

amowlavi@sttu.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۱۳۸۹/۵/۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۰/۴/۲۰)

کارلو خروجی از این کدها متناظر با توان تفکیک $\Delta E=0$ می‌باشند. تخریب اثر انباشت هنگامی که آهنگ رخدادها در آشکارساز بالا باشد، بسیار با اهمیت است و با زمان مرده سیستم رابطه مستقیم نیز دارد [۵-۱۰]. همچنین در مطالعات مربوط به شبیه‌سازی و بهینه‌سازی سیستم‌های آشکارسازی، به خاطر تخریب اثر انباشت روی طیف‌های ارتفاع تپ تجربی، بهینه شرایط محاسباتی برای یک سیستم با بهینه شرایط تجربی آن ممکن است منطبق نباشند [۸، ۹].

یک رخداد را متناظر با برهم‌کنش یک تابش در آشکارساز که منجر به ثبت یک تپ در غیاب زمان مرده یا انباشت می‌شود، تعریف می‌کنیم؛ و یک شمارش عبارت است از تپی که در واقع

هنگامی که آهنگ شمارش در آشکارسازی بالا باشد، تنها ممکن است به لحاظ زمانی با یکدیگر تداخل نمایند. به این اثر، عموماً اثر انباشت می‌گویند که با کوچک نمودن پهنای تپها می‌توان آن را کمینه نمود. اثر انباشت، بیشترین شمارش آشکارسازها را محدود می‌کند و اثر تخریبی بسیاری روی طیف‌های ارتفاع تپ در میدان‌های با شار بالا دارد [۱].

در محاسبه ارتفاع تپها در طیف شبیه‌سازی شده توسط روش مونت کارلو، توسط کدهای محاسباتی نظیر GEANT، MCNP و EGSnrc، به دلیل اینکه تاریخچه‌های ذرات به طور تک تک شبیه‌سازی شده و خروجی آنها از متوسط‌گیری تاریخچه‌ها به دست می‌آید [۲-۴]، اثر انباشت لحاظ نشده است. همچنین طیف‌های مونت

$$m = ne^{-n\tau} \quad (۴)$$

برای شمارش بدون انباشت، مثل حالت غیر کاهنده، احتمال آن عبارت است از $P(0) = e^{-n\tau}$ و انباشت فقط دو رخداد، وقتی اتفاق می افتد که اگر یک رخداد در $t = 0$ روی دهد، رخداد دوم در بازه زمانی $0 < t < \tau$ روی دهد. در این صورت احتمال انباشت عبارت خواهد بود از:

$$= (\text{احتمال عدم رخداد در } [t, \tau]) (\text{احتمال رخداد در } dt)$$

$$P(1) = \int_0^{\tau} (\text{احتمال عدم رخداد در } [0, t])$$

$$\int_0^{\tau} e^{-n\tau} n dt \cdot e^{-n\tau} \Rightarrow P(1) = e^{-n\tau} (1 - e^{-n\tau}), \quad (۵)$$

و به همین ترتیب در حالت کلی برای انباشت $x+1$ رخداد، احتمال عبارت است از [۱]:

$$P(x) = e^{-n\tau} (1 - e^{-n\tau})^x \quad (۶)$$

به منظور به دست آوردن میزان تخریب طیف توسط اثر انباشت، یک کد مونت کارلوی انباشت با نرم افزار فورترن نوشته ایم [۱۰]. محاسبات مربوط به شبیه سازی اثر انباشت شامل دو قسمت مجزا است. شکل ۱ الگوریتم این محاسبات را نشان می دهد.

قسمت اول: در این بخش از کد محاسباتی MCNP برای محاسبه طیف ارتفاع تپ مونت کارلوی سیستم مورد نظر، استفاده می شود. خروجی چوب خط F8:p برای طیف ارتفاع تپ مناسب است و بهنجار به یک ذره چشمه می باشد. همچنین بازده آشکارسازی را می توان با محاسبات MCNP برآورد کرد. بنابراین با توجه به بازده آشکارسازی و فعالیت چشمه، آهنگ رخدادهای در آشکارساز (n) محاسبه می شود.

