

Развитие методов физического расчета ядерных реакторов от Первой в мире АЭС до настоящего времени

АКИМОВ И. С., МИНАШИН М. Е., ШАРАПОВ В. Н.

УДК 621.039.51

Первые физические расчеты реактора Обнинской АЭС осуществлены более двадцати лет назад. В этих расчетах критичность и распределение нейтронного потока по реактору определялись решением двухгрупповых диффузионных уравнений. Решение записывалось в аналитическом виде для одномерной радиальной или аксиальной модели реактора с использованием метода условного разделения переменных [1]. Несколько позже расчеты реактора были выполнены путем решения многогрупповых уравнений с помощью метода конечных разностей [2].

За годы, прошедшие со дня пуска Первой АЭС, методы физического расчета ядерных реакторов претерпели существенные изменения. Расширился диапазон знаний о сечениях взаимодействия нейтронов с веществом. С появлением мощных ЭВМ стало возможным использование более точных приближений уравнения переноса нейтронов для многомерных областей. Дальнейшее развитие получили методы расчета резонансного поглощения нейтронов в ^{238}U и пространственно-энергетического спектра тепловых нейтронов с учетом термализационных эффектов.

Однако в большинстве случаев общая схема физического расчета реакторов сохранилась примерно такой же, как и при проектировании Первой АЭС: реактор представлялся состоящим из отдельных гомогенных зон с однородными нейтронно-физическими свойствами. Такая модель удобна для расчета, но она не отражает реальной структуры активной зоны, которая в энергетических реакторах довольно сложна и имеет явно выраженный гетерогенный характер. Поэтому пространственное распределение нейтронного потока по объему реактора, рассчитываемое по этой модели, как правило, заметно отличается от действительного.

В связи с этим разработка методов, позволяющих наиболее полно учитывать неоднородность загрузки реактора и одновременно являющихся достаточно простыми при использовании их в массовых расчетах представляется нам одной из актуальных задач. Этим вопросам и посвящена настоящая работа.

Применение гетерогенных методов, о которых впервые сообщалось в докладах С. М. Фейн-

берга [3] и А. Д. Галанина [4], по-видимому, удовлетворило бы требованиям, предъявляемым при определении мощности каждого топливного канала (ТК) реактора. Однако такие расчеты практически осуществимы только для реакторов с малым числом ТК. Кроме того, развитая С. М. Фейнбергом и А. Д. Галаниным теория гетерогенного расчета, строго говоря, справедлива лишь для ТК без замедлителя.

Наибольшие возмущения в распределение нейтронных потоков в реакторе обычно вносят поглощающие стержни. Стремлением учесть эти возмущения и объясняется появление ряда работ, в которых реактор представляется в виде однородного цилиндра (или нескольких concentрических зон), а расположенные в реакторе стержни учитываются гетерогенно. Аналитические методы, развитые в этих работах, сводятся к разложению решения в ряд по собственным функциям задачи. Существенным недостатком этих методов является то, что активная зона реактора предполагается однородной и гомогенной.

Для численных методов решения уравнений реактора не существует принципиального различия между расчетом однородного реактора и неоднородного. Однако при расчете неоднородного реактора с системой поглощающих стержней, создающих значительные возмущения в распределении нейтронного потока в окрестности поглотителей, требуется очень мелкая разностная сетка, что связано с непреодолимыми трудностями.

Существуют методы, основанные на сочетании численных и аналитических способов решений уравнений реактора. Об успешном использовании такого подхода сообщалось в работах [5—7].

Авторы настоящей статьи при разработке алгоритма физического расчета больших энергетических реакторов применили метод, основанный на решении диффузионных уравнений реактора конечно-разностным способом, при этом поглощающие стержни учитываются путем использования аналитического решения в окрестности каждого стержня (при заданных эффективных граничных условиях на их поверхности).

