

УДК 539.125.5:539.12.172

## Зависимость дифференциальных альbedo гамма-излучения свинцовых слоев от их толщины

КУЛИКОВ В. И., ПОПКОВ К. К., ТИТОВ В. И.

С помощью программы [1] методом Монте-Карло был проведен комплекс расчетов альbedo  $\gamma$ -излучения свинцовых слоев. Работоспособность указанной программы при выполнении расчетов полей  $\gamma$ -излучения, рассеянного от барьеров из веществ с малыми или средними атомными номерами ( $Z \leq 26$ ), была обоснована в работах [1, 2]. В целях получения корректных результатов для веществ с большим атомным номером в алгоритм программы был введен блок, учитывающий вклад флюоресцентного излучения. Работу этого блока проверяли сравнением расчетных данных с результатами публикаций [3, 4], а также с результатами специальных экспериментов, проведенных с использованием источников  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$ . В ходе экспериментов измеряли альbedo плоских свинцовых слоев размером  $100 \times 100$  см. Отраженное  $\gamma$ -излучение регистрировалось малогабаритными счетчиками СБМ-10 с фильтрами, корректирующими «ход с жесткостью», а также сцинтилляционным спектрометром с кристаллом  $\text{NaI(Tl)}$  размером  $100 \times 150$  в стандартном блоке детектирования БДЭГ2-39 (подробнее см. работу [5]).

Было установлено, что вклад флюоресцентного излучения в альbedo возрастает с уменьшением энергии  $\gamma$ -излучения и максимален при малых углах падения.

На рис. 1 представлены результаты измерений и расчетов дозового альbedo свинцового слоя толщиной 2 см, облучаемого источником  $^{137}\text{Cs}$ . Значения энергетического альbedo свинца, рассчитанные методом Монте-Карло с учетом и без учета флюоресценции для начальной энергии  $E_0 = 0,28$  МэВ, приведены на рис. 2 в сравнении с результатами работ [3, 4].

Анализ полученных данных показывает, что при выполнении расчетов отраженного  $\gamma$ -излучения свинцовых слоев (особенно для  $\gamma$ -излучения с  $E_0 < 1,0$  МэВ) необходимо принимать во внимание вклад флюоресцентного излучения.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных продемонстрировало работоспособность алгоритма и рас-

четной программы, содержащей блок учета вклада флюоресцентного излучения; среднее расхождение расчетных и экспериментальных значений не превышает 20%.

В работе [1] была предложена полуэмпирическая формула для расчета зависимости дифференциальных альbedo  $\gamma$ -излучения плоских железных пластин от их толщины. Эта формула может быть дополнена членами, учитывающими вклад флюоресцентного излучения.

Полное альbedo  $a$  определяется суммой:

$$a = a_1 + a_2, \quad (1)$$

где  $a_1 = a_{1s} + a_{1p} + a_{1\tau}$  — вклады однократного рассеяния ( $a_{1s}$ ),  $\gamma$ -излучения аннигиляции ( $a_{1p}$ ) и флюоресценции ( $a_{1\tau}$ );  $a_2$  — вклад многократного рассеяния.

$$a_{1s} = \frac{\sigma_s(E_0)}{\sigma_{\text{tot}}(E_0)} \left( \frac{d\sigma_R}{d\Omega} / \sigma_R \right) \frac{\mu(E_0)/\cos\theta_0}{\frac{\mu(E_0)}{\cos\theta_0} + \frac{\mu(E_s)}{\cos\theta}} \times \left\{ 1 - \exp \left( - \left[ \frac{\mu(E_0)}{\cos\theta_0} + \frac{\mu(E_s)}{\cos\theta} \right] d \right) \right\}; \quad (2)$$

$$a_{1p} = \frac{1}{2\pi} \frac{\sigma_p(E_0)}{\sigma_{\text{tot}}(E_0)} \frac{\mu(E_0)/\cos\theta_0}{\frac{\mu(E_0)}{\cos\theta_0} + \frac{\mu(0,511)}{\cos\theta}} \times \left\{ 1 - \exp \left( - \left[ \frac{\mu(E_0)}{\cos\theta_0} + \frac{\mu(0,511)}{\cos\theta} \right] d \right) \right\}; \quad (3)$$

$$a_{1\tau} = \frac{\omega_k}{4\pi} \frac{\sigma_\tau(E_0)}{\sigma_{\text{tot}}(E_0)} \frac{\frac{\mu(E_0)}{\cos\theta_0}}{\frac{\mu(E_0)}{\cos\theta_0} + \frac{\mu(E_k)}{\cos\theta}} \times \left\{ 1 - \exp \left( - \left[ \frac{\mu(E_0)}{\cos\theta_0} + \frac{\mu(E_k)}{\cos\theta} \right] d \right) \right\}; \quad (4)$$

