

## Экономные экспериментальные методы изучения физики ядерных реакторов

В. Ф. ЖЕЖЕРУН

УДК 621.039.519

Современное состояние реакторной науки позволяет рассчитать практически любой реактор. И конструктор почти всегда уверен, что такой реактор будет работать, ибо несовершенство расчетных методов и погрешности используемых в расчетах экспериментальных констант не столь велики, чтобы их нельзя было компенсировать в расчетах разумным «запасом прочности». Но практика требует, чтобы реактор не просто работал, а и служил цели, для которой он сконструирован, наилучшим образом, т. е. был в некотором отношении оптимальным.

Проблема оптимизации ядерных реакторов еще не может быть решена с помощью одних расчетов, она требует многочисленных экспериментальных исследований при проектировании нового или усовершенствовании уже работающего реактора. Эта проблема касается как конструкции реактора, так и режима его работы и часто является многоплановой, требующей нахождения компромисса между различными, нередко противоречивыми требованиями. Разумного же компромисса нельзя достигнуть без предварительного выявления оптимума, по крайней мере по наиболее важным параметрам.

Одним из широко известных методов экспериментального изучения реакторов с точки зрения нейтронной физики является критический эксперимент. Он дает возможность получить нейтроннофизические параметры реактора, которые обычно разделяют на макро- и микропараметры. К первым, как известно, относятся: материальный параметр  $B_m^2$ , площадь миграции  $L^2 = L_f^2 + L^2$  (где  $L_f^2$  и  $L^2$  — площади замедления и диффузии) и экономия отражателя  $\chi$ ; во втором — величины  $\eta$ ,  $\epsilon$ ,  $\rho$  и  $f$ , входящие в соотношение четырех сомножителей  $k_\infty = \eta \epsilon \rho f$  и характеризующие элементарную ячейку гетерогенного реактора.

Для больших реакторов с природным или слабообогатенным ураном по наиболее простой одногрупповой модели макро- и микропараметры связаны известным соотношением:

$$B_m^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2}.$$

Микропараметры могут быть получены путем измерения распределения нейтронов по ячейке реактора и скоростей различных реакций, зависящих в общем случае от эффективных сечений и спектра нейтронов. Некоторые реакции используют специально для характеристики нейтронных спектров.

Критическое состояние определяет сразу два параметра:  $B_m^2$ , равный в этом состоянии геометрическому параметру  $B^2$ , и  $k_{эфф}$ , равный единице. Условие  $k_{эфф} = 1$  является привычным критерием проверки правильности теоретических расчетов критических реакторов.

В критическом эксперименте можно также получить параметры кинетики реактора (время жизни нейтронов в реакторе  $l$ , эффективную долю запаздывающих нейтронов  $\beta_{эфф}$  или  $\beta_{эфф}/l$ ) и вообще удобно изучить эффекты, связанные с измерением реактивности  $\rho = \frac{k_{эфф} - 1}{k_{эфф}}$  (например, «взвешивание» и калибровку стержней регулирования и т. п.). Однако возможности его использования ограничены следующими причинами:

необходимостью большого количества дорогих материалов;

недостаточной чувствительностью к небольшим локальным изменениям;

радиационной опасностью, требующей сооружения специальных устройств автоматической защиты.

К настоящему времени развито много новых экспериментальных методов, лишенных хотя бы



части недостатков критического эксперимента и позволяющих получать ту же, а иногда и более полную информацию, необходимую для конструирования реакторов. Эти методы условно можно разделить на следующие группы: метод замещения (или двухзонный критический эксперимент); экспоненциальный метод; метод миниатюрных сборок; эксперимент с одиночным твэлом; метод импульсного источника нейтронов или метод нестационарной диффузии. Для всех этих методов требуется значительно меньшее количество материалов, чем для критического эксперимента, поэтому их можно отнести к экономным. Именно перечисленные методы и их модификации очень широко применяются за рубежом и дают основную информацию по физике реакторов.

Рассмотрим сущность и возможности каждого метода и приведем примеры некоторых характерных работ, демонстрирующих их достоинства.

#### Метод замещения (или двухзонный критический эксперимент)

Метод обычно применяется для измерения материального параметра  $B_m^2$  размножающих сред, но дает также возможность получить микропараметры и скорости различных реакций. Сущность метода состоит в замене части критической системы исследуемой решеткой. Такая замена меняет состояние системы, что можно определить различными способами: по изменению критических размеров, реактивности или по количеству поглотителя, помещенные которого в систему возвращает ее в критическое состояние.

Первый способ очень удобен в реакторах с жидким замедлителем, так как новый критический размер достигается простым изменением уровня замедлителя. Материальный параметр изучаемой решетки  $B_{и}^2$  определяется по известным параметрам эталонной решетки  $B_{э}^2$  и двухзонной системы  $B^2$  с помощью теории возмущений [1].

В работах [2, 3] описывается метод постепенного прогрессивного замещения, который с помощью предложенной [3] двухгрупповой интерпретации с учетом возмущенных потоков дает возможность определить не только материальный параметр, но и коэффициент диффузии  $D$  и его анизотропию. Возмущенные потоки определяются из анализа экспериментов и учитываются в процессе итераций.