Об итерациях при решении уравнений реактора

Система многогрупповых диффузионных уравнений реактора может быть записана в виде

$$\nabla D_j(\mathbf{r}) \nabla \phi_j(\mathbf{r}) - \Sigma_j(\mathbf{r}) \phi_j(\mathbf{r}) + Q_j(\mathbf{r}) = 0, \quad j = 1, 2, \dots, J, \quad (1)$$

где

$$Q_j(\mathbf{r}) = \frac{\chi_j}{k_{эф}} \sum_{i=1}^J \nu_f \Sigma_{fi}(\mathbf{r}) \phi_i(\mathbf{r}) + \sum_{i=1}^{j-1} \sum_{i \rightarrow j}(\mathbf{r}) \phi_i(\mathbf{r});$$

остальные обозначения общепринятые.

На внешней границе реактора ставится условие альбедного типа:

$$D_j(\mathbf{r}_s) (\nabla \phi_j, \mathbf{n}^0)|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_s} = \sum_{i=1}^j \gamma_{ij} \phi_i(\mathbf{r}_s), \quad (2)$$

где \mathbf{r}_s — радиус-вектор поверхности реактора; \mathbf{n}^0 — нормаль к поверхности реактора; γ_{ij} — коэффициенты, зависящие от альбеда внешней среды.

Решение системы (1) при условии (2) представляет задачу на собственные значения. Для решения этой задачи использовался двойной итерационный процесс: 1) внешние итерации (итерации источников) проводились с применением ускорения сходимости, основанного на использовании полиномов Чебышева [8]; 2) внутренние итерации (расчет распределения потока нейтронов в каждой энергетической группе при заданном распределении источников) осуществлялись методом последовательной верхней релаксации [8].

Применение методов ускорения как внутренних, так и внешних итераций еще не означает, что время решения при этом будет сведено к минимуму. Важную роль играет также выбор критерия окончания внутренних итераций. Так, при использовании несколько идеализированной модели итерационного процесса можно показать, что минимальное время решения реакторной задачи достигается при обеспечении одинакового в каждой внешней итерации затухания погрешностей внутренних итераций. Применение критерия окончания итераций вида

$$\frac{\int |\phi_j^{(v)}(\mathbf{r}) - \phi_j^{(v-1)}(\mathbf{r})| d\mathbf{r}}{\int |\phi_j^{(1)}(\mathbf{r}) - \phi_j^{(0)}(\mathbf{r})| d\mathbf{r}} < \varepsilon \quad (3)$$

[здесь v — номер внутренней итерации; ε — малая положительная величина ($0 < \varepsilon < 1$)], автоматически обеспечивает выполнение этого требования. Знаменатель формулы (3) определяется главным образом различием источников в двух последовательных внешних итерациях, причем его величина уменьшается по мере проведения внешних итераций. Поэтому при использовании критерия вида (3) точность выполнения внутренних итераций зависит от точности внешних итераций. Критерий такого вида впервые был использован в работе [9].

Применение широко распространенного критерия окончания внутренних итераций вида

$$\frac{\int |\phi_j^{(v)}(\mathbf{r}) - \phi_j^{(v-1)}(\mathbf{r})| d\mathbf{r}}{\int \phi_j^{(v)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}} < \varepsilon \quad (4)$$

может привести либо к неоправданно большим потерям времени счета в первых внешних итерациях, либо при недостаточно малой величине ε к явлению псевдосходимости. Для избежания этого следует величину ε уменьшать по мере проведения внешних итераций.

В программах, разработанных для расчета больших уран-графитовых реакторов, использовался критерий вида (3). Его оптимальная величина зависит как от скорости сходимости внутренних и внешних итераций, так и от времени, затрачиваемого на вычисление нового приближения для распределения источника деления (последняя величина зависит только от организации счета в каждой конкретной программе). Оптимум достаточно размыт, поэтому во всех наших расчетах использовалась величина $\varepsilon \approx 0,1 \div 0,4$.

