



دانشگاه صنعتی امیرکبیر  
(پلی تکنیک تهران)

دانشکده مهندسی هسته ای و فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

طراحی و ساخت سیستم مونیتورینگ اسپکتروسکوپی تابشهای گاما و  
دیگر تابشها در مراکز هسته ای

نگارش:

وحید اسماعیلی ثانی

استاد راهنما:

دکتر حسین آفریده

استاد مشاور:

مهندس بهزاد بقراطی

شهریور ۸۷



دانشگاه صنعتی امیرکبیر  
(پلی تکنیک تهران)

بسمه تعالی

فرم اطلاعات پایان نامه  
کارشناسی - ارشد و دکترا

تاریخ:  
شماره:

معاونت پژوهشی  
فرم پروژه تحصیلات تکمیلی ۷

مشخصات دانشجو:

نام و نام خانوادگی: یوحید اسماعیلی ثانی  
شماره دانشجویی: ۸۵۱۱۲۰۱۵  
دانشگاه: مهندسی هسته ای و فیزیک  
دانشجوی آزاد  
بورسیه  
معادل  
رشته تحصیلی: پرتو پزشکی  
گروه:

مشخصات استاد راهنما:

نام و نام خانوادگی: دکتر حسین آفریده  
نام و نام خانوادگی:  
درجه و رتبه: استاد  
درجه و رتبه:

مشخصات استاد مشاور:

نام و نام خانوادگی: بهزاد بقراتی  
نام و نام خانوادگی:  
درجه و رتبه: کارشناس ارشد  
درجه و رتبه:

عنوان پایان نامه به فارسی: طراحی و ساخت سیستم مونیترینگ تابش های گامای مراکز هسته ای

عنوان پایان نامه به انگلیسی: Design and Mnuufacturing of Gmma Monitoring System in Nuclear Centers

نوع پروژه: کارشناسی  
کاربردی  
ارشد  
بنیادی  
دکترا  
توسعه ای  
سال تحصیلی:  
نظری

تاریخ شروع: 85/7/1 تاریخ خاتمه: 87/6/18 تعداد واحد: 31 سازمان تأمین کننده اعتبار:

واژه های کلیدی به فارسی: آشکارسازی - طیف نگاری - میکروکنترلر آرم - الکترونیک هسته ای

واژه های کلیدی به انگلیسی: Detection - Spectroscopy - ARM Microcontroller - Nuclear Electronic

تعداد صفحات ضمیمه	تعداد مراجع	واژه نامه	نقشه	نمودار	جدول	تصویر	تعداد صفحات 131	مشخصات ظاهری
		<input type="radio"/>	<input checked="" type="radio"/>	<input checked="" type="radio"/>	<input checked="" type="radio"/>	<input checked="" type="radio"/>		
		چکیده		انگلیسی			فارسی	زبان متن
								یادداشت

نظرها و پیشنهادهای به منظور بهبود فعالیت های پژوهشی دانشگاه

استاد:

کم کردن زمان پردازش دستگاه و بالا بردن رزولوشن

دانشجو:

کم کردن زمان پردازش دستگاه و بالا بردن رزولوشن

امضاء استاد راهنما:

تاریخ: ۸۷/۱۰/۲۱

دکتر حسین آفریده

۱: ارائه به معاونت پژوهشی به همراه یک نسخه الکترونیکی از پایان نامه و فرم اطلاعات پایان نامه بصورت PDF همراه چاپ چکیده (فارسی انگلیسی) و فرم اطلاعات پایان نامه

۲: ارائه به کتابخانه دانشکده (شامل دو جلد پایان نامه به همراه نسخه الکترونیکی فرم در لوح فشرده طبق نمونه اعلام شده در صفحه خانگی کتابخانه مرکزی) مرکزی

۵	..... Abstract
۶	..... فصل اول - چشم اندازی به روشهای آشکارسازی
۶	..... ۱.۱ برهمکنش های هسته ای با مواد
۶	..... ۱.۱.۱ مقدمه
۶	..... ۱.۱.۲ ذرات باردار سنگین
۸	..... ۱.۱.۳ الکترونها و پوزیترونها
۱۰	..... ۱.۱.۴ تشعشعات ایکس و گاما
۱۳	..... ۱.۱.۵ نوترونها
۱۵	..... ۱.۲ محاسبات آماری تولید یونش
۱۷	..... ۱.۲.۱ شمارنده های گایگر
۱۹۱۹	..... ۱.۲.۲ شمارنده ی تناسبی
۲۱	..... ۱.۳ مقدمه
۲۱	..... ۱.۳.۱ شمارنده های سوسوزن
۲۳۲۳	..... ۱.۳.۲ سوسوزنهای آلی
۲۵	..... ۱.۳.۳ سوسوزنهای غیر آلی
۲۹	..... ۱.۳.۴ لامپهای تکثیر کننده ی فوتونی
۳۳	..... فصل دوم- تشریح کلیات طرح
۳۳	..... ۲.۱ مقدمه
۳۸	..... ۲.۲ بخش تقویت کننده و شکل دهنده ی پالس
۳۸	..... ۲.۳ بخشهای کنترلی و ارتباطی
۳۹	..... ۲.۴ بخش برنامه ریزی درون سیستمی
۴۰	..... ۲.۵ تغذیه ی سیستم
۴۲	..... فصل سوم - تقویت کننده و شکل دهنده ی پالس
۴۲	..... ۳.۱ عوامل تاثیر گذار بر روی تفکیک انرژی
۴۲	..... ۳.۱.۱ طیف ارتفاع پالس
۴۴	..... ۳.۱.۲ جمع شدگی پالس
۴۵	..... ۳.۱.۳ نویز
۴۶	..... ۳.۱.۴ شکل پالس آشکارساز و کسر بالستیک
۴۹	..... ۳.۱.۵ نحوه ی محاسبه ی عملی کسر بالستیک
۵۴	..... ۳.۱.۶ شکل دهی تک قطبی و دو قطبی پالس

