

## بررسی اثر نوع آشکارساز بر برآورد ضرایب انباشت پرتوهای گاما با استفاده از شبیه‌سازی مونت کارلو بر اساس کاهش واریانس

هدی علویان و حسین توکلی‌عنبران\*

دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود، سمنان، ایران.  
\*سمنان، شاهرود، دانشگاه صنعتی شاهرود، دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای، کدپستی: ۳۶۱۹۹-۹۵۱۶۱  
پست الکترونیکی: tavakoli.anbaran@gmail.com

### چکیده

هدف از پژوهش حاضر بررسی تأثیر نوع آشکارساز در برآورد ضرایب انباشت پرتوهای گاما است. در این راستا، ضرایب انباشت شار پرتوهای گامای چشمه‌ی نقطه‌ای همسانگرد  $^{60}\text{Co}$  با انرژی متوسط  $1/253 \text{ MeV}$  در عبور از حفاظ‌های تیتانیوم، روی، تنگستن، و سرب با ضخامت‌های مختلف  $5-1 \text{ cm}$  توسط کد محاسباتی MCNPX مورد بررسی قرار گرفت. شار ذرات از طریق چهار نوع آشکارساز متداول برای اندازه‌گیری پرتوهای گاما در شبیه‌سازی برآورد شد: استوانه‌ی بدون ماده، شمارنده‌ی گایگر-مولر، سوسوزن سدیم یدید، و آشکارساز نقطه‌ای. با توجه به ضخامت زیاد مواد، از روش کاهش واریانس پنجره‌های وزنی در محاسبات استفاده شد تا علاوه بر کاهش زمان اجرای برنامه دقت نتایج را نیز افزایش دهد. در این پژوهش، وابستگی ضریب انباشت به عدد اتمی ماده، و نوع آشکارساز تعریف شده مورد تأیید قرار گرفت و نتایج نشان داد در حالت‌های مختلف بررسی شده، مقادیر ضریب انباشت از ۱ تا ۴ متغیر است. با این حال، مسیر تغییرات ضرایب انباشت برای آشکارسازهای مختلف تقریباً یکسان بود. با توجه به این نتایج پیشنهاد می‌شود به منظور افزایش دقت شبیه‌سازی و کاهش زمان اجرای برنامه از آشکارساز نقطه‌ای استفاده شود.

کلیدواژه‌گان: ضریب انباشت، حفاظ‌گذاری، اثر آشکارساز، کاهش واریانس، شبیه‌سازی مونت کارلو.

### ۱. مقدمه

مهمی در حفاظت در برابر تابش به شمار می‌رود [۱-۳]. هنگامی که پرتوهای گاما از یک محیط مادی عبور می‌کنند، احتمال برهم‌کنش آن‌ها با اتم‌های ماده با توجه به ضخامت

حفاظ‌گذاری را می‌توان بررسی کیفی چگونگی تأثیر یک ماده بر رفتار تابش‌های گسیل شده از یک چشمه در یک نقطه‌ی خاص دانست [۱]. حفاظ‌گذاری پرتوهای گاما مبحث

و روش مونت کارلو<sup>۸</sup> [۱۸،۳] اشاره کرد. شبیه‌سازی مونت کارلو روشی تئوری است که با در نظر گرفتن تبارد تک تک ذرات رفتار متوسط آن‌ها را در عبور از ماده مطالعه می‌کند [۱]. این روش مانند یک آزمایشگاه مجازی عمل می‌کند و می‌توان در آن کل رخدادها و احتمالات ذرات را در نظر گرفت. به عبارت بهتر، مزیت شبیه‌سازی مونت کارلو نسبت به روش‌های محاسباتی توانایی آن در لحاظ کردن پیچیدگی‌های هندسی، و جزئیات چشمه و آشکارساز مورد استفاده است. بنابراین، با استفاده از این روش می‌توان درستی اندازه‌گیری‌های تجربی را مورد آزمایش قرار داد. اما آنچه باید در نظر داشت، بهینه‌سازی هندسه‌ی شبیه‌سازی جهت دستیابی به نزدیک‌ترین نتایج به شرایط واقعی است. یکی از عواملی که در دقت اندازه‌گیری نقش دارد نوع آشکارساز است، که بدنه‌ی اصلی مطالعه‌ی حاضر را تشکیل می‌دهد. در شبیه‌سازی مونت کارلو عموماً از دو تالی آشکارساز نقطه‌ای (F5) و شار حجمی (F4) به منظور برآورد شار فوتون در محل آشکارسازی استفاده می‌شود [۱۹].

آشکارساز نقطه‌ای (F5) برآورد شار ذرات در نقطه‌ای از فضا است [۳]، که در محاسبات حفاظ‌گذاری بسیار مورد استفاده قرار می‌گیرد. همچنین، استفاده از تالی شار حجمی (F4) در سلول معین بدون ماده در محاسبات مونت کارلو متداول است [۲۰]. با این وجود، در نظر گرفتن عواملی همچون ماده، جنس دیواره و پنجره، و ابعاد آشکارساز این سوال را مطرح می‌کند که آیا تعریف آشکارساز در محاسبات مونت کارلو با تکیه بر مشخصات واقعی ابزار در اندازه‌گیری تجربی سبب اختلاف نتایج با یافته‌های حاصل از تعریف آشکارساز نقطه‌ای خواهد شد؟ مقاله‌ی حاضر به دنبال بررسی مساله‌ی مطرح شده با تکیه بر تعریف آشکارساز با مشخصات واقعی و مقایسه‌ی آن با نتایج حاصل از تعریف تالی در

ماده  $x$ ، عدد اتمی آن  $Z$ ، و انرژی پرتو  $E$  تعریف می‌شود. مهم‌ترین برهم‌کنش‌های گاما با ماده عبارت هستند از: اثر فوتوالکتریک، پراکندگی کامپتون، و تولید زوج [۴]. هر یک از این برهم‌کنش‌ها، پرتوهای ثانویه‌ای تولید می‌کنند که احتمال رسیدن تعداد بیش‌تر پرتوها به نقطه‌ی آشکارسازی را افزایش می‌دهد.

ضریب انباشت، در طول دهه‌ی گذشته مهم‌ترین کمیت در مطالعات حفاظ‌گذاری به حساب می‌آید [۵] که مطالعه‌ی رفتار تضعیف پرتوها را تسهیل می‌کند [۱]. مفهوم ضریب انباشت برای نخستین بار توسط وایت<sup>۱</sup> در ۱۹۵۰ معرفی شد و درستی آن در مطالعات تضعیف پرتوهای گاما که توسط فانو<sup>۲</sup> در ۱۹۵۳ انجام شد مورد تأیید قرار گرفت [۶]. در ۱۹۵۴، اولین مجموعه از ضرایب انباشت توسط گلدشتاین و ویلکینز<sup>۳</sup> برای چشمه‌های نقطه‌ای، همسانگرد، و تک انرژی گاما در عبور از یک محیط همگن ارائه شد [۷]. در چهار دهه‌ی گذشته، مطالعات گسترده‌ای چه از طریق روش‌های تئوری [۸-۱۰] و چه به صورت تجربی [۱۱-۱۲] به محاسبه و بررسی ضرایب انباشت در راستای حفاظ‌گذاری فوتون‌ها پرداخته‌اند.

در مطالعه‌ی تجربی ضرایب انباشت مشکلات متعددی وجود دارد که دقت محاسبه‌ی آن را تحت تأثیر قرار می‌دهد [۶]. از این رو، استفاده از روش‌های تئوری که مبتنی بر محاسبات و کدهای پیشرفته‌ی کامپیوتری هستند مورد توجه بسیاری قرار گرفته است [۲]، که از آن میان می‌توان به روش‌های محاسباتی بر مبنای روابط برژه<sup>۴</sup> [۱۳]، تیلور<sup>۵</sup> [۱۴]، روش پیشرفت هندسی<sup>۶</sup> (G-P) [۱۵-۱۶]، روش تکرار<sup>۷</sup> [۱۷]،

<sup>1</sup> White

<sup>2</sup> Fano

<sup>3</sup> Goldstein & Wilkins

<sup>4</sup> Berger

<sup>5</sup> Taylor

<sup>6</sup> Geometric progression Method

<sup>7</sup> Iteration Method

<sup>8</sup> Monte Carlo Method

تصحیح به نام ضریب انباشت باید در نظر گرفته شود. ضریب انباشت،  $B (B \geq 1)$ ، سهم پرتوهای پراکنده را در نظر می‌گیرد و عبارت است از نسبت کل پرتوهای رسیده به آشکارساز به پرتوهایی که بدون پراکندگی به آشکارساز رسیده‌اند. رابطه‌ی ۲ تضعیف پرتوها در این حالت را نشان می‌دهد.

$$I = I_0 Be^{-\mu x} \quad (2)$$

بنابراین، در حالت ایده‌آل ضریب انباشت دارای کم‌ترین مقدار و برابر با ۱ است و هر عاملی که بتواند اثر پراکندگی‌ها در هندسه را کاهش دهد سبب می‌شود ضریب انباشت به سمت ۱ میل کند. همانطور که اشاره شد، وارد کردن ضریب انباشت به قانون بیر-لامبرت پیش‌بینی منطقی تضعیف فوتون‌ها در عبور از حفاظ و رسیدن به نقطه‌ی آشکارساز را ممکن ساخته است. با این وجود، از مقایسه‌ی برخی مطالعات تجربی [۲۳] و تئوری [۲۴] قلمداد می‌شود که نوع آشکارساز و هندسه‌ی اجزای آن بر برآورد ضرایب انباشت فوتون مؤثر است.