Вторым способом — по изменению реактивности графитового реактора [4] при замещении

части его решетки другими — в ИАЭ еще в 1947 г. изучались различные реакторные решетки, а также проверялось качество графита и других материалов. Здесь возникают трудности, связанные с известным произволом в определении понятия реактивности, точным измерением отрицательной реактивности и ограничением положительной реактивности реактора в небольших пределах ( $0 < \rho < \beta$ ). Эти трудности устраняются, если реактивность используется только в качестве нуль-индикатора для приведения критической сборки после замены небольшой ее части изучаемой решеткой снова в точно критическое состояние (**метод нулевой реактивности**). Метод нулевой реактивности, предъявляющий минимальные требования к размерам изучаемой решетки, широко применяется в США, где для этой цели созданы специальные критические установки. На одной из них за несколько лет изучено около 200 различных типов тяжеловодных решеток с твэлами в виде стержней, пучков стержней из  $UO_2$ , трубок из металлического урана и т. п. На другой установке ведутся эксперименты по замещению с облученным горючим [5, 6].

Интересно устройство РСТР (реактор для измерения физических констант) в Ханфорде, на котором с 1948 г. изучаются преимущественно решетки с твердым замедлителем. Это графитовый реактор [7] небольшого размера и мощности (7 кВт), имеющий внутри полость объемом около 1 м<sup>3</sup>. Один из торцов реактора может отодвигаться для удобного и быстрого помещения в полость изучаемой решетки. Вокруг полости имеется буферная зона, в которую помещаются стержни обогащенного урана или замедлителя для создания спектра, близкого к спектру изучаемой решетки. Поскольку в полости устанавливается постоянный (плоский) поток нейтронов, то используемый на установке нулевой метод называется еще **методом плоского потока**. Нулевая реактивность достигается равномерным отравлением изучаемой решетки с помощью бора или медных стержней.

На РСТР можно измерять  $k_{\infty}$ ,  $\epsilon$ ,  $\rho$ ,  $f$  (а и соотношения  $k_{\infty} = \eta \epsilon p f$  получить  $\eta$ ), сечения и вообще определять дифференциальные и интегральные параметры различных размножающих сред, распределение потоков по ячейке, зависимость  $k_{\infty}$  от температуры горючего (вплоть до 940° С), эффективность борных стержней и т. п. [8]. Главное достоинство РСТР — малый объем исследуемой решетки, небольшое время измерений и чувствительность к малым изме-



нениям  $k_{\infty}$ , позволяющая измерять  $k_{\infty} - 1$  с точностью 3%.

В последние годы построен аналогичный реактор специально для высокотемпературных исследований решеток (HTLTR), представляющий собой графитовый куб с ребром 3 м и полостью внутри  $1,5 \times 1,5 \times 1,5$  м. Он нагревается с помощью графитовых стержней сопротивления до  $1000^{\circ}\text{C}$ . Максимальная мощность 2 квт. Реактор снабжен импульсным источником нейтронов и двумя осцилляторами, расширяющими его возможности на измерение параметров кинетики и спектров изучаемых решеток по методу пролета [8, 9].

### Экспоненциальный метод

Экспоненциальный эксперимент состоит в измерении распределения нейтронов в подкритической сборке (имеющей обычно форму цилиндра или прямоугольного параллелепипеда), возбуждаемой на одном из торцов внешним источником нейтронов. В одном из направлений сборки (обычно самом большом) поток нейтронов изменяется по экспоненте  $l^{-\gamma^2}$ , декремент затухания  $\gamma$  которого связан с материальным параметром  $B_m^2$ :

$$\gamma^2 = -B_m^2 + B_r^2,$$

где  $B_r^2$  — поперечный геометрический параметр. Поперечные размеры сборки должны быть не меньше нескольких длин миграции нейтронов деления в исследуемой размножающей среде (что составляет 1—1,5 м для графитовых и  $\sim 0,3$  м для водяных систем), а длина обычно берется в 2—3 раза большей.

Экспоненциальным методом изучались размножающие характеристики первых ядерных реакторов как за рубежом, так и в Советском Союзе [10]. В настоящее время этот метод широко применяется во всех лабораториях мира, так как кроме экономии материалов и времени измерений он имеет следующие преимущества [11]:

требует значительно более простых и дешевых устройств безопасности;

требует значительно меньшего времени для проверки безопасности подкритической сборки по сравнению с критической;

экспоненциальная сборка может работать автоматически без вмешательства человека и в ночное время.

Наиболее важные преимущества экспоненциального метода — возможность измерений материального параметра в очень широкой

области, включая и отрицательные значения, при сравнительно небольшом количестве горячего [12]. О масштабах его применения можно судить из следующего примера.

В Ханфорде за 10 лет (1951—1961 гг.) измерены материальные параметры более 300 различных уран-графитовых решеток [13], которые классифицируются [14] по следующим параметрам: диаметр твэлов 23,5—63,5 мм; шаг решетки 16,3—381 мм; геометрия твэлов — стержни, одинарные и двойные концентрические трубки; обогащение — 0,7—1,44%; охлаждение — воздух, вода, моноизопротилдифенил. Используемые экспоненциальные сборки имели размеры в пределах: поперечные  $4 \times 4$  ÷  $2,4 \times 3$  м, высота 2—3 м.

