

Ордена Ленина

ИАЭ-2241

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

И. Н. Аборина, А. В. Комиссаров, Г. Л. Лунин

Исследование зависимости коэффициента
использования тепловых нейтронов
от шага расположения твэлов
в уран-водных решетках

Москва 1972

ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ ИМ. И.В.КУРЧАТОВА

И.Н.Аборина, Л.В.Комиссаров, Г.Л.Лукин

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ
ОТ ШАГА РАСПОЛОЖЕНИЯ ТВЭЛОВ В УРАН-ВОДНЫХ РЕШЕТКАХ

М о с к в а
1972

Ключевые слова: нейтронная физика, эксперимент, тепловые нейтроны, потоки, коэффициент использования, коэффициент проигрыша, твэлы, решетки (реакт.), шаг, уран, вода.

0401

А Н Н О Т А Ц И Я

Приводятся результаты измерения коэффициента проигрыша потока тепловых нейтронов в уран-водных решетках с различным водо-урановым отношением, содержащих экспериментальные твэлы ВВЭР (двуокись урана, обогащенная до 3,5% ураном-235). По результатам измерений вычислены величины коэффициента использования тепловых нейтронов.

Экспериментальные величины сравниваются с расчетными.

В В Е Д Е Н И Е

Одним из факторов, определяющих возможность развития цепной реакции деления в разнородной среде, является коэффициент использования тепловых нейтронов θ , определяемый как отношение количества тепловых нейтронов, поглощенных в топливе, к полному количеству поглощенных тепловых нейтронов в решетке.

В уран-водной решетке, которая характеризуется тесным расположением твэлов, между атомами замедлителя и нейтронами вследствие сильного поглощения в уране тепловое равновесие не наступает. Это приводит к относительно большой доле захвата нейтронов в процессе их замедления, особенно в эпитепловой области энергий. В связи с этим при определении коэффициента использования тепловых нейтронов возникает вопрос: каким образом определить верхнюю границу тепловой области нейтронного спектра E_{th} .

При расчетах коэффициента использования тепловых нейтронов в качестве E_{th} принимается энергия, при которой тепловая часть спектра нейтронов переходит в спектр замедляющихся нейтронов — спектр Ферми. Для различных уран-водных решеток значение этой энергии колеблется. Однако, согласно работе /1/, в воде с сильным поглощением нейтронов, т.е. для жестких спектров, при энергии $E \geq 0,5$ эв устанавливается спектр Ферми и, следовательно, $E = 0,5$ эв может быть принята в качестве граничной энергии E_{th} . При экспериментальных исследованиях в качестве граничной энергии удобно принять границу поглощения нейтронов кадмием. Значение этой энергии зависит от толщины используемого кадмиевого фильтра, от материала детектора нейтронов и его толщины. Для обычно используемых кадмия толщиной 0,5 мм и тонких ^{10}B -детекторов значение этой энергии близко к 0,55 эв.

В настоящей работе изложены результаты измерения коэффициента проигрыша тепловых нейтронов в уран-водных решетках с различным водо-урановым отношением, содержащих экспериментальные тепловыделяющие элементы реактора ВВЭР (двусмесь урана, обогащенная до 3,5% ^{235}U). По результатам измерений вычислены величины коэффициента использования тепловых нейтронов. Результаты экспериментов сравниваются с расчетом.

Коэффициент использования тепловых нейтронов (θ) определяется следующим соотношением:

$$\frac{1-\theta}{\theta} = \frac{V_{\text{об}} \int_0^{E_{\text{th}}^{ob}} \sum_c^{ob} \bar{\Phi}_{ob}(E) dE + V_{\text{H}_2\text{O}} \int_0^{E_{\text{th}}^{\text{H}_2\text{O}}} \sum_c^{\text{H}_2\text{O}} \bar{\Phi}_{\text{H}_2\text{O}}(E) dE}{V_{\text{UO}_2} \int_0^{E_{\text{th}}^{\text{UO}_2}} \sum_c^{\text{UO}_2} \bar{\Phi}_{\text{UO}_2}(E) dE}, \quad (1)$$

