ИАЭ-2447

Ордена Ленина
Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

Г. В. Компаниец, В. И. Носов

E21

Альбедные характеристики блока с размножающими свойствами

Москва 1974

ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И. В. КУРЧАТОВА

Г. В. Компаниец, В. И. Носов

АЛЬБЕДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БЛОКА С РАЗМНОЖАЮЩИМИ СВОЙСТВАМИ

Москва
1974

Ключевые слова: реактор, расчет, нейтрон, альбедная матрица, многозонный размножающий блок, метод столкновений, n -групп.

Key words: reactor, calculation, neutron, albedo matrix, multiregion multiplication block, collision method, n-groups.

АННОТАЦИЯ

В рамках метода вероятностей первого столкновения получены альбедные характеристики для нейтронов, которые падают на многослойный цилиндрический блок, состоящий из произвольного числа размножающих, поглощающих и рассеивающих зон. Приведены результаты расчетов для некоторых типов блоков. Дается сравнение с результатами, полученными другими методами.

ABSTRACT

The albedo characteristics of the multiregion cylindrical block consisting of an arbitrary number of multiplying, scattering and absorbing regions have been obtained in terms of the first collision probability method. Results of calculation for such type blocks have been presented. Comparisons have been made with the calculated results obtained by another methods.

© Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, 1974

§ 1. Введение

Настоящая работа является дальнейшим развитием результатов, полученных в работе [1], в которой в рамках теории вероятности первого столкновения была развита методика расчета альбедной матрицы многослойного цилиндрического блока, состоящего из неразмножающих зон. При расчете ядерных реакторов альбедная матрица такого типа может использоваться для постановки граничных условий, например, на поглощающих стержнях регулирования. В общем случае расчета гетерогенного реактора необходимо рассматривать блоки с произвольным набором размножающих, поглощающих и рассеивающих свойств. В данной работе получена альбедная матрица $\hat{\beta}$ многослойного цилиндрического блока такого типа, состоящего из произвольного числа коаксиальных зон. Постановка задачи и принципы построения решения даны в многогрупповом представлении (число групп произвольное). Для большей наглядности рабочие формулы, так же как и результаты расчетов, получены в двухгрупповом приближении.

§ 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим многослойный цилиндрический блок, состоящий из произвольного числа коаксиальных зон, которые обладают размножающими, поглощающими и рассеивающими свойствами в любом сочетании.

Пусть на данный блок падает извне поток нейтронов. Тогда, если обозначить через вектор $\vec{I}^{\pm}(R_N)$ нейтроны всех энергетических групп, которые пересекают внешнюю поверхность рассматриваемого блока радиуса R_N (индекс "+" означает направление от центра блока, "–" – направление к центру), альбедные граничные условия на поверхности блока в общем случае можно записать следующим образом:

$$\vec{I}^{+}(R_N)=\hat{\beta}\,\vec{I}^{-}(R_N) \; . \tag{1}$$

В отличие от работы [1], в рассматриваемом многозонном блоке падающие на него извне нейтроны претерпевают не только рассеяние и поглощение, но и вызывают деление, давая начало новому поколению нейтронов, возникающих уже в блоке. Эти новые нейтроны в свою очередь могут вылетать из блока, поглотиться в нем или вызвать следующее деление и т.д. Совокупность нейтронов, возникающих в результате "ℓ"-го последовательного деления, будем называть поколением "ℓ". В соответствии с этим определением нейтроны, которые падают на блок и вылетают из него, не вызвав деления, относятся к поколению "0".

В связи с этим альбедную матрицу $\hat{\beta}$ для рассматриваемой задачи удобно представить в следующем виде:

$$\hat{\beta}=\sum_{\ell=0}^{\infty}\hat{\beta}^{(\ell)}=\|\beta_{ji}^{\prime(0)}(R_N,0)\|+\|\beta_{ji}^{\prime(1)}(R_N,0)\|+\|\beta_{ji}^{\prime(2)}(R_N,0)\|+\ldots, \tag{2}$$

где $\beta_{ij}^{(\ell)}(R_N,0)=I_{ij}^{+(\ell)}(R_N)\,/\,I_i^{-}(R_N)$ - отношение числа нейтронов поколения "ℓ", выходящих из блока в j -й энергетической группе и имевших своими предшественниками только падающие на блок нейтроны i -й энергетической группы, к полному числу падающих на блок нейтронов i -й группы* ($\beta_{ij}^{(\ell)}=\beta_{ji}^{\prime(\ell)}$).

Определенные так альбедные характеристики дадут возможность построить компоненты вектора $\vec{I}^{+}(R_N)$ следующим образом:

$$I_j^{+}(R_N)=\sum_{\ell=0}^{\infty}\sum_{i=1}^{g}\beta_{ij}^{(\ell)}I_i^{-}(R_N) \; . \tag{3}$$

где "g" - число групп.

Процесс получения альбедной матрицы $\hat{\beta}$ сводится к расчету альбедо и функций пропускания отдельных зон и последующему вычислению элементов альбедной матрицы всего блока для каждого поколения нейтронов.

Методика вычисления альбедо, функций пропускания и других характеристик отдельных зон, а также алгоритм расчета элементов альбедной матрицы для падающих на блок нейтронов нулевого поколения описаны в работе [1]. Полученные в указанной

---

* Матрица пропускания $\hat{t}$ может быть определена аналогичным образом.

работе соотношения для нейтронов отдельной группы будут использованы здесь при расчете вероятностных характеристик многозонных областей (см. Приложения А, Б). Однако принятый в случае двухгруппового приближения способ учета межгрупповых переходов с помощью альбедо $\beta_{ij}(n)$ и функций пропускания $t_{ij}(n)$ отдельных зон с ростом числа зон и групп нейтронов приводит к неоправданно громоздким выкладкам. Поэтому в настоящей работе принят другой подход. После того как будет получено распределение по зонам всех групп падающих на блок нейтронов нулевого поколения, для всех зон могут быть сформированы источники нейтронов, которые в процессе замедления перешли в другие энергетические группы. Этот вопрос рассмотрен в параграфе 3, где также описана схема расчета вероятностей всех событий для нейтронов, которые возникли от распределенных по зонам блока источников. На основании этого расчета могут быть вычислены элементы альбедной матрицы для любого поколения нейтронов в блоке, так как с точки зрения построения алгоритма решения деление, в отличие от замедления, есть переход в другие группы с изменением числа нейтронов в ν раз; этому будет посвящен параграф 4. И, наконец, в параграфе 5 приведены конкретные результаты расчетов альбедных характеристик некоторых типов размножающих, поглощающих и рассеивающих блоков, там же будут приведены для сравнения результаты вычислений по другим методикам.