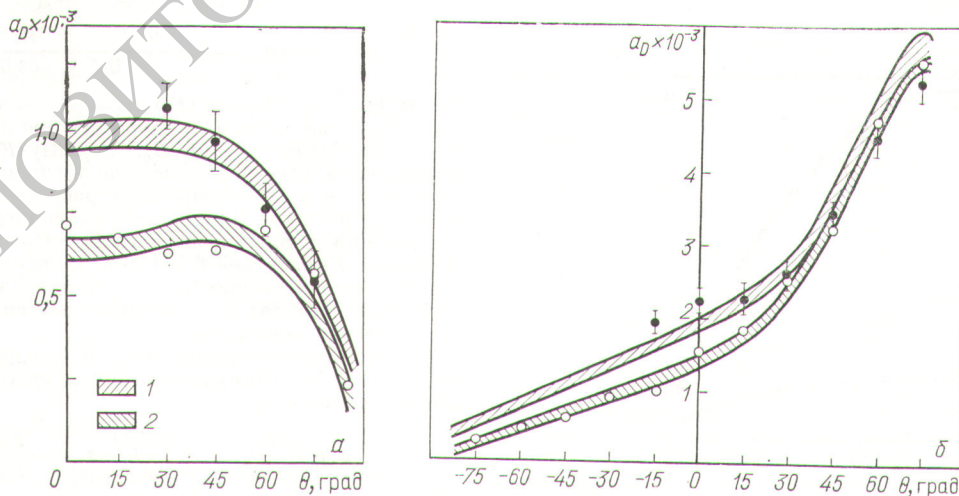


Рис. 1. Дозовое альbedo  $a_D$  свинцового плоского слоя толщиной 2 см при  $\theta = 0$  (а) и  $45^\circ$  (б); 1, 2 — расчет методом Монте-Карло с учетом и без учета вклада флюоресцентного излучения; ● — эксперимент; ○ — расчет без учета флюоресцентного излучения [3];

Относительные отклонения дифференциально-спектрального (числитель) и дифференциального энергетического (знаменатель) альbedo  $\delta = \frac{a_1 - a_0}{a_0} 100\%$ , рассчитанных разными методами

