«АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ», Т. 37, ВЫП. 2, АВГУСТ 1974

Излучение шарового самопоглощающего источника

КОРЖОВ Л. Н.

УДК 539.12.03

В настоящей работе приводятся аналитические выражения для расчета поля излучения, создаваемого шаровым источником с учетом самопоглощения. Плотность потока излучения шарового самопоглощающего источника без защиты в точке P (рис. 1) на расстоянии b от центра определяется выражением

$$\Phi_0=\frac{S_v}{4\pi}\int\limits_0^{2\pi} d\varphi \int\limits_0^{\arcsin R/b} \sin\vartheta\, d\vartheta \int\limits_{r_1} e^{-\mu_s(r-r_1)}\,dr, \qquad (1)$$

где $r_2-r_1=2\sqrt{R^2-b^2\sin^2\vartheta}$. Данный интеграл не имеет аналитического решения. Ранее он был вычислен с помощью ЭВМ [1, 2].

При решении поставленной задачи аналитическим путем используем следующий прием. Окружим шаровой источник сферической защитой, толщина которой $d = b - R$. Коэффициент ослабления в защите принимается равным коэффициенту самопоглощения в источнике $\mu=\mu_s$ (рис. 2). В данном случае плотность потока в точке P на расстоянии b будет равна

$$\Phi_1=\frac{S_v}{4\pi}\int\limits_0^{2\pi} d\varphi \int\limits_0^{R} r^2\,dr \int\limits_0^{\pi} \frac{e^{-\mu_s l}\sin\vartheta\, d\vartheta}{l^2}, \qquad (2)$$

где $l^2=r^2+b^2-2rb\cos\vartheta$.

Использовав подстановку $r^2+b^2-2rb\cos\vartheta=t^2$, получим аналитический вид для плотности потока излучения в точке P:

$$\Phi_1=\frac{S_vR}{2\mu_s b}\left\{E_2(\mu_s b-\mu_s R)+E_2(\mu_s b+\mu_s R)-\right.$$
$$\left.-\frac{1}{\mu_s R}\left[E_3(\mu_s b-\mu_s R)-E_3(\mu_s b-\mu_s R)\right]\right\}. \qquad (3)$$

Здесь S_v — удельная мощность источника (*частиц/см^3·сек*); R — радиус источника; b — расстояние от центра источника до точки детектирования; μ_s — коэффициент ослабления; $E_n(x)$ — табулированная интегральная функция. В случае $b=R$ формула (3) переходит в известное выражение для плотности потока на поверхности шарового источника с самопоглощением [1, 3].

В работе [4] приводится аналитическое решение для непоглощающего шарового источника со сферической защитой в точке P (см. рис. 2):

$$\Phi_2=\frac{S_v}{4b}\left\{(b+R)^2\left[E_3(\mu b-\mu R)-\frac{b-R}{b+R}\times\right.\right.$$
$$\left.\times E_3\left(\mu\sqrt{b^2-R^2}\right)\right]-2(b^2-R^2)\left[E_1(\mu b-\mu R)-\right.$$
$$\left.-E_1\left(\mu\sqrt{b^2-R^2}\right)\right]+\frac{1}{\mu}\left[(b-R)e^{-\mu(b-R)}-\right.$$
$$\left.-\sqrt{b^2-R^2}\,e^{-\mu\sqrt{b^2-R^2}}\right]+$$
$$\left.+\frac{1}{\mu^2}\left[e^{-\mu(b-R)}-e^{-\mu\sqrt{b^2-R^2}}\right]\right\}. \qquad (4)$$

Выражение (4) при $b=R$ переходит в известное выражение для плотности потока на поверхности шарового источника без самопоглощения, а при $\mu=0$ — в выражение для плотности потока шарового непоглощающего источника [3].

Известно, что отношение плотностей потока нерассеянного излучения в точке P двух источников с идентичными геометрическими параметрами не зависит от того, имеется или отсутствует защитный экран между источником и точкой детектирования.

