

Оператор Δ определен по формуле (2), а сопряженный с ним оператор Δ^* имеет вид

$$\Delta^* \varphi^* = -\Omega \nabla \varphi^* + \sigma \varphi^* - \int_{\lambda}^{\lambda+2} k(\lambda', \lambda) d\lambda' \times \int_{|\Omega'|=1} \delta(\lambda - \lambda' + 1 - \Omega' \Omega) \varphi^*(\mathbf{r}, \Omega', \lambda') d\Omega'. \quad (9)$$

Интеграл (6) по переменной \mathbf{r} является интегралом типа свертки; поэтому его пространственные моменты легко выражаются через соответствующие моменты функций $\varphi^*(\mathbf{r}, \Omega, \lambda)$ и $\varphi(\mathbf{r}, \Omega, \lambda)$. Следовательно, для приближенной оценки $\delta B_E(\mathbf{r})$ можно воспользоваться методом моментов [6].

В таблице представлены некоторые результаты расчетов.

Для каждой пары (E_0, σ_0, r) , $E_0 = 0,5108/\lambda_0$, $\sigma_0 = \sigma(\lambda_0)$ приводятся два значения $\delta B_E/(B_E + \delta B_E)$. Первое получено из решения уравнения (1), второе (в скобках) — по формуле (5) метода малых возмущений. Как видно из таблицы, результаты расчетов хорошо согласуются между собой. Они согласуются также с учетом различий в постановке задачи с дан-

ными работы [2], рассчитанными по методу статистических испытаний.

Авторы выражают благодарность С. Г. Цыпину и В. П. Машковичу за полезные замечания и обсуждение физических аспектов работы.

Поступило в Редакцию 23/III 1977 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фано И., Спенсер Л., Бергер Б. Перенос гамма-излучения. М., Госатомиздат, 1963.
2. Kuspa J., Tsoulfanidis N. «Nucl. Sci. and Engng», 1973, v. 52, N 1, p. 117.
3. Николайшвили Ш. С., Джаниашвили Г. Н. Расчет распределения вторичных тормозных гамма-квантов. Изд. Тбил. гос. ун-та, 1976.
4. Марчук Г. И. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
5. Руководство по радиационной защите для инженеров. Т. 1. Пер. с англ. Под ред. Д. Л. Бродера и др. М., Атомиздат, 1972.
6. Николайшвили Ш. С., Джаниашвили Г. Н. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 1, с. 74.

УДК 539.12.172

Альbedo однократно рассеянного гамма-излучения с учетом начальной поляризации

ДЕМЬЯНОВИЧ Н. В., КУЧАЙ С. А., СИДНЕВА С. Н., СТРЕЛКОВ А. С.

В настоящей работе исследовалось влияние начальной поляризации γ -излучения на альbedo от полубесконечного рассеивателя из железа. Задача решалась в приближении однократного рассеяния. Геометрия расчета изображена на рис. 1, а.

Расчет тока квантов, попадающих в детектор после однократного рассеяния, проводился для двух направлений начальной поляризации: вектор электрической поляризации падающего кванта \mathbf{e}_0 находится в плоскости падения — компланарная поляризация ($\mathbf{e}_{||}$); вектор \mathbf{e}_0 перпендикулярен плоскости падения — нормальная поляризация (\mathbf{e}_{\perp}). Детектор регистрирует рассеянные кванты независимо от их поляризации. Ток квантов, рассеянных на отрезке dl в единицу телесного угла в направлении детектора, составляет

$$dI = \left(\frac{R}{L}\right)^2 n_0 \exp(-\mu(E_0)l) \exp(-\mu(E_1)l_1) \times \int \frac{d\sigma_s}{d\Omega}(\psi, \chi) dl,$$

где n_0 — число электронов в 1 см^3 вещества; E_0 и E_1 — энергия кванта до и после рассеяния; $\mu(E)$ — линейный коэффициент поглощения для железа; l и l_1 — путь нерассеянного и рассеянного кванта в веществе; L — расстояние от точки рассеяния до детектора; χ — угол, характеризующий поворот вектора \mathbf{K} относительно плоскости $X'OZ'$ (рис. 1, б); $d\sigma_s/d\Omega$ — дифференциальное сечение комптоновского рассеяния для первоначально поляризованного излучения, усредненное по всем направлениям поляризации φ_e рассея-

ного кванта [1],

$$\frac{d\sigma_s}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 \left[\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} - 2 \sin^2 \psi \cos^2 \chi \right]. \quad (1)$$

