

Ж 53
А99

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

Атомная Энергия

Ежемесячный журнал
ГОД ИЗДАНИЯ ТРИНАДЦАТЫЙ

АТОМИЗДАТ ■ МОСКВА ■ 1968

Том 24 ■ Апрель ■ Вып. 4

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ, Н. А. ВЛАСОВ (зам. главного редактора), И. Н. ГОЛОВИН, Н. А. ДОЛЛЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛИНИН, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ (зам. главного редактора), А. К. КРАСИН, А. И. ЛЕЙПУНСКИЙ, В. В. МАТВЕЕВ, М. Г. МЕЩЕРЯКОВ, М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ (главный редактор), П. Н. ПАЛЕЙ, Д. Л. СИМОНЕНКО, В. И. СМИРНОВ, В. С. ФУРСОВ, В. Б. ШЕВЧЕНКО

СОДЕРЖАНИЕ

СТАТЬИ

- А. К. Красин, И. И. Саламатов, В. Б. Нестеренко, А. Н. Девойно. Развитие исследований в Институте ядерной энергетики АН БССР 307
- С. Т. Конобецкий, Б. М. Левитский, Л. Д. Пантелеев. К вопросу о механизме радиационного роста урана при малых дозах облучения 312
- В. И. Векслер, В. П. Саранцев, А. Г. Бонч-Осмоловский, Г. В. Долбильов, Г. А. Иванов, И. П. Иванов, М. Л. Иовнович, И. В. Кожухов, А. Б. Кузнецов, В. Г. Маханьков, Э. А. Перельштейн, В. П. Рашевский, К. А. Решетникова, Н. Б. Рубин, С. Б. Рубин, П. И. Рыльцев, О. И. Ярковой. Коллективное линейное ускорение ионов 317
- В. П. Дзюбенко, В. П. Дмитриевский, Б. И. Замолотчиков, В. В. Кольга. Кольцевой циклотрон с жесткой фокусировкой для многозарядных ионов 323
- В. В. Арсенин, В. А. Чуянов. О возможности подавления дрейфовой неустойчивости неоднородной плазмы с помощью системы обратных связей . . 327
- В. М. Вондаренко, Г. Г. Викторов, А. Г. Тархов. Об использовании космического излучения для оценки эффективности биологических защит 330
- С. Н. Барков. Многогрупповой аналитический метод расчета гетерогенного ядерного реактора 335
- П. Т. Потапенко. Предельная оценка качества внутриреакторного контроля нейтронного потока 340
- Д. М. Каминер, К. А. Коноплев, Ю. П. Семенов, В. Д. Тренин. Поведение продуктов радиолиза при работе реактора ВВР-М без системы дегазации 343
- В. А. Жарков, В. П. Терентьев, Г. М. Фрадкин. Получение топлива изотопных электрогенераторов методами нейтронного облучения 348
- Ю. В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, Н. Янева. Измерение отношения сечений радиационного захвата и деления для U^{235} и Pu^{239} в резонансной области энергий нейтронов 351

- В. А. Афанасьев, Б. В. Кебадзе, Г. А. Санковский, В. И. Грицков, П. Н. Соколов, Л. А. Адамовский, С. А. Маркин. Экспериментальное исследование устойчивости корпусного кипящего реактора ВК-50 363

АННОТАЦИИ ДЕПОНИРОВАННЫХ СТАТЕЙ

- Д. П. Осанов, В. П. Панова, Г. Б. Радзиевский. Измерение дозовых факторов накопления для точечных изотропных источников γ -излучения низкой энергии в воде 368
- В. А. Жарков, Т. П. Зорина, Г. М. Фрадкин. Самоэкранирование тепловых нейтронов в конечных цилиндрах и телах других геометрий 369
- И. Н. Бриккер, В. П. Астафьев, А. Р. Мирзаин. Обращенное решение тепловых уравнений двухкомпонентного ядерного реактора 370
- С. Ф. Дегтярев, А. П. Суворов, В. В. Тарасов, В. К. Тихонов, С. Г. Цыпин. Пространственные, угловые и энергетические распределения быстрых нейтронов в гидриде лития, воде, вольфраме и карбиде бора 370
- С. Ф. Дегтярев, В. Б. Староверов, В. В. Тарасов, В. К. Тихонов, С. Г. Цыпин. Экспоненциальные угловые коэффициенты нейтронов для неводородосодержащих сред 372
- В. К. Даруга, С. Ф. Дегтярев, В. И. Кухтевич, А. Н. Николаев, В. П. Поливанский, Б. И. Синицын, А. П. Суворов, В. В. Тарасов, В. К. Тихонов, С. Г. Цыпин. Пространственно-энергетические и угловые распределения нейтронов в литии 372
- С. М. Рубанов, В. И. Титов, Л. С. Шкорбатова. Расчет защиты контура с циркулирующим горючим . . . 373
- В. Д. Горяченко. Акустическая неустойчивость ядерного реактора 374
- В. Д. Горяченко, Е. Ф. Сабаев. Акустические колебания в реакторе с циркулирующим газообразным горючим 375
- В. Д. Горяченко, В. А. Денеев, Ю. Ф. Трунин. Влияние изменения плотности делящегося вещества на устойчивость реактора с циркулирующим веществом 376
- В. С. Шуленни. Применение асимптотического P_N -приближения для расчета ячейки 376

