

Ордена Ленина

ИАЭ-2242

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

И. П. Аборина, Л. В. Комиссаров, Г. Л. Лунин

Измерение спектральных индексов
в уран-водной решетке
с твэлами ВВЭР

Москва 1972

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

И.Н.Аборина
Л.В.Комиссаров
Г.Л.Лунин

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИНДЕКСОВ В УРАН-ВОДНОЙ РЕШЕТКЕ С ТВЭЛАМИ БВЭР

М о с к в а
1972

Ключевые слова:

нейтронная физика, эксперимент, измерение, энергетический спектр, индексы, детекторы, облучение, фольги, диспрозия, литеция, плутония, европий, индий, золото, марганец, уран, вода, решетка (реакт.), твэлы.

0401.

А Н Н О Т А Ц И Я

Описывается методика и приводятся результаты измерения спектральных индексов детекторам из диспрозия, литеция, плутония, европия, индия, золота и марганца в уран-водной решетке из твэлов ВВЭР с шагом 12,7 мм. Проведен качественный анализ тепловой и надтепловой частей энергетического спектра нейтронов. Экспериментальные результаты сравниваются с данными, рассчитанными по программам POP и THERMOS. Обнаружено, что поток нейтронов в надтепловой области спектра подчиняется закону $1/E$, причем уровень спектра ферми по отношению к спектру тепловых нейтронов ниже, чем это следует из расчетов.

Техн. редактор Н.И.Мазаева
Корректор В.П.Горячева

Т-14575.13.09.72г. Формат 69x90 1/8
Уч.-изд.л.2, 13. Тир. 200. Зак. 10984
ОНТИ. ИАЭ

І. В В Е Д Е Н И Е

Существующие в настоящее время методы расчета энергетического спектра нейтронов в размножающей среде основаны на различных приближенных моделях, идеализирующих процессы взаимодействия нейтронов с веществом. Для проверки методов расчета и совершенствования их необходимо накопление различных экспериментальных данных, относящихся к спектру нейтронов в размножающих средах.

Экспериментальные данные получают двумя методами: непосредственным измерением спектров нейтронов (дифференциальный метод) и измерением спектральных характеристик (спектральных индексов) с помощью облучения фольги из различных материалов, имеющих особенности в зависимости сечения активации нейтронов от энергии (интегральный метод). Дифференциальный метод дает больше информации, чем интегральный. Однако постановка таких экспериментов требует дорогостоящей аппаратуры и громоздких устройств для вывода пучка, которые существенно искажают исследуемый спектр нейтронов. Кроме того, для дифференциальных экспериментов требуются высокие потоки нейтронов, недопустимые при работе с критическими и подкритическими сборками.

Измерение спектральных индексов активационным методом характеризуется хорошим пространственным разрешением при малых искажениях, вносимых детекторами в исследуемый спектр нейтронов.

Для интерпретации активационных измерений и детального анализа исследуемого спектра нейтронов используются различные методы, в частности, представление спектра распределением Максвелла в тепловой и распределением Ферми в эпитепловой области. Однако, по нашему мнению, правильнее сравнивать активационные параметры спектра-функционалы типа

$\int_0^{\infty} \Phi(E)\sigma(E)dE$ с прямым вычислением этих величин, чем пытаться конструировать эквивалентный спектр нейтронов.

В настоящей работе спектр нейтронов исследовался интегральным методом. Активационные параметры спектра-спектральные индексы сравнивались с рассчитанными, при этом спектры нейтронов в исследуемой решетке вычислялись по программам POP [1] и THERMOS^{x)}.

x) Расчет по программе THERMOS произведен в ЦИФИ. Будапешт, Венгрия.

2. СПЕКТРАЛЬНЫЙ ИНДЕКС

Параметром, характеризующим энергетический спектр нейтронов исследуемой решетки, может служить спектральный индекс, определяемый как отношение активности двух детекторов, один из которых имеет особенность в зависимости сечения активации от энергии, а сечение активации другого пропорционально $1/v$. Эти детекторы облучают в исследуемом и известном калибровочном спектрах нейтронов, а спектральный индекс S_i определяется следующим соотношением:

$$S_i = \left(\frac{A_i}{A_{1/v}} \right) \left(\frac{A_i}{A_{1/v}} \right)_0 = \frac{\int_0^\infty \Phi(E) \sigma_a^i(E) dE}{\int_0^\infty \Phi(E) \sigma_a^{1/v}(E) dE} / \frac{\int_0^\infty \Phi_0(E) \sigma_a^i(E) dE}{\int_0^\infty \Phi_0(E) \sigma_a^{1/v}(E) dE}, \quad (1)$$

где $(A_i/A_{1/v})$ - отношение активности i -го и $1/v$ - детекторов, облученных одновременно в исследуемом спектре; $(A_i/A_{1/v})_0$ - отношение активности тех же детекторов, облученных в калибровочном спектре нейтронов; $\Phi(E)$ и $\Phi_0(E)$ - потоки нейтронов исследуемого и известного спектров; σ_a^i и $\sigma_a^{1/v}$ - сечения активации

i -го и $1/v$ - детекторов соответственно. Если в качестве калибровочного спектра используется спектр Максвелла (реализуемый, например, в тепловой графитовой колонне реактора), то спектральный индекс можно представить в следующем виде:

$$S_i = \frac{\int_0^\infty \sigma_a^i(E) \Phi(E) dE}{\int_0^\infty \sigma_a^{1/v}(E) \Phi(E) dE} \cdot \frac{\sigma_a^{1/v}}{g_i(T_M) \sigma_a^i}, \quad (2)$$

где σ_a^i и $\sigma_a^{1/v}$ - сечения активации i -го детектора и $1/v$ - детектора при скорости нейтронов $v_0 = 2200$ м/сек; $g_i(T_M)$ - фактор Весткотта, определяемый соотношением

$$g_i(T_M) = \frac{\int_0^\infty \sigma_a^i(E) \Phi_M\left(\frac{E}{kT_M}\right) dE}{\int_0^\infty \frac{v_0}{v} \sigma_a^i \Phi_M\left(\frac{E}{kT_M}\right) dE},$$

где $\Phi_M\left(\frac{E}{kT_M}\right)$ - спектр Максвелла при температуре T_M ; v - скорость нейтронов. Для марганца, закон изменения сечения активации которого весьма близок к "закону $1/v$ ",

$$g_{Mn} = 1.$$

Если детектор чувствителен к нейтронам определенной энергии, то спектральный индекс будет характеризовать спектр нейтронов в области, близкой к этой энергии. Для более полного описания спектра облучают несколько детекторов с сечениями активации, имеющими резонанс при разных энергиях.

