) و (۱-۲۵) که، به ترتیب، توان توقف برای الکترون و پوزیترون را به دست می‌دهند، تقریباً یک معادله هستند. تفاوت آن‌ها ناشی از جمله‌ی دوم داخل کروشه است، که همیشه از جمله‌ی لگاریتمی خیلی کوچکتر است. برای الکترون و پوزیترون که دارای انرژی جنبشی برابر هستند، معادله‌های (۱-۲۴) و (۱-۲۵) نتیجه‌هایی را به دست می‌دهند که تفاوت آن‌ها از ۱۰٪ کمتر است. برای انرژی‌های جنبشی پایین، dE/dx برای پوزیترون بزرگتر است تا برای الکترون؛ تقریباً در 2000KeV ، اتلاف انرژی یکی است، برای انرژی‌های جنبشی بالاتر، dE/dx برای پوزیترون کمتر از الکترون است.

۱-۷-۲ اتلاف انرژی ناشی از گسیل تابش ترمزی

محاسبه‌ی اتلاف انرژی ناشی از گسیل تابش ترمزی پیچیده‌تر از محاسبه‌ی اتلاف انرژی ناشی از یونش و برانگیزش است. در اینجا، یک معادله‌ی تقریبی فقط برای الکترون و پوزیترون داده خواهد شد، زیرا فقط برای این ذرات است که اتلاف انرژی ناشی از تابش ممکن است اهمیت یابد.

برای الکترون‌ها یا پوزیترون‌های با انرژی جنبشی $T(\text{MeV})$ که در ماده‌ای با عدد اتمی Z حرکت می‌کنند، اتلاف انرژی ناشی از گسیل تابش ترمزی، $(dE/dx)_{rad}$ ، برحسب اتلاف انرژی یونشی و برانگیزشی با معادله‌ی زیر داده می‌شود:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{ZT(\text{MeV})}{750} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \quad (۱-۲۷)$$

که در آن $(dE/dx)_{ion}$ توان توقف ناشی از یونش - برانگیزش است.

به عنوان مثال الکترونی با انرژی $T = 5MeV$ چنانچه در آلومینیوم یا سرب حرکت کند، به ترتیب ۹٪ و ۵۵٪ آهنگ اتلاف انرژی ناشی از تابش دارد.

(الف) اگر در آلومینیوم حرکت کند ($Z = 13$):

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{13(5)}{750} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = 0.09 \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$$

(ب) اگر در سرب حرکت کند ($Z = 82$):

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{82(5)}{750} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = 0.55 \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$$

اگر ذره به جای یک عنصر خالص، در ترکیب یا مخلوطی از عناصر حرکت نماید، در معادله‌ی (۱-۲۷) یک عدد اتمی مؤثر Z_{ef} را باید به کار برد. مقدار Z_{ef} با معادله‌ی زیر داده می‌شود:

$$Z_{ef} = \frac{\sum_{i=0}^L (W_i/A_i) Z_i^2}{\sum_{i=0}^L (W_i/A_i) Z_i} \quad (1-28)$$

که در آن

L = تعداد عناصر موجود در ترکیب یا مخلوط

w_i = کسر وزنی عنصر i ام

A_i = وزن اتمی عنصر i ام

Z_i = عدد اتمی عنصر i ام

برای ترکیبی با وزن مولکولی M ، کسر وزنی با

$$w_i = \frac{N_i A_i}{M}$$

داده می‌شود، که در آن N_i تعداد اتم‌های عنصر i ام در ترکیب است.

محاسبه‌ی dE/dx برای یک ترکیب یا مخلوط:

معادلات (۱-۲۴) تا (۱-۲۶) نتیجه‌ی توان توقف را در صورتی که ذره در یک عنصر خالص حرکت کند به دست می‌دهند. اگر ذره در یک ترکیب یا مخلوطی از چند عنصر حرکت نماید، توان توقف عبارت است از

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{compound}} = \sum_i w_i \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \quad (۱-۲۹)$$

که در آن

ρ چگالی ترکیب یا مخلوط =

ρ_i چگالی عنصر i ام =

توان توقف بر حسب $MeV/kg/m^2$ برای عنصر i ام که بر اساس معادلات (۱-۲۴) تا (۱-۲۶) محاسبه شده است

$$(1/\rho_i)(dE/dx)_i =$$

۱-۷-۳ نسبت اتلاف یونیزاسیون و تابش

اتلاف یونیزاسیون در واحد طول مسیر به طور تقریبی با $\frac{1}{\beta^2}$ تغییر می‌کند و بنابراین برای ذرات کند بزرگترین مقدار را دارد. از طرف دیگر، اتلاف تابش با افزایش انرژی افزایش می‌یابد، معادله‌ی (۱-۱۲). در انرژی‌های بالا، عموماً در $T \gg M_0 C^2$ برای الکترون‌ها، اتلاف تابش با اتلاف یونیزاسیون قابل مقایسه است.

نسبت اتلاف تابش به یونیزاسیون، برای هر ذره‌ای با جرم سکون M_0 ، و سرعت بالا $\beta \approx 1$ ، قابل حصول است. با $137\sigma_0$ تعمیم داده شده به $(\frac{e^2}{m_0c^2})^2$ ، نسبت تقریباً می‌شود:

$$\frac{(dT/ds)_{\text{rad}}}{(dT/ds)_{\text{ion}}} \approx Z \left(\frac{m_0}{M_0}\right)^2 \left(\frac{T}{1400m_0c^2}\right) \quad (30-1)$$

عامل ۱۴۰۰ برای الکترون‌ها ($M_0=m_0$) نگهداشته شود اما باید به حدود ۱۰۰۰ برای مزون‌ها ($M_0 \sim 200m_0$) کاهش داده شود. بنابراین می‌بینیم که، برای الکترون‌ها، اتلاف یونیزاسیون و تابش برای $T=18m_0c^2=9\text{MeV}$ در Pb (و برای $T \sim 100\text{MeV}$ در آب یا هوا) مساوی است.

۸-۱ برد ذرات باردار

ذره‌ی بارداری که درون یک ماده‌ی معین حرکت می‌کند انرژی جنبشی‌اش را بر اثر برهم‌کنش‌هایی با الکترون‌ها و هسته‌های آن ماده از دست می‌دهد. سرانجام ذره بازمی‌ایستد، تعداد لازمی الکترون از ماده اطراف برمی‌گیرد، و خنثی می‌شود. الکترون و پوزیترون ممکن است به سهولت به زوایای بزرگی پراکنده شوند، که در اثر آن مسیر آن‌ها زیگزاگی خواهد بود. از طرف دیگر، ذرات باردار سنگین به گونه‌ی متفاوتی رفتار می‌کنند. این ذرات که به طور متوسط در هر برخورد انرژی کمتری از دست می‌دهند، به سختی توسط الکترون‌های اتمی منحرف می‌شوند، و مسیر آن‌ها تقریباً یک خط مستقیم است.



کل راهی را که ذره می‌پیماید، طول مسیر نامیده می‌شود. طول مسیر S برابر با $\sum_i s_i$ است. ضخامتی از ماده که ذره‌ای با انرژی جنبشی T ، جرم M ، و بار Z را کاملاً باز می‌ایستاند، برد، R ، ذره در آن ماده می‌نامند. بدیهی است که $R \leq S$. برای الکترون، که دارای مسیر زیگزاگی است، $R < S$. برای ذرات باردار سنگین که فقط اندکی منحرف می‌شوند، $R \approx S$.

برد، راه پیموده‌ای است که یکای اصلی آن طول (m) است. علاوه بر متر، یکای دیگری که برای برد بکار می‌رود Kg/m^2 (یا g/Cm^2) است. رابطه‌ی بین این دو عبارت است از:

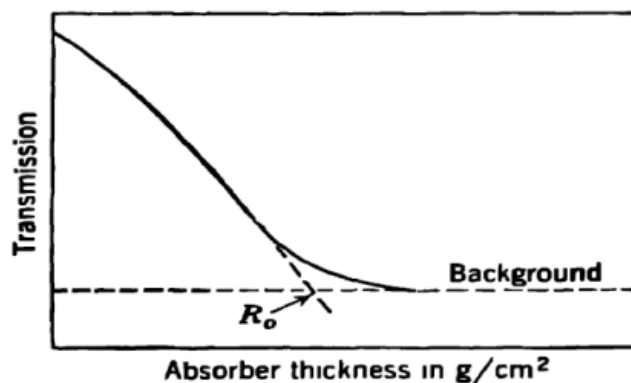
$$R \left(\frac{kg}{m^2} \right) = [R(m)][\rho \left(\frac{kg}{m^3} \right)] \quad (۳۱-۱)$$

که در آن ρ چگالی ماده‌ای است که ذره در آن حرکت می‌کند. وقتی برد بر حسب Kg/m^2 اندازه گرفته می‌شود، مستقل از حالت ماده است. یعنی، ذره دارای برد یکسانی بر حسب Kg/m^2 است، خواه در یخ حرکت کند، یا در آب، یا در بخار.

برد، یک کمیت میانگین است. ذرات از یک نوع و یک انرژی جنبشی که در محیطی حرکت می‌کنند دقیقاً پس از پیمودن ضخامت یکسان R نخواهند ایستاد. طول مسیر آنها نیز یکسان نخواهد بود. آنچه که واقعاً روی می‌دهد این است که نقاط پایانی طول‌های مسیر در اطراف یک ضخامت میانگین به نام برد توزیع می‌شوند.

۱-۸-۱ برد الکترون

تعداد الکترون‌های تک انرژی تراگسیل یافته از ضخامت t در شکل (۲-۱) نشان داده شده است.



شکل ۱-۲ برون‌یابی گستره‌ی R، برای الکترون‌های تک‌انرژی، که در برهم‌کنش یونیزاسیون برون‌یابی شده یا محاسبه‌ی منحنی با سهم برآورد شده از زمینه به سبب اشعه‌های γ تابش ترمزی در جاذب و دیگر دلایل است.^[۸]

فرمول نیمه تجربی که برد الکترون را برای گستره انرژی ۰/۳ KeV تا ۳۰ MeV بر اساس نتیجه‌های تجربی قابل دسترسی تا ۱۹۷۲ به دست می‌دهد توسط تاباتا، ایتو، و اکابه تدوین یافته است. این معادله، که از این پس آن را معادله‌ی ایتو [۹] می‌خوانیم، به صورت زیر است:

$$R \left(\frac{kg}{m^2} \right) = a_1 \left\{ \frac{\ln[1 + a_2(\gamma - 1)]}{a_2} - \frac{a_3(\gamma - 1)}{1 + a_4(\gamma - 1)^{a_5}} \right\} \quad (۳۲-۱)$$

$$a_1 = \frac{2.335A}{Z^{1.209}} \quad \text{و} \quad a_2 = 1.78 \times 10^{-4} Z \quad \text{و} \quad a_3 = 0.9891 - (3.01 \times 10^{-4} Z) \quad \text{و}$$

$$a_4 = 1.468 - (1.180 \times 10^{-2} Z) \quad \text{و} \quad a_5 = \frac{1.232}{Z^{0.109}}$$

$$\gamma = (T + Mc^2)/Mc^2 = 1/\sqrt{1 - \beta^2} \quad \text{و} \quad Z = \text{عدد اتمی ماده} \quad \text{و} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad \text{و} \quad c = 3 \times 10^8 \frac{m}{s}$$

در مورد جذب‌کننده‌هایی که به صورت مخلوط یا ترکیب هستند عدد اتمی Z و جرم اتمی A برای معادلات بالا عبارتند از:

$$Z_{eff} = \sum_i w_i Z_i \quad \text{و} \quad A_{eff} = Z_{eff} \left(\sum_i w_i \frac{Z_i}{A_i} \right)^{-1}$$

که w_i کسر وزنی عنصر با عدد اتمی Z_i و وزن اتمی A_i است

۱-۸-۲ طول مسیر و محدوده انرژی الکترون‌ها

چنانچه الکترون از میان ماده‌ای عبور کند انرژی‌اش را با برخوردهای تابشی و یونیزاسیون از دست می‌دهد. در هر یک از این‌ها، ممکن است انحراف‌های مهمی را متحمل شود، به علاوه، تعداد زیادی از انحرافات به سبب پراکندگی الاستیک وجود دارد. در عمل، درمی‌یابیم که طول مسیر تقریباً از ۱/۲ تا ۴ برابر ضخامت جاذب عبور کرده است، و این نسبت برای الکترون‌های کند در موادی با Z بالا بزرگتر است. محدوده‌ی R یک ذره یک مفهوم تجربی است که به ضخامت جاذب که ذره می‌تواند در آن نفوذ کند مربوط است.

در عمل متوجه می‌شویم که فقط در حدود ۳٪ الکترون‌ها در نفوذ به ماده جاذب که ضخامت‌اش مساوی با میانگین طول مسیر \bar{S} است مسیرهای مستقیم دارند. در واقع، برد متوسط \bar{R} نیمی از الکترون‌هایی که نفوذ خواهند کرد فقط $\frac{1}{2} = \frac{0.32}{0.64}$ متوسط طول مسیر است.

طول مسیر میانگین یک الکترون با انرژی جنبشی T ، از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$\bar{S} = \int ds = \int_{T_1}^T \frac{dT}{(dT/ds)} \quad (۳۳-۱)$$

که

$$\left(\frac{dT}{ds}\right) = \left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{ion}} + \left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{rad}} \quad (34-1)$$

۳-۸-۱ رابطه‌ی برد-انرژی برای الکترون‌ها

در حوزه انرژی پایین R_0 با E^2 تغییر می‌کند، در حالی که در حوزه انرژی بالا R_0 تقریباً متناسب با E است.

برای انرژی‌های در محدوده‌ی 0.1 MeV تا 3 MeV :

$$R_0 \left(\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}\right) = 412E^n \quad (35-1)$$

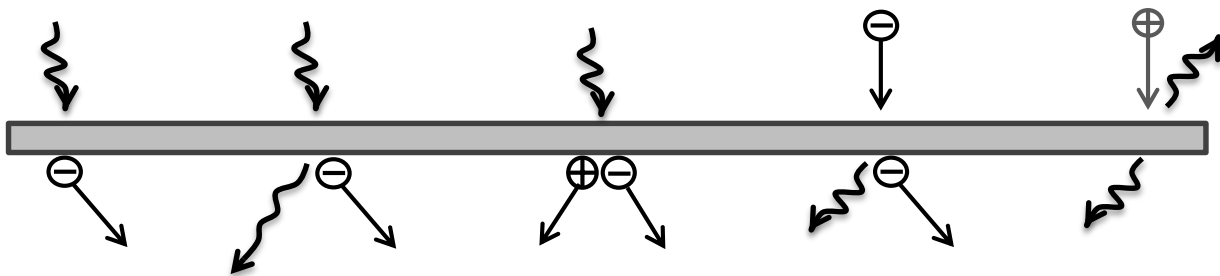
$$n = 1.265 - 0.0954 \ln E$$

و برای انرژی‌های در محدوده‌ی 1 MeV تا 20 MeV :

$$R_0 \left(\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}\right) = 530E - 106 \quad (36-1)$$

۹-۱ برهم‌کنش‌های فوتون-الکترون

شکل زیر برهم‌کنش‌ها یا برخوردهای مهم الکترون-فوتون را به طور خلاصه نشان می‌دهد. در هر یک از آن‌ها یک فوتون، الکترون، یا پوزیترون به قطعه‌ای از ماده نزدیک می‌شود، برخوردی رخ می‌دهد، و یک یا چند ذره گسیل می‌شوند. به اختصار خصوصیات برجسته‌ی هریک از این برهم‌کنش‌ها را به ترتیبی که در شکل نمایش داده شده است (از چپ به راست) بیان می‌کنیم:



شکل ۳-۱ برهم‌کنش‌های فوتون-الکترون

اثر فوتوالکتریک : یک فوتون با یک الکترون مقید برخورد می کند و ناپدید می شود؛ الکترون از جای خود بیرون رانده می شود.

اثر کامپتون: یک فوتون با یک الکترون آزاد برخورد می کند، و باعث آفرینش یک فوتون دیگر با انرژی پایین تر و پس زدن الکترون می شود.

تولیدزوج: یک فوتون در مجاورت یک ذره ی سنگین نابود می شود، و یک زوج الکترون – پوزیترون آفریده می شود.

تابش ترمزی: یک الکترون در مجاورت یک ذره ی سنگین منحرف می شود، و یک فوتون آفریده می شود.

نابودی زوج: یک پوزیترون با یک الکترون ترکیب می شود، و یک زوج فوتون تولید می شود.

تمام این برهم کنش های فوتون- الکترون فقط مثال هایی از یک برهم کنش اساسی بین ذره ی میدان الکترومغناطیسی (فوتون) و ذره ای که بتواند میدان الکترومغناطیسی (یک الکترون یا هر ذره ای با بار الکتریکی دیگری) تولید کند، هستند [۱۰].

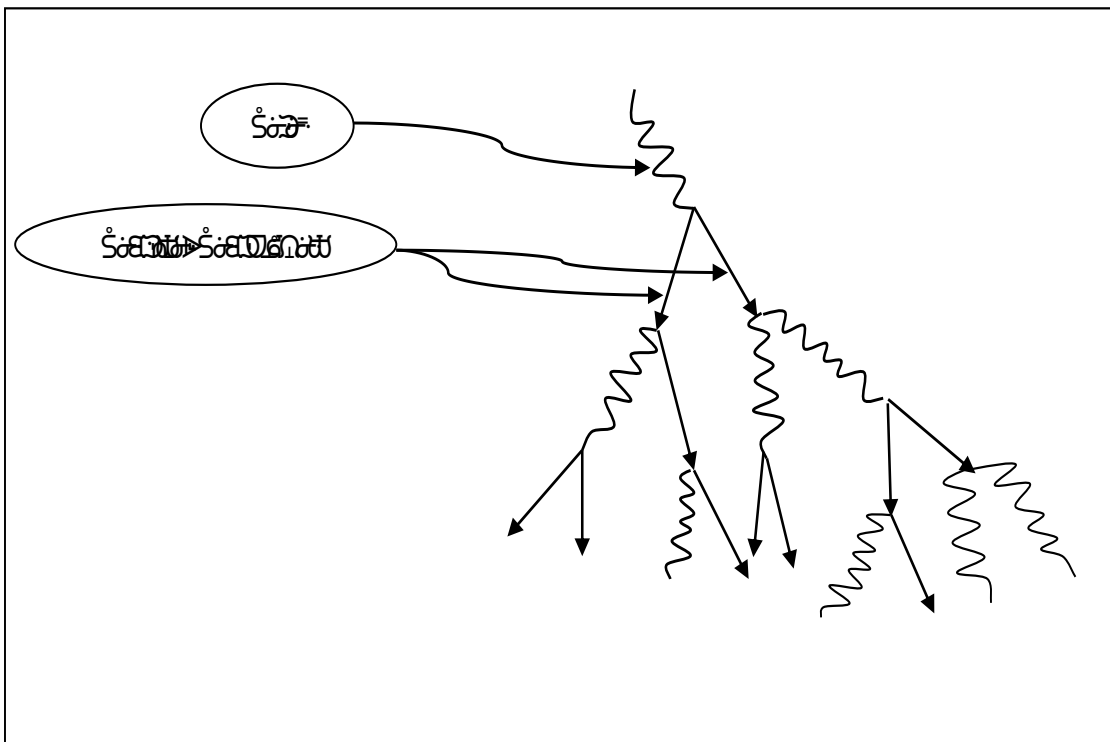
۱-۹-۱ برهم کنش الکترون ها در ماده

ذرات باردار با انرژی خیلی بالا (با حداقل $10^{19} eV$) با وارد شدن به ماده می توانند توالی کاملی از برهم-کنش های الکترون- فوتون را به شرح زیر تولید کنند.

برخورد بین یک ذره ی باردار و یک هسته می تواند از طریق تابش ترمزی، یک پرتو گاما با انرژی بالا تولید کند. این پرتو گاما ممکن است با عبور از مجاورت یک هسته نابود شود و بنابراین یک زوج الکترون- پوزیترون تولید کند. این ذرات باردار به وجود آمده، که انرژی های جنبشی زیادی دارند، در سر راه شان ممکن است در رویارویی با هسته ها با آنها برخورد کنند و منحرف شوند؛ این ذرات پس از برخوردها به

واسطه‌ی شتاب خود فوتون‌هایی با انرژی بالا توسط فرآیند تابش ترمزی تابش می‌کنند. ممکن است پوزیترون با الکترون ترکیب شود، هر دو نابود و دو فوتون آفریده شوند. فوتون‌های ثانوی می‌توانند دارای انرژی‌های بیش از 1.02 MeV باشند و بنابراین ممکن است زوج الکترون‌های بیشتری تولید کنند. از این رو، با وقوع مکرر تولید زوج، نابودی زوج، تابش ترمزی، و تا اندازه‌ی کمتری برخوردهای کامپتون و فوتوالکتریک، یک بارش آبشاری از الکترون‌ها، پوزیترون‌ها، و فوتون‌ها تولید می‌شود، انرژی فوتون اولیه کاهش می‌یابد و بین ذرات بسیاری پاشیده می‌شود. زمانی که تولید زوج از نظر انرژی غیرممکن شود این بارش عملاً باز می‌ایستد.

نموداری از برهم‌کنش‌های فوتون-الکترون در شکل (۴-۱) نشان داده شده است.



شکل ۴-۱ طرح وارث برهم‌کنش فوتون-الکترون با ماده

۱-۹-۲ برهم‌کنش‌های پرتوهای گاما و X با ماده

پرتوهای X یا پرتوهای گاما، تابش الکترومغناطیسی هستند. اگر آنها را به صورت ذره در نظر بگیریم، وقتی با سرعت نور C حرکت می‌کنند، جرم سکون و بار آنها صفر است. نام مشترک برای پرتوهای X و پرتوهای گاما، وقتی به صورت ذره در نظر گرفته شوند، فوتون است. رابطه‌ی بین انرژی، بسامد و طول موج X عبارت است از

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$$

تمایز روشنی بین پرتوهای X و پرتوهای گاما وجود ندارد. عموماً، فوتون‌هایی با $E < 1\text{MeV}$ را پرتوی X می‌نامند. گاماها، فوتون‌هایی با $E \geq 1\text{MeV}$ هستند.

تولید پرتوهای X عموماً در اثر گذارهای اتمی مثل برانگیزش و یونش صورت می‌گیرد. پرتوهای گاما در گذارهای هسته‌ای گسیل می‌شوند. فوتون‌ها از تابش ترمزی و ذرات باردار با شتاب مثبت یا منفی نیز تولید می‌شوند. پرتوهای X یا گاما که از اتم‌ها و هسته‌ها گسیل می‌شوند تک انرژی هستند. تابش ترمزی دارای یک طیف انرژی پیوسته است.

سه مورد از مهم‌ترین برهم‌کنش‌های فوتون که قادرند فوتون‌ها را از یک باریکه‌ی تابش الکترومغناطیسی جدا کنند عبارتند از: اثر فوتو الکترونیک، پراکندگی کامپتون و تولید زوج.

فوتون‌ها بر اساس نوع منشاءشان رده‌بندی شده‌اند، نه انرژی‌شان، بنابراین اشعه‌های گاما تابش‌های الکترومغناطیسی هستند که عبورهای هسته‌ای را همراهی می‌کنند. تابش ترمزی، یا اشعه‌های X - پیوسته، نتایج شتاب الکترون‌های آزاد یا ذرات باردار دیگر هستند.

انرژی کوانتومی هر یک از این تابش‌ها می‌تواند به عنوان $E=hf$ توضیح داده شود، که f فرکانس است و h ثابت پلانک. برهم‌کنش فوتون‌ها با ماده به نظر می‌رسد که مستقل از طریقه‌ی تولید فوتون باشند و فقط به انرژی کوانتومی آن بستگی داشته باشند.

برخلاف ذرات باردار، یک بیم خوب موازی شده اشعه γ یک جذب نمایی خوب در ماده را نشان می‌دهد. به این دلیل است که فوتون‌ها در یک تک رویداد جذب یا پراکنده می‌شوند.

تعدادی فرآیند وجود دارد که می‌تواند باعث شود اشعه گاما پراکنده شود یا جذب شود. یک فهرست از فرآیندهای ممکن که توسط میدان الکترومغناطیسی اشعه گاما ممکن است با ماده برهم‌کنش کند به صورت زیر است:

نوع برهم‌کنش	اثرات برهم‌کنش
(۱) برهم‌کنش با الکترون‌های اتمی	(الف) جذب کامپتون
(۲) برهم‌کنش با هسته	(ب) پراکندگی الاستیک (همدوس)
(۳) برهم‌کنش با میدان الکتریکی اطراف هسته‌ها و الکترون‌ها	(پ) پراکندگی غیر الاستیک (غیر همدوس)
(۴) برهم‌کنش با میدان مزونی اطراف نوکلئون‌ها	

۱۲ راه برای ترکیب کردن ستون ۱ و ۲ وجود دارد؛ بنابراین ۱۲ فرآیند مختلف وجود دارد که اشعه‌ی γ می‌تواند جذب یا پراکنده شود.

به این نتیجه رسیده‌ایم که در حوزه انرژی مکرراً بیشتر با عبورهای هسته‌ای 0.1 MeV تا 10 MeV مواجه می‌شویم، تقریباً تعداد کمی از اثرات کوچک به عبارتی فقط ۳ عدد از ۱۲ فرآیند بالا دارای احتمال رخداد غالب نسبت به دیگر اندرکنش‌ها می‌باشند که عبارتند از: اثر کامپتون، اثر فوتو الکترون و تولیدزوج.

۱-۹-۳ اثرات کوچک

پراکندگی ریلی^۲: حتی در انرژی‌های 0.1 MeV و بالاتر، پراکندگی الاستیک همدوس توسط الکترون-های اتمی به شدت مقید شده می‌تواند در عناصر سنگین قابل توجه باشد. زوایای مجاز پراکندگی ریلی همیشه کوچک هستند، چونکه پس‌زن به اتم قید کرده که نباید تولید یونیزاسیون یا برانگیختگی اتمی کند. برای $h\nu$ بزرگ و Z کوچک، پراکندگی ریلی در مقایسه با پراکندگی کامپتون قابل فراموشی است.

پراکندگی تامسون توسط هسته: پراکندگی تامسون می‌تواند به طور همدوس با پراکندگی ریلی ترکیب شود. به دلیل جرم زیاد هسته، اثرات کوچک هستند اما برای تشخیص ظاهر می‌شوند.

پراکندگی دلبراک^۳: پراکندگی دلبراک یا پراکندگی پتانسیل هسته‌ای الاستیک به سبب تشکیل جفت الکترون مجازی در میدان هسته است.

پراکندگی هسته‌ای رزونانس: این نوع پراکندگی برانگیزش یک سطح هسته‌ای با یک فوتون فرودی را وارد می‌کند، با انتشار مجدد تأخیری انرژی برانگیزش.

^۲ Rayleigh

^۳ Delbruck

تجزیه فوتونی هسته‌ها: تجزیه فوتونی یا "فوتو الکتریک هسته‌ای" به طوری فعال هر زمان که انرژی فوتون از انرژی جداسازی یک نوترون یا پروتون تجاوز کند ممکن است، به غیر از $(\gamma$ و n) و Be^9 و H^2 ، این اثرات معمولاً به ناحیه‌ی انرژی - بالا، بالای حدود MeV 8 محدود می‌شوند.

تولید مزون: تولید مزون نیاز به فوتون‌هایی با انرژی بالای $150 MeV$ دارد. بنابراین سطح مقطع اش $\sim 10^{-3}$ barn/atom) در مقایسه با فرآیندهای تضعیف دیگر قابل فراموشی است.