285607

225307/м



РГ

ная по градуировочным кривым, равна 930 г/см^2 и 920 г/см^2 для θ , равного 120° и 80° соответственно. Наблюдаемое различие в массах, полученное для разных апертурных углов телескопа, находится в согласии с геометрией детектора и формой обваловки.

Ниже приводятся возможные причины, вследствие которых происходит аномальное поглощение космического излучения на конкретном участке профиля.

В пределах оси 26 крылья обваловки более крутые, чем в остальных частях (рис. 3, а). Кроме того, в направлении, перпендикулярном чертежу, обваловка кончается; в качестве защиты использовано бетонное перекрытие. Все это приводит к уменьшению массы защиты и ослаблению ее поглощающих свойств.

Существенное увеличение интенсивности космического излучения, наблюдающееся в районе оси 19 (рис. 3, б), получено для обоих апертурных углов. Аномалия объясняется наличием воздухопровода, идущего от здания 5/5 по кровле кольцевого здания. Уменьшение массы обваловки в пределах осей 2—3, 102—105 и 84 также связано с наличием воздухоподводящих каналов, идущих от зданий 5/4, 5/3 и 5/2 по кровле кольцевого зала (рис. 3, в).

Возрастание скорости счета на осях 113, 114 (см. рис. 3, в) обусловлено уменьшением мощности обваловки из-за кабельной галереи,

идущей от здания инжектора к кольцевому залу.

По оси 110 (см. рис. 3, г) проходит бетонная дорога. Уложенный слой бетона не компенсирует недостаток массы, образовавшийся в результате уменьшения мощности обваловки.

Аномалии, полученные на других осях (например, оси 72, 62—64, 54—56 и др.), по-видимому, связаны с недостатком массы земляной обваловки, так как для этих осей не известны какие-либо особенности в конструкции кольцевого здания, которые могли бы привести к общему увеличению интенсивности космического излучения. На основании полученных данных были выявлены также участки, где толщина биологической защиты превышает требуемую (например, оси 58, 70, 98 и др.)

Поступила в Редакцию 23/1 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Бондаренко. Использование космических лучей в геологии. М., «Недра», 1965.
2. Е. Д ж о р д ж. В сб. «Физика космических лучей». Т. 1. М., Изд-во иностр. лит., 1954, стр. 328.
3. Л. И. Д о р м а н. Вариации космических лучей и исследование космоса. М., Изд-во АН СССР, 1963.
4. Г. Н е е р. В сб. «Физика космических лучей». Т. 1. М., Изд-во иностр. лит., 1954, стр. 199.
5. Н. А. Д о б р о т и н. Космические лучи. М., Гос-техтеориздат, 1954.

Многогрупповой аналитический метод расчета гетерогенного ядерного реактора

С. Н. БАКОВ

УДК 621.039.51.134

В настоящее время имеется несколько работ, посвященных методам расчета цилиндрических реакторов с эксцентрично расположенными группами поглощающих стержней или твэлов. Наряду с известным методом Галанина — Фейнберга [1, 2] в некоторых работах для расчета распределения нейтронов между поглощающими стержнями (или твэлами) реакторов с конечным радиальным отражателем используется малоизвестная система диффузионных уравнений, которую можно записать в матрично-векторной форме:

$$\Delta\Phi + \hat{\kappa}\Phi = 0, \quad (1)$$

где $\hat{\kappa}$ — матрица переходов n -го порядка (n — число групп), а на границах со стержнями ставятся эффективные граничные условия.

Решение уравнения (1) находится для каждой группы в виде суперпозиции волновых функций, после чего для получения уравнения критичности решение подставляется в граничные условия. Этот метод [3, 4], легко реализуемый для малого числа групп, становится затруднительным для многогруппового расчета из-за проблемы собственных значений матрицы $\hat{\kappa}$.

В настоящей работе в отличие от упомянутых выше методов радиальная часть решения для гетерогенного реактора получается в виде линейных комбинаций функций Бесселя первого и второго рода от матричного аргумента $\sqrt{\hat{\kappa}r}$. Аналогично тому, как это сделано в работе [5] применительно к многозонному гомогенному цилиндрическому реактору.

