



УДК 539.1
ББК 22.383
Ш23

Шапиро Ф.Л.

Собрание трудов. Физика нейтронов. Нейтронные исследования / Ф.Л. Шапиро; Отд. Физических наук. М.: Наука. – 000 стр. ISBN 978-5-02-039085-0

Прошло почти сорок лет после выхода в свет двухтомного сборника основных трудов члена-корреспондента АН ССР Ф.Л. Шапиро. Эти работы в области ядерной физики и ее раздела – нейтронной физики – были выполнены в 1945–1972 гг. в Физическом институте им. П.А. Лебедева и Объединенном институте ядерных исследований. В настоящее время книги с трудами Ф.Л. Шапиро стали редкостью, поэтому к столетнему юбилею Феликса Львовича было принято решение о втором издании его трудов. По сравнению с первым, оно дополнено фрагментами из воспоминаний родственников, друзей и коллег этого выдающегося ученого-физика и замечательного человека.

Для специалистов, работающих в области ядерной и нейтронной физики, а также для студентов-физиков старших курсов.

ISBN 978-5-02-039085-0

- © Российская академия наук, 2015
- © Лычагин Е.В., Стрелков А.В., Фурман В.И., составление, 2015
- © Редакционно-издательское оформление издательство «Наука», 2015

ПРЕДИСЛОВИЕ

Прошло почти сорок лет после выхода в свет двухтомного сборника основных научных трудов члена-корреспондента АН СССР Федора Львовича Шапира. В сборник вошли работы в области ядерной физики и физики конденсированных сред, выполненные в 1945–1972 гг. в Физическом институте им. П.А. Лебедева и Объединенном институте ядерных исследований.

Многие работы Ф.Л. Шапира по-прежнему актуальны, а поскольку первое издание сборника трудов стало библиографической редкостью, было принято решение о переиздании этих трудов, приуроченном к столетию со дня рождения выдающегося ученого. К ним добавлены фрагменты из воспоминаний его родственников, коллег и учеников, а также людей, близко знавших Федора Львовича – блестящего физика и удивительного человека.

За десятилетия, прошедшие со времени ухода из жизни Ф.Л. Шапира, большинство его научных идей и заложенных им направлений получили блистательное развитие.

Использование открытых им с коллегами на импульсном реакторе ИБР ультрахолодных нейтронов (УХН) позволило с беспрецедентной ($\sim 10^{-3}$) точностью определить время жизни свободного нейтрона и поставить значимый верхний предел ($< 10^{-26}$ e · см) для электрического дипольного момента нейтрона. Обе эти величины чрезвычайно важны для определения параметров Стандартной модели и выяснения причин барионной асимметрии Вселенной. С помощью УХН были впервые обнаружены квантовые уровни нейтрона в гравитационном поле Земли и исследованы свойства фундаментальных взаимодействий.

Эксперименты с поляризованными нейтронами, методика получения которых была предложена Федором Львовичем и реализована под его руководством в Дубне, позволили исследовать свойства слабого нуклон-ядерного взаимодействия, нарушающего пространственную Р-четность. Были изучены Р-четные и Р-нечетные, а также формально нарушающие временную инвариантности угловые корреляции осколков деления. Это дало возможность установить симметрию формы делящегося ядра и выяснить, что происходит с ядром в момент разрыва на две или три части.

Продолжает служить науке спектроскопия нейтронов по времени замедления в свинце, впервые реализованная Ф.Л. Шапира с коллегами в ФИАН почти 70 лет назад. Недавно в Окридже, США, начал работу еще один подобный спектрометр.

В 1960-х гг. Ф.Л. Шапира совместно с польскими физиками теоретически обосновал и практически реализовал на реакторе ИБР разнообразные применения метода времени пролета для изучения конденсированных сред

на импульсных источниках нейтронов, включающие структурную нейтронографию кристаллов, обратную геометрию в неупругом рассеянии нейтронов и анализ магнитных фазовых переходов под действием сверхсильных импульсных полей. Эти методы продолжают работать во многих нейтронных центрах.

Необходимо отметить неоценимый вклад в подготовку к печати первого издания трудов Ф.Л. Шапиро редакционной коллегии в составе академика И.М. Франка (1908–1990) (председатель), академика Е.Л. Фейнберга (1912–2005), докторов физико-математических наук И.Я. Барита (1919–2005), Ю.П. Попова (1928–2005), Ю.В. Тарана (ответственный секретарь) и Софьи Матвеевны Шапиро. Они собрали труднодоступные закрытые отчеты, опубликованные статьи, доклады на конференциях и сделали необходимые комментарии к ним.

Е.В. Лычагин, А.В. Стрелков, В.И. Фурман

ПРЕДИСЛОВИЕ

Книга «Нейтронные исследования» является второй книгой собрания научных трудов известного советского физика Федора Львовича Шапиро (1915—1973 гг.). Несколько ранее в свет была выпущена первая книга («Физика нейтронов»), содержащая основные работы, выполненные Ф. Л. Шапиро в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР (московский период). В настоящее издание вошли работы дубненского периода, начавшегося в 1959 г., когда Ф. Л. Шапиро стал заместителем директора по научной работе во вновь созданной Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований. Научная программа исследований в ЛНФ на первом импульсном быстром реакторе периодического действия ИБР в своей существенной части была основана на идеях Ф. Л. Шапиро. Результаты реализации этих идей, в которой Ф. Л. Шапиро принимал участие как руководитель и соавтор, составили основное содержание этой книги. В соответствии с направлениями работ книга разделена на пять глав и включает работы по поляризации нейтронов и ядер, эффекту Мёссбауэра, изучению конденсированного состояния вещества с помощью нейтронов, ультрахолодным нейтронам и импульсным источникам нейтронов.

Книга предназначена для научных работников — физиков и химиков, работающих в области ядерной физики и техники и физики конденсированного состояния, аспирантов и студентов старших курсов физических специальностей.

Коллеги и ученики Ф. Л. Шапиро, готовившие к печати это издание, отчетливо понимают, что содержащиеся в нем работы, помимо их актуальности для физиков, работающих в этих и смежных областях науки, имеют непосредственное значение для тех исследований, которые развиваются и будут развиваться в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

В работе над собранием трудов Ф. Л. Шапиро, кроме членов редакционной коллегии, принимали участие В. В. Голиков, М. В. Казарновский, Ж. А. Козлов, В. М. Назаров, Ю. М. Остаевич, Ю. Н. Покотилловский, Л. Б. Пикельнер, Г. С. Самосват, А. В. Степанов, А. В. Стрелков, Е. П. Шабалин и Э. И. Шарапов. Большую техническую помощь оказали Т. Ф. Дмитриева, А. К. Курятников.

Ю. В. Таран, И. М. Франк

ИССЛЕДОВАНИЯ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ, СВЯЗАННЫЕ С НЕСОХРАНЕНИЕМ ЧЕТНОСТИ ПРИ β -РАСПАДЕ *

1. ВВЕДЕНИЕ

До последнего времени казалось, что помимо измерения магнитного момента нейтрона добавочная информация о ядре, которую можно получить за счет использования поляризованных тепловых нейтронов, сводится в основном к определению момента уровня составного ядра, обуславливающего поглощение тепловых нейтронов. Получение такой информации возможно путем изучения захвата поляризованных нейтронов в поляризованных либо в неполяризованных мишенях; каждый из этих путей связан с определенными экспериментальными трудностями.

Рассмотрим захват поляризованных тепловых нейтронов поляризованными ядрами. Если момент составного ядра $J = i + 1/2$, где i — момент исходного ядра, то сечение захвата будет наибольшим, когда спины нейтрона и ядра параллельны. Если же $J = i - 1/2$, то, наоборот, сечение будет наибольшим, когда спины нейтрона и ядра антипараллельны. Эти соображения лежат в основе опытов, описанных в работах [1—3]. Трудность такого рода опытов связана с использованием поляризованных мишеней. Задача ориентации ядер еще не нашла своего полного решения, и до настоящего времени измерения захвата поляризованных нейтронов поляризованными ядрами выполнены только для трех веществ [1, 2, 3] Mn^{55} , Sm^{149} и In^{115} .

При захвате поляризованных нейтронов неполяризованными ядрами добавочную информацию можно получить только путем исследования поляризации продуктов реакции. Как показали Гальперн [4] и Биденхарн, Роуз и Афкен [5], γ -лучи, образующиеся в результате захвата поляризованных нейтронов, обладают круговой поляризацией; степень поляризации и ее знак зависят от мультипольности перехода, моментов исходного и составного ядра и момента уровня конечного ядра, на который идет γ -переход. Если два из этих моментов известны, остальные два могут быть найдены из измерений круговой поляризации захватных γ -лучей. Такие измерения были выполнены для ряда веществ Трампи [6]. Для обнаружения круговой поляризации γ -квантов использовался комптон-эффект на ориентированных электронах (намагниченное железо). К сожалению, из 26 электронов в электронной оболочке атома железа только 2 являются магнитными. Это обстоятельство резко снижает эффективность детектора круговой поляри-

* УФН, 65, № 1, 133—140, 1958.

зации и делает измерения довольно трудными. Так, в опытах Грампи эффект составлял (0,01—0,05) % от измеряемой скорости счета, и для его обнаружения требовались недели непрерывных измерений.

Поляризация захватных γ -квантов обусловлена тем, что составное ядро, образующееся при поглощении ориентированного нейтрона, также ориентировано, в общем случае частично. Для измерения момента такого составного ядра достаточно измерить его поляризацию или же поляризацию конечного невозбужденного ядра (при переходе составного ядра в основное состояние его поляризация в значительной степени сохраняется). В большинстве случаев конечное ядро β -радиоактивно; поскольку оно поляризовано, его β -излучение будет анизотропным — факт, установленный недавними экспериментами [7] и являющийся прямым следствием несохранения четности при слабых взаимодействиях (см. обзор [8]). Степень угловой анизотропии пропорциональна поляризации. Таким образом, открытие несохранения четности дает простой в принципе способ определения поляризации и, следовательно, момента составного ядра путем измерения угловой анизотропии β -излучения, испускаемого при захвате поляризованных нейтронов. Тем самым открывается еще один метод применения поляризованных нейтронов. Измерение поляризации можно использовать также для определения магнитных моментов короткоживущих ядер, образованных в результате захвата нейтронов.

2. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ЗАХВАТЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

Пусть j , m — момент исходного (облучаемого нейтронами) ядра и его проекция на ось z ; m_n — проекция момента нейтрона на ту же ось; $m_n = 1/2$. Вероятность образования составного ядра с моментом J и проекцией момента $M = m + 1/2$ равна

$$W_J(m) = C_{j, 1/2}^2 \left(J, m + \frac{1}{2}; m, \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

где C — коэффициент Клебша—Жордана (в обозначениях [9]).

Поляризация (средняя) составного ядра, образующегося при захвате нейтрона с $m_n = 1/2$ в неполяризованной мишени, равна

$$f_1(J) = \frac{\langle M \rangle}{J} = \frac{\sum_{m=-j}^j \left(m + \frac{1}{2} \right) C_{j, 1/2}^2 \left(J, m + \frac{1}{2}; m, \frac{1}{2} \right)}{J \sum_{m=-j}^j C_{j, 1/2}^2 \left(J, m + \frac{1}{2}; m, \frac{1}{2} \right)}. \quad (2)$$

Используя выражения для коэффициентов Клебша—Жордана (см., например, [9]), нетрудно найти:

$$f_1(J) = -1/3, \quad (3)$$

если $J = j - 1/2 \neq 0$ и

$$f_1(J) = \frac{1}{3} \left(1 + \frac{2}{2j+1} \right), \quad (4)$$

если $J = j + 1/2$.

Возбужденное составное ядро, испуская γ -кванты, переходит в основное состояние, сохраняя при этом значительную долю поляризации. Общие выражения для изменения поляризации в результате излучения даны Де-Гроотом и Толхуком [10]. Пусть ядро из состояния с моментом J переходит в состояние с моментом j_1 с испусканием кванта мультипольности $2L$. Поляризация ядра в конечном состоянии $f_1(j_1)$ связана с поляризацией в исходном состоянии $f_1(J)$ соотношением

$$f_1(j_1) = a_{Jj_1} f_1(J), \quad (5)$$

где

$$a_{Jj_1} = 1, \text{ если } j_1 = J - L \neq 0; \quad (6)$$

$$a_{Jj_1} = 1 - \frac{L}{(J+1)(J+L)}, \text{ если } j_1 = J + L; \quad (7)$$

$$a_{Jj_1} = 1 - \frac{1}{J(J+1)}, \text{ если } j_1 = J \text{ и } L = 1. \quad (8)$$

Формулы (6) — (8) охватывают основной тип γ -переходов — переходы, идущие с минимальной возможной мультипольностью $L = |J - j_1|$ при $J \neq j_1$ и $L = 1$ при $J = j_1$. В случаях, когда по этим правилам отбора должно происходить магнитное дипольное излучение $M1$, оно сопровождается очень часто электрическим квадрупольным излучением $E2$. Формулы изменения поляризации при квадрупольных γ -переходах с изменением момента $|J - j_1| < 2$ приведены в [11]:

$$a_{Jj_1} = \frac{(2J+3)(2J-3)-3}{(2J+2)(2J-2)}, \text{ если } j_1 = J - 1; \quad (9a)$$

$$a_{Jj_1} = \frac{3[2J(J+1)-2][2J(J+1)-3]-4J^2(J+1)^2}{(2J+3)(2J+2)(2J-1)J}, \text{ если } j_1 = J; \quad (9б)$$

$$a_{Jj_1} = \frac{(2J-1)(2J+5)-3}{4(J+1)^2}, \text{ если } j_1 = J + 1. \quad (9в)$$

С помощью выражений (6) — (8) и (9) можно найти изменение поляризации для излучения $M1 + E2$, сложив с весами, равными весам переходов, a_{Jj_1} дипольного перехода с a_{Jj_1} квадрупольного перехода.

При каскадном переходе $J \rightarrow j_1 \rightarrow j_2$ поляризация в конечном состоянии, очевидно, равна

$$f_1(j_2) = a_{Jj_1} a_{j_1 j_2} f_1(J). \quad (10)$$

Поляризация отсутствует, если какой-либо из моментов J, j_1, j_2 равен нулю.

Как следует из выражений (6—8), коэффициенты a_{Jj_1} всегда больше нуля, за исключением случая $J = j_1 = 1/2$. Поэтому, если не участвуют переходы $1/2 \rightarrow 1/2$, знак поляризации конечного ядра будет тот же, что и знак поляризации составного ядра, независимо от схемы переходов*. Если $J = j - 1/2$ (j — момент исходного ядра, захватывающего нейтроны), поляризация будет отрицательна; если $J = j + 1/2$, — она будет положительна. Определяя знак поляризации ядра, образующегося в результате захвата поляризованного нейтрона и испускания γ -квантов, можно, таким образом, определить момент составного ядра. В табл. I и II приведены значения поляризации конечного ядра, вычисленные для некоторых схем переходов.

* Положение осложняется при наличии переходов $M1 + E2$ с большим! весом $E2$: $a_{Jj_1} < 0$ для квадрупольных переходов $1/2 \rightarrow 3/2$, $3/2 \rightarrow 1/2$ и $1 \rightarrow 1$ (ср. выражения (9)).

Таблица I

Поляризация конечного ядра, образующегося в результате захвата поляризованного нейтрона и испускания дипольного ($L = 1$) γ -кванта

Момент исходного ядра j	Момент составного ядра					
	$J = j - 1/2$			$J = j + 1/2$		
	Момент конечного ядра					
	$j_1 = J + 1$	$j_1 = J$	$j_1 = J - 1$	$j_1 = J + 1$	$j_1 = J$	$j_1 = J - 1$
0	—	—	—	$5/9$	$-1/3$	—
$1/2$	0	—	—	$1/2$	$1/3$	0
1	$-5/27$	$1/9$	—	$7/15$	$11/27$	$5/9$
$3/2$	$-1/4$	$-1/6$	0	$4/9$	$5/12$	$1/2$
2	$-7/25$	$-11/45$	$-1/3$	$3/7$	$31/75$	$7/15$

Таблица II

Поляризация конечного ядра, образующегося в результате захвата поляризованного нейтрона и испускания каскада γ -квантов

Момент исходного ядра	Схема каскада	Поляризация	Схема каскада	Поляризация	Схема каскада	Поляризация
0	$1/2 \rightarrow 1/2 \rightarrow 1/2$	$1/9$	$1/2 \rightarrow 1/2 \rightarrow 3/2$	$-5/27$	$1/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1/2$	$5/9$
1	$3/2 \rightarrow 5/2 \rightarrow 1/2$	$7/15$	$3/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1/2$	$11/27$	$3/2 \rightarrow 1/2 \rightarrow 1/2$	$-5/27$
$3/2$	$2 \rightarrow 1 \rightarrow 1$	$1/4$	$2 \rightarrow 2 \rightarrow 1$	$5/12$	$2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$	$4/9$

3. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ β -ИЗЛУЧЕНИЯ И ИЗМЕРЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Угловое распределение β -частиц, испускаемых радиоактивными ядрами, образованными в результате захвата поляризованных нейтронов, определяется соотношением [8, 12]

$$W(\theta) = 1 + f_n \alpha \cos \theta, \quad (11)$$

где θ — угол между направлением поляризации нейтрона и направлением движения β -частицы; f_n — поляризация нейтронного пучка:

$$f_n = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (12)$$

где N_+ , N_- — потоки нейтронов с проекцией момента $m_n = +1/2$ и $m_n = -1/2$ соответственно; α — коэффициент, величина которого зависит от поляризации $f_1(j) = \frac{\langle m \rangle}{j}$ β -радиоактивного ядра, возникающего при захвате полностью поляризованных нейтронов, от скорости β -частицы (v), от изменения момента ядра при β -переходе, а также от плохо еще известного соотношения вкладов различных вариантов β -взаимодействия. Опыты [7, 12] по измерению угловой анизотропии β -излучения поляризованного Co^{60} указывают, что для β -переходов с изменением момента ядра $j \rightarrow j - 1$

коэффициент α приближенно равен

$$\alpha \simeq \pm f_1(j) \frac{v}{c} \quad (j \rightarrow j-1). \quad (13)$$

Здесь и ниже знак плюс относится к испусканию позитронов, знак минус — к испусканию электронов. Для β -переходов с изменением момента $j \rightarrow j+1$

$$\alpha \simeq - \left[\pm \frac{j}{j+1} f_1(j) \frac{v}{c} \right] \quad (j \rightarrow j+1). \quad (14)$$

В случае β -переходов без изменения момента ядра ($j \rightarrow j$ -переходы) выражение для α оказывается более сложным, так как в таких переходах могут участвовать как варианты β -взаимодействия, приводящие к правилам отбора Гамова—Теллера, так и варианты, приводящие к правилам отбора Ферми. В тех случаях, когда вкладом ферми-вариантов можно пренебречь, для $j \rightarrow j$ -переходов

$$\alpha \simeq \pm \frac{1}{j+1} f_1(j) \frac{v}{c} \quad (j \rightarrow j). \quad (15)$$

Отношение разности чисел β -частиц, вылетающих под углами $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ к направлению поляризации нейтрона, к сумме этих чисел равно

$$\frac{J_0 - J_\pi}{J_0 + J_\pi} = f_n \alpha \sim f_n f_1(j) \frac{v}{c}. \quad (16)$$

Как видно из табл. I и II, в среднем $f_1(j) \sim 1/3$. Если v/c близко к 1, то измеряемый эффект порядка 30% при использовании полностью поляризованных нейтронов и порядка 10% при использовании нейтронов с поляризацией $f_n = 30\%$.

Оценим скорость счета β -частиц. Пусть F — поток нейтронов на образец, σ — сечение активации, n — число атомов на 1 см^2 образца, ω — относительный телесный угол из образца на детектор β -частиц.

При активации до насыщения скорость счета равна

$$\frac{1}{2} (J_0 + J_\pi) = Fn\sigma\omega. \quad (17)$$

Для реактора с потоком 10^{13} нейтрон/см²·сек в центре при поляризации нейтронов путем отражения от намагниченного монокристалла магнетита достигается* полностью поляризованный поток $F = 10^6$ нейтрон/сек¹³. Полагая $F = 10^6$ нейтрон/сек, $\sigma = 0,1$ барн, $n = 5 \cdot 10^{21}$ атом/см², $\omega = 10^{-1}$, имеем $1/2 (J_0 + J_\pi) = 50$ отсчет/сек.

При поляризации нейтронов путем фильтрации через намагниченное железо может быть достигнут поток $F \sim 10^6$ нейтрон/сек (площадь образца $\sim 10 \text{ см}^2$). В этом случае скорость счета на два порядка больше, но относительная величина измеряемого эффекта меньше, так как поляризация нейтронов $f_n \sim 30\%$.

Таким образом, оценки скорости счета весьма благоприятные, если, как подразумевалось выше, деполяризация образующихся β -активных ядер за период полураспада мала. Вопрос о деполяризации является основным камнем преткновения рассматриваемого метода использования поляризованных нейтронов, и на нем необходимо остановиться подробнее.

* В работе [21] использовался пучок поляризованных нейтронов, полученный отражением от намагниченного кобальтового зеркала; интенсивность пучка составляла $7 \cdot 10^7$ нейтрон/сек при поляризации $87 \pm 7\%$.

4. СООБРАЖЕНИЯ О ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ

Из исследований ядерного парамагнитного резонансного поглощения известно, что времена релаксации магнитных моментов ядер обнаруживают сильную зависимость от вида химического соединения, в которое входит исследуемое ядро, от агрегатного состояния вещества и его чистоты, от температуры. В ряде случаев для ядер с малым квадрупольным моментом даже при комнатной температуре наблюдаются времена релаксации порядка минут и больше. Так, например, в кристаллах LiF наблюдались значения $\tau \sim 5$ мин для Li⁷ и $\tau \sim 2$ мин для F¹⁹ [14]; в кристалле LiNO₃, $\tau \sim 2$ часа для Li [15]. При охлаждении образца время релаксации обычно возрастает.

В случае ядер, образующихся в результате захвата нейтронов, имеется, однако, дополнительное осложнение: за счет отдачи при испускании γ -квантов ядра выбиваются из молекулы или из узла решетки. Энергия, необходимая для смещения атома в кристалле, т. е. для образования дефекта решетки, равна примерно 25 эв [16]. Энергия отдачи зависит от энергии γ -кванта и массы ядра и по порядку величины составляет сотни эв. Выбитый атом затормаживается, пройдя расстояние порядка 10 постоянных решетки, т. е. $\sim 10^{-7}$ см. Время торможения ($\sim 10^{-13}$ сек) много меньше периода прецессии ядерного магнитного момента в атомных магнитных полях ($\sim 10^{-8}$ сек), и поэтому сам процесс выбивания и торможения выбитого атома не может привести к изменению ориентации ядерного магнитного момента. Время релаксации определится величиной магнитного поля в точке, где остановилось выбитое ядро, а при наличии квадрупольного момента ядра — также и величиной электрического поля.

В веществах, в которых исследуемое ядро не входит в состав молекулы (например, металлы, ионные кристаллы типа LiF), электронное окружение ядра в результате его смещения не должно меняться. Это обусловлено тем, что скорость, приобретаемая ядром в результате отдачи γ -кванта, на 1—2 порядка меньше скоростей обращения атомных электронов, которые ввиду этого адиабатически следуют за ядром. Можно полагать поэтому, что в таких веществах время релаксации магнитных моментов образующихся радиоактивных ядер будет, по крайней мере, того же порядка, что и для исходных ядер (предполагается, что квадрупольный момент конечного ядра мал). Более того, ниже будет отмечен фактор, действующий в сторону увеличения τ для образующихся ядер.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В самое последнее время приведенные выше соображения получили подтверждение на эксперименте. Группа авторов [17, 18] опубликовала краткое сообщение об опытах по измерению угловой анизотропии β -электронов, испускаемых при распаде Li⁸, образованного захватом поляризованных нейтронов в Li⁷. Li⁷ является одним из наиболее подходящих веществ для такого рода измерений, так как в ряде соединений лития наблюдаются большие времена релаксации, период полураспада Li⁸ мал ($T = 0,84$ сек), верхняя граница β -спектра высока (13 Мэв). Авторы облучали образец Li₂CO₃ пучком нейтронов с поляризацией 26%; по предварительным данным анизотропия оказалась равной

$$\frac{J_0 - J_\pi}{J_0 + J_\pi} = -0,04 \pm 0,01.$$

Момент и четность Li^7 в основном состоянии $j = 3/2^-$. Момент и четность составного ядра Li^8 $J = 1^-$ или $J = 2^-$. Энергия возбуждения составного ядра $E_{\text{возб}} = 2,04 \text{ Мэв}$. Ниже этой энергии расположен только один уровень с энергией возбуждения $0,97 \text{ Мэв}$ и моментом $j_1' \leq 3^+$ [49]. Для основного состояния Li^8 $j_1 = 2^+$. Данные о спектре γ -лучей, сопровождающих захват нейтронов в Li^7 , отсутствует. В дальнейшем предполагаем, что основным γ -переходом является электрический дипольный переход $1^- \rightarrow 2^+$ или $2^- \rightarrow 2^+$.

β -переход Li^8 идет в основном на уровень 2^+ Be^8 [20]. Сведений об относительной роли в этом переходе вариантов взаимодействия Ферми и Гамова—Теллера нет. Для простоты в дальнейшем вкладом ферми-вариантов пренебрежем. Из табл. I находим величину поляризации Li^8 в основном состоянии:

$$f_1(j_1) = -1/4, \text{ если } J = 1^-,$$

$$f_1(j_1) = 5/12, \text{ если } J = 2^-.$$

Подставляя в (15) и (16) эти значения $f_1(j_1)$, а также $v/c = 1$, $f_n = 0,26$; $j = 2$, имеем для случая $J = 1^-$: $\frac{J_0 - J_\pi}{J_0 + J_\pi} = -\frac{f_n}{j+1} f_1(j) \frac{v}{c} = -0,26 \cdot \frac{1}{3} \cdot -\frac{1}{4} = +0,022$ и для случая $J = 2^-$:

$$\frac{J_0 - J_\pi}{J_0 + J_\pi} = -0,26 \frac{1}{3} \cdot \frac{5}{12} \cdot 1 = -0,036.$$

Последний результат хорошо согласуется с предварительной экспериментальной цифрой $\frac{J_0 - J_\pi}{J_0 + J_\pi} = -0,04 \pm 0,01$. Таким образом, если верны сделанные предположения о спектре захватных γ -лучей Li^7 и о малой роли ферми-вариантов, то поглощение нейтронов Li^7 связано в основном с состоянием $J = 2^-$ составной системы Li^8 .

Авторы [17] отмечают, что взаимодействие спин—спин, которое является одной из причин деполяризации, для Li^8 ослаблено из-за того, что g -фактор Li^8 отличается от g -фактора соседних ядер Li^7 , т. е. из-за различия частот прецессии ядер Li^7 и Li^8 . Авторы наблюдали эффект уменьшения времени релаксации при образовании F -центров, приводивший к уменьшению анизотропии. Анизотропия восстанавливалась при отжиге образца.

6. ДРУГИЕ ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Определение момента уровня составного ядра, ответственного за поглощение тепловых нейтронов, является только одним из возможных применений метода измерения поляризации ядер, активированных поляризованными нейтронами, путем наблюдения анизотропии β -распада.

Вторым возможным применением является измерение магнитных моментов радиоактивных ядер, образующихся при захвате нейтронов. Образец, поглощающий поляризованные нейтроны, должен помещаться в магнитном поле H , направленном параллельно вектору нейтронной поляризации. Накладывая сильное поперечное радиочастотное поле и изменяя величину постоянного магнитного поля, находят значение $H = H_0$, при котором поляризация разрушается, т. е. исчезает анизотропия β -распада. Зная H_0 и частоту переориентирующего поля, можно определить гиромангнитное

отношение исследуемого ядра. Этот метод особенно перспективен для короткоживущих ядер с периодами полураспада в интервале доли секунды—минуты, которые не поддаются другим известным методам измерения магнитных моментов.

Изучение релаксации магнитных моментов активированных ядер также представляет значительный интерес, так как может дать сведения о свойствах дефектов решетки — смещенных атомов.

Использование несохранения четности может оказаться полезным и в опытах с поляризованными ядрами, так как позволяет получать информацию об уровне составного ядра и о магнитном моменте конечного ядра, облучая поляризованные ядра неполяризованными нейтронами. По сравнению с облучением поляризованных ядер поляризованными нейтронами [1—3] такая постановка опыта даст выигрыш в три порядка в нейтронной интенсивности.

В принципе полезную информацию могло бы дать также измерение поляризации β -радиоактивных продуктов других реакций, помимо рассмотренной выше реакции (n, γ). Однако продукты реакций, вызываемых быстрыми частицами, будут ионизованы; большое магнитное поле ионизованной электронной оболочки приведет к быстрой деполаризации ядра. Продукты же реакций (n, p), (n, α), идущих на тепловых нейтронах, либо стабильны, либо очень долгоживущи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. Bernstein, L. D. Roberts, C. P. Stanford, J. W. T. Dabbs, T. E. Stephenson.* Phys. Rev., **94**, 1243, 1954.
2. *L. D. Roberts, S. Bernstein, J. W. Dabbs, C. P. Sanford.* Phys. Rev., **95**, 105, 1954.
3. *J. W. T. Dabbs, L. D. Roberts, S. Bernstein.* Phys. Rev. **98**, 1512, 1955.
4. *O. Halpern.* Phys. Rev., **82**, 753, 1953.
5. *L. C. Biedenharn, M. E. Rose, G. B. Arfken.* Phys. Rev., **83**, 683, 1951.
6. *G. Trumphy.* Nuclear Phys., **2**, 664, 1956—1957.
7. *C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson.* Phys. Rev., **105**, 1413, 1957.
8. *И. С. Шапиро.* УФН, **61**, 313, 1957.
9. *Дж. Бламт, В. Вейсзонф.* Теоретическая ядерная физика. М., ИЛ, 1954, стр. 612.
10. *S. R. de-Groot, H. A. Tolhoek.* In the book « β -and γ -ray Spectroscopy». Amsterdam, стр. 613, 1955.
11. *Chr, D. Hartogh, H. A. Tolhoek, S. R. de Groot.* Physics, **20**, 1310, 1954.
12. *E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, C. S. Wu.* Phys. Rev., **106**, 1361, 1957.
13. *Б. Фельд.* Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Серге. Т. II, стр. 474. М., ИЛ, 1955.
14. *R. V. Pound.* Phys. Rev., **81**, 156, 1951.
15. *R. V. Pound.* Phys. Rev., **79**, 685, 1950.
16. *G. H. Kinchin, R. S. Pease.* Reports on Progr. Phys., **18**, 1, 1955; **60**, 590, 1956.
17. *M. T. Burgy, W. C. Davidon, T. B. Novey, G. J. Perlow, R. Ringo.* Bull. Am. Phys. Soc., **2**, 206, 1957.
18. *D. Kurath.* Bull. Am. Phys. Soc., **2**, 206, 1957.
19. *F. Ajzenberg, T. Lauritsen.* RMF, **27**, 77, 1955.
20. *Б. С. Дзелепов, Л. К. Пекер.* Схемы распада радиоактивных изотопов. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1957.
21. *M. T. Burgy, R. J. Epstein, V. E. Krohn, T. B. Novey, S. Raboy, G. R. Ringo, V. L. Telegdi.* Phys. Rev., **107**, 1731, 1957.

О НЕКОТОРЫХ МЕТОДАХ ПОЛЯРИЗАЦИИ И АНАЛИЗА ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕЙТРОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЭНЕРГИИ *

(Совместно с Ю. В. Тараном)

Получение информации о спиновых состояниях уровней составного ядра, проявляющихся при захвате нейтронов, является весьма важной задачей с точки зрения изучения структуры ядер. Наиболее универсальный метод определения спинов уровней заключается в использовании пучков поляризованных нейтронов и мишеней, содержащих поляризованные ядра [1]. Этим методом выполнен ряд экспериментов с тепловыми [2, 3] и резонансными нейтронами [4, 5]. Необходимой составной частью используемых экспериментальных установок является поляризатор нейтронов.

Известные методы поляризации тепловых и резонансных нейтронов основаны на использовании интерференции между магнитным и ядерным рассеянием нейтронов, что в принципе не позволяет продвинуться по энергии нейтронов выше 30—50 эв, а практически выше 10—12 эв из-за резкого падения интенсивности.

В настоящей заметке обсуждаются некоторые возможности поляризации и анализа поляризации нейтронов резонансных и более высоких энергий, основанные на спиновой зависимости ядерного взаимодействия. Эти возможности, в принципе давно известные [6], становятся вполне реальными в связи с успешным развитием динамического метода поляризации протонов [7—10] и метода поляризации ядер He^3 оптической «накачкой» [11].

При пропускании неполяризованных нейтронов через мишень, содержащую поляризованные ядра со спином $1/2$, прошедший пучок приобретает поляризацию, равную

$$f_n = \text{th} \left[\frac{1}{4} f_N n (\sigma_s - \sigma_t) d \right], \quad (1)$$

где f_N — поляризация ядер; n — число ядер в 1 см^2 ; d — толщина мишени; σ_s и σ_t — сечения взаимодействия соответственно для синглетного и триплетного состояний системы нейтрон—ядро.

Для протонов поляризационное сечение $1/4 (\sigma_s - \sigma_t)$ равно

$$\frac{1}{4} (\sigma_s - \sigma_t) \simeq \frac{16,7 (1 - E/7000)}{(1 + E/134)(1 + E/4000)} \text{ барн}, \quad (2)$$

где E — энергия нейтрона в кэв (предполагается, что $1 \text{ эв} < E < 3 \text{ Мэв}$).

Так как поляризационное сечение протонов практически постоянно при энергиях нейтронов вплоть до нескольких десятков кэв, то поляризация нейтронов также будет постоянной в этой области энергии. Достижимая степень поляризации нейтронов достаточна для постановки физических экспериментов. Для примера укажем, что при использовании кристалла $La_2Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24H_2O$ толщиной $d = 2 \text{ см}$ [10] при $f_N = 0,5$ [8] поляризация нейтронов составила бы $f_n = 0,54$; при этом интенсивность прошедшего пучка составит 10% от интенсивности падающего.

Ранее [12] было показано, что реакция $He^3(n, p)$ при малых энергиях нейтронов идет преимущественно по каналу со спином 0, и при $E \rightarrow 0$ $\sigma_t/\sigma_s = (2 \pm 2)\%$. Таким образом, при энергиях до десятка кэв, когда можно

* ЖЭТФ, 44, № 6, 2185—2187, 1963.

пренебречь рассеянием, отклонением от закона $1/v$ и захватом p -нейтронов, поляризационное сечение He^3 равно $1/2 (\sigma_s - \sigma) \simeq 850 E^{-1/2}$ барн, где E — энергия нейтрона в эв.

Возможно, что наиболее перспективным будет использование поляризованного He^3 в качестве анализатора поляризации нейтронов. Если N_+ и N_- — числа взаимодействий, вызываемых нейтронным пучком в тонком слое ядер со спином $1/2$ соответственно для двух направлений ядерной поляризации, то

$$\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = -f_n f_N \frac{\sigma_s - \sigma_t}{\sigma_s + 3\sigma_t}. \quad (3)$$

При небольших энергиях для He^3 $(N_+ - N_-)/(N_+ + N_-) \simeq -f_n f_N$. При энергиях $E > 100$ кэв, когда возможна регистрация протонов отдачи, для протонов отношение $(\sigma_s - \sigma_t)/(\sigma_s + 3\sigma_t)$ составляет 0,72 при $E = 100$ кэв и 0,32 при $E = 1$ Мэв.

Комбинация неполяризованный падающий пучок — поляризованная мишень — анализатор поляризации в принципе эквивалентна при определении спинов уровней используемой в настоящее время комбинации поляризованный пучок — поляризованная мишень — нечувствительный к поляризации детектор. Существенно новую возможность дает использование анализатора поляризации для измерения деполаризации при резонансном рассеянии нейтронов в неполяризованной мишени.

Если падающий пучок поляризован ($f_n = f_{\text{нач}}$), то поляризация рассеянных нейтронов равна

$$f_{\text{кон}} = (1 - 2Q) f_{\text{нач}}, \quad (4)$$

где $Q = 2\sigma_{\text{некор}}/3\sigma_{\text{расс}}$ — вероятность «опрокидывания» спина в одном акте рассеяния [6].

В случае резонансного рассеяния вероятность «опрокидывания» Q зависит от спина составного ядра:

$$\begin{aligned} Q_+ &= \frac{2}{3} \frac{I}{2I+1} \quad \text{для } J = I + \frac{1}{2}, \\ Q_- &= \frac{2}{3} \frac{I+1}{2I+1} \quad \text{для } J = I - \frac{1}{2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где I — спин ядра-мишени. Выражение (5) справедливо в предположении, что $l = 0$ (s -нейтроны) и что можно пренебречь потенциальным рассеянием и вкладом соседних уровней с другим спином. Ниже приводим значения величины $\alpha_{\pm} = f_{\text{кон}}/f_{\text{нач}} = (1 - 2Q_{\pm})$ для разных I :

I	1/2	1	3/2	2	5/2
α_+	0,66	0,55	0,5	0,47	0,44
α_-	0	0,41	0,47	0,2	0,22

Существенная зависимость деполаризации нейтронов от спина составного ядра J позволяет определить J при достаточной точности измерения поляризации рассеянных нейтронов.

В заключение авторы пользуются случаем поблагодарить В. Н. Ефимова за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Rose*. Phys. Rev., **75**, 213, 1949; Nucleonics, **3**, 23, 1948.
2. *S. Bernstein, C. Roberts, P. Stanford, J. Dabbs*. Phys. Rev., **94**, 1243, 1954; **95**, 105, 1954; **98**, 1512, 1955.
3. *R. I. Schermer*. Bull. Am. Phys. Soc., **8**, 70, 1963.
4. *A. Stolovy*. Phys. Rev., **118**, 211, 1960; Bull. Am. Phys. Soc., **5**, 294, 1960; **6**, 275, 1961; **8**, 70, 1963.
5. *V. L. Sailor, H. Marshak, F. L. Shore, C. A. Reynolds, H. Postma*. Bull. Am. Phys. Soc., **6**, 275, 1961; **7**, 305, 1962; **6**, 418, 1961; **6**, 502, 1961; Phys. Rev., **126**, 979, 1962; **127**, 1124, 1962; **128**, 1287, 1962.
6. *Б. Фельд*. Нейтронная физика. В сб. «Экспериментальная ядерная физика». Под ред. Э. Серге. М., ИЛ, 1955.
7. *M. Borghini, A. Abragam*. Helv. Phys. Asta, Suppl., **4**, 143, 1960.
8. *T. J. Schmugge, C. D. Jeffries*. Phys. Rev. Lett., **9**, 268, 1962.
9. *В. И. Луцкий, А. А. Маненков, Ю. В. Таран*. ФТТ, **5**, 233, 1962.
10. *O. Chamberlain, C. D. Jeffries, C. Schultz, G. Shapiro*. Bull. Am. Phys. Soc., **8**, 38, 1963.
11. *L. D. Shearer, F. D. Colegrove, G. K. Walters*. Bull. Am. Phys. Soc., **8**, 39, 1963.
12. *А. А. Бергман, Ф. Л. Шануро*. ЖЭТФ, **40**, 1270, 1961.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ ПРОПУСКАНИЕМ ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ ПРОТОННУЮ МИШЕНЬ *

(Совместно с П. Драгическу, В. И. Луцковым, В. Г. Николенко
и Ю. В. Тараном)

В работе [1] был предложен метод поляризации нейтронов путем фильтрации через поляризованную протонную мишень, основанный на сильной спиновой зависимости $n - p$ -рассеяния. Интенсивность I и поляризация f_n нейтронного пучка, прошедшего через поляризованную мишень, даются выражениями

$$I/I_0 = T \operatorname{ch} f_N n \sigma_p t, \quad (1)$$

$$f_n = \operatorname{th} f_N n \sigma_p t, \quad (2)$$

где I_0 — интенсивность падающего пучка; f_N — поляризация протонов; n — число протонов в 1 см^3 образца; t — толщина образца; σ_p — так называемое поляризационное сечение, равное полуразности сечений $n - p$ -рассеяния с противоположными ($m_n = -m_p$) и одинаковыми ($m_n = m_p$) начальными магнитными квантовыми числами нейтрона и протона:

$$\sigma_p = \frac{1}{2} (\sigma_{\text{анти}} - \sigma_{\text{пара}}); \quad (3)$$

T — пропускание неполяризованной ($f_N = 0$) мишени.

При энергии нейтронов $\lesssim 10 \text{ кэВ}$ и в отсутствие когерентных эффектов, как нетрудно показать, $\sigma_p = 0,82 \sigma_s$, где σ_s — полное сечение $n - p$ -рассеяния. При очень малой энергии нейтронов когерентные слагающие сечений не приводят к ослаблению пучка, и в (3) следует оставить только некогерентные слагающие $\sigma_{\text{анти}}$ и $\sigma_{\text{пара}}$. В этом случае $\sigma_p = 0,66 \sigma_s$. Так как в области энергий нейтронов 1 эВ — десятки кэВ σ_p практически постоянно ($\sigma_p = 16,7 \text{ барн}$), то поляризация нейтронов также будет постоянной в этой области энергий.

* Phys. Lett., **12**, № 4, 334—337, 1964. Русский текст: препринт ОИЯИ, Р—1797. Дубна, 1964.

Указанный метод был использован нами для поляризации пучка резонансных и тепловых нейтронов от импульсного реактора ИБР [2]. Схема установки приведена на рис. 1. Использовалась поляризованная протонная мишень, описанная в работе [3]. Поляризация протонов осуществлялась методом так называемого солид-эффекта [4] в монокристалле двойного лантан-магниевого нитрата $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$ с 1%-ной примесью Nd^{142} при температуре $1,5^\circ \text{K}$ и в магнитном поле 10 кэ (длина волны СВЧ $\lambda = 8 \text{ мм}$). Размеры использованного кристалла $33 \times 23 \times 7,5 \text{ мм}$. Усиление поляризации по отношению к статической, измеренное по сигналу ядерного магнитного резонанса протонов, достигало 520, что соответствует поляризации протонов $f_N = 36 \pm 3\%$.

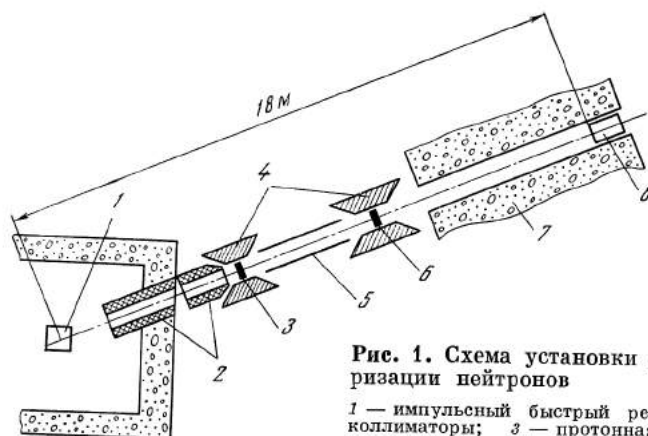


Рис. 1. Схема установки для поляризации нейтронов

1 — импульсный быстрый реактор; 2 — коллиматоры; 3 — протонная мишень; 4 — магниты; 5 — магнитопровод; 6 — железная пластина; 7 — защита; 8 — детектор

В первом эксперименте измерялся эффект однократного пропускания через протонную мишень ϵ :

$$\epsilon = \frac{I(f_N) - I(f_N = 0)}{I(f_N = 0)} = \text{ch } f_N n \sigma_p t - 1. \quad (4)$$

Энергия нейтронов определялась по времени пролета (пролетная база 18 м). Результаты измерений приведены на рис. 2, на котором показана также поляризация прошедшего нейтронного пучка f_n . Значения f_n вычислялись из соотношения

$$f_n = \epsilon^{1/2} (2 + \epsilon)^{1/2} (1 + \epsilon)^{-1}, \quad (5)$$

которое следует из (2) и (4).

На рис. 3 приведены значения σ_p , рассчитанные из экспериментальных величин ϵ и f_N с помощью формулы (4). В области $E \geq 1 \text{ эв}$ можно констатировать удовлетворительное согласие с теоретическим значением $\sigma_p = 16,7 \text{ барн}$. В области $E < 1 \text{ эв}$ σ_p возрастает из-за эффекта химической связи. Для получения значений в этой области нами было измерено пропускание кристалла лантан-магниевого нитрата толщиной $3,5 \text{ мм}$ при комнатной температуре и при $T = 1,4^\circ \text{K}$. Результаты приведены на рис. 4. При вычислении из кривой пропускания сечения водорода σ_s в области

Рис. 2. Эффект однократного пропускания ε (%) через поляризованную протонную мишень (темный кружок) и поляризация нейтронов f_n (%) (светлый кружок) от энергии нейтронов E (эВ) и номера канала N временного анализатора

Горизонтальные черточки — интервал усреднения по времени пролета, вертикальные черточки — статистические ошибки измерений,

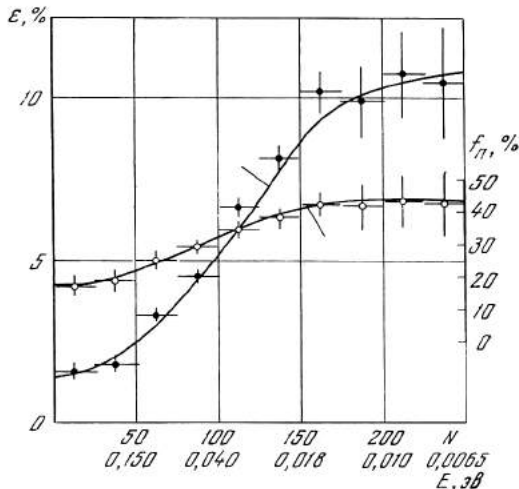


Рис. 3. Зависимость поляризационного сечения σ_p (барн) водорода от энергии нейтрона E (эВ) и номера канала N анализатора для монокристалла двойного лантан-магниевого нитрата

Ошибки экспериментальных точек обусловлены статистикой счета нейтронов; пунктирные кривые указывают границы систематической ошибки в σ_p , обусловленной неточностью измерения поляризации протонов по усилению ядерного магнитного резонанса протонов

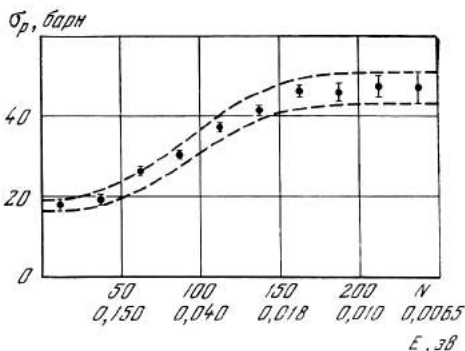
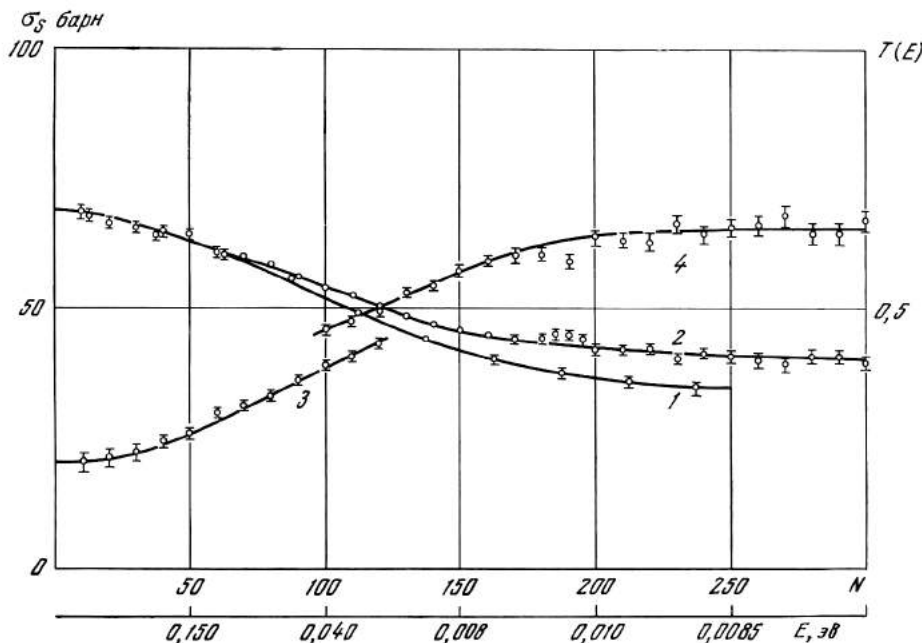


Рис. 4. Пропускание T кристалла $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$ толщиной 3,5 мм (кривая 1 — 300° К, кривая 2 — 1,4° К) и сечение рассеяния водорода σ_s (барн) при $T = 1,4^\circ$ К (кривая 3 — σ_s находилось вычитанием полных сечений других компонентов кристалла, кроме водорода, кривая 4 — вычитались сечения некогерентного рассеяния и захвата) в зависимости от энергии E (эВ) и номера канала N анализатора



$E \geq 1$ эв вычитались полные сечения остальных компонентов кристалла. В области холодных нейтронов ($E \leq 0,01$ эв) вычитались только сечения некогерентного рассеяния и захвата. При $E \leq 0,01$ эв получено $\sigma_s = 65$ барн. Соответствующее значение, $\sigma_p = 0,66$, $\sigma_s = 43$ барн в пределах ошибок измерения согласуется с вычисленным из измерений однократного пропускания (рис. 3).

Во втором эксперименте степень поляризации нейтронов, прошедших через поляризованную протонную мишень, определялась путем измерения пропускания нейтронного пучка намагниченным железом. Пластина железа толщиной 2 см помещалась между полюсами второго магнита, расположенного на расстоянии 2 м от магнита—поляризатора. Направление магнитного поля в обоих магнитах было одинаковым. Измерялся эффект двукратного пропускания:

$$\varepsilon_2 = 2 \frac{I_{\text{анти}} - I_{\text{пара}}}{I_{\text{анти}} + I_{\text{пара}}}, \quad (6)$$

где $I_{\text{пара}}$, $I_{\text{анти}}$ — счет нейтронного детектора при параллельной и антипараллельной ориентации поляризации протонов относительно внешнего магнитного поля. Если абсолютная величина нейтронной поляризации f_n одинакова при обеих ориентациях, то

$$\varepsilon_2 = 2f_n \operatorname{th} n\sigma_p(\text{Fe})t, \quad (7)$$

где n , $\sigma_p(\text{Fe})$ и t — соответственное число атомов в 1 см^3 , поляризационное сечение и толщина железного образца. Поскольку поляризационное сечение железа сильно меняется от образца к образцу и зависит от степени намагничивания, был измерен эффект однократного пропускания $\varepsilon_1(\text{Fe})$ (рис. 5). Используя (1) и (2), нетрудно выразить ε_2 непосредственно через $\varepsilon_1(\text{Fe})$:

$$\varepsilon_2 = 2f_n \varepsilon_1^{1/2} (2 + \varepsilon_1)^{1/2} (1 + \varepsilon_1)^{-1}. \quad (8)$$

На рис. 6 приведены измеренные значения ε_2 в зависимости от энергии нейтронов. В этом опыте поляризация протонов по принципиальным техническим причинам была меньше обычной и составляла $f_N^{\text{пара}} = 0,25$, $f_N^{\text{анти}} = -0,15$. Сплошная кривая на рис. 6 — значения ε_2 , рассчитанные по измеренным величинам $\varepsilon_1(\text{Fe})$ с учетом неравенства $f_n^{\text{пара}}$ и $f_n^{\text{анти}}$. Последние вычислялись с помощью формулы (2) при использовании поляризационного сечения водорода из рис. 3 и значений $f_N^{\text{пара}}$ и $f_N^{\text{анти}}$, измеренных по протонному магнитному резонансу.

Таким образом, результаты обоих экспериментов — пропускания через поляризованную протонную мишень и пропускания через поляризованную мишень и через намагниченное железо — удовлетворительно согласуются с теоретическими ожиданиями. При толщине кристалла 7,5 мм и поле 10 кэ измеренная поляризация нейтронного пучка составляет 42% для холодных нейтронов, 35% для теплового спектра и 17% для нейтронов с энергией от 1 эв до 10 кэв. Пропускание кристалла I/I_0 соответственно равно 0,14; 0,22 и 0,47. Мы предполагаем в ближайшее время использовать кристалл толщиной 20 мм в поле 17 кэ (длина волны 4,5 мм). При этих условиях поляризация нейтронов и пропускание мишени составят для тепловых и резонансных нейтронов соответственно 85% и 0,07, 63% и 0,2.

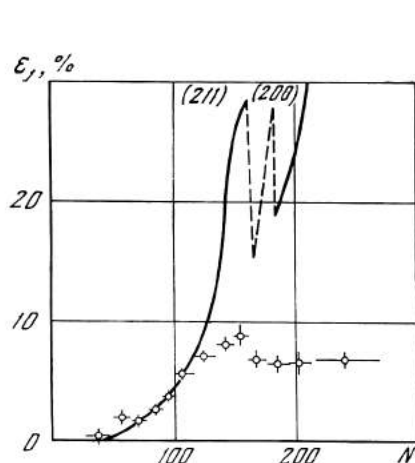


Рис. 5. Эффект однократного пропускания ε_1 (Fe) (%) через намагниченное железо

Сплошная кривая — расчет по теории Штейнбергера и Вика при условии полного насыщения железа [6]; N — номер канала анализатора

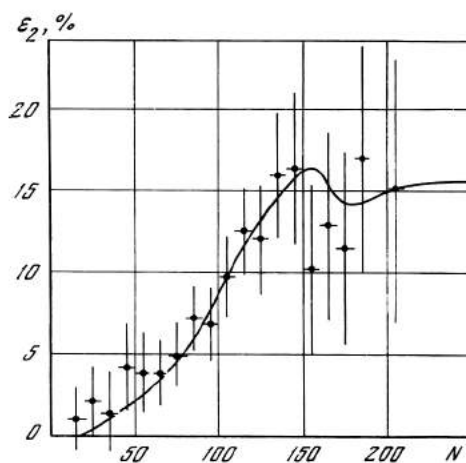


Рис. 6. Эффект двукратного пропускания ε_2 (%)

Сплошная кривая — расчет при $f_N = \begin{matrix} +0,25 \\ -0,15 \end{matrix}$; N — номер канала анализатора

Рассмотренный метод поляризации нейтронов позволит расширить энергетическую область использования поляризованных нейтронов, ограниченную в настоящее время 10—15 эв [5]. В области тепловых энергий этот метод позволит существенно поднять интенсивность поляризованных пучков, поскольку он не накладывает ограничений на угловой разброс падающего пучка и эффективен для всего спектра тепловых нейтронов.

Отметим в заключение, что пропускание нейтронов является удобным методом абсолютного измерения поляризации протонов в протонной мишени, свободным от трудностей, связанных, например, с насыщением протонного резонанса измерительным полем при больших временах релаксации. Так, этот метод был применен нами для измерения коэффициента динамического усиления поляризации в кристалле с 0,4%-ной концентрацией Nd^{142} . Усиление оказалось таким же, как для кристалла с 1%-ной концентрацией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Таран, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 44, 2185, 1963.
2. Г. Е. Блохин, Д. И. Блохинцев, Ю. А. Блюмкина и др. Атомная энергия, 10, 437, 1961.
3. П. Драгическу, М. Драгическу, В. И. Луциков, Б. С. Неганов, Л. Б. Парфенов, Ю. В. Таран. Препринт ОИЯИ, Р-1626. Дубна, 1964.
4. С. D. Jeffries. Dynamic Nuclear Orientation. New York, 1963.
5. A. Stolovy. Phys. Rev., 118, 211, 1960; H. Postma, H. Marshak, V. L. Sailor, F. J. Shore, C. A. Reynolds. Phys. Rev., 126, 979, 1962.
6. J. Steinberger, G. C. Wick. Phys. Rev., 76, 994, 1949.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНОВ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
ЯДРА Ho^{165}
ПО ПРОПУСКАНИЮ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ
ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ МИШЕНЬ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0 — 55 эв ***

(Совместно с В. П. Алфименковым, В. И. Луциковым, В. Г. Николенко
и Ю. В. Тарапом)

Описаны эксперименты по пропусканию поляризованных нейтронов через поляризованную мишень из поликристаллического металлического гольмия. В качестве поляризатора использовалась поляризованная протонная мишень на основе двойного лантан-магниевого нитрата со степенью поляризации протонов 44%. Поляризация ядер гольмия производилась методом Гортера — Роуза при температуре 0,35° К и магнитном поле 15 кэ. Спины одиннадцати возбужденных состояний составного ядра Ho^{165} , соответствующих нейтронным резонансам при энергиях 3,92; 8,1; 12,6; 18,1; 21,0; 35,3; 37,0; 39,4; 47,3; 51,2 и 54,0 эв, были найдены равными соответственно 4, 3, 4, 3, 4, 3, 3 (4), 4, 3, 3 и 3 (4).

1. ВВЕДЕНИЕ

Определение полного углового момента J уровней составного ядра, которым соответствуют резонансы в поперечных сечениях медленных нейтронов ($l = 0$), возможно несколькими методами (см. обзор [1]). Наиболее универсальным из них является метод пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную мишень, получивший за последнее время сильное развитие. Многочисленные работы в этом направлении выполнены группами Столови [2] и Сейлора [3]. Поляризация нейтронов в этих экспериментах производилась с помощью брэгговского отражения от намагниченного монокристалла кобальт—железо. Поляризация исследуемых ядер производилась различными методами (Гортера—Роуза, «чистой» силы, «растворения» в ферромагнетиках).

В настоящей статье мы сообщаем результаты первого эксперимента по определению спинов состояний составного ядра Ho^{165} на установке Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, спроектированной для измерений с поляризованными нейтронами и ядрами. Поляризация нейтронов осуществлялась методом пропускания через поляризованную протонную мишень, описанным в работах [4, 5]. Этот метод позволяет получить поляризованные нейтроны с энергией до 10 кэв, в то время как ранее использованные методы поляризации нейтронов были применимы до энергий 10—20 эв.

1. ТЕОРИЯ МЕТОДА

Еще в 1948 г. Роуз [6] показал, что сечение взаимодействия поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами для изолированного резонанса дается формулой

$$\sigma = \sigma_0 (1 + \rho f_n f_N), \quad (1)$$

* Ядерная физика, 3, № 1, 55—63, 1966.

где σ_0 — сечение в отсутствие поляризации; f_n и f_N — соответственно поляризации нейтронов и ядер. Величина ρ называется статистическим весовым фактором и равна

$$\rho = \begin{cases} I/(I+1) & \text{для } J = I + 1/2, \\ -1 & \text{для } J = I - 1/2, \end{cases} \quad (2)$$

где I — спин исследуемого ядра.

Вводя эффект пропускания $\varepsilon = (T_p - T_a)/(T_p + T_a)$, где T_p и T_a — пропускания образца соответственно при параллельной и антипараллельной ориентациях поляризации нейтронов относительно поляризации ядер, нетрудно получить, что [3]

$$\varepsilon = -\frac{1}{2} (1 + \varphi) f_n \text{th}(n\sigma_0\rho f_N t), \quad (3)$$

где n — число ядер в 1 см^2 ; t — толщина мишени (в см), φ — эффективность переворота поляризации нейтронов при создании антипараллельной ориентации (если поляризация пучка при параллельной ориентации равна f_n , то при антипараллельной она равна $-\varphi f_n$).

Знак ε однозначно соответствует спину резонанса в тех случаях, когда резонансы хорошо разрешены: $J = I + 1/2$ при $\varepsilon < 0$ и $J = I - 1/2$ при $\varepsilon > 0$. В тех случаях, когда резонансы не разрешены или отклонение ε от нуля — порядка величины статистической ошибки, более надежная информация может быть получена либо путем анализа площадей над кривыми пропускания при параллельной и антипараллельной ориентациях поляризации нейтронов и ядер, либо путем сравнения наблюдаемого значения ε по всему резонансу с расчетной величиной. Последний метод был использован Сейлором и др. [7] для определения спинов резонансов Ho^{165} с энергией 18,4 и 21,0 эв. Этот метод довольно трудоемок.

Нами использовался более простой метод анализа площадей, заключающийся в следующем. Как хорошо известно, площадь резонанса над кривой пропускания $T(E)$ равна

$$A(n\sigma_0, \Gamma, \Delta) = \int [1 - T(E, n\sigma_0, \Gamma, \Delta)] dE, \quad (4)$$

где n — число ядер на 1 см^2 ; σ_0 — полное сечение в максимуме резонанса; Γ — полная ширина резонанса; Δ — доплеровское уширение резонанса. В большинстве случаев величина этой площади не зависит от функции разрешения и для неразрешенных резонансов равна сумме площадей соответствующих резонансов.

Площадь A_p над кривой пропускания при параллельной ориентации поляризации нейтронов и ядер равна

$$A_p = \frac{1}{2} (1 + f_n) \int [1 - T(E, n\sigma_0(1 + \rho f_N), \Gamma, \Delta)] dE + \frac{1}{2} (1 - f_n) \int [1 - T(E, n\sigma_0(1 - \rho f_N), \Gamma, \Delta)] dE. \quad (5)$$

Аналогично, для антипараллельной ориентации

$$A_a = \frac{1}{2} (1 + \varphi f_n) \int [1 - T(E, n\sigma_0(1 - \rho f_N), \Gamma, \Delta)] dE + \frac{1}{2} (1 - \varphi f_n) \int [1 - T(E, n\sigma_0(1 + \rho f_N), \Gamma, \Delta)] dE. \quad (6)$$

Разность площадей равна

$$\begin{aligned} A_p - A_a &= \frac{1}{2}(1 + \varphi) f_n [A(n\sigma_0(1 + \rho f_N), \Gamma, \Delta) - A(n\sigma_0(1 - \rho f_N), \Gamma, \Delta)] = \\ &= \frac{1}{2}(1 + \varphi) f_n \left[2 \frac{\partial A(n\sigma_0, \Gamma, \Delta)}{\partial (n\sigma_0)} n\sigma_0 \rho f_N + \frac{1}{3} \frac{\partial^3 A}{\partial (n\sigma_0)^3} (n\sigma_0 \rho f_N)^3 + \dots \right] \simeq \\ &\simeq (1 + \varphi) f_n f_N \rho n\sigma_0 \frac{\partial A(n\sigma_0, \Gamma, \Delta)}{\partial (n\sigma_0)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Последнее приближение справедливо для толстых образцов с точностью около 3% при $\rho f_N = 0,5$ и переходит в равенство для тонких образцов. Полученное соотношение удобно записать в виде

$$A_p - A_a = (1 + \varphi) f_n f_N \rho A \frac{\partial \ln A}{\partial \ln (n\sigma_0)}, \quad (8)$$

поскольку производная $\partial \ln A / \partial \ln (n\sigma_0)$ слабо зависит от параметров резонанса, а площадь A в ряде случаев может быть легко измерена в том же эксперименте.

Для группы неразрешенных резонансов можно написать

$$A_p - A_a = (1 + \varphi) f_n f_N \sum_i \rho_i A_i \frac{\partial \ln A_i}{\partial \ln (n\sigma_{0i})}. \quad (9)$$

Произведение $(1 + \varphi) f_n f_N$ в случае независимости φ от энергии является постоянным для всех резонансов и либо известно заранее, либо может быть определено по какому-нибудь сильному изолированному резонансу с известным спином. Таким образом, выбор параметров ρ_i (т. е. определение спинов резонансов) может быть проведен по наилучшему совпадению отношения

$$(A_p - A_a) \left/ \sum_i \rho_i A_i \frac{\partial \ln A_i}{\partial \ln (n\sigma_{0i})} \right.$$

с ожидаемой величиной $(1 + \varphi) f_n f_N$.

Легко также показать, что эффективность переворота поляризации нейтронов может быть экспериментально получена из соотношения

$$\varphi = \left| \frac{A_a - A_0}{A_p - A_0} \right|, \quad (10)$$

где A_0 — площадь над кривой пропускания при $f_n = 0$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

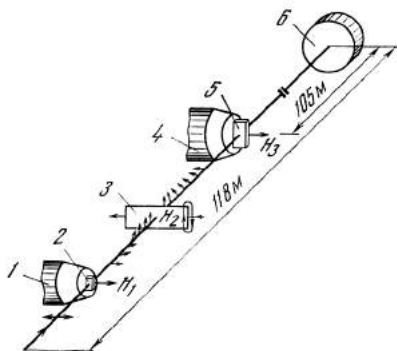
Установка состоит из поляризатора, устройства для поворота поляризации нейтронов на 180° (спиновый ротатор), поляризованной ядерной мишени и нейтронного детектора. Схема установки показана на рис. 7. Источником нейтронов служил импульсный реактор на быстрых нейтронах (ИБР) Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ [8], работающий со средней мощностью 6 кет и частотой 5 гц при длительности импульса 60 мксек. Нейтронный пучок перед протонной мишенью, расположенной на расстоянии 11 м от активной зоны реактора, коллимировался боро-парафиновым коллиматором до размеров 39×31 мм². В двухметровом промежутке между протонной и ядерной мишенями устанавливался спиновый ротатор.

Краткое описание перечисленных частей установки следует ниже.

Поляризатор нейтронов. В качестве поляризатора использовалась поляризованная протонная мишень на основе монокристаллов двойного лантаномагниевого нитрата $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$, описанная в работе [9]. Парамагнитной примесью в этих кристаллах служил неодим с 98 %-ным обогащением четно-четным изотопом Nd^{142} . В раствор, из которого выращивались кристаллы, вводилось 0,4 % неодима по отношению к лантану. Мишень составлялась из двух монокристаллов толщиной 11 и 9 мм и имела полные размеры $42 \times 34 \times 20 \text{ мм}^3$ (объем 28 см^3). Естественные грани кристаллов были достаточно ровными, так что никакой дополнительной шлифовки граней

Рис. 7. Схема экспериментальной установки

- 1 — магнит поляризатора;
- 2 — кристалл;
- 3 — токонесущая фольга;
- 4 — магнит ядерной мишени;
- 5 — исследуемый образец;
- 6 — нейтронный детектор; векторы H_1 , H_2 и H_3 показывают направления магнитных полей; на рисунке изображен случай антипараллельной ориентации поляризации нейтронов относительно ядерной поляризации



кристаллов перед сложением не производилось. Мишень помещалась в настраиваемый прямоугольный резонатор объемом около 60 см^3 . Волноводная линия с резонатором на конце помещалась в гелиевый криостат, в котором можно было получать температуру до $1,1^\circ \text{ К}$. Динамическая поляризация протонов [10] производилась на частоте 36 Гц (длина волны $8,3 \text{ мм}$) в магнитном поле $9,55 \text{ кэ}$. Требуемое поле получалось с помощью электромагнита с диаметром полюсных наконечников 250 мм и зазором 65 мм . Неоднородность поля по образцу составляла около 3 э при относительной стабильности поля не хуже 10^{-4} .

Для измерения поляризации протонов использовался автодинный спектрометр ядерного магнитного резонанса с записью сигнала на самописец при медленном частотном прохождении через протонный резонанс (частота протонного резонанса — около 41 Мгц). Витки контура спектрометра были намотаны поверх резонатора, имевшего разрезы вдоль широких стенок. При поляризации протонов выше 30 % наряду с искажениями формы сигнала, связанными с изменением интенсивностей компонент магнитной структуры резонанса, имели место также и нелинейные искажения спектрометра из-за большой величины сигнала от мишени большого объема. В этом случае величина протонной поляризации f_p определялась по изменению пропускания протонной мишени для нейтронного пучка [5]:

$$T = T_0 \text{ ch } (f_p n \sigma_p t), \tag{11}$$

где T_0 — пропускание неполяризованной ($f_p = 0$) мишени; n — число протонов в 1 см^3 (для использованного кристалла $n = 0,38 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$); σ_p — поляризационное сечение (равное $16,7 \text{ барн}$ при $1 \text{ эв} < E < 10 \text{ кэв}$); t — толщина мишени (в нашем случае — 2 см).

Вводя эффект однократного пропускания ϵ_1 , получим

$$\epsilon_1 = \frac{T - T_0}{T_0} = \frac{J(f_p) - J(f_p = 0)}{J(f_p = 0)} = \text{ch}(f_p n \sigma_p t) - 1, \quad (12)$$

где J — интенсивность прошедшего пучка.

На рис. 8 представлено среднее по времени эксперимента с гольмием (около 15 час) значение ϵ_1 (нижние точки) в зависимости от энергии нейтронов. Соответствующее среднее значение протонной поляризации по формуле (12) составляло 44%. В отдельных случаях поляризация протонов достигала 50% (верхние точки рис. 8), что было связано как с некоторым увеличе-

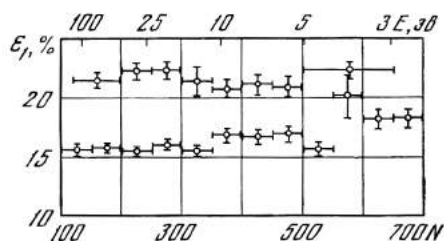


Рис. 8. Эффект однократного пропускания ϵ_1 через поляризованную протонную мишень в зависимости от энергии нейтронов при различных уровнях микроволновой мощности, насыщающей «запрещенный» переход Nd^{142}

Нижние точки — среднее по времени эксперимента с гольмием значение ϵ_1 , верхние точки — значения ϵ_1 при мощности 170 мвт; ширина канала анализатора 8 мксек; по оси ординат отложено значение эффекта однократного пропускания ϵ_1 (в %)

нием насыщающей микроволновой мощности (до 170 мвт), так и с особо точной настройкой всей системы.

Однако в связи с большим временем установления стационарного значения протонной поляризации (около 1—2 час) выбор таких оптимальных условий довольно затруднителен. В эксперименте с гольмием нами использовалась микроволновая мощность около 100 мвт (она определялась по изменению расхода гелия из криостата), что незначительно уменьшало поляризацию протонов, но существенно уменьшало расход гелия.

Поляризация пучка нейтронов f_n , прошедшего через поляризованную протонную мишень, дается выражением [5]

$$f_n = \text{th}(f_p n \sigma_p t). \quad (13)$$

Определенная из этого выражения средняя по времени эксперимента с гольмием поляризация нейтронов была равна 51%.

Спиновый ротатор. Конструкция ротатора аналогична описанной в работе Сейлора и др. [3]. Ротатор состоит из трех частей. В первой части вектор поляризации нейтронов поворачивался на 90° внутри спирального магнитного канала (магнитопровода) длиной 0,5 м, образованного десятью небольшими электромагнитами (магнитное поле внутри канала — около 300 э). Затем пучок нейтронов проходил через алюминиевую фольгу толщиной 2 мм. После фольги установлены на подвижной тележке два магнитопровода, аналогичных первой, но с разными направлениями спиральности.

При измерении с параллельной ориентацией поляризации нейтронов и ядер ток через фольгу не пропускаться и в пучке стоял магнитопровод, возвращавший вектор поляризации нейтронов в прежнее положение. При анти-

параллельной ориентации через фольгу пропускался ток около 700 а и в пучок ставился другой магнитопровод, вращавший вектор поляризации от 90° до 180° по отношению к первоначальному направлению поляризации нейтронов.

Эффективность спинового ротатора была определена экспериментально из измерений пропусканий в резонансе гольмия с энергией 3,92 эв (см. формулу (10)). Она оказалась равной $\varphi = 0,60 \pm 0,18$. Сильное отличие эффективности от единицы, по-видимому, можно объяснить значительными градиентами магнитного поля в районе фольги, размеры которой незначительно превышают размеры пучка.

Ядерная мишень. Выбор гольмия (спин ядра $I = 7/2$) в качестве ядерной мишени был обусловлен тем, что внутреннее магнитное поле, создаваемое электронной оболочкой атома гольмия на своем ядре, имеет очень высокое значение (по данным работы [7], $H_{\text{внутр}} = + (8,80 \pm 0,46) \cdot 10^6$ э), что позволяет при температуре 0,3° К и магнитном поле 10—20 кэ иметь ядерную поляризацию в несколько десятков процентов. Для получения температуры 0,3° К использовался криостат с замкнутым контуром He^3 , конструкция которого аналогична рефрижератору He^3 , ранее созданному Б. С. Негановым и Л. Б. Парфеновым в ОИЯИ.

Образец изготовлялся из отожженной стружки металлического гольмия (чистотой 99,9%) путем прессования с алюминиевой пудрой в качестве связующей основы. Толщина образца по гольмию составляла $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, площадь образца — около 10 см^2 . Образец был приклеен замазкой Рамзая к алюминиевой пластине, которая механически крепилась к медному холодопроводу. Время установления теплового равновесия между образцом и ванной с He^3 было не более 30 мин. Намагничивающее внешнее поле составляло 14,9 кэ.

Нейтронный детектор. Нейтроны регистрировались жидкостным сцинтилляционным детектором, описанным Визи и др. [41], с рабочей площадью 400 см^2 и эффективностью около 35% для нейтронов с энергией 100 эв. Детектор находился в конце пролетной базы длиной 118 м; часть пролетной базы длиной 100 м была вакуумирована.

Сигналы от детектора подавались на 1024-канальный временной анализатор с шириной канала 8 мксек. С целью уменьшения возможных систематических ошибок измерения при параллельной и антипараллельной ориентациях проводились чередующимися часовыми сериями. Все результаты передавались на электронно-вычислительную машину, на которой затем была проведена их обработка.

Основной фон детектора был обусловлен слабо зависящим от времени γ -фоном реактора и составлял 10—20% от счета нейтронов. Временная зависимость фона определялась по спектру, снятому при наличии в пучке парафина толщиной 3 см, сильно рассеивавшего нейтроны и мало ослаблявшего γ -фон. Абсолютное значение фона находилось путем привязки измеренного таким способом фонового спектра к истинному фону, наблюдаемому в провале сильного резонанса гольмия при энергии 3,92 эв. В качестве монитора использовался борный счетчик, расположенный перед протонной мишенью.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 9 (верхняя кривая) приведено измеренное значение эффекта пропускания ϵ , полученное путем суммирования одноцифровых серий измерений, нормировки по монитору, вычитания фона и дополнительной нормировки по

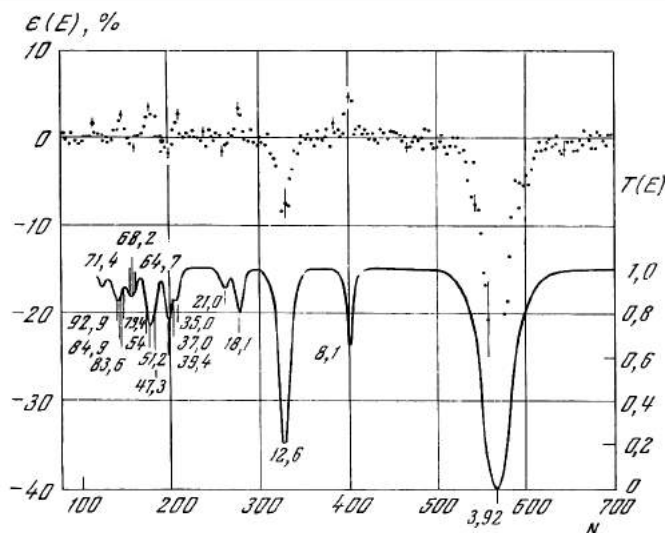


Рис. 9. Измеренный эффект пропускания через поляризованную гольмиевую мишень (верхняя кривая) и пропускание через неполяризованную мишень (нижняя кривая) в зависимости от энергии нейтронов

Ширина канала анализатора 8 мксек; по оси ординат отложено значение эффекта пропускания $\varepsilon(E)$ (в %)

безрезонансному участку спектра от 220 до 250 канала. Последняя нормировка была проведена с целью устранения эффектов от нестабильности поляризации протонов; она устраняла также влияние возможной спиновой зависимости сечения потенциального рассеяния, по крайней мере, вблизи области нормировки. Нижняя кривая рис. 9 представляет измеренное пропускание неполяризованной гольмиевой мишени. Указанные на рис. 9 энергии резонансов были определены из измерений на 1000-метровой пролетной базе с разрешением в три раза лучшим, чем измерения Юза и др. [12].

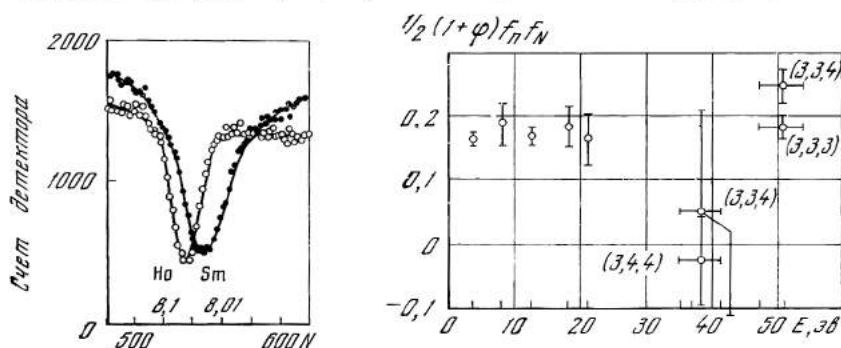


Рис. 10. Спектры нейтронов, прошедших через образцы из окиси гольмия и самария, полученные при разрешении $0,06 \text{ мксек} \cdot \text{м}^{-1}$ (ширина канала анализатора 32 мксек)

Рис. 11. Величины $\frac{1}{2}(1+\varphi) f_n f_N$, определенные из измерений в резонансах гольмия. Вертикальные линии — ошибки измерения, включающие статистическую ошибку и ошибку в параметрах резонанса; горизонтальные линии показывают группы частично разрешенных резонансов, для которых проводилась совместная обработка; по оси абсцисс отложена энергия нейтронов E (в эв)

Спины сильных изолированных резонансов при 3,924 и 12,6 эв ранее определены Сейлором и др. [3] и равны $J = 4$. Наши измерения подтвердили эти значения.

Резонанс при энергии около 8 эв, наблюдавшийся в гольмии ранее [12], Сейлором и др. не исследовался, так как, вероятно, считалось, что он обусловлен небольшой примесью Sm^{152} , имеющего очень сильный резонанс при энергии 8,01 эв. На рис. 9 видно, что при энергии около 8,1 эв наблюдается положительный эффект пропускания ϵ . Поскольку никакого эффекта на резонансе Sm^{152} , являющегося четно-четным изотопом с нулевым спином, не должно было бы наблюдаться, а другие возможные примеси не имеют сильных резонансов при этой энергии, было предположено, что этот резонанс в действительности принадлежит гольмию. Для проверки этого предположения на 1000-метровой пролетной базе были измерены спектры пропускания образцов Ho_2O_3 толщиной 2,5 г·см⁻² и Sm_2O_3 толщиной 10 мг·см⁻². На рис. 10 приведены эти полученные спектры в районе 8 эв. Из них четко видно, что энергии резонансов в гольмии и самарии различны. Кроме того, ширина резонанса в образце Ho_2O_3 значительно меньше, чем в образце Sm_2O_3 . Это является дополнительным указанием на то, что резонанс при 8,1 эв является слабым резонансом гольмия. Наши измерения показали, что его спин равен трем.

В работе Сейлора и др. [7] была сделана попытка определить спины резонансов при 18,1 и 21,0 эв. Обоим резонансам был приписан спин 3. Однако разрешение установки не позволило сделать это вполне надежно. В нашем случае оба резонанса разрешены достаточно хорошо, и из рис. 9 видно, что спин резонанса 18,1 эв действительно равен 3, а для спина резонанса 21,0 эв более вероятно значение 4. Обработка этих резонансов методом площадей по формуле (8) с указанными значениями спинов дает хорошее совпадение величины $\frac{1}{2}(1 + \varphi)f_n f_N$ со значениями, полученными для резонансов 3,92; 8,1; 12,6 эв (см. рис. 11 и табл. 1), что надежно подтверждает правильность сделанного выбора спинов.

Таблица 1

Спины уровней составного ядра, соответствующих первым одиннадцати нейтронным резонансам в Ho^{165}

$E_0, \text{эв}$	$\frac{1}{2}(1 + \varphi)f_n f_N$	$J = I \pm \frac{1}{2}$		$E_0, \text{эв}$	$\frac{1}{2}(1 + \varphi)f_n f_N$	$J = I \pm \frac{1}{2}$	
		наши данные	данные [3, 7]			наши данные	данные [3, 7]
3,924	$0,164 \pm 0,012$	4	4	35,3	$0,05 \pm 0,16$	3	—
8,1	$0,189 \pm 0,034$	3	—	37,0		3 (4)	—
12,6	$0,170 \pm 0,014$	4	4	39,4		4	—
18,1	$0,184 \pm 0,032$	3	3	47,3	$0,185 \pm 0,018$	3	—
21,0	$0,165 \pm 0,040$	4	3	51,2		3	—
				54,0		3 (4)	—

Выше резонанса при энергии 21,0 эв разрешение нашего спектрометра по времени пролета позволяет разделить резонансы лишь частично. Значения ϵ из рис. 9 уже не могут дать однозначной информации о спине вышележащих резонансов. С целью определения спинов этих резонансов был применен метод площадей с использованием формулы (9) для двух групп частично разрешенных резонансов: первая группа включала резонансы с энергией 35,3;

37,0 и 39,4 эв, вторая — 47,3; 51,2 и 54 эв. На рис. 11 и в табл. 2 приведены значения величины $1/2 (1 + \varphi) f_n f_N$, полученные указанным методом, для различных комбинаций спинов резонансов внутри каждой группы. Для первой группы наиболее достоверной комбинацией являются значения спинов соответственно 3, 3, 4. Однако спин слабого резонанса 37,0 эв определен не очень надежно (на рис. 11 точка для комбинации 3, 4, 4 выходит только за двойную ошибку измерения от среднего значения $1/2 (1 + \varphi) f_n f_N$).

Таблица 2

Результаты вычислений величины $1/2 (1 + \varphi) f_n f_N$ из экспериментальных данных при различных предположениях о спинах нейтронных резонансов, входящих в частично разрешенные группы

Комбинация спинов (J_1, J_2, J_3)	Группы резонансов		Комбинация спинов (J_1, J_2, J_3)	Группы резонансов	
	35,3; 37,0 и 39,4 эв	47,3; 51,2 и 54,0 эв		35,3; 37,0 и 39,4 эв	47,3; 51,2 и 54,0 эв
3, 3, 4 3, 4, 4	$0,05 \pm 0,16$ $0,025 \pm 0,074$	$0,249 \pm 0,027$ —	3, 3, 3, 4, 3, 3	$0,003 \pm 0,007$ —	$0,185 \pm 0,018$ $0,49 \pm 0,10$

Аналогичная ситуация имеет место для второй группы, в которой имеются два сильных и один слабый (54,0 эв) резонансы. Наиболее вероятными являются значения спинов соответственно 3, 3, 3, хотя не исключено, что спин резонанса с энергией 54,0 эв равен 4.

Полная сводка полученных результатов представлена в табл. 1. Там же проведено сравнение с результатами работ Сейлора и др. [3, 7]. Анализ резонансов с большими энергиями не проводился, так как нами планируются аналогичные эксперименты с лучшим разрешением и более высокой поляризацией нейтронов.

Табл. 1 дает возможность проследить распределение двух возможных спиновых состояний среди резонансов в одном изотопе. Из статистической теории плотности ядерных уровней [13, 14] следует, что плотность уровней с данным значением J пропорциональна

$$(2J+1) \exp \left[-\frac{(2J+1)^2}{8\sigma^2} \right],$$

где σ — некоторый параметр, связанный с моментом инерции и температурой ядра. Согласно расчетам А. В. Малышева [15], параметр $\sigma \approx 5$ в районе массового числа $A = 160$, что в пределах ошибок согласуется с экспериментальными значениями (литературу по этому вопросу см. в работе [15]). Тогда отношение плотности уровней со спином $J = I + 1/2$ к плотности уровней со спином $J = I - 1/2$ для гольмия должно быть равно примерно единице. Экспериментально наблюдаемое отношение не противоречит этому утверждению.

В заключение авторы выражают свою искреннюю признательность А. Б. Попову за предоставление нейтронного детектора и проведение измерений на 1000-метровой пролетной базе. Мы выражаем благодарность Б. И. Аполлонову и Б. А. Родионову за большой вклад в создание и наладку экспериментальной установки. Мы пользуемся также представившейся нам воз-

возможностью поблагодарить химиков Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ С. Л. Смирнову и Н. С. Авдееву за предоставление кристаллов лантан-магниевого нитрата высокого качества.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ю. В. Таран. Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами. Препринт 1845, ОИЯИ. Дубна, 1964.
2. A. Stolovy. Phys. Rev., **118**, 211, 1960; **134**, B68, 1964; Bull. Amer. Phys. Soc., **8**, 70, 1963; **9**, 461, 1964.
3. H. Postma, H. Marshak, V. L. Sailor, F. J. Shore, C. A. Reynolds. Phys. Rev., **126**, 979, 1962; **128**, 1287, 1962; **127**, 1124, 1962.
4. Ю. В. Таран, Ф. Л. Шапуро. ЖЭТФ, **44**, 2185, 1963.
5. P. Draghicescu, V. I. Luschikov, V. G. Nikolenko, Yu. V. Taran, F. L. Shapiro. Phys. Lett., **12**, 334, 1964.
6. M. Rose. Phys. Rev., **75**, 213; 1949; Nucleonics, **3**, 23, 1948.
7. G. Brunhart, H. Postma, V. L. Sailor. Phys. Rev., **137**, B1484, 1965.
8. Г. Е. Блохин, Д. И. Блохинцев, Ю. А. Блюмкина, И. И. Бондаренко, Б. Н. Дерягин и др. Атомная энергия, **10**, 437, 1961.
9. В. И. Луциков, Ю. В. Таран. ЯФ, **1**, 850, 1965.
10. A. Abragam, M. Borghini. Progress in Low Temperature Physics, **4**, 384, 1964.
11. I. Visi, G. Jukov, G. Sabyakin, E. Karjavina, L. Pikelner et al. Nucl. Electronics, **1**, 27, 1962.
12. J. A. Harvey, D. J. Hughes, R. S. Carter, V. E. Pilcher. Phys. Rev., **99**, 10, 1955.
13. H. Bethe. Rev. Mod. Phys., **9**, 69, 1937.
14. T. Ericson. Adv. in Phys., **9**, 425, 1960.
15. А. В. Малышев. ЖЭТФ, **45**, 316, 1963.

**ВЫБОР ИСТИННОГО НАБОРА ДЛИН РАССЕЯНИЯ
НЕЙТРОНА НА ДЕЙТОНЕ ИЗ ОПЫТОВ ПО ПРОПУСКНИЮ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ
ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ ДЕЙТОННУЮ МИШЕНЬ ***

(Совместно с В. П. Алфименковым, В. И. Луциковым, В. Г. Николенко
и Ю. В. Тараном)

Дублетная и квартетная длины рассеяния нейтрона на дейтоне (a_2 и a_4) относятся к тем основным константам взаимодействия трех нуклонов, которые в первую очередь используются для проверки адекватности любого решения ядерной задачи трех тел. К сожалению, экспериментальные данные о длинах nd -рассеяния остаются неоднозначными, как и 15 лет назад, когда были определены следующие два возможных набора длин рассеяния [1]:

$$\begin{aligned} \text{I)} \quad a_2 &= 0,8 \pm 0,3 f, & a_4 &= 6,38 \pm 0,06 f; \\ \text{II)} \quad a_2 &= 8,26 \pm 0,12 f, & a_4 &= 2,6 \pm 0,2 f. \end{aligned}$$

Хотя более чем в 20 теоретических работах были получены результаты, свидетельствующие в пользу справедливости первого из этих наборов (см., например, [2]), ощущается необходимость в экспериментальном выборе истинного набора, поскольку все теоретические построения основаны на приближенных моделях ядерных сил и на приближенных математических методах решения. Более того, в последнее время были выдвинуты некоторые теоретические аргументы и в пользу второго набора [3]. Выбрать истинный набор

* Phys. Lett., **24B**, 151—155, 1967.

можно путем измерений с поляризованными нейтронами и дейтонами. В самом деле, если нейтроны и дейтоны полностью поляризованы, то при параллельной ориентации их спинов реализуется только квартетное состояние, тогда как при антипараллельной ориентации спинов более вероятно дублетное состояние. В первом наборе a_4 больше a_2 , поэтому при параллельных спинах полное сечение рассеяния больше, а пропускание образца T меньше, чем при антипараллельных спинах: $T_{\text{пара}} < T_{\text{анти}}$, $\varepsilon_0 = (T_{\text{пара}} - T_{\text{анти}})/(T_{\text{пара}} + T_{\text{анти}}) < 0$. Во втором наборе a_4 меньше a_2 , следовательно, $\varepsilon_0 > 0$. Этот вывод справедлив для энергий нейтронов $E_n \gtrsim 1$ эв, когда ослабление пучка определяется полным сечением взаимодействия. При много меньших энергиях нейтронов и кристаллическом образце ослабление пучка определяется только некогерентной слагающей рассеяния. Оба набора дают совпадающее сечение некогерентного рассеяния, и оно обращается в нуль при параллельной ориентации спинов нейтрона и дейтона. Ввиду этого при $E_n \ll 1$ эв $\varepsilon_0 > 0$ для обоих наборов. Измерения ε_0 проводились на импульсном реакторе ИБР, энергия нейтронов определялась по времени пролета. Схема эксперимента показана на рис. 12. Поляризованный нейтронный пучок получался фильтрацией через поляризованную протонную мишень [4]. Поляризация нейтронов варьировалась от $f_n = 0,5 \div 0,7$ до $f_n \simeq 1$ в зависимости от их энергии. Дейтонная мишень представляла собой дейтерированный монокристалл двойного лантан-магниевого нитрата $(\text{Nd}_{0,005}^{142} \text{La}_{0,995})_2 \text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{D}_2\text{O}$ с примесью водорода к дейтерию менее 0,5%. Размер кристалла в направлении нейтронного пучка был 35 мм, поперечные размеры кристалла были 15×24 мм². Поляризация дейтонов производилась динамическим методом [5] на частоте 64 Гц при температуре 1,3° К. Относительные измерения поляризации дейтонов проводились путем наблюдения сигнала ядерного магнитного резонанса дейтонов. Абсолютную величину поляризации таким способом измерить было нельзя, так как использованный детектор ЯМР не позволял наблюдать неусиленного дейтонного сигнала. Знак поляризации дейтонов определялся сравнением с сигналом ЯМР от фтора в тефлоне, который наблюдался при той же частоте генератора ЯМР, но при уменьшенном магнитном поле.

Между протонной и дейтонной мишенями помещался спиновый ротатор, позволявший поворачивать направление поляризации нейтронов на 180°. На пути нейтронного пучка были установлены следующие детекторы: мониторные счетчики с VF_3 перед протонной мишенью (M1) и после протонной мишени (M2, M3), счетчики с V^{10}F_3 (БС) и жидкостный борный детектор (ЖД) после дейтонной мишени. Регистрировался интегральный счет всех детекторов, кроме того, импульсы детекторов M3, БС и ЖД регистрировались многоканальными временными анализаторами. После набора монитором M1 10^5 отсчетов (требуемое время около 800 сек) поляризация нейтронов реверсировалась. В первой серии измерений (32 счетных интервала) поляризации протонов и дейтонов были положительны, т. е. по направлению внешних магнитных полей, а во второй серии (38 счетных интервалов) поляризация дейтонов была отрицательна, т. е. против магнитного поля.

Величина $\varepsilon/f_n = (T_+ - T_-)/(T_+ + T_-)$, полученная в этих измерениях, представлена на рис. 13 (здесь T_+ и T_- — пропускание дейтонной мишени для поляризации нейтронов, параллельной и антипараллельной магнитному полю в дейтонной мишени соответственно). Отметим, что для первой серии (темные кружки на рис. 13) $\varepsilon = \varepsilon_0$, в то время как для второй серии $\varepsilon = -\varepsilon_0$ (светлые кружки на рис. 13). В результаты первой серии была внесена попра-

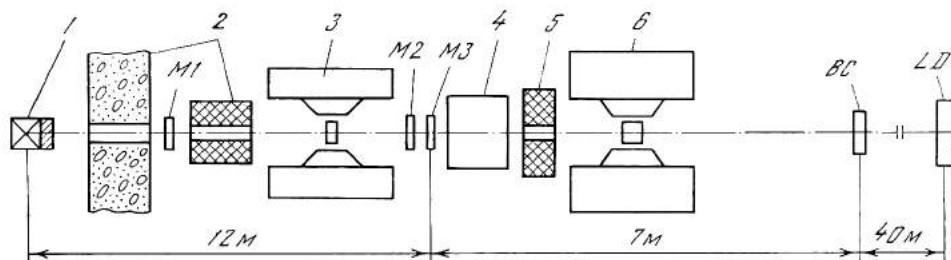


Рис. 12. Схема эксперимента

- 1 — импульсный реактор ИБР с замедлителем;
- 2 — защита и коллиматор нейтронного пучка;
- 3 — поляризованная протонная мишень;
- 4 — спиновый ротатор;
- 5 — коллиматор;
- 6 — поляризованная дейтоновая мишень

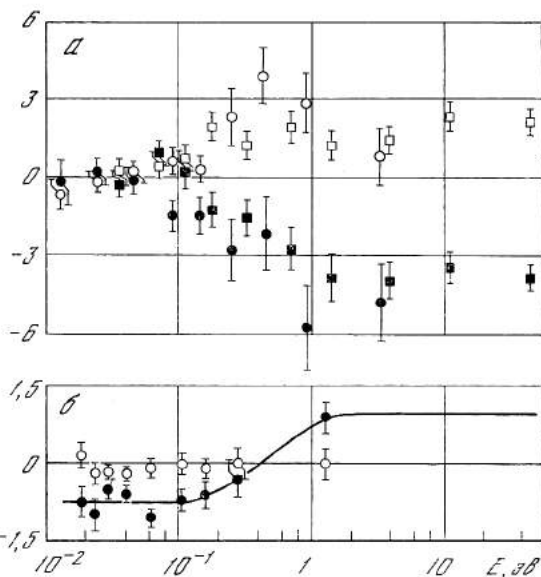


Рис. 13. Эффект двойного пропускания ε/f_n для поляризованной дейтоновой мишени (а) и поправка $\Delta(\varepsilon/f_n)$ (б) в зависимости от энергии нейтронов

вка $\Delta(\varepsilon/f_n)$ (рис. 13), обусловленная различной скоростью счета монитора $M2$ для двух направлений поляризации нейтронов. Во второй серии она была пренебрежима.

Как видно из рис. 13, оба детектора (BC — черные и светлые кружки, ЖД — черные и светлые квадратики) дали в обеих сериях отрицательное значение ε_0/f_n . Контрольные эксперименты в отсутствие поляризации дейтонов с хорошей точностью дали нулевой эффект.

Прежде чем делать любые заключения, рассмотрим влияние ядер с ненулевым спином, содержащихся в дейтоновой мишени, которые также поляризуются динамическим методом. Для малых значений эффекта двойного пропускания ($\varepsilon_0/f_n \ll 1$) можно получить следующее соотношение:

$$\frac{\varepsilon_0}{f_n} = \frac{1}{2} (1 + \Phi) n d \sigma_p^d f_N^d \left(1 + \sum_{i \neq d} \frac{n_i \sigma_p^i f_N^i}{n d \sigma_p^d f_N^d} \right), \quad (1)$$

где n_i , σ_p^i и f_N^i — число ядер на 1 см^2 мишени, поляризационное сечение и поляризация ядер i -сорта соответственно; Φ — эффективность спинового ротатора (в нашем случае $0,6 < \Phi < 1$). Для нейтронной энергии $E_n \geq 1 \text{ эВ}$

поляризационное сечение дается следующим выражением:

$$\sigma_p = 4\pi \frac{I}{2I+1} (a_-^2 - a_+^2), \quad (2)$$

где I — спин ядра, a_+ и a_- — длины рассеяния нейтрона для полного углового момента $I + 1/2$ и $I - 1/2$ соответственно ($a_- \equiv a_2$ и $a_+ \equiv a_4$ для $I = 1$). Значительный вклад в сумму в уравнение (1) дают только N^{14} и La^{139} . Необходимые данные для этих ядер представлены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Относительные вклады ядер H^2 , N^{14} и La^{139} в эффект двойного пропускания

Ядро	Спин I	$\frac{n_i}{n_d}$	$\frac{f_N^i}{f_N^d}$	σ_p , барн ($E_n > 1$ эв)	$n_i \sigma_p^i f_N^i / n_d \sigma_p^d f_N^d$	
					набор I	набор II
H^2	1	1	1	$-1,68 \pm 0,04$ (набор I) $2,57 \pm 0,10$ (набор II)	1	1
N^{14}	1	0,25	$0,65 \pm 0,20^a$	$-3,45 \pm 0,49^b$	$0,33 \pm 0,11$	$-0,22 \pm 0,075$
La^{139}	$\frac{7}{2}$	$\frac{1}{24}$	$2,25^b$	$-3,9 \pm 2,6$ или $4,2 \pm 2,9^c$	$0,22 \pm 0,15$ или $-0,23 \pm 0,16$	$-0,14 \pm 0,10$ или $0,15 \pm 0,10$

^a Отношение получено сравнением сигналов ЯМР от H^2 и N^{14} в отдельном опыте. Условия для динамической поляризации были идентичны условиям в первом цикле нейтронных измерений.

^b Абсолютное значение величины σ_p вычислено с использованием данных из работ [6, 7]. Знак σ_p следует из того факта, что за большую часть сечения поглощения N^{14} ответствен резонансный уровень со спином $3/2^+$ при отрицательной энергии.

^в Так как ядерные резонансные расщепления для H^2 и La^{139} приблизительно одинаковы, поляризация этих ядер пропорциональна $(I+1)$, как это следует из простой теории для $f_N \ll 1$.

^г Абсолютные значения σ_p вычислены с использованием данных из работы [6]. Знак σ_p неизвестен.

Значения суммы в уравнении (I) следующие:

	Набор I	Набор II
$\sigma_p^{La} < 0$	$0,55 \pm 0,20$	$-0,36 \pm 0,13$
$\sigma_p^{La} > 0$	$0,10 \pm 0,20$	$-0,07 \pm 0,13$

Из этих данных следует, что знак эффекта двойного пропускания определяется дейтерием. Следовательно, наблюдаемый отрицательный знак ϵ_0 указывает на справедливость первого набора для nd -рассеяния.

Отсутствие данных о спиновой зависимости поглощения нейтронов в N^{14} и La^{139} исключает любые определенные заключения о наблюдаемой энергетической зависимости ϵ_0 . Нами подготавливаются измерения для выяснения этого вопроса. Сейчас только можно заметить, что наблюдаемая за-

висимость находится в согласии с ожидаемой для первого набора при очень низкой энергии нейтронов.

Основываясь на описанных экспериментах, мы заключаем, что правильным набором длин nd -рассеяния является первый, в котором квартетная длина рассеяния больше дублетной ($a_4 > a_2$). Этот результат согласуется с предсказаниями большинства теоретических работ [2] и противоречит работе [3].

Используя наши результаты, мы можем также определить значение дейтонной поляризации. В первом и втором циклах было получено $f_N^d = 0,12 \pm \pm 0,05$ и $-0,07 \pm 0,03$ соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Hurst, N. Alcock. Can. J. Phys., 29, 36, 1951; E. O. Wollan, C. G. Shull. Phys. Rev., 83, 700, 1951.
2. В. Н. Ефимов. ЖЭТФ, 35, 137, 1958; R. Aaron et al. Phys. Rev., 140, B1291, 1965.
3. А. М. Балдин. ЯФ, 2, 211, 1965.
4. В. П. Алфименков и др. ЯФ, 3, 55, 1966.
5. В. И. Луциков, Ю. В. Таран, А. И. Франк. Письма в ЖЭТФ, 1, 21, 1965.
6. Neutron Cross Sections, 2-nd ed., BNL-325, 1958; Suppl. N 2, 1, 1964.
7. E. Melkonian. Phys. Rev., 76, 1750, 1949.
8. А. А. Бергман. Труды ФИАН, 24, 169, 1964.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНОВ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ No^{165} *

(Совместно с В. П. Алфименковым, В. И. Луциковым, В. Г. Николенко
и Ю. В. Тараном)

Настоящая работа является продолжением работы [1] при улучшенном разрешении нейтронного спектрометра по времени пролета. Измерялось пропускание поляризованных нейтронов через поляризованную мишень из металлического гольмия при длительности нейтронной вспышки системы импульсный быстрый реактор с микротроном [2] около 2 мксек на пролетной базе 120 м. Толщина мишени была увеличена до $1,02 \cdot 10^{22}$ ядер/см². Для уменьшения времени жизни нейтронов в жидкостном сцинтилляционном детекторе был использован сцинтиллятор с бором, обогащенным изотопом B^{10} . Поляризованные нейтроны получались пропусканием через поляризованную протонную мишень. При этом поляризация нейтронов была увеличена до 60—65 %.

МЕТОД ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В работе [1] показано, что с достаточной в нашем случае точностью выполняется соотношение

$$A_n - A_a = (1 + \Phi) f_n f_N \rho A (\partial \ln A / \partial \ln n \sigma_0), \quad (4)$$

где A_n и A_a — площади резонанса над кривой пропускания для параллельной и антипараллельной ориентацией поляризаций нейтронов и ядер; f_n и f_N — поляризации нейтронов и ядер; Φ — эффективность переворота поляризации нейтронов на противоположную в спиновом ротаторе; n — чис-

* Препринт ОИЯИ, РЗ—3208. Дубна, 1967.

ло ядер на 1 см^2 ; σ_0 — сечение при резонансной энергии E_0 ; A — площадь при $f_n = f_N = 0$; ρ — статистический весовой фактор, равный $I/(I+1)$ для спина резонанса $j = I + 1/2$ и -1 для $j = I - 1/2$ (I — спин исследуемого ядра).

Прямое определение полной площади из экспериментальной кривой пропускания часто невозможно из-за частичного перекрытия резонансов, кроме того, даже в случае изолированного резонанса прямой учет вклада крыльев резонанса увеличивает ошибку в определении площади. Поэтому из экспериментальных данных определялась частичная площадь резонанса $A(\eta_1; \eta_2)$, где $\eta_1 < \eta_2$ — энергия обрезания, при которых пропускание равно $\approx 0,9$; поправка на крылья данного резонанса и на вклады соседних резонансов с учетом их спиновых состояний вводилась расчетным путем:

$$A_n - A_a = A_n(\eta_1; \eta_2) - A_a(\eta_1; \eta_2) + \frac{n\sigma_0\Gamma^2}{4} \rho f_n f_N (1 + \Phi) \times \\ \times \left[\frac{1}{\eta_2 - E_0} - \frac{1}{\eta_1 - E_0} \right] - \sum_i \frac{n\sigma_{0i}\Gamma_i^2}{4} \rho_i f_n f_N (1 + \Phi) \left[\frac{1}{\eta_1 - E_{0i}} - \frac{1}{\eta_2 - E_{0i}} \right], \quad (2)$$

где Γ и Γ_i — полные ширины для исследуемого и i -го соседнего уровней; E_{0i} — резонансная энергия i -го уровня. Суммирование в (2) проводится по соседям, вклад которых в площадь исследуемого резонанса существен. Из (1) и (2) следует:

$$k = (1 + \Phi) f_n f_N \approx \\ \approx \frac{A_n(\eta_1; \eta_2) - A_a(\eta_1; \eta_2)}{\rho A \frac{\partial \ln A}{\partial \ln n\sigma_0} - \rho \frac{n\sigma_0\Gamma^2}{4} \left(\frac{1}{\eta_2 - E_0} - \frac{1}{\eta_1 - E_0} \right) + \sum_i \frac{n\sigma_{0i}\Gamma_i^2}{4} \left(\frac{1}{\eta_1 - E_{0i}} - \frac{1}{\eta_2 - E_{0i}} \right) \rho_i}. \quad (3)$$

Величина k в предположении, что Φ и f_n не зависят от энергии нейтронов, не должна меняться от резонанса к резонансу.

Выбор спиновых состояний, соответствующих наблюдаемым резонансам, производился следующим образом. Для нескольких резонансов с известными или надежно определяемыми спинами и несущественным вкладом в площадь от соседей по формуле (3) методом наименьших квадратов было определено $k \pm \Delta k$. Для резонансов с неизвестными спинами в различных предположениях относительно их спинов и спинов их соседей по той же формуле были получены значения $k_l \pm \Delta k_l$ (l нумерует наборы спинов исследуемого резонанса и соседей). Совместимость полученных таким образом величин $k_l \pm \Delta k_l$ с величиной $k \pm \Delta k$ проверялась путем вычисления в каждом случае разницы между ними, деленной на среднеквадратичную ошибку этой разницы:

$$z_l = |k - k_l| [(\Delta k)^2 + (\Delta k_l)^2]^{-1/2}. \quad (4)$$

Величина z_l в предположении, что k и k_l имеют нормальные распределения, распределена также нормально с единичной дисперсией и нулевым средним, если предположение о спине исследуемого резонанса и спинах его соседей верно. Если z_l сильно отклоняется от нулевого среднего, то это указывает на неправильность нашего предположения. Мы браковали варианты с $z_l > 2$.

Неразрешенные резонансы обрабатывались аналогичным образом. Можно показать, что для группы неразрешенных резонансов верна формула

$$k = (1 + \Phi) f_n f_N = \frac{A_n(\eta_1; \eta_2) - A_a(\eta_1; \eta_2)}{\sum_j \left\{ A_j \frac{\partial \ln A_j}{\partial \ln(n\sigma_{0j})} - \frac{n\sigma_{0j} \Gamma_j^2}{4} \left(\frac{1}{\eta_2 - E_{0j}} - \frac{1}{\eta_1 - E_{0j}} \right) \right\} p_j + \sum_i \frac{n\sigma_{0i} \Gamma_i^2}{4} p_i \times \left(\frac{1}{\eta_1 - E_{0i}} - \frac{1}{\eta_2 - E_{0i}} \right)}, \quad (5)$$

где j нумерует резонансы в группе. Полученные из (5) $k_l \pm \Delta k_l$ проверяются на совместимость с $k \pm \Delta k$ так же, как для одиночного резонанса.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Были проведены две серии измерений, несколько отличающиеся разрешением нейтронного спектрометра, поляризациями мишеней и набранной статистикой.

