

УДК 621.039.51(075.8)

## АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ КРИТИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ПЛОСКОГО ГОМОГЕННОГО РЕАКТОРА С ВНУТРЕННИМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

А.В. Кузьмин

Томский политехнический университет

E-mail: kuzminav@tpu.ru

Проведена аналитическая оценка влияния центрального отражателя на примере плоского реактора в одногрупповом и диффузионно-возрастном приближениях. Со стороны внешнего отражателя вводится эффективная граница, что существенно упрощает математическую постановку критической задачи. Апробация решения проведена для одного из состояний исследовательского реактора ИРТ-Т.

### Введение

Оценка критических размеров или критической концентрации (массы) горючего является основной задачей теории ядерных реакторов. В общепринятом изложении рассмотрение критической задачи ограничивалось реакторами классической геометрии (сфера, неограниченный цилиндр и пластина) без отражателя нейтронов и с его применением с соблюдением центральной симметрии. Причем исторически сложившееся внешнее расположение отражателя отвечало существующим на то время конструкциям ядерных реакторов.

Влияние внутреннего отражателя рассматривалось только в одногрупповом приближении для предельных случаев его диффузионных характеристик: для вакуума и черного тела. Такой подход позволял заметно упростить математическую постановку задачи (исключалось уравнение диффузии). Результаты решения критической задачи в одногрупповом приближении получили применение в расчетах отдельных типов реакторов (например, тяжеловодных реакторов) и в теории центрального поглощающего стержня.

Более чем полувековой опыт эксплуатации ядерных реакторов выявил целесообразность применения центральных или внутренних отражателей. Например, в высокотемпературном реакторе с гелиевым теплоносителем ГТ-МГР отражатель представляет собой конструкцию, набранную из графитовых блоков различной конфигурации [1]. Он включает в себя не только обычные в применении отражатели: верхний, нижний и боковой, но и центральный отражатель.

Активная зона реактора ГТ-МГР состоит из призматических графитовых блоков и поэтому обладает меньшим термическим сопротивлением по сравнению с активной зоной из шаровых твэлов. Наличие центрального графитового отражателя повышает аккумулирующую способность реактора и тем самым снижает скорость разогрева активной зоны при ухудшении теплоотвода. Одновременно такая кольцевая компоновка обеспечивает лучшее выравнивание энергораспределения по активной зоне и, как следствие, меньшую удельную мощность энерговыделения и температуру топлива.

В исследовательском реакторе ИРТ-Т применение не только внешнего, но и внутреннего отражателей обусловлено необходимостью увеличения средней плотности потока нейтронов [2, 3]. Этой же цели служит и выбор бериллия в качестве материала отражателя.

Распределение плотности потока тепловых нейтронов в общем случае проводится численными методами в многогрупповом приближении и в многомерной постановке. Целью работы является получение аналитической оценки влияния центрального отражателя на примере реактора ИРТ-Т и с учетом принимаемых допущений носит скорее методический характер.

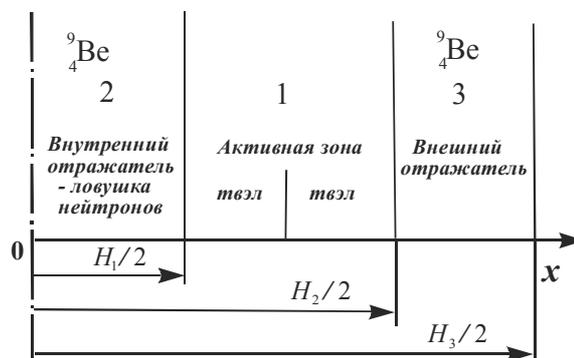


Рис. 1. Схема расположения элементов реактора ИРТ-Т

Активная зона реактора ИРТ-Т в плане представляет собой прямоугольник со сторонами  $6 \times 8$  ячеек квадратного сечения. По периферии в один ряд располагаются бериллиевые блоки отражателя, в центре находится бериллиевая ловушка нейтронов (внутренний отражатель), включающая 4 ячейки, остальные ячейки занимают тепловыделяющие сборки, омываемые легководяным теплоносителем. В целом расположение элементов по вытянутой стороне прямоугольника относительно оси симметрии имеет вид, представленный на рис. 1, где  $H_i/2$  – границы соответствующих зон.