۱-۹-۴ پراکندگی کامپتون (اثر کامپتون)

اثر کامپتون برخورد بین یک فوتون و یک الکترون آزاد است. البته، در شرایط متعارفی تمام الکترون‌های موجود در یک محیط آزاد نیستند بلکه مقید اند. با این همه، اگر انرژی فوتون از مرتبه‌ی KeV یا بیشتر باشد، درحالیکه انرژی بستگی الکترون از مرتبه‌ی eV است، الکترون را می‌توان آزاد انگاشت.

پس از یک پراکندگی کامپتون، فوتون ناپدید نمی‌شود. فقط راستای حرکت و انرژی آن تغییر می‌کند. انرژی فوتون به مقدار معینی کاهش می‌یابد که به الکترون داده می‌شود. بنابراین، از پایستگی انرژی (با فرض اینکه الکترون پیش از برخورد ساکن است) خواهیم داشت:

$$T = E_{\gamma} - E_{\gamma'} \quad (37-1)$$

انرژی فوتون پراکنده به صورت تابعی از زاویه‌ی پراکندگی θ :

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + (1 - \cos \theta) E_{\gamma} / mc^2} \quad (38-1)$$

پس انرژی جنبشی الکترون خواهد شد:

$$T = \frac{(1 - \cos \theta) E_{\gamma} / mc^2}{1 + (1 - \cos \theta) E_{\gamma} / mc^2} E_{\gamma} \quad (39-1)$$

موضوع خیلی مهم در اندازه‌گیری پرتوها، انرژی بیشینه و کمینه‌ی فوتون و الکترون پس از برخورد است.

$$E_{\gamma',\min} = \frac{E_{\gamma}}{1 + 2E_{\gamma}/mc^2} \quad (40-1)$$

و

$$T_{\max} = \frac{2E_{\gamma}/mc^2}{1 + 2E_{\gamma}/mc^2} E_{\gamma} \quad (41-1)$$

اینکه انرژی فوتون پراکنده در $\theta = 0$ به بیشینه می‌رسد، به این معناست که برخورد رخ نداده است.

$$E_{\gamma',\min} = E_{\gamma} \quad \text{و} \quad T_{\min} = 0 \quad (42-1)$$

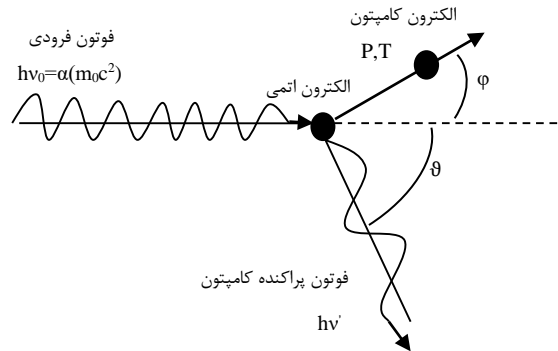
پس انرژی کمینه فوتون پراکنده بزرگتر از صفر است. بنابراین در پراکندگی کامپتون، غیرممکن است که تمامی انرژی فوتون فرودی به الکترون داده شود. انرژی داده شده به الکترون در فاصله‌ای برابر با برد الکترون در داخل ماده از دست می‌رود. فوتون پراکنده ممکن است فرار کند.

پراکندگی فوتون‌های انرژی خیلی پایین ($h\nu \ll mc^2$) با الکترون‌های آزاد توسط تئوری غیرنسبیتی کلاسیکی جی.جی. تامسون کاملاً توضیح داده شده‌اند. این تئوری، به هر حال، چنانچه $h\nu$ نزدیک m_0c^2 باشد با سرعت طبقه‌بندی شده است. بنابراین لازم است که یک تئوری نسبیتی پراکندگی را ایجاد کنیم.

وقتی فوتون فرودی انرژی $h\nu_0$ دارد که نمی‌توان در مقایسه با m_0c^2 چشم‌پوشی کرد، یک سری جدید و پیچیده از پدیده‌ها رخ می‌دهد. اندازه حرکت فوتون $h\nu_0/c$ نمی‌تواند بیشتر از این فراموش شود. این اندازه حرکت فرودی باید بین فوتون پراکنده شده و الکترون برخوردکننده بقاء داشته باشد.

به جز برای حالت جزئی زاویه‌ی پراکندگی صفر، جهت فوتون پراکنده شده با جهت فوتون فرودی موازی نیست، بنابراین فوتون پراکنده شده باید یک اندازه حرکت کوچکتر، و از این رو یک انرژی کوانتومی کوچکتر از فوتون فرودی داشته باشد. اندازه حرکت و انرژی باقیمانده به الکترون برخوردکننده داده می‌شود.

فوتون پراکنده شده در یک زاویه θ با انرژی $h\nu'$ ساطع شده است، و الکترون در زاویه φ با یک اندازه حرکت p و انرژی جنبشی T پس زده شده است. مسیرهای فوتون فرودی و پراکنده شده صفحه پراکندگی را تعریف می کنند. اندازه حرکت عمود بر این صفحه صفر است؛ بنابراین مسیر پس زده شدن الکترون باید در صفحه مشابه قرار گیرد.



شکل ۱-۵ طرح واره اثر کامپتون

اندازه حرکت یک فوتون $h\nu/c$ هست، حالا می توانیم روابط را برای بقاء اندازه حرکت برای این برخورد بنویسیم. بقاء اندازه حرکت در جهت $h\nu$ داده می شود با:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + p \cos \varphi \quad (43-1)$$

هنگامی که بقاء اندازه حرکت عمود بر این جهت داده می شود با:

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta - p \sin \varphi \quad (44-1)$$

رابطه سوم بین این متغیرها از بقاء انرژی به دست می آید.

$$h\nu_0 = h\nu' + T \quad (45-1)$$

با استفاده از روابط نسبیتی:

$$pc = \sqrt{T(T + 2m_0c^2)} \quad (46-1)$$

باید توجه کرد که این معادلات فقط قوانین بنیادی بقاء را نشان می‌دهند چنانچه برای برخورد دو جسمی به کار برده می‌شوند. تعداد روابط مورد استفاده به طور مستقیم از ترکیبات جبری سه معادله‌ی اولیه بقاء به دست آمده‌اند. شامل موارد ذیل می‌شود که در آن‌ها $\alpha \equiv hv_0 / m_0c^2$

رابطه‌ی انتقال کامپتون به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{c}{v'} - \frac{c}{v_0} = \lambda' - \lambda_0 = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \vartheta) \quad (47-1)$$

انرژی کوانتوم پراکنده شده از روابط ذیل به دست می‌آید:

$$hv' = \frac{m_0c^2}{1 - \cos \vartheta + (1/\alpha)} \quad (48-1)$$

$$\frac{v'}{v_0} = \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \vartheta)} \quad (49-1)$$

توجه کنید که برای انرژی خیلی بزرگ فوتون فرودی، $\alpha \gg 1$ ، انرژی پراکندگی به عقب فوتون نزدیک $m_0c^2/2 = 0.25 \text{ MeV}$ در $\vartheta = 180^\circ$ است.

هنگامی که انرژی فوتون پراکنده شده در $\vartheta = 90^\circ$ نزدیک $m_0c^2 = 0.51 \text{ MeV}$ است.

انرژی الکترون برخوردکننده از روابط ذیل به دست می‌آید:

$$T = hv_0 - hv' \quad (50-1)$$

$$T = hv_0 \frac{2\alpha \cos^2 \varphi}{(1 + \alpha)^2 - \alpha^2 \cos^2 \varphi} \quad (51-1)$$

$$T = hv_0 \frac{\alpha(1 - \cos \vartheta)}{1 + \alpha(1 - \cos \vartheta)} \quad (52-1)$$

حداکثر انرژی انتقال یافته T_{\max}

$$T_{\max} = \frac{hv_0}{1 + (1/2\alpha)} \quad (53-1)$$

یا

$$h\nu_0 = \frac{1}{2} T_{\max} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2m_0c^2}{T_{\max}}} \right) \quad (54-1)$$

رابطه‌ی بین زوایای پراکندگی، φ و ϑ از روابط ذیل به دست می‌آید

$$\cot \varphi = (1 + \alpha) \frac{1 - \cos \vartheta}{\sin \vartheta} = (1 + \alpha) \tan \frac{\vartheta}{2} \quad (55-1)$$

طول موج کامپتون $\lambda_0 = \frac{h}{m_0c} = 2.426 \times 10^{-10} \text{ cm}$ نامیده می‌شود.

این برابر است با طول موج فوتونی که انرژی‌اش عیناً برابر با انرژی سکون الکترون $m_0c^2 = 0.51 \text{ MeV}$ است. در حوزه انرژی‌های هسته‌ای اشعه γ ، می‌تواند تصور شود وقتی فوتون‌های فرودی و پراکنده شده توسط انرژی‌شان، بیشتر از طول موج‌شان توضیح داده می‌شوند انتقال کامپتون بیشتر رخ می‌دهد. با دوباره‌نویسی معادله‌ی (۴۷-۱) داریم:

$$\frac{1}{h\nu'} - \frac{1}{h\nu_0} = \frac{1}{m_0c^2} (1 - \cos \vartheta) \quad (56-1)$$

باید توجه کنیم انتقال کامپتون در طول موج، در هر جهت خاصی، مستقل از انرژی فوتون فرودی است. در تقابل تندی، جابه‌جایی کامپتون در انرژی شدیداً وابسته به $h\nu_0$ است.

۱-۹-۵ ضریب تضعیف کامپتون

احتمال رخداد پراکندگی کامپتون را اصطلاحاً ضریب تضعیف کامپتون یا سطح مقطع کامپتون می‌نامند. این ضریب تابع پیچیده‌ای از انرژی فوتون است. اما می‌توان آن را به صورت

$$\sigma(m^{-1}) = NZf(E_\gamma)$$

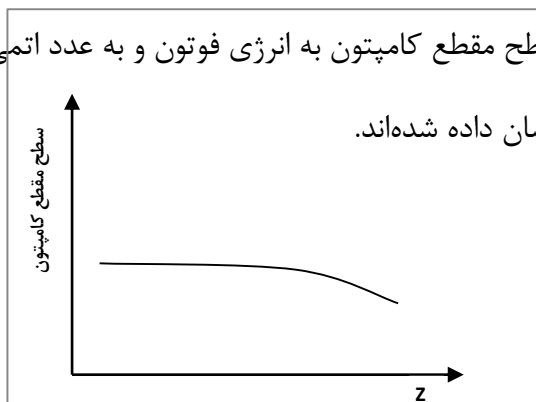
نوشت که در آن

احتمال رخداد برهم کنش کامپتونی بر واحد راه پیموده $\sigma =$

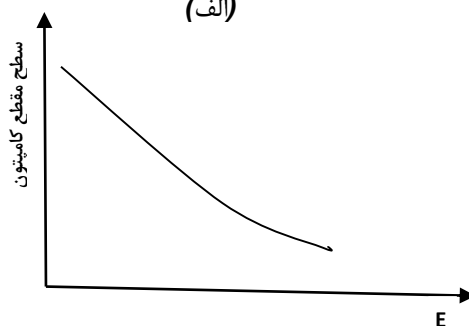
تابعی از $E_\gamma = f(E_\gamma)$

در این فرمول می بینیم که سطح مقطع کامپتون به انرژی فوتون و به عدد اتمی بستگی دارد. این

وابستگی ها در شکل (۶-۱) نشان داده شده اند.



(الف)



(ب)

شکل ۶-۱ وابستگی سطح مقطع کامپتون به (الف) عدد اتمی ماده و (ب) انرژی فوتون

ضریب تضعیف خطی کامپتون:

در یک ورقه جذب نازک، $cm^3/اتم$ N داریم، که هر کدام با اتم/الکترون Z است، و در ضخامت، dx $cm^3/الکترون$ (NZ) وجود دارد، و $cm^2/الکترون$ $(NZdx)$. یک بیم موازی شده با ثانیه/فوتون n هر یک با انرژی $h\nu_0$ ، از ورق به طور عمودی عبور می کند. تعداد dn از فوتون های اولیه که از بیم موازی شده در هر ثانیه برداشته شده اند، با یک چنین ورقی هست

$$-\frac{dn}{n} = (NZdx) e\sigma \quad (57-1)$$

سطح مقطع الکترونیکی مستقل از Z در نظر گرفته شده است چون فرض شده است که در شروع $h\nu_0$ به طور زیادی متجاوز از انرژی بستگی اتمی الکترون‌ها است. سپس $e\sigma$ فقط یک تابع از انرژی فوتون فرودی است و چنانچه $h\nu_0$ افزایش یابد به طور یکنواختی کاهش می‌یابد.

در محاسبات عبور کسری از فوتون‌ها از میان جاذب‌های واقعی اغلب ساده است که از ضرایب تضعیف خطی استفاده کنیم، بنابراین ضریب تضعیف خطی کل σ را تعریف می‌کنیم:

$$\sigma = NZe\sigma \quad (58-1)$$

از معادله (57-1) داریم $\frac{dn}{n} = -\sigma dx$. سپس عبور کسری از فوتون‌های تعدیل نشده‌ی اولیه $\frac{n}{n_0}$ ، از میان یک جاذب به ضخامت X هست:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\sigma x} \quad (59-1)$$

اگر تنها برهم‌کنش مهم برخوردی کامپتون است، با استفاده از رابطه‌ی ساده‌ی:

$$\sigma_1 = \sigma_2 \frac{\rho_1 A_2 Z_1}{\rho_2 A_1 Z_2} \quad (60-1)$$

سطح مقطع کامپتون برای عناصر دیگر یافت می‌شود که زیرنویس 2 برای عنصری است که σ اش معلوم است و زیرنویس 1 برای عنصری است که σ اش معلوم می‌شود.

ضریب تضعیف جرمی:

بجای ضریب تضعیف خطی اغلب مفید است که ضریب تضعیف جرمی $\frac{\sigma}{\rho}$ $\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ استفاده شود. ضخامت جاذب اکنون باید در واحدهای $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ (ρx) اندازه‌گیری شود و

$$\frac{n}{n_0} = e^{-(\sigma/\rho)(\rho x)} \quad (61-1)$$

ضریب تضعیف جرمی $\frac{\sigma}{\rho}$ ، به دلیل پایداری تقریبی $\frac{Z}{A}$ برای تمام عناصر، تقریباً مستقل از طبیعت جاذب است.

۶-۹-۱ ضرایب پراکندگی کامپتون σ_s و $e\sigma_s$

برای اندازه‌های به طور کافی کوچک انرژی فرودی α :

$$e\sigma_s = \frac{8\pi}{3} r_0^2 (1 - 3\alpha + 9.4\alpha^2 - 28.0\alpha^3 + \dots) \frac{\text{cm}^2}{\text{electron}} \quad (62-1)$$

توجه کنید که $e\sigma_s$ به سطح مقطع تامسون از $\left(\frac{8\pi}{3}\right) r_0^2 = \frac{2}{3}$ barn نزدیک می‌شود وقتی انرژی فوتون کاهش می‌یابد. این به این سبب است که در حالت تامسون تمام انرژی پراکنده شده و هیچ چیز توسط الکترون جذب نشده است.

با توجه به رابطه‌ی بالا، ضریب پراکندگی خطی از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$\sigma_{s=e}\sigma_s NZ \quad \text{cm}^{-1} \quad (63-1)$$

۷-۹-۱ ضرایب جذب کامپتون σ_a و $e\sigma_a$

با هر فوتون پراکنده شده $h\nu'$ یک الکترون پس زده شده پیوست است که انرژی‌اش هست:

$$T = h\nu_0 - h\nu' \quad (64-1)$$

انرژی جنبشی متوسط $(T)_{av}$ تمام الکترون‌های پس زده شده از برهم‌کنش کامپتون خواهد بود:

$$(T)_{av} = h\nu_0 - (h\nu')_{av} \quad (65-1)$$

بنابراین،

$$\frac{(T)_{av}}{hv_0} = 1 - \frac{(hv')_{av}}{hv_0} = 1 - \frac{e\sigma_s}{e\sigma} = \frac{e\sigma_s}{e\sigma} \quad (66-1)$$

بنابراین می‌بینیم که $e\sigma_a$ به طور فیزیکی یک جذب درست انرژی از فوتون فرودی و نه فقط یک انحراف را نشان می‌دهد. این انرژی جذب شده در جسم جذب‌کننده به عنوان انرژی جنبشی الکترون‌های کامپتون یا پس‌زدن ظاهر می‌شود. این الکترون‌ها سپس در برخوردهای تابشی و یونیزاسیون انرژی‌شان را از دست می‌دهند.

ضریب جذب خطی σ_a :

$$\sigma_a = NZ_e\sigma_a \quad (67-1)$$

بر اهمیت فیزیکی زیاد اندازه‌ی σ_a تأکید شده است چون که تنها اثرهای مهم روی جسم جاذب توسط برهم‌کنش‌های کامپتون توسط الکترون‌های کامپتون تولید شده‌اند.

این به این معنی است که فقط ضریب جذب σ_a در ایجاد اثرات قابل کشف برهم‌کنش تابش توسط فرآیند کامپتون مؤثر است.

۸-۹-۱ توزیع زاویه‌ای کامپتون فوتون‌های پراکنده شده و الکترون‌های پس‌زده شده

در تعداد زیادی از حالت‌های تجربی متوسط توزیع جهتی فوتون‌های پراکنده شده کامپتون و الکترون‌ها بسیار مهم هستند.

وقتی پراکندگی در واحد زاویه پراکندگی ϑ را، در واحد زاویه فضایی در نظر می‌گیریم، $\frac{d(e\sigma)}{d\Omega}$ ، نتایج به طور قابل توجهی متفاوت هستند. این به این دلیل است که زاویه‌ی فضایی کل قابل‌دسترس در هر واحد زاویه هست $\frac{d\Omega}{d\vartheta} = 2\pi \sin \vartheta$ و نزدیک صفر در جهت جلو است. چنانکه ϑ از صفر افزایش می‌یابد، جزء زاویه‌های فضایی بین دو مخروط که نصف زاویه‌اش ϑ و $\vartheta + d\vartheta$ است افزایش می‌یابد، هنگامی که

پراکندگی در واحد زاویه فضایی کاهش می‌یابد. حاصل این دو تابع، که پراکندگی در هر واحد زاویه $d(e\sigma)d\theta$ است، از میان یک ماکزیممی که برای α بزرگ ایجاد می‌شود تا کاملاً تیز باشد عبور می‌کند. برای چندین مقدار α ، چنانکه داده شده

$$\frac{d(e\sigma)}{d\theta} = \frac{d(e\sigma)}{d\Omega} 2\pi \sin \theta \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{electron}} \quad (68-1)$$

توزیع زاویه‌ای انرژی پراکنده شده به دلیل اختلاف $h\nu'$ با θ ، حتی بیشتر به طور تیز به نقطه اوج رسیده است.

توزیع جهتی الکترون‌های کامپتون از توزیع جهتی فوتون‌های پراکنده شده $\frac{d(e\sigma)}{d\Omega}$ به دست می‌آید، با روابط مربوط شده به زاویه پراکندگی فوتون θ که با زاویه پرتوافکنی φ الکترون کامپتون ترکیب شده است.

در نتیجه، این مقادیر $(h\nu_0/T) d(e\sigma_a)$ به طور آشکار برای هر فوتون که پراکنده شده در زاویه فضایی بین θ و $\theta+d\theta$ ارزیابی می‌شوند، یک الکترون پرتاب شده در زاویه بین φ و $\varphi+d\varphi$ ، در یک زاویه فضایی $d\Omega' = 2\pi \sin \varphi d\varphi$ وجود خواهد داشت. چون تعداد فوتون‌ها و الکترون‌ها باید برابر باشد، خواهیم داشت:

$$\frac{d(e\sigma)}{d\Omega} 2\pi \sin \theta d\theta = \frac{d(e\sigma)}{d\Omega'} 2\pi \sin \varphi d\varphi \quad (69-1)$$

سپس توزیع جهتی الکترون‌های کامپتون هست:

$$\frac{d(e\sigma)}{d\Omega'} = \frac{d(e\sigma)}{d\Omega} \frac{\sin \theta d\theta}{\sin \varphi d\varphi} \quad (70-1)$$

با استفاده از روابط بین θ و φ و معادله (۵۵-۱) می‌توان نشان داد که:

$$\frac{d\Omega}{d\Omega'} = \frac{\sin \vartheta d\vartheta}{\sin \varphi d\varphi} = - \frac{4(1 + \alpha)^2 \cot \varphi \csc^3 \varphi}{[(1 + \alpha)^2 + \cot^2 \varphi]^2} = - \frac{1}{1 + \alpha} \frac{(1 + \cos \vartheta) \sin \vartheta}{\sin^3 \varphi} \quad (71-1)$$

نهایتاً، توزیع تعداد برحسب زاویه الکترون‌های کامپتون می‌تواند با استفاده از معادلات (۶۳-۱) و (۶۴-۱) محاسبه شود:

$$\frac{d(e\sigma)}{d\varphi} = \frac{d(e\sigma)}{d\Omega'} 2\pi \sin \varphi \quad (72-1)$$

تعداد در برابر توزیع زاویه‌ی فضایی $d(e\sigma)/d\Omega'$ به طور تیزی در جهت $\varphi=0$ به اوج می‌رسد. اما تعداد در برابر توزیع زاویه $d(e\sigma)/d\varphi$ در جهت جلو صفر است و در مقدارهای φ که بستگی به انرژی فوتون $h\nu_0$ دارد حداکثرش را نمایش می‌دهد.

۹-۹-۱ توزیع انرژی فوتون و الکترون کامپتون

در موقعیت آزمایشی معین "طیف انرژی" الکترون کامپتون مهم است. این توزیع تعداد - انرژی می‌تواند به صورت زیر نمایش داده شود :

$$\frac{d(e\sigma)}{dT} = \frac{d(e\sigma)}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dT} \quad (73-1)$$

که $\frac{d(e\sigma)}{d\varphi}$ معادله (۷۲-۱) هست.

۱۰-۱ اثر فوتو الکترونیک

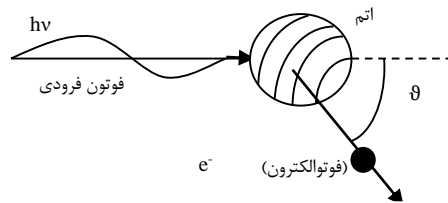
اثر فوتو الکترونیک برهم‌کنشی بین یک فوتون و یک الکترون اتمی مقید است، در اثر این برهم‌کنش، فوتون ناپدید می‌شود و یکی از الکترون‌های اتمی به صورت الکترون آزاد به نام فوتوالکترون به بیرون رانده خواهد شد. انرژی جنبشی این الکترون عبارت است از:

$$T = E_\gamma - B_e \quad (74-1)$$

انرژی بستگی الکترون B_e و انرژی فوتون E_γ

فوتون فرودی کاملاً نمی‌تواند توسط یک الکترون آزاد جذب شود. به هر حال، اگر الکترون در آغاز مقید به یک اتم باشد جذب کامل می‌تواند رخ دهد. اندازه حرکت توسط پس‌زنی اتم باقیمانده بقاء دارد. چنانکه ممکن است انتظار رود، الکترون‌های خیلی محکم مقیدشده، بزرگترین احتمال جذب یک فوتون فرود آمده بر اتم را دارند.

هم به طور تئوری و هم به طور تجربی در هر دو یافت شده است که حدود ۸۰ درصد فرآیند جذب فوتوالکتریک در لایه K رخ می‌دهد، که انرژی فوتون فرودی $h\nu$ که از انرژی بستگی لایه K تجاوز می‌کند را تأمین می‌کند. به دلیل شرکت اتم به طور کامل، فرآیند فوتوالکتریک ممکن است به عنوان یک برهم-کنش فوتون اولیه با ابر الکترون اتمی فرض شود که در آن انرژی تمام فوتون $h\nu$ جذب شده است و یک الکترون (معمولاً K یا L) از اتم با انرژی $T = h\nu - B_e$ خارج می‌شود که B_e انرژی بستگی الکترون پس‌زده شده است. باقیمانده انرژی به عنوان مشخصه‌ی اشعه‌ی X و الکترون آنگر از پرکردن جای خالی در لایه‌ی داخلی ظاهر می‌شود.

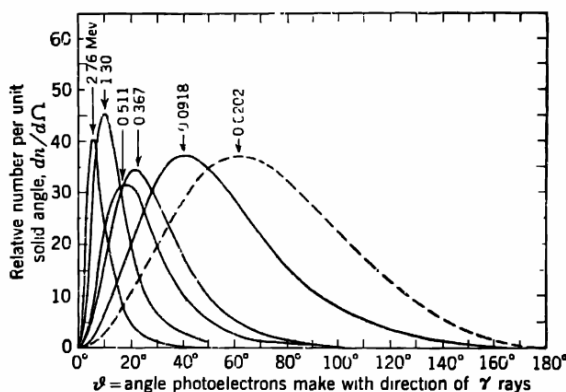


شکل ۷-۱ طرح واره اثر فوتوالکتریک

بر خلاف اثر کامپتون، اثر فوتوالکتریک، به آسانی خودش را به طرز عمل تئوری معطوف نمی‌کند. راه حل-های دقیق هم سخت و هم خسته کننده هستند، چونکه معادله نسبیتی دیراک برای الکترون مقید شده باید استفاده شود.

نتایج تئوری می‌توانند به سه ناحیه انرژی تقسیم شوند: (۱) بالای ۲ MeV، (۲) بین ۲ MeV و ۰/۳۵ MeV و (۳) زیر ۰/۳۵ MeV.

به دلیل خصیصه‌ی تقریبی و در مضیقه بودن نتایج تئوری، جنبه‌های کمی اثر فوتوالکتریک به طور وسیعی تجربی است. تئوری‌ها خصوصاً برای برون‌یابی و درج مفید هستند.



شکل ۱-۸ توزیع جهتی فوتوالکترون‌ها بر هر زاویه فضای، برای انرژی‌های تعیین شده در شکل. منحنی‌ها به یکدیگر نرمالیزه نشده‌اند. منحنی‌های خطی از فرمول نسبیتی Sauter، حساب شده‌اند و منحنی خط چین از فرمول غیرنسبیتی Fischer [۸].

۱-۱۰-۱ توزیع جهتی فوتوالکترون‌ها

توزیع گسسته‌ی انرژی فوتوالکترون‌ها یک روش تجربی مفید برای تعیین انرژی‌های اشعه γ فراهم می‌کند. در چنین کاری توزیع زاویه‌ای فوتوالکترون‌ها اغلب وابسته است. به خصوص در فوتون‌های انرژی پایین فوتوالکترون‌ها تمایل دارند که در جهت بردار الکتریکی تابش فرودی بیرون انداخته شوند، یعنی در زوایای راست جهت فرودی. در انرژی‌های بالاتر، توزیع زاویه‌ای بیشتر در جهت جلو است. البته، انرژی جنبشی فوتوالکترون، $T = h\nu - B_e$ ، برای تمام جهات انتشار یکسان است.

در انرژی‌های بالا فوتوالکترتون‌ها تمایل دارند که در یک زاویه کوچک، به جهت جلو بیرون رانده شوند.

هرگاه $h\nu$ صریحاً از انرژی بستگی الکترون تجاوز کند، فوتوالکترتون حاصل تقریباً انرژی یکسانی با فوتون فرودی خواهد داشت. اما به دلیل جرم سکون محدود الکترون، اندازه حرکتش به طور بزرگی از اندازه حرکت فوتون فرودی تجاوز خواهد کرد. این "افزایش" در اندازه حرکت، به طور برجسته‌ای با توزیع سمتی به جلو فوتوالکترتون ترکیب شده است، به این معنی که اتم باقیمانده باید، به طور متوسط، یک اندازه حرکت "به سمت عقب" محدود داشته باشد.

