

НЕ МИФИ

53

T76

ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. Б. ТРОЯНСКИЙ

МЕТОДЫ
ФИЗИЧЕСКОГО РАСЧЕТА
МНОГОЗОННЫХ РЕАКТОРОВ

МОСКВА 1963

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. Б. ТРОЯНСКИЙ

МЕТОДЫ
ФИЗИЧЕСКОГО РАСЧЕТА
МНОГОЗОННЫХ РЕАКТОРОВ

*Утверждено кафедрой в качестве
учебного пособия для студентов физико-энергетического
факультета*

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЭНЕРГОАТОМБИЗ

МОСКВА 1963

СОДЕРЖАНИЕ

	<i>Стр.</i>
Введение	3
Схема расчета спектров потока и ценности	4
Определение параметров двухгруппового расчета	8
Расчет критического размера	11
1. Метод эффективных условий сшивки	12
2. Метод матричной свертки зон	14
Пространственное распределение потоков быстрых и тепловых нейтронов	15
1. Аналитический расчет распределения потоков	15
2. Численный метод расчета распределения потоков	16
Приложение А. Параметры резонансов U^{235} и U^{238} и схема составления групповых констант в резонансной области	19
Приложение Б. Метод составления констант в тепловой группе	20
Приложение В. Таблицы многогрупповых микроконстант	21

Редактор *Т. Н. Артемова*

Технический редактор *И. М. Суровенков*

Л 60563. Подп. к печ. 11/IX-63 г. Объем 1,5 п. л. Зак. 572. Тир. 800

Типография МИФИ, М. Пионерская, 12

ВВЕДЕНИЕ

При проектировании физико-энергетических установок часто возникает необходимость создания многозонных реакторов. Такая необходимость вызывается различными физическими и теплофизическими факторами.

В качестве примеров можно привести ряд действующих реакторов:

1. В реакторе PWR (Шиппингпортская АЭС) принцип многозонности используется для повышения коэффициента воспроизводства путем введения в водо-водяной реактор зон с естественным ураном.

2. В реакторе Белоярской АЭС осуществляется ядерный перегрев пара в кольцевой зоне, в состав которой входят как паровые, так и водяные каналы.

Повышенное обогащение горючего в отдельных зонах водо-водяных реакторов приводит к ужесточению спектра нейтронов и возникновению сильных краевых эффектов для тепловых нейтронов около границ раздела зон. Поэтому при определении критических размеров многозонных реакторов необходимо применять многогрупповые методы расчета, простейшим из которых является двухгрупповой.

Опыт расчетов показывает, что можно широко применять двухгрупповой аналитический метод в его стандартной диффузионно-возрастной форме, если в эффективных двухгрупповых константах правильно учесть закон замедления на водороде и характер формирования спектра в надтепловой области с учетом поглощения и генерации нейтронов. Такой учет производится при получении констант быстрой группы путем усреднения многогрупповых констант по спектрам потока и ценности нейтронов в отдельных зонах.

В задачи физического расчета реакторов в широком смысле обычно входит расчет критического размера (критической массы) реактора с отражателем, пространственного распределения потоков нейтронов, эффективности регуляторов, коэффициента воспроизводства, изменения изотопного состава и кампании аппарата. В настоящей работе рассматривается только методика расчета критического размера и распределения потоков быстрых и тепловых нейтронов.

В дальнейшем будет принята следующая система обозначений:

- m — общее число энергетических групп;
 j — текущий индекс группы;
 Φ — полный поток нейтронов, $\frac{нн}{см^2 \text{ сек}}$;
 \vec{i} — ток нейтронов, $\frac{нн}{см^2 \text{ сек}}$;
 χ — спектр нейтронов деления, причем $\int \chi(u) du = 1$;
 D — коэффициент диффузии для потока, см;
 Σ_r — макроскопическое сечение данной среды по отношению к процессу взаимодействия типа r , причем r принимает значения $s, f, s, in, tr, см^{-2}$;
 Σ_d^j — полное сечение увода для потока из группы j во все ниже лежащие;
 $\Sigma_{sl}^l, \Sigma_{sl}^j$ — сечения увода из группы l в группу j для потока и тока соответственно;
 α — геометрический параметр реактора без отражателя;
 k — эффективный коэффициент размножения;
 I_j, I_j^+ — интегральный поток и интегральная ценность нейтронов группы j во всем объеме реактора;
 D^b, D^t — эффективные коэффициенты диффузии соответственно в быстрой и тепловой группах;
 τ — «возраст» нейтронов, см²;
 L — длина диффузии теплового нейтрона;
 \vec{i} — вектор-функция (математический вектор, заданный своими m компонентами);
 \hat{M} — матрица, т. е. таблица чисел, характеризующая способ преобразования компонентов вектор-функции.

СХЕМА РАСЧЕТА СПЕКТРОВ ПОТОКА И ЦЕННОСТИ

Общая система уравнений для нейтронного поля в диффузионно-многогрупповом приближении имеет вид [1]

$$\left. \begin{aligned} \Delta \vec{i}_j + \Sigma_{ad}^j \Phi_j &= \sum_{l=1}^{j-1} \Sigma_{dl}^l \Phi_l + \frac{\chi_j}{k} \sum_{l=1}^m \nu_l^j \Sigma_f^l \Phi_l, \\ \frac{1}{3} \Delta \Phi_j + (\Sigma_{tr}^j + \Sigma_{s1}^j) \vec{i}_j &= \sum_{l=1}^{j-1} \Sigma_{s1}^{lj} \vec{i}_l; \quad j = 1, 2, \dots, m. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Для упрощения системы воспользуемся транспортным приближением, сущность которого заключается в том, что предполагается взаимная компенсация переходов по току в группу j и из нее, т. е. предполагается, что во втором уравнении можно положить

$$\Sigma_{s1}^j \vec{i}_j \approx \sum_{l=1}^{j-1} \Sigma_{s1}^{lj} \vec{i}_l. \quad (2)$$

Это условие достаточно строго выполняется для элементов со средним и большим атомным весом ($A \geq 10$), поскольку там переходы нейтронов совершаются только между соседними группами. Однако для водородсодержащих сред это предположение вносит известную неточность, вследствие чего предлагаемая методика может быть использована лишь для оценочных расчетов, заведомо занижающих критичность системы. Для уточнения критичности следует производить расчеты с детальным учетом переходов по току на водороде между всеми группами [1].