Конечно-разностные уравнения

В программах было реализовано решение двумерных реакторных задач в x, y -геометрии (для поперечного сечения реактора). Предполагалось, что утечка нейтронов в осевом направлении учитывается путем соответствующего увеличения сечений поглощения нейтронов в каждой энергетической группе.

Большинство энергетических реакторов является реакторами канального или кассетного типа. Эти каналы (кассеты) располагаются в реакторе в виде правильной решетки (квадратной или треугольной). Каналы могут различаться нейтронно-физическими характеристиками уже в начале кампании. В процессе кампании эти различия за счет неравномерного выгорания горючего могут увеличиваться. Вид

разностной сетки при численном решении уравнений реактора целесообразно выбирать в соответствии с видом реальной решетки каналов реактора. Рассмотренные схемы расположения ячеек реактора и узлов расчетной сетки показаны на рис. 1 (узлы расчетной сетки расположены в углах элементарных ячеек реактора).

Конечно-разностные уравнения получены путем интегрирования уравнения (1) с использованием теоремы Гаусса — Остроградского по площади расчетной ячейки*:

$$\oint D_j(\mathbf{r}) \nabla \phi_j(\mathbf{r}) dL - \int_s \Sigma_j(\mathbf{r}) \phi_j(\mathbf{r}) ds + \int Q_j(\mathbf{r}) ds = 0. \quad (5)$$

Приняв, что все нейтронно-физические характеристики в пределах каждой ячейки реактора постоянны, а нейтронный поток меняется линейно между соседними узлами сетки, для внутренних узлов реактора (с использованием обозначений рис. 1) получим:

а) для квадратных ячеек

$$\begin{aligned} & (D_j^I + D_j^{II}) \phi_j^{(1)} + (D_j^{II} + D_j^{III}) \phi_j^{(2)} + \\ & + (D_j^{III} + D_j^{IV}) \phi_j^{(3)} + (D_j^{IV} + D_j^I) \phi_j^{(4)} - \\ & - [2(D_j^I + D_j^{II} + D_j^{III} + D_j^{IV}) + \\ & + \frac{h^2}{2} (\Sigma_j^I + \Sigma_j^{II} + \Sigma_j^{III} + \Sigma_j^{IV})] \phi_j^{(0)} + 2h^2 Q_j^{(0)} = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

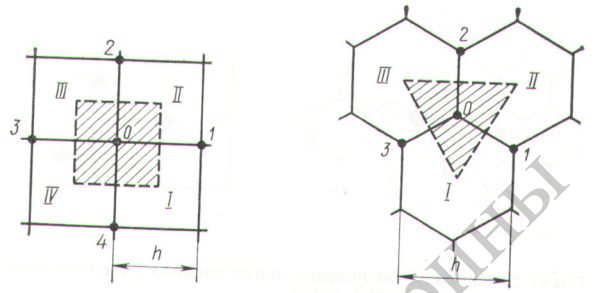
где

$$\begin{aligned} Q_j^{(0)} = \frac{1}{4} \left[\frac{\chi_j}{k_{эф}} \sum_{i=1}^J (v_j \Sigma_{ji}^I + v_j \Sigma_{ji}^{II} + v_j \Sigma_{ji}^{III} + \right. \\ \left. + v_j \Sigma_{ji}^{IV}) \phi_i^{(0)} + \right. \\ \left. + \sum_{i=1}^{j-1} (\Sigma_i^I + \Sigma_i^{II} + \Sigma_i^{III} + \Sigma_i^{IV}) \phi_i^{(0)} \right]; \end{aligned}$$

б) для шестиугольных ячеек

$$\begin{aligned} & (D_j^I + D_j^{II}) \phi_j^{(1)} + (D_j^{II} + D_j^{III}) \phi_j^{(2)} + \\ & + (D_j^{III} + D_j^I) \phi_j^{(3)} - [2(D_j^I + D_j^{II} + D_j^{III}) + \\ & + \frac{h^2}{6} (\Sigma_j^I + \Sigma_j^{II} + \Sigma_j^{III})] \phi_j^{(0)} + \frac{h^2}{2} Q_j^{(0)} = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

* Здесь и ниже термин «расчетная ячейка» используется для обозначения заштрихованных на рис. 1 площадей.