На рис. 14 представлена часть экспериментального спектра и величина эффекта пропускания $\varepsilon = \frac{I_n - I_a}{I_n + I_a}$ для одной из серий. Здесь I_n и I_a — интенсивности для случаев параллельной и антипараллельной ориентаций поляризаций.

Для получения величины $k \pm \Delta k$ были использованы резонансы с энергиями 21; 35,3; 39,4; 47,3; 93 эв. Для остальных резонансов, которые имело смысл обрабатывать, были получены величины $k_l \pm \Delta k_l$.

В табл. 1 приведены значения z_l для изолированных резонансов. Обе серии дают совпадающие значения спинов для резонансов с энергиями в (эв) 21; 35,3; 37; 39,4; 47,3; 64,7; 93,6; 101,9; 117,7. Они оказались равными соответственно 4; 3; 4; 3; 4; 4; 4; 4. Для этих резонансов в таблице даны z_l , вычисленные по результатам обеих серий. Для резонансов с энергиями 71,4 эв; 106,3 эв во второй серии $z_l < 2$ для обоих предположений относительно спина. Поэтому для этих резонансов спины определялись только по усредненным результатам обеих серий. Спины для обоих резонансов равны 4. Для резонанса 51,2 эв во второй серии для обоих предположений о спине $z_l > 2$, возможно, из-за систематической ошибки, поэтому выбор спина проводился только по результатам первой серии, которые и представлены в табл. 1.

Таблица 1

Величина z_l при различных предположениях о спине резонанса

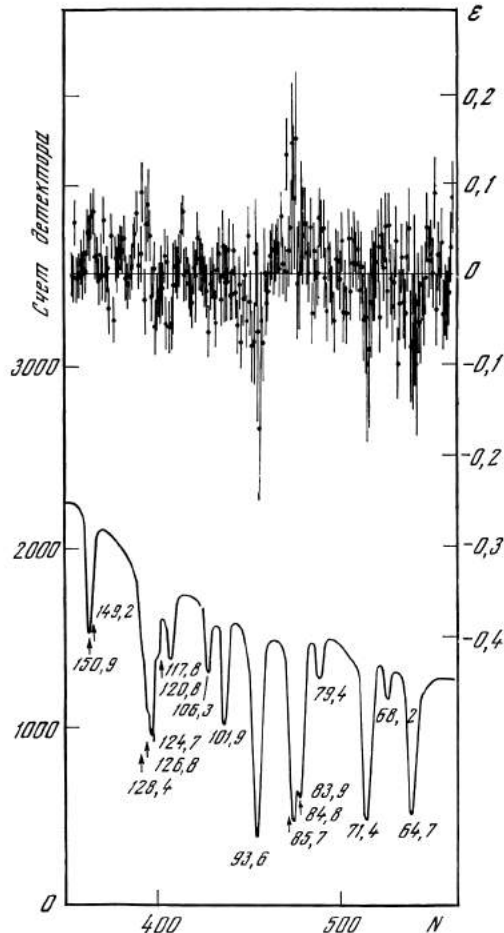
$E_0, \text{ эв}$	$j = 3$	$j = 4$	$E_0, \text{ эв}$	$j = 3$	$j = 4$	$E_0, \text{ эв}$	$j = 3$	$j = 4$
21	9,1	1,22	51,2	0,46	10,0	93,6	11,3	1,44
35,5	1,72	5,25	64,7	6,5	0,67	101,9	4,25	1,43
37	5,5	1,21	68,2	2,4	3,75	106,3	3,4	1,56
39,4	10,9	0,63	71,4	5,1	0,85	117,7	5,3	1,28
47,3	0,64	8,26	79,4	1,53	1,63			

Таблица 2

Величина z_l при различных предположениях о спине резонансов, входящих в неразрешенные группы

Группа резонансов, E_0 , эв	Набор спинов в порядке возрастания энергии			
83,9; 84,8; 85,7 z_l	4, 3, 3 1,78	4, 4, 3 2,55	—	—
124,7; 126,8; 128,4 z_l	4, 3, 3 0,52	4, 4, 3 2,8	3, 4, 4 2,2	3, 4, 3 1,0
149,2; 150,9; z_l	3, 4 2,5	4, 3 1,74	4, 4 4,35	3, 3 1,51

В табл. 2 приведены значения z_l , вычисленные по результатам двух серий для неразрешенных групп резонансов при различных предположениях об их спинах. Для резонансов 83,9; 84,8; 85,7 эв значения спинов найдены соответственно равными 4; 3; 3.



Для группы резонансов с энергиями 124,7; 126,8; 128,4 эв наиболее вероятными оказываются такие наборы спинов соответственно 4; 3; 3 и 3; 4; 3. Но для резонанса 124,7 эв в работе [3] определен спин, равный 4. Следовательно, спины резонансов 124,7; 126,8 и 128,4 эв равны соответственно 4; 3; 3. Для резонансов 149,2 и 150,9 эв наиболее вероятными наборами оказались соответственно 4; 3 и 3; 3, т. е. определяется спин только резонанса 150,9 эв, равный 3. Был оценен возможный вклад от резонанса La^{139} с энергией 71,4 эв, имеющегося в протонной мишени, в случае, если La поляризован. Этот вклад мал и не может изменить выводов о спине резонанса Ho^{165} с энергией 71,4 эв. Резонансу 37,0 эв в работе [1] приписывался спин 3, но оговаривалось, что вероятность приписать ему спин 4 тоже велика. В данной работе спин этого резонанса в обеих сериях определяется равным 4.

Рис. 14. Экспериментальный спектр и величина эффекта пропускания ϵ в зависимости от номера N канала временного анализатора

Т а б л и ц а 3

Спины нейтронных резонансов Ho¹⁶⁵

№№ п/п	E ₀ , эв	j	Ссылка	№№ п/п	E ₀ , эв	j	Ссылка
1	3,91	4	[1, 4]	17	84,8	3	Наст. раб.
2	8,15	3	[1]	18	85,7	3	Наст. раб.
3	12,6	4	[1, 4]	19	93,6	4	Наст. раб.
4	18,1	3	[1, 5]	20	101,9	4	[3], наст. раб.
5	21,0	4	[1], наст. раб.	21	106,3	4	Наст. раб.
		3	[5]	22	117,7	4	Наст. раб.
6	35,3	3	[1, 3], наст. раб.	23	120,6	—	
7	37,0	(3)	[1]	24	124,7	4	[3]
		4	Наст. раб.	25	126,8	(3) *	Наст. раб.
8	39,4	4	[1, 3], наст. раб.	26	128,4	3	Наст. раб.
9	47,3	3	[1], наст. раб.	27	141,1	—	
		4	[3]	28	149,2	—	
10	51,2	3	[1, 3], наст. раб.	29	150,9	3	Наст. раб.
11	54,0	(3)	[1]			(3)	[3]
12	64,7	4	[3], наст. раб.	30	169,4	(4)	[3]
13	68,2	—		31	180,5	(4)	[3]
14	71,4	4	[3], наст. раб.	32	201,8	(4)	[3]
15	79,4	—		33	239,1	(4)	[3]
16	83,9	(4)	[3]				
		4	Наст. раб.				

В скобки взяты менее достоверно определенные значения спинов. Спин резонанса 126,8 эв равен 3 при условии, что спин резонанса 124,7 эв равен 4(3).

Результаты нашей работы согласуются с данными [3], полученными из измерений парциальных сечений, кроме результатов для резонанса 47,3 эв. В настоящей работе, как и в [1], спин этого резонанса определяется равным 3. В табл. 3 сведены значения спинов нейтронных резонансов ядра Ho¹⁶⁵, полученных в этой работе и в работах [1, 3—5]. Относительно резонанса 21,0 эв снова подтверждено, что его спин равен 4, а не 3, как указывалось [5].

Таким образом, для Ho¹⁶⁵ известны спины нейтронных резонансов для всех сильных уровней до энергий 150 эв, 10 уровней со спином j = 3 и 13 уровней с j = 4.

Были определены оценки силовых функций для каждой спиновой системы уровней S_{j=3} и S_{j=4} и оценка отношения плотности уровней системы с j = 3 к плотности уровней системы с j = 4 D_{j=4}/D_{j=3} = a (D — расстояние между уровнями). Оценкой силовой функции S, как показано в работе [7], может быть величина

$$S' = \sqrt{\frac{4}{\pi}} \frac{\Gamma(m)}{\Gamma\left(m - \frac{1}{2}\right)} \frac{\sum_{i=1}^n \Gamma_{ni}^0}{n \sqrt{\sum_{j=1}^m D_j^2}},$$

где Γ_{ni}^0 — приведенная нейтронная ширина i-го резонанса; D_j — расстояние между j и j + 1-м уровнями; Γ — гамма-функция. Для Ho¹⁶⁵ S_{j=3}' = 2,9 · 10⁻⁴ (n₁ = 9; m₁ = 6) и S_{j=4}' = 2,72 · 10⁻⁴ (n₂ = 13; m₂ = 8). При исполь-

зовании методики доверительных интервалов [9] было получено, что с вероятностью, равной 0,68, выполняются такие неравенства для значения силовой функции:

$$1,9 \cdot 10^{-4} < S_{j=3} < 6,00 \cdot 10^{-4},$$

$$1,92 \cdot 10^{-4} < S_{j=4} < 5,2 \cdot 10^{-4}.$$

Можно показать методами, аналогичными описанным в [7, 8], что для $a = D_{j=4}/D_{j=3}$ оценкой может быть величина

$$a' = \frac{\Gamma(m_1) \Gamma(m_2)}{\Gamma\left(m_1 - \frac{1}{2}\right) \Gamma\left(m_2 + \frac{1}{2}\right)} \left(\frac{\sum_{k=1}^{m_2} D_k^2}{\sum_{i=1}^{m_1} D_i^2} \right)^{1/2},$$

k — номерует расстояния между уровнями с $j=4$; i — то же, с $j=3$. Плотность вероятности оценки a' дается формулой

$$w\left(\frac{a'}{a}\right) = \left[\frac{\Gamma\left(m_2 + \frac{1}{2}\right) \Gamma\left(m_1 - \frac{1}{2}\right)}{\Gamma(m_1) \Gamma(m_2)} \right]^{2m_2} 2 \frac{\Gamma(m_1 + m_2)}{\Gamma(m_1) \Gamma(m_2)} \left(\frac{a'}{a}\right)^{2m_2-1} \times \\ \times \left[1 + \frac{\Gamma\left(m_2 + \frac{1}{2}\right) \Gamma\left(m_1 - \frac{1}{2}\right)}{\Gamma(m_1) \Gamma(m_2)} \left(\frac{a'}{a}\right)^2 \right]^{-(m_1+m_2)}.$$

Функция w нормирована, параметр a — истинное значение отношения плотностей уровней.

Оценка a' , рассчитанная на основании наших данных, оказывается равной 1,09, а для a с вероятностью 0,68 выполняется неравенство

$$0,74 < a < 1,43.$$

Теоретическое значение [6] для a равно 0,91.

В заключение авторы пользуются случаем поблагодарить О. Н. Овчинникова за участие в экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Алфименков и др. ЯФ, 3, 55, 1966.
2. В. Д. Ананьев и др. Препринт ОИЯИ, 2372. Дубна, 1965.
3. М. Ashar et al. Proc. Intern. Conf. on the Study of Nucl. Structure with Neutrons. Antwerp. North Holland Publ. Comp., 1966.
4. H. Postma et al. Phys. Rev., 126, 979, 1962.
5. G. Brunhart et al. Phys. Rev., 137, B1484, 1965.
6. А. В. Малышев. ЖЭТФ, 45, 316, 1963.
7. D. D. Slavinska, T. J. Kennett. Nucl. Phys., 85, 641, 1966.
8. Г. Крамер. Математические методы статистики. М., ИЛ, 1948.
9. Г. Крамер. Математические методы статистики. М., ИЛ, 1948, стр. 553.

ПОЛУЧЕНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСНЫХ ЭНЕРГИЙ *

1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее прямым и универсальным из известных нам методов идентификации спинов нейтронных резонансов, по-видимому, является метод, основанный на измерениях с поляризованной ядерной мишенью и пучком поляризованных нейтронов [1]. Столови [2] и Сэйлору с сотрудниками [3, 4] удалось сравнительно хорошо разработать этот метод, но полное использование его возможностей затруднено из-за отсутствия адекватных методов получения поляризованных нейтронов в области энергий, скажем, от 50 эв до 100 кэв. В этой широкой «мертвой» зоне применение как методов магнитного рассеяния (которые очень эффективны при низких энергиях), так и ядерных реакций, таких, как ${}^7\text{Li}(p, n)$ (которые дают хорошие результаты в области энергий выше 100 кэв), приводит к пренебрежимо малой нейтронной поляризации.

В случае брэгговского отражения от намагниченного монокристалла кобальт-железо, который использовали Столови и Сэйлор с сотр., уменьшение

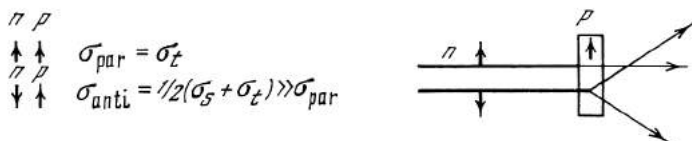


Рис. 15.

поляризации связано с зависимостью амплитуды ядерного рассеяния кобальта и железа от энергии и с наличием швингеровского рассеяния [5], которое при малых углах рассеяния преобладает над ядерным и магнитным рассеянием. В действительности, в этом случае ограничение области доступных энергий вызвано не этими фундаментальными причинами, а, скорее, техническими причинами, такими, как интенсивность и угловое разрешение.

В 1960 г. в Дубне мы рассмотрели возможность использования сильной спиновой зависимости $n - p$ -взаимодействия [6] для получения нейтронной поляризации в упомянутой выше «мертвой» зоне. Действительно, для медленных нейтронов сечение $n - p$ -рассеяния через синглетное состояние этой системы примерно в 20 раз больше сечения рассеяния через триплетное состояние. Вследствие этого пучок неполяризованных нейтронов после прохождения через поляризованную протонную мишень становится поляризованным, как показано на рис. 15. Более того, большая поляризация может быть получена при умеренной потере в интенсивности. Поскольку сечения синглетного и триплетного рассеяния не меняются сильно в области энергий от 1 эв до 100 кэв, то поляризация прошедшего пучка будет примерно постоянной во всей этой области.

Хотя в это время никто не мог быть уверен в осуществимости данной идеи, мы начали работу в этом направлении. Но в последующие годы ситуа-

* Nuclear Structure Study with Neutrons. Proceedings of the International Conference on Study of Nuclear Structure with Neutrons. Antwerp, 9—23 July 1965; North Holland Publishing Company. Amsterdam, 1966, p. 223—235.

ция резко изменилась в связи с успешным развитием методов динамической поляризации протонов в монокристаллах единственного в своем роде вещества — лантан-магниевого нитрата (LMN, $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$).

В настоящее время, когда пионерские достижения Джеффриса и Абрагама и Боргини [7] позволяют получать в кристаллах LMN достаточно большого объема протонную поляризацию до 70 %, использование поляризованных протонных мишеней для поляризации нейтронов стало не только возможным, но и, можно с уверенностью сказать, даже практичным.

В этой статье будут обсуждены характеристики протонной мишени как поляризатора нейтронов и будет дано описание эксперимента по определению спинов нейтронных резонансов гольмия. Эксперимент [8], в котором использовался пучок поляризованных нейтронов, полученный путем пропускания через поляризованную протонную мишень, был выполнен В. П. Алфименковым, В. И. Луциковым, В. Г. Николенко, Ю. В. Тараном и Ф. Л. Шаширо.

2. ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ПРОТОННАЯ МИШЕНЬ КАК НЕЙТРОННЫЙ ПОЛЯРИЗАТОР

Подходящими характеристиками поляризатора являются его пропускание T для падающего неполяризованного пучка и поляризация f_n для прошедшего нейтронного пучка. Поскольку измеряемый эффект обычно пропорционален f_n , то скорость набора статистики пропорциональна $f_n^2 T$. Это значит, что можно использовать единственную величину $f_n^2 T$ как параметр, характеризующий качество поляризатора. Для T и f_n имеем следующие выражения:

$$T = \exp(-X) \operatorname{ch} \frac{\Sigma_p}{\Sigma} f_N X, \quad (1)$$

$$f_n = \operatorname{th} \frac{\Sigma_p}{\Sigma} f_N X, \quad (2)$$

где X — толщина мишени, выраженная в единицах средней длины свободного пробега нейтрона в мишени ($X = \Sigma t$, Σ — полное макроскопическое сечение; t — толщина мишени в см); f_N — протонная поляризация; $\Sigma_p = n \sigma_p$ — макроскопическое поляризационное сечение; n — протонная плотность мишени и σ_p — микроскопическое поляризационное сечение, т. е. половина разности между сечениями для антипараллельной и параллельной ориентаций начальных спинов нейтрона и протона:

$$\sigma_p = \frac{1}{2} (\sigma_{\text{anti}} - \sigma_{\text{par}}). \quad (3)$$

Поляризационное сечение может быть очень просто найдено для следующих двух предельных случаев.

а) Энергия нейтрона превышает 1 эв. Считая протоны свободными и находящимися в состоянии покоя и пренебрегая захватом нейтронов протонами, имеем

$$\sigma_p = \pi (a_s^2 - a_t^2), \quad (4)$$

где a_s и a_t — синглетная и триплетная амплитуды $n - p$ -рассеяния соответственно. После подстановки хорошо известных выражений для энергетических зависимостей a_s и a_t получаем

$$\sigma_p = 16,7 \frac{1 - E/7000}{(1 + E/134)(1 + E/4000)} \text{ барн.} \quad (5)$$

Здесь E — энергия нейтрона в *кэв*. При энергиях ниже 134 кэв (что равно удвоенной энергии виртуального синглетного $n - p$ -состояния) поляризационное сечение равно $16,7 \text{ барн}$ и составляет 82% от полного сечения.

б) *Рассеяние нейтронов на кристалле является чисто упругим* (низкая температура образца, очень малая нейтронная энергия) и когерентная часть сечения рассеяния не вносит своего вклада в рассеяние (монокристаллический образец не находится в брэгговском положении или длина волны нейтрона больше длины волны брэгговского обрезания). Оставляя в уравнении (3) лишь некогерентные составляющие σ_{anti} и σ_{par} ($\sigma_{\text{par}}^{\text{incoh}}$ равно нулю), находим

$$\sigma_p = \frac{\pi}{2} (b_s - b_t)^2, \quad (6)$$

где b_s , b_t — длины синглетного и триплетного рассеяния связанным протоном. В этом случае поляризационное сечение равно 54 барн , что составляет 66% от полного сечения.

В области тепловых энергий на величину σ_p сложным образом влияют химическая связь и когерентность, и σ_p должно определяться экспериментально.

Некоторые экспериментальные данные о σ_p для протонов с LMN были получены в Дубне [9] из измерений увеличения пропускания кристалла LMN с ростом протонной поляризации, как следует из уравнения (1). Результаты этих измерений представлены на рис. 3. Они примерно совпадают с оценками, приведенными выше. Для того чтобы использовать уравнения (1) и (2), необходимо знать полное макроскопическое сечение Σ . Для монокристаллического LMN при температуре жидкого гелия величины Σ были определены для области тепловых энергий нейтрона [9]. Предварительные результаты приводятся на рис. 16.

На рис. 17 представлены кривые зависимостей f_n , T и $f_n^2 T$ от толщины поляризованной мишени, которые даются уравнениями (1) и (2). Кривые были вычислены для резонансных нейтронов и мишени из LMN с протонной поляризацией $f_N = 0,6$. Плотность кристалла была взята равной $2,0$. Как видно на рисунке, параметр $f_n^2 T$ имеет широкий максимум, положение которого можно найти с помощью следующего выражения:

$$X_{\text{opt}} = z \ln \frac{z + \frac{1}{2}}{(z^2 + 2)^{1/2} + 3/2}, \quad (7)$$

где $z = \Sigma/2f_N\Sigma_p$.

Во всех интересующих нас случаях X_{opt} очень близок к 2 (рис. 18). Для LMN оптимальная толщина для холодных, тепловых, резонансных и 100 кэв нейтронов составляет соответственно около $0,6; 1,0; 1,8$ и $2,8 \text{ см}$. Подставляя в уравнения (1) и (2) значения X_{opt} (принятое значение $X_{\text{opt}} = 1,93$ является неплохим приближением), можно получить оптимальные величины про-

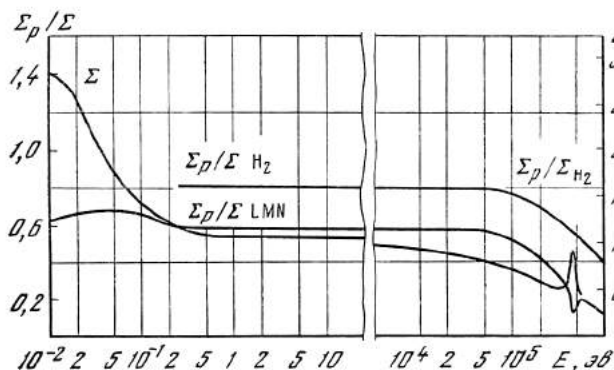


Рис. 16.

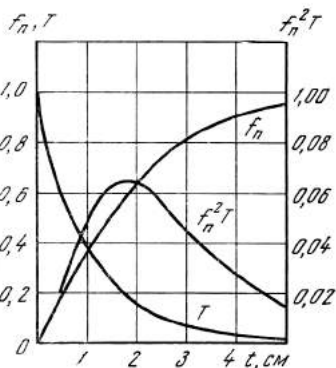


Рис. 17.

пускания и нейтронной поляризации (рис. 18). На рис. 19 представлены зависимости f_n^{opt} и $(f_n^2 T)_{\text{opt}}$ от энергии нейтронов для LMN с протонной поляризацией 60%. Кривая, помеченная символом H_2 , получена для чистого водорода при 100%-ной поляризации. Разница в пять раз показывает, что современное состояние методики (LMN, $f_N = 0,6$) не очень плохое. Пунктирные кривые показывают величину $f_n^2 T$ для намагниченного железа (использовались данные работы [10]) и значения f_n^2 для нейтронов, испускаемых в реакции ${}^7\text{Li}(p, n)$ под лабораторным углом 50° [11]. Видно, что ниже энергии нейтронов 100 кэВ поляризованная мишень из LMN дает лучшие возможности.

Трудно провести количественное сравнение с поляризаторами тепловых нейтронов, основанных на отражении от магнитных зеркал и намагниченных монокристаллов. В отличие от этих методов использование поляризованной мишени не накладывает сильных ограничений на угловую расходимость падающего пучка нейтронов и эффективно по всему спектру нейтронов. Поэтому можно полагать, что применение нейтронного поляризатора из LMN является выгодным в смысле интенсивности даже для тепловых нейтронов.

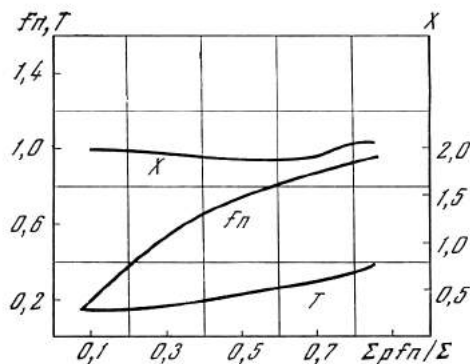


Рис. 18.

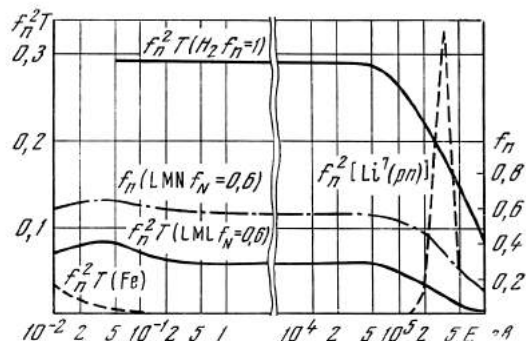


Рис. 19.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНОВ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ № 165

Эксперимент, который будет описан, состоял в основном в сравнении пропусканий T поляризованного образца из гольмия для двух условий: а) спины нейтрона и ядра параллельны (T_{par}) и б) они антипараллельны (T_{anti}). Параллельная ориентация препятствует формированию резонансов со спином $J = I - 1/2$, где I — спин ядра-мишени; для случая полной поляризации этот процесс полностью запрещен, поскольку он противоречит закону сохранения магнитного квантового числа. Поэтому в резонансах со спинами $J = I - 1/2$ сечение меньше, а пропускание больше для случая параллельной начальной ориентации спинов по сравнению с антипараллельной ориентацией. Вводя понятие эффекта пропускания

$$\varepsilon = (T_{\text{par}} - T_{\text{anti}})/(T_{\text{par}} + T_{\text{anti}}),$$

мы делаем вывод, что спин резонанса $J = I - 1/2$ (равный 3 для гольмия) всегда дает положительный эффект пропускания $\varepsilon > 0$.

Обратное (случай отрицательного эффекта пропускания $\varepsilon < 0$) имеет место для спина резонанса $J = I + 1/2$ (равный 4 для гольмия).

Схема установки для измерений эффекта пропускания ε дана на рис. 7, где 1 и 4 — магниты, 2 — поляризованная протонная мишень, 3 — ротатор спина нейтрона такого же типа, как и описанный Сэйлором с сотр. [3]; он позволял в случае необходимости менять направление нейтронной поляризации на 180° , как показано на рис. 7; 5 — образец из гольмия, охлажденный до температуры $0,3^\circ \text{K}$ с помощью откачки паров жидкого He^3 ; 6 — счетчик нейтронов — высокоэффективный жидкостный борный спинтилляционный детектор типа детектора Томаса — Болингера [12], имеющий площадь 400 см^2 . Этот детектор был установлен на расстоянии 118 м от замедлителя импульсного реактора на быстрых нейтронах ИБР. Большая часть (100 м) пролетной базы была вакуумирована. Реактор работал со средней мощностью 6 кВт , имел ширину импульса примерно 50 мксек и скорость повторения 5 импульсов в секунду. Сигналы от детектора поступали в 1024-канальный временной анализатор.

Поляризованная протоновая мишень состояла из двух кристаллов LMN, общий размер которых составлял $42 \times 34 \times 20 \text{ мм}$ (объем 28 см^3). Примесь $0,4\% \text{ }^{142}\text{Nd}$ добавлялась к лантану в растворе, из которого выращивались кристаллы. Ионы Nd образовывали парамагнитные центры, необходимые для того, чтобы происходил процесс динамической поляризации с помощью со-лид — эффекта. Кристаллы LMN помещались в настроенный прямоугольный резонатор объемом 60 см^3 , возбуждаемый на частоте 36 Гц (длина волны $8,3 \text{ м}$). Резонатор погружали в жидкий гелий при температуре $1,2^\circ \text{K}$. В магнитном поле величиной $9,55 \text{ кэ}$ эта частота равняется частоте определенного перехода между уровнями магнитной энергии комбинированной электронно-протонной спиновой системы. Насыщение этого перехода при радиочастотной мощности примерно 100 мвт , направляемой в резонатор, приводит к возникновению протонной поляризации. Протонная поляризация измерялась путем определения величины протонного ядерного магнитного резонансного поглощения в кристалле LMN (при частоте около 41 Мц). Но более точные результаты были получены при измерении увеличения пропускания нейтронов с ростом протонной поляризации, как это следует из уравнения (1). Результаты этих экспериментов приведены на рис. 8. По оси абсцисс от-

ложено время пролета нейтронов, выраженное через номера канала (ширина канала 8 мксек); энергия нейтрона в электрон-вольтах также дается. По осм ординат дана величина относительного увеличения нейтронной интенсивности $T/T_0 - 1$ (образец из гольмия был не поляризован). Верхний набор точек представляет собой результаты одного из самых лучших измерений с высокой протонной поляризацией, составляющей $f_N = 50\%$. Среднее значение увеличения пропускания в течение эксперимента с гольмием дано нижним набором точек и соответствует $f_N = 44\%$. Соответствующая величина нейтронной поляризации равна 51%.

Для данных исследований был выбран гольмий. Очень большое внутреннее магнитное поле, действующее на ядро в этом веществе, способствует получению большой ядерной поляризации. В самом деле, как будет далее видно, в этих экспериментах с металлическим гольмием во внешнем магнитном поле 14,9 кэ и при температуре 0,3° К поляризация составила около 40%. Образец из гольмия имел толщину 1 г/см³ и площадь 100 см².

Нижняя кривая на рис. 9 дает измеренное пропускание неполяризованного образца из Но в зависимости от времени пролета (масштаб тот же самый, что и на рис. 8). Энергии резонансов в эв взяты из измерений с лучшим разрешением на базе пролета 1000 м и даются на рисунке в местах резонансных провалов. Верхняя кривая дает экспериментальные значения эффекта пропускания ϵ , т. е. относительную разницу интенсивностей прошедшего пучка для случаев параллельной и антипараллельной ориентаций спинов нейтрона и ядра Но¹⁶⁵. Статистические ошибки показаны. Отрицательный знак ϵ для резонансов при 3,92 эв и 12,6 эв указывает на то, что спин этих резонансов равен 4 в согласии с данными Сэйлора и сотр. [3, 4]. Для резонанса при 18,1 эв ϵ положителен, и, следовательно, этот резонанс имеет $J = 3$, что также согласуется с данными Сэйлора и сотр. Из кривой видно, что резонансу при 21 эв можно с уверенностью приписать спин $J = 4$. Сэйлор и сотр. получили противоположный результат, который, мы думаем, неправилен. Определенный эффект в ϵ виден для резонанса 8,1 эв. Ранее считалось, что провал при 8 эв обусловлен наличием примеси Sm, а именно, сильным резонансом при 8 эв в четно-четном изотопе Sm¹⁵². Но поскольку для $I = 0$ поляризационные эффекты не существуют, то, следовательно, резонанс при 8,1 эв принадлежит гольмию и имеет спин $J = 3$. Этот вывод был подтвержден измерением пропускания образцов из окислов гольмия и самария на базе пролета 1000 м. Результаты, приведенные на рис. 10, наглядно показывают, что резонансные провалы Sm и Но действительно различаются.

Резонансы выше 21 эв лишь частично разрешены в данных измерениях и здесь необходим более тщательный анализ.

Для ядерной поляризации менее 50% следующая простая формула может быть выведена [8].

$$(A_{\text{par}} - A_{\text{anti}}) / \sum_i \rho_i A_i \frac{\partial \ln A_i}{\partial \ln (n \sigma_{0i})} = (1 + \Phi) f_n f_N, \quad (8)$$

где f_N — поляризация ядер Но; f_n — нейтронная поляризация; A_{par} и A_{anti} — площади провалов в измеренных кривых пропускания для случаев параллельной и антипараллельной ориентации спинов нейтронов и ядер; A — площадь провала в кривой пропускания для неполяризованного ядерного образца (т. е. для $f_N = 0$); ρ равен (-1) для спина резонанса $J = I - 1/2$ и $I(I + 1)$ для спина резонанса $J = I + 1/2$; суммирование производится по всем резонансам, дающим вклад в определенный провал в кривой

пропускания; Φ — эффективность спинового ротатора, тогда поляризация нейтронного пучка после перемены направления спина составляет Φf_n . Φ можно определить экспериментально из простого соотношения

$$\Phi = \left| \frac{A_{\text{anti}} - A}{A_{\text{par}} - A} \right|. \quad (9)$$

Для резонанса при 3,9 эв было получено значение $\Phi = 0,6 \pm 0,2$. Используя уравнение (8) для хорошо разрешенных резонансов, можно получить (рис. 11), что для нашего случая $1/2 (1 + \Phi) f_n f_N = 0,17$, а при $f_n = 0,5$ и $\Phi = 0,6$ дает $f_N = 0,42$.

А теперь давайте рассмотрим резонансный провал вблизи 200-го канала. Он образован двумя сильными резонансами при 35,3 и 39,4 эв и слабым резонансом при 37,0 эв, расположенным между ними. Подсчитав левую часть уравнения (8), мы получили результат, согласующийся в пределах ошибок с данными по хорошо разрешенным резонансам только для двух комбинаций спинов: 3, 3, 4 или 3, 4, 4; следовательно, спины сильных резонансов определены точно, но спин слабого резонанса нельзя установить с полной достоверностью. Однако величина $J = 3$ предпочтительна (рис. 11). Аналогично для следующих трех резонансов мы получили: 1) 47,3 эв, $J = 3$; 2) 51,2 эв, $J = 3$; 3) 54 эв, лучше $J = 3$, но $J = 4$ не исключено.

4. ВЫВОДЫ

Как следует из вышеизложенного, первые 11 нейтронных резонансов No^{165} имеют следующие спины: 4,3,4,3,4,3,3 (4), 4,3,3,3 (4), т. е. 7 (5) уровней со спинами 3 и 4 (6) уровней со спинами 4. Набор данных все еще слишком мал, чтобы вести дальнейшее обсуждение.

В заключение отметим, что рассмотренные измерения показывают, что протонная мишень из LMN является полезным и работоспособным инструментом для экспериментов с поляризованными нейтронами в области энергий от 0 до 100 кэв. Можно отметить также, что измерения эффекта пропускания, усредненного по резонансам в более высокой энергетической области, могут также дать полезную информацию о спиновой зависимости резонансных параметров.

Поляризованная протонная мишень может служить и как анализатор нейтронной поляризации. В частности, когда позволяет интенсивность, посредством анализа поляризации резонансно рассеянных поляризованных нейтронов можно идентифицировать спины резонансов с помощью неполяризованных ядерных мишеней. В этом случае большой выигрыш можно получить, если использовать счетчик с поляризованным He^3 . Поскольку при низкой энергии нейтронов реакция $\text{He}^3 (n, p)$ происходит практически только через одно спиновое состояние ($J = 0$ [13]), He^3 -счетчик будет детектором с хорошей поляризационной чувствительностью. Мне кажется необходимым разработать такой детектор.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Rose. Phys. Rev., 75, 213, 1949.
2. A. Stolovy. Phys. Rev., 118, 211, 1960; 134, B68, 1964.
3. H. Postma, V. L. Sailor et al. Phys. Rev., 126, 279, 1962; 128, 1287, 1962; 127, 1124, 1962.
4. G. Brunhart et al. Phys. Rev., 137, B1484, 1965.

5. J. Schwinger. Phys. Rev., 73, 407, 1948.
6. Ю. В. Таран, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 44, 2185, 1963.
7. A. Abragam, M. Borghini. Progress in Low Temperature Physics, vol. 4 (North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1964), p. 384; C. D. Jeffries. Dynamic Nuclear Orientation (Interscience Pub., N. Y.).
8. В. П. Алфименков и др. ЯФ, 3, 55, 1966.
9. P. Draghicescu et al. Phys. Lett., 12, 334, 1964.
10. C. P. Stanford et al. Phys. Rev., 94, 374, 1954.
11. A. J. Elwyn, R. O. Lane. Nucl. Phys., 31, 78, 1962.
12. I. Vizi et al. Nuclear Electronics, vol. 1, p. 27. IAEA. Vienna, 1962.
13. А. А. Бергман, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 40, 1270, 1961. R. I. Schermer, L. Passel. Nuclear structure study with Neutrons. North Holland Publ. Comp. Amsterdam, 1966.

ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ЯДРА И НЕЙТРОНЫ *

1. ВВЕДЕНИЕ

В этом докладе я хотел бы обсудить некоторые возможности использования поляризованных ядерных мишеней в нейтронной физике. Но прежде необходимо рассмотреть, что уже сделано в этой области. В этом отношении моя задача облегчается, поскольку, я думаю, д-р Шермер [1] расскажет об интересных исследованиях, проведенных в Брукхэйвене и, возможно, также о более ранних исследованиях. Поэтому я буду говорить только о работах, проведенных в Дубне. Дубненская группа (В. П. Алфименков, В. И. Луциков, В. Г. Николенко, Ю. В. Таран, Ф. Л. Шапиро) использовала динамически поляризованную протонную мишень для получения поляризованного пучка нейтронов [2, 3, 4]. В экспериментах с этим пучком и дейтериевой мишенью исследовалась спиновая зависимость $n - d$ -рассеяния [5], а в экспериментах с поляризованной мишенью из Ho^{165} были определены спины многих нейтронных резонансов гольмия.

II. ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПРОТОННОЙ МИШЕНИ

Необходимость в новом методе поляризации нейтронов возникла в связи с тем, что известные методы (основанные на магнитном рассеянии нейтронов или на использовании ядерных реакций, таких, как $\text{Li}(p, n)$) неэффективны в области нейтронных энергий от 10 до 10^5 эв. Фильтрация неполяризованного пучка нейтронов через поляризованную протонную мишень была предложена в качестве такого нового метода. Пропе́дший пучок становится поляризованным, поскольку нейтроны со спинами, антипараллельными спинам протонов, рассеиваются более интенсивно, чем нейтроны с параллельной ориентацией спинов (рис. 15). Конечно, любая поляризованная ядерная мишень дает подобный эффект. Но у протонной мишени есть важные преимущества.

а) Она существует. Сейчас в кристалле лантан-магниевого нитрата $\text{LMN} (\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O})$ можно с помощью динамического метода легко получить протонную поляризацию порядка 70 % [7].

* Polarized Targets and Ion Sources. Proceedings of the International Conference on Polarized Targets and Ion Sources. Saclay, France, 5—9 December 1966, p. 329—356.

б) Сечение $n - p$ -рассеяния велико, имеет очень сильную спиновую зависимость и не изменяется на протяжении интервала энергий от 1 эв до нескольких десятков кэв. Это обеспечивает постоянство поляризации нейтронного пучка в данном интервале и высокую величину поляризации (70%) при умеренных потерях в интенсивности пучка (пучок ослабляется мишенью примерно в пять раз).

Вычисление поляризации и интенсивности пучка нейтронов, прошедшего через протонную мишень, довольно просто, поскольку в рассматриваемой энергетической области взаимодействия обусловлены лишь s -волной. Полное сечение взаимодействия s -нейтрона с ядром может быть записано в форме *

$$\sigma = \sigma_0 - f_r f_N \sigma_p, \quad (1)$$

где σ_0 — полное сечение для неполяризованных частиц; f_n, f_N — поляризации нейтронов и ядер соответственно и σ_p — так называемое поляризационное сечение:

$$\sigma_p = \frac{I}{2I+1} 4\pi (a_-^2 - a_+^2) + \frac{I}{2I+1} (\sigma_{e-} - \sigma_{e+}). \quad (2)$$

Здесь I — спин ядра мишени; $a_{\pm}, \sigma_{e\pm}$ — длины рассеяния и сечения захвата для нейтрон-ядерных столкновений с полным спином $I + 1/2$ и $I - 1/2$ соответственно.

Пропускание мишени для неполяризованного падающего пучка нейтронов и поляризация прошедшего пучка даются выражениями

$$T = e^{-n\sigma_0 t} \text{ch } f_N n \sigma_p t, \quad (3)$$

$$f_n = \text{th } f_N n \sigma_p t, \quad (4)$$

где n — плотность ядер в мишени; t — ее толщина. При очень низких энергиях ослабление луча вызвано лишь некогерентной компонентой рассеяния с захватом. В этом случае в уравнениях (3) и (4) вместо σ_0 и σ_p подставляются следующие выражения:

$$\sigma'_0 = \sigma_{\text{inc}} \left(1 - \frac{I}{I+1} f_N^2 \right) + \sigma_{c0}, \quad (5)$$

$$\sigma'_p = \frac{1}{I+1} \sigma_{\text{inc}} + \frac{I}{2I+1} (\sigma_{e-} - \sigma_{e+}). \quad (6)$$

Здесь σ_{inc} — обычное сечение некогерентного рассеяния, а σ_{c0} — сечение захвата для неполяризованных частиц.

Для протонов при $1 \text{ эв} \lesssim E \lesssim 10 \text{ кэв}$ имеем: $\sigma_0 = 20,4 \text{ барн}$, $\sigma_p = 16,7 \text{ барн}$; при $E \ll 1 \text{ эв}$, пренебрегая захватом, имеем $\sigma'_0 = 80 \left(1 - \frac{1}{3} f_N^2 \right) \text{ барн}$, $\sigma'_p = 53 \text{ барн}$.

При измерении эффектов, пропорциональных нейтронной поляризации f_n , оптимальная толщина мишени определяется как толщина, дающая максимум произведения $f_n^2 T$. На рис. 20 показаны расчетные величины $f_n^2 T$ для мишени из LMN оптимальной толщины при протонной поляризации $f_N = 70\%$ в зависимости от нейтронной энергии (кривая 3). Чисто водородная мишень с $f_N = 1$ дает выигрыш по сравнению с мишенью из LMN с $f_N = 0,7$ только в 3,5 раза (кривая 4). На рис. 21 приведены величины оптимальной нейтронной поляризации для LMN, $f_N = 0,7$ (кривая 3) и для некоторых

* Знак минус в уравнении (1) выбран для того, чтобы получить $\sigma_p > 0$ для протонов.

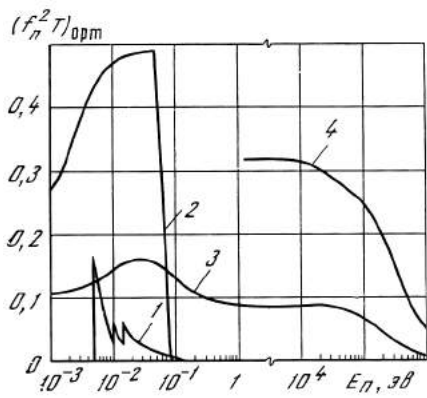


Рис. 20.

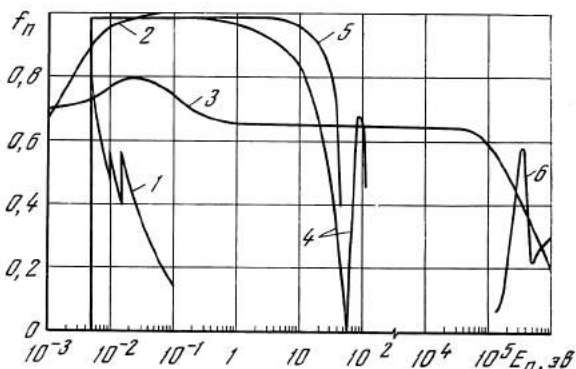


Рис. 21.

других поляризаторов нейтронов. Они не идут ни в какое сравнение с мишенью из LMN в энергетической области от десятков эв до 10^5 эв.

В настоящее время в Дубне в качестве нейтронного поляризатора используется мишень из двух монокристаллов LMN с полной толщиной 1,9 см и площадью $3,5 \times 5,2$ см². Динамическая поляризация проводится при следующих условиях: парамагнитная примесь 0,5% Nd¹⁴², температура 0,95° К, магнитное поле 17 кэ, частота 64 Гц (длина волны $\lambda = 4,7$ мм), микроволновая мощность, выделяемая в резонаторе, около 150 мвт, получаемая поляризация протонов составляет 70%.

Это приводит к 70%-ной нейтронной поляризации в резонансной области энергий, для которой мишень имеет оптимальную толщину. На рис. 22 приведены результаты измерений так называемого эффекта однократного пропускания $\epsilon_1 = T/T_0 - 1$, проведенных с описанной мишенью при несколько более высокой температуре 1,15° К. По оси абсцисс отложено время пролета нейтроном расстояния в 60 м и приведена шкала энергий в эв. При энергии 0,01 эв включение протонной поляризации приводит к более чем пятикратному увеличению интенсивности нейтронного пучка. При энергии $E \geq 1$ эв имеем $\epsilon_1 = 0,299 \pm 0,005$; используя известную величину поляризационного сечения, получаем для протонной поляризации $f_N = 0,60 \pm 0,005$, ошибка указана лишь статистическая. Эта величина совпадает с полученной методом ЯМР, обладающего значительно меньшей точностью.

На рис. 22 показана поляризация прошедшего пучка нейтронов, рассчитанная из ϵ_1 с помощью комбинирования уравнений (3) и (4)*.

III. СПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ $n-d$ -РАССЕЯНИЯ

Эксперименты по $n-d$ -рассеянию, проведенные 15 лет назад [8], привели к двум противоположным наборам длин $n-d$ -рассеяния:

- 1) $a_2 = 0,7 \pm 0,3$ ф, $a_4 = 6,38 \pm 0,06$ ф;
- 2) $a_2 = 8,26 \pm 0,12$ ф, $a_4 = 2,4 \pm 0,2$ ф.

* При $E \leq 1$ эв нужно использовать уравнения (5) и (6), однако при $f_n \approx 1$ отличие небольшое.

Результаты многих теоретических работ (см., например, [9]) указывают довольно определенно на правильность первого набора. Несмотря на это, принимая во внимание важность проблемы трех тел в ядерной физике и неполноту существующих концепций о ядерных силах, казалось необходимым сделать выбор истинного набора с помощью независимого эксперимента, не обращаясь к теории трех тел. Недавняя теоретическая статья А. М. Балдина [10], содержащая аргументы в пользу второго набора, послужила дополнительным стимулом в этой связи.

Учитывая эти соображения, в Дубне был проведен эксперимент по пропуску поляризованных нейтронов через поляризованную дейтронную мишень [5]. С помощью уравнения (4) можно легко получить следующее выражение для так называемого эффекта двукратного пропускания ε_2 :

$$\varepsilon_2 = \frac{J_{\text{par}} - J_{\text{anti}}}{J_{\text{par}} + J_{\text{anti}}} = f_n \operatorname{th} f_N n \sigma_p t, \quad (7)$$

где J_{par} , J_{anti} — интенсивности нейтронного пучка, прошедшего через мишень с ядерной поляризацией f_N для параллельной и антипараллельной ориентации спинов нейтронов и ядер соответственно; f_n — поляризация падающего пучка нейтронов.

В соответствии с уравнением (2), поляризационное сечение σ_p пропорционально разнице дублетной ($a_2 = a_-$) и квартетной ($a_4 = a_+$) длин n — d -рассеяния. Следовательно, $\sigma_p < 0$ и $\varepsilon_2 < 0$ для первого набора, у которого $a_2 < a_4$, в то время как $\sigma_p > 0$ и $\varepsilon_2 > 0$ — для второго набора ($a_2 > a_4$). Это справедливо при энергии нейтрона $E \geq 1$ эв. При малых энергиях $\sigma_p = 1/2\sigma_{\text{inc}}$, т. е. $\varepsilon_2 > 0$ и одинаково для обоих наборов. Таким образом, если первый набор правилен, то ε_2 меняет знак при $E \rightarrow 0$, т. е. проходит через 0 при определенном значении энергии $E \ll 1$ эв. Для второго набора имеем $\varepsilon_2 > 0$ для всех энергий.

Схема эксперимента показана на рис. 12. Источником нейтронов служил импульсный реактор I ; их энергия определялась по времени пролета. Поляризованная протонная мишень, описанная выше, использовалась в качестве нейтронного поляризатора Z . Поляризованная дейтронная мишень b была подобна протонной мишени с единственной разницей, что здесь использовался дейтерированный кристалл LMN ($\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{D}_2\text{O}$) толщиной 3,5 см в направлении пучка нейтронов и сечением $1,5 \times 2,4 \text{ см}^2$. Примесь водорода в дейтерированном кристалле составляла не более 0,5%. Динамическая поляризация проводилась при тех же условиях, что и в протонной мишени, но при температуре 1,3° К. Поляризация контролировалась посредством наблюдения за сигналом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) дейтронов.

Пример записи дейтронного сигнала приведен на рис. 23. Абсолютную величину поляризации было невозможно определить таким образом, поскольку используемый в эксперименте детектор ЯМР не позволял наблюдать

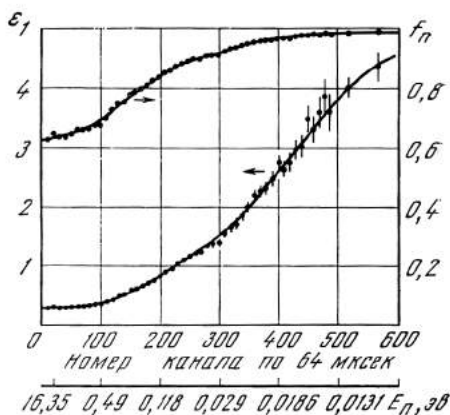


Рис. 22.

неусиленный дейтоновый сигнал. Знак дейтоновой поляризации был определен посредством сравнения дейтонового сигнала ЯМР с сигналом фтора в тефлоне. Последний был зарегистрирован при той же частоте ЯМР в уменьшенном магнитном поле. Спиновый ротатор 4 для поворота спина на 180° был помещен между протонной и дейтоновой мишенями. Нейтроны, прошедшие через обе мишени, регистрировались с помощью батареи счетчиков $V^{10}F_3$ (BC — на рис. 12), расположенной на расстоянии $L = 19$ м от реактора и борным жидкостным детектором (ЖД, $L = 60$ м). Борные счетчики М1 (перед протонной мишенью) и М2, М3 (после нее) служили в качестве мониторов. Направление спинов нейтронов реверсировалось после набора 10^5

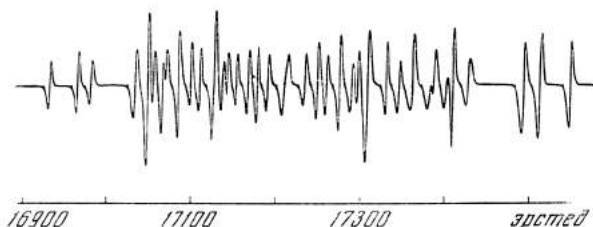


Рис. 23.

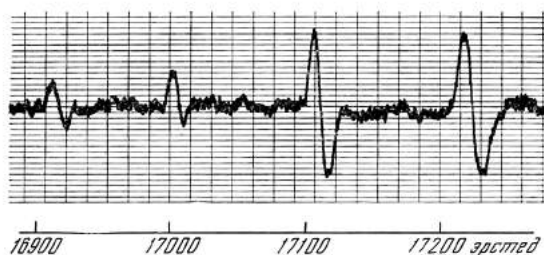


Рис. 24.

отсчетов монитором М1 (на это требовалось около 800 сек). Было проведено два цикла измерений. В первом цикле (32 интервала по 800 сек) дейтоновая поляризация была положительна (т. е. спин параллелен магнитному полю), во втором (38 интервалов) она была отрицательна. Поэтому в первом цикле была измерена величина $\varepsilon = \varepsilon_2$, в то время как во втором цикле была измерена $\varepsilon = -\varepsilon_2$.

Результаты измерений приведены на рис. 13. Как и следовало ожидать, эффекты, полученные в первом (черные точки) и во втором (светлые точки) циклах, противоположны по знаку. Борные счетчики (кружки) и жидкостный детектор (квадратики) дали одинаковые результаты в пределах ошибок измерений. Все данные соответствуют отрицательной величине ε_2 . Контрольные измерения при нулевой поляризации в дейтоновой мишени привели к нулевому эффекту.

Прежде чем переходить к выводам, необходимо учесть влияние других ядер с нулевым спином, присутствующих в дейтоновой мишени, поскольку все они поляризуются динамическим методом. Наиболее существенны N^{14} и La^{139} . Поляризация азота сравнивалась с поляризацией дейтерия в условиях динамической поляризации, подобных тем, что были в первом цикле измерений. Сигналы N^{14} и D^2 записывались при одной и той же частоте ЯМР, но в различных магнитных полях. Запись сигнала азота дана на рис. 24.

Отношение поляризации азота и дейтерия оказалось равным $0,65 \pm 0,20$. Поляризация лантана не измерялась; для оценок она была взята с некоторым запасом, а именно, превышающей дейтонную поляризацию в 2,5 раза (частоты ЯМР для лантана и дейтерия примерно одинаковы). Поляризационные сечения лантана и азота были вычислены на основе опубликованных данных о полных и когерентных сечениях рассеяния. Знак поляризационного сечения N^{14} является определенно отрицательным, так как рассеяние медленных нейтронов на азоте в основном определяется отрицательным уровнем со спином $3/2$ (спин азота $I = 1$) [11]. Поляризационное сечение лантана известно недостаточно хорошо. Если учесть вклады азота и лантана, то выражение для ϵ_2 принимает вид (при $\epsilon_2/f_n \ll 1$):

$$\frac{\epsilon_2}{f_n} = f_N^d n_d \sigma_p^d t \left(1 + \sum_{i=N, La} \frac{n_i \sigma_p^i f_N^i}{n_d \sigma_p^d f_N^d} \right). \quad (8)$$

Из этой формулы следует, что знак эффекта двукратного пропускания ϵ_2 определяется дейтерием. Поэтому наблюдение отрицательного знака эффекта двукратного пропускания доказывает, что из двух противоположных наборов длин $n - d$ -рассеяния правильным является первый, т. е. тот, для которого $a_2 < a_4$. Энергетическую зависимость ϵ_2 трудно проанализировать качественно из-за отсутствия информации о спиновой зависимости нейтронных сечений захвата азота и лантана. В любом случае это не противоречит первому набору, для которого эффект зануляется при некоторой энергии $E \ll 1$ эв. Используя величины ϵ_2 , полученные для $E \geq 1$ эв и уравнениях (8), можно оценить достигнутую дейтонную поляризацию. В первом цикле измерений она была равна $0,12 \pm 0,05$ и во втором цикле $-0,07 \pm 0,03$.

IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНОВ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ГОЛЬМИЯ

В s -нейтронных резонансах сечение практически определяется только одной спиновой компонентой. Для резонанса со спином $J = I - 1/2$ можно пренебречь амплитудой рассеяния a_+ и сечением захвата σ_{c+} ; следовательно, поляризационное сечение (2) для резонансов с $J = I - 1/2$ будет положительно. Но, с другой стороны, для резонанса с $J = I + 1/2$ мы можем взять $a_- = \sigma_{c-} = 0$, т. е. поляризационное сечение $\sigma_p < 0$. Соответственно эффект двукратного пропускания положителен ($\epsilon_2 > 0$), если $J = I - 1/2$, и отрицателен ($\epsilon_2 < 0$), если $J = I + 1/2$. Измерения эффекта двукратного пропускания для гольмия были проведены с помощью установки, показанной на рис. 12, со следующими отличиями. Вместо дейтонной мишени была установлена мишень из гольмия. Нейтронный детектор ВС не использовался, а жидкостный детектор ЖД был установлен на расстоянии 120 м от реактора. Поляризация ядер гольмия осуществлялась статистическим методом посредством охлаждения поликристаллического металлического образца до температуры $0,3^\circ$ К в магнитном поле в 15 кэ. Использовался криостат с откачкой паров жидкого He^3 . Внутреннее магнитное поле, образуемое атомными f -электронами на месте ядра Ho, довольно сильное, около $9 \cdot 10^6$ э. В условиях настоящего эксперимента это приводит к ядерной поляризации Ho около 50% (она была оценена на основании результатов нейтронных измерений). Первый эксперимент с Ho, сделанный в 1965 г., уже описан [4, 6]. При раз-

решении по времени пролета около 0,5 мксек оказалось возможным определить спины 9 из 11 резонансов гольмия в области энергий ниже 60 эв. Измерения были повторены с лучшим разрешением (около 0,04 мксек/м) в этом году. Улучшение разрешения было достигнуто благодаря работе импульсного реактора ИБР в бустерном режиме, в котором он работает как подкритичный размножитель нейтронных импульсов, генерируемых в активной зоне реактора импульсным пучком 30 Мэв электронов. Последний генерируется электронным микротронным ускорителем [12]. В бустерном режиме нейтронные вспышки имели продолжительность 4 мксек вместо 50 мксек в надкритичных реакторных условиях. Интенсивность нейтронов в бустерном режиме соответствует средней мощности около 1 квт по сравнению с 6 квт в обычном реакторном режиме. Измерения с гольмием проводились до того, как была сделана окончательная регулировка на микротроне, и в это время мощность была существенно меньшей (около 0,15 квт). Это не позволило набрать статистику, какую хотелось бы. Пример результатов эксперимента показан на рис. 14. Нижняя кривая есть скорость счета детектора с образцом из гольмия, помещенным в пучок; на провалах отмечены уровни резонансов Ho^{165} [13]. Верхняя кривая дает эффект двукратного пропуска ϵ_2 . Пики соответствуют резонансам Ho^{165} со спином $J = I - 1/2 = 3$, провалы означают, что $J = I + 1/2 = 4$. Количественный анализ, описанный в [6], позволяет получить некоторую информацию о спинах резонансов и в тех случаях, когда они не разрешены. Были определены спины 23 уровней из общего числа 29 при энергии ниже 160 эв. 10 уровней имеют спин 3, 13 уровней — спин 4. Из этого следует, что с вероятностью, равной 70%, отношение плотностей уровней со спинами 3 и 4 находится в пределах 0,9—1,7, в то время как теоретическая оценка равна 1,19. Силовые функции для двух спиновых состояний попадают в этот предел с ошибкой 30%. В настоящее время для получения температур порядка 0,05° К конструируется рефрижератор Неганова [14]. Некоторые усовершенствования внедряются в других частях установки. По окончании реконструкции установки будет возможно проводить работы по определению спинов редкоземельных элементов при более высокой интенсивности и лучшем разрешении по энергии.

V. НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МИШЕНЕЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Теперь я перейду от описания экспериментов уже сделанных к обсуждению экспериментов, которые стоит поставить в будущем. Я буду рассматривать лишь резонансную область нейтронных энергий и не буду говорить ни об экспериментах с тепловыми нейтронами, ни об экспериментах с быстрыми нейтронами. Я также не буду говорить об экспериментах, направленных на получение информации о твердых телах (внутренние магнитные поля, ядерный магнетизм и т. п.). Я надеюсь, что об этом будет говорить д-р Шермер.

а. Определение спинов резонансов s -нейтронов

Физики, занимающиеся нейтронной спектроскопией, всегда боролись за получение полной информации о резонансных параметрах, одним из которых является спин. В последние годы появилась более конкретная необходимость в определении спинов. Она связана с развитием концепции так назыв-

ваемых входных состояний [15]. Резонансы со спинами $I \pm 1/2$ и $I - 1/2$, возникающие при захвате s -нейтронов, могут быть возбуждены через различные входные состояния, в частности, различные по энергиям и ширинам. В случае, когда одна из двух величин спиновой энергии связи нейтрона совпадает с энергией одного из входных состояний (с точностью до его ширины), а другая находится в интервале между двумя входными состояниями, должна наблюдаться зависимость нейтронной силовой функции $S_0 = \Gamma_n^0/D$ от спина. Существуют указания на наличие такой зависимости в некоторых ядрах [16]. Разница во входных состояниях должна приводить к разнице в спектрах захватных γ -лучей для резонансов с различными спинами. Следовательно, можно надеяться обнаружить некоторые смещения нейтронных входных состояний, если изучать спиновую зависимость силовых функций и спектров γ -лучей многих ядер.

Первой стадией этой работы является сортировка резонансов по величине спина. Эксперименты с поляризованными нейтронами и ядрами, типа описанного выше эксперимента с Po^{165} , являются наиболее прямым и эффективным способом решения этой задачи. Брукхэвенской группе удалось получить достаточную поляризацию U^{235} и измерить с помощью поляризованных нейтронов спины трех резонансов U^{235} [17]. Продолжение этой работы в более широком энергетическом диапазоне довольно интересно для физики деления, особенно благодаря тому факту, что существующая теория предсказывает сильную спиновую зависимость для делительных ширин U^{235} и других ядер.

6. Идентификация p -резонансов и определение их спинов

Эта задача была поставлена перед нейтронной спектроскопией, поскольку в некоторых случаях существование p -уровней между наблюдаемыми резонансами ясно видно. Так, в Nb , Rh p -резонансы видны, начиная с энергии порядка сотен эв. Они отличаются малыми нейтронными ширинами, однако нельзя рассматривать каждый узкий резонанс как p -волну из-за типичного, очень широкого разброса нейтронных ширин вокруг средней величины. С увеличением нейтронной энергии, когда средние ширины s - и p -резонансов сближаются, их идентификация по этому признаку становится весьма проблематичной. В то же время идентификация p -резонансов необходима как для исследования их свойств, так и для повышения точности определения усредненных характеристик s -уровней. Для этой цели можно использовать особенности p -резонансов, такие, как угловое распределение рассеянных нейтронов, форму γ -спектров, глубину интерференции с потенциальными рассеяниями [18]. Эти способы не универсальны и каждый из них имеет свои трудности. В то же время использование поляризованных (выстроенных) мишеней в ряде случаев может оказаться эффективным.

Влияние поляризации на сечение взаимодействия в p -нейтронных резонансах было рассмотрено в Дубне В. Н. Ефимовым [19] и Ю. И. Фениным. Полное сечение может быть выражено следующим образом:

$$\sigma = \sigma_0 [1 + A f_n f_N + B (f_n \mathbf{n}) (f_N \mathbf{e}) + C f_2 P_2(\theta)].$$

Здесь σ_0 — сечение для неполяризованных ядер; f_n , f_N — нейтронный и ядерный векторы поляризации соответственно; \mathbf{n} — единичный вектор в направлении нейтронного пучка; f_2 — выстроенность ядер; θ — угол между осью выстраивания ядер и \mathbf{n} ; P_2 — полином Лежандра.

Для s -нейтронов $B = C = 0$. Поэтому обнаружение зависимости сечения для неполяризованных нейтронов от величины выстроенности ядер (C) означает, что $l > 0$. Подобным же образом $l > 0$, если в экспериментах с поляризованными нейтронами и ядрами обнаружена зависимость сечения от взаимной ориентации направлений поляризации и пучка нейтронов (член B). Тот факт, что эффекты, обусловленные членами B и C , велики и должны быть ясно видны в эксперименте, очевиден, исходя из следующих соображений. Спин резонанса состоит из векторной суммы моментов ядра мишени (I), нейтрона (S) и орбитального момента (l):

$$J = I + S + l = j + l,$$

где $j = S + I$ — так называемый спин канала; он имеет два значения $j_1 = I + 1/2$ и $j_2 = I - 1/2$. Для $l = 1$ спин резонанса может принимать четыре значения:

$$J = I \pm 3/2 \text{ и } J = I \pm 1/2.$$

Возьмем в качестве оси квантования направление полета нейтрона. Тогда проекция l на эту ось равна $m_l = 0$. Предположим, что ядра и нейтроны полностью поляризованы вдоль оси Z : $m_S = 1/2$, $m_I = I$. Тогда сумма проекций моментов равна $m_I + m_S + m_l = I + 1/2$. Это означает, что резонансы со спином $I - 1/2$ и $I - 3/2$ не могут быть вообще образованы. Поэтому для этих спинов $\sigma = 0$, т. е. $A + B = -1$. Если нейтроны не поляризованы, а ядра выстроены полностью вдоль оси Z , тогда $|m_I| = I$ и $|m_I + m_S + m_l| \geq I - 1/2$. Поэтому для уровней со спином $I - 3/2$ сечение обращается в 0 и коэффициент C равен -1 *.

Уровни со спинами $I \pm 1/2$ могут быть сформированы двумя путями: через спиновый канал $j_1 = I - 1/2$ и через спиновый канал $j_2 = I + 1/2$. Каждый способ характеризуется своей нейтронной шириной $\Gamma_{nj} = \gamma_j^2$, где γ_j — амплитуда нейтронной ширины. Коррелируют ли амплитуды двух спиновых каналов γ_{j_1} и γ_{j_2} ? Этот вопрос экспериментально не был изучен. С теоретической точки зрения кажется вполне вероятным, что каждая амплитуда флюктуирует независимо. При этом мы можем сослаться на рассмотрение Портера и Томаса, которые объясняют закон флюктуаций ширин для s -нейтронных резонансов, а также принять во внимание ортогональность волновых функций для двух спиновых каналов.

Коэффициенты A , B , C в уравнении (8) зависят от спина ядра мишени, спина резонанса, а для спинов $J = I \pm 1/2$ также и от отношения амплитуд γ_{j_1} и γ_{j_2} . Экспериментальное определение коэффициентов A , B , C для некоторых резонансов позволило бы найти их спины, исследовать корреляцию амплитуд спиновых каналов γ_{j_1} и γ_{j_2} и отдельно установить средние величины нейтронных ширин для каждого из этих каналов (эксперименты без поляризации дают лишь сумму этих величин).

в. Определение спинов низколежащих уровней

Компаунд-ядра, образованные при захвате нейтронов выстроенными ядрами, в общем случае сохраняют некоторую выстроенность. В результате

* Отметим, что пропускание образца для неполяризованных нейтронов зависит от поляризации мишени (см. уравнение (3)). Если помимо выстроенности ядра имеют поляризацию, то этот эффект (т. е. эффект однократного пропускания), имеющий место для любых l , должен быть отделен от влияния выстроенности.

этого γ -лучи захвата будут иметь угловую анизотропию. При известном спине резонанса измерение анизотропии позволит определить мультипольность γ -переходов и спины уровней, которые заселяются в результате этих переходов. Эксперименты такого типа недавно были выполнены Постмой и Реддингусом на ядрах Nd^{143} и Nd^{145} [22].

г. Измерение магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов резонансных состояний компаунд-ядер

Определение электромагнитных моментов резонансных состояний ядер, возбуждаемых нейтронами, может оказаться очень существенным для обогащения концепций о структуре и свойствах сильно возбужденных ядер. Современное развитие нейтронной спектрометрической техники позволяет уже сейчас думать о проведении этих измерений с использованием сдвига энергии резонанса, вызванного сверхтонким взаимодействием. Предположим, что на ядро, масса которого для простоты считается бесконечной, действует магнитное поле H ; и пусть E — кинетическая энергия нейтрона, находящегося далеко от ядра, тогда энергия возбуждения компаунд-ядра E_c , измеренная из нейтронной энергии связи, будет определяться следующим выражением:

$$E - \mu_0 H = E_c - \mu_1 H,$$

где μ_0 , μ_1 — магнитные моменты мишени и компаунд-ядра. Если m , M , I и J — проекции моментов на направление H и моменты мишени и компаунд-ядра соответственно, то:

$$E_c = E + \left(\frac{M}{J} \mu_1 - \frac{m}{I} \mu_0 \right) H = E + \Delta E.$$

Для неполяризованных мишеней и ядер $\langle m \rangle = \langle M \rangle = 0$ и $\langle \Delta E \rangle = 0$. Если ядра поляризованы, тогда $\langle \Delta E \rangle \neq 0$. Можно легко показать, что при захвате неполяризованных s -нейтронов имеем:

$$\langle \Delta E \rangle = H f_N (\mu_1 - \mu_0) \quad \text{при } J = I - 1/2,$$

$$\langle \Delta E \rangle = H f_N \left\{ \mu_1 \left[1 - \frac{1}{(I+1)(2I+1)} \right] - \mu_0 \right\} \quad \text{при } J = I + 1/2.$$

При $H = 10^7$ э (гольмий), $|\mu_1 - \mu_0| = 1$ ядерному магнетону и при $f_N = 1$ имеем $\langle \Delta E \rangle \approx 3 \cdot 10^{-5}$ эв. В экспериментах с хорошим энергетическим разрешением сдвиг ΔE будет приводить к изменению пропускания образца при включении ядерной поляризации, как это показано на рис. 25. Наибольший эффект будет наблюдаться на расстоянии $X = (E - E_0)/(\Gamma/2) = \pm 1$ от центра резонансной линии; оптимальная толщина образца соответствует $n\sigma_0 t = 4$, где σ_0 является сечением при $E = E_0$. При этих условиях разница в относительных изменениях пропускания вправо и влево от центра линии (при $X = +1$ и $X = -1$) составляет

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{8 \langle \Delta E \rangle}{\Gamma} = 8 \cdot 3 \cdot 10^{-5} / 7,5 \cdot 10^{-2} \approx 0,3\%,$$

где $\Gamma = 7,5 \cdot 10^{-2}$ эв — ширина уровня. Подобный эффект можно измерить с помощью лучших современных спектрометров; сделать это трудно, но это не безнадежно. Подобным же образом можно подойти к измерениям электри-

ческих квадрупольных моментов резонансов. Однако здесь даже в наиболее благоприятных случаях можно ожидать эффекты на порядок слабее.

Для полноты стоит отметить, что измерения магнитных моментов резонансов могут быть проведены также и с неполяризованными ядрами, но с по-

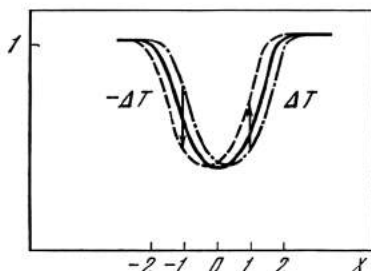


Рис. 25.

ляризованными нейтронами и даже безо всякой поляризации, если использовать брэгговское отражение от антиферромагнитных кристаллов [20]. Однако каждый метод имеет свои трудности, и возможно, что метод поляризованных ядерных мишеней не самый трудный.

д. Поляризованные мишени при измерении усредненных сечений

Недавно Маршак и др. [21] сообщили об исследованиях взаимодействия нейтронов, имевших энергию 350 *кэв* с ядрами Ho^{165} , в которых использовались поляризованные и выстроенные гольмиевые мишени. Полное нейтронное сечение гольмия при этой энергии составляет 7,94 *барн*. Оно изменяется на $(1,3 \pm 0,4)\%$ при выстраивании ядер гольмия перпендикулярно направлению пучка. Этот эффект обусловлен несферичностью гольмиевого ядра. Это хорошо учитывается оптической моделью с обычными параметрами потенциала и с деформацией, известной из других экспериментов. В экспериментах с поляризованными нейтронами и поляризованной мишенью в пределах точности $\pm 0,3\%$ не наблюдалась зависимость полного сечения от взаимной ориентации спинов ядра и нейтрона. Отсюда для величины члена спин-спинового взаимодействия в оптической модели была получена оценка $V_{ss} = (-0,13 \pm 0,14) \text{ МэВ}$, т. е. этот член очень мал.

Как указывалось выше, если концепция дискретных входных состояний является правильной, то следует ожидать заметную спиновую зависимость взаимодействия для некоторых ядер при определенных энергиях. Поэтому интересно проводить эксперименты с поляризованными нейтронами и поляризованными мишенями для нескольких ядер в функции энергии с разрешением порядка 10 *кэв* или даже лучшим. В области энергий ниже 100 *кэв* для такого рода измерений может быть применен нейтронный поляризатор с кристаллом LMN.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Schermer. Polarized Targets and Ion Sources. Proc. of the Intern. Conf. in Saclay. France, 5—9 Dec. 1966.
2. Ю. В. Таран, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 44, 2185, 1963.
3. P. Draghicescu et al. Phys. Lett., 12, 334, 1964.
4. F. L. Shapiro. Nuclear Structure Study with Neutrons. North Holland, 1966, p. 223.
5. В. П. Алфименков и др. Препринт ОИЯИ ЕЗ—3030. Дубна, 1966.

6. П. П. Алфименков и др. ЯФ, 3, 55, 1966.
7. К. Джеффрис. Динамическая ориентация ядер. М., «Мир», 1965.
8. D. Hurst, N. Alock. Can. J. Phys., 29, 36, 1951; E. O. Wollan et al. Phys. Rev., 83, 700, 1951.
9. В. Н. Ефимов. ЖЭТФ, 35, 137, 1957.
10. А. М. Балдин. ЯФ, 2, 211, 1965.
11. А. А. Бергман. Труды ФИАН, 24, 169, 1964.
12. В. Д. Ананьев и др. Препринт ОИЯИ Р—2372. Дубна, 1965.
13. Э. Н. Каржавина и др. Препринт ОИЯИ Р—2593. Дубна, 1965.
14. В. Неганов, Н. Борисов, М. Либург. ЖЭТФ, 50, 1445, 1966.
15. H. Feshbach. Nuclear Structure Study with Neutrons. North Holland, 1966, p. 257.
16. J. Julien. Nuclear Structure Study with Neutrons. North Holland, 1966, p. 156.
17. V. Sailor et al. Bull. Am. Soc., 11, N 1, 29, 1966.
18. G. V. Muradyan. Phys. Lett., 14, 123, 1965.
19. В. Н. Ефимов. Препринт ОИЯИ Р—1369. Дубна, 1963.
20. Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ Е—2834. Дубна, 1966.
21. R. Wagner et al. Phys. Rev., 139, B29, 1965.
22. H. Postma, E. R. Reddingus. Preprint Kamerling Onnes Lab., 1966.

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНЫХ ДИПОЛЬНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КВАДРУПОЛЬНЫХ МОМЕНТОВ РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ КОМПАУНД-ЯДЕР *

В последние годы получено множество данных о положениях, ширинах, четностях и ширинах высоковозбужденных ядерных состояний, проявляющихся в виде резонансов в нейтронных поперечных сечениях. Для углубления нашего понимания природы этих состояний важно узнать также и их электромагнитные моменты. Последние могут быть определены благодаря малому, но все же в ряде случаев измеримому сдвигу резонанса вследствие сверхтонкого взаимодействия компаунд-ядра с электронной оболочкой.

Давайте выпишем формулы для простейшего случая намагниченного ферромагнетика, содержащего ядра с нулевым спином и имеющего при энергии нейтрона E_0 резонанс с пренебрежимо малым доплеровским уширением. Нейтронное поперечное сечение, учитывающее магнитное сверхтонкое взаимодействие, может быть записано как

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + (x + \delta x)^2}, \quad (1)$$

где

$$x = \frac{2(E - E_0)}{\Gamma}, \quad \delta x = \pm \frac{2\mu H}{\Gamma}. \quad (2)$$

Здесь μ — магнитный дипольный момент компаунд-ядра; H — эффективное магнитное поле, действующее на ядро в ферромагнетике, и E — кинетическая энергия нейтрона вне магнитного поля. Два знака «+» и «—» относятся соответственно к параллельной и антипараллельной ориентациям нейтронного спина и поля H . Благодаря сдвигу δx пропускание образца для поляризованных нейтронов будет зависеть от ориентации спина нейтрона. Для образца толщиной n ядер/см² относительная разность пропусканий для параллельной и антипараллельной ориентаций будет равна

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{4n\sigma_0 x}{(1 + x^2)^2} \delta x. \quad (3)$$

* Research Applications of Nuclear Pulsed Systems. I.A.E.A., Vienna, 1967, p. 176—178.

Время счета для заданной статистической точности в δx оказывается минимальным при $x = \pm 1$, $n\sigma_0 = 4$. Если выполнить измерения одновременно на двух сторонах резонанса (при $x = 1$ и $x = -1$) и взять разность, то измеряемый эффект удвоится и для образца оптимальной толщины будет равен

$$2 \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{\max} = 16 \frac{\mu H}{\Gamma}. \quad (4)$$

Для некоторых редкоземельных элементов эффективное поле H достигает 10^7 э; при подстановке в формулу (4) этого значения для H , двух ядерных магнетонов для μ и 0,4 эв для Γ величина измеряемого эффекта оказывается равной 1%*.

Конечно, сдвиг резонанса из-за магнитного взаимодействия будет существовать также и для ядер с ненулевым спином с той разницей, что в этом случае эффект будет зависеть не только от магнитного момента компаунд-ядра, но также от магнитного момента ядра-мишени.

Сверхтонкие взаимодействия могут быть обнаружены также и в измерениях с неполяризованными нейтронами, но в этом случае необходима мишень с поляризованными ядрами: необходимо сравнить пропускание образца при $|x| \sim 1$ для нулевой и ненулевой ядерной поляризации. Порядок величины эффекта ожидается таким же, как для поляризованных нейтронов. Этот метод применим также для измерений электрических квадрупольных взаимодействий и для этой цели могут быть использованы выстроенные ядра.

Интересные явления возникнут в когерентном упругом рассеянии нейтронов в антиферромагнитных кристаллах. Вышеупомянутый сдвиг резонанса из-за сверхтонкого взаимодействия компаунд-ядра (и ядра мишени, если последнее имеет ненулевой спин), а также поляризация ядер-мишени ведут к появлению компоненты амплитуды рассеяния, которая меняет свой знак, когда меняется ориентация спина электронной оболочки атома. Эта компонента, в отличие от основной ядерной амплитуды рассеяния, независимая от H , будет вносить вклад в чисто магнитные отражения, существующие в антиферромагнитных кристаллах, она будет интерферировать с магнитным рассеянием нейтронов электронами. Вследствие этого будет видна некоторая резонансная структура в энергетической зависимости интенсивности чисто магнитного отражения, измеренного при фиксированном значении $\sin\theta/\lambda$. Регистрация этой резонансной структуры позволила бы определить как спин, так и магнитный момент соответствующего компаунд-состояния. Поскольку обе интерферирующие амплитуды — ядерная магнитная и электронная магнитная (ядерная много меньше магнитной) — пропорциональны магнитному полю, то относительная величина интерференционного члена зависима от поля. Это является существенным преимуществом. Величина измеряемого эффекта в этом случае также не больше, чем несколько процентов.

* Заметим, что в измерениях полных сечений с поляризованными нейтронами в асимметрию резонансной линии внесет также вклад и интерференция между ядерным резонансным рассеянием и магнитным рассеянием. Чтобы исключить этот эффект, необходимо вместо полных сечений измерять сечение захвата или выполнять измерения пропускания в плохой геометрии таким образом, чтобы магнитное рассеяние не выходило из пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В нейтронно-спектрометрических измерениях с хорошим разрешением сверхтонкие взаимодействия приводят к эффектам в скорости счета, достигающим в благоприятных случаях 1% для магнитных взаимодействий, и 0,1% для электрических взаимодействий.

Регистрация этих эффектов позволит определить магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты низколежащих резонансов ряда ядер.

Можно надеяться, что широко обсуждаемые новые интенсивные пульсирующие источники нейтронов для нейтронной спектрометрии обеспечат адекватные возможности для таких экспериментов.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДИПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ *

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о существовании постоянных электрических дипольных моментов у элементарных частиц приобрел особую актуальность в связи с недавним открытием видимого нарушения T -инвариантности (инвариантности по отношению к обращению времени) в некоторых процессах распада нейтральных K -мезонов [1—3] **.

Постоянный электрический дипольный момент частицы (ЭДМ) выражается известным образом через плотность распределения заряда:

$$\mathbf{d} = \int \mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) dV$$

и по своим трансформационным свойствам является полярным вектором ***. Наличие ЭДМ приводит к появлению в энергии взаимодействия частицы дополнительного члена $U = -\mathbf{d}\mathbf{E}$, зависящего от взаимной ориентации ЭДМ и действующего на частицу электрического поля \mathbf{E} . Элементарные частицы, атомы, атомные ядра не обладают другими степенями свободы, характеризующими ориентацию в пространстве, кроме связанных с вектором спина. «Ориентация» этих частиц полностью сводится к ориентации спина. Ввиду этого действующий ЭДМ частицы может быть направлен только вдоль ее спина ****. Но спин является аксиальным вектором, и, если в данной системе

* Доклад, прочитанный на семинаре по нарушению CP -инвариантности (Москва, 22—26 января 1968 г.). УФН, 95, № 1, 145—158, 1968.

** Точнее, в распадах K^0 -мезонов обнаружено нарушение закона сохранения комбинированной CP -четности. Однако в силу известной CPT -теоремы, в справедливости которой пока нет оснований сомневаться, несохранение CP -четности означает, что имеет место нарушение T -инвариантности [3]. В дальнейшем мы не будем делать различие между CP - и T -инвариантностями и будем использовать второй термин.

*** Начало координат предполагается расположенным в центре инерции частицы; для электрически нейтральной системы ($\int \rho(\mathbf{r}) dV = 0$) ЭДМ, впрочем, не зависит от выбора начала координат.

**** Классически можно говорить о вращении частицы вокруг направления спина, приводящем к усреднению в нуль компоненты вектора \mathbf{d} , нормальной к направлению спина. Это же следует из соотношения неопределенности для момента и угла $\Delta L_z \cdot \Delta \varphi \geq \hbar/2$. При заданной проекции момента L_z , $\Delta L_z = 0$, а, значит, угол φ и проекция \mathbf{d} на плоскость, нормальную к оси z , являются полностью неопределенными.

координат спин и ЭДМ параллельны, в результате операции пространственного отражения (P) они станут антипараллельны (рис. 26). Если существует инвариантность относительно пространственного отражения (\equiv право — левая симметрия \equiv сохранение пространственной четности), то обе ситуации равноправны и среднее (наблюдаемое) значение ЭДМ тождественно равно нулю. К аналогичному результату приводит также операция обращения времени (рис. 27). Если существует T -инвариантность, то прямое и обращенное во времени состояния физически равноправны и опять-таки среднее значение ЭДМ обращается в нуль.

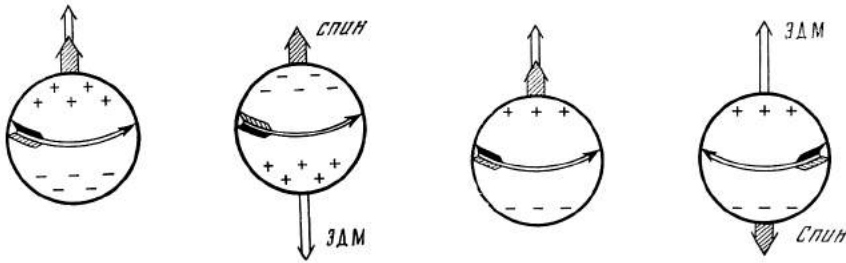


Рис. 26. Операция пространственного отражения (отражения в зеркале) в применении к спину и ЭДМ

Рис. 27. Операция обращения времени (изменение направлений всех скоростей на обратные и замена начального состояния конечным) в применении к спину и ЭДМ

Таким образом, как это впервые отметил Л. Д. Ландау [4], ЭДМ (направленный вдоль спина) может существовать лишь в том случае, если нарушаются и закон сохранения четности и T -инвариантность. Обнаружение ЭДМ у элементарных частиц было бы, следовательно, прямым доказательством того, что инвариантность по отношению к обращению времени не является универсальным принципом природы*.

До настоящего времени многочисленные попытки найти проявления T -неинвариантности в каких-либо других процессах, помимо распада K^0 -мезонов, не привели к успеху, и сущность этого явления остается загадочной.

В литературе обсуждается ряд возможностей теоретического описания нарушения T -инвариантности и делаются предсказания относительно порядка величины ожидаемого ЭДМ частиц [3, 5]. Некоторые оценки можно воспроизвести, опираясь на соображения размерности.

Так как сильное несохранение четности наблюдается только в слабых взаимодействиях, можно думать, что они будут так или иначе участвовать в формировании ЭДМ, который ввиду этого должен быть пропорционален константе слабого взаимодействия $G = 10^{-5} (\hbar/mc)^2 \text{ см}^2$ (m — масса нуклона). Используя для обеспечения правильной размерности элементарный электрический заряд e и комptonовскую длину волны нуклона, получаем следующую оценку для ЭДМ нуклона:

$$d \approx eG \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^{-1} = e \cdot 10^{-5} \frac{\hbar}{mc} \approx 10^{-19} e \cdot \text{см}.$$

Поскольку распады K^0 -мезонов — это проявление слабого взаимодействия,

* Несохранение пространственной четности (в слабых взаимодействиях) является, как известно, твердо установленным фактом.

а нарушение T -инвариантности в этих распадах мало ($\sim 10^{-3}$), можно думать, что взаимодействие, ответственное за T -инвариантность, на тот же фактор 10^{-3} слабее обычного слабого взаимодействия. Таким образом, реалистичней ожидать для нуклона $d \sim 10^{-22} e \cdot \text{см}$.

К наименьшей оценке ЭДМ нуклона приводит гипотеза Вольфенштейна (см. [3]), согласно которой нарушение T -инвариантности вызывается особым сверхслабым взаимодействием, обуславливающим примесь порядка 10^{-3} K_1^0 -состояния к K_2^0 -состоянию. Энергия H' этого взаимодействия должна составлять тогда примерно одну тысячную долю разности масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов, т. е. $H' \sim 10^{-8} \text{ эв}$. В рамках теории возмущений

$$d \sim \frac{H'}{E_1 - E_0} e \frac{\hbar}{mc} \sim \frac{H'}{mc^2} e \frac{\hbar}{mc} \sim 10^{-31} e \cdot \text{см}.$$

Здесь E_1 — энергия возбужденного состояния нуклона, которое смешивается с основным состоянием (E_0) за счет P - и T -нечетного сверхслабого взаимодействия H' [$(E_1 - E_0) \sim mc^2$]. Для соблюдения размерности снова используются заряд e и длина \hbar/mc . Для электрона некоторые модели предсказывают $d \sim 10^{-23} \div 10^{-25} e \cdot \text{см}$ [5].

Из сказанного выше ясно, что установление достаточно низких экспериментальных оценок величин ЭДМ элементарных частиц и тем более измерение ЭДМ было бы очень существенным для прояснения весьма запутанной ситуации с нарушением CP - и T -инвариантности и, в частности, для отбраковки ряда мыслимых механизмов этого нарушения. Эксперименты в этом направлении ведутся в ряде лабораторий и уже начинают поступать имеющие значение результаты. В настоящем докладе дается обзор методов измерения ЭДМ и полученных с их помощью результатов.

2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭДМ

Как отмечено выше, ЭДМ элементарных частиц, атомов и ядер предполагается параллельным спину. Ввиду этого дополнительное электромагнитное взаимодействие, вызванное наличием ЭДМ, можно представить в виде

$$U = - \mathbf{d} \mathbf{E} = - \frac{d}{I} \mathbf{I} \mathbf{E}, \quad (1)$$

где \mathbf{d} — ЭДМ частицы; I — ее спин; \mathbf{I} — оператор спина. Это взаимодействие приводит к следующим эффектам, используемым для оценки величины ЭДМ:

- А. Сдвиг атомных уровней.
- Б. Рассеяние в кулоновском поле, электромагнитные реакции.
- В. Прецессия спина во внешнем электрическом поле.

А. Сдвиг уровней

Как показали Солпитер [6] и Штернхеймер [7], наличие ЭДМ у частиц, составляющих атомную систему, приводит к поправкам в расстояниях между ее уровнями, пропорциональным d^2 . Ввиду этого сравнение наблюдаемых расстояний между уровнями с рассчитанными теоретически не приводит к чувствительным оценкам ЭДМ. Так, из сверхтонкого расщепления уровней позитрония для ЭДМ позитрона получается [6]

$$d_{e^+} < 8 \cdot 10^{-13} e \cdot \text{см}.$$

Из сдвига уровней $2P_{1/2} - 2S_{1/2}$ атома водорода (лэмбовский сдвиг) для ЭДМ протона следует [7] $d_p < 10^{-13} e \cdot \text{см}$.

Б. Рассеяние, реакции

1) Нейтрино. Бернштейн, Фейнберг и Рудерман из экспериментальных данных о верхних границах эффективных сечений электромагнитных процессов, идущих с участием нейтрино, извлекли оценки наибольшей возможной величины магнитного дипольного момента (МДМ) нейтрино [8]. Результаты этой работы могут быть отнесены и к ЭДМ нейтрино. Действительно, существующие данные о массе нейтрино (электронные нейтрино: $m_{\nu_e} < 250 \text{ эв}$ [9], мюонные нейтрино: $m_{\nu_\mu} < 1000 \text{ эв}$ [10]) позволяют авторам [8] во всех случаях считать нейтрино релятивистскими. Для релятивистской же частицы энергии взаимодействия с электромагнитным полем равных ЭДМ и МДМ близки друг к другу, а значит, близки и сечения процессов, вызываемых этими взаимодействиями*.

Наилучшая оценка следует из астрофизических данных о том, что реакция рождения фотонами пар нейтрино — антинейтрино ($\gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$) не вносит большого вклада в скорость охлаждения звезд. Отсюда $d_\nu < 4 \cdot 10^{-21} \text{ см}$ как для электронных, так и для мюонных нейтрино. Оценки d_ν из некоторых других эффектов приведены ниже в табл. II.

2) Нейтрон. Взаимодействие (1) ЭДМ нейтрона с внутриатомным кулоновским полем вызывает дополнительное рассеяние, амплитуда которого в борновском приближении равна

$$ib'' = id \frac{2Zem(1-F)}{\hbar^2 q} (\mathbf{P}e), \quad (2)$$

где Ze — заряд ядра; m — масса нейтрона; $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ — разность волновых векторов нейтрона после (\mathbf{k}) и до (\mathbf{k}_0) рассеяния; $\mathbf{e} = \mathbf{q}/q$ — единичный вектор рассеяния; $F = F(q)$ — формфактор электронной оболочки атома (тот же, что определяет упругое рассеяние рентгеновских лучей на атоме, $0 \leq F \leq 1$); \mathbf{P} — единичный вектор поляризации нейтрона. Характерные особенности амплитуды (2) заключаются в том, что она мнимая, максимальна по величине, когда нейтрон поляризован вдоль вектора рассеяния, и меняет знак при реверсе поляризации нейтрона. Интенсивность рассеяния нейтронов пропорциональна квадрату модуля суммарной амплитуды рассеяния и действующему объему образца V , т. е.

$$J \sim [b^2 + (b' + b'')^2] V,$$

* В этом легко убедиться, если перейти в систему координат, связанную с частицей. В этой системе поле \mathbf{E} , \mathbf{H} превращается в поле \mathbf{E}' , \mathbf{H}' , причем продольные (вдоль скорости \mathbf{V} частицы) слагающие сохраняются, а поперечные возрастают в $\gamma = [1 - (v^2/c^2)]^{-1/2}$ раз: $\mathbf{E}'_{\perp} = \gamma (\mathbf{E}_{\perp} + \frac{1}{c} [\mathbf{H} \mathbf{v}])$, $\mathbf{H}'_{\perp} = \gamma (\mathbf{H}_{\perp} - \frac{1}{c} [\mathbf{E} \mathbf{v}])$. При $\gamma \gg 1$ продольными слагающими можно пренебречь, поперечные же слагающие \mathbf{E}'_{\perp} и \mathbf{H}'_{\perp} оказываются при этом практически нормальными друг к другу и равными по абсолютной величине. Следовательно, энергии взаимодействия $-\boldsymbol{\mu} \mathbf{H}'$ и $-d \mathbf{E}'$ равны, если $|\boldsymbol{\mu}| = |d|$ и $\boldsymbol{\mu} \perp d$; соответствующие сечения, усредненные по направлению спина частицы в собственной системе координат, также будут равны.

где $b + ib'$ — амплитуда ядерного рассеяния. При реверсе поляризации нейтрона относительное изменение J составит (при $b'' \ll b'$)

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{i4b'b''}{b^2 + b'^2}. \quad (3)$$

Время измерений для получения заданной статистической точности в b'' пропорционально (при отсутствии фона)

$$t \sim \frac{J}{(\Delta J)^2} \sim \frac{1}{b''^2} \frac{b^2 + b'^2}{b'^2 V}. \quad (4)$$

Отсюда ясно, что условия наблюдения эффекта ЭДМ нейтрона будут наилучшими, если действительная часть амплитуды рассеяния равна нулю. При фиксированном объеме образца и если $b = 0$ и нет фона, с точки зрения статистики величина b' безразлична. В действительности, однако, эффективный объем образца растет с уменьшением b' , поскольку глубина проникновения нейтронов, грубо говоря, обратно пропорциональна полному сечению взаимодействия, которое, в свою очередь, согласно оптической теореме, пропорционально b' . С учетом этого становятся выгодными малые значения b' . Уменьшение b' (до величины $b' = |b|$, если $b \neq 0$) важно также и потому, что, приводя к возрастанию $\Delta J/J$, оно способствует сокращению роли систематических ошибок.

В недавно опубликованной работе Шалла и Натанса [11] сделана попытка обнаружения амплитуды (2) в экспериментах по дифракции нейтронов на монокристалле CdS. В опытах использовалось отражение от плоскостей (004), интенсивность которого зависит от разности амплитуд когерентного рассеяния кадмия и серы:

$$J \sim |a_{\text{Cd}} - a_{\text{S}}|^2.$$

Для тепловых нейтронов — $a_{\text{Cd}} = 3,8 + i \cdot 1,2$ ферми, $-a_{\text{S}} = 3,1$ ферми. Таким образом, действительные части когерентных амплитуд Cd и S почти уравниваются и мнимая часть результирующей амплитуды близка к ее действительной части. Это объясняет выбор CdS в качестве рабочего вещества.

В эксперименте [11] большое внимание уделено исключению систематических погрешностей, одним из источников которых может быть так называемое швингеровское рассеяние, т. е. рассеяние, вызванное энергией взаимодействия $\frac{1}{c} \mu [E v]$ магнитного момента движущегося нейтрона с кулоновским полем атомного ядра [12]. Амплитуда этого рассеяния также чисто мнимая и зависит от поляризации нейтрона, однако она равна нулю, если поляризация в точности параллельна вектору рассеяния.

Зарегистрировав в течение трех месяцев 400 миллионов нейтронов, авторы пришли к следующему результату для ЭДМ нейтрона:

$$d_n = (2,4 \pm 3,9) \cdot 10^{-22} \text{ е.см.}$$

3) Э л е к т р о н. Сечение упругого (моттовского) рассеяния электронов на ядрах быстро падает с возрастанием угла рассеяния θ и стремится к нулю при $\theta \rightarrow \pi$. Напротив, слагающая сечения рассеяния, связанная с аномальным МДМ электрона и с возможным ЭДМ, растет при $\theta \rightarrow \pi$. Хотя это и повышает чувствительность к наличию ЭДМ, выполненные эксперименты не привели к существенным оценкам. Так, из рассеяния электронов на C^{12} на угол 180° при переданном импульсе 1 ферми⁻¹ получено $d_e < 2 \cdot 10^{-13} \text{ е.см}$ [13].

В принципе эксперименты с большой передачей импульса интересны тем, что из них можно извлечь информацию о формфакторе ЭДМ электрона; однако для этого необходимо повышение точности на много порядков против достигнутой, что вряд ли возможно.

В. Прецессия спина

1) Опыты типа $g-2$. Для оценки ЭДМ электрона и μ -мезона использовалась модификация метода, применявшегося для измерения аномального магнитного момента, т. е. отклонения g -фактора от дираковского значения $g = 2^*$. В опытах частицы движутся в магнитном поле \mathbf{H} по круговой орбите. При этом спин, направленный вначале вдоль скорости частицы, прецессирует вокруг направления \mathbf{H} , оставаясь все время в плоскости орбиты, если ЭДМ частицы равен нулю. При наличии же ЭДМ спин прецессирует еще и вокруг электрического поля $\mathbf{E}' = \frac{\gamma}{c} [\mathbf{H} \mathbf{v}]$, действующего на частицу в ее

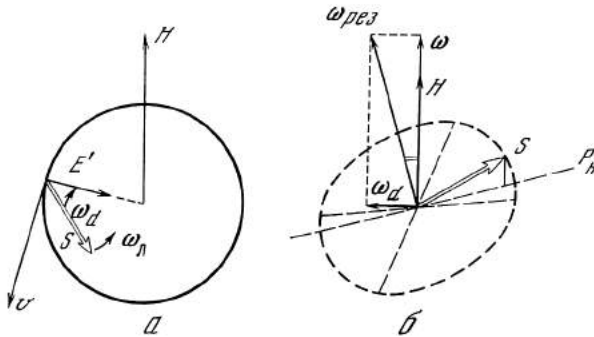


Рис. 28.

a — Заряженная частица движется с циклотронной частотой $\omega_{\text{ц}}$ по круговой траектории в плоскости, нормальной к \mathbf{H} . Спин \mathbf{S} прецессирует вокруг \mathbf{H} с ларморовой частотой $\omega_{\text{л}}$ и вокруг $\mathbf{E}' \sim |\mathbf{H} \mathbf{v}|$ с частотой $\omega_{\text{д}}$; b — в системе координат, вращающейся с циклотронной частотой $\omega_{\text{ц}}$, вектор \mathbf{E}' неподвижен. Спин прецессирует с угловой скоростью $\omega_{\text{рез}}$, которая является результирующей; $\omega_{\text{д}} \parallel \mathbf{E}'$ и $\omega = (\omega_{\text{л}} - \omega_{\text{ц}}) \parallel \mathbf{H}$. При $\omega_{\text{д}} \neq 0$ возникает слагающая поляризации P_{H} , изменяющаяся периодически с частотой $\omega_{\text{рез}} \approx \omega$

собственной системе координат (рис. 28). Результирующая ось прецессии наклонена к плоскости орбиты, в результате чего возникает слагающая поляризации, параллельная \mathbf{H} :

$$P_{\text{H}} \simeq P_0 \frac{\omega_{\text{д}}}{\omega} \sin \omega t, \quad (5)$$

где P_0 — начальная поляризация; $\omega = \omega_{\text{л}} - \omega_{\text{ц}}$ — частота вращения спина относительно скорости; $\omega_{\text{ц}} = eH/mc$ — циклотронная частота (при $v \rightarrow 0$); $\omega_{\text{л}} = 2\mu H/\hbar = 1/2g\omega_{\text{ц}}$ — ларморова частота:

$$\omega_{\text{д}} = \frac{12dH}{\hbar} \frac{v}{c}$$

— частота прецессии, обусловленной ЭДМ; t — время.

Определение ЭДМ сводится, таким образом, к измерению амплитуды изменения поляризации в направлении магнитного поля. Таким путем были получены оценки ЭДМ для электрона ([14], $d_{e^-} < 4 \cdot 10^{-16} \text{ e} \cdot \text{см}$) и для μ^+ мезона ([15], $d_{\mu^+} = (0,6 \pm 1,1) \cdot 10^{-17} \text{ e} \cdot \text{см}$). Малая точность обусловлена

* g -фактор определяется соотношением $\mu = g \frac{e\hbar}{2mc} S$, где μ , m и S — соответственно магнитный момент, масса и спин частицы.

двумя основными причинами. Во-первых, «бесплатное» действующее поле E' нельзя снимать, не меняя остальных условий опыта. Во-вторых, время действия этого поля $\tau = \pi/\omega = \pi/(\omega_{\text{л}} - \omega_{\text{ц}})$ мало.

Можно увеличить τ , сблизив лармову и циклотронную частоты с помощью внешнего электрического поля E , направленного радиально в плоскости орбиты частицы; в этом случае [16]

$$\omega = \frac{1}{2} \omega_{\text{ц}} \left\{ (g-2) \pm \frac{cE}{vH} \left[\frac{g}{\gamma^2} - (g-2) \right] \right\}, \quad (6)$$

где два знака соответствуют двум направлениям E относительно радиуса орбиты. Для электрона и позитрона $(g-2) \sim 10^{-3}$, поэтому для не слишком энергичных частиц можно в принципе увеличить τ до времени порядка времени жизни частиц в накопителях, что позволит поднять точность измерения ЭДМ на много порядков. Этот путь может быть интересен для позитронов: для электронов метод атомных пучков (см. ниже) является, по-видимому, более дешевым решением.

2) Резонансные опыты. В этих опытах используется известный метод Раби, в котором пучок частиц подвергается действию постоянного магнитного поля H_0 и перпендикулярного к нему переменного поля $H_1 \ll$

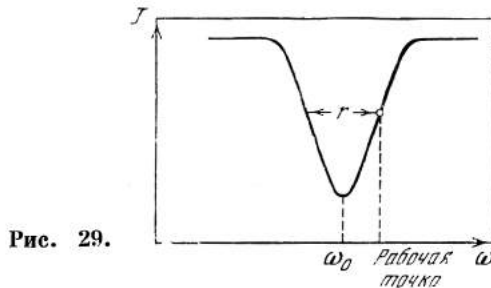


Рис. 29.

$\ll H_0$ с частотой ω . При $\omega \rightarrow \omega_0$, где $\hbar\omega_0$ — расстояние между компонентами зеемановского расщепления, происходит резонансное изменение ориентации спина, сопровождающееся резким изменением интенсивности регистрируемого пучка частиц (рис. 29). Ширина резонансной кривой в идеале определяется временем пребывания частицы в поле H_0 : $\Gamma = \pi/\tau$.

Для определения ЭДМ в дополнение к магнитному полю накладывается электрическое поле E , которое может быть параллельным или антипараллельным полю H_0 . Резонансная частота равна

$$\omega_0 = \frac{1}{\hbar I} (\mu H \pm dE),$$

где I — спин частицы; при реверсе электрического поля частота изменяется на величину

$$\Delta\omega_0 = \frac{2dE}{\hbar I}. \quad (7)$$

Частота ω или поле H_0 устанавливаются соответствующими наиболее крутому склону резонансной кривой $J(\omega)$. В этом случае при реверсе электрического поля интенсивность пучка изменится на величину

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{1}{J} \frac{dJ}{d\omega} \Delta\omega_0 \approx \frac{\Delta\omega_0 \tau}{\pi} \quad (8)$$

(так как $\frac{dJ}{d\omega} \sim \frac{J}{\Gamma}$). Таким образом, относительное изменение интенсивности пучка равно примерно углу прецессии ЭДМ в приложенном электрическом поле. Оно весьма мало. Так, при $E = 120$ кв/см, $I = 1/2$, $\tau = 8 \cdot 10^{-3}$ сек, $d = 10^{-22}$ е.см, $\Delta J/J \sim 10^{-4}$.

Эти условия характеризуют недавно проведенный в Окриджской лаборатории эксперимент по измерению ЭДМ нейтрона, подробно описанный в докладе доктора Миллера [17, 18]. Результатом опыта является верхняя граница ЭДМ нейтрона $d_n < 3 \cdot 10^{-22}$ е.см.

Опыты такого типа были проведены также с атомными пучками в поисках ЭДМ электрона. Они будут рассмотрены в следующем разделе.

3 АТОМНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ

Вопрос об ЭДМ атомов был рассмотрен Шиффом [19], который показал, что в нерелятивистском пределе наличие ЭДМ у электронов или ядра не приводит к существованию ЭДМ у атома*. Сущность этой теоремы ясна из следующего классического рассуждения.

При действии на атом однородного электрического поля заряды в атоме смещаются так, чтобы восстановить равновесие, т. е. чтобы результирующая сила, действующая на ядро или на электрон, осталась равной нулю (во всяком случае, в среднем по времени). Поскольку в нерелятивистском приближении существенны только электрические силы, равна нулю результирующая напряженность электрического поля, приложенного к ядру или электрону. Ввиду этого взаимодействия $U = -dE$ исчезает, что означает равенство нулю эффективного ЭДМ атома.

Если наряду с электрическими силами играют роль и магнитные, то при наложении внешнего электрического поля остается равной нулю их сумма. Электрические силы в отдельности могут уже не равняться нулю, т. е. атом может обладать конечным эффективным ЭДМ. В атомах с большим порядковым номером Z магнитные силы, или, выражаясь точнее, релятивистские эффекты, в движении электронов становятся весьма существенными, и можно ожидать, что эффективный ЭДМ атома, обусловленный ЭДМ неспаренных электронов, будет расти с ростом Z .

Сандарс, используя хартри-фоковские волновые функции и уравнение Дирака для описания возмущения волновой функции валентного электрона, вызванного наличием у него ЭДМ, выполнил численные расчеты эффективных ЭДМ атомов щелочных элементов [21]. Он не только подтвердил возрастание $d_{\text{эфф}}$ с ростом Z , но и обнаружил существование у тяжелых атомов весьма значительного усиления ЭДМ по сравнению с ЭДМ свободного электрона (табл. I).

Аналогичные расчеты провел в Дубне В. Игнатович. Полученные им результаты подтверждают наличие усиления. В сущности, этот эффект означает, что при больших Z возмущение движения электрона внешним полем таково, что огромные электрические и магнитные силы, действующие на него в области, близкой к ядру, изменяются в противоположных направлениях, так что изменение каждой из них по абсолютной величине велико по сравнению с внешней силой. Другое по природе явление атомного усиления извест-

* В работе [19] предполагается отсутствие P - и CP -нарушающих взаимодействий между составными частями атомов, за исключением обусловленных ЭДМ электронов и ядра (см. в связи с этим [20]).

Т а б л и ц а I

Элемент	Z	$d_{эфф}/d_e$		Элемент	Z	$d_{эфф}/d_e$	
		без учета экранировки ЭДМ атомными электронами внутренних оболочек	с учетом экранировки			без учета экранировки ЭДМ атомными электронами внутренних оболочек	с учетом экранировки
Li	3	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	Rb	37	27,5	24
Na	11	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$3,18 \cdot 10^{-1}$	Cs	55	133	119
K	19	2,65	2,42	Fr	87	1150	—

но уже давно — это так называемая антиэкранировка ядерного квадрупольного момента, обнаруженная Штернхеймером [22].

ЭДМ атома, обусловленный наличием ЭДМ у ядра, будет на много порядков меньше ЭДМ ядра, так как из-за большой массы ядра релятивистские эффекты ничтожны. Как показал Шифф [49], основную роль играет сила, действующая на ядерный магнитный момент за счет градиента магнитного поля, возникающего в месте расположения ядра при деформации электронной оболочки внешним электрическим полем. Для гелия-3 было получено $d_{эфф}/d_{яд} = -1,5 \cdot 10^{-7}$

Другой эффект, рассмотренный в работе [49], связан с тем, что пространственное распределение плотности ЭДМ в ядре определяется состоянием одного-двух неспаренных внешних нуклонов и потому сильно отличается от пространственного распределения плотности заряда. Если ядро находится в неоднородном электрическом поле, то оно располагается так, что равна нулю напряженность поля, усредненная по распределению электрического заряда. Напряженность поля, усредненная по распределению ядерного ЭДМ, оказывается при этом отличной от нуля. Это приводит к возникновению эффективного ЭДМ порядка

$$\frac{d_{эфф}}{d_{яд}} \sim \frac{R_0^2}{a_0^2} \sim 10^{-8},$$

где R_0^2 — разность средних квадратов радиусов распределения ЭДМ и электрического заряда в ядре ($R_0^2 = \langle r^2 \rangle_{эдм} - \langle r^2 \rangle_{эл.зар}$), a_0 — атомная единица длины *.

Сандарс [23] отметил, что в полярных молекулах неоднородность электрического поля в районе ядра настолько велика, что, например, в молекуле TlF энергия взаимодействия ЭДМ ядра таллия соответствует эффективной напряженности электрического поля, действующего на ЭДМ этого ядра, равной 20 кВ/см. По оценке Сандарса, измеряя с молекулярным пучком TlF сдвиг частоты ядерного магнитного резонанса изотопов таллия ($_{81}\text{Tl}^{203}$ и $_{81}\text{Tl}^{205}$) при реверсе ориентации оси молекулы TlF относительно внешнего магнитного поля, можно достичь точности измерения ядерного ЭДМ порядка 10^{-22} е·см.

