



Определение критической массы и распределения потока нейтронов методом физического моделирования

В. А. Дмитриевский, И. С. Григорьев

Проектированию ядерных реакторов, особенно реакторов нового типа, предшествуют экспериментальные работы по уточнению их параметров. В данной работе предлагается новый метод предварительного определения критической массы реактора и распределения потока нейтронов—метод физического моделирования. Для проведения опытов используется модель реактора, не содержащая делящегося вещества. «Рабочие» каналы модели заполняются поглотителем нейтронов, имитирующим по сечению поглощения нейтронов делящееся вещество. Рождение быстрых нейтронов деления имитируется с помощью источника нейтронов, который последовательно перемещается вдоль каналов. Распределение потока тепловых нейтронов измеряется с помощью детекторов, чувствительных к тепловым нейтронам. Если известна мощность источника и абсолютное значение нейтронного потока, то из опыта можно найти и критическую массу реактора.

Метод моделирования проверен на реакторе с шестифтористым ураном. Значение критической массы, найденное из опытов, находится в хорошем согласии со значением, полученным при пуске реактора.

Наряду с критическими и экспоненциальными опытами предложенный метод может быть полезным для предварительного исследования проектируемых реакторов, выбора оптимальных параметров решеток и т. д. Метод очень прост и не требует для его использования ни делящегося материала, ни больших нейтронных потоков.

Краткое описание метода

Представим себе модель реактора, геометрические размеры, конструктивные материалы и замедлитель которой такие же, как в исследуемом реакторе. Заполним каналы модели поглотителем нейтронов, который будет играть роль делящегося вещества. Желательно, чтобы вид зависимости сечения поглощения нейтронов от энергии для выбранного поглотителя мало отличался от такой зависимости для делящегося материала.

Покажем сначала, что в такой модели с помощью источника нейтронов можно полностью воспроизвести распределение нейтронного потока по реактору. Для этого условно разделим каналы модели, содержащие поглотитель, на отдельные ячейки. В реакторе, находящемся в критическом состоянии, каждая такая ячейка является локальным источником нейтронов. Количество быстрых

нейтронов, испускаемых одной ячейкой с координатой $\vec{r}$ за время t , равно

$$N_p(\vec{r}) = \gamma \Phi_0 \phi(\vec{r}) \Sigma t, \quad (1)$$

где: γ —число быстрых нейтронов деления, испускаемых ядром на каждый поглощенный тепловой нейтрон; Φ_0 —величина потока тепловых нейтронов в центре активной зоны; $\phi(\vec{r})$ —безразмерная функция распределения потока, нормированная на единицу; Σ —макроскопическое сечение поглощения нейтронов делящимся веществом, отнесенное к одной ячейке.

Для того чтобы имитировать процесс испускания быстрых нейтронов с помощью модели, будем последовательно в каждую ячейку канала помещать источник быстрых нейтронов. Если мощность источника Q нейтр/сек, то для испускания им $N_m(\vec{r})$ нейтронов время пребывания источника в

ячейке должно равняться

$$\tau(\vec{r}) = \frac{N_m(\vec{r})}{Q}. \quad (2)$$

Чтобы определить распределение потока тепловых нейтронов, разместим в модели индикаторы тепловых нейтронов (например, из диспрозия). Пусть период полураспада индикатора много больше времени его облучения. В этом случае активность детектора не зависит от того, активируется ли он одновременно множеством источников (как это имеет место в реакторе) или только одним источником, помещаемым последовательно во все ячейки (как это имеет место в модели). Справедливость этого утверждения следует из того, что поток нейтронов в любой точке реактора может быть представлен как суперпозиция потоков от каждого источника в отдельности.

Мощность источников в различных местах реактора меняется пропорционально потоку тепловых нейтронов $\Phi(\vec{r})$. Источники различной мощности можно имитировать, выдерживая источник в каждой ячейке канала определенное время $\tau(\vec{r})$, пропорциональное потоку:

$$\tau(\vec{r}) = \tau_0 \Phi(\vec{r}). \quad (3)$$

Для этого необязательно заранее знать распределение потока тепловых нейтронов. Зададим первоначально любой закон распределения (например, протянем источник через каналы равномерно). Тогда по активности индикаторов тепловых нейтронов это распределение определяется в первом приближении. Задавая каждый раз вновь найденный закон распределения, можно найти предельное (истинное) распределение. Как увидим ниже, ряд последовательных приближений сходится довольно быстро. Сходимость ряда последовательных приближений в системах подобного рода использована в работе [1] для расчета критической массы реактора.