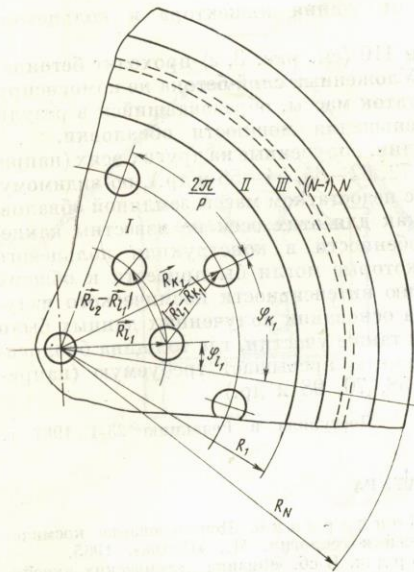


Рис. 1. Принциальная схема гетерогенного реактора.

Разработанные ранее методы [3, 4] являются частными случаями данного метода, когда для нахождения решения уравнения (1) осуществляется переход к новому базису, построенному на собственных векторах матрицы $\hat{\mu}$ с помощью матрицы так называемых коэффициентов связи $\Phi_1 = \hat{S}\Phi$. При этом матрично-векторное уравнение (1) переходит в систему несвязанных линейных однородных дифференциальных уравнений, решение которых не представляет трудности. Обратный переход осуществляется с помощью линейного преобразования \hat{S}^{-1} .

В настоящей работе рассматривается многозонный цилиндрический реактор, в центральной зоне которого находится P периодических по φ совокупностей стержней (φ — полярный угол). Каждая совокупность содержит M цилиндрических стержней, физические свойства которых отличны от свойств центральной зоны. Предполагается, что в пределах одной совокупности стержни расположены произвольным образом (рис. 1) и обладают различными свойствами. Торцевые экраны отсутствуют. Запишем уравнение диффузии для k -й зоны ($k = 1, 2, \dots, N$; нумерация зон от центра к периферии):

$$\Delta_{r, \varphi, z} \Phi_k + \hat{\mu}^{(k)} \Phi_k = 0. \quad (2)$$

Здесь $\hat{\mu}^{(k)}$ — матрица переходов, члены которой выражаются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \mu_{ii}^{(k)} &= \left(-\frac{\Sigma_{0i}}{D_i} + \chi_i \frac{\nu_{fi} \Sigma_{fi}}{k_{эфф} D_i} \right)_k; \\ \mu_{ij}^{(k)} &= \left(\frac{\Sigma_{e, in}(i \rightarrow j)}{D_i} + \chi_j \frac{\nu_{fj} \Sigma_{fj}}{k_{эфф} D_i} \right)_k, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где Σ_{0i} — сечение увода в i -й группе; D_i — коэффициент диффузии в i -й группе; $\Sigma_{e, in}(i \rightarrow j)$ — сечение увода из i -й в j -ю группу; Σ_f — сечение деления; χ_i — спектр нейтронов деления; ν_f — число вторичных нейтронов на одно деление. Матрица $\hat{\mu}$ в общем случае полностью заполнена.

На радиальной границе внешней зоны поставим условие:

$$\Phi_N + 2\hat{D}_N \nabla \Phi_N = 0. \quad (4)$$

Здесь и далее \hat{D}_k — матрица коэффициента диффузии в k -й зоне.

На границах между зонами должны выполняться условия «сшивки»:

$$\Phi_k = \Phi_{k-1}; \quad \hat{D}_k \nabla \Phi_k = \hat{D}_{k-1} \nabla \Phi_{k-1}. \quad (5)$$

Потребуем обращения в нуль вектор-потока на эффективных торцевых границах реактора, а на поверхности поглощающих и размножающих стержней в первой зоне поставим эффективные альбедные граничные условия:

$$\mathbf{I}_l^\pm = \hat{\beta}_l \mathbf{I}_l(\rho_l), \quad (6)$$

где ρ_l — радиус l -го стержня,

$$\mathbf{I}_l^\pm(\rho_l) = \frac{\Phi(\rho_l)}{H} \mp \frac{\hat{D}_l}{2} \hat{\epsilon} \nabla \Phi(\rho_l). \quad (7)$$