Как и в работе [1], все зоны предполагаются бесконечными по высоте (торцевые утечки отсутствуют). Анизотропия рассеяния в блоке учитывается использованием транспортного сечения. Каждая зона характеризуется радиусами R_{n-1}, R_n и обычным набором групповых макроскопических сечений: $\Sigma_{n,\gamma}$, $\nu_f\Sigma_f$, $\Sigma_{пер}$, Σ_{tr}.

§ 3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАДАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ПО БЛОКУ

Если на рассматриваемый блок радиуса R_N падает полное число нейтронов $I_i^-(R_N)$ (интегральный поток нейтронов), то для любой зоны "n" можно вычислить, какое количество этих нейтронов входит в зону через ее внешнюю и внутреннюю поверхности (см. рис. 1)

$$I_{ii}^{-(0)}(R_n) = \frac{t_{ii}(R_N,R_n)}{1-\beta_{ii}(R_n,R_N)\cdot\beta_{ii}(R_n,0)}\, I_i^-(R_N) .$$

$$I_{ii}^{+(0)}(R_{n-1}) = \frac{t_{ii}(R_N, R_{n-1}) \cdot \beta_{ii}(R_{n-1}, 0)}{1 - \beta_{ii}(R_{n-1}, R_N) \cdot \beta_{ii}(R_{n-1}, 0)} \, I_i^{-}(R_N) \quad . \tag{4}$$

Методика расчета альбедо β_{ii} и функций пропускания t_{ii} многозонных областей дана в Приложении А (там же приведены формулы для вычисления диагональных элементов альбедной матрицы всего блока для нейтронов нулевого поколения).

Далее можно определить, какое число нейтронов, вошедших в зону "n", поглотилось в ней – $Q_{ii,a}^{(0)}(n)$ или в процессе замедления перешло в нижние группы – $\sum_j Q_{ij}^{(0)}(n)$. Полное количество нейтронов $Q_i^{(0)}(n)$, выбывающих из группы "i" в зоне "n", определяется как

$$Q_i^{(0)}(n) = I_i^{-(0)}(R_n)\, \Gamma_i^{-}(n) + I_i^{+(0)}(R_{n-1})\, \Gamma_i^{+}(n) \quad , \tag{5}$$

где $\Gamma_i^{\pm}(n) = \Gamma_{ii}^{\pm}(n) + \sum_j \Gamma_{ij}^{\pm}(n)$ – вероятность увода нейтронов i -й группы для зоны "n"[1]. Практически удобнее вычислить вначале $Q_i^{(0)}(n)$, а затем $Q_{ii,a}^{(0)}(n)$ и $Q_{ij}^{(0)}(n)$, используя следующие очевидные соотношения:

$$Q_{ii,a}^{(0)}(n) = \frac{\Sigma_{ai}(n)}{\Sigma_{ув.i}(n)}\, Q_i^{(0)}(n) \; ; \qquad Q_{ij}^{(0)}(n) = \frac{\Sigma^{i \to j}(n)}{\Sigma_{ув.i}(n)}\, Q_i^{(0)}(n) \quad , \tag{6}$$

где $\Sigma_{ai} = \Sigma_{(n,\gamma)i} + \Sigma_{fi}$ – полное макроскопическое сечение поглощения нейтронов i -й группы, а $\Sigma_{ув.i} = \Sigma_{ai} + \sum_j \Sigma^{i \to j}$ – полное макроскопическое сечение увода из i -й группы.

Если ограничиться рамками двухгруппового приближения, то, как следует из сказанного выше, для любой зоны "n" можно определить, какое количество быстрых нейтронов $Q_{11,a}^{(0)}(n)$ поглотилось в ней или в процессе замедления перешло в тепловую группу – $Q_{12}^{(0)}(n)$, когда на поверхность рассматриваемого блока падает интегральный поток быстрых нейтронов $I_1^{-}(R_N)$ ($Q_{12}^{(0)}(n)$ – распределение источников нейтронов для тепловой группы в блоке). Далее, количество нейтронов, которое после замедления поглотилось в зоне "n", находится следующим образом:

$$Q^{(0)}_{12,a}(n)=Q^{(0)}_{12}(n)[1-V^-_2(n)-V^+_2(n)]+I^{-(0)}_{12}(R_n)\Gamma^-_2(n)+I^{+(0)}_{12}(R_{n-1})\Gamma^+_2(n)\,. \quad (7)$$

Здесь $I^{-(0)}_{12}(R_n), I^{+(0)}_{12}(R_{n-1})$ – интегральные потоки тепловых нейтронов, входящие в зону "n" соответственно через ее внешнюю или внутреннюю поверхности и обусловленные распределением источников нейтронов $Q^{(0)}_{12}$ в блоке; $V^{\pm}_2(n)$ – вероятность для возникшего в зоне "n" теплового нейтрона вылететь через его внешнюю или внутреннюю поверхности[1].

Следует отметить, что в соотношении (7) первый член – число нейтронов источника зоны "n", которые поглотились в ней, не пересекая предварительно границ зоны.

Рассмотрим первоначально центральную зону (I). Интегральный поток на ее поверхности $I^{-(0)}_{12}(R_I)$ находится следующим образом (используется принцип суперпозиции источников):

$$I^{-(0)}_{12}(R_I)=\Big\{\big[Q^{(0)}_{12}(I)V^-_2(I)\beta_{22}(R_I,R_N)+Q^{(0)}_{12}(II)V^+_2(II)\big]+$$

$$+\big[Q^{(0)}_{12}(II)V^-_2(II)\beta_{22}(R_{II},R_N)+Q^{(0)}_{12}(III)V^+_2(III)\big]\cdot\frac{t_{22}(R_{II},R_I)}{1-\beta_{22}(R_{II},R_I)\beta_{22}(R_{II},R_N)}+$$

$$+\big[Q^{(0)}_{12}(III)V^-_2(III)\beta_{22}(R_{III},R_N)+Q^{(0)}_{12}(IV)V^+_2(IV)\big]\cdot\frac{t_{22}(R_{III},R_I)}{1-\beta_{22}(R_{III},R_I)\beta_{22}(R_{III},R_N)}+\dots\Big\}\times$$

$$\times\frac{1}{1-\beta_{22}(R_I,0)\beta_{22}(R_I,R_N)}=\frac{1}{1-\beta_{22}(R_I,0)\beta_{22}(R_I,R_N)}\times \quad (8)$$

$$\sum_{m=I}^{N-1}\big[Q^{(0)}_{12}(m)V^-_2(m)\beta_{22}(R_m,R_N)+Q^{(0)}_{12}(m+1)V^+_2(m+1)\big]\frac{t_{22}(R_m,R_I)}{1-\beta_{22}(R_m,R_I)\beta_{22}(R_m,R_N)}.$$

Здесь

$$t_{22}(R_I,R_I)=1,\ \beta_{22}(R_I,R_I)=0,\ t_{22}(R_{II},R_I)=t^-_{22}(II),\ \beta_{22}(R_{II},R_I)=\beta^-_{22}(II)\,.$$

