

Спектры тепловых нейтронов в воде

ЛЫСОВ В. В., МОСТОВОЙ В. И., ТАРАБАНЬКО В. А., ТРУХАНОВ Г. Я.

Поведение медленных нейтронов в плоских неоднородных системах при наличии температурных скачков изучено достаточно хорошо. На основе многочисленных экспериментов [1—4] разработаны много- и малогрупповые методы и программы расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов [1, 5]. В цилиндрических же системах термализация нейтронов изучалась менее детально, несмотря на то что такие системы с практической точки зрения представляют наибольший интерес.

В настоящей работе представлены результаты измерений спектров нейтронов и их интегральных характеристик в системе графит — вода, имеющей цилиндрическую геометрию, при наличии скачка температуры между графитом (~ 500 К) и водой (~ 286 К). Проведено также сравнение экспериментальных распределений с результатами расчетов, выполненных в P_1 -приближении по программе «Деметра» [5] для различных моделей рассеяния нейтронов в воде.

Постановка эксперимента. Экспериментальная установка представляет собой графитовую призму размером $100 \times 100 \times 59,5$ см³, расположенную вблизи активной зоны реактора ВВР-2. В центре призмы находится цилиндрический водяной бак диаметром 11,5 см. Графитовую призму заключили в теплоизолирующую оболочку и на мощности реактора 2000 кВт

нагревали до температуры 498 ± 5 К за счет нейтронов и γ -излучения реактора. Температура воды поддерживалась равной $285,5 \pm 1$ К с помощью внешней системы охлаждения. Графитовая призма и водяной бак были разделены тепловой изоляцией.

Для вывода нейтронного пучка и облучения индикаторов использовали алюминиевые каналы, устанавливаемые в специальном гнезде эксцентрикового механизма перемещения канала. С его помощью канал мог дистанционно перемещаться как по оси, так и по радиусу бака, что позволяло проводить измерения практически во всей области, занимаемой водой. Геометрия эксперимента, а также точки, в которых были выполнены измерения, показаны на рис. 1 и 2.

Распределения скоростей нейтронов в пучках, выведенных из различных точек исследуемой системы, были измерены методом времени пролета. Расходимость нейтронного пучка равнялась $3 \cdot 10^{-4}$ рад. Нейтронный пучок, выходящий из области измерений в замедлителе, модулировался механическим прерывателем с одной плоскопараллельной щелью шириной 0,5 см и высотой 2,4 см. Диаметр ротора прерывателя, изготовленного из стеклопластика с наполнителем из нитрида бора, равен 15 см. Постоянная скорость вращения ротора $8500 \pm$

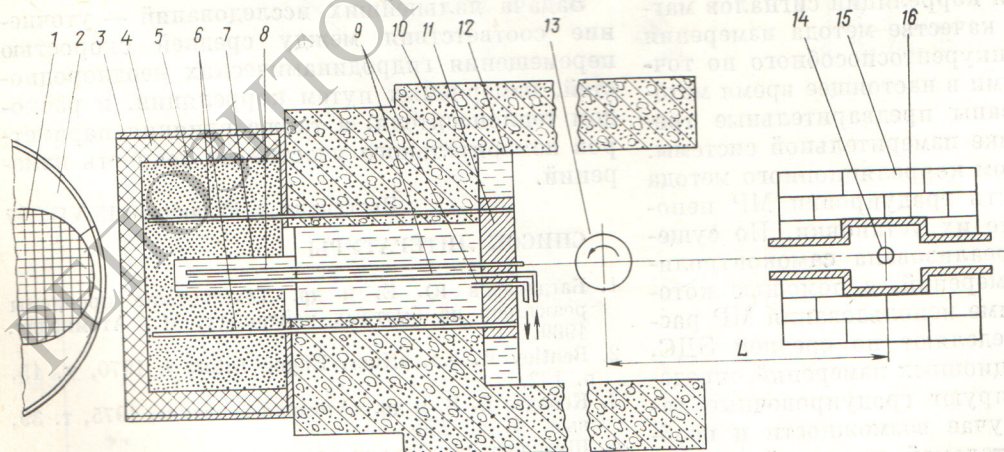


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — АЗ реактора; 2 — отражатель; 3, 4 — теплоизоляция; 5 — графитовая призма; 6 — термпарные каналы; 7 — водяной бак; 8 — канал для вывода пучка; 9 — каналы охлаждения; 10—12, 15, 16 — защита; 13 — прерыватель; 14 — детектор

± 10 об/мин поддерживалась электронной системой стабилизации оборотов.