Здесь $\hat{\epsilon}$ — диагональная матрица, учитывающая кривизну блока, а $\hat{\beta}_l$ — альбедная матрица l -го стержня, учитывающая поглощение, рассеяние и деление в стержне. Расчет $\hat{\beta}_l$ представляет собой самостоятельную задачу. Решение для периферийной зоны ($k = N$) с учетом (4) и периодичности по φ запишем в виде:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_N(r, \varphi, z) &= \sum_{n=0}^{\infty} [\Phi_{n,p}^{(1)N}(r) \cos(np\varphi) + \\ &+ \Phi_{np}^{(2)N}(r) \sin(np\varphi)] \sin \frac{\pi}{H} z, \\ \nabla \Phi_N(r, \varphi, z) &= \sum_{n=0}^{\infty} [\tilde{\Phi}_{np}^{(1)N}(r) \cos(np\varphi) + \\ &+ \tilde{\Phi}_n^{(2)N}(r) \sin(np\varphi)] \sin \frac{\pi}{H} z. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} \Phi_{np}^{(1), (2)N}(r) &= \left\{ J_{np}(\hat{\nu}_{NR}) \times \right. \\ &\times \left[\left(\frac{2}{\pi} \ln \frac{r}{R_N} \right) \hat{E} - \hat{S}_{np} \right] + \\ &+ Q_{np}(\hat{\nu}_{NR}) \left. \right\} \mathbf{C}_{np}^{(1), (2)}, \\ \tilde{\Phi}_{np}^{(1), (2)N}(r) &= \left\{ \tilde{J}_{np}(\hat{\nu}_{NR}) \times \right. \\ &\times \left[\left(\frac{2}{\pi} \ln \frac{r}{R_N} \right) \hat{E} - \hat{S}_{np} \right] + \\ &+ \tilde{Q}_{np}(\hat{\nu}_{NR}) \left. \right\} \mathbf{C}_{np}^{(1), (2)}; \end{aligned} \right\} (9)$$

$$\left. \begin{aligned} Q_0(\hat{\nu}_{kr}) &= Y_0(\hat{\nu}_{kr}) - \frac{2}{\pi} J_0(\hat{\nu}_{kr}) \ln \frac{\hat{\nu}_{kr}}{2}; \\ Q_1(\hat{\nu}_{kr}) &= Y_1(\hat{\nu}_{kr}) - \frac{2}{J_1} J_1(\hat{\nu}_{kr}) \ln \frac{\hat{\nu}_{kr}}{2}; \\ J_{n+1}(\hat{\nu}_{kr}) &= \frac{2n}{r} (\hat{\nu}_{kr})^{-1} J_n(\hat{\nu}_{kr}) - \\ &- J_{n-1}(\hat{\nu}_{kr}); \\ Q_{n+1}(\hat{\nu}_{kr}) &= \frac{2n}{r} (\hat{\nu}_{kr})^{-1} Q_n(\hat{\nu}_{kr}) - \\ &- Q_{n-1}(\hat{\nu}_{kr}); \\ \hat{\nu}_{kr} \tilde{J}_n(\hat{\nu}_{kr}) &= \hat{\nu}_{kr} J_{n-1}(\hat{\nu}_{kr}) - \\ &- \frac{n}{r} J_n(\hat{\nu}_{kr}); \\ \hat{\nu}_{kr} \tilde{Q}_n(\hat{\nu}_{kr}) &= \hat{\nu}_{kr} Q_{n-1}(\hat{\nu}_{kr}) - \\ &- \frac{n}{r} Q_n(\hat{\nu}_{kr}); \\ \hat{S}_n &= [J_n(\hat{\nu}_{NR} R_N) + 2\hat{D}_N \hat{\nu}_{NR} \tilde{J}_n \times \\ &\times (\hat{\nu}_{NR} R_N)^{-1} [Q_n(\hat{\nu}_{NR} R_N) + \\ &+ 2\hat{D}_N \hat{\nu}_{NR} Q_n(\hat{\nu}_{NR} R_N)], \end{aligned} \right\} (9')$$

$\mathbf{C}_{np}^{(1), (2)}$ — неизвестные векторы; $J_n(\hat{\nu}_{kr})$, $Y_n(\hat{\nu}_{kr})$ — функции Бесселя первого и второго рода; $\hat{\nu}_k = \hat{\mu}^{(k)} - \left(\frac{\pi}{H_{эфф}} \right)^2 \hat{E}$; \hat{E} — единичная матрица.

Используя принятые обозначения и условия сшивки на границах между зонами (5), векторы $\Phi(r)$ и $\nabla\Phi(r)$ для зон, расположенных между периферийной и центральной зонами, можно

записать в виде:

$$\Phi_k(r, \varphi, z) = \sum_{n=0}^{\infty} [\Phi_{np}^{(1), (2)}(r) \cos np\varphi + \Phi_{np}^{(2)k} \sin np\varphi] \sin \frac{\pi}{H} z; \quad (10)$$

