

Рис. 4. Спектр нейтронов в урановой призме размером $70 \times 70 \times 90$ см, облучаемой нейтронами фермиевского спектра на расстоянии 10,5 см от поверхности облучения:

●, × — данные измерений резонансными и пороговыми детекторами соответственно (данные расчетов и эксперимента нормированы на одинаковое число нейтронов, входящих в призму).

сплошная гистограмма) и по измененным константам, полученным в предположении, что в области энергий ниже 500 эв определяющим фактором в формировании нейтронного спектра является не замедление, а диффузия нейтронов.

Приведенные результаты подтверждают возможность использования перечисленных выше резонансных индикаторов для измерения спектров в реакторе. Показано, что применение констант работы [4], полученных

в предположении о постоянстве плотности столкновений в окрестности каждого резонанса, позволяет со сравнительно неплохой точностью рассчитывать средние нейтронные потоки даже в рассмотренном практически предельном случае слабо замедляющей среды с сильным поглощением. Исключение составляет группа нейтронов с энергиями 4,65—10 эв, в которой расположен первый резонанс U^{238} ($E_0 = 6,7$ эв). При расчете по константам работы [4] поток нейтронов в этой группе занижается.

В заключение авторы выражают глубокую признательность В. И. Голубеву, М. Ю. Орлову и О. П. Узнатзе, которые принимали участие в работе, а также благодарят персонал реактора БР-1 и К. П. Нестерова за помощь в проведении измерений.

Поступило в Редакцию 29/XI 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Голубев и др. «Атомная энергия», 11 (1961).
2. Г. И. Марчук. Численные методы расчета атомных реакторов. М., Атомиздат, 1958.
3. С. М. Ермаков и др. Доклад № 363, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
4. А. П. Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
5. Л. П. Абагян и др. Доклад № 357, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
6. М. Н. Николаев. Диссертация, МИФИ, 1965.
7. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
8. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Вып. 1. М., Атомиздат, 1964.
9. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Вып. 2. М., Атомиздат, 1965.
10. В. А. Парфенов. Диссертация, ОИЯИ, 1966.

К расчету реактора с циркулирующим горючим переменной плотности

В. М. НОВИКОВ

УДК 621.039.542.4

Использование в реакторах горючего в газообразной или жидкой фазе дает некоторые физические преимущества по сравнению с твердым топливом. Если горючее протекает через активную зону, то его можно использовать также и в качестве теплоносителя. В этом случае отпадает необходимость введения в активную зону дополнительных каналов для охлаждающего вещества и возрастает полезное использование нейтронов. Кроме того, отравляющие реактор продукты деления будут непрерывно выноситься циркулирующим горючим из активной зоны, и в принципе они могут быть отделены от горючего вне активной зоны.

Единственным соединением урана, находящимся в жидком состоянии при температуре $\sim 50^\circ\text{C}$, является гексафторид урана. Отличительная особенность этого вещества — сильная зависимость его плотности от тем-

пературы. Так, при давлении 100 атм изменение температуры от 60 до 300°C приводит к уменьшению плотности гексафторида урана примерно в два раза [1].

Поскольку плотность гексафторида урана монотонно уменьшается с температурой, то при стационарном режиме работы реактора имеет место строго определенное распределение плотности горючего по длине канала и соответствующее распределение потока нейтронов. Другими словами, задача о реакторе с циркулирующим горючим переменной плотности является в принципе нелинейной задачей, что значительно усложняет расчет.

Подобная ситуация рассмотрена в работе [2] на примере кипящего реактора, где заметно меняется плотность замедлителя по объему реактора. Естественно, однако, ожидать, что для такой интегральной характе-

ристики реактора, как критические размеры, нелинейность задачи будет несущественна, по крайней мере в некоторой области изменения параметров системы. Это означает, что критические размеры реактора можно вычислить по обычным формулам с использованием плотности горючего, усредненной соответствующим образом по объекту активной зоны. Критерий применимости такого приближения будет найден ниже из сравнения точного решения одномерной задачи с приближенным.