где \sum_c^{ob} , \sum_c^{ob} и $\sum_c^{\text{H}_2\text{O}}$ - макроскопические сечения поглощения нейтронов в топливе, в топливной оболочке и воде соответственно; V_{UO_2} , $V_{\text{H}_2\text{O}}$ и $V_{\text{об}}$ - соответствующие объемы компонентов решетки; $\bar{\Phi}_{\text{UO}_2}$, $\bar{\Phi}_{\text{H}_2\text{O}}$ и $\bar{\Phi}_{ob}$ - усредненные по соответствующим объемам потоки нейтронов. Введя обозначения

$$\sum_c^i = \frac{\int_0^{E_{\text{th}}^i} \sum_c^i(E) \bar{\Phi}_i(E) dE}{\int_0^{E_{\text{th}}^i} \bar{\Phi}_i(E) dE}; \quad \hat{\Phi}_i^{\text{th}} = \int_0^{E_{\text{th}}^i} \bar{\Phi}_i(E) dE, \quad (2)$$

где индекс i относится к разным компонентам решетки, получим

$$\frac{1-\theta}{\theta} = \frac{V_{\text{об}}}{V_{\text{UO}_2}} \cdot \frac{\sum_c^{ob}}{\sum_c^{\text{UO}_2}} \cdot \frac{\hat{\Phi}_{ob}^{\text{th}}}{\hat{\Phi}_{\text{UO}_2}^{\text{th}}} + \frac{V_{\text{H}_2\text{O}}}{V_{\text{UO}_2}} \cdot \frac{\sum_c^{\text{H}_2\text{O}}}{\sum_c^{\text{UO}_2}} \cdot \frac{\hat{\Phi}_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{th}}}{\hat{\Phi}_{\text{UO}_2}^{\text{th}}}. \quad (3)$$

Таким образом, для определения θ необходимо измерить отношения средних потоков тепловых нейтронов в замедлителе, оболочке и топливе (так называемые коэффициенты проигрыша потока нейтронов), а также определить отношения средних сечений поглощения нейтронов в компонентах решетки.

Коэффициент проигрыша потока нейтронов можно измерять дифференциальным и интегральным методами. При использовании интегрального метода измеряются отношения средней активации детекторов, облучаемых в топливе, замедлителе и топливной оболочке. Эти данные позволяют вычислить непосредственно отношение усредненных по объемам компонентов решетки потоков нейтронов. При дифференциальных измерениях исследуется распределение потока нейтронов по элементарной ячейке решетки, а средние величины определяются интегрированием этих распределений по соответствующим объемам. Естественно, что тонкая структура потока нейтронов в элементарной ячейке несет в себе большее количество информации, чем просто отношение средних потоков. Однако проведение таких экспериментов, особенно в тесных уран-водных решетках с твэлами небольшого диаметра, затруднено. В настоящей работе эксперименты выполнены с использованием интегрального метода.

Отношение средней активности детекторов, облученных в воде и топливе, можно записать в следующем виде:

$$\frac{A_{\text{H}_2\text{O}}}{A_{\text{UO}_2}} = \frac{V_{\text{дет.}}^{\text{H}_2\text{O}} \int_0^{\infty} \sum_{\text{акт.д.}} \bar{\Phi}_{\text{H}_2\text{O}}(E) dE}{V_{\text{дет.}}^{\text{UO}_2} \int_0^{\infty} \sum_{\text{акт.д.}} \bar{\Phi}_{\text{UO}_2}(E) dE}, \quad (4)$$

где $\sum_{\text{акт.д.}}(E)$ - макроскопическое сечение активации детектора; $V_{\text{дет.}}^{\text{H}_2\text{O}}$, $V_{\text{дет.}}^{\text{UO}_2}$ - объемы детекторов, облучаемых в воде и топливе соответственно. Введя средние сечения активации детекторов и средние потоки нейтронов по аналогии с формулами (2) и используя каadmиевые отношения, измеренные в воде и топливе, для поправки на закаadmиевую активацию, получим

$$\frac{A_{H_2O}}{A_{UO_2}} = \frac{V_{gem}^{H_2O}}{V_{gem}^{UO_2}} \cdot \frac{\bar{\Sigma}_{акт.g}^{H_2O}}{\bar{\Sigma}_{акт.g}^{UO_2}} \cdot \frac{\hat{\Phi}_{H_2O}^{th}}{\hat{\Phi}_{UO_2}^{th}} \cdot \frac{\frac{R_{Cd}^{H_2O}}{R_{Cd}^{H_2O} - 1}}{\frac{R_{Cd}^{UO_2}}{R_{Cd}^{UO_2} - 1}} \quad (5)$$

где $\bar{\Sigma}_{акт.g}^{H_2O}$ и $\bar{\Sigma}_{акт.g}^{UO_2}$ - макроскопические сечения активации детекторов, усредненные по потоку тепловых нейтронов в воде и топливе; $R_{Cd}^{H_2O}$ и $R_{Cd}^{UO_2}$ - кадмиевые отношения для детекторов, активируемых в воде и топливе соответственно.