$\theta_0$	$\theta$	$\mu_0 d = 0,1$			$\mu_0 d = 0,5$			$\mu_0 d = 1,5$		
		$E_0=0,5$ МэВ	$E_0=2,0$ МэВ	$E_0=8,0$ МэВ	$E_0=0,5$ МэВ	$E_0=2,0$ МэВ	$E_0=8,0$ МэВ	$E_0=0,5$ МэВ	$E_0=2,0$ МэВ	$E_0=8,0$ МэВ
0	0	$\frac{124}{3}$	$\frac{62}{13}$	$\frac{13}{6}$	$\frac{66}{5}$	$\frac{14}{2}$	$\frac{9}{1}$	$\frac{9}{1}$	$\frac{1}{0,1}$	$\frac{0,4}{0,1}$
	30	$\frac{139}{3}$	$\frac{73}{11}$	$\frac{7}{7}$	$\frac{66}{5}$	$\frac{13}{5}$	$\frac{8}{1}$	$\frac{8}{1}$	$\frac{1}{0,1}$	$\frac{0,6}{0,1}$
	80	$\frac{118}{1}$	$\frac{3}{3}$	$\frac{40}{3}$	$\frac{15}{1}$	$\frac{0,4}{0,1}$	$\frac{34}{0,1}$	$\frac{0,3}{0,1}$	$\frac{0,1}{0,1}$	$\frac{3}{0,1}$
60	0	$\frac{77}{0,3}$	$\frac{52}{8}$	$\frac{14}{10}$	$\frac{27}{3}$	$\frac{9}{1}$	$\frac{2}{2}$	$\frac{2}{0,3}$	$\frac{0,2}{0,1}$	0,1
	30	$\frac{9,1}{1,5}$	$\frac{52}{11}$	$\frac{46}{11}$	$\frac{23}{3}$	$\frac{15}{2}$	$\frac{10}{2}$	$\frac{1,5}{0,3}$	$\frac{0,2}{0,1}$	$\frac{1}{0,1}$
	80	$\frac{64}{0,3}$	$\frac{34}{8}$	$\frac{61}{2}$	$\frac{8}{0,4}$	$\frac{2}{0,3}$	$\frac{20}{2}$	$\frac{0,1}{0,1}$	0,1	0,1
	-30	$\frac{75}{2}$	$\frac{39}{6}$	$\frac{10}{9}$	$\frac{28}{3}$	$\frac{10}{1,5}$	$\frac{3}{1}$	$\frac{1}{0,1}$	$\frac{0,2}{0,1}$	0,1
	-80	$\frac{80}{1}$	$\frac{16}{2}$	$\frac{7}{3}$	$\frac{6}{0,1}$	$\frac{5}{1}$	$\frac{1}{0,1}$	$\frac{0,1}{0,1}$	0,1	0,1
80	0	$\frac{42}{4}$	$\frac{24}{7}$	$\frac{14}{8}$	$\frac{4}{0,4}$	$\frac{2}{1}$	$\frac{0,5}{1}$	0,1	0,1	0,1
	30	$\frac{48}{5}$	$\frac{42}{10}$	$\frac{46}{10}$	$\frac{3}{0,5}$	$\frac{3}{1}$	$\frac{3}{1}$	0,1	0,1	0,1
	80	$\frac{25}{1}$	$\frac{35}{4}$	$\frac{38}{4}$	$\frac{1}{0,1}$	$\frac{1}{0,1}$	$\frac{2}{6}$	0,1	0,1	0,1
	-30	$\frac{52}{1}$	$\frac{24}{4}$	$\frac{8}{6}$	$\frac{2}{0,3}$	$\frac{1}{0,1}$	$\frac{0,5}{0,5}$	0,1	0,1	0,1
	-80	$\frac{41}{3}$	$\frac{11}{1}$	$\frac{4}{2}$	$\frac{1}{0,1}$	$\frac{0,1}{0,1}$	$\frac{0,1}{0,1}$	0,1	0,1	0,1

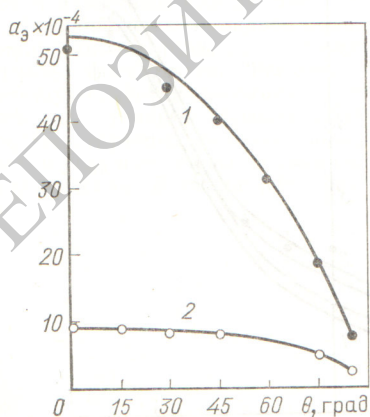


Рис. 2. Энергетическое альbedo свинца для  $\gamma$ -излучения начальной энергии 0,28 МэВ и  $\theta = 0^\circ$ : — расчет методом Монте-Карло с учетом (1) и без учета (2) флуоресцентного излучения; ●, ○ — расчет с учетом и без учета флуоресцентного излучения [3, 4]

$$a_2 = [a_\infty - a_1(d \rightarrow \infty)] \times \left\{ 1 - \exp \left( - \left[ A \frac{\mu(E_0)}{\cos \theta_0} + \frac{B}{\cos \theta} \right] d \right) \right\}, \quad (5)$$

где  $\sigma_s(E_0)$ ,  $\sigma_p(E_0)$ ,  $\sigma_\tau(E_0)$ ,  $\sigma_{tot}(E_0)$  — сечения рассеяния, образования пар, флуоресценции и полное сечение для  $\gamma$ -излучения энергии  $E_0$ ;  $(d\sigma_k/d\Omega)(E_0 \cos \theta_s)$  и  $\sigma_k$  — дифференциальное и полное сечения комптоновского рассеяния;  $\theta_s$  — угол однократного рассеяния;  $\mu(E_0)$ ,  $\mu(E_s)$ ,  $\mu(0,511)$ ,  $\mu(E_k)$  — линейные коэффициенты ослабления  $\gamma$ -излучения начальной энергией  $E_0$ , энергией однократного рассеяния  $E$ , энергией 0,511 МэВ и энергией флуоресценции  $E_k$  соответственно;  $a_\infty$  — альbedo для полубесконечного рассеивателя;  $d$  — толщина рассеивателя;  $A$ ,  $B$  — эмпирические константы.

