

7. Базазянц Н. О., Забродская М. Н., Николаев М. Н. В кн.: Ядерные параметры, вып. 8. Ч. 2 Обеспечение расчетов быстрых реакторов. М., изд. ЦНИИ-атоминформ, 1972.
8. Nagaragan P. e.a. A Random Sampling Procedure for Anisotropic Distributions, B.A.R.C.-789, Bombay, India, 1975.
9. Caswell I., Coyne I. «Rad. Res.», 1972, v. 52, N 3, p. 448.
10. Балдин А. М., Гольданский В. И., Розенталь И. Л. Кинематика ядерных реакций. М., ГИФМЛ, 1959.
11. Armstrong T., Chandler K. Spar, a Fortran Program for computing stopping powers and Ranges for muons, charged pions, protons and heavy ions, USAEC Rept., ORNL-4869 (CCC-228), Oak Ridge, Tennessee, USA, 1973.
12. Rossi H., Rosenzweig W. «Radiology», 1955, v. 64, p. 404.
13. Caswell R. «Rad. Res.», 1966, v. 27, p. 92.
14. Бусленко Н. П., Голенко И. М., Соболев В. Г. Метод статистических испытаний. М., ГИФМЛ, 1962, с. 106.
15. Caswell R., Coyne J. Microdosimetry. In: Proc. of 5th Symp. on Microdosimetry, Verbania — Pallanza, Italy, Sept. 22—26, 1975, EURATOM, Brussels, 1976, p. 97.

УДК 539.122:539.121.72

Альbedo бетона для низкоэнергетического гамма-излучения

ПАНИН М. П., ПАНЧЕНКО А. М.

Изучению обратно рассеянного γ -излучения посвящено большое число работ. Наиболее полные результаты с подробным анализом различных закономерностей альbedo приведены в монографии [1]. Однако лишь в нескольких работах рассматривается энергетический диапазон ниже 100 кэВ. Среди них наиболее обстоятельной является работа [2], но и в ней приведены только интегральные функционалы поля. В последнее время проявляется значительный интерес к области низких энергий γ -квантов, что обусловлено, в частности, широким внедрением в практику низкоэнергетических рентгеновских установок.

В настоящей работе приводятся результаты расчетов методом Монте-Карло различных токовых характеристик числового a_N и энергетического a_E альbedo для диапазона начальной энергии γ -квантов 20—100 кэВ. Кроме интегральных функционалов были получены дифференциальные угловые ($da_N/d\Omega$) (E_0, θ_0, θ), энергетические (da_N/dE) (E_0, θ_0, E) и спектрально-угловые ($d^2a_N/d\Omega dE$) (E_0, θ_0, θ, E) распределения числового альbedo. Специально выделялся компонент, обусловленный однократно рассеянным излучением. Были рассмотрены углы падения θ_0 от нуля до 89° , углы отражения θ от -89° до $+89^\circ$. Отрицательные углы θ соответствовали рассеянию в полуплоскости $\varphi = 180^\circ$, а положительные $\varphi = 0^\circ$. Для получения значений дифференциального углового альbedo в направлениях, не лежащих в плоскости падения первичного излучения, использовался известный метод экономии исследований [3]. Применимость его для низких энергий была проверена выборочными расчетами. Погрешность не превосходила 6—7%.

Интегральные значения альbedo вычисляли с использованием оценки по пробегу:

$$a_N = M \sum_{i=1}^k W_i \exp(-\tau_i) \chi(n\Omega_i),$$

$$\chi(t) = \begin{cases} 1, & t > 0; \\ 0, & t \leq 0, \end{cases} \quad (1)$$

где M — математическое ожидание; i — номер рассеяния; Ω_i — направление полета кванта после рассеяния; τ_i — оптическая толщина в веществе вдоль направления Ω_i ; n — нормаль к поверхности; W_i — статистический вес кванта после i -го рассеяния.

Вследствие специфичности энергетического диапазона (низкие энергии) при рассеянии учитывалась связь электронов в атоме, т. е. рассматривалось как некогерентное рассеяние на связанных электронах, так и когерентное рассеяние на атоме. Поэтому оценка, которая подсчитывалась при каждом i -м рассеянии, для детектора (направления) ω при расчете углового альbedo имела вид

$$\Phi_i = \frac{W_{i-1}}{\Sigma(E_{i-1})} \left\{ n_e \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{KN} (E_{i-1}, \Omega_{i-1}, \omega) S(q) e^{-\tau(E)} + n_a \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_T (\Omega_{i-1}, \omega) F^2(q) e^{-\tau(E_{i-1})} \right\}. \quad (2)$$