Для определения отношения объемов детекторов $V_{gem}^{H_2O}/V_{gem}^{UO_2}$ можно воспользоваться облучением детекторов в каком-либо однородном потоке нейтронов. В этом случае отношение активности детекторов после облучения в калибровочном спектре нейтронов

$$\left(\frac{A_{H_2O}}{A_{UO_2}} \right)_{к.с.} = \frac{V_{gem}^{H_2O}}{V_{gem}^{UO_2}} \quad (6)$$

Из выражений (5) и (6) получим

$$\frac{\hat{\Phi}_{H_2O}^{th}}{\hat{\Phi}_{UO_2}^{th}} = \frac{A_{H_2O}}{A_{UO_2}} \cdot \left(\frac{A_{UO_2}}{A_{H_2O}} \right)_{к.с.} \cdot \frac{\bar{\Sigma}_{акт.g}^{UO_2}}{\bar{\Sigma}_{акт.g}^{H_2O}} \cdot \frac{\frac{R_{Cd}^{UO_2}}{R_{Cd}^{UO_2} - 1}}{\frac{R_{Cd}^{H_2O}}{R_{Cd}^{H_2O} - 1}} \quad (7)$$

Аналогично для оболочки

$$\frac{\hat{\Phi}_{об}^{th}}{\hat{\Phi}_{UO_2}^{th}} = \frac{A_{об}}{A_{UO_2}} \cdot \left(\frac{A_{UO_2}}{A_{об}} \right)_{к.с.} \cdot \frac{\bar{\Sigma}_{акт.g}^{UO_2}}{\bar{\Sigma}_{акт.g}^{об}} \cdot \frac{\frac{R_{Cd}^{UO_2}}{R_{Cd}^{UO_2} - 1}}{\frac{R_{Cd}^{H_2O}}{R_{Cd}^{H_2O} - 1}} \quad (8)$$

Таким образом, для определения отношения средних потоков тепловых нейтронов в компонентах решетки и коэффициента использования тепловых нейтронов кроме экспериментально измеряемых величин нужно определить отношения средних сечений активации детекторов и поглощения нейтронов в компонентах решетки.

ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка. Эксперименты проводились на подкритической урановой сборке, расположенной во время облучения в экспериментальном канале уран-графитового реактора, используемого в качестве источника нейтронов. Устройство сборки подробно описано в работе /2/. Исследовались гексагональные решетки с шагами 12,7; 13,6; 16 и 19 мм, собранные из твэлов внешним диаметром 9,1 мм с покрытием из церроний-ниобиевого сплава толщиной 0,6 мм. Топливные блочки диаметром 7,65 мм изготовлены из спеченной двуокиси урана с обогащением 3,5% $U-235$ и средней плотностью 10,2 г/см³.

Для измерений в топливе использовался экспериментальный разборный твэл. Детекторы устанавливались в подкритическую сборку в место с максимальным потоком нейтронов с равновесным спектром. Блочки из двуокиси урана, между которыми устанавливались детекторы, подвергались специальной механической обработке. Для того чтобы зазор между блочками был минимальным, торцы блочков были отполированы.

Вблизи торцов сделаны проточки по цилиндрической поверхности на глубину 0,1 мм (рис.1). В этом месте устанавливалось латунное кольцо толщиной 0,1 мм, препятствующее радиальному смещению детекторов. Для предохранения детекторов от загрязнения двуокисью урана и от осколков деления они с обеих сторон защищались алюминиевыми фольгами толщиной 0,01 мм.

При измерениях в воде детекторы крепились на подставке из оргстекла толщиной 2 мм.

Для измерения кадмиевого отношения в твэле использовались две пары обработанных блочков, между которыми размещались детекторы в кадмиевом чехле и без кадмия. Между кадмиевым покрытием и детектором с обеих сторон устанавливались таблетки из спеченной двуокиси урана толщиной 1,5 мм той же композиции, что и топливные блочки. Это сводило к минимуму возмущение нейтронного потока с энергией выше кадмиевой границы вследствие увеличения зазора (рис.2). Использовался кадмий толщиной 0,5 мм.

Детекторы. В экспериментах использовались детекторы, изготовленные из марганца и диспрозия. Для измерений в топливе применялись круглые детекторы диаметром 7,45 мм, а для измерений в воде - в виде секторов с площадью, равной половине площади воды в элементарной ячейке решетки. Марганцевые детекторы изготовлены из марганец-алюминиевой фольги толщиной 0,1 мм, содержащей 10 вес.% Mn_2O_3 и 90 вес.% алюминия марки ПА-4. С обеих сторон фольга плакирована алюминием.