Задачу о реакторе с внутренним и внешним отражателями будем решать в одногрупповом и диффузионно-возрастном приближениях, для простоты считая активную зону однородной и в форме неограниченной пластины.

### Одногрупповое приближение

Распределение потока нейтронов  $\Phi_i$  в активной зоне, внутреннем и внешнем отражателях в одногрупповом приближении принято описывать следующими волновыми уравнениями:

$$\Delta\Phi_1 + \chi_1^2\Phi_1 = 0, \quad (1)$$

$$\Delta\Phi_2 - \chi_2^2\Phi_2 = 0, \quad (2)$$

$$\Delta\Phi_3 - \chi_3^2\Phi_3 = 0, \quad (3)$$

где  $\chi_1, \chi_2, \chi_3$  – материальные параметры среды активной зоны, внутреннего и внешнего отражателей.

Используем следующие граничные условия для решения уравнений (1–3):

$$x = 0 \quad \nabla\Phi_2(0) = 0, \quad (4)$$

$$x = H_1/2 \quad \Phi_2(H_1/2) = \Phi_1(H_1/2), \quad (5)$$

$$x = H_1/2 \quad D_2\nabla\Phi_2(H_1/2) = D_1\nabla\Phi_1(H_1/2), \quad (6)$$

$$x = H_2/2 \quad \Phi_1(H_2/2) = \Phi_3(H_2/2), \quad (7)$$

$$x = H_2/2 \quad D_1\nabla\Phi_1(H_2/2) = D_3\nabla\Phi_3(H_1/2), \quad (8)$$

$$x = H_3/2 \quad \Phi_3(H_3/2) = 0, \quad (9)$$

где  $D_i$  – коэффициенты диффузии.

Применение внешнего отражателя толщиной  $T$  снижает утечки нейтронов и дает экономию активной зоны равной эффективной добавке [4]:

$$\delta_{эф} = \frac{1}{\chi_1} \arctg \left[ \frac{D_1\chi_1}{D_3\chi_3} \text{th}(\chi_3 T) \right].$$

Упростим задачу (1–9), для чего введём эффективное граничное условие

$$x = H_2/2 + \delta_{эф} = H_{эф}/2 \quad \Phi_1(H_{эф}/2) = 0. \quad (10)$$

Таким образом, задача на критическое состояние будет определяться системой ур. (1, 2, 4–6) и (10).

Решения волновых уравнений (1) и (2) известны и имеют вид:

$$\Phi_1(x) = C_1 \sin(\chi_1 x) + C_2 \cos(\chi_1 x),$$

$$\Phi_2(x) = C_3 \text{sh}(\chi_2 x) + C_4 \text{ch}(\chi_2 x).$$

Удовлетворяя эти решения граничным условиям, получим систему алгебраических уравнений. После снижения порядка системы до двух и затем, освободившись от констант, получим критическое уравнение для реактора в форме неограниченной пластины с центральным отражателем:

$$D_2\chi_2 \text{th}(\chi_2 H_1/2) = -D_1\chi_1 \text{ctg}(\chi_1(H_{эф}/2 - H_1/2)). \quad (11)$$

Из этого уравнения при заданной толщине внутреннего отражателя и известных материальных характеристиках можно найти критическое значение размера активной зоны.