3. Д Е Т Е К Т О Р Ы

Количество изотопов, у которых сечение активации сильно отличается от закона $1/v$ в тепловой области энергий нейтронов, невелико. Наиболее широко используемые изотопы приведены в таблице I [2].

Таблица I

Детекторы для измерений спектра тепловых нейтронов

Изотоп	Dy^{164}	Lu^{176}	Pu^{239}	Cu^{151}	Np^{237}	Ra^{226}	Zr^{191}
Резонансная энергия	Наиболее чувствительная энергия						
$E_{рез}, эв$	0,025 эв	0,142	0,296	0,461	0,489	0,540	0,654

В данной работе использовались первые четыре изотопа, приведенные в таблице I. Для исследования надтепловой области спектра применялись резонансные детекторы In^{115} ($E_{рез} = 1,46$ эв) и Au^{197} ($E_{рез} = 4,905$ эв). Физические характеристики детекторов приведены в таблице 2. Относительные сечения активации $\frac{\sigma_{a0}}{\sigma_{a0}^{теп}}$ в тепловой области энергий приведены на рис. I. Зависимость сечений активации In^{115} и Au^{197} в этой области близка к "закону $1/v$ ". Детекторы изготовлены из естественной смеси изотопов.

Таблица 2

Физические характеристики детекторов

Изотоп и ядерная реакция	Содержание изотопа в естественной смеси, %	$\sigma_{a0}, \text{барн}$ (при $v=2200$ м/сек)	$\sigma_{a рез}, \text{барн}$ (при $E_{рез}$) [3,4]	$E_{рез}$	Период полураспада $T_{1/2}$
$Dy^{164} (n, \gamma) Dy^{165}$	28,13	2580	5	150 эв	140 мин.
$Lu^{176} (n, \gamma) Lu^{177}$	2,6	2030	13490	0,142	6,8 дня
$Pu^{239} (n, f)$	-	742	3300	0,296	-
$Cu^{151} (n, \gamma) Cu^{152}$	47,71	1550	1890	0,461	9,3 часа
$In^{115} (n, \gamma) In^{116}$	95,77	159	38200	1,46	54,12 мин.
$Au^{197} (n, \gamma) Au^{198}$	100	98,8	31950	4,9	2,7 дня
$Mn^{55} (n, \gamma) Mn^{56}$	100	13,2	337	-	2,58 часа

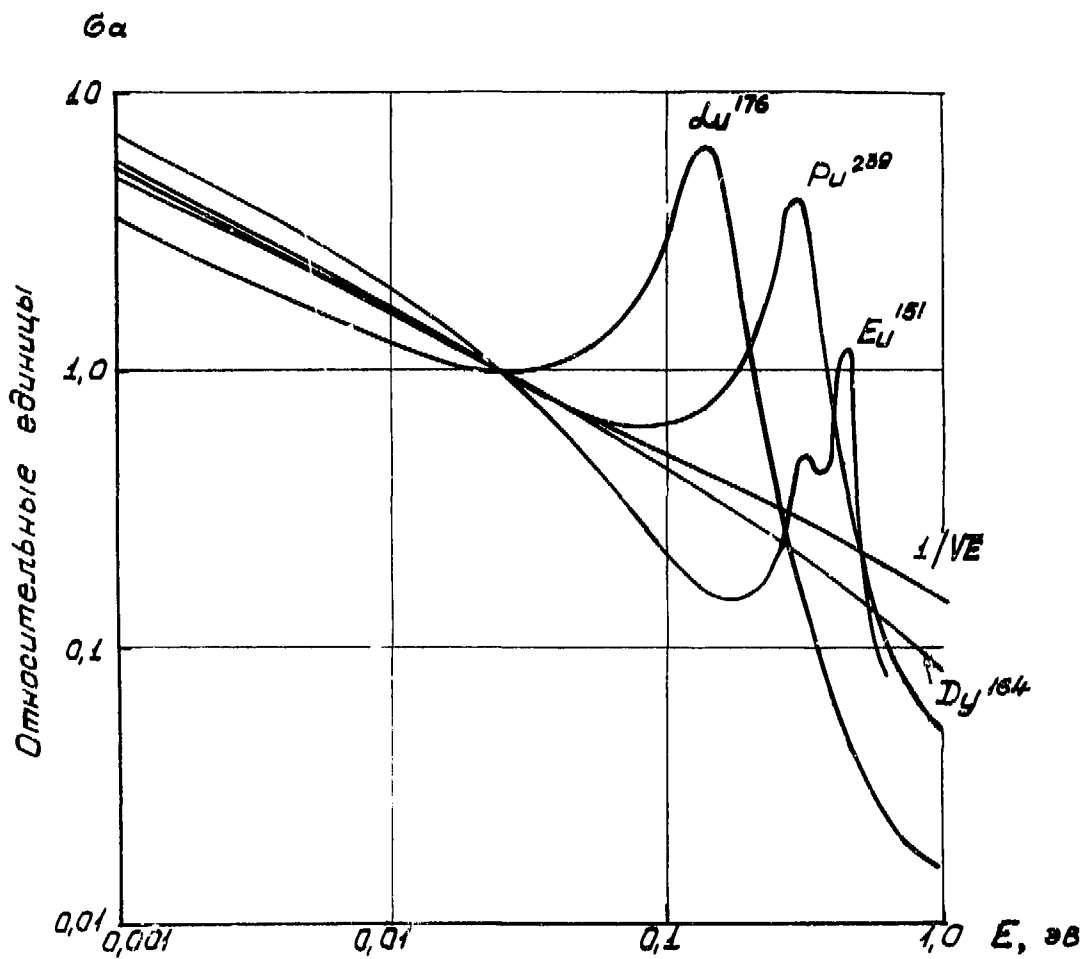


Рис. 1. Сечение активации используемых изотопов.

Сечение активации Dy^{164} отличается от "закона $1/v$ " при энергиях нейтронов, больших 0,1 эв, причем величина сечения уменьшается с увеличением энергии нейтронов быстрее, чем это следует по "закону $1/v$ ". Диспрозий-164 имеет небольшой резонанс ($\sigma_{рез} = 5$ барн) при энергии нейтронов $E_{рез} = 150$ эв. Вклад его в общую активность детектора, как и вклады резонансов других изотопов диспрозия, входящих в естественную смесь (Dy^{162} при $E_{рез} = 5,44$ эв и Dy^{169} при $E_{рез} = 1,72$ эв), пренебрежимо мал, поскольку сечения при резонансных энергиях у указанных изотопов малы. Воледействие этого диспрозия наиболее чувствителен к тепловым нейтронам. Естественная смесь изотопов литеция состоит из Lu^{175} (97,4%) и Lu^{176} (2,6%). Сечение активации Lu^{175} пропорционально $1/v$ и равно 35 барн при $v = 2200$ м/сек. Получающийся при захвате нейтронов изотоп Lu^{176} распадается с периодом полураспада 3,7 часа, тогда как период полураспада Lu^{177} составляет 6,8 дня. Поэтому активность Lu^{177} можно легко отделить от активности Lu^{176} , если выдержать образцы после облучения в течение более 40 час.