احتمال رخداد این برهم‌کنش را سطح مقطع فوتوالکتریک یا ضریب فوتوالکتریک می‌نامند. معادله‌ای که τ را به دست می‌دهد به صورت زیر است:

$$\tau(m^{-1}) = aN \frac{Z^n}{E_\gamma^m} [1 - e(Z)] \quad (75-1)$$

که در آن

احتمال رخداد اثر فوتوالکتریک بر واحد راهی که فوتون پیموده $\tau =$

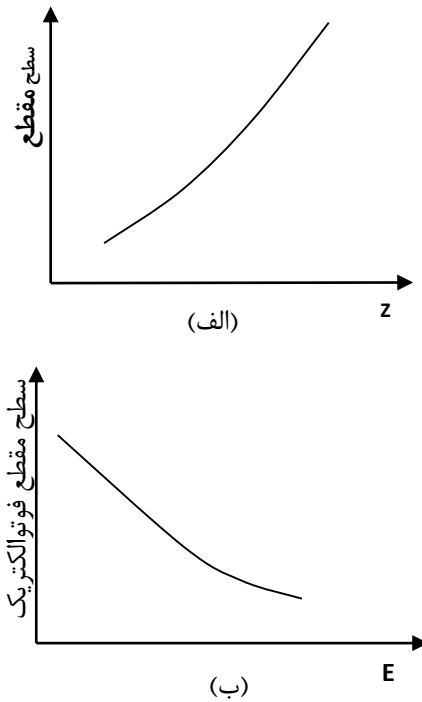
یک ضریب ثابت، مستقل از Z و $E_\gamma = a$

ثابت‌هایی با مقدار بین ۳ تا ۵ (مقدار آنها بستگی به E_γ دارد) n و m

اثر فوق‌الکتریک برای مواد با Z بالا مهم‌تر است. همچنین این اثر برای E_γ کمتر مهم‌تر است.

سطح مقطع فوتوالکتریک به انرژی فوتون و عدد اتمی ماده بستگی دارد. این وابستگی در نمودارهای شکل

(۹-۱) نشان داده شده است.



شکل ۹-۱ وابستگی سطح مقطع فوتوالکتریک به (الف) عدد اتمی ماده (ب) انرژی فوتون

زیر انرژی‌های حدود 0.1 MeV مد غالب برهم‌کنش اشعه γ در تمام جاذب‌های Z متوسط و Z بالا فرآیند فوتوالکتریک است.

احتمال قطعی یک برهم‌کنش فوتوالکتریک توسط سطح مقطع اتمی $a\tau \text{ cm}^2/\text{atom}$ توضیح داده شده است. وابستگی قوی سطح مقطع کلی فوتوالکتریک به Z و $h\nu$ بدیهی است. برای هدف‌هایی با جهت‌های خیلی ناهموار ممکن است ناشیانه شروع کنیم اما تقریب مفیدی است:

$$a\tau \approx \text{const} \frac{Z^4}{(h\nu)^3} \quad (۷۶-۱)$$

اما هر دو تئوری و آزمایش به طور روشن نشان داده‌اند که توان‌های مناسب Z و $h\nu$ هر یک غیرانتگرالی و تابع $h\nu$ هستند

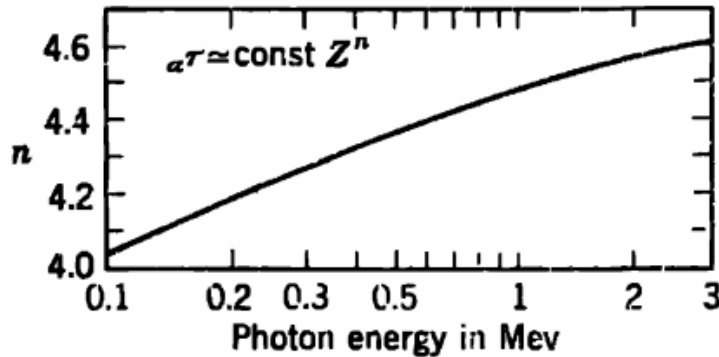
N. C. Rasmussen تعیین کرد که توان تجربی Z بهترین همخوانی با قانون توان است

$${}_a\tau \approx \text{const } Z^n \quad (77-1)$$

برای مقادیر ثابت شده $h\nu$ ، یافت شده که توان n از حدود $4/0$ تا $4/6$ افزایش می‌یابد چنانچه $h\nu$ از $0/1$ MeV تا 3 MeV افزایش پیدا کند.

در ناحیه انرژی زیر $0/1$ MeV سطح مقطع فوتوالکتریک توسط لبه‌های جذب پیچیده‌تر می‌شود. در این لبه‌ها سطح مقطع پرش‌های ناپیوسته‌ای نشان می‌دهد چون $h\nu$ کوچکتر از انرژی بستگی بعضی الکترون‌ها می‌شود، بنابراین تعداد الکترون‌های دارای انرژی که امکان دارد خارج شوند ناگهان کاهش می‌یابد.

می‌توان دید که: (۱) تغییرات ${}_a\tau$ با $h\nu$ به طور پیوسته تغییر می‌کند و (۲) در یک محدوده انرژی داده شده تغییرات ${}_a\tau$ با $h\nu$ برای Z های مختلف متفاوت است، برای Z پایین با توان بالاتر $h\nu$ از هنگامی که Z بالا است تغییر می‌کند.



شکل ۱-۱۰ تقریبی سطح مقطع فوتوالکتریک ${}_a\tau \frac{cm^2}{atom}$ با Z^n برای مقادیر مختلف $h\nu$ [۸]

ضریب تضعیف خطی τ (cm^{-1}) به صورت زیر است:

$$\tau = {}_a\tau N \quad (78-1)$$

جایی که N تعداد اتم در هر سانتی متر مکعب و $a\tau$ سطح مقطع اتمی در سانتی متر مربع هر اتم است.

تخمین‌های τ برای عناصر دیگر ممکن است، با استفاده از رابطه‌ی استاندارد به دست آمده باشد:

$$\tau_1 = \tau_2 \frac{\rho_1 A_2}{\rho_2 A_1} \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^n \quad (79-1)$$

جایی که ρ چگالی، A وزن اتمی و Z عدد اتمی است و n از شکل (۱۰-۱) به دست می‌آید.

۱-۱۰-۲ جذب انرژی

در تعدادی از کاربردهای عملی (اثرات بیولوژیکی، طراحی حفاظ تابش، غیره)، انرژی جذب شده از فوتون-

های فرودی از اهمیت زیادی برخوردارند. با قیاس با برخورد کامپتون، می‌توان نوشت:

$$\tau = \tau_s + \tau_a \quad (80-1)$$

که τ_a جذب اولیه کامل، یا تبدیل انرژی فوتون به انرژی جنبشی فوتوالکترن‌ها را نشان می‌دهد. سپس

$$\frac{\tau_a}{\tau} = \frac{h\nu - B_e}{h\nu} \quad (81-1)$$

کسر باقیمانده‌ی انرژی $h\nu$ هست:

$$\frac{\tau_s}{\tau} = \frac{B_e}{h\nu} \quad (82-1)$$

و فقط به انرژی جنبشی الکترون آزاد به عنوان نتیجه‌ی فرآیند دوم تبدیل شده است. B_e انرژی برانگیزش

در اتم باقیمانده بعد از خروج فوتوالکترن را نشان می‌دهد.

۱-۱۱ تولید زوج

تولید زوج برهم‌کنشی است بین یک فوتون و یک هسته، بر اثر این برهم‌کنش، فوتون ناپدید می‌شود و

یک زوج الکترون-پوزیترون آفریده می‌شود. هرچند که بر اثر این برهم‌کنش هسته دستخوش هیچ تغییری

نمی‌شود، ولی حضور آن برای وقوع "تولید زوج" ضروری است. در فضای تهی با ناپدید شدن یک پرتو γ یک زوج الکترون پوزیترون تولید نمی‌شود.

پایستگی انرژی، معادله زیر را برای انرژی جنبشی الکترون و پوزیترون می‌دهد:

$$T_{e^-} + T_{e^+} = E_\gamma - (mc^2)_{e^-} - (mc^2)_{e^+} = E_\gamma - 1.022\text{MeV} \quad (83-1)$$

انرژی جنبشی حاصل برابر با انرژی فوتون منهای $1/0.22 \text{ MeV}$ است، که برای تولید دو جرم سکون مورد نیاز است. برای تمام منظوره‌های عملی، الکترون و پوزیترون انرژی جنبشی حاصل را به تساوی بین خود تقسیم می‌کنند یعنی:

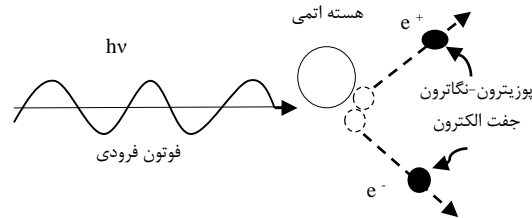
$$T_{e^-} = T_{e^+} = \frac{1}{2}(E_\gamma - 1.022\text{MeV}) \quad (84-1)$$

تولید زوج فوتون اولیه را حذف می‌کند، اما وقتی پوزیترون نابود می‌گردد، دو فوتون آفریده می‌شود.

فوتون فرودی با انرژی‌های بالای $1/0.2 \text{ MeV}$ ، نوع سوم برهم‌کنش به طور فزاینده‌ای مهم می‌شود. در این برهم‌کنش، که به عنوان تولید زوج شناخته می‌شود، فوتون به طور کامل جذب می‌شود و در جایش یک زوج پوزیترون-الکترون ظاهر می‌شود که تمام انرژی‌اش مساوی $h\nu$ است. بنابراین می‌توان نوشت:

$$h\nu = (T_- + m_0c^2) + (T_+ + m_0c^2) \quad (85-1)$$

که T_- و T_+ انرژی جنبشی الکترون و پوزیترون هستند، به ترتیب، و $m_0c^2 = 0.51 \text{ MeV}$ انرژی سکون الکترونی است. فرآیند فقط در میدان ذرات باردار، به طور عمده در میدان هسته‌ای رخ می‌دهد اما همچنین با چند درجه احتمال در میدان یک الکترون هم رخ می‌دهد. حضور این ذره برای بقاء اندازه حرکت لازم است.



شکل ۱۱-۱ طرح واژه پدیده تولید زوج

فرآیند تولید زوج به طور محرمانه‌ای به فرآیند تابش ترمزی مربوط شده است. در تابش ترمزی، یک الکترون دستخوش یک عبور بین دو حالت می‌شود، هر دو انرژی مثبت، و فوتون به جای اینکه جذب شود ساطع شده.

سطح مقطع هسته‌ای برای مثال، از مرتبه‌ی $(\frac{Z^2}{137}) (\frac{e^2}{m_0 c^2})^2$ برای هر دو فرآیند خواهد بود. پیدایش ثابت ساختار ریز $\frac{1}{137}$ انتظار می‌رفت، به دلیل این که جفت شدگی بین ذرات باردار و میدان الکترومغناطیسی را نشان می‌دهد.

هم چنین، در تقریب بورن انرژی پتانسیل الکتروستاتیکی بین هسته و الکترون‌ها به صورت مجذور شده قرار می‌گیرد، و علامت بار ناپدید می‌شود. برای هسته‌های عناصر سنگین، $\frac{Z}{137\beta}$ حتی برای مؤلفه‌های سریع جفت الکترون‌ها غیر قابل فراموشی است.

۱-۱۱-۱ توزیع زاویه‌ای جفت الکترون‌ها

توزیع زاویه‌ای پوزیترون و الکترون برای کوانتای فرودی انرژی خیلی بالا عمدتاً به جلو است. متوسط زاویه بین کوانتوم فرودی و الکترون‌های ایجاد شده از مرتبه‌ی $\frac{m_0 c^2}{T}$ ، برای $T \gg m_0 c^2$ است. برای انرژی‌های فوتون فرودی از مرتبه‌ی $2m_0 c^2$ توزیع زاویه‌ای خیلی پیچیده‌تر است و اهمیت جهت رو به جلو خیلی کمتر مورد توجه است.

۱-۱۱-۲ توزیع انرژی جفت الکترون

سطح مقطع دیفرانسیلی هسته $d(aK) \text{ cm}^2/\text{nucleus}$ ، برای تولید پوزیترون با انرژی جنبشی T_+ (و یک الکترون با انرژی جنبشی T_+ - $2m_0c^2$) می‌تواند این گونه نوشته شود:

$$d(aK) = \frac{\sigma_0 Z^2 p}{hv - 2m_0c^2} dT_+ \quad (۸۶-۱)$$

که

$$\sigma_0 = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_0c^2} \right)^2 = 5.80 \times 10^{-28} \frac{\text{cm}^2}{\text{nucleus}} \quad (۸۷-۱)$$

و کمیت بی بعد p یک تابع پیچیده از hv و Z است، که فقط بین صفر (برای $hv \ll 2m_0c^2$) و حدود بیست (برای $hv = \infty$)، برای تمام مقادیر Z تغییر می‌کند.

اگر یک جفت در یک فاصله r از مرکز هسته‌ای با بار Ze ایجاد شود، پس انرژی پتانسیل هر عضو جفت

$\frac{Ze^2}{r}$ هست. سپس دافعه هسته‌ای روی پوزیترون و جذب الکترون تفاوت اصلی در انرژی جنبشی‌شان را

توسط $\frac{2Ze^2}{r}$ افزایش خواهد داد. سهم اصلی جزء ماتریسی برای تولید جفت از ناحیه‌ی میدان هسته‌ای

برای هر r که بین $\frac{h}{2\pi m_0c}$ و $\left(\frac{h}{2\pi m_0c}\right) \left(\frac{hv}{2m_0c^2}\right)$ قرار می‌گیرد می‌آید. بنابراین پوزیترون متوسط باید

حداکثری حدود $0.0075 Z \text{ MeV}$ $\frac{2Ze^2}{(h/2\pi m_0c)} = \frac{2m_0c^2 Z}{137}$ بیشتر از انرژی جنبشی متوسط الکترون،

برای مقادیر کوچک hv دریافت کند. برای فوتون‌های انرژی خیلی بالا، عدد تقارن باید کمتر باشد.

۱-۱۱-۳ تصحیحات زمینه

برای فوتون‌های انرژی خیلی بالا ($\sim 20 \text{ MeV}$ و بالاتر، در Pb) سهم محسوسی برای سطح مقطع تولید

زوج از فاصله r از هسته ممکن است وجود داشته باشد که بزرگتر از شعاع الکترون لایه‌ی k است. سپس

بار مؤثر هسته، به دلیل زمینه‌ی بار الکترون‌های اتمی کاهش می‌یابد. در تئوری تولید زوج Bethe Heitler اثر الکترون‌های اتمی با استفاده از مدل آماری توماس - فرمی از اتم تقریب زده شده است.

بنابراین پتانسیل الکتروستاتیک $U(r)$ در یک فاصله r از مرکز هسته را می‌توان به صورت زیر نشان داد:

$$U(r) = \frac{Ze}{r} e^{-\frac{r}{a}} \quad (۸۸-۱)$$

که $a = \frac{\hbar^2}{m_0 e^2} \frac{1}{Z^2} = \frac{a_0}{Z^2}$ شعاع کره‌ای است که یک کسر ثابت از تمام الکترون‌های اتمی را در میان

گرفته است، یا بیشتر، "شعاع" ابر الکترون اتمی که هسته را حفاظت می‌کند در نظر گرفته می‌شود. مدل توماس - فرمی باید به طور مستدلی برای عناصر سنگین مناسب باشد و برای عناصر سبکی که شامل الکترون‌های اتمی خیلی کمی برای توجیه کردن متوسط آماری هستند ضعیف‌تر باشد. جدا از تأثیرات زمینه شدن، سطح مقطع‌های تولید زوج در میدان هسته به طور تئوری و تجربی به طور دقیق به Z^2 وابسته‌اند.

۱-۱۱-۴ سطح مقطع کلی تولید زوج هر هسته

برای یافتن سطح مقطع کلی هسته‌ای تولید زوج، از سطح مقطع دیفرانسیلی معادله‌ی (۱-۸۶)، در سرتاسر انرژی‌های ممکن انتگرال می‌گیریم.

بنابراین داریم:

$${}_a\kappa = \int d({}_aK) = \sigma_0 Z^2 \int_0^{hv-2m_0c^2} \frac{pdT_+}{hv - 2m_0c^2} \quad (۸۹-۱)$$

$${}_a\kappa = \sigma_0 Z^2 \int_0^1 pd \frac{T_+}{hv - 2m_0c^2} = \sigma_0 Z^2 \bar{p} \frac{\text{cm}^2}{\text{nucleus}} \quad (۹۰-۱)$$

که \bar{p} می‌تواند به عنوان مقدار متوسط p در نظر گرفته شود. و بنابراین $a\kappa$ تقریباً به طور نمایی با $h\nu$ افزایش می‌یابد انتگرال تحلیلی معادله‌ی (۸۹-۱) فقط برای حالت‌های فوق نسبتی ممکن است و وقتی زمینه فراموش شود داده می‌شود.

$$a\kappa = \sigma_0 Z^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2h\nu}{m_0 c^2} - \frac{218}{27} \right) \quad (91-1)$$

برای $m_0 c^2 \ll h\nu \ll 137 m_0 c^2 Z^{-1/2}$ (که ، حدود ۱۶ MeV برای Pb هست). در حالتی که زمینه کامل است می‌توان به دست آورد:

$$a\kappa = \sigma_0 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(183 Z^{-1/2} \right) - \frac{2}{27} \right] \quad (92-1)$$

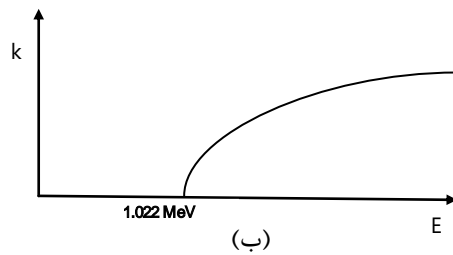
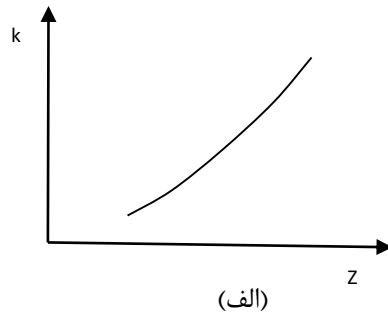
برای $h\nu \gg 137 m_0 c^2 Z^{-1/2}$ می‌توان از معادله‌ی (۹۲-۱) دید که برای انرژی‌های خیلی بالا ($\sim 10^4$ MeV) سطح مقطع تولید زوج فقط به زمینه بستگی دارد و مستقل از انرژی فوتون است.

احتمال رخداد تولید زوج، به نام ضریب تولید زوج یا سطح مقطع تولید زوج، تابع پیچیده‌ای از E_γ و Z است. این احتمال را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\kappa(m^{-1}) = NZ^2 f(E_\gamma, Z) \quad (93-1)$$

که در آن κ احتمال رخداد تولید زوج بر واحد راه پیموده و $f(E_\gamma, Z)$ تابعی است که اندکی با Z تغییر می‌کند و با E_γ افزایش می‌یابد.

شایان توجه است که κ دارای آستانه‌ای در ۱.۰۲۲ MeV است و با E_γ و Z افزایش می‌یابد. از میان این سه ضریب (دوتای دیگر τ و σ)، κ تنها ضریبی است که با انرژی فوتون افزایش می‌یابد.



شکل ۱-۱۲ وابستگی سطح مقطع تولید زوج به (الف) عدد اتمی ماده و (ب) انرژی فوتون

تضعیف خطی K برای تولید زوج به طور ساده برابر هست با:

$$\kappa = \kappa_a \kappa N \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (94-1)$$

که N تعداد اتمها در هر سانتی متر مکعب است.

مقدار $\kappa \text{ cm}^{-1}$ برای هر عنصر دیگری می تواند به دست آید، با استفاده از رابطه ی :

$$\kappa_2 = \kappa_1 \frac{\rho_2 A_1}{\rho_1 A_2} \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right)^2 \quad (95-1)$$

که ρ چگالی، A وزن اتمی و Z عدد اتمی است.. جدا از اصلاحات زمینه ی کوچک برای $h\nu > 5\text{MeV}$

تغییرات K با Z^2 برای تمام عناصر دقیق است.

μ_0 از یک حداقل مقدار در حدود 3.3 MeV عبور می کند، چونکه افزایش اهمیت تولید زوج را داریم.

جاذب‌های شامل ترکیبی از N_1, N_2, N_3, \dots یک ثابت تولید زوج خطی ارائه خواهند داد از:

$$\begin{aligned} \kappa &= N_1(\kappa)_1 + N_2(\kappa)_2 + \dots = (N_1 Z_1^2 + N_2 Z_2^2 + \dots) \sigma_0 \bar{P} \\ &= \kappa_1 \left[1 + \frac{N_2}{N_1} \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right)^2 + \dots \right] \end{aligned} \quad (96-1)$$

مهم است که توجه کنیم تضعیف تولید زوج در عناصر سنگین و در فوتون انرژی بالا مهم‌تر می‌شود.

تولید زوج فقط یکی از فرآیندهای عمده است که سطح مقطع‌شان با افزایش انرژی افزایش می‌یابد. به همین دلیل، سطح مقطع کلی، $\mu_0 = \sigma + \tau + \kappa$ ، در عناصر سنگین به یک حداقل می‌رود. در عناصر سبک، به هر حال، ضریب تضعیف مقدار تکی خواهد داشت تا انرژی‌های خیلی بالای فوتون، به دلیل اینکه افزایش در سطح مقطع تولید زوج بیشتر از خمیدگی حاصل از کاهش در سطح مقطع کامپتون است.

۱-۱۱-۵ جذب انرژی

وقتی یک فوتون در یک مواجهه تولید زوج جذب می‌شود، فقط بخشی از انرژی‌اش در لحظه به عنوان انرژی جنبشی الکترون جفت ظاهر می‌شود. بنابراین، با قیاس با ملاحظاتمان در فرآیندهای کامپتون و فوتوالکتریک، ضریب جذب اولیه‌ی درست، ممکن است به عنوان K_a نوشته شود که:

$$\kappa_a = \kappa \left(1 - \frac{2m_0 c^2}{h\nu} \right) \quad (97-1)$$

باقیمانده $2m_0 c^2$ از انرژی کل فوتون $h\nu$ در جرم سکون الکترون جفت مستتر است. این انرژی بعد از اینکه پوزیترون توسط یونیزاسیون و برخوردهای تابشی کند شد رها می‌شود و خودش با ترکیب شدن با بعضی الکترون‌ها نابود می‌شود. سپس دو فوتون نابودی حاصل $MeV \ 0.51$ از مرحله نابودی ساطع می‌شوند. توزیع سمتی آن‌ها تصادفی است، از این رو دارای خواص فیزیکی مشابه (ایزوتروپیک) با توجه به جهت فوتون اصلی اولیه است. این فوتون‌های نابودی نقش تابش پراکنده شده را بازی می‌کنند، وقتی سرتاسر

تمام انرژی - فرآیند جذب در نظر گرفته شده است. بنابراین ممکن است به عنوان یک ضریب پراکندگی تولید زوج K_s بنویسیم کمیت:

$$K_s = K \frac{2m_0c^2}{hv} \quad (98-1)$$

سپس ضریب تضعیف کلی تولید زوج از ضریب جذب واقعی K_a و ضریب پراکندگی K_s ترکیب شده، یا

$$K = K_a + K_s \quad (99-1)$$

در انرژی‌های زیر حدود ۳ MeV، اثر کامپتون غالب است، بنابراین این تصحیحات پراکندگی اثر خیلی کوچکی روی پراکندگی کل دارد. در انرژی‌های بالا، کسر $\frac{2m_0c^2}{hv}$ کوچک می‌شود، و دوباره پراکندگی فقط اثر کوچکی روی محاسبات جذب کلی دارد. برای این دلایل، این عمل معمولی تقریباً در بیشترین کارهای جاری برای استفاده‌ی $K_a \approx K_0$ به عنوان یک تقریب است، و اصطلاحات ضریب جذب جفت و ضریب تضعیف جفت اغلب به طور قابل تعویض استفاده می‌شوند.

۱-۱۱-۶ تولید زوج در میدان الکترون

به علاوه تمام ملاحظات کمی فقط به تولید زوج در میدان الکترواستاتیکی هسته اشاره می‌کنند. Perrin ابتدا در ۱۹۳۳ تشخیص داد که تولید زوج همچنین باید در میدان یک الکترون اتمی رخ دهد و از بقاء اندازه حرکت نشان داد که حداقل انرژی فوتون باید $4m_0c^2 = 2.02 \text{ MeV}$ باشد. صراحتاً سطح مقطع‌های تئوری از مرتبه‌ی $\frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_0c^2}\right)^2$ هر الکترون هستند، یا به طور خنثی به همان یکسانی برای پروتون.

در یک اتم با هر Z ، نسبت سطح مقطع کلی برای تمام Z الکترون‌ها، $K_{\text{electrons}}$ ، سطح مقطع برای تولید زوج هسته‌ای $aK = K_{\text{nucleus}}$ می‌تواند نوشته شود

$$\frac{K_{\text{electron}}}{K_{\text{nucleus}}} = \frac{1}{CZ} \quad (100-1)$$

که C بستگی به $h\nu$ دارد، اما نه به Z . انتظار می‌رود که C حدود $2/6$ در 0.5 MeV ، حدود $1/2$ در 1 MeV و نزدیک واحد باشد چنانچه $h\nu \rightarrow \infty$.

تولید زوج در میدان الکترون‌های اتمی، یک تضعیف کوچک اضافی را سبب خواهد شد، مقدار بستگی به هر دو Z و $h\nu$ دارد. ممکن است اثرات الکترونیکی را توسط جایگزینی Z^2 با $Z^2(1 + \frac{1}{CZ})$ در معادله (۱-۷۸) محاسبه کنیم. بنابراین

$$\kappa_{\text{total}} = \kappa(1 + \frac{1}{CZ}) \quad (1-101)$$

که κ ضریب تولید زوج هسته‌ای معمولی است و κ_{total} شامل اثرات الکترون‌های اتمی. جمله‌ی اصلاحی $\frac{1}{CZ}$ برای $h\nu < 2.4 \text{ MeV}$ صفر است.

۱۲-۱ تضعیف و جذب تابش الکترومغناطیس

حالا می‌توانیم تعدادی از تمامی اثرات این فرآیندها را روی یک بیم فوتونی امتحان کنیم چنانچه از میان یک جاذب عبور می‌کند.

احتمال عبور فوتون در مقدار داده شده جاذب بدون هیچ نوع برهم‌کنشی حتماً حاصل احتمالات بقاء برای هر نوع خاصی از برهم‌کنش است.

