

Оценка поглощенной дозы
γ-излучения в материалах

Материал	Экспериментальные значения [6]	Материалы, данные для которых использованы в расчетах	Оценки границ интервала	
			нижняя граница	верхняя граница
Pb	1,71	C—Al	1,8	1,64
Zr	1,4	C—Al	3,77	1,4
C	1,43	Fe—Zr	1,66	0,99
Pb	1,71	C—Al—Fe	1,75	1,70
Zr	1,4	C—Al—Fe	1,9	1,4

$$\text{при } \left\| W_i^\gamma - \Phi_\gamma \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left[\frac{\mu_a(E)}{\rho} \right]_i E \Phi_\gamma(E) dE \right\|_{\Delta_i} \leq \mu^2 \},$$

$$\varphi_j(E) \geq 0,$$

где $i = 1, 2, \dots$; W_{\min}^γ и W_{\max}^γ — соответственно минимальное и максимальное возможные значения W^γ .

В работе [9] показано, что (4) и (5) — задачи линейного программирования, и приведены примеры решения таких задач.

Составлена программа, по которой проводился расчет поглощенной дозы для ряда материалов. Результаты расчетов приведены в таблице, в которой экспериментальные данные взяты из работы [10]. Расчеты проводились по экспериментально известным значениям поглощенной дозы для двух и трех выбранных материалов.

Расчетные значения показывают, что предлагаемый метод оценки поглощенной дозы дает удовлетворительные результаты (см. таблицу). При этом величина интервальной оценки уменьшается с ростом числа экспериментальных данных, используемых в расчетах.

УДК 539.125.52:621.039.51.12

К теории переноса тепловых нейтронов от импульсного источника в замедлителе с большой цилиндрической полостью

ДЖИЛКИБАЕВ Ж. М., КАЗАРНОВСКИЙ М. В.

Теоретическое рассмотрение нестационарного переноса тепловых нейтронов в блоке замедлителя с большой * полостью проводилось для сферически-симметричных [1, 2] и плоскосимметрических систем [3]. Однако для физики реакторов, а также для геофизических приложений представляет интерес решение аналогичной задачи для замедлителя с цилиндрической полостью.

* Характерные размеры данной полости на много больше длины транспортного пробега.

Как известно, один из способов улучшения точности определения поглощенной дозы заключается в экспериментальном исследовании спектрального состава излучения и расчете по нему интересующей нас величины. Однако измерение спектров, проводимое с помощью многоканальных спектрометров или пороговых индикаторов, во многих случаях — технически сложная процедура. На основе настоящей работы можно получить удовлетворительную точность определения поглощенной дозы более простым способом, проводя измерения сигналов от небольшого числа детекторов, выбранных с учетом их спектральных характеристик.

В алгоритм решения задачи (4), (5) легко может быть введена априорная информация о характере спектрального состава, что значительно уменьшит интервал для определяемой величины.

Авторы выражают глубокую признательность П. М. Рубцову за полезные дискуссии, которые помогли в создании настоящей работы.

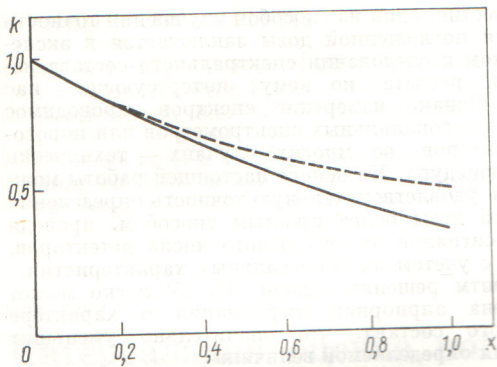
Поступило в Редакцию 26/IV 1976 г.
В окончательной редакции 3/IX 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов В. И. Курс дозиметрии. М., Атомиздат, 1970.
2. Mc Guire S. Rep. LA-3435, Los Alamos, 1965.
3. Nachtigall D., Rohloff F. «Nucl. Instrum. and Methods», 1967, N 50, p. 137.
4. Волков Н. Г., Лянидеский В. К. «Приборы и техника эксперимента». 1968, № 5, с. 86.
5. Ryufuku H., Nakayama T. «J. Appl. Phys. Japan», 1969, v. 8, N 10, p. 1142.
6. Цоглин Ю. Л. Автореф. канд. дисс. Киев. ИЯИ АН УССР. 1975.
7. Ричардсон Д. М. Труды I Женевск. конф. Докл. сов. ученых. Т. 14. М., Госатомиздат, 1956, с. 265.
8. Dyne P., Thurston W. CRC-696, 1957.
9. Волков Н. Г., Лянидеский В. К., Малахов Ю. И. «Приборы и техника эксперимента», 1976, № 6.
10. Андерсон А., Линакер Д. В сб.: Материалы симпозиума по отдельным вопросам дозиметрии. М., Госатомиздат, 1962, с. 192.

Настоящая работа посвящена рассмотрению этого вопроса. Ограничимся случаем слабопоглощающего замедлителя, что позволяет использовать подход, развитый в работе [2].