Детектором нейтронов служил пропорциональный гелиевый счетчик СНМ-16, наполненный до 7 кгс/см^2 ^3He с добавкой Ag (3%). Пролетное расстояние 285,4 см нейтронный пучок проходил в воздухе. Разрешение спектрометра составляло ≈ 15 мкс/м.

Распределение времени пролета регистрировалось многоканальным временным анализатором АИ-4096 «Тензор». Ширина и число каналов выбирали в зависимости от требуемого разрешения. Они составляли 16 и 32 мкс. Распределение фона относительно момента открытия щели считалось симметричным. Измерениям нейтронных спектров предшествовала калибровка временной шкалы анализатора по резонансам Cd ($E_p = 0,178 \text{ эВ}$) и Sm ($E_p = 0,096 \text{ эВ}$).

Измеренные распределения скоростей счета по каналам анализатора обрабатывали на ЭВМ. Программа обработки включала в себя вычисление обычных для метода времени пролета поправок: на функцию пропускания, эффективность детектора, распределение фона по каналам анализатора, калибровку временной шкалы.

Поправки на функцию разрешения спектрометра и просчеты при регистрации нейтронов не вводили, так как они были меньше статистической погрешности эксперимента.

Полученные результаты представляли собой спектры векторного потока в направлении вывода нейтронного пучка (ось z), которые были измерены в плоскости, расположенной на расстоянии $z = 7,5$ см от торца водяного цилиндра, в следующих точках по радиусу системы: 0; 0,52; 1,04; 1,56; 2,08; 2,6; 3,12; 3,64; 4,16; 4,68 и 5,2 см. В этих же точках были проведены и интегральные измерения.

Методика измерений пространственного распределения полной плотности и источников нейтронов и нейтронных температур интегральным методом подробно изложена в [6], где применяли медные, золотые и лутецевые детекторы в виде дисков из фольги диаметром 0,3 см и толщиной 100–250 мк. Для определения вклада эпитепловых нейтронов использовали кадмиевые чехлы с толщиной стенок 0,05 см.

Расчет и сравнение с экспериментом. Для оценки эффекта анизотропии потока и влияния различных моделей рассеяния нейтронов в воде на пространственно-энергетическое распределение нейтронов результаты измерений сравнивали с результатами расчетов для трехзонной одно-

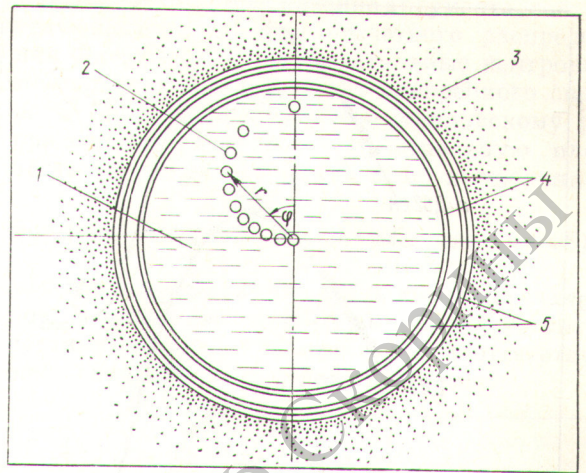


Рис. 2. Геометрия эксперимента:

1 — вода; 2 — положение каналов; 3 — графит; 4 — алюминий; 5 — воздушный зазор

мерной цилиндрической ячейки. При этом предполагали, что экспериментальная система удовлетворяет приближению такой ячейки, т. е. для нее выполняются следующие условия: непрерывность скалярного потока и тока нейтронов в любой внутренней точке системы, равенство нулю тока нейтронов на внешней границе ячейки, отсутствие градиента потока (или полной плотности потока) нейтронов и нейтронной температуры вдоль оси z системы. Действительно, в экспериментальной системе первое условие всегда выполняется, второе достигается соответствующим выбором границ ячейки в графите. Третье условие, как показали специальные эксперименты, выполняется удовлетворительно: градиент нейтронной температуры вдоль оси z , где проводили измерения, отсутствовал, а интегральная плотность потока тепловых нейтронов в воде спадала по оси z с длиной релаксации 11 см. Параметры расчетной ячейки, выбранные из условия наилучшего согласия с экспериментальной системой, приведены в таблице. Пространственно-энергетическое распределение тепловых нейтронов находили по результатам численного решения многоскоростного уравнения диффузии для одномерной цилиндрической ячейки

$$-\frac{1}{\Sigma_t(r, v)} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi(r, v)}{\partial r} \right) + \Sigma_t(r, v) \psi(r, v) = \int_0^{v_{\text{rp}}} \Sigma_{s0}(r, v \leftarrow v') \psi(r, v') dv' + S_0(r, v), \quad (1)$$

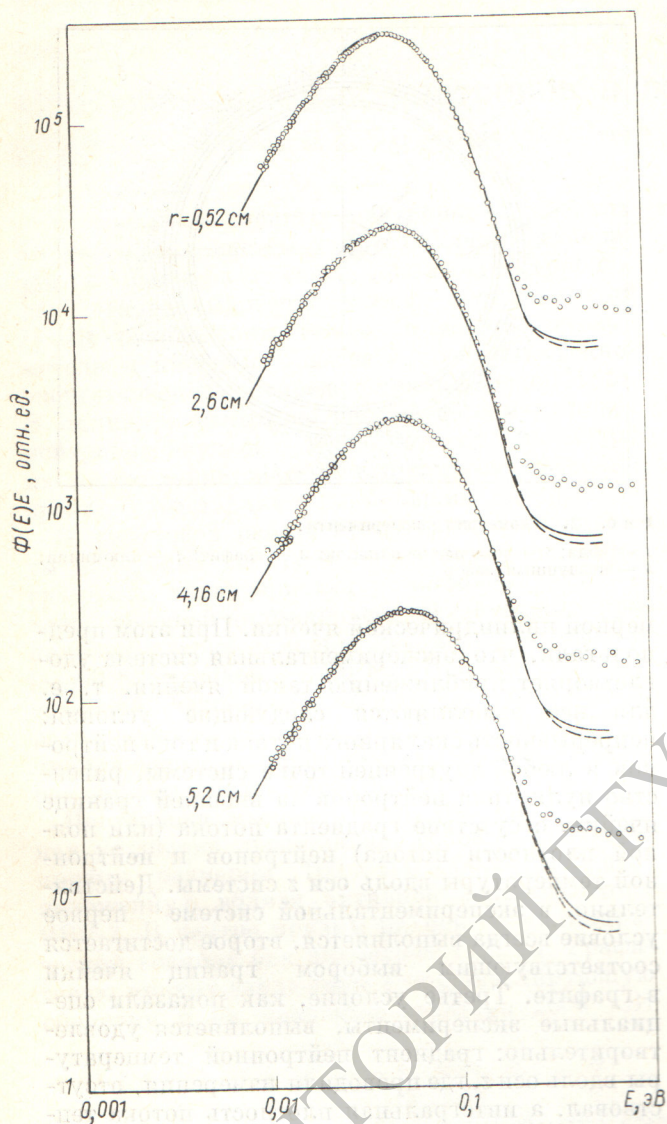


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные спектры тепловых нейтронов в воде на различных расстояниях от оси водяного бака:

○ — эксперимент; — — модель Нелкина; - - - - газовая модель

Параметры расчетной ячейки

Вещество	Толщина зоны, см	Число ядер, 10^{24} см^{-3}	Сечение рассеяния на свободном ядре, б	Сечение поглощения $\gamma = \sigma_a \cdot v_T$, б. эВ $^{1/2}$	Температура, К
Вода Н	5,75	0,0667	21	0,07425	300
О		0,0335	4,2	0,0449	
Теплоизоляция	1,25	0,0313	1,4	0,05174	300
Графит	13	0,0803	4,8	$0,83906 \cdot 10^{-3}$	500

где $\psi(r, v)$ — скалярный поток. Обозначения остальных физических величин соответствуют общепринятым.