Кроме материального параметра в экспоненциальном эксперименте измеряют также площадь миграции  $M^2$ , экономию отражателя, эффективность стержней регулирования [15], микропараметры  $\epsilon$ ,  $\rho$ ,  $f$  и другие величины, необходимые для расчета реакторов, получаемые из распределения нейтронов и скоростей различных реакций. Однако, поскольку для экспоненциального эксперимента требуется хотя и значительно меньшее, чем для критического, но все же еще относительно большое количество материалов, то полномасштабные эксперименты такого типа сейчас используют преимущественно для измерения макропараметров  $B_m^2$ ,  $M^2$ ,  $\chi$  и эффективности стержней регулирования.

Дальнейшую экономию материала дает применение в экспоненциальном эксперименте описанного выше метода замещения. В работе [16] показано, что такой способ дает вполне надежные результаты. Авторы этой работы выражают уверенность в большом будущем метода замещения в экспоненциальном эксперименте и отмечают следующие его достоинства: простота и дешевизна установки, ее большая гибкость, минимальные устройства безопасности, четкие граничные условия, отсутствие необходимости вводить поправку в  $B_m^2$  на влияние измерительного прибора.

Экспоненциальный метод часто применяется для изучения температурных эффектов, так как сравнительно небольшую экспоненциальную сборку нагревать значительно легче, чем критическую [17, 18].

Погрешность измерений материального параметра  $B_m^2$  как в критических (двухзонных) экспериментах, так и при экспоненциальном методе в типичных экспериментах [19] для решеток с  $B_m^2$  от  $-1,0$  до  $+5,0$  м<sup>-2</sup> около  $\pm 0,002$



для аксиальной и  $\pm 0,003$  для радиальной составляющих, что значительно меньше неопределенности в величине площади миграции.

### Метод миниатюрных сборок

Этот метод применяется для измерения микропараметров, скоростей различных реакций и характеристик спектра. Сущность метода заключается в облучении нейтронами небольшой сборки с помещенными в ней индикаторами и измерении активности индикаторов. Условия облучения и минимальные размеры сборки должны обеспечить (по крайней мере, в центре сборки, где располагаются индикаторы) спектр, соответствующий равновесной области реактора. При выборе размеров сборки можно руководствоваться неравенством  $B^2 L^2 \ll 1$  [20] (даже слишком сильным при наличии буферной зоны), где  $B^2$  — ее геометрический параметр,  $L$  — диффузионная длина материала сборки.

Типичным примером использования метода могут служить работы по изучению уран-водных решеток со слабообогаченным ураном [21]. «Миниатюрные решетки» диаметром  $\sim 30$  см и длиной 40 см облучались в потоке  $3 \cdot 10^9$  нейтр/см<sup>2</sup>·сек графитового реактора. Время облучения составляло от нескольких секунд до 3 ч (в зависимости от рода измерений). Вначале эксперименты были направлены на измерения микропараметров. Впоследствии было признано более целесообразным измерять другие величины, связанные с  $\eta$ ,  $\epsilon$ ,  $\rho$  и  $f$ , теоретическая интерпретация и расчет которых не зависят (или зависят слабо) от принятой теоретической модели.

Таковыми величинами являются:

$$\xi = \frac{\Phi_m}{\Phi_s} \text{ — коэффициент проигрыша тепловых нейтронов, т. е. отношение среднего потока тепловых нейтронов в замедлителе } \Phi_m \text{ к среднему потоку в горячем } \Phi_s;$$

$\delta_{25}^{238}$  — отношение скоростей деления  $U^{238}$  и  $U^{235}$ ;

$\delta_{25}$  — отношение скоростей деления в эпитепловой и тепловой областях для  $U^{235}$ ;

$\rho^{238}$  — коэффициент поглощения резонансных нейтронов т. е. отношение скорости поглощения кадмиевых нейтронов к скорости поглощения докадмиевых нейтронов. Его величина особенно важна для определения коэффициента воспроизводства  $\gamma_0$ .

Эти величины измеряются обычно по активности продуктов деления образцов урана различного обогащения и  $Np^{239}$ , в том числе и экранированных кадмием, собираемых на алю-

миниевых фольгах (метод собирающих фольг). Известны и другие методы [22].

По активации некоторых материалов в реакторе можно измерить и так называемые интегральные спектральные индексы, характеризующие спектр нейтронов [23]. Для этого используются фольговые индикаторы, в состав которых входят элементы, имеющие резонанс в эффективном сечении активации в эпитепловой области, как, например,  $Lu^{176}$  с резонансом при 0,143 эв,  $Pu^{239}$  — при 0,3 эв,  $Yb^{168}$  — при 0,597 эв,  $Ir^{193}$  — при 1,303 эв;  $In^{115}$  — при 1,46 эв,  $Au^{197}$  — при 4,90 эв,  $La^{140}$  — при 93,5 эв и т. п. Обычно они комбинируются (попарно или в виде сэндвичей) с индикаторами, эффективное сечение которых изменяется по закону  $1/v$  (диспрозий, марганец, медь), и в принципе могут дать достаточно детальную характеристику спектра.