* Линейный по размеру ядра эффект отсутствует, если центры тяжести распределения ЭДМ и электрического заряда совпадают. Если они не совпадают, то линейный член должен быть P- и T-четным и в опытах по измерению ЭДМ не проявится.

В связи с этим заслуживает анализа вопрос о том, как связан ЭДМ ядра с собственным ЭДМ неспаренного нуклона и какой вклад в ЭДМ ядра могут внести P - и CP -нарушающие межнуклонные взаимодействия.

Опыты с атомными пучками

За последние годы было выполнено несколько экспериментов по измерению ЭДМ атома Cs. В них использовалась модификация резонансного метода, предложенная Рамзеем (разделенные радиочастотные поля; см., например, [24]).

Спин ядра Cs^{133} равен $I = 7/2$, спин электронной оболочки $J = 1/2$, суммарный спин принимает значения $F = 3$ или 4 . В опытах изучалась зависимость частоты (фактически интенсивности, см. выше) перехода между зеемановскими компонентами (F, m_F): $(4, -4)$ и $(4, -3)$ от величины приложенного электрического поля*. Электрическое поле вызывает на этом переходе небольшой квадратичный эффект Штарка, т. е. сдвиг частоты, пропорциональный E^2 ,

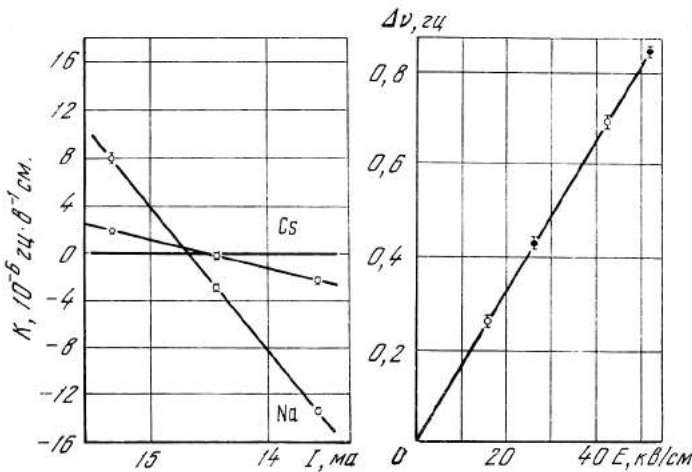


Рис. 30. Зависимость сдвига резонансной частоты от угла между \mathbf{E} и \mathbf{H}

По оси ординат отложено изменение частоты зеемановского перехода при наложении электрического поля, отнесенное к его напряженности $\Delta\nu/E$; по оси абсцисс — ток в катушке, вызывающий поворот \mathbf{H} (1 ма соответствует изменению угла (\mathbf{E}, \mathbf{H}) на $0,08^\circ$)

Рис. 31. Резонансный сдвиг $\Delta\nu$ для атома Cs как функция напряженности электрического поля при фиксированном угле между \mathbf{E} и \mathbf{H}

от которого нужно отделить линейный эффект от предполагаемого ЭДМ. Такое отделение достигается, например, измерением сдвига частоты при реверсе электрического поля, поскольку квадратичный эффект не зависит от знака \mathbf{E} . Если электрическое и магнитное поля не строго параллельны, возникает линейный по \mathbf{E} эффект за счет добавочного магнитного поля $\mathbf{H}' = 1/c [\mathbf{v}\mathbf{E}]$, действующего в системе координат движущегося со скоростью \mathbf{v} атома. В самом деле, в пренебрежении членами порядка v^2/c^2 суммарное магнитное поле с достаточной точностью равно

$$|\mathbf{H} + \mathbf{H}'| = H \pm \frac{v}{c} E \sin \theta, \quad (9)$$

где θ — угол между \mathbf{H} и проекцией \mathbf{E} на плоскость, нормальную к плоскости, содержащей \mathbf{H} и \mathbf{v} . Этот эффект (эффект v/c) имитирует искомое влияние ЭДМ. В первом эксперименте Сандарс и Липуорс [25] обнаружили выходя-

* При вычислении $\Delta\omega_0$ для атомов надо в (7) учесть фактор Ланде. В слабом магнитном поле для рассматриваемого перехода $\Delta\omega_0 = a_{Cs} E/2\hbar$.

щий за пределы ошибок линейный эффект, который соответствовал углу между E и H порядка $0,5^\circ$. В связи с этим дальнейшие усилия были направлены на устранение мешающего эффекта v/c .

Энджел, Сандарс и Тинкер [26] построили прибор, в котором атомный пучок цезия мог проходить область магнитного и электрического полей в противоположных направлениях. При реверсе атомного пучка эффект ЭДМ не изменяется, тогда как эффект v/c меняет знак.

При движении пучка с востока на запад наблюдаемый эффект соответствует $d' = (57 \pm 20) \cdot 10^{-21} \text{ е·см}$, при движении с запада на восток $d'' = (-30 \pm 8) \cdot 10^{-21} \text{ е·см}$. Среднее значение $d_{Cs} = (8 \pm 10) \cdot 10^{-21} \text{ е·см}$ уже не должно содержать вклад эффекта v/c .

В приборе Штейна и др. [27] можно было в одинаковых условиях проводить измерения попеременно с атомными пучками цезия и натрия. Чтобы повысить точность измерения, была использована более длинная область полей (большее τ в формуле (8)). С помощью дополнительных гелимгольцевых катушек создавалось поле H_1 , нормальное к H и v , изменяя которое можно было регулировать угол θ между электрическим и магнитным полями. В опытах с Na подбиралось такое H_1 , что линейный с E эффект обращался в нуль (рис. 30). Поскольку ЭДМ натрия должен быть очень мал по сравнению с ЭДМ цезия, можно было считать, что при этом значении H_1 эффект v/c устраняется. Измерения с цезием дают при этом же H_1 отличный от нуля линейный эффект (рис. 31). Он соответствует $d_{Cs} = (2 \pm 0,6) \cdot 10^{-21} \text{ е·см}$. Этот результат нельзя принимать буквально, так как все же нет уверенности в полном устранении эффекта v/c и других систематических ошибок. Правильнее считать, что для ЭДМ атома цезия получена верхняя граница $d_{Cs} < 3 \cdot 10^{-21} \text{ е·см}$. С учетом фактора усиления Сандарса отсюда следует верхняя граница для ЭДМ электрона $d_e < 3 \cdot 10^{-23} \text{ е·см}$.

4. ПЕРСПЕКТИВЫ

В табл. II собраны последние экспериментальные данные о верхних границах ЭДМ элементарных частиц. Наилучшие оценки получены для электрона ($d_e < 3 \cdot 10^{-23} \text{ е·см}$) и нейтрона ($d_n < 3 \cdot 10^{-22} \text{ е·см}$).

Последний результат уже дает экспериментальные основания подвергнуть сомнению некоторые из развитых теоретических моделей нарушения CP -инвариантности. В частности, известная гипотеза о сильном нарушении CP в электромагнитных взаимодействиях [28] приводит к существенно большим оценкам для d_n [5, 29].

Имеются реальные возможности дальнейшего значительного повышения точности измерения ЭДМ нейтрона, электрона, а также, на основе рассмотренного выше предложения Сандарса, и ядер.

В опытах по рассеянию нейтронов можно продвинуться за счет подбора кристалла, обеспечивающего более полную по сравнению с CdS компенсацию действительной части когерентной амплитуды рассеяния при меньшей величине мнимой части. В этом отношении интересен изотоп W^{186} . Интерференция резонансной и потенциальной амплитуд рассеяния приводит к тому, что тепловое сечение рассеяния нейтронов для этого изотопа крайне мало [30]. Малость ядерного рассеяния благоприятствует наблюдению неядерных взаимодействий нейтрона. В связи с этим в Дубие в Лаборатории нейтронной физики начаты исследования дифракции нейтронов на монокристалле, изготовленном из вольфрама, обогащенного изотопом W^{186} с целью измерения

Таблица II

Электрические дипольные моменты частиц (последние экспериментальные оценки)

Частица	d или $ d $, $e\cdot\text{см}$	Литература	Метод
Мюон (μ^+)	$(0,6 \pm 1,4) \cdot 10^{-17}$	[15]	Процессия спина в опыте $q-2$
	$(-7 \pm 13) \cdot 10^{-17}$	[35]	То же
Позитрон	$< 8 \cdot 10^{-13}$	[6]	Уровни позитрония
Атом Rb	$< 1 \cdot 10^{-18}$	[32]	Оптическая накачка
Атом Cs	$(9 \pm 10) \cdot 10^{-21}$	[26]	Атомный пучок
Атомы Cs—Na	$(2 \pm 0,6) \cdot 10^{-21}$	[27]	Атомные пучки; измерялось $d_{\text{Cs}} - d_{\text{Na}}$
Электрон	$< 4 \cdot 10^{-16}$	[14]	Прецессия спина в опыте типа $g-2$
	$< 2 \cdot 10^{-16}$	[13]	Рассеяние электронов назад на C^{12} (переданный импульс 1 ферми $^{-1}$)
Протон	$(7,5 \pm 8) \cdot 10^{-23}$	[26]	Пересчитано из d_{Cs} и $d_{\text{Cs}} - d_{\text{Na}}$ на основе расчетов [24]
	$(1,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-23}$	[27]	
	$< 1,3 \cdot 10^{-13}$	[7]	Из лэмбовского сдвига
Ядро Na^{23}	$< 1 \cdot 10^{-14}$	[36]	Релаксация ядерного спина в газовых смесях
Нейтрон	$(2,4 \pm 3,9) \cdot 10^{-22}$	[11]	Дифракция нейтронов в CdS
	$(-2 \pm 3) \cdot 10^{-22}$	[18]	Ядерный магнитный резонанс на пучке нейтронов
Нейтрино ν_e	$< 3 \cdot 10^{-22}$	[17]	То же
	$< 5 \cdot 10^{-20}$	[8]	Из верхней границы сечения $\nu-e$ -рассеяния, следующий из опытов Коуэна и Рейнеса по обратному β -процессу
Нейтрино ν_μ	$< 4 \cdot 10^{-21}$	[8]	Из астрофизических данных об отсутствии заметного вклада фоторождения нейтрино ($\gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$) в скорость охлаждения звезд
	$4 \cdot 10^{-21}$	[8]	То же (в предположении $m_{\nu_\mu} < 1 \text{ мэв}$)
	$4 \cdot 10^{-19}$	[8]	Из отсутствия генерации пионов в опытах с энергичными нейтрино

амплитуды рассеяния нейтрон-электрон новым методом. Поскольку тепловое сечение захвата W^{186} не очень мало (~ 35 барн), он может подойти и для измерения ЭДМ нейтрона. Надо заметить, что с увеличением чувствительности к ЭДМ нейтрона возрастет и чувствительность к швингеровскому рассеянию, так что трудности, связанные с его отделением, сохраняются.

В резонансных опытах повышение чувствительности к ЭДМ возможно за счет увеличения времени пребывания частицы в области действия электрического и магнитного полей. Очевидный путь состоит в улинении установки. Так, Миллер [17] указывает, что с установкой длиной 10 м при существующем реакторе с потоком 10^{15} нейтрон/см 2 сек (на два порядка большим использованного в эксперименте [17, 18]) можно достигнуть чувствительности к ЭДМ нейтрона порядка 10^{-24} — 10^{-25} $e\cdot\text{см}$.

Другой возможный путь состоит в использовании предложения Я. Б. Зельдовича [31] о хранении ультрахолодных нейтронов в замкнутой полости (рис. 32). Нейтроны со скоростью меньше граничной

$$v_{\text{гр}} = \frac{2\hbar}{m} \sqrt{\pi N b_{\text{ког}}} \quad (10)$$

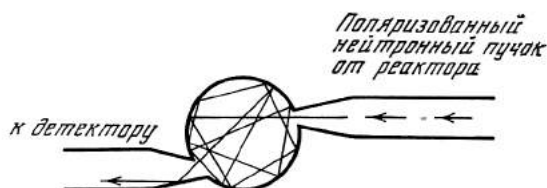
испытывают полное отражение от поверхности вещества при любых углах падения (m — масса, N — число ядер в 1 см 3 , $b_{\text{ког}}$ — когерентная длина рассе-

яния). Для Ni^{58} $v_{гр} \sim 10$ м/сек; так как в максвелловском спектре поток нейтронов всех скоростей, меньших $v_{гр}$, пропорционален $v_{гр}^4$, переход от скорости 90 м/сек, использованной в [17], сопряжен с уменьшением интенсивности на четыре порядка. Она может быть, однако, более чем компенсирована увеличением времени жизни нейтронов и возможностью собирания ультрахолодных нейтронов с большей «светящейся» площади реактора. Важным преимуществом такой постановки опыта является также значительное подавление эффекта v/c .

Аналогичный подход применим и к опытам с атомами; в таких условиях делались эксперименты по измерению ЭДМ атомов Rb^{85} . Результат этой работы не очень точен ($d_{Rb} < 1 \cdot 10^{-18}$ е·см), но здесь возможен значительный прогресс (см. также опыты по наблюдению квадратичного эффекта Штарка с водородным лазером [33]).

В заключение рассмотрим вопрос о возможности поиска ЭДМ атомов в макроскопических опытах*.

Рис. 32.



Рассмотрим намагниченный до насыщения непроводящий ферромагнетик с числом атомов в единице объема n . Так как атомные спины полностью ориентированы, наличие ЭДМ приведет к электрической поляризации среды, равной $P = nd$, которой соответствует напряженность электрического поля $E = 4\pi P/\epsilon$, где ϵ — диэлектрическая постоянная среды. При $d = 10^{-21}$ е·см, $n = 10^{22}$ см $^{-3}$, $\epsilon = 2$, $E \sim 10^{-5}$ в/см, что, по-видимому, измеримо.

Вторая возможная постановка опыта состоит в наблюдении изменения магнитной индукции B при наложении на образец электрического поля E . Образец должен быть при этом намагничен так, чтобы его магнитная проницаемость μ_1 была максимальной. Наложение электрического поля изменяет энергию атомного спина на величину dE , что эквивалентно изменению энергии спина при наложении внешнего магнитного поля величиной $H_{эфф} = dE/\mu$, где μ — магнитный момент атома. Такое изменение H приведет к изменению магнитной индукции на величину $\Delta B = \mu_1 dE/\mu$. Полагая $\mu = 2\mu_B$ (μ_B — магнетон Бора), $\mu_1 = 10^2$, $d = 10^{-21}$ е·см, $E = 50$ кв/см, получаем $\Delta B \sim 4 \cdot 10^{-7}$ гс.

Разработанные в последние годы магнитометры, основанные на квантовании магнитного потока, позволяют регистрировать изменения магнитного поля на величину порядка 10^{-8} — 10^{-9} гс на фоне $B \sim 10^3$ гс [34].

Наряду с рассмотренными линейными магнитоэлектрическими эффектами будут существовать квадратичные, обусловленные, например, электро- и магнитострикцией. Они будут приводить к возникновению сигнала удвоенной частоты по сравнению с частотой изменения электрического поля. Линейный магнитоэлектрический эффект, не связанный с ЭДМ, в ферромагне-

* Этот вопрос был поставлен В. Игнатовичем.

тиках присутствовать не должен, хотя не исключено, что он может быть вызван наличием в кристалле дефектов.

Существенным вопросом является величина усиления электронного ЭДМ атомами (ионами), ответственными за ферромагнетизм (Fe, Eu, U и др.). Соответствующие расчеты ведутся в Дубне, и их результаты позволят выбрать оптимальное вещество для проведения указанных опытов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay. Phys. Rev. Lett., **13**, 138, 1964.
2. D. Dorfan et al. Phys. Rev. Lett., **19**, 987, 1967; S. Bennett et al. Phys. Rev. Lett., **19**, 993, 1967.
3. Л. Б. Окунь. УФН, **89** (4), 603, 1966.
4. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, **32**, 405, 1957.
5. А. Филиппов, Б. Арбузов. Доклад на семинаре по нарушению CP -инвариантности. (Москва, январь 1968 г.) УФН **95** (3), 1968.
6. E. E. Salpeter. Phys. Rev., **112**, 828, 1959.
7. R. M. Sternheimer. Phys. Rev., **113**, 828, 1959.
8. J. Bernstein, G. Feinberg, M. Ruderman. Phys. Rev., **132**, 1227, 1963.
9. D. R. Hamilton, W. P. Afford, L. Cross. Phys. Rev., **92**, 1521, 1953.
11. C. G. Shull, R. Nathans. Phys. Rev. Lett., **19**, 384, 1967.
12. J. Schwinger. Phys. Rev., **73**, 407, 1948.
13. E. E. Rand. Phys. Rev., **B140**, 1605, 1965.
14. D. T. Wilkinson, H. R. Crane. Phys. Rev., **130**, 852, 1963.
15. G. Charpak, F. J. M. Farley, R. L. Carwin, T. Muller, J. C. Sens, A. Zichichi. Nuovo Cimento, **22**, 1043, 1961.
16. W. Bargmann, L. Michel, V. L. Telegdi. Phys. Rev. Lett., **2**, 435, 1959.
17. Ф. Д. Миллер. Доклад на семинаре по нарушению CP -инвариантности (Москва, январь 1968 г.). УФН, **95** (3), 1968.
18. P. D. Miller, W. B. Dress, J. Baird, N. Ramsay. Phys. Rev. Lett., **19**, 381, 1967.
19. L. I. Schiff. Phys. Rev., **132**, 2194, 1963.
20. M. Sachs, S. L. Schwebel. Ann. Phys. (N. Y.), **6**, 244; **8**, 475, 1959.
21. P. G. H. Sandars. Phys. Lett., **14**, 194, 1965; **22**, 290, 1966.
22. R. M. Sternheimer. Phys. Rev., **95**, 736, 1954.
23. P. G. H. Sandars. Phys. Rev. Lett., **19**, 1396, 1967.
24. Н. Ф. Рамзей. В кн. «Экспериментальная ядерная физика». Под ред. Э. Сегре, **1**. М., ИЛ, 1955.
25. P. G. H. Sandars, E. Lipworth. Phys. Rev. Lett., **13**, 718, 1964.
26. J. R. P. Angel, P. G. H. Sandars, M. H. Tinker. Phys. Lett., **A25**, 160, 1967.
27. T. S. Stein, J. P. Carrico, E. Lipworth, M. C. Weisskopf. Phys. Rev. Lett., **19**, 741, 1967.
28. J. Bernstein, G. Feinberg, T. D. Lee. Phys. Rev., **B139**, 1650, 1965.
29. G. Feinberg. Phys. Rev., **B140**, 1402, 1965.
30. Ю. А. Александров. Препринт ОИЯИ № 3—3442. Дубна, 1967, стр. 112.
31. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, **36**, 1952, 1959.
32. E. S. Ensbarg. Phys. Rev., **153**, 36, 1967.
33. E. N. Fortson, D. Kleppner, N. F. Ramsay. Phys. Rev. Lett., **13**, 22, 1964.
34. R. L. Forgas, A. Warnick. Rev. Sci. Instr., **38**, 214, 1967.
35. D. Berley, G. Gidal. Phys. Rev., **118**, 1086, 1960.
36. A. T. Ramsay, L. W. Anderson. Nuovo Cimento, **32**, 1151, 1964.

О СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ДЕЙТЕРИЯ, АЗОТА И ЛАНТАНА *

(Совместно с А. И. Иваненко, В. И. Луциковым и Ю. В. Тараном)

Необходимость опытов с поляризованными нейтронами и поляризованными дейтронами обусловлена тем, что из экспериментов с неполяризованными частицами невозможно однозначно определить дублетную a_2 и квартетную a_4 длины nd -рассеяния. Действительно, эксперименты [1—5] дали два альтернативных набора длин рассеяния, в одном из которых $a_4 > a_2$, в другом, наоборот, $a_2 > a_4$.

Выбор правильного набора возможен путем измерения полного сечения σ_{tot} поляризованных нейтронов на поляризованных дейтронах, поскольку оно чувствительно к знаку разности длин рассеяния $a_4 - a_2$. Для произвольного ядра со спином I

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{tot}}^0 - \sigma_p / N f_n^0, \quad (1)$$

$$\sigma_p = 4\pi I (2I + 1)^{-1} (a_-^2 - a_+^2) + I (2I + 1)^{-1} (\sigma_{c-} - \sigma_{c+}), \quad (2)$$

где σ_{tot}^0 — сечение в отсутствие поляризаций; f_N и f_n^0 — поляризации мишени и падающих нейтронов; σ_p — поляризационное сечение; a_{\pm} и $\sigma_{c\pm}$ — длина рассеяния и сечение захвата в состоянии $J_{\pm} = I \pm 1/2$.

Подставляя в (2) значения $a_- = a_2$ и $a_+ = a_4$ из [5] и учитывая, что для дейтрона $I = 1$ и $\sigma_c \simeq 0$, получим для поляризационного сечения дейтерия $\sigma_p = -1,58 \pm 0,03$ барн при $a_4 > a_2$ и $\sigma_p = +2,58 \pm 0,04$ барн при $a_4 < a_2$. Соответственно эти два предположения приводят к экспериментально измеряемому эффекту пропускания, различающемуся знаком

$$\varepsilon = \frac{T_{\Pi} - T_A}{T_{\Pi} + T_A} = \frac{1}{2} (1 - \varphi) f_n^0 \text{th} f_N n \sigma_p t, \quad (3)$$

где T_{Π} и T_A — пропускания мишени при параллельной и антипараллельной ориентациях поляризаций нейтронов и дейтронов; φ — эффективность переверота нейтронной поляризации спиновым ротатором; n — число дейтронов в единице объема мишени; t — ее толщина. Для мишени, содержащей различные ядра, величину $f_N n \sigma_p$ в (3) надо заменить суммой $\sum_i (f_N^{(i)} \Sigma_p^{(i)})$,

где $f_N^{(i)}$ и $\Sigma_p^{(i)} = n_i \sigma_p^{(i)}$ — поляризация и макроскопическое поляризационное сечение ядер i -го сорта.

Это рассмотрение справедливо для области энергий, в которой ядра дейтерия можно считать свободными, в частности для резонансных нейтронов. При энергии нейтронов ниже 1 эв на рассеяние влияют химическая связь атомов дейтерия и интерференционные эффекты на кристаллической решетке. Энергетический ход поляризационного сечения в этом случае определяется структурой кристалла и имеет довольно сложный характер. Ниже энергии брэгговского обрезания ослабление пучка определяется некогерентным рассеянием, и поляризационное сечение одинаково для обоих наборов длин рассеяния и для полностью связанного дейтрона равно $\sigma_p = +1,12 \pm 0,02$

* Ядерная физика, 10, § 1, 47—50, 1969; Препринт ОИЯИ РЗ —4185. Дубна, 1968.

барн. Первые измерения эффекта пропускания ϵ были выполнены нами в 1966 г. [6] на пучке нейтронов от импульсного быстрого реактора ОИЯИ, поляризованном пропусканием через поляризованную протонную мишень [7]. При этом использовалась динамически поляризованная дейтронная мишень на основе монокристалла дейтерированного лантан-магниевого нитрата $(Nd_{0,003}^{142}La_{0,995})_2Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24D_2O$ [8].

Однако в этом эксперименте наряду с дейтерием поляризовались также ядра азота, лантана и примесного водорода. Анализ результатов, проведенный в [6], показал, что величина наблюдаемого эффекта в основном обусловлена дейтронами. На основании этого и знака ϵ было заключено, что квартовая длина больше дублетной. Учитывая важность вопроса о длинах nd -рассеяния для ядерной проблемы трех тел, мы решили повторить измерения с улучшенной методикой и в отсутствие поляризации ядер азота (согласно [6], азот вносит наибольшую поправку в эффект). В настоящей статье сообщаются результаты этого повторного опыта.

Экспериментальная установка, описанная в [6], была усовершенствована: эффективность спинового ротатора аккуратно измерена и увеличена до $-0,91 \pm 0,01$; время реверса поляризации нейтронов сокращено в 50 раз и соответственно сокращена длительность счетного интервала до 40 сек, что позволило сильно уменьшить систематические ошибки; увеличена чувствительность спектрометра ЯМР дейтронов, что позволило уверенно наблюдать неусиленный сигнал дейтронов; создана аппаратура для подавления поляризации азота путем насыщения ЯМР азота с частотной модуляцией на глубину около 1 Мгц; создана полностью автоматизированная система накопления информации; улучшена стабильность поляризованной протонной мишени. Нейтроны регистрировались детектором из 44 стандартных обогащенных борных счетчиков, установленных на расстоянии 19,5 м от активной зоны реактора.

Экспериментальные значения эффекта пропускания ϵ , нормированные на эффективность спинового ротатора и нейтронную поляризацию (последняя была равна 0,67 при энергии выше 1 эв и увеличивалась до 0,93 при 0,01 эв), представлены на рис. 33. Точки, изображенные светлыми кружками, получены в отсутствие поляризации ядер азота (чистое время набора статистики $t = 10$ час), темные точки получены в измерениях без насыщения ЯМР азота ($t = 5$ час). На этом же рисунке представлены значения эффекта пропускания ϵ^H , полученные с рабочими значениями поляризации протонов и дейтронов, но с пучком нейтронов, деполяризованных стальным шиммом толщиной 4 мм. Этот контрольный опыт был проведен для демонстрации отсутствия заметной аппаратурной ошибки.

На рис. 34 (кривая 1) представлено макроскопическое поляризационное сечение Σ_p^H водорода, содержавшегося в количестве около 0,5% в кристалле дейтронной мишени. Поляризация протонов в режиме настройки на максимум дейтронной поляризации не превышает 5–10%, поэтому вклад водорода в эффект пропускания в резонансной области не существен.

Вклад лантана в эффект пропускания может быть уточнен по сравнению с [6], так как в недавно появившейся работе [9] показано, что полное сечение лантана до энергии около 40 эв почти полностью обусловлено отрицательным резонансом при энергии $E_0 = -37,5$ эв (спин его не известен).

На рис. 34 приведены вычисленные из параметров этого резонанса полное (кривая 2 для $J_{La} = 3$) и захватное (кривая 3 для $J_{La} = 3$ и кривая 4 для

$J_{La} = 4$) макроскопические поляризационные сечения лантана Σ_p^{La} .

Так как поляризация ядер лантана не может превышать поляризацию дейтронов более чем в $(I_{La} + 1)/(I_D + 1) = 2,25$ раза, то ясно, что знак эффекта ϵ в резонансной области энергий определяется поляризационным сечением дейтерия. Наблюдаемый эффект пропускания является отрицательным в резонансной области (рис. 33), следовательно, $\sigma_p < 0$ и $a_4 > a_2$ в полном согласии с [6].

Ход экспериментального эффекта пропускания на рис. 1 позволяет сделать заключение о знаке поляризационного сечения лантана. На рис. 34 приведено макроскопическое поляризационное сечение дейтерия Σ_p^D для набора с $a_4 > a_2$ (кривая 5), ход которого ниже 1 эв рассчитывался в различных предположениях о знаке Σ_p^{La} и величине f_N^{La} . Как видно из рисунка (кривая 6), в случае отрицательного значения Σ_p^{La} поляризационное сечение дейтерия уже при энергии $0,01 \text{ эв}$ приближалось бы к некогерентному поляризацион-

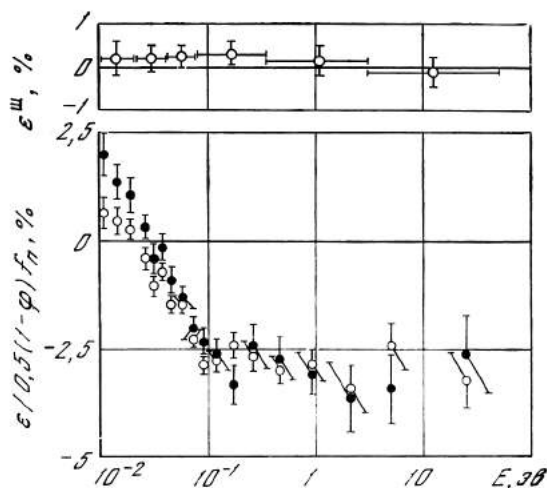


Рис. 33. Эффект пропускания поляризованных $\epsilon/0,5(1-\varphi)f_n$ (%) (нижний рисунок) и неполяризованных ϵ^{III} (%) (верхний рисунок) нейтронов через поляризованную дейтронную мишень толщиной $3,35 \text{ см}$ в зависимости от энергии E (эв)

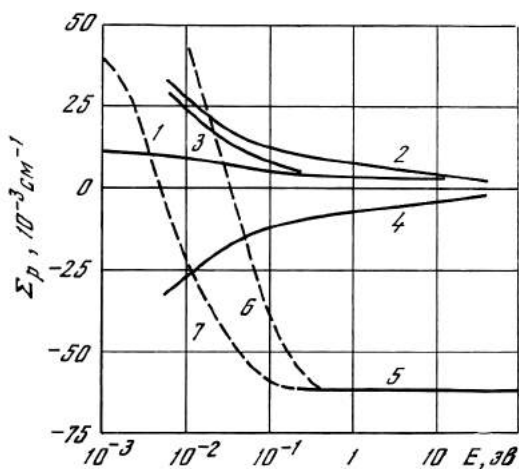
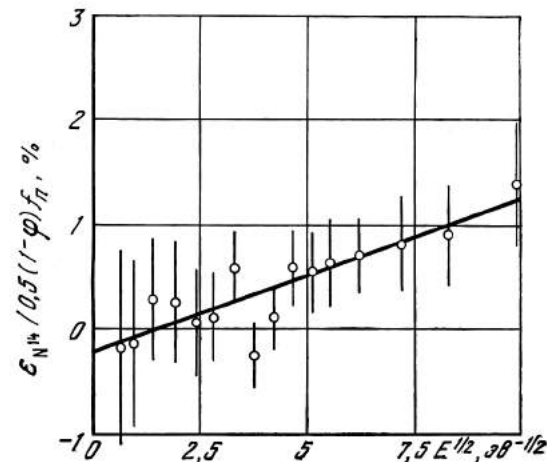


Рис. 34. Макроскопические поляризационные сечения Σ_p (в ед. 10^{-3} см^{-1}) различных ядер, содержащихся в кристалле дейтронной мишени (энергия E в эв)

Рис. 35. Эффект пропускания $\epsilon_{N^{14}}/0,5(1-\varphi)$ (%) на азоте в функции $E^{-1/2}$ (эв $^{-1/2}$)



Прямая линия, проведенная через точки методом наименьших квадратов, описывается уравнением $\epsilon_{N^{14}}/0,5(1-\varphi)f_n = (-0,22 + 0,14 E^{-1/2})\%$, где E берется в эв

ному сечению на связанном дейтоне $\Sigma_{p,inc}^D = +43,9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, что означало бы отсутствие когерентного члена в Σ_p^D (он противоположен по знаку некогерентному члену). Следующие обстоятельства противоречат такому ходу Σ_p^D . Во-первых, в нашем эксперименте наблюдались сильные когерентные эффекты на кристаллической структуре мишени вплоть до энергии 0,005 эв, поэтому когерентный член в Σ_p^D отнюдь не мал. Во-вторых, измерения полного сечения на водородосодержащем кристалле [10] показали, что поляризационное сечение достигает предельного значения на связанном протоне при энергии около 0,001 эв. По-видимому, к действительности ближе кривая 7, полученная в предположении $\Sigma_p^{La} > 0$, откуда следует, что спин резонанса лантана при $E_0 = -37,5 \text{ эв}$ равен $J = 1 - 1/2 = 3$.

Эффект пропускания на поляризованных ядрах азота, полученный вычитанием экспериментальных данных, изображенных на рис. 33 черными и светлыми кружками, показан на рис. 35. В резонансной области энергий не наблюдается заметного эффекта, обусловленного рассеянием, что, казалось бы, указывает на незначительную степень поляризации ядер азота. Однако наличие эффекта в тепловой области и наблюдение сигнала ЯМР азота противоречат этому объяснению. В некоторой мере эффект в резонансной области мог скомпенсироваться различием поляризаций дейтронов и ядер лантана в измерениях с насыщением и без насыщения ЯМР азота, наблюдавшимся в эксперименте. Нам представляется, что противоречие все же остается, указывая на меньшее значение поляризационного сечения азота, чем дают вычисления на основе значений полного сечения рассеяния [11] и когерентной длины рассеяния [12]. Эффект на азоте в тепловой области положителен и изменяется по закону $1/v$, что следует ожидать, если он обусловлен (n, p) -реакцией, идущей преимущественно по каналу со спином $J = 1 - 1/2 = 1/2$. При 100%-ном вкладе этого канала из величины эффекта для поляризации азота следует разумная оценка $f_N^N \simeq 12\%$. Этот вывод противоречит работе [13], в которой показано, что «тепловое» сечение (n, p) -реакции на 90% определяется резонансами со спином $3/2$.

Из описанного эксперимента мы делаем окончательное заключение, что правильным является набор длин рассеяния нейтрона на дейтроне, в котором, согласно [5, 6], $a_4 = 6,13 \pm 0,04 \text{ ф}$ и $a_2 = 0,15 \pm 0,05 \text{ ф}$. Выводы относительно спиновой зависимости взаимодействия нейтрона с ядрами азота и лантана являются предварительными и нуждаются в проверке.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Fermi, L. Marshall. Phys. Rev., 75, 579, 1949.
2. R. E. Donaldson, W. Bartolini, H. H. Otsuki. Bull. Amer. Phys. Soc., 11, 741, 1966.
3. D. G. Hurst, J. Alcock. Canad. J. Phys., 29, 36, 1951.
4. W. Gissler. Z. Krist., 118, 149, 1963.
5. W. Bartolini, R. E. Donaldson, D. J. Groves. Phys. Rev., 174, 313, 1968.
6. V. P. Alfimenkov, V. I. Lushchikov, V. G. Nikolenko, Yu. V. Taran, F. L. Shapiro. Phys. Lett., 24B, 151, 1967.
7. P. Draghicescu, V. I. Lushchikov, V. G. Nikolenko, Yu. V. Taran, F. L. Shapiro. Phys. Lett., 12, 334, 1964.
8. В. И. Лушчиков, Ю. В. Таран, А. И. Франк. Письма ЖЭТФ, 1, 21, 1965.
9. H. Shwe, R. E. Cote, W. V. Pretwich. Phys. Rev., 159, 1050, 1967.
10. Ю. В. Таран. Препринт 3221, ОИЯИ, 1967.
11. E. Melkonian. Phys. Rev., 76, 1750, 1949.
12. R. E. Donaldson, W. Bartolini, D. J. Groves. Bull. Amer. Phys. Soc., 8, 477, 1963.
13. А. А. Бергман. Труды ФИАН, 24, 169, 1964.

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ПРОТОННАЯ МИШЕНЬ КАК ПОЛЯРИЗАТОР НЕЙТРОНОВ *

(Совместно с В. И. Луциковым и Ю. В. Тараном)

1. ВВЕДЕНИЕ

До недавнего времени не существовало эффективного метода поляризации нейтронов в интервале энергий $10-10^5$ эв. Такой метод был предложен несколько лет назад в ОИЯИ [1], когда обозначились первые серьезные успехи в динамической поляризации протонов [2]. Метод основан на использовании сильной спиновой зависимости взаимодействия нейтрона с протоном. Действительно, для медленных нейтронов синглетное сечение рассеяния в 20 раз превосходит триплетное. Вследствие этого (рис. 36) неполяризованный пучок нейтронов станет поляризованным, если пропустить его через поляризованную протонную мишень (ППМ). Высокая степень поляризации нейтронов может быть при этом достигнута при умеренной потере интенсивности. Так как синглетное и триплетное сечения практически постоянны в интервале

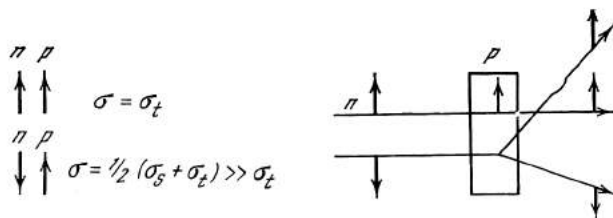


Рис. 36. Поляризация нейтронов при прохождении через поляризованную протонную мишень

σ_s , σ_t — сечения синглетного и триплетного $n-p$ -рассеяния; полное сечение рассеяния равно σ_t , если спины нейтрона и протона параллельны, и $1/2 (\sigma_s + \sigma_t)$, если они антипараллельны

энергий от 1 эв до нескольких десятков кэв, то и поляризация прошедшего пучка нейтронов будет постоянна в указанном интервале. Метод эффективен и для области энергий 0—1 эв, в которой можно получить значительный выигрыш в интенсивности поляризованного пучка по сравнению с классическими методами отражения от намагниченных зеркал и монокристаллов. Об экспериментальном подтверждении метода сообщалось в работе [3]; он был использован затем в экспериментах по измерению спинов нейтронных резонансов гольмия [4] и в опытах по определению истинного набора длин рассеяния нейтрона на дейтоне [5] (см. также обзоры [6]).

В настоящей работе более подробно, чем в предыдущих кратких сообщениях [1, 3] рассматриваются характеристики поляризованной протонной мишени как поляризатора нейтронов. Дается описание поляризованной протонной мишени, запущенной в Лаборатории нейтронной физики в 1966 г., которая значительно превосходит мишень, описанную в [4, 7]. Приводятся результаты измерений поперечных сечений, определяющих действие нейтронного поляризатора.

* Препринт ОИЯИ РЗ—4409. Дубна, 1969. Сокращенный текст опубликован: ЯФ, 10, № 6, 1178—1194, 1969.

2. ТЕОРИЯ

Эффективные сечения

Взаимодействие медленного нейтрона (S -нейтрона) с ядром со спином $I \neq 0$ происходит по двум каналам, которые характеризуются соответственно суммарным спином $J_+ = I + 1/2$, $J_- = I - 1/2$, длиной рассеяния a_+ , a_- , полным сечением σ_+ , σ_- . Для вычисления наблюдаемых сечений используем известный оператор длины рассеяния

$$\hat{a} = \frac{I+1}{2I+1} a_+ + \frac{I}{2I+1} a_- + \frac{2(a_+ - a_-)}{2I+1} \hat{I} \hat{S} \quad (1)$$

(см., например, [8]; \hat{I} и \hat{S} — операторы спина ядра и нейтрона). Усредним (1) по начальным спиновым состояниям нейтрона и ядра-мишени и применим оптическую теорему $\sigma = -\frac{4\pi}{k} \text{Im } a$, где k — волновое число нейтрона (см., например, [9]). В результате для полного сечения взаимодействия получим

$$\sigma = \sigma_0 - \sigma_p f_n \cdot f_N, \quad (2)$$

где f_n и f_N — начальные поляризации нейтрона и ядра-мишени (оси поляризации предполагаются параллельными); σ_0 — полное сечение в отсутствие поляризации:

$$\sigma_0 = \frac{I+1}{2I+1} \sigma_+ + \frac{I}{2I+1} \sigma_-, \quad (3)$$

σ_p — так называемое поляризационное сечение:

$$\sigma_p = \frac{I}{2I+1} (\sigma_- - \sigma_+). \quad (4)$$

Поляризационное сечение нетрудно выразить через сечения захвата σ_{c+} и σ_{c-} для каналов J_+ и J_- и обычные сечения когерентного σ_{coh}^0 и некогерентного σ_{inc}^0 рассеяния на связанном ядре:

$$\sigma_p = \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 \{ \pm 2I^{1/2} (I+1)^{-1/2} (\sigma_{\text{coh}}^0 \sigma_{\text{inc}}^0)^{1/2} + (I+1)^{-1} \sigma_{\text{inc}}^0 \} + \frac{I}{2I+1} (\sigma_{c-} - \sigma_{c+}), \quad (5)$$

где A — массовое число ядра-мишени. Знак перед первым членом в фигурных скобках совпадает со знаком разности $|a_-| - |a_+|$.

Выражения (2) — (5) получены для изолированного свободного ядра, т. е. они пригодны для нейтронов с энергией, E , большой по сравнению с энергией межатомных связей ($E \gtrsim 1$ эв). Простые формулы можно получить также для противоположного случая энергий, меньших граничной энергии $E_{\text{гр}}$ брэгговского рассеяния, когда ослабление нейтронного пучка холодным кристаллическим образцом обусловлено практически только поглощением и упругим некогерентным рассеянием на полностью связанных ядрах. Сечение последнего дается выражением [8]

$$\sigma_{\text{inc}} = 4\pi \left(\frac{A+1}{A} \right)^2 [\langle \hat{a}^2 \rangle - \langle \hat{a}_i \hat{a}_j \rangle], \quad (6)$$

где индексы i и j отмечают одинаковые ядра, расположенные в двух разных точках кристалла; предполагается, что спины этих ядер ориентируются независимо друг от друга.

Используя (1) и (6) и учитывая захват, находим эффективное сечение, определяющее ослабление пучка при $E < E_{гр}$:

$$\sigma = \sigma_0 - \sigma_1/N^2 - \sigma_p f_n f_N, \quad (7)$$

где

$$\sigma_0 = \sigma_{inc}^0 + \sigma_c, \quad \sigma_1 = \frac{I}{I+1} \sigma_{inc}^0,$$

$$\sigma_p = \frac{1}{I+1} \sigma_{inc}^0 + \frac{I}{2I+1} (\sigma_{c-} - \sigma_{c+}). \quad (8)$$

В (8) σ_c — сечение захвата в отсутствие поляризации, связанное с канальными сечениями захвата σ_{c+} и σ_{c-} — выражением, аналогичным (3). Применяя (7), (8) и (3), находим, что при $f_n = f_N = 1$ $\sigma = \sigma_{c+}$, как и должно быть, поскольку в этом случае реализуется только один канал J_+ , и рассеяние полностью когерентно.

В промежуточной области энергий теоретическое представление сечения весьма сложно из-за эффектов интерференции и неупругого рассеяния. Мы попытаемся описать экспериментальные данные выражением (7), рассматривая σ_0 , σ_1 и σ_p как эмпирические константы; из сравнения с (2) следует, что $\sigma_1 \rightarrow 0$ при $E \gtrsim 1$ эв.

Для водорода, используя известные данные о сечениях синглетного σ_- и треплетного σ_+ рассеяния (см., например, [10] и пренебрегая захватом, для поляризационного сечения в области $E > 1$ эв можно получить

$$\sigma_p = 16,7 (1 + E/133)^{-1} (1 + E/4150)^{-1} (1 + E/6300) \text{ барн}, \quad (9)$$

где E — энергия нейтрона в *кэв*.

При $E \ll 133$ *кэв* (что близко к удвоенной энергии виртуального синглетного состояния дейтона) поляризационное сечение равно 16,7 *барн*, составляя 82% полного сечения рассеяния σ_0 . При $E \ll 1$ эв, т. е. в области применимости выражений (7) и (8),

$$\sigma_0 = 79,7 + 1,58 E^{-1/2} \text{ барн},$$

$$\sigma_1 = 26,5 \text{ барн},$$

$$\sigma_p = 53,1 + 1,58 E^{-1/2} \text{ барн}, \quad (10)$$

где энергия нейтрона выражена в *мэв*; учтено, что захват нейтрона протоном идет практически нацело по синглетному каналу.

Прохождение нейтронного пучка через поляризованную мишень

Нейтронный пучок, неполяризованный или частично поляризованный вдоль некоторой оси z , можно представить как сумму двух пучков с поляризациями вдоль этой оси $f_n = 1$ и $f_n = -1$; при прохождении пучков через поляризованную в том же направлении мишень поляризация каждого из них сохраняется, а интенсивность уменьшается в соответствии с полным сечением, определяемым выражением (7). Объединяя снова пучки, прошедшие мишень, нетрудно найти результирующее пропускание мишени T и поляризацию суммарного прошедшего пучка f_n .

Для неполяризованного падающего пучка и мишени толщиной t с ядерной поляризацией f_n и плотностью ядер n имеем

$$f_n = \text{th } f_N n \sigma_p t, \quad (11)$$

$$T = T_0 \exp [f_N^2 n \sigma_1 t] \text{ch } f_N n \sigma_p t, \quad (12)$$

где $T_0 = \exp(-n \sigma_0 t)$ — пропускание неполяризованной мишени. При увеличении толщины мишени пропускание T падает, а поляризация f_n растет, стремясь к 1. В обычных экспериментах с использованием поляризованного пучка, в которых наблюдаемый эффект пропорционален f_n , время измерения,

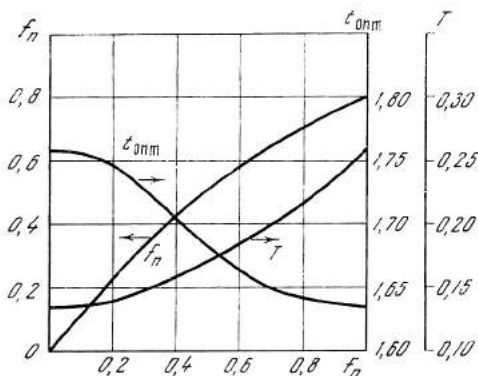


Рис. 37. Оптимальные значения поляризации нейтронов f_n , пропускания T и толщины $t_{\text{опт}}$ (см) для резонансных нейтронов в зависимости от поляризации ЛМН из кристалла ЛМН

требуемое для получения заданной статистической точности, обратно пропорционально произведению $f_n^2 T$. Используя (11) и (12), можно найти оптимальную толщину мишени $t_{\text{опт}}$, обеспечивающую максимум параметра $f_n^2 T$:

$$t_{\text{опт}} = (2\nu)^{-1} \ln \{ (1 + \mu/\nu) / [(\delta + \mu^2/\nu^2)^{1/2} - 3] \}, \quad (13)$$

где $\nu = f_N n \sigma_p$, $\mu = n(\sigma_0 - f_N^2 \sigma_1)$. При $f_N \ll 1$, т. е. $\nu/\mu \ll 1$, формула упрощается: $t_{\text{опт}} \approx 2\mu^{-1}$. (14)

На рис. 37 приведены оптимальные значения t , f_n и T для резонансных нейтронов и поляризованной протонной мишени с кристаллом лантан-магниевого нитрата (ЛМН), описанной ниже. Характеристики ЛМН приведены ниже:

Химическая формула	$\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$
Плотность, $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	$2,07 \pm 0,01$ *
Молекулярный вес	1527,3
Число молекул в 1 см^3	$(8,166 \pm 0,040) \cdot 10^{20}$
Число атомов водорода в 1 см^3	$(0,392 \pm 0,002) \cdot 10^{23}$
Число атомов лантана в 1 см^3	$1,633 \cdot 10^{21}$
Число атомов магния в 1 см^3	$2,45 \cdot 10^{21}$
Число атомов азота в 1 см^3	$9,8 \cdot 10^{21}$
Число атомов кислорода в 1 см^3	$0,49 \cdot 10^{23}$
Количество водорода по весу, %	3,17

* Это значение получено нами усреднением измерений на нескольких кристаллах. Оно заметно отличается от значения, даваемого в [2] и [14], и хорошо согласуется со значением Бродгена $2,075 \pm 0,002$ [12]. Плотность, вычисленная исходя из размеров элементарной ячейки, равна 2,073.

Сечения свободных ядер элементов, входящих в ЛМН*, приведены в табл. 1. В ослабление нейтронного пучка неполяризованной мишенью наряду с протонами вносят некоторый вклад и другие ядра, в связи с чем в выражениях (12) и (13) в T_0 и μ вместо $n\sigma_0$ подставлялась сумма по всем ядрам $\sum_i n_i\sigma_{0i}$. В поляризационных эффектах, напротив, влиянием других ядер (^{14}N , ^{139}La и др.) можно пренебречь, поскольку, как будет показано ниже, они поляризуются гораздо слабее протонов и, кроме того, их меньше в кристалле, и поляризационные сечения их сравнительно малы. Ввиду этого в (11) и других выражениях величины $f_N n\sigma_p$, $f_N^2 n\sigma_1$ относятся к протонам.

Как видно из рис. 37, оптимальная толщина мишени слабо зависит от f_N , т. е. выражение (14) фактически является неплохим приближением при любых f_N . При протонной поляризации $f_N = 70\%$ достигается 65%-ная поляризация прошедшего нейтронного пучка при 5-кратной потере интенсивности ($T = 0,2$), что следует признать умеренной ценой.

Таблица 1

Сечение рассеяния, барн	Водород	Азот	Лантан
Полное	$20,36 \pm 0,40$	$9,96 \pm 0,41^1$	$9,3 \pm 0,7$
Поляризационное	$16,7 \pm 0,1$	$-3,45 \pm 0,49^2$	$\pm 3,5 \pm 0,4^3$

¹ Данные Мелнояна [13],

² Вывод о знаке σ_p следует из [14], где показано, что сечение рассеяния в тепловой области определяется резонансом со спином $3/2^+$ при энергии 39 кэв.

³ Для лантана приводится сечение, усредненное в интервале энергий 1—10 эв. Знак неизвестен.

Из (12) следует, что интенсивность нейтронного пучка, пропущенного мишенью, возрастает при включении ядерной поляризации. Для характеристики этого возрастания обычно пользуются величиной $\varepsilon_1 = T/T_0 - 1$, называемой эффектом однократного пропуска. В данном случае

$$\varepsilon_1 = \exp[f_N^2 n\sigma_1 t] \operatorname{ch} f_N n\sigma_p t - 1. \quad (15)$$

Измерения ε_1 в резонансной области энергий ($\sigma_1 = 0$, $\sigma_p = 16,7$ барн) позволяют определить протонную поляризацию f_N . При известной величине f_N измерения ε_1 в области тепловых энергий дают связь между σ_1 и σ_p . Для раздельного определения σ_p могут служить измерения эффекта двукратного пропуска ε_2 . В опыте по двукратному пропуску нейтронный пучок, получивший после прохождения первой поляризованной мишени поляризацию f_n , пропускается через вторую мишень с протонной поляризацией и толщиной соответственно f_{N_2} и t_2 . Пропускание двух последовательных мишеней (или интенсивность нейтронов после них) обозначим T . С помощью спинового ротатора реверсируем направление нейтронного спина перед второй мишенью; пусть поляризация пучка после действия спинового ротатора становится равной Φf_N , где $\Phi \simeq -1$ — так называемая эффективность ротатора. Интенсивность нейтронов после второй мишени при работе ротатора обозначим T_r . Эффект двукратного пропуска — это относительное изменение интенсивности пучка после двух мишеней при реверсе нейтронной поляризации между ними, т. е.

$$\varepsilon_2 = (T - T_r)/(T + T_r). \quad (16)$$

* Для естественной смеси изотопов.

Как нетрудно показать,

$$\varepsilon_2 = (1 - \Phi)f_n \operatorname{th} f_{N_2} n \sigma_p t_2 / [2 - (1 + \Phi)f_n \operatorname{th} f_{N_2} n \sigma_p t_2]. \quad (17)$$

Если, как должно быть, $(1 + \Phi) \ll 1$, то вторым членом в знаменателе можно пренебречь; подставляя для f_n выражение (11), получаем (f_{N_1} , t_1 — протонная поляризация и толщина первой мишени)

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{2} (1 - \Phi) \operatorname{th} f_{N_1} n \sigma_p t_1 \operatorname{th} f_{N_2} n \sigma_p t_2. \quad (18)$$

Эффективность спинового ротатора определяется из измерений интенсивностей T' и T_r при введении между двумя мишенями железного шимма, частично или полностью деполяризующего нейтронный пучок. Как нетрудно убедиться,

$$\Phi = (T - T') / (T_r - T_r'). \quad (19)$$

3. АППАРАТУРА

В качестве поляризатора использовалась ППМ из двух монокристаллов лантан-магниевого нитрата с примесью неодима ($N_{0,001}^{142}La_{0,999}Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24H_2O$ с полными размерами $1,835 \times 3,4 \times 4,3$ см³ (объем 27 см³).

Кристаллы помещаются в настраиваемый прямоугольный медный резонатор объемом около 60 см³. Добротность нагруженного резонатора при гелиевой температуре равна нескольким тысячам.

Охлаждение мишени производится в криостате с помощью откачки паров жидкого гелия-4. Предварительная откачка до давления 0,3 мм рт. ст. производится форвакуумным насосом ВН-6 со скоростью откачки 150 л/сек. Дальнейшее понижение температуры производится с помощью бустерного парамасляного насоса БН-1500-2 со скоростью откачки около 2500 л/сек при давлении 0,01 мм рт. ст. При этом достигается температура 0,9° К в отсутствие микроволновой мощности и 0,95° К — с мощностью около 200 мвт. Собственный расход гелия из криостата составляет 1 л жидкости за 12 час, при подводе мощности 200 мвт расход возрастает втрое. При стартовом объеме жидкого гелия при 4,2° К ≈ 13 л мишень непрерывно оперирует в рабочем режиме около суток.

Поляризация протонов кристаллизационной воды ЛМН производится динамическим методом (солид-эффект) [2] на частоте 64,3 Гц (длина волны 4,7 мм) в магнитном поле 17 кэ. Подвод микроволновой мощности к резонатору осуществляется по круглому волноводу диаметром 10 мм, на входе которого установлен преобразователь волны типа H_{01} из прямоугольного сечения в круглое [15]. На выходе производится обратное преобразование, и резонатор возбуждается через отверстие связи, равное сечению основного волновода 4-миллиметрового диапазона. Полные потери в волноводном тракте составляют 1,3—1,4 децибелла. Магнитное поле получается с помощью стандартного электромагнита СП-10 с воздушным охлаждением, у которого заводские полюса были заменены на полюса из стали «Армко». Диаметр полюсов 25 см, зазор = 6,5 см. Напряженность магнитного поля в 17 кэ достигается при токе 70 а. Относительная стабильность поля 10^{-4} . Неоднородность поля составляет около 3 — 4 э по образцу с размерами 5 см.

Детектирование сигнала ЯМР протонов производится спектрометром по схеме Роллина. Витки контура спектрометра намотаны поверх резонатора, имеющего разрезы вдоль широких стенок. Обычно спектрометр использовался только для приблизительной настройки системы в рабочий режим.

При поляризации более 20% настройка производилась по максимальной интенсивности нейтронного пучка, прошедшего через ППМ. При настройке на максимум протонной поляризации поляризация других существенных компонентов ЛМН (азот, лантан) оказывается незначительной, так как из-за меньшего, чем у протона, ядерного магнитного момента нужные ЭПР-линии других ядер не насыщаются. Так, в условиях данной работы ширина линии ЭПР равна 6 э, а расстояние между «запрещенными» ЭПР — переходами азота и водорода 17,6 э, лантана и водорода — 16 э.

В измерениях эффекта двукратного пропускания в качестве анализатора поляризации нейтронов использовалась вторая ППМ, в существенных чертах аналогичная первой. Динамическая накачка обеих мишеней производилась от одного источника СВЧ-мощности по схеме, представленной на рис. 38. В этом варианте обеспечивалось поступление в каждую мишень мощности до 200 *вт*, достаточной для достижения высокой поляризации. В качестве мишени-анализатора использовался монокристалл ЛМН размеров $1,09 \times 3,5 \times 5,2$ *см*³.

Источником нейтронов являлся импульсный реактор на быстрых нейтронах (ИБР) Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, работавший со средней мощностью 3—6 *квт* и частотой 5 *гц* при длительности импульса 60 *мксек* [16]. В качестве замедлителей использовались обычный водяной и комбинированный из полиэтилена и бериллия, охлаждаемый до азотной температуры. Обе мишени были установлены в экспериментальном зале ИБР на расстоянии 11 и 13,5 *м* от активной зоны реактора (план размещения аппаратуры показан на рис. 39). Между мишенями расположен спиновый ротатор для изменения направления нейтронной поляризации [17]. Нейтроны, вышедшие из первой мишени с горизонтальным направлением поляризации, входят в магнитный канал, в котором вектор магнитного поля, а с ним и вектор поляризации нейтрона поворачиваются на 90° (до вертикального положения). Затем в зависимости от требуемой ориентации спина нейтрон проходит через магнитный канал, возвращающий вектор поляризации в исходное положение, или через магнитный канал, доворачивающий его до 180°. В этом последнем случае необходимо обеспечить резкий реверс магнитного поля между каналами [17], что осуществляется включением постоянного тока 1,5 *ка*, протекающего по алюминиевой пластине толщиной 1,5 *мм* и поперечными размерами 25 × 50 *см*². Смена возвращающего и доворачивающего магнитных каналов производится механическим способом за несколько секунд.

Эффективность спинового ротатора Φ была измерена во время эксперимента по двукратному пропусканию. Деполяризация пучка производилась стальной пластиной толщиной 4 *мм*, устанавливаемой вблизи токовой фольги, где напряженность магнитного поля была минимальной. Этот шимм обеспечивал полную деполяризацию нейтронов с энергией до 5 *эв*. Экспериментальные результаты измерения эффективности представлены на рис. 40. Величина Φ слабо зависит от энергии нейтронов, несколько увеличиваясь выше 1 *эв*. Значение Φ , усредненное в диапазоне энергий 0,01—10 *эв*, оказалось равным $0,91 \pm 0,01$.

На пути нейтронного пучка (см. рис. 39) установлены следующие детекторы: 1) борный счетчик перед поляризатором — монитор мощности реактора, задающий длительность счетного интервала; 2) обогащенный борный счетчик — монитор поляризации; 3) большой детектор из нескольких десятков обогащенных борных счетчиков, который мог быть установлен на пролетной базе 19,5; 60 и 120 *м*.

Рис. 38. Схема волноводного тракта при совместной работе двух ППМ

- 1 — источник СВЧ-мощности;
- 2 — направленный ответвитель;
- 3 — резонансный волномер;
- 4 — детекторная головка;
- 5 — двойной тройник;
- 6 — волноводный преобразователь;
- 7 — медный цилиндрический волновод;
- 8 — отражающее зеркало;
- 9 — вакуумное уплотнение;
- 10 — волновод из нержавеющей стали;
- 11, 12 — резонаторы;
- 13 — настроечный поршень

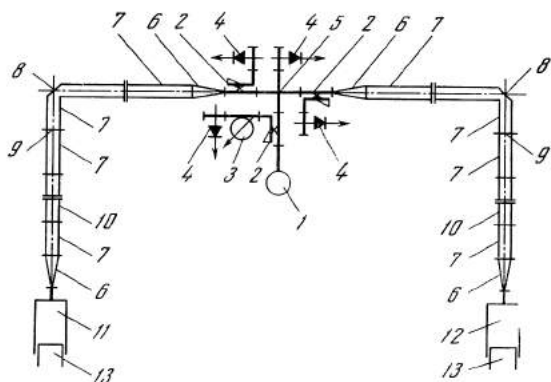
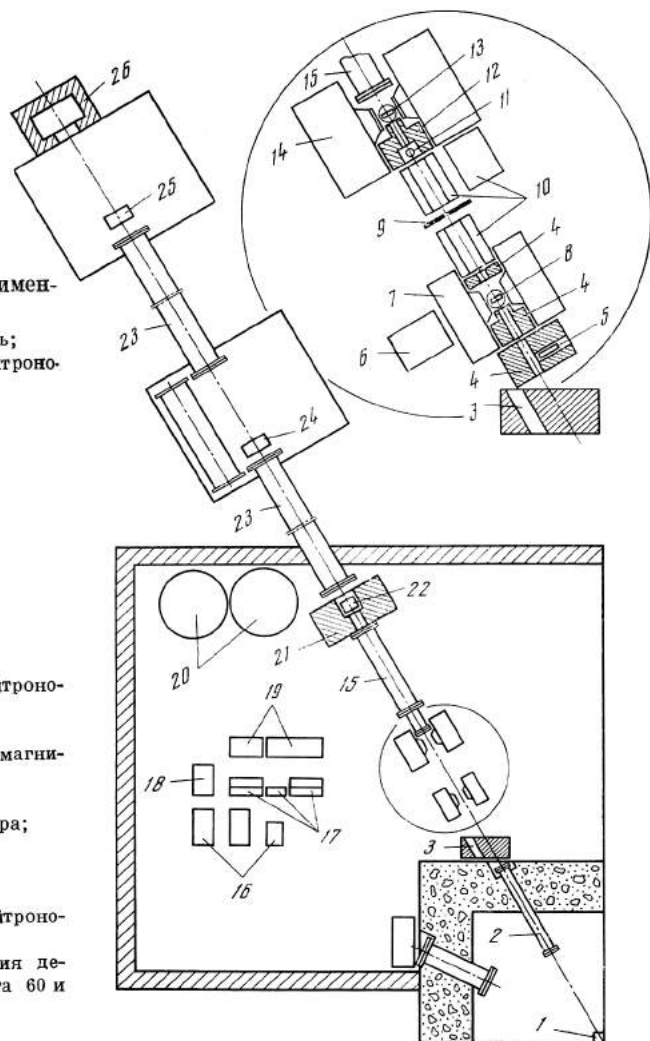


Рис. 39. Схема экспериментальной установки

- 1 — реактор и замедлитель;
- 3 — вакуумированный нейтронный волновод;
- 3 — шиббер;
- 4 — коллиматоры;
- 5 — первый монитор;
- 6 — паромасляный насос;
- 7 — магнит первой ППМ;
- 8 — первая ППМ;
- 9 — токовая фольга;
- 10 — спиновый ротатор;
- 11 — второй монитор;
- 12 — коллиматор;
- 13 — вторая ППМ;
- 14 — магнит;
- 15 — вакуумированный нейтронный волновод;
- 16 — насосная группа;
- 17 — пульты управления магнитами и насосами;
- 18 — компрессор;
- 19 — электронная аппаратура;
- 20 — газгольдеры;
- 21 — защита детектора;
- 22 — детектор;
- 23 — вакуумированный нейтронный волновод;
- 24, 25 — места расположения детекторов на базе пролета 60 и 120 м соответственно;
- 26 — ловушка нейтронов



Импульсы с монитора поляризации пропускались через электронную схему с временными воротами, которая выделяла тепловые и холодные нейтроны, обладающие довольно большим поляризационным сечением. Так как интенсивность прошедшего пучка пропорциональна $\text{ch } f_N n \sigma_p t$, что для малых поляризаций дает линейную зависимость от f_N^2 , а для больших f_N — экспоненциальную зависимость от f_N , то счет монитора обладает очень хорошей чувствительностью к изменению поляризации. Например, при средней

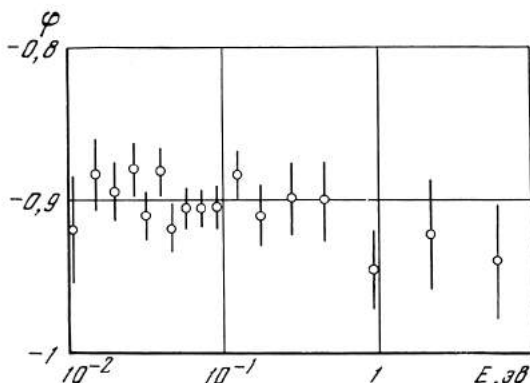


Рис. 40. Эффективность спинного ротатора Φ как функция энергии нейтронов E

поляризации около 60% ее уход на 1% вызывает изменение счета монитора на 3%.

Импульсы с большого детектора регистрировались 2048- или 4096-канальными анализаторами с промежуточной памятью. Основной блок памяти этих анализаторов может быть разбит на две или четыре части, и временной кодировщик может по очереди подключаться к любой из них. Это обстоятельство было использовано при измерении пропускания неполяризованного кристалла и эффекта двукратного пропускания. Опишем кратко в качестве примера процедуру измерения ϵ_2 .

После достижения рабочего режима обеих мишеней начинались измерения интенсивности T (см. (16)) без поворота нейтронного спина. После набора первым монитором заданного числа импульсов (обычно 10^4 , при этом длительность счетного интервала равнялась ~ 40 сек) счет прерывался. За 3 сек ориентация спина нейтронов менялась на противоположную, мониторы перебрасывались на другие пересчетные схемы, к большому детектору подсоединялась другая часть памяти анализатора. После набора заданной статистики в измерении T_r ориентация спина восстанавливалась и цикл повторялся. После заданного числа таких циклов информация с мониторов записывалась печатающим устройством и в пучок вводился деполаризующий шимм (одновременно убирался идентичный шимм, стоявший до этого на пути нейтронов перед поляризатором для компенсации ослабления пучка, вызываемого деполаризующим шиммом); в этих условиях проводилось нужное количество циклов измерения T' и T'_r . При этом информация с большого детектора регистрировалась в новых частях памяти анализатора с сохранением в старых частях накопленной ранее информации. Полная автоматизация регистрирующей системы позволяла накапливать данные в течение многих часов без вмешательства экспериментатора. Для большей надежности обычно использовались два анализатора, включенных параллельно.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Ниже будут описаны измерения пропускания кристалла ЛМН при отсутствии поляризации протонов и измерения эффектов одно- и двукратного пропускания, проведенные с целью определения линейного коэффициента ослабления нейтронов $\sum_i n_i \sigma_{0i}$, поляризационного сечения протонов σ_p и введенного в § 2 сечения σ_1 в широком энергетическом диапазоне. Эти данные нужны, во-первых, для сравнения с теорией, изложенной выше, во-вторых, для вычисления интенсивности и поляризации нейтронов, прошедших через ППМ, и ее оптимальной толщины при различных энергиях.

Измерения пропускания T_0

Измерения T_0 проводились с кристаллами толщиной $0,375 \pm 0,002$ и $0,53 \pm 0,005$ см при температурах $1,1^\circ$; $4,2^\circ$; 77° и 295° К. В области энергий $0,005-50$ эв измерения производились на базе пролета 60 м. Ниже $0,005$ эв использовалась база 19 м. В последнем случае пучок нейтронов от охлаждаемого замедлителя очищался от быстрых нейтронов бериллиевым фильтром толщиной 36 см или комбинированным фильтром из бериллия (16 см) и графита (8 см), охлажденных до азотной температуры.

Пропускание кристалла в резонансной области несколько увеличивается при охлаждении до 77° К и остается постоянным при дальнейшем охлаждении до 1° К. Изменение пропускания вызвано термическим сжатием кристалла и температурной зависимостью полного сечения рассеяния. Согласно Вилку [18], последняя определяется выражением (пренебрегаем более высокими степенями разложения по $1/E$)

$$\sigma_s(E)/\sigma_s = 1 + \bar{K}/3AE, \quad (20)$$

где σ_s — сечение рассеяния на свободном ядре; A — массовое число ядра; \bar{K} — средняя кинетическая энергия атома в кристалле, зависящая от температуры. Суммируя по всем элементам, входящим в ЛМН, получаем сечение рассеяния молекулы:

$$\sigma_M = (1 + \bar{K}'/3E) \sum_i N_i \sigma_{si}, \quad (21)$$

где

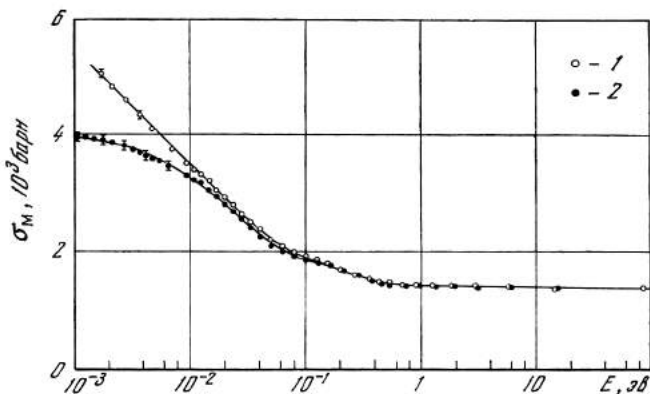
$$\bar{K}' = \sum_i \frac{\bar{K}_i N_i \sigma_{si}}{A_i} / \sum_i N_i \sigma_{si}, \quad (22)$$

N_i — число ядер сорта i в молекуле.

Исправляя измеренные пропускания на захват нейтронов и экстраполируя логарифм пропускания к $1/E = 0$ по линейному закону (21), находим для отношения логарифмов пропускания при $E \rightarrow \infty$, т. е. для отношения плотностей ЛМН при $T = 77^\circ$ К и $T = 295^\circ$ К, значение

$$\frac{\rho(77^\circ \text{ К})}{\rho(295^\circ \text{ К})} = 1,024 \pm 0,007.$$

Рис. 41. Полное сечение взаимодействия σ_M молекулы ЛМН от энергии нейтронов E при комнатной температуре (1) и усредненное по интервалу 1—77° К (2)



Переходя далее к сечению рассеяния на молекулу, находим, что в интервале энергий 0,5—50 эв оно равно

$$\sigma_M = (1350 \pm 10)[1 + \bar{K}'/3E], \quad (23)$$

где $\bar{K}' = 0,078 \pm 0,015$ эв при азотной и $\bar{K}' = 0,087 \pm 0,015$ эв при комнатной температуре. Если вклад других ядер, помимо протонов, в сечение рассеяния на молекулу $\sum_i N_i \sigma_{si}$ составляет 28%, то вкладом тяжелых ядер в числитель (22) можно пренебречь, принимая во внимание факторы $\bar{K}'_i/A_i \approx \approx 1/A_i^2 \ll 1$. В этом приближении средняя кинетическая энергия атома водорода в ЛМН равна $1,38 \bar{K}'$, т. е. равна $0,11 \pm 0,02$ эв и $0,12 \pm 0,02$ эв соответственно при азотной и комнатной температурах.

Поведение полного сечения взаимодействия на молекулу ЛМН в широком энергетическом диапазоне представлено на рис. 41 при комнатной (светлые точки) и усредненной по диапазону 1—77° К (темные точки) температурах кристалла. Характерно, что при комнатной температуре при уменьшении энергии нейтронов сечение растет значительно быстрее, чем при низкой. Это

Поведение полного сечения взаимодействия на молекулу ЛМН в широком энергетическом диапазоне представлено на рис. 41 при комнатной (светлые точки) и усредненной по диапазону 1—77° К (темные точки) температурах кристалла. Характерно, что при комнатной температуре при уменьшении энергии нейтронов сечение растет значительно быстрее, чем при низкой. Это

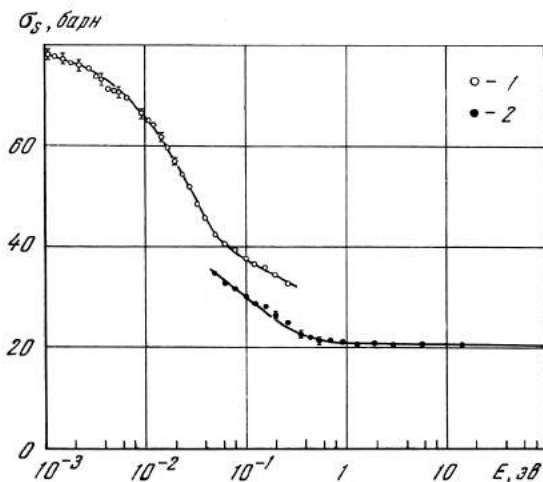


Рис. 42. Сечение рассеяния нейтрона на протоне σ_s , связанном в кристалле ЛМН

1 — точки получены вычитанием некогерентного и захватного сечений тяжелых ядер из экспериментального сечения молекул ЛМН; 2 — вычитались полные сечения

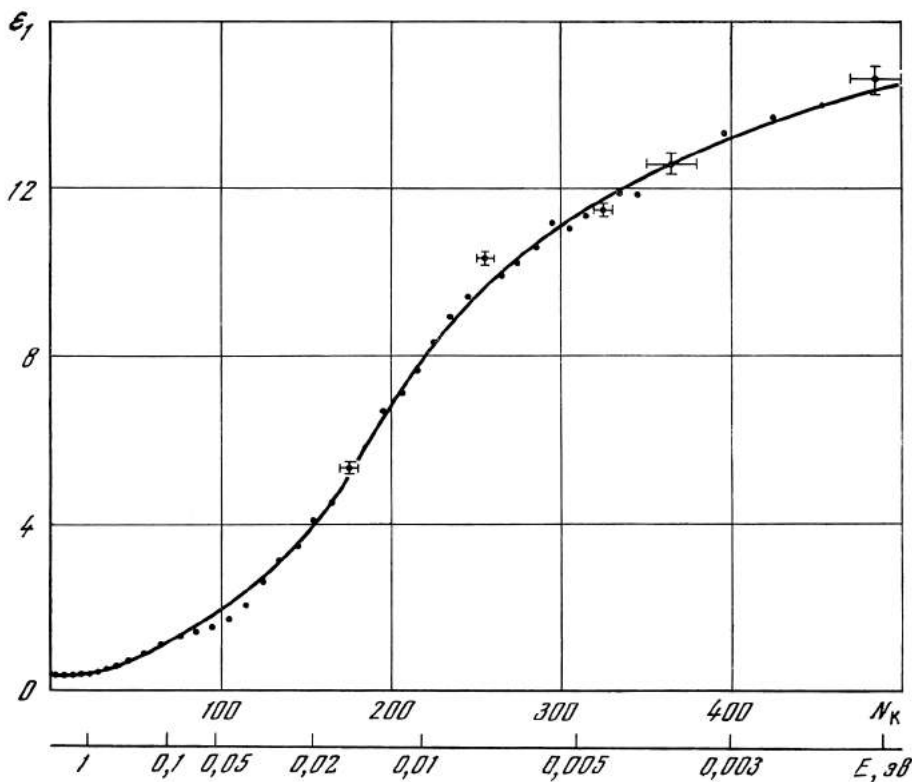
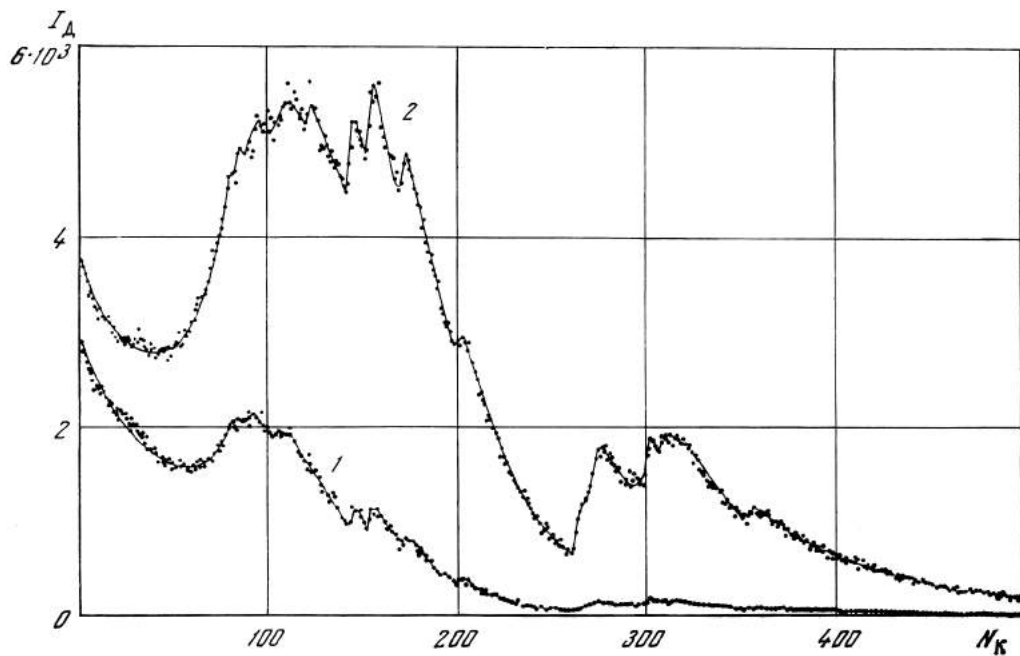


Рис. 43. Временные спектры нейтронов ППМ толщиной 1,835 см

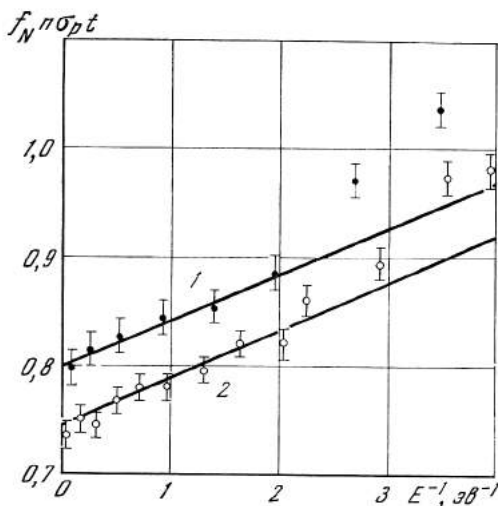
1 — в отсутствие протонной поляризации; 2 — поляризация 65%; I_d — счет детектора на базе пролета 19,4 м за 10 мин; N_k — номер канала временного анализатора, ширина канала 64 мксек, задержка 192 мксек

Рис. 44. Эффект однократного пропускания ϵ_1 в зависимости от номера канала N_k анализатора и энергии нейтрона E

Мишень толщиной 1,835 см, протонная поляризация 65%; вертикальные черточки показывают ошибку измерения, горизонтальные — интервал усреднения

Рис. 45. Экспериментальные значения $f_N n \sigma_p t$ для ППМ 1,835 см для двух серий измерений

Базы пролета: 1 — 19,4 м; 2 — 60 м



обстоятельство обычно связывают с переходом при возрастании температуры от заторможенного вращения молекулярных групп (в данном случае H_2O) к свободному [19].

Используя данные рис. 41 и литературные данные [20] о сечениях тяжелых ядер, входящих в ЛМН, можно определить сечение рассеяния на водороде ЛМН в зависимости от энергии. Однако для тепловой области энергий нейтронов, в которой учет когерентных эффектов сложен, однозначное определение затруднительно. На рис. 42 представлено полученное сечение рассеяния на водороде для области температур 1—77° К. При энергии выше 0,05 эв из экспериментального сечения молекулы вычиталась сумма полных сечений тяжелых ядер (темные точки). Светлые точки получены вычитанием только сечений захвата и некогерентного рассеяния, что строго справедливо при совсем низких энергиях нейтрона, когда когерентное упругое и неупругое рассеяния не проявляются. При больших энергиях сечение n — p -рассеяния в ЛМН выходит на уровень $20,35 \pm 0,23$ барн, что хорошо согласуется с общепринятым значением $20,36 \pm 0,10$ барн [20]. При энергии 10^{-3} эв оно, как и следует ожидать, близко к сечению некогерентного рассеяния на полностью связанном протоне, равному $\sigma_{\text{inc}}^0 = 79,7 \pm 0,4$ барн [20]. Вклад водорода в полное сечение на молекулу составляет при этой энергии 95%.

Эффект однократного пропускания

Измерения ϵ_1 были сделаны с кристаллом толщиной $0,915 \pm 0,002$ на базе пролета 19 м и с двумя кристаллами общей толщиной $1,835 \pm 0,003$ см на базах 19 и 60 м.

В эксперименте измерялись спектры нейтронов, прошедших через ППМ, в отсутствие протонной поляризации и при различных ее значениях. На рис. 43 показаны спектры для толстой мишени, полученные на базе 19 м с использованием охлаждаемого замедлителя. Сложная форма спектра обусловлена фильтрацией и отражением нейтронов слоем бериллия, который примыкал к полиэтиленовому замедлителю. На рис. 44 приведены эксперимен-

тальные значения эффекта однократного пропускания, полученные обработкой указанных спектров. Величина эффекта довольно значительна: в холодной области наблюдается более чем десятикратное увеличение интенсивности при включении протонной поляризации. Процедура нахождения протонной поляризации состояла в определении значений $f_N n \sigma_p t$ по значениям ε_1 при больших энергиях нейтронов, когда в (15) можно положить $\sigma_1 = 0$, и в экстраполяции их с помощью соотношения (20) к $E = \infty$. На рис. 45 представлены две серии экспериментальных значений $f_N n \sigma_p t$ для мишени толщиной 1,835 см. Прямая линия, проведенная через темные точки, описывается уравнением

$$f_N n \sigma_p t = (0,80 \pm 0,01) [1 + (0,16 \pm 0,03)/3E]. \quad (24)$$

Значение $n \sigma_p t$ этой мишени для свободных протонов ($\sigma_p = 16,7$ барн), исправленное на термическое сжатие, равно $1,23 \pm 0,01$. Отсюда получаем поляризацию протонов $f_N = 0,65 \pm 0,015$. Средняя кинетическая энергия атома водорода в ЛМН, т. е. коэффициент при члене $1/3E$, оказалась равной (с учетом других серий измерений) $\bar{K} = 0,16 \pm 0,02$ эв. В пределах двойной ошибки это значение согласуется с оцененным выше из измерений пропускания.

На рис. 46 приведены усредненные по всем опытам значения поляризационного сечения σ_p , полученные из ε_1 с помощью формулы (15). При малых энергиях нейтронов принималось $\sigma_1 = 1/2\sigma_p$, как следует из (8), если пренебречь захватом. При больших энергиях нейтронов принималось $\sigma_1 = 0$. В промежуточной области, где ни одно из этих допущений не пригодно, для определения σ_p использовались измерения двукратного пропускания, описанные ниже. Их результаты, также приведенные на рис. 46, смыкаются с данными из ε_1 ; сплошная кривая (проведенная от руки) представляет зависимость $\sigma_p(E)$ во всей области энергий нейтронов от 10^{-3} до 10^2 эв. У верхней границы кривая фактически нормирована к значению $\sigma_p = 16,7$ барн; у нижней границы она удовлетворительно согласуется с теоретическим предсказанием (10). При известных значениях σ_p из данных об ε_1 с помощью (12) можно извлечь значения σ_1 . Результаты, представленные на рис. 46, дают плавное уменьшение σ_1 от значения $1/2 \sigma_p$ при малых энергиях до нуля — при больших.

Двукратное пропускание

Процедура измерения ε_2 описана в разделе 3. Были проведены три серии измерений ε_2 со значениями поляризации второй мишени $f_{N2} = 0,23, 0,33$ и $0,37$. Результаты одной из серий показаны на рис. 47. Отсутствие заметной аппаратной асимметрии демонстрируется на рис. 48, где просуммированы все серии измерений с деполаризующим шиммом. Как видно, использованный нами шимм толщиной 4 мм полностью деполаризует нейтроны с энергией до 4 эв; при более высокой энергии его деполаризующие свойства начинают ухудшаться. Однако, как отмечено в разделе 2, это обстоятельство не мешает определению эффективности спинового ротатора при высоких энергиях, хотя несколько уменьшается точность такого определения.

Для нахождения поляризаций обеих мишеней после каждой серии измерялись эффекты однократного пропускания мишеней. Вначале уничтожалась поляризация второй мишени; поляризация первой мишени оставалась неизменной. Отношение интенсивностей в резонансной области, полученной ранее с полностью деполаризованным пучком в ходе измерений ε_2 и измеренной

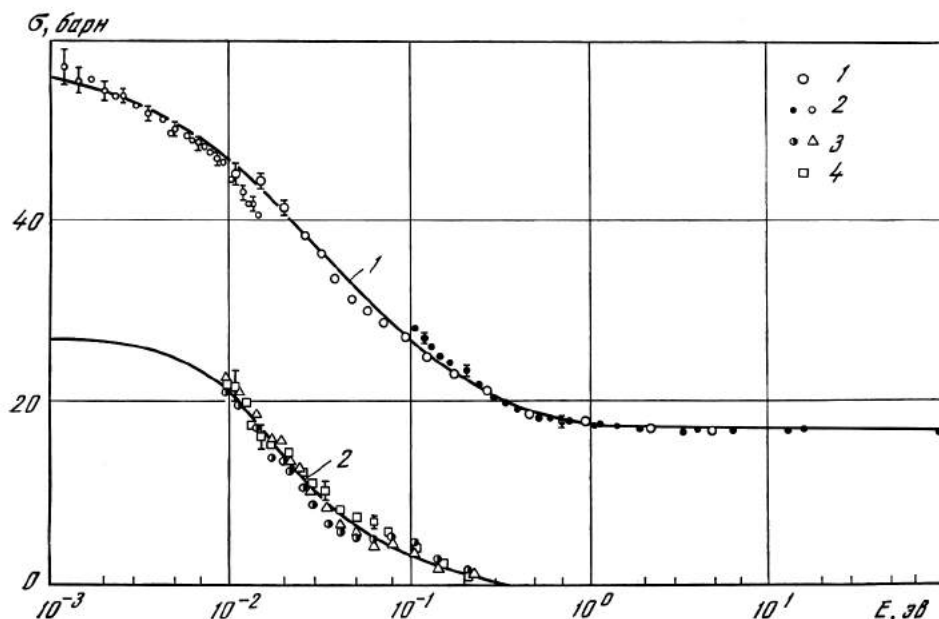


Рис. 46. Полное поляризационное сечение σ_p (кривая 1) и сечение σ_1 (кривая 2)
 а 1 — из измерений ε_2 ; 2 — из измерений ε_1 получены в предположениях $\sigma_1 = 0$ и $\sigma_1 = 1/2 \sigma_p$ соответственно; б: 3 — для ППМ толщиной 1,835 см при поляризациях протонов 0,65 и 0,42 соответственно; 4 — для ППМ толщиной 0,915 см и поляризации 0,60

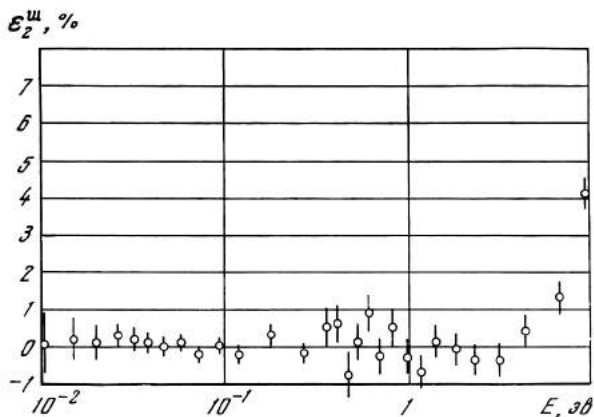
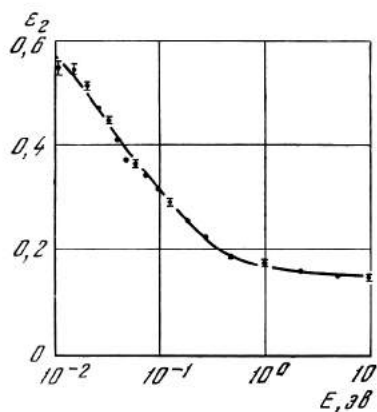


Рис. 47. Энергетическая зависимость эффекта двукратного пропускания ε_2

Рис. 48. Эффект двукратного пропускания, измеренный с железным шиммом толщиной 4 мм между поляризатором и анализатором

после выключения второй мишени, дает ε_1 и поляризацию f_{N_2} . Затем уничтожалась поляризация первой мишени и находилась f_{N_1} . В результаты этих измерений вводилась поправка на некоторую нестабильность поляризации первой мишени; для этого использовались показания второго монитора, т. е. монитора поляризации (см. раздел 3).

Для контроля находился также эффект однократного пропускания для обеих мишеней сразу: отношение счета без поворота спина при измерении ε_2 к счету, когда обе мишени выключены.

Во всех трех сериях наблюдалось хорошее перекрытие результатов. Например, в одной из серий были получены следующие значения для $X_{i_0} = f_{N_i} n \sigma_p (E \rightarrow \infty) t_i$: 1) для первой мишени из $\varepsilon_1' X_{1_0} = 0,756 \pm 0,010$; 2) для второй мишени из $\varepsilon_1' X_{2_0} = 0,28 \pm 0,03$; 3) для обеих мишеней вместе из $\varepsilon_1''' X_{1_0} + X_{2_0} = 1,022 \pm 0,010$. Значение поляризации второй мишени находилось как разность данных из ε_1' и ε_1''' , так как в этом случае обеспечивалась более высокая точность.

Полученные значения X_{1_0} , X_{2_0} и Φ были использованы для нахождения $\sigma_p(E)$ по формуле (18) по экспериментальным значениям $\varepsilon_2(E)$. Результаты всех трех серий согласуются между собой в пределах экспериментальных ошибок. Усредненные значения σ_p приведены на рис. 46 совместно с данными, полученными из измерения ε_1 . При энергии около 0,01 эв оба метода дают близкие результаты.

К сожалению, из-за недостатка интенсивности не удалось провести измерения ε_2 ниже этой энергии.

Аномалии в однократном пропускании

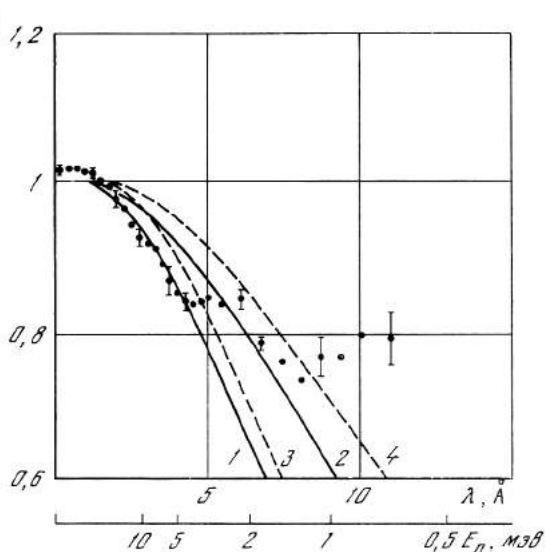
Выражения (7) и (8) были получены в предположении отсутствия корреляций между ядерными спинами. Существование орто- и парасостояний молекул H_2O в ЛМН при временах перехода между ними свыше десяти минут привело бы, как можно показать, к заметно более быстрому росту ε_1 с уменьшением энергии нейтрона, по сравнению с ожидаемым по теории, изложенной в разделе 2. Совокупность экспериментальных данных по ε_1 , включая измерения, продвинутое до энергии $5 \cdot 10^{-4}$ эв, указывает на отсутствие корреляции спинов отмеченного характера. В ходе экспериментов, в которых угол зрения из мишени на детектор составлял 1° , было обнаружено в нескольких случаях обратное поведение ε_1 — замедление роста и даже падение ε_1 в области малых энергий нейтронов. Отношение $(\varepsilon_1 + 1)$ в «аномальной» серии измерений к $(\varepsilon_1 + 1)$ в нормальной серии в функции длины волны нейтрона приведено на рис. 49. Из-за ограниченности времени нам не удалось выяснить условия появления аномалии и научиться ее воспроизводить. В то же время анализ отверг все возможные методические причины аномалии, которые были выдвинуты (фоны, просчеты и т. п.).

Возможным объяснением аномалии является возникновение при некоторых условиях микронеоднородностей поляризации протонов в кристалле, вызывающих рассеяние нейтронов на малые углы, превышающие, однако, $0,5-1^\circ$. На рис. 49 приведены результаты расчета влияния такого рассеяния на ε_1 . Мишень рассматривалась как совокупность сфер радиуса R , занимающих $1/2$ объема мишени с поляризацией протонов, отклоняющейся от поляризации в остальном объеме на постоянную величину Δf_N . С экспериментальными точками наилучшее согласие дает кривая, отвечающая $R = 30 \text{ \AA}$, т. е.

Рис. 49. Аномалия в однократном пропускании

Кружками показано отношение экспериментальных значений отношения $(\epsilon_1 + 1)$ в серии измерений с аномальным значением ϵ_1 к значению $(\epsilon_1^0 + 1)$ в серии с нормальным значением ϵ_1 ; кривые рассчитаны в предположениях:

- 1 — $R = 30 \text{ \AA}$, $|\Delta f_N| = 0,20$;
 2 — $R = 30 \text{ \AA}$, $|\Delta f_N| = 0,15$;
 3 — $R = 50 \text{ \AA}$, $|\Delta f_N| = 0,15$;
 4 — $R = 50 \text{ \AA}$, $|\Delta f_N| = 0,10$; поляризация и толщина мишени 65% и 0,915 см соответственно



примерно половине среднего расстояния между ионами неодима, и значению $|\Delta f_N| = 0,20$.

Представляется интересным провести систематические исследования рассеяния нейтрона на малые углы ППМ. Если оно действительно существует при некоторых условиях, измерения дадут дополнительную информацию о механизме динамической поляризации, спиновой диффузии и релаксации поляризации.

Измерение времени спин-решеточной релаксации протонов

После выключения СВЧ-мощности было прослежено изменение во времени интенсивности пучка нейтронов, прошедших через ППМ из двух кристаллов. На рис. 50 показана временная зависимость $\text{Arch}(\epsilon_1 + 1)$, усредненная по интервалу энергий 0,5—1 эв, при температуре 0,9° К. Прямая, проведенная через экспериментальные точки методом наименьших квадратов, описывает затухание поляризации протонов с постоянной релаксации $196 \pm 4 \text{ мин}$. Аналогичные измерения при температуре 1,07° К дали значение $127 \pm 5 \text{ мин}$.

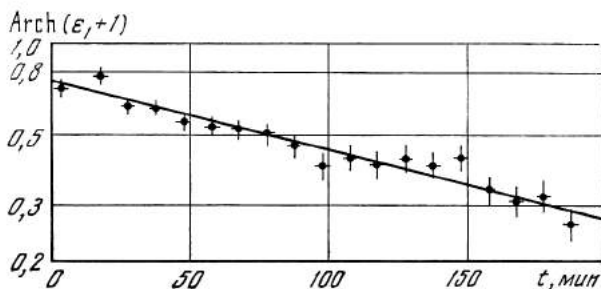


Рис. 50. Зависимость $\text{Arch}(\epsilon_1 + 1)$ от времени, показывающая релаксацию поляризации протонов в мишени объемом 27 см³ при температуре 0,95° К

5. Обсуждение результатов

Описанные выше измерения эффектов однократного и двукратного пропускания, выполненные с кристаллами ЛМН различной толщины и при различных значениях поляризации протонов, обнаружили хорошее согласие с теоретическими предсказаниями, которые вполне однозначны для резонансных и для холодных нейтронов. Отсюда, учитывая сильную зависимость ε_1 и ε_2 от толщины образца, поляризации протонов и энергии нейтронов, можно сделать вывод о практической справедливости допущений об отсутствии неоднородностей поляризации протонов по площади образца и об отсутствии деполаризующих эффектов при прохождении нейтронов через кристалл, неявно использованных при получении формулы (12). Аналогичные соображения указывают на адекватность этой формулы для описания прохождения через кристалл ЛМН тепловых нейтронов, для которых расчетные данные о сечениях отсутствуют. Экспериментальные значения сечений, необходимых для использования (12), приведены на рис. 41 и 46. Вообще говоря, в тепловой области энергий сечения могут зависеть от ориентации кристалла относительно нейтронного пучка и его угла мозаичности. Однако в нейтронном поляризаторе кристалл ЛМН должен устанавливаться своей тригональной осью симметрии вдоль нейтронного пучка, но в этом случае поворот кристалла вокруг оси пучка не может сказаться на полных сечениях взаимодействия. Такое расположение кристалла обусловлено тем, что он вырастает тонкой пластинкой с тригональной осью, направленной нормально к ее поверхности, а условия динамической поляризации [2] требуют ориентации тригональной оси перпендикулярно магнитному полю, которое удобнее направлять поперек нейтронного пучка.

Что касается мозаичности, то в отличие от дейтерированного кристалла, в спектрах пропускания обычных кристаллов не наблюдалось проявлений брэгговского рассеяния; измерения с несколькими образцами дали, как отмечалось, совпадающие сечения. Можно думать поэтому, что некоторые вариации угла мозаичности к значительному изменению сечений не приводят. Более подробно этот вопрос не исследовался.

В резонансной области, как отмечалось, поляризационное сечение водорода составляет 82% от полного сечения рассеяния. Это соотношение должно сохраняться и при меньших энергиях, пока ослабление пучка определяется полным сечением взаимодействия, т. е. в области справедливости так называемого некогерентного приближения теории рассеяния нейтронов. Сравнение данных о σ_p , полученных в этом приближении из измерений ε_1 , с прямыми данными из измерений ε_2 (рис. 46) указывает, что для протонов в ЛМН некогерентное приближение пригодно при энергиях нейтронов, превышающих 0,1—0,2 эв. Из этих же данных следует, что соотношения (8) $2\sigma_1 = \sigma_p = 2/3\sigma_{\text{inc}}^0 \simeq 2/3\sigma_0$, справедливые при $E \rightarrow 0$, фактически оправдываются вплоть до энергий нейтронов 7—10 мэв.

Опыт использования ППМ в качестве поляризатора нейтронов в нашей лаборатории указывает на работоспособность этого метода, его пригодность для эффективной поляризации холодных, тепловых и резонансных нейтронов. Современный уровень техники динамической поляризации ядер обеспечивает получение 60—70%-ной поляризации нейтронов при интенсивности поляризованного пучка около 20% от интенсивности неполяризованного. Площадь поляризатора может быть увеличена на порядок по сравнению с площадью 15 см², реализованной в данной работе. Интересно заметить,

что наилучшая мыслимая ППМ — чистый водород со 100%-ной поляризацией — дала бы выигрыш в факторе качества нейтронного поляризатора $f_n^A T$ всего лишь в 3,5 раза по сравнению с мишенью из ЛМН с поляризацией 70%. Это означает, что с точки зрения нейтронной физики ЛМН не так уж далек от идеала. Место нейтронного поляризатора с ЛМН в ряду других методов поляризации нейтронов иллюстрируется рис. 21. Для области энергий 50 эв — 100 кэв этот метод пока еще является единственным. При энергиях ниже 50 эв, в частности в тепловой области, он должен дать значительный выигрыш в интенсивности поляризованных нейтронов, поскольку в отличие от методов зеркального и брэгговского отражений не накладывает ограничений ни на угловой раствор пучка, ни на ширину используемого интервала энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Таран, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 44, 2185, 1963.
2. К. Джеффрис. Динамическая ориентация ядер. М., «Мир», 1965.
3. P. Draghicescu, V. I. Lushchikov, V. G. Nikolenko, Yu. V. Taran, F. L. Shapiro. Phys. Lett., 12, 334, 1964.
4. В. П. Алфименков, В. И. Луциков, В. Г. Николенко, Ю. В. Таран, Ф. Л. Шапиро. ЯФ, 3, 55, 1966; препринт ОИЯИ РЗ—3208, 1967.
5. V. P. Aljimenkov, V. I. Lushchikov, V. G. Nikolenko, Yu. V. Taran, F. L. Shapiro. Phys. Lett., 24B, 151, 1967; А. И. Иваненко, В. И. Луциков, Ю. В. Таран, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ РЗ—4185, 1969.
6. F. L. Shapiro. Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Structure with Neutrons, p. 223. North Holland, 1966; F. L. Shapiro. Proc. of the Intern. Conf. on Polarized Targets and Ion Sources, p. 339. Saclay, France, 1966.
7. В. И. Луциков, Ю. В. Таран. ЯФ, 1, 850, 1965.
8. И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов. Физика нейтронов низких энергий. М., «Наука», 1965.
9. R. J. N. Phillipis. Nucl. Phys., 43, 413, 1963.
10. Г. Бете, Ф. Моррисон. Элементарная теория ядра. М., ИЛ, 1958.
11. D. De Klerk. Encyclopaedia, XV, Springer — Verlag. Phys., ed. by G. J. Gorter, 4, p. 384. Amsterdam, 1964.
12. A. Abragam, M. Borghini. Progr. in Low Temp. Phys., ed. by G. J. 4, p. 384. Amsterdam, 1964.
13. E. Melkonian. Phys. Rev., 76, 1750, 1949.
14. А. А. Бергман. Труды ФИАН, 24, 169, 1964.
15. P. H. Wolfert. IEEE Transactions, MMT—11, 430, 1963.
16. Г. Е. Блохин и др. АЭ, 10, 438, 1961.
17. Ю. Г. Абов, А. Д. Гуляко, П. А. Крупчицкий. Поляризованные медленные нейтроны. М., Атомиздат, (1966).

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ СОСТОЯНИЙ Eg^{168} , ВОЗБУЖДАЕМЫХ ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ *

(Совместно с В. П. Алфименковым, Г. П. Жуковым, Г. Н. Зиминым,
Л. Ласонь, Ю. Д. Маресевым, О. Н. Овчинниковым, Л. В. Пикельнером,
И. М. Саламатиным, В. Г. Тишиным и Э. И. Шарповым)

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование свойств уровней ядер, возбуждаемых при захвате медленных нейтронов, — одно из старых и хорошо развитых направлений ядерной физики. Методами нейтронной спектроскопии практически для всех стабильных и некоторых радиоактивных ядер определено большое количество таких параметров уровней, как энергия E_0 , нейтронная ширина Γ_n , радиацион-

* Ядерная физика, 17, № 1, 13—20, 1973; препринт ОИЯИ РЗ—6611. Дубна, 1972.

ная ширина Γ_γ , делительная ширина Γ_f , спин J , четность. В то же время магнитный момент μ_J компаунд-ядра до последнего времени не поддавался экспериментальному определению. Разработанные ранее методы определения магнитных моментов ядер были неприемлемы в случае уровней с временами жизни порядка 10^{-15} сек, характерным для нейтронных резонансов.

В работах [1, 2] для определения магнитных моментов компаунд-ядер было предложено использовать сдвиг резонансов, возникающий за счет сверхтонкого взаимодействия в экспериментах с поляризованными нейтронами или поляризованными ядрами. Возможны два варианта опыта. Первый заключается в пропускании поляризованных нейтронов через неполяризованную мишень, находящуюся во внешнем магнитном поле для ориентации внутренних магнитных полей на ядрах. Во втором варианте неполяризованный нейтронный пучок пропускается через мишень, ядра которой поляризованы во внутренних магнитных полях. Величины сдвига резонанса (в сравнении со случаем отсутствия поляризацій) даются для этих двух вариантов следующими выражениями:

$$f_N = 0 \begin{cases} \Delta E = -\frac{1}{3} f_n H \left[\left(1 + \frac{2}{2I+1} \right) \mu_J - \mu_I \right] & (J = I + 1/2), \\ \Delta E = -\frac{1}{3} f_n H \left[\left(1 + \frac{1}{I} \right) \mu_I - \mu_J \right] & (J = I - \frac{1}{2}), \end{cases} \quad (1)$$

$$f_n = 0 \begin{cases} \Delta E = -f_N H \left\{ \left[1 - \frac{1}{(2I+1)(I+1)} \right] \mu_J - \mu_I \right\} & (J = I + 1/2), \\ \Delta E = -f_N H (\mu_J - \mu_I) & (J = I - \frac{1}{2}). \end{cases} \quad (2)$$

Здесь ΔE — сдвиг резонанса; H — магнитное поле на ядре; f_n и f_N — поляризации нейтронов и ядер; I — спин ядра-мишени; J — спин компаунд-ядра; μ_I и μ_J — магнитные моменты соответствующих состояний. Оба варианта опыта очень сложны из-за малости эффектов. Действительно, при экстремально большом внутреннем поле $H = 10^7$ э и магнитном моменте μ , равном одному ядерному магнетону μ_N , величина μH , дающая оценку сдвига при $\mu_J - \mu_I = \mu_N$, составляет всего $3 \cdot 10^{-5}$ эв, тогда как собственная ширина резонансов тяжелых ядер близка к 10^{-1} эв.

Первый эксперимент по определению магнитных моментов компаунд-ядра был выполнен Бекуртсом и Брунхартом [3]. В качестве ядра-мишени был выбран Er^{167} , имеющий сильное внутреннее поле $H = 7 \cdot 10^6$ э и удобные для измерений резонансы при энергиях нейтронов 0,460 и 0,548 эв. Используя поляризованные нейтроны и неполяризованную намагниченную мишень, они определили магнитные моменты двух указанных состояний: $\mu_J(0,460) = (-0,45 \pm 0,74) \mu_N$ и $\mu_J(0,548) = (5,9 \pm 1,2) \mu_N$. Первый из них близок к магнитному моменту ядра-мишени $\mu_I = -0,56 \mu_N$, а второй значительно выше.

В связи с новизной и важностью подобных результатов нами были измерены магнитные моменты этих же состояний, но другим методом: сопоставлением пропусканий неполяризованных нейтронов через поляризованную и неполяризованную эрбиевую мишень.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводились по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30 ОИЯИ [4] при следующих условиях: длительность нейтронного импульса 70 мксек, частота 4 гц, средняя мощность реактора 25 квт, пролетное расстояние 58,5 м.

Схема эксперимента приведена на рис. 51. В качестве мишени была использована немагнитная пластинка из металлического эрбия, ферромагнитного при температурах ниже 20°K . Глубокое охлаждение такой мишени позволяет достичь высокой поляризации ядер внутри доменов. В то же время

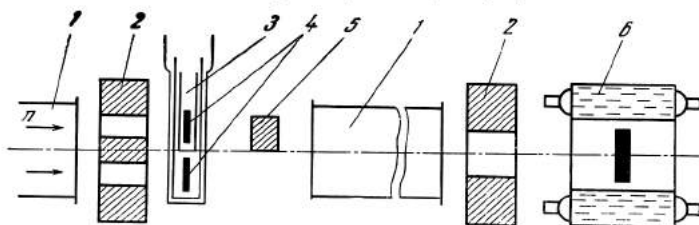


Рис. 51. Схема эксперимента

1 — вакуумные нейтроноводы; 2 — коллиматоры; 3 — криостат;
4 — эрбиевые мишени; 5 — заглушка; 6 — детектор

средняя по мишени поляризация отсутствует, что упрощает наблюдение сдвигов резонансов.

Мишень имела размеры $60 \times 100 \text{ мм}^2$ при толщине $0,2 \text{ мм}$ ($n = 1,5 \cdot 10^{20}$ ядер Er^{167} на 1 см^2). Криостат, в который помещалась мишень, был расположен на расстоянии 32 м от реактора и представлял собой рефрижератор непрерывного действия с растворением He^3 в He^4 , подобный описанному в работе [5]. Прямое охлаждение мишени раствором He^3 в He^4 в нашем случае было неприемлемым, поэтому мишень помещалась в контейнер, заполненный жидким He^4 и отделенный от объема ванны растворения медной стенкой. Для улучшения теплосвязи между мишенью и раствором поверхность этой стенки была сильно развита как в сторону раствора, так и в сторону He^4 . Температура мишени контролировалась угольными термометрами, изготовленными в Институте физических проблем АН СССР [6]. Термометры помещались непосредственно в жидкий He^4 , заполнявший контейнер с мишенью. На мишени стабильно поддерживалась температура $T \approx 0,02^\circ \text{K}$, что при $I = 7/2$ и указанных выше значениях μ_I и H обеспечивало поляризацию $f_N \approx 0,97$. Для разрушения поляризации мишень нагревалась до температуры $T \approx 0,5^\circ \text{K}$. При этом остаточная поляризация составляла $f_N \approx 0,12$. Переход от одной температуры к другой занимал около 1 час, что делало невозможным быстрое чередование измерений с поляризацией и без нее. Мы меняли температуру примерно после 3 час измерений. В условиях редкого чередования измерений особое значение приобретает контроль за стабильностью аппаратуры. В связи с этим в пучке постоянно находился родиевый фильтр, резонанс которого при энергии 1,257 эв служил для привязки временной шкалы анализатора. Кроме этого, пучок нейтронов коллиматором с двумя окнами $50 \times 80 \text{ мм}^2$ был раздвоен таким образом, что один пучок проходил через основную мишень, описанную выше, а второй — через аналогичную мишень из эрбия, помещенную в том же криостате при постоянной температуре $T \approx$

$\simeq 10^\circ \text{K}$. Расстояние между окнами коллиматора составляло 40 мм, так что оба пучка регистрировались одним детектором, описанным ниже. За криостатом находилась заглушка, которая поочередно перекрывала один или другой пучок. Спектр при этом записывался соответственно в первую или вторую половину памяти временного анализатора. Таким образом, наряду с основным измерением, где определялся сдвиг резонансов, обусловленный поляризацией, велось контрольное, в котором этот сдвиг был заведомо нулевым.