Если воспользоваться соотношением (2), то из второго уравнения системы (1) можно выразить ток нейтронов как

$$\vec{i}_j = - \frac{1}{3\Sigma_{tr}^j} \nabla \Phi_j = - D_j \nabla \Phi_j. \quad (3)$$

Подставив (3) в первое уравнение системы (1) и предположив, что коэффициент диффузии D_j не зависит от координат, получим

$$D_j \Delta \Phi_j - \Sigma_{ad}^j \Phi_j + \sum_{l=1}^{j-1} \Sigma_{dl}^l \Phi_l + \frac{\chi_j}{k} \sum_{l=1}^m \nu_l^j \Sigma_f^l \Phi_l = 0. \quad (4)$$

Для уменьшения неточности, вносимой транспортным приближением, необходимо внести поправки в коэффициенты диффузии первой и последней группы. А именно, следует принять

$$D_1 = \frac{1}{3(\Sigma_{tr}^{(1)} + \Sigma_{s1}^{(1)})}; \quad D_m = \frac{1}{3(\Sigma_{tr}^m - \Sigma_{s1}^{m-1})}; \quad \begin{aligned} \sigma_{s1H}^{(1)} &= 0,78 \text{ барн}, \\ \sigma_{s1H}^{m-1} &= 2,68 \text{ барн}. \end{aligned}$$

Практически при расчете сечений Σ_{s1} учитывают только водород, так как вкладом от более тяжелых компонентов можно пренебречь вследствие его малости.

Уравнение для сопряженной функции, описывающей распределение ценности нейтронов различных групп, в этом приближении имеет вид

$$D_j \Delta \Phi_j^+ - \Sigma_{ad}^j \Phi_j^+ + \sum_{l=j+1}^m \Sigma_{dl}^l \Phi_l^+ + \frac{\chi_j^+}{k} \sum_{l=1}^m \chi_l \Phi_l^+ = 0. \quad (5)$$

Для расчета спектров потока и ценности отдельных зон проведем в уравнениях (4) и (5) разделение переменных, представив решения в виде

$$\Phi_j = I_j \psi(\vec{r}); \quad \Phi_j^+ = I_j^+ \psi(\vec{r}), \quad (6)$$

где $\psi(\vec{r})$ — волновая функция, удовлетворяющая уравнению

$$\Delta\psi + \alpha^2\psi = 0, \quad (7)$$

причем выполняется условие $\psi(\vec{R}) = 0$.

Подставив (6) в (4) и (5) и проинтегрировав по всему объему зоны, получим следующие уравнения, описывающие спектры нейтронных потоков и ценностей:

$$-\alpha^2 D_j I_j - \Sigma_{ad}^j I_j + \sum_{l=1}^{j-1} \Sigma_d^{lj} I_l + \frac{\gamma_j}{k} \sum_{l=1}^m \nu_j \Sigma_f^l I_l = 0, \quad (8)$$

$$-\alpha^2 D_j I_j^+ - \Sigma_{ad}^j I_j^+ + \sum_{l=j+1}^m \Sigma_d^{jl} I_l^+ + \frac{\nu_j \Sigma_f^j}{k} \sum_{l=1}^m \chi_{l1} I_l^+ = 0. \quad (9)$$

Далее расчет спектров ведется по следующей схеме:

1) Для потоков

Предполагая параметр α заданным и воспользовавшись соотношением

$$k = \sum_{l=1}^m \nu_l \Sigma_f^l I_l, \quad (10)$$

разрешим уравнение (8) относительно I_j :

$$I_j = - \frac{\gamma_j + \sum_{l=1}^{j-1} \Sigma_d^{lj} I_l}{\alpha^2 D_j + \Sigma_{ad}^j}. \quad (11)$$

Вычисления производят, начиная с $j = 1$. Для этого случая имеем уравнение с одним неизвестным I_1

$$I_1 = \frac{\gamma_1}{\alpha^2 D_1 + \Sigma_{ad}^1}.$$

Далее можно определить I_2 , так как в рекуррентную формулу (11) для $j = 2$ входит только уже известный поток I_1 . В соотношениях для $j = 3, 4, \dots, m$ будет увеличиваться число членов, характеризующих переходы из вышележащих групп; в то же время, начиная с некоторой группы, исчезнут слагаемые χ_j , что будет соответствовать отсутствию нейтронов деления.

При подсчете спектра целесообразно сразу вычислять величину утечки нейтронов из каждой группы $J_j = \alpha^2 D_j I_j$, которая будет использована в качестве источника в соответ-

ствующей группе отражателя. Кроме того, полная утечка нейтронов из реактора $J = \sum_{j=1}^m J_j$ позволяет быстро уточнить критический размер.

После вычисления всех I_j составляется сумма (10) и определяют, был ли выбранный размер критическим. Так как первое, взятое предположительно, значение α может оказаться слишком неточным, эффективный коэффициент размножения k может значительно отличаться от единицы в ту или иную сторону. Для ускорения поисков правильного значения $\alpha_{кр}$ рекомендуется пользоваться формулой

$$\alpha_{кр} = \alpha \sqrt{1 + \frac{\Delta k}{J}}, \quad (12)$$

где $\Delta k = k(\alpha) - 1$, а α — значение геометрического параметра, принятое в первом приближении. Практика расчетов показывает, что уже вторая прикидка по формуле (12) дает критический размер с точностью по k в пределах нескольких сотых.

2) Для ценностей

Расчет спектра ценностей производится в обратном порядке, т. е. начиная с $j = m$. Из (9) имеем, положив

$$k = \sum_{l=1}^m \chi_{l1} I_l^+,$$

$$I_j^+ = \frac{\nu_j \Sigma_f^j + \sum_{l=j+1}^m \Sigma_d^{jl} I_l^+}{\alpha^2 D_j + \Sigma_{ad}^j}. \quad (13)$$

Отсюда ясно, что при $j = m$ величина I_m^+ определяется однозначно. Далее процесс вычисления продолжается последовательно от $j = m - 1$ до $j = 1$.

Так как при расчете I_j^+ принимается $\alpha_{кр}$, определенное по потоку, следует провести проверку критичности по соотношению

$$k = \sum_{l=1}^m \chi_{l1} I_l^+ = 1. \quad (14)$$

Отличие k [определенного по (14)] от единицы говорит об ошибке в вычислениях.