قسمت دوم: در این بخش مطابق با الگوریتم شکل ۱ طیف خروجی ارتفاع تپ از MCNP به عنوان ورودی کد انباشت، ابتدا با یک تابع گاوسی مناسب پیچانده می شود. پیچیدش گاوسی متناظر با توان تفکیک انرژی سیستم می باشد و طیف محاسباتی با $\Delta E = 0$ را به طیفی با گستردگی گاوسی $\Delta E \neq 0$

و با احتساب زمان مرده یا انباشت توسط سیستم ثبت می شود. به علت زمان مرده یا انباشت، تعداد شمارشها از تعداد واقعی رخدادهای کمتر است؛ زیرا شمارشها شامل شمارش تپهای انباشتی نیز می باشد که متشکل از چندین رخداد هستند. کمترین زمان لازم برای تفکیک دو رخداد متوالی که به طور مجزا ثبت می شوند را پهنای زمانی تپ (τ) یا توان تفکیک زمانی سیستم می گویند. آهنگ رخدادهای را با n و آهنگ شمارش را با m نمایش می دهیم. رابطه n با m و τ به کاهنده^۱ یا غیر کاهنده^۲ بودن سیستم بستگی دارد [۱].

در سیستمهای غیر کاهنده، رابطه بین آهنگ شمارش و آهنگ رخدادهای به صورت زیر است:

$$m = \frac{n}{1+n\tau} \quad \text{یا} \quad n = \frac{m}{1-m\tau}, \quad (۱)$$

حال احتمال مربوط به شمارشهای متناظر با انباشت دو، سه، ... رخداد را می توان از توزیع پواسون به دست آورد. در طی زمان τ ، تعداد متوسط رخدادهای $n\tau$ است مطابق با توزیع پواسون، احتمال اینکه x رخداد در این بازه زمانی رخ دهند، عبارت است از:

$$P(x) = \frac{(\bar{x})^x e^{-\bar{x}}}{x!} = \frac{(n\tau)^x e^{-n\tau}}{x!} \quad (۲)$$

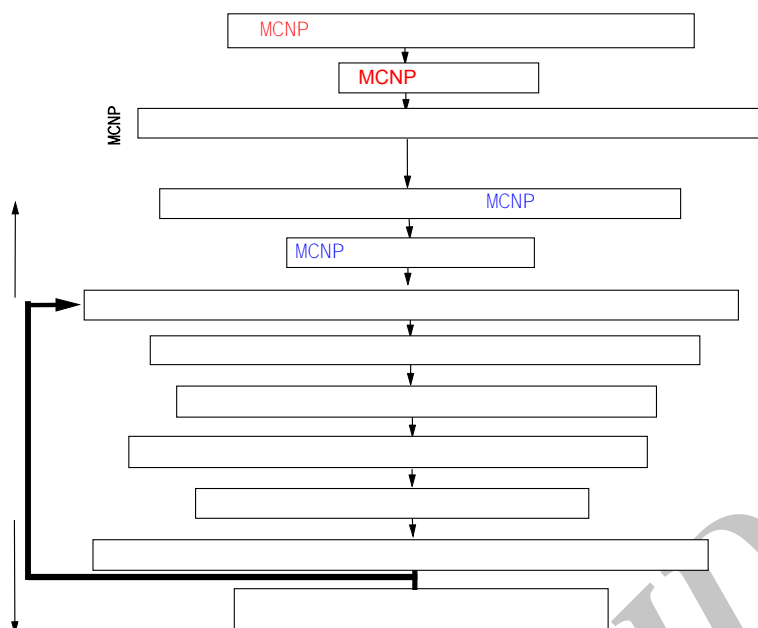
اگر هیچ رخداد دیگری در طی زمان τ مربوط به یک رخداد روی ندهد، شمارش بدون انباشت خواهد بود و در این صورت $x=0$ و احتمال آن $P(0) = e^{-n\tau}$ است. برای شمارشهای متناظر با انباشت دو رخداد، $x=1$ و احتمال آن $P(1) = n\tau e^{-n\tau}$ می باشد، و در حالت کلی برای انباشت $x+1$ رخداد، احتمال عبارت است از [۱]:

$$P(x) = \frac{(n\tau)^x e^{-n\tau}}{x!} \quad (۳)$$

در سیستمهای کاهنده، رابطه بین آهنگ شمارش و آهنگ رخدادهای به صورت زیر است

۱. Paralyzable

۲. Nonparalyzable



شکل ۱. الگوریتم برنامه انباشت که بر اساس روش مونت کارلو نوشته شده است.

تپ‌هایی که سازنده تپ انباشتی هستند تعیین می‌شود. تعیین زمان شروع هریک از تپها به کمک اعداد تصادفی با توزیع یکنواخت و در بازه $[0, \tau]$ انجام می‌گیرد. سپس با برهم نهی خطی این تپها، تپ انباشتی تولید می‌شود. بیشینه مطلق تپ انباشتی به عنوان دامنه آن در نظر گرفته می‌شود. بدین ترتیب با تعیین بازه انرژی متناظر با دامنه تپ انباشتی، در آن بازه یک شمارش منظور می‌کنیم. با تکرار نمونه‌گیری‌ها طیف ارتفاع تپ مونت کارلو با اثر انباشت به دست می‌آید.

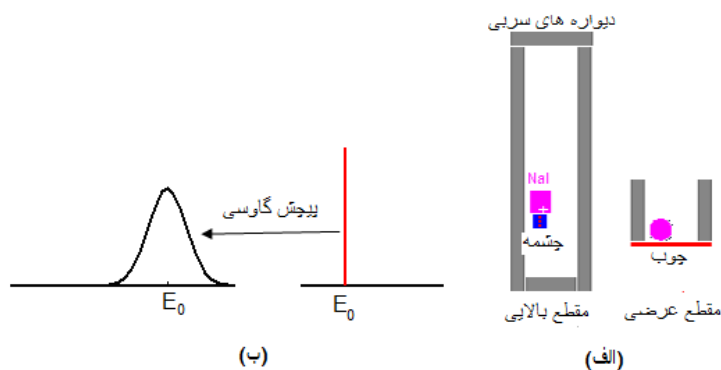
با کاربست کد مونت کارلوی انباشت در مورد طیف سنجی چشمه‌های گاما نظیر چشمه ^{137}Cs ، می‌توان اهمیت آن را در تصحیح طیف‌های مونت کارلو نشان داد. برای این منظور محاسبات را برای هندسه شکل ۲-الف انجام داده‌ایم. این هندسه آزمایشی است که با ۵ چشمه سزیم آزمایشگاهی در داخل اطاقک سربی با آشکارساز $3in \times 3in$ یدور سدیم انجام شده که در آن آهنگ شمارش $1.0^5 \times 1/723$ بوده است. شکل ۲-ب طرحوار پیچش گاوسی یک قله تک انرژی را نشان

تبدیل می‌کند. پیچش گاوسی بدان سبب اعمال می‌گردد که ارتفاع تپ‌های با انرژی ذخیره شده یکسان در آشکارساز، مثل قله فتوالکتریک، دارای توزیع پواسون است که در شمارش‌های بالا، با توزیع گاوسی همسان است.