В наших условиях для полного использования интенсивностей нейтронных пучков необходимо было обеспечить работу регистрирующей аппаратуры в условиях высокой мгновенной загрузки, достигавшей $5 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$.

В связи с этим был использован токовый метод регистрации [7], свободный от просчетов, связанных с недостаточным быстродействием аппаратуры.

3. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ АППАРАТУРА

Детектор и использованный в токовом методе интегратор тока размещены в экспериментальном павильоне. Интегратор связан кабельными линиями длиной около 1 км с анализирующей системой. Расположенная в измерительном центре ЛНФ ОИЯИ анализирующая система включала в себя амплитудный кодировщик на 128 каналов, временной кодировщик на 1024 канала, запоминающее устройство на 2048 каналов с емкостью в канале $\simeq 65\,000$ и блок управления.

В качестве детектора нейтронов использовался жидкостный сцинтилляционный (n, γ)-детектор [8] объемом 210 л, имеющий цилиндрический канал диаметром 30 см вдоль оси нейтронного пучка. В канал помещался набор дисков из плексигласа и смеси редкоземельных элементов, обладающих большим сечением радиационного захвата. Объем сцинтиллятора просматривался двенадцатью фотоумножителями ФЭУ-49.

Выход параллельно соединенных детекторных ФЭУ подключался на вход интегратора тока. Накопительная емкость интегратора в течение 16 мксек (ширина временного канала) заряжалась током ФЭУ, а затем разряжалась до нулевого уровня импульсом канальной серии, поступающим по кабелю от временного кодировщика. Амплитуда импульса напряжения на выходе интегратора при не очень малых входных токах линейно связана с величиной тока. Чувствительность интегратора в линейной области составляла величину $\simeq 15 \text{ в/ма}$. Для обеспечения линейности измерительной системы использовалась подпитка интегратора постоянным током.

Импульсы с выхода интегратора поступали по кабелю на амплитудный кодировщик, который запускался импульсами канальной серии. Параллельный семиразрядный двоичный код с амплитудного кодировщика, несущий информацию о величине сигнала с интегратора, подавался на запоминающее устройство. Временной кодировщик, управлявший переносом кодов из амплитудного кодировщика в запоминающее устройство, запускался импульсом «старт», синхронизованным с нейтронной вспышкой реактора.

В качестве запоминающего устройства использовался промышленный анализатор АИ-2048 [9], переоборудованный для нашего режима работы. Числовой регистр анализатора был переделан в девятиразрядный полусумматор, позволявший вместо обычной арифметической операции «+ 1» проводить операцию «+ n » ($n \leq 2^9 - 1$). Полусумматор выполнен на стандартных ячейках АИ-2048 по классической схеме. Кроме этого, в анализаторе была

обеспечена возможность записывать по команде от блока управления числа с амплитудного кодировщика либо в первой, либо во второй половине памяти.

Блок управления обеспечивал автоматическое перемещение заглушки из одного пучка в другой с соответствующим переключением половин памяти анализатора. На время перемещения заглушки измерительная система блокировалась. Продолжительность непрерывного измерения с каждой из мишеней и число таких измерений в одном замере задавались блоком управления по набору определенного количества стартовых импульсов. Время одного замера выбиралось таким образом, чтобы не переполнить емкости канала временного анализатора. После замера информация из анализатора через устройства связи передавалась на ЭВМ БЭСМ-4 для хранения и последующей обработки.

4. ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Измерения спектров для двух мишеней проводились следующим образом. Время непрерывного измерения с каждой из мишеней задавалось по набору 100 стартовых импульсов и вместе со временем перемещения заглушки составляло около 30 сек. Один замер состоял из 16 таких измерений с каждой из мишеней и занимал примерно 20 мин. После замера спектры из анализатора передавались на БЭСМ-4, и проводился следующий замер. При неизменных температурах мишеней проводилось восемь замеров, что занимало около 3 час. Затем температура основной мишени изменялась, и проводились восемь замеров в новых условиях. Два таких трехчасовых измерения, отличающиеся по температуре основной мишени, давали две пары спектров (для основной и контрольной мишеней). На рис. 52 в качестве иллюстрации приведен один из спектров пары. Всего в рабочей серии измерений было получено 25 пар спектров.

Для отбраковки результатов измерений, неудовлетворительных из-за сбоев измерительной аппаратуры, и для корректной оценки точности полученных результатов проводилась обработка не всей суммарно накопленной информации, а для каждой из пар спектров в отдельности. Пары, полученные для каждой из мишеней, с точки зрения всех возможных случайных ошибок независимы. Следовательно, определенные из этих пар сдвиги резонансов эрбия должны быть распределены вокруг действительных значений по нормальному закону с дисперсией, характеризующей точность измерений.

Для извлечения информации о сдвигах эрбиевых резонансов полученные в результате измерений пары спектров обрабатывались следующим образом. Пусть F_i^0 и F_i^* — числа отсчетов в i -м канале временного анализатора для двух спектров пары. Эти спектры получены, возможно, при несколько различных условиях по измерительной аппаратуре. Для введения необходимой коррекции использовались области этих спектров, содержащие контрольный резонанс родия. Из соответствующего участка спектра F_i^* образовывался новый спектр

$$F_i^m = \left[F_i^* - \frac{\partial F_i^*}{\partial t} \Delta t \right] k + \varphi. \quad (5)$$

Производная здесь определялась численно:

$$\frac{\partial F_i^*}{\partial t} = \frac{F_{i+1}^* - F_{i-1}^*}{2\tau}, \quad (6)$$

где τ — ширина временного канала анализатора. Параметры Δt , k , φ , характеризующие соответственно средние в паре изменения временной шкалы анализатора, мощности реактора, эффективности детектора, фона и т. п., определялись методом наименьших квадратов при совмещении спектров F_i^0 и F_i^m .

Для определения сдвигов резонансов эрбия участок спектра F_i^* , содержащий эти резонансы, преобразовывался следующим образом:

$$F_i^m = \left[F_i^* - \frac{\partial F_i^*}{\partial t} \Delta t - \frac{\partial F_i^*}{\partial E_{01}} \Delta E_{01} - \frac{\partial F_i^*}{\partial E_{02}} \Delta E_{02} \right] k + \varphi. \quad (7)$$

Здесь E_{01} , E_{02} — энергии резонансов эрбия. Энергетическое разрешение для рассматриваемых резонансов было достаточно хорошим, что позволяло использовать для производных выражения:

$$\frac{\partial F_i^*}{\partial E_{01}} = -nF_i^* \frac{\partial \sigma}{\partial E_{01}}, \quad \frac{\partial F_i^*}{\partial E_{02}} = -nF_i^* \frac{\partial \sigma}{\partial E_{02}}, \quad (8)$$

где n — число ядер на 1 см^2 мишени; σ — нейтронное сечение, описываемое формулой Брейта — Вигнера с параметрами, взятыми из [10] и приведенными в табл. 1. Энергетические сдвиги ΔE_{01} , ΔE_{02} определялись методом наименьших квадратов при совмещении соответствующих участков спектров F_i^0 и F_i^m с найденными ранее параметрами Δt , k , φ . Для контроля внутренней непротиворечивости результатов использовался вариант расчета, когда был фиксирован лишь параметр Δt , а параметры k и φ определялись для эрбиевых участков спектров вместе со сдвигами резонансов. Специально исследовался вопрос о влиянии на получаемые сдвиги возможных неточностей в константах, использованных при вычислении производных $\partial F_i^*/\partial E_{01}$ и $\partial F_i^*/\partial E_{02}$.

Показано, что эти неточности существенно не меняют сдвига.

Таблица 1

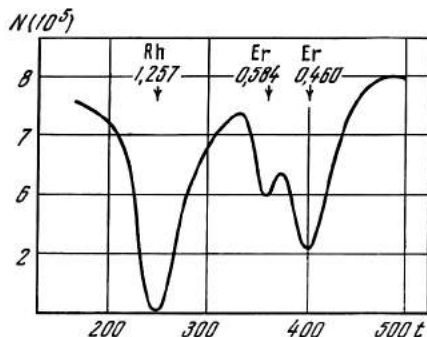
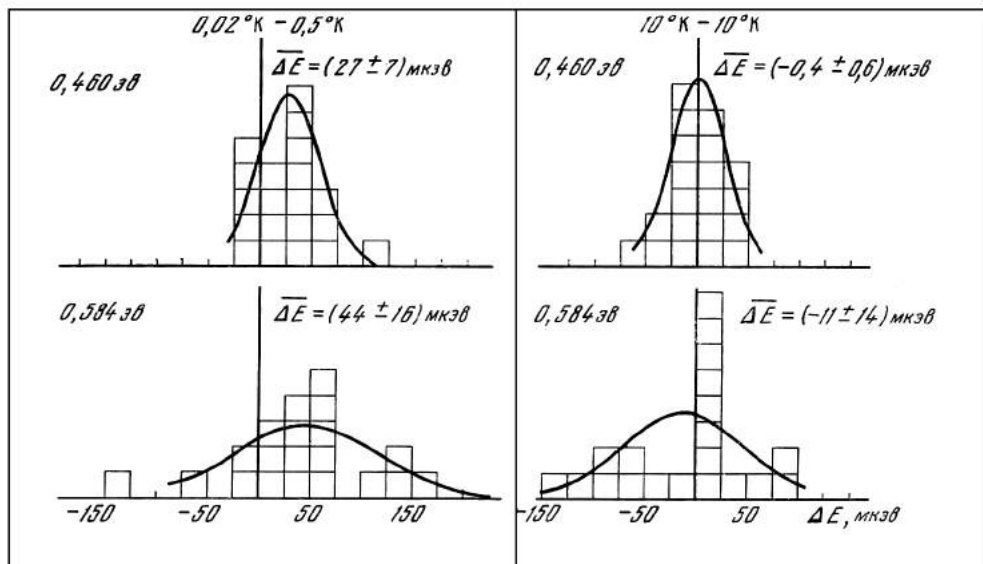
Резонансные параметры $E_{\Gamma^{167}}$ ($\Gamma = 7/2$)

E_0 , эв	$\Gamma_n \cdot 10^{-3}$ эв	$\Gamma_\gamma \cdot 10^{-3}$ эв	I
$0,460 \pm 0,001$	$0,279 \pm 0,005$	88 ± 1	4
$0,584 \pm 0,002$	$0,256 \pm 0,004$	$26,3 \pm 1,0$	3

Из полученных 25 основных и контрольных пар спектров 5 было отбраковано по признаку неудовлетворительного совмещения резонансов родия. Оставшиеся 20 пар, обработанные рассмотренным выше методом, дали значения сдвигов резонансов эрбия. Результаты этой обработки представлены на рис. 53 в виде распределений ΔE_{01} и ΔE_{02} для основных ($T = 0,02$; $0,5^\circ \text{ K}$) и контрольных ($T = 10$; 10° K) пар спектров. На основе полученных

Рис. 52. Один из спектров пары

t — номер временного канала по 16 мксек; N — число нейтронов, зарегистрированных в канале


 Рис. 53. Распределения экспериментальных значений ΔE для основных и контрольных пар спектров ($\overline{\Delta E}$ дано в мкэв)


распределений были вычислены средние значения сдвигов $\overline{\Delta E}$ и их экспериментальные дисперсии:

$$D = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n (\Delta E_j - \overline{\Delta E})^2,$$

где $n = 20$ — число обработанных пар. Нормальные распределения с полученными $\overline{\Delta E}$ и D приведены на том же рисунке. Экспериментальные дисперсии в среднем в 1,5 раза превышают дисперсии, полученные на ЭВМ при обработке отдельных пар спектров и обусловленные в основном статистикой числа отсчетов в каналах анализатора. Это показывает, что в парах, включенных в обработку, случайные ошибки от нестабильности аппаратуры невелики. Полученные средние значения $\overline{\Delta E}$ и их ошибки, вычисленные как ошибки среднего $\delta(\overline{\Delta E}) = \sqrt{D/n}$, равны: для основных пар спектров ($T = 0,02; 0,5^\circ \text{K}$) $\overline{\Delta E}(0,460) = (27 \pm 7) \cdot 10^{-6}$ эв, $\overline{\Delta E}(0,584) = (44 \pm 16) \cdot 10^{-6}$ эв; для контрольных пар спектров ($T = 10; 10^\circ \text{K}$) $\overline{\Delta E}(0,460) = (-0,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-6}$ эв, $\overline{\Delta E}(0,584) = (-11 \pm 14) \cdot 10^{-6}$ эв.

5. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ КОНТРОЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ОЦЕНКИ ВОЗМОЖНЫХ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ОШИБОК

Целью одного из дополнительных контрольных экспериментов была проверка правильности определения величины сдвига при нашей методике измерений и обработки результатов. Для этого было проведено измерение, аналогичное рабочему, при заранее известных фиксированных сдвигах резонансов эрбия. Фиксированные сдвиги резонансов создавались с использованием эффекта Допплера при вращении образца в пучке нейтронов таким образом, что возникала известная средняя составляющая скорости мишени по оси пучка.

Полученные результаты $\overline{\Delta E}(0,460) = (-124 \pm 10) \cdot 10^{-6}$ эв, $\overline{\Delta E}(0,584) = (-156 \pm 15) \cdot 10^{-6}$ эв достаточно близки к ожидаемым: $\overline{\Delta E}(0,460) = (-150 \pm 16) \cdot 10^{-6}$ эв, $\overline{\Delta E}(0,584) = (-170 \pm 18) \cdot 10^{-6}$ эв.

В другом контрольном эксперименте проверялось время установления в доменах ядерной поляризации f_N после установления температуры термометров при изменении температурного режима. Для этого измерялось пропускание нейтронов через основную эрбиевую мишень, помещенную во внешнее магнитное поле с $H = 16$ кэ. Намагниченная мишень имела среднюю по объему поляризацию $\bar{f}_N = cf_N$. Степень намагниченности мишени c , определяемая величиной магнитного поля и магнитной жесткостью материала, при наших изменениях температуры может считаться постоянной. Величина \bar{f}_N и, с точностью до константы c , величина f_N могут быть определены из сопоставления пропусканий в резонансе при наличии поля (T_N) и в отсутствие поля (T_0) на мишени:

$$\frac{T_N}{T_0} = \cos h(n\bar{f}_N\rho\sigma), \quad (9)$$

где σ — резонансное сечение без поляризации,

$$\rho = \begin{cases} \frac{I}{I+1} & \text{для } J = I + 1/2, \\ -1 & \text{для } J = I - 1/2. \end{cases}$$

Проводилось несколько последовательных 10-минутных замеров сразу же после установления температуры термометров. Эти измерения, проведенные для различных температурных режимов, показали, что при наших скоростях изменения температуры время установления f_N (после установления температуры термометров) не превышает нескольких минут.

Малость измеряемого сдвига резонанса требует тщательной оценки возможных систематических ошибок измерений, обусловленных эффектами, не связанными с измеряемым. В нашем случае, когда рабочие измерения проводятся при различных температурах мишени, были рассмотрены следующие эффекты, которые могут дать температурную зависимость формы резонанса и исказить результат: 1) тепловое расширение мишени; 2) температурное изменение доплеровского уширения резонанса; 3) изменение формы резонанса, связанное с температурной зависимостью остаточной средней ядерной поляризации мишени.

Первые два эффекта должны быть исчезающе малыми, поскольку температура основной мишени очень низка и меняется незначительно. Тем не менее возможный вклад от этих эффектов проверялся экспериментально. Были проведены измерения, аналогичные рабочим, в условиях, когда температуры основной мишени в паре устанавливались 4° и 10° К. Ядерная поляризация здесь практически отсутствовала, а рассматриваемые эффекты

должны были проявиться значительно сильнее. Полученные результаты согласуются с нулевым сдвигом:

$$\overline{\Delta E}(0,460) = (-8 \pm 12) \cdot 10^{-6} \text{ эв}, \quad \overline{\Delta E}(0,584) = (8 \pm 17) \cdot 10^{-6} \text{ эв}.$$

Это позволяет исключить влияние первых двух эффектов на результат.

О возможном влиянии остаточной средней поляризации можно сказать следующее. Изучение формы наблюдаемых резонансов позволяет утверждать, что в наших условиях остаточная средняя поляризация мишени при температуре $T = 0,02^\circ \text{ К}$ не превышала нескольких процентов. Специально проведенные расчеты показали, что наличие такой остаточной поляризации заметно не влияет на получаемые при нашей обработке сдвиги резонансов.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ

Проведенное выше рассмотрение позволяет утверждать, что наблюдаемые сдвиги резонансов связаны с интересующим нас эффектом.

Вычисление магнитных моментов компаунд-состояний Er^{168} из полученных сдвигов может быть проведено по формулам (3) и (4) при использовании вместо f_N разности $f_N(0,02^\circ) - f_N(0,5^\circ) = 0,85$. Если принять $H = 7,1 \cdot 10^6 \text{ э}$, $\mu_I = -0,56 \mu_N$, $J(0,460) = 4$ и $J(0,584) = 3$, то для магнитных моментов возбужденных состояний Er^{168} получаются значения:

$$\mu_J(0,460) = (0,9 \pm 0,4) \mu_N, \quad \mu_J(0,584) = (1,8 \pm 0,9) \mu_N.$$

Эти величины заметно отличаются от полученных в работе [3]. В частности, не подтверждается очень высокое значение магнитного момента резонанса $0,584 \text{ эв}$, которое в указанной работе составляло $(5,9 \pm 1,2) \mu_N$. Причину такого расхождения указать трудно, следует только отметить, что при пропускании поляризованных нейтронов через намагниченную мишень, как это делалось в [3], дополнительную неопределенность при измерении μ_J вносит магнитное рассеяние нейтронов, интерферирующее с ядерным.

Полученные нами результаты находятся в согласии с современными теоретическими представлениями о магнитных моментах компаунд-состояний ядер, которые, как показано в работах [11, 12], в среднем не должны сильно отличаться от одночастичных. Считаю своим приятным долгом выразить глубокую признательность И. М. Франку за интерес к работе и полезные обсуждения и Б. А. Родионову и Б. Н. Соловьеву, оказавшим существенную помощь в подготовке аппаратуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. L. Shapiro. Research Applications of Nuclear Pulsed Systems. Vienna, IAEA, 1967, p. 176.
2. F. L. Shapiro. Polarized Targets and Ion Sources. Saclay, CEA, 1967, p. 339.
3. К. Н. Веккуртс, Г. Брунхарт. Phys. Rev., C1, 726, 1970.
4. В. В. Голяков, Ж. А. Козлов, Л. К. Кулькин и др. ОИЯИ, 3—5736. Дубна, 1971.
5. Б. Неганов, Н. Борисов, М. Линбург. ЖЭТФ, 50, 1445, 1966.
6. Н. Н. Михайлов, А. Я. Козановский. ПТЭ, 3, 194, 1961.
7. А. А. Жданов, Г. П. Жуков, Ю. М. Остапевич и др. Семинар по ядерной электронике, Варна, НРБ, 1—12 июня 1969 г. ОИЯИ, 13—4720, стр. 315, 1970.
8. Х. Малэцки, Л. Б. Пикельнер, И. М. Саламатин, Э. И. Шаранов. ОИЯИ, РЗ—5609, 1971.
9. С. С. Курочкин, А. Л. Белоус, А. Ф. Белов. Труды VI Конференции по ядерной электронике. Т. III., ч. 1. М., Атомиздат, 1965.
10. BNL—325, 2nd ed., Suppl. 2, 1966.
11. Р. Н. Кужлин. ЯФ, 6, 969, 1967.
12. V. G. Soloviev, V. V. Voronov. JINR, E4—6487. Dubna, 1972.

ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА

НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ
РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ γ -ЛУЧЕЙ **(Совместно с И. Я. Варитом и М. И. Подгорецким)*

Вследствие отдачи при излучении γ -кванта свободным ядром энергия кванта всегда меньше разности энергетических уровней излучающего ядра. Аналогичное смещение имеет место и при поглощении γ -кванта. Это обстоятельство сильно затрудняет наблюдение резонансного рассеяния γ -лучей, которое при отсутствии смещения или его компенсации должно происходить с большой вероятностью.

В недавних работах [1—3] было, однако, показано, что при низких температурах в заметной доле актов излучения и поглощения γ -квантов сравнительно малой энергии импульс отдачи принимает на себя весь кристалл в целом. В указанных условиях смещение γ -линии (как и доплеровское уширение) практически исчезает, что делает возможным непосредственное наблюдение резонансного поглощения. Это было особенно ярко продемонстрировано в работах Мёссбауэра [2] и Крейга и др. [3], авторы которых наблюдали зависимость сечения резонансного поглощения от скорости изменения расстояния между источником и поглотителем (эффект Доплера). Опыты проводились с γ -лучами Ir^{191} , имеющими энергию 129 кэв. Время жизни возбужденного состояния оказалось равным $\sim 10^{-10}$ сек, что соответствует ширине $\Gamma \sim 10^{-5}$ эв и относительной ширине $\sim 10^{-10}$. Влияние эффекта Доплера сказывалось уже при скоростях ~ 1 см/сек.

В работе Мёссбауэра [2] предлагается использовать описанный метод для измерения ширины γ -линий, а также для изучения схем каскадных γ -переходов, поскольку резонансное поглощение может наблюдаться только для переходов на основное состояние ядра. Нам кажется возможным использовать резонансное поглощение также для исследования различного рода смещений и расщеплений ядерных уровней **. В качестве примера укажем на поперечный эффект Доплера, ядерный эффект Зеемана *** и на смещение в поле тяжести, предсказываемое общей теорией относительности. Исследование первых двух эффектов возможно при наблюдении смещений порядка

* ЖЭТФ, 38, 301—302, 1960.

** Как нам стало известно, аналогичные соображения высказывались также В. Е. Лэмбом на конференции по квантовой электронике, состоявшейся 14—16 октября 1959 г. в США, и А. И. Алихановым.

*** Следует подчеркнуть, что использование ядерного эффекта Зеемана могло бы дать возможность изучения γ -переходов поляризованных ядер и взаимодействий с участием поляризованных γ -квантов.

$10^{-7} - 10^{-8}$ эв. Что касается смещения в поле тяжести, то при разности высот источника и поглотителя ~ 10 м относительный сдвиг составляет $\sim 10^{-15}$, что при энергии кванта 100 кэв соответствует абсолютному сдвигу $\sim 10^{-10}$ эв.

Для наблюдения столь малых смещений необходимо работать в условиях, когда естественная ширина γ -линий меньше изучаемого сдвига или близка к нему и когда не происходит существенного уширения линии за счет побочных эффектов*. Предварительные оценки показывают, что последнее условие вполне достижимо для линий с шириной $\Gamma \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ эв и, быть может, достижимо при $\Gamma \sim 10^{-10}$ эв, что соответствует времени жизни $\tau \sim 10^{-5}$ сек.

Среди изученных изомерных состояний стабильных ядер имеется одно, обладающее относительной шириной $\Gamma/E \sim 10^{-15}$, — уровень 92 кэв изотопа Zn^{67} ($\tau = 9,3 \cdot 10^{-6}$ сек), возбуждающийся в результате K -захвата ядром Ga^{67} (период полураспада 78 час) [4]. В принципе γ -переход 92 кэв Zn^{67} может быть использован для наблюдения упомянутого выше гравитационного эффекта**.

В настоящее время представляется целесообразным экспериментальное исследование указанных выше возможностей использования явления резонансного рассеяния γ -лучей.

Авторы благодарят Т. Вишки и В. Огиевского за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Mössbauer. *Zs. Phys.*, **151**, 124, 1958.
2. R. L. Mössbauer. *Zs. Naturforsch.*, **14a**, 241, 1959.
3. P. P. Craig, J. D. Dash, A. D. M. McGuire, D. E. Nagle. *Bull. Am. Phys. Soc.*, **4**, 373, 1959.
4. Б. С. Джелепов, Л. К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958.

ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА ***

1. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА МЁССБАУЭРА

Как показал Мёссбауэр [1], спектр γ -лучей, испускаемых возбужденными ядрами, входящими в состав твердого тела, содержит две компоненты:

а) компоненту с естественной шириной и с энергией, равной энергии перехода E ;

б) несравненно более широкую компоненту с шириной порядка Ev/c (v — среднеквадратичная скорость теплового движения излучающего ядра), сдвинутую относительно энергии перехода на величину R , где $R = E^2/2Mc^2$ — энергия отдачи при испускании кванта свободным неподвижным ядром с массой M .

* Примерами таких побочных эффектов являются доплеровское уширение из-за вибраций источника или поглотителя, размытие или расщепление линии за счет магнитных и электрических полей.

** В экспериментах может оказаться удобным производить сдвиг линии на известную величину с помощью доплер-эффекта (относительно большие сдвиги) или ядерного зееман-эффекта (малые сдвиги).

*** Переработанный текст доклада, представленного второй Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях (июль 1960 г.). УФН, **72**, № 4, 685—696, 1960.

Такие же компоненты присутствуют и в спектре поглощения соответствующих невозбужденных ядер. Компоненту с естественной шириной мы будем в дальнейшем называть линией Мёссбауэра.

В квантовой теории [1] линия Мёссбауэра соответствует актам излучения (или поглощения) γ -квантов, которые происходят упруго по отношению к кристаллу в целом, т. е. без изменения квантового состояния кристалла или, иначе говоря, без излучения или поглощения фононов. Оказывается, однако, что существование линии Мёссбауэра является чисто классическим эффектом, который может быть количественно описан и без помощи квантовой теории [2].

С классической точки зрения тепловые колебания излучающего атома производят фазовую или, что равносильно, частотную модуляцию γ -излучения посредством эффекта Доплера. При этом в спектре излучения возникает большое число боковых линий, наряду с которыми всегда присутствует также центральная несмещенная компонента (несущая частота), которая и является линией Мёссбауэра. Найдем интенсивность этой компоненты.

Пусть $u(t)$ — проекция скорости излучающего атома на направление наблюдения. С учетом линейного эффекта Доплера фаза волны в лабораторной системе координат равна

$$\psi(t) = \int \omega_0 \left(1 + \frac{u(t)}{c}\right) dt = \omega_0 t + \frac{x(t)}{\lambda},$$

где ω_0 — частота γ -излучения; $\lambda = c/\omega_0$ — его приведенная длина волны; $x(t)$ — смещение атома от положения равновесия в направлении наблюдения.

Разлагая $x(t)$ в ряд по собственным частотам колебаний твердого тела, имеем для напряженности поля волны

$$\mathcal{E} = \exp[i\psi(t)] = \exp\left[i\omega_0 t + i \sum_m \frac{x_m}{\lambda} \sin(\Omega_m t + \varphi_m)\right].$$

Используя известное из теории бесселевых функций разложение

$$e^{iz \sin \theta} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z) e^{in\theta},$$

получаем

$$\mathcal{E} = e^{i\omega_0 t} \prod_m \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n\left(\frac{x_m}{\lambda}\right) e^{in(\Omega_m t + \varphi_m)}. \quad (1)$$

Общий член (1) соответствует излучению частоты $\omega_0 + \sum_m n_m \Omega_m$. Несмещенную частоту дает член $\mathcal{E}_0 = e^{i\omega_0 t} \prod_m J_0(x_m/\lambda)$, а также члены, для которых

$\sum_m n_m \Omega_m = 0$. В практически интересных случаях, когда интенсивность мёссбауэровской линии не очень мала, членами последнего типа можно пренебречь, так как число таких членов мало по сравнению с полным числом боковых линий.

Таким образом, интенсивность линии Мёссбауэра равна

$$f = |\mathcal{E}_0^2| = \prod_m J_0^2(x_m/\lambda).$$

Поскольку число множителей очень велико, каждая из величин $J_0(x_m/\lambda)$ близка к 1 и можно положить $J_0(x_m/\lambda) = 1 - x_m^2/4\lambda^2$. В результате имеем

$$\ln f = -\frac{1}{2\lambda^2} \sum_m x_m^2 = -\frac{\bar{x}^2}{\lambda^2}, \quad (2)$$

где $\bar{x}^2 = \frac{1}{2} \sum x_m^2$ — средний квадрат отклонения колеблющегося атома решетки от положения равновесия (в направлении наблюдения).

Из (2) следует, что линия Мёссбауэра хорошо выражена, если амплитуда колебаний атомов решетки не велика по сравнению с длиной волны γ -излучения. Смысл этого условия можно понять, используя подход, применявшийся И. М. Франком в теории эффекта Допплера [3]. Излучение атома можно рассматривать как результат сложения световых импульсов, испущенных в течение последовательных интервалов dt . Спектральное разложение отдельного импульса соответствует сплошному спектру, т. е. содержит все частоты. Для неподвижного излучателя соотношения фаз в спектральных разложениях таковы, что волны с частотой $\omega \neq \omega_0$ гасят друг друга, волны с частотой ω_0 усиливаются. Если излучатель колеблется с амплитудой, малой по сравнению с длиной волны излучения λ , т. е. $x \ll \lambda$, фазовые сдвиги изменяются незначительно и интенсивность компоненты с частотой ω_0 убывает также незначительно. Если же $x > \lambda/2$, волны с частотой ω_0 начинают взаимно гаситься и интенсивность компоненты ω_0 резко падает. Для осциллятора с собственной частотой Ω средний квадрат смещения и энергия U связаны, как известно, соотношением

$$\bar{x}^2 = \frac{U}{M\Omega^2}; \quad (3)$$

средняя энергия осциллятора, в свою очередь, определяется выражением

$$\bar{U} = \hbar\Omega \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\hbar\Omega/kT} - 1} \right). \quad (4)$$

Комбинируя (3) и (4) и подставляя после усреднения по спектру колебаний твердого тела в (2), получаем

$$\ln f = -\frac{E^2}{Mc^2} \int_0^\infty \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\hbar\Omega/kT} - 1} \right] \frac{f(\Omega) d\Omega}{\hbar\Omega}, \quad (5)$$

где T — абсолютная температура, $f(\Omega)$ — нормированный к 1 спектр собственных частот твердого тела.

В дебаевском приближении

$$f(\Omega) = 3 \left(\frac{\hbar}{k} \right)^3 \frac{\Omega}{\theta^3} \text{ при } \hbar\Omega \leq k\theta, \quad f(\Omega) = 0 \text{ при } \hbar\Omega > k\theta$$

(θ — дебаевская температура). Подставляя это выражение в (5), приходим к формуле (1) из доклада Мёссбауэра*. Таким образом, результаты классического и квантового расчетов полностью совпадают.

* УФН, 1960, 72, № 4, 664.

Выражение для f по существу является частным случаем так называемого теплового фактора Дебая—Уоллера, учитывающего влияние колебаний атомов решетки на интенсивность когерентного брэгговского рассеяния рентгеновских лучей [4]. Это совпадение отражает общую особенность двух явлений: и эффект Мёссбауэра, и брэгговское рассеяние даются несмещенной компонентой частотного спектра излучения, модулированного колебаниями атома решетки; в первом случае речь идет о колебаниях излучающего атома, во втором — рассеивающего.

Как известно, многие вещества, в особенности не обладающие кубической симметрией, не могут быть охарактеризованы определенной температурой Дебая [5]. Это приводит к большой неопределенности в оценке интенсивности линии Мёссбауэра из соотношений, полученных для дебаевской модели. М. В. Казарновскому удалось выразить интенсивность линии Мёссбауэра непосредственно через интегралы от теплоемкости решетки C_L по температуре [6]. Так, при $T = 0$ (или $T \ll \theta$)

$$\ln f = - \frac{E^2}{2\pi^2 M c^2 k^2} \int_0^{\infty} C_L(T) \frac{dT}{T^2}. \quad (6)$$

Соотношения Казарновского очень полезны для сравнения эксперимента с теорией. К сожалению, они строго обоснованы только для монокристаллов с кубической симметрией, для которых они менее нужны.

2. ВЛИЯНИЕ КВАДРАТИЧНОГО ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА

Паунд и Ребка [7] обнаружили зависимость частоты линии Мёссбауэра от температуры источника (или поглотителя) и показали, что она обусловлена эффектом Доплера второго порядка по скорости теплового движения, которым выше мы пренебрегли.

Точная релятивистская формула эффекта Доплера, как известно, имеет вид

$$\omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - u/c},$$

где скорость излучателя v и проекцию скорости на направление наблюдения в лабораторной системе координат u надо брать в момент излучения τ , связанный с моментом наблюдения t соотношением

$$t = \tau + \frac{X - x(\tau)}{c}. \quad (7)$$

Здесь X — расстояние точки наблюдения от положения равновесия излучателя (предполагается, что это расстояние неограниченно велико по сравнению с амплитудой колебаний излучателя).

Частота ω_1 линии Мёссбауэра равна постоянной слагающей $\omega(t)$, тогда как переменная слагающая $\omega(t)$ определяет, как показано выше, ее интенсивность. Таким образом,

$$\omega_1 = \frac{1}{T} \int_0^T \omega(t) dt = \frac{1}{T} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \omega_0 \frac{\sqrt{1 - v^2(\tau)/c^2}}{1 - u(\tau)/c} \frac{dt}{d\tau} d\tau \simeq \omega_0 \left(1 - \frac{v^2}{2c^2}\right), \quad (8)$$

так как, согласно (7), $dt/d\tau = 1 - u(\tau)/c$ и (для атома в твердом теле) $(\tau_2 - \tau_1)/T \rightarrow 1$ при $T \rightarrow \infty$.

Соотношение (8) выражает не что иное, как релятивистский «парадокс часов»: движущиеся часы идут медленнее часов наблюдателя на фактор $\sqrt{1 - v^2/c^2} \simeq 1 - v^2/2c^2$. Оно может быть получено и из энергетических соображений [2, 8]. Действительно, при эффекте Мёссбауэра импульс отдачи сообщается кристаллу в целом, т. е. импульс p излучающего атома не изменяется. Но так как масса излучающего атома уменьшается на величину $\Delta M = E/c^2$, его средняя кинетическая энергия $\bar{p}^2/2M$ возрастает на величину $\frac{\bar{p}^2 \Delta M}{2M^2} = E \frac{v^2}{2c^2}$. Соответственно энергия испускаемого γ -кванта оканчивается на фактор $(1 - v^2/2c^2)$ меньше энергии перехода E .

Дифференцируя (9) по температуре и учитывая, что теплоемкость решетки $C_L = du/dT$, $u = Mv^2$, получаем соотношение Паунда и Ребка

$$\frac{d\omega_1}{dT} = -\omega_0 \frac{C_L}{2Mc^2}. \quad (9)$$

В предыдущем рассмотрении мы предполагали, что колебания не влияют на частоту γ -излучения в системе координат излучающего ядра. В действительности, смещение атома от положения равновесия приводит к изменению конфигурации электронной оболочки и, следовательно, к изменению энергии взаимодействия оболочки с ядром*. Изменение различно для возбужденного и основного состояний ядра, причем разница войдет в энергию γ -кванта. Этот вопрос подробно рассмотрен в работе А. Дзюба и А. Ф. Лубченко [9].

Порядок величины разницы можно оценить из имеющихся данных об изомерном смещении, т. е. о сдвиге энергий атомных оптических переходов для основного и изомерного состояний ядра [10]. По порядку величины изомерное смещение составляет $E_{\text{изом}} \sim 10^{-6}$ эв. Относительное изменение изомерного смещения при отклонении атома можно принять равным относительному изменению энергии электронного перехода, т. е. ширине оптической линии в кристалле:

$$\Delta E_{\text{изом}} \sim \frac{\Delta E_{\text{опт}}}{E_{\text{опт}}} E_{\text{изом}} \sim 10^{-3} \cdot 10^{-6} \sim 10^{-9} \text{ эв.}$$

Поскольку при нагреве образца амплитуда отклонений возрастает, рассмотренный эффект должен приводить к температурной зависимости положения резонансной линии. Хорошее согласие экспериментальных данных [7] для Fe^{57} с теорией, учитывающей только квадратичный эффект Доплера, указывает, что для Fe^{57} изменение изомерного смещения не существенно**.

3. ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА ДЛЯ ПРИМЕСИ

Подавляющая часть нормальных колебаний решетки характеризуется длиной волны, значительно превышающей размер элементарной ячейки решетки. При таких колебаниях смещения атома относительно ближайших

* Изменения энергии ядра за счет переменной поляризации под действием сил, вызывающих колебания, пренебрежимо малы.

** Изменение частоты $\Delta E_{\text{изом}}/\hbar$ приводит к сдвигу фазы излучаемой волны на величину $\sim \Delta E_{\text{изом}} T/\hbar$, где $T \sim \hbar/k\theta$ — период колебаний твердого тела. Этот сдвиг ничтожно мал по сравнению с 1, т. е. практически не сказывается на интенсивности линии Мёссбауэра.

соседей малы по сравнению с амплитудой смещения относительно положения равновесия, т. е. большое число атомов колеблется практически совместно. Ввиду этого замена одного из атомов решетки (масса M_1) на другой атом с массой M скажется на динамике колебания лишь незначительно, и смещения примесного атома будут мало отличаться от смещений атомов решетки. Исключение составят только несколько колебаний высокой частоты, связанных со значительными смещениями атома M относительно своих соседей. Эти несколько высокочастотных колебаний внесут очень малый вклад в средний квадрат смещения \bar{x}^2 , тем более, что для отдельного осциллятора $x_m^2 \sim 1/\Omega_m^2$. Ввиду этого интенсивность линии Мёссбауэра в изучении примесного атома должна быть почти такой же, как если бы γ -лучи с той же длиной волны излучал основной атом решетки. Это значит, что в случае примесного атома в выражение (5) необходимо подставлять массу атома и спектр колебаний, характеризующие решетку, в которую введен примесный атом. Для дебаевского кристалла с температурой Дебая θ при $T \ll \theta$ будем иметь для излучения атома M :

$$\ln f \simeq - \frac{3E^2}{4M_1 c^2 k \theta}, \quad (10)$$

тогда как для кристалла с той же дебаевской температурой, целиком построенного из атомов M , имеем

$$\ln f = - \frac{3E^2}{4M c^2 k \theta}. \quad (11)$$

Как видно из (10), в случае примесного атома интенсивность линии Мёссбауэра уже не определяется отдачей излучающего атома.

Сделанные выше замечания еще не проверены экспериментом или точным расчетом. Они могут иметь практическое значение для наблюдения эффекта Мёссбауэра на ядрах малого и среднего массовых чисел [11]. Например, в металлическом цинке ($\theta = 213^\circ \text{K}$) интенсивность линии Мёссбауэра Zn^{67} должна составлять при $T \ll \theta$ $f = 0,4\%$. Если внести Zn^{67} в виде небольшой примеси в решетку с той же дебаевской температурой, но с массовым числом атомов, равным 200, величина f должна была бы согласно (10) возрасти примерно в 40 раз. При этом следует иметь в виду, что частота резонансного излучения атома зависит от кристаллического и химического окружения (см. выше (8), а также [12]).

В случае сложной решетки, содержащей атомы более чем одного рода, атомы ячейки движутся при колебаниях решетки практически совместно за исключением высокочастотной части оптических ветвей спектра колебаний, когда смещения атомов ячейки различаются. Если пренебречь последним обстоятельством, то, как легко показать, при вычислении интенсивности линии Мёссбауэра нужно подставлять массу, усредненную по массам всех атомов ячейки. Однако допустимость такого приближения отнюдь не ясна, и вопрос нуждается в более подробном рассмотрении.

4. КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ

В работе [13] Подгорецкий и Ройзен отмечают, что эффект Мёссбауэра делает возможной миграцию возбуждения между тождественными ядрами; это сказывается на характере излучения. В работе классически рассматриваются случаи двухатомной молекулы и длинной линейной цепочки атомов.

В случае цепочки частота излучения и постоянная затухания зависят от угла направления луча по отношению к оси цепочки. Смещение частоты, измеренное в естественных ширинах линии, равно $3\lambda/16\pi a$ (за исключением особых углов); относительное изменение затухания (по отношению к свободному ядру) доходит до $3\lambda/8a$, где λ — длина волны, а a — расстояние между атомами в цепочке. Авторы указывают, что аналогичные явления должны наблюдаться в кристаллах. Наибольшей величины эти эффекты могут достигать только в моноизотопных веществах и при интенсивности линии Мёссбауэра, близкой к единице.

5. СПЕКТР γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗООБРАЗНОГО И ЖИДКОГО ИСТОЧНИКА

Поскольку в жидкости или сжатом газе смещение диффундирующего атома за время жизни возбужденного ядра мало, встает вопрос, не может ли формироваться также в этих средах узкая γ -линия. Соответствующая задача рассмотрена (по существу, классически) в работе М. И. Подгорецкого и А. В. Степанова [14]. Эти авторы, используя для описания движения диффундирующего атома уравнение Ланжевена, получили для формы линии испускания выражение

$$J(\omega) \sim \operatorname{Re} \int_0^{\infty} dt e^{-i(\omega - \omega_0)t - \gamma t/2 - (\eta t - 1 + e^{-\eta t}) D/\eta \lambda^2}, \quad (12)$$

где ω_0 — частота, излучаемая закрепленным ядром; $\gamma = \Gamma/\hbar$ — постоянная распада возбужденного состояния; D — коэффициент диффузии; $\eta = kT/MD$.

При $D/\eta \lambda^2 \sim (l/\lambda)^2 \gg 1$ (l — средний свободный пробег между соударениями) в (12) существенны только малые значения ηt , и последний член в экспоненте (12) принимает вид $D\eta t^2/2\lambda^2$. Спектр в этом случае имеет доплеровскую форму с полушириной порядка $\omega_0 v/c = v/\lambda$, где v — среднеквадратичная скорость теплового движения (предполагается, что $\gamma \ll \omega_0 v/c$). В противоположном случае, когда $D/\eta \lambda^2 \sim (l/\lambda)^2 \ll 1$, в (12) существенны большие значения ηt , и последний член в экспоненте можно принять равным Dt/λ^2 ; линия принимает лоренцеву форму

$$J(\omega) \sim 1/[(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2 + D/\lambda^2)^2] \quad (13)$$

с шириной $\gamma/2 + D/\lambda^2$.

Поскольку $D/\lambda^2 \sim \frac{v}{\lambda} \cdot \frac{l}{\lambda}$, видно, что в области применимости соотношения (13) ширина спектра много меньше доплеровской ширины v/λ . Для γ -излучения с энергией 10 кэВ и для коэффициента диффузии $10^{-5} \text{ см}^2/\text{сек}$ (жидкий свинец) добавочная ширина равна $\hbar D/\lambda^2 \sim 10^{-3} \text{ эВ}$, т. е. все еще велика по сравнению с естественной шириной γ -линии.

Липкин [15] получил правило сумм, согласно которому средняя энергия линии испускания всегда на величину энергии отдачи R меньше энергии γ -перехода. В твердом теле при наличии несдвинутой линии выполнение правила сумм обеспечивается сдвигом доплеровской компоненты спектра. Согласно классической теории для жидкости или газа, спектр излучения состоит из одной линии, центр которой совпадает с частотой перехода. При $E \rightarrow 0$ отношение энергии отдачи к ширине линии постоянно и равно

$\hbar/2MD$. Эта величина может быть не мала. Вопрос о том, как удовлетворяется правило сумм, а следовательно, и вопрос о положении центра линии не может быть до конца разработан в классической теории и остается в настоящее время неясным.

6. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С Sn^{119}

Олово-119 обладает возбужденным уровнем с энергией возбуждения 23,8 кэв и шириной $\Gamma = 2,4 \cdot 10^{-8}$ эв. Спин основного состояния $\text{Sn}^{119} J_0 = 1/2^+$, возбужденного $J_1 = 3/2$. Этот уровень возбуждается в результате распада изомерного состояния Sn^{119m} с периодом полураспада 250 дней.

Эффект Мёссбауэра на олове-119 исследовался группами ИТЭФ (А. И. Алиханов, В. А. Любимов [16, 17]), ФИАН (И. Я. Барит и др. [18]) и МГУ (Н. Н. Делягин, В. С. Шпинель и др. [19, 20]). Работа группы ИТЭФ — первая, в которой был наблюден эффект резонансного поглощения на олове и измерено влияние магнитного поля на величину поглощения. Измерения проводились при температурах жидкого азота и комнатной. Источник и фильтры изготовлялись из металлургического белого олова. Результаты измерений, в которых источник помещался в магнитном поле, а поглотитель из естественного олова толщиной 5 мг/см² вне поля, представлены на рис. 54. Уменьшение резонансного поглощения при наложении поля обусловлено расщеплением уровней за счет ядерного Зееман-эффекта, величина которого определяется магнитными моментами основного и возбужденного состояний Sn^{119} . Магнитный момент основного состояния Sn^{119} известен [21] ($\mu = -1,05$ я. м.). В принципе из кривой рис. 54 может быть извлечено значение магнитного момента возбужденного состояния Sn^{119} . Такое извлечение затрудняется необходимостью учета: а) фактической ширины резонансной линии, которая часто бывает больше естественной ширины, и б) расщепления возбужденного уровня Sn^{119} (спин 3/2) за счет квадрупольного электрического взаимодействия с неоднородным электрическим полем гексагональной решетки олова.

По расчетам А. И. Алиханова и В. А. Любимова [17] уширение линии вдвое против естественной ширины изменяет цифру магнитного момента возбужденного уровня от $-0,25$ до $+1,0$ я. м.

При наличии квадрупольного расщепления, большого по сравнению с зеемановским расщеплением, величина последнего оказывается зависящей от угла θ между направлением магнитного поля и осью симметрии элек-

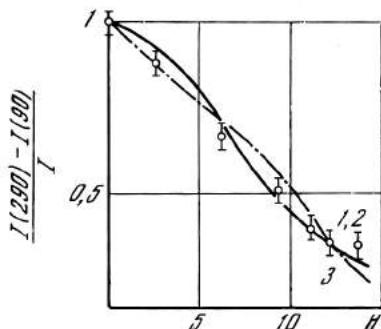


Рис. 54. Зависимость величины резонансного поглощения в тонком образце Sn^{119} от напряженности магнитного поля, действующего на источник [17] (H в кэ)

Величина резонансного поглощения определялась как разность интенсивностей прошедшего излучения при температурах источника и фильтра 290 и 90° К; сплошные кривые рассчитаны в предположениях: 1 — $\mu_1 = -0,25$ я. м. (нет квадрупольного расщепления ($\Delta = 0$)); 2 — $\mu_1 = 0$, $\Delta = \Gamma/2$; 3 — $\mu_1 = 1,0$ я. м., $\Delta = 0,95 \Gamma$

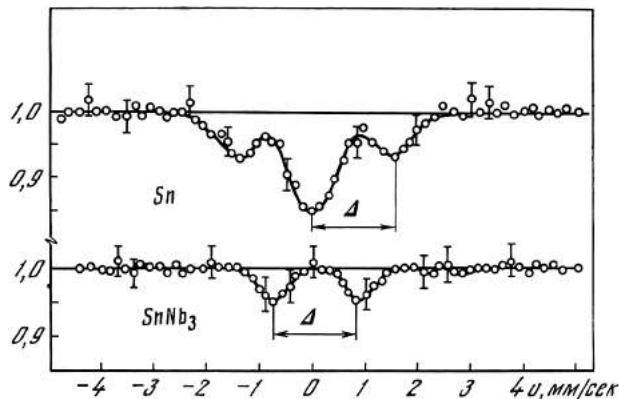


Рис. 55. Зависимость интенсивности γ -излучения 23,8 кэв олова, проходящего через фильтр из олова и сплава SnNb_3 , от относительной скорости источника и фильтра [19] (по оси абсцисс v , мм/сек)

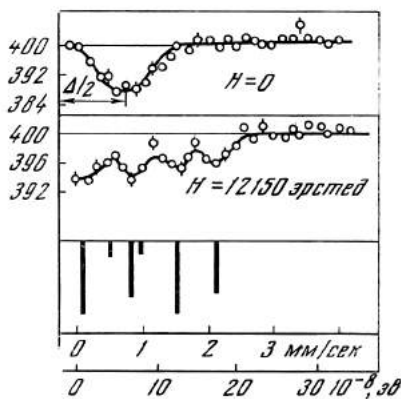


Рис. 56. Влияние магнитного поля на интенсивность фильтрованного излучения [20] 23,8 кэв Sn^{119}

Источник — металлическое олово, фильтр — сплав SnNb_3 ; внизу показана картина расщепления, ожидаемая для очень узкой линии в предположении $\mu_0 = -1,05$ я. м., $\mu_1 = 1,9$ я. м.

трического поля. Для уровня со спином $J = 3/2$ для компонент с проекцией момента $\pm 3/2$ энергия взаимодействия равна [22]

$$W = \frac{1}{2} \Delta \pm \mu H |\cos \theta|. \quad (14)$$

Для компонент $\pm 1/2$

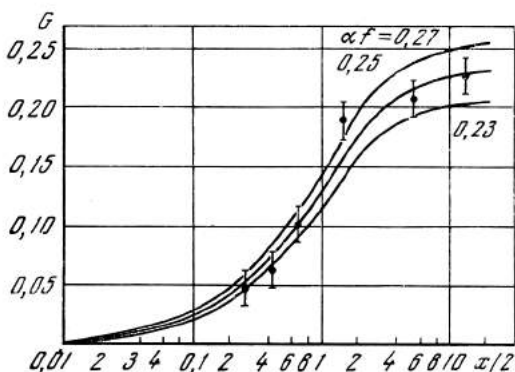
$$W = -\frac{1}{2} \Delta \pm \frac{2}{3} \mu H \sqrt{1 - \frac{3}{4} \cos^2 \theta}. \quad (15)$$

Из выражений (14) и (15) следует, что в поликристаллическом образце наличие квадрупольного расщепления изменяет среднюю величину магнитного расщепления и приводит к расширению зеемановских компонент.

Поскольку в настоящее время нет данных о наличии или отсутствии

Рис. 57. Зависимость величины резонансного поглощения γ -лучей Sn^{119} от толщины фильтра (металлическое олово) [18]

$G = (J_0 - J)/J_0$ — относительная величина резонансного поглощения; $\alpha = n f' \sigma_0$, где n — число атомов Sn^{119} на 1 см² фильтра, f' — интенсивность линии Мёссбауэра для фильтра, σ_0 — сечение в резонансе; сплошные кривые — теоретические кривые, вычисленные с учетом квадрупольного расщепления; α — доля излучения 23,8 кэв Sn^{119} в регистрируемой γ -интенсивности источника



расширения резонансной линии Sn^{119} и поскольку еще не было проведено учета наличия квадрупольного расщепления, можно говорить только о предварительной цифре для магнитного момента возбужденного уровня Sn^{119} . В качестве такой цифры авторы приводят значение $\mu = -0,25$ я. м.

Более просты для интерпретации эксперименты, в которых наблюдается форма резонансной кривой. Такие опыты были поставлены группой МГУ. Измерения проводились при температуре жидкого азота. С помощью профилированного кулачка источнику сообщалась скорость, линейно изменяющаяся со временем в определенных пределах. Импульсы детектора γ -лучей подавались на радиосхему, модулировавшую амплитуды импульсов по линейному закону синхронно с изменением скорости источника, и затем на 100-канальный амплитудный анализатор. Такое устройство позволяет одновременно измерять весь спектр поглощения γ -лучей в функции относительной скорости. Результаты измерений [19] с источником в виде металлического белого олова и фильтрами из белого олова и из сплава SnNb_3 представлены на рис. 55. Эти данные указывают на наличие квадрупольного расщепления в белом олове и отсутствие заметного расщепления в сплаве SnNb_3 . Для величины расстояния между компонентами квадрупольного расщепления приводится значение $\Delta = (1,15 \pm 0,25) \cdot 10^{-7}$ эв.

На рис. 56 представлены результаты измерений, в которых поглотитель — сплав SnNb_3 — помещался в магнитном поле 12 000 э, тогда как источник — металлическое олово — помещался вне поля [20]. Наблюдается вполне определенное расщепление линии, которое соответствует картине, рассчитанной для значения $\mu_1 = (1,9 \pm 0,4)$ я. м. Точность измерения, однако, мала. Группа ФИАН с целью проверки согласия эксперимента с теорией провела измерения резонансного поглощения при различных температурах и для различных толщин поглотителей [18]. Результаты для температуры жидкого азота представлены на рис. 57. Теоретические кривые построены с учетом квадрупольного расщепления по данным группы МГУ и в предположении отсутствия расширения линии. Эти результаты и данные измерений при более высоких температурах согласуются с эффективной дебаевской температурой олова $\sim 180^\circ \text{K}$. Предварительные данные измерений с движущимся источником подтверждают вывод группы МГУ о наличии квадрупольного расщепления. В то же время квадрупольное расщепление не проявилось в работе [23], выполненной во Франции. Поскольку эксперименты МГУ с определенностью указывают на наличие квадрупольного расщепления, можно подозревать, что расхождение связано с ошибкой в шкале скоростей в одной из двух работ или с какими-либо аппаратными дефектами в работе [23]. По французским данным, наблюдаемое магнитное расщепление описывается магнитным моментом возбужденного уровня, равным нулю. Этот вывод получен в предположении отсутствия квадрупольного расщепления и должен быть пересмотрен.

Таким образом, выполненные до настоящего времени измерения не согласуются между собой в достаточной степени и не позволяют сделать определенного вывода о величине μ_1 .

Согласно оболочечной модели, нечетный нейтрон в Sn^{119} должен находиться в состоянии $d_{3/2}$. Предел Шмидта в этом случае равен $+1,1$ я. м.

Измерения должны быть продолжены, причем для упрощения интерпретации желательно использовать в качестве источника и фильтра сплавы олова, обладающие кубической симметрией решетки.

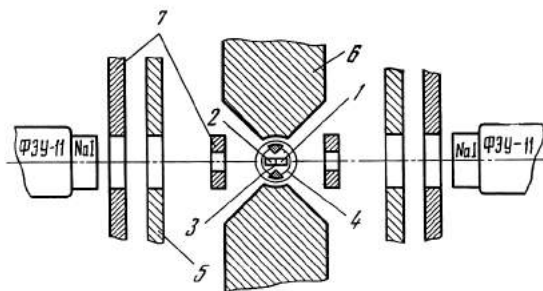
7. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С Zn^{67} . ДАЛЬНЕЙШИЕ ВОЗМОЖНОСТИ

Zn^{67} обладает возбужденным уровнем с энергией 92 *кэв* и естественной шириной уровня $\Gamma = 4,8 \cdot 10^{-11}$ эв. Относительная ширина γ -перехода Zn^{67} ($\Gamma/E = 5,3 \cdot 10^{-16}$) на три порядка меньше относительной ширины наиболее узкой из излученных до последнего времени линий — линии Fe^{57} . Ввиду этого наблюдение эффекта Мёссбауэра на Zn^{67} представляет большой интерес. В то же время задача является трудной. Во-первых, ввиду сравнительно большой энергии перехода и малой массы излучающего ядра интенсивность линии Мёссбауэра должна быть малой в случае Zn^{67} . Во-вторых, необычайная узость линии заставляет опасаться смазывания эффекта из-за расширений и сдвигов, обусловленных вибрациями, неоднородностями вещества, различиями в структуре источника и фильтра. Достаточно сказать, что относительная скорость источника и фильтра, равная 0,15 *мк/сек*, сдвигает линию на ширину уровня.

Попытка обнаружить резонансное поглощение в Zn^{67} была предпринята группой [11] физиков ОИЯИ — ФИАН. С учетом указанных выше опасений опыт ставился следующим образом. Поверхность образца металлического цинка, обогащенного до 33% Zn^{67} , облучалась протонами с энергией 6,7 *Мэв* и в ней наводилась по реакции (*p, n*) активность Ga^{67} . Ga^{67} с периодом полураспада 78 *час* превращается в Zn^{67} , который в значительной доле распадов образуется в возбужденном состоянии. Образец помещался в гелиевый криостат между полюсными наконечниками, создававшими неоднородное

Рис. 58. Схема экспериментальной установки [11] для наблюдения резонансного поглощения в Zn^{67}

- 1 — образец из обогащенного Zn;
- 2 — образец из естественного Zn;
- 3 — сторона обогащенного образца, облученная на циклотроне;
- 4 — экран при $T = 80^\circ K$ с полюсными концевиками из железа «Армко»;
- 5 — магнитный экран, железо;
- 6 — полюса электромагнита;
- 7 — свинцовые коллиматоры; образцы 1 и 2 припаяны ко дну сосуда с жидким гелием; фотоумножители окружены экраном из пермаллоя толщиной 5 мм



магнитное поле с максимальной напряженностью поля в области источника, равной 1500 э (рис. 58). Эффект резонансного поглощения регистрировался по уменьшению интенсивности излучения 92 *кэв*, проходящего через 6 *мм* Zn, при включении магнитного поля, разрушавшего резонансное поглощение. Измерения с полем и без поля автоматически чередовались каждые 20—40 *сек*. Изменение коэффициента усиления фотоумножителей при включении поля, как показали специальные измерения, не превышало 10^{-5} .

В результате нескольких согласующихся между собой серий измерений было найдено, что при температуре жидкого гелия включение поля повышает счет на величину $\delta = (2,58 \pm 0,84) \cdot 10^{-2}\%$. Контрольные опыты при температуре жидкого гелия (фильтрация излучения Zn^{67} с энергией 180 и 270 *кэв*, фильтрация излучения 92 *кэв* через образец, содержащий в восемь

раз меньше Zn^{67} (естественный Zn) и при комнатной температуре (фильтрация через обогащенный и естественный Zn) — все дали в пределах той же точности измерений нулевой результат. Усредненный результат всех контрольных измерений $\delta = (0,05 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}\%$.

Можно, таким образом, полагать, что обнаруженный эффект действительно обусловлен резонансным поглощением в Zn^{67} . Теоретические оценки с учетом вычисленной М. В. Казарновским [6] эффективной дебаевской температуры металлического цинка $\theta = 213^\circ K$, с учетом квадрупольного расщепления в некубической решетке Zn , дают для условий эксперимента $\delta = (6 \div 9) \cdot 10^{-2}\%$, что всего лишь в 2—3 раза больше наблюдаемой величины. Опыты с Zn^{67} продолжаются.

В экспериментах Паунда и Ребка [24], проведенных с точностью 0,1% на естественном Zn , эффект резонансного поглощения, как и следует ожидать, не проявился.

Существенно большую величину резонансного эффекта удалось получить Крэйгу и др. [25], использовавшим в качестве материала источника и фильтра окись цинка, обладающую большой дебаевской температурой ($\theta \simeq 300^\circ K$). Результаты работы [25] представлены на рис. 11 доклада Мёссбауэра*.

Весьма интересен вопрос о возможности использования еще более узких резонансных линий. В настоящее время неизвестны низколежащие возбужденные состояния стабильных изотопов со временем жизни в интервале от 10^{-5} до десятков секунд. В связи с этим Зара во Франции [26] и Н. А. Бургов и А. В. Давыдов [27] в СССР рассмотрели возможность наблюдения эффекта Мёссбауэра на изотопе Ag^{107} , обладающем возбужденным уровнем с энергией 88 кэв и периодом полураспада 40 сек. Расширение линии за счет взаимодействия магнитного момента возбужденного состояния с магнитными моментами окружающих ядер и за счет других причин приведет к уменьшению резонансного сечения на несколько порядков, однако, по мнению указанных авторов, резонансный эффект все же может быть наблюден.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Mössbauer. Z. Phys., 151, 124, 1958; Naturwiss, 45, 538, 1958; Z. Naturforsch. 14a, 211, 1959.
2. Ф. Л. Шапиро. Элементарная теория эффекта Мёссбауэра. М., Изд. ФИАН, 1960.
3. И. М. Франк. J. Phys. USSR, 7, 49, 1943.
4. О. Джеймс. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М., ИЛ, 1950.
5. M. Blackman. Handb. Phys., 7/1, 325, 1955.
6. М. В. Казарновский, ЖЭТФ, 5, 1652, 1960.
7. R. V. Pound, G. A. Rebka. Phys. Rev. Lett., 4, 274, 1960.
8. B. D. Josephson. Phys. Rev. Lett., 4, 341, 1960.
9. А. Дзюб, А. Ф. Лубченко. Докл. АН СССР, 136, 66, 1961.
10. A. C. Mellissinos, S. P. Davis. Phys. Rev., 115, 130, 1959.
11. С. И. Аксенов, В. П. Алфименков, В. И. Луциков, Ю. М. Останевич, Ф. Л. Шапиро, Янь У-гуан, ЖЭТФ, 40, 88, 1961.
12. O. C. Kistner, and A. W. Sunyar. Phys. Rev. Lett., 4, 412, 1960; I. Solomon. C. R., 250, 3828, 1960.
13. М. И. Подгорецкий, И. Д. Ройзен. ЖЭТФ, 39, 1473, 1960.
14. М. И. Подгорецкий, А. В. Степанов. ЖЭТФ, 40, 1960.
15. H. T. Lippkin. Ann. Phys. (USA), 9, 332, 1960.
16. В. А. Любимов, А. И. Алиханов. ЖЭТФ, 38, 1912, 1960.
17. В. А. Любимов, А. И. Алиханов. Изв. АН СССР, серия физич., 24, 1076, 1960.

* УФН, 72, 664, 1960.

18. И. Я. Барит, В. А. Букарев, А. В. Еллидинский, Ф. Л. Шапиро. Труды 2-й Всес. конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях (тезисы докладов). М., 1960.
19. Н. Н. Делягин, В. С. Шпинель, В. А. Брюханов, Б. Звенглинский. ЖЭТФ, 39, 220, 1960.
20. Н. Н. Делягин, В. С. Шпинель, В. А. Брюханов, Б. Звенглинский. ЖЭТФ, 39, 894, 1960.
21. Н. Ф. Рамзей. В кн. «Экспериментальная ядерная физика». Ред. Э. Сегре. М., ИЛ, 1955.
22. С. Н. Townes. Handb. Phys., 38/1, 377, 1958.
23. J. L. Picou, J. Quidort, R. Barloutaud, E. Cotton. Preprint, 1960.
24. R. V. Pound, G. A. Rebka. Phys. Rev. Lett., 4, 397, 1960.
25. P. P. Craig, D. E. Nagle, D. R. F. Cochran. Phys. Rev. Lett., 4, 561, 1960; D. E. Nagle, P. P. Craig, W. E. Keller. Nature, 186, 707, 1960.
26. C. Tzara. C. R. 250, 1466, 1960.
27. Н. А. Бургов, А. В. Давыдов. Труды 2-й Всес. конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях (тезисы докладов). М., 1960.

НАБЛЮДЕНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ γ -ЛУЧЕЙ В Zn^{67} *

(Совместно с С. И. Аксеновым, В. П. Алфименковым, В. И. Луциковым,
Ю. М. Останевичем и Янь У-гуаном)

Радиоактивный изотоп Ga^{67} (период полураспада $T = 78$ час) испускает γ -кванты с энергией $E = 92$ кэв, возникающие при переходе ядра Zn^{67} из первого возбужденного состояния ($T = 9,3 \cdot 10^{-6}$ сек, относительная ширина $\Gamma/E = 5,3 \cdot 10^{-16}$) в основное состояние [1]. Резонансное рассеяние этих квантов на ядрах Zn^{67} с использованием эффекта Мёссбауэра [2] представляет значительный интерес, например, для изучения гравитационного красного смещения в лабораторных условиях [3, 4], так как относительная ширина γ -линии Zn^{67} на три порядка меньше относительной ширины γ -линии Fe^{57} , использовавшейся в ряде работ [5, 7]. В данной работе излагаются результаты первых экспериментов, предпринятых с целью обнаружения резонансного рассеяния в Zn^{67} .

ПОСТАНОВКА ОПЫТА

Эффект резонансного рассеяния измерялся по увеличению интенсивности фильтрованного излучения при нарушении резонанса. Источник Ga^{67} создавался на одной стороне образца, содержавшего Zn^{67} , путем предварительного облучения этой стороны протонами с энергией 6,7 Мэв. Толщина источника не превышала 0,1 мм, остальная часть образца (4—6 мм) служила фильтром (см. рис. 58). Разрушение резонанса производилось наложением на образец неоднородного магнитного поля с максимальной напряженностью 1500 Ое. Магнитное поле за счет ядерного зееман-эффекта вызывало сдвиг линии испускания по отношению к линии поглощения, причем этот сдвиг в десятки раз превосходил естественную ширину линии. Детекторами излучения служили фотоумножители ФЭУ-11Б с кристаллами NaJ толщиной 15 мм.

При описанной «плохой геометрии» опыта комптоновское и резонансное рассеяние квантов в детектор снижает наблюдаемый эффект в 2—3 раза

* ЖЭТФ, 40, № 1, 88—90, 1961.

против эффекта в идеальной геометрии. Мы считали, однако, что этот недостаток искупается двумя преимуществами: а) в значительной мере исключается возможность взаимных движений источника и фильтра; б) уменьшается опасность сдвигов линий испускания и поглощения за счет неточности состава и обработки источника и фильтра.

Изменение коэффициента усиления умножителя при включении магнитного поля не превышало 10^{-5} . Для исключения ошибок, вызванных дрейфом характеристик регистрирующей аппаратуры, измерения с полем и без поля чередовались каждые 20—40 сек. Интервалы времени задавались генератором частоты с кварцевой стабилизацией. После каждого выключения поля производилось размагничивание, так что остаточное поле не превышало 1 Ое.

Основные измерения проводились при температуре 4,2 и 300° К с поликристаллическим образцом цинка, обогащенного изотопом Zn^{67} до 33%. Для контроля измерялась также интенсивность излучения 92 кэв, проходящего через образец естественного цинка (4,1% Zn^{67}). В части экспериментов регистрировалась, кроме того, интенсивность фильтрованного излучения 180 и 270 кэв, которое не должно испытывать резонансного поглощения.

Кроме металлического цинка, были исследованы упорядоченный сплав латуни и естественного цинка (β' -латунь, 50% Cu, 50% Zn) и сплав Cu + +1,5% Zn с обогащением до 71% Zn^{67} . Латунь и сплав Cu—Zn в пределах статистической точности измерений, составляющей соответственно $2,2 \cdot 10^{-2}$ и $7,5 \cdot 10^{-2}$ %, эффекта резонансного поглощения не показали.

Результаты измерений с металлическим цинком приведены в таблице.

Относительное изменение интенсивности фильтрованного излучения при наложении магнитного поля, $10^2 \delta$, %

Серия измерений	4° К			
	Обогащенный Zn		Естественный Zn	
	$E_\gamma = 92 \text{ кэв}$	180 кэв	92 кэв	180 кэв
I	$4,48 \pm 2,69$		$-1,36 \pm 2,85$	
II	$2,74 \pm 1,65$		$-0,75 \pm 1,83$	
III	$2,22 \pm 1,04$	$-0,67 \pm 1,32$	$+1,35 \pm 1,12$	$0,09 \pm 1,18$
Среднее	$2,58 \pm 0,84$	$-0,67 \pm 1,32$	$0,55 \pm 0,91$	$0,09 \pm 1,18$

Серия измерений	300° К			
	Обогащенный Zn		Естественный Zn	
	92 кэв	180 кэв	92 кэв	180 кэв
I			$-1,17 \pm 1,61$	
II	$0,84 \pm 1,40$		$0,70 \pm 0,89$	$0,36 \pm 0,98$
III	$0,63 \pm 0,84$	$-0,88 \pm 0,97$	$0,70 \pm 0,89$	$0,36 \pm 0,98$
Среднее	$0,68 \pm 0,73$	$-0,88 \pm 0,97$	$0,26 \pm 0,79$	$0,36 \pm 0,98$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как видно из таблицы, интенсивность излучения 92 *кэв*, фильтрованного через обогащенный цинк при температуре 4,2° К, возрастает при наложении магнитного поля на величину $\delta = (2,58 \pm 0,84) \cdot 10^{-2}\%$. Знак изменения соответствует наличию эффекта Мёссбауэра в цинке, а его величина в три раза превосходит среднеквадратичную случайную ошибку измерений. В то же время ни в одном из семи контрольных измерений δ не выходит за среднеквадратичную ошибку.

При расчете эффекта Мёссбауэра в цинке нельзя пользоваться приближением Дебая, так как дебаевская температура цинка сильно зависит от абсолютной температуры [7]. М. В. Казарновский [8], исходя из экспериментальных данных о теплоемкости цинка, нашел, что для явления Мёссбауэра эффективная дебаевская температура цинка равна 213° К. Используя эту цифру, учитывая квадрупольное расщепление уровней Zn^{67} в гексагональной кристаллической решетке цинка и вводя фактор $1/2 \div 1/3$ на «разбавление» эффекта из-за «плохой геометрии» опыта, получаем ожидаемую величину эффекта $\delta_{ож} = (6 \div 9) \cdot 10^{-2}\%$. Это значение в несколько раз больше наблюдаемой величины δ , что может объясняться уширением или сдвигом линии Мёссбауэра или неправильным положением части атомов Ga^{67} в решетке цинка.

Недавно Паунд и Ребка [9] сообщили о неудачной попытке обнаружения резонансного поглощения в естественном цинке. Очевидно, этот результат согласуется с нашими данными, поскольку даже в обогащенном цинке эффект в четыре раза меньше погрешности опытов Паунда и Ребка, равной 0,1%. Крейг и др. [11] наблюдали резонансное поглощение в окиси цинка.

Малая величина эффекта резонансного поглощения в цинке затрудняет его дальнейшее исследование или использование по методу пропускания. В настоящее время готовятся эксперименты по регистрации рассеянного резонансного излучения Zn^{67} , причем для лучшего отделения от нерезонансного фона предполагается использовать детекторы с лучшим энергетическим разрешением (пропорциональные ксеноновые счетчики) и применить модуляцию падающего на рассеиватель пучка γ -квантов с помощью вращающегося прерывателя. Такая модуляция технически осуществима ввиду сравнительно большого среднего времени жизни изомерного уровня Zn^{67} .

Наряду с этим следует рассмотреть возможность увеличения относительного выхода линии Мёссбауэра за счет введения Zn^{67} в вещества с большим атомным весом. Используя классическую теорию эффекта Мёссбауэра [10], можно усмотреть, что в случае малой примеси относительная площадь линии Мёссбауэра определяется не массой атома излучателя, а скорее массой атома растворителя и дебаевской температурой растворителя.

В заключение авторы благодарят И. Я. Барита, А. Г. Зельдовича, Я. Б. Зельдовича, М. И. Подгорецкого за полезные обсуждения, А. Б. Фрадкова за сжигание гелия, Е. Я. Пикельнер, В. А. Отрощенко и А. И. Секирина за помощь в измерениях.

Облучение образцов производилось на циклотроне НИИЯФ МГУ, в связи с чем авторы пользуются случаем выразить глубокую благодарность С. С. Васильеву, Г. В. Кошеляеву, А. Ф. Тулинову и персоналу, обслуживающему циклотрон.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. С. Джелепов, Л. К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер М., Изд-во АН СССР, 1958.
2. R. L. Mössbauer. *Zs. Phys.*, **151**, 124, 1958; *Zs. Naturforsch.*, **14a**, 211, 1959.
3. И. Я. Барум, М. И. Подгорецкий, Ф. Л. Шапиро. *ЖЭТФ*, **38**, 301, 1960.
4. R. V. Pound, G. A. Rebka. Jr. *Phys. Rev. Lett.*, **3**, 439, 1959.
5. R. V. Pound, G. A. Rebka. Jr. *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 337, 1960.
6. T. E. Cranshaw, J. P. Shiffer, A. B. Whitehead. *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 163, 1960.
7. M. Blackman. *Handbuch der Phys.*, **VII/1**, 325, 1955.
8. М. В. Казарновский. *ЖЭТФ*, **38**, 1652, 1960.
9. R. V. Pound, G. A. Rebka. Jr. *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 397, 1960.
10. Ф. Л. Шапиро. *УФН*, **72**, 4, 1960.
11. P. P. Craig, D. E. Nagle, D. R. F. Cochran. *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 561, 1960; D. E. Nagle, P. P. Craig, W. E. Keller. *Nature*, **186**, 707, 1960.

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР
РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ОКСИ ЦИНКА
γ-ИЗЛУЧЕНИЯ Zn^{67} С ЭНЕРГИЕЙ 92 кэв***

(Совместно с В. П. Алфименковым, Ю. М. Останевичем, Т. Рукаковым,
А. В. Стрелковым и Янь У-гуаном)

1. ВВЕДЕНИЕ

Первое возбужденное состояние ядра Zn^{67} имеет энергию $E_0 = 92$ кэв и период полураспада $T_{1/2} = 9,6 \cdot 10^{-6}$ сек (естественная ширина $\Gamma = 4,9 \cdot 10^{-11}$ эв); оно может быть получено в результате K -захвата в Ga^{67} ($T_{1/2} = 78$ час) или β -распада Cu^{67} ($T_{1/2} = 67$ час) [1].

Изучение эффекта Мёссбауэра [2] на γ -излучении 92 кэв, возникающем при переходе из этого состояния в основное, представляет значительный интерес, так как эффект Мёссбауэра на цинке может быть в принципе использован для выполнения ряда интересных работ, например:

1. Обнаружение очень малых изменений в частоте γ -излучения (относительная ширина данной γ -линии Zn^{67} $\Gamma/E \approx 5 \cdot 10^{-16}$, что на три порядка величины меньше относительной ширины линии Fe^{57} , на которой было измерено гравитационное смещение [3]).

2. Измерение магнитного и квадрупольного моментов ядра Zn^{67} в первом возбужденном состоянии.

3. Измерение некоторых характеристик твердых тел, содержащих в своей решетке атомы Zn (внутренние поля, изомерные сдвиги и др.).

Однако изучение и использование эффекта Мёссбауэра на Zn^{67} осложнено рядом обстоятельств. Сравнительно большая энергия отдачи ядра при γ -переходе приводит к малым значениям вероятностей испускания и поглощения γ -квантов «без отдачи».

В силу малости ширины γ -линии 92 кэв Zn^{67} , очень опасны различной природы расщепления и уширения линий испускания и поглощения, легко могущие сделать эффект Мёссбауэра в Zn^{67} практически ненаблюдаемым. В качестве причин, вызывающих расщепление и уширение линий, можно указать, например: 1) наличие в местах расположения атомов Zn^{67} магнитных и неоднородных электрических полей; 2) возмущение от распадов,

* *ЖЭТФ*, **42**, № 4, 1029—1035, 1962.

предшествовавших образованию возбужденного состояния; 3) неправильное положение части атомов Zn^{67} в решетке твердого тела; 4) относительные вибрации источника и фильтра.

В литературе опубликовано несколько экспериментальных работ по наблюдению эффекта Мёссбауэра в Zn^{67} . Все эти работы выполнены по методу пропускания с материнским ядром Ga^{67} .

В работе Паунда и Ребка [4], выполненной для ряда сплавов и соединений Zn при различных температурах с точностью до 0,1%, эффект Мёссбауэра в Zn^{67} не обнаружен.

В работе С. И. Аксенова и др. [5] для металлических источника и фильтра (фильтр был обогащен изотопом Zn^{67} до 33% и имел толщину $\sim 1,5$ г/см²) при температуре 4,2° К получено увеличение пропускания фильтра на 0,03% при разрушении резонансного поглощения магнитным полем.

Заметно больший эффект был получен в работе Крайга и др. [6], где в качестве источника и фильтра использовались охлажденные до температуры 2° К образцы ZnO . Измерялась зависимость пропускания фильтра от величины наложенного на него магнитного поля (фильтр был обогащен изотопом Zn^{67} до 92,4% и имел толщину 1,2 г/см²). Максимальное наблюдаемое изменение пропускания оказалось равным $2,5 \cdot 10^{-3}$. В зависимости пропускания от величины магнитного поля обнаружена структура, причем максимум резонансного поглощения соответствовал полю ~ 10 Ое. Интерпретация результатов [6] затруднена малой точностью измерений и незнанием величины магнитного момента возбужденного состояния Zn^{67} .

В настоящей работе излагаются результаты исследований эффекта Мёссбауэра в Zn^{67} , выполненных также по методу пропускания с материнским ядром Ga^{67} , но с использованием для получения энергетического спектра резонансного поглощения механизма доплеровского смещения.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Энергетические спектры резонансного поглощения γ -квантов получались измерением зависимости пропускания фильтра для линии 92 кэв Zn^{67} от относительной скорости источника и фильтра.

Рабочие измерения выполнялись с источником и фильтром, охлажденным до температуры $\sim 4,2^\circ$ К. Источник представлял собой тонкую (размерами $20 \times 10 \times 1$ мм) пластинку из спеченной естественной ZnO , облученную с одной стороны дейтронами с энергией 13,4 Мэв. В результате облучения на поверхности пластинки по реакции $Zn^{66}(d, n)Ga^{67}$ наводилась активность в несколько десятых милликюри Ga^{67} . Для устранения радиационных повреждений кристаллической решетки источник отжигался в воздухе при температуре 1000—1100° С в течение 1—2 час.

Фильтр был выполнен в виде тонкостенного латунного контейнера, наполненного связанным поливиниловым спиртом порошком ZnO , обогащенным до 33% изотопом Zn^{67} . Толщина фильтра составляла 1,6 г/см².

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 59.

К гелиевому сосуду криостата на войлочном подвесе (для изоляции источника и фильтра от внешних источников вибраций) крепился медный кронштейн, связанный с гелиевым сосудом гибкими медными теплоотводами. На кронштейн с одной стороны напаялся контейнер с фильтром, а с противоположной стороны замазкой Рамзея наклеивалась пластина пьезо-

кварца (X — срез толщиной 2,5 мм). На пьезокварц через тонкую медную фольгу, в свою очередь, наклеивался источник облученной стороной к фильтру.

Прошедшее через фильтр γ -излучение регистрировалось сцинтилляционным счетчиком с тонким (2,5 мм) кристаллом NaI. Линия 92 кэв вырезалась из амплитудного спектра одноканальным анализатором ААДО-1.

Для получения энергетической развертки картины резонансного поглощения на пьезокварц подавался импульс напряжения треугольной (пилообразной) формы с частотой 1,5 кгц и амплитудой, периодически проходившей ряд фиксированных равноотстоящих значений от 0 до U_{\max} (в отдельных измерениях U_{\max} достигало 1500 в). Каждому значению амплитуды

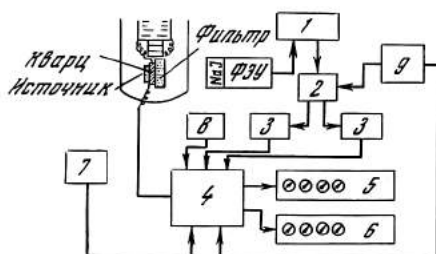


Рис. 59. Блок-схема экспериментальной установки

- 1 — одноканальный анализатор;
- 2 — блок быстрой коммутации;
- 3 — пересчетная схема;
- 4 — блок медленной коммутации;
- 5 — нумераторы положительных скоростей;
- 6 — нумераторы отрицательных скоростей;
- 7 — звуковой генератор;
- 8 — таймер;
- 9 — генератор пилообразных импульсов

треугольного напряжения соответствуют два равных по величине и противоположных по знаку значения относительной скорости $\pm v$, обуславливающие энергетические смещения $E_0 v/c$ между спектром пропускания источника и спектром поглощения фильтра. Управляемый от генератора треугольного напряжения блок быстрой коммутации позволял регистрировать в двух различных каналах отсчеты, соответствующие энергетическим смещениям разного знака. Этот же блок на несколько десятков микросекунд запирает счетные каналы вблизи изломов треугольного напряжения. Скачкообразное изменение амплитуды треугольного напряжения, одновременно с переключением пар считающих каналов, производилось блоком медленной коммутации автоматически через равные промежутки времени (~ 10 сек), задававшиеся датчиком интервалов времени, стабилизированным кварцем. Вклад в энергетический спектр от изменения интенсивности источника за счет распада Ga^{67} с достаточной в нашем случае точностью устранялся встречным обходом каналов в последовательных циклах изменения амплитуды треугольного напряжения.

При измерениях с частотной модуляцией γ -излучения [7] на пьезокварц через блок медленной коммутации подавалось синусоидальное напряжение нужной частоты и амплитуды.

Для определения пропускания фильтра при заведомом отсутствии резонансного поглощения в каждом цикле имелся реперный канал, при счете в котором на пьезокварц подавалось синусоидальное напряжение большой частоты и амплитуды (100 кгц, 210 в), разрушавшее резонанс за счет механизма частотной модуляции.

Описанная установка позволяла за одни сутки работы получить на спектре до 50 точек, причем статистическая точность в каждой из точек составляла $2 \cdot 10^{-4}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Типичные энергетические спектры резонансного поглощения * в ZnO для линии 92 кэв при температуре $\sim 4,2^\circ K$ для различных источников, полученных при облучении тождественных образцов, представлены на рис. 60.

Вычисление энергетических сдвигов проведено с использованием табличного значения пьезомодуля кварца при температуре $4,2^\circ K$ $d_{11} = 2,02 \cdot 10^{-10}$ см/в [8]. Об экспериментальной калибровке шкалы сдвигов будет сказано при обсуждении результатов.

На всех наблюдавшихся энергетических спектрах максимум резонансного поглощения имеет место при нулевом энергетическом сдвиге.

Величина эффекта в центральном пике достигает $2 \cdot 10^{-3}$ и несколько меняется от одного источника к другому. С поправкой на «разбавление» γ -спектра нерезонансным излучением и на резонансное рассеяние в детектор полный резонансный эффект оказывается в два раза больше. Ширины пиков в несколько раз превосходят идеальную ширину 2Γ , причем источники, обнаруживавшие меньший эффект, дают более широкую линию. Эти изменения нельзя отнести за счет различий в условиях отжига, так как несколько последовательных отжигов одного из источников, дававшего меньший эффект, не привели к заметному изменению картины. На спектрах, где эффект больше (рис. 60), имеются указания на сложную структуру картины резонансного поглощения.

Представленный на рис. 61 контрольный спектр получен при температуре источника и фильтра $\sim 80^\circ K$, когда резонансное поглощение должно быть

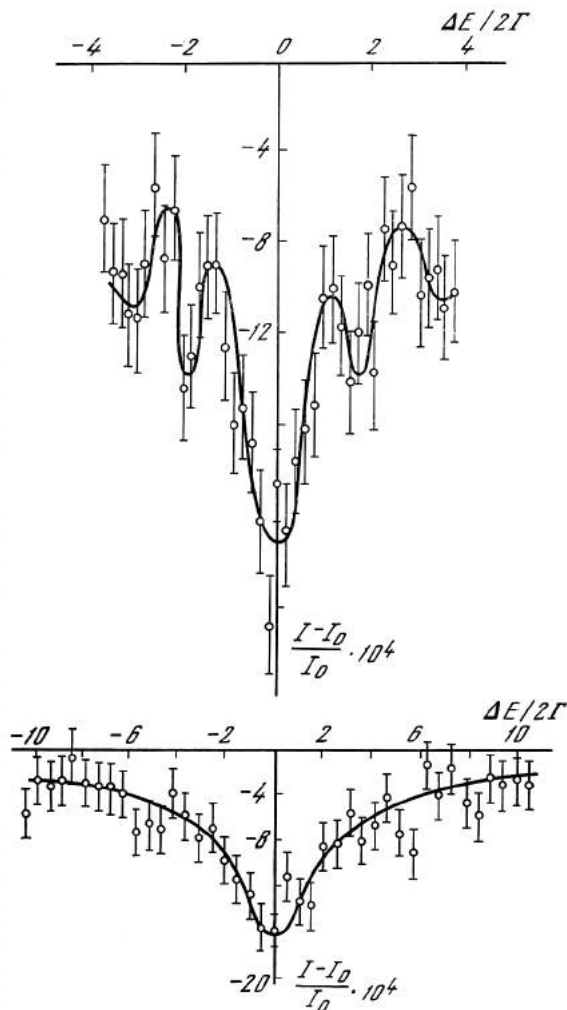


Рис. 60. Энергетические спектры резонансного поглощения в ZnO , охлажденной до $\sim 4,2^\circ K$, для γ -излучения Zn^{67} с энергией 92 кэв (для различных источников)

По оси абсцисс отложен энергетический сдвиг (в единицах 2Γ)

* Энергетическим спектром резонансного поглощения мы называем зависимость $(I - I_0)/I_0$ от энергетического сдвига $E_0 v/c$ между спектрами испускания и поглощения (I и I_0 — скорость счета в рассматриваемом и в реперном канале, v — скорость движения источника относительно фильтра, E_0 — энергия γ -излучения).

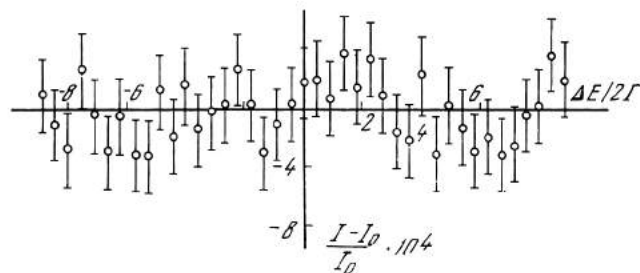


Рис. 61. Энергетический спектр резонансного поглощения при температуре $\sim 80^\circ \text{K}$

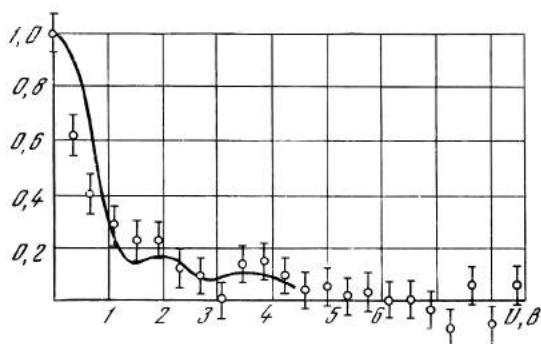


Рис. 62. Нормированная к единице зависимость $(I - I_0)/I_0$ от амплитуды U приложенного к пьезокварцу синусоидального напряжения

значительно ослаблено. В пределах ошибок измерения данные рис. 61 не обнаруживают зависимости пропускания от энергетического сдвига.

На рис. 62 и 63 представлены результаты измерений, выполненных с частотной модуляцией γ -излучения Zn^{67} 92 кэв.

На рис. 62 приведена зависимость величины резонансного поглощения $(I - I_0)/I_0$ от амплитуды U приложенного к кварцу синусоидального напряжения частоты $\nu = 80$ кГц; данные нормированы к единице при $U = 0$. Кривая на рис. 62 расчетная с использованием представленных на рис. 63 и 64 энергетических спектров резонансного поглощения в предположении, что пьезомодуль для треугольного напряжения 1,5 кГц равен табличному, а для синусоиды 80 кГц — в два раза больше (см. обсуждение результатов).

На рис. 63 представлен энергетический спектр резонансного поглощения частотно-модулированного γ -излучения 92 кэв; в этом опыте на пьезокварц совместно с развертывающим треугольным напряжением подавалось синусоидальное напряжение с частотой 80 кГц и постоянной амплитудой 1,1 в; кривая — расчетная в тех же предположениях, что и для рис. 62.

Для одного из источников, наряду со спектром резонансного поглощения обогащенного фильтра, был измерен спектр резонансного поглощения естественного фильтра той же весовой толщины (в восемь раз более тонкого по количеству Zr^{67}). Результаты этих измерений представлены на рис. 64.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Кварцевый вибратор, использованный нами в качестве элемента, задающего энергетическое смещение, нуждается в калибровке, поскольку связывание пьезокварца по одной из плоскостей и возможные изгибные коле-

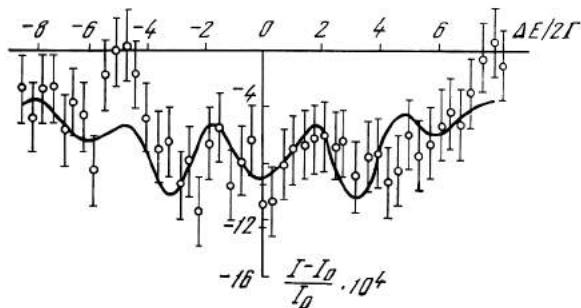
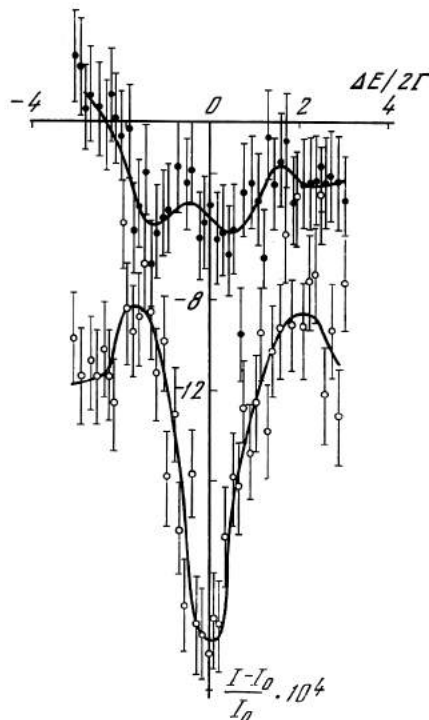


Рис. 63. Энергетический спектр резонансного поглощения частотно-модулированного γ -излучения

Рис. 64. Энергетические спектры резонансного поглощения γ -излучения одного из источников для обогащенного и естественного фильтров равных весовых толщин



бания могут исказить действующее значение пьезомодуля. Провести измерения действующего значения пьезомодуля кварца в рабочих условиях (смещение порядка долей миллимикрона на вибраторе, помещенном в криостат) какими-либо известными методами крайне затруднительно. Поэтому для калибровки вибратора использовался эффект Мёссбауэра в Zn^{67} .

Нижняя граница действующего значения пьезомодуля получается непосредственно из энергетического спектра, если предположить, что ширина центрального пика на рис. 60 является минимально возможной, т. е. равна удвоенной естественной ширине уровня. Эта граница оказывается примерно в два раза меньшей табличного значения пьезомодуля.

Для точного определения пьезомодуля могут служить измерения резонансного поглощения с частотной модуляцией γ -излучения.

При частотной модуляции движением источника по закону $x = Ud_{11} \cdot \sin \Omega t$ спектр γ -излучения расщепляется на компоненты, энергетические смещения и относительные интенсивности которых даются выражениями

$$\Delta E = \hbar\Omega, \quad I_0 : I_1 : I_2 : \dots = J_0^2(Ud_{11}k) : J_1^2(Ud_{11}k) : J_2^2(Ud_{11}k) : \dots,$$

где U — амплитуда приложенного к кварцу синусоидального напряжения; J — бесселева функция первого рода; k — волновое число γ -излучения.

Если компоненты расщепления не перекрываются и фильтр неподвижен, то резонансное поглощение испытывает только нулевая компонента, т. е. при включении модуляции поглощение уменьшается как $J_0^2(Ud_{11}k)$. Эту зависимость легко использовать для измерения величины $d_{11\text{эфф}}$; однако, если частота модуляции приближается к собственной частоте вибратора, действующее значение пьезомодуля может отличаться от интересующего

нас значения, соответствующего частоте треугольного напряжения (1,5 кгц). Ввиду этого более удобно калибровать вибратор по расстояниям между компонентами частотного расщепления в энергетическом спектре резонансного поглощения частотно-модулированного γ -излучения.

Нами были использованы оба метода калибровки; результаты измерений представлены соответственно на рис. 62 и 63. К сожалению, интерпретация этих опытов осложняется тем, что при использованной частоте модуляции (80 кгц) компоненты частотного расщепления еще заметно перекрываются из-за большой ширины спектра резонансного поглощения Zn^{67} . Увеличить частоту модуляции было затруднительно — это требовало соответствующего увеличения амплитуды развертывающего напряжения и числа счетных каналов.

При анализе данных рис. 62 и 63 использовался спектр резонансного поглощения, полученный для того же источника без частотной модуляции.

Лучшим образом удастся описать данные рис. 63 в предположении, что для треугольного напряжения частоты 1,5 кгц пьезомодуль примерно равен табличному, а для синусоидального напряжения 80 кгц — вдвое больше. В этих предположениях и проведены кривые на рис. 62 и 63. Видно, что расхождение между экспериментальными точками и кривой на рис. 62 значительно. Причина этого расхождения нам не ясна.

Заметим, что рис. 62 наглядно демонстрирует возможность использования резонансного поглощения γ -излучения Zn^{67} с энергией 92 кэв для измерения крайне малых (порядка $10^{-9} \div 10^{-10}$ см) амплитуд механических колебаний с частотой от нескольких десятков килогерц и выше. Крэйг и др. [6] наблюдали в опытах с Zn^{67} заметный сдвиг между спектрами испускания и поглощения и объяснили его различием в частотах нулевых колебаний кристаллических решеток источника и фильтра, обусловленным неодинаковостью их изотопических составов.

В наших измерениях максимум резонансного поглощения проявлялся при нулевой относительной скорости источника и фильтра. Это указывает на отсутствие или малость такого сдвига, хотя условия по среднему изотопическому составу в наших измерениях и в [6] были почти одинаковы.

Структура энергетических спектров резонансного поглощения, по-видимому, обусловлена квадрупольным расщеплением уровней ядра Zn^{67} в искаженной кубической решетке ZnO [9]. Для расшифровки структуры точность измерений должна быть значительно повышена.

Обработка энергетических спектров резонансного поглощения для двух фильтров различной толщины по количеству Zn^{67} позволила оценить значение вероятностей поглощения и испускания γ -квантов в Zn^{67} «без отдачи». В предположении квадрупольного расщепления для вероятности поглощения получено значение $f' = 2 \cdot 10^{-2}$. Вероятность испускания f оказывается в 3—5 раз меньшей, что, возможно, обусловлено влиянием долгоживущих возмущений в электронной оболочке атома Zn^{67} , образовавшегося в результате K -захвата в Ga^{67} [10]. С этой точки зрения представляют интерес измерения резонансного поглощения в Zn^{67} с материнским ядром Cu^{67} , поскольку возмущения оболочки атома при β -распаде должны быть заметно меньшими.

Оценка эффективной температуры Дебая Θ_D для ZnO из величины f' приводит к значению $\Theta_D \approx 300^\circ K$, согласующемуся с результатами [6].

Малая величина эффекта Мёссбауэра для Zn^{67} в ZnO осложняет его использование и заставляет искать пути его повышения или более эффективного выделения.

В заключение авторы благодарят П. А. Бажулина за предоставление пьезокварца; А. Б. Фрадкова и М. П. Малкова — за сжижение гелия; Ф. А. Рябову, А. И. Секирина и А. В. Соколова за помощь в измерениях, а также пользуются случаем выразить глубокую благодарность С. С. Васильеву, А. Ф. Тулинову, Ю. А. Воробьеву и персоналу циклотрона НИИЯФ МГУ.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. С. Дзелепов, Л. Ф. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958.
2. R. Mössbauer. Zs. Phys., 151, 124, 1958.
3. R. V. Pound, G. A. Rebka. Phys. Rev. Lett., 4, 274 1960.
4. R. V. Pound, G. A. Rebka. Phys. Rev. Lett., 4, 397, 1960.
5. С. И. Аксенов, В. П. Алфименков, В. И. Луциков, Ю. М. Останевич, Ф. Л. Шапиро. Янь У-гуан. ЖЭТФ, 40, 88, 1961.
6. R. Craig, D. Nagle, D. Cochran. Phys. Rev. Lett., 4, 561, 1960.
7. S. Ruby, D. Volef. Phys. Rev. Lett., 5, 5, 1960.
8. Л. Бергман. Ультразвук и его применение в науке и технике. М., ИИЛ, 1956.
9. Landolt-Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen, 1, Teil 4, 1955.
10. Сб. «Бета- и гамма-спектроскопия». Под ред. К. Зигбана. М., Физматгиз, 1959.

НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА МЁССБАУЭРА

В $\text{Sm}_2^{149}\text{O}_3$ *

(Совместно с В. П. Алфименковым, Ю. М. Останевичем, Т. Русаковым,
А. В. Стрелковым и Янь У-гуаном)

Недавно В. С. Дзелеповым и др. [1] был обнаружен γ -переход с энергией 22 кэв в Sm^{149} . Ими была предложена схема уровней Sm^{149} , согласно которой переход с энергией 22 кэв идет в основное состояние. Если это действительно так, то должно наблюдаться ядерное резонансное поглощение.

Эксперимент по наблюдению ядерного резонансного поглощения ставился следующим образом (рис. 65). Источник из $\text{Sm}_2\text{O}_3 + \text{Eu}_2^{149}\text{O}_3$ толщиной несколько мг/см^2 крепился к неподвижной части громкоговорителя, фильтр из Sm_2O_3 толщиной 35 мг/см^2 был жестко связан с подвижной системой (середины диффузора). Прошедшее сквозь фильтр γ -излучение Sm^{149} регистрировалось сцинтилляционным спектрометром (кристалл $\text{NaI}(\text{Tl})$ толщиной 2,5 мм и фотоумножитель ФЭУ-11Б). На громкоговоритель подавалось синусоидальное напряжение частотой 50 гц, амплитуда которого принимала последовательно 25 дискретных значений. Импульсы от детектора после одноканального анализатора поступали в электронную систему, которая через равные промежутки времени (10,24 сек) переключала регистрирующий канал и амплитуду синусоидального напряжения.

Таким образом, каждому значению амплитуды напряжения, а значит, и амплитуды скорости фильтра относительно источника, сопоставлялся определенный счетный канал. Измерения производились при комнатной температуре. Результат измерений приведен на рис. 66 в виде зависимости скорости счета от амплитудного значения скорости фильтра. Использованная методика позволяет получить в шкале амплитуды скорости линию поглощения, деформированную и несколько уширенную по сравнению с истин-

* ЖЭТФ, 42, № 4, 1036—1037, 1962.

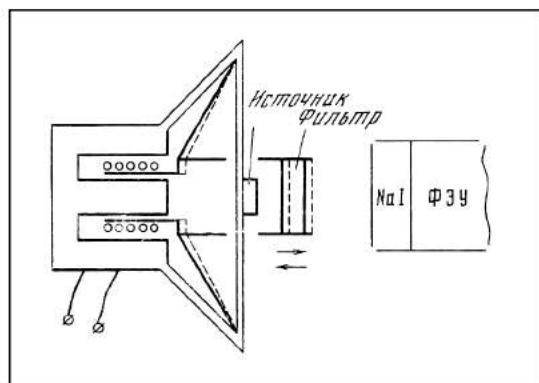


Рис. 65. Схема экспериментальной установки

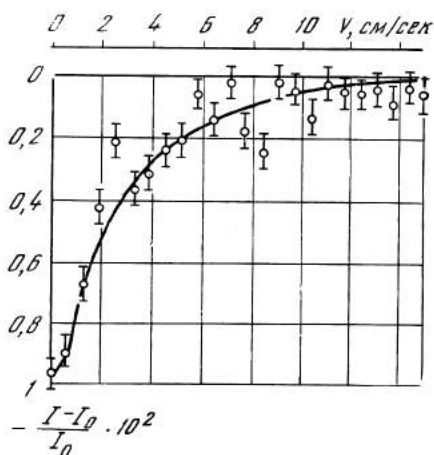


Рис. 66. Зависимость относительного изменения скорости счета от амплитуды скорости фильтра

ной, так как скорость фильтра переменная и эффективное значение скорости меньше амплитудного. Учет этого уширения приводит к следующим значениям естественной ширины и среднего времени жизни уровня 22 кэв: $\Gamma \leq 6 \cdot 10^{-7}$ эв и $\tau \geq 10^{-9}$ сек. Здесь приведены предельные значения для Γ и τ , так как точность эксперимента недостаточна для уверенного вывода об отсутствии расщеплений, приводящих к дополнительному уширению линии.

Измерение ядерного резонансного поглощения в Sm^{149} осложнено малой интенсивностью линии 22 кэв по сравнению с фоном рентгеновских лучей с энергией 40 кэв. Это обстоятельство заставило нас провести следующие контрольные опыты. Измерялась скорость счета I фильтрованного излучения при нулевом значении амплитуды скорости и скорость счета I_0 при амплитуде, достаточно большой для полного разрушения резонанса. Всего было сделано три контрольных измерения:

- 1) с настройкой щели одноканального анализатора на линию 40 кэв и фильтром из Sm_2O_3 ;
- 2) с источником Sn^{119} ($E = 24$ кэв) и фильтром из Sm_2O_3 ;
- 3) с медным поглотителем между источником и фильтром, ослабляющим излучение 22 кэв в 12 раз, а излучение 40 кэв — в 1,5 раза, что должно привести к уменьшению наблюдаемого эффекта в 8 раз.

Результаты этих измерений следующие:

	$E = 40$ кэв	$E = 24$ кэв	Фильтр Cu	Рабочие условия
$(I-I_0)/I_0$, %:	$+0,17 \pm 0,1$	$+0,1 \pm 0,18$	$-1,03 \pm 0,15$	$-1,07 \pm 0,07$

Контрольные измерения показали отсутствие заметной приборной асимметрии, которая могла быть связана с движением фильтра, и наблюдаемая нами зависимость скорости счета от относительной скорости источника и фильтра может быть объяснена только резонансным поглощением γ -излучения 22 кэв ядра Sm^{149} .

Измерения величины $(I - I_0)/I_0$ были выполнены также с пропорциональным счетчиком рентгеновского излучения СРТ-2, имевшим на линии 22 кэв разрешение примерно в два раза лучшее, чем сцинтилляционный счетчик. Эти измерения дали значение $(I - I_0)/I_0 = (-2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$; они подтверждают, что наблюдаемый эффект обусловлен резонансным поглощением γ -излучения 22 кэв Sm^{149} .

В заключение авторы пользуются возможностью выразить благодарность К. Я. Громову, Ж. Т. Желеву и В. А. Халкину за предоставление источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. S. Dzelepov, K. Gromov, A. Kudryavtseva, Van Fu-tsin, I. Visi, Yu. Yazvitsky, Zh. Zheliev. Nucl. Phys., 30, 110, 1962.
2. R. Mössbauer. Zs. Phys., 151, 124, 1958.

КОММЕНТАРИЙ ПО ПОВОДУ ПИСЬМА ДЖ. Т. ДЭНА «О РАЗЛИЧИИ МЕЖДУ СМЕЩЕНИЕМ, ВЫЗВАННЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ МАССЫ, И СМЕЩЕНИЕМ ИЗ-ЗА ЭФФЕКТА ДОПплера ВТОРОГО ПОРЯДКА В ЭФФЕКТЕ МЁССБАУЭРА» *

Рассматривая испускание мёссбауэровского гамма-кванта как квантовый переход между начальным и конечным уровнями энергии ядра, связанного в кристалле, для энергии испущенного кванта, можно получить хорошо известное выражение:

$$E = E_0 (1 - 1/2 \langle v^2 \rangle / c^2). \quad (1)$$

Здесь E_0 — энергия перехода для жестко связанного ядра; $E_0 \cdot 1/2 \langle v^2 \rangle / c^2$ — изменение энергии колебаний атомов, вызванное изменением массы ядра на величину E_0/c^2 при переходе из изомерного состояния в основное [1].

В альтернативной трактовке эффекта Мёссбауэра возбужденное ядро рассматривается как классический осциллятор, имеющий собственную частоту $\omega_0 = E_0/\hbar$. Колебания атомов посредством доплеровского смещения модулируют частоту испущенного излучения, расщепляя линию испускания на центральную (мёссбауэровскую) компоненту и большое число сателлитов. В этом подходе частота мёссбауэровской линии $\omega = E/\hbar$ также дается уравнением (1), причем второй член в скобках в этом случае — суть проявления релятивистского замедления хода времени или, что равноценно, — доплеровского сдвига второго порядка [2] (более подробное обсуждение см в [3]).

В недавнем письме [4] Дж. Т. Дэн возвращается к процедуре получения частоты мёссбауэровской линии ω усреднением по времени частоты ω_1 , испытывающей доплеровский сдвиг:

$$\omega_1 = \omega_0 \frac{(1 - v^2/c^2)^{1/2}}{1 - (v/c) \cos \alpha}, \quad (2)$$

* Препринт ОИЯИ Е4—4827. Дубна, 1969.

где α — угол в лабораторной системе координат между направлением испускания излучения и скоростью v источника (излучающего атома).

К сожалению, Дэн получает результат (ошибочный), отличающийся от уравнения (1). Это отличие, вероятно, привело к ошибочному мнению, выраженному в названии его статьи. В действительности, как это ясно из предыдущего обсуждения, «сдвиг из-за изменения массы» и «доплеровский сдвиг второго порядка» — суть два различных обозначения для одного и того же сдвига, вызванного движением (тепловыми и нулевыми колебаниями) излучающего ядра. Дэн упустил из виду, что частота ω_1 в точке детектирования в момент времени t определяется скоростью, которую ядро имело в более ранний момент времени τ , связанный с t с помощью соотношения

$$t = \tau + \frac{X - x(\tau)}{c}. \quad (3)$$

Здесь X — расстояние между детектором и средним положением излучателя (мы полагаем, что $X \rightarrow \infty$), а $X(\tau)$ есть проекция смещения излучателя от среднего положения на направление излучения. Принимая во внимание это соотношение, для средней частоты, воздействующей на детектор, можно получить

$$\omega = \frac{1}{T} \int_0^T \omega(t) dt = \frac{1}{T} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \omega_1(t) \frac{dt}{d\tau} d\tau. \quad (4)$$

Комбинируя уравнение (4) с уравнениями (2) и (3) $\left(\frac{dt}{d\tau} = 1 - \frac{v(\tau) \cos \alpha}{c}\right)$ и замечая, что для атома, связанного в кристалле $\tau_2 - \tau_1 \rightarrow T$ при $T \rightarrow \infty$, можно немедленно прийти к уравнению (1).