Для характеристики спектров реакторов на тепловых нейтронах наиболее употребительными являются спектральные индексы Вестко-на [24]: температура нейтронного спектра  $T_n$  и доля надтепловых нейтронов  $r$ . Они могут быть получены на основе измерения отношений активности резонансного и  $1/v$  индикаторов в реакторе и чисто тепловом спектре (для которого  $r = 0$ , а  $T_n$  равно физической температуре среды  $T_0$ ).

В работе [25] описано применение метода миниатюрныхборок для изучения решетки реактора на промежуточных нейтронах (SSCR) с замедлителем из смеси тяжелой и обычной воды. Вкладыш размерами  $18 \times 18 \times 46$  см, составлявшими менее 1% критических, помещался в центре трехзонной сборки и окружался буферной зоной, с помощью которой во вкладыше создавался асимптотический спектр нейтронов. Кроме упомянутых выше параметров решетки было измерено также  $k_\infty$  по методу нулевой реактивности. Результаты измерений, а также их точность совпали с измерениями, выполненными для этой же решетки в полномасштабном критическом эксперименте. Таким образом была продемонстрирована применимость метода и к системам на промежуточных нейтронах.

Разновидностью метода малыхборок можно назвать также и метод нейтростата [26], заключающийся в создании на поверхности изучаемой системы постоянного облучения нейтронами. По кривизне распределения нейтронов в системе (которая будет разных знаков для поглощающих и размножающих систем) можно определить ее параметры. Погрешность измерения микропараметров как методом миниатюр-



ных решеток, так и другими методами — от нескольких десятых процента до 1—2%.

### Эксперимент с одиночным твэлом

Эксперимент с одиночным твэлом является разновидностью экспоненциального эксперимента с сильно выраженной гетерогенной структурой сборки — один стержень (канал) горючего в блоке замедлителя. Измеряемой величиной является пространственное распределение тепловых и резонансных нейтронов в продольном и поперечном направлениях сборки при ее возбуждении на одном из торцов от внешнего источника нейтронов.

Постановка такого эксперимента связана с гетерогенной теорией расчета реакторов [27—29], которая каждый стержень горючего рассматривает как сток тепловых и резонансных нейтронов и источник быстрых нейтронов. Сток тепловых нейтронов характеризуется постоянной  $\gamma$  — коэффициентом пропорциональности между плотностью тепловых нейтронов на поверхности стержня и потоком на стержень; сток резонансных нейтронов характеризуется аналогичным коэффициентом  $\beta$ . Источник быстрых нейтронов характеризуется постоянной размножения  $\delta$ , т. е. числом быстрых нейтронов, возникающих в блоке на один поглощенный нейтрон. Измерения распределения потоков в эксперименте с одиночным твэлом и дают возможность определить эти параметры поглощения и размножения, причем независимо друг от друга [30].

В качестве примера экспериментальной работы с одиночным твэлом можно отметить работу [31], описывающую измерения в графитовом цилиндре двух разных элементов горючего: уранового стержня диаметром 25,4 мм с обогащением по  $U^{235}$  до 0,9% и пучка семи стержней обогащенного до 2,78% урана диаметром 19 мм, заключенных в алюминиевую матрицу диаметром 73 мм. Для получения коэффициентов  $\gamma$  и  $\beta$  оказалось достаточно выполнить измерения распределения тепловых и резонансных нейтронов только в направлении, поперечном оси призмы. Величина  $\delta$  определялась расчетным путем с использованием измеренной черноты стержней.

Теоретическая интерпретация измерений несколько отличалась от гетерогенной, так как ее целью было определение гомогенизированных параметров. Поэтому полученные в измерениях характеристики указанных твэлов, независимые от свойств замедлителя, были исполь-

зованы для расчета параметров решеток ( $B_m^2$ ,  $k_\infty$ ,  $p$ ,  $f$ ), составленных из этих твэлов с различным шагом и в разных замедлителях (графит, тяжелая вода) и для определения оптимального шага. При этом параметры  $B_m^2$ ,  $k_\infty$ ,  $p$ ,  $f$  совпали со значениями, измеренными для некоторых решеток этих твэлов другими методами. Авторы работы [31] отмечают, что точность результатов, получаемых в эксперименте с одиночным твэлом, сравнима с точностью результатов, получаемых на больших сборках.

Измерения гетерогенных параметров  $\gamma$ ,  $\beta$  и  $\delta$  одиночного твэла в принципе можно выполнить также методом котлового осциллятора [32] и другими методами [28].

Таким образом, преимущества экспериментов с одиночным твэлом очевидны: при максимальной экономии горючего они открывают удобный путь оптимизации решеток реакторов по нейтроннофизическим параметрам. Так как решетки современных реакторов становятся все более сложными и неоднородными и для расчета их строго применимы только гетерогенные методы, можно с уверенностью сказать, что эксперименту с одиночным элементом горючего, в котором легче, чем в каком-либо другом, можно имитировать выгорание, зашлаковывание, парообразование, различные температурные условия и т. п., принадлежит достойное будущее. И сейчас за рубежом проводятся такие эксперименты и разработаны специальные программы [33] расчета параметров решеток по результатам измерений с одиночным твэлом.