Первое слагаемое в соотношении (8) есть вклад нейтронов источника первой зоны $Q_{12}^{(0)}(I)$, которые с вероятностью $V_2^-(I)$ первоначально вылетают из зоны (1) и затем обратно пересекают границу центральной зоны (альбедо $\beta_{22}(R_I, R_V)$). Вторoе слагаемое – вклад нейтронов источника второй зоны $Q_{12}^{(0)}(II)$, которые с вероятностью $V_2^+(II)$ вылетают через ее внутреннюю поверхность. Третье слагаемое также обусловлено нейтронами источника второй зоны $Q_{12}^{(0)}(II)$, которые, однако, первоначально вылетают через ее внешнюю поверхность, а затем обратно возвращаются в зону (П) (альбедо $\beta_{22}(R_{II}, R_V)$) и с вероятностью $t_{22}(R_{II}, R_I)$ пересекают границу раздела между зонами (П) и (1); множитель $1/[1-\beta_{22}(R_{II}, R_I) \times \beta_{22}(R_{II}, R_V)]$ учитывает многократные переходы нейтронов на внешней границе раздела между зоной (П) и остальной об.. .стью блока. Четвертое слагаемое – вклад нейтронов источника $Q_{12}^{(0)}$(Ш), которые с вероятностью V_2^+(Ш) вылетают через внутреннюю поверхнсcть третьей зоны, а затем пересекают поверхность раздела между зонами (П) и (1) (функция пропускания $t_{22}(R_{II}, R_I))$; как и в предыдущем случае, тот же множитель учитывает многократные переходы нейтронов между зоной (П) и всей внешней областью блока. Аналогичный физический смысл имеют пятое и шестое слагаемые, которые обусловлены соответственно нейтронами источника третьей зоны, первоначально вылетающими через ее внешнюю поверхность с вероятностью V_2^-(Ш), и нейтронами источника четвертой зоны $Q_{12}^{(0)}$(1У), сразу выходящими через внутреннюю границу данной зоны. Нейтроны этих источников с вероятностью $t_{22}(R_{III}, R_I)$ пересекают границу раздела между зоной (1) и кольцевой областью, состоящей из второй и третьей зон; множитель $1/[1-\beta_{22}(R_{III}, R_I)\cdot\beta_{22}(R_{III}, R_V)]$ учитывает многократные переходы нейтронов на внешней границе вышеуказанной кольцевой области и т.д. Обший множитель в соотношении (8) $1/[1-\beta_{22}(R_I, 0)\beta_{22}(R_I, R_V)]$ учитывает многократные переходы нейтронов между центральной зоной (1) и остальной областью блока.

Аналогичным образом могут быть получены соотношения, позволяющие рассчитать интегральные потоки нейтронов для любой границы раздела, если известно распределение источников нейтронов по зонам блока.

В случае многогруппового рассмотрения структура формул сохраняется. Для i -й энергетической группы решается задача о распределении по блоку нейтронов, упавших на него извне. По формулам (5, 6) определяются источники замедляющихся нейтронов для i + 1 группы, а затем уже решается задача о распределении по блоку нейтронов для этой группы от внутренних источников. Для этого на границах всех зон вычисляются интегральные потоки $I_{i,i+1}^{\pm(0)}(R_n)$ и далее по (5, 6) определяется количество нейтронов, перешедших в каждой зоне из группы i + 1 в группу i + 2. Вместе с нейтронами, которые в процессе замедления сразу перешли в i + 2 из группы i, они образуют источники $Q_{i,i+2}^{(0)}(n)$ и т.д.

Для поколений, отличных от нулевого, применим этот же алгоритм решения, с той лишь разницей, что расчет альбедных характеристик начинается не с падающей извне группы нейтронов, а от внутренних источников, даваемых предыдущим поколением.

Ниже будет дан общий вид формул для расчета интегральных потоков $I_{ij}^{+(e)}(R_{n-1})$ и $I_{ij}^{-(e)}(R_n)$ на границах зоны "n" для любого поколения нейтронов, кроме нулевого при $i=j$, которые рассчитываются по формулам (4) (определение $Q_{ij}^{(e)}(n)$ при наличии деления дано в следующем параграфе).

$$I_{ij}^{+(e)}(R_{n-1})=\frac{1}{1-\beta_{jj}(R_{n-1},0)\cdot\beta_{jj}(R_{n-1},R_N)}\times$$

$$\left\{\sum_{m=I}^{n-1}\left[Q_{ij}^{(e)}(m)V_j^{-}(m)+Q_{ij}^{(e)}(m+1)V_j^{+}(m+1)\beta_{jj}(R_m,0)\right]\frac{t_{jj}(R_m,R_{n-1})}{1-\beta_{jj}(R_m,0)\beta_{jj}(R_m,R_{n-1})}+\right.$$

$$\left.\sum_{k=n}^{N-1}\left[Q_{ij}^{(e)}(k)V_j^{-}(k)\beta_{jj}(R_k,R_N)+Q_{ij}^{(e)}(k+1)V_j^{+}(k+1)\right]\frac{t_{jj}(R_k,R_{n-1})\beta_{jj}(R_{n-1},0)}{1-\beta_{jj}(R_k,R_{n-1})\beta_{jj}(R_k,R_N)}\right\};$$

$$I_{ij}^{-(e)}(R_n)=\frac{1}{1-\beta_{jj}(R_n,0)\beta_{jj}(R_n,R_N)}\times \tag{9}$$

$$\left\{\sum_{m=I}^{n-1}\left[Q_{ij}^{(e)}(m)V_j^{-}(m)+Q_{ij}^{(e)}(m+1)V_j^{+}(m+1)\beta_{jj}(R_m,0)\right]\frac{t_{jj}(R_m,R_n)\beta_{jj}(R_n,R_N)}{1-\beta_{jj}(R_m,R_n)\beta_{jj}(R_m,0)}+\right.$$

$$\left.\sum_{k=n}^{N-1}\left[Q_{ij}^{(e)}(k)V_j^{-}(k)\beta_{jj}(R_k,R_N)+Q_{ij}^{(e)}(k+1)V_j^{+}(k+1)\right]\frac{t_{jj}(R_k,R_n)}{1-\beta_{jj}(R_k,R_n)\beta_{jj}(R_k,R_N)}\right\},$$

где

$$t_{jj}(R_{n-1},R_{n-1})=1,\ \beta_{jj}(R_{n-1},R_{n-1})=0,\ t_{jj}(R_n,R_{n-1})=t_{jj}^{-}(n)$$

$$\beta_{jj}(R_n,R_{n-1})=\beta_{jj}^{-}(n),\ t_{jj}(R_{n-1},R_n)=t_{jj}^{+}(n),\ \beta_{jj}(R_{n-1},R_n)=\beta_{jj}^{+}(n).$$

Первые суммы в формулах (9) учитывают вклад от нейтронов источников зон $m = I, \ldots, n-1$, которые расположены в центральной области по отношению к зоне "n". Сомножитель после квадратных скобок учитывает многократные переходы нейтронов на поверхности радиуса R_m (знаменатель) и вероятность пересечения нейтронами области, заключенной между поверхностями с радиусами R_m, R_{n-1} или R_m, R_n (функции пропускания $t_{jj}(R_m, R_{n-1})$ или $t_{jj}(R_m, R_n)$). Вторые суммы – вклад в интегральные потоки нейтронов источников зон, расположенных в периферийной области по отношению к зоне "n" ($k = n, n+1, \ldots, N$). Сомножители перед фигурными скобками учитывают многократные переходы нейтронов на соответствующей поверхности зоны "n". Следует отметить, что в вышеуказанных суммах входят также члены, учитывающие вклад нейтронов источника самой зоны "n".