Примечание при корректуре. Результаты этой заметки были получены независимо в работах: *J. Trooster, N. Benczer-Koller. Phys. Lett., 30A, 27, (1969)* and by *M. C. Clark, A. J. Stone. Phys. Lett., 30A, 144, (1969)*.

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. D. Josephson. Phys. Rev. Lett., 4, 341, 1960.*
2. *R. V. Pound, G. A. Rebka. Phys. Rev. Lett., 4, 274, 1960.*
3. *Ф. Л. Шапиро. УФН, 72, 685, 1960.*
4. *J. T. Dehn. Phys. Lett., 29A, 132, 1969.*

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ОКОЛО 5 эв В ГРАФИТЕ И LiF*

(Совместно с Т. А. Мачежиной и З. И. Огжесвальским)

ВВЕДЕНИЕ

Изучение энергетических спектров нейтронов, возникающих при рассеянии моноэнергетических медленных нейтронов, дает ценные сведения о динамике атомов рассеивателя. В последние годы получили широкое развитие такие исследования с пучками холодных и тепловых нейтронов.

Аналогичные измерения с более быстрыми нейтронами также представляют интерес как с точки зрения проверки теории многофононного рассеяния [1], так и с точки зрения извлечения некоторых (интегральных) характеристик спектра частот твердых тел. Насколько нам известно, до настоящего времени такие измерения не проводились, одной из причин чего являются технические трудности. Эти трудности могут быть в некоторой степени обойдены применением резонансных детекторов (или фильтров) в сочетании с методом времени пролета.

В настоящей работе мы хотим представить предварительные результаты использования такой методики.

ПРИНЦИП МЕТОДА

Схема расположения опыта представлена на рис. 67. Пучок нейтронов с энергией E падает на тонкий рассеиватель; нейтроны, рассеянные на угол θ , регистрируются детектором D . Измеряется пропускание $T(E)$ пучка, рассеянного образцом O , для фильтра, обладающего изолированным узким резонансом с энергией E_0 .

Если разброс энергий рассеянных нейтронов велик по сравнению с шириной полосы поглощения резонансного фильтра: $([1 - T_p(E')] \sim \sim \delta(E' - E_0))$, то два измерения с фильтром и без фильтра приведут к получению следующей зависимости:

$$\frac{\sigma(E, E_0)}{\sigma} = \text{const} \frac{\varepsilon(\beta E)}{\varepsilon(E_0)} [1 - T(E)], \quad (1)$$

где βE — средняя энергия нейтрона после рассеяния на угол θ :

$$\beta = 1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \left[1 - \cos \theta \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{A^2}} + \frac{\sin^2 \theta}{A} \right],$$

* Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов в Дубне 7—12 декабря 1961 г. Препринт ОИЯИ 956. Дубна, 1962, стр. 180—183.

$\sigma = \int \sigma(E, E') dE'$ — полное дифференциальное сечение рассеяния на угол θ ; ε — эффективность детектора; $T(E)$ — пропускание резонансного фильтра в рассеянном пучке для падающего нейтрона с энергией E .

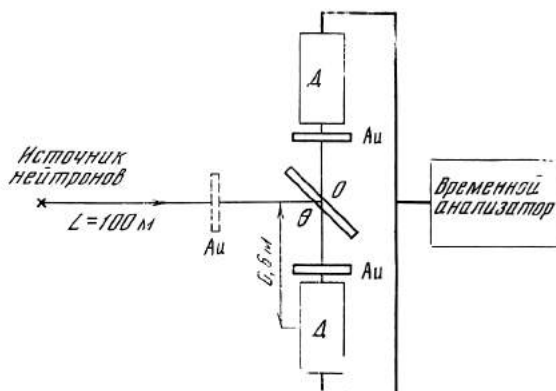


Рис. 67. Схема расположения опыта

В действительности, в уравнение (1) нужно ввести поправки, учитывающие разброс энергии в падающем пучке, ширину резонансной кривой и разброс углов рассеяния. Роль первых двух факторов может быть оценена из измерений пропускания резонансного образца, помещенного в падающий пучок.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Измерения проводились на 100-м пролетной базе импульсного быстрого реактора (ИБР) ОИЯИ. Каждый из двух детекторов состоял из 12 включенных параллельно счетчиков, заполненных B^{10}F_3 . Для уменьшения многократного рассеяния рассеиватель собирался из двух-трех тонких пластинок. Угол рассеяния составлял 90° , разброс углов рассеяния не превышал $\pm 7^\circ$.

В качестве резонансных фильтров применялись золотые фольги толщиной $0,01\text{ мм}$. Импульсы детекторов после усиления подавались на 256-канальный (или 128) временной анализатор при ширине канала 16 мксек .

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерялось рассеяние на графите и LiF . На рис. 68 приведена зависимость скорости счета детектора от времени пролета нейтронов для графитового рассеивателя. Кривые 1 и 2 — образец золота в рассеянном пучке, кривая 3 — в падающем пучке. Кривая 1 — графитовая пластинка толщиной 5 мм , кривая 2 — три раздвинутые графитовые пластинки толщиной 2 мм каждая. Асимметричная форма провалов в кривой 2 и особенно в кривой 1 обусловлена в основном многократным рассеянием, вероятность которого для пластинки толщиной 5 мм составляла около 40% от вероятности однократного рассеяния. Уширение провалов кривых 1 и 2 по сравнению с провалом кривой 3 вызвано разбросом энергий при рассеянии; вклад

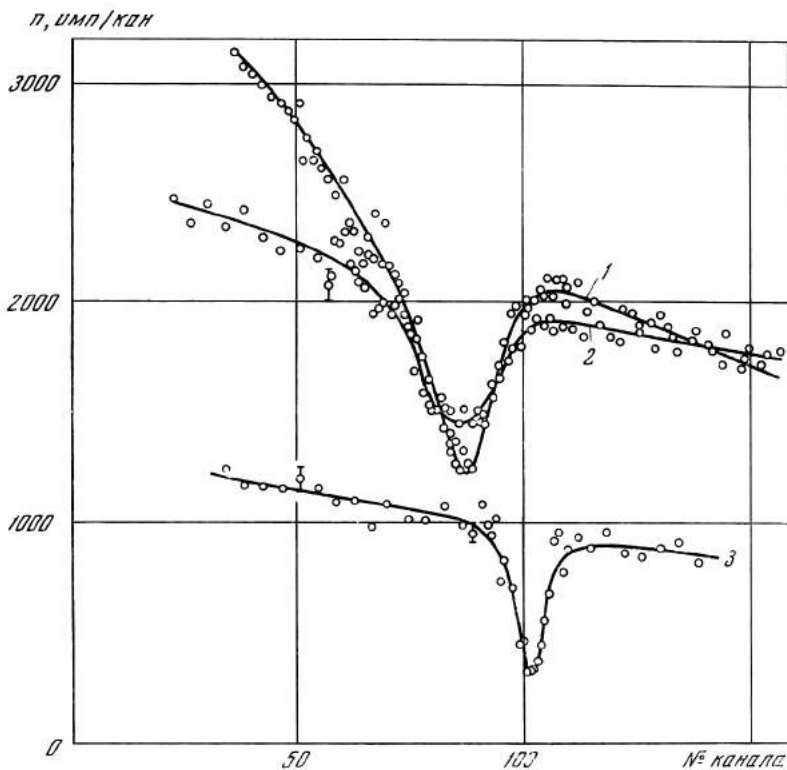


Рис. 68. Зависимость скорости счета детектора от времени пролета нейтронов для графитового рассеивателя

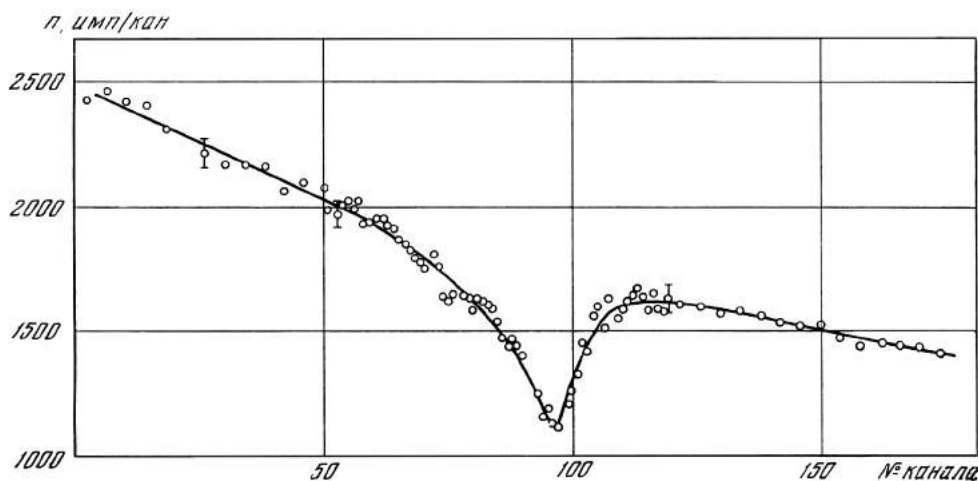


Рис. 69. Зависимость скорости счета детектора от времени пролета нейтронов для рассеивателя LiF

в уширение из-за разброса углов рассеяния при использованной геометрии был пренебрежимо мал. Предварительное сопоставление с теорией Ахиезера и Померанчука [1] дает, что наблюдаемое уширение соответствует дебаевской температуре рассеивателя $\sim 2000^\circ\text{K}$.

На рис. 69 приведены результаты, полученные с рассеивателем LiF толщиной $0,3 \text{ г/см}^2$. Резко асимметричная форма провала кривой связана с наличием в образце различающихся по массовому числу ядер. Интерпретация этих данных затруднена недостаточной статистической точностью; кроме того, нам неизвестна теория многофононного рассеяния в многоатомных веществах.

При существующих условиях измерения описанного типа затруднены малой скоростью счета (~ 100 отсчетов/час для 5-мм графитовой пластинки). Измерения будут продолжены, когда удастся заметно поднять счет путем сокращения длительности нейтронной вспышки [2] и увеличения эффективности детектора.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Ахиезер, И. Я. Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. М., Гостехиздат, 1950.
2. Г. И. Забиякин и др. Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов. Препринт ОИЯИ, 956, Дубна, 1962.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ*

(Совместно с В. В. Голиковым, А. Шкатулой и Е. А. Яником)

В настоящее время исследования нейтронных спектров, возникающих при рассеянии холодных нейтронов, ведутся, как правило, на обычных реакторах непрерывного действия. Основная трудность таких экспериментов заключается в малой интенсивности рассеянного пучка холодных нейтронов. В настоящем сообщении описывается установка для измерений с холодными нейтронами, использующая импульсный реактор на быстрых нейтронах (ИБР) Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Эта установка позволяет получать поток холодных нейтронов, обеспечивающий интенсивность рассеянного пучка во много раз большую, чем на реакторах непрерывного действия с селекторами.

Реактор ИБР установлен в центре зала размерами $10 \times 10 \text{ м}$, стены и потолок которого служат защитой реактора. Активная зона реактора вместе с отражателем и органами регулирования имеет размеры примерно $25 \times 25 \text{ см}$. Реактор генерирует нейтроны периодическими импульсами с полушириной около 36 мксек при частоте повторения $8,3$ раза в секунду. Средняя тепловая мощность реактора равна 1 кВт ; соответствующий средний выход нейтронов $4,5 \times 10^{13} \text{ 1/сек}$. Малая активная зона ИБРа дает возможность значительно более эффективно использовать нейтроны, рождаю-

* Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. IAEA. Vienna, 1963, v. 1, p. 119—125.

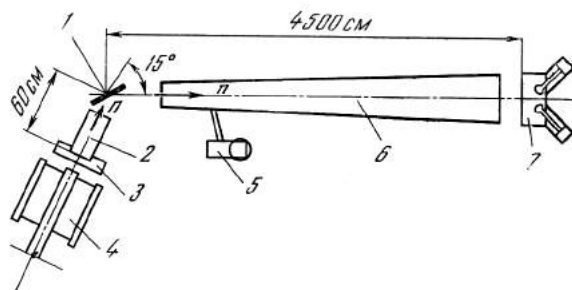
щиеся в реакторе, чем это доступно на обычных реакторах на тепловых нейтронах. Импульсное выделение мощности приводит к малой величине фона в окружающих помещениях во время измерений.

Для вывода нейтронных пучков в защите имеется несколько каналов, три из которых в настоящее время заняты установкой для опытов с холодными нейтронами.

Схема установки приведена на рис. 70. Быстрые нейтроны из реактора попадают на замедлитель, имеющий размеры $30 \times 30 \times 5 \text{ см}^3$ и установленный на расстоянии 5 см от отражателя реактора.

Рис. 70. Схема установки для измерений с холодными нейтронами

- 1 — образец;
- 2 — Be;
- 3 — замедлитель;
- 4 — неподвижная зона реактора;
- 5 — форвакуумный насос;
- 6 — вакуумный нейтронвод;
- 7 — сцинтилляционный детектор



В качестве замедлителя использовался парафин или этиловый спирт. Вплотную за замедлителем помещен блок поликристаллического бериллия размером $24 \times 12 \times 12 \text{ см}^3$, являющийся фильтром холодных нейтронов. Расположение бериллия вплотную к замедлителю увеличивает поток холодных нейтронов в несколько раз по сравнению со случаем, когда бериллий находится вдали от замедлителя. Выигрыш в интенсивности связан с тем, что бериллий играет роль отражателя тепловых и быстрых нейтронов. Холодные нейтроны, для которых бериллий прозрачен, выводятся из глубины замедляющего блока «замедлитель — бериллий», где плотность тепловых, а значит, и холодных нейтронов существенно выше, чем на краю голого замедлителя при отодвинутом бериллии. Расположение фильтра вплотную к замедлителю повышает примесь тепловых нейтронов и с этой точки зрения оно невыгодно. Эту трудность можно в принципе обойти, оставив около замедлителя слой бериллия толщиной в несколько сантиметров и поместив остальную часть фильтра посередине между замедлителем и образцом.

Как бериллий, так и замедлитель находятся в пенопластовом криостате, заливка которого жидким азотом производится дистанционно из экспериментального зала. Охлаждение замедлителя и бериллия до температуры жидкого азота увеличивает в 10 раз интенсивность холодных нейтронов. Заметим, что при использовании в качестве замедлителя этилового спирта интенсивность холодных нейтронов возрастает примерно на 30% по сравнению с замедлителем из парафина.

За криостатом на оси пучка на расстоянии 60 см от замедлителя и 35 см от конца бериллиевого фильтра находится платформа, на которой расположены образцы. Дистанционно можно вводить в пучок холодных нейтронов один из двух образцов и кадмиевую заслонку. Последняя перекрывает пучок холодных нейтронов перед образцом с целью измерения фона, идущего на детектор.

Криостат и образцы со всех сторон окружены защитой из кадмия и карбида бора толщиной 3 см.

Со стороны активной зоны криостат закрыт парафиновой стенкой для уменьшения фона быстрых нейтронов, идущих на образец. В защите криостата имеются три окна, позволяющие пропускать нейтроны, рассеянные на углы 75° и 30° , и выводить в экспериментальный зал прямой пучок нейтронов, прошедших через бериллиевый фильтр. Нейтроны, рассеянные на образце на угол 75° , проходят по коллимационной трубе, окруженной карбидом бора и кадмием и вакуумированной до ~ 1 мм рт. ст., через защитную стену зала реактора в экспериментальный зал, где расположен детектор. Пролетная база от образца до детектора 10–45 м. Для защиты детектора от прямого пучка нейтронов и γ -лучей в зале реактора помещены свинец и парафин с бором.

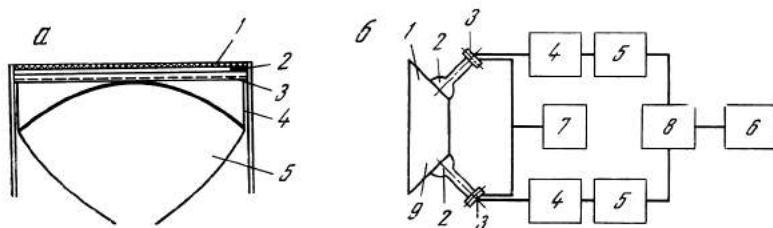


Рис. 71. Схема детектора площадью 300 см^2 (а) и блок-схема детектора площадью 2000 см^2

а: 1 — Al; 2 — сцинтиллятор T-1; 3 — плексиглас; 4 — отражатель света; 5 — фотоумножитель; б: 1 — сцинтиллятор; 2 — фотоумножитель; 3 — катодный повторитель; 4 — двухканальный сумматор и усилитель; 5 — дискриминатор; 6 — временной анализатор; 7 — блок высокого напряжения; 8 — схема совпадений; 9 — световод и отражатель света

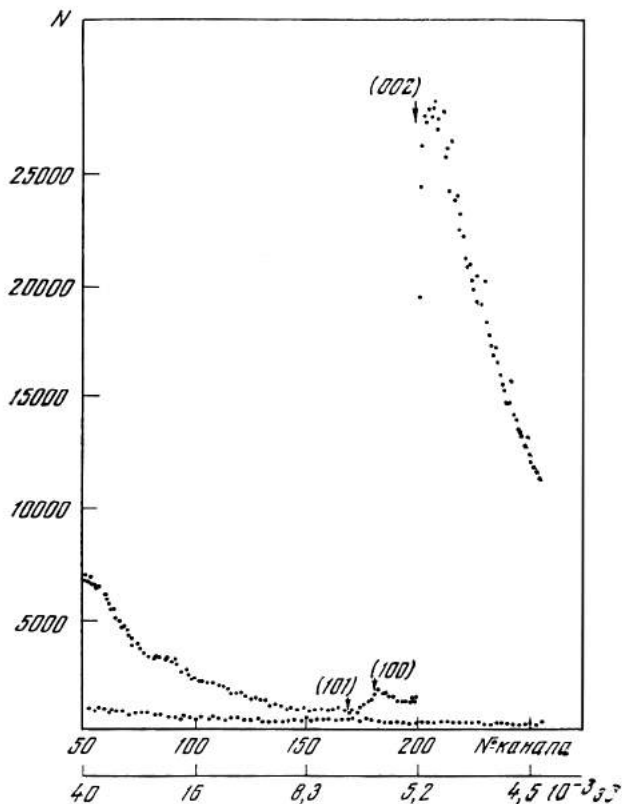
Для регистрации нейтронов используется сцинтилляционный детектор на основе смеси $\text{ZnS}(\text{Ag}) + \text{B}_2\text{O}_3$ (сцинтиллятор T-1).

Сцинтиллирующий порошок обладает наибольшей эффективностью для регистрации тепловых нейтронов при размере зерен 300–500 мк. Плоский слой такого порошка толщиной 0,7 мм (поверхностная плотность $\sim 80 \text{ мг/см}^2$) имеет эффективность к тепловым нейтронам 20% при эффективности к γ -лучам Co^{60} $\sim 10^{-4}\%$. Благодаря большому световому выходу сцинтиллятора все захваченные бором нейтроны регистрируются — интегральная характеристика детектора имеет плато. Чтобы получить большую эффективность, вместо естественного бора был использован бор, обогащенный изотопом B^{10} до 90%. Эффективность этого детектора к тепловым нейтронам 50%.

В настоящее время на установке используются два детектора с $\text{ZnS}(\text{Ag}) + \text{B}_2^{10}\text{O}_3$. При работе на длине пролета рассеянных нейтронов ~ 10 м используется детектор площадью 300 см^2 , собранный на одном фотоумножителе с диаметром фотокатода 200 мм (рис. 71, а). При больших пролетных базах используется детектор площадью 2000 см^2 (рис. 71, б), в котором при наличии воздушного световода четыре фотоумножителя включены в схему отбора совпадений.

Схема совпадений уменьшает чувствительность детектора к γ -лучам, вызывающим сцинтилляции непосредственно в фотоумножителях, а также к шумам ФЭУ. Эффективность этого детектора к тепловым нейтронам всего

Рис. 72. Спектр нейтронов после бериллия, измеренный на расстоянии ~ 16 м от криостата (нижняя кривая — фон)



лишь на 10% хуже, чем у детектора, в котором ФЭУ работают в непосредственном контакте со сцинтиллятором.

Одним из первых предварительных опытов на установке явилось изучение энергетического распределения пучка нейтронов, прошедшего фильтр.

На рис. 72 представлен спектр нейтронов после бериллия, измеренный на расстоянии 16 м от криостата при помощи 256-канального временного анализатора. Как видно из рисунка, отношение эффекта к фону в области холодных нейтронов составляет 100 : 1, хорошо разрешены кристаллографические плоскости (100), (101) и (002).

Видно также существование довольно большой компоненты тепловых нейтронов (около 20% от холодных нейтронов). Ввиду большого просачивания тепловых нейтронов описываемая установка в ее нынешнем виде мало пригодна для изучения неупругого рассеяния холодных нейтронов и используется в настоящее время для изучения квазиупругого рассеяния на жидкостях.

Для определения основных характеристик установки использовался образец ванадия толщиной 6 мм и рабочей площадью 70 см². На рис. 73 представлен спектр нейтронов, упруго рассеянных на ванадии на угол 75°, снятый при помощи детектора площадью 2000 см² и 256-канального временного анализатора с шириной канала 64 мксек. Расстояние от образца до детектора 45 м. В максимуме пика холодных нейтронов мы имели ~ 4 отсчета/мин. · 64 мксек. Отношение эффекта к фону 4 : 1.

Временная полуширина наклона бериллиевой границы достигает 100 мксек, т. е. разрешающая способность установки в области энергии 0,005 эв равна 0,5%. Наблюдаемый наклон бериллиевой границы в основном обусловлен временем жизни тепловых нейтронов в замедлителе.

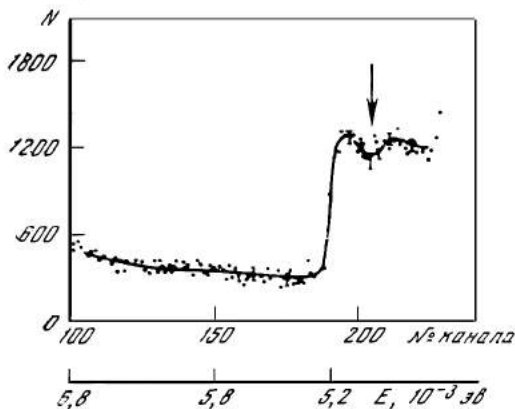


Рис. 73. Спектр нейтронов, упруго рассеянных на ванадии

Расстояние от образца до детектора ~45 м; ширина канала временного анализатора 64 мксек; провал на кривой, отмеченный стрелкой, связан с наличием образца алюминия толщиной 6 мм на пути пучка

Как видно из приведенных результатов, ИБР является перспективной установкой для исследований с холодными нейтронами. Поток рассеянных нейтронов, полученный на описываемой установке, примерно в 10 раз больше при разрешающей способности в области холодных нейтронов в 5—10 раз лучшей по сравнению с другими аналогичными установками, работающими на реакторах с постоянной мощностью.

КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ВОДЕ *

(Совместно с А. Байорином, В. В. Голиковым, И. Жуковской,
А. Шкатулой и Е. А. Яником)

В последние годы было проведено несколько исследований нейтронных спектров, возникающих при рассеянии холодных нейтронов в воде [1--7]. В этих работах значительное внимание уделено квазиупругому рассеянию, т. е. рассеянию с передачей энергии, малой по сравнению с энергией падающего нейтрона. Теория [8, 9] предсказывает, что при квазиупругом рассеянии моноэнергетических нейтронов в жидкости образуется спектр, имеющий лоренцову форму с полушириной:

$$\Gamma = 2\hbar x^2 D, \quad (1)$$

где $\hbar x$ — изменение импульса при рассеянии; D — эффективный коэффициент автодиффузии. Классические методы дают для коэффициента диффузии молекул воды в воде значение $D_0 = 1,85 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{сек}$. Анализируя квазиупругое рассеяние холодных нейтронов на воде, различные авторы приходят к несогласующимся выводам, получая значения D в пределах от $D < 0,1 D_0$

* Inelastic scattering of Neutrons in Solids and Liquids, IAEA, Vienna, 1963, v. 1, p. 383—388.

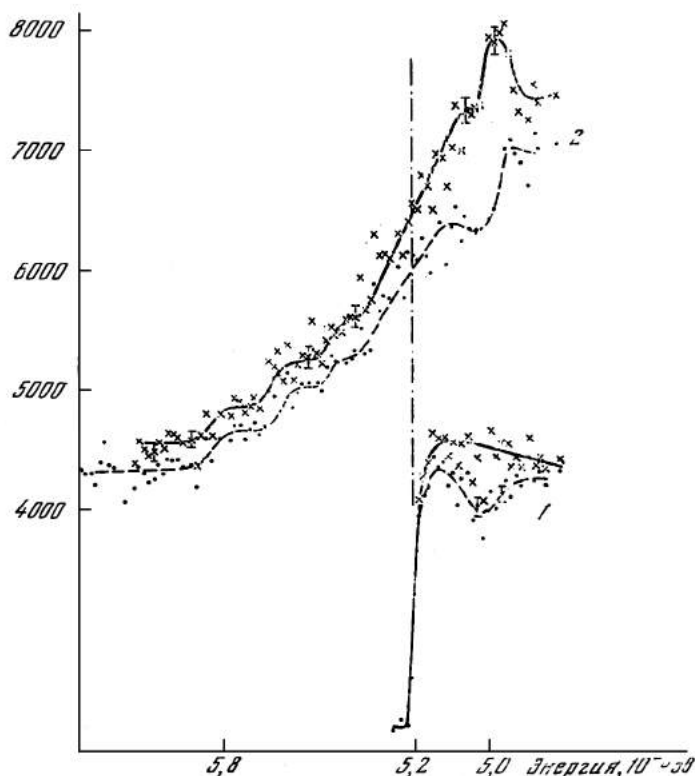


Рис. 74. Спектр нейтронов, рассеянных на ванадии (кривая 1) и воде (кривая 2)

Расстояние от образца до детектора ~ 45 м; ширина канала временного анализатора 64 мксек; пунктирные кривые проведены по экспериментальным точкам, сплошные кривые проведены по точкам, исправленным на пропускание А1

до $D = D_0$ [5]. Некоторые авторы усматривают также в спектрах рассеянных нейтронов пики, соответствующие передаче очень малых дискретных порций энергии (порядка $5 \cdot 10^{-4}$ эв) [1, 2]; другие авторы не находят таких пиков [4—7].

В связи с отмеченными противоречиями представлялось интересным провести измерения спектров нейтронов, рассеянных на воде, с разрешением, заметно лучшим разрешения, достигнутого в работах [1—7]. В настоящем докладе сообщаются предварительные результаты таких измерений, выполненных на импульсном быстром реакторе Объединенного института ядерных исследований. Используемая экспериментальная установка описана в докладе [10].

На слой воды толщиной около 0,3 мм направлялся импульсный пучок нейтронов, фильтрованных бериллием. Нейтроны, рассеянные на угол $75 \pm \pm 10^\circ$, регистрировались детектором, установленным на расстоянии 17 или 45 м от образца. Для измерения спектра нейтронов, падающих на образец, использовалось упругое рассеяние на ванадии. Результаты измерений при температуре воды 25°C приведены на рис. 74 и 75. Из кривых вычтен фон, для

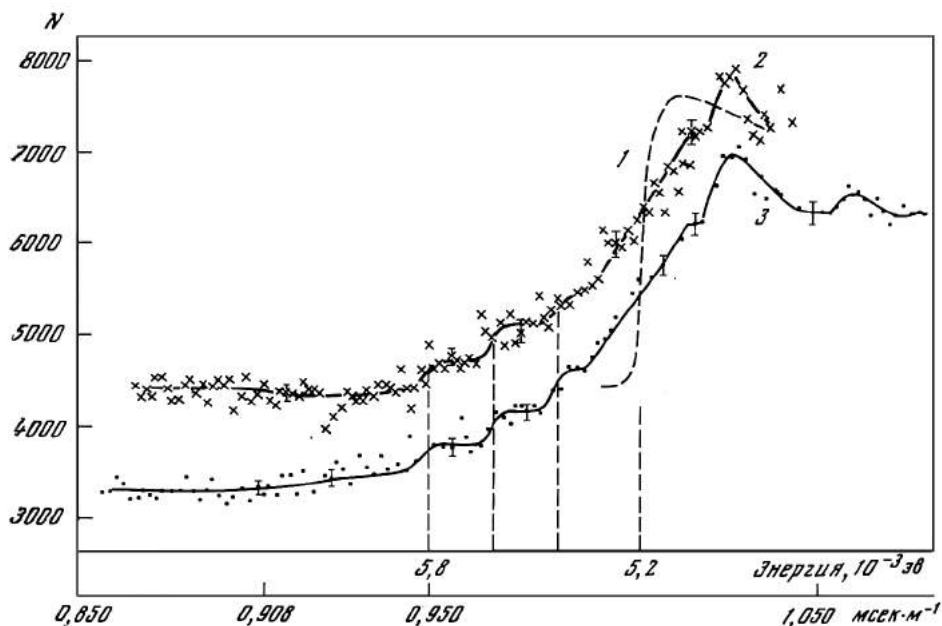


Рис. 75. Спектр нейтронов, рассеянных слоем воды толщиной 0,3 мм

Кривая 2 снята на расстоянии от образца до детектора 45 м; кривая 3 — на расстоянии 17 м; пунктирная кривая показывает форму спектра нейтронов, упруго рассеянных на ванадии, на расстоянии 45 м; все кривые исправлены на пропускание Al

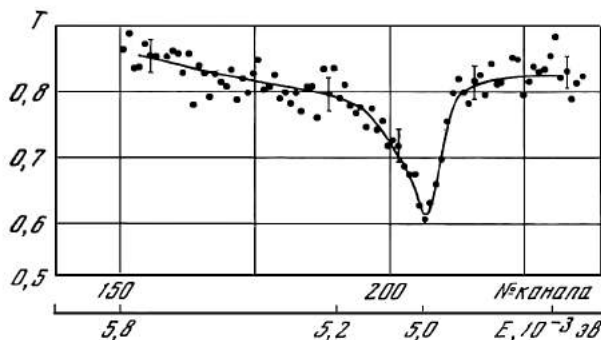
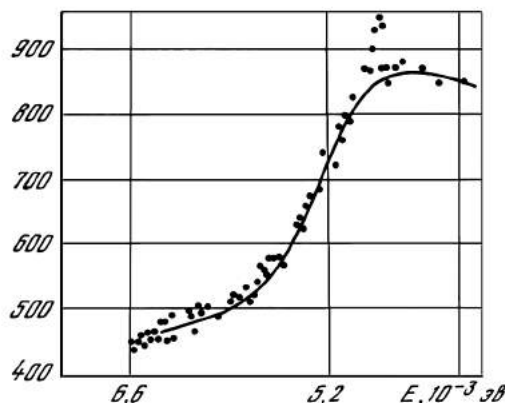


Рис. 76. Кривая пропускания 12 мм алюминия в области холодных нейтронов (пролетная база 45 м)

нахождения которого падающий на образец пучок перекрывался кадмием. Фон был примерно в четыре раза меньше эффекта. В результаты внесена также поправка на рассеяние алюминием (на пути рассеянного пучка находилась пластинка алюминия толщиной около 6 мм). Поправка рассчитывалась по измерениям пропускания аналогичных алюминиевых листов, выполненным на базе 45 м (рис. 76).

Как видно из кривой 1 (рис. 74), полуширина наклона бериллиевого края составляет ~ 120 мсек, что при расстоянии 45 м соответствует энергетическому разрешению $3 \cdot 10^{-5}$ эв для нейтронов с энергией в районе $5,2 \cdot 10^{-3}$ эв. Эту величину можно сравнивать с предельным разрешением $2 \cdot 10^{-4}$ эв, использованным в предыдущих работах [4]. Сравнение кривых 1 и 2 (рис. 75) показывает, вне всякого сомнения, что при рассеянии на воде линия $5,2 \cdot 10^{-3}$ эв уширяется. Для количественной оценки нужно исходить из выраже-

Рис. 77. Сравнение экспериментальных данных с теоретической кривой, рассчитанной по формуле (2) для значения $\Gamma = 5 \cdot 10^{-4}$ эв



ния для зависимости скорости счета $N(t)$ рассеянных нейтронов от времени пролета t :

$$N(t) dt = dt \frac{dE}{dt} \int_0^{E_0} F(E') \sigma(E') W(E', E) dE', \quad (2)$$

где $F(E')dE'$ — спектр падающего на образец потока; $\sigma(E')$ — сечение рассеяния на образце; $W(E, E)dE$ — спектр рассеянных нейтронов для первичной энергии E' .

В теории квазиупругого рассеяния [8, 9] $W(E', E)$ — лоренцова резонансная кривая с шириной на половине высоты Γ [4]. Для определения Γ можно воспользоваться расстоянием от середины бериллиевого края для ванадия до максимума распределения для воды. Это расстояние сложным образом зависит от Γ и законов $F(E')$ и $\sigma(E')$. Поскольку последние в данной работе не изучались, этот путь казался нам неоднозначным, и мы предпочли опираться на значение логарифмической производной $N'(t)/N(t)$ в центре бериллиевого края. Значение производной слабо зависит от спектра $F(E')\sigma(E')$; полагая $F(E')\sigma(E') \sim E'$, нетрудно получить следующее выражение для Γ , являющееся хорошим приближением:

$$\Gamma = 8E_0/\pi \left[\frac{N'(t_0)}{N(t_0)} t_0 + 5 \right]. \quad (3)$$

Здесь E_0, t_0 — энергия и время пролета для бериллиевого края; под $N(t_0)$ следует понимать скорость счета при $t = t_0$, за вычетом подложки, не связанной с квазиупругим рассеянием. Оценка подложки не может быть проведена однозначно, так как неясно, является ли участок кривой в интервале 0,93—0,99 мксек «хвостом спектра» квазиупругого рассеяния или здесь проявляются дискретные энергетические переходы. Если принять первое, а также пренебречь собственной шириной бериллиевого края (что для расстояния 45 м не будет плохим приближением); то получается значение

$$\Gamma = (5 \pm 1) \cdot 10^{-4} \text{ эв.}$$

Во втором предположении подложка выше, и

$$\Gamma \simeq 3 \cdot 10^{-4} \text{ эв.}$$

Можно принять $\Gamma = (5 \pm 1) \cdot 10^{-4}$ эв, чему при угле рассеяния 75° ($x^2 = 3,7 \cdot A^{-2}$) соответствует $D = 0,5 D_0$ (рис. 77).

Наш результат не отличается от последних данных Ларссона и Дальборга [7], получивших при комнатной температуре для $x^2 = 3,7 \cdot A^{-2}$ значение $\Gamma = (6 \pm 1) \cdot 10^{-4}$ эв.

В заключение остановимся на вопросе о малых дискретных передачах энергии. Во многих из проведенных нами двух-трехдневных серий измерений в спектрах вблизи бериллиевого края проявились ступеньки, соответствующие передачам энергии $\sim 2,4$ и $6 \cdot 10^{-4}$ эв. Высоты ступенек составляли несколько процентов от полной интенсивности при данном времени пролета. Положения и высоты ступенек в различных сериях измерений согласовывались, в том числе и в измерениях на базах 45 и 17 м (рис. 75). При суммировании всех серий ступеньки, однако, сглаживались. Хотя это может объясняться дрейфами аппаратуры, в настоящее время вопрос о наличии или отсутствии ступенек остается открытым.

Измерения рассеяния нейтронов на воде продолжают — проводятся измерения при различных температурах жидкости, а также со льдом.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Palevsky et al. Phys. Rev., **119**, 872, 1960.
2. H. H. Stiller, H. R. Danner. Inelastic scattering of neutrons in solids and liquids. IAEA, Vienna, 1961, p. 363.
3. K. E. Larsson et al. Там же, стр. 329.
4. B. N. Brockhouse. Там же, стр. 113.
5. D. Cribier, B. Jacrot. Там же, стр. 347.
6. B. N. Brockhouse. Phys. Rev. Lett., **2**, 283, 1959.
7. K. E. Larsson, U. Dahlborg. J. Nucl. Energy, **16**, 81, 1962.
8. Vineyard. Phys. Rev., **110**, 999, 1959.
9. K. S. Singwi, A. Sjolander. Phys. Rev., **119**, 863, 1960.
10. В. В. Голиков, Ф. Л. Шакиро, А. Шкатула, Е. А. Яник. Inelastic scattering of neutrons in Solids and liquids. IAEA, Vienna, 1963.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ВЕЩЕСТВ ДИФРАКЦИЕЙ НЕЙТРОНОВ *

(Совместно с В. В. Нитц, И. Сосновска и Е. Сосновски)

В Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ в Дубне на импульсном реакторе быстрых нейтронов ИБР [1] проведены эксперименты с целью выяснения возможностей реактора в области структурной нейтронографии. Тепловые нейтроны рассеивались на поликристаллических образцах, и для фиксированного угла методом времени пролета измерялся энергетический спектр рассеянных нейтронов.

Схема опыта показана на рис. 78. Вплотную к активной зоне 1 реактора помещен замедлитель 2 толщиной 40 мм. Пучок нейтронов проходил через стальной коллиматор 3 соллеровского типа (угол расхождения — 20° , окно — 100×110 мм²), помещенный в стене зала реактора, через вакуумный нейтронпровод 10, окно водяной защиты 4 и рассеивался на образце 7. Рассеянный пучок проходил через второй, идентичный первому, коллиматор 6, установленный под углом 90° к направлению прямого пучка, и регистрировался спинтлляционным детектором 8, окруженным слоем карбида бора 9 и водяной

* Материалы рабочего совещания по неупругому рассеянию медленных нейтронов в кристаллах и жидкостях. Препринт ОИЯИ 2081. Дубна, 1965, стр. 64—67.

защитой. Вся установка была окружена защитой из бетонных блоков. Использованный сцинтилляционный детектор на обогащенном В¹⁰ площадью 300 см² описан в работе [2].

Исследования проводились на образцах с известной структурой Al, Zn, ZnO, Si. Образцы алюминия и цинка в форме пластин 230 × 130 × 47 мм³ и 230 × 130 × 34 мм³ соответственно были изготовлены из спрессованных под небольшим давлением стружек химически чистых металлов. Текстура в образцах не наблюдалась. Образцы ZnO и Si были спрессованы из порошков под небольшим давлением и имели размеры 225 × 130 × 30 мм³. Все образцы ставились нахождение симметрично относительно падающего и рассеянного пучков нейтронов. Так как измерения спектра падающих и спектра рассеянных нейтронов проводились одним и тем же детектором, поправку на эффективность вводить не требуется. Поправка на поглощение также не вводилась, так как измеренное пропускание нейтронов образцами не проявило заметной зависимости от длины волны. Экспериментальные данные обрабатывались по формуле интегральной интенсивности дифракционных максимумов, выведенной в работе [3]:

$$E_{hkl}(\lambda) = C(\lambda^4 J_\lambda \cdot j F^2)_{hkl},$$

где C — постоянная; λ — длина волны; J_λ — интенсивность спектра падающих нейтронов, отнесенная к единичному интервалу длин волн; j — фактор повторяемости; F — структурный фактор. Как было доложено в работах [4] и [5], для вышеуказанных образцов получено хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов.

Исследована зависимость разрешающей способности и интенсивности от формы и состава замедлителя, а также от угла рассеяния нейтронов. На рис. 79 представлена нейтронограмма кремния для угла $2\theta = 90^\circ$ и расстояния 16 м, полученная с толстым водяным замедлителем, имеющим углубление в середине. Также произведено измерение кремния при угле $2\theta = 90^\circ$ и расстоянии 18 м с плоским замедлителем (толщиной 40 мм), заполненным чистой водой и водой с примесью 0,3 и 0,6% борной кислоты (по весу). Результат последнего измерения кремния представлен на рис. 80. Как можно видеть из табл. 1, в которой представлены рассчитанные из нейтронограмм разрешающие способности, наилучшее разрешение получается с плоским замедлителем из водяного раствора борной кислоты. Заметим, что при мощности реактора 2 кВт время снятия нейтронограммы с достаточной статистической составляет 10—20 час.

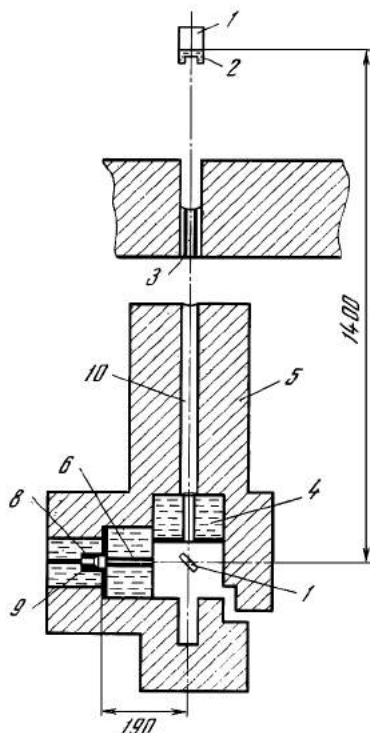


Рис. 78. Схема установки для угла $2\theta = 90^\circ$

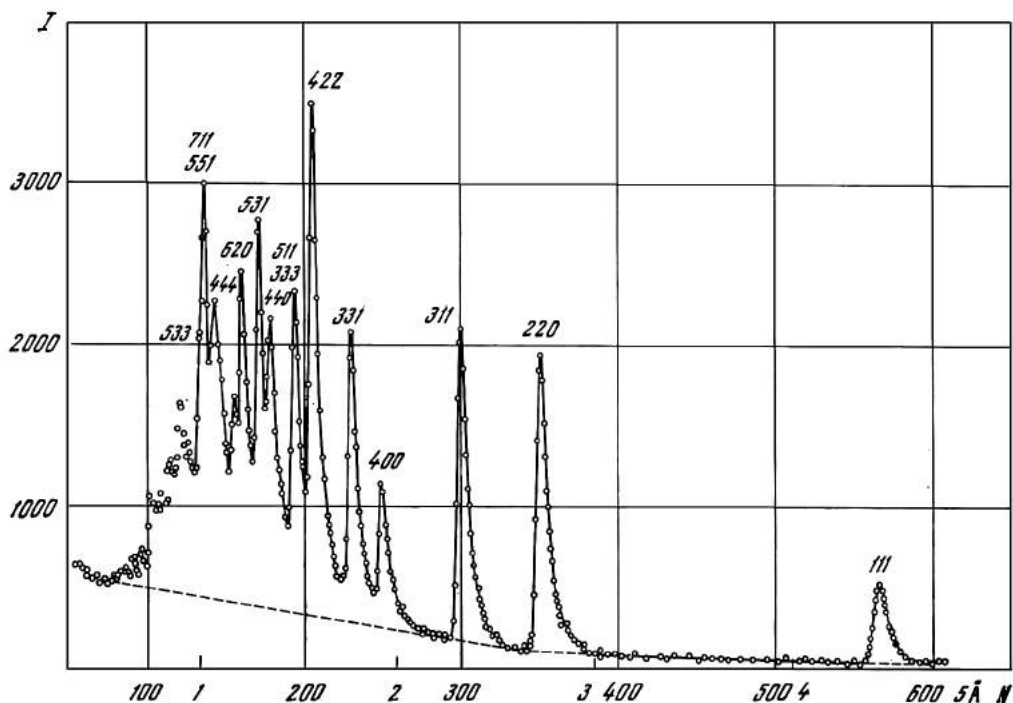


Рис. 79. Нейтрограмма Si для угла $2\theta = 90^\circ$, замедлитель в виде пушки

В заключение следует добавить, что значительное повышение интенсивности может быть достигнуто путем увеличения площади детектора; это особенно просто при угле рассеяния $2\theta = 90^\circ$. Довольно малая частота вспышек реактора позволяет существенно улучшить разрешающую способность увеличением пролетного расстояния. Установка очень удобна для исследования влияния больших импульсных электрических, магнитных или других внеш-

Таблица 1

Разрешающая способность ($\Delta t/t[\%]$) для кремния для разных замедлителей

hkl	I		II			hkl	I		II		
	62°	90°	90°				62°	90°	90°		
411	2,5	1,8	1,0	0,9	0,9	511/333	—	3,7	1,9	1,6	1,3
220	3,6	2,3	1,3	1,0	1,0	440	—	—	—	2,1	1,5
311	3,8	2,4	1,3	1,1	1,1	531	—	—	2,2	2,2	1,7
400	6,8	2,9	1,4	—	1,2	620	—	—	2,6	2,0	1,7
331	5,6	3,1	1,6	1,5	1,4	533	—	—	2,4	2,3	1,7
422	6,3	3,0	1,8	1,7	1,3						

Примечание. I — толстый замедлитель; II — плоский замедлитель с примесью борной кислоты 0, 0,3, 0,6% по весу.

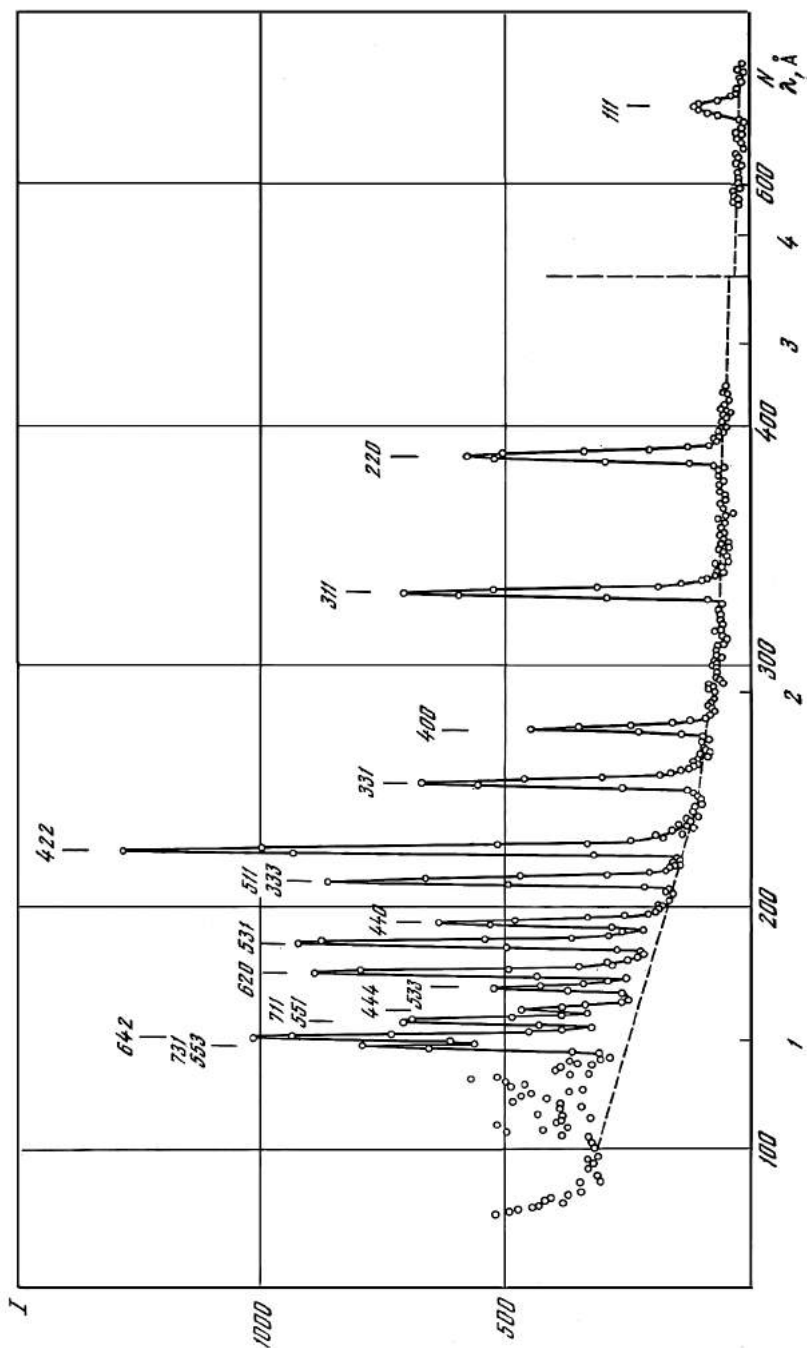


Рис. 80. Нейтроннограмма Si для угла $2\theta = 90^\circ$, замеситель плоский (0,6% H_2O_3)

них воздействий на кристаллическую решетку твердых тел, а также для изучения всевозможных релаксационных процессов с малыми временами релаксации. Эти времена ограничены, с одной стороны, длительностью вспышки тепловых нейтронов (~ 200 мксек) и, с другой стороны, частотой повторения вспышек (~ 350 мсек).

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Е. Блохин и др. Атомная энергия, 10, 437, 1961.
2. В. В. Голиков и др. ПТЭ, 2, 59, 1963.
3. В. Вигас. Nuclconika, 8, 259, 1963.
4. В. В. Нитц, З. Г. Папулова, И. Сосновска, Е. Сосновски. ФТТ, 6, 1369, 1964.
5. В. В. Нитц, И. Сосновска, Е. Сосновски. Препринт ОИЯИ, 1614, 1964.

МЕТОД ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ НЕЙТРОНОВ И ЕГО ВОЗМОЖНОСТИ В СВЯЗИ С ВЫСОКОПОТОЧНЫМИ РЕАКТОРАМИ *

(Совместно с Б. Бурасом, Е. Лецевичем, В. В. Нитцем,
И. Сосновска и Е. Сосновски)

1. ВВЕДЕНИЕ

До недавнего времени структурный анализ поликристаллов состоял в измерении углового распределения моноэнергетических нейтронов, рассеянных на образце. Основной причиной распространенности этого метода является то, что в течение многих лет он используется в рентгенографии. Двухосевой нейтронный кристаллический спектрометр очень похож на спектрометр, используемый в рентгеноструктурных исследованиях, а при количественном анализе справедливы, в сущности, те же выражения для интегральной интенсивности. Однако в случае нейтронов может быть рассмотрен метод времени пролета как альтернатива упомянутому здесь распространенному методу. На это было указано независимо П. А. Эгельстафом [1] и в ходе обсуждения программы работ на импульсном реакторе в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне. В методе времени пролета производится рассеяние пульсирующего нейтронного пучка на поликристалле и нейтронным детектором, связанным с многоканальным временным анализатором, регистрируются нейтроны, рассеянные на определенный угол 2θ . В результате получается зависимость интенсивности от длины волны. Пики идентифицируются обычным образом, однако для получения из нейтронограммы структурного фактора необходимо знать формулу для интегральной интенсивности E . Как было показано одним из нас [2], в случае пренебрежения тепловыми колебаниями, поглощением и экстинкцией, формула имеет вид:

$$E = \frac{i(\lambda) j(F_{hkl})^2 \lambda^4 \delta V}{4 \sin \theta_0} \operatorname{ctg} \theta_0 \Delta \theta_0, \quad (1)$$

где $i(\lambda)$ — интенсивность нейтронов, отнесенная к единичному интервалу по длине волны; j — фактор повторяемости для плоскости (hkl) ; F_{hkl} — структурный фактор; V и δV — объемы единичной ячейки и кристалла соот-

* Third United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, May 1964, report A/Conf. 28/P/488.

ветственно; θ — угол рассеяния и $\Delta\theta_0$ — угловая расходимость нейтронного пучка, постоянная для данного образца и геометрии измерений. Отметим, что формула (1) дает интегральную интенсивность во всем кольце Дебая — Шеррера.

Принимаем во внимание постоянство (для каждого эксперимента) некоторых величин, входящих в (1), получаем соотношение

$$j(F_{hkl})^2 = \text{const} \frac{E}{i(\lambda)\lambda^4}, \quad (2)$$

из которого следует, что для получения из нейтронограммы относительных величин структурных факторов необходимо измерить площади пиков, нормировать их на спектр нейтронов $i(\lambda)$ и поделить на λ^4 . Чтобы не делать поправки на эффективность детектора, спектр $i(\lambda)$ и рассеянный пучок нужно измерять одним детектором.

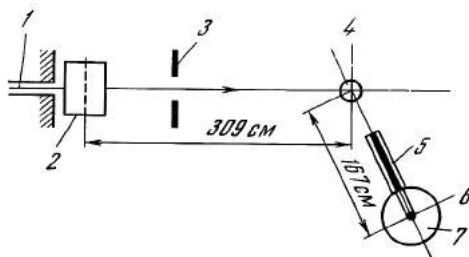
Для проверки этого метода были проведены две серии экспериментов: на реакторе Эва [3] в Сверке (Польша) и на импульсном реакторе ИБР [4] в Дубне. В настоящей статье суммированы результаты этих экспериментов [5, 6, 7] и рассмотрены интенсивность и разрешение в сравнении с обычным методом. Кроме того, обсуждается возможность изучения переходных явлений методом времени пролета.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПРЕРЫВАТЕЛЕМ

Эти эксперименты были проведены на стационарном реакторе Эва [3], работающем при мощности 2 Мвт с потоком тепловых нейтронов на выходе из горизонтального канала около 10^8 нейтронов в секунду на квадратный

Рис. 81. Геометрия первого эксперимента по использованию метода времени пролета для кристаллического анализа на стационарном реакторе [5]

- 1 — коллиматор;
- 2 — чоппер;
- 3 — Cd-цель;
- 4 — образец;
- 5 — соллеровский коллиматор;
- 6 — BF₃-счетчик;
- 7 — защита



сантиметр. Использовался чоппер типа Ферми с никелевым ротором, имеющим диаметр 118 мм при ширине щелей в 1,5 мм. Ось вращения была горизонтальной, коллимация падающего пучка нейтронов составляла 20 мин.

Таблица 1

Сравнение наблюдаемых и вычисленных интенсивностей для порошка кремния (рис. 85)

hkl	jF_c	jF_0^2	hkl	jF_c	jF_0^2
311	135,36	135	511	180,48	195
400	67,68	65	333		
331	135,36	128	440	406,44	400
422	270,96	268	531		

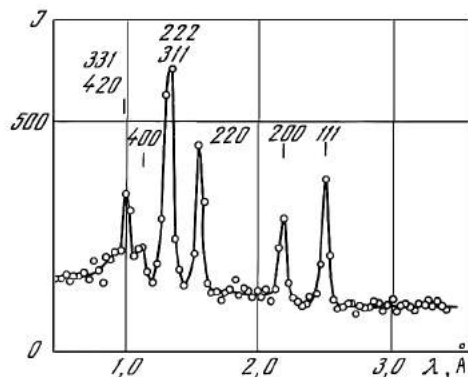


Рис. 82. Нейтронограмма порошка алюминия, полученная методом времени пролета за 4 час измерений

λ — длина волны нейтронов в Å; J — интенсивность в произвольных единицах

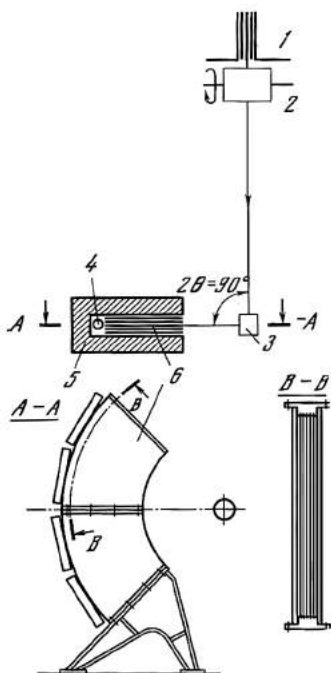


Рис. 83. Геометрия эксперимента с использованием специального коллиматора

- 1 — коллиматор;
- 2 — чоппер;
- 3 — держатель образца;
- 4 — BF_3 -счетчик;
- 5 — защита;
- 6 — коллиматор

На рис. 81 показана схема установки в предварительном эксперименте, а на рис. 82 — полученная нейтронограмма. Следуя процедуре, описанной во введении, были получены структурные факторы для алюминия и свинца. Фактор достоверности, характеризующий точность полученных результатов

$$R = \frac{\sum (jI_o^2 - jI_c^2)}{\sum jI_o^2} \quad (3)$$

(индекс «о» означает наблюдаемые величины, «с» — вычисленные), составил около 5%.

Для второго эксперимента [6], чтобы зарегистрировать нейтроны с $1/4$ части кольца Дебая — Шеррера, был выбран угол $2\theta = 90^\circ$, и построен специальный коллиматор (рис. 83). Этот коллиматор имел расходимость около 20 милл, а общее расстояние чоппер — образец — детектор (четыре борных счетчика) составляло 502 см. Образцы помещались в тонкостенные алюминиевые цилиндры диаметром 45 мм.

На рис. 84 показана нейтронограмма алюминиевого порошка, полученная на этой установке при скорости вращения чоппера 3000 об/мин (длительность вспышки нейтронов около 80 мксек). Лучшее по сравнению с нейтронограммой на рис. 82 разрешение обусловлено большим углом рассеяния и большим пролетным расстоянием. Но более существенное различие между двумя экспериментами состоит во времени экспозиции: специальный коллиматор (рис. 83) позволил сократить время экспозиции с 40 до 4 час. Фактор достоверности R составил приблизительно прежнюю величину.

На рис. 85 и 86 представлены нейтронограммы кремния, полученные на усовершенствованной установке (рис. 83) при скорости вращения 3000 и 6000 об/мин соответственно. Разрешение при 6000 об/мин

существенно лучше, чем при 3000 об/мин: пики (422) и (511), а также (440) и (531) при 6000 об/мин полностью разделены. Однако пик (311), имеющийся на рис. 85, отсутствует на рис. 86; это обусловлено тем, что соответствующие ему нейтроны не проходят через щели чоппера при большой скорости вращения. В табл. 1 представлены значения структурных факторов кремния, вычисленные и полученные из нейтронограммы рис. 85; фактор R составил около 3%. Время экспозиции при 3000 об/мин было 7 час. При большем времени экспозиции наблюдаются также пики (111) и (220).

На рис. 87 — нейтронограмма кремниевого образца, полученная обычным способом (на двухосевом спектрометре) с использованием коллиматора в 1° между образцом и детектором. Время экспозиции при этом составляло 8 час. Из рис. 85 и 87 видно, что разрешения в двух случаях почти одинаковы. Однако, как будет показано далее, метод времени пролета позволяет улучшить разрешение без существенного уменьшения интенсивности.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ

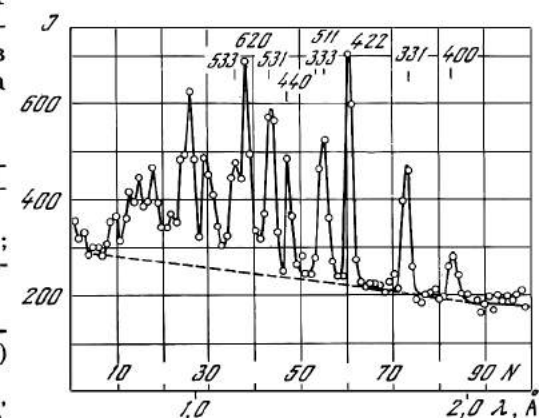
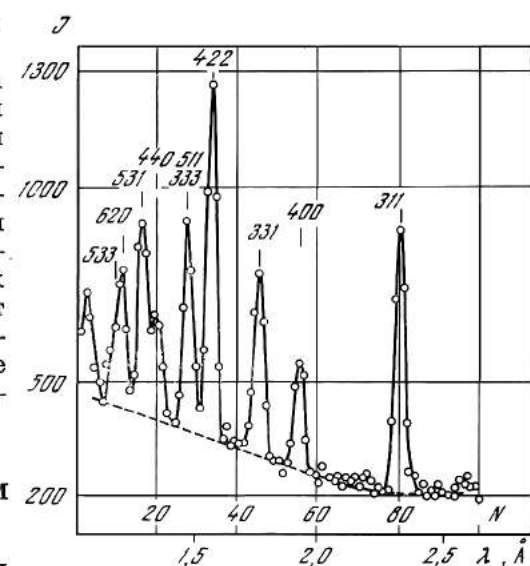
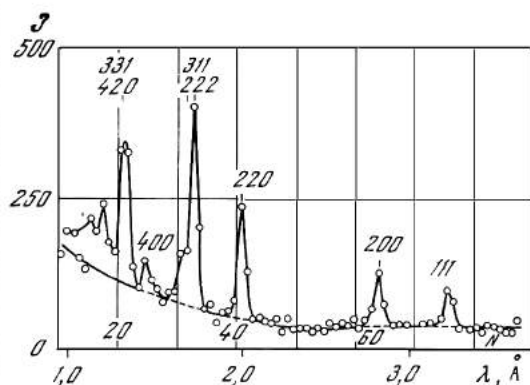
Эти эксперименты были проведены на импульсном реакторе быстрых нейтронов ИБР (Дубна) [4]. Длительность вспышки быстрых нейтронов составляла около 40 мксек, частота

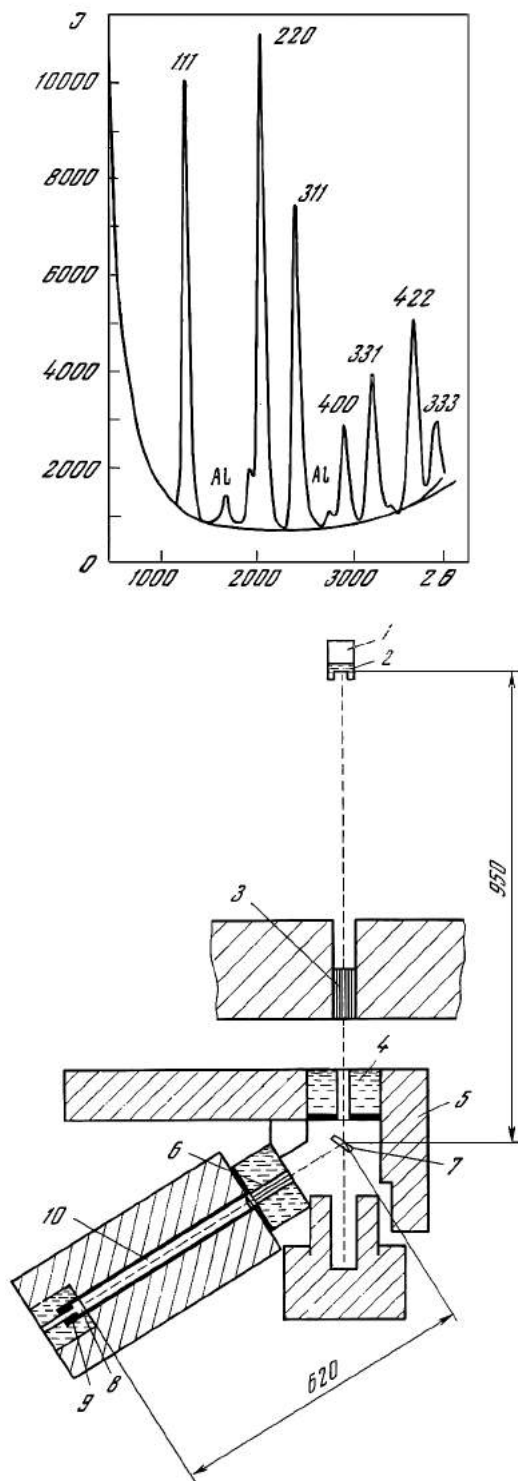
Рис. 84. Нейтронограмма порошка алюминия, полученная в геометрии, показанной на рис. 83, и за 4 час измерений

J — интенсивность в произвольных единицах; λ — длина волны в \AA ; N — номер канала времени анализатора

Рис. 85. Нейтронограмма порошка кремния, полученная при 3000 об/мин ($2\theta = 90^\circ$)

Рис. 86. Нейтронограмма порошка кремния, полученная при 6000 об/мин ($2\theta = 90^\circ$)





повторений вспышек 5 или 10 имп/сек. Мощность реактора 1 квт соответствует потоку нейтронов $5 \cdot 10^{13}$ в секунду. Быстрые нейтроны замедлялись слоем воды 4 см, что приводило к увеличению длительности вспышки до 120 мксек. На рис. 88 показана схема установки. Использовались углы рассеяния 62° и 90° , соответствующие расстояния пролета составляли 15,7 и 15,9 м. Измерения производились сцинтилляционным детектором, обогащенным изотопом B^{10} [8], имеющим площадь 300 см^2 ; использовался коллиматор с расходимостью 20 мин.

На рис. 89 представлена полученная на этой установке нейтронограмма алюминиевого порошка. При длительности экспозиции 11 час получена значительно лучшая по сравнению с рис. 82 статистика и фактор R около 5%. Из сравнения рис. 82 и 89 следует, что разрешение на импульсном реакторе несколько лучше. Кроме того, из-за асимметрии пиков на импульсном реакторе, связанной с конечным временем жизни нейтронов в замедлителе, слабые пики, при наличии близкого интенсивного пика с большей длиной волны, лучше выделяются на импульсном реакторе (например, (222) на рис. 89), чем на стационарном. Обратное справедливо, если слабый пик имеет большую длину волны, чем соседний интенсивный (например, (400) на рис. 82).

На рис. 90 и 91 — нейтронограммы цинка и окиси цинка, а на рис. 80 —

Рис. 87. Нейтронограмма порошка кремния на двухосевом кристаллическом спектрометре ($\lambda = 1,42 \text{ \AA}$) за 8 час измерений (угол рассеяния 2θ в произвольных единицах)

Рис. 88. Геометрия эксперимента на импульсном реакторе ИБР

1 — активная зона; 2 — замедлитель; 3 — коллиматор; 4 — водяная защита; 5 — биологическая защита; 6 — коллиматор; 7 — образец; 8 — сцинтилляционный детектор; 9 — карбид бора; 10 — нейтронотвод

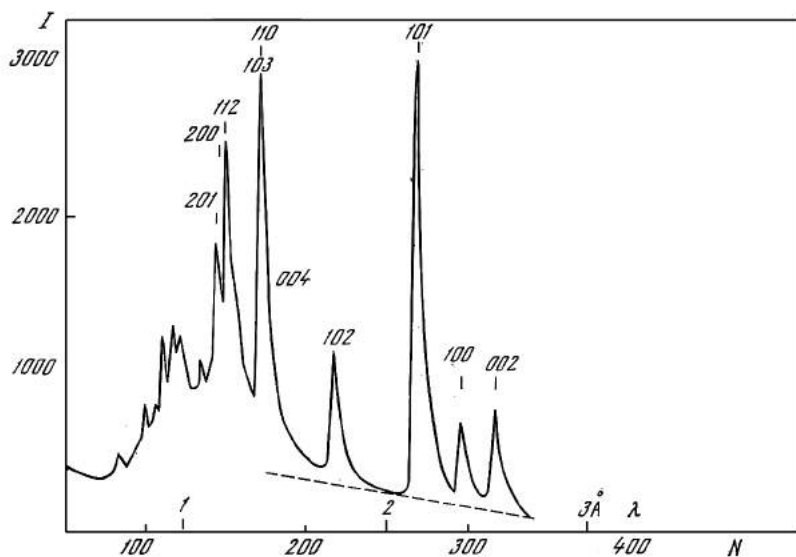


Рис. 89. Нейтронограмма порошка алюминия, полученная на установке, показанной на рис. 88

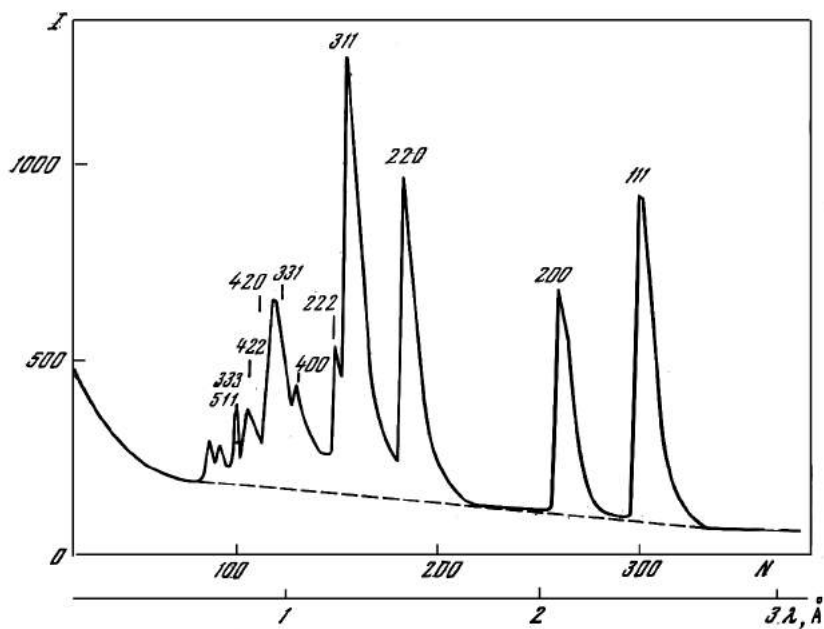


Рис. 90. Нейтронограмма порошка цинка, полученная на установке, показанной на рис. 88

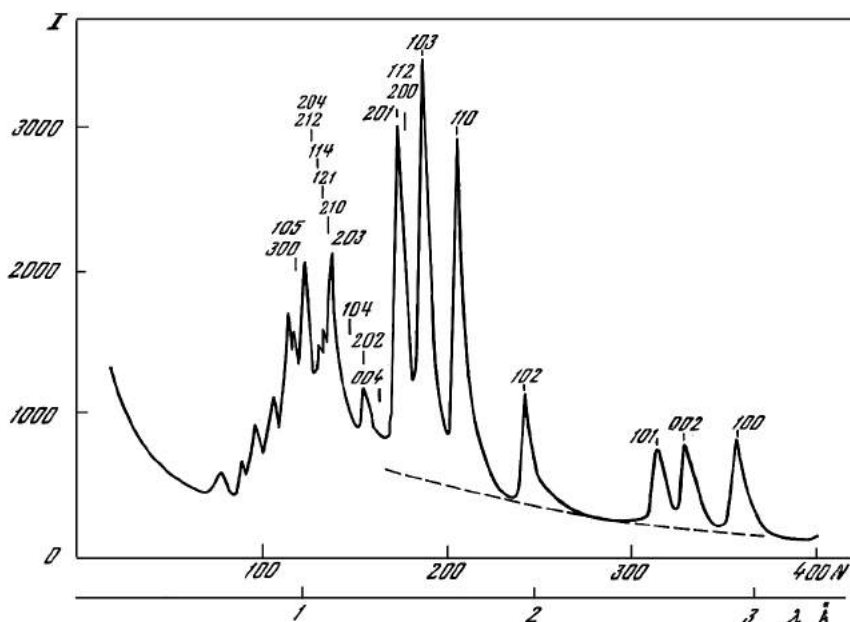


Рис. 91. Нейтронограмма порошка окиси цинка, полученная на импульсном реакторе

нейтронограмма образца кремния, для которого были получены нейтронограммы рис. 85, 86 и 87 на стационарном реакторе. В табл. 2 представлены вычисленные и экспериментальные значения структурных факторов кремния; фактор получился равным около 2%.

Таблица 2

Сравнение наблюдаемых и вычисленных интенсивностей для порошка кремния (рис. 80)

hkl	jF_c^2	jF_0^2	hkl	jF_c^2	jF_0^2
220	135,48	140	331	135,48	129
311	135,48	137	422	270,96	
400	67,68	64	511 } 333 }	180,64 }	455

4. ИНТЕНСИВНОСТЬ И РАЗРЕШЕНИЕ

Экспериментальные результаты, полученные с несколькими веществами (Al, Pb, Zn, ZnO, Si), имеющими различные структуры, с различными нейтронными источниками, служат доказательством применимости рассматриваемого метода и справедливости формулы (1). Из рис. 85 и 87 следует, что для одного и того же вещества при одинаковых экспозициях достигается одинаковое

разрешение для двух методов (обычный и метод времени пролета). Однако полученные значения разрешения не являются удовлетворительными. В случае обычного метода, как правило, применяется более жесткая коллимация (10—20 *мин*), что приводит к более высокому, по сравнению с рис. 87, разрешению, но и к увеличению необходимого времени экспозиции. Однако в методе времени пролета имеются большие возможности для улучшения разрешения без уменьшения интенсивности. Разрешающая способность может быть определена как

$$D_{hkl} = \frac{\Delta\lambda_{hkl}}{\lambda_{hkl}},$$

где $\Delta\lambda_{hkl}$ — разность длин волн, соответствующих двум соседним пикам, а λ_{hkl} — длина волны, соответствующая одному из них. Из условия Брэгга получаем (для $\theta_0 = \text{const}$)

$$D_{hkl} = \frac{|\Delta d_{hkl}|}{d_{hkl}},$$

где d_{hkl} — межплоскостное расстояние для плоскости (hkl) и (Δd_{hkl}) — разность межплоскостных расстояний двух соседних пиков. Если полуширина рассматриваемых пиков $\Delta\lambda$, то условие для полного разделения двух пиков

$$D_{hkl} > 2 \frac{|\Delta\lambda|}{\lambda},$$

где для простоты принято, что $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2 = \Delta\lambda$ и $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$.

Величина $\Delta\lambda$ обусловлена двумя причинами: неопределенностью в измерении времени пролета и неопределенностью угла рассеяния. Рассматривая их независимо, можем написать

$$\frac{|\Delta\lambda|}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_t^2 + \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_\theta^2}.$$

Легко убедиться в том, что $D_t = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_t = \frac{\Delta t}{t}$, $D_\theta = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_\theta = \text{ctg } \theta_0 \Delta\theta_0$.

Величина D_t может быть уменьшена увеличением пролетного расстояния (что приведет к уменьшению интенсивности) или уменьшением Δt , т. е. сокращением длительности вспышки нейтронов и толщины детектора. Длительность вспышки нейтронов можно уменьшить увеличением скорости вращения чоппера, а чтобы при этом по-прежнему пропускались нейтроны с большой длиной волны, целесообразно использовать чоппер с искривленными щелями. В случае импульсного реактора сокращение Δt достигается «отравлением» замедлителя.

Для рассмотрения D_θ , в связи с интенсивностью, перепишем формулу (1) в виде

$$E = \frac{i(\lambda) j |F_{hkl}|^2 \lambda^4}{4 \sin \theta_0} \frac{\delta V}{V^2} D_\theta, \quad (4)$$

из которого следует, что для данного значения D_θ интенсивность в полном кольце Дебая — Шеррера увеличивается с уменьшением угла рассеяния $2\theta_0$. Если используется детектор с постоянной площадью, т. е. регистрируются

нейтроны не со всего кольца Дебая — Шеррера, интенсивность пропорциональна величине

$$\frac{i(\lambda) |F_{hkl}|^2 \lambda^4}{\sin \theta_0 \sin 2\theta_0} \frac{\delta V}{V^2} D_{\theta_0}. \quad (5)$$

Согласно формулам (4) и (5), предпочтительны малые углы рассеяния. Однако при уменьшении угла θ_0 пики смещаются в сторону уменьшения длин волн, т. е. уменьшается время пролета и, следовательно, увеличивается временная часть разрешающей способности. Из этого рассмотрения следует, что для каждого вещества возможно найти оптимальные условия для эксперимента.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Метод времени пролета обладает одним существенным преимуществом по сравнению с обычным методом. В последнем случае используемая длина волн нейтронов из-за примеси отражений более высокого порядка не может существенно превышать значения $1,4 \text{ \AA}$. В методе времени пролета нет ограничений на угол рассеяния (подобно обычному методу), и поэтому могут быть использованы нейтроны с большой длиной волны. Из-за множителя λ^4 в формуле (1) даже длинноволновый хвост максвелловского спектра может обеспечивать достаточную интенсивность дифракционных пиков, как видно из представленных здесь нейтронограмм. Возможность использования длинноволновой части спектра особенно желательна при изучении кристаллов с большой элементарной ячейкой, например при исследовании магнитных структур. При необходимости на образец может быть наложено магнитное поле.

Отметим, что точность метода времени пролета не зависит от временных вариаций потока нейтронов, поэтому нет необходимости в проведении длительных измерений для набора такой большой статистики, как в обычном методе. Все это вместе с предыдущим рассмотренным служит указанием на то, что метод времени пролета позволяет достигнуть лучшего разрешения по сравнению с обычным методом без существенного увеличения времени экспозиции; напротив, при обычном анализе время экспозиции оказывается значительно меньше.

Существенным недостатком метода времени пролета является проявление энергетической зависимости сечения поглощения нейтронов, если поглощение значительно. В этом случае необходимо вводить поправки.

6. РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Метод времени пролета может быть применен в сочетании с импульсным полем (электрическим или магнитным), действующим на образец с частотой, совпадающей с частотой вспышек нейтронного пучка. При действии импульса поля одновременно с рассеянием нейтронов можно изучать изменение структуры под действием очень сильного поля, не достижимого в стационарном режиме. В зависимости от длительности импульса поля по отношению к длительности вспышки нейтронов и времени их пролета до образца можно наблюдать влияние поля на весь спектр, на несколько пиков или даже на один дифракционный пик.

Изменяя временной сдвиг импульса поля относительно вспышки нейтронов, можно изучать переходные эффекты (релаксационные процессы). В слу-

чае чоппера на стационарном реакторе могут исследоваться процессы с временем релаксации от 0,1 мксек до 20 мксек. На импульсном реакторе этот диапазон может быть расширен до 200 мксек. Использование метода для исследования переходных процессов представляется весьма интересным.

Для такого типа экспериментов желательно очень высокое разрешение, что потребует использования высокоинтенсивного импульсного источника нейтронов или мощного стационарного реактора. В этом случае можно надеяться получать полную нейтронограмму за несколько минут, и тогда возможно изучение процессов с временем релаксации больше, чем несколько минут.

Суммируя, можно считать, что техника времени пролета, используемая с очень мощными импульсными реакторами, представляет собой стробоскопический метод наблюдения кристаллических и магнитных структур. В этом направлении необходима дальнейшая работа.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. A. Egelstaff. Proceedings of the Symposium on Neutron time-of-flight methods, organized by the European — American Nuclear Data Committee (Saclay, France, 24—27 July, 1961), p. 70.
2. B. Buras. Nukleonika, 8, 259, 1963.
3. Directory of Nuclear Reactors. International Atomic Energy Agency, III, 137, 1960.
4. Г. Е. Блохин и др. Атомная энергия, 10, 437, 1961.
5. B. Buras, J. Leciejewicz. Nukleonika, 8, 75, 1963.
6. B. Buras, J. Leciejewicz. Phys. stat. sol., 4, 349, 1964.
7. В. В. Итц, З. Г. Папулова, Н. Сосновска, Е. Сосновски. Физика твердого тела, 6, 1370, 1964.
8. В. В. Голиков и др. Приборы и техника эксперимента, 2, 59, 1963.

РАССЕЯНИЕ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ВОДЕ И НЕКОТОРЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВАХ *

(Совместно с В. В. Голиковым, И. Жуковской, А. Шкатула и Е. Яником)

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы выполнено большое число работ, посвященных изучению динамики молекул в различных жидкостях с помощью рассеяния холодных нейтронов [1—3].

Наибольшее число публикаций посвящено спектрам рассеяния холодных нейтронов в воде [4—8]. Интерес к воде стимулировался, в частности, результатами работ [4, 5]. В этих работах, во-первых, проявились пики, соответствующие дискретным передачам очень малых порций энергии порядка 10^{-3} эв; во-вторых, наблюдаемый нейтронами коэффициент самодиффузии молекул воды в воде D был найден удивительно малым $-D < 0,1 D_0$, где D_0 — коэффициент самодиффузии, измеренный классическими методами, такими, например, как ядерный парамагнитный резонанс. В других работах [7, 8], однако, эти эффекты не наблюдались.

* Inelastic Scattering of Neutrons. IAEA. Vienna, 1965, v. 2, p. 201-219; препринт ОИЯИ Р —1903. Дубна, 1964.

Для выяснения положения нами было предпринято изучение квазиупругого рассеяния нейтронов в воде с разрешающей способностью лучшей, чем использованная в предыдущих работах. Улучшение разрешения стало возможным благодаря использованию в качестве источника нейтронов импульсного быстрого реактора (ИБР) ОИЯИ [9, 10]. Измерения проводились с водой комнатной температуры. Было найдено [11], что пики, соответствующие малым дискретным передачам энергии, если и существуют, то интенсивность их очень мала — не более нескольких процентов от общей интенсивности рассеяния при данном времени пролета. Было показано, что уширение нейтронной линии при рассеянии определено существом; если игнорировать возможное наличие малых передач энергии и считать подложку под квазиупругим пиком примерно постоянной, то наблюдаемый коэффициент диффузии равен $D = 0,5 D_0$.

Представляло определенный интерес проведение подобных измерений на других водородосодержащих жидкостях, отличающихся друг от друга характером межмолекулярного взаимодействия. В настоящей работе излагаются и обсуждаются дальнейшие результаты, полученные для воды, и данные для некоторых других жидкостей, как образующих межмолекулярные водородные связи (этиленгликоль, уксусная кислота), так и не образующих подобных связи (бензол, нафталин, диоксан). Некоторое усовершенствование установки позволило распространить измерения на область больших передач энергии (неупругое рассеяние) и проводить их при различных температурах, в том числе и ниже точки плавления.

II. Описание экспериментального метода

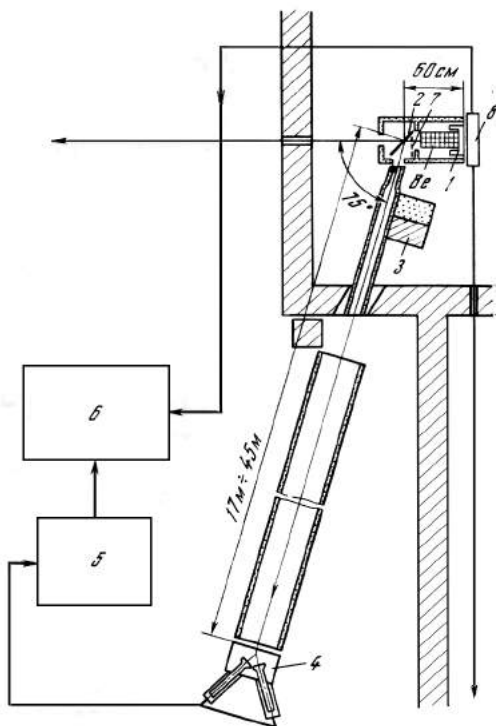
Использованная экспериментальная установка показана на рис. 92 и кратко описана в работе [12]. Быстрые нейтроны из реактора попадают на замедлитель, установленный вблизи активной зоны. Вплотную за замедлителем помещен блок бериллия длиной 32 см, являющийся фильтром холодных нейтронов. Бериллий и замедлитель охлаждаются до температуры жидкого азота. Фильтрованный пучок холодных нейтронов со средней энергией $\sim 0,0035$ эв и резкой границей при 0,0052 эв падает на исследуемый образец, расположенный на расстоянии ~ 25 см от бериллия. Между бериллием и образцом находится кадмиевая заслонка, служащая для перекрытия пучка холодных нейтронов перед образцом с целью измерения фона, регистрируемого детектором.

Энергия нейтронов, рассеянных на образце на угол 75° , измеряется по времени пролета расстояния «образец — детектор» в большинстве экспериментов при помощи 1024-канального временного анализатора с шириной канала 32 мксек. В данной работе в основном использовалась пролетная база ~ 17 м, в отдельных опытах ~ 45 м. В качестве детектора использовался сцинтилляционный детектор площадью 2000 см² [13].

Схема контейнера, в который заключалась изучаемая жидкость, приведена на рис. 93. Корпус контейнера изготовлен из толстого листа кадмия, в котором имеется углубление, глубина которого определяет толщину образца. Для уменьшения многократного рассеяния толщины образцов варьировались в пределах 0,2—0,7 мм; в большинстве опытов пропускание образца составляло не менее 85%. Со стороны пучка нейтронов жидкость закрывалась алюминиевой фольгой толщиной ~ 100 микрон. Рабочая площадь образца составляла $\sim 10 \times 15$ см². К задней стенке кадмиевого корпуса контейнера при-

Рис. 92. Схема установки при импульсном реакторе для измерений с холодными нейтронами

- 1 — контейнер;
- 2 — образец;
- 3 — замедлитель и защита;
- 4 — сцинтилляционный детектор;
- 5 — дискриминатор;
- 6 — многоканальный анализатор;
- 7 — кадмиевая заслонка;
- 8 — парафиновый замедлитель



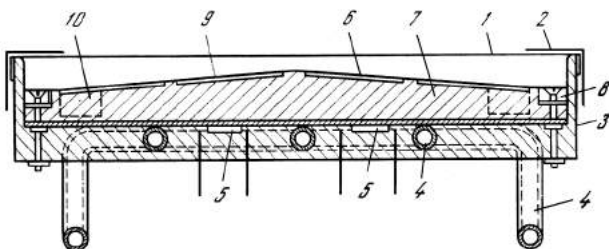
креплялась система охлаждения и нагрева образца. Для нагрева образца использовалась электрическая спираль, не показанная на рис. 93.

Охлаждение образца осуществлялось пропусканием потока холодного азота, поступающего из криостата с замедлителем и бериллием. Боковые и задняя поверхности контейнера покрыты тепловой изоляцией. Для избежания конденсации влаги на образце при его охлаждении ниже 0°C контейнер закрыт герметичным алюминиевым кожухом толщиной ~ 100 микрон. Регулировка поступающего для охлаждения образца потока холодного азота и регулировка нагрева образца производились автоматически, так что температура образца поддерживалась во время измерений постоянной в пределах $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$. Пределы изменения температуры образцов составляли $-20 \div +200^{\circ}\text{C}$.

На платформе, на которой находился исследуемый образец, мог устанавливаться и второй образец (обычно ванадий). Дистанционно можно было попеременно вводить в пучок холодных нейтронов один из образцов. Периодические измерения рассеяния на ванадий использовались для контроля стабильности электронной аппаратуры и для определения спектра нейтронов, падающих на образец.

Рис. 93. Схема контейнера для образца

- 1 — алюминиевый кожух;
- 2 — кадмиевый экран;
- 3 — тепловая изоляция;
- 4 — система охлаждения образца;
- 5 — термосопротивление;
- 6 — исследуемый образец;
- 7 — кадмиевый корпус контейнера;
- 8 — вакуумное уплотнение образца;
- 9 — алюминиевая фольга;
- 10 — запасной резервуар



III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты измерений после вычитания фона с учетом теплового загрязнения пучка холодных нейтронов приводились к постоянной эффективности детектора и исправлялись на пропускание 6-миллиметрового слоя алюминия, находившегося на пути рассеянного пучка, и на ослабление пучка в воздухе (на пролетной базе участок длиной 5 м не вакуумирован). Суммарная поправка на указанные эффекты представлена на рис. 94. Пик на кривой при энергии $\sim 5,1$ мэв обусловлен дифракционным максимумом сечения рассеяния алюминия при этой энергии. Поправка построена на основании измерений пропускания тех самых алюминиевых листов, которые использовались в экс-

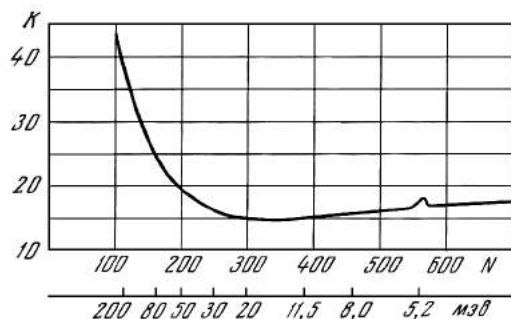
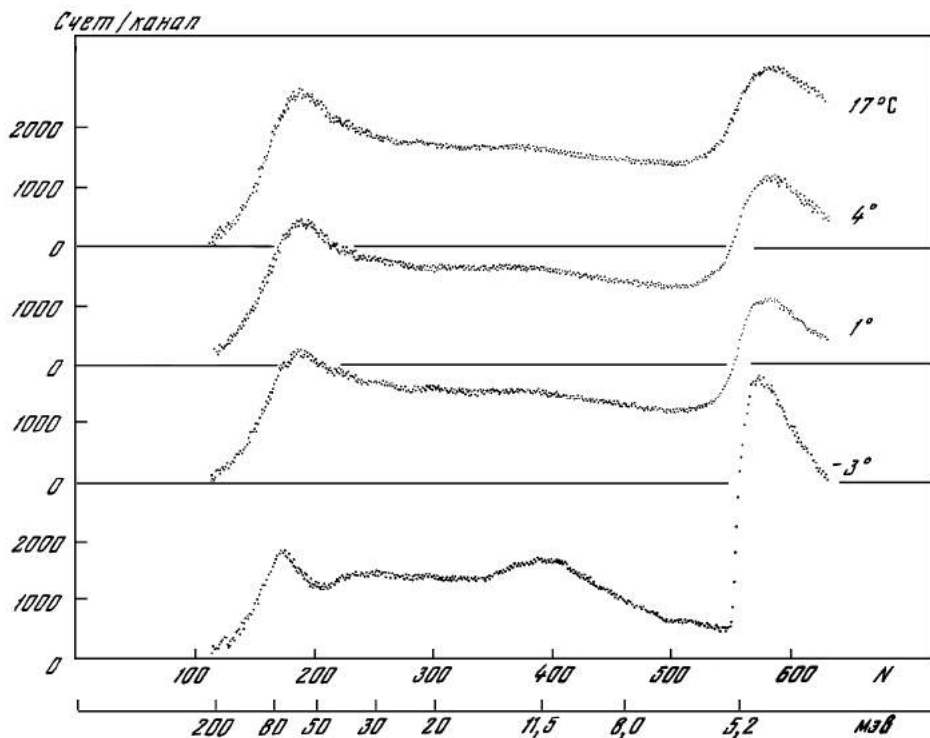


Рис. 94. Кривая исправления экспериментальных данных, учитывающая эффективность детектора, пропускание алюминия и воздуха в зависимости от энергии рассеянных нейтронов и времени пролета, выраженного в номерах канала временного анализатора

Рис. 95. Спектры нейтронов, рассеянных слоем воды толщиной 0,2 мм. Расстояние от образца до детектора 17 м; ширина канала временного анализатора 32 мксек



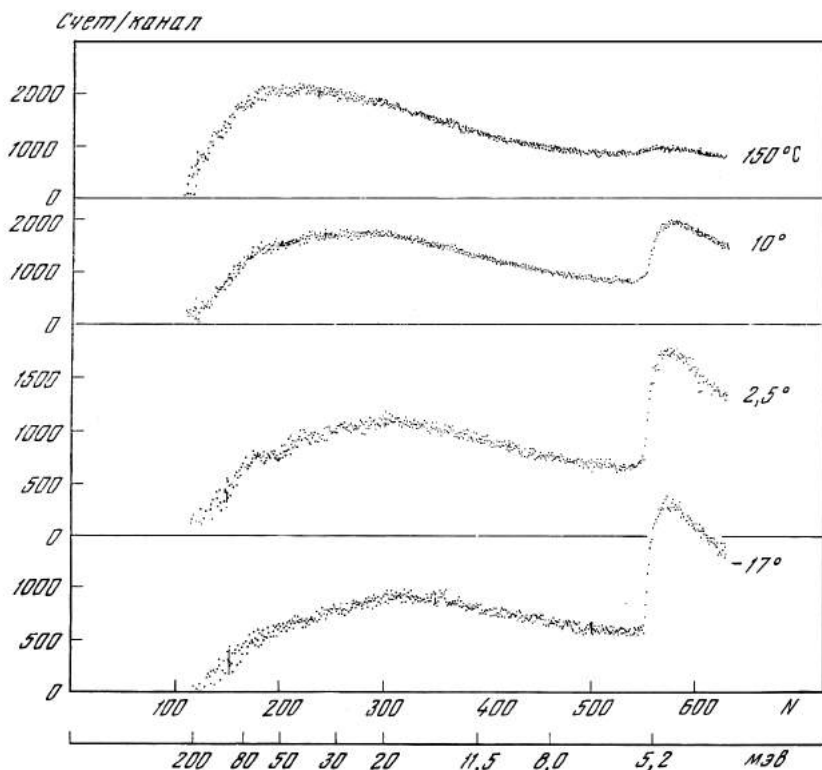


Рис. 96. Спектры нейтронов, рассеянных слоем этиленгликоля толщиной 0,4 мм (температура образца -17°C и $+2,5^{\circ}\text{C}$) и толщиной 0,7 мм (температура образца $+10^{\circ}\text{C}$ и $+150^{\circ}\text{C}$)

Расстояние от образца до детектора 17 м; ширина канала временного анализатора 32 мксек

перименте. Это существенно, так как из-за наличия текстуры величина провала в кривой пропускания различна для разных образцов алюминия.

Некоторые из полученных таким образом нейтронных спектров приведены на рис. 95—100. В измерениях использовались образцы из дважды дистиллированной воды, а для других жидкостей — марки «химический чистый» с дополнительным обезвоживанием; однако количественного анализа состава образцов не проводилось.

IV. КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

В модели непрерывной диффузии молекул жидкости пик квазиупругого рассеяния моноэнергетических нейтронов имеет лоренцеву форму с полушириной [14]

$$\Gamma = 2hk^2D, \tag{1}$$

где hk — изменение импульса при рассеянии; D — коэффициент самодиффузии. В модели прыжковой диффузии [15] квазиупругий пик также обладает

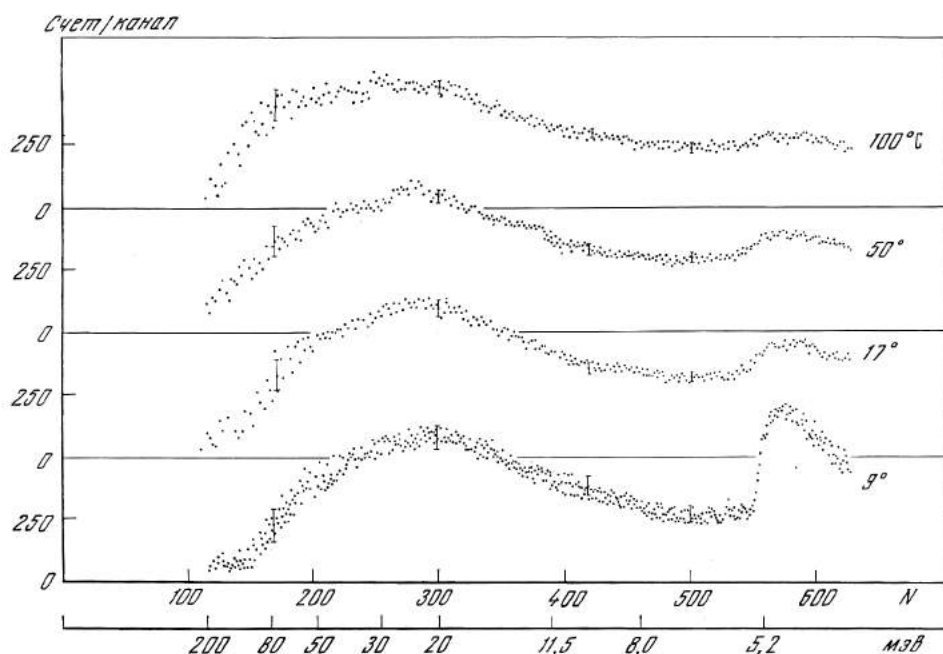


Рис. 97. Спектры нейтронов, рассеянных слоем уксусной кислоты толщиной 0,25 мм. Расстояние от образца до детектора 17 м; ширина канала временного анализатора 32 мксек

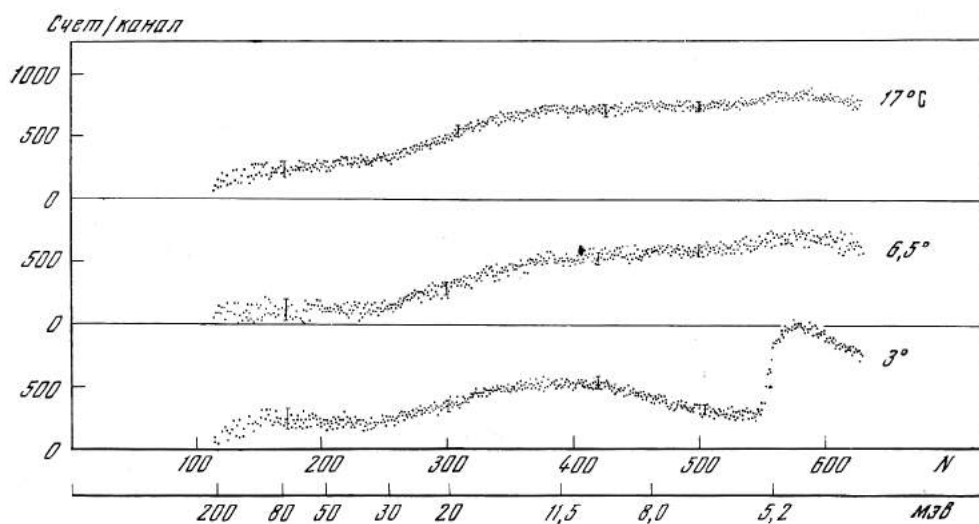


Рис. 98. Спектры нейтронов, рассеянных слоем бензола толщиной 0,4 мм. Расстояние от образца до детектора 17 м; ширина канала временного анализатора 32 мксек

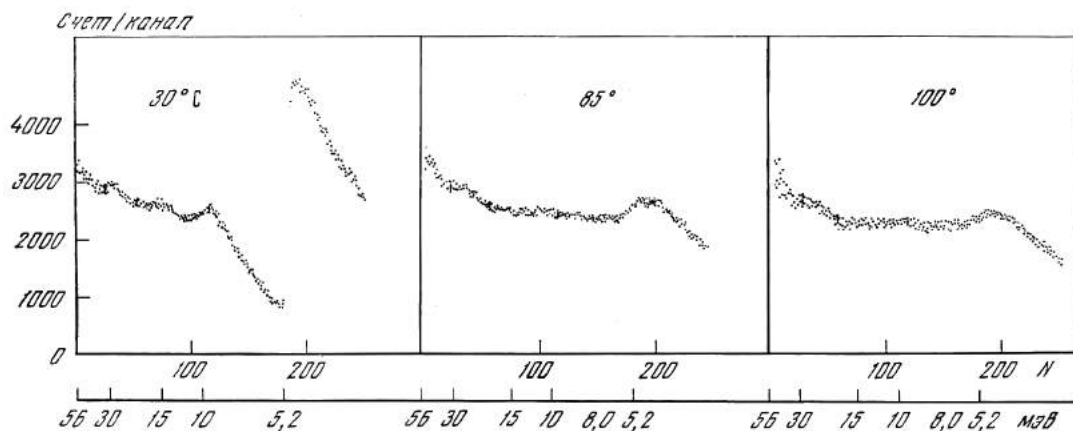


Рис. 99. Низкоэнергетические части спектров нейтронов, рассеянных слоем нафталина толщиной 0,70 мм

Расстояние от образца до детектора 17 м; ширина канала временного анализатора 64 мксек

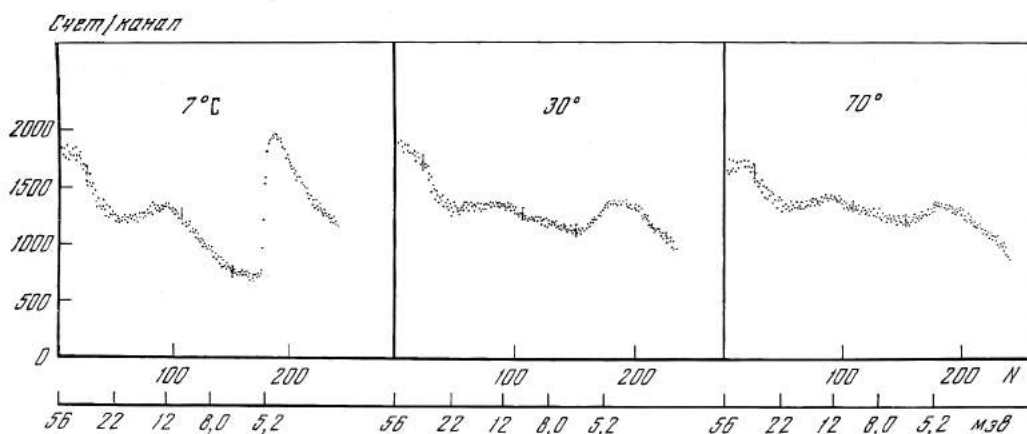


Рис. 100. Низкоэнергетические части спектров нейтронов, рассеянных слоем диоксана толщиной 0,25 мм

Расстояние от образца до детектора 17 м; ширина канала временного анализатора 64 мксек

лоренцевой формой при условии, что время прыжка τ_1 много меньше времени колебательного движения τ_0 . В этом случае, если средний квадрат смещения за время τ_1 много больше среднего квадрата отклонения молекулы от положения равновесия,

$$\Gamma = \frac{2h}{\tau_0} \left(1 - \frac{e^{-2W}}{1 + h^2 D \tau_0} \right), \quad (2)$$

где W — дебай — валеровский фактор.

При ступенчатой форме падающего нейтронного спектра [$F(E) = 0$ для $E > E_0$, $F(E)dE \approx EdE$ для $E \leq E_0$] квазиупругое рассеяние приводит

к размытию границы спектра. При лоренцевой форме линии уширение границы связано с полушириной Γ соотношением [11]

$$\Gamma = \frac{8E_0}{\pi} \frac{1}{t_0/\Delta t + 5}, \quad (3)$$

где t_0 — время пролета, соответствующее энергии E_0 бериллиевой границы; Δt — полуширина границы в шкале времени пролета (рис. 101). С учетом аппаратного разрешения Δt вычислялось по формуле

$$\Delta t = \sqrt{(\Delta t_{\text{жидк}})^2 - (\Delta t_{\text{ванад}})^2}. \quad (4)$$

Здесь $\Delta t_{\text{жидк}}$, $\Delta t_{\text{ванад}}$ — полуширина для жидкости и ванадия соответственно. При определении величины уширения $\Delta t_{\text{жидк}}$ встает трудная проблема отделения квазиупругого пика от подложки, обусловленной неупругим рассеянием. Поскольку подложка слабо меняется с энергией, мы принимали ее в области бериллиевой границы постоянной, как показано на рис. 101 (кривая 1). Другие способы плавной экстраполяции подложки от руки, указанные на рис. 101 (кривые 2 и 3), приводили к изменению $\Delta t_{\text{жидк}}$ не более чем на 15 и 25% соответственно. Полученные таким образом значения $\Gamma \equiv \Delta E$ для изученных жидкостей при нескольких температурах приведены на рис. 102—105 и в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Температурная зависимость полуширины квазиупругого пика для бензола

T °К	$\Delta E_{\text{расч}} \cdot 10^4$ эв	$\Delta E_{\text{эксп}} \cdot 10^4$ эв
280	8,5	6,6 \pm 2,5
290	10,5	8,0 \pm 2,5

Примечание. $\Delta E_{\text{эксп}}$ — экспериментальные данные; $\Delta E_{\text{расч}}$ — рассчитанные значения по формуле непрерывной диффузии на основе величины D из формулы Стокса—Эйнштейна. Из-за слабой выраженности квазиупругого пика не делалось попытки определить уширение при более высоких температурах.

Таблица 2

Температурная зависимость полуширины квазиупругого пика для нафталина

T °К	$\Delta E_{\text{расч}} \cdot 10^4$ эв	$\Delta E_{\text{эксп}} \cdot 10^4$ эв
358	9,0	7,0 \pm 2,0
373	12,0	9,0 \pm 2,5

Примечание. $\Delta E_{\text{расч}}$ — рассчитанные по формуле непрерывной диффузии на основе величины D из формулы Стокса—Эйнштейна $\Delta E_{\text{эксп}}$ — экспериментальные данные.

На рис. 102—105 пунктиром нанесены значения Γ , рассчитанные по формуле непрерывной диффузии (1) на основе значений D , измеренных нейтронными методами или, если таких измерений нет, рассчитанных по формуле Стокса—Эйнштейна из значений вязкости η . Как известно [16, 17], формула Стокса—Эйнштейна

$$D = \frac{kT}{4\pi r \eta}, \quad 2r = \left(\frac{V}{N}\right)^{1/3} \quad (5)$$

(V — молярный объем, N — число Авогадро) оправдывается с точностью 10—20% для целого ряда жидкостей.

Рассмотрение рис. 102—104 и табл. 1 и 2 показывает, что измеренные значения Γ меньше рассчитанных, причем разница особенно велика для жидкостей, в которых существуют межмолекулярные водородные связи (H_2O ,

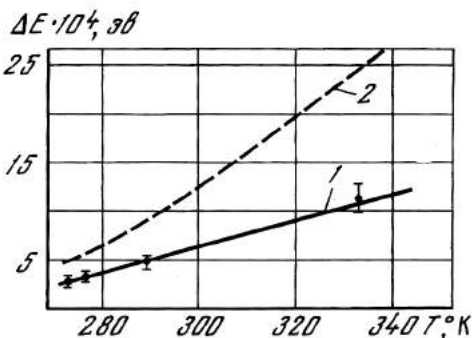
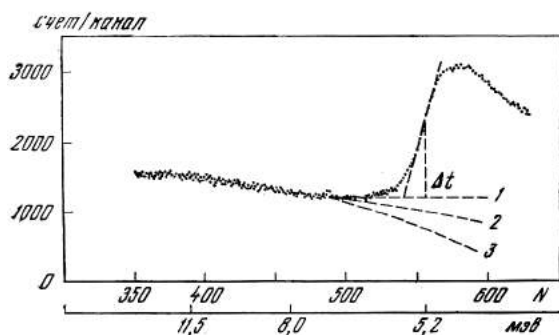


Рис. 101. Определение величины уширения квазиупругого пика и различные методы вычитания подложки неупругого рассеяния

Рис. 102. Температурная зависимость полуширины квазиупругого пика для воды

1 — экспериментальные данные, 2 — кривая рассчитана по формуле непрерывной диффузии на основе значений D из работы [34]

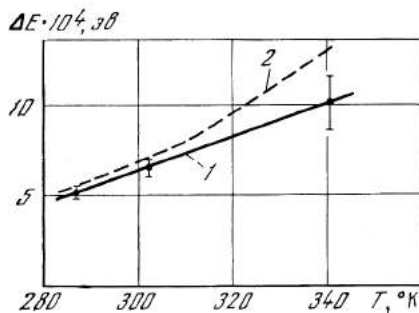
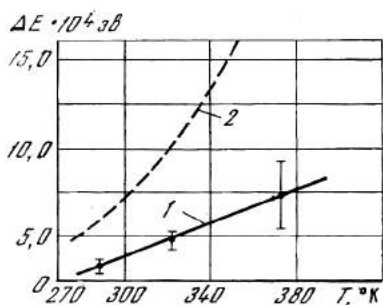


Рис. 103. Температурная зависимость полуширины квазиупругого пика для уксусной кислоты

1 — экспериментальные данные, 2 — кривая рассчитана по формуле непрерывной диффузии на основе значений D из формулы Стокса — Эйнштейна

Рис. 104. Температурная зависимость полуширины квазиупругого пика для диоксана

1 — экспериментальные данные, 2 — кривая рассчитана по формуле непрерывной диффузии на основе значений D из формулы Стокса — Эйнштейна

уксусная кислота, этиленгликоль при высоких температурах, рис. 105). Уменьшение Γ по сравнению со значением, даваемым (1), можно объяснить прыжковым механизмом диффузии. Напрашивается вывод, что прыжковая диффузия более сильно проявляется в жидкостях с водородной связью.