Расчет энергетического ( $a_E$ ) и дозового ( $a_D$ ) альbedo выполняется по формуле (1), но с видоизмененной формой первого слагаемого:

$$a_{1E} = \frac{E_s}{E_0} a_{1s} + \frac{0,511}{E_0} a_{1p} + \frac{E_k}{E_0} a_{1\tau};$$

$$a_{1D} = \frac{K_D(E_s) E_s}{K_D(E_0) E_0} a_{1s} + \frac{K_D(0,511) 0,511}{K_D(E_0) E_0} + \frac{K_D(E_k) E_k}{K_D(E_0) E_0}, \quad (6)$$

где  $K_D(E_0), E_0, K_D(E_s), E_s, K_D(E_h), E_h, K_D(0,511), 0,511$  — коэффициенты перевода плотности потока  $\gamma$ -излучения энергий  $E_0, E_s, E_h$  и  $0,511$  МэВ в мощность дозы.

Выполненный авторами анализ показал, что для расчета токовых дифференциально-спектральных, дифференциальных числовых, энергетических и дозовых альбедо  $\gamma$ -излучения энергий  $0,5 \leq E_0 \leq 8,0$  МэВ для свинцовых слоев толщиной  $d \geq 0,1$  длины свободного пробега падающего излучения при  $\varphi = 0, 180^\circ$  и  $\theta_0, \theta \leq 80^\circ$  в формулах (1) — (6) следует принять равными  $A = 1,1$  и  $B = 0,8$ .

В таблице приведены относительные отклонения значений альбедо  $a_1$ , рассчитанных с помощью формул (1) — (6), от соответствующих альбедо  $a_0$ , полученных методом Монте-Карло. Наибольшие отклонения наблюдаются в области низкой энергии  $\gamma$ -излучения при малых углах падения.

В заключение авторы благодарят М. А. Картовицкую, Ю. В. Киселева и И. Н. Трофимова за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куликов В. И. и др. Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 1, с. 85.
2. Киселев Ю. В. и др. Исследование рассеяния гамма-излучения от плоских гетерогенных карьеров. Докл. на II Всесоюз. конф. по защите. М., 1978.
3. Булатов В. И. и др. Альбедо гамма-излучения. М., Атомиздат, 1968.
4. Зольников П. П. Канд. дис. «Исследование вторичного излучения при облучении материалов тормозным излучением бетатрона». Свердловск, изд. Уральского Политехнического ин-та, 1970.
5. Киселев Ю. В. и др. Энергетическое и угловое распределение плотности потока и мощности дозы гамма-излучения за водными барьерами различной толщины. Докл. на II Всесоюз. конф. по защите. М., 1978.

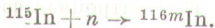
Поступило в Редакцию 22.01.80

УДК 539.125/163.1

Определение некоторых нейтронно-активационных параметров  $^{115}\text{In}$

СТУРОВ Г. М.

В связи с возможностью использования индия для экспрессного определения малых значений плотности потоков тепловых нейтронов появляется необходимость уточнения его некоторых нейтронно-активационных параметров, в частности периода полураспада  $T_{1/2}^{116m}\text{In}$  и сечения активации  $(\sigma_0)^{115}\text{In}$  тепловыми нейтронами ( $E_n = 0,0253$  эВ) по реакции



Имеющиеся данные о периоде полураспада  $^{116m}\text{In}$  значительно различаются: от  $T_{1/2} = (53,99 \pm 0,06)$  мин [1] до  $T_{1/2} = (54,34 \pm 0,09)$  мин [2]. При длительных измерениях погрешность результата будет зависеть от того, каким значением пользоваться.

Для определения  $T_{1/2}$  образцы из индия высокой чистоты марки Ин-00 (99,999% In), облученный в потоке тепловых нейтронов в течение 2 ч, помещали в рабочий объем  $4\pi\beta$ -счетчика. Измерение активности начинали через 8 мин после окончания облучения и вели в течение 3 ч. Для поддержания стабильного режима работы счетчика газ в нем полностью обновляли через каждые 30 мин. Было проведено несколько циклов таких измерений. Полученные данные после введения поправки на фон и мертвое время канала обрабатывали методом наименьших квадратов. В результате значение периода полураспада  $^{116m}\text{In}$  составило  $T_{1/2} = (54,25 \pm 0,03)$  мин.