Здесь $(d\sigma/d\Omega)_{KN}$ и $(d\sigma/d\Omega)_T$ — дифференциальные микроскопические сечения комптоновского и томсоновского рассеяния соответственно; n_e и n_a — плотности электронов и атомов вещества рассеивателя; S — функция некогерентного рассеяния; F — атомный форм-фактор; q — переданный импульс при рассеянии из направления Ω_{i-1} в ω для γ -кванта налетающей энергии E_{i-1} ; $\tau(E)$ и $\tau(E_{i-1})$ — соответствующие

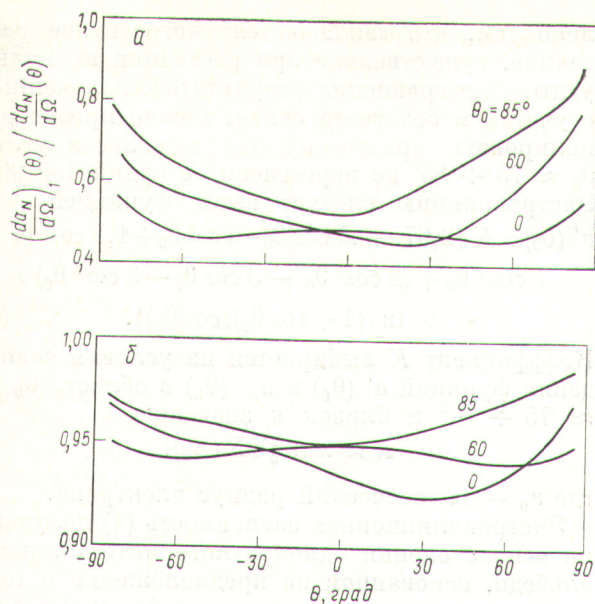
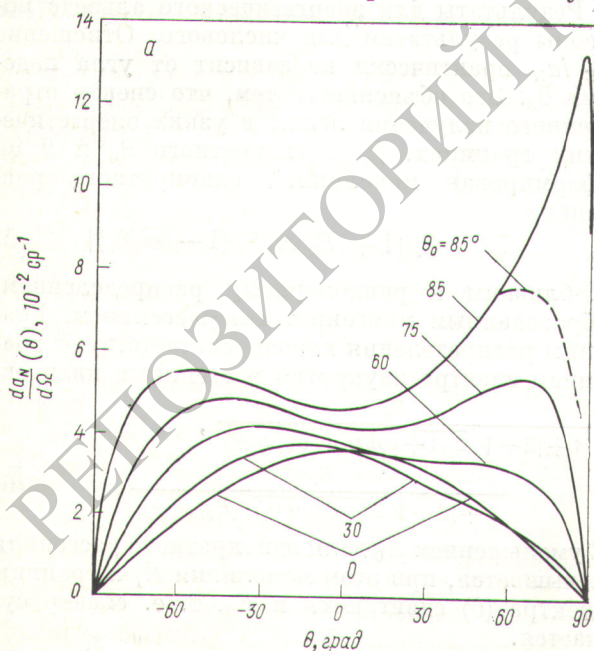


Рис. 1. Вклад однократного рассеяния в дифференциальное угловое числовое альbedo в зависимости от угла отражения θ для начальной энергии 100 (а) и 20 (б) кэВ

щая оптическая толщина в веществе для энергии γ -кванта после некогерентного и когерентного рассеяния; Σ — полное микроскопическое сечение взаимодействия. Расчеты проводились параллельно для 13 детекторов, соответствующих



щих 13 углам θ . Статистические погрешности дифференциальных функционалов при статистике 10^3 историй не превосходили 5%.

Результаты расчетов, часть из которых представлена на рис. 1—3, выявляют ряд специфических особенностей, присущих законам обратного рассеяния γ -излучения в области низких энергий. Одной из важнейших является определяющая роль однократного рассеяния в формировании поля обратно рассеянного излучения. На рис. 1 показано, что доля однократного рассеяния сложным образом зависит от углов θ_0 и θ , но монотонно возрастает с уменьшением начальной энергии. Это связано с увеличением сечения фотоэлектрического поглощения. Мерой изменения вероятности поглощения при одном рассеянии может служить производная $d\Sigma\tau/d \cos \theta_s$. Сечение фотоэффекта $\Sigma\tau \sim E^{-n}$, причем $n \approx 3$ [4], поэтому при рассеянии на угол θ_s

$$\frac{d\Sigma\tau}{d \cos \theta_s} = \frac{d\Sigma\tau}{dE_s} \frac{dE}{d \cos \theta_s} \sim -\frac{1}{E^2} \quad (3)$$