Подставляя в (2) измеренное значение Γ и измеренное или вычисленное из (5) значение D , можно определить далее параметр τ_0 — среднее время между прыжками; при этом результат не слишком сильно зависит от фактора Дебая — Валера. В табл. 3 приведены значения τ_0 , рассчитанные для различных жидкостей в зависимости от температуры, определенные при предположениях $W = 0$ и $W = \infty$ (в случае воды приводятся также данные при использовании значения $2W$ из работы [6], где $2W = 0,142 k^2$). Для жидкостей с водородной связью τ_0 составляет несколько единиц 10^{-12} сек. Для жидкост-

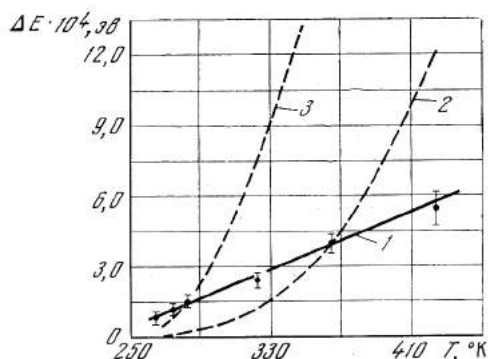


Рис. 105. Температурная зависимость полуширины квазиупругого пика для этиленгликоля

1 — экспериментальные данные;
2 — данные, рассчитанные по формуле непрерывной диффузии на основе значений D из формулы Стокса — Эйнштейна;
3 — из формулы Эйринга

тей, не образующих водородных связей, такой же расчет дает в несколько раз меньшие значения τ_0 , однако использование формулы (2) в этом случае не очень правомерно, так как нет уверенности в справедливости условия $\tau_1 \ll \tau_0$.

Таблица 3

Значения τ_0 , рассчитанные в крайних предположениях $W = 0$ и $W = \infty$

Жидкость	T , °K	$\tau_0 \cdot 10^{12}$ сек ($W = 0$)	$\tau_0 \cdot 10^{12}$ сек ($W = \infty$)	$\tau_0 \cdot 10^{12}$ сек ($2W = 0,142 k^2$)
Вода	274	1,5	4,2	3
	277	1,25	3,5	2,5
	290	1,1	2,6	1,9
	333	0,54	1,1	0,8
Уксусная кислота	290	1,3	3,5	
	323	1,2	2,5	
	373	1,0	1,6	
Дпоксан	287		2,3	
	303	0,2	1,8	
	343		1,2	
Нафталин	358		1,7	
	373	0,2	1,3	
Бензол	280		1,8	
	290	0,2	1,5	

5. КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ В ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЯХ

Особого обсуждения заслуживают результаты, полученные для этиленгликоля (рис. 105), вязкость которого в изученном интервале температур быстро возрастает с понижением температуры ($\eta = 1; 2,4; 6,7; 3,5; 70$ спз соответственно при $T = 150; 90; 50; 10; 0^\circ \text{C}$ [48]).

На рис. 105 пунктирная кривая дает значения полуширины квазиупругого пика, рассчитанные по модели непрерывной диффузии [формула (1)]. Для значений коэффициента самодиффузии этиленгликоля, полученных по

формуле Стокса — Эйнштейна (5) из экспериментальных значений вязкости. Как видно, при низких температурах (больших вязкостях) экспериментальные полуширины $\Gamma_{\text{нейтр}}$ оказываются больше рассчитанных на основании значений вязкости $\Gamma_{\text{вязк}}$. (При $T = 275^\circ \text{K}$ значение $\Gamma_{\text{нейтр}}$ превышает значение $\Gamma_{\text{вязк}}$ в 10 раз). Использование для расчета $\Gamma_{\text{вязк}}$ формулы прыжковой модели диффузии еще более увеличит эту разницу.

Аналогичное расхождение было отмечено ранее Ларсоном и Дальборгом [19] при изучении рассеяния холодных нейтронов в глицерине и олеиновой кислоте и Саундерсоном и Рейни [20] в опытах со спиртами, причем в последнем случае отличие $\Gamma_{\text{нейтр}}$ от $\Gamma_{\text{вязк}}$ было не очень значительным.

Изложенные факты побуждают прежде всего рассмотреть вопрос о применимости формулы Стокса — Эйнштейна $D\eta = \text{const}/r$ в области больших вязкостей. Для некоторых металлов, для которых значения D и η известны как для жидкого, так и для твердого состояний [18, 21], произведение $D\eta$ при переходе от жидкости к твердому телу возрастает на 6—8 порядков. Поскольку увеличение τ привело бы к обратному эффекту, это означает, что механизм одного из процессов, вероятно, вязкости, в твердых телах иной, чем в жидкостях. Можно было подозревать, что отклонения от формулы Стокса — Эйнштейна в очень вязких средах начинают проявляться еще задолго до полного затвердения. Эти опасения, по-видимому, отвергаются результатами А. И. Сибилева и Ю. И. Неронова, которыми были выполнены измерения коэффициента самодиффузии для этиленгликоля при температурах 10, 17 и 25°C методом спинового эха. В пределах точности опыта (10—15%) полученные предварительные данные очень хорошо согласуются с рассчитанными из вязкости по формуле (5). Это согласие можно рассматривать также как указание на то, что размер диффундирующих частиц (переносящих протоны) не сильно отличается от размера молекулы этиленгликоля; естественно думать, что отдельные молекулы этиленгликоля и являются диффундирующими частицами. Таким образом, приходится признать, что существует реальное различие между величинами коэффициентов диффузии в вязких средах, которые проявляются при рассеянии нейтронов и при других методах наблюдения, таких, как протонный магнитный резонанс.

При рассеянии нейтронов с передачей импульса $\hbar k$ характер рассеяния определяется движением рассеивающего центра в области с линейным размером порядка $1/k \approx 10^{-8} \text{ см}$. Большая величина коэффициента диффузии, «наблюдаемого» нейтроном, указывает, что миграция рассеивающего центра на расстоянии $\sim 10^{-8} \text{ см}$ (т. е. за малое время порядка $t = 1/k^2 D \approx 10^{-11} \text{ сек}$) идет с большей скоростью, чем на расстояния $\gg 10^{-8} \text{ см}$ ($t \gg 10^{-11} \text{ сек}$). Эти соображения можно иллюстрировать следующей моделью (не претендующей на точность). Рассмотрим функцию автокорреляции в виде гауссиана

$$G_s(r, t) = [2\pi y(t)]^{-3/2} \exp\left\{-\frac{r^2}{2y(t)}\right\} \quad (6)$$

и положим

$$\begin{aligned} y(t) &= 2D_1, \quad |t| \leq t_0, \\ y(t) &= 2D_1 + 2D|t|, \quad |t| \geq t_0, \end{aligned} \quad (7)$$

где $D_1 \gg D$. Подставляя (6) и (7) в выражение для закона рассеяния

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int e^{-i(\mathbf{k}\mathbf{r} + \omega t)} \cdot G_s(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} dt, \quad (8)$$

получаем для двух предельных случаев форму линии рассеяния:

$$k^2 D t_0 \gg 1, \quad S \approx \frac{1}{\omega^2 + (k^2 D_1)^2}; \quad (9)$$

$$k^2 D t_0 \ll 1, \quad S \approx \frac{1}{\omega^2 + (k^2 D)^2}. \quad (10)$$

Отсюда видно, что при большом переданном импульсе $k^2 \gg 1/Dt_0$ ширина линии соответствует большому начальному коэффициенту диффузии D_1 . Напротив, при $k^2 \ll 1/Dt_0$ ширина линии определяется малым асимптотическим коэффициентом диффузии D . Относительно высокую подвижность рассеивающего центра при малых временах наблюдения можно объяснить существованием движений с *ограниченной* амплитудой смещения протона, на которых не сказывается макроскопическая вязкость среды.

Таковыми движениями могут являться переходы молекулы между несколькими возможными положениями внутри одной квазикристаллической ячейки, диффузионные вращения и колебания молекулы или цепочки молекул и т. п.

Наряду с этими движениями существуют другие, такие, как, например, перескоки из одной квазикристаллической ячейки на вакантное место в соседней ячейке, обуславливающие асимптотическую диффузию на большие расстояния. Переходам первого типа (малые смещения) должен соответствовать меньший барьер, а значит, более медленная температурная зависимость коэффициента диффузии, чем для асимптотической диффузии, что как раз и соответствует экспериментальным данным. Ларсон [3] рассматривает эти переходы как вращения молекулы или ее частей, которые становятся возможными в результате ломки водородной связи. Указание на определяющую роль водородной связи усматривается в том, что температурная зависимость видимого нейтронами коэффициента диффузии глицерина соответствует энергии активации 3 ккал/моль, равной энергии разрыва одной водородной связи.

Для дальнейшего прояснения ситуации желательно провести измерения квазиупругого рассеяния в вязких жидкостях в области переданных импульсов, заметно меньших достигнутого до настоящего времени предела $k^2 = 0,7 \text{ \AA}^{-2}$ [3, 19].

В заключение отметим, что в отличие от результата работы [3] для твердого глицерина мы не наблюдали уширения линии в этиленгликоле при температуре -17° , т. е. ниже точки замерзания -15° C , точнее, из наших данных следует $\Gamma < 2 \cdot 10^{-5} \text{ эв}$. Аналогичная оценка была получена для льда при -3° C из измерений с пролетным расстоянием 45 м: $\Gamma < 1 \cdot 10^{-5} \text{ эв}$.

VI. НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

А) Вода

В самых общих чертах полученные картины спектров неупругорассеянных нейтронов согласуются с другими данными [4, 6]. Кривая для льда четко показывает наличие в спектре неупругого рассеяния трех максимумов при энергиях нейтронов $\sim 70, 24$ и 12 мэв . При переходе через точку плавления спектр несколько видоизменяется; происходит общее уширение максимумов, картина сглаживается; высокоэнергетический максимум резко смещается в сторону меньших энергий ($\sim 60 \text{ мэв}$), низкоэнергетический — в сторону

бóльших энергий. Одновременно понижается интенсивность квазиупругого пика (что указывает на уменьшение дебаевского фактора в воде) и увеличивается интенсивность неупругого рассеяния. Это согласуется с измерениями полного сечения при переходе от льда к воде [33], так как скачкообразное уменьшение сечения квазиупругого рассеяния компенсируется скачкообразным увеличением сечения неупругого рассеяния.

Высокочастотный максимум, обнаруженный ранее оптическими методами, наиболее часто интерпретируется как заторможенное вращение молекул воды в поле, созданном ее соседями. Максимум при $E \approx 24$ мэв относят обычно к трансляционным колебаниям молекул, соединенных водородной связью

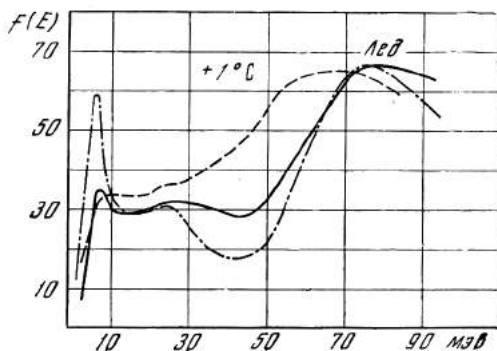


Рис. 106. Спектры частот для случая льда и воды при температуре $+1^\circ\text{C}$. Пунктирная кривая — спектр частот, взятый из работы [25]

O—H...O [22]. Однозначного истолкования низкоэнергетического максимума в настоящее время не существует [23, 24]. Из-за сходства спектров рассеяния от льда и воды вблизи точки плавления Ларсон [25] для описания рассеяния нейтронов в жидкости ввел некоторый спектр частот (подобно существующему для твердого тела). В целях единообразия представления данных и возможности сравнения полученных результатов мы также рассчитали спектр частот $f(\omega)$ в однофононном приближении:

$$f(\omega) \approx I(E) \frac{k_0}{k} \frac{\omega}{\chi^2} (e^{h\omega/kT} - 1),$$

где $I(E)$ — измеренный энергетический спектр рассеянных нейтронов; k_0, k — начальный и конечный волновые векторы нейтрона; $\chi \approx k - k_0$; $h\omega \approx E - E_0$; T — температура образца.

На рис. 106 представлены вычисленные по указанной формуле спектры частот для льда и воды при температуре 1°C . В области больших передач энергии спектр частот для воды по сравнению со спектром частот для льда смещен в сторону меньших энергий, что согласуется со скачкообразным увеличением теплоемкости при переходе от льда к воде. На этом же рисунке представлен также спектр частот, взятый из [25], рассчитанный из измерений рассеяния холодных нейтронов на угол 30° . Наши данные отличаются от результатов Ларсона [25], показывающих полное совпадение спектров частот для льда и воды вблизи точки плавления.

Расхождение результатов в области малых передач энергии, возможно, связано с многофононными процессами, роль которых в данной энергетической области в наших измерениях (угол рассеяния 75°) больше, чем в работе [25].

Б. Этиленгликоль и уксусная кислота

Картины неупругого рассеяния холодных нейтронов в этиленгликоле и уксусной кислоте очень близки друг к другу. В твердых этиленгликоле и уксусной кислоте наблюдается в области неупругорассеянных нейтронов один очень широкий максимум при энергии 20 *мэв*. В общих чертах при переходе через точку плавления спектр рассеянных нейтронов изменяется очень слабо. С дальнейшим ростом температуры интенсивность этого пика увеличивается, а его максимум смещается в сторону больших энергий. (В случае этиленгликоля смещение максимума с повышением температуры в сторону больших энергий более заметно, чем в случае уксусной кислоты.)

Подобные широкие максимумы в данной энергетической области ранее наблюдались у различных веществ с водородной связью как методами инфракрасного поглощения и комбинационного рассеяния [22], так и нейтронными методами [20]. Эти широкие полосы обычно относят к трансляционным колебаниям молекул, соединенных межмолекулярной водородной связью O—H...O.

Интересно заметить, что в случае этиленгликоля положение максимума этой широкой полосы в зависимости от температуры примерно совпадает с максимумом спектра нейтронов, рассеянных на одноатомном газе с массой атома, равной массе протона.

В. Бензол

При переходе через точку плавления пик, соответствующий квазиупругому рассеянию падающей нейтронной линии, проявляется в спектре жидкого бензола очень слабо. При увеличении температуры происходит дальнейшее сглаживание спектра в районе квазиупругого рассеяния. Это указывает на малое значение эффективной «дебаевской температуры» жидкого бензола. Одновременно при переходе от твердого бензола к жидкому резко возрастает интенсивность рассеянных нейтронов в низкоэнергетической части спектра, что также подтверждает идею о сильном уменьшении «дебаевской температуры» при плавлении. Высказанное в [26] предположение, что одной из причин размытия пика упругого рассеяния в жидком бензоле является наличие сильного диффузионного движения, опровергается данными [27], где экспериментально был определен коэффициент самодиффузии. При температуре 20° С $D = 2,14 \cdot 10^{-5}$ *см²/сек*, т. е. примерно совпадает с величиной коэффициента самодиффузии для воды, характеризующейся значительным квазиупругим пиком.

Картины спектров рассеянных нейтронов в данной работе и работе [26], где проводились измерения рассеяния на жидком бензоле при комнатной температуре, близки друг к другу. Слабое изменение неупругой части рассеяния с температурой (особенно при больших передачах энергии) указывает на то, что в основном эта часть спектра обусловлена внутримолекулярными движениями протонов, что находится в согласии с измерениями инфракрасного поглощения [28]. Однако в отличие от [26] мы не наблюдали с достаточной надежностью в высокоэнергетической части спектра уровней, проявляющихся в оптическом спектре бензола. Вероятно, это связано с несколько худшей, чем в работе [26], разрешающей способностью нашей установки в данной области энергий.

Г. Нафталин

Как в нафталине, так и в диоксане с достаточной статистической точностью была измерена только низкочастотная часть спектра, которая и приводится на рис. 99—100. В твердом нафталине при 30° С в низкочастотной части спектра наблюдаются максимумы при энергиях нейтронов 9,5; 15,6; 29,6 и 52,7 мэв, хорошо совпадающие с данными, полученными методами инфракрасного поглощения и комбинационного рассеяния [22, 29, 30]. При переходе через точку плавления низкоэнергетические максимумы размываются и исчезают, что вполне согласуется с интерпретацией их происхождения как межмолекулярных колебаний кристаллической решетки [22].

Картина неупругого рассеяния на жидком нафталине очень близка к картине рассеяния нейтронов на другом представителе ароматических углеводородов — на жидком бензоле. При плавлении пик, соответствующий квазиупругому рассеянию, начинает проявляться в спектре слабо; резко возрастает интенсивность рассеянных нейтронов в низкоэнергетической части спектра. При увеличении температуры происходит дальнейшее сглаживание спектра. Все эти факты дают указание на малое значение эффективной «дебаевской температуры» жидкого нафталина.

Д. Диоксан

В спектре неупругорассеянных нейтронов как в твердом, так и жидком диоксане наблюдаются два максимума при энергии нейтронов 45 и 12,5 мэв. Положение первого максимума довольно хорошо согласуется с результатами оптических измерений [31], второй максимум ранее не был обнаружен. С другой стороны, мы не наблюдали части линий, которые проявились в оптических спектрах [32].

Авторы благодарят Г. А. Вареника, В. Б. Дучица, Б. И. Киселева и Ф. А. Рябову за большую помощь при проведении измерений и их обработке во время выполнения данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Proc., Vienna, 1961.
2. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Proc., vol. I and vol. II. Vienna, 1963.
3. К. Е. Larsson, U. Dahlborg. Physica, 30, 8, 1951, 1964.
4. D. J. Hughes, H. Palevsky, W. Kley, E. Tunkelo. Phys. Rev., 119, 872, 1960.
5. H. H. Stiller, H. R. Danner. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Proc., Vienna, 1963, p. 363.
6. К. Е. Larsson, S. Holmryd, K. Otnes. Там же, стр. 329.
7. В. N. Brockhouse. Там же, стр. 113.
8. D. Cribier, V. Jacrot. Там же, стр. 347.
9. Г. Е. Блохин и др. Атомная энергия, 10, 437, 1961.
10. Е. Н. Бунин и др. Материалы III Международной конференции ООН по использованию атомной энергии в мирных целях, доклад № 324. Женева, 1964.
11. А. Байорек, В. В. Голиков, И. Жуковская, Ф. Л. Шапиро, А. Шкатула, Е. Яник. Сб. «Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids». Proc. Vienna, 1963, p. 383.
12. В. В. Голиков, Ф. Л. Шапиро, А. Шкатула, Е. Яник. Там же, стр. 119.
13. В. В. Голиков, Г. Ф. Шимчак, А. Шкатула. ПТЭ, 2, 59, 1963.
14. G. H. Vineyard. Phys. Rev., 110, 999, 1958.
15. K. S. Singwi, A. Sjolander. Phys. Rev., 119, 863, 1960.
16. Pin Chang J. C. M. Li. J. Chem. Phys., 23, 518, 1955.
17. E. Mc. Langhlin. Trans. Faraday Soc., 55, 29, 1959.
18. Справочник химика. М.—Л., ГХИ, 1962.

19. *K. E. Larsson*. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Proc., vol. I. Vienna, 1963.
20. *D. H. Saunderson, V. S. Rainey*. Там же, стр. 413.
21. *М. Н. Гайсинский*. Ядерная химия и ее приложения. М., ИЛ, 1961.
22. *М. В. Волькенштейн*. Строение и физические свойства молекул. М., Изд-во АН СССР, 1955.
23. *G. Pimental, A. McClellan*. The Hydrogen Bond. N. Y., 1960.
24. *Ю. В. Гуриков*. Ж. структурной химии, 4, 6, 824, 1963.
25. *K. E. Larsson, U. Dahlborg*. J. Nucl. Energy, 16, 81, 1962.
26. *М. Г. Землянов, Н. А. Черноплеков*. «Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids». Proc., vol. I. Vienna, 1963, p. 297.
27. *K. Graupner, E. J. Winter*. Chem. Soc., 1145, 1954.
28. *В. Л. Бродде*. УФН, 24, 577., 1961.
29. *Е. Ф. Гросс, А. В. Коршунов, В. А. Селькин*. ЖЭТФ, 20, 292, 1950, 292.
30. *N. Mitchell, D. C. Nelson*. J. Chem. Phys., 39, 1364, 1963.
31. *C. Fauconnier, M. Harrand*. Ann. de Phys., 1, 59, 1956.
32. *F. E. Malherbe, H. J. Bernstein*. J. Am. Chem. Soc., 74, 4408, 1953.
33. *K. Heinloth, T. Springer*. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Proc. Vienna, 1961, p. 323.
34. *J. H. Simpson, H. Y. Carr*. Phys. Rev., 111, 1201, 1958.

СПЕКТРОМЕТР ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА С ФИЛЬТРОМ ПЕРЕД ДЕТЕКТОРОМ*

(Совместно с А. Байорекон, Т. А. Мачежиной и К. Парлиньски)

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование угловых и энергетических распределений медленных нейтронов, рассеянных газами, жидкостями и твердыми телами, позволяет получить подробную информацию о микродинамике и структуре рассеивающих систем. Для проведения этих исследований используются разнообразные экспериментальные установки, среди которых выделяются работающие с пульсирующими пучками нейтронов, так как они позволяют одновременно вести анализ в широких пределах углов и энергий.

Применение в установках последнего типа импульсных источников нейтронов вместо механических прерывателей значительно упрощает их конструкцию и дает возможность более эффективного использования нейтронов. В данной работе описывается нейтронный спектрометр, созданный на основе импульсного быстрого реактора (ИБРа) ОИЯИ в Дубне [1] и работающий по времени пролета в условиях так называемой обратной геометрии (метод фильтра перед детектором).

В обратной геометрии, впервые использованной в работах [2—4], измеряется энергия ε , передаваемая нейтронами образцу в процессе рассеяния, т. е. $\varepsilon = E_0 - E'$. Энергия нейтронов после рассеяния E' определяется полной пропускания фильтра, помещенного перед детектором. Начальная энергия нейтронов E_0 , определяемая в работах при реакторах постоянной мощности спектрометрах путем отражения от монокристаллов, в описываемой установке находится по времени пролета базы от замедлителя до детектора.

* Inelastic Scattering of Neutrons. IAEA. Vienna, 1965, v. 2; препринт ОИЯИ Р—1899. Дубна, 1964.

II. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Расположение основных элементов аппаратуры представлено схематически на рис. 107. Быстрые нейтроны, рождающиеся в активной зоне 1 реактора (ИБРа), попадают на замедлитель 2, установленный на расстоянии ~ 40 мм от отражателя. Нейтроны, вышедшие из замедлителя, проходя через канал в защитной стене зала реактора, вакуумный нейтроновод 3, коллимирующее устройство 4, рассеиваются на образце 5, установленном в разрыве нейтропровода на расстоянии 20 м или 30 м от активной зоны реактора. Угловая расходимость пучка нейтронов, падающего на образец, составляет $\pm 0,5^\circ$.

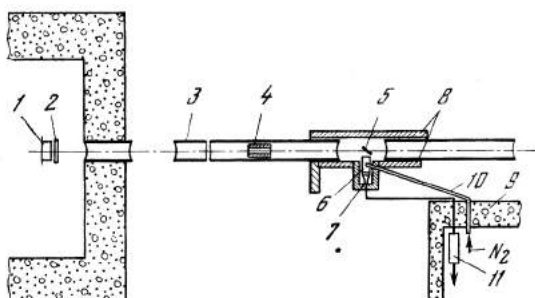


Рис. 107. Схема установки

Рядом с образцом под определенным углом φ относительно оси падающего пучка помещается криостат с фильтром 6, охлаждаемым до температуры жидкого азота. Фильтр размерами $20 \times 20 \times 24$ см³ собран из кубиков бериллия (либо ВеО или С), разделенных через 4 см вертикальными пластинами из кадмия толщиной 0,5 мм для коллимации пучка и уменьшения переноса путем диффузии.

Нейтроны, рассеянные на образце, после фильтрации регистрируются сцинтиляционным детектором 7, расположенным непосредственно за криостатом. Детектор площадью 300 см² изготовлен на основе светосостава $T - 1$ [$ZnS(Ag) + B_2^{10}O_3$] [5]. Толщина слоя светосостава 1,5 мм, поверхностная плотность ~ 150 мг/см². Зависимость эффективности детектора от энергии представлена на рис. 108. В области энергии 140—50 мэв эффективность меняется приблизительно по закону $1/v$. Максимум эффективности (около 50%) достигается в области энергий 40—20 мэв, а далее эффективность постепенно спадает до 35% при энергии 2 мэв. Уменьшение эффективности в области малых энергий объясняется поглощением сцинтилятором световых вспышек, созданных в передних слоях светосостава. Во избежание перегрузки фотоумножителя и электронной аппаратуры во время импульса мощности реактора применяется блокировка фотоумножителя импульсом прямоугольной формы. Запирающий импульс с амплитудой ~ 250 в и длительностью 0,5—3 мсек подается на первое фокусирующее кольцо фотоумножителя. Нормальный режим работы электронной аппаратуры после запирающего импульса восстанавливается в течение 300—500 мсек. Импульсы детектора после формирования и усиления поступают на многоканальный временной анализатор (256—2048 каналов) для анализа по времени пролета.

Криостат вместе с детектором может перемещаться, допуская изменение угла рассеяния в пределах 30 — 120° ; разброс угла рассеяния составляет $\pm 7^\circ$.

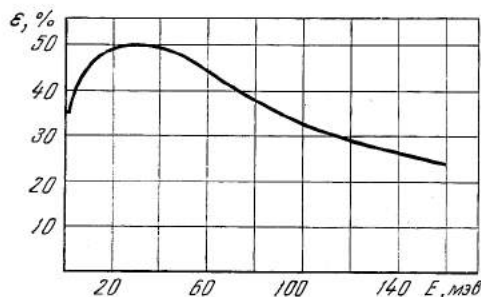


Рис. 108. Эффективность детектора

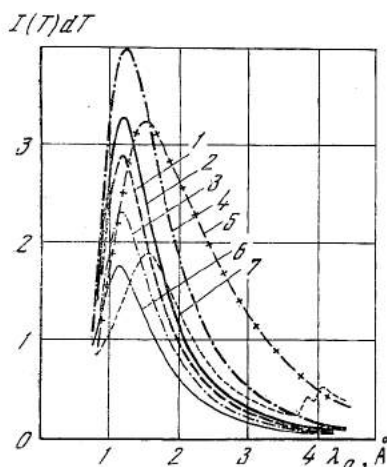


Рис. 109. Выход нейтронов из разных замедлителей

- 1 — 36 мм воды ($T \sim 300^\circ \text{K}$);
- 2 — 56 мм воды ($T \sim 300^\circ \text{K}$);
- 3 — 36 мм спирта ($T \sim 300^\circ \text{K}$);
- 4 — дырочный замедлитель ($T \sim 300^\circ \text{K}$);
- 5 — дырочный замедлитель ($T \sim 90^\circ \text{K}$);
- 6 — спирт + Ве ($T \sim 300^\circ \text{K}$);
- 7 — спирт + Ве ($T \sim 90^\circ \text{K}$)

профильтрованных слоем Ве толщиной 16 см. Форма бериллиевой границы довольно хорошо описывается формулой

$$N(T) dT = \left(\frac{T_0}{T}\right)^5 - \exp\left(-\frac{T-T_0}{\tau}\right), \quad (4)$$

где T_0 — время пролета, соответствующее началу крутого подъема бериллиевой границы; τ — время жизни нейтронов. Результаты измерений представлены на рис. 109 и в таблице. В таблице приводятся также значения параметра I/t^2 (где I — скорость счета на канал, $t = \tau +$ ширина вспышки быстрых нейтронов), определяющего скорость счета при измерениях по времени пролета с заданным энергетическим разрешением.

Расстояние образец-детектор может составлять 40—70 см в зависимости от используемого криостата. Для измерения спектра нейтронов, падающих на образец, в прямом пучке вместо образца устанавливался тонкий счетчик VF_3 .

Для снижения фона стены нейтронновода выложены листами кадмия; криостат, детектор и разрыв нейтронновода окружены защитой из кадмия и смеси парафина с карбидом бора (8 на рис. 107).

III. ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОМЕТРА

1. Импульсный источник нейтронов

Импульсный быстрый реактор генерирует быстрые нейтроны импульсами приблизительно гауссовой формы с частотой повторения 2—8 имп/сек. Ширина этих импульсов на половине высоты равна 36 мксек. Средняя интенсивность нейтронов при мощности 1 квт составляет $4,5 \cdot 10^{13}$ нейтр/сек. Начиная с 1964 г. реактор работает на мощности 3 квт. Тепловые нейтроны получают замедлением быстрых.

Для подбора лучших условий эксперимента было проведено сравнение различных замедлителей с точки зрения среднего времени жизни нейтронов и их выхода. Выход нейтронов определялся с помощью тонкого счетчика VF_3 , помещенного на пролетном расстоянии 30 м. Время жизни определялось по наклону переднего фронта спектра нейтронов, время пролета с заданным энергетическим разрешением.

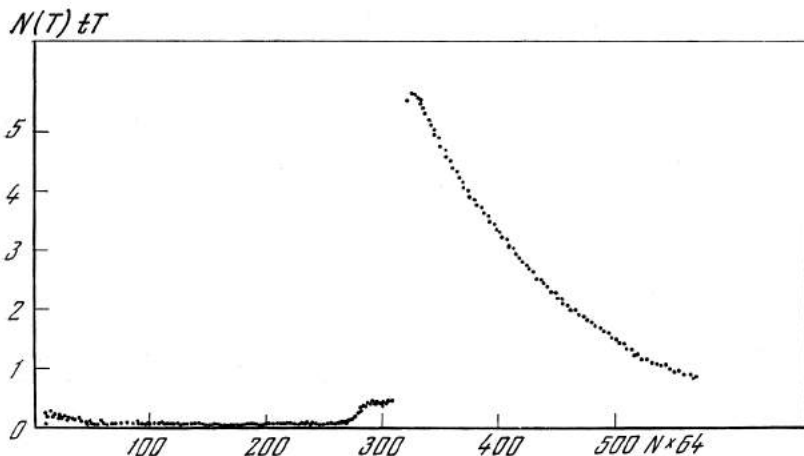


Рис. 110. Спектр нейтронов, профильтрованных бериллиевым фильтром

Из приведенных результатов следует, что лучшими характеристиками в области холодных нейтронов обладают охлажденные замедлители дырочный и с бериллиевым отражателем. В области тепловых нейтронов наибольший выход дает дырочный замедлитель при комнатной температуре, а по величине параметра I/t^2 лучшим является водяной замедлитель толщиной 36 мм.

2. БЕРИЛЛИЕВЫЙ ФИЛЬТР

На рис. 110 представлен спектр нейтронов, пропущенных сквозь фильтр (толщиной 24 см) из бериллия, охлажденного до температуры жидкого азота и помещенного непосредственно перед детектором (т. е. в рабочем положении).

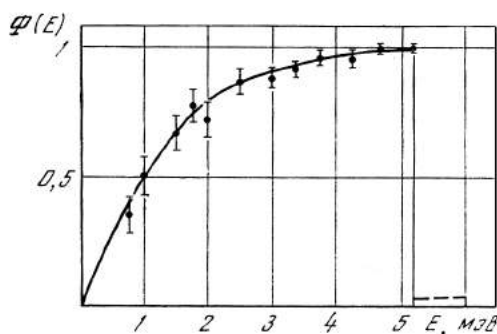


Рис. 111. Пропускание бериллиевого фильтра

Пропускание фильтра $\Phi(E')$ в области энергий $E' < E_{гр} = 5,2$ мэВ показано на рис. 111. При энергии $E' > E_{гр}$ среднее пропускание составляет примерно $5 \cdot 10^{-5}$. Это приводит к ошибке в измерении сечения неупругого рассеяния нейтрона порядка $5 \cdot 10^{-5} \sigma_{упр}$, где $\sigma_{упр}$ — сечение упругого рассеяния нейтрона энергии E' . Обычно эта ошибка пренебрежимо мала по сравнению с сечением неупругого рассеяния в интервале энергий 0—5,2 мэВ.

3. РАСЧЕТ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ УСТАНОВКИ

Нейтроны с энергией E_0 , покидающие замедлитель в момент времени t , попадают на образец в момент $T_1 = t + \frac{aL_1}{\sqrt{E_0}}$, где L_1 — длина пролетной базы замедлитель — образец. Потеряв при рассеянии на образце энергию $\varepsilon = E_0 - E'$, такую, что $E' < E_{гр}$, нейтроны достигают детектора в момент

$$T = t + \frac{aL_1}{\sqrt{E_0}} + \frac{aL_2}{\sqrt{E'}}. \quad (2)$$

(L_2 — расстояние образец—детектор).

При фиксированной величине передаваемой энергии ε время регистрации нейтрона T испытывает некоторый разброс, связанный в основном с неопределенностью времени выхода нейтронов из замедлителя (ΔT), разбросом времени пролета рассеянными нейтронами базы $L_2 \left[\Delta \left(\frac{aL_2}{\sqrt{E'}} \right) \right]$, связанным с их немонотонностью, и соответствующим разбросом времени пролета базы первичным нейтроном $\left(\Delta \frac{aL_1}{\sqrt{\varepsilon + E'}} \right)$.

Функция распределения времени регистрации T в довольно хорошем приближении может быть записана в виде

$$N(T) dT = dT \int_0^\infty dE_0 \int_0^\infty dE' \int_{-\infty}^\infty dt \rho(t) n(E_0) \Phi(E') \sigma(E_0, E', \varphi) \times \\ \times \delta \left(T - \frac{aL_1}{\sqrt{E_0}} - \frac{aL_2}{\sqrt{E'}} - t \right), \quad (3)$$

где $\rho(t)$ и $n(E_0)$ — соответственно временное и энергетическое распределения нейтронов, выходящих из замедлителя; $\Phi(E')$ — эффективное пропускание фильтра (рис. 111); $\sigma(E_0, E', \varphi)$ — дважды дифференциальное сечение рассеяния нейтронов на образце; $\delta \left(T - \frac{aL_1}{\sqrt{E_0}} - \frac{aL_2}{\sqrt{E'}} - t \right)$ — условие регистрации нейтронов в момент t .

В выражении (3) не учитываются малые в данной установке разбросы времени регистрации, связанные с неопределенностями баз L_1 и L_2 и с конечной шириной канала временного анализатора.

При расчете разрешающей способности предполагается, что образец рассеивает нейтроны только некогерентно и его спектр частот имеет особенность при энергии ε , заключающуюся в том, что $g(\omega) = \delta(\omega - \varepsilon)$. Сечение $\sigma(E, E', \varphi)$ бралось в однофононном приближении. Распределение $\rho(t)$ принималось в форме $\rho(\tau) = 0$ при $t < 0$ и $\rho(t) = e^{-t/\tau}$ при $\tau \geq 0$, т. е. ширина вспышки быстрых нейтронов и разброс времен замедления не принимались во внимание. Ошибка, вносимая этими допущениями, мала, пока среднее время жизни теплового нейтрона в замедлителе $\tau >$ длительности вспышки реактора. Спектр нейтронов $n(E_0)$ брался в соответствии с данными измерений (рис. 112) в форме максвелловского распределения с $kT'_{\text{Maxw}} = 29,5 \text{ мэв}$, исправленного на рассеяние нейтронов 9 м воздуха на пути пучка.

На рис. 113 представлены вычисленные функции распределения времени регистрации для различных ε для установки с бериллиевым фильтром и параметрами $L_1 = 20 \text{ м}$, $L_2 = 0,73 \text{ м}$, $\tau = 120 \text{ мксек}$ (условия, соответствующие проведенному исследованию). Характерной чертой кривых является их

сильная асимметрия с крутым передним фронтом. В некоторых случаях для определения величины передачи энергии и ее дисперсии можно пользоваться положением переднего края и изменением его наклона. Разрешающая способность в этом случае есть величина порядка $\frac{\Delta T'}{T} \approx \frac{\tau}{T_k}$, где T_k — положение переднего края.

Если использование переднего фронта невозможно, мерой разрешающей способности является относительная полуширина кривых распределения, т. е. $\frac{\Delta T'}{T} \approx \frac{(\Delta T)_{1/2}}{T_{\max}}$, где

$(\Delta T)_{1/2}$ — ширина на половине высоты; T_{\max} — положение максимума кривой $N(T)$. Среднее значение ϵ

можно определить из формулы (2), подставляя вместо t \bar{t} — среднее время жизни нейтронов в замедлителе и вместо E' E' — среднее значение энергии регистрируемых нейтронов. Зависимость относительной полуширины от параметров L_1, L_2, τ представлена на рис. 114. Кривые с $L_1 = 0,01$ м даны для сравнения разрешающей способности описываемого спектрометра со спектрометрами, работающими на

реакторах постоянной мощности в условиях $\frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \approx \frac{\tau}{T}$ (λ_0 — длина волны падающих нейтронов). При постоянных L_1 и пропускании фильтра разрешение улучшается с уменьшением параметров L_2 и τ , которые не могут быть выбраны очень малыми. Длительность импульса тепловых нейтронов τ даже в крайнем случае сильно отравленного замедлителя определяется шириной импульса быстрых нейтронов и временем замедления (в сумме 50 мксек). Расстояние

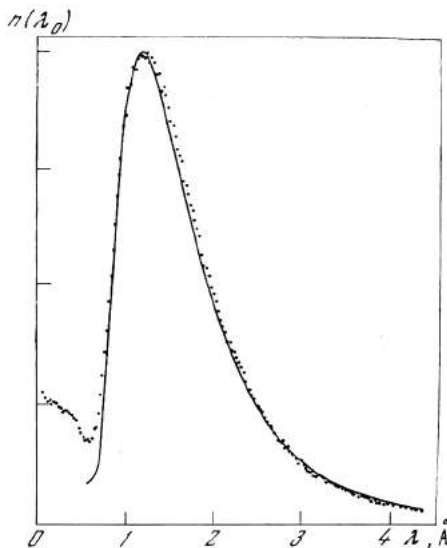


Рис. 112. Спектр нейтронов $n(\lambda_0)$, падающих на образец, в функции длины волны нейтронов λ_0

Сравнение максвелловского распределения с $T_{\max} = 29,5$ мэв с экспериментальными данными

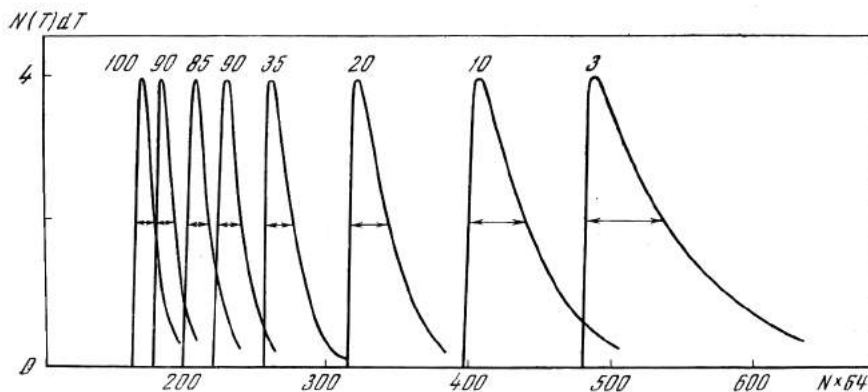


Рис. 113. Форма кривых разрешения

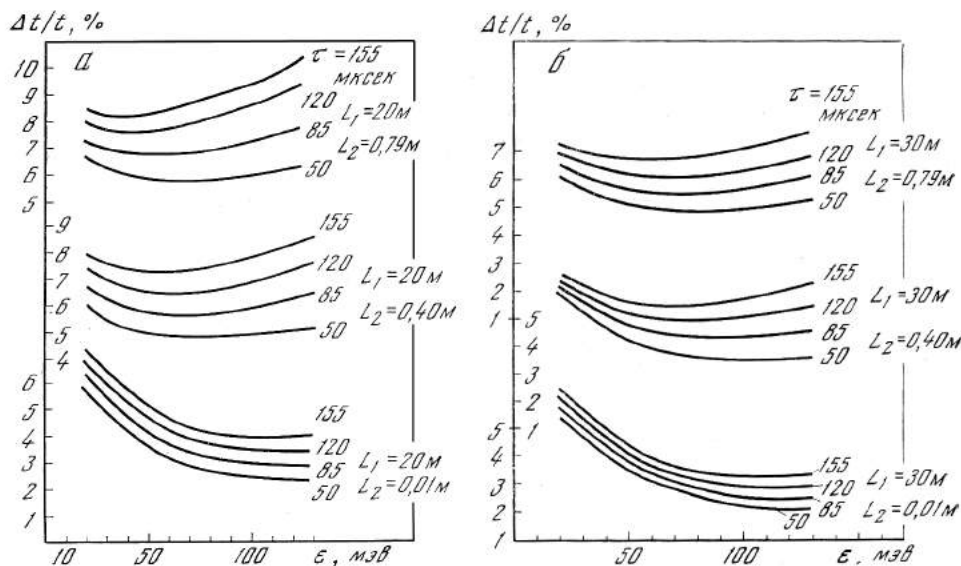


Рис. 114. Зависимость ширины кривых разрешения от энергии передачи ϵ для $L_1 = 20$ м (а) и зависимость ширины кривых разрешения от энергии передачи ϵ для $L_1 = 30$ м (б)

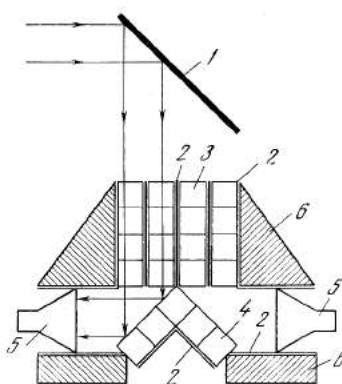


Рис. 115. Схема двойного фильтра

- 1 — образец;
2 — кадмий;
3 — бериллий;
4 — окись бериллия;
5 — детектор;
6 — защита

L_2 задается поперечными размерами пучка падающих нейтронов и минимальной длиной фильтра, необходимой для обеспечения хорошей фильтрации ($l > 15-20$ см).

При расстоянии $L_2 > 40$ см фильтры с низкой энергетической границей (например, графит) дают по сравнению с бериллием выигрыш в разрешении 50% только в области малых и средних значений ϵ (до ~ 60 мэВ); при больших ϵ разрешение ограничивается разбросом времени пролета расстояния L_2 , возрастающим при уменьшении E' . Поэтому значительно лучше использовать двойной фильтр Ве—ВеО, например по схеме рис. 115, имеющий примерно такую же ширину пропускания, как и графит, но более высокую среднюю энергию. Применение двойного фильтра может улучшить разрешающую способность установки в $\sim 2,2$ раза по сравнению с ее разрешающей способностью при использовании бериллиевого фильтра.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ОБ ИНТЕНСИВНОСТИ, ФОНЕ И РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СПЕКТРОМЕТРА

На рис. 116 и 117 представлены нейтронные спектры, полученные на данной установке с образцами H_2O и NH_4Cl . Для перехода от нейтронных интенсивностей к сечениям необходимо кривые рис. 116 и 117 нормировать к падающему спектру нейтронов (рис. 112), который, как уже отмечалось, измеряется с помощью борного счетчика, помещенного в позиции образца.

В случае NH_4Cl использовался порошкообразный образец размером $18 \times 24 \text{ см}^2$ с пропусканием около 85%, помещенный в алюминиевую кассету со стенками толщиной 0,5 мм; применялся неохлаждаемый дырочный замедлитель; реактор работал на мощности 2,5 кВт. Как видно, скорость счета довольно значительная — 3200 и 1300 *отсчет/час* в максимумах неупругого и упругого рассеяния соответственно. При необходимости скорость счета в низкоэнергетической части спектра можно увеличить в три раза путем охлаждения замедлителя (см. таблицу). Уровень фона, измерившегося с пустой

Т а б л и ц а

Времена жизни нейтронов и относительные интенсивности нейтронов различных энергий для различных замедлителей

Замедлитель	Вода 36 мм	Вода 56 мм	Спирт 36 мм	Дыроч- ный *	Дыроч- ный *	Спирт ** +Be	Спирт ** +Be
Температура	Комн.	Комн.	Комн.	Комн.	Азот.	Комн.	Азот.
τ , мксек	60	85	65	115	125	120	130
$\frac{I}{I_{36H_2O}}$ 5 Мэв	1	1,2	0,8	2,3	6,9	1,7	7,6
$\frac{I}{I_{36H_2O}}$ 25 Мэв	1	1,15	0,85	1,9	2,1	0,61	1,07
$\frac{I}{I_{36H_2O}}$ 50 Мэв	1	1,15	0,85	1,75	1,2	0,60	0,69
$\frac{I}{(\tau + 36)^2}$ 5 Мэв	1	0,73	0,76	0,94	2,46	0,65	2,55
$\frac{I}{(\tau + 36)^2}$ 25 Мэв	1	0,77	0,73	0,77	0,75	0,23	0,35
$\frac{I}{(\tau + 36)^2}$ 50 Мэв	1	0,77	0,73	0,71	0,43	0,22	0,23

* Дырочный замедлитель — 36 мм спирта + 60 мм плексигласа [с дырками (\varnothing 5 мм), занимающими ~ 50% площади замедлителя].

** Замедлитель из 36 мм спирта + 80 мм бериллия (Be).

кассетой, изменялся в области от 3 до 90 мэв со 100 до 170 *отсчет/час*, т. е. составлял 5—7% от эффекта. Низкий фон является одним из важных преимуществ импульсного режима работы реактора. Острые пики на рис. 117 соответствуют однофононному рассеянию нейтронов с возбуждением торсионных колебаний группы NH_4 .

На рис. 118 приведено сравнение измеренной формы пика (NH_4Cl ; $\epsilon = = 48,4 \text{ мэв}$, $T' = 91^\circ \text{ K}$) с рассчитанной по формуле (3). Полученное согласие

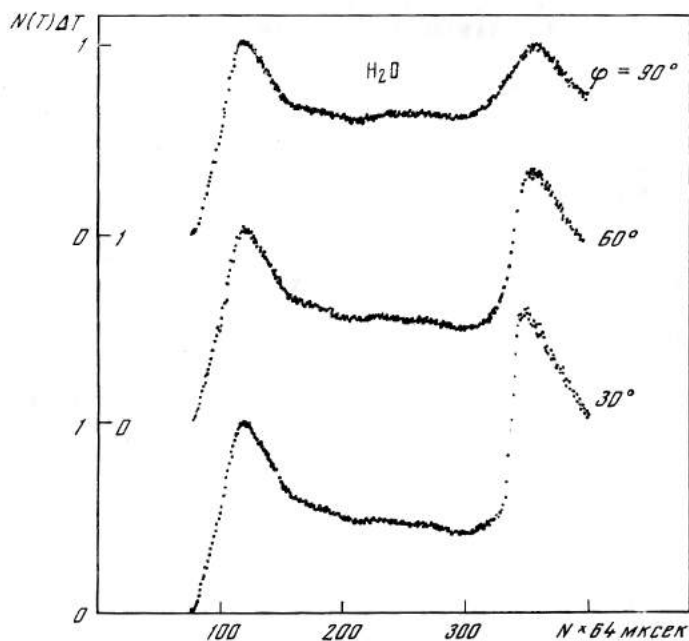


Рис. 116. Спектр нейтронов, рассеянных на воде при комнатной температуре

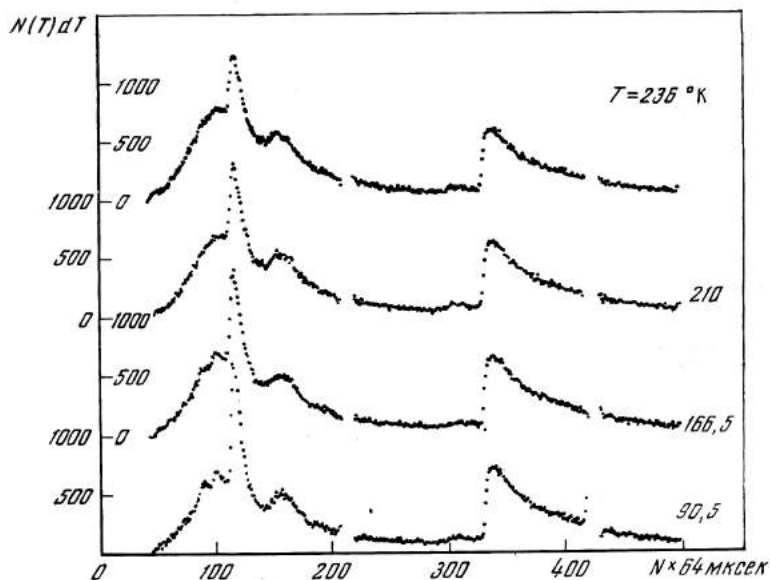


Рис. 117. Спектр нейтронов, рассеянных поликристаллическим NH_4Cl (время измерения 0,5 часа)

свидетельствует о довольно узкой истинной ширине этого пика и о возможности применения принятых приближений к определению разрешающей способности установки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная установка обладает удовлетворительными характеристиками в отношении разрешающей способности, интенсивности и отношения эффект—фон при исследовании процессов упругого или квазиупругого рассеяния холодных нейтронов и неупругого рассеяния нейтронов с передачей энергии до ~ 130 мэв. В дальнейшем параметры установки могут быть улучшены путем одновременного измерения рассеяния на несколько углов, расширения диапазона углов, улучшения разрешения за счет сокращения времени жизни нейтрона в замедлителе и тому подобных мер.

Авторы благодарят коллектив Лаборатории нейтронной физики за помощь в проведении работы, а также Т. Залесского за разработку электроники детектора и профессора Е. Яника за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Е. Блозин и др. Атомная энергия, **10**, 437, 1961.
2. A. D. B. Woods, B. N. Brockhouse, M. Sakomata, R. N. Sinclair. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. IAEA, Vienna, 1961, p. 487.
3. H. H. Stiller, H. R. Danner. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. IAEA, Vienna, 1961, p. 363.
4. Т. А. Мачезина, З. И. Огжесвальский, Ф. Л. Шапиро. Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов. Препринт ОИЯИ, 956, Дубна, 1962.
5. В. В. Голиков, Г. Ф. Шимчак, А. А. Шкатула. ПТЭ, **2**, 59, 1963.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ С ХОЛОДНЫМИ НЕЙТРОНАМИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ *

(Совместно с В. В. Голиковым и А. Шкатулой)

Метод рассеяния медленных нейтронов получил широкое применение для изучения атомной структуры и динамики молекул жидкостей и кристаллов. Опыт использования импульсного быстрого реактора (ИБР) со средней мощностью ** 1 кет, находящегося в эксплуатации с 1960 г. [1], показывает, что импульсный реактор является перспективным аппаратом для такого рода исследований [2]. Импульсное выделение мощности и малый размер активной зоны позволяют значительно более эффективно использовать рождающиеся нейтроны, чем это возможно в обычных стационарных реакторах на тепловых

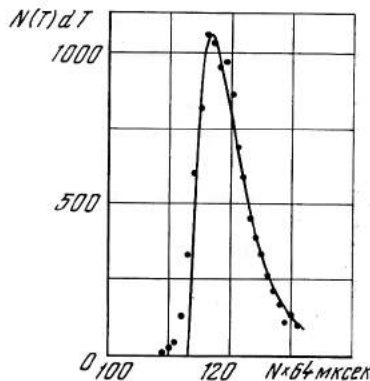


Рис. 118. Сравнение рассчитанной формы кривой разрешения с формой измеренного пика при $\varepsilon = 48,5$ мэв для NH_4Cl ($T = 90,5^\circ \text{K}$).

* ПТЭ, **1**, 62—69, 1966.

** В 1964 г. средняя мощность реактора ИБР была увеличена до 3 кет.

нейтронах. В дополнение к этому импульсный режим обеспечивает малую величину фона быстрых нейтронов и γ -лучей в момент регистрации медленных нейтронов. Можно предвидеть, что в ближайшие годы импульсные реакторы получат распространение. В связи с этим представляется целесообразным описание экспериментальных установок, используемых с реактором ИБР. В работах [3, 4] сообщалось об установке для нейтронно-дифракционных измерений по методу времени пролета. В данной работе описывается установка для изучения по времени пролета нейтронных спектров, возникающих при рассеянии холодных нейтронов. Краткое сообщение о первом варианте этой установки было опубликовано ранее [5].

1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки (план) приведена на рис. 92. Реактор ИБР-8 установлен в центре зала размером $10 \times 10 \text{ м}^2$, стены и потолок которого служат биологической защитой. Реактор генерирует быстрые нейтроны периодическими импульсами полушириной 36 мксек при частоте повторения $3-8 \text{ сек}^{-1}$. Быстрые нейтроны из реактора попадают на парафиновый замедлитель 1, расположенный на расстоянии 5 см от отражателя реактора. Замедлитель имеет размеры $30 \times 40 \text{ см}^2$ при толщине 12 см . Холодные нейтроны выводятся через блок бериллия, вставленный в углубление в замедлителе («пушку»).

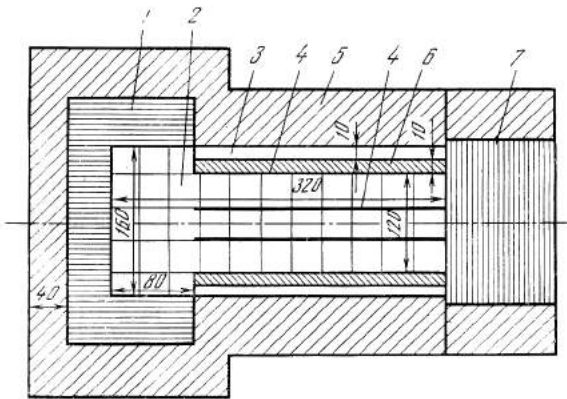


Рис. 119. Горизонтальный разрез криостата

- 1 — парафиновый замедлитель;
- 2 — бериллий;
- 3 — жидкий азот (основной объем жидкого азота размещен [сверху и снизу бериллия и замедлителя и не показан на рисунке];
- 4 — кадмий;
- 5 — пенопластовая изоляция;
- 6 — защита из карбида бора;
- 7 — многослойное окно из алюминиевой фольги

Толщина замедлителя в дне «пушки» 4 см . Общая длина блока бериллия 32 см ; на первых 8 см сечение блока $16 \times 16 \text{ см}^2$, в остальной части $12 \times 12 \text{ см}^2$. Для лучшей коллимации нейтронов бериллий разделен через 4 см вертикальными пластинами из кадмия толщиной $0,5 \text{ мм}$. Боковые поверхности бериллиевого блока защищены листовым кадмием и слоем карбида бора толщиной 1 см .

Замедлитель и бериллий находятся в пенопластовом криостате (рис. 119) и охлаждаются до температуры жидкого азота. Стенки криостата толщиной $4-6 \text{ см}$ склеены эпоксидным клеем. Холодные нейтроны выводятся из криостата через окно, состоящее из $15-20$ слоев алюминиевой фольги толщиной 10 мк с зазором 5 мм между слоями; такая конструкция предохраняет окно от запотевания. Криостат заливается жидким азотом дистанционно из экспериментального зала; однократного заполнения хватает на 4 час работы. За криостатом находится платформа для исследуемых образцов 2. В пучок

холодных нейтронов дистанционно можно вводить один из двух образцов; расстояние образец—замедлитель равно 60 см. Для измерения фона пучок нейтронов перед образцом может перекрываться кадмиевой заслонкой 7, которая также управляется дистанционно. Криостат и образцы со всех сторон окружены защитой из кадмия и карбида бора толщиной 3 см. В защите имеются два окна, позволяющие выводить в экспериментальный зал через каналы в биологической защите прямой пучок нейтронов, прошедших через бериллиевый фильтр, и пучок нейтронов, рассеянных образцом на угол $75^\circ \pm \pm 4^\circ$. Рассеянный пучок проходит к детектору 4 по коллимационной трубе, окруженной карбидом бора и кадмием и вакуумированной до 1 тор. Пролетная база от образца до нейтронного детектора может изменяться от 10 до 45 м. Для защиты детектора от прямого пучка быстрых нейтронов и γ -лучей в зале реактора помещены свинец и парафин с бором 3.

Для регистрации нейтронов используется сцинтилляционный детектор на основе смеси $ZnS(Ag) + B_2^{10}O_3$ площадью 2000 см² [6]. Толщина слоя регистрации нейтронов ~ 1 мм. Сцинтиллирующий экран просматривается четырьмя ФЭУ с фотокатодом ϕ 200 мм, включенными попарно в схему отбора совпадений 5. Для избежания перегрузки ФЭУ во время импульса мощности реактора применена схема запираания ФЭУ. Длительность импульса запираания, подаваемого на первое фокусирующее кольцо ФЭУ, ~ 600 мксек, амплитуда импульса ~ 200 в, время восстановления нормальной чувствительности ФЭУ после запираания ~ 500 —600 мксек. Импульсы детектора поступают для анализа по времени пролета на многоканальный (256—2048 каналов) временной анализатор 6 [7]. Во время измерений периодически проверяется нормальная и стабильная работа детектора при помощи $Po + Be$ -источника нейтронов. Если во всем интервале времен пролета, соответствующем тепловым и холодным нейтронам, разность скоростей счета «реактор + $Po + Be$ -источник» и «реактор» постоянна и равна скорости счета одного $Po + Be$ -источника при закрытом канале реактора (рис. 120), то принимается, что детектор работает нормально. Такие измерения контролируют также достаточную малость просчетов детектора и временного анализатора.

На рис. 121 дана зависимость эффективности детектора от энергии нейтронов, определенная сравнением с тонким пропорциональным борным счетчиком. Как видно из рисунка, при энергии $\sim 0,02$ эв эффективность детектора составляет $\sim 45\%$ и при меньших энергиях не возрастает. Последнее объясняется тем, что нейтроны малых энергий захватываются в основном наружным слоем сцинтиллятора (далеким от ФЭУ) и из-за плохой прозрачности сернистого цинка для собственного излучения происходит потеря световой вспышки, тем большая, чем меньше энергия нейтрона.

2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСТАНОВКИ

Разрешающая способность

При фиксированной величине передачи энергии в акте рассеяния время регистрации рассеянного нейтрона T (отсчитываемое от середины импульса мощности реактора) испытывает некоторый разброс, обусловленный в основном разбросом времени жизни холодных нейтронов в замедлителе и шириной их энергетического спектра. Функция распределения времен регистрации T для различных значений передачи энергии ϵ вычислена в работе

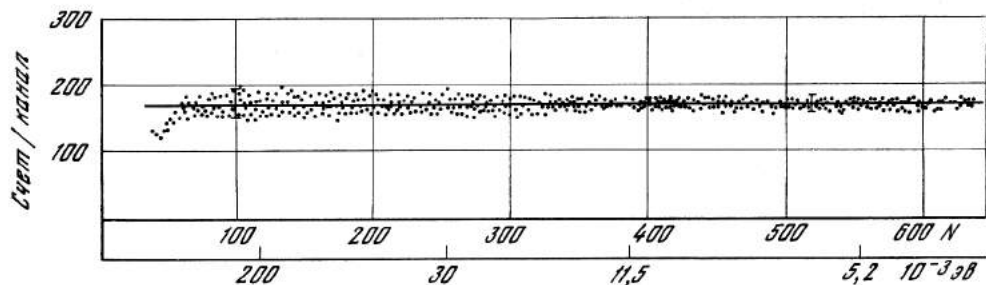


Рис. 120. Проверка нормальной работы детектора

Экспериментальные точки соответствуют разности скоростей счета реактора + Po + Be-источник и реактор; сплошная линия — скорость счета от Po + Be-источника при закрытом канале реактора; по оси абсцисс — время пролета нейтронов в номерах каналов временного анализатора N (ширина канала 32 мксек) и соответствующая энергия нейтронов

Рис. 121. Зависимость эффективности детектора от энергии нейтронов

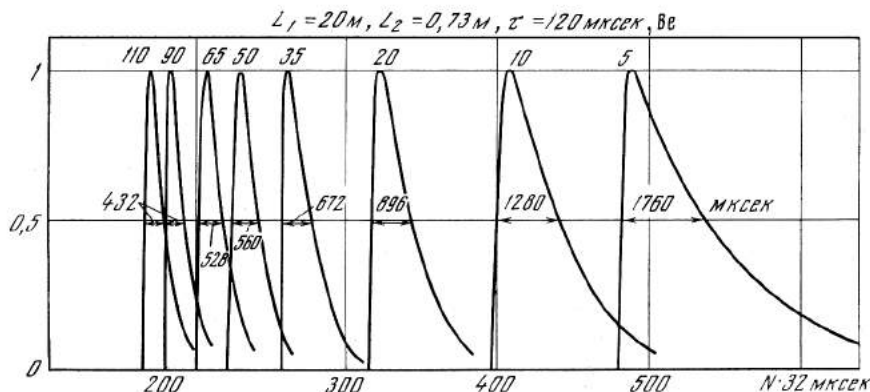
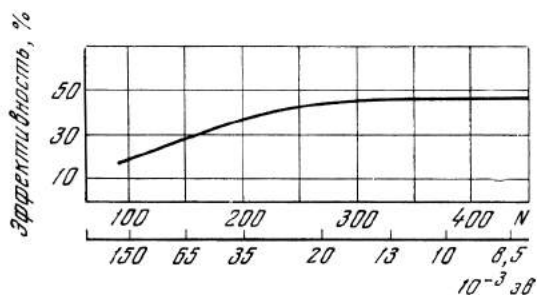


Рис. 122. Функция распределения времен регистрации для различных значений передачи энергии ϵ , вычисленная в работе [8]

Значения ϵ приведены над кривыми распределения; по оси абсцисс даны номера каналов временного анализатора N (ширина канала 32 мксек); полуширина кривых распределения выражена в мксек

[8]. На рис. 122 приведены результаты расчетов для расстояний замедлитель—образец $l = 0,73$ м, образец — детектор $L = 20$ м и среднего времени жизни нейтрона в замедлителе $\tau = 120$ мксек.

Фронт кривых определяется величиной τ и в грубом приближении описывается зависимостью $F(T) \approx (1 - e^{-T/\tau})$. При дискретном характере обмена энергией между нейтроном и образцом (например, фоновые пики при рассеянии на монокристаллах) или при изучении малых передач энергии (квазиупругое рассеяние в жидкостях) для определения передачи энергии и ее дисперсии можно опираться на положение фронта и изменение его наклона из-за разброса передачи энергии. В этом случае разрешающая способность имеет порядок величины $\Delta T/T \approx \tau/T$. В рассматриваемой установке $\tau \sim 150$ мксек, и для энергии бериллиевой границы ($0,0052$ эв) $\Delta T/T = 0,9\%$ при $L = 17$ м и $0,3\%$ при $L = 45$ м. В тех случаях, когда использовать большую крутизну переднего фронта кривых $F(T)$ невозможно, за меру разрешающей способности следует принять относительную полуширину кривых распределения. Для условий рис. 122 она минимальна при передаче энергии $\varepsilon = 0,05$ эв ($\Delta T/T = 7,5\%$) и постепенно возрастает до 8% при $\varepsilon = 0,11$ эв и 11% при $\varepsilon = 0,5$ эв. При малых ε разрешение определяется в основном неопределенностью начальной энергии нейтрона, при больших ε — разбросом времен жизни нейтрона в замедлителе (Δt_1) и разбросом времен пролета нейтроном расстояния l от замедлителя до образца (Δt_2). Ввиду этого расстояние l должно быть возможно меньшим. В данной установке вклады Δt_1 и Δt_2 по величине близки. Для определения среднего времени пролета рассеянным нейтроном базы L нужно из времени регистрации T вычесть среднее время жизни τ и среднее время пролета первичным нейтроном расстояния l (τ_1). Средняя энергия первичного нейтрона определяется соотношением

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{5,2} E \Phi(E) \sigma(E, E + \varepsilon) dE}{\int_0^{5,2} \Phi(E) \sigma(E, E + \varepsilon) dE},$$

где $\Phi(E)$ — спектр нейтронов после бериллиевого фильтра; $\sigma(E, E + \varepsilon)$ — сечение неупругого рассеяния. Приблизительно $\Phi(E) \sigma(E, E + \varepsilon) \approx E^{3/4}$ и $\bar{E} = 0,0033$ эв. Соответственно при $l = 60$ см, $\tau + \tau_1 = 150 + 750 = 900$ мксек. Для получения средней величины ε из энергии, соответствующей времени пролета $T - \tau - \tau_1$ расстояния L , необходимо вычесть $\bar{E} = 0,0033$ эв.

Интенсивность и фон установки

Для увеличения потока холодных нейтронов замедлитель и бериллий, как отмечалось выше, охлаждаются до температуры жидкого азота. На рис. 123 показан спектр нейтронов после бериллия, измеренный на расстоянии 16 м от криостата при помощи 1024-канального временного анализатора при охлажденном и неохлажденном криостате. Как видно из кривых, охлаждение замедлителя и бериллия до температуры жидкого азота увеличивает в ~ 14 раз интенсивность холодных нейтронов. Охлаждение 32 см бериллия увеличивает пропускание холодных нейтронов в ~ 4 раза [9], следовательно, охлаждение замедлителя в $\sim 3,5$ раза увеличивает поток холодных нейтронов.

Кроме этого, как показали проведенные измерения, расположение бериллий на описываемой установке вплотную к замедлителю увеличивает поток холодных нейтронов в несколько раз по сравнению со случаем, когда бериллий находится вдали от замедлителя. Выигрыш в интенсивности связан с тем, что бериллий играет роль отражателя тепловых и быстрых нейтронов. Холодные нейтроны, для которых бериллий прозрачен, выводятся из глубины замедляющего блока замедлитель — бериллий, где плотность тепловых, а значит, и холодных нейтронов существенно выше, чем на краю одного замедлителя при отодвинутом бериллии.

На рис. 124 представлен спектр нейтронов, рассеянных от слоя воды толщиной 0,2 мм (пропускание образца $\sim 90\%$) и площадью 100 см², и уровень фона, измеренный путем перекрывания пучка холодных нейтронов перед образцом кадмием. Расстояние от образца до детектора ~ 17 м. Время измерения 1 час. В пике квазиупругого рассеяния получено ~ 1500 отсчет/час на канал временного анализатора шириной 32 мксек при мощности реактора 1 квт. Уровень фона плавно меняется в зависимости от энергии рассеянных нейтронов и составляет $\sim 10\%$ от величины эффекта в пике квазиупругого рассеяния. В области энергии рассеянных нейтронов $\sim 0,1$ эв интенсивность фона в ~ 5 раз превышает фон в квазиупругой части.

Загрязнение пучка холодных нейтронов нейтронами более высоких энергий

Как видно из рис. 123, в спектре нейтронного пучка после бериллиевого фильтра наряду с холодными нейтронами имеется примесь нейтронов более высоких энергий, составляющая в области $0,0052 < E < 0,3$ эв $\sim 5\%$ от холодных нейтронов. Заметим, что приведенная оценка величины теплового загрязнения получена из измерений спектра прямого пучка на расстоянии 16 м от криостата, т. е. в условиях «хорошей геометрии». В районе образца, находящегося вблизи бериллия, величина загрязнения несколько выше.

Фон, обусловленный рассеянием на образце слагающей загрязнения поглощаемой кадмием, не измеряется при помощи кадмиевой заслонки. Спектр $F(E) dE$ этой составляющей фона может быть рассчитан по формуле

$$F(E) dE = dE \int \Phi(E') dE' \sigma(E', E) (1 - e^{-n_{\text{Cd}}(E')}), \quad (1)$$

где E' и E — энергия нейтрона соответственно до и после рассеяния; $\Phi(E') dE'$ — спектр загрязнения прямого пучка; $e^{-n_{\text{Cd}}(E')}$ — пропускание кадмиевой заслонки; $\sigma(E', E)$ — сечение рассеяния нейтронов на образце. На рис. 124 пунктиром показан фон, рассчитанный при помощи (1) и нормированный таким образом, чтобы при $E \approx 0,27$ эв эффект (т. е. сечение неупругого рассеяния холодных нейтронов) обращался в нуль. Конечно, такая оценка фона является приближенной и снижает надежность измерений в области энергий $> 0,08$ эв, где фон от загрязнения пучка не мал. Степень загрязнения прямого пучка может быть уменьшена за счет усиления защиты криостата и улучшения коллимации пучка холодных нейтронов как в бериллиевом фильтре, так и в особенности в области между фильтром и образцом. В данной установке коллимации после фильтра практически не было, что ввиду широкого углового распределения нейтронов, нагретых в бериллии или отраженных им, приводило к излишнему загрязнению пучка.

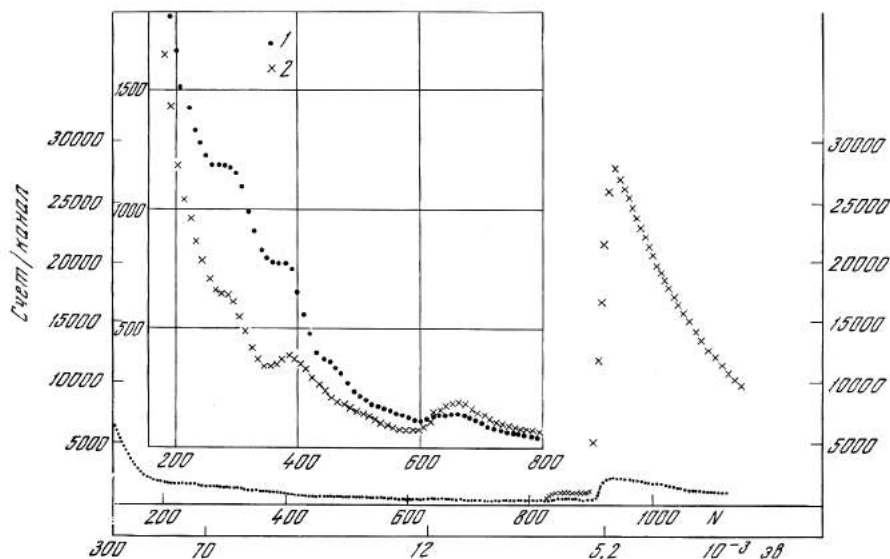


Рис. 123. Спектр нейтронов после бериллия, измененный на расстоянии ~ 16 м от криостата

Ширина канала 16 мксек; 1 — криостат при комнатной температуре; 2 — криостат охлажден до температуры жидкого азота; в результаты внесена поправка на эффективность детектора и ослабление пучка в воздухе

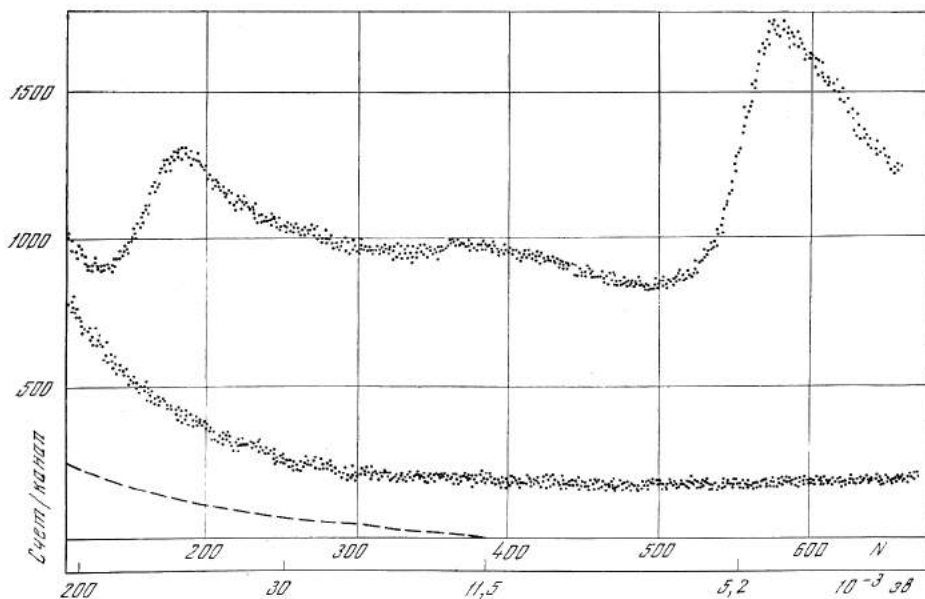


Рис. 124. Спектр нейтронов, рассеянных слоем воды толщиной 0,2 мм (верхняя кривая) (фон не вычтен), и фон, измеренный путем перекрытия пучка холодных нейтронов кадмием (нижняя кривая)

Время измерений 1 час; ширина канала временного анализатора 32 мксек; расстояние от образца до детектора ~ 17 м; пунктиром показан фон, обусловленный расстоянием на образце загрязнения пучка холодных нейтронов, рассчитанный по (1); в кривые не внесена поправка на эффективность детектора и пропускание алюминия

В верхней части рис. 123 в более крупном масштабе показано загрязнение пучка холодных нейтронов нейтронами других энергий как в случае охлажденного жидким азотом бериллия, так и неохлажденного. Когда бериллий находится при комнатной температуре, в спектре нейтронов в тепловой области имеются три пика при энергиях $\sim 0,07$, $0,045$ и $0,012$ эв. Энергия первых двух пиков согласуется с максимумами фононного спектра бериллия [10]. При охлаждении бериллия жидким азотом интенсивность первых двух пиков по отношению к интенсивности холодных нейтронов резко снижается, в то время как относительная интенсивность пика при энергии $\sim 0,012$ эв уменьшается гораздо слабее. Указанный факт, очевидно, связан с уменьшением при охлаждении бoльцмановского фактора заселенности высокоэнергетической части спектра колебаний атомов бериллия, в то время как бoльцмановский фактор для низкоэнергетического максимума при охлаждении изменяется незначительно.

Наличие в пучке холодных нейтронов, падающем на образец, нейтронов с энергией $\sim 0,012$ эв, нагретых на фонах бериллия, может существенно исказить форму спектра рассеянных нейтронов в случае, когда сечение упругого рассеяния нейтронов при энергии $\sim 0,012$ эв много больше сечения неупругого рассеяния холодных нейтронов (например, в случае ванадия, где сечение упругого рассеяния в 10—20 раз больше полного сечения неупругого рассеяния).

На рис. 125 представлен измеренный нами спектр рассеянных нейтронов от ванадия толщиной 6 мм. Видно, что спектр содержит три максимума, два из которых совпадают с измерениями [11, 12]. Энергия третьего, менее четко выраженного максимума в низкоэнергетической части спектра (каналы 330—380) совпадает с энергией пика теплового загрязнения падающего пучка. Интенсивность этого пика в рассеянном пучке примерно соответствует интенсивности пика в прямом пучке. В работе [13] аналогичный пик интерпретируется как обусловленный электрон-фононным взаимодействием в ванадии. Так как в указанной работе не приводится подробный анализ формы спектра падающего на образец пучка, возможно, что в действительности этот пик обусловлен упругим рассеянием в ванадии нейтронов, нагретых в бериллии. Заметно бoльшая интенсивность этого низкоэнергетического пика в нашем случае, очевидно, связана с бoльшей величиной теплового загрязнения.

Влияние материалов, находящихся на пути нейтронов

Как указывалось выше, нейтроны, рассеянные от образца, во избежание рассеяния на воздухе, проходят через вакуумный нейтронотвод. Для влияния алюминиевых заглушек нейтронотвода на спектр рассеянных нейтронов измерено их пропускание. Так как алюминиевые листы обнаруживают заметную текстуру, существенно, чтобы при измерениях пропускания заглушки были ориентированы точно так же, как в рабочем положении. Результаты измерений пропускания 8-мм алюминия, находящегося на пути нейтронов от образца детектора, представлены на рис. 126. Видно (рис. 127), что провал в пропускании алюминия при энергии нейтронов $\sim 0,005$ эв сильно искажает форму рассеянного спектра и обязательно должен учитываться при изучении квазиупругого и упругого рассеяния холодных нейтронов. Провалы в пропускании алюминия при энергиях нейтронов $\sim 0,01$ и $0,014$ эв в данной

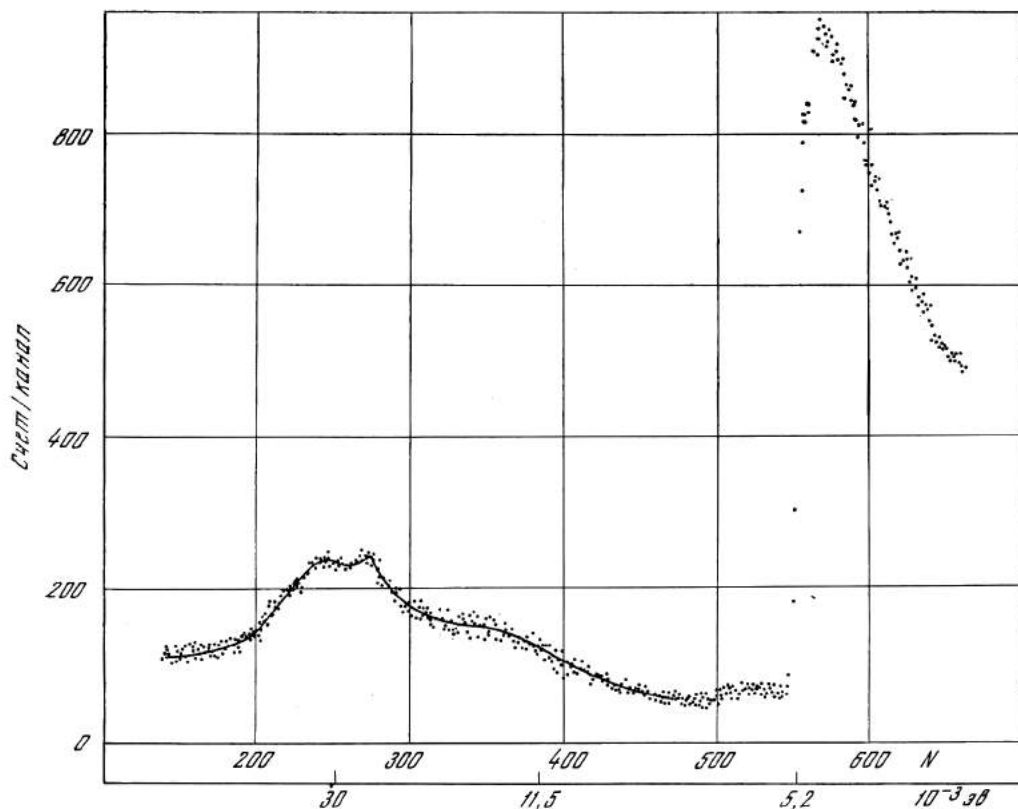


Рис. 125. Спектр нейтронов, рассеянных от ванадия толщиной 6 мм

Расстояние от образца до детектора ~ 17 м; ширина канала временного анализатора 32 мксек; кривая не исправлена на фон, обусловленный рассеянием на образце загрязнения пучка холодных нейтронов

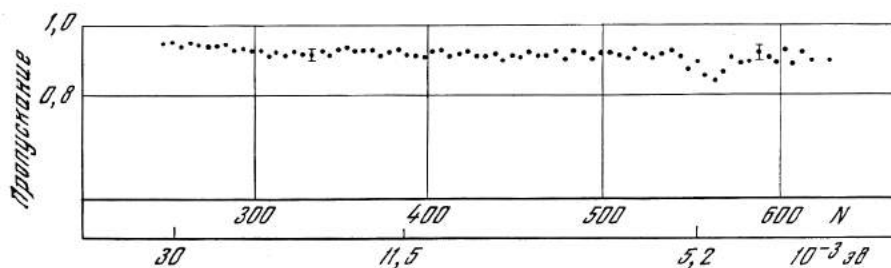


Рис. 126. Кривая пропускания 8-мм алюминия, измеренная при пролетной базе ~ 17 м. Ширина канала временного анализатора 32 мксек

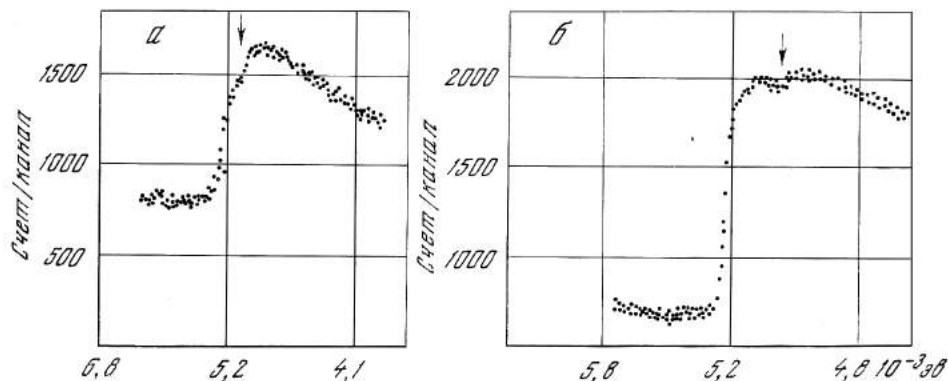


Рис. 127. Квазиупругое рассеяние холодных нейтронов на этиленгликоле при комнатной температуре (а) (расстояние от образца до детектора ~ 17 м) и упругое рассеяние холодных нейтронов на льду (б) (расстояние от образца до детектора ~ 45 м)

Стрелками указаны места искажения формы спектра рассеянных нейтронов, вызванные провалом в пропускании алюминия в области холодных нейтронов

установке не вносят заметного искажения в спектр неупругорассеянных нейтронов из-за малой толщины алюминия, но на установках, где используются большие толщины алюминия на пути нейтронов, эти провалы могут привести к изменению формы спектра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная установка создавалась для измерения упругого и квазиупругого рассеяния холодных нейтронов. Для таких измерений она характеризуется высокой разрешающей способностью, большой интенсивностью и удовлетворительным отношением эффекта к фону. Установка пригодна и для изучения неупругого рассеяния холодных нейтронов, однако фон в области больших передач энергии ($> 0,1$ эв) слишком велик. Фон можно уменьшить, как отмечено, за счет усиления защиты и улучшения коллимации падающего пучка.

К недостаткам установки относится также трудность изменения угла рассеяния и частой замены образцов, обусловленная их расположением в непосредственной близости от реактора. В этих отношениях более удобна установка с бериллиевым фильтром перед детектором — так называемая установка с обратной геометрией [8], в которой образец расположен на расстоянии 20—30 м от реактора и всегда доступен. В «обратной геометрии» регистрируются нейтроны, ставшие после рассеяния «холодными», т. е. измеряется сечение передачи энергии нейтрона атомом образца. Это сечение остается значительным и при низких температурах в отличие от сечения обратного процесса, измеряемого в «прямой геометрии», которое падает при охлаждении образца. Эти обстоятельства, а также лучшие фоновые условия являются преимуществами «обратной геометрии». В то же время в области упругого и квазиупругого рассеяния «прямая геометрия» при равных разрешениях и фоне дает в ~ 5 раз большую скорость счета, чем «обратная геометрия».

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. Е. Блохин и др. Атомная энергия, **10**, 437, 1961.
2. Б. Н. Бунин, И. М. Матора, С. К. Николаев, Л. Б. Пикельнер и др. Материалы III Международной конференции ООН по использованию атомной энергии в мирных целях, доклад № 324. Женева, 1964.
3. В. В. Ниту, Э. Г. Папулова, И. Сосновска, Е. Сосновски. Физ. тв. тела, **6**, 1369, 1964.
4. В. В. Ниту, И. Сосновска, Е. Сосновски. Препринт ОИЯИ, 1614, Дубна, 1964.
5. В. В. Голиков, Ф. Л. Шапиро, А. Шкатула, Е. Яник. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, **1**. Vienna, 1963.
6. В. В. Голиков, Г. Ф. Шимчак, А. Шкатула. ПТЭ, № **2**, 59, 1963.
7. Г. П. Жукон, Б. Е. Журавлев, Г. И. Забиякин, В. Н. Замрий. Материалы 1-го симпозиума по ядерной радиоэлектронике, 1964, Дубна.
8. А. Байорек, Т. А. Мачехина, К. Парлиньски, Ф. Л. Шапиро. Материалы рабочего совещания по неупругому рассеянию медленных нейтронов в кристаллах и жидкостях. Препринт ОИЯИ, 2081, Дубна, 1964.
9. D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross Sections, 1958.
10. R. N. Sinclair. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, **2**. Vienna, 1963.
11. C. M. Eisenhauer, I. Pelah, D. J. Hughes, H. Palevsky. Phys. Rev., **109**, 1046, 1958.
12. М. Г. Землянов, Ю. М. Баган, Н. А. Черноплеков, А. Г. Чичерин. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, **2**. Vienna, 1963.
13. I. Pelah, R. Haas, W. L. Kley, K. H. Krebs, J. Peretti, R. Rubin, Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, **2**. Vienna, 1963.

КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ТВЕРДЫМИ И ЖИДКИМИ МЕТАЛЛАМИ ПРИ МАЛЫХ ПЕРЕДАЧАХ ИМПУЛЬСА *

(Совместно с В. В. Голиковым и А. Козловым)

Как известно [1, 2], в спектре релеевского рассеяния света жидкостями наблюдаются три линии: несмещенный пик и две компоненты так называемого дублета Мандельштамма — Бриллюэна, расположенные симметрично относительно несмещенной линии на расстоянии $\Delta\omega$, пропорциональном скорости распространения звука u :

$$\Delta\omega = \pm u |q|,$$

где q — изменение импульса фотона при рассеянии. Несмещенный пик вызывается рассеянием света на флуктуациях плотности, обусловленных изобарическими флуктуациями температуры. Флуктуации температуры рассеиваются путем теплопроводности, не распространяясь в виде бегущих волн. Ширина несмещенного пика определяется величиной

$$\Gamma = 2\chi q^2, \quad (1)$$

где χ — коэффициент температуропроводности. Дублет Мандельштамма — Бриллюэна является результатом рассеяния света на флуктуациях давления, распространяющихся в виде продольных звуковых волн.

Для одноатомных веществ отношение интенсивности несмещенной линии J_0 к суммарной интенсивности линий дублета Мандельштамма — Бриллюэна ($2J_{\text{М-Б}}$) определяется соотношением Ландау — Плачека [3]

$$\frac{J_0}{2J_{\text{М-Б}}} = \frac{C_p - C_v}{C_v}, \quad (2)$$

* Research Applications of Nuclear Pulsed Systems. IAEA. Vienna, 1967, p. 161—164.

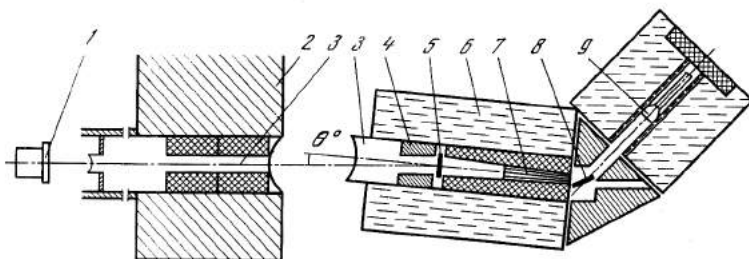


Рис. 128. Схема установки по рассеянию нейтронов на малые углы

1 — активная зона с замедлителем; 2 — биологическая защита реактора; 3 — вакуумные нейтронотводы; 4 — защита из парафина с бором; 5 — образец; 6 — водяная защита; 7 — соллеровский коллиматор; 8 — кристалл-монокроматор (или бериллиевый фильтр с детектором); 9 — детектор

где C_p и C_v — удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме соответственно. Поскольку отношение $\frac{C_p - C_v}{C_v}$ у жидкостей гораздо больше, чем у твердых тел, интенсивность несмещенной линии в твердых телах мала.

Аналогичное спектральное распределение интенсивности должно наблюдаться и при когерентном рассеянии нейтронов, если оно происходит с достаточно малой передачей импульса. Исследования такого квазиупругого рассеяния могут дать ценную информацию о динамике жидкостей. Так, например, могут быть получены сведения о частотной зависимости скорости звука, вязкости и теплопроводности при частотах, на 2—3 порядка превышающих предельную частоту ($\sim 10^{10}$ гц), проявляющуюся в релеевском рассеянии света. Хотя квазиупругое когерентное рассеяние нейтронов изучалось в нескольких работах [4], полученные результаты бедны, а интерпретация вызывает сомнения. В значительной мере это связано с недостаточностью использованного энергетического разрешения. В связи с этим нами были предприняты измерения квазиупругого рассеяния нейтронов в свинце и цинке с помощью реактора ИБР.

В настоящем докладе приводятся предварительные результаты, полученные в опытах со свинцом.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 128. Энергия нейтронов, падающих на образец 5, определялась по времени пролета расстояния замедлитель 1 — образец (10 м) и образец-детектор 9 (2,4 м). При этом энергия рассеянных нейтронов, регистрируемых детектором, задавалась в одних опытах кристаллическим монокроматором 8, в других опытах — охлаждаемым бериллиевым фильтром. Результаты, полученные для свинца с бериллиевым фильтром, приведены на рис. 129. Из кривых вычитался фон, измеренный с пустым контейнером при температуре, равной температуре, при которой измерялся эффект. Угол рассеяния составлял $6^\circ \pm 3^\circ$. Толщина образца равнялась 5 мм. Измерения с образцом толщиной 1 см показали отсутствие существенного вклада многократного рассеяния. На кривой для твердого свинца при температуре 20°C видны упругий пик, обусловленный, по-видимому, некогерентным рассеянием и многократным брэгговским рассеянием в поликристаллическом образце, а также широкий неупругий пик, соответствующий передаче энергии около 9 мэв. Последний можно интерпретиро-

вать, как компоненту дублета Мандельштама — Бриллюэна, или, что то же, как возбуждение продольного акустического фона. На рис. 130 представлены дисперсионные кривые $\omega(q)$ для свинца [5] и нанесены кривые $\omega(q)$, определяемые сохранением энергии и импульса при рассеянии нейтрона. В условиях данного опыта (кривая 1) переданный нейтроном импульс соответствует первой зоне Бриллюэна. Ввиду этого (для кубического кристалла) вероятность возбуждения квазипоперечных фононов очень мала (что существенно упрощает анализ спектра рассеянных нейтронов по сравнению с условиями при работе во второй и следующих зонах), и в спектре рассеянных нейтронов присутствует только один пик, соответствующий пересечению кривой 1 с дисперсионными кривыми для продольных волн ($q \sim 1 \text{ \AA}^{-1}$, $\hbar\omega \sim 9 \text{ мэв}$).

Этот же пик присутствует на кривых для твердого свинца при $T = 280^\circ \text{ C}$ и жидкого свинца при $T = 350^\circ \text{ C}$ и 520° C .

Наиболее интересной особенностью последних трех кривых являются пики квазиупругого рассеяния, интенсивность которых растет с температурой и при плавлении. Если интерпретировать эти пики как рассмотренную выше центральную линию, связанную с флуктуациями температуры, то возникают следующие противоречия.

1. Ширины пиков, определяемые из наклона бериллиевой границы ($\sim 0,5$ и $\sim 1 \text{ мэв}$ при 280 и 350° C соответственно), очень малы по сравнению с ожидаемыми по формуле (1) ($q = 0,24 \pm 0,08 \text{ \AA}^{-1}$, $\Gamma(280^\circ \text{ C}) > 50 \text{ мэв}$, $\Gamma(350^\circ \text{ C}) > 25 \text{ мэв}$).

2. В работе Турберфилда [6] при $q = 2,2 \text{ \AA}^{-1}$ для жидкого свинца получено уширение $\Gamma \sim 1 \text{ мэв}$. Таким образом, не наблюдается ожидаемого увеличения ширины линии пропорционально q^2 . Турберфилд связывает наблюдаемое им уширение с диффузионным движением атомов жидкости. В таком случае при $q = 0,24 \text{ \AA}^{-1}$ уширение должно было бы быть в десятки раз меньше наблюдаемого нами.

Дальнейшее обсуждение природы несмещенного пика необходимо отложить до выяснения причин расхождения результатов, приведенных на рис. 129, с результатами Кокина и Игелстафа [7]. Эти авторы вообще не наблюдали в свинце несмещенного пика при $q < 1 \text{ \AA}^{-1}$, но видели два неупру-

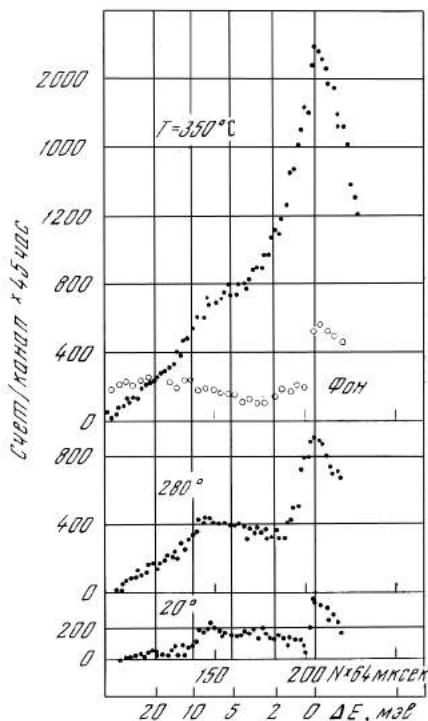


Рис. 129. Спектры неупруго-рассеянных нейтронов от твердого (поликристаллического) и жидкого свинца при температурах 20 , 280 и 350° C , полученные с помощью бериллиевого фильтра

Угол рассеяния $\theta = 6^\circ$; на верхней части рисунка показан фон, измеренный с пустым контейнером

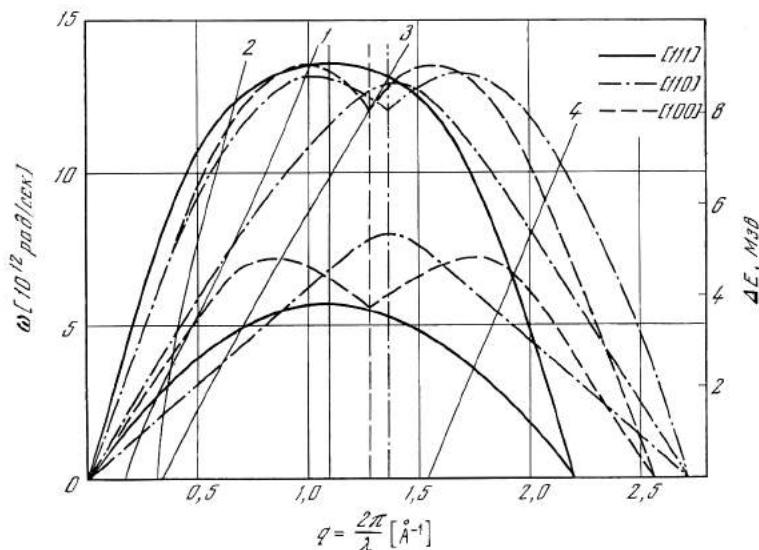


Рис. 130. Дисперсионные кривые для трех направлений в свинце

Вертикальные линии показывают для соответствующих направлений границы 1 зоны Бриллюэна; кривые 1 — 4 изображают законы сохранения импульса и энергии, реализующиеся в данном эксперименте (1—2) и в работе [17] (кривые 3—4) (1 — $E_0 = 5$ мэв, $\theta = 6^\circ$; 2 — $E_0 = 20$ мэв, $\theta = 6^\circ$; 3 — $E_0 = 2,2$ мэв, $\theta = 20^\circ$; 4 — $E_0 = 5$ мэв, $\theta = 60^\circ$)

гих пика: один при $\Delta E \sim 11$ мэв и второй при $\Delta E \sim 3$ мэв. Первый из этих пиков соответствует возбуждению продольных фононов, тогда как происхождение второго остается неясным*.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М., «Наука», 1965.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Изд-во физико-матем. лит-ры, 1959.
3. L. D. Landau, I. Pizszek. *Sov. Phys.*, 5, 172, 1934.
4. Thermal Neutron Scattering. Ed. by P. A. Egelstaff. Academic Press London and New York, 1965.
5. B. N. Brockhouse et al. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. IAEA, Vienna, 1961.
6. K. C. Turberfield. *Proc. Phys. Soc.*, 80, 395, 1962.
7. S. J. Cocking, P. A. Egelstaff. *Phys. Lett.*, 16, 130. 1965.

* Природа несмещенного пика была в дальнейшем изучена в работе: В. В. Голиков, Ж. А. Козлов. УФЖ, 15, 1772, 1970. Установлено, что практически все квазиупругое рассеяние в жидком свинце было обусловлено многократным рассеянием (Прим. ред.).

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ФАЗ СТРУКТУРНЫХ АМПЛИТУД *

В дифракционных опытах измеряемой величиной является интенсивность рассеяния, пропорциональная квадрату модуля структурной амплитуды $|F(\kappa)|^2$:

$$F(\kappa) = \sum_j b_j e^{i\kappa r_j}, \quad (1)$$

где b_j , r_j — амплитуды когерентного рассеяния и радиус-векторы рассеивающих центров; κ — изменение волнового вектора нейтрона при рассеянии. Для восстановления структуры кристалла, т. е. определения всех r_j , требуется, однако, знание не только модулей структурных амплитуд, но и их фаз. Отсутствие сведений о фазах делает расшифровку сложных структур крайне трудной задачей. Хотя существует несколько методов получения частичной информации о фазах [1, 2], общего решения фазовой проблемы еще нет.

В связи с этим представляется полезным рассмотреть некоторые дополнительные возможности, открываемые особенностями взаимодействия нейтронов с веществом.

Рассмотрим кристалл, в элементарной ячейке которого содержится один или несколько парамагнитных центров, например атомы редкоземельных элементов или элементов группы железа. В достаточно сильном магнитном поле H при пониженной температуре атомные магнитные моменты ориентируются, и возникает когерентное магнитное рассеяние нейтронов с амплитудой $\pm b_M$, знак которой зависит от знака проекции спина нейтрона на направление магнитного поля. Структурную амплитуду в этом случае можно записать в виде

$$F = F_N e^{i\varphi_N} + F_M e^{i\varphi_M}, \quad (2)$$

где F_N , F_M — положительные числа; слагаемое $F_N e^{i\varphi_N}$ обусловлено ядерным рассеянием всех атомов; слагаемое $F_M e^{i\varphi_M}$ — магнитным рассеянием парамагнитных центров. Интенсивность отражения пропорциональна величине

$$|F|^2 = F_N^2 + F_M^2 \pm 2F_N F_M \cos(\varphi_N - \varphi_M). \quad (3)$$

Проводя измерения с поляризованным нейтронным пучком при двух знаках поляризации, находим каждую из величин $F_N F_M \cos(\varphi_N - \varphi_M)$ и $F_N^2 + F_M^2$. Когерентное магнитное рассеяние исчезает, если образец не намагничен ($H = 0$) или если он намагничен в направлении вектора рассеяния κ . Из интенсивности рассеяния при этих условиях определяется величина F_N^2 . Комбинируя этот результат с данными предыдущих измерений, получаем F_M^2 и $\cos(\varphi_N - \varphi_M)$, т. е. определяем с точностью до знака сдвиг фаз ядерной и магнитной составляющих структурной амплитуды: $\varphi_N - \varphi_M = \pm \delta$. Так как магнитных атомов в элементарной ячейке кристалла по предположению мало, по измерениям F_M^2 для достаточного числа отражений можно найти положения магнитных атомов и рассчитать фазы. В случае

* ЭЧАЯ, 2, № 4, 975—976, 1972; препринт ОИЯИ РЗ—5554. Дубна, 1970.

кристалла, не обладающего центром симметрии, фаза ядерного отражения определяется двузначно: $\varphi_N = \varphi_M \pm \delta$. Разрешение неоднозначности требует привлечения дополнительных соображений (см., например, работу [2]). Если же кристалл обладает центром симметрии, сдвиг фаз может принимать только одно из двух значений: $\delta = 0$ или $\delta = \pi$, и неоднозначность определения φ_N снимается.

Рассмотренный способ определения фаз основан на возможности управления амплитудой когерентного магнитного рассеяния нейтронов. «Управляемая» амплитуда рассеяния возникает также при рассеянии поляризованных нейтронов на поляризованных ядрах, при так называемом швингеровском рассеянии поляризованных нейтронов и при дифракции нейтронов, резонансных для одного из изотопов, входящих в кристалл. Как известно, амплитуда резонансного рассеяния меняет знак при переходе энергии нейтрона через точный резонанс. Аналогичный эффект имеет место и при упругом резонансном рассеянии γ -квантов, т. е. при использовании эффекта Мёссбауэра*.

Каждый из упомянутых путей управления амплитудой рассеяния позволяет в принципе решить задачу извлечения фаз структурных амплитуд, но с каждым связаны свои трудности. Желательно проанализировать практическую пригодность этих методов применительно к создающимся мощным импульсным источникам для нейтронной спектроскопии и с учетом успехов техники поляризации атомных электронов и ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Лунсон, В. Кокрен. Определение структуры кристаллов. Перев. с англ. М., ИЛ, 1956.
2. A. S. Macdonald, S. K. Sikka. Acta Cryst., B25, 1804, 1969.

* Использование резонансного (аномального) рассеяния нейтронов обсуждалось в работе [2]. Как сообщил проф. Майер-Лейбниц, попытки использования резонансного рассеяния γ -квантов для определения фаз предпринимаются проф. Мёссбауэром.

УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ

НАБЛЮДЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ *

(Совместно с В. И. Луциковым, Ю. Н. Покотиловским и А. В. Стрелковым)

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1959 г. Я. Б. Зельдович [1] показал, что нейтроны со скоростями в диапазоне до 10 м/сек, испытывающие полное отражение от стенок при любых углах падения, могут храниться в замкнутой полости. В. В. Владимирский [2] рассмотрел хранение нейтронов в магнитных «бутылках». Как было отмечено [3], идея хранения нейтронов открывает путь повышения точности измерения электрического дипольного момента нейтрона, что актуально для проблемы несохранения СР-четности. В связи с этим мы предприняли экспериментальную проверку возможности извлечения и удержания ультрахолодных нейтронов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Расположение опыта представлено на рис. 131. Источником нейтронов служил импульсный реактор ИБР [4], работавший на средней мощности 6 квт при частоте повторения вспышек один раз в 5 сек. Поток тепловых нейтронов в полиэтиленовом замедлителе 3 составлял $\Phi_0 = 1,6 \cdot 10^{10}$ н/см²·сек. Этот замедлитель помещался в стандартной медной трубе 4 с внутренним диаметром 9,4 см и длиной 10,5 м, внутренняя поверхность которой была протравлена до блеска; в трубе поддерживался вакуум $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. Нейтронные детекторы 11, 12 представляли собой фотоумножители ФЭУ-13, покрытые сцинтиллирующим слоем ZnS и тонким ($\sim 0,05$ мг/см² Li⁶) слоем соединения лития. Детекторы, рабочая поверхность каждого из которых составляла 12 см², помещались на изогнутом конце трубы 4 вне прямой видимости из замедлителя. До них могли доходить практически только нейтроны, вылетающие из замедлителя 3 со скоростями, меньшими

$$v_{гр} = \frac{2\hbar}{m} (\pi N b)^{1/2}, \quad (1)$$

которые испытывают полное отражение даже при нормальном падении на стенку [5]. В (1) m — масса нейтрона, N — число ядер в 1 см³, b — когерентная длина рассеяния. Для меди $v_{гр} = 5,7$ м/сек.

Детекторы поочередно могли закрываться тонкой медной шторкой. Шторка практически прозрачна для нейтронов с нормальной слагающей

* Препринт ОИЯИ РЗ-4127. Дубна, 1968; сокращенный текст: Письма в ЖЭТФ, 9, № 1, 40-45, 1969.

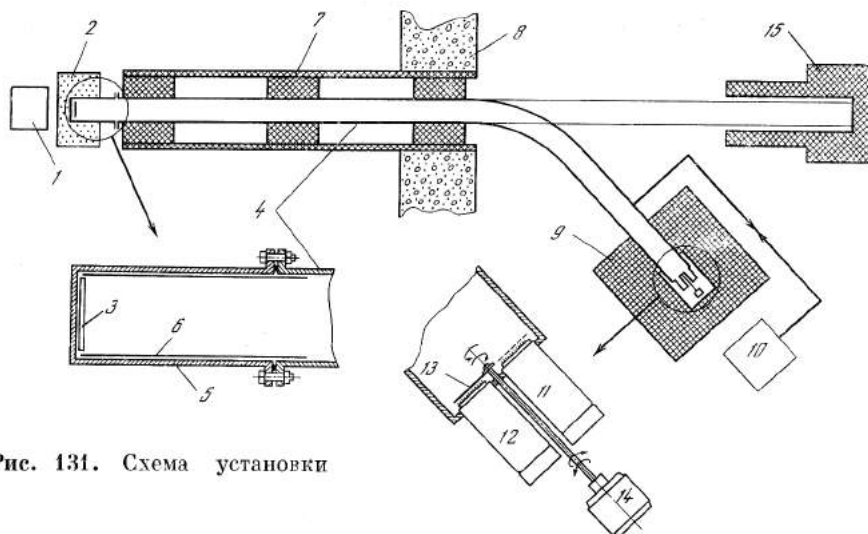


Рис. 131. Схема установки

1 — реактор ИБР; 2, 3 — замедлитель (2 — парафин, 3 — слой полиэтилена толщиной 1 мм); 4 — медная труба с внутренним диаметром 9,4 см, полной длиной 10,5 м; 5 — алюминиевая труба; 6 — цилиндр из медной фольги; 7 — защита (парафин с карбидом бора); 8 — двухметровая бетонная стена зала реактора; 9 — защита детектора (парафин); 10 — система отгачки и наполнения трубы; 11, 12 — детекторы (ФЭУ-13 со слоями ZnS или ZnS + соединение лития); 13 — медная шторка (зазор между шторкой и детектором < 1 мм); 14 — механизм перемещения шторки; 15 — ловушка прямого пучка

скорости, большей $v_{гр}$, но должна полностью отражать нейтроны при $v < v_{гр}$. Шторка передвигалась каждые 200 сек. Импульсы детекторов подавались на пересчетные схемы, которые для уменьшения фона запирались на 0,3—0,7 сек после каждой вспышки реактора. В части измерений импульсы подавались также на многоканальный временной анализатор, перекрывающий почти весь интервал между вспышками реактора. Результаты измерений представлены в табл. 1*.