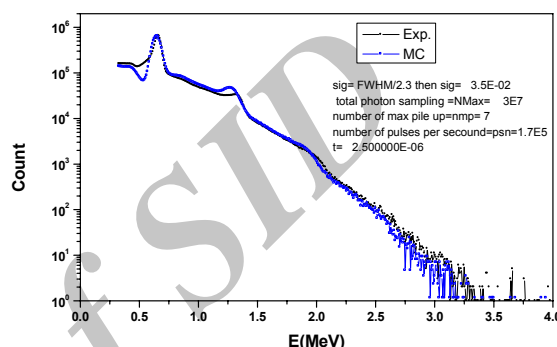
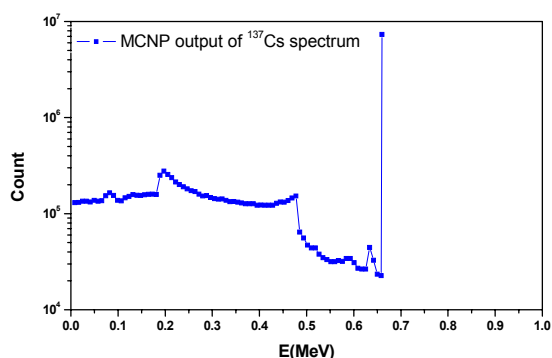
کد انباشت برای شبیه‌سازی مدل‌های انباشت غیر کاهنده و کاهنده نوشته شده است. در محاسبات انباشت، برای شکل تپ، تابع تحلیلی زیر را در نظر گرفته‌ایم:

$$F(t) = \begin{cases} a_0 (1 - e^{-(t - t_0)/\tau}) e^{-(t - t_0)/\tau} & t \geq t_0 \\ 0 & t \leq t_0 \end{cases} \quad (7)$$

این تابع، تپی را با زمان شروع t_0 و دامنه a_0 نشان می‌دهد. با انتخاب مقدار τ و مطابق با آهنگ رخدادها در آشکارساز و معادلات (۳) و (۶) احتمال‌های مربوط به انباشت‌های چند گانه، محاسبه می‌شود. سپس با یک عدد تصادفی (r) با توزیع یکنواخت و در بازه $[0, 1]$ درجه انباشت مشخص می‌گردد. به این ترتیب که اگر r از $P(0)$ کوچکتر باشد رخداد بدون انباشت خواهد بود و از طیف مونت کارلو با پیچش گاوسی یک تپ نمونه‌گیری می‌شود. در غیر این صورت درجه انباشت (n_p) برابر با k است، اگر $\sum_{i=0}^{k-2} P(i) < r \leq \sum_{i=0}^{k-1} P(i)$ باشد. با نمونه‌گیری n_p تپ از طیف مونت کارلو با پیچش گاوسی، دامنه



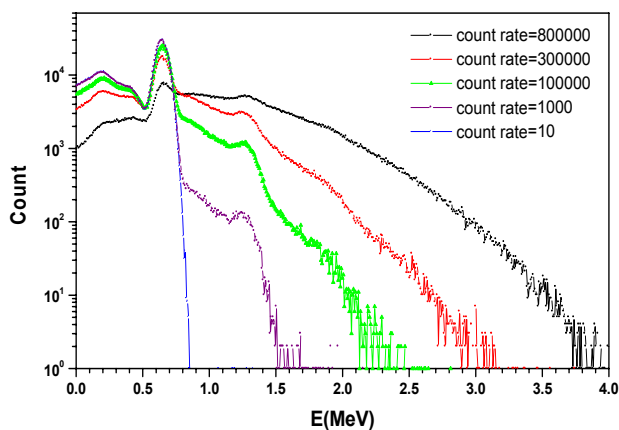
شکل ۲. (الف) هندسه آزمایش با چشمه سزیم، (ب) پیکش گاوسی قله تک انرژی در E_0 .



شکل ۳. (الف) طیف خروجی کد MCNP برای چشمه سزیم بدون اثر انباشت و پیکش گاوسی؛ (ب) طیف تجربی و طیف مونت کارلوی با اثر انباشت برای چشمه ^{137}Cs و آشکارساز $\text{NaI}(\text{Tl})$ ($3 \times 3 \text{ in}$).