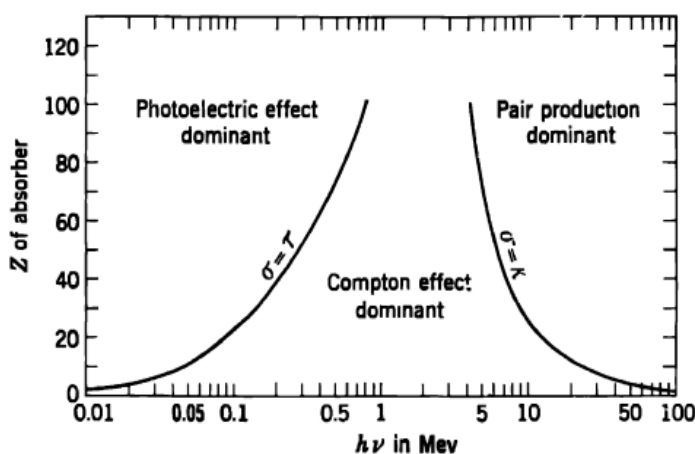
احتمال عبور از یک ضخامت X جاذب بدون برخورد کامپتون $e^{-\sigma X}$ است، که $\sigma = \sigma_a + \sigma_s$ هست ضریب تضعیف خطی کل برای فرآیند کامپتون. به طور مشابه، احتمال عدم برهم‌کنش فوتوالکتریک $e^{-\tau X}$ ، و احتمال عدم برخورد تولید زوج e^{-kX} است، بنابراین شدت اولیه بیم موازی شده اشعه γ ، I_0 بعد از عبور ضخامت X از جاذب یک شدت باقیمانده I از فوتون‌های اولیه تأثیر نگرفته، خواهد داشت که مساوی است با:

$$I = I_0 e^{-\sigma x} e^{-\tau x} e^{-\kappa x} = I_0 e^{-(\sigma+\tau+\kappa)x} = I_0 e^{-\mu_0 x} \quad (1-102)$$

که کمیت

$$\mu_0 = \sigma_a + \sigma_s + \tau + \kappa \quad (1-103)$$

ضریب تضعیف خطی کل هست که یک اندازه‌گیری از تعداد فوتون‌های اولیه که برهم‌کنش داشتند می‌باشد. از ضریب جذب به طور تیزی تشخیص داده شده است، که همیشه یک کمیت کوچک‌تر است، و انرژی جذب شده توسط واسطه را اندازه‌گیری می‌کند.



شکل ۱-۱۳ اهمیت نسبی سه برهم‌کنش پرتو گاما با ماده [۸]

برخوردهای فوتوالکتریک فقط برای $h\nu$ کوچک و Z بزرگ مهم هستند و برای کاربردی که می‌گوید "سرب برای فوتون‌های زیر 0.3MeV غیرقابل نفوذ است" پاسخگو هستند. تولید زوج فقط برای $h\nu$ بزرگ و Z بزرگ اهمیت زیادی دارد. برخوردهای کامپتون در تمام حوزه متوسط $h\nu$ ، برای تمام Z ها بیشتر است.

برای هر نوع برهم‌کنش، ضریب تضعیف جرمی هست ضریب خطی که بر چگالی، ρ ($\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) تقسیم می‌شود. این ضریب تضعیف جرمی ارزش بنیادی بیشتری از ضریب خطی دارد، به دلیل این که تمام ضرایب

تضعیف جرمی مستقل از چگالی واقعی و حالت فیزیکی (گاز، مایع یا جامد) جاذب است. این به این دلیل است که برهم‌کنش‌های بنیادی به عنوان سطح مقطع هر اتم، τ_a ، K_a ، $\sigma_a = e\sigma Z$ قابل بیان هستند، و وقتی این‌ها در تعداد اتم‌ها در هر گرم ضرب می‌شوند، ضریب جذب جرمی مستقیماً به دست می‌آید.

بیان ریاضی‌وار آن را، برای مثال، به این صورت داریم:

$$\kappa(\text{cm}^{-1}) = \kappa_a \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{atoms}} \right) N \left(\frac{\text{atoms}}{\text{cm}^3} \right) \quad (104-1)$$

$$N \left(\frac{\text{atoms}}{\text{cm}^3} \right) = N \left(\frac{\text{atoms}}{\text{mole}} \right) \frac{\rho \left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right)}{A \left(\frac{\text{g}}{\text{mole}} \right)} \quad (105-1)$$

از اینرو

$$\frac{\kappa \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right)}{\rho} = \kappa_a \frac{N}{A} \quad (106-1)$$

با روابط مشابه برای $\frac{\tau}{\rho}$ ، $\frac{\sigma}{\rho}$ ، $\frac{\sigma_s}{\rho}$ ، $\frac{\sigma_a}{\rho}$ و $\frac{\mu_0}{\rho}$. به ضرایب جرمی برای برهم‌کنش‌های کامپتون تسهیلات خاصی نسبت داده شده است چون سطح مقطع‌های اتمی به طور ساده Z برابر سطح مقطع‌های الکترونیکی هستند. بنابراین، برای مثال:

$$\frac{\sigma \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right)}{\rho} = \sigma_a \frac{N}{A} = e\sigma \frac{Z}{A} N \quad (107-1)$$

و $\frac{\sigma}{\rho}$ تقریباً مستقل از Z است چونکه $\frac{Z}{A} \approx 0.45 \pm 0.05$ برای تمام عناصر به جز هیدروژن که برایش $\frac{Z}{A} \approx 1$ است.

۱-۱۲-۱ ترکیب مواد

تضعیف اولیه اشعه‌ی γ در ترکیبات شیمیایی با دیگر ترکیبات عناصر فرض می‌شود که فقط بستگی به جمع سطح مقطع‌ها ارائه شده توسط تمام اتم‌ها در مخلوط دارد. به دلیل این که پیوندهای شیمیایی فقط

از مرتبه‌ی چند الکترون‌ولت هستند، اثر قابل توجهی روی کامپتون، فوتو الکترونیک، یا تولید زوج ندارند. سپس با کمک معادله (۱-۹۳) و قیاس‌اش، می‌توان نشان داد که یک جاذب که اندازه حجم آن ρ است. و از ترکیب عناصری ساخته شده که ضریب تضعیف جرمی‌اش برابر $\dots, \left(\frac{\mu_2}{\rho_2}\right), \left(\frac{\mu_1}{\rho_1}\right)$ هستند، یک ضریب تضعیف جرمی کل خواهد داشت که داده می‌شود با:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_1}{\rho_1} w_1 + \frac{\mu_2}{\rho_2} w_2 + \dots \quad (1-108)$$

که w_1 و w_2 ... کسر وزنی عناصری هستند که جاذب را می‌سازند. معادله‌ی (۱-۱۰۸) معتبر است وقتی تمام $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$ ها ضریب تضعیف کل را (کامپتون+فوتوالکترونیک+زوج) نشان دهند و همچنین وقتی تمام $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$ ها هر انتخابی یا اثرات جزئی بیشتر را نشان می‌دهند.

۱-۱۲-۲ مسیر آزاد میانگین

هنگامی یک فوتون از یک ماده که ضریب تضعیف خطی کل‌اش μ_0 است عبور می‌کند، احتمال یک برخورد در هر فاصله کوتاهی Δx برابر است با $\mu_0 \Delta x$ ، و مقرر می‌دارد که $\mu_0 \Delta x < 1$. سپس احتمال که یک فوتون بتواند یک فاصله x را بدون تجربه یک برخورد طی کند برابر است با $e^{-\mu_0 x}$ ، از نظر ریاضی، این کاملاً قابل مقایسه با قانون احتمال واپاشی رادیواکتیوی است، جایی که $e^{-\lambda t}$ احتمال باقیمانده بعد از زمان t را نشان می‌دهد، وقتی $\lambda \Delta t$ فرصت واپاشی در Δt است. هر دو توصیف نمایش توزیع پواسون هستند و با احتمال هیچ رخدادی رابطه دارند وقتی، در متوسط، رخدادهای $\mu_0 x$ یا λt باید رخ دهند.

اگر تعداد زیاد n از فوتون‌های یکسان داخل یک جاذب نامتناهی شوند، تعدادی که فاصله‌ی x را بدون داشتن یک برخورد طی می‌کنند برابر است با $n x^{-\mu_0 x}$ و تعدادی که یک برخورد خواهند داشت بین x و $x+dx$ برابر با $n \mu_0 x^{-\mu_0 x} dx$ است.

وقتی سرتاسر تمام طول مسیرهای ممکن از $x=0$ تا $x=\infty$ جمع زده می‌شود، این متوسط طول مسیر $\frac{1}{\mu_0}$ قبل از اولین برخورد را می‌دهد.

فاصله $(\text{cm}) \mu_0^{-1}$ به طور مختلف "متوسط طول مسیر"، "متوسط مسیر آزاد"، یا "طول برگشت (Relaxation)" نامیده می‌شود. کاملاً مشابه متوسط عمر $\frac{1}{\lambda}$ در واپاشی رادیواکتیو است. در آزمایشات تضعیف، معمولاً ضخامت جذب را در واحدهای متوسط مسیر آزاد μ_0^{-1} توضیح می‌دهند، سپس یک ضخامت x (cm) باید به عنوان کمیت بدون بعد $X\mu_0 = \frac{x}{\mu_0^{-1}}$ توضیح داده شود.

۱-۱۳ روش‌های تولید نوترون

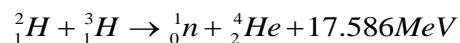
چشمه‌های نوترون عبارتند از:

- رآکتورها
- شتابدهنده‌ها
- چشمه‌های ایزوتوپی
- برهم‌کنش‌های هسته‌ای

رآکتورهای هسته‌ای بیشترین کاربرد را از نظر پرتودهی دارند، و شارهای بالایی (حداکثر $10^{18} \text{neutron}/\text{m}^2.\text{s}$) از نوترون‌هایی که اغلب نوترون‌های گرمایی‌اند ($E < 1 \text{ eV}$) ایجاد می‌کنند. نوترون‌های سریع در گستره‌ی KeV هم، هر چند در شارهای کمتر، قابل حصول‌اند.

وقتی ایزوتوپ‌های با عمر کوتاه مورد نظر هستند، اگر نمونه را با یک رآکتور تپنده پرتو بدهیم، فعالیت بالاتری تولید می‌شود.

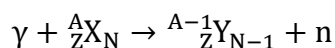
شتابدهنده‌ها از طریق واکنش‌های ذرات باردار، نوترون سریع تولید می‌کنند. متداول‌ترین وسیله از این نوع "مولد نوترون" نام دارد که بر پایه‌ی واکنش



کار می‌کند. سطح مقطع این واکنش گرمازا در انرژی جنبشی دوترون 120KeV دارای یک قله‌ی تقریباً b است. نوترون‌های تولیدشده انرژی‌شان حدود 14MeV است (انرژی جنبشی نوترون کمی با راستای گسیل آن تغییر می‌کند). بیشینه‌ی شار-نوترون حاصل از مولد نوترون حدود $10^{12}\text{neutron}/m^2.s$ است. چشمه‌های ایزوتوپی نوترون از واکنش‌های (α, n) و (γ, n) و شکافت خودبخودی (${}^{252}Cf$) شکل می‌گیرند. همه‌ی آن‌ها نوترون سریع تولید می‌کنند.

۱-۱۴ انرژی واکنش‌های هسته‌ای

بر طبق قانون پایستگی انرژی نسبیتی کل، در واکنش $X(\gamma, n)Y$ خواهیم داشت:



$$m_x c^2 + T_x + m_\gamma c^2 + T_\gamma = m_y c^2 + T_y + m_n c^2 + T_n \quad (109-1)$$

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

$$\begin{aligned} Q &= (m_i - m_f)c^2 \\ &= (m_x + m_\gamma - m_y - m_n)c^2 \end{aligned} \quad (110-1)$$

که درست مساوی انرژی جنبشی اضافی محصولات نهایی است:

$$Q = T_f - T_i = T_y + T_n - T_x - T_\gamma \quad (111-1)$$

مقدار Q ممکن است مثبت، منفی، یا صفر باشد. اگر $Q > 0$ (یعنی $m_i > m_f$ یا $T_f > T_i$) باشد، واکنش را گرمازا یا انرژی‌زا می‌نامند. در این حالت، جرم هسته‌ای یا انرژی بستگی به صورت انرژی جنبشی محصولات نهایی آزاد می‌شود. وقتی $Q < 0$ (یعنی $m_i < m_f$ یا $T_f < T_i$)، واکنش گرماگیر یا انرژی‌گیر است و انرژی جنبشی اولیه در شکل جرم هسته‌ای یا انرژی بستگی ظاهر می‌شود. البته تغییر جرم و انرژی باید طبق رابطه‌ی معروف نسبیت خاص $\Delta E = \Delta mc^2$ با یکدیگر مرتبط باشند، یعنی هر تغییر انرژی جنبشی ذرات برهم‌کنشی با تغییر مساوی در انرژی سکون آن در توازن قرار می‌گیرد [۱۱].

معادلات نوشته شده در بالا در هر چارچوب مرجعی معتبرند. آن‌ها را در چارچوب مرجع آزمایشگاه، یعنی وقتی که هسته‌های هدف را در حال سکون در نظر می‌گیریم، به کار می‌بریم. اگر صفحه‌ی واکنش را به کمک راستای باریکه‌ی فرودی و راستای یکی از ذرات خروجی تعریف کنیم، در این صورت پایستگی مؤلفه‌ی تکانه‌ی عمود بر این صفحه فوراً نشان می‌دهد که حرکت دومین ذره‌ی خروجی نیز باید در همین صفحه قرار گیرد. پایستگی تکانه‌ی خطی در راستای باریکه و عمود بر آن روابط زیر را به دست می‌دهد:

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}_y + \vec{P}_n \Rightarrow \begin{cases} P_\gamma = P_n \cos \theta + P_y \cos \xi \\ 0 = P_n \sin \theta - P_y \sin \xi \end{cases} \quad (112-1)$$

با توجه به این که Q کمیتی معلوم است و T_γ (با توجه به رابطه‌ی نسبیتی $T = \frac{p^2}{2m}$ ، لذا P) پارامتری قابل کنترل، معادلات بالا، یک دستگاه متشکل از سه معادله و ۴ مجهول (θ ، ξ ، T_n ، T_γ) است که جواب یگانه‌ای ندارد.

$$P_\gamma = P_y + P_n \quad \Leftrightarrow \quad \xi \text{ و } \theta = 0$$

$$\frac{E_\gamma}{c} = \sqrt{2m_y T_\gamma} + \sqrt{2m_n T_n} \Rightarrow E_\gamma = \sqrt{2m_y c^2 T_\gamma} + \sqrt{2m_n c^2 T_n} \quad (113-1)$$

هرگاه به طور معمول، ذره‌ی y قابل مشاهده نباشد، از حذف ξ و T_y در معادلات می‌توانیم رابطه‌ی بین T_n و θ را به دست آوریم:

$$T_n^{\frac{1}{2}} = \frac{(m_\gamma m_n T_\gamma)^{\frac{1}{2}} \cos \theta \pm \{m_\gamma m_n T_\gamma \cos^2 \theta + (m_y + m_n)[m_y Q + (m_y - m_\gamma) T_\gamma]\}}{m_y + m_n} \quad (114-1)$$

فصل دوم

مروری بر کد MCNP

مقدمه

MCNP کد مونت کارلوی N ذره‌ای چند منظوره بوده که می‌تواند برای محاسبات ترابرد نوترون، فوتون، الکترون؛ ترابرد حالات جفت شده‌ی نوترون/فوتون/الکترون مورد استفاده قرار گیرد.

MCNP توانایی پیکربندی و شبیه‌سازی سه بعدی مواد درون سلول‌هایی که با سطوح درجه‌ی یک و دو و در بعضی حالات (مانند چنبره و بیضوی) درجه‌ی چهار مرز بندی شده‌اند را دارد. توانایی محاسبه‌ی ویژه مقادیر سیستم‌های حاوی مواد شکافت‌پذیر (k_{eff}) نیز یکی از خصوصیات ارزشمند کد است. یکی دیگر از نقاط قوت MCNP داشتن اطلاعات مربوط به انرژی‌های پیوسته است [۱۲].

تمام انواع واکنش‌هایی که نوترون‌ها در برخورد با هسته دارند (شکافت، پراکندگی الاستیک، پراکندگی غیرالاستیک و ...) در کد MCNP در نظر گرفته شده و کتابخانه‌های سطح مقطع این برهم‌کنش‌ها موجود است.

در کد، برای اندرکنش فوتون‌ها، پراکندگی‌های همدوس و ناهمدوس، امکان گسیل فلونورسانس پس از جذب فوتوالکتریک، تولید زوج (الکترون پوزیترون)، گسیل در محل نابودی زوج و تابش ترمزی در نظر گرفته شده و کتابخانه‌های آن‌ها وجود دارد.

خصوصیات ارزشمند و مهمی که کد MCNP را بسیار فراگیر کرده و استفاده از آن را آسان کرده است، توانایی کد در تولید چشمه‌های عمومی، سطحی، حجمی و چشمه‌های بحرانی، رسم هندسه‌ی ورودی و

رسم خروجی برنامه، توانایی به کارگیری روش‌های کاهش واریانس، انعطاف‌پذیر بودن ساختار محاسبات خروجی و یک مجموعه‌ی وسیع از داده‌های سطح مقطع است.

برنامه ورودی که توسط کار بر تولید و تعریف می‌شود، متعاقباً توسط کد MCNP خوانده می‌شود. فایل ورودی شامل اطلاعاتی درباره‌ی فضای مسأله از قبیل خصوصیات هندسه، توصیف مواد و انتخاب سطح - مقطع‌ها، مکان و مشخصات چشمه‌ی نوترون، فوتون یا الکترون، نوع جواب خواسته شده یا توصیف تالی Tally و تکنیک‌های کاهش واریانس استفاده شده برای بهبود بازدهی محاسبات است.

کد MCNP اصالتاً توسط گروه مونت کارلو، متداولاً گروه تشخیص کاربردها، (گروه X-5) در بخش فیزیک کاربردی (بخش X) در آزمایشگاه ملی لوس‌آلاموس توسعه داده شده است و هر دو تا سه سال یک نسخه جدید از آن منتشر می‌شود.

کد MCNP تقریباً از ۴۸۰۰۰ خط فورترن و ۱۰۰۰ خط C تشکیل شده است، که شامل توضیحات هم می‌باشد، و با بلوک‌های COMMON تنها یک بار لیست شده و در هر سابروتین (زیر روال) تکرار نشده است. حدود ۳۸۵ سابروتین وجود دارد و تنها یک برنامه اصلی دارد؛ که برای تمام سیستم‌ها استفاده می‌شود و آن‌ها را فراخوانی می‌کند.

در این کد از معماری موازی کامپیوتر سود برده شده است. در حالت‌های چند منظوره روی بعضی پردازنده‌های مرکزی و در حالت چند فرآیندی روی یک دسته از مراحل کاری پشتیبانی شده است که پردازش تعمیم داده شده از نرم افزار ماشین مجازی موازی (PVM) در Oak Ridge استفاده می‌کند.

این کد طوری ساخته شده است که در حد امکان سیستم مستقلی باشد.

۱-۲ تاریخچه MCNP

روش مونت کارلو عموماً به دانشمندانی نسبت داده شده است که روی توسعه‌ی سلاح‌های هسته‌ای در لوس آلاموس در طی دهه‌ی ۱۹۴۰ کار می‌کردند. به هر حال ریشه‌هایش به خیلی دورتر بر می‌گردد.

شاید اولین استفاده‌ی سند شده از نمونه‌گیری رندومی برای حل یک مسئله ریاضی Comptede Buffon در ۱۷۷۲ بوده است. یک قرن قبل‌تر مردم آزمایشاتی انجام می‌دادند به این صورت که یک سوزن را در یک حالت تصادفی به یک تخته که با خطوط صاف موازی تقسیم‌بندی شده پرتاب می‌کردند و مقدار π را از مشاهدات تعداد برخوردهای بین سوزن و خطوط نتیجه می‌گرفتند. ۱۷۸۶ لاپلاس پیشنهاد داد که π می‌تواند توسط نمونه‌گیری تصادفی ارزیابی شود. Lord Kelvin خواست که نمونه‌گیری رندومی را برای هدف ارزیابی انتگرال‌های انرژی جنبشی که در انرژی جنبشی گازها ظاهر می‌شود استفاده کند و از منشی‌اش برای انجام دادن محاسبات بیش از ۵۰۰ برخورد قدردانی کرد.

بنابر Emilio Segrè، همکار و دانشجوی انریکو فرمی، فرمی زمانی که تعدیل نوترون‌ها را در روم مطالعه می‌کرد یک شکل از روش مونت کارلو را ابداع کرد. در این میان فرمی چیزی منتشر نکرد؛ او همکارانش را با پیش‌گویی‌هایش از نتایج تجربی متحیر می‌ساخت. بعد از این که خودش را تأیید کرد، فاش کرد که "پیش‌گویی‌هایش" واقعاً از تکنیک‌های نمونه برداری آماری ناشی می‌شدند که وقتی نمی‌توانست بخوابد در سرش انجام داده بود.

در طی جنگ جهانی دوم در لوس‌آلاموس، فرمی به دانشمندان والا مقام زیادی پیوست تا اولین بمب اتمی را توسعه دهد. این جا بود که Stan Ulam با کامپیوترهای الکترومکانیکی که برای مطالعات انفجار از داخل استفاده می‌شدند تحت تأثیر قرار گرفت. Ulam دریافت که تکنیک‌های نمونه‌برداری آماری غیر عملی به نظر می‌رسند چون که طولانی و خسته کننده هستند، اما با توسعه‌ی کامپیوترها توانستند عملی

شوند. Ulam ایده‌هایش را با دیگران مانند John von Neumann و Nicholas metropolis به بحث گذاشت.

روش‌های نمونه‌برداری آماری بازی‌های بخت‌آزمایی را یادآوری می‌کند، که غیر مترقبه بودن در احتمال-های قابل پیش‌بینی به طور آماری رفع می‌شوند. روش ریاضی‌وار را "مونت کارلو" نامیدند.

در ضمن، یک تیم از دانشمندان زمان جنگ جهانی دوم که توسط John Mauchly رهبری می‌شدند، سعی می‌کردند که اولین کامپیوتر الکترونیکی در دانشگاه پنسیلوانیا در فیلادلفیا را توسعه دهند. Mauchly فهمید که اگر شمارشگر گایگر در آزمایشگاه‌های فیزیک می‌تواند بشمارد، پس آن‌ها می‌توانند حساب را هم انجام دهند و مسائل ریاضی را حل کنند. وقتی او یک صف به طور نمایان بی‌انتهای از زنانی که تعداد زیادی لیست‌های تیرها را با ماشین حسابگر در آزمایشگاه پژوهشی بالستیک در Aberdeen تولید می‌کردند دید، پیشنهاد کرد که یک کامپیوتر الکترونیکی که با این محاسبات سر و کار داشته باشد ساخته شود. نتیجه ENIAC (کامپیوتر و ایجاد کننده جمع عددی الکترونیکی) بود، اولین کامپیوتر جهان، برای Aberdeen در دانشگاه پنسیلوانیا ساخته شد. ۱۸۰۰۰ تیوپ جفت لامپ سه قطبی خلاء در سیستم با ۵۰۰۰۰۰ اتصالات لحیم داشت.

John van Neumann برای هر دو Aberdeen و لوس‌آلاموس مشاور بود. وقتی درباره‌ی ENIAC شنید، مؤلفین را در Aberdeen متقاعد کرد که می‌تواند یک آزمایش کامل‌تر از کامپیوتر محاسبات لیست‌های تیر، فراهم کند. در ۱۹۴۵ John van Neumann، Stan Frankel، و Nicholas Metropolis از مدرسه‌ی مهندسی الکترونیک Moore در دانشگاه پنسیلوانیا بازدید کردند تا کاوش کنند که می‌شود از ENIAC برای محاسبات سلاح حرارتی هسته‌ای Edward Teller در لوس‌آلاموس استفاده کرد. بعد از آزمایش موفقیت‌آمیز و رها کردن اولین بمب اتمی چند ماه بعد، کار با اشتیاق برای محاسبه کردن سلاح حرارتی

هسته اتمی شروع شد. در ۱۱ مارس، ۱۹۴۷، John van Neumann یک نامه به Robert Richtmyer، سرپرست بخش تئوری در لوس‌آلاموس فرستاد، که استفاده از روش آماری را برای حل مسائل پخش و تکثیر نوترون در دستگاه‌های شکافت پیشنهاد کرد. نامه‌اش اولین فرمول‌بندی محاسبه‌ی مونت کارلو برای یک ماشین محاسبه‌گر الکتریکی بود. در ۱۹۴۷، در لوس‌آلاموس، فرمی یک وسیله مکانیکی اختراع کرد که فرمی‌اک^۴ نامیده می‌شد و حرکت‌های نوترون در میان مواد شکافت‌پذیر توسط روش مونت کارلو را ترسیم می‌کرد.

در ۱۹۴۸ Stan Ulam توانست که به کمیسیون انرژی اتمی گزارش دهد که روش مونت کارلو نه تنها در استفاده برای مسائل وابسته به حرارت هسته اتمی به علاوه دستگاه‌های شکافت موفق بوده، بلکه برای بارش‌های اشعه کیهانی و مطالعه‌ی معادلات دیفرانسیلی جزئی هم کاربرد داشته است. در اواخر دهه‌ی ۱۹۴۰ و اوایل دهه‌ی ۱۹۵۰، موجی از مقالات وجود داشت که روش مونت کارلو و این که چگونه می‌تواند مسائل را در تابش و ترابرد ذرات و حوزه‌های دیگر حل کند، توضیح می‌دادند. خیلی از روش‌های توصیف شده در این مقالات هنوز در مونت کارلوی امروزه استفاده می‌شود، که شامل روش تولید اعداد رندوم استفاده شده در MCNP است. بیشتر علاقه مندی بر توسعه ادامه‌دار کامپیوترها مانند MANIAC لوس-آلاموس (تحلیل‌گر ماشینی، ایجاد کننده جمع عددی، و کامپیوتر) در مارس، ۱۹۵۲ متکی بود.

تصویب نامه انرژی اتمی ۱۹۴۶ باعث شد که کمیسیون انرژی اتمی در پروژه‌ی منهن موفق شود. در ۱۹۵۳ ایالات متحده برنامه‌ی "اتم برای صلح" با نیت توسعه‌ی انرژی هسته‌ای برای کاربردهای صلح آمیز مانند تولید نیروی هسته‌ای را شروع کردند. در ضمن، کامپیوترها به سرعت پیشرفت می‌کردند. این عوامل سبب علاقه‌ی بیشتر در روش مونت کارلو شد. در ۱۹۵۴ اولین نشریه‌ی جامع روش مونت کارلو توسط Heman Kahn چاپ شد و اولین کتاب توسط Cashwell و Everett در ۱۹۵۹ منتشر شد.

⁴ FERMIAC

در لوس آلاموس، کدهای کامپیوتری مونت کارلو در راستای کامپیوترها توسعه پیدا کرد. اولین کد مونت-کارلو صفحه محاسبه‌ی ۱۹-مرحله‌ای ساده در نامه‌ی John van Neumann به Richtmyer بود. چنانچه کامپیوترها پیشرفته‌تر می‌شدند، به همان اندازه کدهای بیشتری قابل اجرا می‌شدند. در ابتدا کدها به زبان ماشین نوشته می‌شدند و هر کد یک مسئله‌ی خاص را حل می‌کرد. در اوایل دهه‌ی ۱۹۶۰، کامپیوترهای بهتر و زبان‌های برنامه‌نویسی استاندارد مانند فورترن، کدهای عمومی بیشتری را ممکن کردند. اولین کد مونت کارلوی ترابرد ذرات چند منظوره‌ی لوس آلاموس MCS بود، که در سال ۱۹۶۳ نوشته شد. دیگر لازم نبود دانشمندان در کامپیوتر و روش‌های ریاضی مونت کارلو حرفه‌ای باشند حال می‌توانستند از روش مونت کارلو برای ترابرد تابش سود ببرند. آن‌ها می‌توانستند کد MCS را برای حل مسائل ساده اجرا کنند بدون این که مجبور باشند برنامه‌نویسی یا تحلیل ریاضی‌وار را خودشان انجام دهند. MCS با MCN در ۱۹۶۵ تعقیب شد. MCN توانست مسئله‌ی برخورد‌های نوترون با ماده در یک هندسه‌ی سه بعدی را حل کند و از داده‌های فیزیکی ذخیره شده در کتابخانه‌های خیلی توسعه یافته، جداگانه استفاده کند.