۵۶	.....	مشخصات آشکارساز	۳.۲
۵۸	.....	تحلیل شکل موجهای خارج شده از آشکارساز سوسوزن	۳.۲.۱
۶۰	.....	حالت اول . ثابت زمانی بزرگ	۳.۲.۲
۶۲	.....	حالت دوم . ثابت زمانی کوچک	۳.۲.۳
۶۳	.....	مدارهای شکل دهنده ی فعال	۳.۳
۶۴	.....	مدار مشتق گیر فعال به کمک تقویت کننده ی عملیاتی	۳.۳.۱
۶۵	.....	جبرانسازی فرکانسی مشتقگیر	۳.۳.۲
۶۷	.....	مدار انتگرالگیر فعال به کمک تقویت کننده ی عملیات	۳.۳.۳
۶۷	.....	جبرانسازی فرکانسی انتگرالگیر	۳.۳.۴
۷۰	.....	شکل دهی CR – RC	۳.۳.۵
۷۳	.....	بررسی مدار شکل دهنده ی (CR) – (RLC)	۳.۳.۶
۷۹	.....	بکارگیری نرم افزار ORCAD جهت تحلیل شبکه های شکل دهنده ی پالس	۳.۳.۷
۸۱	.....	تشریح مدار تقویت کننده و شکل دهنده ی پالس	۳.۴
۸۵	.....	فصل چهارم - قواعد طراحی در مقابل نویز	
۸۵	.....	تشخیص منابع نویز	۴.۱
۸۵	.....	نویز منتقل شده	۴.۱.۱
۸۵	.....	نویز دریافت شده	۴.۱.۲
۸۵	.....	مسیر برگشت به زمین	۴.۲
۸۶	.....	بخش بندی سیستم	۴.۳
۸۷	.....	مصونیت در مقابل فرکانسهای رادیویی	۴.۴
۸۸	.....	تخلیه ی الکترواستاتیکی (ESD) و حالات گذرا	۴.۵
۸۹	.....	منابع تغذیه ، خطوط تغذیه و خازنهای جداساز (DECOUPLING)	۴.۶
۹۱	.....	طرح مدار چاپی و چگونگی قرارگیری صفحه ی زمین	۴.۷
۹۱	.....	زمین کردن حلقه های جریان و سیگنالها	۴.۷.۱
۹۱	.....	صفحات زمین	۴.۷.۲
۹۲	.....	بخش بندی فیبر مدار چاپی	۴.۷.۳
۹۳	.....	فصل پنجم - بخش کنترل	
۹۳	.....	مقدمه	۵.۱
۹۳	.....	وظایف بخش کنترل	۵.۲
۹۴	.....	مشخصات کنترلر AT91SAM7X256	۵.۳
۹۷	.....	معماری داخلی AT91SAM7X256	۵.۴
۹۸	.....	برنامه نویسی میکروکنترلر واحد کنترل	۵.۵
۹۹	.....	پردازش داده ها	۵.۶
۱۰۲	.....	مدارات بایاس و برنامه ریزی AT91SAM7X256	۵.۷

۵.۸ بخش نرم افزار ..... ۱۰۴

فصل ششم - بررسی عملکرد سیستم مانیتورینگ AKUM ..... ۱۰۶

۶.۱ نحوه ی راه اندازی دستگاه ..... ۱۰۶

منابع .....

چکیده :

در مراکز هسته ای داشتن اطلاعات از مواد رادیو اکتیو، نرخ واپاشی و انرژی تابش های آن حائز اهمیت می باشد و از انجائیکه واپاشی مواد رادیواکتیو به همراه تابش ذرات بتا ، آلفا و گاما صورت می گیرد ؛ لذا مونیتورینگ و طیف نگاری انرژی ذرات یاد شده در مراکز هسته ای یکی از زمینه های بسیار مهم در مهندسی هسته ای را تشکیل می دهند . اهداف این پروژه بر روی مونیتورینگ و طیف نگاری تابش های مراکز هسته ای می باشد . بدین منظور با توجه به نیازمراکز هسته ای به داشتن تجهیزات با تکنولوژی بالا و علاوه بر آن افزایش قابلیت های آنها پروژه ی " طراحی و ساخت سیستم مونیتورینگ و اسپکترومتری تابش های مراکز هسته ای " تعریف شد . در این راستا اهدافی از جمله طراحی نوین ، بهره گیری از ادوات هوشمند و قابل برنامه ریزی و فراهم نمودن امکان دسترسی و مشاهده ی همزمان نتایج و اطلاعات خروجی مد نظر قرار گرفت .  
در نهایت اجرای این پروژه از سه جنبه سبب پیشرفت و ارتقاء علمی خواهد شد :

- از جنبه الکترونیک هسته ای
- از جنبه سیستم های کنترل الکترونیک
- از جنبه فیزیک هسته ای

## فصل اول - مروری بر روشهای آشکارسازی

### ۱.۱ برهمکنش های هسته ای با مواد

#### ۱.۱.۱ مقدمه

تقریباً تمام روشهای آشکاری، به استثنای آشکارساز چرنکوف، از جذب تمام یا بخشی از انرژی ذرات هسته ای ناشی از یونیزه کردن یا برانگیختگی پدید آمده در محیط آشکارساز بهره می برند. در مورد ذرات باردار، یونیزاسیون و برانگیختگی بطور مستقیم توسط برهمکنش میدان الکترومغناطیسی ذرات با الکترونها محیط آشکارساز پدید می آیند و در نهایت شاهد بروز یونشها و برانگیختگی های دیگری در راستای مسیر حرکت ذرات اولیه خواهیم بود. ذرات بدون بار همچون تشعشعات گاما و ایکس می بایست تحت چندین فرایند، از جمله برهمکنش کامپتون یا فوتوالکتریک، تمام یا بخشی از انرژی خود را به الکترونی که تولید یونش یا برانگیزش می کند منتقل نمایند. بطور مشابه نوترونها نیز تحت برهمکنشی همچون برخورد با یک هسته، ذراتی تولید می کنند که آن ذرات نیز در تولید یونش و برانگیزش نقش موثری ایفا می نمایند [1]. با توجه به برهمکنش های حاصل میان ذرات و محیط آشکارساز، ذرات هسته ای را به چهار گروه تقسیم می کنند:

- (i) ذرات باردار سنگین (پروتونها، ذرات آلفا، یونهای سنگین، مزونها)
- (ii) الکترونها و پوزیترونها
- (iii) تشعشعات ایکس و گاما
- (iv) نوترونها

#### ۱.۱.۲ ذرات باردار سنگین

ذره ی باردار سنگینی که وارد محیط آشکارساز می گردد انرژی خود را توسط برهمکنش های در پی، یعنی برهمکنش میان میدان الکترومغناطیسی خود و الکترونها داخل محیط آشکارساز، از دست داده و در نهایت سبب تحریک و برانگیختگی الکترونها می گردد. مطابق با مکانیک کلاسیک انرژی ماکزیمم  $E_{max}$  که یک الکترون در برخورد با ذره ای به جرم  $M$  و انرژی  $E$  کسب می کند برابر خواهد بود با:

$$E_{max} = \frac{4 \cdot m_0 \cdot M \cdot E}{(m_0 + M)^2} \cong 4 \cdot E \frac{m_0}{M} \quad (1-1)$$

همواره اندک خواهد  $E_{max}$  مکانیک کوانتوم نشان می دهد که احتمال جذب انرژی بیش از مقدار بود. الکترونهايي که دارای انرژی بالاتری هستند، اغلب تشعشعات دلتا نامیده میشوند، خود نیز سبب تولید یونشهای دیگری کرده که این پدیده نیز نقش مهمی در میزان پهنای مسیر یونش دارد. از آنجا که کسر اتلاف انرژی ذره به ازای هر برخورد اندک می باشد، با توجه به رابطه (1-1) برآیند

گردد. با توجه انحراف مسیر ذره اندک شده و مسیر طی شده بطور قابل ملاحظه ای مستقیم می به تعدد برخوردهای مورد نیاز جهت به سکون در آوردن ذره می توان محدوده ی عبور مناسبی را تعریف نمود.

