

УДК 621.039.5

О возможности уменьшения минимальной критической массы реактора на тепловых нейтронах

КОСТРИЦА А. А.

Минимальную критическую массу имеет реактор с постоянным потоком тепловых нейтронов Φ в активной зоне [1].

Зафиксируем параметры замедлителя: диффузионную длину L и длину замедления $V\tau$. Тогда для реактора, у которого $\Phi = \text{const}$ в активной зоне, можно найти [1, 2] критический размер R , функцию распределения топлива $\psi(r)$ и интеграл от ψ по объему активной зоны. Не нарушая условий теоремы Герцеля, покажем, что при радиальном движении замедлителя из активной зоны в отражатель можно получить меньшую критическую массу, чем при неподвижном замедлителе.

Рассмотрим это на примере плоского реактора с бесконечным отражателем и однородным замедлителем в двухгрупповом приближении. Обозначим η — число вторичных нейтронов, возникающих на один захваченный в топливе; ψ — отношение сечения поглощения в топливе к сечению поглощения в замедлителе; ξ — отношение среднего смещения нейтронов движущимся замедлителем к длине диффузии L . Размер активной зоны в направлении оси x равен $2R$. Примем R за единицу длины. Найдем такое распределение топлива, при котором в активной зоне $\Phi = \text{const}$, несмотря на движение замедлителя. Замедлитель растекается симметрично по оси $xb \pm \infty$. Для этих условий легко найти полное количество топлива аналогично расчету минимальной критической массы в [2], введя конвективный член в уравнение диффузии для группы тепловых нейтронов. Тогда получим

$$\int_{-1}^{+1} \psi dx = \frac{2}{\eta - 1} (1 + Q V\tau), \quad (1)$$

где

$$Q = \frac{1 - \frac{L^2}{\tau} - \xi \frac{L}{V\tau}}{1 - \frac{L}{V\tau} \left(\sqrt{1 + \frac{\xi^2}{4} - \frac{\xi}{2}} \right)}. \quad (2)$$

Условие критичности имеет вид

$$\text{ctg} \sqrt{\frac{\eta - 1}{\tau}} = \sqrt{\eta - 1} \left[1 - \frac{\eta}{Q(\eta - 1)} \right]. \quad (3)$$

УДК 661.039.51

Абсолютные измерения скоростей захватов нейтронов в ^{238}U и делений в ^{239}Pu

ДУЛИН В. А., МОЖАЕВ В. К.

Отношение скорости захватов нейтронов в ^{238}U к скорости делений в ^{239}Pu (C^8/F^9) важно с точки зрения расчета критичности быстрых энергетических реакторов и коэф-

При $\xi = 0$ получим соответствующие формулы для реактора Герцеля в работе [2].

Пусть $\eta = 1,25$; $L/V\tau = 10$, тогда при $\xi = 0$; $V\tau = 0,3833$; $\psi(x=1) = 10$; $\int_{-1}^{+1} \psi dx = 41,73$. При

$\xi = 1$ находим: $V\tau = 0,3521$; $\psi(x=1) = 6,1804$; $\int_{-1}^{+1} \psi dx = 28,23$. Таким образом, при $\xi = 1$ размер

активной зоны стал несколько больше, а концентрация топлива меньше, особенно на границе активной зоны и отражателя (при $x \rightarrow \pm 1$); критическая масса уменьшилась на 25%.

Без учета рассеяния на неподвижных материалах активной зоны $\xi = 1$ соответствует скорости потока тяжелой воды ~ 10 м/с. Если изменить знак скорости движения замедлителя (замедлитель входит из отражателя в активную зону), то критическая масса получится больше, чем при $\xi = 0$. Таким образом, вывод о влиянии движения теплоносителя на критическую массу не тривиален.

В работе [3] было отмечено сглаживающее влияние движения теплоносителя на максимумы концентрации топлива вблизи границы активной зоны с отражателем и реакторе с профилированным энерговыделением. Критическую массу такого реактора иногда можно минимизировать [4], вводя на периферии активной зоны промежуточную зону с $\Phi = \text{const}$. К такому варианту оптимизации реактора приложимы рассуждения, приведенные выше для реактора Герцеля в отношении влияния увлечения нейтронов движущимся теплоносителем на минимальную критическую массу.