Сечение σ_n^{55} при малых энергиях нейтронов изменяется по закону $1/v$ (первый резонанс при $E = 337$ эв), и, следовательно, активация марганца прямо пропорциональна плотности нейтронов.

Диспрозиевые детекторы изготовлены из дисперсионного сплава окиси диспрозия с алюминием марки ПА-4, причем поверхностная плотность диспрозия в фольге составляет примерно 1 мг/см². Природный диспрозий содержит 28,2% Dy^{164} , сечение активации которого в зависимости от энергии отклоняется вниз от закона $1/v$ уже при энергии 0,1 эв. Сечения активации других изотопов диспрозия (Dy^{162} , Dy^{163}) малы по сравнению с сечением Dy^{164} ($\sigma_{акт} = 1550$ барн при $v = 2200$ м/сек), поэтому вклад этих изотопов в активность детектора можно не учитывать.

Толщины всех используемых детекторов $d = 0,1$ мм. В таблице I приведены некоторые характеристики детекторов.

Таблица I

Характеристики детекторов

Детектор	Композиция	Плотность детектора, г/см ³	Плотность элемента, г/см ³	$\Sigma_{tot} \cdot d$
Dy	1 мг/см ² $Dy_2O_3 + Al$	-	0,087	$3,3 \cdot 10^{-8}$
Mn	10% $Mn_2O_3 + Al$	2,74	0,192	$3,3 \cdot 10^{-4}$

Как видно из таблицы I, детекторы являются физически тонкими ($\Sigma_{tot} \cdot d \ll 1$) и, следовательно, практически не вносят возмущения в нейтронный поток в месте измерения. Детекторы калибровались в центре графитовой тепловой колонны размером 2x2x2 м в однородном поле нейтронов.

Измерение активности детекторов. После облучения регистрировалась β -активность диспрозиевых и марганцевых детекторов. В качестве датчика использовалась сцинтилляционная пластмасса диаметром 30 и толщиной 1 мм, установленная на фотокатод фотоумножителя ФЭУ-36. Для уменьшения погрешностей при регистрации активности детекторы устанавливались

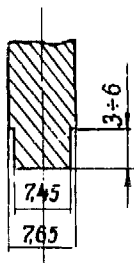


Рис. 1. Обработанный блочок из двуокиси урана.

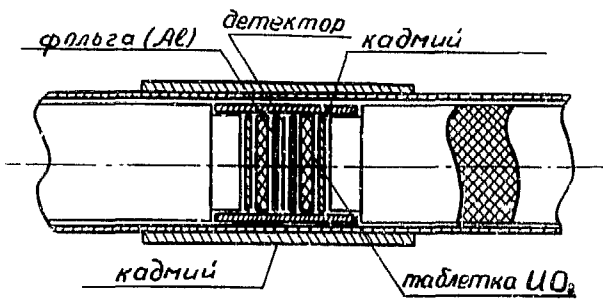


Рис. 2. Расположение детектора в твэле при измерении кадмиевого отношения.

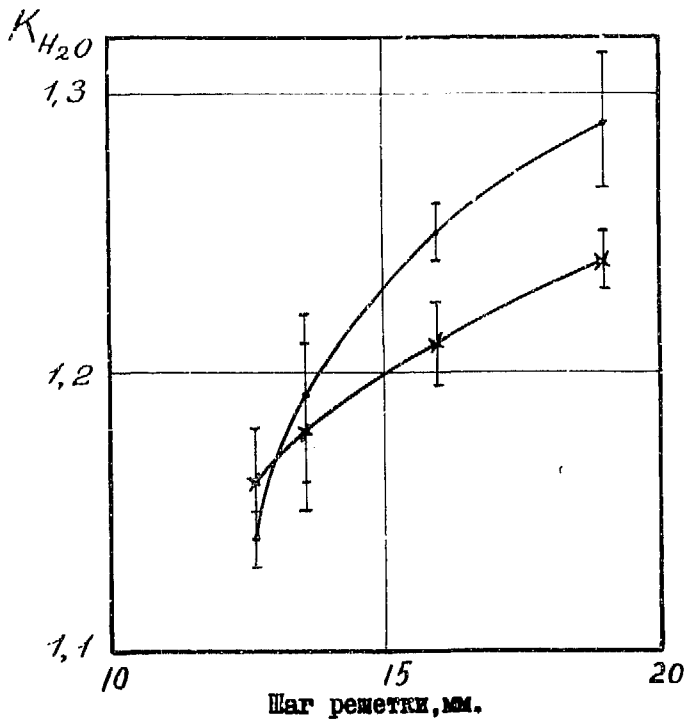


Рис. 3. Отношение активностей детекторов из марганца (x) и диспрозия (*), наведенной тепловыми нейтронами в воде и топливе.