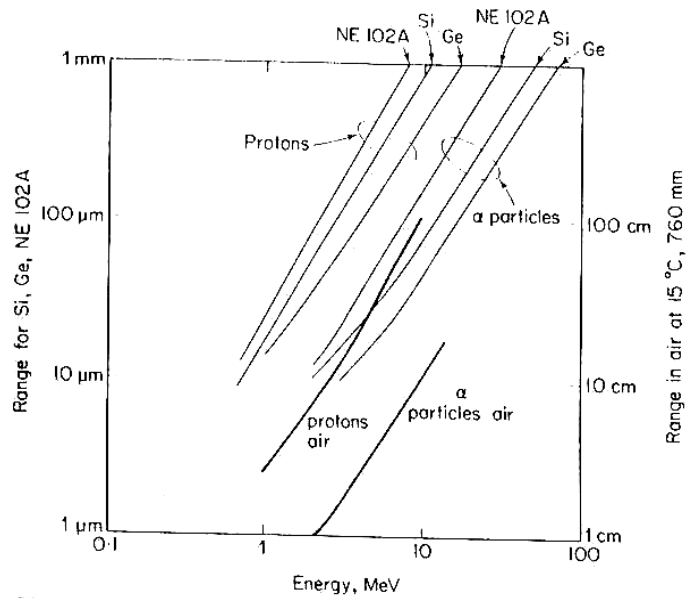
برای ذره ای با نوع و انرژی مشخص اگر فاصله ی طی شده ی  $R_1$  برای محیطی با چگالی  $\rho_1$  و وزن اتمی  $A_1$  مشخص باشد، سپس فاصله ی طی شده ی  $R_2$  در محیطی با چگالی  $\rho_2$  و وزن اتمی  $A_2$  را می توان با رابطه ی تجربی براگ - کلمان [1] بصورت زیر بدست آورد:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2 \cdot \sqrt{A_1}}{\rho_1 \cdot \sqrt{A_2}} \quad (1-2)$$

برای محیط هایی مرکب از مواد گوناگون رابطه ی فوق را با توجه به وزن اتمی موثر زیر می توان بکار برد:

$$\sqrt{A} = \frac{n_1 A_1 + n_2 A_2 + K}{n_1 \sqrt{A_1} + n_2 \sqrt{A_2} + K} \quad (1-3)$$

که  $n_1, n_2, \dots$  کسرهای اتمی تشکیل دهنده ی ماده ی مرکب و  $A_1, A_2, \dots$  وزنهای اتمی آنها می باشند. در شکل (1-1) محدوده ی طی شده توسط پروتونها و ذرات آلفا در محیطهای آشکارسازی گوناگون نمایش داده شده است.

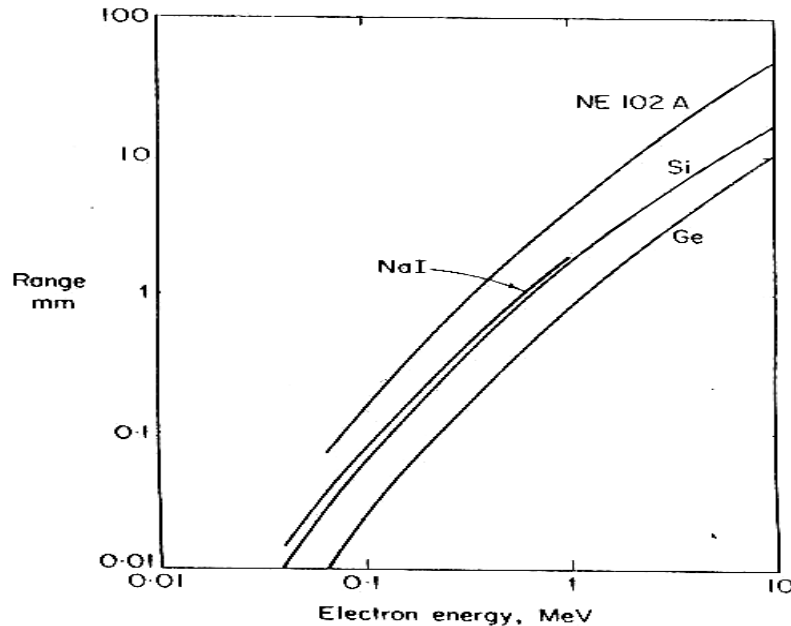


شکل 1-1 دامنه ی تغییرات ذرات آلفا و پروتونها در محیط های آشکارسازی گوناگون . [1]



### ۱.۱.۳ الکترونها و پوزیترونها

برای انرژیهای بالاتر از 10MeV اتلاف انرژی الکترونها در محیط آشکارساز توسط یونش و برانگیختگی الکترونها محیط مذکور همانند ذرات باردار سنگین صورت می گیرد . برای الکترونها با انرژیهای بالاتر اتلاف انرژی همانند پدیده ی برمشترلانگ به شدت اهمیت یافته و شدت آن با (عدد اتمی محیط)  $Z^2$  تغییر می کند. لذا بعنوان مثال اتلاف انرژی برای الکترونی با انرژی 9 MeV در محیط سربی بیشتر بواسطه ی پدیده ی برمشترلانگ خواهد بود تا بواسطه ی یونش.



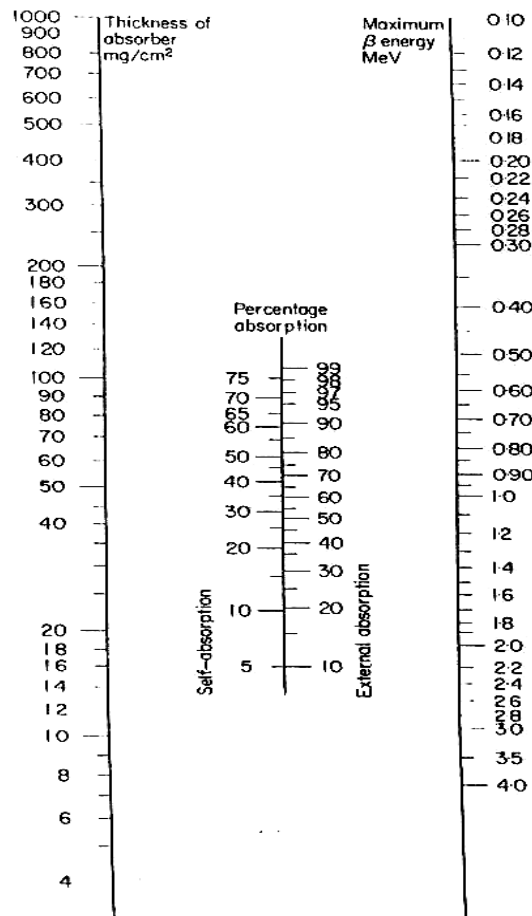
شکل ۱-۲ دامنه ی تغییرات الکترونها در محیطهای آشکارسازی گوناگون . [1]

در جذب ناشی از یونش ، به علت کم بودن جرم الکترونها در مقایسه با ذرات باردار سنگین کسر بزرگتری از انرژی ذرات در هنگام برخورد با الکترونها محیط جذب به آنها منتقل می گردد ولذا شاهد تشعشعات دلتایی با انرژی بالاتر خواهیم بود که آنها نیز به نوبه ی خود توان پدید آوردن یونشهای ثانویه در فواصلی دورتر از مسیر حرکت ذره ی اصلی را دارا می باشند . برای الکترونی با انرژی 0.1 MeV در هوا حدود دو سوم کل یونشها ناشی از یونشهای ثانویه می باشد . مسیر حرکت ذرات به هنگام برخورد به علت زیاد بودن اتلاف انرژی بطور قابل ملاحظه ای دچار انحراف می گردد و لذا دیگر نمی توان تعریف مناسبی از فاصله ی طی شده توسط ذره بیان داشت .