$$\nabla\Phi_k(r, \varphi, z) = \sum_{n=0}^{\infty} [\tilde{\Phi}_{np}^{(1)k}(r) \cos np\varphi + \tilde{\Phi}_{np}^{(2)k} \sin np\varphi] \sin \frac{\pi}{H} z, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{np}^{(1), (2)k}(r) &= \hat{L}_{np}^{(k)} \mathbf{C}_{np}^{(1), (2)} = \\ &= \frac{\pi R_k}{2} \left[J_{np}(\hat{\nu}_{kr} r) \left(\mathbf{G}_{np}^{(k)} - \frac{2}{\pi} \ln \frac{r}{R_k} \mathbf{U}_{np}^{(k)} \right) - \right. \\ &\left. - \tilde{Q}_{np}(\hat{\nu}_{kr} r) \mathbf{U}_{np}^{(k)} \right]; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}_{np}^{(1), (2)k}(r) &= \hat{M}_{np}^{(k)} \mathbf{C}_{np}^{(1), (2)} = \\ &= \frac{\pi R_k}{2} \left[\tilde{J}_{np}(\hat{\nu}_{kr} r) \left(\mathbf{G}_{np}^{(k)} - \frac{2}{\pi} \ln \frac{r}{R_k} \mathbf{U}_{np}^{(k)} \right) - \right. \\ &\left. - \hat{Q}_{np}(\hat{\nu}_{kr} r) \mathbf{U}_{np}^{(k)} \right]; \end{aligned} \quad (13)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{U}_{np}^{(k)} &= [\hat{\nu}_{kr} \tilde{J}_{np}(\hat{\nu}_{kr} R_k) \Phi_{np}^{(1), (2)(k+1)} \times \\ &\times (\hat{\nu}_{kr+1} R_k) - J_{np}(\hat{\nu}_{kr} R_k) \times \\ &\times \hat{D}_k^{-1} \hat{D}_{k+1} \tilde{\Phi}_{np}^{(1), (2)(k+1)}(\hat{\nu}_{kr+1} R_k)]; \\ \mathbf{G}_{np}^{(k)} &= [\hat{\nu}_{kr} \tilde{Q}_{np}(\hat{\nu}_{kr} R_k) \Phi_{np}^{(1), (2)(k+1)} \times \\ &\times (\hat{\nu}_{kr+1} R_k) - Q_{np}(\hat{\nu}_{kr} R_k) \times \\ &\times \hat{D}_k^{-1} \hat{D}_k \tilde{\Phi}_{np}^{(1), (2)(k+1)}(\hat{\nu}_{kr+1} R_k)]. \end{aligned} \right\} (14)$$

При получении выражений (10)–(14) использовалось следующее соотношение для бесселевых функций:

$$\begin{aligned} \hat{\nu}_{kr} [J_n(\hat{\nu}_{kr}) Y_n(\hat{\nu}_{kr}) - \\ - J'_n(\hat{\nu}_{kr}) Y_n(\hat{\nu}_{kr})] = \frac{2}{\pi r}. \end{aligned}$$

Равенства (12)–(14) позволяют получить выражение для векторов $\Phi_{np}^{(1), (2)k}(r)$ и $\tilde{\Phi}_{np}^{(1), (2)k}(r)$ через их значение на границе между k -й и $(k+1)$ -й зонами или через значение вектора $\mathbf{C}_{np}^{(1), (2)}$.

Решение матрично-векторного уравнения диффузии для центральной зоны при наличии в ней цилиндрических стержней с другими физическими свойствами можно представить как суперпозицию двух частных решений, одно из которых

всюду регулярно, а другое нерегулярно и имеет особенность на стержнях. При записи нерегулярной части решения вблизи данного стержня для простоты ограничимся нулевыми гармониками. В дальнейшем предполагается рассмотреть вопрос об учете высших гармоник.

С учетом условия (5) на границе со второй зоной в системе координат, связанной с центром реактора, имеем

$$\Phi(r, \varphi, z) = \left\{ \left[J_0(\sqrt{\kappa_1}r) \left(\frac{2}{\pi} \ln \frac{r}{R_1} \right) \hat{E} - \hat{T}_0 \right] + Q_0(\sqrt{\kappa_1}r) \mathbf{B}_0 + \sum_{l_j=1}^M \left[\sum_{j=1}^P \left[Q_0(\sqrt{\kappa_1} |r - \mathbf{R}_{l_j}|) + \frac{2}{\pi} J_0(\sqrt{\kappa_1} |r - \mathbf{R}_{l_j}|) \ln \frac{|r - \mathbf{R}_{l_j}|}{R_1} \right] - P \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_{0n}) J_{np}(\sqrt{\kappa_1}r) \hat{T}_{np} J_{np} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \cos np(\varphi - \varphi_{l_1}) \right] \mathbf{B}_{l_1} \right\} \sin \frac{\pi}{H_{\text{эфф}}} z, \quad (15)$$