Природный европий кроме Eu^{151} содержит 52,23% Eu^{153} . Вклад в общую активность изотопа Eu^{154} пренебрежимо мал, поскольку период полураспада Eu^{154} около 16 лет, а сечение активации Eu^{153} относительно невелико ($\sigma_{акт} = 420$ барн при $v = 2200$ м/сек).

В качестве " $1/v$ -детектора" использовался марганец. В тепловой области энергии сечение марганца строго пропорционально $1/v$ (первый резонанс при энергии $E_{рез} = 337$ эв). Марганец обладает достаточно большим сечением активации в тепловой области и удобен для измерений периодом полураспада, образующегося при захвате нейтронов изотопа Mn^{56} .

Плутониевые детекторы изготовлены из алюминий-плутониевой фольги толщиной 0,1 мм, содержащей ~ 49% плутония по весу.

Изотопный состав плутония в фольге неизвестен. Фольга плакирована алюминием. При выбранном времени облучения детектора в нейтронном поле (1,5 часа) может возникнуть паразитная активность Pu^{243} с периодом полураспада 4,98 часа, образующаяся в результате реакции $Pu^{242}(n, \gamma) Pu^{243}$. Однако воледействие того, что сечение этой реакции невелико ($\sigma_{a_0} = 18$ барн) по сравнению с сечением деления Pu^{239} , не следует ожидать большого вклада этой активности в активность осколков деления Pu^{239} . Качественный анализ показал, что активность Pu^{243} составляет не более 1%. На рис. 2 приведены результаты измерения β -активности плутониевого детектора и осколков деления, собранных на алюминиевые фольги-ловушки. Как видно из рисунка, временная зависимость активности в обоих случаях одна и та же. Это также свидетельствует о том, что вклад активности Pu^{243} в активность продуктов деления детектора невелик.

Золотые детекторы изготовлены из сусального золота толщиной 0,42 мг/см².

Индиевые детекторы приготовлены вакуумным напылением металлического индия на алюминиевую фольгу толщиной 0,1 мм. В естественной смеси изотопов индия содержится 4,23% In^{113} . Поскольку In^{113} имеет небольшое сечение активации ($\sigma_{a_0} = 56$ барн), малую концентрацию в естественной смеси и период полураспада 49 дней, то вкладом активности In^{114} в общую активность детектора можно пренебречь.

Характеристики используемых детекторов приведены в табл. 3. Марганцевые, диспрозийные, литейные и европиевые детекторы изготовлены из дисперсионного сплава соответствующих осколков с высокочистым алюминием; фольги плакированы алюминием.

Все используемые в экспериментах детекторы имеют малую физическую толщину ($\sum_{tot} d \ll 1$, см. табл. 3), следовательно, они практически не вносят возмущений в последующий нейтронный спектр как вне, так и внутри детектора.

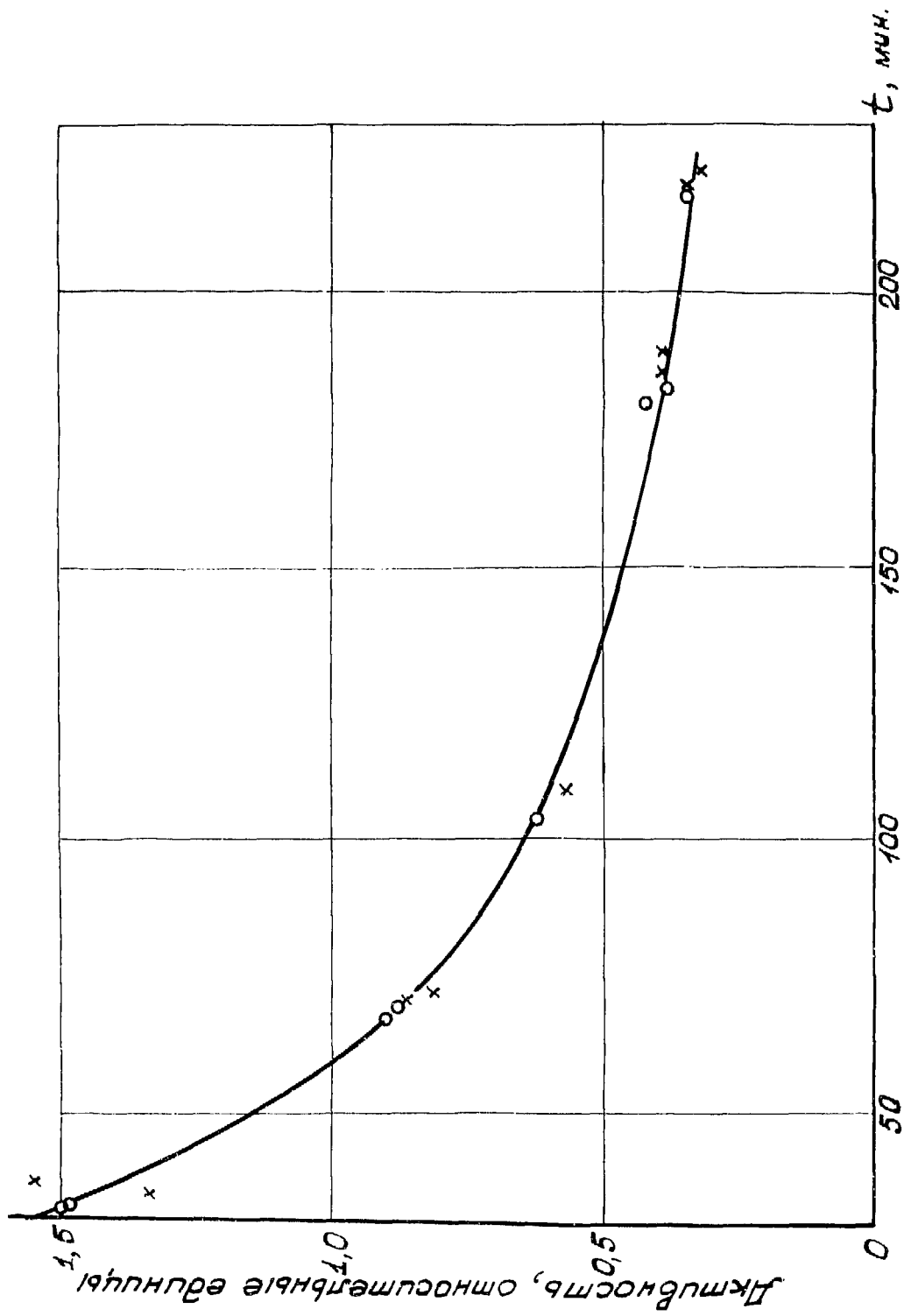


Рис. 2. Спад активности детектора на $Pu^{239}(o)$ и оснований деления $Pu^{238}(x)$, собранных на фольге.