Итак, если на поверхность рассматриваемого блока падает интегральный поток нейтронов $I_i^-(R_N)$, то по формулам (5) и (9) могут быть рассчитаны интегральные потоки нейтронов $I_{ij}^{-(e)}(R_n)$, $I_{ij}^{+(e)}(R_{n-1})$, входящие в зону "n". Кроме того, может быть также определено, какое количество нейтронов $I_{ij}^{+(e)}(R_N)$ поколения "e" и группы "j" вылетает из рассматриваемого блока.

Формула для расчета $I_{ij}^{+(e)}(R_N)$ записывается следующим образом:

$$I_{ij}^{+(e)}(R_N) = \sum_{m=1}^{N} Q_{ij}^{(e)}(m)\Big[V_j^-(m)\frac{t_{jj}(R_m,R_N)}{1-\beta_{jj}(R_m,R_N)\beta_{jj}(R_m,0)} + \tag{10}$$

$$V_j^+(m)\frac{\beta_{jj}(R_{m-1},0)\,t_{jj}(R_{m-1},R_N)}{1-\beta_{jj}(R_{m-1},R_N)\beta_{jj}(R_{m-1},0)}\Big],$$

где

$$i \geq j; \quad t_{jj}(R_N,R_N) = 1, \quad \beta_{jj}(R_N,R_N) = 0, \quad t_{jj}(R_{N-1},R_N) = t_{jj}^+(N)$$

$$\beta_{jj}(R_{N-1},R_N) = \beta_{jj}^+(N), \quad \beta_{jj}(R_0,0) = 0, \quad t_{jj}(R_0,R_N) = 0,$$

$$\beta_{jj}(R_0,R_N) = 0, \quad V_j^+(I) = 0.$$

Если положить в случае двухгруппового приближения в соотношении (10) $e = 0$, $i = 1$, $j = 2$, то получим выходящий из блока интегральный поток тепловых нейтронов $I_{12}^{+(0)}(R_N)$, когда на блок падает интегральный поток быстрых нейтронов $I_1^-(R_N)$. Таким образом, в рамках двухгруппового рассмотрения получим элемент альбедной матрицы нейтронов нулевого поколения $\beta_{12}^{(0)}(R_N,0)$, который был рассчитан в работе [1] другим способом, т.е.

$$\beta_{12}^{(0)}(R_N,0) = I_{12}^{+(0)}(R_N)/I_1^-(R_N) \quad . \tag{11}$$

§ 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ АЛЬБЕДНОЙ МАТРИЦЫ $\beta_{ij}^{(\ell)}(R_N,0)$

Чтобы вычислить элементы альбедной матрицы $\hat{\beta}^{(\ell)}$ для нейтронов первого (ℓ = 1) и любого последующего поколения, необходимо рассчитать, какое количество нейтронов этого поколения вылетает из блока в соответствующей группе "j", если известно распределение по блоку нейтронов предыдущего поколения. Иными словами, по блоку должно быть известно распределение источников нейтронов $Q_{ij,f}^{(\ell)}(n)$, которые появляются в процессе деления ядер горючего на нейтронах предыдущего поколения.

Расчет для зоны "n" числа нейтронов, появившихся в группе "j" за счет делений, произведенных нейтронами (ℓ – 1) поколения, которые имели своими предшественниками только падающие на блок извне нейтроны i -й группы, производится следующим образом:

$$Q_{ij,f}^{(\ell)}(n) = \chi_j \sum_{k=1}^{g} Q_{ik}^{(\ell-1)}(n)\,\frac{(\nu_f\Sigma_f)_k(n)}{\Sigma_{ув.k}(n)} \;, \tag{12}$$

где χ_j – доля нейтронов деления в j -й энергетической группе.
При ℓ = 1, g = 2 имеем

$$Q_{1jf}^{(1)}(n) = \chi_j \Big[Q_1^{(0)}(n)\frac{(\nu_f\Sigma_f)_1(n)}{\Sigma_{ув,1}(n)} + Q_{12,a}^{(0)}(n)\,\frac{(\nu_f\Sigma_f)_2(n)}{\Sigma_{a2}(n)} \Big];\; Q_{2j,f}^{(1)}(n) = \chi_j\, Q_2^{(0)}\frac{(\nu_f\Sigma_f)_2}{\Sigma_{a2}}.$$

Затем из соотношения (10) можно получить выходящий из блока интегральный поток j -й группы поколения "ℓ", т.е. $I_{ij}^{+(\ell)}(R_N)$, и, таким образом, соответствующие элементы альбедной матрицы. Детальное описание схемы расчета и рабочие формулы будут приведены ниже для двух групп нейтронов.

В случае двухгруппового рассмотрения элементы альбедной матрицы нейтронов первого поколения $\beta_{11}^{(1)}(R_N,0)$ и $\beta_{21}^{(1)}(R_N,0)$ имеют вид

$$\beta_{11}^{(1)}(R_N,0)=\frac{I_{11}^{+(1)}(R_N)}{I_1^-(R_N)};\quad \beta_{21}^{(1)}(R_N,0)=\frac{I_{21}^{+(1)}(R_N)}{I_2^-(R_N)}\ . \tag{13}$$

Здесь $I_{11}^{+(1)}(R_N)$ и $I_{21}^{+(1)}(R_N)$ – выходящие из блока интегральные потоки быстрых нейтронов первого поколения, которые появились в процессе деления ядер горючего от нейтронов предыдущего поколения и имеют соответственно своими предшественниками падающие извне на блок нейтроны первой или второй группы (расчет ведется по формуле (10)).