Как видно из таблицы, скорость счета детекторов уменьшалась примерно в три раза, когда они закрывались шторкой. В то же время в измерении без литиевого слоя шторка не влияла на скорость счета, что указывает на отсутствие заметного фона, обусловленного световыми квантами или заряженными частицами.

На рис. 132 приведен временной спектр эффекта и фона. В пределах ошибок эффект постоянен. Это согласуется с предположением о том, что в опыте регистрируются ультрахолодные нейтроны, диффундирующие вдоль медной трубы в течение времени, много большего 5-секундного интервала между вспышками. Для оценки времени диффузии было измерено влияние заполнения трубы газообразным гелием.

* Значения фона, указанные в табл. 1, исправлены на 5%-ное увеличение эффективности детектора при закрытии его шторкой. Этот эффект, наблюдаемый в контрольных опытах с постоянным нейтронным источником, может быть связан с изменением коэффициента отражения света или конфигурации электрического поля в ФЭУ (фотокатод был под напряжением, а шторка заземлена). Поправка на регистрацию нейтронов, проникающих через зазор ~1 мм между поверхностью детектора и шторкой, не вводилась.

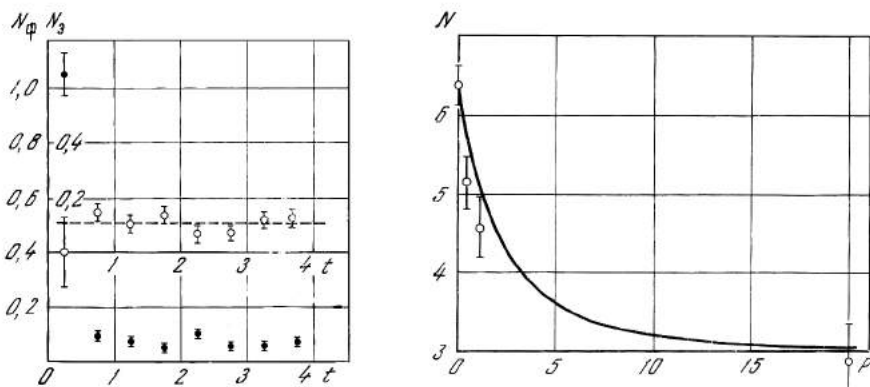


Рис. 132. Зависимость фона N_{ϕ} (темные кружки) и эффекта N_0 (светлые кружки) — разности счетов без шторки и со шторкой от времени запаздывания t (сек) относительно вспышки реактора

По оси ординат сложено число отсчетов за 100 сек

Рис. 133. Зависимость скорости счета ультрахолодных нейтронов N (отсчетов за 1000 сек) от давления гелия в трубе P (мм рт. ст.)

Теоретическая кривая нормирована к экспериментальному значению N при $P = 0$

Т а б л и ц а 1

Числа отсчетов за 100 сек

Детектор *	Толщина медной шторки, мм	Фон (детектор закрыт шторкой)	Эффект			
			открыт один детектор		открыты оба детектора	
			эксперимент **	теория ***	эксперимент **	теория ***
ZnS	1,8	$0,20 \pm 0,07$	$0,08 \pm 0,10$			
ZnS + LiF	1,8	$0,44 \pm 0,05$	$0,76 \pm 0,10$	0,67	$0,72 \pm 0,21$	0,38 (0,22)
ZnS + LiOH·H ₂ O	1,8	$0,45 \pm 0,05$	$0,73 \pm 0,09$	0,82 (1,33)	$0,70 \pm 0,20$	0,62 (1,16)
ZnS + LiOH·H ₂ O	15 ****	$0,71 \pm 0,06$	$1,0 \pm 0,13$			

* Использовался литий с 80%-ным содержанием Li^6 . Слой LiF был нанесен поверх слоя ZnS. На втором детекторе на слой ZnS накапывался водный раствор LiOH·H₂O и затем вода удалялась нагревом; по-видимому, LiOH·H₂O находился внутри слоя ZnS, а не на его поверхности. Расчет поглощения нейтронов этим детектором проводился в двух предположениях: а) отражение нейтронов от поверхности детектора определяется слоем ZnS, б) отражение определяется слоем LiOH·H₂O. Результаты расчета в предположении б) приведены в столбцах «теория» в скобках.

** Приводится разность скоростей счета детектора при открытой и закрытой шторке.

*** Погрешности измерения потока тепловых нейтронов и эффективности регистрации продуктов реакции Li^6 (n, α) приводят к погрешности расчетных значений эффекта $\pm 30\%$, не считая ошибки, вызванной неточностью использованного в расчетах допущения об изотропии углового распределения тепловых нейтронов в замедлителе Z .

**** Время запирания после вспышки — 0,3 сек. В остальных измерениях — 0,7 сек.

При соударении с атомом гелия нейтрон приобретает скорость порядка средней тепловой скорости атомов гелия ($\bar{v}_{\text{He}} = 1250$ м/сек) и выходит из трубы. Среднее время жизни нейтрона до столкновения с атомом гелия равно

$$T_{\text{He}} = (N_{\text{He}} \bar{v}_{\text{He}} \sigma_{\text{He}})^{-1} = 250/P \text{ сек}, \quad (2)$$

где N_{He} — число атомов гелия в 1 см³; σ_{He} — полное сечение рассеяния нейтронов на покоящемся свободном атоме гелия; P — давление гелия в мм рт. ст. Согласно [6], $\sigma_{\text{He}} = 0,73 \pm 0,05$ б. Анализ использованного нами газа показал, что он содержит в качестве примесей 0,16 объемных % H₂O и 0,148% N₂. С учетом этого в (2) и (8) подставлялось значение $\sigma_{\text{He}} = 0,9$ б. Результаты опыта (среднее по двум детекторам) представлены на рис. 133. Давление 1 мм рт. ст. приводит к уменьшению эффекта примерно в два раза. На основании (2) отсюда следует, что среднее время диффузии нейтронов от замедлителя до детектора составляет примерно 200 сек.

3. ТЕОРИЯ

Количественный анализ описанных экспериментов проводился с помощью элементарной теории диффузии. После усреднения по времени уравнение диффузии и граничные условия для нейтронов со скоростью v записываются в следующем виде:

$$\frac{d^2 n(z)}{dz^2} - \frac{n(z)}{L^2} = 0, \quad (3)$$

$$n = n_0 \quad \text{при } z = 0, \quad (4)$$

$$-D \frac{dn}{dz} = \frac{S}{\pi R^2} \frac{nv}{4} \bar{\mu}_d \quad \text{при } z = l. \quad (5)$$

Здесь $n(z)$ — плотность нейтронов в функции расстояния z вдоль трубы от замедлителя, расположенного при $z = 0$; l , R — соответственно длина и внутренний радиус трубы; S — площадь детектора; D — коэффициент диффузии нейтронов. При полностью диффузном отражении на стенках трубы

$$D = \frac{2}{3} Rv, \quad (6)$$

L — диффузионная длина нейтрона:

$$L^2 = DT, \quad (7)$$

где T — среднее время жизни нейтрона в трубе:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{\tau} + \frac{v}{2R} \bar{\mu} + N_{\text{He}} \bar{v}_{\text{He}} \sigma_{\text{He}}, \quad (8)$$

$\tau = 10^3$ сек — среднее время жизни нейтрона по отношению к β -распаду; $\bar{\mu}$ и $\bar{\mu}_d$ — усредненная по углу падения вероятность поглощения нейтрона при столкновении соответственно со стенкой трубы и с поверхностью детектора. Коэффициенты $\bar{\mu}$ и $\bar{\mu}_d$ рассчитывались по формулам

$$\bar{\mu} = 2 \int_0^{\pi/2} \mu(\Theta) \cos \Theta \sin \Theta d\Theta, \quad (9)$$

$$\mu(\Theta) = \frac{2 \sqrt{2} |x| \sqrt{\sqrt{(x^2-1)^2 + \eta^2} + x^2 - 1}}{x^2 + \sqrt{(x^2-1)^2 + \eta^2} + \sqrt{2} x \sqrt{\sqrt{(x^2-1)^2 + \eta^2} + x^2 - 1}},$$

где Θ — угол между направлением полета нейтрона и нормалью к поверхности;

$$x^2 = \frac{v^2 \cos^2 \Theta}{4\pi N \operatorname{Re} b} \frac{m^2}{\hbar^2}, \quad (10)$$

$$\eta = \frac{(\sigma_c + \sigma_{н.у})/\lambda}{2 \operatorname{Re} b}, \quad (11)$$

$\operatorname{Re} b$ — действительная часть когерентной длины рассеяния; σ_c — сечение захвата нейтрона; $\sigma_{н.у}$ — сечение неупругого рассеяния с поглощением фона; λ — длина волны нейтрона.

Выражение (9) справедливо для идеальной плоской поверхности. Граничное условие (5) является хорошим приближением при

$$\frac{S}{\pi R^2} \bar{\mu}_d \ll 1.$$

Решение системы (3) — (5) имеет вид

$$n = n_0 \frac{\operatorname{ch} \frac{l-z}{L} + \gamma \operatorname{sh} \frac{l-z}{L}}{\operatorname{ch} \frac{l}{L} + \gamma \operatorname{sh} \frac{l}{L}}, \quad (12)$$

где

$$\gamma = \frac{3}{8\pi} \frac{LS}{R^3} \bar{\mu}_d. \quad (13)$$

Для скорости счета детектора отсюда следует:

$$J = \frac{n_0 v}{4} \bar{\mu}_d S \varepsilon \xi \frac{1}{\operatorname{ch} l/L + \gamma \operatorname{sh} l/L}, \quad (14)$$

где ε — эффективность регистрации поглощенного нейтрона детектором; ξ — доля периода между вспышками реактора, в течение которой производится регистрация нейтронов. Это выражение необходимо усреднить по спектру нейтронов в замедлителе, который предполагаем максвелловским:

$$d(n_0 v) = 2\Phi_0 \left(\frac{v_{гp}}{v_0}\right)^4 y^3 dy, \quad (15)$$

где Φ_0 — поток тепловых нейтронов в замедлителе; v_0 — наиболее вероятная скорость тепловых нейтронов; $y = v/v_{гp}$. Предполагается, что $v \ll v_0$ и что не происходит отражения нейтронов от границы замедлитель — вакуум. Для полиэтилена последнее условие достаточно хорошо выполняется, так как суммарная длина рассеяния группы CH_2 очень мала. Таким образом, интегральная скорость счета ультрахолодных нейтронов (УХН) равна:

$$J = \frac{1}{2} \Phi_0 \left(\frac{v_{гp}}{v_0}\right)^4 \varepsilon \xi S \int_0^1 \frac{y^3 \bar{\mu}_d dy}{\operatorname{ch} \frac{l}{L} + \gamma \operatorname{sh} \frac{l}{L}}. \quad (16)$$

В (16) не учтены следующие эффекты, которыми в условиях и в пределах точности данного эксперимента можно пренебречь:

а) вклад нейтронов со скоростью $v > v_{гp}$ ($y > 1$);

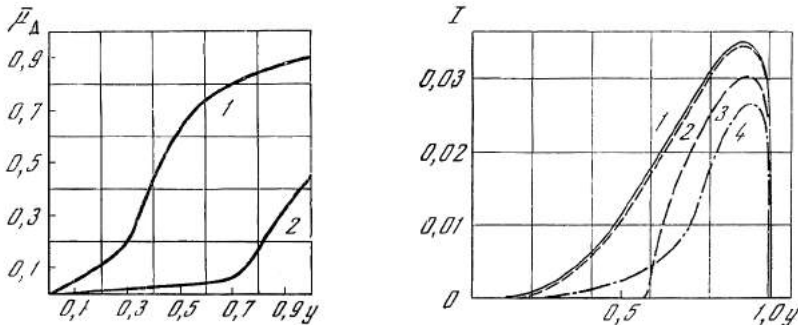


Рис. 134. Усредненный по углам коэффициент поглощения нейтронов $\bar{\mu}_D$ в зависимости от относительной скорости нейтрона $y = v/v_{гр}$ Cu

1 — поверхность детектора покрыта слоем $\text{Li}_{0,8}^6\text{Li}_{0,2}^7\text{OH}\cdot\text{H}_2\text{O}$; 2 — поверхность детектора покрыта слоем $\text{Li}_{0,8}^6\text{Li}_{0,2}^7\text{F}$

Рис. 135. Спектр нейтронов (в относительных единицах), регистрируемый различными детекторами

1 — идеальный детектор ($\bar{\mu}_D = 1$); 2 — детектор со слоем $\text{Li}_{0,8}^6\text{Li}_{0,2}^7\text{OH}\cdot\text{H}_2\text{O}$; 3 — поверхностный слой детектора ZnS; 4 — детектор со слоем $\text{Li}_{0,8}^6\text{Li}_{0,2}^7\text{F}$

б) вариации скорости нейтрона при изменении его положения по вертикали в пределах диаметра трубы;

в) добавочное поглощение нейтронов в соединениях секций трубы, в откатном трубопроводе ϕ 1 см, в открытой нейтронам части стеклянной поверхности ФЭУ (площадь около 5 см^2).

На рис. 134 приведены расчетные коэффициенты поглощения нейтронов в детекторах $\bar{\mu}_D$ в функции $y = v/v_{гр}$. На рис. 135 представлены спектры регистрируемых нейтронов (подынтегральная функция в (16)). В расчетах принималось, что для меди ($\sigma_{н.у} + \sigma_c$) $\sqrt{E} = 0,62 \text{ б эв}^{1/2}$ при $E < 10^{-3} \text{ эв}$, как это следует из данных о полных нейтронных сечениях меди [7]. Считалось также, что для соединений лития неупругим рассеянием можно пренебречь по сравнению с реакцией $\text{Li}^6(n, \alpha)$, сечение которой экстраполировалось по закону $1/v$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Вычисленные скорости счета УХН приведены в табл. 1. Использовались значения $\Phi_0 = (1,6 \pm 0,3) \cdot 10^{10} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$, $v_0 = 2200 \text{ м/сек}$ и $\epsilon = 0,9 \pm \pm 0,1$, полученные из измерений с пропорциональным счетчиком с BF_3 . При определении Φ_0 угловое распределение тепловых нейтронов в районе замедлителя Z (рис. 131) считалось изотропным; указанием в пользу справедливости этого допущения является тот факт, что спектр тепловых нейтронов, измеренный на выходе из трубы 4, соответствует максвелловскому распределению с комнатной температурой.

Измеренные и рассчитанные интенсивности согласуются, если допустить, что отражение УХН от детектора, содержащего $\text{LiOH}\cdot\text{H}_2\text{O}$, определяется не этим соединением, а сернистым цинком. Это допущение представляется

правдоподобным, так как при изготовлении детектора было замечено, что раствор $\text{LiOH} \cdot \text{H}_2\text{O}$ в воде, который накапывался на слой ZnS , покрытый сверху тонкой органической пленкой, проникал тем не менее внутрь этого слоя и пропитывал его. При последующем высушивании $\text{LiOH} \cdot \text{H}_2\text{O}$ должен был осесть на нижней части слоя ZnS .

На рис. 133 сплошной кривой представлена расчетная зависимость интенсивности регистрации УХН от давления гелия, нормированная к экспериментальной интенсивности при отсутствии гелия. Форма кривой практически одинакова для детекторов с LiF , $\text{LiOH} \cdot \text{H}_2\text{O}$ и с отражением нейтронов от ZnS .

Расчетная кривая идет несколько выше экспериментальных точек при $P = 0,5$ и $P = 1,2$ мм рт. ст. Причина расхождения, если считать его реальным, остается неясной. Оно может быть устранено, если а) уменьшить коэффициент поглощения нейтронов в стенках трубы; б) уменьшить их коэффициент диффузии; или в) допустить наличие в использованном гелии большего количества примесей, чем обнаружил анализ исходного газа; или, наконец, г) предположить, что спектр нейтронов почему-то сдвинут в сторону меньших скоростей.

Можно заметить, что в расчетах уже принято минимально возможное значение коэффициента диффузии, соответствующее полностью диффузному отражению нейтронов от стенок трубы. Измерения скорости выделения газов из замедлителя и стенок трубы и анализ временной зависимости эффекта в измерениях с гелием не дают указаний в пользу справедливости допущения в). К сожалению, остановка реактора на реконструкцию не позволила нам продолжить исследования с целью более точного сравнения с теорией.

Поток ультрахолодных нейтронов был незначителен в настоящих опытах не только из-за малой мощности реактора ИБР, но также из-за большого перепада давления нейтронного газа в длинной тонкой шероховатой трубе и из-за поглощения в ее стенках *. Использование зеркального нейтронвода или нейтронвода большого сечения со слабопоглощающим покрытием (например, из бериллия) позволит вывести поток нейтронов со скоростью $v \leq v_{\text{гр}}$, близкий к максимальной величине:

$$\Phi = \frac{1}{8} \Phi_0 \left(\frac{v_{\text{гр}}}{v_0} \right)^4. \quad (17)$$

В (17) Φ_0 — поток тепловых нейтронов у начала нейтронвода; v_0 — наиболее вероятная скорость тепловых нейтронов. При комнатной температуре замедлителя, покрытия из бериллия ($v_{\text{гр}} = 6,8$ м/сек) и при $\Phi_0 = 10^{14}$ н/см²·сек $\Phi = 1,1 \cdot 10^3$ н/см²·сек, что отнюдь немало.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенные результаты доказывают, что ультрахолодные нейтроны образуются и распространяются в соответствии с теоретическими ожиданиями. Это позволяет планировать опыты по измерению периода распада нейтрона и его электрического дипольного момента. Можно полагать, что ультрахолодные нейтроны найдут и другие применения, основанные на использова-

* Для идеального детектора ($\bar{\mu}_d = 1$, $S/\pi R^2 = 0,17$) скорость счета ослабляется по этим причинам соответственно в 25 и 3 раза.

нии их малой энергии ($\sim 10^{-7}$ эв), способности фокусирования и других свойств.

Авторы признательны В. Игнатовичу за полезные обсуждения, а также И. Г. Плохому за проведение анализа примесей в использованном нами гелии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. В. Зельдович. ЖЭТФ, **36**, 1952, 1959.
2. В. В. Владимирский. ЖЭТФ, **39**, 1062, 1960.
3. Ф. Л. Шапиро. УФН, **95**, 146, 1968.
4. Г. Е. Блохин и др. Атомная энергия, **10**, 437, 1961.
5. И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов. Физика нейтронов низких энергий. М., «Наука», 1965.
6. Neutron Cross Sections, BNL-325, Second Edition, Supplement N 2, v. 1, 1964.
7. Neutron Cross Sections, BNL-325, Second Edition, 1958.

ОПЫТЫ

С УЛЬТРАХОЛОДНЫМИ НЕЙТРОНАМИ *

(Совместно с Л. В. Гршигвым**, В. Н. Дворецким**, А. М. Демидовым**, В. И. Луциковым, Ю. Н. Паниным**, Ю. Н. Покотиловским и А. В. Стрелковым)

Ультрахолодными нейтронами (УХН) мы называем нейтроны со скоростью, меньшей $v_0 = (\pi N b)^{1/2} 2\hbar/m$, где N — число ядер в единице объема; b — когерентная длина рассеяния; m — масса нейтрона. Для меди $v_0 = 5,7$ м/сек, для алюминия — 3,2 м/сек. Как отметил Я. В. Зельдович [1], УХН испытывают полное отражение от стенок при любых углах падения и могут ввиду этого храниться в замкнутом сосуде. Авторы [2] извлекли УХН из реактора и подтвердили возможность их хранения. Нейтроны с малыми скоростями, доходящими до области УХН, были получены также в эксперименте [3], поставленном по предложению проф. Майер-Лейбница [4]; они были использованы для проверки закона $1/v$.

В настоящей работе сообщаются результаты более подробных по сравнению с [2] исследований УХН, выполненных на каналах 3 и 4 реактора ИРТ-М Института атомной энергии им. И. В. Курчатова. Схема установки приведена на рис. 136. Нейтронотвод канала 3 был изготовлен из химически полированных медных труб с внутренним диаметром $2R = 9,4$ см. Поток тепловых нейтронов в месте расположения алюминиевого конвертора составлял $2 \cdot 10^8$ н/см²·сек. Скорость счета УХН была 1 н/сек при площади детектора 15 см²; через несколько недель она спадала на порядок. Причина этого явления не вполне ясна, однако интенсивность восстанавливалась при промывке канала обезжиривающим составом.

В канале 4 были установлены электрополированные медные трубы, качество которых проверялось измерениями пропускания УХН на канале 3; были также приняты меры к лучшей изоляции канала от контакта с атмосферой и от загрязнения парами масла; был использован детектор с оптимальной толщиной чувствительного слоя. В результате скорость счета УХН возросла до 5 н/сек, хотя по оценкам поток тепловых нейтронов в канале 4 примерно в 3 раза меньше потока в канале 3. Выход УХН из канала 4 за три ме-

* Phys. Lett., **36В**, № 4, 293, 1971. Русский текст: препринт ОИЯИ РЗ-5392. Дубна, 1970.

** Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова.

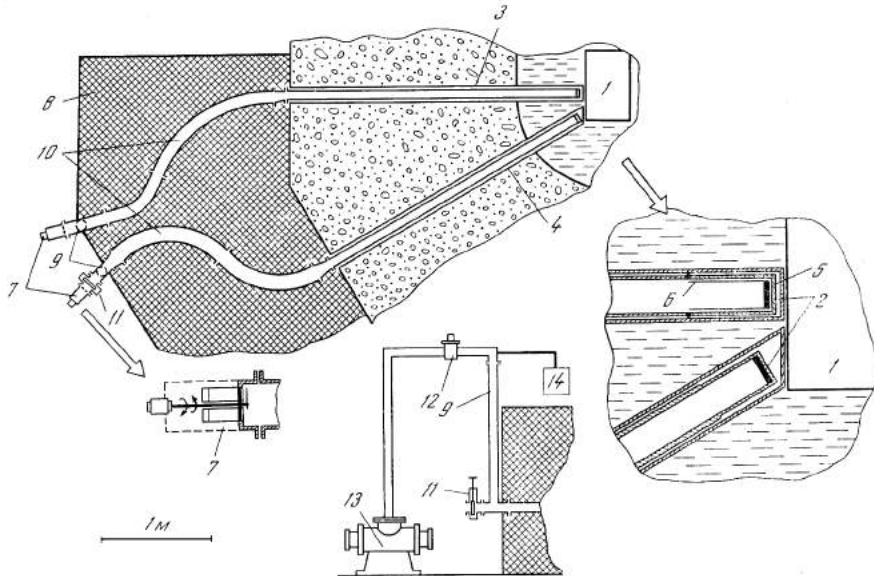


Рис. 136. Схема экспериментальной установки

1 — активная зона реактора; 2 — конвертор УХН; 3 — 3-й канал реактора; 4 — 4-й канал реактора; 5 — алюминиевый стакан; 6 — медная фольга; 7 — детектор УХН (2ФЭУ, сцинтиллятор ZnS, покрытый слоем $\text{LiOH} \cdot \text{H}_2\text{O}$ с 80%-ным содержанием Li^{6}); 8 — защита прямого пучка; 9 — вертикальный участок нейтропровода для вакуумной откачки; 10 — изогнутые участки нейтропроводов; 11 — шиббер; 12 — азотная ловушка; 13 — турбомолекулярный насос; 14 — система наполнения и контроля давления гелия

сяца уменьшился в 3 раза. Фон, вызванный нейтронами со скоростями, большими граничной скорости меди, измерялся, как и в [2], закрытием детектора медной шторкой толщиной несколько $\mu\text{м}$. Он составлял на выходе канала $\sim 50\%$ от счета УХН, но спал в 10 раз при установке детектора за дополнительным прямоугольным коленом; скорость счета УХН при этом уменьшалась примерно на 30%.

Спектр нейтронов, выходящих из канала 4, измерялся с помощью устройства, изображенного схематически на рис. 137, а. Высота h подъема колена, изготовленного из электрополированных медных труб внутренним диаметром 9,4 см, изменялась вращением его вокруг оси пучка. При $h > 0$ до детектора доходят нейтроны с энергией $H \geq h$ (за меру энергии принята максимальная высота подъема в поле тяжести $H = v^2/2g$). При $h < 0$ нейтроны с энергией $H > H_{\text{max}} - |h|$, где $H_{\text{max}} = v_0^2/2g$, падая на дно колена, приобретают скорость, большую, чем v_0 , и поглощаются в стенках; таким образом, детектора достигают нейтроны с энергией $H \leq H_{\text{max}} + h$. Результаты измерений прохождения УХН через колено приведены на рис. 137, б. Сплошные кривые на этом рисунке рассчитаны в предположении, что спектр потока УХН соответствует «хвосту» максвелловского распределения, ограниченного сверху и снизу, т. е. $H_{\text{min}} \leq H \leq H_{\text{max}}$,

$$\Phi(H) dH = \text{const } H dH. \quad (1)$$

При этом в вакууме минимальная скорость нейтронов, выходящих из алюминиевого конвертора, равна граничной скорости для алюминия, т. е.

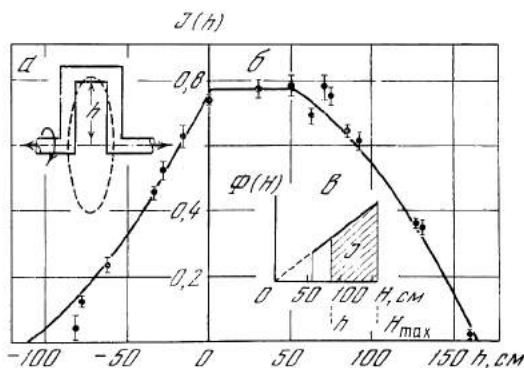


Рис. 137. Поворотное колено для измерения спектра УХН (а), прохождение УХН через колено на канале 4 (б) и предполагаемый спектр УХН (в)

$H_{\min} = 0,52$ м; максимальная скорость нейтронов, распространяющихся по медной трубе, равна граничной скорости меди, т. е. $H_{\max} = 1,65$ м (рис. 137, в). Как видно, спектр УХН в основных чертах соответствует теоретически ожидаемому.

Спектр УХН оценивался также с помощью измерений по схеме рис. 138, б. Можно показать, что скорость счета детектора УХН, приподнятого на высоту h , равна

$$J(h) = \text{const} \int_{H_1}^{H_2} \left(1 - \frac{h}{H}\right) \Phi(H) dH, \quad (2)$$

где

$$H_1 = h, \quad H_2 = H_{\max} \text{ при } h > 0;$$

$$H_1 = 0, \quad H_2 = H_{\max} + h \text{ при } h < 0.$$

На рис. 138, а приведены результаты измерения $J(h)$, а также кривая, вычисленная с помощью (2) для спектра (1). Если для канала 4 имеется пример-

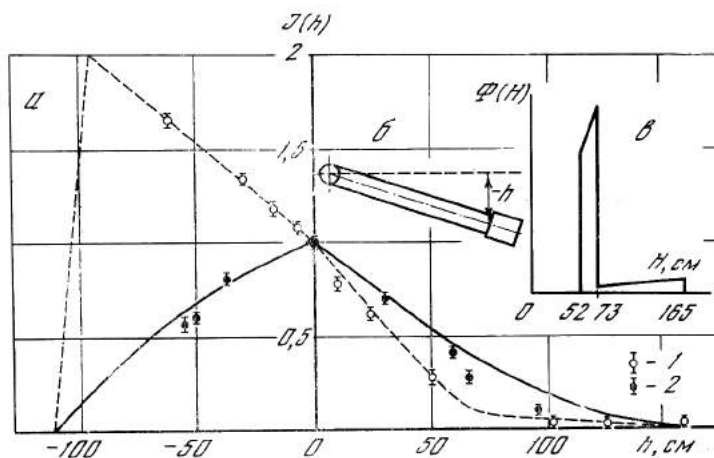


Рис. 138. Схема измерений зависимости $J(h)$ (б) и результаты измерений $J(h)$ на канале 3 (1) и на канале 4 (2) (а); сплошная и пунктирная кривые вычислены по формуле (2) для спектров рис. 137, в и рис. 138, в соответственно

ное согласие с теорией, то для канала \mathcal{Z} при опускании детектора вместо ожидаемого падения наблюдается рост интенсивности. Это означает, что спектр УХН канала \mathcal{Z} обеднен нейтронами со скоростями, близкими к v_0 . Эту особенность можно понять, если допустить, что участок нейтронотода вблизи активной зоны реактора покрылся соединением, обладающим меньшей граничной скоростью, чем чистая медь (например, для соединения $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$, возникающего при радиационной коррозии меди на воздухе, $v_0 = 3,7$ м/сек). Пунктирная кривая на рис. 138, б соответствует спектру рис. 138, в, $3/4$ площади которого заключено между $v = 3,2$ м/сек и $v = 3,7$ м/сек. Эта кривая приведена только для иллюстрации масштаба отклонения спектра канала \mathcal{Z} от (1). Элементарная теория диффузии приводит к следующему выражению для скорости счета УХН [2]:

$$J = \frac{n_0 v S_d}{4(\text{ch } l/L + y \text{ sh } l/L)} \xrightarrow{l/L \gg 1} \frac{n_0 v S_d e^{-l/L}}{2(1+y)}. \quad (3)$$

Здесь n — плотность УХН у источника; S_d — площадь детектора; l — длина трубы от источника до детектора; L — диффузионная длина, определяемая известным выражением

$$L^2 = DT, \quad (4)$$

где D — коэффициент диффузии; T — среднее время жизни УХН до поглощения (точнее, до поглощения или до выхода из интервала скоростей $v \ll v_0$):

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{\tau} + v \langle \frac{\mu}{d} \rangle + \lambda P_{\text{He}}. \quad (5)$$

В (5) τ — среднее время жизни нейтрона для β -распада; μ — вероятность поглощения УХН при одном соударении со стенкой; d — пробег УХН между двумя последовательными столкновениями со стенкой; скобки означают усреднение по направлениям полета нейтрона; P_{He} — давление газообразного гелия, который в некоторых опытах вводился в трубу; $\lambda = 3,3 \cdot 10^{-3}$ сек $^{-1}$. (м.м рт. ст.) $^{-1}$. Наконец, в (3)

$$y = \frac{Lv}{4D} \frac{S_\alpha + S_d}{S_t},$$

S_α — площадь поглотителя УХН на конце трубы; S_t — площадь сечения трубы; S_d — площадь детектора.

Опыты показали, что выражение (3) неплохо описывает распространение УХН, несмотря на наличие спектра скоростей. На рис. 139 представлены результаты измерений зависимости $J(l)$. Экспоненциальная зависимость (3) удовлетворяется, причем для диффузионной длины получается значение $L = 4,7 \pm 0,1$ м. На рис. 140 представлена зависимость $J(S_d)$ при постоянной площади детектора, которая в этом измерении составляла $4,5$ см 2 . Выражение (3) снова справедливо в пределах точности измерений; используя полученное выше значение L и среднюю скорость нейтрона для спектра (1) $v = 4,8$ м/сек, находим коэффициент диффузии $D = 1,7 \pm 0,2$ м 2 /сек. Эта величина в 10—13 раз больше коэффициента диффузии $D = 2Rv/3$, соответствующего полностью диффузному отражению нейтронов от стенок трубы. На рис. 141 приведены измерения зависимости скорости счета УХН от

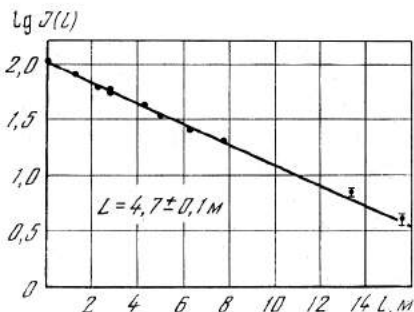
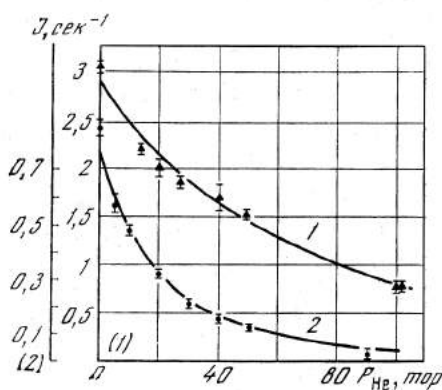
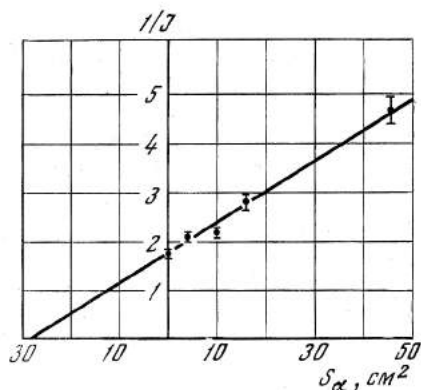


Рис. 139. Зависимость скорости счета УХН от длины нейтропровода (канал 4)

Рис. 140. Зависимость скорости счета УХН от площади поглотителя, установленного на конце нейтропровода (канал 4)

Рис. 141. Зависимость скорости счета УХН от давления гелия в нейтропроводе (канал 4) для длин нейтропроводов 5,4 м (1) и 11,7 м (2)



давления гелия в трубе. Сплошные кривые вычислены по формуле (3); при известных L и D единственным свободным параметром этих расчетов является начальный поток УХН $n_0 v/4$. Из нормировки к экспериментальным точкам для него получается значение $n_0 v/4 = 0,8 \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$ * оно заметно меньше ожидаемой величины

$$\frac{n_0 v}{4} = \frac{1}{8} F_T \left(\frac{v_0}{v_T} \right)^4 \frac{\sigma_{ie}}{\sigma_{ie} + \sigma_\alpha} = 5 \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек},$$

где $F_T \approx 7 \cdot 10^{12} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$ — поток тепловых нейтронов на алюминиевом конверторе; v_T — наиболее вероятная скорость теплового спектра (v_T принималось равным 2600 м/сек); σ_{ie} , σ_α — сечения неупругого рассеяния и захвата УХН в конверторе; для алюминия при 400° К $\sigma_{ie}/(\sigma_{ie} + \sigma_\alpha) = 0,19$ [5].

Среднее время жизни нейтрона в электрополированной медной трубе диаметром $9,4 \text{ см}$, вычисленное из значений L и D , оказывается равным $T = 13 \pm 15 \text{ сек}$, что соответствует среднему числу ударов о стенку до поглощения $\nu = 1/\mu \approx 10^8$. Ожидаемое означение для идеально гладкой поверхности чистой меди для спектра рис. 137, ν примерно в пять раз больше (ср. выражение для μ , приведенное в [2]).

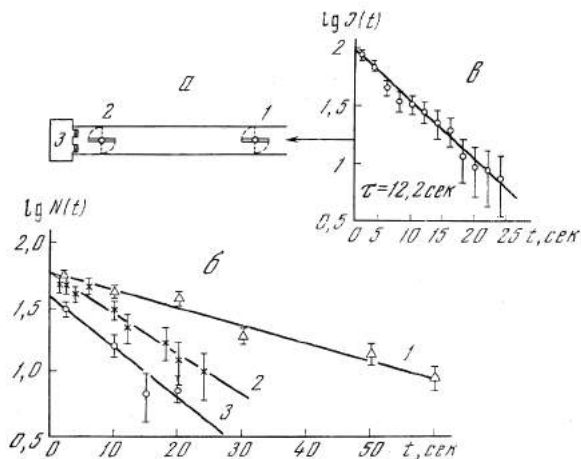
* Приведено к скорости счета 5 н/сек на выходе канала 4 при $P_{\text{He}} = 0$. Эффективность детектора предполагается равной 1; есть основания думать, что она близка к 1, хотя прямыми опытами это не проверялось. Значения $n_0 v/4$ для двух кривых рис. 141 отличаются на 20%.

Нами проводились также и прямые измерения времени жизни нейтронов в замкнутом сосуде; схема и некоторые результаты измерений приведены на рис. 142. Для меди наблюдались значения τ в пределах 500—1500; в этих же пределах наблюдались значения τ для бериллия, пиролитического графита и тефлона, хотя для них ожидаемое значение τ в 20—30 раз больше, чем для меди.

Простейшая гипотеза, объясняющая эти наблюдения, состоит в том, что уменьшение времени жизни обусловлено водяной или другой водородсодер-

Рис. 142. Схема измерения времени жизни нейтронов в замкнутом сосуде (сосуд ϕ 14 см, длина 174 см) (а), зависимость числа оставшихся нейтронов от времени t хранения нейтронов в сосуде (б) и скорость счета УХН в зависимости от времени с момента открытия выпускной заслонки (канал 3) (в)

а: 1, 2 — выпускная и выпускная заслонки; 3 — детектор УХН; б: 1 — для химически полированной медной поверхности, среднее время жизни $T = 33$ сек (канал 3); 2 — для необработанной медной фольги, $T = 14$ сек (канал 3); 3 — для пирографита, $T = 11$ сек (канал 4)



жащей пленкой, толщина которой должна быть порядка 400 Å. При нагреве сосуда в вакууме такая пленка должна улетучиваться. Охлаждение сосуда должно приводить к уменьшению сечения неупругого рассеяния нейтронов на пленке. В обоих случаях время жизни нейтрона должно возрастать. Беглые измерения с медью при температуре 250° С и с графитом при температуре — 190° С не обнаружили большого изменения времени хранения. Таким образом, гипотеза пленки не подтвердилась; однако и опыты не были достаточно подробными, чтобы можно было считать ее опровергнутой. Вопрос о причине расхождения между наблюдаемыми в наших опытах временами хранения и элементарной теорией [2], относящейся к поверхности без пор и шероховатостей, остается открытым для дальнейшего изучения. Отметим только, что с помощью опытов типа, показанных на рис. 137 и 138, мы убедились, что при распространении УХН по медным трубам не происходит (в пределах точности измерений) постепенного разогревания УХН, которое могло бы в принципе вызываться вибрациями стенок или флуктуирующими магнитными полями.

Настоящие эксперименты подтверждают основной вывод работы [2] о возможности извлечения УХН из реактора и их хранения. Количественно результаты [2] отличаются от данных настоящей работы гораздо более крутой зависимостью скорости счета УХН от давления гелия, согласующейся с диффузным характером рассеяния нейтронов на стенках и временем их жизни, близким к предсказываемому теорией. Расхождение может быть связано с различием в состоянии нейтронпроводов. Не исключено, однако, что в какой-то мере оно обусловлено примесями к гелию в работе [2], в частности

продуктами расщепления полиэтиленового радиатора УХН под действием излучения реактора.

Авторы благодарят А. П. Александрова и И. М. Франка за интерес к работе, Я. Б. Зельдовича за полезное обсуждение, В. Н. Чернышевича и персонал реактора ИРТ-М за внимание и помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1952, 1959.
2. В. И. Луциков, Ю. Н. Покопиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-4127. Дубна, 1968; Письма ЖЭТФ, 9, 40, 1969.
3. А. Steyerl. Phys. Lett., 29B, 1, 33, 1969.
4. Konferenzbericht Diskussionsantagung Neutronenphysik an Forscugsreaktoren, April 25—28 (1967) Jülich, p. 217.
5. L. S. Kothari, K. S. Singwi. Phil. Mag., 2, 694, 1957.

О НАКОПЛЕНИИ НЕЙТРОНОВ *

Как известно [1], в замкнутом сосуде могут храниться нейтроны со скоростью, меньшей граничной скорости

$$v_{\text{гр}} = 2\hbar (\pi N b)^{1/2} / m, \quad (1)$$

где m — масса нейтрона; N — число ядер в 1 см^3 , b — когерентная длина рассеяния. Для бериллия $v_{\text{гр}} = 6,8 \text{ м/сек}$.

Принципиальный предел числа нейтронов, которые можно удержать в сосуде, задается статистикой Ферми; скорость нейтронов на границе распределения Ферми должна быть меньше граничной скорости удержания $v_{\text{гр}}$. Этот предел недостижимо высок: для бериллиевого сосуда предельная плотность равна $4 \cdot 10^{16} \text{ н/см}^3$.

Каков предел накопления нейтронов при современном уровне техники?

Плотность ультрахолодных нейтронов (УХН) внутри замедлителя равна

$$n = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} n_T (E_{\text{гр}}/T)^{3/2}, \quad (2)$$

где $E = mv_{\text{гр}}^2/2$; T — температура нейтронного газа (спектр тепловых нейтронов предполагается максвелловским); n_T — плотность тепловых нейтронов.

Потоку тепловых нейтронов $\Phi_T = 10^{15} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$ соответствует плотность $n_T = 4 \cdot 10^9 \text{ н/см}^3$. При охлаждении замедлителя остается постоянной плотность, если диффузионная длина тепловых нейтронов мала по сравнению с длиной замедления и с размерами замедлителя, и остается постоянным поток в противоположном случае. Будем исходить из первого, менее выгодного предположения. Подставляя в (5) $T = 20^\circ \text{ К}$ и $E_{\text{гр}} = 2,4 \cdot 10^{-7} \text{ эв}$ (бериллий), находим $n = 5 \cdot 10^3 \text{ н/см}^3$.

Достижимая плотность УХН не может превышать плотность УХН в замедлителе независимо от способа их получения — непосредственным излучением, как в работах [2—4], или путем замедления более быстрых нейтронов при помощи движущихся зеркал, как предлагается в работах [5—7].

* ЭЧАЯ, 2, № 4, 975—979, 1972; препринт ОИЯИ РЗ—5554. Дубна, 1970.

Это утверждение является следствием известной теоремы Лиувилля о постоянстве функции распределения в фазовом пространстве. Пусть $dv = \rho(p, q, t) dp dq$ — число частиц в элементе фазового объема $dp dq$ в момент времени t . Теорема Лиувилля утверждает, что вдоль фазовой траектории $\rho = \text{const}$, т. е. $\rho(p', q', t') = \rho(p, q, t)$, где p', q' — точка фазового пространства, в окрестность которой частицы переходят к моменту t' . Теорема применима, если силы, действующие на частицу, определяются потенциалом, в том числе зависящим от времени. Зеркальное отражение нейтронов можно рассматривать как результат действия потенциала $u = 2\pi\hbar^2 N(\mathbf{r}) b/m$, т. е. теорема Лиувилля остается справедливой при наличии движущихся зеркал (а также и переменных магнитных полей).

Интегральная плотность УХН равна, очевидно,

$$n = \int \frac{dv}{dq'} dp' = \int \rho(p', q') dp' = \langle \rho(p', q') \rangle (4\pi/3) p_{\text{Гр}}^3,$$

где $p_{\text{Гр}} = mv_{\text{Гр}}$; $(4\pi/3) p_{\text{Гр}}^3$ — объем пространства импульсов УХН. Для газа тепловых нейтронов $\rho(p, q) = \text{const} e^{-E/T}$. Так как $\rho(p', q') = \rho(p, q) = \text{const} e^{-E/T}$, плотность УХН не зависит от исходной энергии E нейтронов, замедляемых до области УХН, если $E \ll T$, и уменьшается с ростом E при $E \gg T$.

Хотя механические замедлители нейтронов в принципе не дают выигрыша по сравнению с собиранием «готовых» УХН из реактора, на практике они могут оказаться полезными. Действительно, из-за роста сечений поглощения по закону $1/v$ прямое извлечение УХН из толстостенного сосуда с жидководородным замедлителем вряд ли возможно. В то же время охлажденные замедлители может дать увеличение выхода УХН до двух порядков. Как сообщил профессор Майер-Лейбниц, именно в связи с этим при новом мощном реакторе в Гренобле намечено создание «турбины Штайерла» [5].

С точки зрения увеличения плотности накопленных нейтронов интересны магнитные ловушки, предложенные В. В. Владимирским [8]. В тороидальной ловушке ограничена только поперечная (радиальная) компонента импульса нейтрона ($p_T^2/2m \leq \mu H$), тогда как продольная (касательная) слагающая может находиться в диапазоне, ширина которого растет с диаметром орбиты.

Увеличение объема пространства импульсов приводит к увеличению плотности нейтронов. По-видимому, может быть получен выигрыш порядка десяти.

Увеличение плотности накопленных нейтронов может быть достигнуто использованием импульсного реактора*. Если в (2) под n_T подразумевать среднюю плотность тепловых нейтронов (определяемую средней мощностью реактора), то плотность в момент вспышки реактора будет равна

$$n_{\text{имп}} = n \frac{\theta}{\tau}, \quad (3)$$

где τ — среднее время жизни нейтрона в замедлителе; θ — интервал между вспышками реактора. Если после вспышки реактора быстро изолировать ловушку, то плотность накопленных нейтронов в пределе может соответствовать импульсной мощности реактора. Разумеется, возникнут потери, связанные, например, с растяжкой нейтронной вспышки на входе в ловушку

* Простейшая схема извлечения УХН из импульсного реактора обсуждена в работе [9].

из-за разброса скоростей, с поглощением нейтронов в стенках ловушки и т. п. Не вдаваясь в детали, для оптимистической оценки положим выигрыш, равным $\theta/10\tau$. Реактор ИБР-30 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ работает со средней мощностью 30 квт и максимальным интервалом между вспышками $\theta = 10$ сек; средняя плотность тепловых нейтронов в замедлителе составляет $n_T = 6 \cdot 10^6$ н/см³. Вероятно, при усовершенствовании технологии каждую из величин θ и n_T можно увеличить в 10 раз. В этом случае, полагая $10\tau = 2 \cdot 10^{-3}$ сек и используя (2) при $T = 20^\circ$ К, находим плотность УХН:

$$n = 4 \cdot 10^6 \text{ н/см}^3.$$

Представляется интересным, имея в виду эти возможности, проанализировать перспективы применения ловушек УХН в качестве нейтронных мишеней для различных пучков частиц и в качестве источника для нейтронной микроскопии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1952, 1959.
2. В. И. Луцкий, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Письма ЖЭТФ, 9, 40, 1969.
3. Л. В. Грошев, В. Н. Дворецкий, А. М. Демидов, Ю. Н. Панин, В. И. Луцкий, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-5392, Дубна, 1970.
4. А. Steyerl. Phys. Lett., 28B, 1, 33, 1969.
5. А. Steyerl. Diskussionstagung über Neutronen-physik an Forschungsreaktoren, April 25—28, 1967. Kernforschungsanlage, Jülich.
6. А. В. Антонов, Д. Е. Вуль, М. В. Казарновский. Письма ЖЭТФ, 9, 307, 1969.
7. Н. Т. Кашукеев. Доклады Болгарской Академии наук, 23, 1473, 1970.
8. В. В. Владимировский. ЖЭТФ, 39, 1062, 1960.
9. А. В. Антонов, А. И. Исаков, М. В. Казарновский, В. Е. Солодилов. Письма ЖЭТФ, 10, 380, 1969.

ВЫХОД УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ ЗАМЕДЛИТЕЛЕЙ*

(Совместно с В. В. Голиковым и В. И. Луцковым)

В предыдущих наших работах [1, 2] ультрахолодные нейтроны (УХН), т. е. нейтроны с энергией $E \sim 10^{-7}$ эв, извлекались из тонкой пластинки — конвертора, где они образовывались при облучении конвертора потоком тепловых нейтронов. Как известно, увеличение выхода очень медленных нейтронов из реактора может быть получено за счет охлаждения замедлителя. При работе с УХН, которые выходят из тонкого поверхностного слоя замедлителя толщиной порядка длины свободного пробега УХН (< 5 мм), достаточно эффективным может быть охлаждение лишь этого поверхностного слоя или конвертора, а не всего замедлителя в целом [3, 4].

Нами были рассчитаны выходы УХН из различных конверторов, имеющих температуру T_K и облучаемых изотропным потоком тепловых нейтронов с максвелловским спектром с температурой T_H . Частичная экспериментальная проверка проведенных расчетов была выполнена на канале УХН, установленном на импульсном реакторе ИБР-30.

* ЖЭТФ, 64, № 1, 73—81, 1973; препринт ОИЯИ РЗ—6556. Дубна, 1972.

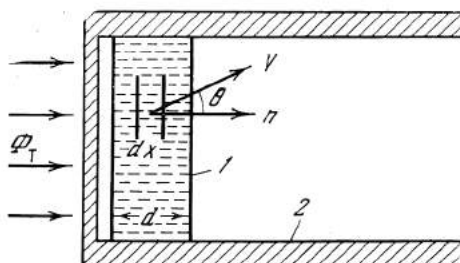
1. МЕТОД РАСЧЕТА

Рассмотрим плоский конвертор, расположенный внутри горизонтального канала УХН (рис. 143). За счет полного отражения по каналу могут распространяться все выходящие из конвертора нейтроны с энергией

$$E < U_{\text{ст}} \equiv (4\hbar^2/m)\pi n_{\text{ст}} b_{\text{ст}}$$

($n_{\text{ст}}$ — плотность ядер и $b_{\text{ст}}$ — когерентная длина рассеяния нейтронов для материала стенки канала, m — масса нейтрона; для медных стенок $U_{\text{ст}} \approx 1,7 \cdot 10^{-7}$ эв). Поток нейтронов с энергией в интервале от E до $E + dE$,

Рис. 143. Схема начального участка нейтроновода УХН
1 — конвертор УХН, облучаемый изотропным потоком нейтронов;
2 — вакуумный нейтроновод



выходящий с 1 см^2 конвертора толщиной d , можно записать в виде

$$\Phi(E) dE = dE \int_0^{\infty} \Phi_T(E') n_k \sigma(E' \rightarrow E) dE' \int_0^d dx \int_0^{\pi/2} W(E, x, \theta) \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{4\pi}. \quad (1)$$

Здесь $\Phi_T(E') dE'$ — поток нейтронов с энергией от E' до $E' + dE'$, падающий на конвертор (полагаем этот поток равномерным по всему объему конвертора); n_k — плотность ядер в конверторе; $\sigma(E' \rightarrow E) dE$ — сечение неупругого рассеяния нейтронов с энергией E' в интервал энергий E , $E + dE$,

$$W(E, x, \theta) = \exp\left(-\frac{x n_k \sigma_t(E)}{\cos \theta}\right)$$

— вероятность выхода нейтрона с энергией E из слоя dx , находящегося на расстоянии x от поверхности конвертора; θ — угол между нормалью к поверхности конвертора и направлением вылета нейтрона; $\sigma_t(E)$ — полное сечение взаимодействия нейтрона с веществом конвертора. Временно мы не учитываем отражения нейтронов от границы конвертор — вакуум.

Интегрируя (1) по dx и $d\theta$ и полагая, что толщина конвертора $d \gg 1/n_k \sigma_t$, получим полный поток УХН в интервале энергий от нуля до $U_{\text{ст}}$

$$\Phi = \frac{1}{4} \int_0^{U_{\text{ст}}} \frac{dE}{\sigma_i(E)} \int_0^{\infty} \Phi_T(E') \cdot \sigma(E' \rightarrow E) dE'. \quad (2)$$

Прямое использование формулы (2) для расчета выхода УХН из различных конверторов не представляется возможным из-за отсутствия экспериментальных данных о сечениях $\sigma_t(E)$ и $\sigma(E' \rightarrow E) dE$ в широком интервале энергий и температур конвертора T_k . Можно заметить, однако, что в силу закона

$1/v$ сечения захвата σ_c и неупругого рассеяния

$$\sigma_{н.у} = \int_0^{\infty} \sigma(E \rightarrow E') dE'$$

для УХН значительно превышают сечения упругого рассеяния. Поэтому, используя соотношение детального равновесия

$$\sigma(E \rightarrow E') E \exp(-E/T_K) = \sigma(E' \rightarrow E) E' \exp(-E'/T_K),$$

полное сечение $\sigma_t(E)$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} \sigma_t(E) &\approx \sigma_c + \sigma_{н.у} = \\ &= [\sigma_c(E_0) E_0^{1/2}] E^{-1/2} + E^{-1/2} \int_0^{\infty} [\sigma(E' \rightarrow E) E^{-1/2}] E' \exp\left(-\frac{E' - E}{T_K}\right) dE'. \end{aligned} \quad (3)$$

В (3) величины, взятые в квадратные скобки, не зависят от E ; E_0 — некоторая фиксированная энергия.

Подставляя (3) в (2) и считая, что конвертор облучается максвелловским спектром тепловых нейтронов с полным потоком Φ_0 и температурой T_H , т.е.

$$\Phi_T(E') = \frac{\Phi_0}{T_H^2} E' \exp\left(-\frac{E'}{T_H}\right),$$

получим при условии $E \ll T_K$

$$\Phi = \frac{1}{4} \Phi_0 \int_0^{U_{ст}} EG(T_H, T_K) dE = \frac{1}{8} \Phi_0 U_{ст}^2 G(T_H, T_K), \quad (4)$$

где функция

$$\begin{aligned} G(T_H, T_K) &= T_H^{-2} \int_0^{\infty} E' [\sigma(E' \rightarrow E) E^{-1/2}] \exp\left(-\frac{E'}{T_H}\right) dE' \cdot \left\{ [\sigma_c(E_0) E_0^{1/2}] + \right. \\ &\left. + \int_0^{\infty} [\sigma(E' \rightarrow E) E^{-1/2}] E' \exp(-E'/T_K) dE' \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (5)$$

не зависит от энергии E выходящих из конвертора ультрахолодных нейтронов и определяется только характеристиками конвертора.

Для расчета входящего в $G(T_H, T_K)$ сечения неупругого рассеяния можно использовать однофононное некогерентное приближение [5].

Тогда получим

$$\begin{aligned} G(T_H, T_K) &= \frac{1}{T_H^2} \int_0^{\infty} E'^{1/2} g(E') \exp\left(-\frac{E'}{T_H}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{E'}{T_K}\right)\right)^{-1} dE' \cdot \\ &\cdot \left\{ \sigma_c(E_0) E_0^{1/2} \sigma_s^{-1} A + \int_0^{\infty} E'^{1/2} g(E') \exp\left(-\frac{E'}{T_K}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{E'}{T_K}\right)\right)^{-1} dE' \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $g(E')$ — спектр нормальных колебаний конвертора; σ_s — полное сечение рассеяния для связанного ядра конвертора; A — массовое число кон-

вертора. При выводе (6) фактор Дебая — Валлера полагался равным единице.

При отсутствии захвата и при равенстве температур нейтронного газа и конвертора выражение (4) дает

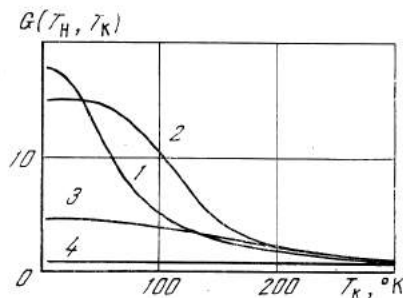
$$\Phi = \frac{\Phi_0}{8} \frac{U_{ст}^2}{T_H^2},$$

что соответствует площади участка УХН в спектре тепловых нейтронов.

Результаты расчетов $G(T_H, T_K)$ для некоторых материалов конверторов приведены в табл. 1—5 и на рис. 144 (для удобства нормировки за единицу

Рис. 144. Зависимость $G(T_H, T_K)$ от температуры конвертора

Температура нейтронного спектра $T_H = 300^\circ \text{K}$;
1 — полиэтилен;
2 — бериллий;
3 — гидрид циркония;
4 — магний



принято значение $G(T_H, T_K)$ для полиэтилена при $T_K = T_H = 300^\circ \text{K}$). Спектры частот брались из работ [6—9]. О степени точности расчетов можно в некоторой мере судить по рис. 145, на котором приведены рассчитанные и экспериментальные [5, 10] значения сечений неупругого рассеяния $\sigma_{н.у} E^{1/2}$, связанного с нагревом нейтронов.

Расчеты показали, что учет многофононного рассеяния в рассмотренных случаях меняет значения $G(T_H, T_K)$ не более чем на 15%. Некоторые сомнения может вызвать правомерность использования некогерентного приближения для таких когерентных рассеивателей, как Al, Mg, Be. Однако, как отмечено, например, в книге Турчина [5], поправка на интерференционные эффекты для такого интегрального параметра, как полное сечение неупругого рассеяния, для подавляющего большинства веществ не превышает 20%.

Таблица 1

 $G(T_H, T_K)$ для полиэтилена

$T_H, ^\circ\text{K}$	$T_K, ^\circ\text{K}$						
	4	20	40	80	150	220	300
20	6,7	7,2	7,8	5,6	2,8	2,2	1,7
40	13,9	13,9	12,8	7,8	3,9	2,8	2,0
70	20,0	19,4	16,7	9,4	4,4	2,8	2,0
100	22,2	21,7	17,8	9,4	3,9	2,8	1,6
150	21,6	21,1	17,2	8,9	3,3	2,2	1,5
200	20,5	20,0	16,1	7,8	3,3	1,6	1,1
250	18,9	18,3	15,0	7,2	2,8	1,6	1,1
300	17,8	17,2	13,9	6,6	2,8	1,6	1,0

Таблица 2

 $G(T_H, T_K)$ для бериллия

$T_H, ^\circ\text{K}$	$T_K, ^\circ\text{K}$						
	4	20	40	80	150	220	300
20	0,3	0,3	0,4	0,5	0,28	0,17	0,11
40	0,8	0,8	0,9	0,9	0,4	0,2	0,17
70	2,2	2,2	2,2	2,1	0,9	0,4	0,2
100	5,0	5,0	5,0	4,2	1,6	0,7	0,4
150	10,0	10,0	9,4	8,3	3,0	1,3	0,7
200	13,3	13,3	13,3	11,1	3,9	1,7	+0,9
250	15,0	15,0	14,4	12,0	4,4	1,8	1,0
300	15,0	15,0	15,0	12,5	4,4	1,8	1,0

Таблица 3

 $G(T_H, T_K)$ для алюминия

$T_H, ^\circ\text{K}$	$T_K, ^\circ\text{K}$								
	4	20	40	80	150	220	300	400	500
20	0,02	0,02	0,02	0,03	0,05	0,07	0,08	0,10	0,12
40	0,05	0,05	0,06	0,07	0,09	0,11	0,14	0,16	0,18
70	0,11	0,11	0,11	0,12	0,15	0,18	0,22	0,25	0,28
100	0,14	0,14	0,14	0,15	0,18	0,21	0,25	0,29	0,32
150	0,14	0,14	0,14	0,15	0,18	0,20	0,23	—	—
200	0,12	0,12	0,13	0,13	0,15	0,17	0,20	0,24	0,27
250	0,11	0,11	0,11	0,11	0,13	0,14	0,16	—	—
300	0,09	0,09	0,09	0,09	0,11	0,12	0,14	0,17	0,18

Таблица 4

 $G(T_H, T_K)$ для магния

$T_H, ^\circ\text{K}$	$T_K, ^\circ\text{K}$						
	4	20	40	80	150	220	300
20	0,45	0,45	0,55	0,7	0,8	0,8	0,8
40	1,4	1,4	1,5	1,6	1,6	1,55	1,5
70	2,3	2,3	2,3	2,3	2,2	2,1	2,0
100	2,4	2,4	2,4	2,3	2,2	2,0	1,9
150	2,0	2,0	2,0	1,9	1,7	1,6	1,5
200	1,55	1,55	1,55	1,5	1,3	1,2	1,2
250	1,2	1,2	1,2	1,2	1,0	0,9	0,9
300	1,0	1,0	1,0	0,9	0,80	0,7	0,7

Таблица 5

 $G(T_H, T_K)$ для гидрида циркония

$T_H, ^\circ\text{K}$	$T_K, ^\circ\text{K}$						
	4	20	40	80	150	220	300
20	0,9	1,0	1,3	1,8	2,2	1,7	1,0
40	1,4	1,4	1,7	2,0	2,2	1,7	1,0
70	1,8	1,8	1,9	2,1	2,1	1,6	0,9
100	1,8	1,8	1,9	1,9	1,9	1,4	0,8
150	1,8	1,8	1,8	1,8	1,6	1,2	0,6
200	2,3	2,3	2,3	2,2	1,8	1,2	0,6
250	3,2	3,3	3,3	3,0	2,3	1,4	0,7
300	4,3	4,5	4,5	4,1	3,0	1,8	0,9

Как видно из рис. 144, для полиэтилена, гидрида циркония и Ве выход УХН при фиксированной температуре нейтронного спектра заметно возрастает при охлаждении конвертора. Это явление объясняется тем, что при уменьшении T_K сечение нагрева УХН (второе слагаемое в знаменателе выражения (6)) уменьшается гораздо быстрее, чем сечение охлаждения тепловых нейтронов (числитель выражения (6)). Выход УХН из Al и Mg, напротив, слабо зависит от температуры конвертора; это связано с относительно

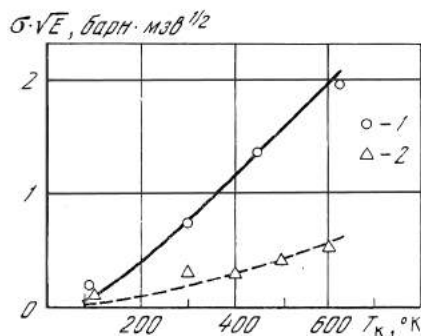
Рис. 145. Экспериментальные и расчетные значения сечений нагрева $\sigma_{н.у} E^{1/2}$ для медленных нейтронов ($E < 1 \text{ мэв}$)

Магний:

1 — эксперимент, сплошная кривая — расчет;

алюминий:

2 — эксперимент, пунктирная кривая — расчет



малой величиной сечения нагрева нейтронов по сравнению с сечением захвата для этих веществ.

При фиксированной температуре конвертора выход УХН не очень сильно зависит от температуры нейтронов: при уменьшении T_H сечение охлаждения нейтронов также уменьшается (из-за сокращения используемой доли частотного спектра) и это в значительной мере компенсирует фактор T_H^{-2} в (6). Надо заметить также, что, в отличие от охлаждения конвертора, охлаждение замедлителя при постоянной мощности реактора приводит к уменьшению теплового потока Φ_0 : а) из-за конструктивных факторов и б) в замедлителях с диффузионной длиной, малой по сравнению с длиной замедления и размерами замедлителя, при охлаждении остается постоянной плотность нейтронов, поток же уменьшается как $T_H^{1/2}$. Таким образом, в источниках УХН можно ограничиваться охлаждением одного лишь конвертора.

Для сравнения относительных выходов УХН из различных конверторов необходимо учесть влияние отражения УХН от границы раздела конвертор — вакуум. Принимая во внимание, что энергия нейтронов при выходе из конвертора в вакуум меняется на величину $U_K - (4h^2/m) \pi n_K b_K$, вместо (4) получим

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{4} G(T_H, T_K) \int_0^{U_{CT} - U_K} ET_{12}(E) dE, \quad (7)$$

где усредненный по углам коэффициент прохождения УХН $T_{12}(E)$ через границу конвертор — вакуум (E — энергия нейтрона внутри конвертора) в случае положительной величины потенциала конвертора U_K равен

$$T_{12}(E) = \frac{8}{3} y^{1/2} ((y + 1)^{3/2} - y^{3/2} - \frac{3}{2} y^{1/2}), \quad y = E/U_K. \quad (8)$$

Интегрирование (7) дает

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{8} U_{CT}^2 K \left(\frac{U_K}{U_{CT}} \right) G(T_H, T_K),$$

$$K(x) = \frac{(1-x^{1/2})}{12x^2} (3x^3 + 2x^2 - 24x + 16) + \frac{x^2}{8} \ln \frac{1+(1-x)^{1/2}}{1-(1-x)^{1/2}} - \frac{4}{3} \frac{(1-x^2)(1-x)^2}{x^2}. \quad (9)$$

График $K(x)$ представлен на рис. 146.

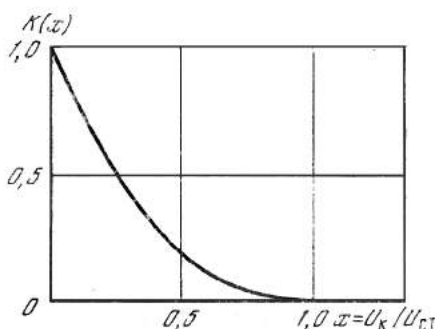


Рис. 146. Зависимость выхода УХН от величины отношения потенциалов конвертора и стенки нейтроновода (U_K/U_{CT})

Формула (9) определяет полный направленный поток УХН из конвертора в нейтроновод. Поток УХН, регистрируемый детектором, соответствовал бы выражению (9) лишь в случае идеально зеркального непоглощающего нейтроновода. Согласно [1, 2], распространение УХН по реальному нейтроноводу может быть описано на основе элементарной теории диффузии. При этом нейтроновод характеризуется двумя параметрами: коэффициентом диффузии D и диффузионной длиной L .

Предположим, что уже вблизи конвертора происходит трансформация направленного потока в диффузионный поток. Тогда, используя в качестве граничного условия для уравнения диффузии баланс потоков на границе конвертор — вакуум, можно определить, что диффузионный поток УХН

на детектор равен

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{4} G(T_H, T_K) \int_0^{U_{ст}-U_K} \frac{ET_{12}e^{-l/L_d E}}{T_{21} + \alpha(1 - 1/2T'_{21})} dE, \quad (10)$$

где T_{21} и T'_{21} — усредненные по углам коэффициенты прохождения нейтронов через границу вакуум — конвертор соответственно для изотропной и направленной компонент диффузионного потока:

$$T_{21} = T_{12}y/(1 + y),$$

$$T'_{21} = y(4 + 5y) - \frac{2}{\pi}(5y - 1)(1 + y) \operatorname{arctg} y^{1/2} - \frac{10}{\pi} y^{1/2} \left(y + \frac{7}{15} - \frac{1}{15(1 + y)} \right).$$

Далее, $\alpha = 4D/Lv$; v — скорость нейтронов в нейтроноводе; l — полная длина нейтроновода ($l > L$).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема использованного канала УХН приведена на рис. 147. Так же как и в предыдущих работах [1, 2], канал изготовлен из электрополированных медных труб, диаметр которых доведен до 200 мм. Длина канала $\sim 13,5$ м.

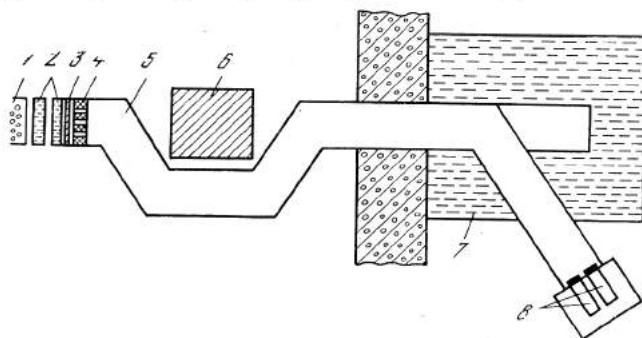


Рис. 147. Схема канала УХН на импульсном реакторе ИБР-30

1 — активная зона реактора; 2 — водяной замедлитель; 3 — конвертор; 4 — дополнительный замедлитель; 5 — медный нейтроновод; 6, 7 — защита и ловушка прямого пучка; 8 — детекторы УХН

Низкая средняя мощность реактора давала возможность установки различных конверторов, охлаждаемых жидким азотом, в частности, полиэтиленовый конвертор позволял работать с ним в течение полного реакторного цикла (~ 1 месяц) без существенного радиационного повреждения конвертора. В качестве детектора УХН использовался сцинтилляционный счетчик на основе $\text{LiOH} \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{ZnS}(\text{Ag})$ площадью $\sim 25 \text{ см}^2$ [1]. Для измерения фона детектор перекрывался медной фольгой толщиной $\sim 10 \text{ мк}$. С полиэтиленовым конвертором при $T_K = 300^\circ \text{ К}$ скорость счета УХН при мощности реактора 25 квт ($\Phi_0 = 3,6 \cdot 10^{10} \text{ нейтрон/см}^2 \cdot \text{сек}$) составляла $0,30 \pm 0,01 \text{ сек}^{-1}$. Элементарная теория диффузии при параметрах диффузии, пересчитанных из данных работы [2] ($L \approx 10 \text{ м}$, $D \approx 3,4 \text{ м}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$), дает ослабление потока УХН

использованным нейтроноводом приблизительно в три раза; измерения показали, что эффективность нашего детектора $\text{LiOH} \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{ZnS}(\text{Ag})$ лежит в пределах 0,2—0,25 [14]. С учетом этого ожидаемая скорость счета УХН в пределах точности проведенных оценок ($\sim 50\%$) согласуется с измеренной.

В геометрии (рис. 147) поток тепловых нейтронов на конверторе может быть значительно увеличен постановкой внутри нейтроновода дополнительного замедлителя. Вывод УХН из конвертора осуществляется при этом через сквозные отверстия, сделанные в дополнительном замедлителе и выстланные медной электрополированной фольгой. Были проведены измерения выхода УХН при установке внутри канала дополнительного полиэтиленового замедлителя толщиной 100 мм, в котором имелось 23 отверстия диаметром 20 мм. Согласно [3], поток тепловых нейтронов в этом случае в районе конвертора увеличивается в семь раз по сравнению с тем, когда отсутствует дополнительный замедлитель. Использование этого замедлителя дало примерно 2,5-кратное увеличение выхода УХН при суммарной площади отверстий $\sim 23\%$ от площади сечения канала.

Таблица 6

Выход УХН из некоторых конверторов по отношению к полиэтилену при $T_{\text{к}} = T_{\text{н}} = 300^\circ \text{К}$

Конвертор	Расчет по формуле (10)	Эксперимент
ZrH _{1,6} *	0,9	1,0 ± 0,1
Mg	0,414	0,48 ± 0,07
Al	0,087	0,096 ± 0,014

* Экспериментальные данные получены с ZrH_{1,9}.

В табл. 6 приведены выходы УХН из некоторых конверторов по отношению к выходу УХН из полиэтилена, практически не обладающего потенциальным барьером (так же, как и для гидрида циркония, для полиэтилена $U_{\text{к}}$ полагалось равным нулю). Заметим, что при расчете выхода УХН по формуле (10) использовалось значение $\alpha \sim 0,3$, пересчитанное из наших данных [2] для средней скорости УХН в нейтроновом.

Охлаждение полиэтиленового конвертора от комнатной температуры ($T_{\text{к}} = 300^\circ \text{К}$) до $T_{\text{к}}$, равной 130 и 90°К , приводило к увеличению потока УХН соответственно в $2,2 \pm 0,2$ и $4 \pm 0,2$ раза, что несколько меньше расчетных величин (соответственно в 3 и 5,5 раза). Аналогичный эффект наблюдался и при охлаждении гидрида циркония: понижение температуры конвертора от комнатной до 130°К приводило к увеличению потока УХН в $2,3 \pm 0,2$ раза, что также меньше расчетной величины ($\sim 3,4$ раза). Возможной причиной расхождения эксперимента с расчетами может являться упругое рассеяние УХН на ядрах конвертора. Однако проведенные оценки показывают, что даже в случае водорода при $T_{\text{к}} = 0^\circ \text{К}$ эффект упругого рассеяния УХН может изменить выход УХН всего лишь на 10%.

Более существенно на выход УХН при понижении температуры может повлиять наличие в материале конвертора неоднородностей с размерами $d \sim \lambda$ (λ — длина волны УХН). Из-за упругого рассеяния на таких неод-

нородностях выход УХН должен уменьшаться. Эффект возрастания полного сечения взаимодействия очень медленных нейтронов с веществом и резкого отклонения σ_t от закона $1/v$ (в 2—3 раза) ранее был обнаружен экспериментально для целого ряда материалов [12].

Конечно, расхождение с экспериментом отчасти возможно из-за приближенного характера расчетов, например, из-за неточностей знания спектра частот для полиэтилена и гидрида циркония, тем более, что мы использовали спектры частот, полученные при $T_K \sim 300^\circ \text{K}$. Отсутствие данных по спектрам частот для этих веществ при низких температурах не позволило нам оценить их влияние на выход УХН.

В заключение отметим, что, как было экспериментально проверено ранее [2], охлаждение алюминиевого конвертора до температуры жидкого азота с точностью до 30% не изменило потока УХН.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Лущиков, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 9, 40, (1969).
2. Л. В. Грошев, В. Н. Дворецкий, А. М. Демидов, Ю. Н. Панин, В. И. Лущиков, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ РЗ-5392. Дубна, 1970.
3. В. В. Голиков, Ж. А. Козлов, Л. К. Кулькин, Л. Б. Пикельнер, В. Т. Руденко, Э. И. Шаранов. Сообщение ОИЯИ 3-5736. Дубна, 1971.
4. R. Golub. Phys. Lett., 38A, 177, 1972.
5. В. Ф. Турчин. Медленные нейтроны. М., Госатомиздат, 1963.
6. N. R. Donner, G. J. Safford, H. Boutin, M. Berger. J. Chem. Phys., 40, 1417, 1964; V. Wunderlich. J. Chem. Phys., 37, 1207, 1962.
7. J. Young, J. Koppel. Phys. Rev., 134, A1476, 1964.
8. R. Stedman, L. Almqvist, G. Nilsson. Phys. Rev., 162, 549, 1967.
9. В. Г. Лифоров, М. Н. Николаев, В. З. Нозик, В. А. Парфенов, В. А. Семенов, В. Ф. Турчин. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and liquids. Vienna, 2, 317, 1965.
10. Д. Юз, Р. Шварц. Атлас нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1960.
11. А. В. Стрелков. Препринт ОИЯИ, 3—5937. Дубна, 1971.
12. A. Steyerl. Transmissionmessungen mit ultrakalten Neutronen. Diss. TU Munich, Feb, 1971.

ВОДЯНОЙ И ГИДРИДЦИРКОНИЕВЫЙ КОНВЕРТОРЫ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ. УДЕРЖАНИЕ НЕЙТРОНОВ В МЕДНЫХ И СТЕКЛЯННЫХ СОСУДАХ *

(Совместно с Л. В. Грошевым**, В. Н. Дворецким**, А. М. Демидовым**,
В. И. Лущиковым, С. А. Николаевым**, Ю. Н. Паниным**, Ю. Н. Покотиловским
и А. В. Стрелковым)

Ультрахолодными нейтронами (УХН) будем называть нейтроны с энергией, меньшей $E_{gr} = 2\pi\hbar^2 (Nb/m)$, где N — число ядер в единице объема; b — когерентная длина рассеяния; m — масса нейтрона. Для меди $E_{gr} = 1,7 \cdot 10^{-7}$ эв, для алюминия $E_{gr} = 0,55 \cdot 10^{-7}$ эв. УХН испытывают полное отражение от стенок при любых углах падения и могут ввиду этого удерживаться в замкнутом сосуде [1].

* Препринт ОИЯИ РЗ—7282. Дубна, 1973.

** Институт атомной энергии им. В. И. Курчатова.

В нашей предыдущей работе [2] УХН получались замедлением тепловых нейтронов на добавочном замедлителе-конверторе из алюминия, установленном в откачанном медном нейтронноводе. Алюминий был выбран из-за технической простоты его использования: он удовлетворяет требованиям низкого давления паров, достаточной термической и радиационной стойкости. Однако с точки зрения выхода УХН алюминий далеко не оптимален: из-за относительно большой величины сечения захвата только малая доля образующихся в алюминии УХН выходит наружу. Теоретическое рассмотрение выхода УХН из конверторов проведено в работах [3] и [4].

В первой из них экспериментально подтверждено, что водородосодержащие конверторы, например гидрид циркония, дают поток УХН на порядок больше, чем алюминиевый конвертор, причем выход возрастает еще в несколько раз при охлаждении конвертора до температуры жидкого азота. Опыты проводились на реакторе с малым нейтронным потоком ($\sim 10^{10}$ н/см²·сек), т. е. в условиях, когда не возникает проблем отвода тепла и радиационной стойкости конвертора. В настоящей работе сообщаются результаты опробования некоторых конверторов на реакторе с потоком 10^{13} н/см²·сек.

В работе [2] описаны эксперименты по удержанию УХН в замкнутых объемах. Полученные времена удержания для медных сосудов были почти на порядок меньше ожидаемых значений для идеально гладкой поверхности чистой меди. Времена удержания для сосудов из бериллия и пиролитического графита были того же порядка, что и для медных сосудов, несмотря на существенно меньшие сечения захвата для этих материалов, и были меньше ожидаемых на два порядка. В данной работе приводятся результаты дальнейших экспериментов по удержанию УХН в сосудах из меди и стекла. Описан также пропорциональный счетчик УХН с гелием-3, обладающий большой эффективностью по сравнению с использованным в [2] сцинтилляционным детектором.

§ 1. ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЙ СЧЕТЧИК УХН

Использованные в работе [2] сцинтилляционные детекторы давали различные скорости счета при одном и том же весовом количестве $\text{Li}^6\text{OH}\cdot\text{H}_2\text{O}$, нанесенного на сцинтиллятор ZnS . Этот факт может быть объяснен крупнозернистой кристаллической структурой детекторного слоя, причем толщина кристалликов больше оптимальной, а в промежутках между ними вероятность поглощения нейтрона мала. Если это так, то эффективность регистрации УХН таким детектором должна быть меньше 1. В связи с этим был разработан пропорциональный счетчик, в котором поглотитель УХН — гелий-3 — находится в газовой фазе и однородность поглощающего слоя не вызывает сомнений.

Счетчик (рис. 148) изготовлялся в виде цилиндра из нержавеющей стали радиусом 5 см и высотой 5 см. Во внутренней полости цилиндра медным экраном отделены две камеры, по центру которых протянуты нити (аноды) толщиной 15 мкм. УХН входят в счетчик через алюминиевое окно толщиной 60 мкм, закрывающее одно из оснований цилиндрической камеры. УХН могут отражаться от стенок камеры, поэтому эффективный путь до их поглощения может превышать линейные размеры камеры. Для уменьшения чувствительности детектора к тепловым нейтронам давление гелия-3 в счетчике было уменьшено до 5 тор, при котором еще не наблюдалось заметного снижения эффективности регистрации УХН. Такое давление наполняющего

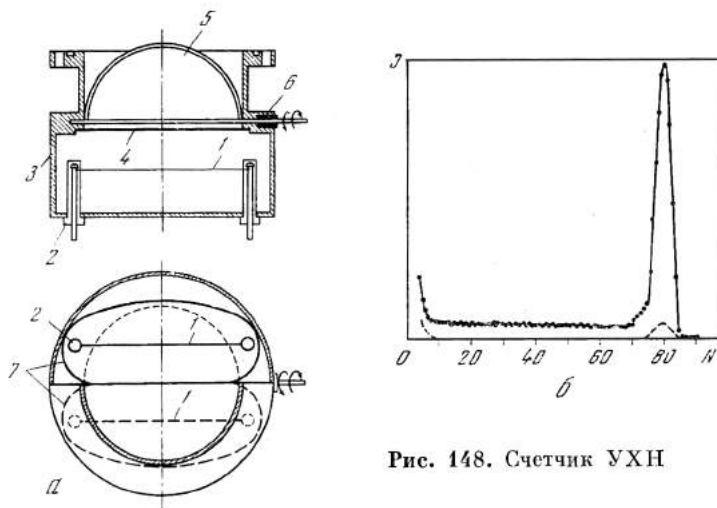
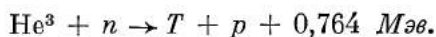


Рис. 148. Счетчик УХН

a — схема счетчика УХН: 1 — нить — анод; 2 — изолятор; 3 — корпус; 4 — окно — алюминий, 60 мкм; 5 — шторка — медь, 10 мкм; 6 — сальник; 7 — электроды формирования электрического поля; *b* — амплитудный спектр счетчика УХН: пунктиром показан спектр при закрытой шторке

газа слишком мало, чтобы осуществить режим разряда пропорционального счетчика и чтобы задержать в газе продукты реакции



Поэтому в счетчик добавлялся балластный газ, аргон, до давления 760 тор и углекислый газ (до ~ 5 тор) для стабилизации процесса газового усиления. Несмотря на то, что содержание аргона в смеси составляло $\sim 99\%$, относительная малость сечений захвата и неупругого рассеяния нейтронов в аргоне делает нагрев и захват УХН на атомах аргона сравнительно маловероятным процессом ($\sim 4\%$). Для определения фона от более быстрых, чем УХН, нейтронов обе камеры счетчика могли поочередно перекрываться медной (~ 10 мкм) полукруглой шторкой. При некоторых измерениях шторка устанавливалась в среднее положение, при этом рабочая площадь детектора удваивалась и составляла $\sim 60 \text{ см}^2$. Алюминиевое окно счетчика не пропускает нейтроны с энергией, меньшей $0,55 \cdot 10^{-7}$ эв. Для более быстрых нейтронов вероятность отражения зависит от энергии и угла падения. Расчет пропускания алюминиевого окна, усредненного по спектру EdE в интервале $(0,55-1,7) \cdot 10^{-7}$ эв в предположении изотропного распределения скоростей нейтронов, дает величину $\bar{T} = 0,40$. Измерения показали, что в одинаковых условиях пропорциональный счетчик регистрирует в 1,5 раза большую скорость счета УХН, чем сцинтилляционный детектор (при равенстве облучаемых УХН поверхностей счетчиков)*.

* Таким образом, эффективность сцинтилляционного детектора составляет 0,3—0,5, тогда как в [2] она принималась равной 1. С учетом этого уменьшается различие между наблюдаемой в [2] и ожидавшейся скоростью счета.

В дальнейшем предполагается снабдить счетчик окном, мало поглощающим и мало отражающим нейтроны, что значительно улучшит его свойства как детектора УХН.

§ 2. ВОДЯНОЙ И ГИДРИДЦИРКОНИЕВЫЙ КОНВЕРТОРЫ УХН

Нейтронород с водяным конвертором УХН был установлен на канале № 3 реактора ИРТ-М ИАЭ им. И. В. Курчатова. Нейтронородом являлась изогнутая электрополированная медная труба с внутренним диаметром 90 мм и длиной около 6 м. Плотность потока тепловых нейтронов у торца нейтронорода составляла $\sim 2 \cdot 10^{13}$ н/см² сек. Схема конвертора УХН показана на рис. 149, а. Конвертор представлял собой плоскую цилиндрическую ампулу из алюминия с тонкой передней стенкой толщиной 0,25 мм. Через ампулу непрерывно прокачивалась вода по замкнутому контуру.

Скорость счета УХН пропорциональным счетчиком с алюминиевым окном площадью 60 см² составляла 100 сек⁻¹ и уменьшилась до 50 сек⁻¹ за 8 месяцев эксплуатации канала, несмотря на принятые меры по предотвращению попадания атмосферного воздуха в нейтронород. Фон нейтронов с энергией большей, чем граничная энергия для меди, составлял 10% от счета УХН.

С целью выбора оптимального конвертора УХН для работы на реакторе с достаточно высоким потоком нейтронов был создан нейтронород УХН на сквозном касательном канале № 7 реактора ИРТ-М. Нейтронород представлял собой электрополированную медную трубу с внутренним диаметром 65 мм и длиной около 10 м. Измерение потоков УХН производилось с помощью пропорционального и сцинтилляционного счетчиков, располагаемых на конце нейтронорода. С противоположного конца нейтронорода вставлялись конверторы УХН из различных материалов. При испытаниях конверторы располагались вблизи активной зоны реактора в потоке тепловых нейтронов $\sim 5 \cdot 10^{12}$ н/см²·сек на расстоянии около 5 м от детектора.

Испытываемые конверторы из алюминия, магния и гидрида циркония представляли собой диски $\phi 62$ мм \times 5 мм. При работе с конвертором из гидрида циркония был необходим достаточно эффективный теплоотвод с конвертора, в котором в результате радиационного нагрева выделяется до нескольких десятков ватт тепла. При отсутствии эффективного теплоотвода неизбежен разогрев конвертора на несколько сот градусов, сопровождающийся в условиях вакуума в нейтронороде выходом атомов водорода из гидрида циркония. Теплоотвод осуществлялся с помощью циркулирующих по медным трубам воды или жидкого азота (рис. 149, б). Трубки припаивались к тонкослойному медному покрытию на поверхности пластинки из гидрида циркония*. Магнийевый конвертор во избежание возможного распыления магния на стенки нейтронорода под действием реакторного облучения располагался внутри тонкостенной ($\sim 0,25$ мм) алюминиевой ампулы, охлаждаемой проточной водой (рис. 149, в). Для улучшения теплоконтакта магнийевой пластинки с охлаждаемой водой ампулой последняя заполнялась инертным газом. Алюминиевый конвертор был изготовлен из сплава АД-1. Результаты измерений выходов УХН из различных конверторов приведены в табл. 1. При испытаниях конверторы располагались в одинаковом нейтронном по-

* Авторы выражают глубокую благодарность Р. Б. Штрапениной и А. И. Соловьеву за разработку технологии нанесения медного покрытия на поверхность гидрида циркония.

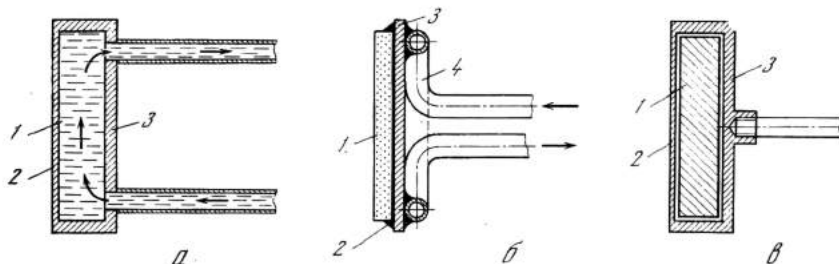


Рис. 149. Схема конвертера УХН

а — водяной конвертер с алюминиевым окном: 1 — вода; 2 — алюминиевое окно 0,25 мм; 3 — алюминиевый корпус; б — гидридциркониевый конвертер: 1 — гидрид циркония; 2 — оловянный припой; 3 — медная подложка; 4 — Трубки охлаждения; в — магниевый конвертер: 1 — магний; 2 — алюминиевое окно 0,25 мм; 3 — алюминиевый корпус

токе; регистрация УХН производилась вышеописанным двухкамерным пропорциональным счетчиком с площадью входного окна каждой камеры $\sim 30 \text{ см}^2$. Относительно высокий выход УХН из гидридциркониевого конвертера указывает на его перспективность в качестве источника УХН. Испытание конвертера из гидрида циркония в течение полутора месяцев работы реактора (чистое время облучения около 20 суток) не показало заметного снижения выхода УХН.

Таблица 1

Скорость счета УХН для различных конвертеров

Конвертер, температура	Тепловой поток на конвертере, $n/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$	Нейтронпровод	Скорость счета УХН, имп/сек	Детектор
H_2O , Al-оболочка 0,3 мм; $\sim 300^\circ \text{K}$	$2 \cdot 10^{13}$	Cu ϕ 9,4 см, $l = 6 \text{ м}$	100	Пропорциональный счетчик с окном Al 0,06 мм, 60 см^2 То же, 30 см^2 То же » » » » » » » »
Al; $\sim 400^\circ \text{K}$	$5 \cdot 10^{12}$	Cu ϕ 6,5 см, $l = 4 \text{ м}$	4,2	
Mg, Al-оболочка 0,2 мм; $\sim 300^\circ \text{K}$	То же	То же	8,8	
Zr $\text{H}_{1,6}$; $\sim 300^\circ \text{K}$	» »	» »	24	
Zr $\text{H}_{1,6}$; $\sim 100^\circ \text{K}$	» »	» »	40	
Zr $\text{H}_{1,6}$; $\sim 300^\circ \text{K}$	» »	» »	27	
Zr $\text{H}_{1,6}$; $\sim 100^\circ \text{K}$	» »	» »	48	

§ 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ВЫХОДАМ УХН ИЗ КОНВЕРТЕРОВ

Как видно из результатов экспериментов, все исследованные конвертеры дают значительно больший вклад УХН, чем использованный в работе [2] алюминиевый конвертер. Согласно работе [3], выражение для потока УХН

вблизи водяного конвертора может быть записано в виде*.

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{4T_{\text{H}}^2} \int_0^{E_{\text{Cu}}} \frac{kEdE}{k + \alpha \left(1 - \frac{1}{2} k'\right)} = \frac{\Phi_0}{8} \left(\frac{E_{\text{Cu}}}{T_{\text{H}}}\right)^2 k_{\text{ср}}, \quad (1)$$

где Φ_0 — полный поток тепловых нейтронов на конвертор; E_{Cu} — граничная энергия для медного канала; T_{H} — температура теплового спектра нейтронов; k, k' — коэффициенты прохождения УХН через алюминиевое окно, усредненные по углам падения для изотропной и направленной компонент потока УХН соответственно. Коэффициент α определяется характеристиками нейтроновода и равен $\sim 0,3$.

Для оценки k и k' можно получить выражения

$$k = 2 \int_0^{\pi/2} \frac{(1 - R(\theta))^2 \tau(\theta)}{1 - R^2(\theta) \tau^2(\theta)} \cos \theta \cdot \sin \theta d\theta, \quad (2)$$

$$k' = 3 \int_0^{\pi/2} \frac{(1 - R(\theta))^2 \tau(\theta)}{1 - R^2(\theta) \tau^2(\theta)} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta, \quad (2')$$

где θ — угол падения УХН на границу вакуум — алюминий; $R(\theta)$ — коэффициент отражения УХН от этой границы; $\tau(\theta)$ — фактор ослабления нейтронной волны при однократном прохождении окна конвертора за счет захвата и неупругого рассеяния.

Оценки интегралов (2) и (2') дают после усреднения по падающему спектру EdE значения $k \sim 0,3$ и $k' \sim 0,4$. Для фактора ослабления потока УХН алюминиевым окном конвертора $k_{\text{ср}}$, согласно (1), получим оценку $k_{\text{ср}} \sim 0,6$.

Эффективность детектора при оптимальном заполнении его гелием-3 определяется в основном коэффициентом прохождения УХН через тонкое алюминиевое окно. Если пренебречь поглощением нейтронов в алюминиевом окне детектора, то интегрирование (2) дает для усредненной по углам падения УХН эффективности детектора:

$$\varepsilon(E) = \sqrt{1-x} - x \operatorname{arctg} \sqrt{1-x}, \quad x = \frac{E_{\text{Al}}}{E}, \quad (3)$$

где E_{Al} — граничная энергия алюминия. Среднее по спектру значение эффективности детектора составляет $\bar{\varepsilon} \sim 0,4$.

С учетом приведенных факторов ослабления потока УХН алюминиевыми окнами конвертора и детектора, согласно (1.2) и формуле (3) работы [2], ожидаемая скорость счета УХН для водяного конвертора должна быть равна

$$I_{\text{дет}} = \frac{\Phi_0}{4} \left(\frac{E_{\text{Cu}}}{T_{\text{H}}}\right)^2 k_{\text{ср}} \frac{\bar{\varepsilon} S_{\text{дет}} \exp\left(-\frac{l}{L}\right)}{1 + \frac{\bar{\varepsilon} S_{\text{дет}}}{\alpha \cdot S_{\text{к}}}} \approx 250 \text{ сек}^{-1} \quad (4)$$

при $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$; $T_{\text{H}} = 400^\circ \text{ К}$, длине канала $l = 5,5 \text{ м}$, диффузионной длине $L = 4,7 \text{ м}$, площади сечения канала $S_{\text{к}} = 70 \text{ см}^2$ и площади входного окна детектора $S_{\text{дет}} = 60 \text{ см}^2$. Экспериментально полученная ско-

* Выражение (1) получено из условия баланса потоков на границе конвертор — вакуум с учетом скачка потенциала на этой границе.

рость счета УХН 100 сек^{-1} отличается от ожидаемой примерно в 2,5 раза. Полученное расхождение может быть связано с тем, что в данном случае теория диффузии является довольно грубым приближением.

Относительно измерений выходов УХН из различных конверторов, проведенных в касательном канале, следует отметить, что теория [3] предсказывает следующие отношения выходов УХН из использованных нами конверторов:

$$\Phi_{\text{Al}}(400^\circ \text{K}) : \Phi_{\text{Mg}}(300^\circ \text{K}) : \Phi_{\text{ZrH}_{1,9}}(300^\circ \text{K}) : \Phi_{\text{ZrH}_{1,9}}(100^\circ \text{K}) = 1 : 4,1 : 8,5 : 32.$$

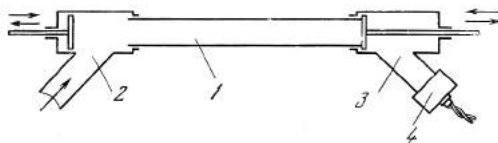
Измеренные нами отношения оказались равными: 1 : 2,1 : 6,5 : 11,5, что заметно отличается от расчета. Выход УХН из $\text{ZrH}_{1,9}$ конвертора мог несколько уменьшиться из-за частичного выхода водорода из гидрида при нагреве конвертора до 250°C для припайки трубок охлаждения. Не исключено, что на выходе УХН из гидрида циркония существенно сказывается наличие в нем неоднородностей размером порядка длины волны УХН. Упругое рассеяние на этих неоднородностях увеличивает длину пути УХН до выхода из конвертора, что особенно существенно при низкой температуре конвертора, когда сечение неупругого рассеяния значительно уменьшается.

§ 4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УДЕРЖАНИЮ УХН В ЗАКРЫТЫХ СОСУДАХ

Измерение времен удержания УХН производилось с помощью установки, схема которой представлена на рис. 150. В качестве сосудов для удержания УХН использовались трубы внутренним диаметром 8—9 см и длиной 2—3 м из различных материалов. Автоматически управляемые вентили, через которые производился напуск УХН в объем и выпускание их на детектор, приводились в движение сжатым воздухом. Вентили обеспечивали плотное заграждение объемов, в которых удерживались УХН, что минимизировало

Рис. 150. Схема эксперимента по удержанию УХН

- 1 — труба — сосуд для накопления УХН;
2, 3 — входной и выходной клапаны УХН;
4 — детектор УХН



утечку нейтронов из объема через щели. Во время измерений в сосудах поддерживался вакуум 10^{-4} тор . Обработка внутренней поверхности медных труб производилась путем электрополировки в различных электролитах. Для обработки стеклянных труб применялись слабые растворы плавиковой кислоты. Результаты экспериментов существенно зависели от способа и тщательности обработки поверхностей. В табл. 2 и на графиках рис. 151 и 152 приведены наилучшие из полученных результатов.

Изменение спектра нейтронов осуществлялось подъемом или опусканием сосуда, в котором должны храниться нейтроны, на определенный уровень относительно нейтроноводов. При этом нейтроны должны изменять свою кинетическую энергию на величину mgh , где g — ускорение свободного падения, h — разность уровней нейтроновода и сосуда, m — масса нейтрона. Регистрация нейтронов производилась с помощью пропорционального счет-

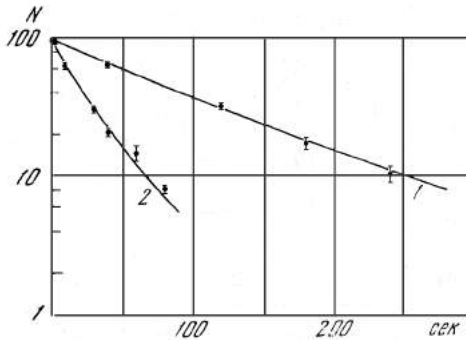


Рис. 151. Зависимость числа нейтронов, оставшихся в медном сосуде диаметром 85 мм, от времени хранения t

1 — для спектра УХН $1,5 \text{ м/сек} \leq v \leq 3 \text{ м/сек}$; 2 — для спектра УХН $3,2 \text{ м/сек} \leq v \leq 5,7 \text{ м/сек}$

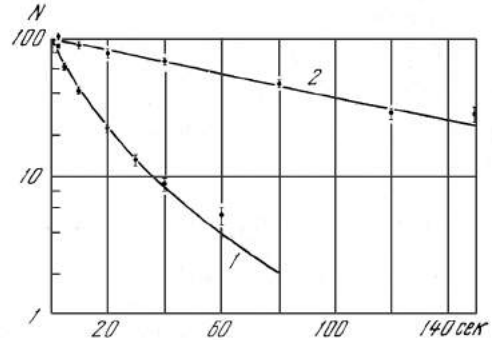


Рис. 152. Зависимость числа нейтронов, оставшихся в стеклянном сосуде диаметром 80 мм

1 — борсодержащее стекло, спектр $1,7 \text{ м/сек} \leq v \leq 4,3 \text{ м/сек}$; 2 — безборное стекло, спектр $3,2 \text{ м/сек} \leq v \leq 4,2 \text{ м/сек}$

чика с алюминиевым окном. В некоторых случаях для увеличения эффективности регистрации нейтронов малых скоростей детектор опускался относительно уровня сосуда с тем, чтобы нейтроны перед попаданием в детектор приобрели в поле тяготения дополнительную энергию.

Таблица 2

Результаты экспериментов по удержанию УХН в замкнутых сосудах

Материал и внутренний диаметр трубы	Обработка внутренней поверхности	Интервал скоростей УХН, м/сек	$\eta_{\text{эксп}} \cdot 10^3$	Число отражений до потери нейтрона с граничной скоростью $1/\pi\eta_{\text{эксп}}$	$\eta_{\text{теор}} \cdot 10^3$
Медь	Электрополировка	3,2–5,7	$0,46 \pm 0,01$	690	0,14 *
ϕ 85 мм	Электролит H_3PO_4	4,7–5,7	$0,32 \pm 0,02$	990	0,14
То же	То же	0–4,6	$0,50 \pm 0,02$	635	0,14
То же	» »	1,5–3,0	$0,54 \pm 0,03$	590	0,14
Безборное стекло	Многочратное травление	3,2–4,2	$0,10 \pm 0,01$	3180	0,005 **
ϕ 80 мм	3% р-ром HF				
Борсодержащее стекло	Промывка дистиллятом	1,7–4,3	$1,50 \pm 0,1$	210	1,6 ***

* При вычислении $\eta_{\text{теор}}$ для меди использовались данные по полным сечениям УХН работы [7].

** Безборное стекло марки 13В имело состав (по весу): SiO_2 — 63,5%; Al_2O_3 — 15,5%; MgO — 4%; CaO — 13%; Na_2O — 2%; F — 2%; плотность $2,4 \text{ г/см}^3$. При вычислении $\eta_{\text{теор}}$ для этого стекла использовалось сечение захвата на ядрах элементов, входящих в состав стекла; сечение неупругого рассеяния УХН на стекле бралось из работы [7] (с учетом более поздних поправок, сообщенных авторами этой работы) в предположении, что оно равно разности полных сечений при 296° К и 90° К .

*** Трубы из борсодержащего стекла производства ЧССР имели состав (по весу): SiO_2 — 75%; Al_2O_3 — 6%; B_2O_3 — 7%; Na_2O — 6%; BaO — 4,3%; CaO — 1,7%; плотность $2,35 \text{ г/см}^3$.

§ 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО УДЕРЖАНИЮ УХН

В случае идеально гладкой поверхности с резкой границей вещество — вакуум потенциал взаимодействия УХН со стенками сосуда имеет вид скачка: $U = U_1 - iU_2$. Действительная часть этого потенциала задается известным выражением

$$U_1 = 2\pi\hbar^2 N \frac{\text{Re } b}{m}.$$

Для мнимой части, согласно [5, 6], можно принять

$$U_2 = \frac{\hbar N}{2} (\sigma_c + \sigma_{н.у}) v, \quad (5)$$

где σ_c и $\sigma_{н.у}$ — сечение захвата и неупругого рассеяния соответственно; v — скорость нейтрона. При неупругом рассеянии на стенке сосуда ультрахолодные нейтроны приобретают энергию порядка энергии тепловых колебаний атомов сосуда и с вероятностью, близкой к единице, выходят из диапазона УХН. Таким образом, оба процесса — захват и неупругое рассеяние, — дающие вклад в мнимую часть потенциала U , приводят к выбыванию УХН из сосуда. Рассматривая оба эти процесса как поглощение УХН стенками сосуда, для коэффициента поглощения μ нейтрона с энергией E ($E < E_{гр}$) при одном столкновении со стенкой нетрудно получить выражение

$$\mu \approx \frac{2\eta x}{\sqrt{1-x^2}} (\eta \ll 1), \quad (6)$$

где

$$\eta = \frac{U_2}{U_1}, \quad x = \left(\frac{E}{E_{гр}} \right)^{1/2} \cdot \cos \theta,$$

θ — угол падения нейтрона на стенку сосуда.

Если внутри сосуда нейтроны распределения равномерно по объему и изотропно по направлению вектора скорости, то средний по углам падения на стенку сосуда коэффициент поглощения будет равен

$$\bar{\mu} = 2 \int_0^{2/\pi} \mu \cos \theta \sin \theta d\theta = \frac{2\eta}{y} (\text{arc sin } y^{1/2} - y^{1/2} \sqrt{1-y}), \quad (7)$$

где $y = E/E_{гр}$.

Число нейтронов, остающихся в сосуде к моменту времени t после его наполнения, равно

$$N(t) \approx e^{-\lambda t} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N_0(E) \exp\left(-\frac{v}{a} \bar{\mu} t\right) dE. \quad (8)$$

Здесь $N_0(E)$ — спектр нейтронов в сосуде в момент его заполнения; a — средняя длина пробега нейтрона между двумя столкновениями; v — скорость нейтрона; $\lambda \sim 10^{-3}$ 1/сек — постоянная β -распада свободного нейтрона; E_{\min} и E_{\max} — минимальная и максимальная энергии используемого спектра УХН.

При использовании широкого энергетического спектра УХН формула (8) показывает, что зависимость от времени числа остающихся в сосуде нейтронов отличается от экспоненциальной и не может быть хорошо описана каким-либо одним эффективным временем удержания. Качественно этот вывод подтверждается настоящими экспериментами (кривая 2 на рис. 151 и кривая 1 на рис. 152), выполненными с лучшей статистической точностью, чем в работе [2].

Поскольку экспериментальная зависимость $N(t)$ не может быть описана эффективным временем удержания, в отличие от работы [2] вместо времени удержания в настоящей работе из измеренных значений $N(t)$ методом наименьших квадратов по формуле (8) определялся эффективный параметр $\eta_{\text{эксп}}$, который может быть сравнен с теоретическим значением $\eta_{\text{теор}} = \frac{\sigma_c + \sigma_{\text{п.у}}}{2\lambda \text{Re } b}$. Кривые, проведенные через экспериментальные точки на рис. 151 и 152, рассчитаны для найденных значений $\eta_{\text{эксп}}$. В расчете $\eta_{\text{эксп}}$ принималось, что начальный спектр УХН в интервале от $E_{\text{мин}}$ до $E_{\text{макс}}$ является максвелловским, т. е. $N_0(E)dE \sim E^{1/2}dE$, и эффективность детектора не зависит от энергии нейтрона.

Как видно из табл. 2, для меди и безборного стекла имеет место значительное расхождение между $\eta_{\text{эксп}}$ и $\eta_{\text{теор}}$. Более того, при использовании одного и того же медного сосуда параметр $\eta_{\text{эксп}}$ различен для разных участков используемого спектра УХН. Хотя этот разброс значений $\eta_{\text{эксп}}$ для меди частично может быть связан с отличием истинного спектра $N_0(E)$ от максвелловского (спектр УХН не измерялся в каждом эксперименте) и с наличием энергетической зависимости эффективности детектора, тем не менее самое большое количественное расхождение между $\eta_{\text{эксп}}$ и $\eta_{\text{теор}}$ дает основание считать, что имеет место дополнительный механизм поглощения УХН в стенках сосуда, отличный от общепринятого механизма, изложенного выше.

Удовлетворительное согласие $\eta_{\text{эксп}}$ и $\eta_{\text{теор}}$, полученное для борсодержащего стекла, лишь подтверждает этот вывод, указывая на корректность теории для материалов с большим сечением захвата нейтронов.

Для выяснения механизма поглощения УХН в стенках сосудов представляется интересным изучение спектра нейтронов, вытекающих из ловушки. Такие эксперименты нами планируются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. В. Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1952, 1959.
2. Л. В. Грошев и др. Препринт ОИЯИ РЗ-5392. Дубна, 1970; Phys. Lett., 36B, 4, 293, 1971.
3. В. В. Голиков, В. И. Луциков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ РЗ-6556. Дубна, 1972.
4. R. Golub. Phys. Lett., 38A, 117, 1972.
5. В. И. Луциков, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Письма ЖЭТФ, 9, 40, 1969.
6. Ф. Л. Шапиро. Конференция по исследованию структуры ядер с помощью нейтронов, Будапешт, 31 июля — 5 августа 1972 г.
7. A. Steyerl, H. Vonach. Z. Physik, 250, 166, 1972.

УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ *

1. ВВЕДЕНИЕ

Под ультрахолодными нейтронами (УХН) понимают обычно нейтроны с энергией $E < 10^{-4}$ эв. Эта область энергий издавна привлекала внимание (по крайней мере, как всякая необследованная область), однако малость потоков УХН и трудности с фонами делали измерения на обычных нейтронных спектрометрах практически невозможными. Об этом свидетельствует тот факт, что в богатой коллекции нейтронных сечений, собранной в известном атласе BNL-325, данных для энергий ниже $2 \cdot 10^{-4}$ эв нет.

Для обхода трудностей было предложено вести измерения с движущимся (убегающим от нейтронов) образцом так, чтобы скорость нейтрона относительно образца была в несколько раз меньше его скорости в лабораторной системе координат [1]. Штейерл [2] и Майер-Лейбниц [3] предложили методы эффективного выделения УХН. На основе предложения Майер-Лейбница в Мюнхене был создан спектрометр УХН с разрешением 20% в области энергий $10^{-7} - 5 \cdot 10^{-4}$ эв, на котором с 1968 г. успешно ведутся измерения [4, 5, 6]. К этим работам мы вернемся позже.

В 1959 г. Я. Б. Зельдович [7] отметил весьма любопытную особенность нейтронов самых низких энергий — они должны испытывать полное отражение от сред при любых углах падения.