Таблица 3

Характеристики детекторов

Элемент	Композиция	Теоретическая плотность композиции, г/см ³	Толщина детектора d , мм	$\sigma_{tot}^{барн.}$ (при $v=2200$ м/сек) [5]	$\Sigma_{tot} \cdot d$	$\sigma_{tot}^{рег. барн.}$ [4]	$\Sigma_{tot}^{рег} \cdot d$
Dy	1мг/см ² Dy ₂ O ₃ + Al	-	0,1	1040	3,34 · 10 ⁻³	-	-
Lu	15% Lu ₂ O ₃ + Al	3,02	0,1	112	1,5 · 10 ⁻³	350	4,8 · 10 ⁻³
Pu	Pu + Al	-	0,1	1008	-	5000	-
Zn	Металл	7,28	2 · 10 ⁻⁵	196	1,1 · 10 ⁻⁵	29000	1,6 · 10 ⁻³
Eu	0,346% Eu ₂ O ₃ + Al	2,68	0,1	4414	1,4 · 10 ⁻³	10000	3,2 · 10 ⁻³
Au	Металл	19,32	2,2 · 10 ⁻⁴	108	1,4 · 10 ⁻⁴	30000	4,3 · 10 ⁻²
Mn	10% Mn ₂ O ₃ + Al	2,74	0,1	15,5	3,3 · 10 ⁻⁴	-	-

Детекторы для измерений в твэле изготовлены в форме дисков диаметром 7,45 мм, а для измерений в воде — в виде секторов [6]. Площадь такого сектора равна половине площади замедлителя в элементарной ячейке исследуемой решетки.

4. Э К С П Е Р И М Е Н Т

4.1. Техника эксперимента

Исследовалась гексагональная уран-водная решетка из экспериментальных твэлов ВВЭР с шагом 12,7 мм. Твэлы изготовлены из спеченной двуокиси урана с обогащением 3,5% U^{235} . Цилиндрическая оболочка твэлов внешним диаметром 9,1 и толщиной стенок 0,65 мм выполнена из цирконий-ниобиевого сплава. Двуокись урана плотностью 10,2 г/см³ имеет форму цилиндрических блочков диаметром 7,65 и высотой 20–30 мм. Высота активной части твэла составляет 125 см.

Детекторы облучались в подкритической сборке малого размера (диаметр 23 см), которая устанавливалась в экспериментальный канал уран-графитового реактора Ф-1, служащего источником нейтронов. Возможность применения такой сборки для измерения нейтронофизических характеристик топливных решеток ВВЭР исследовалась ранее [6]. Детекторы располагались как внутри твэла, так и в воде. Для измерений в твэле использовался разборный элемент, устанавливаемый в центр сборки. Торцы топливных блочков, между которыми облучались детекторы, подвергались специальной механической обработке и полировались, чтобы свести к минимуму зазор между блочками. Для защиты детекторов от загрязнения двуокисью урана и осколками деления между детектором и топливными блочками устанавливались тонкие алюминиевые фольги толщиной 0,01 мм. При облучении в воде детекторы размещались на держателе из оргстекла толщиной 2 мм на той же высоте, что и детекторы в твэле. Одновременно облучались пары детекторов (марганец и Li -тый детектор). В твэле детекторы размещались на расстоянии 40 мм друг от друга, где поток нейтронов практически не изменялся.

В качестве калибровочного использовался спектр нейтронов, формирующийся в центре графитовой тепловой колонны реактора Ф-1, имеющей размеры $2 \times 2 \times 2$ м. Температура графита при облучениях составляла $20 \pm 0,5^\circ \text{C}$. Для контроля степени термализации нейтронов в тепловой колонне измерялось кадмиевое отношение R_{Cd}^{164} . Полученная величина $R_{Cd} = (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^3$ [6] характеризует высокую степень термализации калибровочного спектра нейтронов.

4.2. Регистрация активности

После облучения детекторов в исследуемой решетке или в тепловой колонне реактора Ф-1 регистрировалась β -активность образовавшихся изотопов или осколков деления. Использовалась стандартная счетная аппаратура с пластмассовым сцинтиллятором толщиной 1 мм. Для снижения погрешности, вызванной различной геометрией обочета, детекторы устанавливались в одно и то же место в центре кристалла. Стабильность счетной аппаратуры контролировалась в начале и в конце каждого измерения стандартным образцом ^{232}Th .

Для каждого детектора с достаточно хорошей статической точностью (погрешность не более $\pm 3\%$ в каждом отдельном измерении) измерялась временная зависимость β -активности в течение времени, соответствующем 1-3 периодам полураспада соответствующего изотопа. Измеренные при этом периоды полураспада изотопов совпадают в пределах ошибок измерения с данными, опубликованными в литературе [5, 9]. Вклад в общую активность детекторов побочной активности алюминиевого разбавителя не учитывался, так как детекторы облучались не ранее чем через 40 мин после окончания облучения (период полураспада ^{28}Al равен 2,3 мин.).

Время облучения детекторов [5] в исследуемом и калибровочном спектрах нейтронов составляло 1,5 часа. Регистрация активности ^{139}Lu начиналась через 40 час. после окончания облучения и продолжалась в течение 5-6 суток. Такой режим обочета давал возможность не учитывать короткоживущую ($T_{1/2} = 3,68$ часа) активность ^{176m}Lu . Регистрация активности остальных детекторов начиналась через 40 мин. после окончания облучения, если скорость счета не превышала 2000 имп/сек.

При большей чем 2000 имп/сек скорости счета делалась соответствующая выдержка во времени. Результаты измерений скорости счета детекторов (кроме плутония) экстраполировались к моменту окончания облучения. Отношение этих экстраполированных величин принималось за отношение активности A_i / A_{Lu} .