Чтобы рассчитать элементы матрицы $\beta_{12}^{(1)}(R_N,0)$ и $\beta_{22}^{(1)}(R_N,0)$, нужно определить, какое количество быстрых нейтронов первого поколения, появившихся при делении ядер горючего, перешло в процессе замедления в тепловую группу. Следует отметить, что при определении элементов $\beta_{11}^{(1)}(R_N,0)$ и $\beta_{21}^{(1)}(R_N,0)$ было уже получено распределение источников быстрых нейтронов $Q_{11,f}^{(1)}(n)$ и $Q_{21,f}^{(1)}(n)$, которые обусловлены падающими на блок интегральными потоками нейтронов $I_1^-(R_N)$ или $I_2^-(R_N)$ соответственно. Получив указанные зависимости, по формулам (9) можно рассчитать входящие в зону "n" интегральные потоки быстрых нейтронов первого поколения $I_{11}^{+(1)}(R_{n-1})$, $I_{11}^{-(1)}(R_n)$ в случае $I_1^-(R_N)$ и $I_{21}^{+(1)}(R_{n-1}), I_{21}^{-(1)}(R_n)$ для $I_2^-(R_n)$. Далее можно найти, какое количество быстрых нейтронов первого поколения поглотилось в зоне "n" ($Q_{i1,a}^{(1)}(n)$) или в процессе замедления перешло в тепловую группу ($Q_{i2}^{(1)}(n)$)

$$Q_i^{(1)}(n)=Q_{i1,a}^{(1)}(n)+Q_{i2}^{(1)}(n)=Q_{i1,f}^{(1)}[1-V_1^-(n)-V_1^+(n)]+$$
$$+I_{i1}^{-(1)}(R_n)\Gamma_1^-(n)+I_{i1}^{+(1)}(R_{n-1})\Gamma_1^+(n)\ . \tag{14}$$

Здесь i = 1 в случае падающего на блок извне интегрального потока нейтронов $I_1^-(R_N)$ и i = 2 для $I_2^-(R_N)$.

Умножив полученные значения $Q_i^{(1)}(n)$ на отношение сечений $\Sigma_{a1}(n)/\Sigma_{ув.1}^{1\to 2}(n)$ или $\Sigma_{пер}(n)/\Sigma_{ув.1}(n)$, получим число нейтронов первого поколения, которые поглотились в зоне "n" в быстрой группе – $Q_{11,a}^{(1)}(n)$ или перешли при замедлении в тепловую группу $-Q_{12}^{(1)}(n)$ в случае падающего на блок интегрального потока $I_1^-(R_N)$ и соответственно $Q_{21,a}^{(1)}(n)$ и $Q_{22}^{(1)}(n)$ для $I_2^-(R_N)$. Получив таким образом распределение источников тепловых нейтронов по зонам блока $Q_{12}^{(1)}(n)+Q_{12,f}^{(1)}(n)$ и $Q_{22}^{(1)}(n)+Q_{22,f}^{(1)}(n)$ в соответствии с формулой (10), находим число тепловых нейтронов первого поколения, выходящих из блока, $I_{12}^{+(1)}(R_N)$ в случае $I_1^-(R_N)$ и $I_{22}^{+(1)}(R_N)$ для $I_2^-(R_N)$; откуда следует

$$\beta_{12}^{(1)}(R_N,0)=\frac{I_{12}^{+(1)}(R_N)}{I_1^-(R_N)}\ ; \qquad \beta_{22}^{(1)}(R_N,0)=\frac{I_{22}^{+(1)}(R_N)}{I_2^-(R_N)}\ . \tag{15}$$

И, наконец, по формулам (9) рассчитываются входящие интегральные потоки тепловых нейтронов в любую зону блока в случае распределения источников $Q_{12}^{(1)}(n)+Q_{12,f}^{(1)}(n)$ или $Q_{22}^{(1)}(n)+Q_{22,f}^{(1)}(n)$ соответственно, затем получаем количество поглощенных тепловых нейтронов первого поколения по зонам для обеих групп входящих в блок интегральных потоков нейтронов (формула (14)).

Аналогичным образом рассчитываются элементы альбедной матрицы нейтронов второго поколения, которые возникают при делении ядер горючего на нейтронах первого поколения и т.д.

§ 5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

На основе полученного алгоритма решения в двухгрупповом приближении была составлена на ЭВМ "МИР-П" программа расчета альбедо многозонного цилиндрического блока, состоящего из рассеивающих, поглощающих и размножающих зон. Расчет P_{ci} проводился в соответствии с приближением, предложенным в работе [3], а функция $Ki_3(x)$ вычислялась по разложению, приведенному в работе [4] (см. Приложение Б).

Ниже приводятся результаты расчета, полученные по этой программе, для трех типов блоков.

<u>Блок из чистого замедлителя.</u>

В качестве замедлителя была взята обычная вода, диаметр блока составлял 72 мм. В работах [5, 6] было показано, что в случае рассеивающей среды метод вероятностей первого столкновения дает хорошие результаты при выполнении условия

$(R_n - R_{n-1})\Sigma_{tot\,i} \leq 1 \div 1{,}5$. Поэтому данный блок разбивался на концентрические зоны, имеющие один и тот же эффективный размер. Это позволило выяснить, как меняется альбедо рассматриваемого блока в зависимости от числа зон. Результаты этих вычислений представлены в табл. 1; там же приведены результаты расчета по методу Монте-Карло [7] и в диффузионном приближении.

Как видно из приведенных в таблице результатов вычислений, значения элементов матрицы при числе зон 10÷14 отличаются друг от друга в пределах 1% (при таком разбиении в обеих группах выполняется условие $(R_n - R_{n-1})\Sigma_{tot\,i} \leq 0{,}75$). Сравнение с результатами вычислений, полученными по методу Монте-Карло и в диффузионном приближении, показывает, что различие между результатами расчета, полученными по разным методикам, составляет для диагональных элементов матрицы β_{ii} меньше 1%, а для $\beta_{12} \approx$ 1÷2%.

Таблица 1

Альбедо блока из H_2O в зависимости от числа разбиваемых зон (диаметр блока 72 мм)

Число зон	Элементы альбедной матрицы блока			Примечание
	β_{11}	β_{12}	β_{22}	
2	0,7699	0,2032	0,8975	Вероятностный метод
4	0,7706	0,1958	0,9011	
6	0,7709	0,1908	0,9036	
8	0,7710	0,1875	0,9051	
10	0,7711	0,1853	0,9061	
12	0,7712	0,1839	0,9068	
14	0,7712	0,1828	0,9073	
1 целиком	0,7650	0,1880	0,9070	Диффузионное приближение
-"-	0,7648 ±0,0048	0,1895 ±0,0048	0,9138 ±0,0033	Метод Монте-Карло (8 тысяч историй)
-"-	0,7690 ±0,0035	0,1829 ±0,0035	0,9113 ±0,0024	Метод Монте-Карло (15 тысяч историй)

Поглощающий цилиндр, окруженный замедлителем

Блок представляет собой сложную многозонную область, центральный сердечник которой – естественный карбид бора (диаметр 76 мм), далее следует конструкционная оболочка из стали толщиной 2 мм, затем воздушный зазор – 5 мм и, наконец, слой графита, оптическая толщина которого составляет ~ 2,5. Как показали предварительные расчеты, поглощающий цилиндр из карбида бора может рассматриваться как одна зона, так как он является практически черным к быстрым нейтронам и абсолютно черным к тепловым. Графит, как и в предыдущем случае, разбивался на концентрические зоны, имеющие одну и ту же толщину. Результаты проведенных вычислений представлены в табл. 2, там же даны результаты расчета по методу Монте-Карло.