Исходная система алгебраических уравнений позволяет найти выражения пространственного распределения плотности потока нейтронов только с точностью до какой-либо константы  $C_r$ . Для

нахождения законов распределения нейтронов в активной зоне и отражателе в явном виде зададим дополнительное условие:

$$x = 0 \quad \Phi_2(0) = \Phi^* = f(N_p) \quad (12)$$

и в результате получим законы распределения [6]:

$$\Phi_1(x) = \Phi^* \text{ch}(\chi_2 H_1/2) \frac{\sin(\chi_1(H_3/2 - x))}{\sin(\chi_1(H_3/2 - H_1/2))}, \quad (13)$$

$$\Phi_2(x) = \Phi^* \text{ch}(\chi_2 x). \quad (14)$$

Если принять, что  $\Phi^* = 1$ , тогда решения (13, 14) будут иметь вид, представленный на рис. 2.

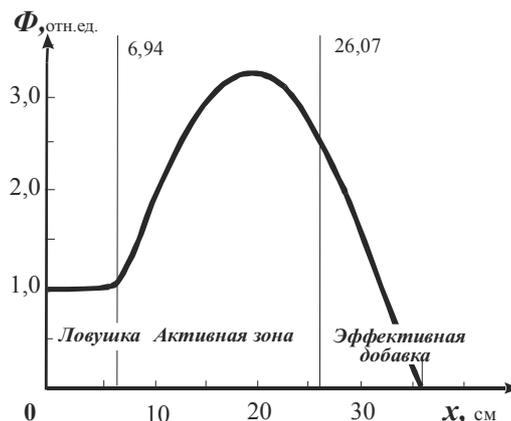


Рис. 2. Распределение потока нейтронов по активной зоне и центральному отражателю

### Двухгрупповое приближение

Более высокое диффузионно-возрастное приближение учитывает замедляющиеся быстрые и диффундирующие тепловые нейтроны. Также воспользуемся эффективным граничным условием.

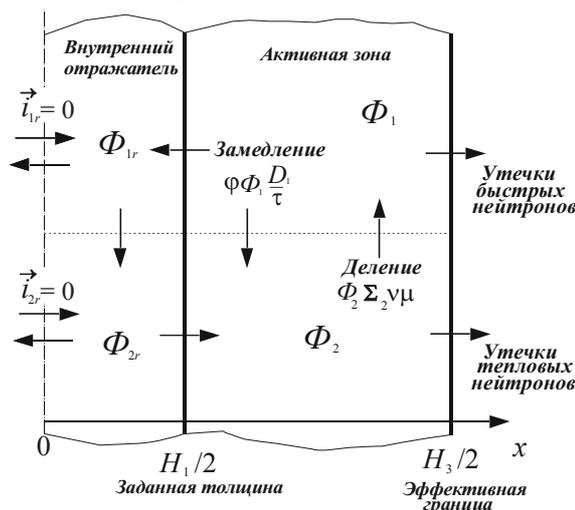


Рис. 3. Схема двухгрупповых процессов

В соответствии со схемой двухгрупповых процессов (рис. 3) критическая задача в осесимметричной декартовой постановке будет включать следующие уравнения баланса нейтронов для:

- активной зоны  $H_1/2 \leq x \leq H_3/2$ :

$$D_1 \Delta \Phi_1 - \Sigma_R \Phi_1 + k_\infty \Sigma_{a,T} \Phi_2 / \varphi = 0, \quad (15)$$

$$D_2 \Delta \Phi_2 - \Sigma_{a,T} \Phi_2 + \varphi \Sigma_R \Phi_1 = 0; \quad (16)$$

• внутреннего отражателя  $0 \leq x \leq H_1/2$ :

$$D_{1r} \Delta \Phi_{1r} - \Sigma_{Rr} \Phi_{1r} = 0, \quad (17)$$

$$D_{2r} \Delta \Phi_{2r} - \Sigma_{a,T} \Phi_{2r} + \Sigma_{Rr} \Phi_{1r} = 0. \quad (18)$$