Р и с. 1. Схемы расположения расчетных узлов и ячеек реактора. Римскими цифрами обозначены номера ячеек реактора, арабскими — номера узлов расчетной сетки. Заштрихованы ячейки расчетной сетки.

где

$$\begin{aligned} Q_j^{(0)} = \frac{1}{3} \left[\frac{\chi_j}{k_{эф}} \sum_{i=1}^J (v_j \Sigma_{ji}^I + v_j \Sigma_{ji}^{II} + v_j \Sigma_{ji}^{III}) \phi_i^{(0)} + \right. \\ \left. + \sum_{i=1}^{j-1} (\Sigma_i^I + \Sigma_i^{II} + \Sigma_i^{III}) \phi_i^{(0)} \right]. \end{aligned}$$

Учет поглощающих стержней

При получении разностных уравнений (6), (7) предполагали, что ячейки реактора однородны. В действительности же в них или между ними могут располагаться поглощающие стержни, причем вблизи стержней справедливость уравнений диффузии нарушается. Поэтому потребуем выполнения на их поверхности эффективных граничных условий вида

$$\frac{1}{\phi_j} \cdot \frac{d\phi_j}{dn^0} \Big|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_s} = \frac{\Sigma_{tr}^j}{\gamma_j}, \quad (8)$$

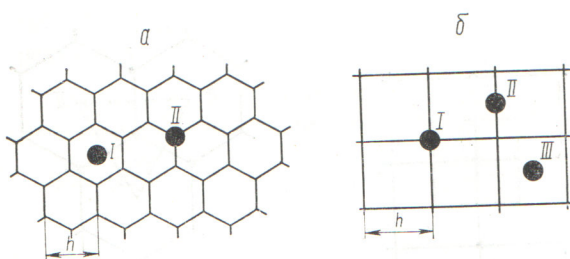
где Σ_{tr} — транспортное сечение среды; γ — безразмерная длина линейной экстраполяции.

Если принять, что поглощение нейтронов и азимутальная асимметрия распределения потока нейтронов вблизи стержня (в пределах одной ячейки) малы, то распределение нейтронного потока в окрестности каждого стержня можно представить в виде

$$\phi(r) \approx 1 + \frac{\Sigma_{tr}}{\gamma} r_0 \ln \frac{r}{r_0}, \quad (9)$$

где r — расстояние от центра стержня; r_0 — радиус стержня.

Рассмотренные схемы расположения стержней относительно узлов расчетной сетки показаны на рис. 2. Для таких схем (они наиболее часто встречаются на практике) учет азимутальной асимметрии в решении (9) является излиш-



Р и с. 2. Схемы расположения поглощающих стержней относительно узлов расчетной сетки: а — треугольная решетка; б — квадратная решетка.

ним. Он необходим только при несимметричном расположении стержня относительно ближайших узлов сетки.

Действие стержня можно заменить введением эквивалентного дополнительного сечения поглощения нейтронов $\Delta\Sigma_c$ в ближайшие узлы конечно-разностной сетки для каждой энергетической группы. Для k -го узла сетки это дополнительное сечение определяется выражением

$$\Delta\Sigma_{ck} = \frac{D\nabla\phi\Delta L_k}{S\phi_k} = \frac{1}{3\gamma} \cdot \frac{\Delta L_k}{S} \frac{\phi(r_0)}{\phi_k}, \quad (10)$$

где D — коэффициент диффузии; S — площадь расчетной ячейки; ΔL_k — часть поверхности стержня, попадающая в расчетную ячейку; $\phi(r_0)$ — поток нейтронов на поверхности стержня; ϕ_k — поток нейтронов в k -м узле (по смыслу, вытекающему из вывода конечно-разностных уравнений, ϕ_k — средний поток в расчетной ячейке).