Таблица 2

Альбедо поглощающего цилиндра, окруженного графитом, в зависимости от числа разбиваемых зон графита

Число зон графита	Элементы альбедной матрицы всего блока			Примечание
	β_{11}	β_{12}	β_{22}	
1	0,7919	0,0428	0,7676	
2	0,8120	0,0405	0,8034	
4	0,8251	0,0393	0,8260	Вероятностный метод
6	0,8298	0,0391	0,8339	
1	0,8296 $\pm$0,0056	0,0415 $\pm$0,0029	0,8316 $\pm$0,0056	Метод Монте-Карло (5 тыс. историй)

Как видно из приведенных в таблице результатов, значения элементов альбедной матрицы при разбиении графита на 4÷6 зон практически не отличаются друг от друга (~ 1%). Сопоставление полученных значений с результатами вычислений по методу Монте-Карло показывает, что разница для диагональных членов меньше 1%, а для β_{12} составляет ~ 4÷5%, что находится в пределах статистической погрешности метода Монте-Карло.

Наличие сильного поглотителя, который существенным образом деформирует ход распределения нейтронов по остальным зонам блока, накладывает дополнительные ограничения при использовании метода вероятностей первого столкновения. Следует отметить, что развитая методика основана на том предположении, что все последовательные столкновения нейтронов характеризуются равномерным распределением по объему зоны. Как показал анализ проведенных расчетов разных типов блоков с сильными поглотителями, размеры окружающих их зон должны быть такими, чтобы выполнялось условие $(R_n - R_{n-1}) \cdot \Sigma_{tot\,i} \leq 0{,}3 \div 0{,}5$.

Таблица 3

Альбедо размножающего блока по поколениям в зависимости от числа разбиваемых зон "n" блока

ндекс о кол. "l"	$\beta_{11}^{(l)}$			$\beta_{12}^{(l)}$			$\beta_{22}^{(l)}$			$\beta_{21}^{(l)}$			Примечание
	$n=2$	$n=6$	$n=10$	$n=2$	$n=6$	$n=10$	$n=2$	$n=6$	$n=10$	$n=2$	$n=6$	$n=10$	
0	0,7418	0,7420	0,7419	0,0204	0,0202	0,0202	0,1823	0,1923	0,1951	0	0	0	Вероятностный метод
1	0,1968	0,1963	0,1960	0,0032	0,0030	0,0030	0,0108	0,0100	0,0097	0,6795	0,6760	0,6750	
2	0,0313	0,0310	0,0309	0,0005	0,0005	0,0005	0,0017	0,0015	0,0015	0,1054	0,0998	0,0979	
3	0,0050	0,0051	0,0051	$0,8.10^{-4}$	$0,8.10^{-4}$	$0,8.10^{-4}$	0,0003	0,0002	0,0002	0,0168	0,0160	0,0157	
4	0,0008	0,0008	0,0008	$0,1.10^{-4}$	$0,1.10^{-4}$	$0,1.10^{-4}$	$0,4.10^{-4}$	$0,4.10^{-4}$	$0,4.10^{-4}$	0,0027	0,0026	0,0026	
5	0,0001	0,0001	0,0001	$0,2.10^{-5}$	$0,2.10^{-5}$	$0,2.10^{-5}$	$0,7.10^{-5}$	$0,6.10^{-5}$	$0,6.10^{-5}$	0,0004	0,0004	0,0004	
0	$0,7423 \pm 0,0045$			$0,0189 \pm 0,0015$			$0,1913 \pm 0,0039$			0			Метод Монте-Карло (10 тыс. историй)
1	$0,1941 \pm 0,0039$			$0,0023 \pm 0,0005$			$0,0095 \pm 0,0010$			$0,6797 \pm 0,0042$			
2	$0,0283 \pm 0,0018$			$0,0004 \pm 0,0002$			$0,0016 \pm 0,0003$			$0,1014 \pm 0,0030$			

Размножающий блок

В рассматриваемой модельной задаче сечение радиационного захвата делящегося материала $\Sigma_{n\gamma}$ в обеих группах принималось равным нулю и $\nu_f = 1$, поэтому в результате расчета из блока должно выходить столько нейтронов, сколько первоначально падает на его поверхность.

По данной методике были рассчитаны альбедные характеристики блока из делящегося материала диаметром 24 мм.

Как и в вышерассмотренных случаях, размножающий блок разбивался на концентрические зоны, имеющие один и тот же эффективный размер. Число поколений, которое учитывалось в расчете, принималось таким, чтобы значения элементов альбедной матрицы блока в последнем поколении были бы практически равны нулю.

Результаты проведенных вычислений для первых пяти поколений представлены в табл. 3; там же даны результаты расчета по методу Монте-Карло.

Из результатов вычислений альбедных характеристик рассматриваемого блока по данной методике следует, что $\sum_{\ell=0}^{10}(\beta_{11}^{(\ell)} + \beta_{12}^{(\ell)}) = 0{,}9999$ и $\sum_{\ell=0}^{10}(\beta_{21}^{(\ell)} + \beta_{22}^{(\ell)}) = 0{,}9999$; эти результаты характеризуют также степень накопления ошибки при счете.

Как видно из приведенных в таблице данных, значения элементов альбедной матрицы блока при числе зон разбиения $n = 6$ и $n = 10$ отличаются друг от друга в пределах 1÷2%. Далее, сравнение с результатами вычислений, полученными по методу Монте-Карло, показывает, что значения элементов альбедной матрицы рассматриваемого размножающего блока, рассчитанные по различным методикам, удовлетворительно согласуются друг с другом.

§ 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на основе метода вероятности первого столкновения в групповом приближении излагается методика расчета альбедной матрицы для нейтронов, падающих на многозонный цилиндрический блок с произвольным набором свойств (деление, поглощение, рассеяние). Получение расчетных соотношений для вероятностей, связанных с замедлением, через источники в зонах делает предлагаемый алгоритм весьма удобным для программирования на ЭЦВМ в случае многогруппового представления.

Расчет альбедных матриц различных типов блоков, выполненный для двух групп, дает результаты, которые хорошо совпадают как с результатами диффузионного приближения (где оно применимо), так и с результатами вычислений, полученными по методу

Монте-Карло. Следует отметить, что отклонение результатов вычислений от полученных по методу Монте-Карло не превосходит статистической погрешности, свойственной последнему.