از آنجاییکه مسیر طی شده توسط یک الکترون به نسبت ذره ی باردار سنگینی با انرژی مشابه در سرعتهای خیلی زیادتری بوقوع می پیوندد ، لذا الکترون زمان کمتری را در مجاورت اتمهای جذب سپری می کند و در نتیجه آهنگ اتلاف انرژی و چگالی یونش نیز مطابق با آن کاهش می یابد . به همین دلیل فاصله ی طی شده توسط الکترونها خیلی بیشتر از ذرات سنگین باردار با انرژی مشابه می

باشد. شکل (۱-۲) بیانگر اختلاف فاصله های طی شده برای محیط های آشکاری سازی گوناگون می باشد ( شکل بطور تقریبی ترسیم شده است ).

در نهایت نومورگن در شکل ۱-۳ درصد تقریبی انتقال را برای تشعشعات بتا با انرژی ماکزیمم  $E_{max}$  برای جاذب هایی با مقادیر مختلف جرم در واحد سطح وقتیکه جاذب میان چشمه و آشکارساز ( جاذب خارجی ) قرار می گیرد و یا زمانیکه خود چشمه دارای ضخامتی است که آن ضخامت خود جذب پدید می آورد را بدست آورده است. فاصله ی طی شده توسط پوزیترونها اندکی متفاوت از الکترونهایی با همان انرژی خود جذبی<sup>۱</sup> می باشند. زمانیکه آنها به حالت سکون می رسند همراه با الکترون مجاور خود نابود شده و تشعشع نابودی مشخصه ای را که حاوی دو گاما می باشد از خود ساطع می کنند. هر یک از این تشعشعهای گاما نیز دارای انرژی  $m_0 c^2 (511 \text{ keV})$  و در جهتی خلاف یکدیگر می باشند.



شکل ۱-۳ نمودار محاسباتی جذب تشعشعات پیوسته ی بتا.

<sup>1</sup> self absorption

منظور از مقیاس جاذب خارجی جاذبی است که میان چشمه و آشکارساز قرار داده شده باشد و منظور از مقیاس خود جذبی، چشمه ی ضخیمی با توزیع تشعشع یکنواخت در درون خود می باشد. [1]

#### ۱.۱.۴ تشعشعات ایکس و گاما

اتلاف انرژی ایکس و گاما در مواد با سه فرآیند همراه می گردد:

- (i) اثر فوتوالکتریک
- (ii) اثر کامپتون
- (iii) تولید زوج

در اثر فوتوالکتریک تمام انرژی فوتون به الکترون منتقل می گردد و سپس فوتون در اثر این فرایند نابود می شود. احتمال وقوع این پدیده بیشتر با الکترونها ی نوع K صورت می گیرد و سهم انرژی منتقل شده به فوتوالکترون توسط فوتونی با انرژی  $h\nu$  بصورت

$$h\nu - E_b^k \quad (۱ - ۴)$$

که  $E_b^k$  انرژی بستگی الکترون K می باشد. اینگونه الکترونها به دنبال دفع برانگیختگی<sup>۲</sup> اتمها همراه با یک یا چند تشعشع ایکس با انرژی کل  $E_b^k$  ساطع می گردند. همواره این احتمال وجود دارد که تشعشعات ایکس مذکور از محیط آشکارساز فرار کنند اما بدلیل اندک بودن انرژیهای مجددا توسط فرایند فوتوالکتریک مشابهی جذب می گردند. در نتیجه تشعشعات کا ایکس<sup>۳</sup> می توانند با الکترونها ی L اتمهای دیگر برهمکنش کرده و آنها نیز در هنگام دفع برانگیختگی سبب تولید تشعشعات ال ایکس<sup>۴</sup> می گردند. به این ترتیب احتمال باز جذبی مجدد تشعشعات ایکس با انرژیهای پایین تر محقق می گردد. پس از یک چنین فرایندهای زنجیره ای سریعی خانواده بزرگی از فوتوالکترونها که مجموع انرژی آنها برابر با انرژی فوتون اصلی  $h\nu$  است شکل می گیرد. البته هر کدام از اعضای خانواده ی ایکس میتوانند از محیط آشکارساز فرار کنند و یا به جای فرایند فوتوالکتریک، فرایند کامپتون انجام دهند. اگرچه به علت کاهش انرژی تشعشعات متوالی ایکس احتمال مذکور کاهش یافته و حتی فرار تشعشعات کا ایکس بندرت صورت خواهد پذیرفت.

در مورد اثر کامپتون فقط بخشی از انرژی فوتون به الکترون منتقل می گردد پس از آن انرژی فوتون کاهش یافته و جهت حرکتش تغییر خواهد کرد. زاویه ای که فوتون به آن پراکنده می شود هر مقداری می تواند باشد و انرژی منتقل شده به الکترون نیز بصورت طیف پیوسته ای از صفر تا انرژی  $E_{max}$

<sup>2</sup> de – excitation

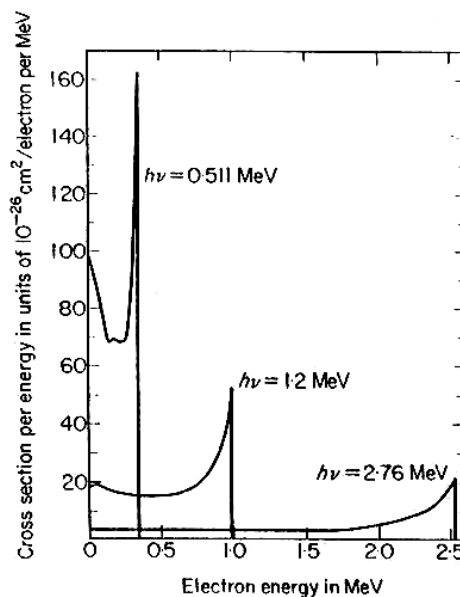
<sup>3</sup> K X ray

<sup>4</sup> L X ray

خواهد بود. مقدار  $E_{\max}$  (مطابق با فوتونی که در جهت عکس حرکت اولیه ی خود پراکنده شده است)<sup>5</sup> با رابطه ی زیر مشخص می گردد:

$$E_{\max} = \frac{2(h\nu)^2}{m_0 c^2 + 2h\nu} \quad (1-5)$$

شکل (1-4) توزیع انرژی منتقل شده به الکترون از تشعشعات گامایی با سه انرژی مختلف را نشان می دهد. اگر تشعشع گاما دارای انرژی فراتر از  $2m_0 \cdot c^2$  باشد (1.02 MeV) تولید زوج بوقوع می پیوندد. در این حالت فوتون اصلی ناپدید شده و زوج الکترون - پوزیترون، مابقی انرژی یعنی  $h\nu - 2 \cdot m_0 \cdot c^2$  را حمل می کنند. الکترون و پوزیترون نیز انرژی شان را در اثر برخوردهای پیاپی و در نهایت به سکون در آمدن از دست می دهند.