Активность детекторов из плутония определялась как площадь под кривой β -активности продуктов деления за одинаковые интервалы времени, начинающиеся в один и тот же момент после окончания облучения. Активность марганца при этом определялась описанным выше способом.

4.3. Поправки

При вычислении спектральных индексов по результатам измерений вводились следующие поправки.

1. На мертвое время счетной аппаратуры. Поправочные коэффициенты, учитывающие просчеты электронной схемы, определялись экспериментально. Для этого активность детектора с хорошо известным периодом полураспада (^{51}V) измерялась в широком диапазоне скорости счета. Максимальный поправочный коэффициент для диспрозиевых детекторов оказался равным $1,19 \pm 0,05$. Так как активность детекторов, облученных в исследуемом спектре и в тепловой колонне, близка друг к другу, ошибка, вносимая этой поправкой в величину спектрального индекса, не превышала $\pm 1\%$.

При обсчете некоторых плутониевых детекторов поправочный коэффициент достигал значения $1,40 \pm 0,04$ в начале обсчета, уменьшаясь до $1,04 \pm 0,01$ в конце. Ошибка, вносимая в спектральный индекс (S_{Pu}), не превышала $\pm 2\%$. Для остальных детекторов поправочный коэффициент был не больше $1,05 \pm 0,020$, а соответствующая ошибка в спектральном индексе составляла не более $\pm 0,25\%$.

2. На остаточную активность детекторов и фон счетной установки. Повторное облучение детекторов проводилось не ранее чем через 10 периодов полураспада, когда остаточную активность практически можно было не учитывать. Плутониевые детекторы выдерживались до тех пор, пока их активность не устанавливалась на постоянном уровне (~ 60 имп/сек), составлявшем 5-10% общей активности в конце обсчета. Остаточная активность измерялась с погрешностью $\pm 1\%$, так что ошибка, вносимая этой поправкой в окончательный результат, составляла не более $\pm 0,1\%$.

Фон счетной установки (~ 1 имп/сек) измерялся до и после обсчета детекторов с ошибкой не хуже $\pm 3\%$. При обсчете литейных и золотых детекторов, когда скорость счета уменьшалась до 10 имп/сек, ошибка этой поправки равна $\pm 0,3\%$. В остальных случаях она не превышала $\pm 0,1\%$.

3. На распад. Измеренная активность детекторов (кроме Pu) пересчитывалась на момент окончания облучения. Неопределенность этой поправки обуславливается ошибками отсчетов времени и входит в нормальное отклонение величины спектрального индекса.

4. На толщину детекторов и защитных фольг и влияние держателей детекторов в воде. Так как толщины детекторов с защитными фольгами одинаковы, то и поправочные коэффициенты к величинам активности, входящим в отношение A_i / A_{un} , тоже одинаковы. Проводились контрольные эксперименты по исследованию влияния толщины детекторов на результаты измерений. Для этого в воде и твэле устанавливались поочередно один, два и три детектора, сложенные вместе. В пределах экспериментальных ошибок влияние толщины фольг на величину спектрального индекса не обнаружено. Влияние держателей детекторов из оргстекла пренебрежимо мало [7].

5. На самопоглощение β - частиц в детекторах. При регистрации активности детекторы устанавливались непосредственно на датчик одной и той же стороной, поэтому поправочные коэффициенты к активности детекторов, облученных в исследуемой решетке и в тепловой колонне, одинаковы.

6. На неоднородность детекторов.

Степень и вид неоднородности детекторов неизвестны, поэтому измерения проводились разными детекторами и влияние неоднородности входит в нормальное отклонение спектрального индекса.

4.4. Результаты экспериментов

Полученные в экспериментах величины спектральных индексов с учетом всех поправок приведены в таблице 4.

Значения спектральных индексов

Детектор	В твэде		В воде	
	S	ΔS с учетом ошибок поправок	S	ΔS с учетом ошибок поправок
Dy	0,764	$\pm 0,012$	0,820	$\pm 0,011$
Lu	1,20	$\pm 0,02$	1,14	$\pm 0,02$
Pu	1,26	$\pm 0,04$	1,22	$\pm 0,03$
Eu	0,864	$\pm 0,006$	0,874	$\pm 0,006$
In	3,78	$\pm 0,08$	3,51	$\pm 0,025$
Au	3,44	$\pm 0,23$	3,40	$\pm 0,06$

5. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С РАСЧЕТОМ

Экспериментально определенные значения спектральных индексов сравнивались с величинами, рассчитанными по спектрам нейтронов, вычисленным по программам POP и THERMOS. При расчете интервал энергий $0 \div 0,625$ эв разбивался на 50 равных по скорости нейтронов групп со среднеарифметическим значением энергии в каждой группе. Величина, пропорциональная активности на одно ядро, обусловленной тепловой частью спектра нейтронов, определялась по формуле

$$A_i^{th} = \sum_{k=1}^{50} \Phi_k \frac{\sigma_a^{ik}}{\sigma_{a0}^i} \Delta E_k.$$

Предполагалось, что надтепловая часть спектра нейтронов пропорциональна $1/E$. Величина, пропорциональная полной активности, определялась по формуле

$$A_i = \int_0^{\infty} \Phi(E) \frac{\sigma_a^i(E)}{\sigma_{a0}^i} dE = \sum_{k=1}^{50} \Phi_k \frac{\sigma_a^{ik}}{\sigma_{a0}^i} \Delta E_k + \lambda \frac{I_{0,625}^i}{\sigma_{a0}^i}, \quad (3)$$

где k - номер группы; λ - коэффициент, определяемый из условия сшивки теплового и надтеплового потоков нейтронов при энергии 0,625 эв.

$$\Phi(0,625) = \frac{\lambda}{0,625};$$

$I_{0,625}^i$ - резонансный интеграл элемента i -го детектора при бесконечном разбавлении

$$I_{0,625}^i = \int_{0,625}^{\infty} \sigma_a^i(E) \frac{dE}{E}$$

Значения $I_{0,625}^i / \sigma_{a0}^i$ определены из отношения $I_{0,5}^i / \sigma_{a0}^i$ с введенным поправ-
 ки, рассчитанной для всех детекторов по известным относительным сечениям активации
 [3, 8]. Величины $I_{0,5}^i$ и σ_{a0}^i взяты из опубликованных данных [3-5; 9-23].
 Полученные исходные для расчета данные приведены в таблице 5.