در ۱۹۷۳ MCN با MCG ترکیب شد، یک کد مونت کارلوی گاما که مربوط به فوتون‌های انرژی بالاتر بود، تا MCNG شکل گرفت، کد جفت شده‌ی گاما-نوترون. در ۱۹۷۷ MCNG با MCP یکی شد، کد مونت-کارلوی فوتون با رفتار فیزیکی جزئی تا 1KeV، تا عیناً برهم‌کنش‌های نوترون-فوتون را طراحی کند. پس-از این همیشه کد به عنوان MCNP شناخته شد. در ابتدا MCNP خلاصه‌ی Monte Carlo Neutron Photon بود، اکنون اختصار Monte Carlo N-Particle است. پیشرفت‌های بزرگ دیگر در دهه‌ی ۷۰ شامل ساختار تالی، محاسبه‌ی حجم‌ها به طور اتوماتیک، و یک الگوریتم ویژه مقدار مونت کارلو برای تعیین کردن k_{eff} برای بحرانیت هسته‌ای (KCODE) عمومیت یافت.

در ۱۹۸۳ MCNP3، کلاً با بازنویسی در استاندارد ANSI FORTRAN 77 منتشر شد. MCNP3 اولین نسخه‌ی MCNP بود که در میان حفاظت تابش و مرکز اطلاعات در Tennessee, Oak Ridge پخش شد.

نسخه‌های دیگر دهه‌ی ۱۹۸۰، MCNP3A (۱۹۸۶) و MCNP3B (۱۹۸۸) بودند، که شامل رسم گرافیکی خروجی (MCXPLOT)، حضور چشمه عمومی، چشمه‌های سطحی، هندسه‌های ساختار تکرارشونده، و ترابرد هم زمان بود.

MCNP4، در ۱۹۹۰ منتشر شد و اولین نسخه‌ی UNIX کد بود. برای ترابرد N ذره و چند منظوره کردن معماری‌های موازی کامپیوتر آماده شده بود. MCNP4 ترابرد الکترون را هم اضافه کرد (الگو گرفته شده بعد از سری‌های TIGER انتگرال گیری شده (ITS) فیزیک تقریب پیوسته پایین)، تالی ارتفاع پالس (F8)، تقریب تابش ترمزی هدف-ضخیم برای ترابرد فوتون، توانا ساختن آشکارسازها و DXTRAN با $S(\alpha, \beta)$ عملکرد حرارتی، کنترل عدد رندومی بزرگتر را فراهم می‌کند، و رسم نتایج خروجی را زمانی که در حال اجرا است اجازه می‌دهد.

MCNP4A، در ۱۹۹۳ منتشر شد، خصوصیاتش افزودن تحلیل آماری، توزیع پردازنده چند منظوره برای اجرا به طور موازی روی یک دسته از مراحل کار علمی، کتابخانه‌های جدید فوتون، قابلیت‌های ENDF/B-VI، گرافیک رنگی ویندوز-X، تخصیص حافظه‌ی دینامیک، خروجی بحرانی بسط داده شده، مرزهای متناوب، رسم ردپای ذره از طریق SABRINA، تالی‌های بهبود یافته در ساختارهای تکرار شونده، و بسیاری بهبودهای کوچکتر.

MCNP4B، در ۱۹۹۷ منتشر شده، خصوصیاتش اپراتور دیفرانسیلی اختلال‌ها، افزودن فیزیک نوترون معادل ITS3.0، تعادل عملکرد دستگاه PVM و تحمل خطا، رسم سطح مقطع، رسم فایل ضمیمه، ترفیع محیط کار 64-bit، ویندوز-X کامپیوتر شخصی، دربرگرفتن LAHET HMCNP، نقشه برداری دنیای شبکه‌ای، افزودن طول عمرهای نوترون، قابلیت همزمانی- شبکه سطح، و خیلی خصوصیات و بهبودهای کوچکتر.

MCNP4، منتشر شده در ۲۰۰۰ خصوصیات یک عمل رزونانس رفع نشده، ماکرو شکل‌ها، اضافه شدن اهمیت شبکه سازی، افزایش‌های اختلالی، افزایش‌های فیزیک الکترون، یک جستجوی ویژه مقدار آلفا، ارتقاع رسم‌کننده، خروجی‌های انباشته، افزایش‌های موازی و دیگر خصوصیات و بهبودهای کوچک.

تولید زیاد کدهایی مانند MCNP علم را تغییرات اساسی داد؛ نه فقط در راهی که انجام می‌شود، اما هم چنین مخزنی شد برای اطلاعات فیزیکی. MCNP نتیجه‌ی تلاش‌های حدود ۵۰۰ نفر-سال را نمایش می‌دهد. دانش و نظریه‌ی فنی دربرداشته شده در MCNP دشوار است.

توسعه‌ی MCNP جاری با تأکید قوی بر کنترل کیفیت، مستندات، و تحقیقات توصیف شده است. خصوصیات جدید به اضافه شدن به کد برای منعکس کردن پیشرفت‌های جدید در معماری کامپیوتر، بهبودهایی در علم اصول مونت‌کارلو، و مدل‌های فیزیکی بهتر ادامه می‌دهند. MCNP تاریخ عظیم و آینده‌ی امید بخش دارد.

۲-۲ ساختار MCNP

MCNP به سبک دکتر Thomas N. K. Godfrey، برنامه نویس اصلی MCNP از ۱۹۸۹-۱۹۷۵ نوشته می‌شود. ابعاد متغیرها برای آرایه‌ها، توسط استفاده‌ی فراوان از توضیحات هم ارزی و شاخص افت، به دست آمده‌اند. تمام متغیرهای مکانی برای یک جریان عادی بیشتر از دو کاراکتر در طول نیست، و تمام متغیرهای معمول بین سه تا شش کاراکتر در طول هستند. کد اکیداً در توافق با استاندارد ANSI FORTRAN 77 است. خصوصیت اساسی سبک Tom Godfrey مختصر بودنش است. هر چیزی در کمترین خط ممکن از کد انجام می‌شود. بنابراین MCNP بیشتر از سایر کدها انجام می‌شود که بیشتر از ۱۰ برابر بزرگتر هستند. فلسفه‌ی Godfrey این بود که هرکسی در بالاترین سطح با ساختن یک فلوچارت و هرکسی با پایین‌ترین سطح (یک خط فورترن) بتواند کد را بفهمد؛ این سطح میانی است که

سخت‌ترین است. نتیجتاً، با استفاده از روش برنامه نویسی مختصر، سابروتین‌ها می‌توانند داخل چند صفحه فیت شوند و به ساده‌ترین شکل فهمیده شوند. سبک Tom Godfrey در جهت مخالف فلسفه‌های برنامه نویسی مدرن کامپیوتری علمی است، به خوبی برای MCNP به کار می‌رود و نگاه داشته شده است تا به کلی ثبات فن نگارش را مجهز کند.

ساختار عمومی MCNP به صورت ذیل است:

▪ **نخستین قدم (IMCN):**

- خواندن فایل ورودی (INP) برای به دست آوردن ابعاد (PASSI)؛
- بر پایی ابعاد متغیر یا به طور پویا ضبط مکان یابی؛
- دوباره خوانی فایل ورودی برای بارگذاری ورودی؛
- پردازش چشمه؛
- پردازش خروجی‌ها؛
- پردازش مشخصات مواد شامل جرم‌ها بدون بارگذاری فایل‌های داده؛
- محاسبه‌ی حجم سلول و مساحت سطوح.

▪ ترسیم هندسه‌ی متقابل (PLOT).

▪ پردازش سطح مقطع (XACT):

- بارگذاری کتابخانه‌ها؛

- رفع کردن اطلاعات زیادی نوترون خارج بازه انرژی مسئله؛

- پهن‌شدگی دوپلر الاستیک و سطح مقطع‌های کل برای دمای مناسب اگر دمای مسئله بالاتر از دمای کتابخانه‌ای باشد؛

- فرآیند کتابخانه‌های چندگروهی

- فرآیند کتابخانه‌های الکترون شامل محاسبه‌ی لیست محدوده، لسیت تفرق، توزیع زاویه‌ی پراکندگی، و تابش ترمزی.

MCRUN چند منظوره و چند پردازشی بر پا می‌شود، تاریخ‌ها اجرا می‌شود (با فراخوانی TRNSPT، HISTORY را می‌خواند)، و برای چاپ به OUTPUT برمی‌گردد، فایل ذخیره‌ی RUNTPE را می‌نویسد، یا فرآیند چرخه‌ی بحرانی دیگری (KCODE).

▪ تحت MCRUN، MCNP تاریخ‌های نوترون، فوتون، یا الکترون (HISTORY) را اجرا می‌کند، برای مسیرهای الکترون ELECTR را می‌خواند:

- از یک ذره‌ی چشمه شروع می‌کند (STARTP)؛

- فاصله تا مرز بعدی را پیدا می‌کند (TRACK)، از سطح عبور می‌کند (SURFAC) و وارد سلول بعدی می‌شود (NEWCEL)؛

- سطح مقطع کل نوترون را پیدا می‌کند (ACETOT) و برخوردهای نوترون (COLIDN) که فوتون‌های مناسب تولید می‌کنند را پردازش می‌کند؛

- سطح مقطع کل فوتون را پیدا می‌کند (PHOTOT) و برخوردهای فوتون (COLIDP) که الکترون‌های مناسب تولید می‌کنند را پردازش می‌کند؛

- تقریب تابش ترمزی هدف-ضخیم انتخابی را اگر هیچ الکترونی عبور نکرد استفاده می‌کند (TTBR)؛
مسیر الکترون را دنبال می‌کند (ELECTR)؛

- برخوردهای چندگروهی اختیاری را پردازش می‌کند (MGCOLN, MGCOLP, MGACOL)؛

- خروجی‌های آشکارساز (TALLYD) یا DXTRAN را پردازش می‌کند؛
- خروجی‌های سطح، سلول، و ارتفاع پالس را پردازش می‌کند (TALLY).
- فایل خروجی را متناوباً می‌نویسد، روبرداری را دوباره شروع می‌کند، چرخه‌ی بحرانی بعدی را جدید می‌کند، دوباره برای چند منظوره کردن و جدید کردن آشکار ساز و ضوابط رولت روسی DXRTAN، غیره باز بینی می‌کند.

▪ (OUTPUT) خروجی:

- به چرخه بحرانی بعدی می‌رود (KCALC)؛
- جداول خلاصه‌ی فایل خروجی را چاپ می‌کند (SUMMARY, ACTION)؛
- خروجی‌ها را چاپ می‌کند (TALLYP)؛
- پنجره‌ی وزن را تولید می‌کند (OUTWWG).

▪ نتایج، سطح مقطع‌ها، و دیگر داده‌ها را رسم می‌کند (MC PLOT).

▪ GKS روتین‌های شبیه‌سازی را گرافیکی می‌کند.

▪ PVM پردازشگر روتین‌های چندپردازشی را توزیع می‌کند.

▪ مولد عدد را رندومی و کنترل می‌کند (RANDOM).

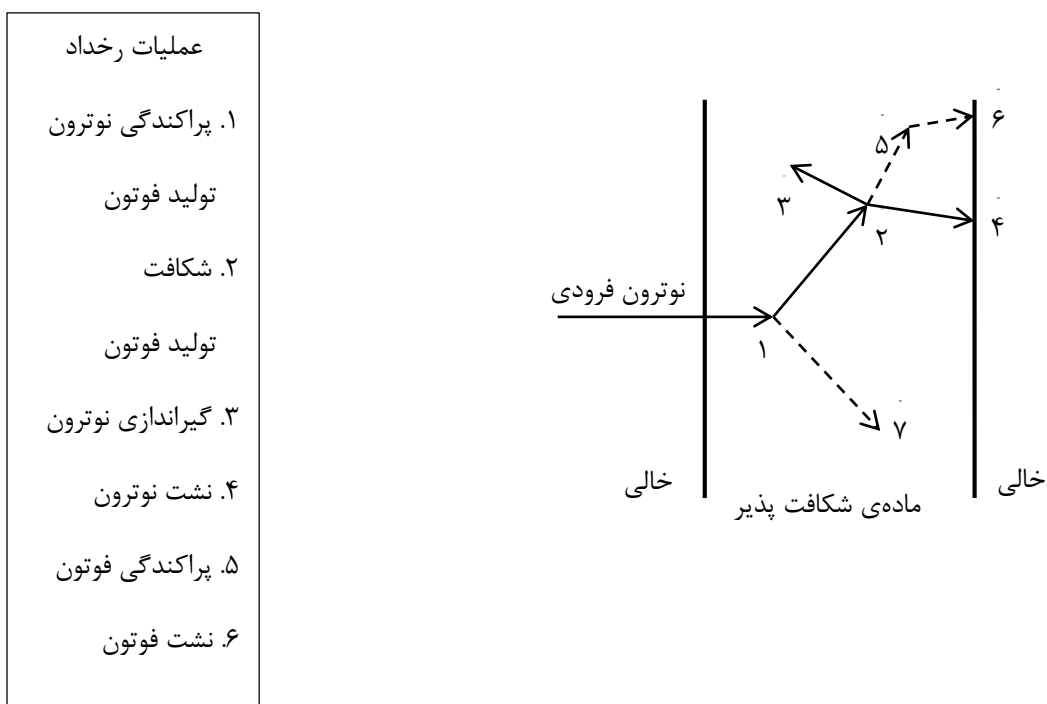
ریاضیات، دست‌کاری رقم، و دیگر روتین‌های اسیر را.

۲-۳ روش مونت کارلو در ترابرد ذرات

روش مونت کارلو می‌تواند به عنوان نظریه‌ی تکرار در یک فرآیند آماری (مانند واکنش ذرات هسته‌ای با مواد) مورد استفاده قرارگیرد و خصوصاً توسط کدهای کامپیوتری برای حل مسائل پیچیده‌ای که از روش-

های جبری استفاده کرده و قابل مدل شدن نیستند، مفید است. برای توصیف کلیه پدیده‌های طبیعی و درجایی که رخدادها از الگوهای آماری پیروی می‌کنند، قاعده‌ی توزیع احتمال حاکم است [۱۳].

فرآیند نمونه برداری آماری بر مبنای انتخاب اعداد تصادفی (بین صفر و یک) مانند انداختن تاس در بازی است که به همین دلیل نام مونت کارلو برای آن انتخاب شد. در ترابرد ذرات، تکنیک مونت کارلو یک روش کاملاً واقع‌گرایانه و به طور کلی یک تجربه نظری است. در ترابرد ذرات با استفاده از روش مونت کارلو از این حقیقت استفاده می‌شود که ذرات یک چشمه تا زمانی زنده هستند که مرگ‌شان به وسیله‌ی برخی حالات مانند جذب، گریز از محیط و غیره، فرا می‌رسد.



شکل ۱-۲ تاریخچه‌ی برخورد نوترون با ماده‌ی ورقه‌ای شکل

۲-۴ واکنش‌ها و داده‌های هسته‌ای

در MCNP کتابخانه‌های داده‌های اتمی و کتابخانه‌های داده‌های هسته‌ای وجود دارد. منابع اصلی داده‌های هسته‌ای براساس برآوردهای انجام شده از مجموعه‌های ENDF, ENDL و ACTL است که در لیورمور گرد آوری شده و برآوردهای انجام شده توسط گروه (T-2) در لوس‌آلاموس است.

جداول داده‌های هسته‌ای برای برهم‌کنش‌های نوترون، نوترون-فوتون، برهم‌کنش‌های فوتون، دزیمتری یا فعال سازی نوترون و پراکندگی ذرات حرارتی، موجود است. جداول داده‌های معتبر کد MCNP در فایل XSDIR (موجود در مجموعه فایل‌های کد) فهرست شده است.

در این کد بیش از ۵۰۰ جدول شامل اطلاعات مربوط به اندرکنش نوترون، برای تقریباً ۱۰۰ عنصر و ایزوتوپ مختلف فراهم شده و در دسترس است.

به طور کلی، این کد توانایی حل مسائل مربوط به ترابرد ذرات را دارد. از این کد می‌توان در موارد زیر استفاده کرد:

- ترابرد نوترون به تنهایی

- ترابرد فوتون به تنهایی

- ترابرد الکترون به تنهایی

- ترابرد نوترون و فوتون

- ترابرد فوتون و الکترون

- ترابرد نوترون و فوتون و الکترون

در استفاده از کد MCNP4C برای ذرات مختلف، محدودیت انرژی نیز وجود دارد. به طوری که قادر به انجام محاسبات مربوط به نوترون در بازه انرژی 10^{-11} - 20 MeV و برای فوتون‌ها و الکترون‌ها در بازه انرژی 1 KeV - 1000 MeV است.

۲-۵ مشخصات چشمه

در MCNP برای کاربر این امکان وجود دارد که چشمه‌ی تابش را به دلخواه خود تعریف کند. برخی متغیرهای چشمه، مانند انرژی، زمان، موقعیت و راستا (جهت)، ممکن است دارای توزیع احتمال مستقل باشند. هم چنین گاهی ممکن است تعدادی از متغیرهای چشمه به متغیرهای دیگری وابسته باشند (مانند وابستگی انرژی به زاویه)، بنابراین توسعه‌ی ساختار چشمه از مقدمات و امکانات MCNP است. هم چنین تعدادی از توابع توزیع احتمال معتبر برای برخی متغیرهای چشمه در کد در نظر گرفته شده است. از این میان می‌توان به توابع تحلیلی مختلفی که برای طیف انرژی شکافت و همجوشی مانند وات، ماکسول و گاوسی در کد وجود دارد، اشاره کرد. از دیگر خصوصیات این کد، امکان تعریف چشمه‌ی بحرانیّت توسط کاربر به منظور ارزیابی مقدار k_{eff} است.

۲-۶ Tally و خروجی

کاربر می‌تواند به کد فرمان دهد تا خروجی‌های مختلف وابسته به جریان ذرات، شار ذرات و انرژی را تولید کند. به این فرمان‌ها که توسط کاربر به کد داده می‌شود، در اصطلاح Tally می‌گویند.

خروجی Tally‌های کد MCNP در تمام حالات به جز خروجی چشمه‌ی بحرانیّت، بر حسب یک ذره، نرمالیزه می‌شود. در خروجی برنامه به دنبال Tally جزئیات مربوط به محاسبات نیز آورده شده است. هم

چنین در فایل خروجی ساخته شده توسط MCNP ، به منظور بررسی دقت و صحت محاسبات، ۱۰ نوع چک آماری مختلف برای هر کدام از Tally های خواسته شده انجام و به کاربر نشان داده می شود. هم چنین در برخی حالات امکان نمایش نتایج خروجی به صورت گرافیکی وجود دارد.

فصل سوم

فضای مسئله و

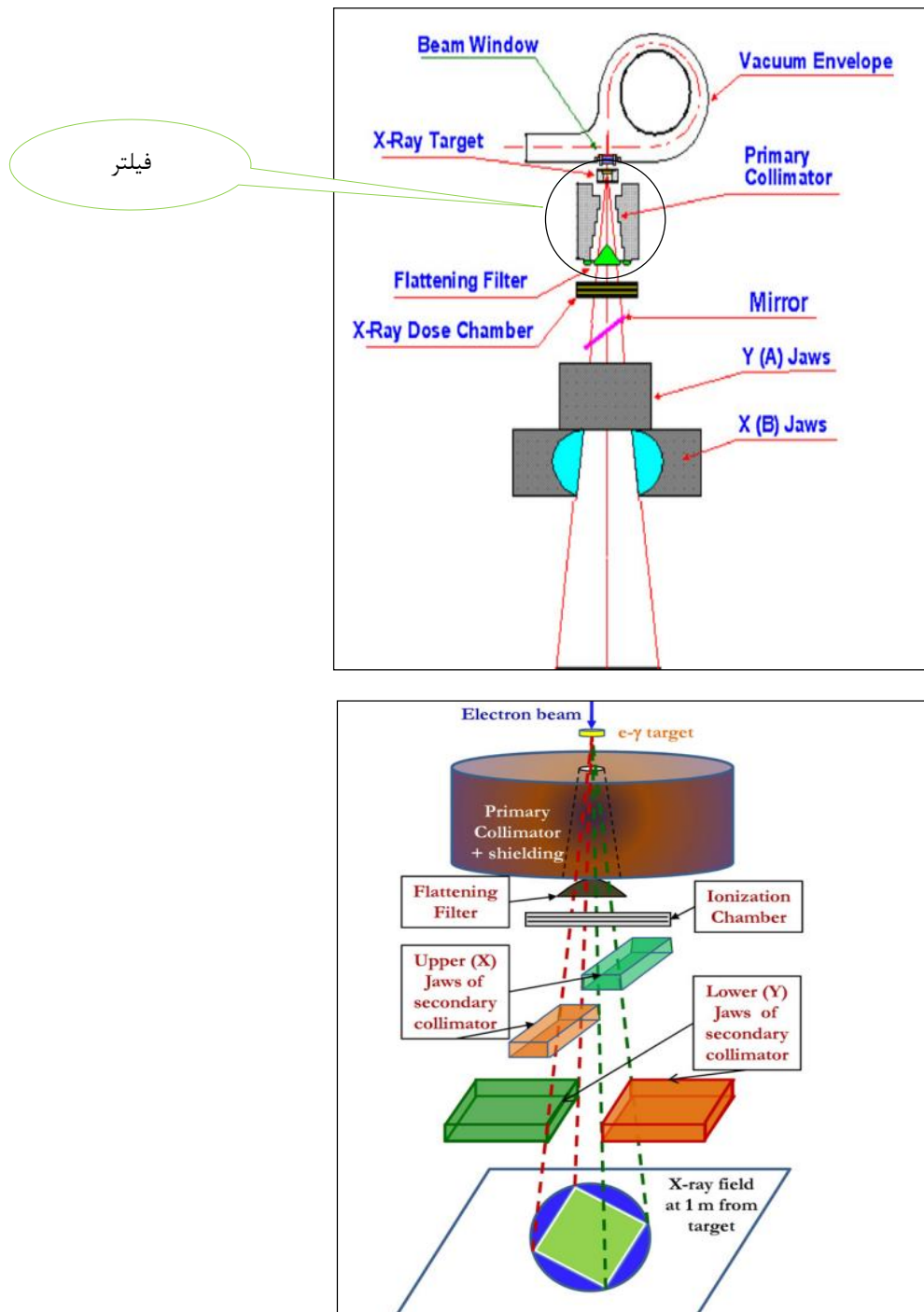
نتایج

مقدمه

در این فصل به توصیف فضای مسئله و تحلیل نتایج به دست آمده می‌پردازیم. مسئله‌ی مورد بررسی، شکل و ابعاد فیلتر مقابل شتابدهنده‌های خطی الکترون 15 MeV و تأثیرش بر گاما‌های خروجی می‌باشد. با توجه به پیشرفت‌های اخیر این نوع شتابدهنده‌ها امروزه در پرتو درمانی کاربرد بسیاری دارند. برای نمونه نمایی کلی از دستگاه مورد استفاده در مراکز پرتو درمانی را در شکل (۳-۱) آورده‌ایم. فیلتر پهن-کننده و محل قرارگیری‌اش نیز در این تصاویر به خوبی مشهود است.

با توجه به توضیحات مفاهیم فیزیکی مربوط به این کار و معرفی اولیه کد، به بررسی فضای مسئله می‌پردازیم. فیلتر مقابل دهانه‌ی شتابدهنده‌ی خطی الکترون قرار می‌گیرد، الکترون‌ها به آن وارد می‌شوند و پس از انجام برهم‌کنش‌های ذرات باردار، که در اینجا ذره‌ی باردار الکترون می‌باشد و برهم‌کنش غالب برای این ذره تابش ترمزی است، شاری از فوتون‌ها از فیلتر خارج می‌شود. فیلتر با ابعاد و شکل هندسی-اش و همین‌طور ماده‌ای که برای ساخت‌اش به کار رفته است، بر فوتون‌های خروجی و برهم‌کنش‌هایی که برای فوتون‌ها از تولید تا زمانی که از فیلتر خارج شوند، رخ می‌دهد تأثیر زیادی دارد. این فیلتر به این منظور ساخته و در محل تعیین شده قرار گرفته است که یک نمودار یا منحنی پهن دز ایجاد کند، به دلیل این که توزیع طیفی تابش ترمزی وابستگی زاویه‌ای دارد [۱]، توزیع دز یک پیک قوی در محور مرکزی دارد. این فیلتر تأثیر بزرگی در رشته‌ی فوتونی تولید شده دارد. فوتون‌ها را پراکنده می‌کند، انرژی اصلی فوتون را با پدیده‌های تولید زوج و پراکندگی کامپتون کاهش می‌دهد. فوتون‌های انرژی پایین را جذب می‌کند، بنابراین پرتو را یک دست‌تر می‌کند، شدت پرتو فوتون را کاهش می‌دهد و رشته‌ی فوتونی را به الکترون‌های ثانویه آلوده می‌کند.

۱-۳ فیلتر



شکل ۱-۳ طرح واره دستگاه‌های پرتودرمانی که این فیلتر در آنها استفاده می‌شود [۶].

فیلتر از مواد مختلفی ساخته می‌شود، فیلتری که ما مورد بررسی قرار دادیم از جنس استیل ضد زنگ می‌باشد. شکل‌های هندسی مختلفی دارد که به بررسی آنها خواهیم پرداخت. عناصر تشکیل دهنده‌ی استیل ضد زنگ ۳۰۴ با چگالی 7.92 gr/cm^3 در جدول (۱-۳) آورده شده است. دلیل استفاده از استیل ضد زنگ این است که در برابر خوردگی مقاوم است، در پزشکی به دلیل این که قابلیت به راحتی تمیز شدن را دارد، استفاده می‌شود و در دماهای بالا در برابر عبور حرارت مقاوم است و استحکامش را حفظ می‌کند و از نظر هزینه نسبت به مواد دیگری مانند تنگستن قیمت مناسب‌تری دارد.