شکل 4-1 سطح مقطع های دیفرانسیلی برای اثر کامپتون. محور قائم با تعداد الکترونها کامپتون در واحد انرژی الکترونها متناسب است و اطلاعات برای سه انرژی گاما بدست آمده اند. [1]

سپس پوزیترون در مجاورت با الکترون از بین رفته و تولید اشعه ی مشخصه ی نابودی متشکل از زوج گامایی که هر کدام دارای انرژی  $511 \text{ keV} = m_0 \cdot c^2$  و جهت حرکتی خلاف یکدیگر دارند می کند. از آنجاییکه یک یا هر دو اینها توسط فرایندهای فوتوالکتریک و یا کامپتون جذب خواهند شد لذا کل انرژی منتقل شده به محیط آشکارساز می تواند در گستره ای از مقادیر تغییر کند. اگرچه معمولاً شاهد سه مقدار انرژی در محیط آشکارساز  $h\nu - 2m_0 c^2$ ,  $h\nu - m_0 c^2$ ,  $h\nu$  مطابق با جذب یکی، هر دو و یا هیچکدام از تشعشعات گامای نابودی خواهیم بود. میزان نسبی فرایندهای کامپتون، فوتوالکتریک و تولید زوج به مقدار انرژی فوتون اولیه و طبیعت محیط آشکارسازی وابسته است. اگر

<sup>5</sup> back - scattered

فوتون ضخامت  $dx$  محیط را طی نماید احتمال وقوع هر یک از سه فرایند جذب را با  $\xi_T dx$  که در آن  $\xi_T$  به عنوان ضریب جذب کل و یا سطح مقطع ماکروسکوپیک بیان می گردد مشخص می کنیم . در این حالت طیف فوتونی با شدت  $I_0$  پس از طی ضخامت  $x$  جاذب به مقدار  $I_0 \cdot e^{-\xi_T \cdot x}$  تغییر خواهد نمود . از آنجاییکه احتمال کل جذب  $\xi_T dx$  در ضخامت  $dx$  برابر مجموع احتمالات ویژه ای از فرایندهای فوتوالکتریک ، کامپتون و تولید زوج می باشد آنرا می توان بصورت :

$$\xi_T = \xi_{\text{Photo}} + \xi_{\text{Comp}} + \xi_{\text{Pair}} \quad (1-6)$$

برای فرایند فوتوالکتریک با تشعشع های گامایی با انرژی بالاتر از انرژی بستگی لایه ی  $K$  میزان  $\xi_{\text{Photo}}$  بطور تقریبی برابر :

$$\xi_{\text{Photo}} \propto N Z^5 (h \cdot \nu)^{-3.5} \quad (1-7)$$

که در این رابطه جاذب دارای  $N$  اتم در واحد حجم و  $Z$  عدد اتمی جاذب می باشد . بنابراین استفاده از جاذبی با عدد اتمی بالا و فوتونهایی با انرژی کم به شدت سبب افزایش احتمال برهمکنش فوتوالکتریک می گردد .

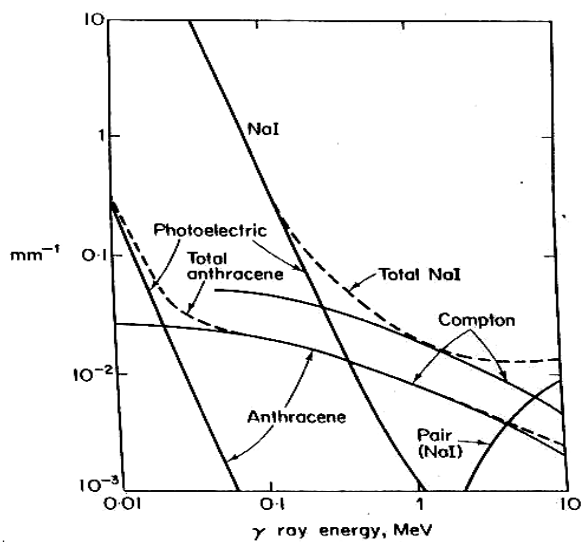
احتمال وقوع فرایند کامپتون نیز وابسته است به میزان چگالی الکترونی جاذب و  $\xi_{\text{Comp}}$  تقریباً برابر خواهد بود با :

$$\xi_{\text{Compton}} \propto \frac{N \cdot Z}{h \nu} \quad (1-8)$$

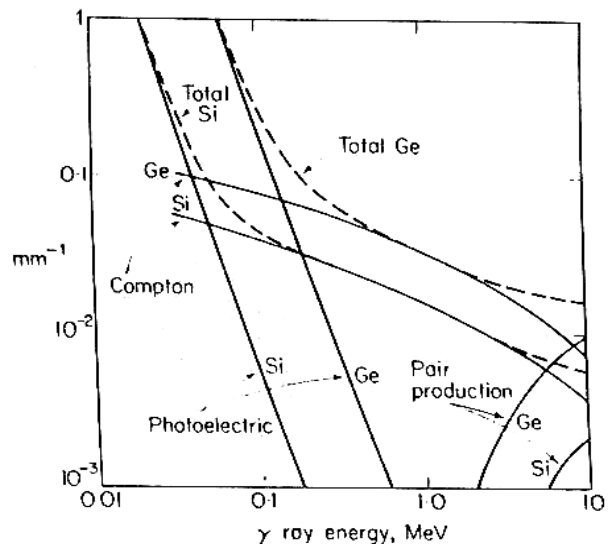
برای فرایند تولید زوج با پرتوهای گامایی که انرژی آنها نزدیک به مقدار انرژی آستانه فرایند تولید زوج می باشد میزان  $\xi_{\text{pair}}$  بطور تقریبی برابر خواهد بود با :

$$\xi_{\text{Pair}} \propto N Z^2 (h\nu - 2m_0 c^2) \quad (1-9)$$

در شکلهای (۱-۵) و (۱-۶)  $\xi_{\text{Photo}}$  ،  $\xi_{\text{Comp}}$  و همچنین  $\xi_{\text{pair}}$  برای مقادیر مختلف  $h\nu$  و محیط های آشکارسازی گوناگون ترسیم شده است . از آنجاییکه در یک فرایند آشکارسازی ایده آل تمام انرژی فوتون می بایست به الکترونهای جاذب منتقل گردد واضح خواهد بود که اثر فوتوالکتریک این امر را مهیا خواهد نمود و شکلهای (۱-۵) و (۱-۶) نیز اهمیت استفاده از چنین محیطی با عدد اتمی بالا را نشان می دهند .