3) Расчет спектров подкритических зон

В случае, когда собственной генерацией нейтронов деления в подкритической зоне можно пренебречь, расчет спектров можно производить по приведенной ниже системе уравнений, учитывающих в качестве источников утечку нейтронов и цен-

ностей из активной зоны. Последнюю (внешнюю) зону обычно можно считать физически бесконечной и пренебрегать утечкой в пустоту. Тогда имеем

$$\left. \begin{aligned} -\Sigma_{ad}^j I_j + \sum_{l=1}^{j-1} \Sigma_d^{lj} I_l + J_j^{a,3} &= 0, \\ -\Sigma_{ad}^j I_j^+ + \sum_{l=j+1}^m \Sigma_d^{lj} I_l^+ + J_j^{a,3} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Для реактора с кольцевой зоной повышенного обогащения при определении утечек во внутреннюю и внешнюю зоны воспроизводства можно дать следующие рекомендации:

1) полная утечка из зоны запала делится пропорционально площади поверхностей — внутренней и наружной, т. е.

$$\frac{J_v}{J_n} = \frac{S_{вн}}{S_{нар}}; \quad J_v + J_n = J; \quad (16)$$

2) спектр во внутренней зоне воспроизводства рассчитывается без учета утечки из нее в запал;

3) во внешней зоне воспроизводства учитывается утечка в отражатель с геометрическим параметром, равным общему геометрическому параметру составной системы, который определяется внешним радиусом этой зоны.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДВУХГРУППОВОГО РАСЧЕТА

Имея спектры потоков и ценностей нейтронов в каждой зоне реактора, можно составить двухгрупповые константы этих зон, исходя из условия сохранения критичности [2]. Для детального учета краевых эффектов в тепловой группе применим схему выделения тепловой группы и объединения всех надтепловых групп в одну группу, которую будем называть быстрой.

При выполнении условия критичности (14) можно получить двухгрупповые константы для активной зоны, приняв определенные соотношения связи между двухгрупповыми и многогрупповыми интегральными потоками и ценностями. А именно, приняв

$$I_0 I_0^+ = \sum_{j=1}^{m-1} I_j I_j^+; \quad I_\tau = I_m; \quad I_\tau^+ = I_m^+,$$

получим следующую систему формул для констант

$$\left. \begin{aligned} D^6 &= \frac{\sum_{j=1}^{m-1} D_j I_j I_j^+}{\sum_{j=1}^{m-1} I_j I_j^+}; \quad \nu_f^6 \Sigma_f^6 = \frac{\sum_{j=1}^{m-1} \nu_f^j \Sigma_f^j I_j}{\sum_{j=1}^{m-1} I_j I_j^+}; \\ \Sigma_{ad}^6 &= \frac{\sum_{j=1}^{m-1} I_j^+ \left(\Sigma_{ad}^j I_j - \sum_{l=1}^{j-1} \Sigma_d^{lj} I_l \right)}{\sum_{j=1}^{m-1} I_j I_j^+}; \quad \Sigma_a^{6\tau} = \frac{\sum_{j=1}^{m-1} \Sigma_a^{jm} I_j}{\sum_{j=1}^{m-1} I_j I_j^+}; \\ D^\tau &= D_m; \quad \Sigma_a^\tau = \Sigma_a^m; \quad \nu_f^\tau \Sigma_f^\tau = \nu_f^m \Sigma_f^m. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

При вычислении Σ_{ad}^6 возможна упрощенная запись, значительно сокращающая объем вычислений. Используя уравнение (8) в виде

$$\Sigma_{ad}^j I_j - \sum_{l=1}^{j-1} \Sigma_d^{lj} I_l = \gamma_j - a^2 D_j I_j,$$

можно получить следующее выражение для Σ_{ad}^6 :

$$\Sigma_{ad}^6 = \frac{1}{m-1} - a^2 D^6. \quad (18)$$

Для определения двухгрупповых констант в подкритических зонах используется та же система формул (17), за исключением формулы для величины Σ_{ad}^6 . Последняя в этом случае будет

$$\Sigma_{ad}^6 = \frac{\sum_{j=1}^{m-1} J_j^{a,3} I_j^+}{\sum_{j=1}^{m-1} I_j I_j^+}. \quad (19)$$

Полученную систему двухгрупповых уравнений для каждой зоны

$$\left. \begin{aligned} D^6 \Delta \Phi_6 - (\Sigma_{ad}^6 - \nu_f^6 \Sigma_f^6) \Phi_6 &= -(\nu_f \Sigma_f)^\tau \Phi_\tau, \\ D^\tau \Delta \Phi_\tau - \Sigma_a^\tau \Phi_\tau &= -\Sigma_a^{6\tau} \Phi_6 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

можно привести к стандартному виду системы двухгрупповых

уравнений в диффузионно-возрастном приближении, если ввести следующие обозначения:

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \frac{D^6}{\Sigma_{ad}^6 - \nu_f^6 \Sigma_f^6}; & k_{\infty} &= \frac{\nu_f^{\tau} \Sigma_f^{\tau} \Sigma_d^{6\tau}}{\Sigma_a^{\tau} (\Sigma_{ad}^6 - \nu_f^6 \Sigma_f^6)}, \\ L^2 - \frac{D^{\tau}}{\Sigma_a^{\tau}}; & \varphi \xi \Sigma_s &= \Sigma_d^{6\tau}; & \Psi &= \Phi_6; & \Phi &= \Phi_{\tau}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

После этого для вычисления критического размера активной зоны многозонного реактора можно воспользоваться известной схемой аналитического метода расчета. Решение полученной системы уравнений для каждой зоны

$$\left. \begin{aligned} \Delta \Psi - \frac{\Psi}{\tau} &= - \frac{k_{\infty} \Sigma_a^{\tau}}{\varphi \xi \Sigma_s \tau} \Phi, \\ \Delta \Phi - \frac{\Phi}{L^2} &= - \frac{\varphi \xi \Sigma_s}{D^{\tau}} \Psi \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

представим в виде линейной суперпозиции волновых функций, являющихся решениями уравнений

$$\Delta X + \kappa^2 X = 0, \quad (23)$$

$$\Delta Y - \nu^2 Y = 0, \quad (24)$$

где κ^2 и $-\nu^2$ — корни характеристического уравнения системы, определяемые по формулам

$$\left. \begin{aligned} \kappa^2 \\ -\nu^2 \end{aligned} \right\} = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{L^2} \right) \left[1 \mp \sqrt{1 + \frac{4(k_{\infty} - 1)\tau L^2}{(\tau + L^2)^2}} \right]. \quad (25)$$

Система решений для каждой зоны будет содержать также коэффициенты связки между потоками быстрых и тепловых нейтронов вида

$$\gamma = \frac{\varphi \xi \Sigma_s}{D^{\tau} \left(\kappa^2 + \frac{1}{L^2} \right)}, \quad \gamma' = \frac{\varphi \xi \Sigma_s}{D^{\tau} \left(\frac{1}{L^2} - \nu^2 \right)}. \quad (26)$$