Следует упомянуть и так называемый метод активных и пассивных поверхностей, связанный с гетерогенными расчетами реакторов [34]. В качестве твэлов, описываемых параметрами  $\gamma$ ,  $\beta$  и  $\delta$ , здесь выступают концентрические кольца элементов горючего, являющиеся активными поверхностями, поглощающими тепловые и резонансные нейтроны и испускающие быстрые нейтроны. Экономия горючего в этом методе несколько бóльшая, чем в обычном экспоненциальном опыте.

### Метод импульсного источника нейтронов

В этом методе измеряется плотность нейтронов  $N(t)$  и скорость различных реакций в зависимости от времени. За начало отсчета принимается момент включения (или выключения) источника, действующего обычно краткими вспышками (импульсами), повторяющимися с определенной частотой. При изучении замед-



лителей или размножающих систем на тепловых нейтронах удобны импульсные источники нейтронов с частотой от единиц до сотен герц и длительностью импульса от единиц до сотен микросекунд. Эта особенность источника делает импульсный метод значительно менее радиационно опасным по сравнению со стационарными.

Импульсный источник нейтронов может быть использован вместо постоянного во всех рассмотренных выше стационарных экспериментах, в которых измеряется пространственное распределение нейтронов [35—40]. Поскольку после выключения источника плотность нейтронов меняется со временем, импульсный метод дает возможность измерять в подкритических сборках не только параметры, характеризующие размножение, замедление и диффузию нейтронов (материальный параметр  $B_m^2$ , площадь  $L_j^2$  и время  $t_a$  замедления нейтронов деления, коэффициент  $D$ , длину диффузии  $L$ , величины  $\zeta$ ,  $p$ ,  $f$ ), но и параметры кинетики реакторов:  $l/\beta_{эфф}$  и  $\rho/\beta_{эфф}$ .

Количество материала, необходимого для измерения указанных величин, меньше, чем в экспоненциальном эксперименте, так как в этом случае подкритической сборка не обязательно должна иметь размеры, в несколько раз большие длины миграции  $M$ ; достаточно выполнения неравенства  $B^2L^2 \ll 1$ . Источник нейтронов и детектор могут помещаться на поверхности сборки, не оказывая возмущающего влияния на распределение нейтронов в самой сборке. В этом еще одно преимущество импульсного метода по сравнению со стационарными, которым всегда присуще возмущение нейтронного поля.  $N(t)$  дает сразу два параметра: константу спада мгновенных нейтронов  $\lambda$  (собственное значение системы) и реактивность. Указанные выше величины определяются из анализа зависимости  $\lambda$  от геометрического параметра  $B^2$  системы, которая для возрастной модели имеет вид:

$$\lambda = \lambda_0 + DB^2 - \lambda_0 k_\infty (1 - \beta_{эфф}) e^{-B^2 L_j^2 + \lambda t_a}.$$

Здесь  $\lambda_0 = \Sigma_a v$  — константа спада для размножающей системы бесконечных размеров, а  $D$  включает и коэффициент диффузионного охлаждения.

Метод импульсного источника нейтронов сравнительно молодой, но за короткий срок нашел очень широкое распространение и применяется для изучения физики реакторов почти во всех лабораториях мира, так как помимо

уже отмеченных выше он имеет следующие достоинства:

1) возможность заменить дорогие критические эксперименты для проверки методов расчета и ядерных групповых констант. Критическая масса может быть предсказана из нескольких измерений  $\lambda$  для глубоко подкритических систем;

2) возможность надежного измерения отрицательной реактивности (т. е. подкритичности) в широких пределах, а также оценки эффективности и калировки стержней регулирования;

3) возможность измерения параметров физики реакторов в замкнутых системах. Измерения, которые должны быть выполнены вне системы, могут быть использованы для изучения ядерных характеристик при высоких температурах и давлениях в замкнутых системах [41, 42];

4) безопасность импульсного метода по сравнению с критическими экспериментами;

5) возможность надежных измерений параметров замедления и диффузии в замедлителях и попутного получения дополнительных сведений, характеризующих процесс термализации [43—45].

Работ, выполненных методом импульсного источника нейтронов, очень много. Относящиеся к размножающим системам можно условно разделить на следующие группы:

1. Измерение параметров кинетики, отрицательных реактивностей, оценка эффективности и калировка стержней регулирования [46, 47]. Здесь встречаются некоторые трудности для реакторов с большим отражателем, но они в значительной степени преодолеваются при использовании двухзонной модели Кона [48, 49]. Из всех известных до сих пор методов импульсный метод является единственным хорошим методом измерения больших реактивностей. В реакторах без отражателей доказана надежность измерений до  $-20\beta_{эфф}$  [50], хотя известны измерения и до  $-65\beta_{эфф}$  [51]. Трудности для реакторов с отражателем связаны, с одной стороны, с имеющимся иногда различием пространственного распределения мгновенных и запаздывающих нейтронов, регистрируемых в эксперименте. С другой стороны, они отражают тот факт, что коэффициент размножения нейтронов и реактивность реактора в сущности являются не однозначными физическими величинами, а искусственными понятиями, в определение которых входят произвольные весовые функции. Поэтому высказываются предложения отказаться от этих понятий и за-



менить их константой спада  $\lambda$  основной (кинетической) гармонике, которую можно легко сосчитать и точно измерить для любого состояния реактора. Насколько данное состояние далеко от критического, характеризующегося  $\lambda_{кр} = (\beta/l)_{кр}$ , можно судить по отлнчию  $\lambda$  от  $\lambda_{кр}$  либо по  $\rho/\beta = (l/\beta)_{кр} \lambda - 1$ , где  $(l/\beta)_{кр}$  определяется расчетным путем.