всегда в одно и то же место в центре кристалла. Использовались две идентичные счетные установки, причем на одной из них измерялась активность, а другая служила для регистрации фона. Стабильность счетной аппаратуры проверялась перед каждым измерением стандартным источником β -частиц Tl^{232} . Для всех детекторов измерялась зависимость активности от времени. Измерения при этом периоды полураспада активности хорошо согласуются с опубликованными данными, что свидетельствует о достаточной чистоте детекторов.

Вклад в активность детекторов алюминиевого разбавителя не учитывался, поскольку детекторы облучались не ранее чем через 30 мин. после облучения, а период полураспада образующегося изотопа Al^{28} равен 2,3 мин. /3/. Измеренная активность пересчитывалась на момент окончания облучения и усреднялась.

К величине отношения активности детекторов, облученных в воде и топливе, вводились поправки на мертвое время счетной установки; фон (~ 1 имп/сек); распад активности; на конечную толщину детекторов; несоответствие размеров детекторов размерам компонентов элементарной ячейки; на остаточную активность и самопоглощение β -частиц. Влияние неоднородности детекторов входит в нормальное отклонение орадных отношений активности, измеряемой равными детекторами.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. СРАВНЕНИЕ С РАСЧЕТНЫМИ ДАННЫМИ

Коэффициент использования тепловых нейтронов Θ вычислялся по формуле (3). Отношение потоков тепловых нейтронов (7) для разделения расчетных и измеряемых параметров запишем в виде

$$\frac{\hat{\Phi}_{H_2O}^{th}}{\hat{\Phi}_{UO_2}^{th}} = \frac{\sum_{UO_2} \alpha_{kt} g}{\sum_{H_2O} \alpha_{kt} g} \cdot K_{H_2O} \quad (9)$$

где

$$K_{H_2O} = \frac{A_{H_2O}}{A_{UO_2}} \cdot \left(\frac{A_{H_2O}}{A_{H_2O}} \right)_{к.с.} \cdot \frac{1 - \frac{1}{K_{Cd}^{H_2O}}}{1 - \frac{1}{K_{Cd}^{UO_2}}} \quad (10)$$

Средние сечения активации детекторов и поглощения в компонентах решетки определялись по спектрам, рассчитанным по программе POP в приближении модели тяжелого газа /4/.

Величина $\hat{\Phi}_{H_2O}^{th} / \hat{\Phi}_{UO_2}^{th}$ определялась из предположения, что поток нейтронов в оболочке равен среднему из значений потоков в воде и топливе. Вклад ошибки, вносимой этим предположением в неопределенность величины $\frac{1-\Theta}{\Theta}$, мал вследствие малости поглощения нейтронов в оболочке по сравнению с поглощением в воде и топливе. Если записать

$$\hat{\Phi}_{H_2O}^{th} / \hat{\Phi}_{UO_2}^{th} = 1 + \Delta,$$

то

$$\hat{\Phi}_{OS}^{th} / \hat{\Phi}_{UO_2}^{th} = 1 + \frac{\Delta}{2}.$$

Результаты измерений и вычислений приведены в таблице 2. Использованы следующие значения сечений поглощения нейтронов при скорости $U_0 = 2200$ м/сек;

для воды $\sigma_{co}^{H_2O} = 0,328 \pm 0,002$ барн,

для урана-235 $\sigma_{co}^{235} = 680 \pm 2$ барн /3,5,6/.