Приняв, что формула (9) справедлива в пределах расчетной ячейки, запишем

$$\phi_k = 1 - \frac{\Sigma_{tr}}{\gamma} r_0 \ln \frac{r_0}{R} + \frac{\Sigma_{tr}}{\gamma} r_0 \left\langle \ln \frac{r}{R} \right\rangle \quad (11)$$

где R — произвольная постоянная, которая введена для удобства представления результатов; скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по площади расчетной ячейки. Величина $\left\langle \ln \frac{r}{R} \right\rangle$ зависит от места расположения стержня в ячейке и от ее формы. Для указанных на рис. 2 пяти случаев расположения стержней получены различные выражения для $\langle \ln \rho \rangle$ (здесь $\rho = \frac{r}{R}$ — безразмерный радиус):

Ia)

$$\langle \ln \rho \rangle = \frac{\pi\rho_0^2(1-2\ln\rho_0)-9(\sqrt{3}/2-\pi/6)}{3\sqrt{3}-2\pi\rho_0^2};$$

IIa)

$$\langle \ln \rho \rangle = \frac{2\pi\rho_0^2(1-2\ln\rho_0)-(3+\ln 3)\sqrt{3}/2+\pi/3}{\sqrt{3}-4\pi\rho_0^2};$$

Iб)

$$\langle \ln \rho \rangle = \frac{\pi\rho_0^2(1-2\ln\rho_0)/2+\ln 2-3+\pi/2}{2-\pi\rho_0^2/2}; \quad (12)$$

IIб)

$$\langle \ln \rho \rangle = \frac{\pi\rho_0^2(1-2\ln\rho_0)/8+\ln 5-3+\arctg(2)/2+\arctg(1/2)}{2-\pi\rho_0^2/4};$$

IIIб)

$$\langle \ln \rho \rangle = \frac{\pi\rho_0^2(1-2\ln\rho_0)/4+\ln 2-3+\pi/2}{2-\pi\rho_0^2/2};$$

здесь и везде $R = h$, за исключением последнего случая, где $R = h/2$.

Как уже отмечалось, разработанные программы являются двумерными, поэтому они пригодны для расчета реакторов однородных по высоте и, следовательно, только для реакторов с полностью погруженными стержнями. Однако в реальных случаях хотя бы часть поглощающих стержней погружена не полностью. Тем не менее оказалось, что и в этом случае можно с достаточной степенью точности рассчитать по двумерной программе такие важные характеристики, как мощность каждого ТК и эффекты изменения реактивности. Для учета частично погруженных стержней использовалась модель, в которой эти стержни заменялись полностью погруженными стержнями, эквивалентными им по эффективности. Такая модель хорошо описывает глобальные перекосы нейтронного поля (азимутальные и радиальные). Мощность ближайших к таким стержням ТК, как показывают оценки для реакторов Белоярской АЭС, завышается примерно на 3%.

Примеры расчета

По разработанным программам были проведены расчеты нескольких действующих уран-графитовых реакторов. На рис. 3 представлены результаты расчета распределения потока тепловых нейтронов вдоль горизонтального канала реактора Первой АЭС; на этом же рисунке для сравнения приведены экспериментальные данные. Расчет и эксперименты выполнены для двух положений поглощающих стержней, сильно различающихся влиянием на форму нейтронного поля.