Можно показать, что для компланарной поляризации углы рассеяния и координаты детектора связаны соотношением

$$(\sin \psi \sin \chi)_{||} = -R \sin \theta \sin \varphi/L, \quad (2)$$

для нормальной поляризации

$$(\sin \psi \cos \chi)_{\perp} = R \sin \theta \sin \varphi/L. \quad (3)$$

Было рассчитано токовое дифференциальное числовое альbedo при однократном рассеянии поляризованного излучения с учетом соотношений (2) и (3):

$$\alpha_{\perp, ||} \approx \int_0^{\infty} \frac{dI_{\perp, ||}}{dl} dl.$$

Для проведения численных расчетов коэффициенты $\mu(E)$ аппроксимировались зависимостью

$$\mu(E) = 0,0841 [\exp^*(1,05094 + 0,24111 \ln(5-E) - 0,45061 \ln^2(5-E) + 0,0330648 \ln^3(5-E)^3)].$$

Точность аппроксимации составляет 2–3% для энергии $0,3 \text{ МэВ} \leq E \leq 5 \text{ МэВ}$.

На рис. 2 показана зависимость альbedo от азимутального угла детектора φ при двух направлениях начальной поляризации (α_{\perp} и $\alpha_{||}$) и нескольких значениях E_0, θ_0, θ ($R = 40 \text{ см}$), откуда видно, что с уменьшением E_0 от 5 МэВ до 660 кэВ различие в величинах

Применение метода экономии исследований к поляризованному излучению ($E_0 = 1,25$ МэВ; $\theta_0 = 50^\circ$)

θ, φ	$\theta', \varphi' *$	α_{\perp}	α_{\parallel}	$\alpha_{(1)}$
$\theta = 60 \quad \varphi = 10$		0,0280	0,0120	0,0200
$\theta' = 60 \quad \varphi' = 0$		0,0288	0,0118	0,0203
$\theta = 60 \quad \varphi = 60$		0,0133	0,0146	0,0140
$\theta' = 32 \quad \varphi' = 0$		0,0189	0,0089	0,0139
$\theta = 60 \quad \varphi = 170$		0,0091	0,0091	0,0091
$\theta' = 54 \quad \varphi' = 180$		0,0093	0,0092	0,0092

* $\theta, \varphi, \theta', \varphi'$ в град.

$\alpha_{\perp}(\varphi)$ и $\alpha_{\parallel}(\varphi)$ возрастает, и при $E_0 = 660$ кэВ α_{\perp} превышает α_{\parallel} примерно в 3 раза. При заданных углах θ_0 и θ максимальное значение альbedo $\alpha_{\max}(\theta_0, \theta)$ наблюдается для рассеяния вперед ($\varphi = 0$) нормально поляризованного излучения. Альbedo при компланарной поляризации не достигает величины $\alpha_{\max}(\theta_0, \theta)$ ни при каких значениях φ , однако различие между $\alpha_{\perp}(\varphi = 0)$ и $\alpha_{\parallel}(\varphi = 0)$ незначительно для «скользящих» углов $\theta_0 \sim \theta \sim \pi/2$ (см. рис. 2, б). Максимум альbedo $\alpha_{\perp}(\varphi)$ при $\varphi = 0$ связан с тем, что, во-первых, рассеяние вперед соответствует минимальному углу ψ , во-вторых, при нормальной поляризации плоскость рассеяния (для положения детектора $\varphi = 0$) перпендикулярна вектору \vec{e}_0 ($\chi = \pi/2$). Согласно (1), эти условия приводят к наибольшей вероятности рассеяния.

Альbedo поляризованного излучения можно использовать для расчета альbedo неполяризованного излучения:

$$\alpha_{(1)} = 1/2 (\alpha_{\perp} + \alpha_{\parallel}). \quad (4)$$

Поэтому представляет интерес выяснить, применим ли метод экономии исследований [2] по отношению к α_{\perp} и α_{\parallel} , т. е. возможно ли для любых углов θ_0, θ и $\varphi \neq 0, 180^\circ$ указать такие углы θ'_0, θ' и $\varphi' = 0$, либо $\varphi' =$