Граничные условия представим в виде:

$$x = 0 \quad \Delta \Phi_{1r} = 0, \quad \Delta \Phi_{2r} = 0, \quad (19)$$

$$x = H_1/2 \quad \Phi_{1r}(H_1/2) = \Phi_1(H_1/2), \\ D_{1r} \nabla \Phi_{1r}(H_1/2) = D_1 \nabla \Phi_1(H_1/2), \quad (20)$$

$$x = H_1/2 \quad \Phi_{2r}(H_1/2) = \Phi_2(H_1/2), \\ D_{2r} \nabla \Phi_{2r}(H_1/2) = D_2 \nabla \Phi_2(H_1/2), \quad (21)$$

$$x = H_3/2 \quad \Phi_1(H_3/2) = 0, \quad \Phi_2(H_3/2) = 0, \quad (22)$$

где  $\Sigma_{a,T}$ ,  $\Sigma_R$  – макроскопические сечения поглощения тепловых и увода быстрых нейтронов,  $\text{см}^{-1}$ ;  $k_\infty$ ,  $\varphi$  – коэффициенты размножения бесконечной среды и вероятности избежать резонансного захвата.

**Законы распределения потоков нейтронов в активной зоне и отражателе**

Поскольку уравнения (15) и (16) симметричны относительно потоков, то это дает основание считать, что потоки оцениваются волновыми уравнениями с одним и тем же волновым числом [4, 5]:

$$\Delta \Phi_1 + \alpha^2 \Phi_1 = 0, \quad \Delta \Phi_2 + \alpha^2 \Phi_2 = 0, \quad (23)$$

откуда выразим лапласианы в виде

$$\Delta \Phi_1 = -\alpha^2 \Phi_1, \quad \Delta \Phi_2 = -\alpha^2 \Phi_2$$

и подставим их в (15) и (16). В результате получим:

$$(\alpha^2 D_1 + \Sigma_R) \Phi_1 = k_\infty \Sigma_{a,T} \Phi_2 / \varphi,$$

$$(\alpha^2 D_2 + \Sigma_{a,T}) \Phi_2 = \varphi \Sigma_R \Phi_1.$$

После деления одного уравнения на другое и введения квадрата длины диффузии тепловых нейтронов  $L^2 = D_2 / \Sigma_{a,T}$  и их возраста  $\tau = D_1 / \Sigma_R$ , после несложных преобразований получим:

$$k_\infty = (1 + \alpha^2 L^2) \cdot (1 + \alpha^2 \tau).$$

Это квадратное уравнение относительно  $\alpha^2$  имеет два корня:  $\alpha_1^2 = \mu^2$  и  $\alpha_2^2 = -\nu^2$ , где  $\mu^2$  и  $\nu^2$  – численные константы, аналогичные материальному параметру [4]:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1^2 &= -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau} + \frac{1}{L^2} \right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{1}{\tau} + \frac{1}{L^2} \right)^2 + \frac{k_\infty - 1}{\tau \cdot L^2}}, \\ -\alpha_2^2 &= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau} + \frac{1}{L^2} \right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{1}{\tau} + \frac{1}{L^2} \right)^2 + \frac{k_\infty - 1}{\tau \cdot L^2}} = \\ &= \alpha_1^2 + \frac{1}{\tau} + \frac{1}{L^2}. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Таким образом, ур. (23) для быстрых нейтронов распадается на уравнения:

$$\Delta \Phi_1 + \mu^2 \Phi_1 = 0, \quad \Delta \Phi_1 - \nu^2 \Phi_1 = 0$$

и его решение есть линейная комбинация решений последних уравнений:

$$\Phi_1(x) = A_1 \sin(\mu x) + A_2 \cos(\mu x) + A_3 \text{sh}(\nu x) + A_4 \text{ch}(\nu x). \quad (25)$$

Аналогично получим общий вид решения для потока тепловых нейтронов:

$$\Phi_2(x) = B_1 \sin(\mu x) + B_2 \cos(\mu x) + B_3 \text{sh}(\nu x) + B_4 \text{ch}(\nu x), \quad (26)$$

где  $B_i = S_i A_i$ , а  $S_i$  – соответствующие коэффициенты связи.