Покажем, что метод моделирования дает возможность определить критическую массу. Каждый элемент реактора является источником нейтронов, испускающим $N_p(\vec{r})$ быстрых нейтронов за время t . Приравнивая числа быстрых нейтронов, испущенных элементарными объемами реактора N_p и модели

N_m , получим

$$\eta \Phi_0 \Phi(\vec{r}) \Sigma t = Q \tau_0 \Phi(\vec{r}). \quad (4)$$

Откуда для η имеем

$$\eta = \frac{Q \tau_0}{\Phi_0 \Sigma t}. \quad (5)$$

Числитель этого выражения представляет собой количество быстрых нейтронов, испущенных за время t ячейкой делящегося вещества, расположенной в центре реактора, а знаменатель — количество поглощенных ею тепловых нейтронов. В модели те же процессы происходят за время $\tau_1 + \tau_2 + \dots = \sum_i \tau_i$, равное полному времени опыта.

Пусть мощность источника Q известна, а индикаторы по наведенной в них активности A позволяют определить абсолютное значение интегрального потока тепловых нейтронов

$$\Phi t = \frac{A}{B}, \quad (6)$$

где $1/B$ — коэффициент пропорциональности, учитывающий геометрию опыта и эффективность счета активности.

Тогда, комбинируя формулы (5) и (6), вычислим значение

$$\eta = \frac{B Q \tau_0}{A \Sigma}. \quad (7)$$

В зависимости от выбранных материалов и геометрических размеров системы величина η может оказаться любым числом, большим или равным единице. Формула (5) является условием баланса нейтронов. Вследствие утечки нейтронов из системы и поглощения их в процессе замедления число тепловых нейтронов, поглощенных элементарной ячейкой, не может быть больше количества быстрых нейтронов, испущенных ею. Можно сказать, что модель эквивалентна реальной критической системе, в которой делящееся вещество, обладая макроскопическим сечением поглощения Σ , испускает η быстрых нейтронов на один поглощенный тепловой нейтрон. В частности, при использовании U^{235} реактор будет надкритическим, если найденное из опыта значение $\eta < 2,07$, и подкритическим — при $\eta > 2,07$.

Проводя опыты с различными количествами поглощающего материала и строя

график функции $\eta = f(\Sigma)$, по точке пересечения ее с прямой $\eta = 2,07$ можно определить $\Sigma_{\text{крит}}$, т. е. критическую массу реактора.

На самом деле для оценки критической массы достаточно только одного опыта. Это следует из того, что зависимость $\eta = f\left(\frac{1}{\Sigma}\right)$ приближенно изображается прямой линией, отсекающей на оси ординат отрезок, близкий к единице. Так, например, в простейшем случае бесконечно большого реактора на чистом U^{235} ($\varphi = 1$), когда линейная зависимость выполняется точно, из условия $k_{\infty} = 1$ получаем

$$\eta = \frac{k_{\infty}}{f} = 1 + \beta \frac{1}{\Sigma}.$$

Здесь f — коэффициент теплового использования, а β — коэффициент, зависящий от параметров решетки и свойств замедляющего материала.

Трудность определения критической массы реактора состоит в том, что для расчета величины η необходимо знать как мощность источника Q , так и абсолютное значение потока тепловых нейтронов (величину B). Измерение каждой из этих величин является, вообще говоря, самостоятельным и довольно сложным экспериментом. Но поскольку нас интересуют не сами эти величины, а их произведение QB , эту трудность можно преодолеть с помощью следующего опыта. Представим себе сферу радиусом R , заполненную идеальным (не поглощающим нейтроны) замедлителем. Поместим в центр этой сферы источник мощностью Q . Если радиус сферы достаточно велик по сравнению с длиной замедления, то через поверхность сферы будут вылетать только тепловые нейтроны, поток которых на поверхности равен $\frac{Q}{4\pi R^2}$. Активность насыщения индикатора тепловых нейтронов, расположенного на поверхности сферы

$$A' = \frac{Q}{4\pi R^2} \frac{B}{\lambda}, \quad (8)$$

где λ — постоянная распада индикатора.

С учетом (8) выражение для величины η будет иметь вид

$$\eta = \frac{A'}{A} \cdot \frac{4\pi R^2 \lambda \tau_0}{\Sigma}. \quad (9)$$

Таким образом, для вычисления η необходимо измерить лишь относительные активности индикатора.