جدول ۱-۳ عناصر تشکیل‌دهنده استیل ضد زنگ [۱۳]

STAINLESS STEEL 304		
<i>Density = 7.92 g/cm³</i>		
Nuclide	Wt. Frac.	Atom Dens. ($\frac{\text{atoms}}{\text{b.cm}}$)
Fe	0.695	0.05936
Cr	0.190	0.01743
Ni	0.095	0.00772
Mn	0.020	0.00174

حال باید، با استفاده از فرمول (۱-۳۲)، محاسبه کنیم هنگامی که الکترون‌های 15 MeV شتاب‌دهنده وارد فیلتر می‌شوند، در چه فاصله‌ای از مکان ورود، در داخل استیل ضد زنگ متوقف می‌شوند. برای محاسبه‌ی برد الکترون 15 MeV ، در استیل ضد زنگ ۳۰۴ [۳] با چگالی 7.92 gr/cm^3 که متشکل از Fe، Cr، Ni و Mn است با استفاده از کسر وزنی عناصر در جدول (۱-۳) و فرمول نیمه تجربی (۱-۳۲)، به روش زیر عمل می‌کنیم:

$$Z_{eff} = w_{Fe}Z_{Fe} + w_{Cr}Z_{Cr} + w_{Ni}Z_{Ni} + w_{Mn}Z_{Mn} = 0.695 \times 26 + 0.190 \times 24 + 0.095 \times 28 + 0.020 \times 25 = 25.79$$

$$A_{eff} = 25.79 \left(0.695 \times \frac{26}{56} + 0.190 \times \frac{24}{52} + 0.095 \times \frac{28}{59} + 0.020 \times \frac{25}{55} \right)^{-1} = 25.79 (0.4645465)^{-1}$$

$$= 25.79 \times 2.152637 = 55.5165$$

با توجه به محاسبات Z_{eff} استیل ضد زنگ برابر با $25/79$ و A_{eff} آن برابر با $55/5165$ شد. حال برای

محاسبه‌ی برد الکترون این مقادیر را در فرمول‌های مربوط به محاسبه‌ی برد الکترون قرار داده و با

محاسبات زیر برد الکترون را به دست می‌آوریم:

$$a_1 = \frac{2.335 \times 55.5165}{(25.79)^{1.209}} = 2.5483 \quad \text{و} \quad a_2 = 1.78 \times 10^{-4} Z_{eff} = 0.00459062 \quad \text{و}$$

$$\text{و} \quad a_4 = 1.163 \quad \text{و} \quad a_5 = 0.86449505 \quad \text{و} \quad \gamma = \frac{T + Mc^2}{Mc^2} = 30.35420744$$

$$a_3 = 0.98133721$$

$$R \left(\frac{Kg}{m^2} \right) = 2.5483 \left\{ \frac{\ln[1 + 0.00459062(30.35420744 - 1)]}{0.00459062} - \frac{0.98133721(30.35420744 - 1)}{1 + 1.163(30.35420744 - 1)^{0.86449505}} \right\}$$

$$R \left(\frac{Kg}{m^2} \right) = 2.5483 \{ 27.549140 - 1.2748436 \} = 66.954790 \quad \frac{Kg}{m^2}$$

$$R(m) = \frac{66.954790}{7.92} = 0.008450 \quad (m) = 0.8450 \quad (cm)$$

بعد از انجام محاسبات بالا می‌بینیم که برد الکترون در استیل ضد زنگ با استفاده از فرمول نیمه تجربی

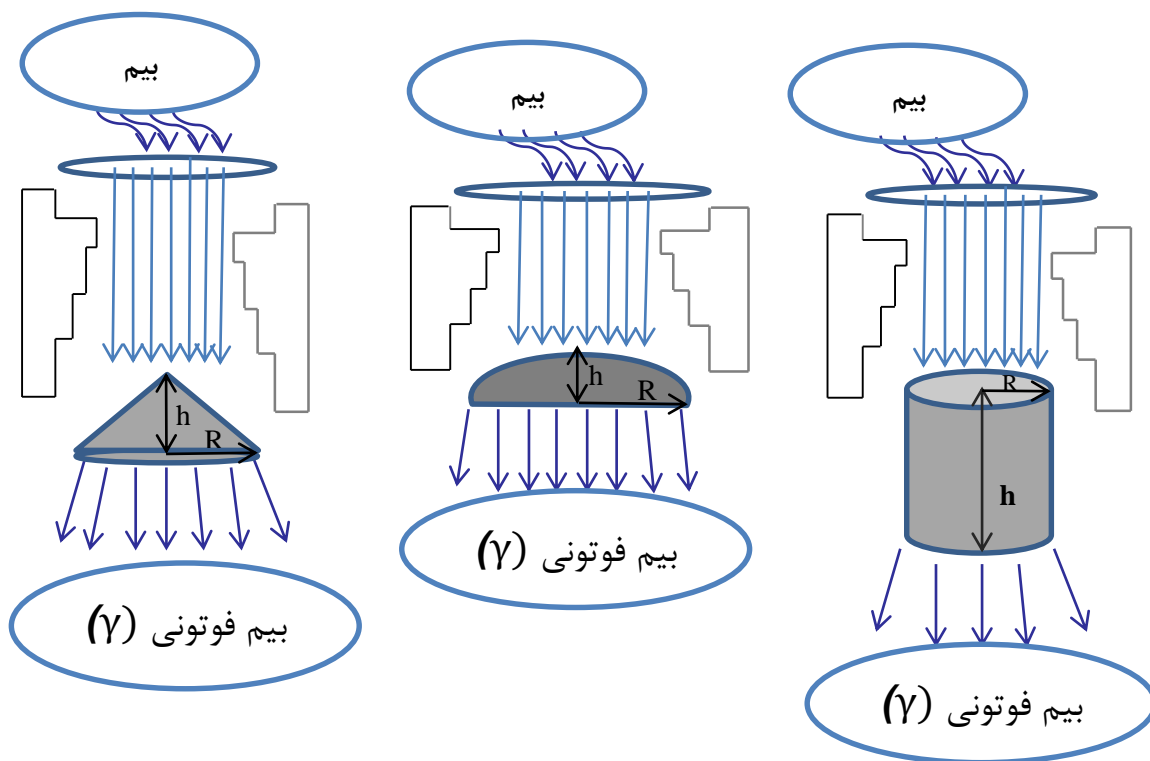
تقریباً برابر 0.8 cm است. یعنی الکترون‌های 15 MeV شتاب‌دهنده بعد از وارد شدن به فیلتر، پس از عبور

0.8 cm متوقف می‌شوند و تمام انرژی خود را به جا می‌گذارند، در واقع بعد از این توقف، فوتون‌های

حاصل از تابش ترمزی الکترون 15 MeV را داریم که باید به بررسی برهم‌کنش‌های این فوتون‌ها با ماده‌ی

سازنده‌ی فیلتر بپردازیم تا میزان شار فوتون‌هایی که در نهایت از فیلتر خارج می‌شوند را بتوانیم تحلیل کنیم.

حال به بررسی ابعاد و اشکال هندسی مختلف فیلتر می‌پردازیم. فایل ورودی کد MCNP4C را برای ۴ شکل مختلف، با چشمه‌ی الکترونی ۱۵ MeV و برای محاسبه‌ی فوتون‌های خروجی می‌نویسیم. شکل‌های انتخابی ۴ شکل هندسی نیم‌کره، استوانه، مخروط و بیضی است. در شکل (۲-۳) نمایی ساده از فضای مسئله را برای ۳ شکل ترسیم کرده‌ایم.

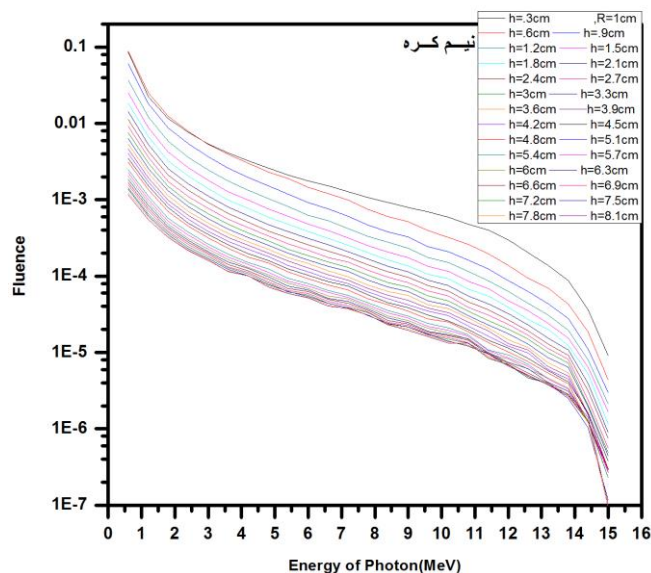


شکل ۲-۳ طرح واره ای از فضای مسئله

۲-۳ بررسی اثر ابعاد فیلتر

برای انجام بررسی و به دست آوردن اندازه‌ی بهینه، ابتدای کار یک اندازه‌ی دلخواه طول با یک شعاع ثابت انتخابی را برای فیلتر انتخاب کرده و در فایل ورودی کد نوشته و اجرا شد، پس از رسم شارش فوتون‌های خروجی، بهترین طول یعنی طولی که بیشترین شارش فوتون را دارا است انتخاب شد و در آن طول، شعاع‌های مختلف مورد بررسی قرار گرفت تا بهترین شعاع، یعنی شعاعی که با طول بهینه بیشترین شارش فوتون را دارد به دست آید، که برای هر یک از اشکال هندسی این اندازه‌ها متفاوت از دیگری بود. البته، در شعاع هر سه شکل نیم‌کره، استوانه و مخروط دارای اندازه‌ی یکسان برای حالت بهینه بودند ولی در ارتفاع متفاوت از یکدیگر بودند به جزء دو شکل استوانه و مخروط که با یک اندازه شعاع و ارتفاع حالت بهینه را داشتند. جزئیات این بررسی به شرح زیر می‌باشد:

در ابتدا برای یک شعاع دلخواه ارتفاع‌های مختلف را بررسی می‌کنیم تا ببینیم این تغییرات ارتفاع چه تأثیری در شارش فوتون خروجی دارد. اولین فیلتر به هندسه‌ی نیم‌کره به شعاع ۱cm را قرار می‌دهیم و با طول‌های مختلف اندازه‌ی شارش فوتون خروجی را ثبت می‌کنیم، که نمودار تمام ارتفاع‌ها، از کمترین تا بیشترین در شکل (۳-۳) نشان داده شده است.



شکل ۳-۳ نمودار شارش فوتون از فیلتر نیم کره به شعاع ۱ cm و تمام ارتفاعات

اعداد داخل جدول (۲-۳) برای شکل نیم کره به شعاع ۱ cm در طول های مختلف برای فوتون در انرژی ۱۲ MeV ثبت شده اند. هم چنین در شکل (۴-۳) نمودار این شارش ها برای تمام انرژی های فوتون خروجی رسم شده است.

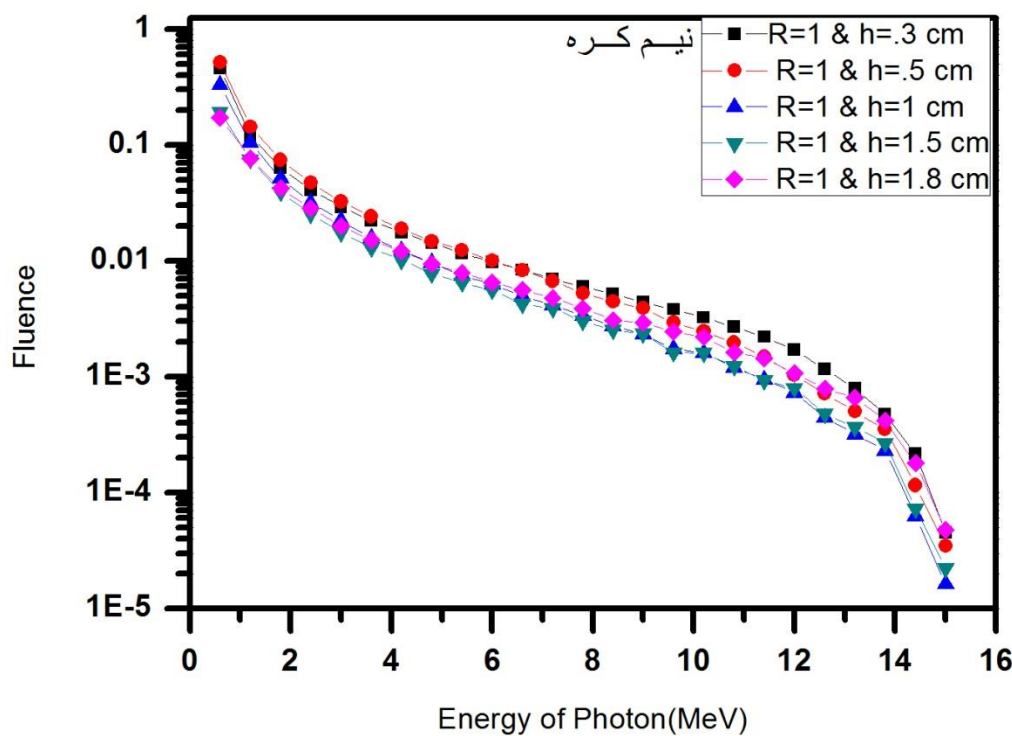
جدول ۲-۳ مقادیر شارش خروجی از نیم کره وقتی ارتفاع متغیر است برای فوتون ۱۲ MeV

ارتفاع (cm)	مقدار شارش (ذره / cm^2)	خطا
۰/۳	$۱/۷۰۸۱۸ \times ۱۰^{-۲}$	۰/۰۱۷۸
۰/۵	$۱/۰۲۹۸۰ \times ۱۰^{-۲}$	۰/۰۵۱۰
۰/۷	$۸/۳۱۴۱۳ \times ۱۰^{-۴}$	۰/۰۶۲۳
۰/۹	$۷/۳۸۸۹۸ \times ۱۰^{-۴}$	۰/۰۶۷۴
۱	$۷/۳۱۹۳۳ \times ۱۰^{-۴}$	۰/۰۶۸۳
۱/۳	$۷/۰۶۳۹۳ \times ۱۰^{-۴}$	۰/۰۷۳۱
۱/۵	$۷/۹۷۰۰۸ \times ۱۰^{-۴}$	۰/۰۷۵۸

۱/۷	$9/67163 \times 10^{-4}$	۰/۰۸۳۶
۱/۸	$1/06843 \times 10^{-3}$	۰/۰۴۸۷

از جدول دیده می‌شود که با افزایش ارتفاع ۱/۵ cm مقدار شارش به میزان $\frac{\text{ذره}}{\text{cm}^2} \times 10^{-3}$ 0.63975×10^{-3}

کاهش می‌یابد.



شکل ۳-۴ نمودار شارش فوتون‌ها در فیلتر نیم‌کره

همین بررسی را برای فیلتری به شکل استوانه به شعاع ۱ cm برای فوتون ۱۲ MeV انجام می‌دهیم، مقدار

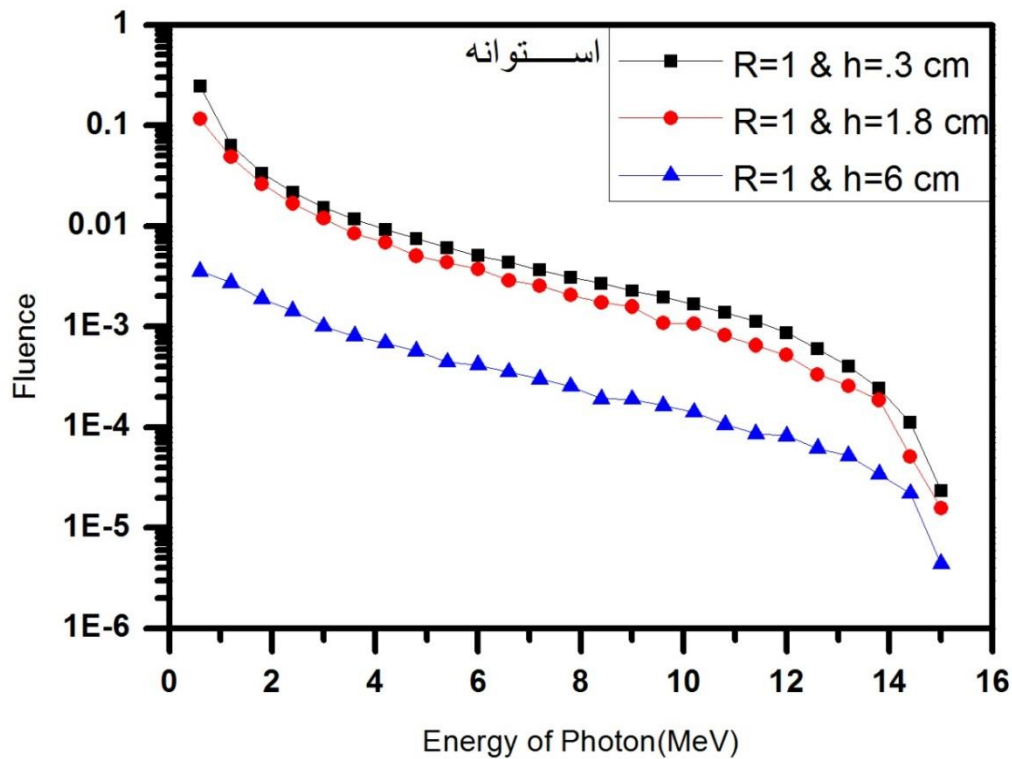
شارش فوتون‌ها به صورت جدول (۳-۳) است:

جدول ۳-۳ مقادیر شارش خروجی از استوانه وقتی ارتفاع متغییر است برای فوتون ۱۲ MeV

ارتفاع (cm)	مقدار شارش (ذره/cm ²)	خطا
۰/۳	$۸/۶۹۵۰۸ \times ۱۰^{-۴}$	۰/۰۱۷۶
۱/۸	$۵/۲۰۳۰۸ \times ۱۰^{-۴}$	۰/۰۷۸۸
۶	$۸/۸۰۰۶ \times ۱۰^{-۵}$	۰/۱۱۶۲

از جدول دیده می‌شود که با افزایش ارتفاع ۱/۵ cm مقدار شارش به میزان $\frac{\text{ذره}}{\text{cm}^2} \times ۳/۴۹۲ \times ۱۰^{-۴}$ کاهش می‌یابد.

هم چنین در شکل (۳-۵) نمودار این شارش‌ها برای تمام انرژی‌های فوتون خروجی رسم شده است.



شکل ۳-۵ نمودار شارش فوتون‌ها در فیلتر استوانه

برای فیلتری به شکل بیضی به شعاع ۱ cm برای فوتون ۱۲ MeV مقدار شارش فوتون‌ها به صورت جدول (۳-۴) است:

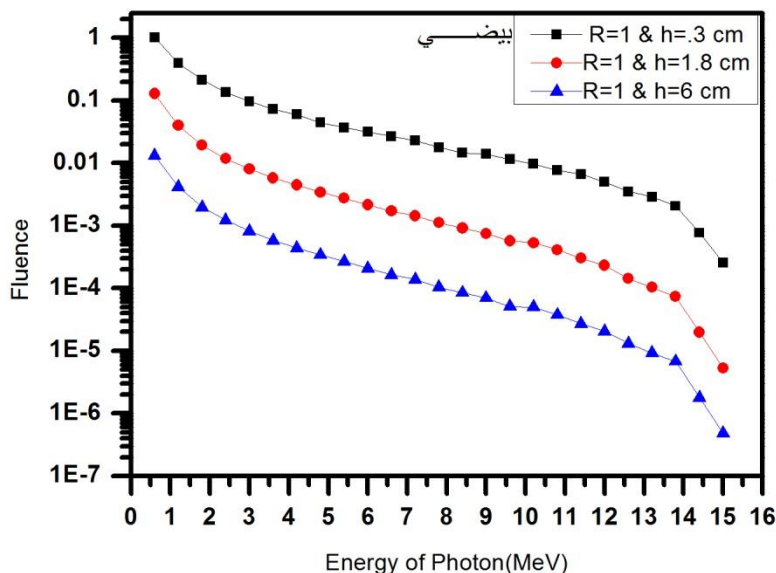
جدول ۳-۴ مقادیر شارش خروجی از بیضی وقتی ارتفاع متغییر است برای فوتون ۱۲ MeV

ارتفاع (cm)	مقدار شارش ($\frac{\text{ذره}}{\text{cm}^2}$)	خطا
۰/۳	$۵/۰۰۱۰۷ \times ۱۰^{-۳}$	۰/۰۶۳۱
۱/۸	$۲/۳۱۸۴۸ \times ۱۰^{-۴}$	۰/۰۶۴۲
۶	$۲/۰۵۷۵۷ \times ۱۰^{-۵}$	۰/۰۶۵۰

در فیلتری به شکل بیضی با شعاع ۱ cm با تغییر ارتفاع به اندازه‌ی ۱/۵ cm مقدار شارش فوتون‌ها به

میزان $\frac{\text{ذره}}{\text{cm}^2} \times ۴/۷۶۹۲۲۲ \times ۱۰^{-۳}$ کم خواهد شد.

هم چنین در شکل (۳-۶) نمودار این شارش‌ها برای تمام انرژی‌های فوتون خروجی رسم شده است.



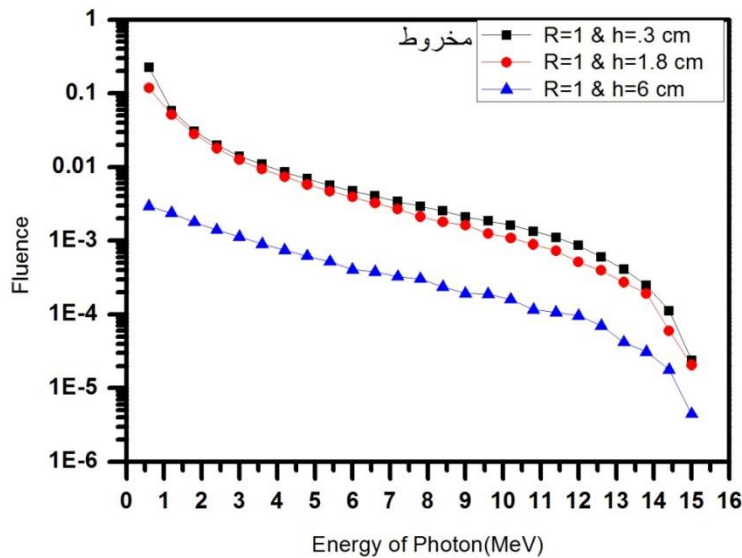
شکل ۳-۶ نمودار شارش فوتون‌ها در فیلتر بیضی

برای فیلتری به شکل مخروط به شعاع ۱ cm برای فوتون ۱۲ MeV مقدار شارش فوتون‌ها به صورت جدول (۳-۵) است.

جدول ۳-۵ مقادیر شارش خروجی از مخروط، وقتی ارتفاع متغییر است، برای فوتون ۱۲ MeV

ارتفاع (cm)	مقدار شارش ^{ذره} ($\frac{cm^2}{cm^2}$)	خطا
۰/۳	$۸/۶۱۹۱۸ \times ۱۰^{-۴}$	۰/۰۱۶۶
۱/۸	$۵/۱۲۳۰۱ \times ۱۰^{-۴}$	۰/۰۶۱۱
۶	$۹/۵۴۰۱۴ \times ۱۰^{-۵}$	۰/۰۹۶۷

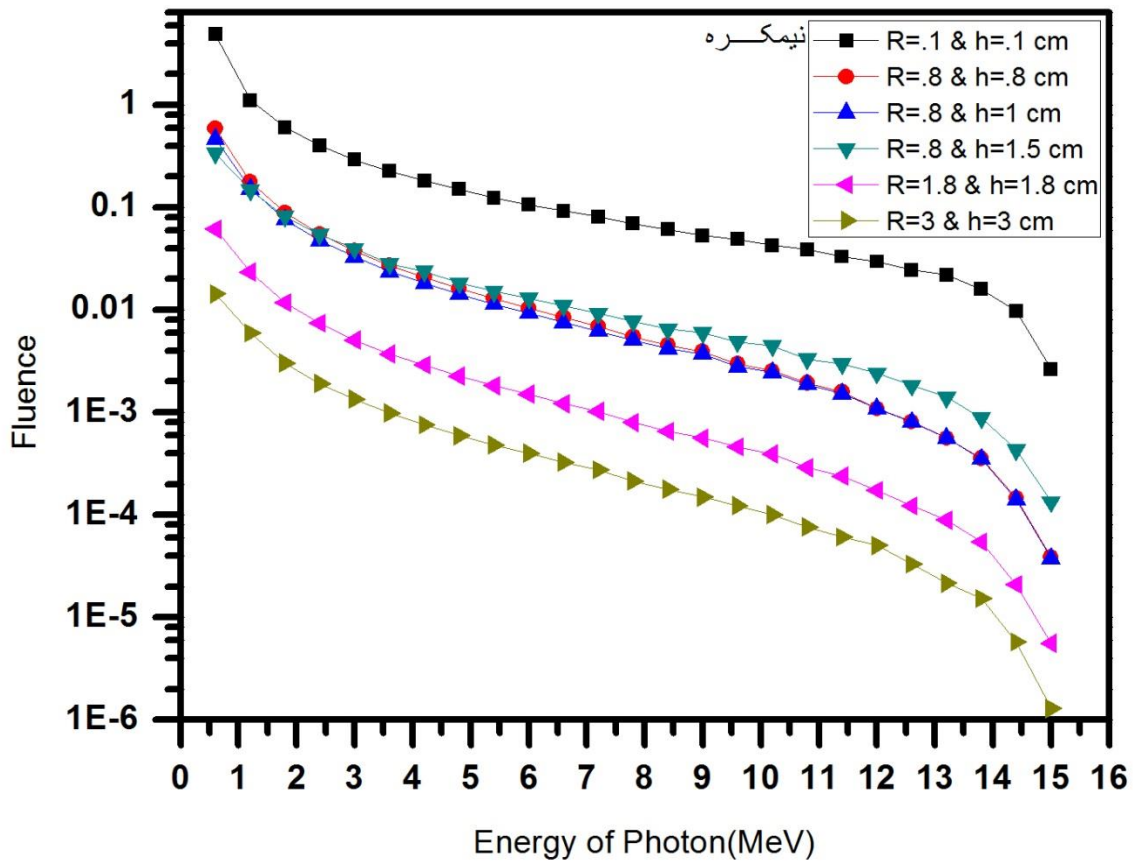
در فیلتری به شکل مخروط با شعاع ۱ cm با تغییر ارتفاع به اندازه‌ی ۱/۵ cm مقدار شارش فوتون‌ها به میزان $\frac{ذره}{cm^2} \times ۳/۴۹۶۱۷ \times ۱۰^{-۳}$ کم خواهد شد. در شکل (۳-۷) نمودار این شارش‌ها برای تمام انرژی‌های فوتون خروجی رسم شده است.



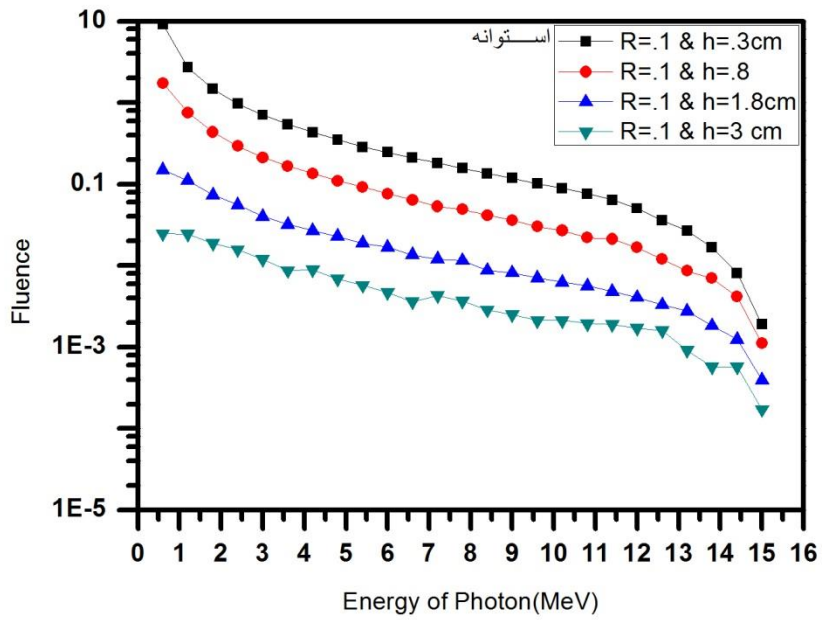
شکل ۳-۷ نمودار شارش فوتون‌ها در فیلتر مخروط

از این تفاوت‌ها می‌توانیم نتیجه بگیریم که با افزایش ارتفاع میزان برهم‌کنش‌های فوتون‌ها بیشتر می‌شود و شارش فوتون‌های خروجی کاهش می‌یابد. حالا در ادامه‌ی بررسی برای کمترین ارتفاع، اندازه‌های مختلف شعاع را قرار دادیم تا بهترین اندازه برای هر یک از شکل‌های فیلتر یعنی بیشترین شارش فوتون‌ها به دست آید.