2. Определение параметров размножения, замедления и диффузии в возрастном или 2-групповом приближении [38, 52, 53]. Для этого используется зависимость  $\lambda$  от геометрического параметра  $B^2$ .

3. Проверка методов, программ и моделей расчетов размножающих систем и используемых групповых констант [36, 41, 54, 55], что осуществляется путем сравнения рассчитанной константы спада с измеренной в эксперименте. Весьма благоприятным обстоятельством здесь является то, что для расчета  $\lambda$  могут быть непосредственно использованы уже имеющиеся программы мало- или многогрупповых стационарных расчетов реакторов. Требуется только заменить групповые сечения поглощения  $\Sigma_j^a$  на  $\Sigma_j^a - \frac{\lambda}{v_j}$  и в итерациях по  $\lambda$  (вместо итерации источников) подобрать такое его значение, при котором система становится критической.

Использование импульсного метода и его модификаций, которое дает более полную информацию о размножающих системах, чем критический эксперимент, стимулировало более глубокое изучение и понимание происходящих в реакторах переходных процессов.

В последнее время появляются также работы по изучению методом импульсного источника нейтронов размножающих систем, состоящих из одиночного элемента горючего в блоке замедлителя [56].

Мы совсем не останавливаемся на методах, называемых примыкающими к импульсному [36], в которых используются источники нейтронов, меняющиеся во времени по определенному закону (синусоидальная или прямоугольная волна, случайные и псевдослучайные импульсы и т. п.). Эти методы во многих чертах сходны с методом импульсного источника нейтронов и дают аналогичную информацию.

Следует все же отметить особую перспективность развивающегося в последнее время метода распространения нейтронного импульса, который является прямой модификацией импульсного. Ослабление и дисперсия импульса тепловых нейтронов при прохождении его через замедляющую или размножающую систему

(обычно в форме цилиндра или параллелепипеда) определяется дисперсионным законом этой системы. В диффузионно-возрастном приближении дисперсионный закон имеет вид [57]:

$$Y(-k^2, i\omega) \equiv (L^2 k^2 + 1 + i\omega) e^{L_j^2 k^2 + i\lambda_3 \omega} - k_\infty (1 - \beta_{эфф}) + \sum_{j=1}^6 \frac{\beta_j (1 - i\omega \lambda_j^{-1})}{1 + \lambda_j^2 \omega^2} = 0.$$

Здесь  $k$  — комплексный волновой вектор;  $\omega$  — круговая частота распространяющейся волны;  $\lambda_j$  и  $\beta_j$  — константа спада и относительный выход  $j$ -й группы запаздывающих нейтронов.

Изучением прохождения импульса через систему, который представляет суперпозицию нейтронных волн, очевидно, можно исследовать природу этого закона и получить параметры системы  $k_\infty$ ,  $L^2$ ,  $L_j^2$ ,  $l$ ,  $t_3$ .

Эксперимент заключается в измерении плотности нейтронов  $\Phi(r, z, t)$  в зависимости от времени, на различных расстояниях  $z$  от импульсного источника нейтронов и последующего его фурье-анализа:

$$\bar{\Phi}(r, z, \omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(r, z, t) e^{-i\omega t} dt \sim J_0\left(\frac{2,405r}{R}\right) e^{-k(\omega)z}.$$

Здесь  $r$  и  $z$  — координаты детектора, помещенного в цилиндрической системе радиуса  $R$  (на торце которого действует источник). Анализ дает  $k(\omega)$ , причем чем короче импульс, тем больший набор частот  $\omega$  и значений  $k(\omega)$  можно измерить и тем точнее определить параметры системы. Кроме того, формирование фурье-ширины распространяющегося импульса дает дополнительную информацию, которую можно использовать для критической оценки выбранной модели описания переноса нейтронов [58].

Величина  $Y^{-1}(-k^2, \omega)$  в пространственной кинетике играет такую же роль, что и передаточная функция в точечной кинетике реактора. Поэтому метод распространения нейтронного импульса может оказаться очень ценным экспериментальным методом изучения пространственной кинетики реакторов, в частности с помощью непосредственного соединения электронной вычислительной машины с реактором [59].

Как видно из краткого обзора, в физике реакторов развиты методы, позволяющие получать макро- и микропараметры размножающих систем более экономно, чем в критическом



эксперименте. Причем некоторые из них могут дать также информацию, которая в критическом эксперименте вообще не может быть получена.

Если вопрос экономии не играет существенной роли, то с технической точки зрения критический (одно- и двухзонный), экспоненциальный методы и метод миниатюрной решетки могут быть одинаково эффективно использованы для изучения однородных решеток. Если необходимы данные для больших энергетических реакторов, в которых утечка нейтронов из реактора мала, так что допустимы сравнительно большие неточности в расчете утечки, то вполне удовлетворительной проверкой результатов расчетов будут прямые измерения  $k_{\infty}$  методом нулевой реактивности или миниатюрной решетки.