Таблица 2

Исходные параметры и вычисленные значения отношения $\frac{1-\theta}{\theta}$

П а р а м е т р	Детек- тор	Шаг решетки, мм			
		12,7	13,6	16,0	19,0
$\frac{A_{H_2O}}{A_{UO_2}} \cdot \left(\frac{A_{UO_2}}{A_{H_2O}} \right)_{f.c.}$	Dy	1,14 ± 0,01	1,19 ± 0,03	1,254 ± 0,007	1,29 ± 0,02
	Mn	1,135 ± 0,008	1,15 ± 0,01	1,190 ± 0,009	1,22 ± 0,01
$R_{cd}^{H_2O}$	Dy	24,5 ± 0,6	36,7 ± 0,6	-	-
	Mn	4,3 ± 0,1	5,43 ± 0,02	7,83 ± 0,05	10,6 ± 0,5
$R_{cd}^{UO_2}$	Dy	24,4 ± 0,6	30,9 ± 0,5	-	-
	Mn	4,01 ± 0,02	4,92 ± 0,02	7,0 ± 0,4	9,6 ± 0,2
$\frac{1 - 1/R_{cd}^{H_2O}}{1 - 1/R_{cd}^{UO_2}}$	Dy	1,0	1,0	1,0	1,0
	Mn	1,021 ± 0,019	1,022 ± 0,019	1,018 ± 0,013	1,010 ± 0,006
K_{H_2O}	Dy	1,14 ± 0,01	1,19 ± 0,03	1,25 ± 0,01	1,29 ± 0,02
	Mn	1,16 ± 0,02	1,18 ± 0,03	1,21 ± 0,015	1,24 ± 0,02
$\frac{\sum_{акт.г.}^{UO_2}}{\sum_{акт.г.}^{H_2O}}$	Dy	0,952	0,952	0,945	0,943
	Mn	0,955	0,953	0,950	0,960
$\frac{\hat{\Phi}_{H_2O}^{th}}{\hat{\Phi}_{UO_2}^{th}}$	Dy	1,085 ± 0,010	1,132 ± 0,030	1,184 ± 0,010	1,218 ± 0,025
	Mn	1,108 ± 0,020	1,125 ± 0,030	1,150 ± 0,015	1,185 ± 0,015
Среднее - $\frac{\hat{\Phi}_{H_2O}^{th}}{\hat{\Phi}_{UO_2}^{th}}$	Dy	1,10 ± 0,01	1,13 ± 0,02	1,17 ± 0,01	1,20 ± 0,01
	Mn	1,10 ± 0,01	1,13 ± 0,02	1,17 ± 0,01	1,20 ± 0,01
$\frac{\sum_{с}^{H_2O}}{\sum_{с}^{UO_2}}$	Dy	0,0392	0,0385	0,0384	0,0400
	Mn	0,0392	0,0385	0,0384	0,0400
$\left(\frac{V_{H_2O}}{V_{UO_2}} \right) \cdot \left(\frac{\sum_{с}^{th} UO_2}{\sum_{с}^{th} H_2O} \right) \cdot \left(\frac{\hat{\Phi}_{H_2O}^{th}}{\hat{\Phi}_{UO_2}^{th}} \right)$	Dy	1,63	2,07	3,42	5,34
	Mn	0,0701	0,0898	0,1532	0,2565
$\frac{\hat{\Phi}_{об}^{th}}{\hat{\Phi}_{UO_2}^{th}}$	Dy	1,048	1,064	1,084	1,10
	Mn	1,048	1,064	1,084	1,10
$\frac{\sum_{с}^{об}}{\sum_{с}^{UO_2}}$	Dy	0,0135	0,0135	0,0135	0,0135
	Mn	0,0135	0,0135	0,0135	0,0135
$\frac{V_{об}}{V_{UO_2}} \cdot \left(\frac{\sum_{с}^{об}}{\sum_{с}^{UO_2}} \right) \cdot \left(\frac{\hat{\Phi}_{об}^{th}}{\hat{\Phi}_{UO_2}^{th}} \right)$	Dy	0,294	0,294	0,294	0,294
	Mn	0,0042	0,0042	0,0043	0,0043
$\frac{1-\theta}{\theta}$	Dy	0,0743 ± 0,0011	0,0940 ± 0,0026	0,1575 ± 0,003	0,2609 ± 0,0041
	Mn	0,0743 ± 0,0011	0,0940 ± 0,0026	0,1575 ± 0,003	0,2609 ± 0,0041