В уравнении диффузии для быстрых нейтронов в отражателе (17) отсутствует член генерации быстрых нейтронов, поскольку среда не мультиплицирующая, поэтому система уравнений (17, 18) перестает быть симметричной и распадается на два последовательно решаемых уравнения. Однородное уравнение для быстрых нейтронов, запишем в виде:

$$\Delta \Phi_{1r} - \beta_{1r}^2 \Phi_{1r} = 0,$$

где  $\beta_{1r}^2 = \Sigma_{Rr} / D_{Rr}$ . Общее решение этого уравнения известно, и его можно записать в виде:

$$\Phi_{1r}(x) = F_1 \cdot \text{sh}(\beta_{1r} x) + F_2 \cdot \text{ch}(\beta_{1r} x).$$

Поскольку должно выполняться условие симметрии (19), отсюда следует  $F_1 = 0$ , и решение примет вид:

$$\Phi_{1r}(x) = F_2 \cdot \text{ch}(\beta_{1r} x) \equiv F \cdot \text{ch}(\beta_{1r} x). \quad (27)$$

Поток тепловых нейтронов в отражателе определяется ур. (18). Найдем вначале решение однородной части этого уравнения:

$$D_{2r} \Delta \Phi_{2r}^\circ - \Sigma_{a,T} \Phi_{2r}^\circ = 0$$

или с вводом параметра  $\beta_{2r}^2 = \Sigma_{a,T} / D_{2r} = 1 / L_2^2$

$$\Delta \Phi_{2r}^\circ - \beta_{2r}^2 \Phi_{2r}^\circ = 0.$$

Аналогично, в силу условия (19), его решение будет определяться зависимостью:

$$\Phi_{2r}^\circ(x) = G_2 \cdot \text{ch}(\beta_{2r} x) \equiv G \cdot \text{ch}(\beta_{2r} x),$$

а решение неоднородного уравнения (18) можно записать в виде:

$$\Phi_{2r}(x) = G \cdot \text{ch}(\beta_{2r} x) + S_r F \cdot \text{ch}(\beta_{1r} x). \quad (28)$$

Для удобства общие решения уравнений (15–18) перепишем в виде:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1(x) &= A_1 X_1 + A_2 X_2 + A_3 Y_1 + A_4 Y_2, \\ \Phi_2(x) &= S_1 A_1 X_1 + S_2 A_2 X_2 + S_3 A_3 Y_1 + S_4 A_4 Y_2, \\ \Phi_{1r}(x) &= F X_{1r}, \\ \Phi_{2r}(x) &= G X_{2r} + S_r F X_{1r}, \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

где  $A_i$ ,  $F$ ,  $G$  – константы, определяемые из граничных условий; функции –  $X_1 = \sin(\mu x)$ ,  $X_2 = \cos(\mu x)$ ,  $Y_1 = \text{sh}(\nu x)$ ,  $Y_2 = \text{ch}(\nu x)$ ,  $X_{1r} = \text{ch}(\beta_{1r} x)$ ,  $X_{2r} = \text{ch}(\beta_{2r} x)$ ;  $S_1, S_2, S_3, S_4, S_r$  – коэффициенты связи.

**Поиск коэффициентов связи**

Процедура определения коэффициентов связи подробно изложена в [4, 5], покажем её на примере нахождения значения  $S_r$ . Подставим неоднородную часть решений  $\Phi_{1r}(x)=FX_{1r}$  и  $\Phi_{2r}(x)=S_rFX_{1r}$  в ур. (18):

$$D_{2r}S_rF\Delta X_{1r} - \sum_{a,T_r} S_rFX_{1r} + \sum_{R,r} FX_{1r} = 0.$$

С учетом уравнения  $\Delta X_{1r}=X_{1r}/\tau$  получим

$$D_{2r}S_rFX_{1r} / \tau - \sum_{a,T_r} S_rFX_{1r} + \sum_{R,r} FX_{1r} = 0,$$

откуда

$$S_r = \frac{\sum_{R,r}}{\sum_{a,T_r} - D_{2r} / \tau_r} = \frac{\sum_{R,r}\tau_r}{\sum_{a,T_r}(\tau_r - L_r^2)}. \quad (30)$$