Экспериментальная проверка метода

Для экспериментальной проверки метода была построена простейшая модель реактора, в котором и замедлителем, и отражателем нейтронов служила обычная вода. Схема

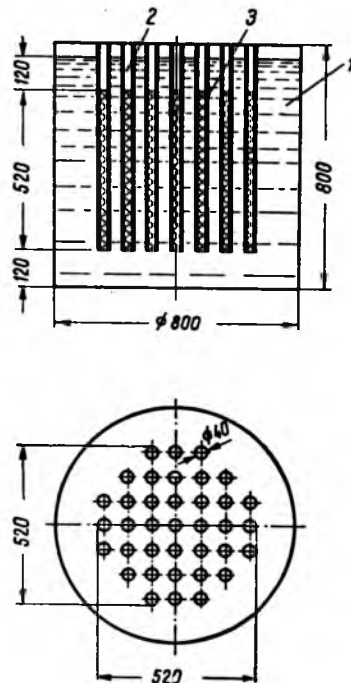


Рис. 1. Схема модели водяного реактора:

1 — вода; 2 — каналы «активной зоны» (шаг решетки 80 мм); 3 — слой карбида бора. Размеры даны в миллиметрах.

модели представлена на рис. 1. Модель реактора представляла собой алюминиевый бак, заполненный водой, с 37 алюминиевыми трубками, которые образовывали цилиндрическую активную зону высотой 52 см и радиусом 25 см. Внутри алюминиевых трубок вставлялись трубки из плотной бумаги, на которые при помощи клея наносился порошок карбида бора. Бор имитировал U^{235} по поглощению тепловых нейтронов. В качестве источника нейтронов использовался источник $Po - \alpha - B$ мощностью $3 \cdot 10^6$ нейтр/сек. Индикаторами потока нейтронов служили пластинки из окиси диспрозия.

Поскольку период полураспада диспрозия $T_{1/2} = 139,2$ мин [2], то общее время облучения было выбрано равным 30 мин (около $0,2 T_{1/2}$). Для определения распределения потока тепловых нейтронов в качестве первого приближения было задано равномерное распределение. Каждый канал был разбит по высоте на 10 равных зон,

показано на рис. 2 и 3 (кривая 1). Затем при сохранении общего времени активации неиз-

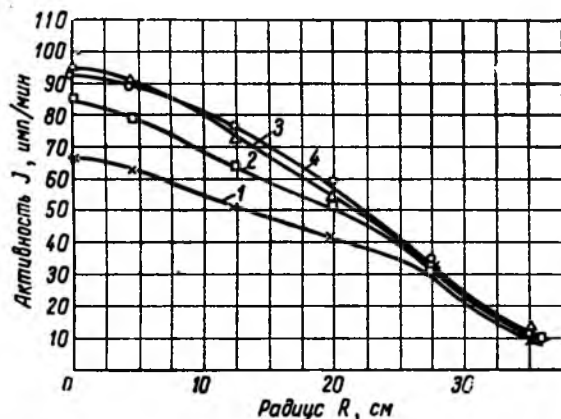


Рис. 2. Распределение активностей индикаторов по радиусу модели.

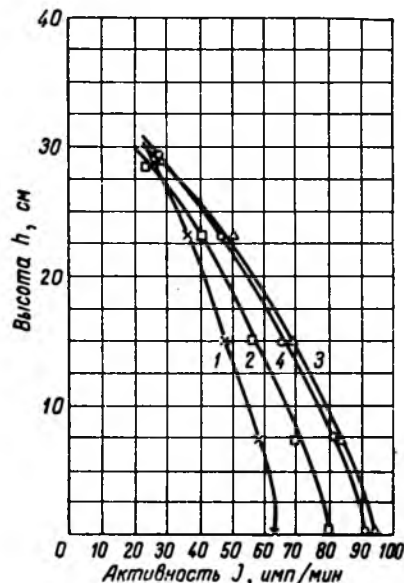


Рис. 3. Распределение активностей индикаторов по высоте модели.

и в каждой из полученных таким образом 370 ячеек источник выдерживался в течение 5 сек.

менным время пребывания источника в каждой ячейке было изменено в соответствии с полученным распределением. В результате