где \mathbf{B}_{l_1} — неизвестный вектор; φ_{l_i} , R_{l_i} — координаты l_i -го стержня;

$$\delta_{0n} = \begin{cases} 1, & n = 0, \\ 0, & n \neq 0; \end{cases}$$

$$\hat{T}_{np} = [\sqrt{\kappa_1} \hat{Q}_{np} (\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \hat{L}_{np}^{(1)} - Q_{np} \times (\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \hat{D}_1^{-1} \hat{D}_2 \hat{M}_{np}^{(1)}]^{-1} [\sqrt{\kappa_1} \hat{J}_{np} (\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \hat{L}_{np}^{(1)} - J_{np} (\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \hat{D}_1^{-1} \hat{D}_2 \hat{M}_{np}^{(1)}]^{-1}. \quad (16)$$

Связь между векторами \mathbf{C}_{np} и \mathbf{B}_{l_1} осуществляется с помощью соотношений:

$$\mathbf{C}_{np}^{(1)} = -\frac{2}{\pi R_1} [\sqrt{\kappa_1} J_{np} (\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \hat{L}_{np}^{(1)} - J_{np} (\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \hat{D}_1^{-1} \hat{D}_2 \hat{M}_{np}^{(1)}]^{-1} \times \\ \times \left[\mathbf{B}_0 \delta_{0n} + P \sum_{l_1=1}^M (2 - \delta_{0n}) J_{np} \times (\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \cos(np\varphi_{l_1}) \mathbf{B}_{l_1} \right]; \quad (17)$$

$$\mathbf{C}_{np}^{(2)} = -\frac{2}{\pi R_1} [\sqrt{\kappa_1} \tilde{J}_{np} (\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \hat{L}_{np}^{(1)} - J_{np} (\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \hat{D}_1^{-1} \hat{D}_2 \hat{M}_{np}^{(1)}]^{-1} \times \\ \times \left[\mathbf{B}_0 \delta_{0n} + P \sum_{l_1=1}^M (2 - \delta_{0n}) J_{np} \times (\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \sin(np\varphi_{l_1}) \mathbf{B}_{l_1} \right].$$

Для получения условия критичности воспользуемся теоремами сложения для бесселевых функций [6], а также следующими очевидными соотношениями (см. рис. 1):

$$P \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_{0n}) J_{np}(\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) J_{np} \times (\sqrt{\kappa_1} R_{l_2}) \cos [np(\varphi_{l_1} - \varphi_{l_2})] = \\ = \sum_{\substack{j=1 \\ k \neq l}}^P J_0(\sqrt{\kappa_1} |R_{l_j} - R_{l_k}|); \quad (18)$$

$$P \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_{0n}) J_{np}^2(\sqrt{\kappa_1} R_{l_j}) = \hat{E} + \\ + \sum_{j=2}^P J_0(\sqrt{\kappa_1} |R_{l_j} - R_{l_1}|), \quad (19)$$

где \hat{E} — единичная матрица.

Подставив векторы Φ и $\nabla\Phi$, записанные в системе координат, связанной с центром l_1 -го стержня, в уравнение для граничных условий (6) для этого стержня, получим систему из M (или из $M+1$ при наличии центрального стержня) линейных однородных матричных уравнений относительно векторов \mathbf{B}_{l_1} .

При переходе к системе координат в системе центра стержня ограничимся нулевыми членами в формулах сложения для бесселевых функций:

$$\hat{W}_{l_1} \left[\frac{2}{\pi} J_0(\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \ln \frac{R_{l_1}}{R_1} + Q_0(\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) - J_0(\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \hat{T}_0 \right] \mathbf{B}_0 + \left\{ \hat{W}_{l_1} \left[\left(\frac{2}{\pi} \ln \frac{R_{l_1}}{R_1} \right) \hat{E} + \sum_{j=2}^P \left[Q_0(\sqrt{\kappa_1} |R_{l_j} - R_{l_1}|) + \frac{2}{\pi} J_0(\sqrt{\kappa_1} |R_{l_j} - R_{l_1}|) \ln \frac{|R_{l_j} - R_{l_1}|}{R_1} \right] - P \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_{0n}) J_{np} \times (\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \hat{T}_{np} J_{np} (\sqrt{\kappa_1} R_{l_1}) \right] + \hat{V}_{l_1} \right\} \mathbf{B}_{l_1} + \\ + \sum_{\substack{k_1=1 \\ k \neq l_1}}^P \hat{W}_{l_1} \left\{ \sum_{j=1}^P \left[Q_0(\sqrt{\kappa_1} |R_{k_j} - R_{l_1}|) + \frac{2}{\pi} J_0(\sqrt{\kappa_1} |R_{k_j} - R_{l_1}|) \ln \frac{|R_{k_j} - R_{l_1}|}{R_1} \right] - \right.$$

$$-P \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_{0n}) J_{np}(\hat{\kappa}_1 R_{l_1}) \hat{T}_{np} J_{np}(\hat{\kappa}_1 R_{k_1}) \times \cos [np(\varphi_{k_1} - \varphi_{l_1})] \mathbf{B}_{k_1} = 0, \quad (20)$$