Пусть в слой замедлителя, расположенный между двумя бесконечно длинными коаксиальными цилиндрами с радиусами R и $R + H$, поступают нейтроны от импульсного источника, однородного относительно оси цилиндров. Тогда аналогично случаю сферической симметрии [2] можно ожидать, что спустя определенное время после выключения источника (в момент $t = 0$)



Зависимость альbedo от параметра x

в системе установится квазиравновесное распределение нейтронов, затухающее со временем по закону, близкому к экспоненциальному, с эффективной постоянной затухания λ_0 , связанной со средним (по углам падения и вылета нейтронов) альbedo k на внутренней границе замедлителя соотношением

$$\frac{1}{k} = \text{Re} \left[\left\langle \exp \left\{ \frac{\lambda_0}{v} l(v) \right\} \right\rangle \right].$$

Здесь v — скорость нейтрона; $l(v)$ — его путь через внутренний цилиндр вдоль направления v ; $\langle \dots \rangle$ — усреднение по распределению скоростей нейтронов, выходящих из замедлителя.

В рассматриваемом случае слабопоглощающего замедлителя спектр вылетающих из замедлителя нейтронов близок к максвелловскому, а их угловое распределение — к изотропному. Усреднение по максвелловскому распределению, отвечающему температуре T , имеет вид

$$\left\langle \exp \left\{ \frac{1}{v} \lambda_0 l(v) \right\} \right\rangle = \frac{1}{\langle v \rangle_T} \left\langle v l \left(\frac{2R\lambda_0}{v} \right) \right\rangle_T,$$

$$I(y) = \frac{2}{\pi} \int_{-1}^1 d\mu \sqrt{1-\mu^2} \int_0^{\pi/2} d\varphi \cos \varphi \exp \times \left(-y \frac{\cos \varphi}{\sqrt{1-\mu^2}} \right).$$

Можно показать, что при $y \rightarrow 0$

$$I(y) = 1 - y + \frac{1}{6} y^2 + \frac{1}{8} y^3 \times \left(\ln y + 0,5772 \dots + \frac{38}{9\pi} - \frac{63}{16} \right) + O(y^4 \ln y).$$

После усреднения по v получаем:

$$\frac{1}{k} = 1 + \frac{\sqrt{\pi}}{2} x + \frac{1}{6} x^2 + \frac{\sqrt{\pi}}{8} x^3 (\ln |x| + 0,2621 \dots), \quad (1)$$

где $x = 2R\lambda_0/v_T$; $v_T = \sqrt{2kT/m}$.

Эта зависимость k от x показана на рисунке. Там же для сравнения дан график для сферически-симметричной системы [2] как функции $x = \frac{4}{3} \frac{R_{\text{сф}} \lambda_0}{v_T}$, где $R_{\text{сф}}$ — радиус сферической полости. Такой выбор переменной x упрощает сравнение, поскольку ее в обоих случаях можно представить в единой форме: $x = \bar{l} \lambda_0 / v_T$, где \bar{l} — средний путь нейтрона в полости. Более медленное убывание k с ростом x для цилиндрической геометрии связано с тем, что в этом случае происходит дополнительное затягивание затухания нейтронного поля за счет пролета больших расстояний в полости вдоль направлений, близких к оси.

С помощью формулы (1) можно определять среднее альbedo тепловых нейтронов для цилиндрической полости из экспериментальных данных о λ_0 для однородного цилиндрического слоя замедлителя и для многослойной неразмножающей системы, например ячейки реактора (без твэлов).

Приведем также теоретическое выражение для однородного цилиндрического слоя замедлителя, полученное в диффузионном приближении:

$$k = (1 - \epsilon)/(1 + \epsilon);$$

$$\epsilon = \sqrt{2\pi} \frac{D_0}{L(\lambda) v_T} \times$$

$$\times \frac{I_1(\rho_1) K_0(\rho_2) - I_0(\rho_2) K_1(\rho_1)}{I_0(\rho_2) K_0(\rho_1) - I_0(\rho_1) K_0(\rho_2)};$$

$$\rho_1 = \frac{R}{L(\lambda)}; \quad \rho_2 = \frac{R+H+z_0}{L(\lambda)};$$

$$L(\lambda) = L_0 / \sqrt{1 - \lambda_0/\alpha_0}.$$

Здесь D_0 , L_0 и α_0 — коэффициент диффузии, длина диффузии и скорость поглощения в 1 с максвелловских нейтронов в замедлителе соответственно; z_0 — экстраполированная длина; $I_j(x)$ и $K_j(x)$ — функции Бесселя мнимого аргумента j -го порядка.

Поступило в Редакцию 19/V 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ильева К. Д., Казарновский М. В. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 5, с. 346.
- Ильева К. Д., Казарновский М. В. «Атомная энергия», 1975, т. 39, вып. 3, с. 186.
- Ильева К. Д., Казарновский М. В. [1], с. 347.