می‌دهد. تابع مناسب گاوسی برای هموارسازی متناظر با توان تفکیک انرژی سیستم آشکارسازی انتخاب می‌شود و برای تطابق طیف‌های محاسباتی با طیف‌های تجربی به کار می‌رود. در شکل ۳- الف طیف خروجی کد MCNP برای چشمه سزیم بدون اثر انباشت و پیکش گاوسی ارائه شده است و در شکل ۳- ب مقایسه بین طیف تجربی و طیف مونت کارلوی با اثر انباشت در مد غیرکاهنده برای چشمه ^{137}Cs و آشکارساز یدور سدیم استوانه‌ای با طول ۳ اینچ و قطر ۳ اینچ نشان داده شده است. نتایج نشان می‌دهند که تطابق بسیار خوب بین طیف‌های محاسباتی و تجربی وجود دارد. فقط تفاوت‌هایی در انرژی کمتر از قله سزیم و قله انباشت دوگانه دیده می‌شود، که این امر ممکن است ناشی از عواملی نظیر در نظر نگرفتن پدیده انباشت دم‌تپ‌ها و یا انتخاب نوع تابع تحلیلی برای تپ‌نهایی باشد. همچنین علاوه بر قله اصلی 0.662 MeV ، قله‌های انباشتی

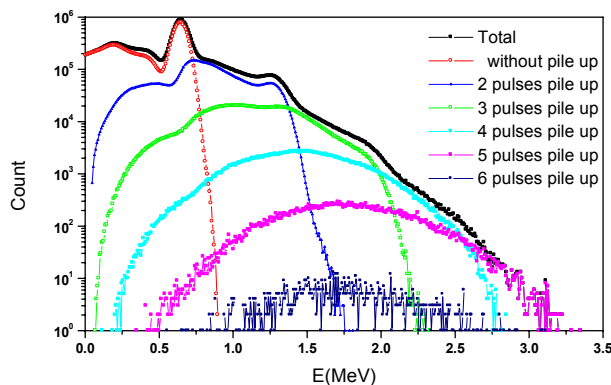
دو گانه در 1.324 MeV و سه گانه در 1.986 MeV به خوبی مشاهده می‌شوند؛ که با افزایش درجه انباشت، پهنای قله‌های انباشتی نیز بیشتر شده است. با توجه به انرژی‌های انتهایی طیف، انباشت تا مراتب ۶ یعنی 3.972 MeV نیز رخ داده است. در شکل ۴ سهم گاماها بدون انباشت، و زیر طیف‌های انباشتی دو تا شش گانه نشان داده شده است. لازم به ذکر است که این زیر طیف‌ها فقط با شبیه‌سازی قابل محاسبه‌اند. این نمودار نشان می‌دهد که سهم عمده زمینه در ناحیه قله فتوالکتریک ناشی از انباشت دوگانه تپ‌ها است. همچنین دیده می‌شود که با افزایش مرتبه انباشت، احتمال وقوع رخداد انباشتی کمتر می‌گردد. حدود $74/77\%$ شمارش‌ها در قله فتوالکتریک 0.662 MeV ، ناشی از رخدادهای بدون انباشت، $23/27\%$ شمارش‌ها متعلق به انباشت دوگانه، و $1/88\%$ مربوط به انباشت سه گانه تپ‌هاست. و سهم ناچیزی هم به بقیه مراتب بالاتر انباشت مربوط می‌شود.



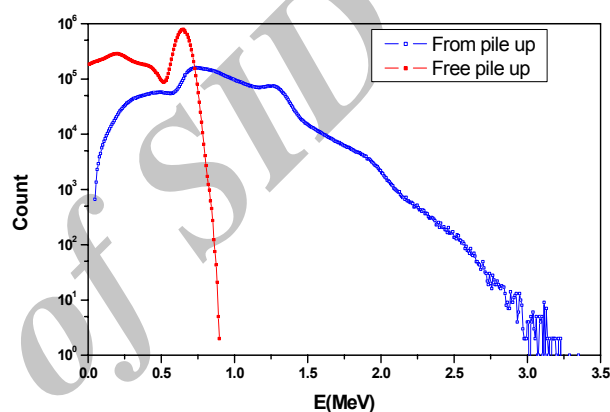
شکل ۶. نمودار طیف‌های محاسباتی برای آهنگ رخدادهای متفاوت ولی تعداد رخدادهای یکسان.