где $k_j \neq 0$; $k_j \neq l_1$; ρ_{l_1} — радиус l_1 -го стержня;

$$\left. \begin{aligned} \hat{W}_{l_1} &= [(\hat{E} - \hat{\beta}_{l_1}) J_0(\hat{\kappa}_1 \rho_{l_1}) + \\ &+ 2(\hat{E} + \hat{\beta}_{l_1}) \hat{D}_1 \hat{E} V \hat{\kappa}_1 J_1(\hat{\kappa}_1 \rho_{l_1})]; \\ \hat{V}_{l_1} &= [(\hat{E} - \hat{\beta}_{l_1}) Q_0(\hat{\kappa}_1 \rho_{l_1}) + \\ &+ 2(\hat{E} + \hat{\beta}_{l_1}) \hat{D}_1 \hat{E} V \hat{\kappa}_1 J_1(\hat{\kappa}_1 \rho_{l_1})]. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Для центрального стержня предполагается, что граничные условия (6) выполняются в среднем по φ . Тогда соответствующее уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} & \left\{ (\hat{E} - \beta_0) \left[\frac{2}{\pi} J_0(\hat{\kappa}_1 \rho_0) \ln \frac{\rho_0}{R_1} + \right. \right. \\ & + Q_0(\hat{\kappa}_1 \rho_0) - J_0(\hat{\kappa}_1 \rho_0) \hat{T}_0 \left. \right] - \\ & - 2[\hat{E} + \hat{\beta}_0] \hat{D}_1 \hat{E} V \hat{\kappa}_1 \left[\frac{2}{\pi} J_1(\hat{\kappa}_1 \rho_0) \ln \frac{\rho_0}{R_1} + \right. \\ & \left. + Q_1(\hat{\kappa}_1 \rho_0) - J_1(\hat{\kappa}_1 \rho_0) \hat{T}_0 \right] \left. \right\} \mathbf{B}_0 + \\ & + P \sum_{j=1}^P \sum_{l_j=1}^M [(\hat{E} - \hat{\beta}_0) J_0(\hat{\kappa}_1 \rho_0) + \\ & + 2(\hat{E} + \hat{\beta}_0) \hat{D}_1 \hat{E} V \hat{\kappa}_1 J_1(\hat{\kappa}_1 \rho_0)] \left[\frac{2}{\pi} J_0(\hat{\kappa}_1 R_{l_j}) \times \right. \\ & \left. \times \ln \frac{R_{l_j}}{R_1} + Q_0(\hat{\kappa}_1 R_{l_j}) - \hat{T}_0 J_0(\hat{\kappa}_1 R_{l_j}) \right] \mathbf{B}_{l_j} = 0. \end{aligned}$$

Объединяя векторы \mathbf{B}_{l_1} в один вектор \mathbf{B} , приходим к уравнению $\hat{R}\mathbf{B} = 0$. Число компонент в векторе \mathbf{B} равно $M \cdot n$ [($M + 1$) n при наличии центрального стержня]. Условием критичности будет равенство нулю определителя матрицы \hat{R} .

Таким образом, ввиду того что в полученных выражениях для потоков и условия критичности присутствуют только такие комбинации функций Бесселя, для вычисления которых требуется знание лишь целых степеней матрицы $\hat{\kappa}_k$, проблема собственных значений для этих матриц отсутствует, и данный метод является общим для расчета: а) гетерогенных реакторов с неразмножающим замедлителем; б) гомогенных реакторов с системой поглощающих или

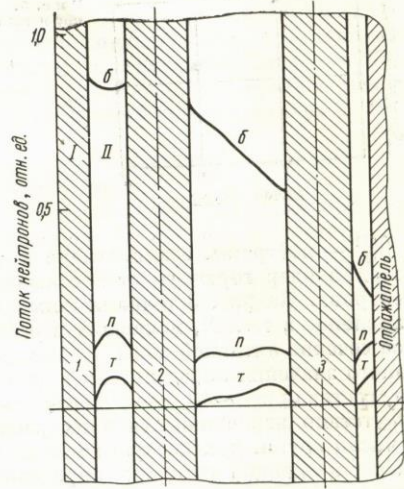


Рис. 2. Трехгрупповой расчет распределения нейтронов в замедлителе гетерогенного реактора:

I — твэл; II — замедлитель; б — быстрая группа; п — промежуточная группа; т — тепловая группа; 1, 2, 3 — номера твэлов.