Экспериментальные значения сечения активации индия с образованием 54-минутной активности также существенно различаются. Так, в работе [3]  $\sigma_0 = (154 \pm 6)$  б ( $1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$ ), а в работе [4]  $\sigma_0 = (162 \pm 3)$  б. Кроме того, погрешности для  $\sigma_0$  довольно велики и в настоящее время не могут быть приемлемы при точных измерениях малых значений потоков тепловых нейтронов.

Сечение активации для  $^{115}\text{In}$  можно вычислить по формуле

$$\sigma_0 = \frac{A_T M}{\varphi_T m g(T_n) G_T(\Sigma_a t) \eta N_0}; \quad (1)$$

$$A_T = A_0 - F_{\text{Cd}} A_{\text{Cd}}; \quad A_{\text{Tу}}^0 = \frac{A_T}{m G_T(\Sigma_a t)},$$

где  $A_T$  — активность образца, наведенная тепловыми нейтронами;  $A_0$  и  $A_{\text{Cd}}$  — активность образца, облученного без кадмия и в кадмии соответственно;  $A_{\text{Tу}}^0$  — удельная активность бесконечно тонкого образца, наведенная тепловыми

нейтронами;  $F_{\text{Cd}}$  — коэффициент, учитывающий поглощение резонансных нейтронов в кадмии;  $M$  и  $m$  — атомный вес и масса индия в образце соответственно;  $\varphi_T$  — плотность потока тепловых нейтронов ( $E_n = 0,0253$  эВ);  $g(T_n)$  — функция Весткотта для индия при температуре нейтронов  $T_n$ ;  $G_T(\Sigma_a t)$  — коэффициент теплового самоэкранирования для образца толщиной  $t$  с макроскопическим сечением поглощения  $\Sigma_a$ ;  $\eta$  — содержание  $^{115}\text{In}$  в образце;  $N_0$  — число Авогадро.

В настоящей работе для определения  $\sigma_0$  использовали образцы в виде дисков диаметром 20 мм и толщиной от 2 до 12 мг/см<sup>2</sup>, причем самые тонкие из них были приготовлены из сплава 15% In и 85% Sn (эффективная толщина индия в таких образцах составляла 2—5 мг/см<sup>2</sup>). Более толстые образцы изготавливали из листового индия. Индий и олово использовали высокой чистоты марки Ин-00 и ОВЧ-000 соответственно. Содержание индия в сплаве и равномерность его распределения по объему определяли после приготовления образцов. На масс-спектрометре было также определено содержание  $^{115}\text{In}$  в используемом металлическом индии  $\eta = 0,9576 \pm 0,0005$ . Каждый образец облучали в течение 2 ч в кадмии толщиной 1 мм и без кадмия в изотропном потоке нейтронов, создаваемом в полости больших размеров. Конструкция системы, в которой проводили облучение, а также методика определения параметров теплового компонента потока  $T_n$  и значения  $\varphi_T$  рассмотрены в работе [5].

После измерения активности методом кадмиевой разности определяли  $A_T$ . Активность  $^{116m}\text{In}$ , наведенную в образцах, измеряли методом  $4\pi\beta$  —  $\gamma$ -совпадений через 8 мин после окончания облучения. Поскольку образцы имеют определенную толщину, то эффективность  $\beta$ -канала  $\varepsilon_\beta$  меньше единицы (0,7—0,85) и возможно влияние на конечный результат эффектов, связанных с чувствительностью  $\beta$ -счетчика к  $\gamma$ -излучению,  $\gamma$  —  $\gamma$ -совпадениям и сложной схемой распада  $^{116m}\text{In}$ . В общем случае поправка на эти эффекты, как известно, пропорциональна  $(1 - \varepsilon_\beta)/\varepsilon_\beta$ . Для оценки этой поправки активность тонкого образца индия измеряли при значениях  $\varepsilon_\beta$  от 0,85 до 0,47, которые получали, закрывая образец поглотителями из алюминия различной толщины. Было показано, что активность при всех выбранных значениях  $\varepsilon_\beta$  остается постоянной в пределах погрешности эксперимента 0,1%.

Ввиду важности правильного измерения активности для получения достоверного значения сечения и снижения