شناسایی فوتون بر اساس برهم‌کنش میان تابش و ماده‌ی آشکارساز رخ می‌دهد [۲۵]. پس از ورود پرتوهای گاما (کم‌تر از  $1.022 \text{ MeV}$ ) به سلول آشکارساز، پراکندگی کامپتون و یا جذب فوتوالکتریک اولین رویدادها خواهند بود. در صورتی که انرژی پرتوها بیش‌تر از  $1.022 \text{ MeV}$  باشد احتمال وقوع تولید زوج نیز وجود دارد. در تمام این حالت‌ها، الکترون‌های پرنرزی ( $\sim \text{keV}$ ) تولید می‌شود [۴]. چنان که آبشار الکترونی تولید شده پاسخ آشکارساز را شکل می‌دهد [۲۵]. به‌عبارت بهتر، شناسایی فوتون‌ها از طریق انرژی به‌جا مانده در ماده‌ی آشکارساز صورت می‌گیرد که ارتباط مستقیم با عدد اتمی، و اندازه‌ی آن دارد [۱۶].

برد الکترون در بلور سوسوزن آنقدر کوتاه است که می‌توان فرض کرد فوتون‌ها همه‌ی انرژی خود را در اثر

محاسبات مونت کارلو است. از آن‌جا که شمارنده‌ی گایگر-مولر (GM) و آشکارساز سوسوزن سدیم یدید ( $\text{NaI(Tl)}$ ) دو ابزار معروف در مطالعات حفاظ هستند، در این پژوهش به بررسی اختلاف ضرایب انباشت حفاظ‌های فلزی ناشی از تعریف تالی آشکارساز نقطه‌ای، تالی شار حجمی برای سلول بدون ماده، و شبیه‌سازی شمارنده‌ی گایگر-مولر، و آشکارساز سوسوزن سدیم یدید پرداخته شده است.

## ۲. فیزیک مسأله

در شرایطی که باریکه‌ای موازی از پرتوهای گاما از ماده‌ای با ضخامت کم عبور کند، تضعیف آن از طریق قانون تضعیف نمایی بیر-لامبرت<sup>۱</sup> که در رابطه‌ی ۱ آمده است، صورت می‌گیرد.

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

که در آن  $I_0$  شدت پرتو فرودی و  $I$  شدت پرتوهای عبور کرده از ضخامت  $x(\text{cm})$  ماده‌ای با ضریب تضعیف خطی  $\mu(\text{cm}^{-1})$  است [۵]. ضریب تضعیف خطی تابعی از انرژی پرتوی گامای فرودی و عدد اتمی ماده است. باید توجه داشت که شرایط فوق تنها در حالت ایده‌آل برقرار است و در شرایط واقعی به دلیل برهم‌کنش‌های میان فوتون‌ها و الکترون‌های اتمی ماده احتمال رسیدن پرتوهای پراکنده در محیط به نقطه‌ی آشکارسازی وجود دارد [۲۱] که سبب می‌گردد شمار فوتون‌های رسیده به سلول آشکارساز متفاوت از پیش‌بینی قانون تضعیف نمایی بیر-لامبرت باشد [۴]. در حقیقت، این قانون مادامی معتبر است که پرتوهای گاما تک‌انرژی باشند، ماده‌ی پراکنده ضخامت بسیار کمی داشته باشد، و پرتوهای فرودی به‌صورت موازی و باریک تعریف شوند [۲۲]. در صورت عدم برقراری هر یک از این شروط، یک ضریب

<sup>1</sup> Beer-Lambert

برهم کنش با ماده به جا می‌گذارند [۴]. در شمارنده‌ی گایگر-مولر نیز تأثیر حفاظ، پنجره ورودی، و پنجره‌ی انتهایی سبب پس‌پراکندگی فوتون‌ها به داخل حجم سلول گاز و افزایش شار فوتون می‌شود [۲۶].

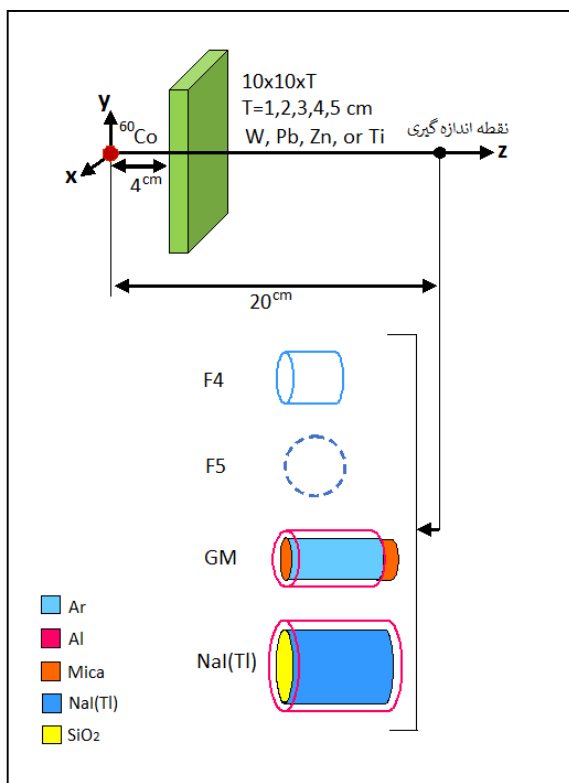
در بسیاری از مطالعات مبتنی بر شبیه‌سازی مونت کارلو، از تالی آشکارساز نقطه‌ای (F5) برای برآورد شار فوتون در مکان موردنظر استفاده می‌گردد. این تالی برآوردی نیمه قطعی از مجموع محاسبات تصادفی و تحلیلی است که دقت آماری آن نسبت به تالی شار حجمی (F4) به‌عنوان برآوردی کاملاً تصادفی از طول مسیر بیش‌تر است. تالی F5 سریع‌تر از F4 به دقت قابل قبول می‌رسد [۱۹].

با توجه به تفاوت‌هایی که در ثبت شار فوتون‌ها در هر یک از انواع محیط‌های آشکارسازی بیان شد، پیش‌بینی می‌شود که نوع آشکارساز در برآورد ضرایب انباشت موثر است. از این رو، مطالعه‌ی ضرایب انباشت شار بر اساس روش مونت کارلو در دستور کار پژوهش حاضر قرار گرفت.

با توجه به تفاوت‌هایی که در ثبت شار فوتون‌ها در هر یک از انواع محیط‌های آشکارسازی بیان شد، پیش‌بینی می‌شود که نوع آشکارساز در برآورد ضرایب انباشت موثر است. از این رو، مطالعه‌ی ضرایب انباشت شار بر اساس روش مونت کارلو در دستور کار پژوهش حاضر قرار گرفت.

### ۳. محاسبات

#### ۱.۳. هندسه‌ی مساله



شکل (۱): هندسه‌ی شبیه‌سازی شده جهت بررسی اثر انواع آشکارساز در برآورد ضرایب انباشت حفاظ‌های تنگستن، سرب، روی، و تیتانیوم.

چگالی جرمی، ضریب تضعیف خطی، و مسافت آزاد میانگین در انرژی  $1/253 \text{ MeV}$  برای فلزاتی که در پژوهش حاضر تعریف شده‌اند، در جدول ۱ ارائه شده است.

محاسبات مونت کارلو با استفاده از کد MCNPX [۲۷] انجام شد. هندسه‌ی شبیه‌سازی شده‌ی مساله که در شکل ۱ نشان داده شده است، شامل سه بخش اصلی است: (الف) چشمه‌ی نقطه‌ای همسانگرد  $^{60}\text{Co}$  که با انرژی متوسط  $1/253 \text{ MeV}$  در نظر گرفته شده؛ (ب) حفاظ تک لایه از فلزات تنگستن (W)، سرب (Pb)، روی (Zn) و تیتانیوم (Ti) که با ضخامت‌های ۵-۱ cm در فاصله‌ی ۴ cm از چشمه در نظر گرفته شد تا گستره‌ی از اعداد اتمی را به منظور مطالعه‌ی دقیق‌تر پراکندگی کامپتون مشخص کند، و (ج) آشکارساز که در چهار حالت (۱) استوانه‌ی خلا با ابعاد  $11 \times 11 \text{ cm}^2$

روش، برای هر بخش از فضای فاز یک پنجره تعریف می‌شود که دارای حد پایین و حد بالای مشخص برای وزن ذرات است [۲۷]. اگر وزن ذره بیش‌تر از حد بالای پنجره باشد تکثیر رخ می‌دهد و به ذراتی با وزن قابل قبول تقسیم می‌شود و اگر وزن ذره کم‌تر از حد پایین باشد رولت روسی اتفاق می‌افتد و ذره یا نابود می‌شود یا وزن آن افزایش یافته و درون پنجره قرار می‌گیرد [۲۷ و ۳۰]. اهمیت در هر سلول به معنای نمره‌ی مورد انتظار تولید شده از یک ذره با وزن واحد پس از ورود به آن سلول است [۳۱].