Аналогично определяют другие коэффициенты связи:

$$S_1 = S_2 = \frac{\varphi\sum_R}{\sum_{a,T} + \alpha_1^2 D_2} = \frac{\varphi\sum_R}{\sum_{a,T}(1 + \alpha_1^2 L^2)}, \quad (31)$$

$$S_3 = S_4 = \frac{\varphi\sum_R}{\sum_{a,T}(1 - \alpha_2^2 L^2)}. \quad (32)$$

Выражения (30–32) для коэффициентов связи остались прежними [4, 5], что объясняется идентичностью исходных уравнений.

**Условие критичности**

Для определения констант в общих решениях уравнений (29) удовлетворим их граничным условиям (20–22):

$$\left. \begin{aligned} A_1[X_1] + A_2[X_2] + A_3[Y_1] + A_4[Y_2] &= F[X_{1r}], \\ S_1A_1[X_1] + S_1A_2[X_2] + S_3A_3[Y_1] + S_3A_4[Y_2] &= \\ = S_rF[X_{1r}] + G[X_{2r}], \\ D_1A_1[\nabla X_1] + D_1A_2[\nabla X_2] + D_1A_3[\nabla Y_1] + \\ + D_1A_4[\nabla Y_2] &= D_{1r}F[\nabla X_{1r}], \\ S_1D_2A_1[\nabla X_1] + S_1D_2A_2[\nabla X_2] + S_3D_2A_3[\nabla Y_1] + \\ + S_3D_2A_4[\nabla Y_2] &= D_{2r}S_rF[\nabla X_{1r}] + D_{2r}G[\nabla X_{2r}], \\ A_1(X_1) + A_2(X_2) + A_3(Y_1) + A_4(Y_2) &= 0, \\ S_1A_1(X_1) + S_1A_2(X_2) + S_3A_3(Y_1) + S_3A_4(Y_2) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Напомним, что граничные условия (19) мы уже использовали, что позволило получить уточненные решения (27) и (28).

Квадратные скобки использованы здесь для обозначения функций и их производных на границе активной зоны и отражателя, круглые – на эффективной границе зоны.

Система (33) имеет нетривиальное решение только в случае, если ее определитель равен нулю:

$$\Delta = \begin{vmatrix} [X_1] & [X_2] & [Y_1] & [Y_2] & [X_{1r}] & 0 \\ S_1[X_1] & S_1[X_2] & S_3[Y_1] & S_3[Y_2] & -S_1[X_{1r}] & -[X_{2r}] \\ D_1[\nabla X_1] & D_1[\nabla X_2] & D_1[\nabla Y_1] & D_1[\nabla Y_2] & -D_{1r}[\nabla X_{1r}] & 0 \\ S_1D_2[\nabla X_1] & S_1D_2[\nabla X_2] & S_3D_2[\nabla Y_1] & S_3D_2[\nabla Y_2] & -D_{2r}S_r[\nabla X_{1r}] & -D_{2r}[\nabla X_{2r}] \\ (X_1) & (X_2) & (Y_1) & (Y_2) & 0 & 0 \\ S_1(X_1) & S_1(X_2) & S_3(Y_1) & S_3(Y_2) & 0 & 0 \end{vmatrix} = 0. \quad (34)$$

Детерминант системы (34) при заданной толщине внутреннего отражателя и известных материальных характеристиках (условие критичности) позволяет найти эффективное значение критического размера активной зоны. Экономия отражателя определяется по известной формуле [4] и позволяет найти истинное значение критического размера.