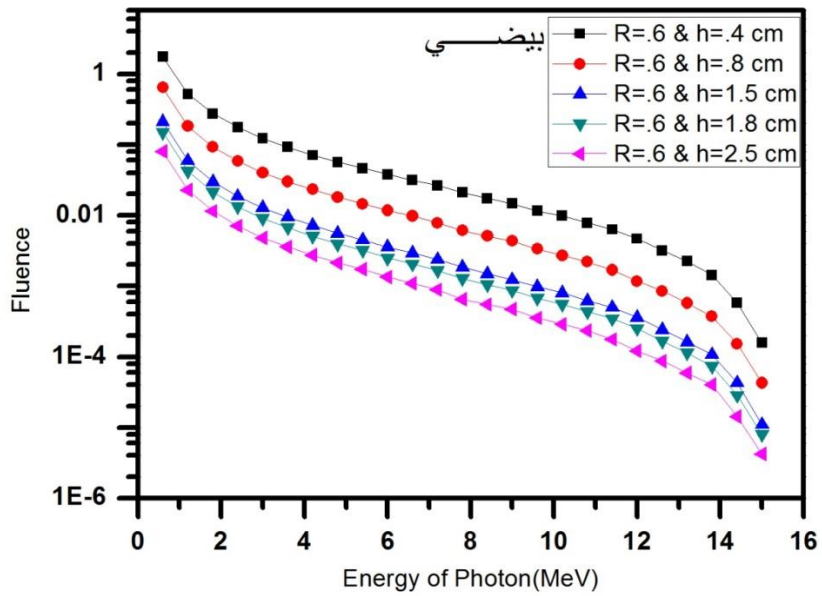
برای مشاهده‌ی تفاوت‌ها در اندازه‌ی شارش فوتون‌ها، نمودار مربوط به بهترین شعاع و ارتفاع‌های دیگر را نیز آورده‌ایم تا این تفاوت در میزان شارش با نمودار اندازه‌های به دست آمده از شبیه‌سازی در کد به طور محسوس‌تری دیده شود. شکل‌های (۳-۸) تا (۳-۱۱) نمودارهای مربوطه می‌باشند.



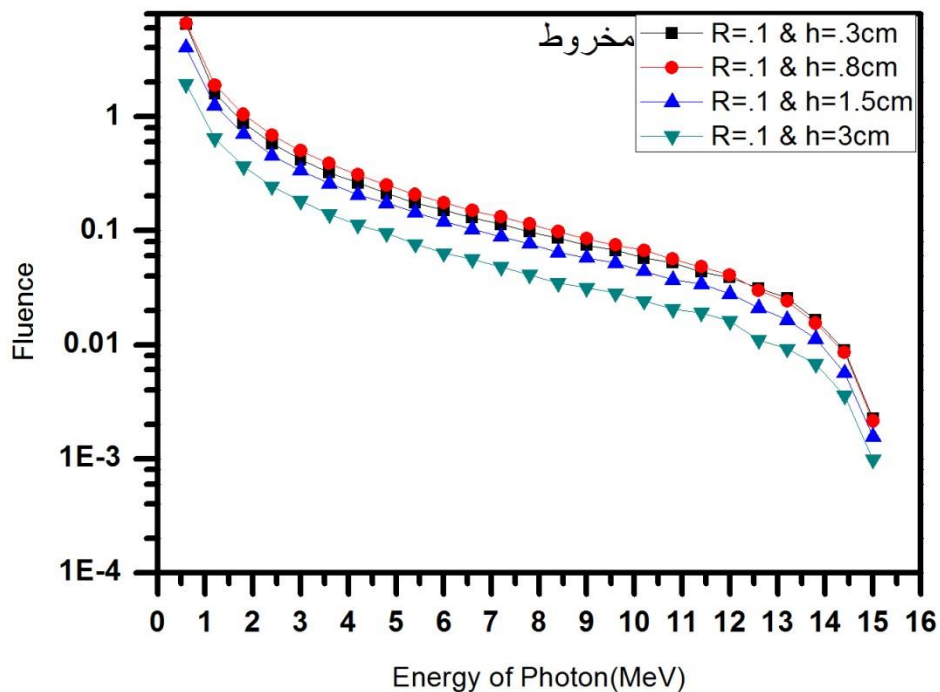
شکل ۳-۸ نمودار شکل نیم کره برای ابعاد مختلف و اندازه‌ی بهینه‌اش



شکل ۳-۹ نمودار شکل استوانه برای طول‌های مختلف و اندازه‌ی بهینه‌اش



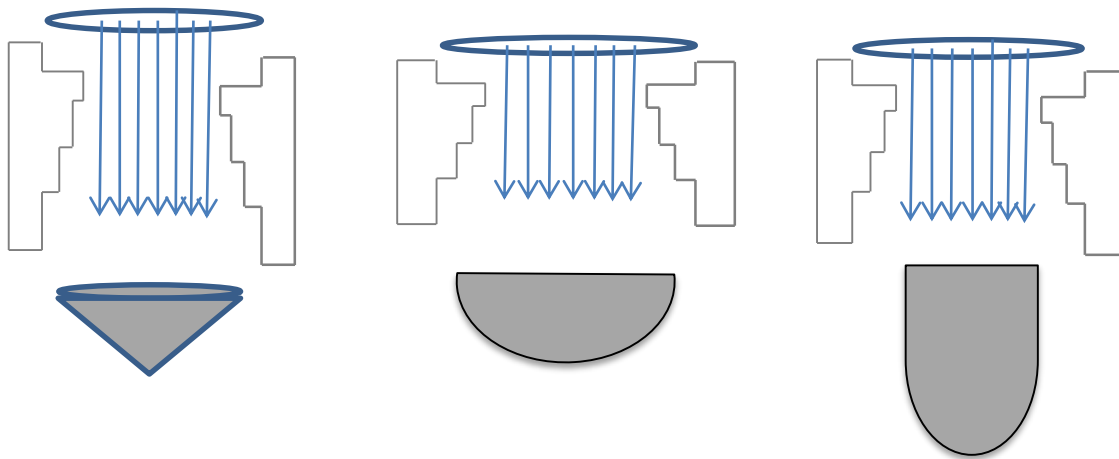
شکل ۳-۱۰ نمودار شکل نیم بیضی برای طول‌های مختلف و اندازه‌ی بهینه‌اش



شکل ۱۱-۳ نمودار شکل مخروط با طول‌های مختلف و اندازه‌ی بهینه‌اش

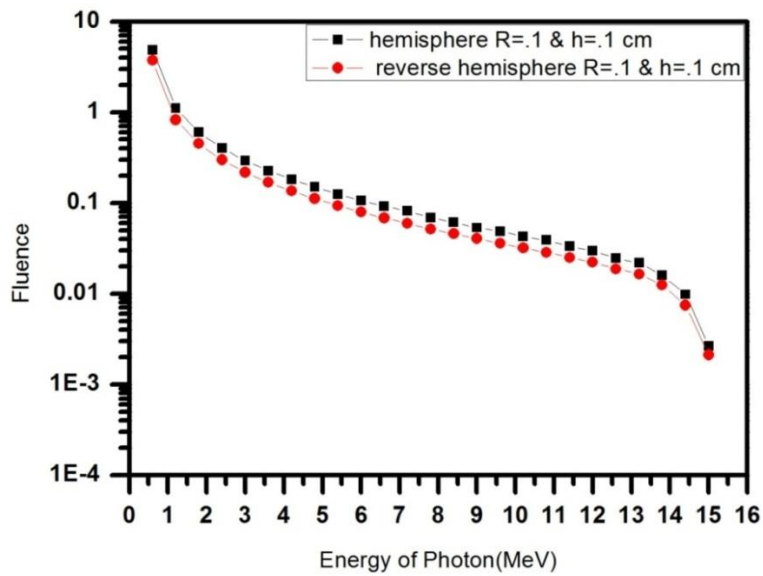
با توجه به این ابعاد و متفاوت بودن‌شان از یکدیگر می‌توان نتیجه گرفت که شکل هندسی نیز بر روی شارش فوتون‌های خروجی تأثیرگذار است. بنابراین به بررسی اشکال فیلتر می‌پردازیم.

قبل از این بررسی، مورد دیگری که در این کار مورد توجه قرار گرفت، قراردادن فیلترهای حالت‌های بهینه به صورت وارونه در مقابل دهانه‌ی شتابدهنده است. طرح وارهی این حالت نیز در شکل (۱۲-۳) رسم شده است.

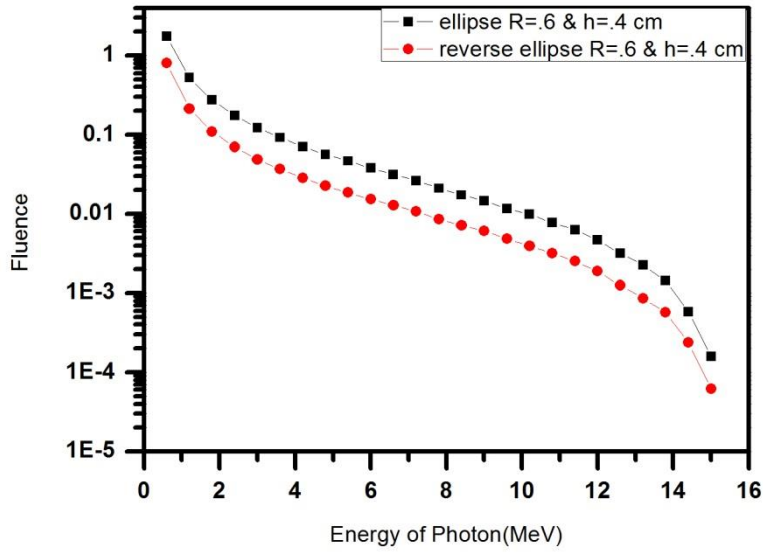


شکل ۳-۱۲ طرح واره‌ای از قراردادن حالت وارونه‌ی فیلترها

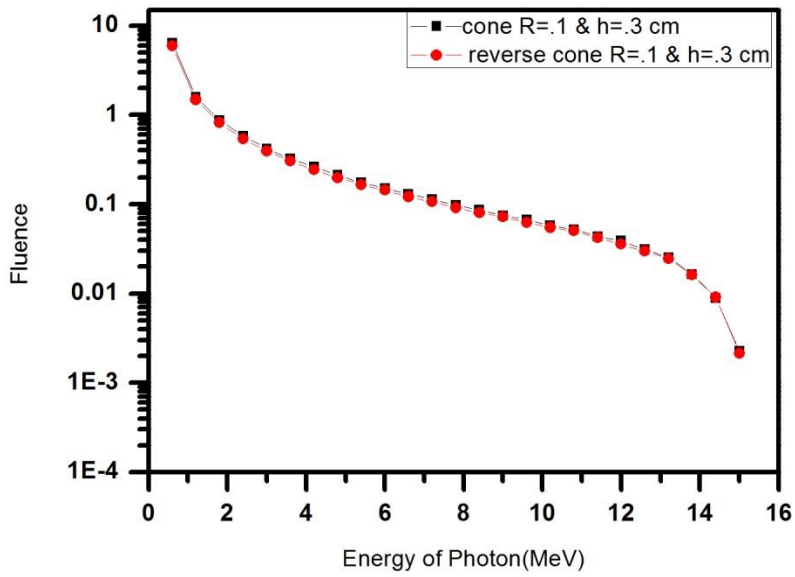
با رسم نمودار حالت بهینه با دو موقعیت معمولی و وارونه، مقایسه می‌کنیم آیا با قرار دادن فیلتر به حالت وارونه شارش بیشتری از فوتون‌ها می‌توانیم داشته باشیم یا نه.



شکل ۳-۱۳ نمودار شارش فوتون‌ها در دو حالت فیلتر نیم‌کره



شکل ۳-۱۴ نمودار شارش فوتون‌ها در دو حالت فیلتر بیضی



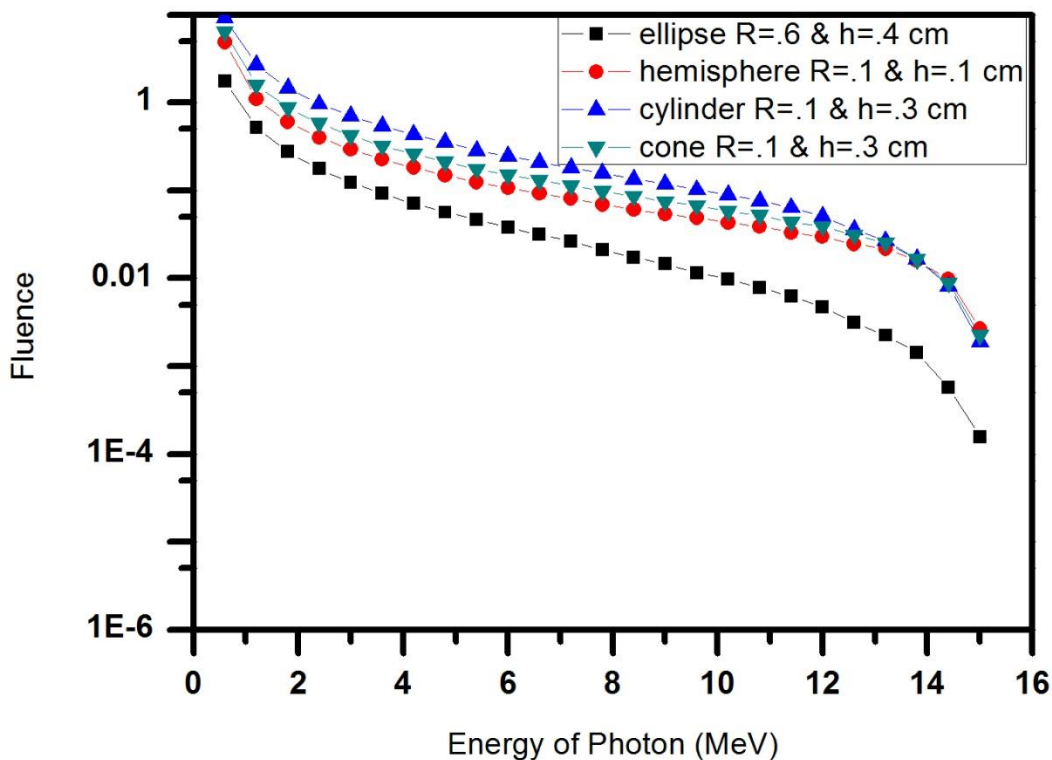
شکل ۳-۱۵ نمودار شارش فوتون‌ها در دو حالت فیلتر مخروط

همان طور که در سه نمودار بالا دیده می‌شود (برای استوانه نموداری رسم نشده است، چون حالت وارونه ندارد)، اگر دو فیلتر نیم‌کره و بیضی شکل را وارونه در مقابل دهانه‌ی شتابدهنده قرار دهیم شارش فوتون‌ها کمتر می‌شود، و برای فیلتر مخروطی تفاوتی در شارش فوتون‌ها دیده نمی‌شود. پس به همان وضعیت اولیه قراردادن فیلتر بیشترین شارش خروجی از فوتون‌ها را می‌دهد.

۳-۳ بررسی اشکال فیلتر

از آنجایی که برای هر یک از اشکال هندسی اندازه‌های بهینه‌ی متفاوتی (به جز مخروط و استوانه، که شعاع و ارتفاع‌شان برای حالت بهینه هم‌اندازه شد!) به دست آوردیم، به مقایسه‌ی این ۴ شکل هندسی فیلتر نیز پرداختیم که در بین این ۴ شکل با این ابعاد بهینه، آیا باز تفاوتی در شارش فوتون‌ها دیده می‌شود؟ با رسم نمودار مربوط به شارش فوتون‌ها در هر ۴ شکل با ابعاد بهینه‌شان دیده می‌شود که شارش فوتون‌های خروجی از فیلتر، در هر یک از حالات بهینه‌ی ۴ شکل نیز با هم تفاوت دارند و برابر نیستند. با توجه به نمودار، شکل استوانه‌ای فیلتر بیشترین شارش را در تمام انرژی‌های فوتون‌های خروجی نسبت به اشکال دیگر دارد. البته دیده می‌شود که مقدار شارش فوتون‌ها در انرژی‌های بالای 12 MeV در هر دو شکل استوانه و مخروط، و بالای 13 MeV در هر سه شکل استوانه، مخروط و نیم‌کره تقریباً برابر است. و در انرژی‌های پایین‌تر استوانه از همه‌ی شکل‌های دیگر فیلتر، شارش فوتونی بیشتری دارد. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که برای فیلتر شکل هندسی استوانه با این ابعاد می‌تواند بهترین شکل به منظور خروج بیشترین فوتون از سطح فیلتر باشد.

شکل (۳-۱۶) نمودار حالت بهینه‌ی هر ۴ شکل هندسی فیلتر را نشان می‌دهد.

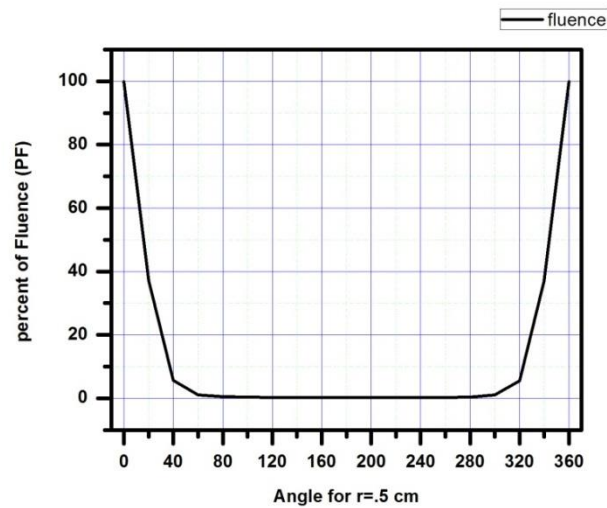


شکل ۳-۱۶ نمودار مقایسه چهار فیلتر با بیشترین شارش

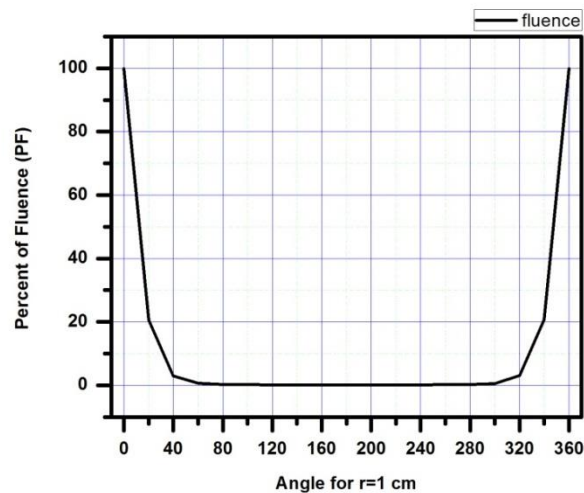
۳-۴ توزیع مکانی فوتون های خروجی از فیلتر

برای یافتن توزیع مکانی فوتون های خارج شده از فیلتر برای حالت بهینه (استوانه ای به ارتفاع 0.3 cm و شعاع 0.1 cm) با توجه به تقارن سمتی حول محور استوانه، شار سطحی را در صفحه ی xz برای کره های به شعاع 0.05 cm که در زوایای 0° تا 360° با گام 20° در سه فاصله 0.5 cm ، 1 cm و 1.5 cm از محور استوانه قرار دارند، محاسبه نمودیم. به ترتیب در شکل های (۳-۱۷)، (۳-۱۸)، (۳-۱۹) نتایج حاصل از شبیه سازی برای سه فاصله ی بیان شده در بالا رسم شده است. برای مقایسه ی بهتر در زوایای متفاوت مقدار شار در هر زاویه برای هر فاصله به مقدار بیشینه ی شار در هر فاصله تقسیم شده است و حاصل به درصد نمایش داده شده است. با توجه به هر سه شکل مشاهده می شود که در هر سه فاصله ی مورد

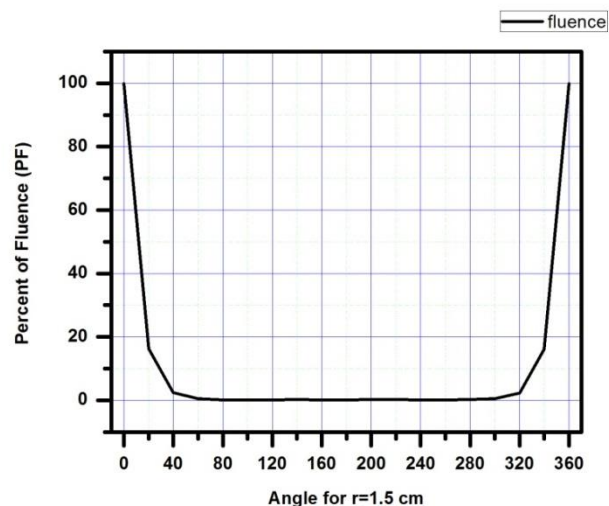
بررسی شار فوتون در زوایای رو به جلو نسبت به باریکه‌ی الکترون دارای مقدار نسبتاً زیادی نسبت به زوایای دیگر است. به طوری که بیشینه‌ی شار در مخروطی با زاویه‌ی رأس کوچکتر از 20° و تا زاویه‌ی 40° مقدار آن به کمتر از ۱۰٪ کاهش می‌یابد. لذا اکثر پرتوهای گاما در زیر زاویه 20° نسبت به عمود بر سطح فیلتر، از سطح فیلتر خارج می‌شوند.



شکل ۳-۱۷ توزیع مکانی فوتون‌های خروجی از فیلتر درفاصله‌ی ۰/۵ cm

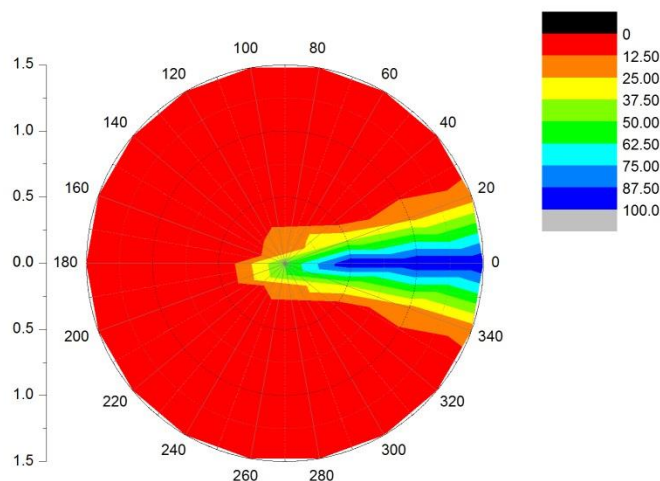


شکل ۳-۱۸ توزیع مکانی فوتون‌های خروجی از فیلتر درفاصله‌ی ۱ cm



شکل ۳-۱۹ توزیع مکانی فوتون‌های خروجی از فیلتر در فاصله $1/5$ cm

هم چنان که می‌دانیم برای یک چشمه‌ی خطی، با فاصله از چشمه مقدار شار کاهش می‌یابد. اما با تقسیم مقدار شار در هر فاصله بر مقدار بیشینه‌ی شار در همان فاصله، مقدار PF مستقل از فاصله می‌شود (هم چنان که در هر سه شکل فوق مشاهده می‌شود). در پایان برای مقایسه‌ی کلی بین هر سه فاصله در زوایای مختلف در شکل (۳-۲۰) نتایج به دست آمده توزیع مکانی شار در مختصات قطبی صفحه رسم شده است. در این شکل مشاهده می‌شود که درصد بیشتر تابش‌های ترمزی تولیدی در مخروطی با زاویه رأس کوچکتر از 20° گسیل می‌شود.

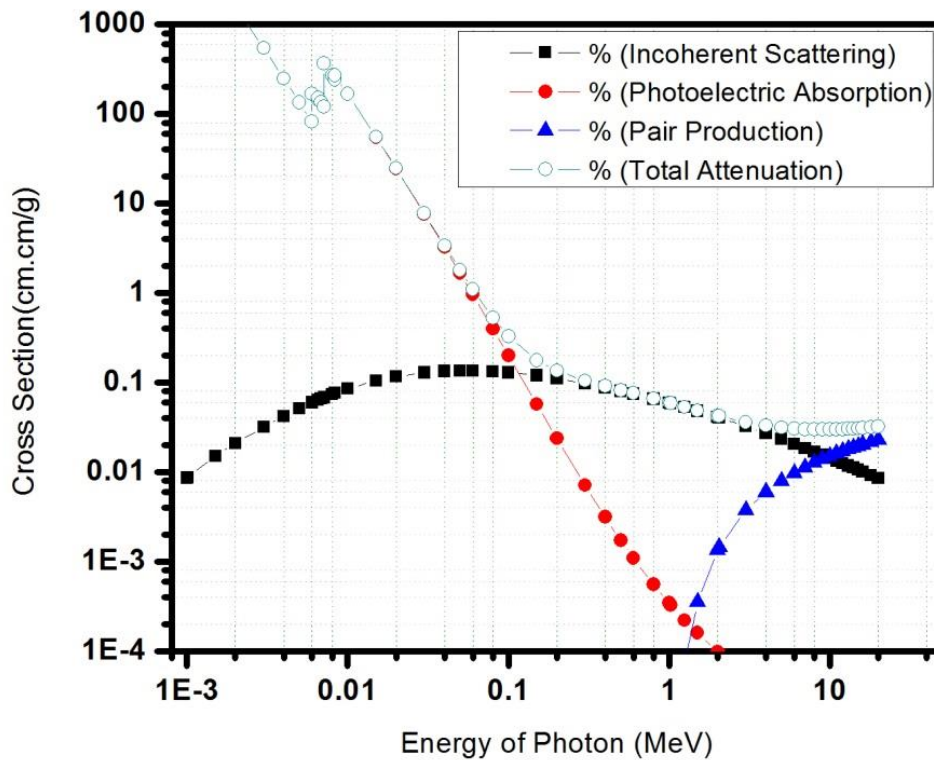


شکل ۳-۲۰ توزیع مکانی فوتون‌های خروجی از فیلتر برای سه فاصله‌ی 0.5 ، 1 ، 1.5 cm

۵-۳ تحلیل فیزیکی

حال به تحلیل فیزیکی و بررسی علت کاهش شارش، با افزایش انرژی فوتون می‌پردازیم.

وقتی الکترون‌های شتاب‌دهنده وارد فیلتر می‌شوند به دو دلیل، (۱) سبک بودن الکترون و حرکت زیگزاگی آن (۲) بالا بودن عدد اتمی استیل ضد زنگ، تابش ترمزی اندرکنش غالب است. فوتون‌های حاصل از تابش ترمزی تا زمان عبور از فیلتر و خروج دچار برهم‌کنش‌های فوتون با ماده می‌شوند که برهم‌کنش‌های غالب فوتوالکتریک، کامپتون و تولید زوج می‌باشند. نمودار احتمال وقوع این برهم‌کنش‌ها در استیل ضد زنگ را در شکل (۳-۲۱) مشاهده می‌نمایید. با توجه به فرمول شیمیایی مواد تشکیل‌دهنده استیل ضد زنگ و سطح مقطع‌های اثر فوتوالکتریک، اثر کامپتون و تولید زوج هر یک از آن‌ها، سطح مقطع کل را به دست آورده‌ایم. نمودار مربوطه در شکل (۳-۲۱) رسم شده است.