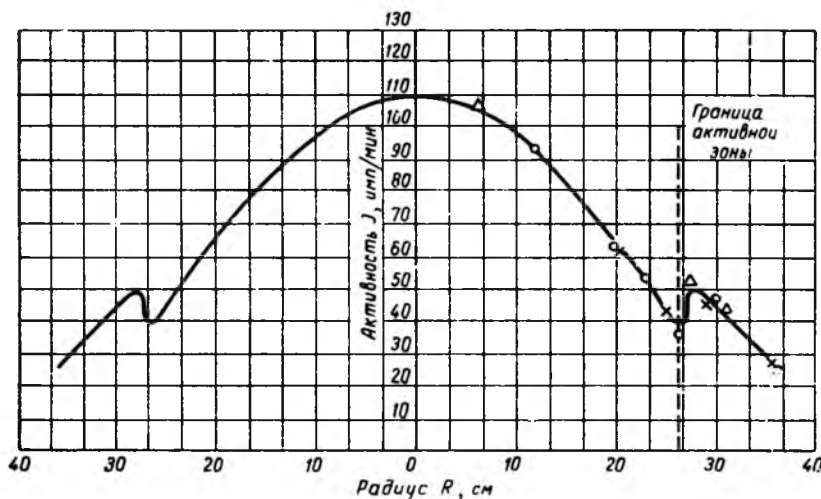


Рис. 4. Распределение активностей индикаторов по радиусу модели, соответствующее концентрации поглотителя, равной 18 г карбида бора на канал. Δ , $\times$, $\circ$ — значения, полученные в трех независимых экспериментах.

Распределение активностей индикаторов, пропорциональное потоку тепловых нейтронов, найденное в результате первого опыта,

таких последовательных приближений получены кривые распределения потока тепловых нейтронов (2, 3 и 4). Из рисунков видно, что кривые 3 и 4 практически совпадают.

Таким образом, ряд последовательных приближений действительно сходится к предельному распределению, соответствующему распределению потока тепловых нейтронов в исследуемой системе.

Для иллюстрации на рис. 4 приведено измеренное распределение потока тепловых нейтронов, соответствующее концентрации 18 г карбида бора на канал, что эквивалентно

324 г U^{235} . Полученное распределение аналогично распределению потока тепловых нейтронов для реакторов рассматриваемого типа.

Для определения зависимости величины η от $\frac{1}{\Sigma}$ были найдены кривые распределения, соответствующие концентрациям 2,52; 5,5; 9,0; 12,6 и 18 г карбида бора на канал. Величина η в каждом случае рассчитывалась по формуле (7). Значение коэффициента B определялось по активации индикаторов в известном нейтронном потоке.

Зависимость $\eta = f\left(\frac{1}{\Sigma}\right)$ приведена на рис. 5. Экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую линию, отсекающую на

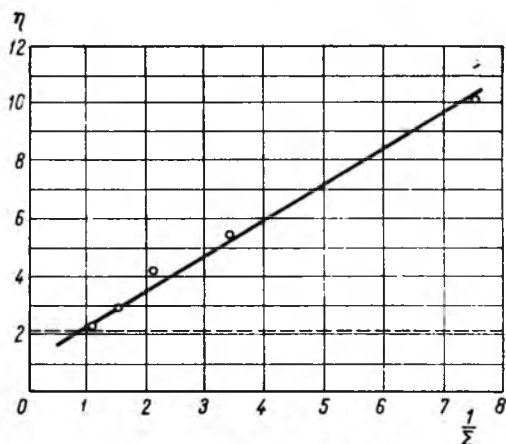


Рис. 5. Зависимость $\eta = f\left(\frac{1}{\Sigma}\right)$. В принятом масштабе единица на оси абсцисс соответствует концентрации поглотителя, равной 19,2 г карбида бора на канал.

оси ординат отрезок, близкий к 1. Как уже указывалось выше, пересечение прямых $\eta = f\left(\frac{1}{\Sigma}\right)$ и $\eta = 2,07$ [3] даст значение $1/\Sigma_{\text{крит}}$. Для описываемой модели критическая масса по U^{235} составляла приблизительно 13 кг.

Модельные опыты на стендовом реакторе с газообразным делящимся веществом

Представляло интерес проверить метод моделирования на модели реактора, критическая масса которого известна точно. Такие опыты были проведены на стендовом реакторе с газообразным делящимся веществом [4].

Перед проведением модельных опытов все 148 рабочих каналов реактора были заме-

нены каналами со слоем карбида бора. Опыт проводился трижды с различными количествами поглощающего материала. Макроскопическое сечение поглощения карбида бора, нанесенного на бумагу, определялось путем измерения пропускания монохроматического пучка нейтронов¹. Значения Σ , приведенные к температуре 343° К, оказались равными 0,85; 1,33 и 2,06 см⁻², что эквивалентно соответственно давлениям 500, 785 и 1210 мм рт. ст. газообразного гексафторида урана с 90%-ным содержанием U^{235} при температуре 350° К. (Было принято, что температура нейтронного газа на 50° выше температуры замедлителя.)