**Определение констант в уравнениях распределения потоков нейтронов**

Чтобы вычислить распределение потоков в активной зоне и отражателе необходимо знать критический размер активной зоны и постоянные  $A_1, A_2, A_3, A_4, G$  и  $F$ , ур. (29). Поскольку число неизвестных превышает число исходных уравнений, то законы распределения можно найти лишь в неявном виде с точностью до определенной константы. Для установления законов распределения нейтронов по активной зоне и внутреннему отражателю в явном виде воспользуемся дополнительным условием:

$$x = 0 \quad \Phi_{1r}(0) = \Phi_{1r}^{\min},$$

откуда следует

$$\Phi_{1r}^{\min} = F \cdot \text{ch}(\beta_{1r} \cdot 0) = F.$$

Другие константы примут вид:

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{\Phi_{1r}^{\min}[X_{1r}] - A_2[X_2] - A_3[Y_1] - A_4[Y_2]}{[X_1]}, \\ A_2 &= \frac{-\Phi_{1r}^{\min} \left( \frac{\alpha[X_{1r}]}{-\rho[\nabla X_{1r}]} \right) - A_3 \left( \frac{[\nabla Y_1]}{-\alpha[Y_1]} \right) - A_4[\nabla Y_2] - \alpha[Y_2]}{[\nabla X_2] - \alpha[X_2]}, \\ A_3 &= \frac{-\Phi_{1r}^{\min} \delta_1 - A_4 \delta_3}{\delta_2}, \quad A_4 = \frac{-\Phi_{1r}^{\min} (\delta_2 \xi_1 - \delta_1 \xi_2)}{(\delta_2 \xi_3 - \delta_3 \xi_2)}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \beta[X_{1r}] \cdot ([\nabla X_2] - \alpha[X_2]) - (\alpha[X_{1r}] - \rho[\nabla X_{1r}]) \cdot ((X_2) - \beta[X_2]), \\ \delta_2 &= ((Y_1) - \beta[Y_1]) \cdot ([\nabla X_2] - \alpha[X_2]) - ([\nabla Y_1] - \alpha[Y_1]) \cdot ((X_2) - \beta[X_2]), \\ \delta_3 &= ((Y_2) - \beta[Y_2]) \cdot ([\nabla X_2] - \alpha[X_2]) - ([\nabla Y_2] - \alpha[Y_2]) \cdot ((X_2) - \beta[X_2]), \\ \xi_1 &= S_1\beta[X_{1r}] \cdot ([\nabla X_2] - \alpha[X_2]) - (\alpha[X_{1r}] - \rho[\nabla X_{1r}]) \cdot (S_1(X_2) - S_1\beta[X_2]), \\ \xi_2 &= (S_3(Y_1) - S_1\beta[Y_1]) \cdot ([\nabla X_2] - \alpha[X_2]) - ([\nabla Y_1] - \alpha[Y_1]) \cdot (S_1(X_2) - S_1\beta[X_2]), \\ \xi_3 &= (S_3(Y_2) - S_1\beta[Y_2]) \cdot ([\nabla X_2] - \alpha[X_2]) - ([\nabla Y_2] - \alpha[Y_2]) \cdot (S_1(X_2) - S_1\beta[X_2]), \\ \rho &= D_{1r}/D_1, \quad \alpha = [\nabla X_1]/[X_1], \quad \beta = (X_1)/[X_1]. \end{aligned}$$

**Обсуждение результатов**

Проверка решения сделана на примере реактора ИРТ-Т, активная зона которого набрана из восьми тепловыделяющих сборок. На конец

