Многогрупповой кинетический расчет реактора с гексагональными топливными кассетами

УДК 621.039.51

ИСАЕВ Н. В., СЛЕСАРЕВ И. С., ГОРБАТОВ Н. Е.

В последние годы появилась тенденция к созданию алгоритмов расчета двумерных реакторов с гексагональной или квадратной формой ячеек активной зоны. При этом форма ячейки как правило соответствует форме топливной кассеты реактора. Такой выбор геометрии ячеек удобен, так как современные энергетические реакторы состоят из большого количества топливных кассет гексагональной или квадратной формы. В состав активной зоны реактора входят кассеты, сильно различающиеся по своим нейтронно-физическим свойствам. Корректный расчет такой сложной гетерогенной системы может потребовать более высоких приближений, чем диффузионное, описанное в работе [1].

В настоящей работе рассмотрена конечно-разностная схема приближенного решения многогруппового кинетического уравнения для реактора, состоящего из гексагональных кассет. Решение уравнения внутри кассеты имеет вид

$$\Phi^g(x, y, \mu, \varphi) = Z^g(x_M, y_M, \mu, \varphi) \exp\left[-\int\limits_{\frac{x_M}{a}}^{\frac{x}{a}} ds' \Sigma^g_{tot}(x - as', y - bs')\right] + \int\limits_{\frac{x_M}{a}}^{\frac{x}{a}} ds' \exp\left[-\int\limits_{\frac{x_M}{a}}^{s'} ds'' \Sigma^g_{tot}(x - as'', y - bs'')\right] \times Q^g(x - as'', y - bs'', \mu, \varphi), \qquad (1)$$

где $\Phi^g(x, y, \mu, \varphi)$ — поток нейтронов g-й группы; $g = 1, 2, \ldots, G$; Σ^g_{tot} — полное макроскопическое сечение; $Z^g(x_M, y_M, \mu, \varphi)$ — распределение потока нейтронов на границе кассеты; М — точка на границе кассеты; s — расстояние от М до любой точки внутри кассеты. Конечно-разностная сетка получена в следующих предположениях: Z^g — линейная функция, зависящая от значений Φ^g в углах гексагональной кассеты; область изменения переменной φ разбита на 6 равных интервалов, а переменной μ на N интервалов; в каждом угловом диапазоне поток нейтронов записывается в виде (1) при заданном постоянном по кассете источнике Q^g и однородном (гомогенизированном) составе кассеты. Интегрируя (I) в интервалах $\Delta\mu_n$ $(n = 1, \ldots, N)$ и $\Delta\varphi_l$ $(l = 1, \ldots, 6)$, можно получить схему, в которой реализация граничных условий на внешней поверхности осуществляется за 6 «прогонок» по узлам сетки, расположенным в углах кассет.

Предложенная схема реализована в виде комплекса программ HEXAGON, написанного на языке ФОРТРАН для ЭВМ типа БЭСМ-6. Программа позволяет получать значения $k_{эф}$ реактора и усредненные по кассете потоки нейтронов, энерговыделения, распределения процессов. Расчетная схема обладает значительным быстродействием, так что время, затрачиваемое ЭВМ на расчет реактора в кинетическом приближении, стремится к времени диффузионного расчета.

Приведен пример расчета быстрой физической сборки (БФС-24-7), состоящей из 62 гексагональных кассет «под ключ», равных 5,1 *см*.

Описанная схема может быть применима для ячеек квадратной и треугольной формы и использована для синтеза трехмерного решения многогруппового кинетического уравнения, как это предложено в работе [2].

(№ 771/7882. Поступила в Редакцию 31/V 1974 г. Полный текст 0,45 а.л., 3 рис., 2 библиогр. ссылки.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акимов И. С., Минашин М. Е., Шарапов В. Н. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 6, с. 427—428.
2. Слесарев И. С., Сироткин А. М., Хромов В. В. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 3, с. 253—254.

О снижении максимальной температуры в защитных слоях реакторов

УДК 621.039.538

ПЕТРОВ Э. Е., БОНДАРЕНКО И. М.

В работах [1, 2] с помощью принципа максимума Понтрягина [3] была решена задача оптимального распределения ядерного горючего в пластинчатом и цилиндрическом твэлах для снижения перепада температур. Настоящая статья является методическим распространением этих работ на проблемы создания высокотемпературных защит. Получено решение оптимального распределения теплопроводящего наполнителя для снижения максимальной температуры в защитном слое, ослабляющем нейтронное и γ-излучение. Основная особенность рассматриваемой задачи заключается в том, что она не обладает симметрией и положение максимума температуры заранее не определено и зависит от распределения наполнителя.

Выражение интегрального функционала, описывающего максимальную температуру в слое, получено из уравнения теплопроводности с помощью функции Грина. При этом было предположено, что теплопроводность смеси линейно зависит от концентрации наполнителя. В источниках тепла учитывались только первичные процессы взаимодействия нейтронов и γ-квантов с веществом. Оптимальное решение находили с по-