На основании изложенного, а также учитывая достаточную точность метода в сочетании с высоким быстродействием, можно рекомендовать его для получения альбедных матриц в вариантных инженерных расчетах.

Описанный алгоритм может быть усовершенствован путем учета анизотропии как в падающем потоке, так и при рассеянии внутри блока, введением конечности блока по высоте и т.п. (это предполагается сделать в дальнейшем).

Следует отметить, что полученные результаты могут послужить основой при построении методики расчета малогрупповых альбедных характеристик через свертку многогрупповых, что представляется более корректным, чем малогрупповой расчет альбедо по свернутым константам. Однако указанная задача в значительной степени уже является предметом самостоятельного исследования.

Авторы выражают благодарность Е.С.Глушкову за полезное обсуждение работы и ценные критические замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

А. МЕТОДИКА РАСЧЕТА АЛЬБЕДО И ФУНКЦИЙ ПРОПУСКАНИЯ МНОГОЗОННЫХ ОБЛАСТЕЙ

Расчет альбедо и функций пропускания многозонных центральных и кольцевых областей производится по следующим рекуррентным соотношениям (см.также рисунок):

$$\beta_{ii}(R_n,0)=\beta_{ii}^{-}(n)+\frac{t_{ii}^{-}(n)\,\beta_{ii}(R_{n-1},0)\,t_{ii}^{+}(n)}{1-\beta_{ii}(R_{n-1},0)\,\beta_{ii}^{+}(n)}, \quad (A1)$$

$$\beta_{ii}(R_{n-1},R_N)=\beta_{ii}^{+}(n)+\frac{t_{ii}^{+}(n)\;\beta_{ii}(R_n,R_N)\;t_{ii}^{-}(n)}{1-\beta_{ii}(R_n,R_N)\,\beta_{ii}^{-}(n)}, \quad (A2)$$

$$t_{ii}(R_N,R_{n-1})=\frac{t_{ii}(R_N,R_n)\;t_{ii}^{-}(n)}{1-\beta_{ii}(R_n,R_N)\,\beta_{ii}^{-}(n)}\;. \quad (A3)$$

Альбедо $\beta_{ii}(R_n,0)$ центральной области, состоящей из "n" зон, первоначально рассчитывается для центральной зоны (1) и примыкающей к ней зоны (П); затем вычисляется альбедо $\beta_{ii}(R_{III},0)$ области, состоящей из двухзонной области (1) и (П) и окружающей ее зоны (Ш) (и т.д.). Альбедо $\beta_{ii}(R_{n-1},R_N)$ и функция пропускания $t_{ii}(R_N,R_{n-1})$ вначале рассчитываются для кольцевой области, состоящей из двух крайних зон блока N и $N-1$, затем производится расчет для трехзонной области и т.д. Альбедо $\beta_{ii}^{\pm}(n)$ и функции пропускания $t_{ii}^{\pm}(n)$ отдельных зон были вычислены в работе [1]. Следует отметить, что формула (А1) при $R_n=R_N$ дает диагональные элементы альбедной матрицы всего блока для нейтронов нулевого поколения – $\beta_{ii}^{(0)}(R_N,0)$.

Аналогичным образом находятся альбедо и функции пропускания любой кольцевой многозонной области, ограниченной поверхностями с радиусами $R_{k,m}$ и R_n (первоначально вычисляются вероятностные характеристики двухзонной области, затем трехзонной и т.д.)

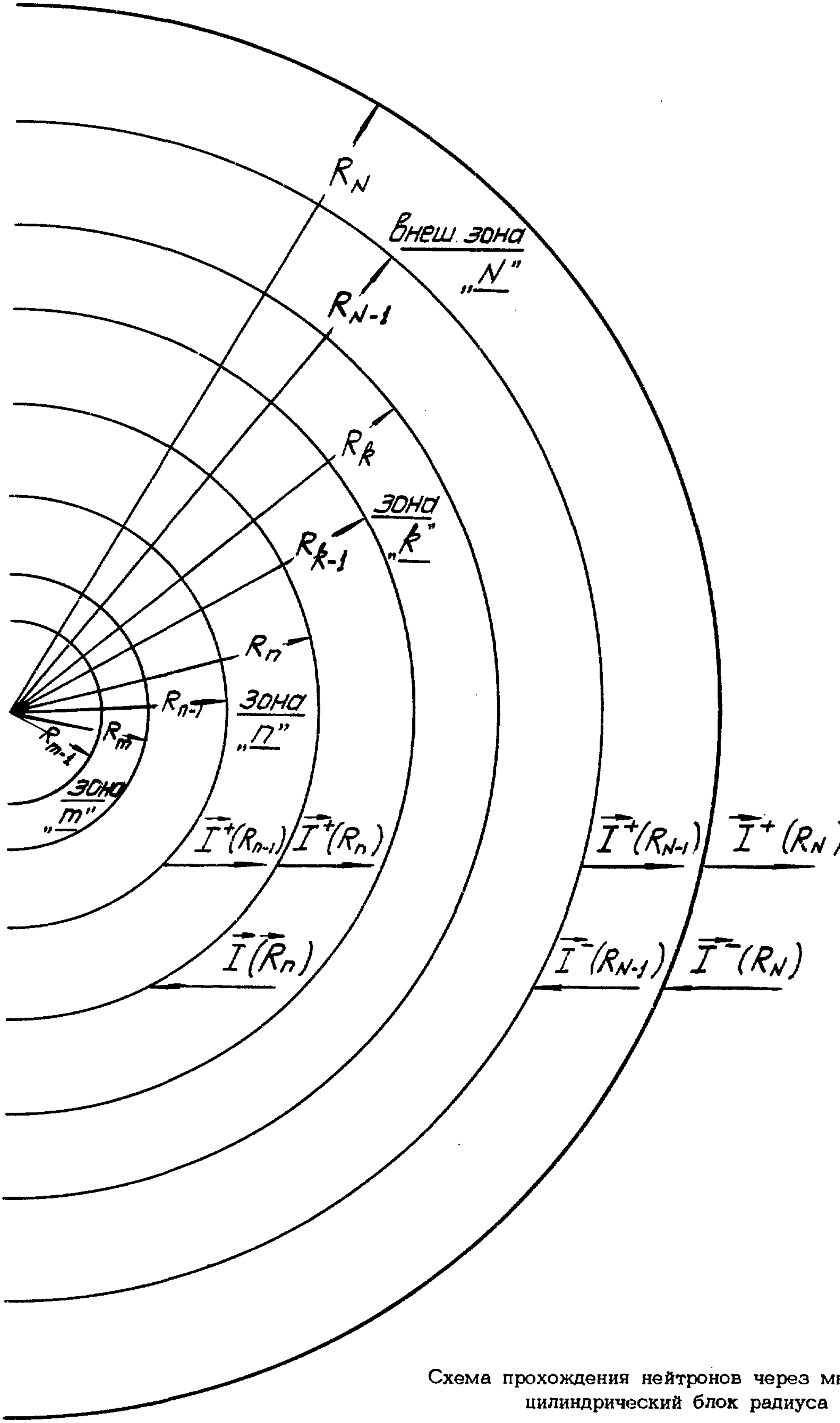

Схема прохождения нейтронов через многозонный цилиндрический блок радиуса R_N.