مولد پنجره‌های وزنی یک برآورد نسبتاً ساده از اهمیت متوسط ذرات در ناحیه‌ی معین از فضای فاز است و خروجی آن از معکوس نمره‌ی متوسط تولید شده توسط ذرات فرودی به یک ناحیه به دست می‌آید [۳۰]. یکی از روش‌های اعمال پنجره‌های وزنی این است که چشمه به صورت حقیقی نگه داشته شود، و چگالی ماده تا مقدار معینی پایین آورده شود تا تعدادی از ذرات ثبت شوند و سپس از وزن‌های جدید برای به دست آوردن وزن ذرات در ماده‌ای با چگالی واقعی استفاده می‌شود [۳۱]. شار ۱۰۰۰ ذره‌ی گسیل شده از چشمه در (الف) حالتی که وزن ذرات در تمام سلول‌ها یک است و (ب) حالتی که وزن ذرات با استفاده از مولد پنجره‌های وزنی تعدیل شده است، در شکل ۲ آمده است.

اثربخشی شبیه‌سازی مونت کارلو با کمک ضریب شایستگی<sup>۲</sup> (FOM) مشخص می‌شود که عبارت است از:

$$FOM = \frac{1}{R^2 T} \quad (3)$$

از آنجا که مربع خطای نسبی ( $R^2$ ) متناسب با معکوس تعداد تاریخچه‌ی ذرات و زمان اجرای برنامه (T) متناسب با تعداد تاریخچه است، اگر برنامه در زمان ثابت اجرا شود واریانس

جدول (۱): ضرایب تضعیف خطی و مسافت آزاد میانگین برای گاما با انرژی ۱/۲۵۳ MeV.

ماده	تنگستن (W)	سرب (Pb)	روی (Zn)	تیتانیوم (Ti)
عدد اتمی	۷۲	۸۴	۳۰	۲۲
چگالی جرمی ( $g/cm^3$ )	۱۹/۲۵	۱۱/۳۴	۷/۱۴	۴/۵۰۶
ضریب تضعیف خطی ( $cm^{-1}$ )	۱/۰۴۳	۰/۶۴۴	۰/۳۷۵	۰/۲۳۶
مسافت آزاد میانگین (cm)	۰/۹۵۹	۱/۵۵۲	۲/۶۶۷	۴/۲۳۷

ضریب انباشت را می‌توان بر اساس سه رهیافت تعداد ذرات، انرژی ذخیره شده، و دز تابش حاصل از آن‌ها به دست آورد [۴]. پژوهش حاضر از رهیافت تعداد ذرات استفاده کرد و به محاسبه‌ی ضرایب انباشت شار پرداخت. بر این اساس، بازه‌ی انرژی کل (۱/۲۵۳-۰/۰۱ MeV) به صورتی تقسیم‌بندی شد که طول هر بازه ۰/۰۱ باشد. در نهایت، مقدار ثبت شده برای تالی کل به عنوان شار کل فوتون‌های رسیده به نقطه‌ی آشکارسازی و مقدار تالی در بازه‌ی آخر به عنوان شار فوتون‌هایی که بدون برخورد به نقطه‌ی مورد نظر رسیده‌اند، در نظر گرفته شدند. ضرایب انباشت شار از نسبت شار کل به شار فوتون‌های بدون برخورد محاسبه شدند. به منظور کاهش خطای محاسبات، از کاهش واریانس به روش پنجره‌های وزنی<sup>۱</sup> استفاده شد که شرح اجرا و اعتبارسنجی آن در ادامه آمده است.

### ۲.۳. روش اعمال پنجره‌های وزنی

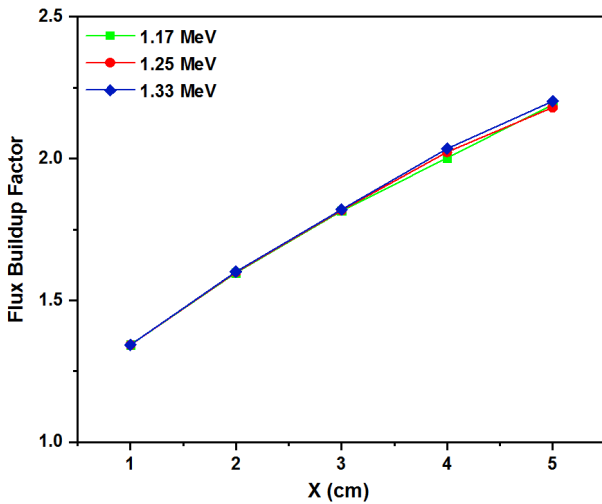
پنجره‌های وزنی عموماً در محاسبات مونت کارلو و به منظور کنترل وزن آماری ذرات در طول تاریخچه استفاده می‌شوند تا اثربخشی محاسبات را افزایش دهند [۳۰]. در این

<sup>2</sup> Figure of Merit

<sup>1</sup> Wight Window

۳.۳. انتخاب انرژی چشمه

چشمه‌ی پرتوزای  $^{60}\text{Co}$  با گسیل پرتوهای گاما در دو خط انرژی  $1/173\text{ MeV}$  و  $1/333\text{ MeV}$  و همچنین انرژی متوسط  $1/253\text{ MeV}$  برای محاسبات در نظر گرفته شد. نمودار شکل ۴ نشان می‌دهد که ضرایب انباشت برای فوتون‌هایی با انرژی متوسط بین ضرایب انباشت فوتون‌ها با دو خط انرژی دیگر قرار می‌گیرد. بنابراین، در محاسبات حاضر از فوتون‌هایی با انرژی متوسط  $1/253\text{ MeV}$  برای مطالعه‌ی ضرایب انباشت استفاده شد.



شکل (۴): ضریب انباشت برای مقادیر انرژی گاماها‌ی چشمه  $^{60}\text{Co}$ .

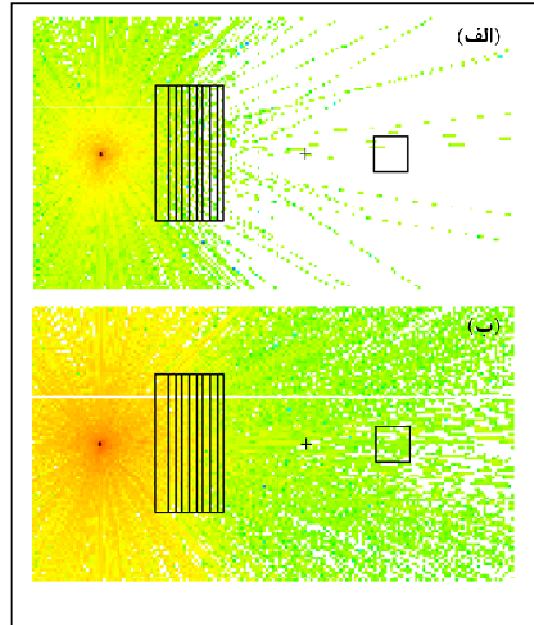
نتایج حاصل از برآورد شار ذرات و محاسبه‌ی ضرایب انباشت در بخش ۴ ارائه شده است. به منظور دستیابی به خطای آماری قابل قبول ( $<0/05$ ) برای تالی F4 و  $<0/01$  برای تالی F5)، هر برنامه برای  $1 \times 10^7$  تاریخچه اجرا شد.

۴. نتایج

۴.۱. اعتبارسنجی محاسبات

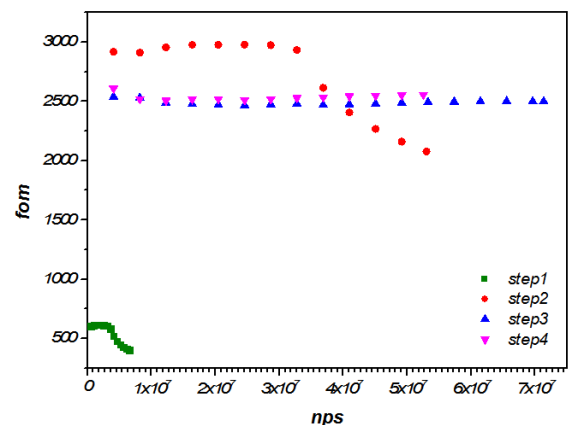
در راستای تأیید روش استفاده شده جهت محاسبه‌ی ضرایب انباشت شار، محاسبات برای حفاظ تک‌لایه‌ی سرب با ضخامت‌های ۸-۰/۵ m.f.p و گاماها‌ی تک انرژی با

کم‌تر به معنای FOM بزرگ‌تر و اعتبار بیشتر محاسبات است. برای یک شبیه‌سازی قابل قبول، ضریب شایستگی FOM باید با افزایش تعداد تاریخچه‌ی ذرات تقریباً ثابت بماند [۳۰].



شکل (۲): شار ۱۰۰۰ ذره‌ی گسیل شده از چشمه در (الف) حالت اول و (ب) پس از اعمال پنجره‌های وزنی برای سرب با ضخامت ۵ cm.

همانطور که در نمودار شکل ۳ می‌توان دید با اعمال کاهش واریانس به روش پنجره‌های وزنی، تغییرات FOM در هر مرحله بهبود می‌یابد، به طوری که این ضریب در آخرین مرحله با افزایش تاریخچه‌ی ذرات تقریباً ثابت و قابل قبول است و می‌توان ادعا کرد که شبیه‌سازی از اعتبار لازم برخوردار است.



شکل (۳): منحنی FOM شار فوتون بر حسب تاریخچه‌ی فوتون‌ها.