شکل ۶-۱ ضرایب جذب کلی و جزئی



شکل ۵-۱ ضرایب جذب جزئی و کلی تشعشع

گاما در Si و Ge . [1]

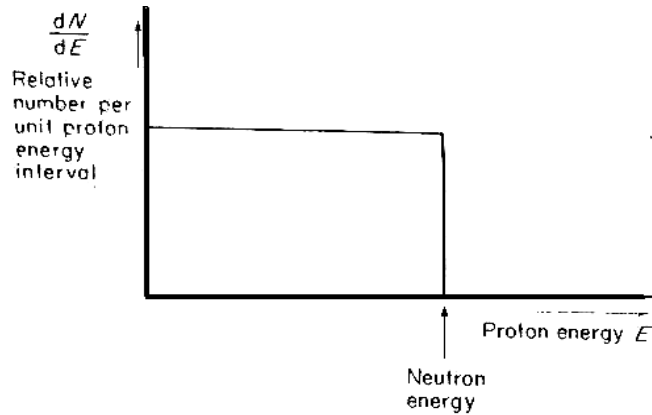
تشعشع گاما در یدور سدیم (NaI)

وآنترسین (anthracene) C<sub>14</sub>H<sub>10</sub> . [1]

### ۱.۱.۵ نوترونها

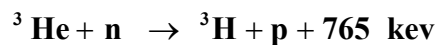
برهمکنش نوترونها با الکترونها نسبت به آنچه قبلا توضیح داده شد بسیار ناچیز می باشد. از آنجاییکه در واکنشهای هسته ای ذرات باردار و یا فوتونهای گاما تولید می گردد لذا پهنه ی گسترده ای از چنین واکنشهایی را می توان جهت آشکارسازی نوترونی بکارگرفت. یکی از رایجترین روشها برای آشکارسازی نوترونهای سریع و میانی، آشکارسازی پس زنی پروتون<sup>۶</sup> موجود در جاذب هیدروژنی می باشد. برای نوترونهایی با انرژیهای مذکور سطح مقطع چنین واکنشی به اندازه ی قابل ملاحظه ای بزرگ می باشد (شکل ۸-۱ را ملاحظه نمایید).

<sup>6</sup> Proton recoil



شکل ۷-۱ توزیع انرژی پروتونهای تولید شده توسط پس زنی نوترونهای تک-انرژی. [1]

کسر انرژی نوترونی انتقال یافته به پروتون بر طبق زاویه ی پراکندگی از 0% تا 100% با تابع توزیع یکنواختی تا انرژی 10MeV تغییر خواهد نمود ( شکل ۷-۱ را ملاحظه نمایید) . بنابراین امکان دسترسی به توزیع انرژی نوترونی با اطلاع از توزیع انرژی پروتونها موجود می باشد . البته این مطلب نیز به نوبه ی خود محاسبات ویژه ای را در بر می گیرد . جدا از روش پس زنی پروتون از چند روش دیگر نیز که در آنها از واکنشهای ذرات باردار استفاده می کنند می توان بهره گرفت . معمولا واکنشی انتخاب می گردد که سطح مقطع نوترونی بزرگتری داشته باشد . ( حداقل با ادوات الکترونیک ) برای نوترونهای گرمایی طیف نگاری<sup>۷</sup> عملی نمی باشد. بنابراین واکنشی را می بایست انتخاب نمود که دارای مقادیر مثبت Q باشد یعنی واکنش گرمازا . بهمین دلیل ذرات باردار تولید شده ای را می بایست انتخاب کرد که بتوان به راحتی آنها را از هر تشعشع گاما و تشعشع زمینه ی دیگری جدا نمود . واکنشهایی را که در آشکارسازی نوترونهای گرمایی می توان بکاربرد عبارتند از :

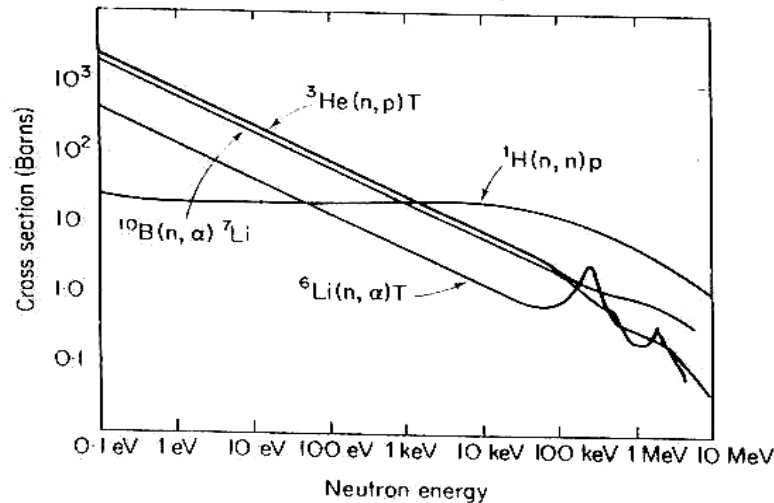


همچنین می توان با ترکیب انرژی محصولات شکافت در واکنشهای فوق آشکارسازی نوترونهای سریع را نیز انجام داد و به این ترتیب امکان طیف نگاری نوترونی مهیا می گردد . همچنین این امکان برای آشکارسازی نوترونهای سریع وجود دارد که از یک واکنش آستانه نیز استفاده نمود . زیرا نوترونهایی که انرژی آنها پایین تر از آستانه ی انرژی مذکور می باشد نمی توانند منجر به بروز واکنشی شوند .

انرژی آستانه ی واکنش شکافت  ${}^{237}\text{NP}$  در حدود 0.75 MeV می باشد و این سطح انرژی را می توان به عنوان پایه ای جهت آشکارسازی نوترونهای سریع با توجه به عدم حساسیت  ${}^{237}\text{NP}$  به

<sup>7</sup> Spectroscopy

نوترونیایی با انرژی پایین تر بکار برد. در شکل ( ۸ - ۱ ) بعضی از سطح مقطع های اتمی برای واکنشهای رایج در آشکارسازی نوترونی نشان داده شده است .



شکل ۸-۱ سطح مقطع های تعدادی از واکنشهای بکار برده شده جهت آشکارسازی نوترونی [1].

## ۱.۲ محاسبات آماری تولید یونش

در آشکارسازهای گازی و یا نیمه هادی یونش تولید شده توسط ذرات هسته ای اندازه گیری می گردد. در اصل ذرات هسته ای در تولید و شکل گیری یونشها سهیم هستند . برای چنین محیط آشکارسازی کمیت مهمی بنام مقدار  $W$  وجود دارد که تعریف آن بصورت متوسط انرژی ذره به زوج یون تولید شده می باشد . جای خوشبختی است که مقدار  $W$  در محدوده ی وسیعی از انرژی ذرات و تقریباً برای ذراتی با انواع مختلف در محیط مشابه یکسان می باشد . این ثبات در مقدار  $W$  و در نتیجه تناسب میان انرژی ذره و یونش ، پایه ی مناسبی جهت طیف نگاری می باشد . دقت اندازه گیری در طیف نگاری که میزان یونش تولید شده در محیط را اندازه گیری می کند به میزان تغییرات آماری  $n$  زوج یون تولید شده وابسته خواهد بود و لذا دقت اندازه گیری مستقیماً متناسب با میزان انحراف استاندارد  $n$  می گردد . در جدول (۱-۱) مقدار  $W$  را برای چند گاز مختلف به همراه پتانسیل یونش هر کدام و برای سیلیکون و ژرمانیوم به همراه باند انرژییشان (یعنی انرژی لازم جهت حرکت یک الکترون از باند والانس به باند هدایت) موجود می باشد . از این جدول آشکار است که در تمام موارد فقط کسری یک دوم تا یک چهارمی از انرژی ذرات جهت تولید یونش مورد استفاده قرار می گیرد و مابقی آن جهت تحریک و استفاده در سایر فرایندها مورد استفاده قرار خواهد گرفت . این امکان وجود دارد که تولید یونش را در دو اکستریم مورد بررسی قرار داد .