Таблица 5

Значения относительных резонансных интегралов и
 g - факторов

Изотоп	$I_{0,5}^i$ барн	$\frac{I_{0,5}}{\sigma_{a0}}$	$\frac{I_{0,625}}{\sigma_{a0}}$	g (20°C) [3, 23, 24]
Dy ¹⁶⁴	345±11	0,134±0,004	0,106±0,004	0,990
Lu ¹⁷⁶	980±80	0,484±0,040	0,478±0,040	1,701
Pu ²³⁹	293±17	0,395±0,023	0,361±0,023	1,045
Eu ¹⁵¹	635±21	0,410±0,033	0,366±0,033	0,930
Jn ¹¹⁵	2745±62	17,25±0,39	17,14±0,39	1,02
Au ¹⁹⁷	1552±1,4	15,71±0,05	15,65±0,05	1,005
Mn ⁵⁵	14,2±0,6	1,08±0,05	1,04±0,05	1,0

Спектральные индексы рассчитывались по формуле

$$S_i = \frac{A_i}{A_{Mn}} \cdot \frac{1}{g_i(20^\circ\text{C})}$$

где A_i определяется выражением (3).

Расчетные и экспериментальные значения спектральных индексов приведены в таблице 6.

Ошибка, вносимая в расчетную величину спектрального индекса из-за неопределенности
 относительных сечений активации детекторов, составляет не более ± 0,5%. Указанные в
 табл.6 погрешности расчетных величин обуславливаются в основном неопределенностью
 относительных резонансных интегралов, приведенных в таблице 5.

Как видно из таблицы 6, спектральные индексы, измеренные детекторами из Dy¹⁶⁴ и
 Eu¹⁵¹ в воде и топливе, несколько больше, чем значения, рассчитанные по программам
 POP и THERMOS. Особенно большое отличие (до 7%) наблюдается для спектрального индек-
 са, измеренного европием, имеющим небольшой резонанс при E = 0,461 эв.

Экспериментальные и расчетные значения спектральных индексов

Детек- тор	Эксперимент		Р а с ч е т			
	в твэле	в воде	POP		THERMOS	
	в твэле	в воде	в твэле	в воде	в твэле	в воде
Dy	0,764±0,012	0,820±0,011	0,754±0,008	0,780±0,009	0,734±0,009	0,787±0,009
Lu	1,20±0,02	1,14±0,02	1,251±0,015	1,22±0,02	1,24±0,02	1,21±0,02
Pu	1,26±0,04	1,22±0,03	1,246±0,014	1,23±0,02	1,22±0,01	1,22±0,01
Eu	0,864±0,006	0,874±0,006	0,813±0,013	0,843±0,013	0,803±0,012	0,840±0,013
In	3,78±0,08	3,51±0,03	4,52±0,05	4,102±0,06	4,80±0,06	4,21±0,05
Au	3,44±0,23	3,40±0,06	4,19±0,05	3,81±0,05	4,45±0,05	3,94±0,5

Спектральный индекс, измеренный лютецием в блоке и в воде, меньше расчетных значений S_{Lu} .

Плутониевые спектральные индексы в пределах экспериментальных ошибок совпадают с расчетными величинами S_{Pu} .

Измерения спектральных индексов резонансными детекторами индием и золотом в воде и топливе дают результаты в среднем на 20% ниже рассчитанных $S_{Au, In}$.

Таким образом, энергетический спектр нейтронов в тепловой области энергий несколько "мягче", чем расчетный. Кроме того, уровень эпитеплового потока нейтронов ниже по отношению к тепловому потоку, чем это следует из расчетов. Следует отметить еще, что отличие реально существующих энергетических спектров нейтронов в воде и топливе меньше, чем рассчитанных по указанным программам. Об этом же свидетельствуют измерения кадмиевого отношения в воде и топливе [6].

6. АНАЛИЗ ИЗМЕРЯЕМОГО СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ

6.1. Надтепловая часть спектра нейтронов

При расчетах спектров обычно предполагается, что надтепловая часть спектра нейтронов пропорциональна $1/E$. Величины спектральных индексов, измеренные золотом и индием, позволяют оценить отличие энергетической зависимости потока нейтронов в надтепловой области спектра от распределения Ферми. Из выражения (2) следует, что

$$S_{igi} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{\sigma_{ai}(E)}{\sigma_{ao}} \Phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \frac{\sigma_{an}(E)}{\sigma_{ao}(E)} \Phi(E) dE} \quad (4)$$

Считая, что в тепловой области спектра нейтронов сечения активации золота и индия подчиняются закону $1/v$, можно записать

$$S_i g_i = \frac{\int_0^{0,55} \frac{v_0}{v} \Phi(E) dE + \int_{0,55}^{\infty} \frac{\sigma_a^i(E)}{\sigma_{a0}^i} \Phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \frac{\sigma_a^{Mn}(E)}{\sigma_{a0}^{Mn}} \Phi(E) dE} \quad (5)$$

Кадмиевое отношение для марганца

$$R_{Cd}^{Mn} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{\sigma_a^{Mn}(E)}{\sigma_{a0}^{Mn}} \Phi(E) dE}{\int_{0,55}^{\infty} \frac{\sigma_a^{Mn}(E)}{\sigma_{a0}^{Mn}} \Phi(E) dE} \quad (6)$$

Из (5) и (6) следует

$$S_i g_i = 1 - \frac{1}{R_{Cd}^{Mn}} + \frac{\int_{0,55}^{\infty} \frac{\sigma_a^i(E)}{\sigma_{a0}^i} \Phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \frac{\sigma_a^{Mn}(E)}{\sigma_{a0}^{Mn}} \Phi(E) dE} \quad (7)$$

Представим надтепловую часть спектра в виде

$$\Phi(E) = \frac{\lambda(E)}{E} \quad (8)$$

где $\lambda(E)$ - слабо зависящая от энергии функция, учитывающая отличие зависимости потока нейтронов от распределения Ферми. У индия и золота вклад основных резонансов в резонансные интегралы равен соответственно 0,97 и 0,953 [5]. Поэтому можно предположить, что вся надтепловая активация происходит за счет основного резонанса. В этом случае

$$\int_{0,55}^{\infty} \frac{\sigma_a^i(E)}{\sigma_{a0}^i} \Phi(E) dE = \int_{0,55}^{\infty} \frac{\sigma_a^i(E)}{\sigma_{a0}^i} \cdot \frac{\lambda(E)}{E} dE = \lambda(E_{рез}^i) \frac{I_{0,55}^i}{\sigma_{a0}^i}$$

где $\lambda(E_{рез}^i)$ - значение функции $\lambda(E)$ при энергии основного резонанса i -го детектора $E_{рез}^i$;
 $I_{0,55}^i / \sigma_{a0}^i$ - относительный резонансный интеграл с нижней граничной энергией 0,55 эв.

$$I_{0,55}^i = \int_{0,55}^{\infty} \sigma_a^i(E) \frac{dE}{E} \quad (10)$$

Таким образом, формулу (7) можно записать в виде

$$\frac{S_i g_i - 1 + \frac{1}{R_{cd}^{un}}}{a_i I_{0,55}^i / \sigma_{a0}^i} = \frac{\lambda(E_{рез}^i)}{\int_0^{\infty} \frac{\sigma_{a}^{un}(E)}{\sigma_{a0}^{un}} \Phi(E) dE} = \psi(E_{рез}^i), \quad (II)$$

где a_i - коэффициент, учитывающий самоэкранирование основного резонанса. Так как детекторы из индия и золота имеют малую физическую толщину ($\Sigma_{рез} d \ll 1$) (см. табл. 3) то, согласно работе [5], $a_i = 1$.