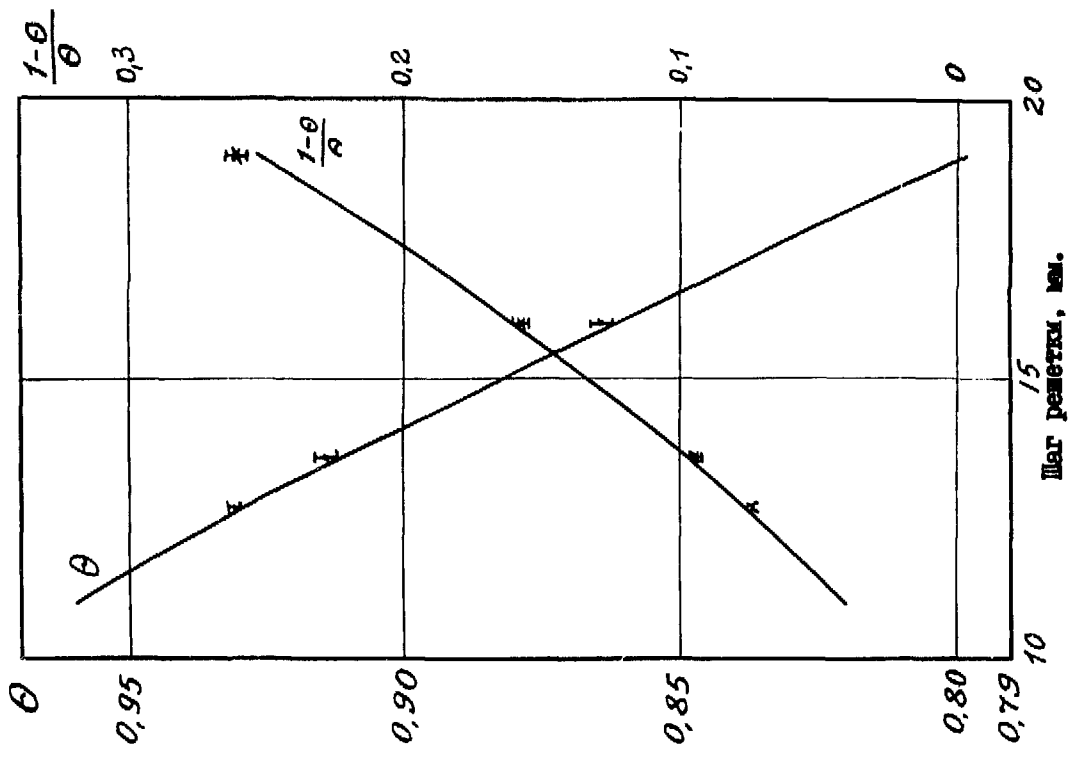


Рис. 5. Зависимость $\frac{1-\theta}{\theta}$ и θ от шага решетки: точки - эксперимент, — расчет.

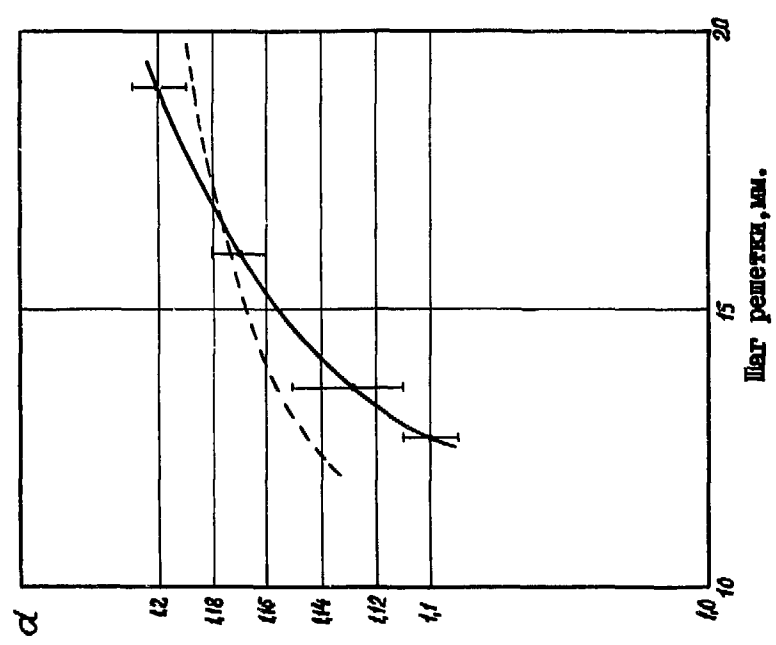


Рис. 4. Коэффициент проигрыша потока тепловых нейтронов (измерения выполнены марганцевыми и диспрозийскими детекторами): - - - эксперимент, — расчет.

для урана-238 $\sigma_{co}^{238} = 2,72 \pm 0,02$ барн / 3,6/,

для оболочки $\Sigma_{co}^{\sigma} = 0,008$ см⁻¹.

Характер изменения отношения активности, обусловленный тепловыми нейтронами, в детекторах, облучаемых в воде и топливе $K_{n,0}$ в зависимости от шага решетки показан на рис.3.

Сравнение экспериментальных и расчетных значений коэффициента проигрыша потока тепловых нейтронов, величины отношения $\frac{1-\theta}{\theta}$ и коэффициента использования тепловых нейтронов в зависимости от шага решетки дано на рис.4 и 5 и в таблице 3. Расчет произведен по энергетическому спектру нейтронов, вычисленному по программе POP.