Из-за отсутствия источника нейтронов $Ro - \alpha - B$ достаточной мощности для этих опытов пришлось воспользоваться источником $Ro - \alpha - Be$, средняя энергия нейтронов которого была оценена нами в 4,4 Мэв. Можно показать, что для данной системы отличие спектра нейтронов деления от спектра нейтронов используемого источника не приводит к значительной погрешности в определении критической массы. Некоторое неудобство для проведения эксперимента состояло в наличии большого числа каналов (148 штук). Использование геометрической симметрии реактора позволило ограничиться протягиванием источника только через 37 каналов ($1/4$ от общего числа). Соответственно этому в расчетную формулу (9) была введена поправка.

Для вычисления величины η необходимо знать еще значение мощности источника Q и абсолютную величину потока тепловых нейтронов (коэффициент B). Для определения произведения этих величин была использована сферическая оболочка радиусом $R = 30$ см, заполненная тяжелой водой. Сфера была помещена в металлический кожух, внутренние стенки которого выложены листовым кадмием. В центр сферы помещался исследуемый источник. Активность насыщения индикаторов, расположенных на поверхности сферы, равна [см. (8)]

$$A' = \xi \frac{BQ}{4\pi R^2} \quad (10)$$

Коэффициент ξ введен для учета доли незамедлившихся нейтронов.

¹ Выполнено по нашей просьбе Ю. Я. Конаховичем.

Пренебрегая поглощением в тяжелой воде, можно подсчитать величину ξ [5]. Этот коэффициент для используемой сферы и источника $P_0 - \alpha - \text{Be}$ оказался равным 0,607.

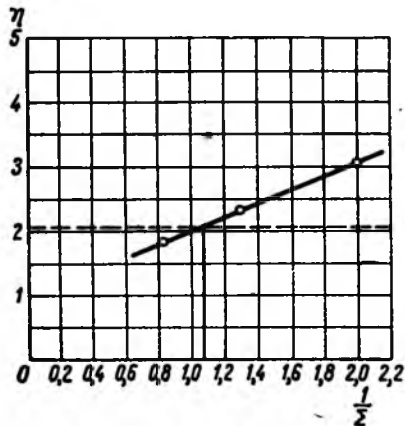


Рис. 6. Зависимость $\eta = f\left(\frac{1}{\Sigma}\right)$ для модели реактора с газобразным UF_6 . В принятом масштабе единица по оси абсцисс соответствует концентрации поглотителя, эквивалентной давлению 1000 мм.

Таким образом, расчетная формула (9) принимает следующий окончательный вид:

$$\eta = \frac{\frac{1}{4} A' \lambda_4 \pi R^2 \int \tau dV}{\Sigma \xi f_B \int A dV}, \quad (11)$$

где отношение τ_0/A , равное отношению времени пребывания источника в центральной

ячейке активной зоны к активности индикатора, заменено отношением соответствующих интегралов по всему объему модели. Коэффициент $1/4$ учитывает, что источник протягивался лишь через $1/4$ всех каналов. Коэффициент $f_B = 1,026$ есть поправка Боте на искажение нейтронного поля зондом.

В трех опытах с различным количеством поглощающего материала для η были получены следующие значения:

$$\eta = 3,04; \quad \eta = 2,3 \quad \text{и} \quad \eta = 1,8.$$

Зависимость η от $1/\Sigma$ представлена на рис. 6.

По точке пересечения прямой $\eta = f\left(\frac{1}{\Sigma}\right)$ и прямой $\eta = 2,07$ найдено значение критического давления $P_{\text{крит}} = 935 \text{ мм рт. ст.}$. Истинное значение критического давления, определенное при пуске стендового реактора, равно 1018 мм рт.ст. Согласие достаточно хорошее.

Заключение

Метод моделирования позволяет находить распределение потока тепловых нейтронов и производить оценку критической массы реактора на обогащенном уране малой плотности. Возможности применения метода к другим реакторам ограничиваются выбором подходящего поглотителя нейтронов, имитирующего по своим свойствам делящееся вещество. Этот метод может найти применение и при решении ряда смежных задач нейтронной физики.

Поступила в Редакцию 18/XI 1958 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Thompson. J. Appl. Phys., 22, No. 10, 1223 (1951).
2. А. Н. Несмеянов, А. В. Лапицкий, Н. П. Руденко. Получение радиоактивных изотопов. М., Госхимиздат, 1954.
3. D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross Sections, BNL-325, U. S. Government Printing Office, 1958.
4. И. К. Кикоин, В. А. Дмитриевский, И. С. Григорьев, С. В. Керсновский, Ю. Ю. Глазков, Б. Г. Дубовский. Атомная энергия, 5, № 3, 294 (1958).
5. И. Снеддон. Преобразования Фурье. Изд-во иностр. лит., 1955.