Поступило в Редакцию 1/IX 1977 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goertzel G. «J. Nucl. Energy», 1956, v. 2, N 3, p. 193.
2. Галанин А. Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1957, с. 334.
3. Кострица А. А. «Изв. АН Каз. ССР, сер. физ.-мат. наук», 1973, № 6, с. 65.
4. Кострица А. А., Носов Б. П. Там же, 1972, № 2, с. 15.

фициента воспроизводства топлива в них. Абсолютную скорость захватов нейтронов в ^{238}U измеряли по наведенной активности ^{239}Np (γ -излучение), используя калиб-

рованный источник ^{243}Am для определения эффективности регистрации γ -излучения в детекторе [1]. Определяя абсолютную скорость делений ^{239}Pu , обычно использовали камеру деления с известным числом ядер ^{239}Pu , а эффективность регистрации осколков делений в камере получали расчетным путем [1].

В настоящей работе предложена модификация этого метода, основанная на экспериментальном определении эффективности регистрации осколков делений в камере со слоем плутония путем сравнения ее характеристик с аналогичной по конструкции и электрическим параметрам камерой, содержащей слой спонтанно делящегося ^{252}Cf . Эффективность регистрации осколков деления в камере со слоем ^{252}Cf измеряли экспериментально несколькими методами [2, 4].

Скорость захватов нейтронов в ядрах ^{238}U находили по интенсивности γ -излучения ^{239}Np ($E_\gamma = 277,6$ кэВ), образующегося в цепочке β -распада ^{239}U при захвате нейтронов ядрами ^{238}U . В качестве детектора использовали полупроводниковый германиевый детектор (ПГД). В эксперименте применяли урановые металлические фольги диаметром 10 мм и массой 100—150 мг природного состава или обедненные по содержанию ^{235}U . Число ядер урана в фольгах определяли путем взвешивания на точных аналитических весах. Для определения эффективности регистрации γ -излучения в детекторе и выхода γ -излучения с энергией 277,6 кэВ на один β -распад ^{239}Np использовали откалиброванный источник ^{243}Am , который имеет такие же выходы и спектр γ -излучения на распад, как и ^{239}Np [1]. Калибровку ^{243}Am проводили по измерению интенсивности α -частиц в хорошо известной геометрии с помощью полупроводникового кремниевого детектора (ПКД).

Конструкция источника ^{243}Am и геометрия измерений на ПГД были идентичны условиям измерений облученных урановых фольг (рис. 1).

Ниже показаны источники и значения погрешностей (%) при определении абсолютного числа захватов в ^{238}U :

Статистическая погрешность	0,6
Число ядер ^{238}U в фольге	0,3
Активность источника ^{243}Am	0,33
Самопоглощение γ -излучения в фольге	0,3—0,4
Время облучения и период полураспада ^{239}Np	0,35
Поправка на отличие форм распределения ядер ^{239}Np в облученной фольге и в источнике ^{243}Am	0,1
Самопоглощение γ -излучения в источнике ^{243}Am	0,001
Общая погрешность абсолютного числа захватов	0,91

В полную погрешность не включена погрешность, обусловленная поправкой для измеренной скорости захвата нейтронов в фольге конечных размеров («блокировка» сечения захвата). Эта поправка зависит от спектра нейтронов и может быть измерена экспериментально, для этой цели используют набор фольг различной толщины.

Абсолютную скорость делений ядер ^{239}Pu определяли по скорости счета импульсов от плоской камеры деления с известным числом ядер плутония и известной полной эффективностью регистрации актов деления в слое плутония в камере. Вклад делений ^{240}Pu и ^{241}Am не превышал 0,15%. Использование быстрого импульсного токового предусилителя позволило получить хорошую форму распределения осколков деления