شکل ۳-۲۱ سطح مقطع برهم کنش فوتون با استیل ضدزنگ

با توجه به نمودار تا انرژی ۰/۱ MeV اندرکنش غالب فوتوالکتریک ، از ۰/۱ MeV تا ۴ MeV اندرکنش غالب اثر کامپتون و از ۴ MeV به بعد اندرکنش غالب تولید زوج است. پدیده‌ی کامپتون نیاز به توجه زیاد دارد زیرا فوتون فرودی ناپدید نمی‌شود فقط راستای حرکت ذره و انرژی‌اش تغییر می‌کند. انرژی فوتون به مقدار معینی کاهش می‌یابد که به الکترون داده می‌شود. کمینه انرژی فوتون پس از پراکندگی از رابطه‌ی (۱-۴۰):

$$E_{\gamma',\min} = \frac{E_{\gamma}}{1 + 2 \frac{E_{\gamma}}{mc^2}}$$

به دست می‌آید. در این رابطه اگر به جای mc^2 مقدار 0.511 MeV قرار دهیم فرمول تقریباً به صورت ذیل می‌شود:

$$E_{\gamma',\min} \simeq \frac{E_{\gamma}}{1 + 4E_{\gamma}}$$

یعنی کمینه انرژی فوتون پراکنده شده در انرژی‌های بالا تقریباً 0.25 MeV است. به عنوان نمونه چند مثال عددی در جدول (۳-۶) آورده‌ایم.

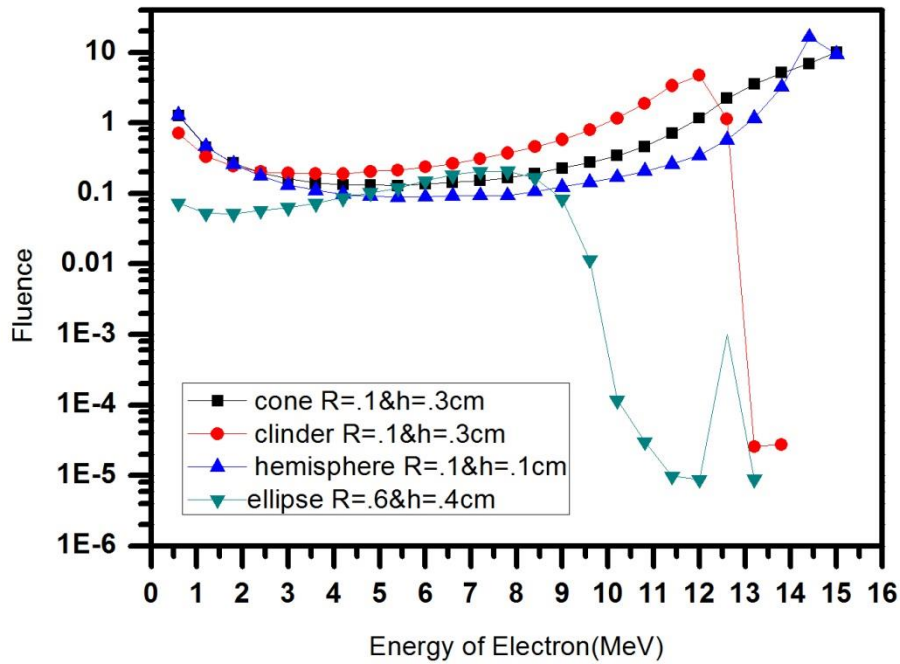
جدول ۳-۶ حداقل انرژی فوتون‌های پراکنده‌گی کامپتون

E_{γ} فوتون فرودی (MeV)	$E_{\gamma',\min}$ در اثر پراکنده‌گی (MeV)
۱	$\frac{1}{5} = 0.2 \simeq 0.25$
۳	$\frac{3}{13} \simeq \frac{1}{4} \simeq 0.25$
۵	$\frac{5}{21} \simeq \frac{1}{4} \simeq 0.25$
۸	$\frac{8}{33} \simeq \frac{1}{4} \simeq 0.25$
۱۵	$\frac{15}{61} \simeq \frac{1}{4} \simeq 0.25$
۲۰	$\frac{20}{81} \simeq \frac{1}{4} \simeq 0.25$
۲۱	$\frac{21}{85} \simeq \frac{1}{4} \simeq 0.25$

لذا تمام پرتوهای گامای انرژی بالا پس از پراکنده‌گی کامپتون ثانویه و چندگانه در ماده فوتون‌هایی با انرژی‌های کوچکتر و نهایتاً تا 0.25 MeV تولید می‌کنند، در نتیجه با توجه به پیوسته بودن طیف تابش ترمزی و جمع پرتوهای گامای تولید شده نهایتاً در زیر انرژی 0.3 MeV افزایش در شار فوتونی مشاهده می‌شود. از طرف دیگر نابودی پوزیترون تولید شده حاصل از تولید زوج سبب دیگری برای افزایش پرتوهای گامای انرژی پایین است.

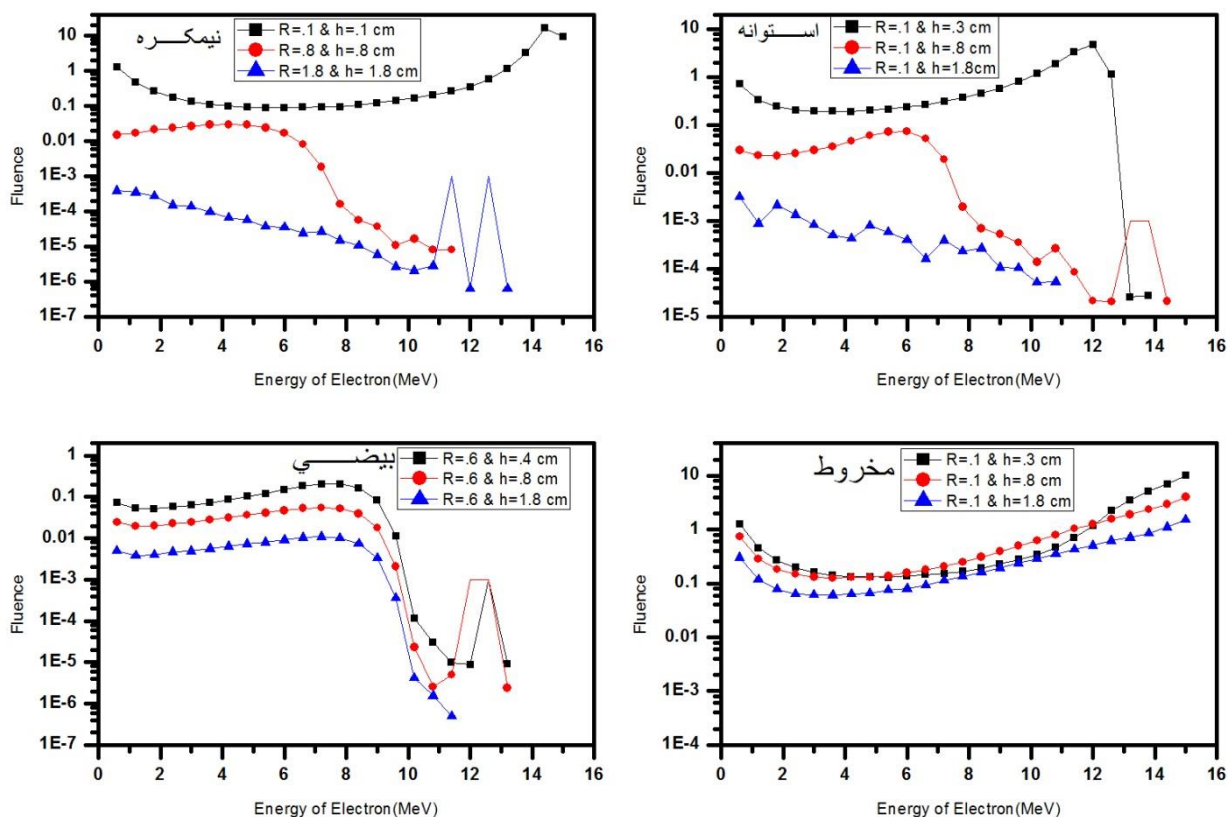
۳-۶ شارش الکترون

به دو دلیل (۱) کم بودن ضخامت فیلتر در مقایسه با برد الکترون‌های ۱۵ MeV (۲) اندرکنش پرتوهای گاما در ماده که منجر به تولید الکترون می‌شود (مثل تولید زوج) تعدادی از الکترون‌ها از فیلتر خارج می‌شوند. با اجرای فایل ورودی کد MCNP، که برای محاسبه‌ی شارش الکترون‌ها نوشته شده بود عملاً دیده شد که الکترون‌های خروجی نیز وجود دارند. با استفاده از کد MCNP4C برای شکل‌های بهینه‌ای که برای شارش فوتون به دست آوردیم شارش الکترون‌ها را نیز محاسبه کرده‌ایم. نمودارهای نمایش داده شده در شکل (۳-۲۲) نشان دهنده‌ی الکترون‌های خارج شده از حالت بهینه فیلتر است. از آنجا که اندازه‌های طولی این فیلترها از برد الکترون کوچکتر است انتظار می‌رود که این الکترون‌ها، بعضاً همان الکترون‌های وارد شونده به فیلتر باشند. به این علت می‌توانند قبل از این که انرژی خود را کامل به جا بگذارند و متوقف شوند، از فیلتر خارج شوند. بنابراین شارش الکترون‌های انرژی بالاتر بیشتر از شارش الکترون‌های انرژی پایین است.



شکل ۳-۲۲ شارش الکترون‌ها از حالت بهینه‌ی فیلتر در هر ۴ شکل

برای مقایسه، شارش الکترون‌ها را، هم در اندازه‌های بهینه‌ی هندسه‌های مختلف و هم در طول‌های حدود برد الکترون و بزرگتر با استفاده از کد اندازه‌گیری کرده‌ایم. این مقایسه در چهار نمودار شکل (۳-۲۳) نشان داده شده است.



شکل ۳-۲۳ مقایسه‌ی شارش الکترون خروجی از فیلتر در اندازه‌های بهینه (شعاع ۰/۱ cm و ارتفاع ۰/۱ cm برای نیم‌کره، شعاع ۰/۱ cm و ارتفاع ۰/۳ cm برای استوانه، شعاع ۰/۶ cm و ارتفاع ۰/۴ cm برای بیضی، و شعاع ۰/۱ cm و ارتفاع ۰/۳ cm برای مخروط) و در اندازه‌های برابر با برد الکترون و بزرگتر از برد

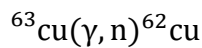
همان طور که می‌بینیم در تمام نمودارها به غیر از نمودار مربوط به هندسه‌ی مخروط، وقتی طول فیلتر به اندازه‌ی برد الکترون می‌رسد شارش الکترون‌ها کاهش می‌یابد ولی در مخروط شارش الکترون‌ها در طولی به اندازه‌ی برد الکترون و بزرگتر از برد همانند وقتی که طول کوچکتر از برد الکترون است افزایش یافته است، چون رأس مخروط در ارتفاعات داده شده تقریباً زاویه‌ی کوچکی است و الکترون‌ها به محض ورود به فیلتر با سطح کوچکی برخورد می‌کنند و به دلیل زیگزاگی بودن مسیر حرکت الکترون، زودتر از فیلتر

خارج می‌شوند، در نتیجه شارش الکترون‌های خروجی افزایش می‌یابد. در فیلتر نیم‌کره نیز وقتی طول فیلتر از برد الکترون کمتر و به اندازه‌ای است که بیشترین شارش فوتون را دارد، شارش الکترون مانند شکل مخروط افزایش می‌یابد.

۷-۳ محاسبه‌ی انرژی نوترون‌های حاصل از واکنش (γ, n) با گاماها 15 MeV

ما این بررسی را به این منظور انجام می‌دهیم که فوتون‌هایی با شارش زیاد و انرژی بالا برای تولید نوترون‌های انرژی بالا داشته باشیم، واکنش‌های هسته‌ای که از فوتون‌ها تولید نوترون می‌کنند را بررسی می‌کنیم تا ببینیم که از این فوتون‌ها، نوترون‌هایی با چه انرژی تولید می‌شوند [۱۴].

برای مثال واکنش هسته‌ای زیر را نوشته و از نظر انرژی بررسی می‌کنیم:



$$M_{{}^{62}\text{Cu}} = 61.932586 \times 1 \text{ uc}^2 = 61.932586 \times 931.5 \text{ MeV} = 57690.203859 \text{ MeV}$$

$$M_{{}^{63}\text{Cu}} = 62.929599 \times 1 \text{ uc}^2 = 62.929599 \times 931.5 \text{ MeV} = 58618.9214685 \text{ MeV}$$

$$M_n = 1.00866501 \times 1 \text{ uc}^2 = 1.00866501 \times 931.5 \text{ MeV} = 939.571456815 \text{ MeV}$$

حال برای به دست آوردن انرژی واکنش از رابطه‌ی زیر داریم:

$$Q = [M({}^{63}\text{Cu}) - M({}^{62}\text{Cu}) - M(n)]c^2 \quad (1-3)$$

$$Q = [62.929599 - 61.932586 - 1.00866501]c^2 \times 931.5 \frac{\text{MeV}}{c^2} = -10.853847 \text{ MeV}$$

$$Q = T_f - T_i = T_n + T_{{}^{62}\text{Cu}} - T_\gamma \quad (2-3)$$

$$= T_n + T_{{}^{62}\text{Cu}} - 15$$

برای فوتون 15 MeV انرژی واکنش و انرژی نوترون تولید شده از این واکنش را محاسبه می‌کنیم.

$$T_n + T_{62_{cu}} = 15 + (-10.853847) = 4.146153 \text{ MeV}$$

با استفاده از قوانین بقاء اندازه حرکت خواهیم داشت:

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}_n + \vec{p}_{62_{cu}} \rightarrow \vec{p}_{62_{cu}} = \vec{p}_\gamma - \vec{p}_n \quad (3-3)$$

معادله‌ی بالا را به توان ۲ رسانده:

$$p_{62_{cu}}^2 = p_\gamma^2 + p_n^2 - 2p_n p_\gamma \cos \theta \quad (4-3)$$

مقادیر اندازه حرکت را جا گذاری می‌کنیم:

$$2m_{62_{cu}} T_{62_{cu}} = \left(\frac{E_\gamma}{c}\right)^2 + T_n 2m_n - 2\sqrt{2m_n T_n} \frac{E_\gamma}{c} \cos \theta \quad (5-3)$$

$$2m_{62_{cu}} T_{62_{cu}} = \left(\frac{E_\gamma}{c}\right)^2 + T_n 2m_n - 2\sqrt{2m_n T_n} \frac{E_\gamma}{c} \cos \theta$$

$$T_{62_{cu}} = \left(\frac{E_\gamma}{c}\right)^2 \times \frac{1}{2m_{62_{cu}}} + T_n \frac{m_n}{m_{62_{cu}}} - \sqrt{2 \frac{m_n E_\gamma^2}{(m_{62_{cu}} c)^2}} \times \sqrt{T_n} \cos \theta$$

$$\frac{E_\gamma^2}{2m_{62_{cu}} c^2} = \alpha = \frac{225}{2m_{62_{cu}} c^2} = \frac{225 \text{ Mev}}{2 \times 61.932586 \times 1u \times c^2 \times 931.5 \frac{\text{Mev}}{c^2}} = 0.001950 \quad (6-3)$$

$$\beta = \frac{m_n}{m_{62_{cu}}} = \frac{1.00866501 \text{ u}}{61.932586 \text{ u}} = 0.016286 \quad (7-3)$$

$$T_{62_{cu}} + T_n = 15 + (-10.853847) = 4.146153 \text{ Mev} \quad (8-3)$$

با مساوی قرار دادن دو معادله برای $T_{62_{cu}}$ خواهیم داشت:

$$T_{62_{cu}} = 4.146153 - T_n = \alpha + T_n \beta - \sqrt{2\alpha\beta T_n} \cos \theta$$

$$(1 + \beta)T_n - \sqrt{2\alpha\beta T_n} \cos \theta + \alpha - 4.146153 = 0 \quad (9-3)$$

$$\sqrt{T_n} = \frac{\sqrt{2\alpha\beta} \cos \theta \pm \sqrt{2\alpha\beta \cos^2 \theta - 4(1+\beta)(\alpha - 4.146153)}}{2(1+\beta)} \quad (10-3)$$

از آنجایی که $\cos \theta$ مقداری بین صفر و یک دارد، و در این معادله ضریبش بسیار کوچک است، از آن صرفنظر می‌کنیم و هم‌چنین با به توجه این که داریم ریشه‌ی دوم به دست می‌آوریم، علامت منفی را حذف می‌کنیم، در نتیجه:

$$\sqrt{T_n} = \frac{\sqrt{2(0.001950)(0.016286)} \cos \theta \pm \sqrt{2(0.001950)(0.016286) \cos^2 \theta - 4(1 + 0.016286)(0.001950 - 4.146153)}}{2(1 + 0.016286)} \quad (11-3)$$

$$\simeq \frac{\sqrt{0.000064} + \sqrt{0.000064 \cos^2 \theta + 16.846782}}{2.032572} \quad (12-3)$$

$$T_n = [0.003440 + \sqrt{0.000015 \cos^2 \theta + 4.077792}]^2 \quad (13-3)$$

حالا انرژی نوترون را می‌توانیم برای بیشترین زاویه و کمترین زاویه به دست آوریم:

$$\cos^2 \theta = 0 \Rightarrow T_n = [0.003440 + \sqrt{4.077792}]^2 \quad (14-3)$$

$$\cos^2 \theta = 1 \Rightarrow T_n = [0.003440 + \sqrt{4.077807}]^2 \quad (15-3)$$

$$T_{n\min} \approx 4.077803 \text{ (MeV)} \quad (16-3)$$

$$T_{n\max} = 4.077818 \text{ (MeV)} \quad (17-3)$$

$$\Delta T = T_{\max} - T_{\min} = 4.077818 - 4.077803 = 0.000015 \text{ MeV} = 15 \text{ eV} \quad (18-3)$$

بنابراین حداکثر انرژی نوترون تولیدی از فوتون 15 MeV ، تقریباً برابر است با 4 MeV است، و دیده می‌شود که زاویه تأثیر خیلی کوچکی، در حد صد هزارم در انرژی نوترون تولید شده دارد، که به علت کوچک بودن ضرایب $\cos \theta$ و $\cos^2 \theta$ در فرمول (۳-۱۱) که به ترتیب، 3440×10^{-6} و 15×10^{-6} می‌باشند، است و آن خود به علت کوچک بودن ضرایب α و β در روابط فوق است.

با توجه به اختلاف بسیار ناچیز بین انرژی نوترون‌های گسیلی در فرآیند بالا می‌توان گفت که نوترون‌های گسیلی در تمام زوایا تقریباً تک انرژی، با پهنای 15 eV می‌باشند.

پس در نتیجه برای تولید نوترون‌های انرژی بالا به فوتون‌های انرژی بالا و شارش زیادشان نیاز داریم که یکی از روش‌های به دست آوردن فوتون‌های انرژی بالا با شارش زیاد استفاده از شتابدهنده‌های خطی الکترون می‌باشد.

۳-۸ نتیجه و بحث

- اندازه‌های بهینه برای هر یک از اشکال هندسی به این صورت می‌باشد که:

برای نیم‌کره بهترین ابعاد برابر است با : شعاع 0.1 cm و ارتفاع 0.1 cm

برای استوانه بهترین ابعاد برابر است با : شعاع 0.1 cm و ارتفاع 0.3 cm

برای نیم‌بیضی بهترین ابعاد برابر است با : شعاع 0.6 cm و ارتفاع 0.4 cm

برای مخروط بهترین ابعاد برابر است با : شعاع 0.1 cm و ارتفاع 0.3 cm

در بین این ۴ شکل هندسی، استوانه با ابعاد بهینه اش بیشترین شار فوتون‌های خروجی را دارد.

- اگر دو فیلتر نیم کره و بیضی شکل را وارونه در مقابل دهانه‌ی شتابدهنده قرار دهیم شارش فوتون‌ها کمتر می‌شود، و برای فیلتر مخروطی تفاوتی در شارش فوتون‌ها دیده نمی‌شود. پس با همان وضعیت اولیه بیشترین شارش خروجی از فوتون‌ها را داریم.
- نوترون‌های حاصل از برهم‌کنش گاما نوترون در عناصر متوسط و سنگین تقریباً تک انرژی هستند.

پیشنهادی که برای کارهای آینده می‌توان در نظر گرفت تغییر ماده‌ی فیلتر، به دست آوردن طیف کامل انرژی نوترون حاصل از انرژی پرتوی گامای حالت بهینه و بررسی اشکال ترکیبی و از همه مهمتر بررسی آن که اگر در یک شتابدهنده، پهن کننده با فیلتر تابش ترمزی یکی شود چه تأثیری بر طیف گاما دارد.

- [1] L. Auditore , .C. Barna, D. De Pasquale, A. Italiano, D. Loria, A. Trifiro, M. Trimarchi, 2005 , “Design of a 5MeV electron linac based X-ray source”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 240(2005), 913-922
- [2]C. Domingo, M. J. Garcia-Fuste, E. Morales, K. Amgarou, J. A. Terron, J. Rosello, L. Brualla, L. Nunez, R. Colmenares, F. Gomez, G. H. Hartmann, F. Sanchez- Doblado, F. Fernandez, 2010, “Neutron spectrometry and determination of neutron ambient dose equivalents in different LINAC radiotherapy rooms”, *Radiation Measurements*, 45 (2010), 1391-1397
- [3] D. Sardari, R. Maleki, H. Samavat, A. Esmaceli, 2010, “Measurement of depth –dose of linear accelerator and simulation by use of Geant4 computer code”; *Report of Practical oncology and Radiotherapy*, 15(2010), 64-68
- [4] E. Ishmael Parsai, David Pearson, Thomas Kvale, 2007, “Consequences of removing the flattening filter from linear accelerators in generating high dose rate photon beams for clinical applications: A Monte Carlo study verified by measurement”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 261 (2007), 755-759
- [5] S.A. Martinez, R. Barquero, J.M. Gomez-Ros, A.M. Lallena, C. Andres, R. Tortosa, 2010, “Evaluation of neutron production in new accelerators for radiotherapy”, *Radiation Measurements*, 45 (2010) 1402-1405
- [6] Ali Asghar Mowlavi, Maria Rosa Fornasie, Mario de Denaro, 2010, “Calculation of energy deposition, photon and neutron production in proton therapy of thyroid gland using MCNPX”, *Applied Radiation and Isotopes*, 69 (2011) 122-125
- [7] B. J. Patil, S.T. Chavan, S.N. Pethe, R. Kriishnan, V.N. Bhooraskar, S.D. Dhole, 2011, “Estimation of Neutron Production from accelerator head assembly of 15 MeV medical LINAC using FLUKA simulations”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 269 (2011) 3261-3265
- [8] Robley D. Evans, “ *The Atomic Nucleus* ”, TATA MC GRAW-HILL Publishing Company, Bombay- Delhi

[۹] ن. سولفانديس ، ۱۳۷۲ ، "اندازه گیری و آشکار سازی تابش های هسته ای" ، مترجم: ر. کوهی، م. هادیزاده یزدی،

کتابستان مشهد، مشهد ص ۱۷۵ - ۲۳۰

- [۱۰] ر. وایدنر، ر. سلز، ۱۳۶۵، "مبانی فیزیک نوین"، مترجم: ع. ا. بابایی، م. صفا، چاپ اول، انتشارات مرکز نشر دانشگاهی، تهران، ص ۱۸۲-۱۸۴
- [۱۱] ک. کرین، ۱۳۷۳، "آشنایی با فیزیک هسته‌ای"، جلد دوم، مترجم: ن. میرفخرایی، مجید مدرس، چاپ اول، انتشارات مرکز نشر دانشگاهی، تهران، ص ۱۱ و ۱۲

[12] Judith F. Briesmeister, 2000, "MCNP TM-A general Monte Carlo N-Particle Transport Code version 4C", Diagnostics Applications Group, Los Alamos National Laboratory

- [۱۳] م. وفابخش، ی. ریاضی، ۱۳۹۰، "راهنمای استفاده از کد شبیه‌سازی MCNP4C" چاپ اول، نشر اندیشه سرا، تهران، ص ۱۱-۱۴

[14] H. E. JOHNS, L. KATS, R. A. DOUGLAS, N. H. HASLAM, 1950, "Gamma-Neutron Cross Sections", *Physical Review*, 6, 80, pp 1062-1068

[15] S.A. Martinez, R. Barquero, J.M. Gomez-Ros, A.M. Lallena, C. Andres, R. Tortosa, 2010, "Evaluation of neutron production in new accelerators for radiotherapy", *Radiation Measurements*, 45 (2010) 1402-1405

[16] A.Esmaili Torshabi, A. Terakawa, K.Ishii, H. Yamazaki, S. Matsuyama, Y. Kikuchi, H. Akiyama, K. Koyata, A. Tagawa, Y. Itoh, S. Yasunaga, 2010, "Development of an adjustable beam flattening system for modification of passive beam delivery technique in proton therapy", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 615 (2010) 138-141

[17] Mala Das, T. Sawamura, M. Kitaichi, S. Sawamura, 2003, "Application of superheated emulsion in neutron spectrometry at 45MeV electron linac", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 517 (2004) 34-41

Abstract

In this research, the effect of geometrical shape and dimensions of the 15MeV electron linear accelerator (Linac) on the gamma rays spectrum for production of the neutrons has been studied. We have calculated the range of outgoing electrons from the front of the accelerator within the filter made of stainless steel. Three dominant interactions of generated gamma rays from electron's bremsstrahlung occur, including Compton scattering, photoelectric effect and pair production, has been studied.

We use the method of Monte Carlo simulation using MCNP code. MCNP is a general-purpose Monte Carlo N-Particle code that can be used for neutron, photon, electron, or coupled neutron / photon / electron transport.

Geometric space for the filter made of the stainless steel 304 with different shapes and dimensions was simulated using MCNP code. Then the photon flux output from the filter at different angles relative to the direction of the emitted electrons was calculated. The energy distribution of photons produced in different locations was analyzed for four different shapes: cone, hemisphere, cylinder, and ellipsoid with different dimensions. In comparison between shapes and dimensions optimization in order to produce the maximum photon flux, a cylinder with a height 0.3 cm and radius 0.1 cm has obtained. Also by studying the spatial distribution of produced gamma rays; these rays at angle below 10° relative to the direction of the electron emission have the highest percentage of production. Regarding that the spectrum of gamma rays produced by the bremsstrahlung is continuous spectrum, we expected gamma rays with the energy range of 0 – 15 MeV, and can use these gamma rays in (γ , n) reaction which produce neutrons in order to exploit in many works such as in medical centers.

Keywords: electron linear accelerator, filter, bremsstrahlung, photon interactions, MCNPcode



Shahrood University of Technology

Shahrood University of Technology

Faculty of Physics

Thesis for the Grant of Master's Degree

**Study the effect of geometrical shape and dimensions of the filter
in front of the 15MeV electron Linear Accelerator
(LINAC) on the spectrum of gamma rays to generate neutrons
using the Monte Carlo method**

Supervisor:

Dr. Hossein Tavakoli_Anbaran

By:

Roya Danaei

Date: February 2013