Уравнение (1) с соответствующими граничными условиями решали с помощью многогрупповой программы «Деметра» [5]. Расчеты проводили в P_1 -приближении для трех моделей рассеяния нейтронов в воде: газовой модели (сечения вычисляли по программе «Газ», входящей в комплекс «Деметра»), модели Нелкина и модели Нелкина с транспортной поправкой. В двух последних случаях рассеяние на кислороде учитывали в рамках газовой модели рассеяния. В транспортном приближении вместо полного сечения взаимодействия нейтронов с водой $\Sigma^{H_2O}(v)$ использовали транспортное сечение $\Sigma_{tr}^{H_2O}(v) = \Sigma_t^{H_2O}(v) - \Sigma_{s1}^{H_2O}(v)$, а вместо ядра рассеяния $\Sigma_{s0}^{H_2O}(v \leftarrow v')$ — транспортное ядро $\Sigma_{tr}^{H_2O}(v \leftarrow v') = \Sigma_{s0}(v \leftarrow v') - \Sigma_{s1}^{H_2O}(v) \delta(v \leftarrow v')$.

Такая форма транспортной поправки считается более корректной [7] по сравнению с транспортным приближением, в рамках которого изменяются также недиагональные элементы ядра рассеяния. Дифференциальное сечение рассеяния нейтронов в графите рассчитывали во всех случаях по газовой модели. Источники тепловых нейтронов в графите и воде предполагали равномерно распределенными.

На рис. 3 представлены экспериментальные и расчетные спектры нейтронов в воде в точках $r = 0,52; 2,6; 4,16; 5,2$ см при $z = 7,5$ см. Из рис. 3 видно, что экспериментальные спектры заметно отличаются от расчетных в эпитепловой и переходной частях спектра (при энергии, превышающей 0,2 эВ). По мере приближения к границе раздела между графитом и водой область энергии, в которой проявляются различия между экспериментом и расчетом, расширяется. Эти различия обусловлены прежде всего эффектом анизотропии потока, который в рассматриваемой системе наиболее сильно прояв-

ляется для эпитепловых нейтронов (0,2—1 эВ). Однако нельзя недооценивать роли таких факторов, как эффект химических связей, анизотропия рассеяния, двумерность системы, неравномерность распределения источника тепловых нейтронов и его неизотропность. Можно ожидать, что по отдельности эти эффекты малы и в векторных потоках нейтронов*, хотя и не настолько, как в скалярных. Во всяком случае в сумме они могут привести к заметному изменению спектра эпитепловых нейтронов. Окончательная оценка вклада каждого из перечисленных эффектов возможна лишь после детального сравнения экспериментальных спектров с расчетными векторными потоками, вычисленными в предположении, более соответствующем эксперименту, чем это имело место в настоящих расчетах.

В тепловой области (0,01—0,2 эВ) P_1 -приближение согласуется с экспериментом лучше, т. е. упомянутые эффекты, и главным образом эффект анизотропии потока, проявляются для тепловых нейтронов в значительно меньшей степени.

На расстоянии от границы раздела, меньшей длины ретермализации в воде (0,5 см), расчетные спектры заметно отличаются от экспериментальных и в тепловой области (рис. 4). На этом расстоянии в диффузионном решении начинают проявляться эффекты химических связей и транспортная поправка. При использовании более реалистичных моделей рассеяния нейтронов в воде эксперимент и расчет в P_1 -приближении не согласуются. Это указывает на возрастание кинетических эффектов в области, прилежащей к границе раздела графит — вода.

Сравнение данных настоящей работы и результатов анализа в аналогичных плоских системах [8] показывает, что эффекты химических связей, анизотропии рассеяния, кинетические эффекты в спектрах нейтронов в цилиндрических системах качественно и по порядку величины близки к соответствующим эффектам в спектрах нейтронов в плоской геометрии.