تخریبی انباشت روی طیف بیشتر می‌گردد و از ارتفاع و سطح زیر قله فتوالکتریک کاسته شده است.

الگوریتم ارائه شده در این تحقیق، روش ساده و کارایی را برای شبیه‌سازی اثر انباشت تپ‌ها را در انواع سیستم‌های آشکارسازی بیان می‌کند. با کاربست کد انباشت نوشته شده برای سیستم آشکارسازی گاما برای چشمه ^{137}Cs و آشکارساز یدور سدیم استوانه‌ای، طیف محاسباتی در تطابق بسیار خوبی با طیف تجربی به دست آمد. در طیف، علاوه بر قله اصلی 0.662 MeV ، قله‌های انباشتی دو گانه در 1.324 MeV و سه گانه در 1.986 MeV به خوبی مشاهده می‌شوند؛ که با افزایش درجه انباشت، پهنای قله‌های انباشتی نیز بیشتر شده است. با توجه به انرژی‌های انتهایی طیف، انباشت تا مراتب ۶ یعنی 3.972 MeV نیز رخ داده است. طیف‌های محاسباتی برای آهنگ رخدادهای متفاوت نشان می‌دهد با افزایش آهنگ رخدادها اثر تخریبی انباشت روی طیف بیشتر می‌گردد و از ارتفاع و سطح زیر قله فتوالکتریک کاسته شده است. این الگوریتم قابل کاربرد برای چشمه‌ها و آشکارسازهای مختلف است و می‌تواند در تصحیح اثر انباشت برای سیستم‌های آشکارسازی مختلف مفید و مؤثر باشد.



شکل ۴. طیف کل و زیر طیف‌های بدون انباشت، و انباشتی دوگانه تا شش گانه.



شکل ۵. طیف‌های صرفاً ناشی از انباشت و بدون انباشت.

طیف‌های بدون انباشت و ناشی از کلیه انباشت‌ها در شکل ۵ ارائه شده است؛ داده‌ها نشان می‌دهد که برای این وضعیت حدود $30/59\%$ شمارش‌ها در اثر انباشت از دست رفته‌اند، و نسبت شمارش‌های بدون انباشت به شمارش‌های انباشتی $1/933$ است. به عبارتی نزدیک به یک سوم شمارش‌ها ناشی از انباشت دو یا چند تپ است، که تخریب قابل ملاحظه‌ای در طیف ایجاد می‌کند.

شکل ۶ نمودار طیف‌های محاسباتی را برای آهنگ رخدادهای متفاوت نشان می‌دهد که در تمام آنها تعداد فوتون‌های نمونه‌گیری شده یکسان بوده است. همان طور که دیده می‌شود و انتظار داشته‌ایم، با افزایش آهنگ رخدادها اثر

2. J F Briesmeister, MCNP Monte Carlo N-Particle Transport Code, Los Alamos National Laboratory (2000).

1. G F Knoll, "Radiation Detection and Measurement," Third Edition, Wiley Inc., New York (2000).

- and Methods section A*, **498** (2003) 453.
8. A A Mowlavi, R Koohi-Fayegh, *Nuclear Instruments and Methods section A*, **552** (3) (2005) 559.
 9. M Palomba, G D'Erasmo, A Pantaleo, *Nuclear Instruments and Methods section A*, **498** (2003) 397.
 10. A A Mowlavi, M de Denaro, M R Fornasier, A Binesh, *Applied Radiation and Isotopes*, **64** (3) (2006) 390.
 3. S Agostinelli, J Allison, J Amako, J Apostolakis, et al., *Nuclear Instruments and Methods section A*, **506** (2003) 250.
 4. I Kawrakow, D W O Rogers, National Research Council of Canada Report PIRS-701 (2001).
 5. T Fazzini, G Poggi, P Sona, N Taccetti. *Nuclear Instruments and Methods section A*, **356** (1995) 319.
 6. F H Tenney, *Nuclear Instruments and Methods section A*, **219** (1984) 165.
 7. U van Mollendorff, H Giese, *Nuclear Instruments*

Archive of SID