انرژی‌های ۳ MeV و ۲، ۱/۵، ۱/۲۵، ۱، ۰/۵ انجام گرفت. و تجربی [۲۳] نشان داده است که حاکی از تطابق خوب این جدول ۲ ضرایب انباشت شار محاسبه شده با استفاده از تالی F4 برای استوانه‌ی خلا را در مقایسه با مقادیر تئوری [۳۲-۳۴]

جدول (۲): مقایسه‌ی ضرایب انباشت شار میان مطالعه‌ی حاضر\* و مطالعات پیشین [۲۳ و ۳۲-۳۳] برای انرژی‌های متفاوت و ضخامت‌های مختلف سرب

انرژی (MeV)																	
ضخامت (m.f.p)																	
۰/۵			۱			۱/۲۵			۱/۵			۲			۳		
*	[۳۲]	[۳۳]	*	[۳۲]	[۳۳]	*	[۳۲]	[۳۳]	*	[۳۲]	[۳۳]	*	[۳۲]	[۳۳]	*	[۳۲]	[۳۳]
۰/۵	-	-	۱/۲۴۷	-	-	۱/۴۶	-	-	۱/۲۸۰	۱/۱۶	۱/۳۰۳	۱/۴۳	۱/۳۴۶	-	۱/۳۸۲	-	-
۱	۱/۲۲۶	۱/۲۴	۱/۴۳۳	۱/۱۸	۱/۳۱	۱/۷۶	۱/۴۹۵	۱/۴۹	۱/۶۴۰	۱/۷۵	۱/۶۴۰	۱/۴۲	۱/۴۱۲	۱/۴۳	۱/۴۲۱	۱/۴۳	۱/۴۱
۲	۱/۳۵۰	۱/۳۴	۱/۷۲۹	۱/۳۲	۱/۶۹	۲/۲۳	۱/۸۵۶	۱/۹۶	۲/۱۳۴	۲/۲۹	۱/۷۵۶	۱/۷۷	۱/۷۵۶	۱/۷۱	۱/۷۰۱	۱/۷۷	۱/۷۷
۳	۱/۴۲۱	۱/۴۹	۱/۹۷۹	۱/۴۴	۱/۹۲	۲/۶۴	۲/۱۸۰	۲/۶۵	۲/۷۰۴	۲/۸۲	۲/۱۱۲	۲/۱۶	۲/۱۱۲	۲/۱۳	۲/۱۲۳	۲/۱۳	۲/۱۳
۴	۱/۴۹۴	۱/۵۹	۲/۱۹۰	۱/۵۳	۲/۱۸	۲/۹۹	۲/۵۵۲	۳/۶۷	۳/۲۸۱	۳/۳۱	۲/۳۶۸	۲/۵۰	۲/۳۶۸	۲/۵۱	۲/۳۶۹	۲/۵۱	۲/۵۱
۵	۱/۶۰۰	۱/۶۸	۲/۳۸۴	۱/۶۱	۲/۴۲	-	۲/۸۰۰	-	۳/۵۶۰	-	۲/۷۴۶	۲/۸۹	۲/۷۴۶	۲/۹۱	۲/۹۲۰	۲/۹۴	۲/۹۱
۶	۱/۶۹۳	۱/۷۶	۲/۶۲۰	۱/۶۹	۲/۶۶	-	۳/۱۰۸	-	۳/۷۲۲	-	۳/۳۱۰	۳/۳۰	۳/۳۱۰	۳۴۳	۳/۳۸۱	۳/۳۹	۳۴۳
۷	۱/۷۷۳	۱/۸۴	۲/۸۴۱	۱/۷۷	۲/۸۸	-	۳/۴۷۴	-	۳/۹۳۶	-	۳/۶۲۹	۳/۶۹	۳/۶۲۹	۳/۸۱	۳/۷۹۰	۳/۸۷	۳/۸۱
۸	۱/۸۰۱	۱/۹۲	۳/۰۵۸	۱/۸۵	۳/۰۵	-	۳/۸۷۱	-	۴/۰۱۸	-	۳/۹۸۸	۴/۰۱	۳/۹۸۸	۴/۳۰	۴/۳۳۱	۴/۴۳	۴/۳۰

#### ۲.۴. تغییرات ضریب انباشت شار بر حسب عدد اتمی

احتمال وقوع هر یک از سه برهم‌کنش اصلی فوتوالکتریک، کامپتون، و تولید زوج برای فوتون با هر ماده را می‌توان در سه بازه‌ی انرژی توضیح داد. در انرژی‌های کم، احتمال وقوع اثر فوتوالکتریک بیش‌تر است چنان‌که سطح مقطع آن بستگی قوی به عدد اتمی ماده و انرژی پرتوهای فرودی دارد ( $\tau \sim Z^4$ ) در انرژی‌های میانی، احتمال پراکندگی کامپتون با  $(E/5)^{7/2}$  سطح مقطع  $\sigma \sim Z/E$  افزایش می‌یابد. با این وجود، افزایش عدد اتمی به مقادیر بالاتر سبب می‌شود جذب به پراکندگی غلبه کند و احتمال وقوع پراکندگی کامپتون در این شرایط کاهش می‌یابد. در انرژی‌های بالاتر، احتمال فرآیند تولید زوج بر اساس سطح مقطع  $\kappa \sim Z^2 \log E$  افزایش می‌یابد [۳۵-۳۷]. مطابق با رابطه‌ی ۴، از مجموع سطح مقطع‌های سه برهم‌کنش

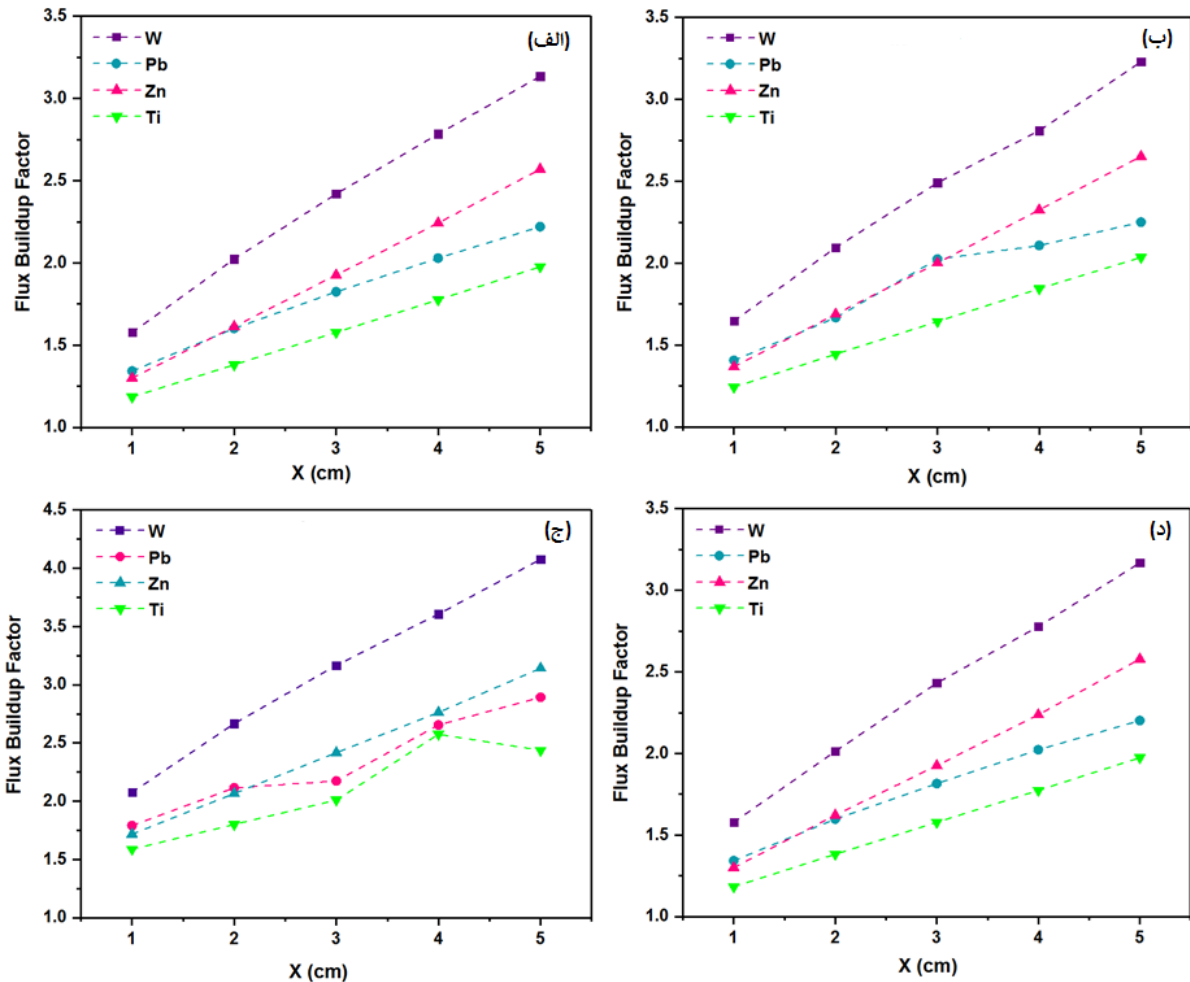
فوق، ضریب تضعیف خطی  $\mu$  به دست می‌آید که به  $Z$  و  $E$  وابسته است [۴]. بنابراین، هر چه عدد اتمی ماده بیش‌تر باشد احتمال اندرکنش فوتون بیش‌تر است [۳۸].