компания на мощности 12 МВт реактор имеет следующие характеристики активной зоны:  $\tau=45,831 \text{ см}^2$ ,  $D_1=1,632 \text{ см}$ ,  $D_2=0,292 \text{ см}$ ,  $\Sigma_{aT}=0,10352 \text{ см}^{-1}$ ,  $\varphi=0,973$ ,  $k_\infty=1,3463$  и отражателя:  $\tau_r=92,037 \text{ см}^2$ ,  $D_{1r}=0,538 \text{ см}$ ,  $D_{2r}=0,373 \text{ см}$ ,  $\Sigma_{aTr}=0,00873 \text{ см}^{-1}$ ,  $L_r^2=42,745 \text{ см}^2$ . При построении графиков распределения нейтронного потока удобно принять  $\Phi_{1r}^{\min}=1$ , и тогда для нашего случая коэффициенты будут равны:  $A_1=0,472388$ ,  $A_2=2,528782$ ,  $A_3=85,387631$ ,  $A_4=-85,387631$ ,  $F=1$ ,  $G=-0,57191$ . Для определения среднего потока тепловых нейтронов по активной зоне необходимо найти эффективную добавку отражателя. Результаты решения в среде MathCAD представлены на рис. 4.

Эффективность отражателей принято оценивать не только по экономии активной зоны, но и по изменению отношения среднего потока тепловых нейтронов к его максимальному значению. Для реактора без отражателей оно известно [4, 5] и равно 0,637. Если применить внешний бериллиевый отражатель, то это отношение составит 0,939.

В случае применения центрального отражателя (рис. 2) значение этого отношения в одногрупповом приближении по данным [6] получилось равным 0,82. Этот результат не является неожиданным и может быть объяснен в первую очередь тем, что одногрупповая модель не учитывает вклад в накопление тепловых нейтронов в отражателе за счет замедления быстрых нейтронов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Перспективные ядерные топливные циклы и реакторы нового поколения / В.И. Бойко, Д.К. Демянюк, Ф.П. Кошелев, В.Н. Мещеряков, И.В. Шаманин, В.В. Шидловский. – Томск: Изд-во ТПУ, 2005. – 490 с.
2. Исследовательские ядерные реакторы / Г.А. Бать, А.С. Коченов, Л.П. Кабанов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 280 с., ил.
3. Исследовательский ядерный реактор ИРТ-Т: Пособие по производственной практике и стажировке / В.А. Варлачев, О.Ф. Гусаров и др. – Томск: Изд-во ТПУ, 2002. – 56 с.
4. Основы теории и методы расчёта ядерных энергетических реакторов / Г.Г. Бартоломей, Г.А. Бать, В.Д. Байбаков, М.С. Алху-

Решения в двухгрупповом приближении (рис. 4) наглядно показывают роль центрального отражателя. Эффективность нейтронной ловушки позволяет поднять отношение среднего потока тепловых нейтронов к его максимальному значению до 0,966.

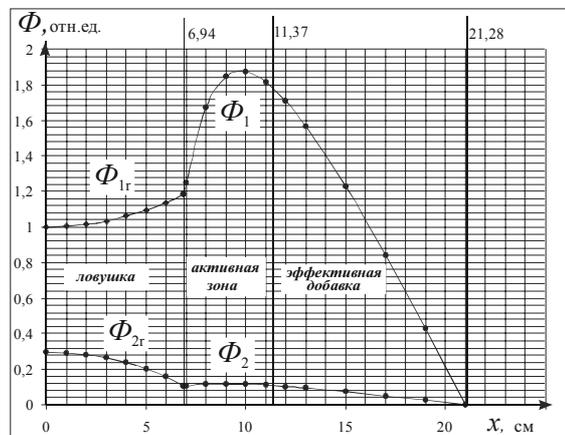


Рис. 4. Распределение потока нейтронов

Следует отметить, что при переходе к эффективной границе деформируется распределение нейтронного поля вблизи границы раздела зона – внешний отражатель. Более детальный учет распределения потребует увеличения порядка системы и заметного усложнения выкладок.

тов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 512 с., ил.

5. Мёррей Р. Физика ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1961. – 292 с.
6. Цыпленков К.В., Кузьмин А.В. Влияние центрального отражателя на распределение потока нейтронов в тепловом реакторе // Современные техника и технологии: Труды XI Междунар. научно-практ. конф. молодых ученых. – Томск: Изд-во ТПУ, 2005. – Т. 2. – С. 484–486.

Поступила 13.06.2006 г.