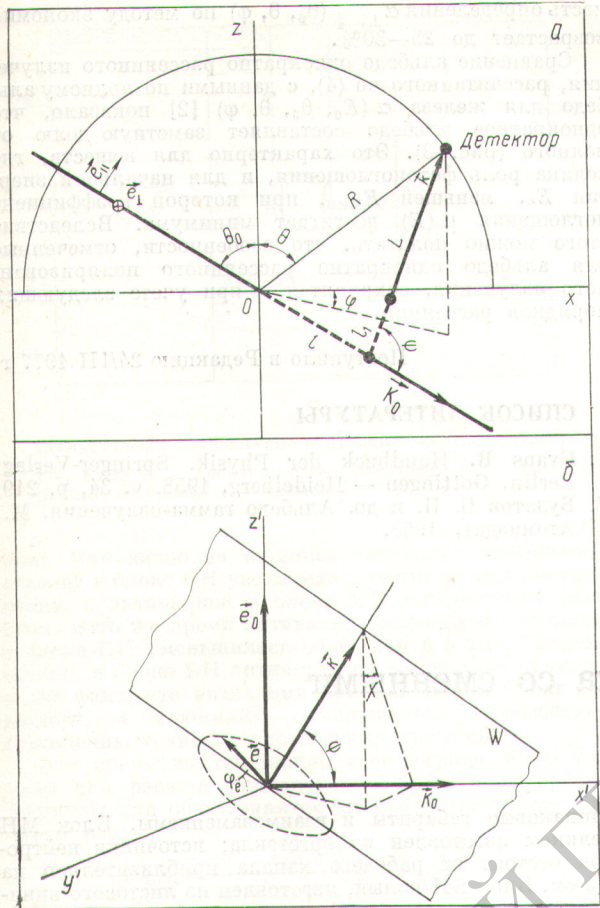


Рис. 1. Геометрия расчета альbedo однократно рассеянного γ -излучения:

OZ — внешняя нормаль к поверхности рассеяния; XOZ — плоскость падения γ -кванта; θ_0 — угол падения; R, θ и φ — сферические координаты детектора; ψ — угол рассеяния

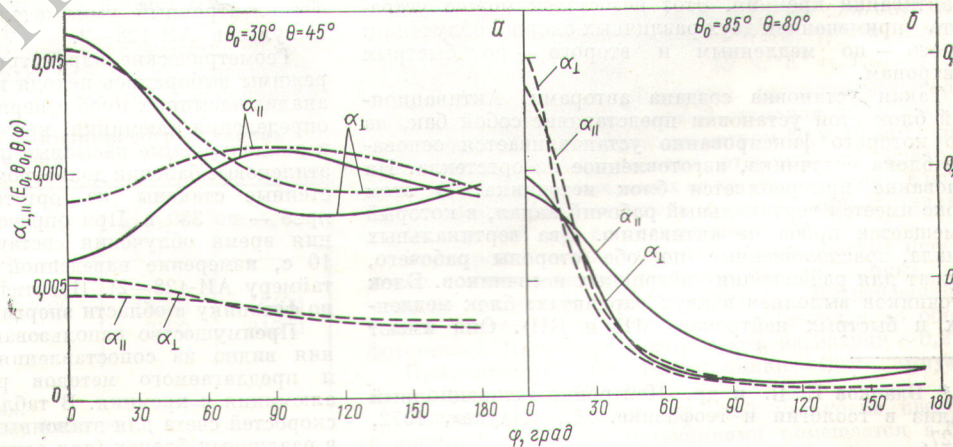


Рис. 2. Зависимость альbedo от азимутального угла детектора:

а — $\theta_0 = 30^\circ, \theta = 45^\circ$;
 б — $\theta_0 = 85^\circ, \theta = 80^\circ$;
 — — — $E_0 = 660$ кэВ;
 — — — $E_0 = 1,25$ МэВ;
 - - - - - 5 МэВ

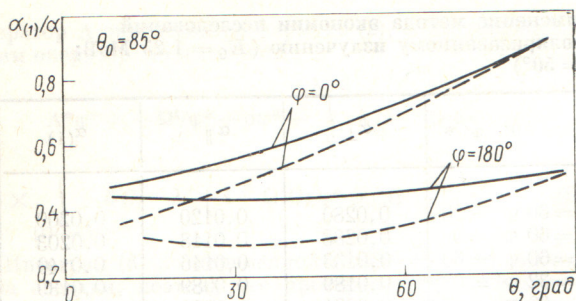


Рис. 3. Доля однократно рассеянного излучения в альбедном потоке

$= 180^\circ$, что $\alpha(\theta_0, \theta, \varphi) = \alpha(\theta'_0, \theta', \varphi)$. Непосредственной проверкой (таблица) установлено, что для поляризованного излучения метод экономии справедлив с погрешностью 2–3% при условии $\sin \theta \sin \varphi \leq 0,3 \div 0,35$. Для $\sin \theta \sin \varphi \sim 0,6 \div 0,7$ погреш-

ность определения $\alpha_{\perp, \parallel}(\theta_0, \theta, \varphi)$ по методу экономии возрастает до 25–30%.