Для проверки этого экспериментально измерена поправка на самоэкранирование резонансов индия и золота. Детекторы одинарной, двойной и тройной толщины облучались в кадмии толщиной 0,5 мм и результаты измерения активности детектора экстраполировались к нулевой толщине. Величина поправки на конечную толщину детекторов из индия и золота составляет менее 1%.

Исходные данные и результаты вычислений $\psi(E_{рез}^i)$ приведены в таблице 7.

Таблица 7

Значения $\psi(E_{рез}^i)$, вычисленные по формуле (II)

Детектор ($E_{рез}^i, \text{эВ}$)	$\frac{I_{0,55}^i}{\sigma_{a0}^i}$	В твэле $R_{cd}^{un} = 4,01 \pm 0,02$		В воде $R_{cd}^{un} = 4,8 \pm 0,10$	
		$S_i g_i$	$\psi(E_{рез}^i)$	$S_i g_i$	$\psi(E_{рез}^i)$
In (1,46)	$17,23 \pm 0,39$	$3,86 \pm 0,08$	$0,180 \pm 0,006$	$3,58 \pm 0,03$	$0,163 \pm 0,004$
Au (4,905)	$15,69 \pm 0,05$	$3,45 \pm 0,23$	$0,176 \pm 0,016$	$3,41 \pm 0,06$	$0,162 \pm 0,004$

Для исследования надтепловой части спектра специально измерялись эпитепловые спектральные индексы с помощью активации золота и индия в кадмиевом фильтре толщиной 0,5 мм. Калибровка детекторов проводилась также в тепловой колонне. По аналогии с формулой (2) эпитепловой спектральный индекс можно представить в виде

$$S_{epi}^i = \frac{\int_{0,55}^{\infty} \Phi(E) \frac{\sigma_{a}^i(E)}{\sigma_{a0}^i} dE}{\int_{0,55}^{\infty} \Phi(E) \frac{\sigma_{a}^{un}(E)}{\sigma_{a0}^{un}} dE} \cdot \frac{1}{g_i(T_n)}. \quad (I2)$$

Используя те же предположения, что и при выводе формулы (II), получим

$$\psi(E_{рез}^i) = \frac{S_{epi}^i \cdot g_i}{R_{cd}^{un} a_i I_{0,55}^i / \sigma_{a0}^i}. \quad (I3)$$

Вычисленные по этой формуле значения $\Psi (E_{рез}^i)$ приведены в таблице 8.

Таблица 8

Значения $\Psi (E_{рез}^i)$, вычисленные по формуле (I3)

Детектор ($E_{рез}^i, эв$)	В т в а л е		В в о д е		
	$R_{ад}^{Mn} = 4,01 \pm 0,02$ $S_{ери}^i$	$\Psi(E_{рез}^i)$	$R_{ад}^{Mn} = 4,3 \pm 0,10$ $S_{ери}^i$	$\Psi(E_{рез}^i)$	
<i>In</i> (1,46)	17,23 \pm 0,39	10,82 \pm 0,052	0,156 \pm 0,003	11,65 \pm 0,23	0,156 \pm 0,006
<i>Au</i> (4,905)	15,69 \pm 0,05	9,25 \pm 0,20	0,147 \pm 0,003	9,80 \pm 0,20	0,145 \pm 0,005

На основании данных табл.7 и 8 можно сделать заключение, что в интервале энергий 1-5 эв спектр нейтронов имеет вид распределения Ферми [$\Phi(E) \sim 1/E$]. Заметное различие в величинах $\Psi (E_{рез}^i)$, полученных из измерений полного и надтеплового спектральных индексов, выходящее за рамки экспериментальных погрешностей, объясняется, по-видимому, влиянием кадмия, вводимого в решетку при измерении надтепловой активации. Средние величины $\Psi (E_{рез}^i)$ сравниваются со значениями $\Psi (E)$ для спектров POP и THERMOS в таблице 9. В экспериментальных данных учтены также ошибки, вносимые вышеуказанными предположениями, при выводе формул (II) и (I3).

Таблица 9

Сравнение экспериментальных и расчетных величин $\Psi (E)$

	В т в а л е			В в о д е		
	эксперимент	POP	THERMOS	эксперимент	POP	THERMOS
$\Psi (1,46)$	0,168 \pm 0,017	-	-	0,160 \pm 0,016	-	-
$\Psi (4,905)$	0,162 \pm 0,016	-	-	0,154 \pm 0,015	-	-
Ψ	0,165 \pm 0,016	0,226	0,235	0,157 \pm 0,016	0,200	0,200

Расчетные значения $\Psi(E_{рез}^i)$ (формула (II)) определялись по формуле

$$\Psi = \frac{\lambda}{A_i^{Mn}}, \quad (I4)$$

где λ и A_i^{Mn} определены из формулы (3).

Как видно из таблицы, расчетные значения параметра \mathcal{Y} , полученные из условия сшивки надтепловой и тепловой частей спектра нейтронов, завышены по сравнению с экспериментально определенными значениями \mathcal{Y} на 37% в твэле и 27% в воде. Близкие значения \mathcal{Y} , полученные разными способами, свидетельствуют о надежности и точности определения этого параметра.