При определении явного вида волновых функций X и Y используются краевые условия для центральной и наружной зон

$$\nabla \Psi(0) = \nabla \Phi(0) = 0; \quad \Psi(\vec{R}_3) = \Phi(\vec{R}_3) = 0, \quad (27)$$

где \vec{R}_3 — экстраполированная граница наружной зоны с пусто-

той. Для вычисления критического размера используются условия сшивки на границах раздела зон i и $i+1$

$$\left. \begin{aligned} \Psi_i &= \Psi_{i+1} & D_i^6 \nabla \Psi_i &= D_{i+1}^6 \nabla \Psi_{i+1}, \\ \Phi_i &= \Phi_{i+1} & D_i^{\tau} \nabla \Phi_i &= D_{i+1}^{\tau} \nabla \Phi_{i+1}, \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

При расчете двумерной задачи (например, цилиндра конечной высоты) в характеристические корни следует внести поправки на высоту, т. е. принять вместо κ^2 и ν^2 выражения

$$\kappa_r^2 = \kappa^2 - \frac{\pi^2}{H_3^2}; \quad \nu_r^2 = \nu^2 + \frac{\pi^2}{H_3^2}, \quad (29)$$

где H_3 — экстраполированная высота цилиндра без отражателя на торцах. В дальнейшем индекс r будет для простоты опущен.

РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКОГО РАЗМЕРА

При рассмотрении систем с числом зон более двух прямой аналитический метод определения критического размера становится очень громоздким. Так, для двухгрупповой трехзонной задачи необходимо решить определитель восьмого порядка, для четырехзонной — определитель двенадцатого порядка и т. д. Порядок определителя будет $2m(n-1)$, где m — число групп, n — число зон. Даже с учетом нулей вычисление определителя восьмого порядка эквивалентно вычислению 96 определителей четвертого порядка. Поэтому следует искать пути упрощенного решения задачи.

Запишем для трехзонной задачи систему решений в общем виде. Пусть заданы в каждой зоне корни κ_i и ν_i . Для определенности будем считать, что вторая зона имеет $k_{\infty} > 1$, а третья зона бесконечной протяженности. Тогда имеет место следующая система решений в общем виде (предполагается также, что последняя зона не содержит горючего):

$$\left. \begin{aligned} \Psi_1 &= X_1 + Y_1; & \Psi_2 &= X_2 + Y_2; & \Psi_3 &= X_3; \\ \Phi_1 &= \gamma_1 X_1 + \gamma'_1 Y_1; & \Phi_2 &= \gamma_2 X_2 + \gamma'_2 Y_2; & \Phi_3 &= \gamma_3 X_3 + Y_3. \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

В цилиндрической геометрии волновые функции X_i и Y_i имеют вид

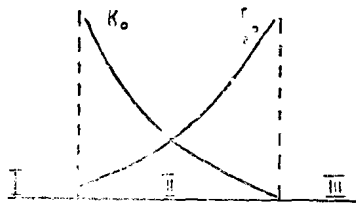
$$\left. \begin{aligned} X_1 &= A_1 I_0(\kappa_1 r); & X_3 &= A_3 K_0(\nu_3 r); \\ Y_1 &= B_1 I_0(\nu_1 r); & Y_3 &= B_3 K_0(\nu_3 r); \\ X_2 &= A_{21} J_0(\kappa_2 r) + A_{22} N_0(\kappa_2 r); \\ Y_2 &= B_{21} I_0(\nu_2 r) + B_{22} K_0(\nu_2 r). \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Были разработаны два метода, основанные соответственно на физическом и математическом упрощении задачи, а именно:

- 1) метод эффективных условий сшивки (предложен Я. В. Шевелевым);
- 2) метод матричной свертки зон [3], [4].

1. Метод эффективных условий сшивки

Этот метод вносит дополнительную ошибку в точность диффузионно-двухгруппового приближения. Сущность физических упрощений данного метода можно проиллюстрировать следующим рисунком, показывающим ход составляющих функции $Y_2(v_2r)$, входящей в Ψ_2 и Φ_2 . Из рисунка видно, что отдельные слагаемые Y_2 физически соответствуют влиянию соседних зон,



т. е. описывают процесс «переработки» данной зоной нейтронов, приходящих извне.

В методе эффективных условий сшивки при записи граничных условий пренебрегаем одной из функций: на границе r_1 пренебрегаем I_0 , на границе r_2 — величиной K_0 . Это означает, что мы пренебрегаем влиянием друг на друга зон через одну т. е. влиянием первой на третью и наоборот. Практически это физическое упрощение будет справедливо, если толщина второй зоны $(r_2 - r_1) \geq 3 \sqrt{\tau}$.

Схема расчета будет следующая. Запишем условия сшивки на границе r_2 , положение которой считается заданным; решения подставим в общем виде, введя обозначения

$$Z_i = \frac{\nabla X_i(x_i r)}{X_i(x_i r)}; \quad Z'_i = \frac{\nabla Y_i(v_i r)}{Y_i(v_i r)}. \quad (32)$$

Тогда получим

$$\left. \begin{aligned} X_2 + Y_2 &= X_3, \\ \gamma_2 X_2 + \gamma'_2 Y_2 &= \gamma_3 X_3 + Y_3, \\ D_2^6 Z_2 X_2 + D_2^6 Z'_2 Y_2 &= D_3^6 Z_3 X_3, \\ D_2^1 \gamma_2 Z_2 X_2 + D_2^1 \gamma'_2 Z'_2 Y_2 &= D_3^1 \gamma_3 Z_3 X_3 + D_3^1 Z'_3 Y_3. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Систему (33) рассмотрим относительно неизвестных X_2, Y_2, X_3, Y_3 . Данная система уравнений оказывается однородной, в

силу чего для отыскания нетривиальных решений следует положить равным нулю ее определитель.

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 \\ \gamma_2 & \gamma'_2 & \gamma_3 & 1 \\ D_2^6 Z_2 & D_2^6 Z'_2 & D_3^6 Z_3 & 0 \\ D_2^1 \gamma_2 Z_2 & D_2^1 \gamma'_2 Z'_2 & D_3^1 \gamma_3 Z_3 & D_3^1 Z'_3 \end{vmatrix} = 0.$$

Расписав определитель по элементам первого столбца, вычислим значение $Z_2(r_2)$. Это оказывается возможным, так как при записи условий сшивки на r_2 мы положили

$$Z'_2 = \frac{\nabla I_0(v_2 r)}{I_0(v_2 r)},$$

отбросив в общем решении член с K_0 . Выражения же для X_3 и Y_3 — одночлены, ввиду чего величины Z_3 и Z'_3 определены. С другой стороны, можно записать аналитическое выражение для $Z_2(r_2)$:

$$Z_2(r_2) = \frac{\gamma I_0(x_2 r_2) + \frac{A_{20}}{A_{21}} \gamma N_0(x_2 r_2)}{I_0(x_2 r_2) + \frac{A_{22}}{A_{21}} N_0(x_2 r_2)}. \quad (34)$$

Приравняв (34) численнику значению $Z_2(r_2)$, определим отношение постоянных коэффициентов во второй зоне, а следовательно, и аналитическую зависимость $Z_2(r)$.