Сравнение альbedo однократно рассеянного излучения, рассчитанного по (4), с данными по полному альбедо для железа $\alpha(E_0, \theta_0, \theta, \varphi)$ [2] показало, что однократное альbedo составляет заметную долю от полного (рис. 3). Это характерно для веществ, где велика роль фотопоглощения, и для начальной энергии E_0 , меньшей E_{\min} , при которой коэффициент поглощения $\mu(E)$ достигает минимума. Вследствие этого можно полагать, что особенности, отмеченные для альbedo однократно рассеянного поляризованного излучения, сохраняются и при учете следующих порядков рассеяния.

Поступило в Редакцию 24/III 1977 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Evans R. Handbuck der Physik. Springer-Verlag. Berlin, Göttingen — Heidelberg, 1958, v. 34, p. 219.
2. Булатов Б. П. и др. Альbedo гамма-излучения. М., Атомиздат, 1968.

УДК 543.53

Нейтронно-активационная установка со сменными блоками облучения

ВАХТИН Б. С., ИВАНОВ В. С., КУЗНЕЦОВ Г. А.

Принятая методика раздельного определения алюминия и кремния нейтронно-активационным методом с использованием ядерных реакций $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$ на тепловых нейтронах и $^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$ на быстрых нейтронах предусматривает двойное облучение пробы: потоком медленных и потоком быстрых, точнее, надкадмиевых нейтронов. Оба облучения проводятся в одном и том же водородсодержащем блоке соответственно без фильтра и с кадмиевым фильтром*. При облучении в кадмиевом фильтре не все быстрые нейтроны, двигающиеся в направлении пробы, достигают ее, не потеряв скорости: часть нейтронов замедляется и рассеивается на ядрах водорода и не участвует в активации кремния. Этот недостаток можно устранить применением двух различных блоков облучения: одного — по медленным и второго — по быстрым нейтронам.

Такая установка создана авторами. Активационный блок этой установки представляет собой бак, на дно которого фиксированно устанавливается основание блока источника, изготовленное из оргстекла. На основании прикрепляется блок источника. В этом блоке имеется вертикальный рабочий канал, в который помещается проба на активацию. Два вертикальных канала, расположенные по обе стороны рабочего, служат для размещения нейтронных источников. Блок источников выполнен в двух вариантах: блок медленных и быстрых нейтронов (МН и БН). Они имеют

одинаковые габариты и взаимозаменяемы. Блок МН целиком изготовлен из оргстекла; источники нейтронов отстоят от рабочего канала приблизительно на 1,5 см. Блок БН полый, изготовлен из листового винилпласта; в нем отсутствуют какие-либо замедляющие вещества, а его каналы (рабочий и для источников) выполнены из кадмия, причем источники вплотную примыкают к рабочему каналу. В рабочем положении блоки МН или БН окружены водой, заливаемой в бак (рисунк).

Блок регистрации включает в себя монокристалл иодистого натрия, активированного таллием, диаметром 160 и высотой 200 мм с колодцем диаметром 70 мм, фотоэлектронный умножитель ФЭУ-49 и анализатор импульсов АИ-128—2.

Геометрические параметры установки и временные режимы выбирались исходя из ее назначения: полевой анализ насыпных проб и керн диаметром до 60 мм для определения алюминия, кремния и натрия. Эталонные и анализируемые насыпные пробы помещались в полиэтиленовые баночки диаметром ~60 мм, керн — в тонкостенные стаканы из оргстекла. Масса эталонных проб — по 330 г. При определении алюминия и кремния время облучения составляло 9 мин, перерыва 10 с, измерение наведенной активности 9,8 мин (по таймеру АИ-128—2). Идентификация ^{28}Al проводилась по фотопику в области энергии 1,78 МэВ.

Преимущество использования двух блоков облучения видно из сопоставления данных общепринятого и предлагаемого методов раздельного определения алюминия и кремния. В таблице приводятся значения скоростей счета для эталонных проб при облучении их в различных блоках (для одинаковых временных режи-

* Бланков Е. Б. и др. Нейтронно-активационный анализ в геологии и геофизике. М., «Наука», 1972, с 327.