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (۴)$$

همانطور که اشاره شد، برهم‌کنش‌های فوتون با ماده با گسیل فوتون‌های ثانویه همراه است که منشأ ایجاد ضریب انباشت به شمار می‌رود. بنابراین انتظار می‌رود افزایش سطح مقطع پراکندگی منجر به بزرگ شدن ضریب انباشت پرتوهای گاما شود. شکل ۵ تغییرات ضرایب انباشت بر حسب ضخامت ماده برای چهار عنصر تنگستن، سرب، روی، و تیتانیوم در هر آشکارساز را نشان می‌دهد. همانطور که می‌توان دید ضرایب

هر چهار عنصر در شکل ۶ نشان داده شده است. می‌توان دید که برای تنگستن و سرب سطح مقطع‌ها تقریباً مشابه است. بنابراین، تفاوت ضرایب انباشت را می‌توان به چگالی بالاتر تنگستن نسبت داد که سبب می‌شود پرتوهای بیش‌تری در ماده برهم‌کنش کنند.

انباشت برای تنگستن بیش‌ترین و برای تیتانیوم کم‌ترین است. با این حال، بررسی تغییرات سرب و روی مشخص می‌کند اگرچه مقدار ضریب انباشت در ضخامت‌های کم برای سرب بیش‌تر از روی است، افزایش ضخامت تا ۵ cm سبب بیش‌تر شدن آن برای روی نسبت به سرب می‌گردد. به‌منظور درک بهتر این تفاوت‌ها، ضریب تضعیف جرمی کامپتون و کل برای

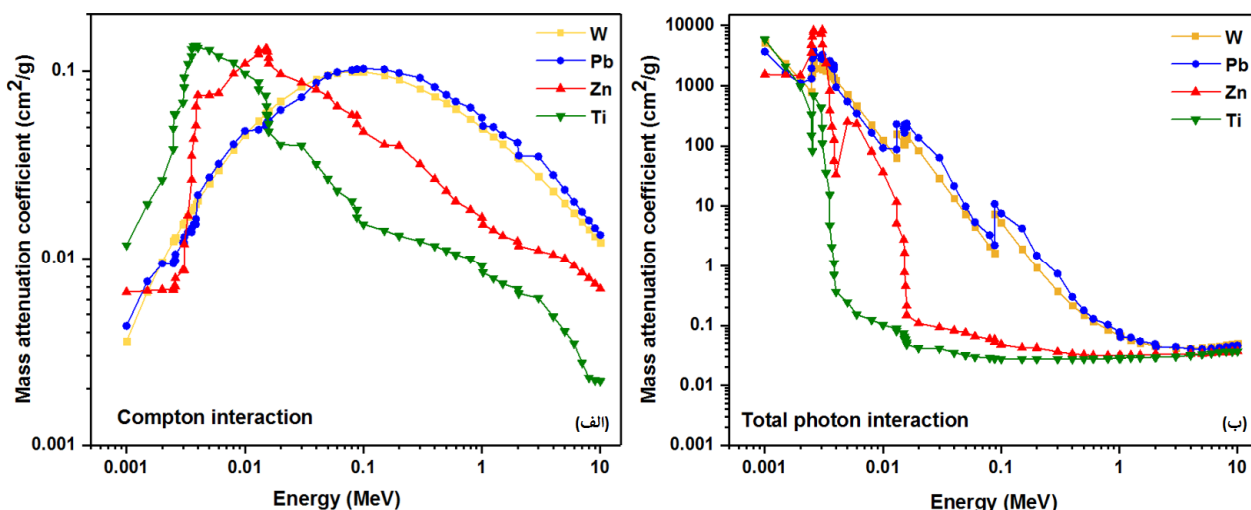


شکل (۵): تغییرات ضریب انباشت شار بر حسب ضخامت ماده برای عناصر W، Pb، Zn، و Ti برای زمانی که آشکارساز (الف) استوانه بدون ماده، (ب) شارنده گایگر-مولر، (ج) سوسوزن سدیم دید، و (د) تالی نقطه‌ای باشد.

عناصر فوق، تعداد پرتوهای گاما که بدون پراکندگی از ماده عبور می‌کنند در برابر پرتوهایی که پس از پراکندگی وارد آشکارساز می‌شوند کاهش می‌یابد و ضرایب انباشت بزرگ‌تر می‌شود.

با توجه به تعریف پراکندگی کامپتون، هر چه زاویه پراکندگی کوچک‌تر باشد فوتون گاما انرژی بیش‌تری را در هر برخورد از دست می‌دهد و سریع‌تر جذب ماده می‌شود. در نتیجه برای تنگستن با کوتاه‌ترین مسافت آزاد میانگین در میان





شکل (۶): ضریب تضعیف جرمی (الف) کل و (ب) کامپتون بر حسب انرژی برای عناصر W، Pb، Zn، و Ti.

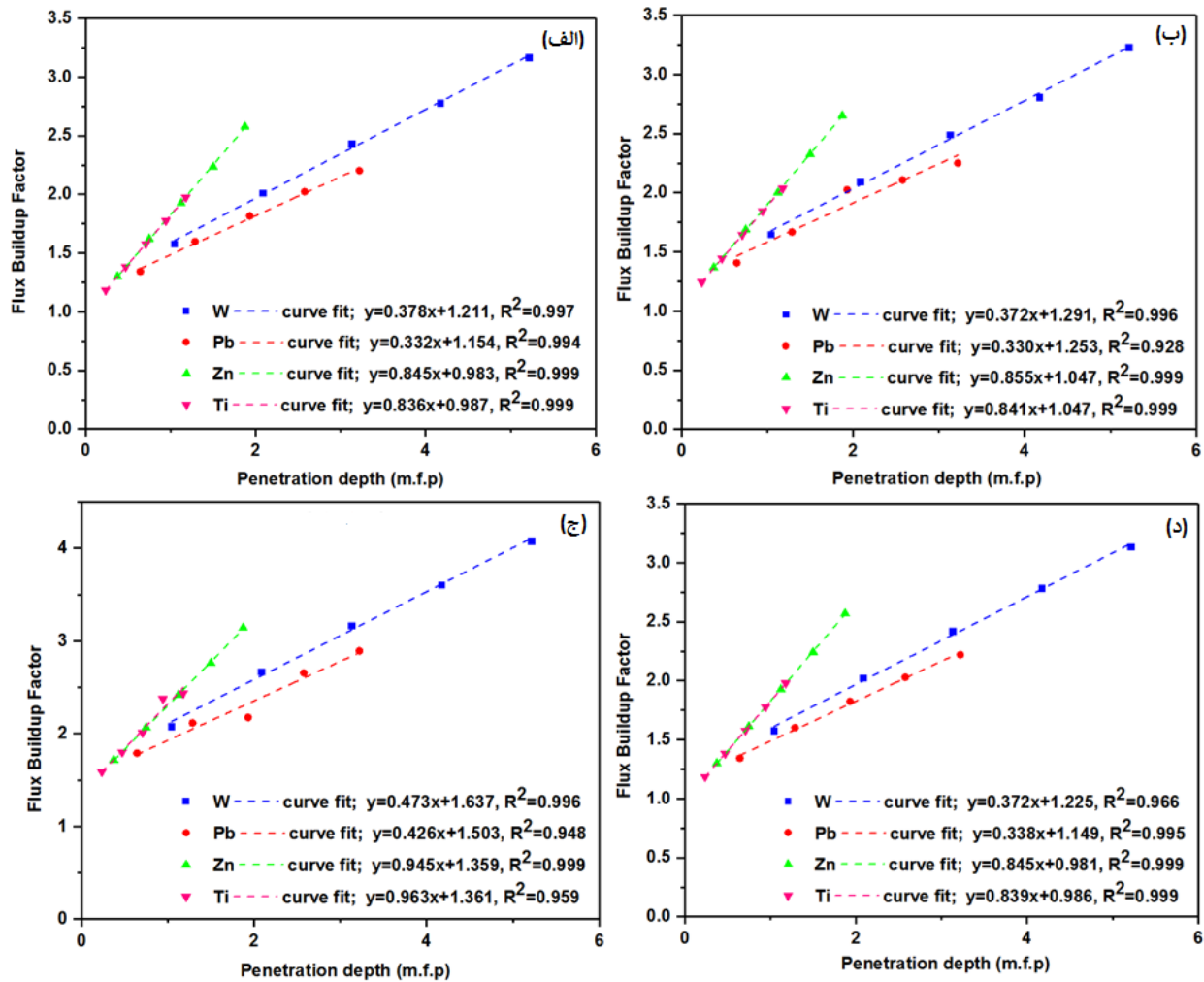
$$x(\text{m.f.p}) = \frac{x(\text{cm})}{\text{m.f.p}(\text{cm})} \quad (5)$$

که در آن،  $x(\text{m.f.p})$  به عنوان ضخامت ماده بر حسب مسافت آزاد میانگین از تقسیم ضخامت هر ماده بر حسب cm بر مسافت آزاد میانگین پرتوها در آن ماده بر حسب cm (جدول ۱) به دست می‌آید. شکل ۷ تغییرات ضرایب انباشت بر حسب  $x(\text{m.f.p})$  را نشان می‌دهد.