Поэтому для определения эффекта самопоглощения в шаровом источнике необходимо взять отношение

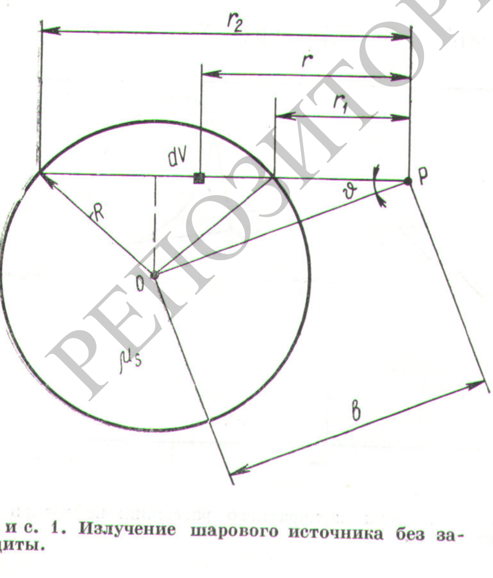

Рис. 1. Излучение шарового источника без защиты.

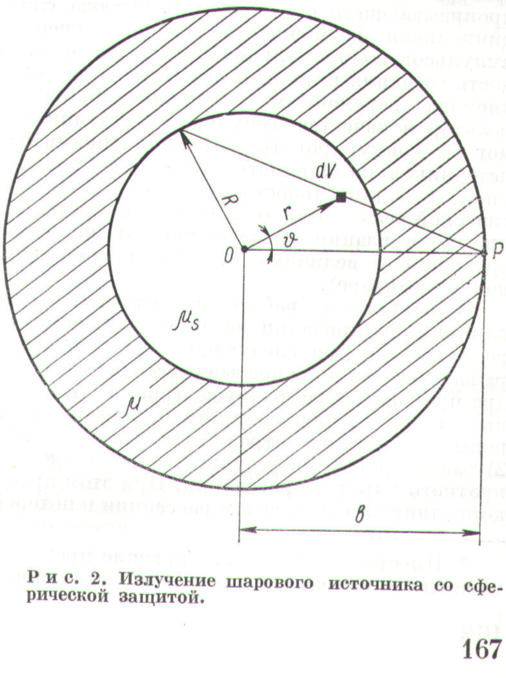

Рис. 2. Излучение шарового источника со сферической защитой.

формулы (3) к выражению (4). В этом случае коэффициент самопоглощения шарового источника имеет вид

$$f\left(\mu_s R,\ \frac{b}{R}\right)=\frac{\Phi_1}{\Phi_2}, \qquad (5)$$

где Φ_1 — формула (3), а Φ_2 — формула (4) при $\mu = \mu_s$.

Плотность потока от шарового самопоглощающего источника без защиты в точке P (см. рис. 1) определяется выражением

$$\Phi_0 = f\left(\mu_s R,\ \frac{b}{R}\right)\Phi_3, \qquad (6)$$

где $\Phi_3 = \frac{S_v}{2b}\left[2bR + (b^2 - R^2)\ln\frac{b-R}{b+R}\right]$ — общеизвестное выражение [3]. Плотность потока от шарового источника с учетом самопоглощения за сферической защитой в точке P (см. рис. 2) определяется как

$$\Phi_4 = f\left(\mu_s R,\ \frac{b}{R}\right)\Phi_2. \qquad (7)$$

Полученные выражения являются строгим аналитическим выражением задачи об излучении самопоглощающего шарового источника для случая $\frac{b}{R} \geqslant 1$.

Поступило в Редакцию 22/XI 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Бергельсон Б. Р., Зориков Г. А.** Справочник по защите от излучения протяженных источников. М., Атомиздат, 1965.
2. **Попов В. И.** В сб.: Приборы и методы анализа излучений. М., Атомиздат, 1960, с. 7.
3. **Кимель Л. Р., Машкович В. П.** Защита от ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1972.
4. **Коржов Л. Н.** В сб.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 13. М., Атомиздат, 1973, с. 127.