Для малых реакторов определение условия  $k_{эфф} = 1$  или измерения материального параметра в экспоненциальных экспериментах менее ценны из-за их зависимости от утечки нейтронов. В этом случае выделение  $k_{\infty}$  и вероятности нейтрону избежать утечки будет возможно только после того, когда модель утечки хорошо изучена. Для понимания утечки необходимы дополнительные эксперименты (экспоненциальный метод с отравлением, измерение возраста,  $\frac{\partial k}{\partial B^2}$  и др.) [25].

В этой связи особенно ценным для малых реакторов является импульсный метод, так как измеряемый в нем декремент затухания подкритической сборки непосредственно связан с утечкой нейтронов. Поэтому, а также в силу других его достоинств метод импульсного источника нейтронов становится основным методом изучения физики реакторов [60]. Отмечается особенная ценность этого метода для совершенствования и развития расчетных методов, которые могут быть удобно апробированы на «чистых» и «простых» с точки зрения теории системах — одиночный элемент горючего в блоке замедлителя. Такую систему легко поставить в нужные и практически важные условия: высокая температура, давление, парообразование в канале, выгорание и т. п. — и изучить с помощью импульсного источника нейтронов, так как собственное значение системы  $\lambda$  — декремент затухания плотности нейтронов — поддается расчету и точному измерению [35].

Микропараметры решетки, получаемые из измерений  $\xi$ ,  $\delta_{28}^{25}$ ,  $\delta_{25}$ ,  $\rho_{28}$ , могут быть определены любым методом, в котором обеспечивается асимптотический спектр нейтронов: одно- или

многозонным критическим, экспоненциальным методами или методом малых решеток. Важно только, чтобы поправки на утечку нейтронов были невелики.

Критический эксперимент сохраняет преимущества для изучения сильно неоднородных и возмущенных решеток, хотя многие неоднородности и простые возмущения могут быть исследованы методом миниатюрных решеток или экспоненциальным методом. По мере увеличения сложности и неоднородности реактора иногда необходимо сооружение его прототипа или модели нулевой мощности. Однако, как указывается в работе [25], до решения о строительстве прототипа должны быть детально проанализированы следующие факторы: специфические ядерные свойства реактора; точность требуемых данных; вероятности достижения этой точности экстраполяцией существующих теоретических и экспериментальных данных и последствия ошибок; адекватность более простых однородных и неоднородных экспериментов; вероятности будущих изменений проекта, из-за которых прототип может оказаться устаревшим; возможность небольших изменений в энергетическом реакторе, которые могут устранить недостатки проекта; стоимость горючего; сроки разработки реактора.

Развитие и широкое применение экспериментов с одиночным элементом горючего (с использованием стационарного и импульсного источников нейтронов), а также гетерогенных методов расчета реакторов приведут, очевидно, к постепенной замене критических экспериментов и при изучении сильно неоднородных реакторов.

Поступила в Редакцию 28/IV 1968 г.  
В окончательной редакции 12/XI 1968 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Глестон, М. Эдлунд. Основы теории ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
2. В. Вачер, Р. Наудет. J. Nucl. Energy. Part A13, 112 (1961).
3. R. Persson. Proceedings of the Symposium on Exponential and Critical Experiments. Amsterdam. 2—6 Sept. 1963. Vol. 3. Vienna, IAEA, 1964, p. 289.
4. В. С. Фурсов. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (пленарное заседание). М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 15.
5. J. Crandoll et al. Proc. of the Third Inter. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, P/268. N.Y., vol. 3. 1965, p. 126.
6. J. Anderson, W. Winegarder. USAEC Report HW-69168 (1962).
7. R. Heineman. Proc. of the Second Inter. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, P/1929. N.Y., vol. 12, 1958, p. 650.