در واقع، شدت پرتو پس از هر پراکندگی به صورت نمایی کاهش می‌یابد و هر چه ضخامت ماده بیشتر شود احتمال اندرکنش افزایش می‌یابد. در ضخامت‌های بالا، زمانی که پرتو دستخوش پراکندگی می‌شود به دلیل پراکندگی‌های ثانویه احتمال فرار فوتون‌ها کم می‌شود. در شکل ۷ مشخص است برای سرب ضرایب انباشت با کم‌ترین شیب افزایش می‌یابد. برعکس، مسافت آزاد میانگین بزرگ تیتانیوم سبب می‌گردد ضرایب انباشت نسبت به سرب با سرعت بیشتری افزایش یابد.

در ارتباط با تیتانیوم، به روشنی می‌توان فهمید که سطح مقطع جذب کم‌تر احتمال رسیدن پرتوهای عبوری غیرپراکنده به آشکارساز را افزایش داده و موجب ضریب انباشت کوچک‌تر می‌شود. از سوی دیگر، مقایسه‌ی ضرایب تضعیف کامپتون و کل نشان می‌دهد روی در انرژی‌های میانی دارای سطح مقطع کامپتون بالاتر نسبت به سرب است و همچنین مسافت آزاد میانگین بزرگ‌تری دارد. بنابراین، با افزایش ضخامت ماده سهم پرتوهای پراکنده برای روی بیشتر شده و در انرژی‌ها میانی ضریب انباشت بزرگ‌تری برای روی در مقایسه با سرب به دست می‌آید.

با این وجود، این گونه نیست که افزایش ضخامت ماده به معنای افزایش ضریب انباشت باشد. به منظور بررسی بهتر این موضوع، بهتر است ضخامت‌ها بر حسب مسافت آزاد میانگین در نظر گرفته شوند تا تغییرات ضرایب انباشت بر حسب ضخامت برای تمام مواد قابل مقایسه باشد. برای این منظور از رابطه‌ی ۵ برای تبدیل ضخامت حفاظ‌ها از واحد cm به m.f.p استفاده شد.

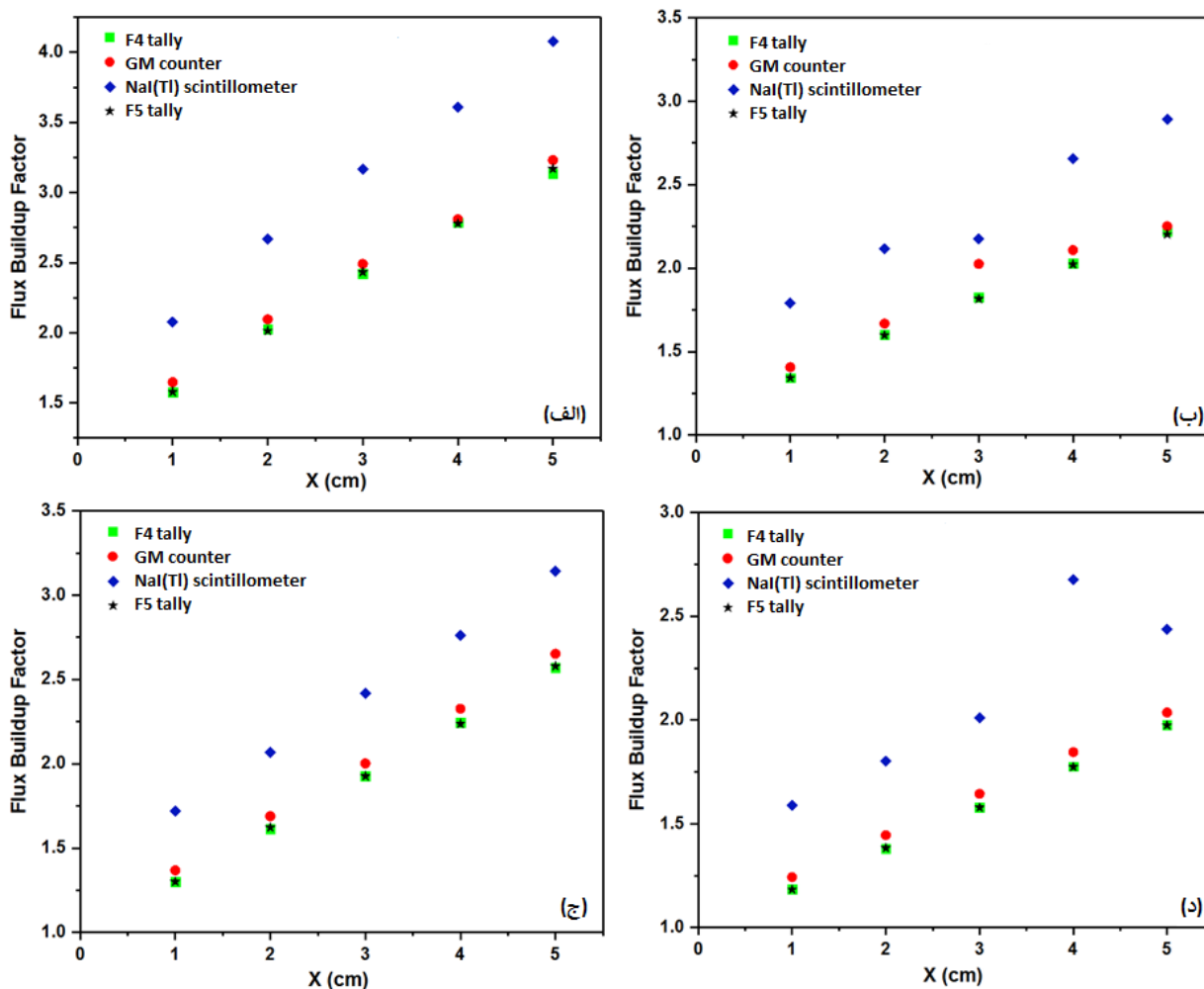


شکل (۷): تغییرات ضریب انباشت شار بر حسب ضخامت ماده برای عناصر W, Pb, Zn, و Ti برای زمانی که آشکارساز (الف) استوانه بدون ماده، (ب) شارنده گایگر-مولر، (ج) سوسوزن سدیم یدید و (د) تالی نقطه‌ای باشد.

#### ۳.۴. تغییرات ضریب انباشت شار بر حسب نوع آشکارساز

بیش‌تر می‌شود. با این حال، رفتار ضرایب انباشت در تمام آشکارسازها برای فلزات بررسی شده تقریباً مسیر یکسانی را طی می‌کند. بررسی تالی نقطه‌ای به عنوان حجم آشکارسازی به عنوان یک تالی کاهش واریانس نتایجی نشان داد که انطباق خوبی با تالی شار حجمی دارد.

با توجه به شکل ۸، تغییر نوع آشکارساز سبب می‌شود نتایج متفاوتی حاصل گردد. به این صورت که استفاده از تالی شار حجمی در استوانه‌ی بدون ماده به عنوان حجم آشکارسازی مقدار ضرایب انباشت را کوچک‌تر ارزیابی می‌کند اما این مقادیر با افزایش ابعاد و چگالی ماده‌ی سلول آشکارساز در شمارنده‌ی گایگر-مولر و سوسوزن یدید سدیم



شکل (۸): تغییرات ضریب انباشت شار بر حسب ضخامت ماده زمانی که ماده (الف) تنگستن، (ب) سرب، (ج) روی، و (د) تیتانیوم باشد برای آشکارسازهای استوانه بدون ماده، شارنده گایگر-مولر، سوسوزن یدید، و تالی نقطه‌ای.

واحد زمان به ذراتی که در واحد زمان وارد حجم آشکارساز می‌شوند بازده آشکارساز نام دارد. هر چه احتمال اندرکنش پرتو با ماده بیشتر شود بازدهی بیشتر می‌شود. چگالی بیشتر ماده‌ی آشکارساز احتمال اندرکنش را بیشتر می‌کند و بازده را افزایش می‌دهد. از آنجا که چگالی جامدات حدود ۱۰۰۰ برابر چگالی گاز است، بازدهی آن‌ها در آشکارسازی پرتوهای گاما بیشتر است.

ذرات بارداری که از ماده می‌گذرند همواره با الکترون‌ها و هسته‌های آن محیط برهم‌کنش کولنی خواهند کرد و چون احتمال برهم‌کنش برای آن‌ها تقریباً قطعی است بازده ثبت آن‌ها ۱۰۰ درصد است. اما چون تضعیف نمایی برای فوتون‌ها رخ

مقایسه‌ی ضرایب تضعیف جرمی برای شمارنده‌ی گایگر-مولر و سوسوزن یدید سدیم که در شکل ۹ آمده است نشان می‌دهد که احتمال فوتوالکتریک برای سوسوزن یدید سدیم بیشتر است و پراکندگی کامپتون با احتمال بزرگ‌تر برای شمارنده گایگر-مولر اتفاق می‌افتد. از این رو، مقدار انرژی بیشتری در سوسوزن یدید سدیم ثبت می‌گردد و به همین دلیل مقدار ضریب انباشت محاسبه شده از این طریق بالاتر از مقادیر به دست آمده برای شمارنده گایگر-مولر است. هنگامی که ذره‌ای وارد آشکارساز می‌شود با توجه به انرژی ذره، نوع، و اندازه‌ی آشکارساز ممکن است بدون هیچ برهم‌کنشی آشکارساز را ترک کند. نسبت ذرات ثبت شده در

ضرایب انباشت برای ضخامت‌های مختلف ماده هم بر حسب cm و هم بر اساس مسافت آزاد میانگین عناصر به همراه خطای نسبی در جدول ۳ آمده است که مقدار کمتر از ۰/۰۵ دال بر اعتبار نتایج به دست آمده است.