$$t_{jj}(R_k,R_n)=\frac{t_{jj}(R_k,R_{k-1})\cdot t_{jj}(R_{k-1},R_n)}{1-\beta_{jj}(R_{k-1},R_n)\beta_{jj}(R_{k-1},R_k)}, \tag{A4}$$

$$\beta_{jj}(R_k,R_n)=\beta_{jj}(R_k,R_{k-1})+\frac{t_{jj}(R_k,R_{k-1})\beta_{jj}(R_{k-1},R_n)t_{jj}(R_{k-1},R_k)}{1-\beta_{jj}(R_{k-1},R_n)\beta_{jj}(R_{k-1},R_k)},$$

$$t_{jj}(R_m,R_n)=\frac{t_{jj}(R_m,R_{n-1})\cdot t_{jj}(R_{n-1},R_n)}{1-\beta_{jj}(R_{n-1},R_n)\beta_{jj}(R_{n-1},R_m)},$$

$$\beta_{jj}(R_m,R_n)=\beta_{jj}(R_m,R_{n-1})+\frac{t_{jj}(R_m,R_{n-1})\beta_{jj}(R_{n-1},R_n)t_{jj}(R_{n-1},R_m)}{1-\beta_{jj}(R_{n-1},R_m)\beta_{jj}(R_{n-1},R_n)}.$$

Б. РАСЧЕТ ФУНКЦИИ $Ki_3(x)$ И ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРВОГО СТОЛКНОВЕНИЯ P_{ci}

В работе [4] была предложена аппроксимационная формула для расчета функции $Ki_3(x)$, удобная для программирования во всем диапазоне изменения x. В табл. 4 приводятся результаты вычислений, полученные по этой формуле и по разложениям $Ki_3(x)$ в ряды из работы [8], которые с высокой степенью точности дают табулированные значения функции $Ki_3(x)$.

Как следует из приведенных в таблице данных, в исследуемом диапазоне изменения x расчет функции $Ki_3(x)$ можно проводить по аппроксимационной формуле, приведенной в работе [4].

Таблица 4

Значения функции $Ki_3(x)$

X	$Ki_3(x)$		$\frac{Ki_3(\text{аппр.}) - Ki_3(\text{точн.})}{Ki_3(\text{точн.})}$ %
	Точн. форм. [8]	Аппрокс. форм. [4]	
0	0,785398	0,785398	0
0,05	0,737258	0,737356	0,013
0,1	0,692543	0,692658	0,016
0,5	0,426358	0,426346	–0,003
1,0	0,237845	0,237834	–0,004
2,5	0,044307	0,044309	0,004
5,0	$0{,}29862.10^{-2}$	$0{,}29858.10^{-2}$	–0,013
7,5	$0{,}21338.10^{-3}$	$0{,}21333.10^{-3}$	–0,026
10,0	$0{,}15728.10^{-4}$	$0{,}15723.10^{-4}$	–0,03
12,5	$0{,}11821.10^{-5}$	$0{,}11816.10^{-5}$	–0,04
15,0	$0{,}90041.10^{-7}$	$0{,}90008.10^{-7}$	–0,04
17,5	$0{,}69264.10^{-8}$	$0{,}69239.10^{-8}$	–0,04
20,0	$0{,}53684.10^{-9}$	0,536[illegible].10^{-9}	–0,04

Для расчета вероятности первого столкновения нейтрона в зоне $P_{ci}(n)$ при равномерном распределении изотропных источников по ее объему в работах [3, 9] были предложены соответствующие аппроксимационные формулы; в работе [10] расчет P_{ci} был выполнен с хорошей степенью точности с помощью рядов.

В табл. 5 приводятся результаты вычислений P_{ci}, полученные с помощью вышеуказанных соотношений.

Расчет функции P_{ci} при вычислении альбедных характеристик рассмотренных типов блоков проводился по аппроксимационной формуле, приведенной в работе [3] (отличие от точных значений $\sim$ 1,5%).

Таблица 5

Значения функции $P_{c_i}(y)$

$y=2R\sum_{бл}{}_{tot}$	$P_{c_i}(y)$			$\frac{P_{c_i}(\text{точн.})-P_{c_i}(\text{аппр.})}{P_{c_i}(\text{точн.})}$ %	
	Точн. форм. [10]	Аппр. форм. [3]	Аппр. форм. [9]	Аппр. форм. [3]	Аппр. форм. [9]
0,04	0,02561	0,02592	0,0240	-1,2	6,3
0,2	0,1150	0,1168	0,1111	-1,6	3,3
0,4	0,2070	0,2092	0,2038	-1,1	1,5
0,6	0,2835	0,2852	0,2819	-0,6	0,6
0,8	0,3484	0,3493	0,3482	-0,3	0,1
1,0	0,4040	0,4044	0,4049	-0,1	-0,2
4,0	0,7635	0,7642	0,7641	-0,1	-0,1
8,0	0,8765	0,8767	0,8762	-0,01	-0,03
12	0,9171	0,9171	0,9169	-	-0,02
16	0,9377	0,9377	0,9376	-	-0,01
20	0,9501	0,9501	0,9500	-	-
30	0,9667	0,9667	0,9667	-	-

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.И.Носов, Г.В.Компанеец. Метод расчета альбедной матрицы многозонного цилиндрического блока. Препринт ИАЭ-2308, М., 1973.
2. М.В.Федулов. Вычисление вероятностей первых событий, зависящих от параметров одной зоны. Препринт ИАЭ-1632, М., 1968.
3. W.Rotbenstein. Nucl. Sci. and Eng., 7, 162 (1960).
4. J.Schriewer. Atomkernenergie, 17, 185 (1971).
5. G.W.Stuart. Nucl. Sci. and Eng., 2, 617 (1957).
6. В.П.Слизов. ИФЖ, УП, 80 (1964).
7. С.Н.Барков. "Атомная энергия", 27, 335 (1969).
8. A.J.Clayton. J.Nucl. Energy, AB, 18, 82 (1964).
9. Von Andrey Sauer. Nucleonik, 6, 37 (1964).
10. R.L.Murray. Nucl. Sci. and Eng., 43, 350 (1971).

Технический редактор Н.И.Мазаева

Т-15537. 27. 08. 74 г. Формат 60х90/8. Уч.-изд. л. 1,72.
Тираж 153. Заказ 1119. Цена 17 коп. ОНТИ. ИАЭ