8. R. Heineman. Proceedings of the Symposium on Exponential and Critical Experiments. Vol. 1. IAEA, Vienna, 1964, p. 65.
9. W. Brown, R. Heineman. A. Description of the High Temperature Lattice Test Reactor USAEC, Report Hn-17732, 1963.
10. Л. В. Грошевич и др. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (заседание физ.-матем. наук). М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 21.
11. C. Campbell, G. Kinchin, R. Smith. Proceedings of the Symposium on Exponential and Critical Experiments. Vol. 1. IAEA, Vienna, 1964, p. 29.
12. C. Price, R. Hellens. Proc. of the Third Inter. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, P/264. N.Y., vol. 3, 1965, p. 3.
13. Power Reactor Technology, 5, No. 4, 15 (1962).
14. D. Wood. Material Buckling Measurements on Graphite-Uranium Systems at Hanford: A Summary Tabulation, USAEC Report HW-69525, Hanford Atomic Products Operation, May 1961.
15. W. Murgatroyd et al. Proc. of the Third Inter. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, P/546. N.Y., vol. 2, 1965, p. 301.
16. H. Lutz et al. Proceedings of the Symposium on Exponential and Critical Experiments. Vol. 2. IAEA, Vienna, 1964, p. 85.
17. R. Persson, A. Andersson, C. Wikdahl. Buckling Measurements up to 250°C in Lattices of Agestiu Clusters and D<sub>2</sub>O Alone in the Pressurized Exponential Assembly. Aktiebolaget Atomenergi, Stockholm, Sweden, 1966, p. 58.
18. Y. Sakurai, T. Sekiya, T. Suita. Proceedings of the Symposium on Exponential and Critical Experiments. Vol. 3. IAEA, Vienna, 1964, p. 63.
19. C. Combell et al. Proc. of the Third Inter. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, P/124. N.Y., vol. 3, 1965, p. 117.
20. M. Pool et al. In Physics and Mathematics. Progress in Nuclear Energy, Series 1. Vol. 2. N.Y., Pergamon Press, 1958, p. 155.
21. G. Price. Proceedings of the Symposium on Exponential and Critical Experiments. Vol. 2. IAEA, Vienna, 1964, p. 3.
22. P. Tunncliffe et al. Nucl. Sci. Engng, 15, 286 (1963).
23. A. Stanford. Proceedings of the Conference on Thermalization and Reactor Spectra, SM 96/57, USA, Ann Arbor, Michigan.
24. C. Westcott et al. Proc. of the Second Inter. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. N.Y., vol. 16, 1958, p. 70.
25. T. Engelder et al. Proceedings of the Symposium on Exponential and Critical Experiments. Vol. 2. IAEA, Vienna, 1964, p. 257.
26. I. Martelly. Proc. of the Second Inter. Conf. in the Uses of Atomic Energy, P/1193. N.Y., vol. 12, 1958, p. 719.
27. В. И. Галанин. Теория ядерных реакторов с тепловыми нейтронами. М., Атомиздат, 1959.
28. С. М. Фейнберг. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955). Т. 5. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 578.
29. A. Jonson, G. Naslend. Heterogeneous Two-Group Diffusion Theory for a Finite Cylindrical Reactor. Report AE-57. AB Atomenergi, Stockholm, 1961.
30. S. Corno. Energia Nucl., 10, 598, 653 (1963); 11, 75 (1964).
31. I. Zink, G. Rodereck. Nucl. Sci. Engng, 9, 16 (1965).
32. E. Blasser. Proceedings of the Symposium on Exponential and Critical Experiments. Vol. 3. IAEA, Vienna, 1964, p. 443.
33. E. Pilat. Single Rod Experiments in the Thermal Energy Region. MJT-2344-4, p. 80.
34. C. Mandrin. Proceedings of the Symposium on Exponential and Critical Experiments. Vol. 1. IAEA, Vienna, 1964, p. 403.
35. G. Keepin. Atomic Energy Review, 2, 75 (1964).
36. Pulsed Neutron Research. Proceedings of a Symposium, Karlsruhe, 10-14 May 1965.
37. G. von Dardel, N. Sjöstrand. Phys. Rev., 96, 1245 (1954).
38. А. Антонов и др. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955). Т. 5. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 11.
39. T. Kriger, P. Zweifel. Nucl. Sci. Engng, 5, 21 (1959).
40. K. Joest. Nucleonik, 6, 3 (1964).
41. K. Sumita, Y. Kaneko. Proceedings of the Symposium on Pulsed Neutron Research. Vol. 2. IAEA, Vienna, 1965, p. 241.
42. Y. Kaneko, K. Sumita. J. Nucl. Sci. Techn., 4, 400 (1967).
43. А. Н. Юрова и др. «Атомная энергия», 12, 331 (1962).
44. А. В. Антонов и др. Там же, 13, 373 (1962).
45. I. F. Zhezherun et al. Proc. of the Third Inter. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, P/362. N.Y., vol. 3. 1965, p. 260.
46. N. Sjöstrand. Arkiv fys., 11, 233 (1956).
47. B. Simmons, I. King. Nucl. Sci. Engng, 3, 595 (1958).
48. C. Cohn. Nucl. Sci. Engng, 13, 12 (1962).
49. A. Walter, L. Ruby. Trans. Amer. Nucl. Soc., 2, 169 (1966); Nucleonik, 8, 287 (1966); 10, 70 (1967).
50. D. Fieno et al. Trans. Amer. Nucl. Soc., 10, 625 (1967).
51. G. Lopez Ortiz, F. Olarte. Nucleonik, 10, 329 (1968).
52. Э. А. Стумбур и др. «Атомная энергия», 25, 14 (1968).
53. B. Joshi et al. Proceedings of the Symposium on Pulsed Neutron Research. Vol. 3. IAEA, Vienna, 1965, p. 231.
54. D. Bach et al. Nucl. Sci. Engng, 11, 199 (1961).
55. H. Meister. J. Nucl. Energy A/B, 17, 144 (1966).
56. S. Corno. Proceedings of the Symposium on Pulsed Neutron Research. Vol. 2. IAEA, Vienna, 1965, p. 863.
57. M. Moore. Nucl. Sci. Engng, 21, 505 (1965).
58. P. Barret. Nucl. Engineering, 12, 764 (1967).
59. M. Moore. Nucl. Sci. Engng, 25, 422 (1966).
60. J. Debrue et al. Proceedings of the Symposium on Pulsed Neutron Research. Vol. 2. IAEA, Vienna, 1965, p. 181.