## ۵. نتیجه‌گیری

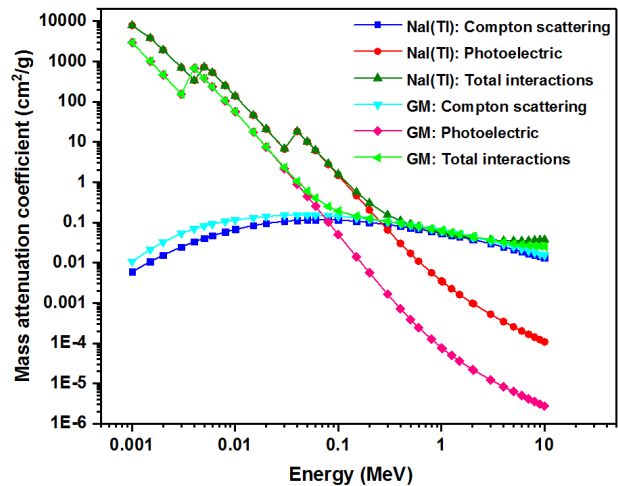
ضرایب انباشت شار حاصل از پرتوهای گامای گسیل شده از چشمه نقطه‌ای همسانگرد  $^{60}\text{Co}$  با انرژی متوسط  $1/253 \text{ MeV}$  در مواد تنگستن، سرب، روی، و تیتانیوم به‌عنوان حفاظ محاسبه شد. از روش مونت کارلو و اعمال کاهش واریانس توسط کد MCNPX برای محاسبات استفاده شد. نتایج را می‌توان به صورت زیر بیان کرد:

- روش کاهش واریانس پنجره‌های وزنی سهم مهمی در کاهش زمان محاسبات و نتایج دقیق‌تر به‌ویژه در ضخامت‌های بالاتر دارد. روش استفاده شده که مبتنی بر کاهش چگالی ماده تا رسیدن به وزن مناسب ذرات بود مؤثر ارزیابی شد.

- ضرایب انباشت به عدد اتمی ماده بستگی دارد و با توجه به ضرایب تضعیف جرمی برای فوتون‌ها با انرژی معین در ماده می‌توان رفتار پرتوها در عبور از مواد حفاظ را پیش‌بینی کرد.

- نوع آشکارساز تعریف شده در محاسبات بر ضرایب انباشت محاسبه شده تأثیر دارد به طوری که برای شار حجمی بدون تعریف ماده و شار نقطه‌ای مقادیر مشابهی به دست آمد اما این مقادیر با افزایش چگالی ماده‌ی آشکارساز در تعریف شمارنده‌ی گایگر-مولر و سوسوزن سدیم یدید افزایش یافت. با این حال، با توجه به سهم بازده آشکارساز به نظر می‌رسد اعمال این کمیت منجر به کسب مقادیر یکسان برای پرتوهای ثبت شده در انواع آشکارساز شود.

می‌دهد همواره احتمال غیرصفری برای عبور بدون برهم‌کنش وجود دارد که باعث می‌شود بازده از ۱۰۰ درصد کم‌تر شود. در واقع، اختلاف مقادیر ثبت شده در شمارنده‌ی گایگر-مولر و سوسوزن یدید سدیم را می‌توان به بازده آن‌ها نسبت داد. در نتیجه، انتظار می‌رود در نظر گرفتن بازده آن‌ها منجر به مقادیر ثبت شده‌ی یکسان شود.



شکل (۹): ضریب تضعیف جرمی کامپتون و کل بر حسب انرژی برای شمارنده گایگر مولر و سوسوزن یدید سدیم.

خطای محاسبات در روش مونت کارلو از بیش‌ترین اهمیت برخوردار است. همانطور که گفته شد، ضریب انباشت از نسبت کل پرتوهای رسیده به آشکارساز ( $I_t$ ) به پرتوهای است که بدون پراکندگی به آشکارساز رسیده‌اند ( $I_u$ ) به دست می‌آید. رابطه‌ی انتشار خطا [۴] برای ارزیابی خطای محاسبات استفاده شد. بنابراین، خطای نسبی محاسبات عبارت است از:

$$\frac{\sigma_B}{B} = \sqrt{\left(\frac{\partial B}{\partial I_t} \sigma_{I_t}\right)^2 + \left(\frac{\partial B}{\partial I_u} \sigma_{I_u}\right)^2} \quad (6)$$

که با محاسبه‌ی مشتقات جزئی از نسبت  $I_t$  به  $I_u$  رابطه‌ی ۷ برای خطای نسبی حاصل می‌شود.

$$\frac{\sigma_B}{B} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{I_t}}{I_t}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{I_u}}{I_u}\right)^2} \quad (7)$$

جدول (۳): نتایج شبیه‌سازی و خطای محاسبات.

آشکارساز				ضخامت (m.f.p)	ضخامت (cm)	مواد
آشکارساز نقطه‌ای	سدیم یدید	گایگر - مولر	استوانه بدون ماده			
۲/۰۷۷	۱/۶۴۷	۱/۵۷۷	۱/۵۷۹	B	۱/۰۴۲	۱
۰/۰۰۵	۰/۰۱۱	۰/۰۰۱	۰/۰۰۶	$\sigma_B/B$		
۲/۶۶۷	۲/۰۹۶	۲/۰۲۴	۲/۰۱۳	B	۲/۰۸۵	۲
۰/۰۱۱	۰/۰۱۳	۰/۰۰۲	۰/۰۰۹	$\sigma_B/B$		
۳/۱۶۷	۲/۴۹۱	۲/۴۲۰	۲/۴۳۲	B	۳/۱۲۸	۳
۰/۰۱۱	۰/۰۱۷	۰/۰۰۳	۰/۰۱۳	$\sigma_B/B$		
۳/۶۰۷	۲/۸۰۹	۲/۷۸۴	۲/۷۷۸	B	۴/۱۷۱	۴
۰/۰۱۶	۰/۰۲۰	۰/۰۰۵	۰/۰۱۷	$\sigma_B/B$		
۴/۰۷۷	۳/۲۳۰	۳/۱۳۴	۳/۱۶۸	B	۵/۲۱۳	۵
۰/۰۱۳	۰/۰۲۵	۰/۰۰۷	۰/۰۲۱	$\sigma_B/B$		
۱/۷۹۱	۱/۴۰۷	۱/۳۴۳	۱/۳۴۳	B	۰/۶۴۴	۱
۰/۰۰۳	۰/۰۰۸	۰/۰۰۱	۰/۰۰۳	$\sigma_B/B$		
۲/۱۱۵	۱/۶۶۸	۱/۶۰۲	۱/۵۹۸	B	۱/۲۸۸	۲
۰/۰۰۵	۰/۰۱۱	۰/۰۰۲	۰/۰۰۴	$\sigma_B/B$		
۲/۱۷۵	۲/۰۲۵	۱/۸۲۵	۱/۸۱۶	B	۱/۹۳۲	۳
۰/۰۰۸	۰/۰۱۳	۰/۰۰۲	۰/۰۰۵	$\sigma_B/B$		
۲/۶۵۵	۲/۱۰۸	۲/۰۲۹	۲/۰۲۳	B	۲/۵۷۷	۴
۰/۰۰۷	۰/۰۱۶	۰/۰۰۳	۰/۰۱۱	$\sigma_B/B$		
۲/۸۹۳	۲/۲۵۱	۲/۲۲۰	۲/۲۰۲	B	۳/۲۲۱	۵
۰/۰۰۷	۰/۰۱۸	۰/۰۰۴	۰/۰۱۳	$\sigma_B/B$		
۱/۷۱۸	۱/۳۶۸	۱/۳۰۱	۱/۳۰۱	B	۰/۳۷۴	۱
۰/۰۰۳	۰/۰۰۶	۰/۰۰۱	۰/۰۰۶	$\sigma_B/B$		
۲/۰۶۷	۱/۶۸۹	۱/۶۱۳	۱/۶۲۲	B	۰/۷۴۹	۲
۰/۰۰۳	۰/۰۰۸	۰/۰۰۱	۰/۰۰۸	$\sigma_B/B$		
۲/۴۱۷	۲/۰۰۲	۱/۹۲۷	۱/۹۲۶	B	۱/۱۲۴	۳
۰/۰۰۵	۰/۰۰۹	۰/۰۰۱	۰/۰۰۸	$\sigma_B/B$		
۲/۷۶۳	۲/۳۲۶	۲/۲۴۳	۲/۲۳۷	B	۱/۴۹۹	۴
۰/۰۰۶	۰/۰۱۱	۰/۰۰۱	۰/۰۰۸	$\sigma_B/B$		
۳/۱۴۲	۲/۶۵۲	۲/۵۷۰	۲/۵۷۹	B	۱/۸۷۴	۵
۰/۰۰۶	۰/۰۱۲	۰/۰۰۲	۰/۰۰۸	$\sigma_B/B$		
۱/۵۸۸	۱/۲۴۳	۱/۱۸۵	۱/۱۸۳	B	۰/۲۳۶	۱
۰/۰۰۲	۰/۰۰۶	۰/۰۰۰	۰/۰۰۳	$\sigma_B/B$		
۱/۸۰۱	۱/۴۴۵	۱/۳۸۱	۱/۳۸۳	B	۰/۴۷۲	۲
۰/۰۰۲	۰/۰۰۷	۰/۰۰۱	۰/۰۰۴	$\sigma_B/B$		
۲/۰۱۱	۱/۶۴۴	۱/۵۷۸	۱/۵۷۸	B	۰/۷۰۸	۳
۰/۰۰۳	۰/۰۰۷	۰/۰۰۱	۰/۰۰۴	$\sigma_B/B$		
۲/۳۷۶	۱/۸۴۵	۱/۷۷۶	۱/۷۷۴	B	۰/۹۴۴	۴
۰/۰۰۴	۰/۰۰۹	۰/۰۰۱	۰/۰۰۵	$\sigma_B/B$		
۲/۴۳۷	۲/۰۳۶	۱/۹۷۷	۱/۹۷۴	B	۱/۱۸۰	۵
۰/۰۰۵	۰/۰۱۱	۰/۰۰۱	۰/۰۰۵	$\sigma_B/B$		