Зависимость альбедо от поляризации быстрых нейтронов, возникающей при рассеянии на ядрах отражателя

ВАНЬКОВ А. А., ВОРОПАЕВ А. И., ЦИБУЛЯ А. М.

УДК 539.171.4

Влияние поляризации нейтронов, возникающей за счет спин-орбитального взаимодействия в процессе упругого рассеяния, на диффузионные характеристики сред рассматривалось в работах [1—4]. В настоящей работе исследуется зависимость альбедо для тонкого отражателя от поляризации. Этот эффект представляет интерес с точки зрения его использования в быстром реакторе, поскольку реактивность реактора зависит от величины альбедо. Влияние поляризации может быть «разрушено» включением сильного магнитного поля, пронизывающего отражатель *. Отсюда следует принципиальная возможность создания очень коротких импульсов положительной реактивности, т. е. возможность создания импульсного быстрого реактора, управляемого переменным магнитным полем [5]. Такой реактор в качестве импульсного источника нейтронов мог бы конкурировать с другими типами импульсных источников по параметру Q/τ^2 (Q — мощность источника, τ — длительность импульса). Однако для практической реализации этой идеи желательно, чтобы влияние поляризации на реактивность не было мало по сравнению с величиной l/τ (l — время жизни нейтронов в реакторе).

В настоящей работе проведены простые оценки влияния поляризации на альбедо и соответственно на реактивность при следующих предположениях: 1) отражателем является чистый рассеиватель в форме цилиндра произвольного радиуса (рис. 1), но малой толщины a по сравнению со средней длиной пробега; нейтроны падают на отражатель вдоль оси цилиндра; 2) рассматриваются результаты процессов одно- и двухкратного упругого рассеяния. При этом пренебрегается корреляцией между углом рассеяния и потерей энергии. Упругий сброс характеризуется средней потерей летаргии.

Поскольку вероятность отражения после первого рассеяния не зависит от рассматриваемой поляризации, а члены, соответствующие кратности рассеяния больше двух, дают малый вклад в эффект вследствие малой толщины отражателя, влияние поляризации в основном заключено в компоненте альбедо, связанного с вероятностью для нейтрона испытать двойное рассеяние и вылететь наружу через заданную поверхность отражателя. Дифференциал dP этой вероятности записывается в виде

$$dP(x_1,\ x_2,\ \Omega_1,\ \Omega_2) = \exp(-\Sigma_1 x_1)\,\Sigma_1\,dx_1 \times$$

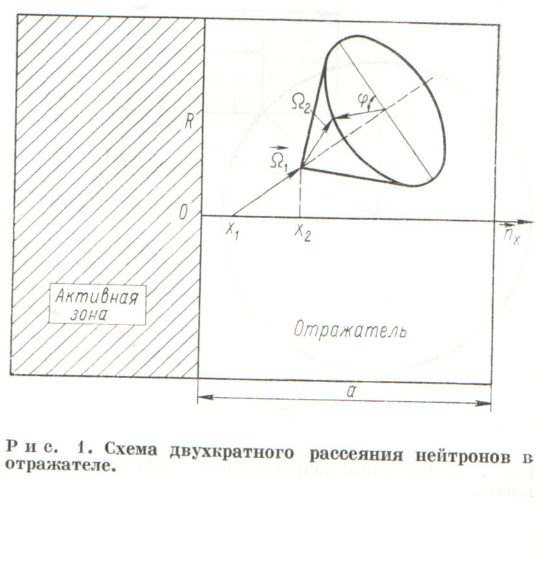

Рис. 1. Схема двухкратного рассеяния нейтронов в отражателе.

---

* Имеется в виду возникновение прецессии вектора магнитного момента и связанного с ним спина нейтрона.