Сравнивали также экспериментальные и расчетные пространственные зависимости температуры нейтронного газа $T(r)$ и плотность нейтронов $N(r)$. Расчетную температуру нейтронного газа определяли по соотношению

$T(r) = \tilde{E}/2k$, где $\tilde{E}$ — значение аргумента, соответствующего максимуму расчетного распределения $\Phi(r, E)$. Экспериментальные нейтронные температуры вычисляли из измеренного спектра $\Phi(E)$ подгонкой к максвелловскому распределению. Расчетную интегральную плотность тепловых нейтронов $N(r)$ вычисляли по

формуле $N(r) = \int_0^{E_{\text{гр}}} n(r, E) dE$, где $n(r, E)$ —

дифференциальная плотность тепловых нейтронов. В эксперименте $N(r)$ вычисляли из активности насыщения $1/v$ детектора с соответствующей энергией кадмиевой границы.

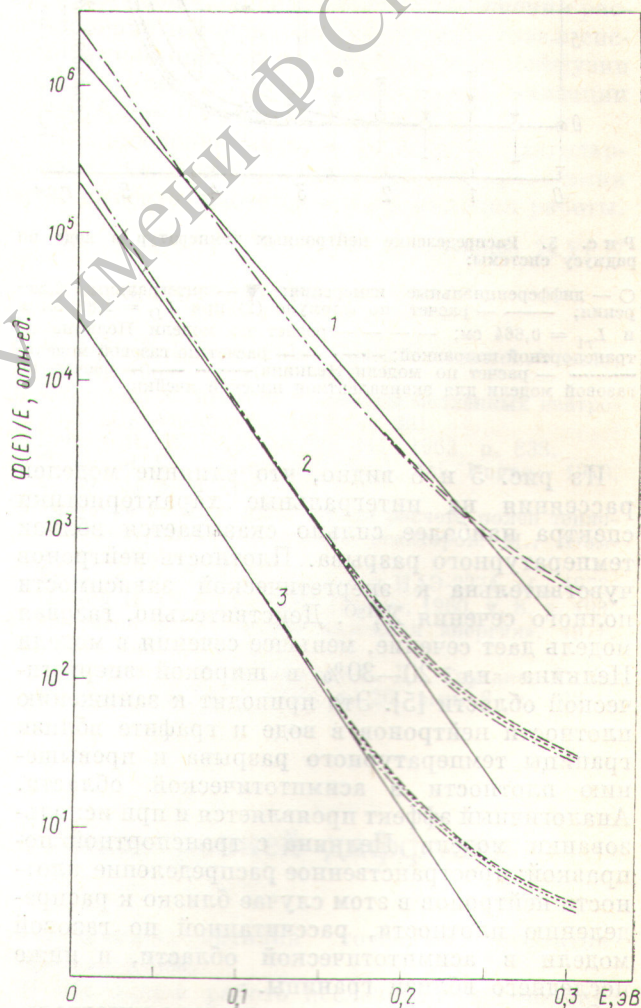


Рис. 4. Экспериментальные и расчетные спектры тепловых нейтронов в воде:

— эксперимент; — — — газовая модель; — — — модель Нелкина с транспортной поправкой; — модель Нелкина при $r = 5,2$ (1), 4,16 (2) и 1,56 см (3)

* Оценка влияния химических связей и анизотропии рассеяния нейтронов в воде проводилась лишь для скалярного потока нейтронов [5].

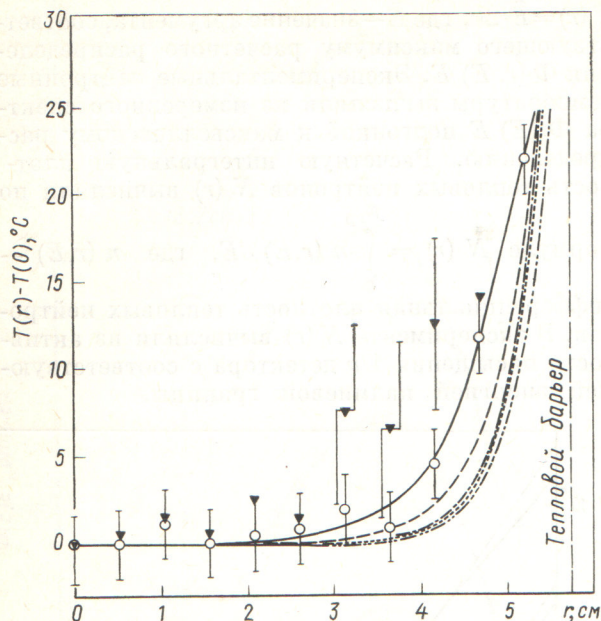


Рис. 5. Распределение нейтронных температур в воде по радиусу системы:

○ — дифференциальные измерения; ▼ — интегральные измерения; — — — расчет по формуле (2) при $L_D = 2,83$ см и $L_{rt} = 0,664$ см; — — — расчет по модели Нелкина с транспортной поправкой; - · - · - расчет по газовой модели; · · · · · расчет по модели Нелкина; — — — расчет по газовой модели для эквивалентной плоской ячейки

Из рис. 5 и 6 видно, что влияние моделей рассеяния на интегральные характеристики спектра наиболее сильно сказывается вблизи температурного разрыва. Плотность нейтронов чувствительна к энергетической зависимости полного сечения $\Sigma_t H_2O$. Действительно, газовая модель дает сечение, меньшее сечения в модели Нелкина на 20–30% в широкой энергетической области [5]. Это приводит к занижению плотности нейтронов в воде и графите вблизи границы температурного разрыва и превышению плотности в асимптотической области. Аналогичный эффект проявляется и при использовании модели Нелкина с транспортной поправкой: пространственное распределение плотности нейтронов в этом случае близко к распределению плотности, рассчитанной по газовой модели в асимптотической области, и ниже последнего вблизи границы.

Экспериментальное распределение интегральной плотности нейтронов $N(r)$ в пределах погрешностей совпадает со всеми тремя расчетными кривыми в асимптотической области и обнаруживает сильный завал вблизи границы раз-

дела. По-видимому, это различие в рассматриваемой области обусловлено некорректностью P_1 -приближения. Расчетные кривые распределения превышения температуры нейтронного газа над асимптотическим значением $T(r) - T(0)$ (см. рис. 5) близки друг к другу и проходят вблизи границы ниже экспериментальных распределений. В этой области наблюдается различие между экспериментальными распределениями нейтронной температуры. Действительно, значения $T(r) - T(0)$, являющиеся результатом интегральных измерений, превышают значения $T(r) - T(0)$, полученные из измерений спектров нейтронов. Это различие, по-видимому, может быть объяснено некорректностью введения диффузионной поправки вблизи источника в измеренные спектры векторного потока для получения спектра скалярного потока и отличием спектра от максвелловского вследствие присутствия значительной доли эпитепловых нейтронов.

Расчетное распределение температуры нейтронов с моделью, учитывающей транспортную поправку, лежит несколько ближе к экспериментальным распределениям, как и в случае с плотностью нейтронов. Распределения, приведенные на рис. 5 хорошо иллюстрируют тот факт, что влияние различных моделей рассеяния на температуру нейтронов значительно меньше, чем кинетические эффекты (отличие от решения в P_1 -приближении). Данные по температуре нейтронного газа использовали для оценки длины ретермализации метода перекрывающихся групп (МПГ) в P_1 -приближении. Смысл длины ретермализации МПГ и ее отличие от истинных длин релаксации потока нейтронов вы-

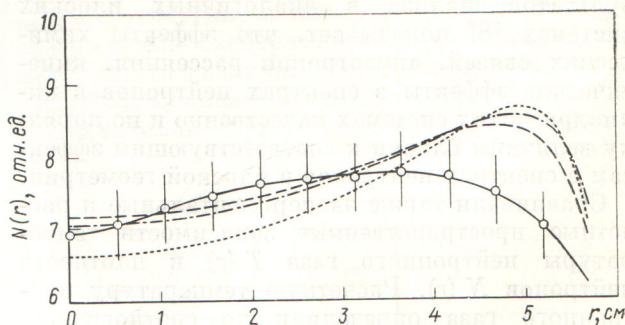


Рис. 6. Распределение интегральной плотности тепловых нейтронов в воде по радиусу системы:

○ — эксперимент; — — — подгонка по методу наименьших квадратов; — — — модель Нелкина с транспортной поправкой; · · · · · модель Нелкина; - · - · - газовая модель

яснены в работах [8,9]. Легко показать*, что температура нейтронного газа в воде $T_n(r)$ в рамках МПГ может быть приближенно описана выражением

$$T_n(r) \approx T_1 + (T_2 - T_1) \frac{g}{b + \frac{I_0(r/L_D)}{I_1(r/L_{rt})}}, \quad (2)$$

где T_1 и T_2 — величины, имеющие смысл температуры нейтронного газа в воде и графите соответственно на большом расстоянии от границы раздела; L_D и L_{rt} — длина диффузии и длина ретермализации МПГ в P_1 -приближении; g и b — некоторые константы.