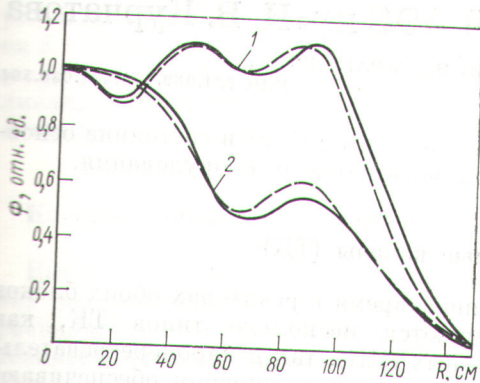


Рис. 3. Распределение потока тепловых нейтронов вдоль горизонтального экспериментального канала реактора первой АЭС:

— эксперимент; — — — расчет; 1 — реактор компенсируется шестью стержнями внутреннего кольца регуляторов и тремя внешними; 2 — реактор компенсируется двенадцатью стержнями внешнего кольца регуляторов и одним внутренним.

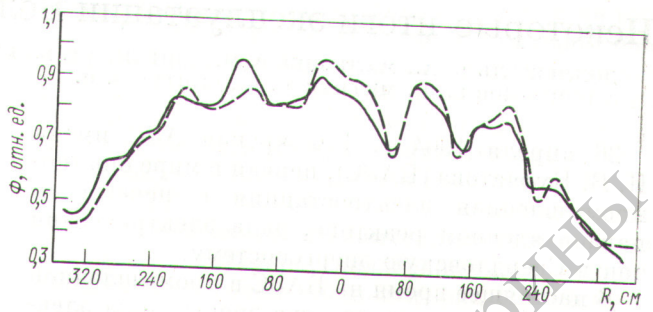


Рис. 4. Распределение потока тепловых нейтронов вдоль горизонтального экспериментального канала реактора второго блока Белоярской АЭС: — — — эксперимент; — — — расчет.

Расчеты реакторов Белоярской АЭС показали возможность определения с удовлетворительной точностью нейтронных полей в реакторах больших размеров. Вместе с тем эти расчеты выявили повышенную чувствительность нейтронных полей к нарушению симметрии загрузки активной зоны.

Начиная с 1967 г. в течение ряда лет результаты расчетов полей энерговыделения в реакторе второго блока Белоярской АЭС сравнивались с экспериментальными данными. Результаты сравнения показали практически достаточную точность расчетного метода определения мощности ТК. Полученное согласие подтвердило допустимость модели «независимых» ячеек, по которой считалось, что их нейтронно-физические характеристики зависят от мощности и энерговыработки только своих ТК.

С 1970 г. один из вариантов рассмотренной программы используется на Белоярской АЭС как для прогнозирования перегрузок ТК, так и для контроля мощности ТК при работе реактора (в сочетании с экспериментальными мето-

дами). Погрешность расчетных значений мощности ТК составляет ~ 5%.

На рис. 4 приведены расчетные и экспериментальные распределения нейтронного потока по диаметру работающего на мощности реактора второго блока Белоярской АЭС. Экспериментальные данные получены путем активации стальной проволоки в горизонтальном канале реактора.

Кроме указанных выше случаев разработанные программы использовались также для расчета других реакторов, в том числе и на быстрых реакторах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блохинцев Д. П., Минашин М. Е., Сергеев Ю. А. «Атомная энергия», 1956, № 1, с. 24.
2. Марчук Г. И. Там же, № 2, с. 11.
3. Фейнберг С. М. В сб.: Реакторостроение и теория реакторов. М., Изд-во АН СССР, 1955, с. 152.
4. Галанин А. Д. Там же, с. 191.
5. Whiteley A. e. a. III Женевская конф., 1964, докл. Великобритании № 169.
6. Новиков А. Н. и др. Fuel Burn-up Predictions in Thermal Reactors. Vienna, IAEA, 1968.
7. Городков С. С. Новый метод расчета гетерогенных реакторов. Препринт ИАЭ-2251. М., 1973.
8. Варга Р. В сб.: Теория ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1963, с. 187.
9. Varga R. Trans. Nucl. Sci., 1957, v. NS-4.