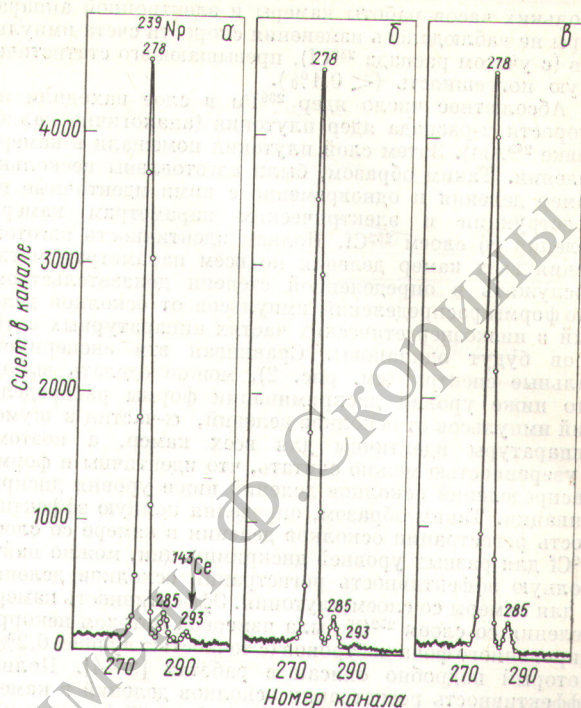


Рис. 1. Аппаратурный спектр γ -излучения (цифры над пиками — энергия, кэВ):

а, б — облученная фольга из природного и обедненного урана соответственно; в — источник ^{243}Am

и α -частиц в аппаратурном спектре (рис. 2) и, как следствие этого, хорошую счетную характеристику. Стабильность всего электронного тракта (предусилитель, дискриминатор, анализатор, пересчетный прибор) проверяли с помощью камеры деления, содержащей слой спонтанно делящегося ^{252}Cf . В течение не-

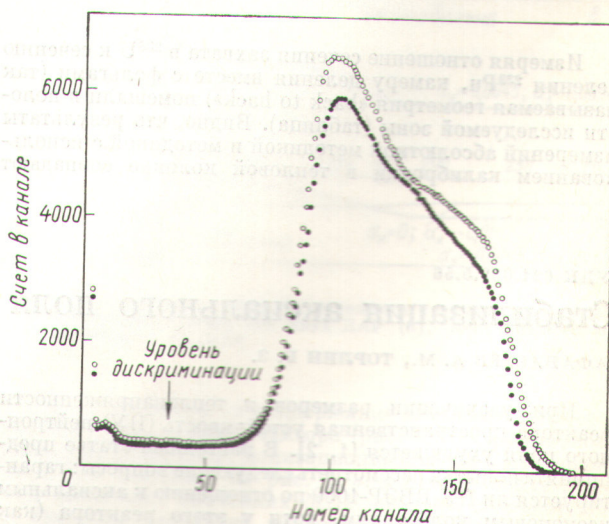


Рис. 2. Аппаратурные спектры осколков деления в камерах со слоями ^{239}Pu (○) и ^{252}Cf (●)

скольких часов работы камеры и электронной аппаратуры не наблюдалось изменения скорости счета импульсов (с учетом распада ^{252}Cf), превышающего статистическую погрешность ($< 0,1\%$).

Абсолютное число ядер ^{239}Pu в слое находили по скорости α -распада ядер плутония (аналогично калибровке ^{243}Am). Затем слой плутония помещали в камеру деления. Таким образом, были изготовлены несколько камер деления и одновременно с ними идентичные по конструкции и электрическим параметрам камеры деления со слоем ^{252}Cf . Полная идентичность изготовления всех камер деления по всем параметрам могла послужить в определенной степени доказательством, что формы распределений импульсов от осколков делений в низкоэнергетических частях аппаратурных спектров будут одинаковы. Сравнивая эти экспериментальные спектры (см. рис. 2), можно сделать вывод, что ниже уровня дискриминации формы распределений импульсов от осколков делений, α -частиц и шумов аппаратуры идентичны для всех камер, а поэтому с уверенностью можно считать, что идентичны и формы распределений осколков делений ниже уровня дискриминации. Таким образом, определяя полную эффективность регистрации осколков деления в камере со слоем ^{252}Cf для разных уровней дискриминации, можно найти полную эффективность регистрации осколков деления и для камеры со слоем плутония. Эффективность камеры деления со слоем ^{252}Cf была измерена методом некоррелированного фона нейтронов (с точностью лучшей 0,2%), который подробно описан в работах [2–4]. Полная эффективность регистрации осколков делений в камере со слоем плутония составляла 0,95–0,97 (в зависимости от уровня дискриминации). Ниже показаны источники и значения погрешностей (%) при определении абсолютного числа делений ^{239}Pu :