При более высокой энергии, когда сечение фотопоглощения невелико и производная (3) мала, компоненты поля, соответствующие разным кратностям рассеяния, отличаются мало. Низкой начальной энергией объясняется и несколько непривычные зависимости дифференциального углового альbedo от угла отражения θ (см. рис. 2). Обращает на себя внимание нали-

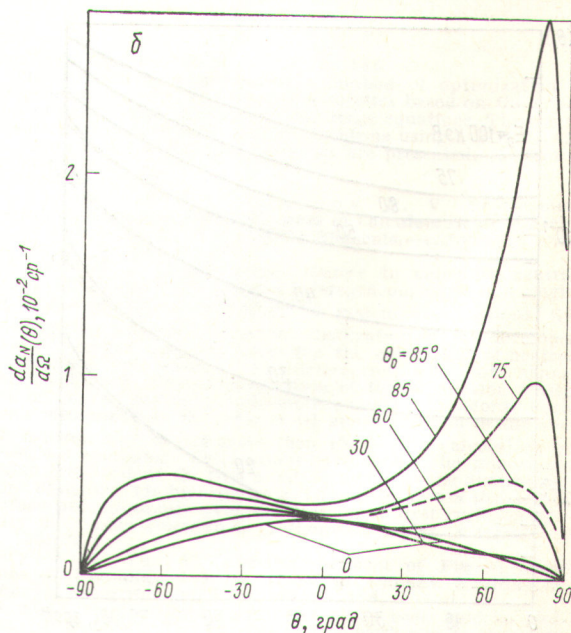


Рис. 2. Зависимость углового числового альbedo от угла отражения для начальной энергии 60 (а) и 20 (б) кэВ (--- данные, полученные без учета связи электронов в атоме)

чие максимума в области отрицательных θ для $\theta_0 > 0^\circ$. Он обусловлен возрастанием вероятности рассеяния с изменением угла рассеяния θ_s от 90 до 180° . Чем ниже энергия, тем существенней это возрастание, в пределе соответствующее закону $1 + \cos^2 \theta_s$. Очевидно, что тогда при $E_0 \rightarrow 0$ обе ветви кривых на рис. 2 стремились бы к симметричным для $\theta_0 \approx 90^\circ$. Однако влияние связи электронов в атоме существенно искажает эту картину. Острый пик при $\theta \approx 80^\circ$ на скользящих углах падения формируется когерентным рассеянием на малые углы и получен исключительно благодаря учету связи электронов. На рис. 2 для сравнения показаны результаты, полученные без учета связи. Для 60 кэВ они заимствованы из работы [1] — для алюминия, а для 20 кэВ получены специальными расчетами. Приведенные данные указывают область энергии, где необходимо учитывать данный эффект при расчетах угловых характеристик: при $E_0 \lesssim 60$ кэВ для $\theta_0 \gtrsim 80^\circ$ и $\theta \gtrsim 60^\circ$; при $E_0 \lesssim 30$ кэВ для $\theta_0 \gtrsim 60^\circ$ и $\theta \gtrsim 15^\circ$.

Несомненно, данный эффект оказывает несколько меньшее влияние на интегральные характеристики альbedo, которые представлены на рис. 3. Лишь в области больших углов падения $\theta_0 \gtrsim 85^\circ$ и $E_0 \lesssim 50$ кэВ наблюдается резкое возрастание зависимости $a(\theta_0)$. Оно обуслов-

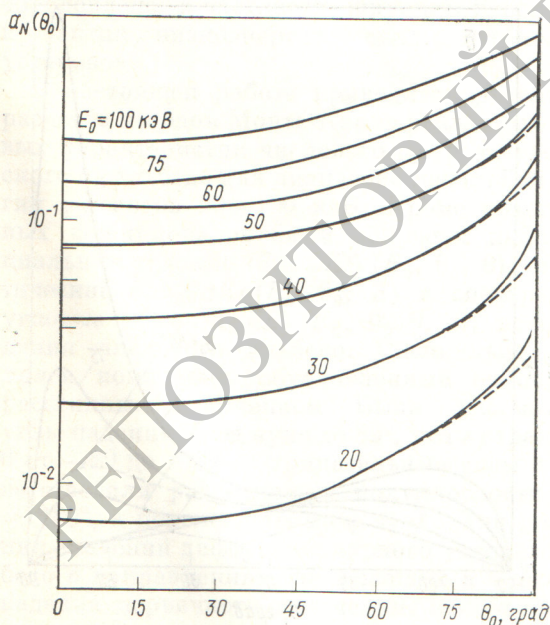


Рис. 3. Зависимость интегральных значений числового альbedo от угла падения (— — — данные, полученные без учета связи электронов в атоме)