6.2. Тепловая часть спектра нейтронов

Для анализа тепловой части спектра нейтронов сравним величины тепловых спектральных индексов, полученные из экспериментов и рассчитанные по программам P O P и THERMOS. Экспериментальный тепловой спектральный индекс определяется следующим соотношением:

$$S_{i\varepsilon}^{th} = \frac{\int_0^{0,55} \frac{\sigma_a^i(E)}{\sigma_{a0}^i} \Phi(E) dE}{\int_0^{0,55} \frac{\sigma_a^{un}(E)}{\sigma_{a0}^{un}} \Phi(E) dE} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{\sigma_a^i(E)}{\sigma_{a0}^i} \Phi(E) dE - \lambda I_{0,55}^i / \sigma_{a0}^i}{\int_0^{\infty} \frac{\sigma_a^{un}(E)}{\sigma_{a0}^{un}} \Phi(E) dE - \int_{0,55}^{\infty} \frac{\sigma_a^{un}(E)}{\sigma_{a0}^{un}} \Phi(E) dE} \quad (19)$$

или

$$S_{i\varepsilon}^{th} = \frac{S_i g_i - \mathcal{Y} I_{0,55}^i / \sigma_{a0}^i}{1 - \frac{1}{R_{ad}^{un}}} \quad (20)$$

где \mathcal{Y} - экспериментально определенная величина (см. табл. 9). Расчетная величина теплового спектрального индекса имеет вид

$$S_{i\varepsilon}^{th} = \frac{\sum_{\kappa=1}^{47} \frac{\sigma_a^{i\kappa}}{\sigma_{a0}^i} \Phi_{\kappa} \Delta E_{\kappa}}{\sum_{\kappa=1}^{47} \frac{\sigma_a^{un\kappa}}{\sigma_{a0}^{un}} \Phi_{\kappa} \Delta E_{\kappa}} \quad (21)$$

Результаты экспериментов и расчетов приведены в таблице 10.

Таблица 10

Детектор	Тепловые спектральные индексы $S_{i\varepsilon}^{th}$		P O P		THERMOS	
	в твэле	в воде	в твэле	в воде	в твэле	в воде
Dy	0,98±0,02	1,00±0,03	0,944	0,950	0,955	0,959
Lu	2,62±0,06	2,42±0,05	2,65	2,51	2,68	2,50
Pu	1,61±0,06	1,57±0,06	1,60	1,53	1,595	1,525
Eu	0,976±0,015	0,97±0,02	0,880	0,900	0,870	0,894

Экспериментально определенные тепловые спектральные индексы для D_u и S_u больше, чем следует из расчета. Отличие у S_{Eu} достигает 11% в твэде и 7% в воде по сравнению с S_{Eu} , рассчитанным по программе POP, и еще больше для S_{Eu} , полученного по программе THERMOS.

Спектральный индекс плутония в пределах экспериментальных ошибок совпадает с расчетом.

Таким образом, тепловые спектральные индексы, измеренные вышеуказанными детекторами, указывают на то, что реальный спектр нейтронов в решетке несколько мягче, чем это следует из результатов расчета. Об этом же свидетельствует некоторое уменьшение экспериментально определенного спектрального индекса лютеция в твэде и воде по сравнению с расчетом.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показывает анализ экспериментальных результатов по измерению спектральных индексов, используемый набор детекторов позволяет проводить оценку тепловой и надтепловой частей энергетического спектра нейтронов и делать некоторые выводы о форме спектра.

Тепловые спектральные индексы в интервале энергий 0–0,55 эв, полученные экспериментально и по спектрам нейтронов, рассчитанным по программам POP и THERMOS, близки. Исключение составляет спектральный индекс, измеренный европием. То же можно сказать и о полных спектральных индексах. На основании этого можно заключить, что спектры нейтронов в области энергий 0–0,625 эв, рассчитанные по программам POP и THERMOS в воде и топливе, близки к спектрам исследуемой решетки. Однако по всем измерениям спектральных индексов реальные спектры несколько мягче расчетных. Спектры нейтронов в воде и топливе ближе друг к другу, чем следует из расчетов.

Спектральные индексы, измеренные резонансными детекторами индием и золотом, в воде и топливе меньше расчетных в среднем на 20%.

Анализ результатов измерений S_{Lu} и S_{In} позволяет сделать заключение, что в области энергий 1–5 эв поток нейтронов описывается распределением Ферми - \mathcal{Y}/E . Экспериментально определенный параметр \mathcal{Y} для спектра нейтронов в воде в 1,3 раза, а для топлива в 1,4 раза меньше, чем величина, определенная из условия сшивки тепловой и эпитепловой частей спектров, рассчитанных по программе POP.

Таким образом, уровень спектра Ферми по отношению к спектру тепловых нейтронов в реальном спектре решетки ниже, чем это следует из расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ноников А.Н. и др. Материалы физического расчета первой и второй топливных загрузок реактора ВВЭР-2. Препринт ИАЭ-1434, 1967.
2. Ibarra H. et al. Nucl. Sci. and Engng., 29, 15 (1967).
3. Dangle P.P. et al. An Evaluation of Data for some Activation Detectors useful in Thermal and Epithermal Spectral Indices Measurements. BILG- 421, 1967.
4. Hughes D.J., Schwartz R.B. BNL - 325 (1958).
5. Бекуртц К, Виртц К. Нейтронная физика. Перевод с английского. М., Атомиздат, 1968.
6. Аборина И.Н. и др. Подкритическая сборка малого размера для измерения нейтронно-физических параметров решеток реактора типа ВВЭР. Препринт ИАЭ-2179, 1972.
7. W.A.V. Brown et al. United Kingdom Atomic Energy Authority. Reactor Group. АБЭУ - R502, 1967.
8. Volpe J.J. Comparison of Thermal Neutron Spectrum Measurements and Calculations in Light - water - moderated Uranium Cells., SM 96/93 (1967). "Neutron Thermalization and Reactor Spectra", Proceedings of Symposium, Ann-Arbor, 17-21 July, 1967.
9. Гордеев И.В. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
- 10^X) Scoville J.J. et al. Nucl. Sci. Engng., 25, 12 (1966).
11. Soren et al. Phys. Rev., 72, 888 (1947).
12. House et al. Bull. Amer. Phys. Soc., 3, 337 (1958).
13. Hanse H.S. et al. Nucl. Phys., 20, 183 (1960).
14. Baston et al. J. Nucl. Engng., A/B 13, 35 (1960).
15. Schmid, HW-96475, 1961.
16. Jacks, D.P. - 608, 1961.
17. Scoville J.J. Rogers, IN - 1083, 1968, p.63.
18. Walker, Jarvis, AECL - 1625, 1962.
19. Baumann, DP - 817, 1963.
20. Becurts et al. Nucl. Sci. Engng., 17, 329 (1963).
21. Wood. Phys. Rev., 98, 639 (1955).
22. Jirlow, Johansson, J. Nucl. Engng., A/B 11, 101 (1960).
23. Westcott C.H. CRRP - 96, 1960.
24. Schuman P. Integrale Neutronen Spektrometrie mit simulierten nicht - $1/v$ - Aktivierungs Indikatoren. Dissertation. ZFK - 196, Dez. 1969.

^X) Ссылки [10-22] цитируются по работе [3].