در نخستین اکستریم می توان فرض کرد که تولید هر جفت یون دارای احتمال ثابتی مستقل از تولید سایر جفت یونها می باشد . برای یک چنین پدیده ی کاتوره ایی مقدار کل جفت یونهای تولید شده بر



توزیع پواسن ، همانند تابشهای رادیو اکتیو ، حاکم خواهد بود و اگر تعداد متوسط جفت یونها برابر  $\bar{n}$  باشد انحراف استاندارد آن  $\sqrt{\bar{n}}$  می گردد . در دومین اکستریم بخشی از انرژی ذره که تولید یونش می نماید دقیقاً می تواند در تولید زوج یون سهیم باشد و انحراف استاندارد آن نیز صفر خواهد بود .

حالت واقعی جایست میان دو اکستریم مذکور و انحراف استاندارد نیز بصورت  $F\sqrt{\bar{n}}$  که در آن  $F$  ضریب فانو می باشد بیان می گردد . سخت بودن تعیین ضریب فانو برای محیطهای آشکارساز منجر به تخمینهای گسترده ای شده که مقادیر آنها بطور کلی با بهبود تکنیکهای موجود کاهش می یابد . دقت موجود در ضریب فانو برای گازهای بکار رفته در ادواتی از قبیل شمارشگرهای تناسبی و محفظه ی یونش در حدود  $1/3$  می باشد . اگر چه در کارهای اخیر با بکارگیری ترکیبی از آرگون و اسیتیلن به ضریب فانوی خیلی کوچک در حدود  $0.09$  دست یافته اند . برای هر دوی سیلیکون و ژرمانیوم مقدار  $F$  در محدوده ی  $0.08$  گزارش شده است . میتوان ملاحظه کرد که مقادیر بزرگ  $\bar{n}$  برای سیلیکون و ژرمانیوم فاکتورهای تعیین کننده ای هستند که تفکیک پذیری بهتر آشکارسازی نیمه هادی نسبت به آشکارسازهای گازی را مشخص می کنند . علاوه بر این از آنجاییکه نویز موجود در تقویت کننده منجر به کاهش و اتلاف تفکیک پذیری می گردد می توان انتظار داشت که در آشکارسازهای نیمه هادی با توجه به بزرگ بودن دامنه سگنالهای خروجی آشکارساز سهم تلفاتی مذکور کاهش یابد .

فاکتورهای مشخص کننده ی تفکیک پذیری انرژی در یک شمارنده ی سوسوزن را به راحتی نمی توان با مقادیر  $\bar{n}$  و  $F$  که در فوق آورده شده است مقایسه نمود . نور تابیده شده از یک سوسوزن ناشی از فرو نشانی تحریک سطوح ملکولی است که آن نیز منجر به تابیده شدن فوتوالکترونها از فوتوکاتد واقع در محفظه ی تکثیر کننده ی فوتونی می گردد . بنابراین تخمینی معادل آنچه که از مقدار  $w$  در بحثهای قبل بدست می داد را هم اکنون می توان با توجه به انرژی ذره به ازای فوتوالکترونها تولید شده روی کاتد بیان داشت . برای یک کریستال یدور سدیم<sup>8</sup> مقدار  $w$  می تواند در حدود  $0.5 - 1 \text{ keV}$  به ازای هر فوتوالکترون و برای یک سوسوزن آلی<sup>9</sup> که با الکترون تحریک شده باشد چندین کیلو الکترون ولت به ازای هر فوتوالکترون و مقدار قابل ملاحظه ای برای ذرات یونیزه شده ای که دارای چگالی بالا می باشد بدست می آید . برای شمارنده ی سوسوزن چندین فاکتور در کاهش میزان تفکیک پذیری انرژی سهیم هستند . بیرکس<sup>10</sup> این فاکتورها را توضیح داده و در این مورد تغییرات در نور خروجی را ناشی از تغییرات جذب در وقایع مختلف ، پاسخ غیر خطی ، تغییرات در بازده ی جمع کننده ی نور و تغییرات در چند برابر کنندگی الکترونها عنوان می کند . میزان تفکیک انرژی برای یدور سدیم فعال شده با تالیم برای اشعه ی گامایی با انرژی  $661 \text{ keV}$  در بهترین حالت در حدود  $7\%$  (FWHM)<sup>11</sup> یا در  $1850 \text{ keV}$  در حدود  $5.5\%$  می باشد [1] ، [2] .

<sup>8</sup> NaI(Tl)

<sup>9</sup> Organic Scintillator

<sup>10</sup> Birks

<sup>11</sup> Full Width of Peak at Half Maximum

اگر ولتاژ موجود در شمارنده ی تناسبی را به اندازه ی کافی افزایش دهیم ، مقدار ذرات باردار جمع آوری شده مستقل از مقدار یونش اولیه ( در حقیقت از یک جفت یون اولیه که منجر به تخلیه شده اند) می گردد . شمارنده ی گایگر(یا در اصل شمارنده ی گایگر – مولر) طوری طراحی می گردد تا در این ناحیه کار کند و درست همانند شمارنده ی تناسبی دارای آند سیمی شکل می باشد . در مقایسه با شمارنده ی تناسبی عملکرد شمارنده ی گایگر براحتی قابل فهم نمی باشد . اگر چه آشکار است که وقتی الکترونها تحت میدان شدید اطراف آند شتاب گرفتند به همان خوبی که تولید بهمنی از یونها و لکترونها می کنند بواسطه ی برخوردها مقدار قابل ملاحظه ای از مولکولها و اتمهای دیگر را نیز برانگیخته می نمایند . این مولکولها و اتمها نیز به سرعت با تابش نور و امواج ماورا بنفش UV و تعدادی نیز با تولید فوتو الکترونها ناشی از سایر بخشهای گاز یا دیواره ی شمارنده به حالت پایه ی خود بر می گردند . بنابراین اگرچه بهمن ابتدا در یک قسمت از محفظه شکل می گیرد ولی به سرعت در فضای محفظه منتشر شده و تولید تخلیه می نماید . در طول این مرحله الکترونها بصورت پیوسته ای توسط آند جمع آوری می شوند اما یونهای مثبت که دارای قابلیت تحرک اندکی هستند در حجم محفظه باقی می مانند و همانند یک پوسته ی مثبت<sup>۱۲</sup> به علت اثر مکان بار، میدان را کاهش می دهند . تولید این پوسته ی مثبت ادامه می یابد تا اینکه میدان به اندازه ای کاهش می یابد که دیگر تکثیر ادامه پیدا نکند . از آنجاییکه در پایان تخلیه یونهای مثبت به کاتد می رسند و سبب تولید تابش فوتونی می کنند تخلیه دیگری مجددا شکل خواهد گرفت . بنابراین باید از روشی جهت فرونشانی<sup>۱۳</sup> تخلیه های ناخواسته استفاد نمود . بدون استفاده از چنین عامل با زدارنده ای شاهد شکل گیری تخلیه های تکراری و متوالی درون محفظه خواهیم بود . بازدارندگی می تواند توسط ادوات الکترونیکی و یا با اضافه کردن عاملی بازدارنده به گاز درون محفظه صورت پذیرد . در روش الکترونیکی یک کاهنده ی ولتاژ ، ولتاژ اعمالی به محفظه را فوراً پس از رسیدن اولین پالس کاهش می دهد تا ولتاژ محفظه جهت نگهداشتن تخلیه ی دوم کافی نباشد . سپس با سپری شدن زمانی جهت پاک شدن تمام یونها از حجم محفظه (در حدود 300µs) مجدداً ولتاژ را به مقدار اولیه اش بر می گرداند .