При записи условий сшивки на r_1 функцию Y_2 представим в виде одночлена $Y_2 = B_{22} K_0(v_2 r)$, в силу чего определитель системы будет иметь только одну неизвестную — искомый критический радиус r_1 .

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ \gamma_1 & \gamma'_1 & \gamma_2 & \gamma'_2 \\ D_1^6 Z_1 & D_1^6 Z'_1 & D_2^6 Z_2 & D_2^6 Z'_2 \\ D_1^1 \gamma_1 Z_1 & D_1^1 \gamma'_1 Z'_1 & D_2^1 \gamma_2 Z_2 & D_2^1 \gamma'_2 Z'_2 \end{vmatrix} = 0.$$

Сравнивая функцию $Z_2(r_1)$, полученную из определителя, с аналитическим ходом $Z_2(r)$, можно определить критический радиус графическим путем.

Таким образом, в приближенном методе эффективных условий сшивки задача сводится к вычислению ряда определителей четвертого порядка, причем число таких определителей равно числу границ раздела в системе.

В заключение следует указать ряд положений, которыми рекомендуется руководствоваться при расчетах различных многозонных систем:

а) при определении неизвестного радиуса r_1 критический определитель следует разрешать относительно той из функций Z_i , которая соответствует размножающей зоне ($k_\infty > 1$);

б) значение критрадиуса активной зоны, расположенной в центре, может оказаться несколько завышенным в силу того, что мы пренебрегаем влиянием отражателя через зону воспроизводства;

в) в случае, если толщина некоторых зон оказывается недостаточной, спектры нейтронов и ценностей в них рассчитываются с уточненным видом J_j [5].

2. Метод матричной свертки зон

Этот метод представляет собой чисто математическое упрощение задачи с использованием преобразований матричной алгебры.

Введем в рассмотрение четырехмерную вектор-функцию потока нейтронов в i -й зоне реактора

$$\Phi_i(r) = \begin{bmatrix} \Psi_i \\ D_i^0 \nabla \Psi_i \\ \Phi_i \\ D_i^1 \nabla \Phi_i \end{bmatrix} = \hat{M}_i \vec{C}_i,$$

где матрица \hat{M}_i характеризует свойства зоны, \vec{C}_i — вектор-функция постоянных коэффициентов. С использованием этого обозначения условия сшивки в трехзонной задаче запишутся в виде

$$\left. \begin{aligned} \hat{M}_1(r_1) \vec{C}_1 &= \hat{M}_2(r_1) \vec{C}_2, \\ \hat{M}_2(r_2) \vec{C}_2 &= \hat{M}_3(r_2) \vec{C}_3. \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Умножим второе уравнение системы (35) слева на матрицу \hat{M}_2^{-1} ; получим

$$\vec{C}_2 = \hat{M}_2^{-1}(r_2) \hat{M}_3(r_2) \vec{C}_3 = \hat{N}(r_2) \vec{C}_3. \quad (36)$$

Подставим (36) в первое условие сшивки (35) и обозначим $\hat{P}(r_1, r_2) = \hat{M}_2(r_1) \hat{N}(r_2)$. В результате придем к соотношению

$$\hat{M}_1(r_1) \vec{C}_1 = \hat{P}(r_1, r_2) \vec{C}_2. \quad (37)$$

Физический смысл этой записи в том, что мы заменили влияние второй и третьей зон на критический радиус r_1 влиянием одной эквивалентной зоны, учитывающей их общее воздействие («свернули» две зоны в одну). Математически это приводит к понижению порядка критического определителя с восьмого до четвертого, поскольку ранг матрицы $\hat{P} = [4 \times 2]$.

Отсюда для трехзонной задачи в цилиндрической геометрии критический определитель приобретает вид

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & p_{11} & p_{12} \\ \gamma_1 & \gamma'_1 & p_{21} & p_{22} \\ D_1^0 x_1 \frac{I_1}{I_0}(x_1 r_1) & D_1^0 \gamma_1 \frac{I_1}{I_0}(\gamma_1 r_1) & p_{31} & p_{32} \\ D_1^1 \gamma_1 x_1 \frac{I_1}{I_0}(x_1 r_1); & D_1^1 \gamma'_1 \gamma_1 \frac{I_1}{I_0}(\gamma_1 r_1) & p_{41} & p_{42} \end{vmatrix} = 0.$$

Расписав этот определитель относительно $\frac{I_1}{I_0}(x_1 r_1)$, получим трансцендентное уравнение

$$\frac{I_1}{I_0}(x_1 r_1) = f(r_1), \quad (38)$$

из которого графическим методом находим критический радиус r_1 .

В случае четырехзонной системы вычисления производятся по аналогичной схеме, причем для матрицы \hat{P} получается формула

$$\hat{P}(r_1, r_2, r_3) = \hat{M}_2(r_1) \hat{M}_2^{-1}(r_2) \hat{M}_3(r_2) \hat{M}_3^{-1}(r_3) \hat{M}_4(r_3). \quad (39)$$

Основная трудность метода матричной свертки зон заключается в вычислении обратных матриц для промежуточных зон, однако эта операция производится один раз, и в дальнейшем для расчетов можно пользоваться готовой системой аналитических выражений для p_{ik} .

Функция $\frac{I_1(x)}{I_0(x)}$ может быть заранее протабулирована, в силу чего решение уравнения (38) сводится к вычислению хода функций (правой и левой его частей) и отысканию их пересечения.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТОКОВ БЫСТРЫХ И ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

1. Аналитический расчет распределения потоков

При определении критического размера многозонного реактора методом эффективных условий сшивки было вычислено отношение постоянных коэффициентов во второй зоне A_{22}/A_{21} .