размножающих стержней; в) термализационных эффектов в гомогенных и гетерогенных реакторах. Алгоритм задачи достаточно прост для программирования на ЭВМ благодаря разработанным стандартным программам для перемножения, обращения матриц и т. д. Изложенная методика послужила основой для составления программы расчета малоблочных реакторных систем на ЭВМ М-20. На рис. 2 и 3 для иллюстрации приведены некоторые результаты расчетов, выполненных по разработанной гетерогенной программе. Активная зона рассматриваемого реактора состоит из центрального твэла и трех колец твэлов, расположение которых в замедлителе не позволяет выделить элементарную ячейку. Гомогенный расчет потоков нейтронов и энерговыделения в твэлах дает заведомо неправильный результат. На рис. 2 приведено сечение активной зоны гетерогенного реактора и показано распределение нейтронов между твэлами. Расчет выполнен для случая трех групп. Альбедная матрица размножающих стержней задавалась в виде

$$\hat{\beta}_{l_1} = \hat{\beta}_{l_1}^{(0)} + \frac{1}{k_{эфф}} \hat{\beta}_{l_1}^{(1)},$$

где $\hat{\beta}_{l_1}^{(0)}$ характеризует нейтроны, рассеявшиеся в блоке или прошедшие блок без столкновения,

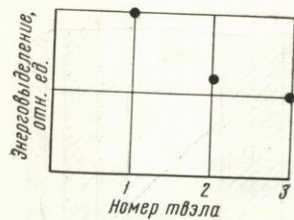


Рис. 3. Энергосвечение в ТВЭЛ 1, 2, 3.

а $\beta_{11}^{(1)}$ — нейтроны, возникающие в результате деления ядер горючего от влетающего в блок нейтрона. На рис. 3 точками показано энергосвечение в ТВЭЛ, попавших в рассматриваемое сечение активной зоны. Время для расчета одного значения определителя в данном примере составляло ~ 40 сек. Число ТВЭЛ при отсутствии периодичности в их расположении и число групп, для которого можно проводить расчет по данной методике, определяются максимальным порядком определителя, который можно вычислить на ЭВМ. Если среди ТВЭЛ

можно выделить P периодических групп, то порядок определителя уменьшается в P раз.

В заключение автор выражает благодарность Е. С. Глушкову за участие в постановке задачи и ценные советы в процессе ее решения и В. А. Ходакову за обсуждение математических аспектов задачи.

Поступила в Редакцию 24/V 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Фейнберг. В сб. «Реакторостроение и теория реакторов». М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 152.
2. А. Д. Галанин. Там же, стр. 191.
3. В. И. Носов. «Атомная энергия», 9, 262 (1960).
4. T. Auegbach, G. Burgaud, H. Soosak. Доклад № 690, представленный Швейцарией на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
5. С. Б. Шихов, В. И. Давыдов, Л. К. Шихов. В сб. «Инженерно-физические вопросы ядерных реакторов». М., Атомиздат, 1966, стр. 67.
6. Н. Н. Лебедев. Специальные функции и их приложения. М., Физматгиз, 1963.

Предельная оценка качества внутриреакторного контроля нейтронного потока

П. Т. ПОТАПЕНКО

УДК 621.039.564.2

Как правило, мощность реактора ограничивается максимально допустимой температурой реакторных материалов. Температура горючего и замедлителя связана с нейтронным потоком соотношением [1]

$$t = t_0 + \frac{a}{gC_p} \int_0^z \Phi(r) dz + b\Phi(r), \quad (1)$$

где t_0 — температура теплоносителя на входе; $\Phi(r)$ — нейтронный поток в точке r ; g и C_p — соответственно расход и теплоемкость теплоносителя; a , b — теплофизические параметры, постоянные для конкретного реактора; z — координата вдоль оси канала, отсчитанная от входа теплоносителя в реактор.

Из уравнения (1) следует важный вывод: для того чтобы в любой точке активной зоны температура материала не превышала, например, более чем на 10% свое номинальное значение, достаточно, чтобы система контроля не допускала превышения нейтронного потока во всех точках активной зоны, а также температуры теплоносителя на входе в реактор более чем на 10% от номинального уровня. При этом считается, что расход теплоносителя всегда выше не-

которого зонального предела. Таким образом, система контроля нейтронного потока обеспечивает контроль лимитирующих температур. Оперативный контроль нейтронного потока осуществляется обычно проще, нежели температурный контроль.

Единственным источником возмущения коэффициента размножения k_{∞} являются регулирующие элементы. Это предположение несущественно ограничивает полученные результаты, так как в районе возможного нахождения максимума потока отклонение коэффициента размножения от номинального значения за счет эффектов реактивности на порядок меньше максимальных возмущений, вносимых регулируемыми элементами, ввиду малости допустимых отклонений потока. Кроме того, примем, что регулирующие элементы могут быть введены равномерно в любой район активной зоны.

Определим понятие качества контроля как минимально возможное отношение максимума потока, отмеченного датчиками, к истинному значению максимума потока. Качество $Q = 1$ означает, что датчик не имеет приборной погрешности и помещен в точку с максимальным