تنگستن (W)

سرب (Pb)

روی (Zn)

تیتانیوم (Ti)

## ۶. مراجع

- [1] T. Sandev. Monte carlo simulation of buildup factors for single and multi-layer shields by using penelope code, Proceedings of the Second Conference on Medical Physics and Biomedical Engineering, Munich, Germany, (2010).
- [2] H. Kharrati, A. Agrebi and M.K. Karaoui. Monte carlo simulation of x-ray buildup factors of lead and its applications in shielding of diagnostic x-ray facilities. *Med. Phys.* 34 (2007) 1398–1404.
- [3] M.K. Karoui and H. Kharratia. Monte carlo simulation of photon buildup factors for shielding materials in radiotherapy x-ray facilities. *Med. Phys.* 40 (2013) 073901–13.
- [4] N. Tsoulfanidis. Measurement and detection of radiation. 3<sup>rd</sup> Edition, Taylor & Francis, (2010).
- [5] K. Shina and H. Hirayama. Calculation of gamma-ray buildup factors for two-layered shields made of water, concrete and iron and application of approximating formula. *Radiat. Phys. Chem.* 61 (2001) 583–584.
- [6] L.A. Al-Ani, L.E. Goarge and M.S. Mahdi. Gamma ray buildup factor for finite media in energy range (4-10) MeV for Al and Pb. *J. Al-Nahrain University.* 18 (2015) 88–95.
- [7] P. Deatanyah. Determination of photon ambient dose buildup factors for radiological applications for points and plaque source configurations using MCNP5. *Int. J. Sci. Tech.* 1 (2011) 174–178.
- [8] L. Musilek, T. Cechak and F. Seda. The use of the Monte Carlo method for the calculation of build-up factors in wide conical gamma-radiation beams. *Nucl. Instr. Meth.* 174 (1980) 565–569.
- [9] V.P. Singh and M.N. Badiger. Comprehensive study of energy absorption and exposure build-up factors for concrete shielding in photon energy range 0.015–15 MeV up to 40 mfp penetration depth: dependency of density, chemical elements, photon energy. *Int. J. Nucl. Energy. Sci. Tech.* 7 (2012) 75–99.
- [10] M. Kurudirek. Gamma-ray energy absorption and exposure buildup factor studies in some human tissues with endometriosis. *Appl. Radiat. Isot.* 69 (2011) 381–388.
- [11] S. Singh, A. Kumar, C. Singh, K. Singh Thind and G.S. Mudahar. Effect of finite sample dimensions and total scatter acceptance angle on the gamma ray buildup factor. *Ann. Nucl. Energy.* 35 (2008) 2414–2416.
- [12] C. Garrett and G.N. Whyte. Buildup measurements on cobalt-60 gamma radiation in iron and lead. *Phys. Rev.* 95 (1954) 889–891.
- [13] M.J. Berger and L.V. Spencer. Penetration of gamma rays from isotropic sources through aluminum and concrete, NBS Tech. Note 11 (1959).
- [14] J.J. Taylor. Application of gamma ray buildup data to shield design, WAPD-RM-217 (1954).
- [15] Y. Harima. An Approximation of Gamma-Ray Buildup Factors by Modified Geometric Progression. *Nucl. Sci. Eng.* 83 (1986) 299–309.
- [16] J.M. Sharaf and H. Saleh. Gamma-ray energy buildup factor calculations and shielding effects of some, Jordanian building structures. *Radiat. Phys. Chem.* 110 (2015) 87–95.
- [17] C. Suteau and M. Chiron. An iterative method for calculating gamma-ray buildup factor in multi-layers shields. *Radiat. Prot. Dosimetry.* 116 (2005) 489–492.
- [18] D. Sandari, A. Abbaspour, S. Baradaran and F. Babapour. Estimation f gamma and X-ray Photon buildup factor in soft tissue with monte carlo method. *Appl. Radiat. Isot.* 67 (2009) 1438–1440.
- [19] J.J. DeMarco and R.E. Wallace, K. Boedeker. An analysis of MCNP cross-sections and tally methods for low-energy photon emitters. *Phys. Medicine. Biology.* 47 (2002) 1321–27.
- [20] J.F. Briesmeister. MCNP- A general Monte Carlo N-particle transport code, version 4C, Los Alamos National Laboratory, LosAlamos, Report No. LA-13709-M, (2000).
- [21] H. Hirayama and Y. Harima. Detailed behavior of exposure buildup factor in stratified shields for plane-normal and point isotropic sources, including the effects of bremsstrahlung and fluorescent radiation. *Nucl. Sci. Eng.* 113 (1993) 367–378.
- [22] V.P. Singh and N.M. Badiger. A comprehensivestudy on gamma-ray exposure build-up factors and fast neutron removal cross sections of fly-ashbricks, *J. Ceramics.* (2013)Article ID 967264.
- [23] M.J.R. Aldhuhaihat, M.K. Alfakhar, and M.S. Amana. Numerical buildup factor calculation of gamma rays for single, dual, and multi-layers shields using lead and aluminum. *IJRSP.* 6 (2015) 5184–5189.
- [24] M.S. Al-Arif and D.O. Kakil. Calculated Experimental Model for Multilayer Shield, 3 (2015) 23–27.
- [25] M. Kai. Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Elsevier, (1981).
- [26] I. Meric, G.A. Johansen, M.B. Holstad and R.P. Gardner. Nuclear monte carlo modelling of gamma-ray stopping efficiencies of Geiger-Muller

- counters. *Inst. Meth. Phys. Res. A.* 636 (2011) 61–66.
- [27] D.B. Pelowitz. MCNPX user's manual, Version 2.6, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, (2008).
- [28] H. Tavakli-Anbaran, H. Miri-Hakimabad and R. Izadi-Najafabadi. Effects of the detector-collimator on the gamma-rays response function for a NaI(Tl) detector in a constant time of counts. *J. App. Sci.* 9 (2009) 1550–1555.
- [29] L. Geward, N. Guilbert, K. Jensen and H. Levring. WinXCom- a program for calculating X-ray attenuation coefficients. *Radiat. Phys. Chem.* 71 (2004) 653–654.
- [30] J.E. Hoogenboom and D. Legrady. A critical review of the weight window generator in MCNP, American Nuclear Society, on CD-ROM, (2005).
- [31] T.E. Booth. MCNP Variance Reduction Examples, Los Alamos National Laboratory, (2005).
- [32] U.T. Lin and S.H. Jiang. A dedicated empirical formula for  $\gamma$ -ray buildup factors for a point isotropic source in stratified shields, *Radiat. Phys. Chem.* 48 (1996) 389–401.
- [33] ANSI/ANS, gamma-ray attenuation coefficient and buildup factors for engineering materials. ANSI/ANS-6.4.3-1991. American Nuclear Society, La Grange, (1991).
- [34] A. Shimizu, T. Onda and Y. Sakamoto. Calculation of gamma-ray buildup factors up to depths of 100 mfp by method of invariant embedding (III), *J.Nucl. Sci. and Tech.* 41 (2004) 413–424.
- [35] B. Oto, S.E. Gulebaglan and G.S. Kanberoglu. The calculation of some gamma shielding parameters for semiconductor CsPbBr<sub>3</sub>, *J. Appl. Phys.* 1815 (2017) 130008 (1-4).
- [36] M. Dong, B.O. Elbashir and M.I. Sayyed. Enhancement of gamma ray shielding properties by PbO partial replacement of WO<sub>3</sub> in ternary 60TeO<sub>2</sub>–(40-x)WO<sub>3</sub>–xPbO glass system, *Chalcogenide Lett.* 14 (2017) 113–118.
- [37] V.P. Singh, N.M. Badiger and N. Kucuk. Assessment of methods for estimation of effective atomic numbers of common human organ and tissue substitutes: waxes, plastics and polymers, *Radioprotection*, 49 (2014) 115–121.
- [38] P. Kaur, D. Singh and T. Singh. Heavy metal oxide glasses as gamma rays shielding material, *Nucl. Eng. Des.* 307 (2016) 364–376.