В силу этого при записи условий шивки на границе r_2 будем иметь систему четырех уравнений с четырьмя неизвестными

$$\left. \begin{aligned} \gamma_2 X_2(x_2 r_2) + \gamma_2' B_{21} I_0(v_2 r_2) &= \gamma_3 A_3 K_0(x_3 r_2) + B_3 K_0(v_3 r_2), \\ X_2(x_2 r_2) + B_{21} I_0(v_2 r_2) &= A_3 K_0(x_3 r_2), \\ D_2^6 Z_2 X_2 + D_2^6 B_{21} \nabla I_0(v_2 r_2) &= D_3^6 A_3 \nabla K_0(x_3 r_2), \\ D_2^1 \gamma_2 Z_2 X_2 + D_2^1 \gamma_2' B_{21} \nabla I_0(v_2 r_2) &= \\ &= D_3^1 \gamma_3 A_3 \nabla K_0(x_3 r_2) + D_3^1 B_3 \nabla K_0(v_3 r_2). \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Так как система уравнений (40) однородная, один из постоянных коэффициентов задается из условия мощности. В рассматриваемом случае трехзонной задачи со второй разможающей зоной наиболее удобно отнормировать потоки, положив $X_2 = 1$. Тогда в системе (40) остается три неизвестных — B_{21} , A_3 , B_3 , и она превращается в систему неоднородных уравнений, одно из которых является следствием трех других. Следовательно, неизвестные коэффициенты определяются однозначно.

При записи условий шивки на границе r_1 получим также неоднородную систему четырех уравнений, три из которых можно использовать для определения оставшихся неизвестных — A_1 , B_1 и B_{22} .

При рассмотрении реакторов с большим числом зон последовательность расчетов остается такой же, однако вопрос о наиболее целесообразной нормировке потоков решается в каждом случае конкретно.

2. Численный метод расчета распределения потоков

Наиболее общим методом расчета распределения потоков, применимым к системам с любым числом зон вне зависимости от метода определения критического размера, является численный метод.

Каждое из уравнений двухгрупповой системы (20) можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r^\alpha} \cdot \frac{dJ}{dr} &= Q(r) - \Sigma \Phi(r), \\ J(r) &= -r^\alpha D \frac{d\Phi}{dr}, \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

где α — индекс геометрии, равный соответственно 0; 1 и 2 для плоской, цилиндрической и сферической систем.

Функции J и Φ всюду непрерывны, в то время как параметры $Q(r)$, $\Sigma(r)$ и $D(r)$ могут претерпевать разрыв на грани-

цах раздела сред. В центре симметрии и на экстраполированной границе с пустотой имеют место краевые условия

$$J(0) = 0, \quad \Phi(r_N) = 0. \quad (42)$$

В результате интегрирования (41) по координате в пределах интервала разбиения Δr_l и ряда вспомогательных преобразований можно получить основное конечно-разностное уравнение диффузии

$$I_{l+1} - A_l I_l + B_l I_{l-1} = -f_l, \quad (43)$$

где введены следующие обозначения (для $l \geq 2$):

$$I_l = r_l^{\frac{\alpha}{2}} \Phi(r_l); \quad A_l = \left(\frac{r_{l+1}}{r_l} \right)^{\frac{\alpha}{2}} + \left(\frac{r_{l-1}}{r_l} \right)^{\frac{\alpha}{2}} \psi_l \frac{\gamma_l}{\gamma_{l-1}} + \lambda_l \gamma_l \Sigma_l \Delta r_l;$$

$$B_l = \psi_l \frac{\gamma_l}{\gamma_{l-1}}; \quad f_l = \lambda_l \gamma_l r_l^{\frac{\alpha}{2}} Q(r_l) \Delta r_l; \quad \Delta r_l = r_{l+\frac{1}{2}} - r_{l-\frac{1}{2}};$$

а величины γ_l , ψ_l и λ_l для рассматриваемой цилиндрической геометрии будут

$$\gamma_l = \left[\frac{1}{D_l} \ln \frac{r_{l+\frac{1}{2}}}{r_l} + \frac{1}{D_{l+1}} \ln \frac{r_{l+1}}{r_{l+\frac{1}{2}}} \right] \frac{\Delta r_{l+\frac{1}{2}}}{\ln \frac{r_{l+1}}{r_l}};$$

$$\psi_l = \sqrt{\frac{r_{l+1}}{r_{l-1}}} \cdot \frac{\Delta r_{l-\frac{1}{2}} \ln \frac{r_{l+1}}{r_l}}{\Delta r_{l+\frac{1}{2}} \ln \frac{r_l}{r_{l-1}}}; \quad \lambda_l = 1 - \frac{1}{24} \left(\frac{\Delta r_{l+\frac{1}{2}}}{r_l} \right)^2.$$

Из краевого условия в центре системы (42) имеем для $l = 1$

$$I_2 - A_1 I_1 = -f_1, \quad (44)$$

где

$$A_1 = \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{\frac{\alpha}{2}} + \Sigma_1 \lambda_1 \gamma_1 \Delta r_1.$$

Решение системы алгебраических уравнений (43) производится методом конечно-разностной факторизации.

Будем искать решение в виде

$$I_{l+1} = \alpha_l I_l - \beta_l; \quad I_{l-1} = \frac{I_l + \beta_{l-1}}{\alpha_{l-1}}, \quad (45)$$

где постоянные коэффициенты α_l и β_l определяются подстановкой (45) в (43) и оказываются равными

$$\left. \begin{aligned} \alpha_l &= A_l - \frac{B_l}{\alpha_{l-1}}; & \alpha_1 &= A_1; \\ \beta_l &= f_l + \frac{\beta_{l-1}}{\alpha_{l-1}} B_l; & \beta_1 &= f_1. \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

Коэффициенты α_l и β_l должны быть определены от $l = 2$ до $l = N - 1$ включительно. При $l = N - 1$ используем второе краевое условие (42), откуда получим

$$I_{N-1} = \frac{\beta_{N-1}}{\alpha_{N-1}}.$$

После этого по (45) могут быть найдены все I_l , начиная с $l = N - 2$ до $l = 1$.

При проведении расчетов каждую зону реактора необходимо разбить на ряд интервалов, причем точки разбиения должны отстоять от границ раздела зон на половину интервала разбиения в данной зоне. Последняя точка разбиения берется на экстраполированной границе наружной зоны с пустотой. В численном методе пользуются схемой последовательных приближений, т. е., задаваясь произвольным распределением источников $Q^{(0)}(r)$, определяют $\Psi(r)$ и $\Phi(r)$; затем составляют источники первого приближения $Q^{(1)}(r)$ и т. д.