روش دیگر بازدارندگی اضافه کردن ترکیبی است که بواسطه ی آن یونها انرژی خود را بواسطه ی تابش فوتونی<sup>۱۴</sup>

با تجزیه و تلاشی<sup>۱۵</sup> از دست می دهند . علاوه بر این پتانسیل یونش ترکیب مذکور باید کمتر از پتانسیل یونش گاز اصلی باشد تا در پایان یک تخلیه وقتی یونهای مثبت به طرف کاتد نقل مکان کردند یونش بواسطه ی برخوردها به مولکولهای گاز بازدارنده منتقل شده باشد . بنابراین فقط یونهای گاز

<sup>12</sup> positive sheath

<sup>13</sup> quenching

<sup>14</sup> photoemission

<sup>15</sup> dissociation

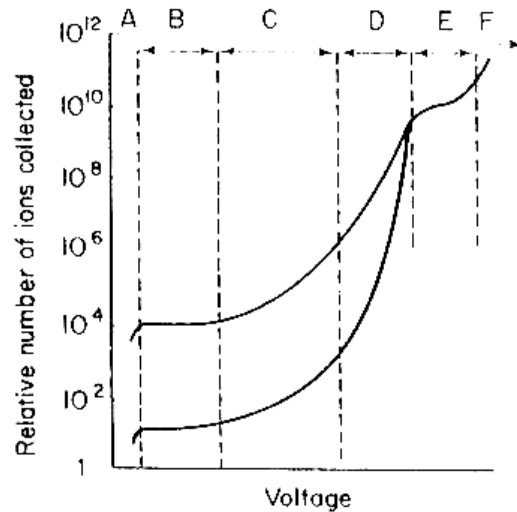
بازدارنده که بجای تابش فوتونی تجزیه می شوند به کاتد خواهند رسید . گاز پرکننده ی شمارنده ی گایگر دارای ترکیب 90% آرگون و 10 % الکل به عنوان گاز بازدارنده می باشد . گاز الکل سرانجام بطور کلی تجزیه می شود و بدین ترتیب محفظه می تواند در حدود  $10^8$  الی  $10^9$  شمارش انجام دهد . یکی دیگر از ترکیبهای رایج استفاده از مقدار اندکی در حدود 0.1 % گاز هالوژن همچون کلورین<sup>۱۶</sup> و یا برومین<sup>۱۷</sup> بعنوان عامل بازدارنده می باشد . در این مورد آشکار خواهد بود که مولکولهای دو اتمی گاز هالوژن<sup>۱۸</sup> در فرایند بازدارندگی تجزیه می گردند اما با توجه به وجود بعضی از فرایندهای زایشی گاز مذکور به اتمام نمی رسد . عمر محفظه ی مجهز به بازدارنده ی هالوژنی خیلی طولانی تر از محفظه های مجهز به بازدارنده های آلی<sup>۱۹</sup> است . اینگونه محفظه ها نسبت به مقادیر زیاد ولتاژ آند خیلی مقاوم<sup>۲۰</sup> هستند اما می بایست در کنار آن از تکنیکهای ویژه ای جهت جلوگیری از خوردگی ناشی از گاز هالوژن نیز استفاده نمود . بلادرنگ پس از تخلیه ، مدت زمانی شمارنده ی گایگر قادر به پاسخ دومین تخلیه ناشی از دومین ذره ی ورودی نخواهد بود . پس از سپری شدن زمان بازیابی ( $100 - 200 \mu S$ ) شمارنده مجددا قادر به پاسخگویی به ذرات ورودی خواهد شد . اما در همان حین تخلیه های صورت گرفته به حداکثر مقدار ممکنه نخواهند رسید . البته چنین تخلیه های جزئی نیز توسط مدارهای شمارنده ی حساس قابل تشخیص می باشند [1] .

---

16 chlorine  
17 bromine  
18 diatomic molecules  
19 organic quenching  
20 Robust

## ۱.۲.۲ شمارنده ی تناسبی

اگر میدان الکتریکی موجود در محفظه ی یونش به اندازه ی کافی افزایش یابد الکترونیایی که به سمت آند در حرکت هستند انرژی جنبشی لازم میان برخوردها را کسب می کنند و بدین صورت منجر به یونشهای بعدی ملکولهای گاز می گردند. در حقیقت الکترونیهای تولید شده در یونشهای ثانویه به سمت آند شتاب می گیرند و خود نیز می توانند یونشهای بعدی را پدید آورند. لذا بهمنی از الکترونها و یونشهای مثبت بوجود می آید. میدان الکتریکی مهیا شده آنقدر زیاد نیست تا ذرات باردار جمع آوری شده توسط صفحات را متناسب با یونش اولیه نماید. بارهای جمع آوری شده توسط این میدان می تواند تا  $10^4$  برابر یونش اولیه نیز افزایش یابند. این ضریب بعنوان ضریب تکثیر گاز شناخته می شود، اما در میدانهای الکتریکی شدید بدلیل تاثیر مکان تجمع ذرات باردار، عدم تناسب میان بارهای جمع آوری شده و یونش اولیه به شدت افزایش پیدا می کند. شکل (۹-۱) میزان بار جمع آوری شده برای دو ذره با انرژیهای مختلف را همانطور که میدان الکتریکی افزایش می یابد نشان می دهد.



شکل ۹-۱ تعداد نسبی یونهای جمع آوری شده بعنوان تابعی از ولتاژ اعمالی [1]  
 ناشی از ذرات باردار با دو انرژی. A. تعداد کاهش یافته بخاطر باز ترکیب، B ناحیه ی یونشی  
 C ناحیه ی تناسبی، D ناحیه ی غیر تناسبی، E ناحیه ی گایگر مولر، F ناحیه ی تخلیه

نواحی مشاهده شده عبارتند از ناحیه ی محفظه ی یونش، ناحیه ی تناسبی و ناحیه ی گایگر. از آنجا ییکه ضریب تکثیر گاز تا حد زیاد مستقل از موقعیت مکانی اولیه ی یونش می باشد لذا آند را بصورت یک سیم نازک هم محور با استوانه ی کاتدی می سازند. در میدانهای شدید تکثیر اطراف آند بوقوع می پیوندد. لذا در حدود نیمی از کل جفت یونها در فاصله ی یک طول پویش آزاد میانگین از سطح آند شکل می گیرند. از میان این جفت یونها، یونهای مثبت نسبت به الکترونها قبل از تجمع در میان ناحیه ای با پتانسیل بیشتر فرود می آیند. بنابراین همیشه