Параметры g , b и L_{rt} определялись подгонкой выражения (2) к экспериментальным данным с помощью метода наименьших квадратов. При $L_D = 2,83$ см длина ретермализации оказалась равной $L_{rt} = 0,664 \pm 0,66$ см. Соответствующее этому значению L_{rt} выражение (2) хорошо описывает экспериментальное распределение температуры нейтронного газа (см. рис. 5).

Необходимо отметить, что эффекты анизотропии потока существенно сказываются для эпитепловых нейтронов (0,2 — 1 эВ) и в значительно меньшей степени этот эффект проявляется для тепловых нейтронов. Эффекты химических связей, анизотропия рассеяния, кинетические эффекты в спектрах нейтронов в цилиндрических системах качественно и по порядку величины близки к соответствующим эффектам в спектрах нейтронов в плоской геометрии [8]. Однако для получения количественных вы-

* В предположении, что в соответствующей системе уравнений МПГ [8] сечение ретермализации, описывающее переход нейтронов из равновесной для воды группы в неравновесную, и члены источника могут быть приняты равными нулю.

водов требуется сравнение настоящего эксперимента с более точным (по углам) решением кинетического уравнения, чем в P_1 -приближении.

Экспериментальные и расчетные кривые распределения превышения температуры нейтронного газа над асимптотическим значением температуры $T(r) - T(0)$ хорошо согласуются между собой в асимптотической области, однако в области, прилегающей к границе сред, различие становится более значительным. Таким образом, влияние различных моделей рассеяния на температуру нейтронов существенно меньше, чем кинетический эффект. В рамках метода перекрывающихся групп в P_1 -приближении распределение температуры нейтронного газа в системе можно описать с помощью длины диффузии МПГ, $L_D = 2,83$ см и длины ретермализации МПГ $L_{rt} = 0,664 \pm 0,066$ см.

В заключение авторы выражают благодарность О. Я. Ермолаеву за помощь в проведении эксперимента, расчетов и в оформлении работы.

Поступила в Редакцию 24.VI.77

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Майоров Л. В. и др. Pulsed Neutron Research. Vienna, IAEA, 1965, v. 1, p. 657.
2. Абдуллаев Х. Ш. В кн.: Спектры медленных нейтронов. М., Атомиздат, 1971, с. 361.
3. Bennet R. BNL-739 (C-32), III, 1962, p. 838.
4. Rehmand A., Andrens D. «Nucl. Sci. Engng», 1973, v. 52, № 3, p. 321.
5. Труханов Г. Я. В кн.: Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов. М., Атомиздат, 1975, с. 240.
6. Ермолаев О. Я. и др. Препринт ИАЭ-2274. М., 1973.
7. Honeck H. «Nucl. Sci. and Engng», 1960, v. 8, p. 193.
8. Мостовой В. И. и др. «Атомная энергия», 1971, т. 31, вып. 5, с. 459.
9. Абдуллаев Х. Ш., Никитин В. Д., Труханов Г. Я. «Атомная энергия», 1969, т. 26, вып. 6, с. 538.

УДК 621.039.548.8

Радиационный рост, обусловленный анизотропией диффузии

САРАЛИДЗЕ Э. К.

В основу предложенного [1] диффузионно-дислокационного механизма высокотемпературного радиационного роста анизотропных кристаллов было положено предположение о том, что в анизотропном кристалле зависимость упругого поля дислокации от ее ориентации относительно кристаллографических осей должна приводить к ориентационной зависимости

диффузионных потоков точечных дефектов к дислокациям.

В настоящей работе исследована размерная нестабильность анизотропных кристаллов под облучением, вызванная анизотропией диффузии. Для объяснения явления радиационного роста анизотропия диффузии впервые была привлечена в работе [2]. Однако, в отличие от этой