В двухгрупповом расчете интервал разбиения в каждой зоне рекомендуется выбирать единым для обеих групп и удовлетворяющим условиям

$$\Delta r^i < L_i; \quad \Delta r^i < \sqrt{\tau_i}.$$

Численный метод расчета позволяет оценить $k_{эф}$ активной зоны с учетом влияния отражателя по соотношению

$$k_{эф} \approx \frac{Q^{(1)}(r)}{Q^{(0)}(r)}.$$

Это соотношение тем точнее, чем больше приближений произведено, т. е. точная формула имеет вид

$$k_{эф}(r) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{Q^{n+1}(r)}{Q^n(r)}.$$

Параметры резонансов U^{235} и U^{238} и схема составления групповых констант в резонансной области [6]

Сечения радиационного захвата и деления в тех энергетических группах, где имеются резонансы, будут зависеть от состава и размеров уран-содержащего блока. Эта зависимость учитывается с помощью эффективного резонансного интеграла, определяемого по формуле

$$J_{эф}^{l,j} = \frac{J_R^{l,j}}{\left(1 + x_l \sigma_{эф}^{(1)j}\right)^{\frac{1}{2}}} + \frac{x_l \left(J_R^0 \sigma_R^0\right)^j}{\left(1 + x_l \sigma_{эф}^{(2)j}\right)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{F(\alpha, \beta)}{2\beta}, \quad (A-1)$$

где $J_R^{l,j}$ — истинный резонансный интеграл l -го изотопа в данной энергетической группе j ;

$x_l = \frac{\rho_l^{бл}}{\Sigma_s^{бл}}$ — параметр, характеризующий взаимоблокировку

ядер;

$\sigma_{эф}^{(1)j}, \sigma_{эф}^{(2)j}, \left(J_R^0 \sigma_R^0\right)_j$ — некоторые эффективные константы, определяющие

всю совокупность резонансов данного изотопа;

$F(\alpha, \beta)$ — функция, зависящая от геометрии блока и учитывающая возможность пролета нейтрона сквозь блок без столкновений и взаимную экранировку блоков; (таблица функции $F(\alpha, \beta)$ приведена в приложении в книге Г. И. Марчука «Методы расчета ядерных реакторов», Госатомиздат, 1961 г.).

По вычисленным эффективным резонансным интегралам микроскопическое сечение данной реакции взаимодействия может быть определено как

$$\sigma_{l,r}^j = \frac{J_{эф,r}^{l,j}}{\Delta u_j \left(1 - \sum_l x_l J_{эф}^{l,0} \frac{V_{бл}}{V_{яч}} \cdot \frac{1}{\Delta u_j}\right)}, \quad (A-2)$$

где r — вид резонансной реакции,

$J_{эф}^0$ — полный эффективный резонансный интеграл.

Ниже приводится таблица констант, необходимых для расчета сечений U^{235} и U^{238} в пятой и шестой группах.

Таблица 1

Параметры резонансов U^{235} и U^{238}

l	Интервал энергии, эв	J_R^0 , барн	J_R^c , барн	J_R^f , барн	$J_R^0 \sigma^0$, барн ²	$J_R^c \sigma^0$, барн ²	$J_R^f \sigma^0$, барн ²
U^{235}	0,99—5,0	47,02	17,39	29,66	$7,21 \cdot 10^3$	$3,12 \cdot 10^3$	$4,09 \cdot 10^3$
	5,0—36,0	147,40	67,60	77,03	$2,38 \cdot 10^5$	$1,08 \cdot 10^5$	$1,24 \cdot 10^5$
U^{238}	6,6—120	349,0	235,1	—	$9,87 \cdot 10^6$	$6,31 \cdot 10^6$	—
	120—420	35,94	8,87	—	$3,16 \cdot 10^5$	$6,64 \cdot 10^4$	—

Таблица 2

Эффективные константы $\sigma_{\text{эф}}^{(1)}$ и $\sigma_{\text{эф}}^{(2)}$

l	Интервал энергии, эв	$\sigma_{\text{эф}}^{(1), 0}$, барн	$\sigma_{\text{эф}}^{(2), 0}$, барн	$\sigma_{\text{эф}}^{(1), c}$, барн	$\sigma_{\text{эф}}^{(2), c}$, барн	$\sigma_{\text{эф}}^{(1), f}$, барн	$\sigma_{\text{эф}}^{(2), f}$, барн
U ²³⁵	0,99—5,0	134	155	144	175	126	142
	5,0—36,0	1000	1300	970	1360	1050	1400
U ²³⁸	6,6—120	$2,25 \cdot 10^4$	$2,68 \cdot 10^4$	$2,12 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^4$	—	—
	120—420	$5,7 \cdot 10^3$	$7,0 \cdot 10^3$	$3,1 \cdot 10^3$	$5,0 \cdot 10^3$	—	—

Константа σ_c для U²³⁸ в 4-й группе, содержащей неразрезанные резонансные уровни, определяется по следующей таблице.

Таблица 3

Сечение захвата U²³⁸ в 4-й группе

$\frac{\Sigma_s}{\rho_s}$, барн	10	20	30	40	50	60	70	80	90	≥ 100
σ_c^8 , барн	0,700	0,815	0,920	1,00	1,05	1,10	1,14	1,175	1,21	1,24

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Метод составления констант в тепловой группе

При составлении констант в области тепловых энергий следует производить как усреднение по спектру Максвелла при соответствующей эффективной температуре, так и учет гетерогенности.

Для учета влияния ужесточенного спектра Максвелла микроскопические сечения деления и захвата каждого элемента вычисляются по формуле

$$\sigma_i(T_{\text{эф}}) = \sigma_i(T_0) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{T_0}{T_{\text{эф}}}} f_i(T_{\text{эф}}), \quad (\text{Б-1})$$

где $\sigma_i(T_0)$ — табличное значение соответствующего сечения, взятое при скорости нейтрона $v_0 = 2200$ м/сек ($T_0 = 293^\circ \text{K}$); $T_{\text{эф}}$ ($^\circ \text{K}$) — эффективная температура нейтронного газа, зависящая от поглощения и замедляющей способности среды по приближенной формуле

$$T_{\text{эф}} = T_{\text{зам}} \left(1 + K \frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s} \right), \quad (\text{Б-1})$$

причем константа K принимает значения 1,46; 1,44; 1,70 для легкой воды, бериллия и графита соответственно, $f_i(T_{\text{эф}})$ — функция отклонения от

закона $1/v$. (Значения σ_i и f_i рекомендуется брать по таблицам книги Галанина А. Д. «Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах», Госатомиздат, 1959 г.).

Учет блок-эффекта в распределении тепловых нейтронов можно производить в диффузионном приближении по следующей схеме:

1. Рассчитывается коэффициент экранировки тепловых нейтронов

$$\text{в блоке } Q, \text{ равный } Q = \frac{d}{L} \text{ сг } \frac{d}{L} \text{ — для плоского блока, } Q = \frac{2J_0\left(\frac{\rho}{L}\right)}{2LI_1\left(\frac{\rho}{L}\right)}$$

для цилиндрического блока.