лено тем, что «включается» когерентное рассеяние, существенное при рассеянии на малые углы. Для сравнения результатов, полученных с учетом и без учета связи, можно проэкстраполировать кривые $a_N(\theta_0)$ в области углов $\theta_0 \approx 75 \div 85^\circ$ до пересечения с ординатой 90° . Экстраполяцию следует вести функцией $a'(\theta_0) = K \{ 2,67 - 0,5 \cos \theta_0 - \cos^2 \theta_0 + 1,5 \cos^3 \theta_0 + 3 \cos^4 \theta_0 + (2 \cos^3 \theta_0 - 3 \cos \theta_0 - 3 \cos^5 \theta_0) \times \ln [(1 + \cos \theta_0) / \cos^2 \theta_0] \}$. (4)

Коэффициент K выбирается из условия совпадения функций $a'(\theta_0)$ и $a_N(\theta_0)$ в области $\theta_0 \approx 75 \div 80^\circ$ и близок к значению

$$K \approx n_e \pi r_0^2 / 2 \Sigma(E_0),$$

где r_0 — классический радиус электрона.

Экстраполяционная зависимость (4) получена на основе оценки однократного интегрального альbedo, основанной на предположении о томсоновском характере рассеяния без измерения энергии. Экстраполированные значения хорошо совпадают с данными, представленными в работе [2] для числового альbedo. Следует отметить хорошо заметную на рис. 3 и характерную для области низких энергий монотонную зависимость альbedo от начальной энергии, обусловленную уменьшением вероятности фотопоглощения с ростом энергии.

Результаты для энергетического альbedo подобны результатам для числового. Отношение a_E / a_N практически не зависит от угла падения θ_0 . Это объясняется тем, что спектр отраженного излучения лежит в узких энергетических границах. Для конкретного θ_0 и θ он сформирован монолинией однократного рассеяния

$$L_1 = E_0 / [1 + (E_0 / m_0 c^2) (1 - \cos^2 \theta_s)] \quad (5)$$

и близким к равномерному распределению, образованным многократным рассеянием. Границы распределения хорошо соответствуют границам спектра двукратно рассеянных квантов:

$$\left(\frac{E_0}{1 + [2 + \sqrt{2(1 + \cos \theta_s)}] (E_0 / m_0 c^2)}, \frac{E_0}{1 + [2 - \sqrt{2(1 + \cos \theta_s)}] (E_0 / m_0 c^2)} \right). \quad (6)$$

С уменьшением E_0 доля однократного рассеяния повышается, при этом монолиния E_1 и границы спектра (6) сдвигаются к E_0 , т. е. спектр сужается.

Из рассматриваемого диапазона самый широкий спектр наблюдается для $E_0 = 100$ кэВ. С ростом θ_0 происходит его ужесточение, так

Коэффициенты полуэмпирического представления, найденные по методу наименьших квадратов

E_0 , кэВ	A_1	A_2	E_0 , кэВ	A_1	A_2
20	1,5-4 *	8,1-5	60	1,4-2	2,2-3
30	3,3-4	8,3-4	75	2,1-2	5,8-3
40	2,2-3	1,8-3	100	3,4-2	8,2-3
50	7,6-3	1,9-3			

* Читать 1,5·10⁻⁴.

как уменьшается средний угол рассеяния. Все это приводит к тому, что отношение a_E/a_N для 100 кэВ уже не остается постоянным, а несколько возрастает с ростом θ_0 . Угловые распределения числового альbedo могут быть описаны полуэмпирической формулой, включающей аналитически точно рассчитываемый однократный компонент

$$\left(\frac{da_N}{d\Omega}\right)_1(E_0, \theta_0, \theta) = n_e \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{KN} \frac{S(q)}{\Sigma + \Sigma' \cos \theta_0 / \cos \theta} + n_a \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T \frac{F^2(q)}{\Sigma(1 + \cos \theta_n / \cos \theta)} \quad (7)$$

и эмпирически подобранное представление для многократной части (значения коэффициентов A_1 и A_2 даны в таблице):

$$(da_N/d\Omega)_M = [A_1 + \theta_0 A_2] \cos \theta; \quad (8)$$

$$(da_N/d\Omega)(E_0, \theta_0, \theta) = (da_N/d\Omega)_1(E_0, \theta_0, \theta) + (da_N/d\Omega)_M(E_0, \theta_0, \theta). \quad (9)$$

Ниже представлены погрешности, которые дает формула (9), %:

E , кэВ	$\theta_0 > 75^\circ$	$\theta_0 < 45^\circ$
20-30	≤ 6	≤ 3
50-60	≤ 13	≤ 6
75-100	≤ 16	≤ 9

Аналогичное представление может быть использовано и для энергетического альbedo.