Рассмотрим реактор, в котором все параметры зависят от одной координаты z (плоский реактор или цилиндрический реактор с выровненной по радиусу зоной). Торцовые отражатели отсутствуют. Горючее с начальной плотностью ρ_0 и удельной энтальпией ω_0 входит в каналы снизу реактора ($z = 0$) и выходит сверху ($z = H$) с конечными параметрами ρ_1 и ω_1 . Диффузионные и размножающие характеристики системы D , Σ_a , k зависят от координаты z через плотность горючего в данной точке. Пренебрежем влиянием горючего на замедление нейтронов. Тогда можно считать, что возраст нейтронов τ не зависит от z . В этом случае однорупное приближение приводит к уравнению для распределения потока нейтронов Φ :

$$\frac{d}{dz} \left(D \frac{d\Phi}{dz} \right) + \tau \frac{d^2}{dz^2} (k \Sigma_a \Phi) + (k - 1) \Sigma_a \Phi = 0. \quad (1)$$

При рассмотрении теплового баланса в канале горючего будем пренебрегать теплообменом между замедлителем и горючим, а также кинетической энергией единицы массы в сравнении с удельным теплосодержанием горючего. При этих предположениях уравнение потока энергии вдоль канала постоянного сечения имеет вид

$$Q \frac{d\omega}{dz} = \rho \Phi, \quad (2)$$

где Q — коэффициент, зависящий от входной скорости горючего и весового расхода горючего в единицу времени. К уравнениям (1) и (2) следует добавить уравнение состояния горючего [например, для изобарного течения в форме $\rho = \rho(\omega)$].

Если теперь из выражений (1), (2) исключить Φ и перейти к новым переменным ω и $\frac{d\omega}{dz}$, то получим уравнение, которое допускает решение в виде квадратур [3]. Если обогащение горючего достаточно велико и резонансным захватом замедляющихся нейтронов можно пренебречь, то выражение для критической высоты реактора имеет вид

где $\alpha = \frac{L_0^2}{k_0 \tau}$; $\rho(t) = \rho[\omega_0 + (\omega_1 - \omega_0)t]$; $t = \frac{z}{L^2 + k\tau}$ — переменные интегрирования; $\chi^2(t) = \frac{k-1}{L^2 + k\tau}$ — «лапласиан в точке», которой соответствует плотность горючего $\rho(t)$, L — длина диффузии. Индексы 0 и 1 означают соответственно значения параметров на входе и выходе из реактора. Введем понятие эффективного лапласиана системы $\chi_{\text{эфф}}^2$, связав его с высотой H соотношением $H = L \chi_{\text{эфф}}^{-1/2}$. Тогда выражение (3) можно рассматривать как способ усреднения «лапласиана в точке» при переходе к эффективному лапласиану системы с циркулирующим горючим переменной плотности.

Для водородсодержащих замедлителей обычно хорошо выполняется условие $L_1^2/k_1\tau \ll 1$. В этом случае общее выражение (3) существенно упрощается:

$$\chi_{\text{эфф}}^{-1} = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{d\xi}{\sqrt{\xi(1-\xi)}} \times \left\{ \frac{2}{1-\xi} \int_0^1 (1-\eta) [\chi^2(\eta) - \xi \chi^2(\xi\eta)] d\eta \right\}^{-1/2}. \quad (4)$$

Критический режим рассматриваемой системы возможен, если в уравнении (4) выражение в фигурных скобках положительно во всей области изменения параметров. Поскольку плотность горючего при нагревании уменьшается, то χ^2 — монотонно убывающая функция. В этом случае можно показать, что выражение в фигурных скобках достигает наименьшего значения при $\xi = 1$. Отсюда после некоторых преобразований можно получить следующее условие критичности реактора с циркулирующим горючим:

$$\int_{\omega_0}^{\omega_1} (\omega - \omega_0) \chi^2(\omega) d\omega \geq 0, \quad (5)$$

где $\chi^2(\omega)$ — лапласиан, соответствующий плотности горючего с удельной энтальпией ω .

Неравенство (5) можно рассматривать как условие максимально возможного удельного теплосъема, если нет других ограничений, кроме условия критичности.

Отметим, что хотя значение лапласиана в некоторой области может быть отрицательным, тем не менее осуществление критичности возможно при выполнении

$$H = \int_0^1 \frac{d\xi}{\sqrt{\xi(1-\xi)}} \left[1 + \frac{\alpha}{\rho(\xi)} \right] \left\{ \frac{2}{1-\xi} \cdot \frac{1 + \frac{\alpha}{\xi} \int_0^{\xi} \frac{d\xi'}{\rho(\xi')}}{\int_0^1 \frac{d\xi'}{\rho(\xi')}} \int_0^1 (1-\eta) \chi^2(\eta) \times \right. \\ \times \left[1 + \frac{\alpha}{1-\eta} \int_0^{\eta} \frac{d\xi'}{\rho(\xi')} \right] \left[1 + \frac{\alpha}{\rho(\eta)} \right] d\eta - \frac{2\xi}{1-\xi} \int_0^1 (1-\eta) \chi^2(\xi\eta) \times \\ \left. \times \left[1 + \frac{\alpha}{\xi-\eta} \int_0^{\eta} \frac{d\xi'}{\rho(\xi')} \right] \left[1 + \frac{\alpha}{\rho(\xi\eta)} \right] d\eta \right\}^{-1/2}, \quad (3)$$

условия (5). Это соответствует случаю, когда подкритичность одной части реактора компенсируется надкритичностью другой его части. С другой стороны, подкритичность по шкале энталпии должна быть существенно меньше надкритичности, так как согласно выражению (5) положительным должен быть первый момент по энталпии от лапласиана.