Если неравномерность распределения тепловых нейтронов по блоку невелика ($Q < 1,05$), систему можно считать почти однородной, и при составлении макроскопических констант гетерогенность не учитывать.

2. Если блок-эффект оказывается значительным, рассчитывается коэффициент использования тепловых нейтронов

$$\theta = \frac{1}{1 + \sum_i q_i}, \quad (\text{Б-3})$$

и усредняются макроскопические константы по ячейке по формулам

$$\langle \Sigma_a \rangle = \frac{\Sigma_a^{6,l}}{\theta \left(1 + \Sigma_a^{6,l} \sum_i \frac{q_i}{\Sigma_a^i} \right)}, \quad (\text{Б-4})$$

$$\langle \Sigma_f \rangle = \frac{\Sigma_f^{6,l}}{\left(1 + \Sigma_a^{6,l} \sum_i \frac{q_i}{\Sigma_a^i} \right)}, \quad (\text{Б-5})$$

$$\langle \Sigma_{tr} \rangle = \Sigma_{tr}^{6,l} \frac{\left(1 + \Sigma_a^{6,l} \sum_i \frac{q_i}{\Sigma_a^i} \right)}{\left(1 + \frac{1}{L_{6,l}^2} \sum_i L_i^2 q_i \right)}. \quad (\text{Б-6})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ В

Таблицы многогрупповых микроконстант

Для расчета промежуточно-тепловых реакторов можно использовать следующую систему восьмигрупповых констант, достаточно детально описывающую поведение нейтронов в области энергий ниже 10 кэВ.

Таблица 1

№ группы	Энергетические групповые интервалы							
	1	2	3	4	5	6	7	8
Интервал энергии	> 1,4 Мэв	1,4—0,05 Мэв	0,05—0,01 Мэв	10—0,42 кэв	420—120 эв	120—5 эв	5—0,18 эв	< 0,18 эв

Таблица 2

Групповые константы водорода (величины в барнах)

№ группы	σ_{tr}	σ_{ad}	2	3	4	5	6	7	8
1	0,79	1,61	1,51	0,045	0,011				
2	2,89	3,34		2,67	0,639	0,016	0,013		
3	5,89	8,98			8,604	0,196	0,175	0,004	
4	6,67	4,67				3,158	1,435	0,070	0,003
5	6,67	14,09					13,74	0,034	0,013
6	6,67	5,28						5,083	0,197
7	6,67	5,85							5,85
8	35,0	0,332							

Таблица 3

Групповые константы для бериллия, графита, кислорода и алюминия (величины в барнах)

№ группы	Be		C		O		Al		
	σ_{tr}	σ_d	σ_{tr}	σ_d	σ_{tr}	σ_d	σ_{tr}	σ_d	σ_a
1	1,50	0,530*	1,55	0,192	1,30	0,20	1,93	0,17	0,008
2	4,06	0,182	3,50	0,188	3,36	0,17	3,66	0,08	0,004
3	5,60	0,533	4,40	0,460	3,37	0,20	1,38	0,06	0,008
4	5,50	0,389	4,40	0,232	3,65	0,14	1,39	0,03	0,012
5	5,60	1,670	4,40	1,000	3,65	0,62	1,40	0,14	0,015
6	5,60	0,340	4,40	0,201	3,65	0,12	1,41	0,03	0,045
7	5,60	0,357	4,40	0,225	3,65	0,14	1,41	0,03	0,069
8	6,49	0,010	4,40	0,003	3,65	0,00	1,41	—	0,230

* Сечение поглощения Be в первой группе $\sigma_a = 0,05$ барн.

Таблица 5

Групповые константы для циркония, урана-235 и урана-238 (величины в барнах)

№ группы	Zr			U ²³⁵					U ²³⁸						
	σ_{tr}	σ_u	σ_d	ν_f	σ_f	σ_{tr}	σ_a	σ_d	σ_d^{1-3}	ν_f	σ_f	σ_{tr}	σ_a	σ_d	σ_d^{1-3}
1	3,00	0,005	0,95	2,80	1,24	4,30	1,29	1,55	0,02	2,90	0,56	4,30	0,61	2,10	0,02
2	6,99	0,030	0,12	2,52	1,54	7,87	1,84	0,03		—	—	8,15	0,19	0,063	
3	8,43	0,089	0,06	2,47	3,16	13,7	4,42	0,04		—	—	13,3	0,56	0,037	
4	7,07	0,000	0,05	2,46	6,80	20,0	9,90			—	—	Зависит от состава			
5	7,94	0,003	0,18	2,46	16,2	37,8	27,83			—	—				
6	5,15	0,008	0,14	2,46	Зависит от состава					—	—				
7	6,15	0,040	0,14	2,46	75,0	100,0	90,0			—	—	13,5	0,49		
8	6,15	0,153	—	2,46	582	704	694			—	—	11,03	2,73		

Групповые константы для железа, хрома и никеля
(величины в барнах)

№ группы	Fe			Cr			Ni		
	σ_{tr}	σ_a	σ_d	σ_{tr}	σ_a	σ_d	σ_{tr}	σ_a	σ_d
1	2,20	0,003	0,70	3,30	0,06	0,067	2,30	0,002	0,74
2	3,30	0,008	0,03	3,30	0,06	0,039	5,30	0,027	0,04
3	6,61	0,010	0,15	3,30	0,06	0,081	19,5	0,049	0,30
4	6,25	0,031	0,09	11,0	0,06	0,120	16,8	0,051	0,19
5	9,92	0,050	0,53	4,30	0,06	0,211	17,0	0,090	0,75
6	10,86	0,082	0,11	4,30	0,09	0,042	16,3	0,150	0,15
7	11,05	0,432	0,12	4,62	0,50	0,047	17,0	0,801	0,12
8	13,53	2,530	—	5,90	2,90	—	22,1	4,60	—

ЛИТЕРАТУРА

1. Троянский В. Б., Шихов С. Б., Сб. «Некоторые вопросы инженерной физики», вып. 4, Госатомиздат, стр. 3, 1963.
2. Шихов С. Б., Троянский В. Б., Сб. «Теория и методы расчета ядерных реакторов», Госатомиздат, стр. 86, 1962.
3. «Физика реакторов», ИЛ, 1956 (Материалы КАЭ США).
4. Меррей Р., «Физика ядерных реакторов», Атомиздат, 1959.
5. «Экспериментальные реакторы и физика реакторов», ГИТТЛ, стр. 323, 1956.
6. Шихов С. Б., Абагян Л. П., Сб. «Теория и методы расчета ядерных реакторов», Госатомиздат, стр. 200, 1962.