Таблица 3
Сравнение экспериментальных и расчетных результатов

Шаг решетки, мм	$d = \hat{\Phi}_{H_2O}^{th} / \hat{\Phi}_{H_2O}^{th}$		$(1-\theta)/\theta$		θ	
	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет
11,0	-	I, II2	-	0,0416	-	0,9601
12,7	I, I0 \pm 0,01	I, I55	0,0743 \pm 0,0011	0,0779	0,9308 \pm 0,0009	0,9277
13,6	I, I4 \pm 0,02	-	0,0940 \pm 0,0026	-	0,9141 \pm 0,0022	-
14,0	-	I, I60	-	0,1079	-	0,9026
16,0	I, I7 \pm 0,01	I, I70	0,1575 \pm 0,0030	0,1594	0,8639 \pm 0,0022	0,8625
19,0	I, 20 \pm 0,01	I, I85	0,2609 \pm 0,0041	0,253	0,7931 \pm 0,0025	0,7981

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Коэффициент проигрыша теплового потока нейтронов измерен детекторами из Dy и Mn . Различие в значениях коэффициента проигрыша, определенных этими детекторами, лежит в пределах экспериментальных ошибок. Максимальное расхождение (2,7%) наблюдается для решеток с шагами 19 и 16 мм. Среднеквадратичная ошибка при этом расхождении $\pm 1\%$. Измерение коэффициента проигрыша теплового потока марганцевыми детекторами выполнено с кадмиевым фильтром толщиной 0,5 мм.

Для индикаторов из диспрозия поправка на активацию "закадмиевыми" нейтронами меньше 1% и, следовательно, нет необходимости в измерениях с кадмием.

Коэффициент проигрыша потока тепловых нейтронов, определенный экспериментально, в пределах ошибки совпадает с величиной, рассчитанной по программе POP для хорошо термализованных решеток (шаги 16 и 19 мм). Для плотных решеток с плохо термализованным спектром нейтронов наблюдается расхождение между экспериментальными и расчетными величинами, составляющие для решеток с шагами 13,6 и 12,7 мм соответственно 2,5 и 4%. Совпадение эксперимента с расчетом для хорошо термализованных решеток подтверждается выводами работы /8/, в которых указывается на слабую чувствительность коэффициента проигрыша тепловых нейтронов к различным моделям рассеяния (тяжелого газа, Нелкина, Хейвуда, Коппель-Янга), используемым при расчетах таких решеток.

Коэффициент использования тепловых нейтронов, определенный экспериментально, удовлетворительно совпадает с величиной, рассчитанной по программе POP для решеток всех исследуемых шагов. Максимальное расхождение не превышает 0,3%.

Таким образом, из сравнения экспериментальных результатов с теми же величинами, рассчитанными по программе POP, следует: что:

- 1) расчетное значение коэффициента проигрыша потока тепловых нейтронов удовлетворительно совпадает с экспериментальным для хорошо термализованных уран-водных решеток;
- 2) для тесных уран-водных решеток с плохо термализованным спектром нейтронов расчетное значение коэффициента проигрыша потока тепловых нейтронов завышено по сравнению с экспериментальным;
- 3) расчетное и экспериментальное значения коэффициента использования тепловых нейтронов удовлетворительно согласуются для уран-водных решеток всех исследуемых шагов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ibarra H. et al. Nucl. Sci. and Engng., 29, 15 (1967).
2. Аборина М.Н. Подкритическая сборка малого радиуса для исследования нейтронно-физических характеристик реакторов типа ВВЭР. Препринт ИАЭ-2189, 1972.
3. Бекуртц К., Виртц К. Нейтронная физика. Перевод с английского, М., Атомиздат, 1969.
4. Новиков А.Н. и др. Материалы физического расчета первой и второй топливных загрузок реактора ВВЭР-2. Препринт ИАЭ-1434, 1967.
5. Lansbury M. et al. Second Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 15-19 June 1970, v.1, IAEA, Vienna, 1970, p.287.
6. Vidal R. et al. Ibid, p.295.
7. Westcott C.H. Effective cross section values for well-moderated thermal reactor spectra, CPPR - 960, 1960.
8. Volpe J.J. et al. Nucl. Sci. and Engng., 40, N1, 116 (1970).

Техн. редактор Н.М.Мазаева
Корректор Н.Н.Черемных
Т-14572.13.09.72г.Формат 60x90 1/8
Уч.-изд.л. I, II. Тир. 200 экз. Зак. 10961
ОИТИ. ИАЭ