Проведем сравнение точного решения задачи об эффективном лапласиане (4) с лапласианом системы, получаемым в приближении средней плотности $Q_{ср}$. Поскольку распределение нейтронов в реакторе неравномерно, то усреднение плотности горючего по объему реактора следует проводить с учетом потока нейтронов,

т. е. $Q_{ср} = \int_0^H Q \Phi dz / \int_0^H \Phi dz$. Воспользовавшись уравнением (2), найдем

$$Q_{ср} = \frac{\omega_1 - \omega_0}{\omega_1} \int_{\omega_0}^{\omega_1} \frac{d\omega}{Q} \quad (6)$$

Для дальнейших вычислений примем, что плотность горючего меняется обратно пропорционально энталпии (случай идеального газа). Для простоты будем считать, что $k = 2\theta$, где θ — коэффициент использования тепловых нейтронов. В этом случае общее выражение (4) сводится к $K(x)$ — полному эллиптическому интегралу первого рода:

$$\kappa_{эфф}^2 = \frac{\pi^2}{8} \left[1 - \beta \left(1 + \frac{x}{3} \right) \right] \times \left[K \left(\sqrt{\frac{\beta(x)}{3 \left[1 - \beta \left(1 + \frac{x}{3} \right) \right]}} \right) \right]^{-2} \quad (7)$$

(в единицах длины миграции M_0), где $\beta = \frac{2-k_0}{k_0}$;

$x = \frac{\omega_1 - \omega_0}{\omega_0}$ — относительное увеличение теплосодержания единицы массы горючего при прохождении его через активную зону реактора.

Значение $\kappa_{ср}^2$ при использовании средней плотности (6) равно:

$$\kappa_{ср}^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \beta \left(1 + \frac{x}{2} \right) \right]. \quad (8)$$

Из рисунка, на котором показан ход кривых $\kappa_{эфф}^2$ и $\kappa_{ср}^2$, видно, что использование средней плотности горючего приводит к занижению критического объема реактора. Как следует из рисунка, максимально возможный удельный теплосъем, вычисленный в приближении средней плотности, в 4/3 раза больше точного значения.

Анализ выражений (7) и (8) показывает, что ошибка в вычислении критических размеров при использовании усредненной плотности (6) не превышает одного процента, если выполняется неравенство

$$3 \frac{Q_0 - Q_1}{2Q_1} \cdot \frac{2 - k_0}{k_0 - 1} \leq 1. \quad (9)$$

Поскольку на практике изменение плотности гексафторида урана с ростом энталпии происходит менее резко, чем в случае идеального газа, то неравенство (9)

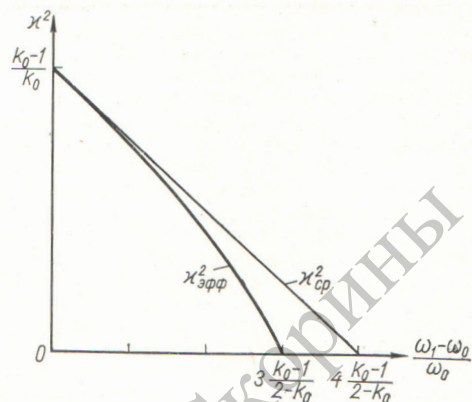


График функций $\kappa_{эфф}^2$ и $\kappa_{ср}^2$ (по оси абсцисс отложено относительное увеличение теплосодержания единицы массы горючего).

можно рассматривать в общем случае как критерий применимости приближения средней плотности.

В заключение автор благодарит Г. А. Батя, В. А. Дмитриевского, А. А. Сазыкина и Я. В. Шевелева за обсуждение результатов работы.

Поступило в Редакцию 3/1 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Кац, Е. Рабинович. Химия урана. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
2. Б. З. Торлин. «Атомная энергия», 9, 257 (1960).
3. А. Я. Крамеров, Я. В. Шевелев. Инженерные расчеты ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.