Поступила в Редакцию 6.III.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Булатов Б. П. и др. Альbedo гамма-излучения. М., Атомиздат, 1968.
2. Berger M., Raso D. «Rad. Res.», 1960, v. 12, p. 20.
3. Shoemaker N., Huddleston C. «Nucl. Sci. and Engng», 1964, v. 18, p. 113.
4. Иванов В. И. Курс дозиметрии. М., Атомиздат, 1970.

Abstracts of Articles in This Issue

UDC 621.039.542.34

E m e l y a n o v I. Ya., Z h i r n o v A. D., P u s h k a r y o v V. I., S i r o t k i n A. P. On Increasing the Efficiency of Uranium Utilization in PEMR-1000 Reactors.—«Atomnaya energiya», 1979, v. 46, p. 139.

For PEMR-1000 reactors, the construction of a channel of enhanced power without changing dimensions, such as in PEMR-1500, opens up new possibilities for further improvement of their characteristics. This makes it possible to increase fuel enrichment and burnup fraction, to reduce the number of fuel assemblies and the specific consumption of natural uranium.

From the standpoint of permissible channel power and linear loads on fuel elements, fuel enrichment to 3.6% can be used. When 3% fuel enrichment is used, the annual expenditure of fuel elements relative to the case of 1.8% enrichment is reduced by 50%, the annual consumption of natural uranium by 20 tons, and the uranium-235 content in discharged fuel is reduced to 0.25%.

The increase of initial enrichment changes the reactivity coefficients, improving the energy distribution stability. (2 tables, 8 references)

UDC 621.039.519.4

B a g r e t s o v V. I., L e p e n d i n V. I., M a t v e y e n k o V. I., M o r o z o v V. N. Calculational and Experimental Studies of Temperature Effects in Heterogeneous Critical Assemblies with Self-shielding Absorber.—«Atomnaya energiya», 1979, v. 46, p. 142.

A method of measuring and calculating the temperature dependence of reactivity in regular heterogeneous uranium-water critical assemblies with self-shielding absorber is described. Results of calculational and experimental studies of reactivity temperature effects in the 20-240 °C temperature interval are presented for three assembly types: without absorber, with gadolinium rods, and with cadmium rods.

It is shown that there is close agreement between the calculated values and the experimental data. (2 figures, 14 references)

UDC 621.039.51

K o c h u r o v B. P., M a l o p h e y e v V. M. Optimization of Physical Characteristics of a Heterogeneous Reactor.—

«Atomnaya energiya», 1979, v. 46, p. 146.

The authors have developed a method of optimization of heterogeneous reactor physical characteristics based on the application of perturbation theory and difference equations. The results of solution of certain optimization problems using a FORTRAN-code program for a BESM-6 computer are presented. (3 figures, 7 references)

UDC 621.039.512.45

L a e t i n N. I., S u l t a n o v N. V. Development of a Method of Surface Pseudo-Sources to Calculate Neutron Fields in Units with a Bundle of Rod Fuel Elements.—«Atomnaya energiya», 1979, v. 46, p. 148.

A method of surface pseudo-sources to calculate neutron fields in complex two-dimensional heterogeneous units in a single-speed approximation is described. A system of equations G_N^P approximations has been obtained. Realization of the developed method of surface pseudo-sources for the calculation of neutron flux, averaged over zones, in the heterogeneous reactor channel has been achieved. From a comparison of the calculation results by the method of surface pseudo-sources and by the Monte Carlo method, it follows that the error of G_3 approximation in the averaged neutron flux is not more than 1% (~30 s calculation on the BESM-6 computer). Calculations have shown the importance of taking into account the first axial harmonic of the distribution function of neutrons in fuel elements. The advantages of the method of surface pseudo-sources over the method of first collision probability have been elucidated. (1 figure, 2 tables, 8 references)

UDC 539.173.4

R y a b o v Yu. V. The Measurement of Fission Cross-Sections of Plutonium-239 for 10-eV to 100-keV Neutrons.—«Atomnaya energiya», 1979, v. 46 p. 154.

A JINR time-of-flight spectrometer has been used to measure $\sigma_p(E)$ for ²³⁹Pu. The purpose of this work was to study the effect of systematic errors when using one and the same procedure for registering fission and various regimes of operation of the neutron spectrometer. (9 tables, 11 references)

Continued on page 214