Статистическая погрешность	0,15
Полная эффективность регистрации актов делений в слое камеры деления и просчеты	0,4
Число ядер ^{239}Pu в слое камеры деления	0,34
Вклад от делений присутствующих в слое ^{240}Pu и ^{241}Am	0,15
Общая погрешность абсолютного числа делений	0,55

Измеряя отношение сечения захвата в ^{238}U к сечению деления ^{239}Pu , камеру деления вместе с фольгами (так называемая геометрия «back to back») помещали в полость исследуемой зоны (таблица). Видно, что результаты измерений абсолютной методикой и методикой с использованием калибровки в тепловой колонне совпадают

УДК 621.039.5.56

Стабилизация аксиального поля ВВЭР-1000

АФАНАСЬЕВ А. М., ТОРЛИН Б. З.

При увеличении размеров и теплонпряженности реактора пространственная устойчивость (ПУ) нейтронного поля ухудшается [1, 2]. В настоящей статье предпринята попытка рассмотреть следующие вопросы: гарантируется ли ПУ ВВЭР-1000 по отношению к аксиальным ксеноновым колебаниям, хотя у этого реактора (как и у ВВЭР-440) мощностные коэффициенты реактивности (МКР) будут отрицательными, и как влияет систе-

Результаты измерений отношения C^8/F^9 в быстрых критических сборках БФС

Сборка	Метод	
	Абсолютные измерения	Калибровка в тепловой колонне
БФС-31-3	$0,1550 \pm 0,0017$ [7]	$0,1580 \pm 0,0043$ [7]
БФС-33-1-1	$0,1500 \pm 0,0017$ [7]	$0,1530 \pm 0,0042$ [7]
БФС-35-1	$0,1121 \pm 0,0012$	$0,1130 \pm 0,0030$
БФС-35-2	$0,1114 \pm 0,0012$	$1,1122 \pm 0,0030$

в пределах экспериментальных погрешностей. Однако представляло интерес сравнить результаты измерения абсолютной методикой с результатами измерений на совокупном международном экспериментальном стандарте SCHERZO-556 [5, 6]. С этой целью были проведены измерения на сборке БФС-35 [7], аналогичной по своим параметрам сборкам, вошедшим в SCHERZO-556.

Измеренные отношения сечений на сборках БФС-35-1 и БФС-35-2 переносились на SCHERZO-556 аналогично переносу, проведенному в работах [5, 6]. Для БФС-35-1,2 $C^8/F^9 = 1,1051 \pm 0,0012$; для SCHERZO-556 $C^8/F^9 = 0,1057 \pm 0,0015$ [6] и $0,1046 \pm 0,0015$ [5]. Сравнение результатов переноса указывает на хорошее согласие.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. А. Казанскому за полезные обсуждения.

Поступило в Редакцию 12/VIII 1977 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chawla R., Besant C. «J. Brit. Nucl. Energy Soc.», 1970, v. 9, N 1, p. 28.
2. Doolin V., Mozhaev V. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 105, p. 277.
3. Ефименко В. Ф., Можжев В. К., Дулин В. А. «Атомная энергия», 1975, т. 39, вып. 1, с. 54.
4. Можжев В. К. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 2, с. 174.
5. Darrouzet M. e.a. In: Proc. IAEA Symp. «Fast Reactor Physics». Tokyo, 1973, v. 1. Rep. A-28.
6. Chaudat J. e.a. Rep. CEA-R-4552; Rep. KFK-1865, 1974.
7. Белов С. П. и др. Изучение отношения захвата в ^{238}U к делениям ^{239}Pu и ^{235}U в быстрых критических сборках. Докл. на Всесоюз. семинаре по резонансному поглощению нейтронов. М., 21–23 июня 1977 г.

ма автоматического регулирования (АР) на ПУ этого реактора.

Степень аксиальной устойчивости (АУ) ВВЭР-1000 определяли по рассчитываемой программой ИРИНА (см. настоящий выпуск, с. 487) величине $\text{Re } \omega_1$, где ω_1 — обладающая наибольшей действительной частью собственной комплексная частота аксиальных колебаний