Так как при полном отражении нейтронная волна проникает в среду на малую глубину $\lambda \sim 100$ Å, вероятность потери нейтрона при одном отражении должна быть мала, и нейтрон, заключенный в откачанную полость в среде, будет находиться в ней в течение времени, потребного на $10^3 - 10^5$ пересечений полости, с учетом, конечно, ограничения, накладываемого радиоактивным распадом нейтрона, период которого близок к 1000 сек. Отражение и преломление нейтронов можно рассматривать как следствие существования потенциальной энергии взаимодействия нейтрона со средой, равной

$$U = 2\pi\hbar^2 N b / m - \mu B, \quad (1)$$

где N — число ядер в единице объема; b — когерентная длина рассеяния нейтрона на связанном ядре; m — масса нейтрона; μ — его магнитный момент; B — магнитная индукция. Первый член (1) есть усредненная по объему энергия взаимодействия нейтрона с ядрами, второй член — усредненная энергия магнитного взаимодействия.

Численно

$$U = 157 (\rho b / A) \pm 6,03 B \text{ нэв (наноэлектронвольт)}, \quad (2)$$

где ρ — плотность в г/см³; b — длина рассеяния в единицах ферми (10^{-13} см); A — массовое число; B — магнитная индукция в килогауссах. Значения U для некоторых сред приведены в табл. 1. Для большинства ядер $b > 0$ и нейтрон, летящий из вакуума в среду, встречает ступень потенциала высотой U . Если слагающая кинетической энергии нейтрона, связанная с движением по нормали к поверхности среды, меньше U , нейтрон не может преодолеть барьер и отражается. Если полная кинетическая энергия нейтрона

* Nuclear Structure Study with Neutrons. Plenum Press, London, 1974, p. 259. Русский текст: препринт ОИЯИ РЗ-7135. Дубна, 1973.

Таблица 1

**Значения граничных энергий, длины волны и скорости нейтрона
для некоторых веществ**

	$E_{ГР} = U (10^{-7} \text{ эв})$	$\lambda_{ГР} (\text{Å})$	$v_{ГР} (\text{м·сек})$		$E_{ГР} = U (10^{-7} \text{ эв})$	$\lambda_{ГР} (\text{Å})$	$v_{ГР} (\text{м·сек})$
Al	0,55	1220	3,2	Fe	3,4	490	7,95
Mg	0,605	1160	3,36		0,8	895	4,37
Cu	1,72	690	5,7	Co	1,66	700	5,56
C	1,94	650	6,1		-0,488		0
Be	2,40	580	6,8	Ni	2,806	540	7,23
					2,074	628	6,21

Примечание. Для ферромагнетиков приведены значения $U + \mu B$ и $U - \mu B$, где B — индукция насыщения, принята равной 21,6 кэс для Fe, 17,9 кэс для Co и 6,1 кэс для Ni.

в вакууме меньше высоты барьера, отражение происходит при любых углах падения. Таким образом, граничная энергия полного отражения

$$E_{ГР} = U = 2\pi\hbar^2 Nb/m - \mu B. \quad (3)$$

Из сказанного ясно, что магнитные поля также могут приводить к отражению нейтронов. Удержание нейтронов в магнитных полях специальных конфигураций было рассмотрено В. В. Владимирским [8]. И. И. Гуревич и Л. В. Тарасов в книге, вышедшей в 1965 г. [9], посвятили удержанию нейтронов специальную главу, чем способствовали ознакомлению физиков с этим интересным феноменом. Они отметили, правда, что ожидаемая интенсивность УХН с энергией порядка $E_{ГР} \sim 10^{-7}$ эв столь мала, что вряд ли возможно будет использовать их в эксперименте. Преодолению этого пессимизма помог большой интерес к поискам электрического дипольного момента нейтрона, возникший после сенсационного открытия в 1964 г. нарушений CP - и T -инвариантностей в распадах нейтральных K -мезонов. Несмотря на настойчивые поиски, до настоящего времени ни в каких других элементарных процессах нарушений временной обратимости не было обнаружено. Существование электрического дипольного момента (ЭДМ) у элементарной частицы явилось бы проявлением T -неинвариантности. Нейтрон, пожалуй, является наиболее удобным объектом для поиска ЭДМ. До настоящего времени проведено уже несколько весьма тщательных экспериментов [10], последний из которых [11] привел к оценке:

$$\text{ЭДМ нейтрон}/e < 1 \cdot 10^{-23} \text{ см},$$

где e — элементарный заряд.

Измерение ЭДМ сводится к определению очень малой энергии взаимодействия ЭДМ с известным электрическим полем. Так как погрешность измерения энергии обратно пропорциональна времени измерения, то переход от пучкового эксперимента (время измерения $\sim 10^{-2}$ сек) к эксперименту, в котором нейтроны удерживаются в установке в течение, скажем, 10^2 сек, приведет (если не возникнет ограничений со стороны статистики) к повышению чувствительности опыта на 4 порядка, не говоря о подавлении некоторых систематических погрешностей, существенно лимитирующих возможности пучкового эксперимента [10—12]. Указанные соображения стимулировали в 1968 г. дубненскую группу сделать попытку экспериментальной проверки

принципа удержания УХН [14]. Хотя доступный в этой работе поток тепловых нейтронов был очень мал ($\sim 10^{10}$ н/см²·сек), опыт дал положительный результат; более удовлетворительные с количественной стороны результаты были получены затем на реакторах с тепловым потоком 10^{13} н/см²·сек. Можно сказать, «черт оказался не так страшен, как его малюют» — УХН оказались доступны эксперименту с относительно простой и недорогой аппаратурой.

Обзор современной ситуации с УХН начнем с вопроса об их получении. При этом мы иногда без специальных оговорок будем пользоваться более узким определением УХН как группы нейтронов с энергией $E < E_{гр}$ для данной среды, испытывающих полное отражение от границы среда — вакуум при любых углах падения.

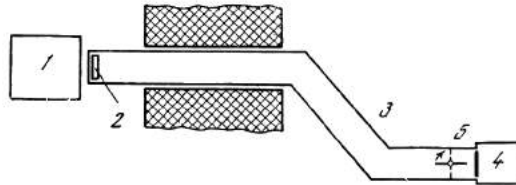
2. ПОЛУЧЕНИЕ УХН

а) Горизонтальные каналы

При уменьшении энергии нейтрона сечения неупругих процессов возрастают по закону $1/v$ и в области УХН достигают больших величин. Так, для алюминия при комнатной температуре при энергии нейтрона 0,1 мкэв полное сечение взаимодействия приближается к 150 барн, чему соответствует средний свободный пробег ~ 1 мм. Из этих 150 барн 115 барн приходится на сечение захвата нейтрона σ_c . Остаток практически полностью представляет сечение нагрева $\sigma_{нагр}$, т.е. сечение неупругого рассеяния, при котором

Рис. 153. Схема горизонтального канала УХН

- 1 — активная зона реактора;
- 2 — конвертор УХН;
- 3 — труба — нейтронпровод полного отражения;
- 4 — детектор УХН;
- 5 — поворотная шторка — пленка из материала нейтронвода толщиной несколько мм, служащая для отделения УХН от фона более быстрых нейтронов



энергия нейтрона становится больше граничной энергии стенок нейтронвода. (Она возрастает на величину порядка kT , (T — температура рассеивателя) — много большую энергии УХН). Таким образом, при каждом взаимодействии УХН с вероятностью, близкой к 100%, исчезают. Ввиду этого из замедлителя могут выходить практически только УХН, образовавшиеся в поверхностном слое толщиной порядка средней длины свободного пробега УХН, равной

$$l = 1/N (\sigma_c + \sigma_{нагр}).$$

Учет указанных особенностей взаимодействия УХН с веществом приводит к схеме извлечения их из реактора, указанной на рис. 153. Здесь: 1 — активная зона реактора, 3 — нейтронпровод (например, медная электрополированная труба), в котором поддерживается вакуум порядка 10^{-4} мм рт. ст., 2 — конвертор-пластина вещества толщиной в несколько пробегов УХН, облучаемая тепловыми нейтронами; некоторые из них в результате неупругого рассеяния со сбросом энергии ($\sigma_{охл}$) переходят в область энергий УХН. УХН, вышедшие из конвертора, отражаясь, движутся к детектору 4, в ко-

тором регистрируются, если поворотная шторка 5 открыта. Шторка представляет собой тонкий (несколько $\mu\text{м}$) слой из материала нейтронотода. В закрытом положении она отражает нейтроны с $E < E_{\text{гп}}$, но практически не задерживает нейтронов, для которых энергия, соответствующая нормальной компоненте скорости, больше $E_{\text{гп}}$. В этом положении измеряется фон детектора. Поток УХН с энергией в интервале $E, E + dE$, выходящих с единицы площади конвертора, пропорционален потоку Φ_0 тепловых нейтронов, облучающих конвертор, среднему по спектру тепловых нейтронов сечению образования УХН в конверторе $\bar{\sigma}_{\text{охл}}$ и толщине слоя, из которого УХН выходят, т.е. длине пробега УХН в конверторе l^* :

$$d\Phi_{\text{УХН}} = C \cdot \Phi_0 \frac{\bar{\sigma}_{\text{охл}} dE}{\sigma_c + \sigma_{\text{нагр}}} = C \Phi_0 E dE \frac{\bar{\sigma}_{\text{охл}} E^{-1/2}}{(\sigma_c + \sigma_{\text{нагр}}) E^{1/2}}. \quad (4)$$

В (4) использована известная зависимость сечений от энергии УХН. При $E \rightarrow 0$ $\sigma_{\text{охл}} \sim E^{1/2}$, а σ_c и $\sigma_{\text{нагр}} \sim E^{-1/2}$; ввиду этого числитель и знаменатель дроби в правой части (4) не зависят от E (при $E \rightarrow 0$). Константу в (4) можно найти из следующих соображений. При отсутствии захвата и равенстве температур конвертора и замедлителя в системе устанавливается равновесный максвелловский спектр нейтронов с температурой $T_{\text{н}}$, равной температуре среды. В этих условиях поток УХН из конвертора будет соответствовать потоку в соответствующем участке равновесного спектра, т.е. для участка энергий $E, E + dE$ будет равен

$$d\Phi_{\text{УХН}} = \frac{E dE}{4T_{\text{н}}^2} \Phi_0 \quad (5)$$

независимо от материала конвертора. В то же время отношение $\sigma_{\text{охл}} E^{-1/2} / \sigma_{\text{нагр}} E^{1/2}$ зависит от спектра частот вещества. Противоречие снимается, если при равенстве температур тепловых нейтронов ($T_{\text{н}}$) и конвертора ($T_{\text{к}}$) $\bar{\sigma}_{\text{охл}} E^{-1/2} \approx \sigma_{\text{нагр}} E^{1/2}$. Используя принцип детального равновесия, легко доказать, что при $T_{\text{н}} = T_{\text{к}}$ имеет место соотношение $\sigma_{\text{нагр}} E^{1/2} = T_{\text{н}}^2 \bar{\sigma}_{\text{охл}} E^{-1/2}$ **. С учетом этого, сравнивая (4) и (5), находим $C = 1/4 T_{\text{н}}^2$ и

$$d\Phi_{\text{УХН}} = \frac{E dE}{4T_{\text{н}}^2} \Phi_0 \frac{\bar{\sigma}_{\text{охл}} E^{-1/2}}{(\sigma_c + \sigma_{\text{нагр}}) E^{1/2}}. \quad (6)$$

* Потенциальную энергию нейтрона в конверторе считаем пока равной нулю ($U_{\text{к}} = 0$).

** $\sigma_{\text{нагр}} = \int \sigma(E \rightarrow E_1) dE_1$, $\bar{\sigma}_{\text{охл}} \approx \int \sigma(E_1 \rightarrow E) \frac{E_1 dE_1}{T_{\text{н}}^2} e^{-E_1/T_{\text{н}}}$.

Используя соотношение детального равновесия

$$\sigma(E \rightarrow E_1) E e^{-E/T_{\text{к}}} = \sigma(E_1 \rightarrow E) E_1 e^{-E_1/T_{\text{к}}}$$

и полагая $E \ll T_{\text{к}}$, $e^{-E/T_{\text{к}}} = 1$, получаем

$$\bar{\sigma}_{\text{охл}} E^{-1/2} = E^{-1/2} \int \sigma(E \rightarrow E_1) E e^{E_1/T_{\text{к}}} \frac{dE_1}{T_{\text{н}}^2} e^{-E_1/T_{\text{н}}}.$$

Таким образом, при $T_{\text{к}} = T_{\text{н}}$

$$\sigma_{\text{нагр}} E^{1/2} = T_{\text{н}}^2 \bar{\sigma}_{\text{охл}} E^{-1/2}.$$

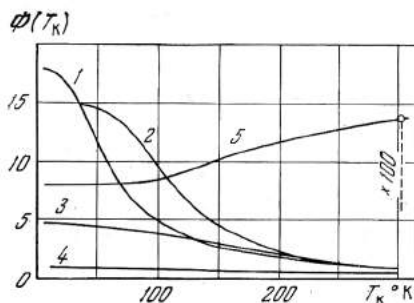
Выражение (6) необходимо еще дополнить учетом отражения УХН от скачка потенциала на границе конвертор — вакуум (если $U_K \neq 0$) и учетом ослабления потока УХН при диффузии вдоль нейтроновода к детектору (см. [16, 17]). Упругое рассеяние УХН не сказывается существенно на их выходе, если материал конвертора однородный. В работах [4, 5] наблюдалось сильное рассеяние УХН в недостаточно однородных веществах. Благодаря рассеянию на неоднородностях путь нейтрона для выхода наружу удлиняется, возрастают потери и выход падает.

Из (6) следует, что спектр потока УХН имеет вид EdE , т. е. соответствует начальному участку максвелловского спектра независимо от того, насколько исходный спектр тепловых нейтронов близок к равновесному в области малых энергий.

Рассмотрим теперь, как выход УХН меняется при изменении температуры конвертора, предполагая $T_H = \text{const}$. При $T_K \rightarrow 0$ $\sigma_{\text{нагр}} \rightarrow 0$, так как

Рис. 154. Расчетная зависимость потока УХН от температуры конвертора

По оси абсцисс — температура конвертора, по оси ординат — поток УХН (за 1 принят поток из полиэтилена при $T_K = 300^\circ \text{K}$), температура спектра тепловых нейтронов принята $T_H = 300^\circ \text{K}$; 1 — полиэтилен; 2 — бериллий; 3 — гидрид циркония; 4 — магний; 5 — алюминий



невозбужденный конвертор не может отдавать нейтрону энергию. Пробег УХН возрастает, они выходят из более толстого слоя конвертора. Сечение охлаждения тепловых нейтронов $\bar{\sigma}_{\text{охл}}$ также уменьшается, однако оно остается конечным при $T \rightarrow 0$. Поэтому, во всяком случае при отсутствии захвата, увеличение глубины выхода сказывается сильнее, чем уменьшение генерации, и выход УХН при охлаждении конвертора растет. Расчеты, основанные на имеющихся данных о фоновых спектрах веществ [16], подтверждают этот вывод (см. рис. 154 и табл. 2, заимствованные из [16]). Эффект

Таблица 2

Выход УХН из конверторов при $T_K = T_H = 300^\circ \text{K}$
(за единицу принят выход из полиэтилена)

Конвертор	Расчет	Эксперимент
ZrH _{1,6}	0,9	1,0 ± 0,1 *
Mg	0,41	0,48 ± 0,07
Al	0,087	0,096 ± 0,014

* Это значение получено с ZrH_{1,6}.

охлаждения особенно велик для веществ с очень малым отношением сечения захвата к сечению рассеяния, таких, как тяжелая вода, полиэтилен, бериллий. Эксперимент подтверждает рост выхода УХН при охлаждении конвер-

тора. Так, в [16] получено, что при охлаждении полиэтиленового конвертора от комнатной температуры до 90°K поток УХН вырос в $4 \pm 0,2$ раза; охлаждение гидрида циркония до 130°K дало увеличение потока в $2,3 \pm 0,2$ раза. Надо заметить, что в обоих случаях выигрыш оказался меньше расчетной величины, равной 5,5 для полиэтилена и 3,4 для гидрида циркония. Причина расхождения неизвестна, можно подозревать упомянутое выше влияние рассеяния УХН на неоднородностях, которое в расчетах не учитывалось.

С точки зрения выхода УХН материал для конвертора должен удовлетворять условию $\sigma_c \ll \sigma_{\text{нагр}}$, где $\sigma_{\text{нагр}}$ можно извлечь из данных о полных сечениях для холодных нейтронов ($E \lesssim 10^{-3}$ эв), вычитая сечения захвата и упругого рассеяния. Нейтрон, образовавшийся в конверторе с энергией E' , будет иметь в вакууме энергию $E = E' + U_k$, где U_k — потенциальная энергия нейтрона в веществе конвертора. В горизонтальном нейтроноводе без больших потерь распространяются нейтроны с энергией, меньшей граничной энергии нейтроновода $E_{\text{гр}} = U_n$. Так как $E' > 0$, то должно быть $U_k < U_n$. При медном нейтроноводе это условие исключает такие хорошие конверторы, как D_2O , Ве, графит. Некоторые хорошие конверторы, например вода, органические жидкости, исключаются требованием низкого давления паров; другие, например полиэтилен, — требованием радиационной стойкости в поле излучений реактора. Эти ограничения привели к тому, что в первой работе группы Дубна—Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова [77] в качестве конвертора был использован алюминий, для которого фактор $\sigma_{\text{охл}}/(\sigma_c + \sigma_{\text{нагр}})$ зарезает выход УХН примерно в 10 раз. В дальнейшем этой группой были опробованы более выгодные конверторы: проточная вода в тонком алюминиевом сосуде, магний, гидрид циркония. Наблюдавшиеся скорости счета УХН представлены в табл. 3, в которой приведены также и результаты группы Дубна — ИЯФ Алма-Ата и группы В. М. Лобашева из Ленинградского института ядерной физики. При тепловом потоке $\Phi_0 = 5 \cdot 10^{12}$ н/см²·сек поток УХН в интервале $0 < E \leq E_{\text{гр}}$ из хорошего конвертора, для которого $\sigma_c \ll \sigma_{\text{нагр}}$, например для гидрида циркония, при медном нейтроноводе ($E_{\text{гр}} = 0,17$ мкэв) и $T_n = 400^\circ \text{K}$ составляет

$$\Phi_{\text{УХН}} = \frac{1}{8} \Phi_0 \left(\frac{E_{\text{гр}}}{T_n} \right)^2 = 17 \text{ н/сек.}$$

Скорость счета с учетом потерь в нейтроноводе и 50%-ной эффективности детектора должна быть примерно в пять раз меньше, т. е. порядка 3 н/см²·сек. Наблюдаемая скорость счета (табл. 3, строки 5 и 6) близка к 1 н/см²·сек, т. е. в несколько раз меньше. Является ли расхождение реальным и каковы его причины, в настоящее время неясно. Спектр потока УХН, выходящих из медного канала с алюминиевым конвертором, измерялся довольно грубо в работе [17].

Схема и результаты опыта представлены на рис. 137. На пути к детектору нейтроны проходили колено из медной трубы, высота которого h могла изменяться (рис. 137, а). При $h > 0$ (колено поднято) в детектор проходят нейтроны, высота подъема которых в поле тяжести $H = E/mg$ больше высоты колена h . Численно высота подъема в см почти точно равна энергии нейтрона, выраженной в нэв ($H_{\text{см}} = 0,98 E_{\text{нэв}}$).[†] При $h < 0$ (колено опущено) нейтроны, которые при падении с высоты h ускоряются до энергии, большей $E_{\text{гр}}$ нейтроновода, поглощаются в медных стенках; в детектор проходят

Таблица 3

Характеристики горизонтальных каналов УХН

Институт	Конвертор, температура	Тепловой поток на конверторе, $n/cm^2 \cdot сек$	Нейтронород	Скорость учета УХН, $имп/сек$	Детектор и его площадь
ИАЭ им. И. В. Курчатова, Москва	Al, 600° K	$7 \cdot 10^{12}$	Cu, \varnothing 9,6 см, l 6 м	3	LiOH·H ₂ O + ZnS, 12 см ²
	H ₂ O, Al-оболочка толщиной 0,3 мм, 300° K	$2 \cdot 10^{13}$	То же	100	Пропорц. счетчик с He ³ с окном Al 0,06 мм, площадь 80 см ²
»	Al	$5 \cdot 10^{12}$	Cu, \varnothing 6,5 см, l 4 м	4	То же, 40 см ²
»	Mg, Al-оболочка, 0,2 мм	$5 \cdot 10^{12}$	То же	3,8	»
	ZrH _{1,6} \approx 300° K	$5 \cdot 10^{12}$	»	24	»
	ZrH _{1,9} \approx 300° K	$5 \cdot 10^{12}$	»	27	»
	ZrH _{1,9} \approx 100° K	$5 \cdot 10^{12}$	»	48	»
	Mg, 320° K	$5 \cdot 10^{12}$	Cu, \varnothing 17,5 см, l 7 м	11	LiOH·H ₂ O + ZrS, 14 см ²
ИЯФ АН Каз. ССР, Алма-Ата	H ₂ O, Al-оболочка, 0,25 мм, 290° K	$5 \cdot 10^{12}$	То же	6	То же
	ZrH _{1,9} , 230° K	$5 \cdot 10^{12}$	»	20	»
ЛИЯФ, Ленинград	Mg в тонкой Al-оболочке	$1,5 \cdot 10^{13}$	Стекло с покрытием Ni, \varnothing 4 см, l 5 м	50	Li + ZnS, \sim 30 см ²
	Al	$5 \cdot 10^{13}$	Медь с покрытием Ni	5	То же

только более медленные нейтроны. На рис. 137, в показан идеализированный вид ожидаемого спектра УХН: линейная зависимость от энергии; спектр начинается от граничной энергии алюминия и кончается при граничной энергии меди (по оси абсцисс отложена высота подъема H , пропорциональная энергии). На рис. 137, б сплошные линии представляют скорость счета детектора в функции высоты колена h , рассчитанную для спектра рис. 137, в. Кривые после нормировки неплохо соответствуют экспериментальным точкам, что можно рассматривать как подтверждение справедливости в основных чертах спектра 137, в.

б) Другие способы получения УХН

На рис. 155 приведена схема вертикального канала УХН, созданного Штейерлом в Мюнхене [4, 5]. Здесь: 1 — активная зона реактора, 2 — графитовый конвертор, примыкающий к активной зоне. Поток тепловых нейтронов на конверторе составляет $10^{13} n/cm^2 \cdot сек$. 4 — круглый медный нейтронород, слегка изогнутый (радиус кривизны 35 м) для устранения фона быстрых нейтронов и гамма-квантов. 3 — вращающийся прерыватель, обес-

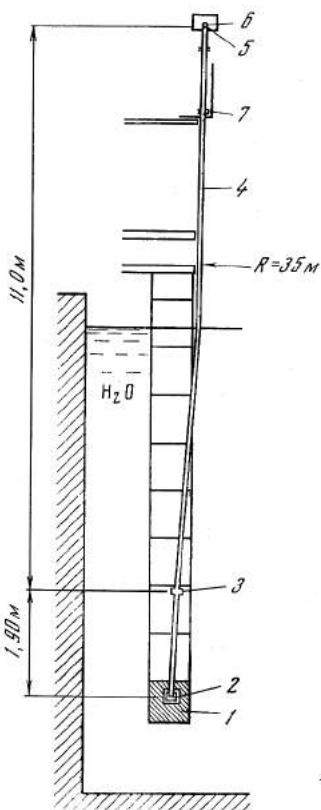
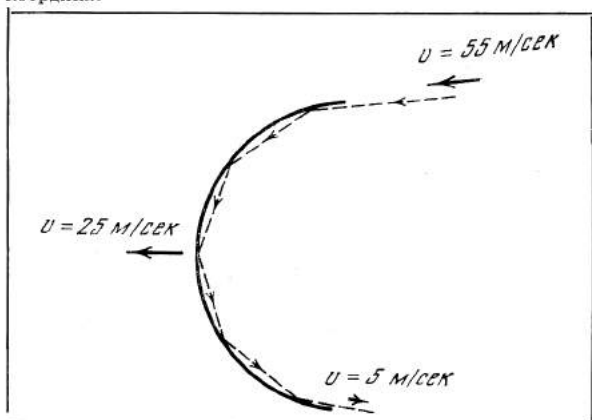


Рис. 155. Вертикальный канал УХН

- 1 — активная зона реактора;
 2 — графитовый конвертор УХН;
 3 — вращающийся прерыватель;
 4 — медный нейтроновод;
 5 — образец, помещенный в криостате;
 6 — детектор BF_3 с Al-окном толщиной 0,1–0,25 мм;
 7 — Al-окно толщиной 0,1 мм

Рис. 156. Иллюстрация принципа действия турбины Штейерла

Изогнутые лопатки движутся с окружной скоростью 25 м/сек нейтроны со скоростью 55 м/сек, попадая на лопатку, испытывают несколько последовательных отражений и покидают лопатку со скоростью $(55-25)=30$ м/сек относительно лопатки, т. е. со скоростью 5 м/сек в лабораторной системе координат



печивающий в измерениях по времени пролета в области энергий 0,5 — 20 мкэв разрешение 10%. Участок нейтронного волновода ниже прерывателя представляет собой алюминиевую полированную трубу, электролитически покрытую никелем. 5, 6 — образец, детектор BF_3 с Al-окном толщиной 0,1 — 0,25 мм, криостат для охлаждения образца. Измерения показали, что наблюдаемая зависимость скорости счета детектора от времени пролета соответствует максвелловскому спектру нейтронов, выходящих из конвертора. Абсолютная величина интенсивности соответствует ожидаемой, если допустить, что средняя вероятность потери нейтрона при одном отражении от стенки нейтронного волновода составляет 4–5%. В области энергий 0,1 мкэв потери в нейтронном волноводе снижают скорость счета примерно в 30 раз. Преимуществом вертикального канала является большая свобода в выборе материала конвертора; хотя из конвертора выходят нейтроны с энергией $E > U_n$, у достаточно высоко расположенного образца спектр будет начинаться с нуля.

А. Штейерл [2], А. В. Антонов, Д. Е. Вуль и М. В. Казарновский [20] и Н. Т. Кашукеев [21] предложили несколько вариантов механических устройств, предназначенных для замедления холодных нейтронов до области УХН. На рис. 156 приведена для примера схема нейтронной турбины Штейерла. Изогнутые лопатки укреплены на ободе вращающегося колеса и движутся с окружной скоростью, скажем, $v = 25$ м/сек. Нейтроны со скоростью порядка 50 м/сек направляются из зеркального нейтронного волновода на лопатки

ки под углом, при котором происходит зеркальное отражение. После нескольких последовательных отражений нейтрон в системе координат лопатки отклоняется на угол, близкий к 180° , и движется со скоростью $50 - 25 = 25$ м/сек в направлении, обратном скорости лопатки. В лабораторной системе координат его скорость будет близка к нулю, т. е., проходя через турбину, нейтроны замедляются до области УХН.

Какова сравнительная эффективность движущихся зеркал, вертикальных и горизонтальных каналов УХН? Ответ быстрее всего можно получить, опираясь на теорему Лиувилля, согласно которой плотность функции распределения нейтронного газа в фазовом пространстве при движении остается постоянной. Пространственная плотность нейтронов равна плотности (средней) в фазовом пространстве, умноженной на объем пространства импульсов, занимаемый нейтронами. Последний естественно считать одинаковым для всех способов приготовления УХН (например, УХН занимают область энергий от 0 до $E_{гр}$ и угловое распределение скоростей изотропно). Исходный спектр тепловых нейтронов также считаем одним и тем же, тогда (с точностью до отличия Больцмановского фактора $e^{E/(kT_n)}$ от 1) плотность в фазовом пространстве также одна и та же для всех способов приготовления УХН. Но тогда из теоремы Лиувилля сразу следует, что пространственная плотность, а значит, и поток УХН, не зависит от способа их приготовления. Реально, конечно, могут возникнуть различия, связанные с отклонениями установок от идеала, например дополнительные потери нейтронов из-за плохой поверхности зеркал и т. д. В настоящее время еще нет данных для сравнения различных источников УХН с точки зрения технической реализации. Хотя механические замедлители нейтронов в принципе и не дают выигрыша по сравнению с собиранием «готовых» УХН из реактора, на практике они могут оказаться полезными, например для работы с УХН на уже имеющихся пучках тепловых или холодных нейтронов.

Приведенные выше соображения исключают возможность увеличения плотности УХН путем, например, сжатия нейтронного газа поршнем. Однако «сжатие» во времени — использование импульсного нейтронного источника — может дать значительный выигрыш. Если в нейтронную ловушку вводить УХН в момент вспышки импульсного реактора, а по окончании вспышки изолировать ловушку, то в идеальном случае отсутствия потерь плотность УХН в ловушке будет соответствовать пиковой плотности нейтронов, которая может на несколько порядков превосходить среднюю по времени [15, 24]. Пусть τ и θ — соответственно длительность вспышки (по тепловым нейтронам) и интервал между последовательными вспышками импульсного реактора, S — площадь излучающей УХН поверхности конвертора, τ_1 — длительность открытого состояния затвора УХН (считаем $\tau_1 > \tau$), Σ — внутренняя поверхность сосуда, в который УХН поступают из конвертора, μ — вероятность потери УХН при одном отражении от стенки сосуда, s — площадь отверстия, через которое УХН отбираются из сосуда для использования. Если n — средняя плотность УХН в сосуде, n_0 — средняя плотность УХН на поверхности источника, то, приравнявая число УХН, поступающих в сосуд за одну вспышку, и число УХН, покидающих сосуд за один период, имеем

$$\frac{n_0 v}{4} S \theta = \frac{n v}{4} \{S \tau_1 + \Sigma \mu \theta + s \theta\}. \quad (7a)$$

В (7a) пренебрегается изменением n во времени, пространственной неодно-

родностью распределения УХН в сосуде, распадом нейтрона. Аналогично, при стационарном режиме работы реактора на той же мощности

$$\frac{n_0 v}{4} S = \frac{n_1 v}{4} (S + \Sigma \mu + s). \quad (76)$$

Сравнивая (7а) и (76), находим фактор выигрыша, который дает импульсный режим:

$$\frac{n}{n_1} = 1 + \frac{1 - \tau_1/\theta}{\tau_1/\theta + \Sigma \mu/S + s/S}. \quad (8)$$

При обсуждении (8) будем считать, что время соединения сосуда с источником составляет малую долю интервала между вспышками, т. е. $\tau_1/\theta \ll 1$. В этом случае выигрыш от импульсного режима будет велик, если знаменатель (8) будет мал по сравнению с 1. Для этого требуется, чтобы светящая поверхность конвертора была велика по сравнению с эффективной поглощающей поверхностью сосуда $\Sigma \mu + s$. Для некоторых веществ можно ожидать значения вероятности поглощения при одном отражении в диапазоне 10^{-5} . Если удастся реализовать на опыте столь малые значения μ , то, вероятно, можно будет за счет импульсного режима работы достигнуть увеличения плотности удерживаемых в сосуде УХН на несколько порядков. Для этого нужно будет еще решить непростую задачу создания источников и довольно быстрых затворов УХН большой площади.

3 УДЕРЖАНИЕ УХН

Решая задачу об отражении плоской нейтронной волны, падающей из вакуума на идеальную плоскую границу полубесконечной среды, в которой на нейтрон действует потенциал $V = U - iU_1$, нетрудно получить следующее выражение для вероятности потери нейтрона из зеркально отраженного пучка:

$$\mu = 2 \frac{U_1}{U} \frac{x}{\sqrt{1-x^2}}. \quad (9)$$

В (9) $x = v/v_{\text{гp}} \cdot \cos \theta$; $v_{\text{гp}}$ — скорость нейтрона, v — граничная скорость, соответствующая энергии нейтрона $E_{\text{гp}} = U$ (предполагается $U > 0$). Выражение (9) справедливо при $\mu \ll 1$. Действительная часть потенциала U определяется выражением (1) $U = 2\pi \hbar^2 N \operatorname{Re} b/m$. Казалось бы, мнимую часть потенциала можно получить, подставив сюда вместо действительной части длины рассеяния ее мнимую часть $\operatorname{Im} b$, пропорциональную, согласно оптической теореме, полному сечению взаимодействия нейтрона σ_t :

$$\operatorname{Im} b = -\frac{k\sigma_b}{4\pi},$$

где k — волновое число нейтрона. Это, однако, не совсем так. В самом деле, в присутствии комплексного потенциала распространяющаяся в среде плоская нейтронная волна затухает с линейным коэффициентом затухания, пропорциональным мнимой части потенциала U_1 (если $U_1 \ll E - U$). С другой стороны, в кристаллической среде, если длина волны нейтрона больше удвоенного максимального межплоскостного расстояния решетки, упругое когерентное рассеяние не приводит к ослаблению нейтронного пучка, т. е. линейный коэффициент затухания определяется не полным сече-

нием, а меньшей величиной — суммой сечений захвата, неупругого рассеяния и упругого некогерентного рассеяния. Таким образом, пропорциональности между U_1 и σ_t , а значит, и между U_1 и $\text{Im } b$ нет. Подробное рассмотрение задачи о нахождении эффективного потенциала взаимодействия нейтрона со средой содержится в работе В. К. Игнатовича [22], где изложена также история вопроса. Далее, при отражении нейтрона упругое некогерентное рассеяние * ослабляет зеркально отраженный пучок, приводя (наряду с шероховатостями поверхности) к образованию компоненты диффузно-рассеянных нейтронов. Диффузно-рассеянные нейтроны остаются в сосуде, в котором УХН удерживаются, поэтому при оценке времени удержания УХН в сосуде упругое рассеяние не следует принимать во внимание. С учетом всего сказанного для величины U_1 (U в (9)) примем

$$\eta = \frac{U_1}{U} = - \frac{(\text{Im } b)_{\text{эфф}}}{\text{Re } b} \approx \frac{k(\sigma_c + \sigma_{н.у})}{4\pi b}. \quad (10)$$

В силу закона $1/v$, справедливого для сечений захвата и неупругого рассеяния, числитель (10) не зависит от энергии. Усредняя (9) по углам падения, имеем для изотропного распределения нейтронов по углам:

$$\bar{\mu} = \frac{2\eta}{y^2} (\text{arc sin } y - y \sqrt{1 - y^2}), \quad (11)$$

где $y^2 = E/E_{\text{гр}}$. При $E = E_{\text{гр}}$ $\mu = \eta$. При уменьшении энергии нейтрона вероятность потери нейтрона падает; при $y \ll 1$

$$\bar{\mu} = \frac{4}{3} \eta y \left(1 + \frac{3}{10} y^2 + \dots \right). \quad (11a)$$

В табл. 4 для некоторых веществ приведены ожидаемые значения $1/\pi\eta$, имеющие смысл среднего числа столкновений со стенкой до потери для нейтрона с энергией, близкой к граничной. Вероятность исчезновения в секунду нейтрона со скоростью v , заключенного в сосуд, равна

$$W = \frac{v}{\bar{l}} \bar{\mu} + \lambda, \quad (12)$$

где \bar{l} — средний пробег нейтрона между двумя столкновениями со стенкой; $\lambda \approx 10^{-3} \text{ сек}^{-1}$ — постоянная радиоактивного распада нейтрона. Обратная величина $T = 1/W$ есть среднее время удержания нейтрона в сосуде. Если

Таблица 4

Среднее число отражений до потери для нейтронов с энергией, близкой к $E_{\text{гр}}$

Вещество	$E_{\text{гр}}, \text{ мкэв}$	$1/\pi\eta = 4 \sigma/k (\sigma_c + \sigma_{н.у})$
Медь, 300° К	0,17	$2,3 \cdot 10^3$
Графит, 300° К	0,19	$5,3 \cdot 10^4$
Графит, 100° К		
Бериллий, 300° К	0,24	$6,4 \cdot 10^4$
Бериллий, 100° К		

* Для аморфной среды ослабление определяется полным сечением упругого рассеяния,

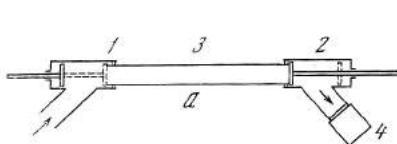
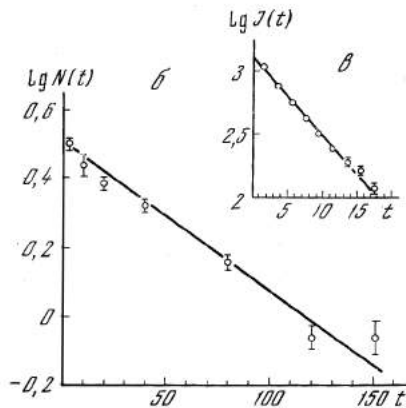


Рис. 157. Измерения времени удержания УХН в сосудах

а — схема опыта: 1, 2 — вентили для открывания и закрывания входа и выхода нейтронов в сосуде для хранения; 3, 4 — детектор УХН; б — зависимость числа нейтронов, зарегистрированных детектором после открытия вентиля 2, от времени выдержки нейтронов в сосуде 3; в — зависимость скорости счета детектора 4 от времени, прошедшего после открытия вентиля 2, характеризующая скорость вытекания нейтронов из сосуда 3 после открытия вентиля



сосуд заполнен нейтронами различных скоростей, то затухание числа нейтронов будет неэкспоненциальным, так как вероятность поглощения μ зависит от энергии нейтрона.

Группа Дубна — ИАЭ провела некоторые измерения времен удержания нейтронов в сосудах [17]. Схема постановки опыта приведена на рис. 157, а. Сосуд 3 представлял собой трубу длиной 2—3 м, диаметром 6—14 см. Через вентиль 1 сосуд заполнялся нейтронами из канала УХН. После закрытия вентиля нейтроны выдерживались в сосуде в течение некоторого времени t , после чего открывался вентиль 2, соединяя сосуд 3 с детектором нейтронов 4. Измерения проводились с различными временами выдержки t . Зависимость, наблюдавшаяся для стеклянной трубы, приведена на рис. 157, в, здесь N — полное число нейтронов (за вычетом фона), зарегистрированных детектором после открытия вентиля 2. Прямая на рис. 157, в соответствует среднему времени удержания 104 сек. На рис. 157, с приведена зависимость скорости счета детектора от времени после открытия вентиля 2 (суммировано по большому числу заполнений). Из рис. 157, с следует, что среднее время опорожнения трубы составляет 7 сек, тогда как газокинетическая величина $4l/v$ (l — длина сосуда) вдвое меньше. Различие связано с нечернотой детектора, отражавшего примерно половину падавших на него УХН.

Первые эксперименты [17] с сосудами из меди, пиролитического графита, бериллия и тефлона дали для среднего числа столкновений со стенкой до потери нейтрона значения в интервале 500—1500, что значительно меньше ожидавшегося не только для веществ с малым захватом, но и для меди. Штейерл и Кестер в Мюнхене провели недавно эксперимент по изучению удержания нейтронов в графите по другой схеме [23]. Сосуд объемом 7 л со стенками из пиролитического графита после длительного прогрева при 400°C в вакууме 10^{-7} мм рт. ст. опускался к активной зоне реактора, наполнялся УХН и поднимался в защиту. Измерялась зависимость числа нейтронов в сосуде от времени после наполнения. Результаты оказались в согласии с данными [17], несмотря на значительно лучшую очистку поверхности графита и лучшие вакуумные условия.

В табл. 5 приведены результаты недавних опытов группы Дубна — ИАЭ по удержанию УХН в сосудах из меди, стекла и тефлона. В этих опытах были использованы затворы с пневматическим приводом, обеспечивающие более плотное по сравнению с [17] закрывание сосуда без щелей, что видимым

Таблица 5

Результаты измерений времен удержаний УХН в замкнутых сосудах

Материал и внутренний ϕ трубы	Обработка внутренней поверхности	Интервал скорости УХН, м/сек**	Среднее время удержания, сек	Среднее число отражений до потери 1/π	Ожидаемая величина 1/π из данных о нейтронных сечениях***
Медь, 8,5 см	Электрополировка электролит $H_3PO_4 + CrO_3$	3,2—5,7	16 ± 1	$8,94 \cdot 10^3$	$4,17 \cdot 10^3$
То же	Электрополировка электролит H_3PO_4	3,2—5,7	$29 \pm 2,2$	$1,64 \cdot 10^3$	$4,17 \cdot 10^3$
» »	То же		$30 \pm 2,2$	$1,69 \cdot 10^3$	$4,17 \cdot 10^3$
» »	» »	4,5—5,7	$27 \pm 1,5$	$1,68 \cdot 10^3$	$3,68 \cdot 10^3$
» »	» »	0—4,6	68 ± 6	$3,42 \cdot 10^3$	$6,25 \cdot 10^3$
» »	» »	1,5—2,9	105 ± 7	$3,23 \cdot 10^3$	$10,5 \cdot 10^3$
Стекло, 8 см*	Промывка спиртом	3,2—3,9	25 ± 2	$1,14 \cdot 10^3$	$1,03 \cdot 10^5$
	Травление 3%-ным раствором HF	3,2—3,9	52 ± 6	$2,44 \cdot 10^3$	$1,03 \cdot 10^5$
	Многочисленное травление 3%-ным раствором HF	3,2—3,9	104 ± 7	$5,17 \cdot 10^3$	$1,03 \cdot 10^5$
Тефлон, 8 см	Обработка горячим раствором NaOH	3,2—4,8	$10 \pm 1,4$		

* Стекло марки 13В, плотность 2,25 г/см³, состав (по весу): SiO₂ 63,5%, Al₂O₃ 15,5%, MgO 4%, CaO 13%, Na₂O 2%, F 2%.

** Изменение интервала скоростей УХН достигалось путем подъема или опускания сосуда относительно уровня конвертора УХН.

*** Полное сечение для Си и сечение неупругого рассеяния для стекла брались из работы [6], с учетом поправок, сообщенных авторами [6].

образом не сказалось на результатах. Варьировались способы очистки поверхности сосудов, что привело к получению несколько больших времен удержания, чем в первой работе [17]. Найденные из опыта средние числа столкновений до потери УХН оказались для меди примерно в 2 раза меньше ожидаемой величины, для стекла примерно в 20 раз меньше. Расхождению в 2 раза вряд ли можно придавать серьезное значение ввиду грубости как эксперимента, так и теоретической оценки, которая не учитывает, например, влияния шероховатостей и повышенной амплитуды тепловых колебаний поверхностных атомов [18]. Расхождение для стекла, а также для графита и бериллия не поддается пока объяснению, необходимы дальнейшие эксперименты.

4. ДРУГИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С УХН

Пропускание тонких пленок

На мюнхенском спектрометре УХН были выполнены измерения пропускания через тонкие пленки некоторых веществ при нормальном падении нейтронного пучка [5, 25]. Результаты для медной фольги толщиной 4,71 мкм приведены на рис. 158 [25]. Кривые 1 и 2 рассчитаны теоретически соответ-

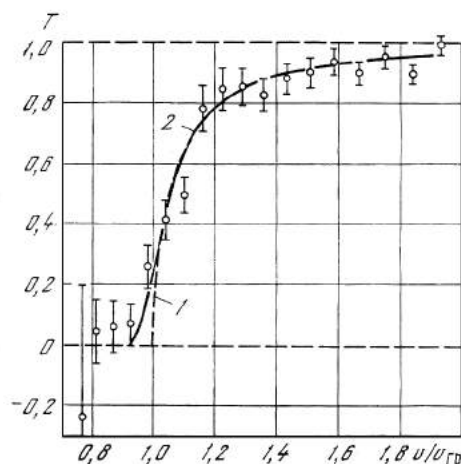


Рис. 158. Пропускание медной пленки для УХН

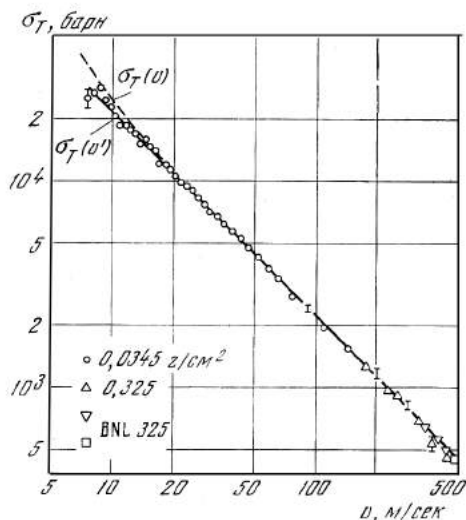


Рис. 159. Полное сечение двух образцов из золота в вакууме (v) и внутри образца (v') при температурах 80 и 299° К в зависимости от скорости нейтронов

венно для монохроматических нейтронов и с учетом реального разрешения спектрометра. Согласно эксперимента и теории вполне удовлетворительное. Отмечается, что подобные измерения могут служить для определения абсолютных значений плотности материала и толщины пленки, а также для определения длины когерентного рассеяния нейтрона с точностью $\sim 1\%$.

Закон $1/v$

В работах [4, 5, 6] приведены результаты измерений полных сечений для золота, алюминия, меди, стекла, слюды и воздуха. В интервале скоростей нейтронов 5—10 м/сек сечения следуют закону $1/v$ и хорошо смыкаются с литературными данными для области холодных нейтронов (скорости сотни м/сек)*.

На рис. 159 приведены данные для золота. Полное сечение пропорционально $1/v'$, где v' — скорость нейтрона внутри образца. Пунктирная кривая — зависимость $1/v$, v — скорость нейтрона в вакууме, — при малых скоростях заметно отклоняется от экспериментальных точек. Измерения при низких температурах позволяют оценить роль неупругого рассеяния нейтронов. В случае золота данные для температур 300 и 80° К совпадают; для более легких веществ при охлаждении сечения заметно уменьшаются. В области УХН при низкой температуре образца полное сечение практически совпадает с сечением поглощения. Ввиду этого УХН могут оказаться полезными для аккуратных измерений сечений захвата. Как известно, закон $1/v$ для неупругих процессов имеет место, если взаимодействие является короткодействующим — убывает с расстоянием быстрее, чем обратно пропор-

* При вычислении сечений из измеренных пропусканий вводилась поправка на отражение нейтронов образцом.

ционально квадрату расстояния (см., например, [26]). В веществе на нейтрон наряду с короткодействующими ядерными силами действуют так же магнитные силы — взаимодействие магнитного момента нейтрона с магнитными моментами ядра и электронной оболочки атома. Штейерл рассмотрел вопрос о том, в какой мере магнитные взаимодействия могут сказаться на сечении поглощения УХН [5]. Он пришел к выводу, что поле ядерного магнитного момента приводит к относительному изменению сечения захвата порядка 10^{-10} . Влияние атомного магнитного момента может быть на несколько порядков больше, но и оно мало. Рассмотренные выше экспериментальные данные не противоречат этим заключениям.

Пропускание химически неоднородных материалов

В измерениях с образцами дюралюминия, алюминия чистоты 99%, бумаги Штейерл обнаружил, что в области малых скоростей УХН ($v < 20$ м/сек) ослабление пучка значительно больше, чем можно ожидать из экстраполяции сечений по закону $1/v$ [4, 5, 27]. Отклонение можно объяснить добавочным другим рассеянием УХН на неоднородностях плотности или состава. Из сравнения наблюдаемого энергетического хода пропускания с рассчитанным в различных предположениях о характере неоднородностей (размеры, форма, число) можно получить представление о характеристиках неоднородностей. Измерения углового распределения рассеянных нейтронов значительно облегчат извлечение информации о неоднородностях.

Влияние шероховатости поверхности на полное отражение и пропускание медленных нейтронов

Этому вопросу посвящена работа Штейерла [28], в которой проводится теоретический анализ и показывается, что шероховатость поверхности является основной причиной потерь, наблюдаемых при распространении нейтронов в нейтронноводах полного отражения. В [28] приводятся результаты измерения пропускания тонкой медной пластинки для УХН в интервале скоростей 3—200 м/сек. Для полированной пластинки получено согласие с законом $1/v$, тогда как для неполированной пластинки при $v < 20$ м/сек точки идут заметно выше. Данные для неполированной пластинки хорошо согласуются с расчетной кривой, учитывающей влияния шероховатостей. Автор приходит к выводу, что УХН могут быть полезным средством изучения поверхностей.

Распространение УХН

В работе [17] изучалось распространение УХН в нейтронноводах из электрополированных медных труб. Для описания использовалась элементарная теория диффузии [14а, 17]*. Для труб внутренним диаметром $2R = 9,4$ см удовлетворительное описание достигается при следующих параметрах диффузии: диффузионная длина $L = 4,7$, м, коэффициент диффузии $D = 1,7$ м²/сек. Полученная величина на порядок больше значения $D_0 = 2Rv/3$, отвечающего полностью диффузионному рассеянию УХН при

* Некоторые данные о точности диффузионного приближения применительно к молекулярному течению газов содержатся в работе [29]. Они применимы и к течению УХН.

столкновении со стенкой. Так как $D = \frac{2-a}{a} D_0$, где a — доля нейтронов, испытывающих диффузионное рассеяние, отсюда следует $a \approx 0,18$, в качественном согласии со значением, которое дает теория для параметров шероховатости трубы, определенных с помощью электронных микрофотографий ее поверхности.

5. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ УХН

Характерные особенности УХН, такие, как очень малая энергия, большая длина волны, возможность удержания в замкнутых сосудах и магнитных ловушках, открывают специфические возможности использования УХН в эксперименте. Этот вопрос в той или иной мере затрагивается во всех цитированных выше работах, связанных с УХН (см., в частности, [15]). В этом разделе мы упомянем для полноты уже обсужденные выше направления использования УХН и кратко обсудим некоторые другие возможности.

а) Изучение свойств нейтрона как элементарной частицы

- 1) Поиск электрического дипольного момента.
- 2) Измерение периода полураспада нейтрона.
- 3) Измерения корреляций при распаде нейтрона.
- 4) Поиск электрического заряда нейтрона.

Имеющиеся экспериментальные данные для периода полураспада нейтрона получены методом счета продуктов распада, выделяющихся пучком тепловых нейтронов. Два измерения [30], претендующие на наибольшую точность, отличаются примерно на 10%, что в несколько раз превосходит ошибку измерения. Если удастся достичь ожидаемых малых потерь при хранении УХН в охлажденных сосудах из бериллия или графита, можно было бы поставить опыт по определению периода распада нейтрона путем измерения периода затухания числа УХН, удерживаемых в большом сосуде. Использование еще одной независимой методики измерений весьма способствовало бы увеличению точности и надежности данных о такой фундаментальной константе, как период распада нейтрона.

Использование УХН позволяет поднять чувствительность опыта по измерению электрического заряда нейтрона [31, 32]. Н. Т. Кашукеев [32] пришел к выводу, что есть возможность при помощи УХН на два порядка повысить точность существующей оценки заряда нейтрона и довести ее до 10^{-20} элементарного заряда.

б) Ядерная и реакторная физика

Измерения длин когерентного рассеяния и сечений поглощения нейтронов.

в) Физика твердого тела, физическая химия

- 1) Измерение малых энергетических сдвигов при неупругом и квазиупругом рассеянии.
- 2) Изучение структур с периодом порядка длины волны УХН и неоднородностей такого же масштаба. Пример: магнитная структура сверхпроводников 2-го рода.

3) Изучение поверхностей твердых тел по влиянию состояния поверхности на пропускание и отражение УХН и потери при удержании УХН в замкнутом объеме.

Рассмотрению взаимодействия УХН с немагнитными и магнитными материалами посвящены работы [33—35]; в них обсуждаются и некоторые другие интересные для физики конденсированных сред опыты.

г) Некоторые более экзотические возможности

1) Нейтронная мишень для изучения взаимодействия быстрых частиц со свободным нейтроном.

2) Нейтронный микроскоп.

3) Измерение низких температур (миллиградусный диапазон) по зависимости полных сечений или сечений неупругого рассеяния от температуры образца.

4) Охлаждение в миллиградусном диапазоне за счет неупругого рассеяния (нагрева) УХН.

Осуществимость некоторых из перечисленных выше опытов зависит от интенсивности пучков УХН и от плотности УХН в ловушках, которые будут достигнуты. Принципиальный предел плотности нейтронов в ловушке, накладываемый требованием, чтобы энергия Ферми нейтронного газа в ловушке была ниже граничной энергии стенок, недостижимо высок: $4 \cdot 10^{16}$ н/см³ для бериллиевого сосуда. В настоящее время достигнута плотность 10^{-2} — 10^{-1} н/см³. Таким образом, имеется практически неограниченный простор для совершенствования источников УХН.

Для увеличения плотности накопленных нейтронов, быть может, особенно интересны магнитные ловушки. В тороидальной ловушке ограничена только поперечная (радиальная) компонента импульса нейтрона, тогда как продольная (касательная) слагающая может находиться в диапазоне, более широком, чем диапазон удержания УХН. Увеличение объема пространства импульсов приводит к росту плотности нейтронов. По-видимому, можно получить выигрыш порядка десяти. Хотя работ по осуществлению магнитной ловушки пока, насколько автору известно, не было, рассмотренные относящихся сюда теоретических вопросов продолжается [36].

6. Заключение

За несколько лет, прошедших с начала экспериментального изучения УХН, показано:

1) УХН получаются относительно просто; интенсивность, достигаемая на реакторе с тепловым потоком 10^{13} н/см²·сек, уже достаточна для многих измерений.

2) УХН ведут себя в соответствии с теоретическими ожиданиями, хотя вопрос о механизме потери УХН в сосудах из Ве, графита еще не ясен.

3) Перспективы использования УХН достаточно привлекательны, чтобы оправдать дальнейшие усилия по развитию техники работы с ними — источников, нейтронпроводов, детекторов без отражающего окна, сосудов с большим временем удержания, экономных методов спектроскопии. В связи с последним следует отметить успешное развитие в спектроскопии по времени пролета корреляционных методов [37], осуществление которых в случае УХН упрощается, — по крайней мере, сейчас — отсутствием больших грузов.

4) Работа с УХН, особенно с «удерживаемыми» нейтронами, очень интересна тем, что здесь мы вернулись к простой и наглядной постановке опыта, напоминающей иногда «добрые старые времена классической физики». Это замечание не относится к поиску ЭДМ нейтрона, который не будет ни очень простым, ни очень дешевым. Так как, однако, проблема чрезвычайно интересна, не исключено, что этот опыт будет осуществлен в ближайшие годы.

В заключение пользуюсь приятной возможностью поблагодарить многих коллег и, прежде всего доктора А. Штейерла, любезно сообщивших сведения о ходе и результатах своих исследований. Я глубоко благодарен В. В. Голикову, В. И. Луцикову, Ю. Н. Покотиловскому, А. В. Стрелкову, Л. В. Грошеву, А. М. Демидову, В. Н. Дворецкому, С. Н. Николаеву, Ю. Н. Панину, Е. З. Ахметову, Д. К. Каишову, В. А. Конксу, в сотрудничестве с которыми получены многие из экспериментальных результатов, приведенных в настоящем докладе. Я признателен В. К. Игнатовичу, В. И. Луцикову, Ю. Н. Покотиловскому и А. В. Стрелкову за помощь при подготовке доклада. Благодарю Ю. М. Останевича и И. М. Франка, прочитавших рукопись и сделавших полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Tunkelo, A. Palmgren. Nucl. Instr. Meth., 46, 70, 1967.
2. A. Steyerl. Internal Report of the FRM; Munich, 1966.
3. D. Marx et al. Konferenzbericht Diskussionstagung Neutronenphysik an Forschungsreaktoren. Zurich, April 25—28, 1967, 217.
4. A. Steyerl. Phys. Lett., 29B, 30, 1969.
5. A. Steyerl. Transmissionsmessungen mit ultrakalten Neutronen. Dissertation Technische Universität München, 1971.
6. A. Steyerl, H. Vonach. Z. Physik, 250, 166, 1972.
7. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1952, 1959.
8. В. В. Владимировский. ЖЭТФ, 99, 1062, 1960.
9. И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов. Физика нейтронов низких энергий. М., «Наука», 1965.
10. П. Д. Миллер. Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра (ЭЧАЯ), 2, вып. 4. Атомиздат, 1972.
11. P. D. Miller et al. Частное сообщение, июнь 1972 г.
12. Ф. Л. Шапиро. УФН, 95, 145, 1968.
13. Д. А. Куржниц. Цитировано в [15].
14. В. И. Луциков, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, P3-4127. Дубна, 1968; Письмо ЖЭТФ, 9, 23, 1969.
15. А. В. Антонов, Б. В. Гранаткин, А. И. Исаков, М. В. Казарновский, Ю. А. Меркулов, В. Е. Солодилов. Труды ФИАН, 57, 270, 1972.
16. В. В. Голиков, В. И. Луциков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, P3-6556. Дубна, 1972.
17. Л. В. Грошев, В. Н. Дворецкий, А. М. Демидов, В. И. Луциков, Ю. Н. Панин, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, P3-5392. Дубна, 1970.
18. А. Марадудин. Дефекты и колебательный спектр кристаллов. М., «Мир», 1968.
19. R. Golub. Physics Lett., 38A, 177, 1972.
20. А. В. Антонов, Д. Е. Вуль, М. В. Казарновский. Письма ЖЭТФ, 9, 307, 1969.
21. Н. Т. Кацукеев. Докл. Болгарский Академии наук, 23, 1473, 1970.
22. В. К. Игнатович. Препринт ОИЯИ, P4-6553, Дубна, 1972.
23. A. Steyerl. Частное сообщение, июнь 1972 г.
24. Ф. Л. Шапиро. ЭЧАЯ, 2, вып. 4, 975, 1972.
25. A. Steyerl. Interference in the Ultracold Neutron Transmission Through Thin Layers. Z. Phys., 252, 371, 1972.
26. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. М., Изд-во физико-матем. литры, 1963.
27. A. Steyerl. Transmission of Ultracold Neutrons Through Inhomogeneous Substances. (1972). Цитировано в [6].

28. A. Steyerl. Effect of Surface Roughness on the Total Reflexion and Transmission of Slow Neutrons. *Z. Phys.*, 254, 169, 1972.¹
29. D. H. Davis. *J. Appl. Phys.*, 31, 1168, (1960).
30. A. N. Sosnovsky, P. E. Spivak, J. A. Prokofiev, I. E. Kutikov, P. J. Dobrinin. *Nucl Phys.*, 10, 395, (1959); C. J. Christensen, A. Nielsen, A. Bahnsen, W. K. Brown, B. M. Rustad. Riso Report N-226, March 1971.
31. C. G. Shull. Some Lectures on Neutron Physics. Summer School Alushta, May 1969; Preprint 3 — 4981. Dubna, 1970, p. 351.
32. Н. Т. Кашукеев. Доклады Болгарской Академии наук, 24, 717, 1971.
33. K. Binder. Wirkungsquerschnitte für die streuung von «ultrakalten» Neutronen. PTNM — FRM Mo 110, 1970.
34. K. Binder. *Z. Naturforschung*, 26a, 432, 1971.
35. К. Хенниг, К. Темпельхофф, З. А. Усманова. Препринт ОИЯИ, 14-5189. Дубна, 1970.
36. И. М. Матора, О. А. Стрелина. Препринт ОИЯИ, РЗ-5902. Дубна, 1971; И. М. Матора. Препринт ОИЯИ, Р4-6356. Дубна, 1972.
37. В. Глезер. ЭЧАЯ, 2, вып. 4, 1125, 1972.

ПОЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ НА СТАЦИОНАРНОМ РЕАКТОРЕ ВВР-К*

(Совместно с Е. З. Ахметовым**, Д. К. Каиповым**, В. А. Конксом**,
В. И. Луциковым, Ю. Н. Покотиловским и А. В. Стрелковым)

ВВЕДЕНИЕ

Ультрахолодными принято называть нейтроны, испытывающие полное отражение при любых углах падения на границу вакуум—вещество (магнитное поле), с энергиями

$$E \leq E_{\text{гр}} = \frac{h^2}{2\pi m} Nb \pm \mu B, \quad (1)$$

где $E_{\text{гр}}$ — энергия, соответствующая отражению нейтронов при нормальном падении на границу; N — число ядер в единице объема; b — когерентная длина рассеяния; m — масса нейтрона; h — постоянная Планка; μ — магнитный момент нейтрона; B — магнитная индукция; знаки \pm относятся соответственно к двум ориентациям μ относительно B .

Это явление полного отражения может быть использовано для выделения и хранения таких нейтронов либо за счет ядерного взаимодействия с веществом [1], либо за счет взаимодействия с магнитным полем [2]. Выражение (1) определяет энергетический диапазон УХН, недоступный до недавнего времени из-за трудностей, связанных с их получением.

Впервые возможность извлечения УХН и их хранения с использованием ядерного взаимодействия с веществом экспериментально доказана в работе [3] на ИБРе. Затем некоторые опыты с УХН были выполнены на радиальных каналах стационарного реактора ИРТ [4]. Нейтроны с малыми энергиями, доходящими до области УХН, использовались для проверки закона $1/v$ в работе [5]; некоторые особенности поведения УХН отмечались в работах [6, 7].

В настоящее время первоочередной задачей является создание достаточно интенсивных источников УХН, хотя здесь еще не пройдена методическая

* Препринт ОИЯИ, РЗ—7457. Дубна, 1973.

** Институт ядерной физики Академии наук Каз ССР.

стадия. Для получения УХН, проведения методических и научных исследований реактор ВВР-К обладает рядом благоприятных особенностей. В частности, сквозной, касательный к активной зоне реактора канал сравнительно большого диаметра (193 мм) позволяет за счет увеличения рабочей площади конвертора и детектора УХН, а также за счет уменьшения потерь УХН при их транспортировке по нейтроноводу повысить эффективность источника.

В настоящей статье описана установка для получения УХН на сквозном горизонтальном касательном канале реактора ВВР-К и первые результаты работы.

УСТАНОВКА

Схема установки для получения ультрахолодных нейтронов на сквозном касательном канале реактора ВВР-К представлена на рис. 160.

В сквозной касательный канал диаметром 193 мм вставлена алюминиевая труба 7 наружным диаметром 187 мм с толщиной стенки 3 мм и длиной около 8 м. С одной стороны трубы в центре канала помещается корпус конвертора-источника УХН 8 ϕ 175 мм, к которому по трубкам проводится либо жидкий азот из системы охлаждения 9 при твердом замедлителе, либо жидкий замедлитель. Для извлечения УХН от конвертора в нейтроновод использованы полированные последовательно химическим и электролитическим способами медные поверхности. В трубу 7 с другой стороны до середины канала вставляются медные цилиндры ϕ 175 мм, изготовленные из листовой меди толщиной 0,5 мм. Затем к этой трубе на фланцах последовательно подсоединены медные участки нейтроновода 11—14, выполненные из медных труб марки М2 диаметром 200 мм. Алюминиевая труба 16 с вакуумной заглушкой служит для уменьшения фона рассеянных нейтронов с энергией $E > E_{гр}$ прямого пучка. Для отражения УХН с $E \leq E_{гр}$ между 11 и 16 помещается медная фольга 15 толщиной 50 мкм с небольшим отверстием для откачки отсеченного ею объема.

При диффузном распространении нейтронов по нейтроноводу нет существенной разницы между плавным изгибом трубы, как в работах [3, 4], и прямым поворотом, использованным здесь.

Откачка всей системы производится диффузионным агрегатом ВА-05-4 через вертикальную медную полированную внутри трубу 17 диаметром 135 мм. Чтобы исключить попадание паров масла на медные поверхности и на конвертор, установлены азотная и полупроводниковая ловушки. Рабочий вакуум в системе $5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. Общая длина медного нейтроновода немногим более 6 м.

Для защиты 18 от излучения реактора используются стальные баки с парафином и карбидом бора, бетонные плиты и стальные вставки с водой.

УХН от конвертора 8 транспортируются по нейтроноводу к детекторной системе 19. В кожухе детекторной системы размещаются два фотоумножителя ФЭУ-13 со сцинтиллятором ZnS, покрытым тонким слоем соединения лития ($\sim 0,05$ мг/см² ⁶Li), обогащенного изотопом ⁶Li [3]. Детекторы поочередно закрываются тонкой (10 мкм) медной шторкой. Импульсы с детекторов подаются через усилители и дискриминаторы на пересчетные схемы или на многоканальный анализатор импульсов (АИ-100).

В некоторых измерениях в нейтроновод запускался гелий высокой чистоты из системы наполнения 20.

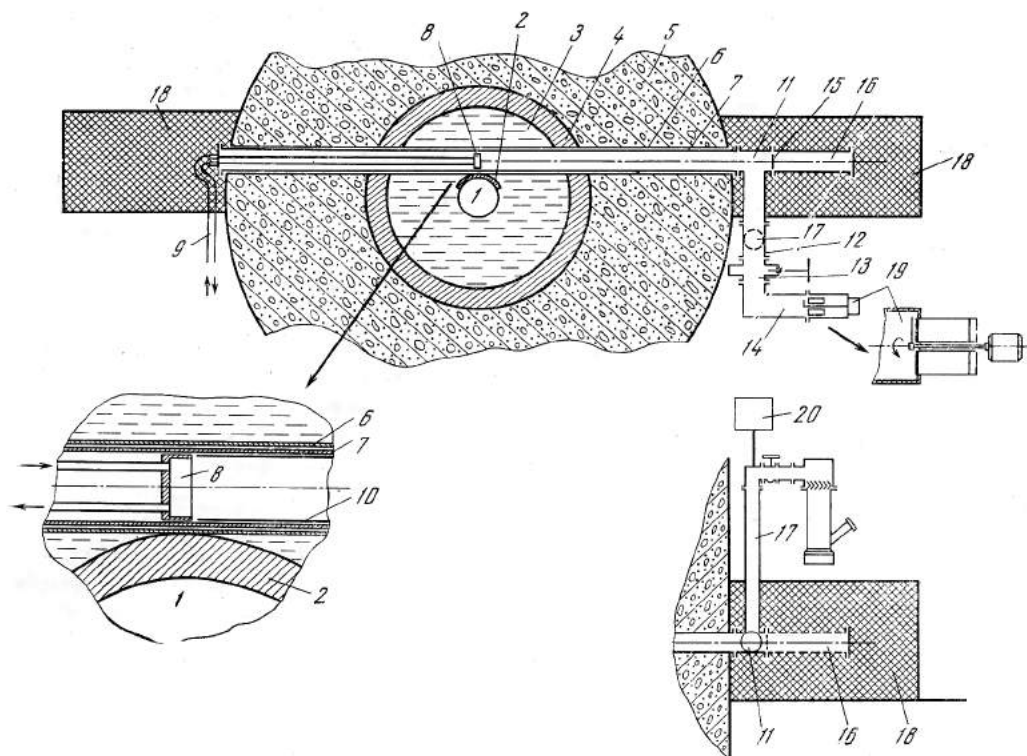


Рис. 160. Схема экспериментальной установки

1 — активная зона реактора; 2 — слой свинца толщиной 50 мм; 3—5 — соответственно водяная, чугунная и бетонная защита реактора; 6 — сквозной касательный канал реактора; 7 — алюминиевая труба; 8 — конвертор УХН; 9 — система охлаждения конвертора; 10 — медные цилиндры; 11—14 — медные участки нейтроновода; 15 — медная фольга; 16 — алюминиевая труба; 17 — вертикальный участок нейтроновода для вакуумной откачки; 18 — защита прямого пучка; 19 — детектор УХН; 20 — система наполнения и контроля давления гелия

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для расчета ожидаемого выхода УХН и наведенной активности в узлах установки измерено распределение потока нейтронов вдоль касательного канала методом радиоактивных индикаторов [8]. Для относительных измерений использовались медные индикаторы (диаметром 5 мм и толщиной 15 мкм). Абсолютные значения величины потока нейтронов получены из измерений с золотыми индикаторами толщиной 0,26 мг/см² на концах касательного канала и в одном из вертикальных каналов. Распределение потока тепловых нейтронов определялось из измерений с индикаторами в кадмиевых чехлах и без них.

На рис. 161 представлено распределение потока тепловых нейтронов вдоль касательного канала. Поток тепловых нейтронов в центре канала $(2,4 \pm 0,3) \cdot 10^{12}$ н/см²·сек и $(4,8 \pm 0,4) \cdot 10^{12}$ н/см²·сек соответственно при двух конфигурациях активной зоны реактора. Указаны среднеквадратичные ошибки измерения с учетом ошибки нормировки. Постановка внутри канала

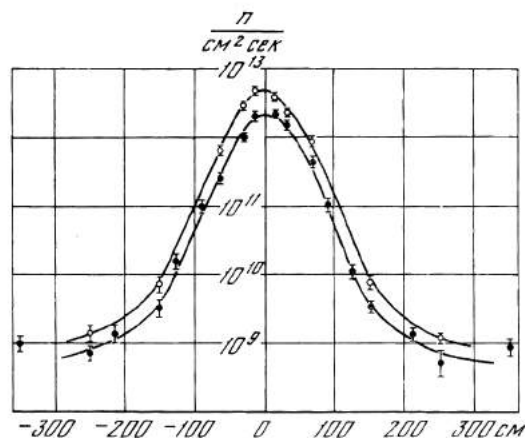
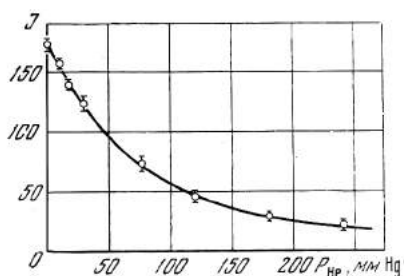
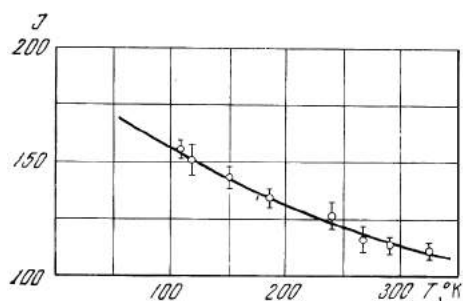


Рис. 161. Распределение потока тепловых нейтронов вдоль сквозного касательного канала реактора при двух конфигурациях активной зоны реактора

Рис. 162. Зависимость скорости счета УХН (отсчетов за 100 сек) от температуры магниевого конвертора. Теоретическая кривая нормирована к экспериментальному значению 1 при комнатной температуре

Рис. 163. Зависимость скорости счета УХН (отсчетов за 100 сек) от давления гелия в нейтроноводе. Теоретическая кривая нормирована к экспериментальному значению J при $P = 0$



водяного замедлителя диаметром 175 мм и длиной 300 мм, вопреки ожиданиям, не привела к заметному увеличению потока тепловых нейтронов.

Энергетический спектр нейтронов в касательном канале не измерялся.

Если считать, что в конверторе устанавливается максвелловское распределение нейтронов по энергиям со значением $E = kT$, то, согласно [4], максимальный поток УХН есть

$$\Phi_{\text{УХН}} = \frac{1}{8} \Phi_0 \left(\frac{E_{\text{гр}}}{E_{\text{н}}} \right)^2 \frac{\bar{\sigma}_{\text{охл}}}{\sigma_{\text{а}} + \sigma_{\text{нагр}}}, \quad (2)$$

где Φ_0 — поток тепловых нейтронов; $E_{\text{гр}}$ — граничное значение энергии; T — эффективная температура спектра падающих нейтронов; $\bar{\sigma}_{\text{охл}}$ — среднее по тепловому спектру сечение рассеяния с передачей энергии от нейтрона конвертору при рассеянии; $\sigma_{\text{нагр}}$ — сечение рассеяния с передачей энергии нейтрону от конвертора при рассеянии; $\sigma_{\text{а}}$ — сечение захвата нейтрона. Например, для алюминиевого конвертора при 400° К поток УХН вблизи конвертора равен 5 н/см²·сек, что с учетом пропускания нейтроновода ($\sim 0,2$) удовлетворительно согласуется с наблюдаемым значением потока УХН на выходе нейтроновода.

На установке, описанной выше, впервые УХН получены и зарегистрированы в июле 1971 г.

В качестве конверторов УХН использовались проточная вода, пропускаемая через алюминиевый контейнер с передней стенкой 250 мкм (водяной конвертор), гидрид циркония $ZrH_{1,9}$ и магний.

Таблица 1

Скорость счета (в сек⁻¹ на площадь детектора 14 см² при мощности реактора 10 Мвт)

Конвертор	Температура конвертора, °К	Фон	Эффект	Конвертор	Температура конвертора, °К	Фон	Эффект
ZnH _{1,92}	—	50±1	20±1	Al ампула	—	2,0±0,3	4,0±0,2
H ₂ O в ампуле Al	290	3,0±0,2	6,4±0,2	Mg	320	5,0±0,2	11,2±0,4

В табл. 1 приводятся скорости счета УХН, зарегистрированные сцинтилляционным детектором с рабочей площадью 14 см².

За четыре месяца работы с водяным конвертором при средней мощности реактора 2,5 Мвт скорость счета УХН не менялась.

На рис. 162 представлена зависимость скорости счета УХН от температуры магниевого конвертора. Экспериментальные результаты согласуются с расчетной кривой [9].

Для оценки характера диффузии УХН от конвертора до детектора была измерена зависимость скорости счета УХН от давления гелия в нейтроноводе, представленная на рис. 163.

Из полученной нами зависимости $J (P_{He})$ следует, что интенсивность УХН падает вдвое при давлении гелия в нейтроноводе 60 тор.

Этот результат подтверждает данные работы [4] и может свидетельствовать о значительной доле зеркальных отражений от стенки трубы.

Вакуумный шибер, установленный между участками нейтроновода 13 и 14 и имеющий проходное для УХН отверстие диаметром 100 мм, уменьшил скорость счета УХН в два раза. Это также свидетельствует о том, что при распространении УХН по нейтроноводу значительна доля зеркальных отражений от стенки трубы.

В работе [4] отмечается значительное постепенное падение интенсивности регистрации УХН в течение нескольких месяцев, что, по мнению авторов, связано с ухудшением качества стенок поверхности нейтроновода в результате радиационной коррозии. На описываемой нами установке в течение 6 месяцев не замечено уменьшения выхода УХН (при мощности реактора ~ 2,5 Мвт).

Выход УХН может быть увеличен охлаждением ряда конверторов до температуры азота и за счет повышения теплового потока нейтронов вблизи конвертора. Эффективность установки в целом может быть существенно повышена за счет применения детекторов УХН с лучшей эффективностью и большей рабочей площадью, конструкционных усовершенствований, что позволит, по предварительным оценкам, регистрировать до 10³ ухн/сек на рабочую поверхность детектора.

Результаты измерения выходов УХН из некоторых конверторов находятся в стадии завершения и обработки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенные результаты подтверждают выводы работы [4] о возможности извлечения УХН из каналов стационарного реактора. Благоприятные особенности установки на сквозном горизонтальном касательном канале реак-

тора ВВР-К позволят решить ряд как методических, так и физических задач.

Авторы благодарят академика И. М. Франка за интерес к работе и всех содействовавших ее выполнению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. В. Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1952, 1959.
2. В. В. Владимировский. ЖЭТФ, 39, 1062, 1960.
3. В. И. Луциков, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-4127. Дубна, 1968; Письма в ЖЭТФ, 9, 40, 1969.
4. Л. В. Грошев, В. Н. Дворецкий, А. М. Демидов, В. И. Луциков, Ю. Н. Панин, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-5392. Дубна, 1970.
5. А. Steyerl. Phys. Lett., 29B, 1, 33, 1969.
6. А. В. Антонов, Б. В. Гранаткин, А. И. Исаков, М. В. Казарновский, Ю. А. Меркульев, В. Е. Солодилов. Труды ФИАН, 57, 270, 1972.
7. А. В. Антонов, Д. Е. Вуль, М. В. Казарновский. Письма в ЖЭТФ, 9, 307, 1969.
8. Дозиметрия больших доз. Труды II координационного совещания по дозиметрии больших доз. Ташкент, Изд-во «ФАН», 1966.
9. В. В. Голиков, В. И. Луциков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-6556. Дубна, 1972.

ВЫСОКОПОТОЧНЫЙ РЕАКТОР СМ-2 КАК ЭФФЕКТИВНЫЙ ИСТОЧНИК УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ *

(Совместно с Ю. С. Замятиным**, А. Г. Колесовым**, Е. Н. Кулагиным,
В. И. Луциковым, В. И. Морозовым**, В. Н. Нефедовым**, Ю. Н. Покотиловским
и А. В. Стрелковым)

ВВЕДЕНИЕ

Весьма малая энергия ультрахолодных нейтронов ($\sim 10^{-7}$ эв) и связанные с этим такие особенности, как большая длина волны, возможность удержания в ловушках, позволяют надеяться использовать их в ряде специфических экспериментов [1, 2]. Однако исключительно малая доля УХН ($\sim 10^{-12}$) в спектре тепловых нейтронов реактора сильно ограничивает их потоки.

Со времени проведения первых экспериментов по извлечению УХН [3], в которых они регистрировались с интенсивностью $0,01 \text{ сек}^{-1}$, усилиями ряда групп было достигнуто существенное увеличение выхода УХН [4—6] до величины $\sim 10^2 \text{ сек}^{-1}$. Одним из факторов, позволившим повысить поток УХН, было увеличение потока тепловых нейтронов на конверторе до величины $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ по сравнению с потоком $1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Существенную роль в получении больших потоков УХН на выходе нейтроновода играют такие факторы, как использование оптимального конвертора и качество внутренней поверхности нейтроновода. Измерения [4] показали, что для горизонтальных каналов длиной 5—6 м и ϕ 10 см, используемых в экспериментах, ослабление потока УХН от конвертора до выхода составляет 2—2,5 раза. Используя слабо изогнутый нейтроновод и повышая степень его зеркальности, можно еще почти вдвое поднять выводимые потоки УХН.

* Сообщение ОИЯИ, РЗ—7946. Дубна, 1973.

** Научно-исследовательский институт атомных реакторов. (Дмитровград).

Однако это приведет к существенному улучшению условий прохождения в нейтроноводе для нейтронов с энергиями, несколько превышающими энергию УХН, которые в основном и будут составлять фон при регистрации УХН.

Измерения выходов УХН при использовании различных конверторов [2, 7, 10] показали, что практически удобным конвертором является гидрид циркония. Использование более экзотических веществ, например жидкого водорода, дающего, по расчетам, существенный выигрыш по сравнению с гидридом циркония, не представляется в настоящее время возможным по причинам, связанным с технической сложностью реализации жидководородного конвертора. Таким образом, возможным путем дальнейшего увеличения выхода УХН является увеличение потока тепловых нейтронов на конверторе, т. е. использование реакторов с потоком тепловых нейтронов 10^{14} — 10^{15} см⁻²·сек⁻¹. Извлечение УХН из высокопоточных реакторов связано с трудностями, обусловленными большим радиационным тепловыделением и разложением материала конвертора, более интенсивной радиационной коррозией внутренних стенок нейтроновода из-за наличия остаточного газа в канале [4, 6]. Это повышает требования к теплосъему с конвертора (особенно при желании использовать конвертор, охлаждаемый до низких температур), а также к вакууму в нейтроноводе.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 164. Нейтроновод (3) был установлен в пятом горизонтальном канале (2) реактора СМ-2 [9] и состоял из отрезков электрополированных внутри медных труб диаметрами 6,5 см (начальный участок длиной 1,8 м) и 9,5 см (на всех остальных участках нейтроновода) при полной длине нейтроновода 8 м. Конвертором УХН служил магний* (4), герметично заключенный в алюминиевой ампуле (6) с толщиной стенки (5), 0,2 мм, через которую УХН проходили в полость нейтроновода. Для улучшения теплоконтакта магния с алюминиевой ампулой пространство между ними заполнялось гелием. Для теплоотвода к алюминиевой ампуле приваривались алюминиевые трубки с внутренним диаметром 6 мм, по которым непрерывно циркулировала вода под давлением 2—3 атм из системы охлаждения каналов реактора. Установленные термомпары (15) контролировали температуру алюминиевой ампулы и начального медного участка нейтроновода.

Специально изготовленная конструкция шибера (14) позволила расположить первый поворот нейтроновода до подвижного барабана механизма шибера, закрывающего прямой пучок. При этом отпала необходимость в громоздкой защите от прямого пучка и осталась возможность для проведения других исследований на прямом пучке этого канала (16). Небольшая защита (10) (толщиной 20 см), установленная на выходе нейтроновода, обеспечивала на детекторе УХН достаточно малый фон и приемлемые дозиметрические условия для персонала, обслуживающего установку.

Внутренняя полость нейтроновода герметично отделялась от присоединяемых к нему объемов с помощью алюминиевой фольги (17) толщиной

* Несмотря на то, что гидрид циркония обладает большим выходом УХН, в предлагаемой конструкции в качестве конвертора использовался магний, так как к моменту создания нейтроновода еще не были закончены испытания гидроциркония на радиационную стойкость в вакууме.

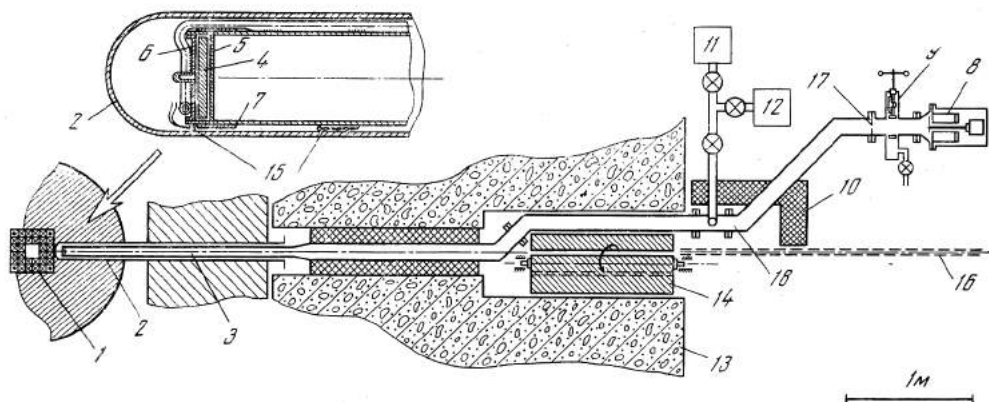


Рис. 164. Схема установки нейтроновода УХН на пятом горизонтальном канале реактора СМ-2

1 — активная зона реактора; 2 — пятый горизонтальный канал (цирконий, внутренний диаметр 83 мм); 3 — начальный участок нейтроновода; 4 — магниевый конвертор УХН; 5 — алюминиевая стенка толщиной $\sim 0,2$ мм; 6 — алюминиевая ампула; 7 — сварной шов алюминий — медь; 8 — детектор УХН; 9 — вакуумный шибер УХН; 10 — дополнительная защита; 11, 12 — магнитно-электроразрядный и сорбционный насосы; 13 — защита реактора; 14 — шибер, перекрывающий прямой пучок; 15 — термошары; 16 — прямой пучок; 17 — алюминиевая фольга толщиной 60 мкм; 18 — вертикальная труба для откачки нейтроновода

60 мкм; такое разделение гарантирует хороший вакуум в полости нейтроновода. Предварительные измерения показали, что постановка такой фольги ослабляет поток УХН на 25—30%.

Установленный за алюминиевой фольгой специальный вакуумный шибер (9) позволяет разгрузить алюминиевую фольгу от перепада давлений, связанного с напуском воздуха при подсоединении к нейтроноводу детектора, сосудов для хранения УХН и других экспериментальных устройств. Через вертикальную трубу (18) диаметром 4,5 см и длиной 1,5 м нейтроновод откачивался сначала сорбционным, а затем магнитно-электроразрядным насосами до вакуума $\sim 10^{-5}$ торр. Весь нейтроновод имел некоторую возможность продольного перемещения, что позволяло непосредственно по счету УХН на работающем реакторе устанавливать конвертор в максимум потока тепловых нейтронов, который по оценкам составлял $2-4 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$ ·сек $^{-1}$ при мощности реактора 75 Мвт.

Сцинтилляционный детектор УХН [3] состоял из пары фотоумножителей ФЭУ-13 со сцинтиллятором ZnS площадью 20 см 2 и толщиной 15 мг/см $^{-2}$, на который был нанесен слой LiOH·H $_2$ O (~ 1 мг·см $^{-2}$). Фон измерялся при закрывании детектора медной шторкой толщиной 10 мкм. В некоторых измерениях УХН регистрировались газовым пропорциональным счетчиком на основе ^3He с площадью окна 60 см 2 [8].

Перед монтажом конвертора измерялось пропускание УХН через нейтроновод с двумя поворотами от начала до выхода нейтроновода из защиты реактора СМ-2. Измерения проводились на установке УХН [10] реактора ИРТ-М и показали величину пропускания $\sim 0,25$. Во время монтажа нейтроновода УХН в канале реактора нейтроновод был заполнен чистым аргоном.

При подъеме мощности реактора наблюдалось пропорциональное увеличение скорости счета УХН (рис. 165). При мощности 54 Мвт разогрев

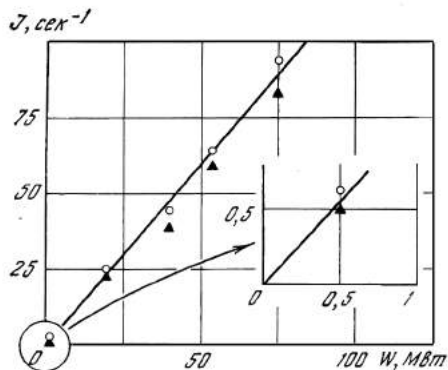


Рис. 165. Зависимость скорости счета УХН ($J, \text{сек}^{-1}$) от мощности реактора ($W, \text{Мвт}$)

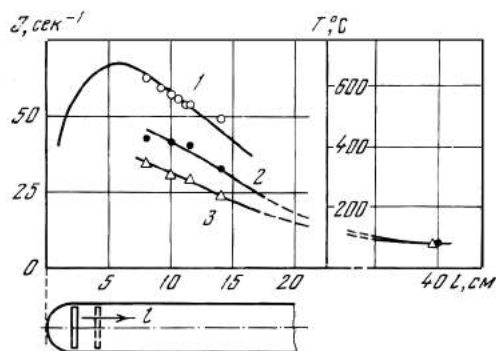


Рис. 166. Зависимость скорости счета УХН ($J, \text{сек}^{-1}$) от перемещения конвертора вдоль оси канала при мощности реактора 54 Мвт (1) и зависимости температуры ($T^{\circ}\text{C}$) начального медного участка нейтроновода и алюминиевой ампулы соответственно от перемещения нейтроновода вдоль оси канала при мощности реактора 75 Мвт (2, 3)

Сплошная кривая — относительное распределение потока тепловых нейтронов, нормированное на измеренную скорость счета УХН

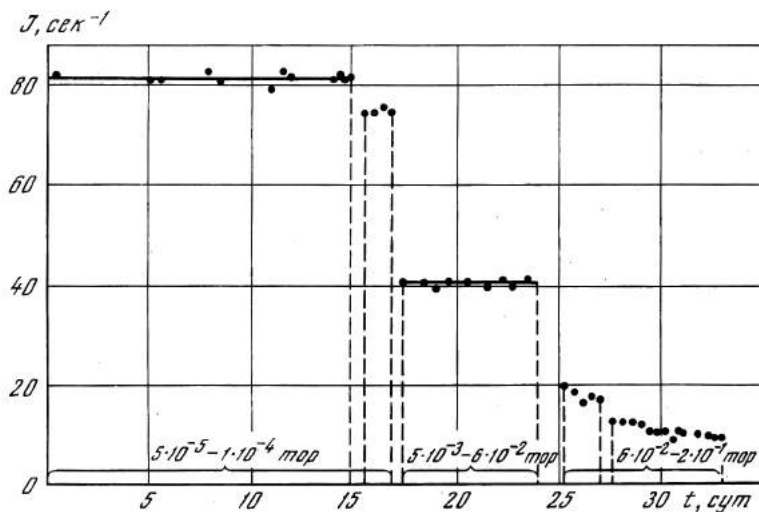


Рис. 167. Зависимость скорости счета УХН ($J, \text{сек}^{-1}$) на выходе нейтроновода от вакуумных условий и продолжительности работы реактора

начального конверторного участка нейтроновода достиг 280°C , что послужило основанием к постепенному отодвиганию нейтроновода на несколько сантиметров от активной зоны реактора. На рис. 166 представлена зависимость скорости счета УХН и температуры наконечника нейтроновода от величины перемещения нейтроновода.

При максимальной мощности 75 Мвт скорость счета сцинтилляционных детекторов составила: а) открытых детекторов 95сек^{-1} , б) закрытых медной шторкой 15сек^{-1} , в) при закрытом вакуумном шибере УХН (9) — 7сек^{-1} .

Таким образом, скорость счета УХН достигала 80 сек^{-1} при 15% фоне.

Напуск атмосферного воздуха до давлений $\sim 50 \text{ тор}$ в промежуток нейтроновода $\sim 30 \text{ см}$ между алюминиевой заглушкой (17) и детектором (8) ослабил поток УХН более чем в 40 раз.

При установлении внутри нейтроновода полиэтиленового диска площадью 170 см^2 в плоскости входного окна детектора интенсивность счета УХН уменьшилась до 29 сек^{-1} . Следовательно, сцинтилляционный детектор такой же площади может регистрировать $\sim 250 \text{ сек}^{-1}$. Учитывая, что эффективность детектора $\sim 0,25$ [10], можно заключить, что поток УХН на выходе нейтроновода составлял $\sim 10^3 \text{ сек}^{-1}$. Измерение потока газовым счетчиком с $[8, 10] \text{ } ^3\text{He}$ при пониженной мощности показало, что поток УХН при максимальной мощности реактора должен составлять $\sim 0,8 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$.

В течение 15 суток непрерывной работы реактора на максимальной мощности не было замечено падения интенсивности регистрации УХН. Резкое изменение теплового режима нейтроновода, вызванное сбросом мощности и последующим выходом реактора на мощность, привело к образованию течи в конверторной части нейтроновода и ухудшению вакуума до 10^{-2} тор . При этом интенсивность регистрации УХН резко упала (в два раза). Последующие остановки и запуски реактора приводили к увеличению течи и ухудшению вакуума, что сопровождалось уменьшением интенсивности регистрации УХН (рис. 167).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные измерения показали практическую возможность извлечения УХН из высокопоточного реактора. Полученная интенсивность УХН близка к ожидаемой и составляет $\sim 10^3 \text{ сек}^{-1}$. Несмотря на сравнительно высокую химическую активность меди, используемый медный нейтроновод за 15 суток работы реактора заметным образом не ухудшил своих характеристик при безмасляной вакуумной откачке до давления $\sim 10^{-5} \text{ тор}$. Очевидно, медь может служить материалом для изготовления нейтроноводов и на высокопоточном реакторе, однако нержавеющей сталь обладает лучшей коррозионной стойкостью, что дает ей предпочтение как материалу для нейтроноводов УХН, особенно в случаях аварии в вакуумной системе, сопровождающихся резким ухудшением вакуума.

В настоящее время создается новая конструкция нейтроновода УХН на реакторе СМ-2, в которой:

- а) начальный участок нейтроновода изготавливается из нержавеющей стали;
- б) в качестве конвертора будет использован гидрид циркония;
- в) улучшены условия охлаждения конверторного участка нейтроновода;
- г) улучшена откачка нейтроновода до давлений $\sim 5 \cdot 10^{-7} \text{ тор}$;
- д) предусмотрена возможность отодвигания нейтроновода от активной зоны на расстояние $\sim 0,5 \text{ м}$ на время, когда эксперименты с УХН не проводятся, что позволяет уменьшить активацию и радиационную коррозию стенок нейтроновода.

Выход УХН из гидрида циркония в три раза превышает выход УХН из магния, заключенного в алюминиевую ампулу [10], поэтому на новом нейтроноводе предполагается получить поток УХН $\sim 2-3 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$. При такой интенсивности становится возможным детальное изучение спектра

УХН, изучение поведения их в замкнутых объемах [2, 4, 6, 10], измерение сечений поглощения и амплитуд когерентного рассеяния нейтронов и т. д. Особенный интерес представляют опыты по прямому измерению периода полураспада нейтрона и определению его электрического дипольного момента, постановка которых при таких потоках УХН становится более эффективной.

Реактор СМ-2 по своим параметрам является самым перспективным реактором советского производства для проведения экспериментов, имеющих принципиальное значение для современной физики. Авторы благодарны О. Д. Казачковскому и И. М. Франку за полезные обсуждения и интерес к этой работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Л. Шапиро. УФН, 95, 145, 1968.
2. Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-7135. Дубна, 1973.
3. В. И. Луциков, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Письма ЖЭТФ, 9, 40, 1969; препринт ОИЯИ, РЗ-4127. Дубна, 1968.
4. Л. В. Грошев, В. Н. Дворецкий, А. М. Демидов, В. И. Луциков, Ю. Н. Панин, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-5392. Дубна, 1970; Phys. Lett., 34B, 4, 293, 1971.
5. J. Robson, D. Winfield. Phys. Lett., 40B, 537, 1972.
6. В. М. Лобашов, Г. Д. Порсев, А. П. Серебров, Е. И. Егоров, В. А. Назаренко. ЯФ, 19, 300, 1974.
7. В. В. Голиков, В. И. Луциков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-6556. Дубна, 1972; ЖЭТФ, 64, 1, 73, 1972.
8. А. В. Стрелков. Препринт ОИЯИ, РЗ-5937. Дубна, 1971.
9. Г. А. Бать, А. С. Коченов, Л. П. Кабанов. Исследовательские ядерные реакторы. М., Атомиздат, 1972.
10. Л. В. Грошев, В. Н. Дворецкий, А. М. Демидов, С. А. Николаев, Ю. Н. Панин, В. И. Луциков, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-7282. Дубна, 1973.

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕАКТОР
НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ *

(Совместно с Г. Е. Блозиным, Д. П. Блозиным, Ю. А. Блюмкиной, И. И. Бондаренко, Б. Н. Дерягиным, А. С. Займовским, В. П. Зиньковским, О. Д. Казачковским, Рим Хен Бон, Н. В. Красноярским, А. И. Лейпунским, В. А. Малыж, П. М. Назаровым, С. К. Николаевым, В. Я. Стависким, Ф. И. Украинцевым, И. М. Франком и Ю. С. Язвциком)

В июне 1960 г. достиг критичности импульсный реактор на быстрых нейтронах, сооруженный в Объединенном институте ядерных исследований.

Импульсный реактор на быстрых нейтронах предназначен для работы в режиме периодических импульсов при средней мощности около 1 квт. Импульсы мощности развиваются за счет размножения мгновенных нейтронов в моменты, когда реактор оказывается в надкритическом состоянии. Полуширина импульсов мощности составляет 36 мксек, частота повторения импульсов может изменяться в пределах 8—80 имп/сек.

ВВЕДЕНИЕ

Импульсный реактор на быстрых нейтронах (ИБР) является импульсным источником нейтронов, предназначенным для физических исследований и прежде всего для экспериментов по времени пролета. Он рассчитан в основном на работу в режиме периодических импульсов, однако может быть использован и для получения мощных одиночных импульсов.

Импульсы мощности в реакторе развиваются за счет быстрого изменения его реактивности, причем периодически на короткое время достигается мгновенная надкритичность реактора. В эти моменты и происходит основной рост мощности. В остальное время реактор является подкритическим.

Полное число делений в каждом импульсе (энергия импульса) определяется «подсветкой» (интенсивностью постороннего источника нейтронов) до импульса и величиной мгновенной надкритичности. Подсветка при достаточно высоких средних мощностях обусловлена запаздывающими нейтронами, родившимися во всех предыдущих импульсах.

При некотором значении средней реактивности системы (и соответственно пиковой реактивности) имеет место равновесный режим работы, характеризующийся постоянной средней мощностью. При этом образование источников запаздывающих нейтронов во время каждого импульса компенсирует распад источников между импульсами, и интенсивность подсветки остается в среднем постоянной.

* Атомная энергия, 10, 437—446, 1961.

Характер зависимости средней мощности реактора ИБР от времени в принципе такой же, как и для обычного реактора. При малом отклонении реактивности системы от равновесного значения средняя мощность изменяется медленно. С увеличением этого отклонения скорость роста или спада мощности увеличивается. Поведение реактора в этом отношении описывается обычными уравнениями кинетики для неимпульсного реактора. Особенностью поведения реактора ИБР является лишь то, что значение эффективной доли запаздывающих нейтронов очень мало. В номинальном режиме работы реактора оно составляет $\sim 10^{-4}$, т. е. почти в сто раз меньше соответствующего значения для обычного стационарного реактора с урановым горючим. Это обстоятельство, естественно, предъявляет особенно высокие требования к прецизионности органов регулирования системы. Теория реактора ИБР описана в работе [1].

ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ РЕАКТОРА ИБР

Общий вид и конструктивная схема реактора ИБР показаны на рис. 168 и 169.

Активная зона реактора ИБР имеет неподвижную и подвижные части. Периодическое изменение реактивности системы происходит за счет перемещения подвижных частей, которые представляют собой два вкладыша из U^{235} , закрепленных в двух вращающихся дисках (см. рис. 169). Основной вкладыш запрессован в диск диаметром 1100 мм и может перемещаться с окружной скоростью до 276 м/сек (при 6000 об/мин), проходя через центр активной зоны. Вспомогательный вкладыш запрессован в малый диск и пере-

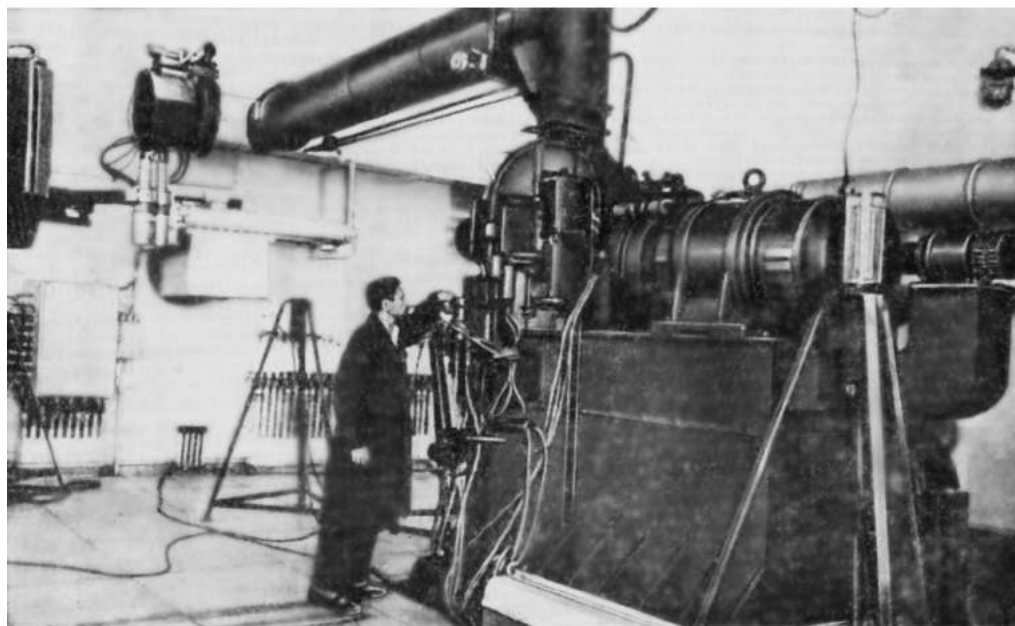


Рис. 168. Общий вид реактора ИБР

мещается по краю активной зоны. Он служит для изменения частоты импульсов без изменения их формы и может вращаться с частотой различной кратности по отношению к частоте основного диска. Реактор становится надкритичным и импульсы мощности развиваются только в том случае, если основной и вспомогательный вкладыши одновременно совмещены с неподвижной частью активной зоны. Максимальное изменение реактивности при движении основного вкладыша достигает 7,4%, при движении вспомогательного вкладыша — 0,4%.

Неподвижная часть активной зоны состоит из плутониевых стержней в оболочке из нержавеющей стали. Каждый стержень с помощью конусообразного хвостовика фиксируется в верхней или нижней опорных решетках активной зоны. Одностороннее закрепление стержней обеспечивает отрицательный температурный коэффициент реактивности (за счет искривления стержней при нагреве в неоднородном нейтронном поле) и тем самым улучшает условия безопасной работы реактора.

Система управления и защиты реактора ИБР обеспечивает изменение реактивности системы при пуске, работе и остановке (в том числе аварийной) реактора, контроль уровня мощности во всех режимах работы и автоматическое поддержание уровня мощности при работе на мощности выше 1 *вт*. Пуск реактора осуществляется с помощью грубого регулятора (см. рис. 169), являющегося подвижной частью отражателя. С помощью сервопривода грубый регулятор может перемещаться, обеспечивая изменение реактивности со скоростью $13 \cdot 10^{-5} - 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}$. Ручной регулятор, представляющий собой стержень диаметром 20 мм, также является частью отражателя. Автоматический регулятор (такой же стержень) соединен со своим сервоприводом. Для аварийной остановки используются два плутониевых стержня неподвижной зоны (АС-1 и АС-2), подвешенные на электромагнитах. При появлении аварийного сигнала стержни под действием пружин и собственного веса выбрасываются из активной зоны с ускорением около 20 *g*.

Отдельные органы регулирования вносят следующие изменения реактивности: АС-1 и АС-2 — 1,1% (каждый); грубый регулятор — 2,4%; ручной регулятор — 0,1%; автоматический регулятор — 0,036%.

В реакторе предусмотрено специальное устройство, предназначенное для создания мощных одиночных импульсов (бустер реактивности).

В системе управления и защиты используются две группы датчиков — пусковые и рабочие. Пусковыми датчиками служат пропорциональные ВF₃-счетчики в парафине. При малых мощностях (глубокая подкритичность) усиленные импульсы от счетчиков длительностью ~ 0,5 мксек подаются на пересчетные схемы и измерители скорости счета. Используется схема временных ворот, синхронизированных с вращением основного диска при помощи фотодатчика. Эта схема обеспечивает регистрацию нейтронов лишь во время прохождения основного вкладыша через неподвижную зону. При больших мощностях импульсы от пропорциональных счетчиков интегрируются и результирующие импульсы длительностью ~ 600 мксек, амплитуда которых пропорциональна энергии импульса мощности, измеряются с помощью интегрирующих схем и наблюдаются на осциллографе. При мощностях выше 1 *вт* используется импульсная электронная аппаратура, датчиками для которой служат импульсно-токовые ионизационные камеры, заполненные метаном. Импульс ионизационного тока в камере, вызванный нейтронами и γ -лучами, усиливается и подается на триггеры аварийной защиты (два независимых канала) и на вход преобразователя импульса.

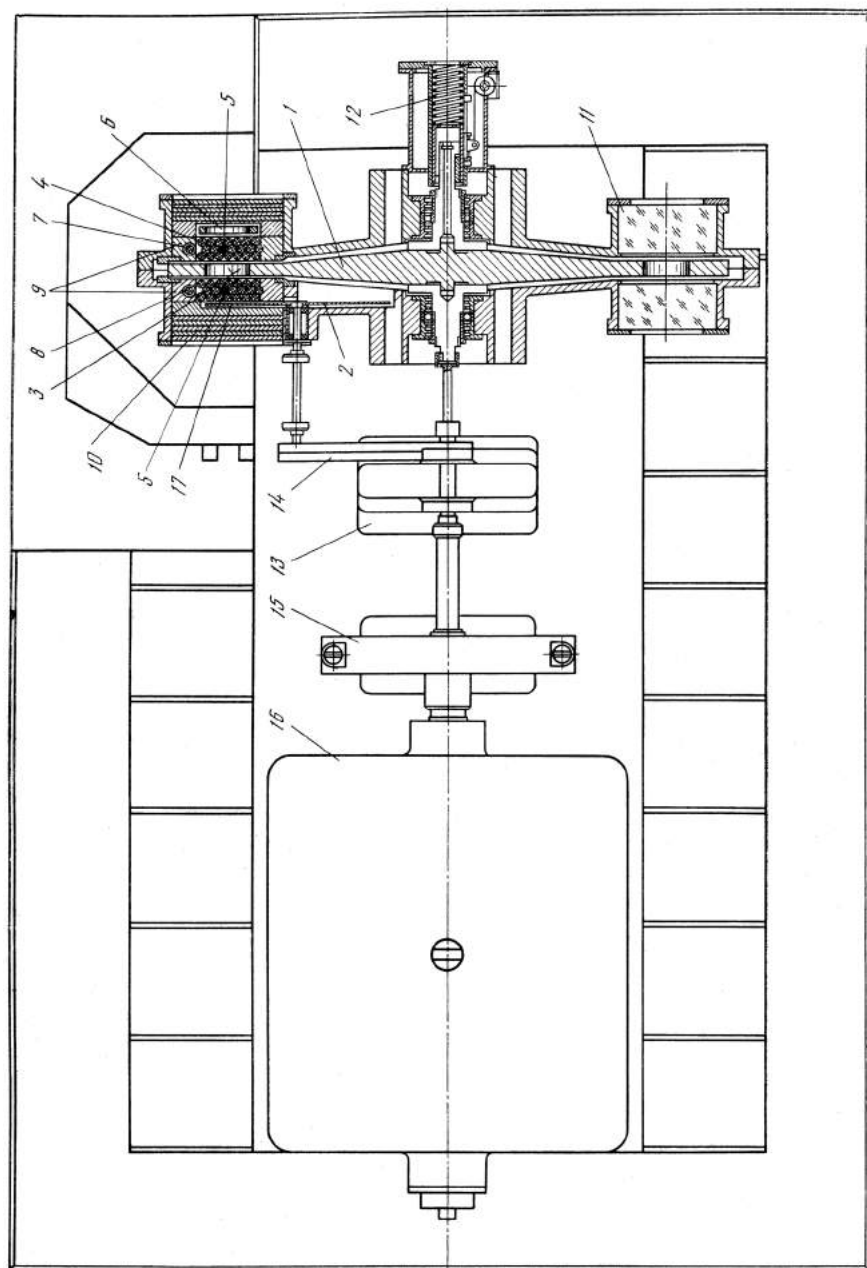


Рис. 169. Конструктивная схема реактора ИБР

1 — вращающийся диск; 2 — вспомогательный регулятор; 3 — основной вкладыш; 4 — плутониевые стержни; 5 — аварийные стержни; 6 — грубый регулятор; 7 — стержень автоматического регулятора; 8 — стержень ручного регулятора; 9 — боковой отрагатель; 10 — торцевой отрагатель; 11 — защитное стекло; 12 — механизм для установки основного вкладыша в защиту; 13 — тормоз; 14 — редуктор вспомогательного вкладыша; 15 — тормоз; 16 — электропривод; 17 — вспомогательный вкладыш

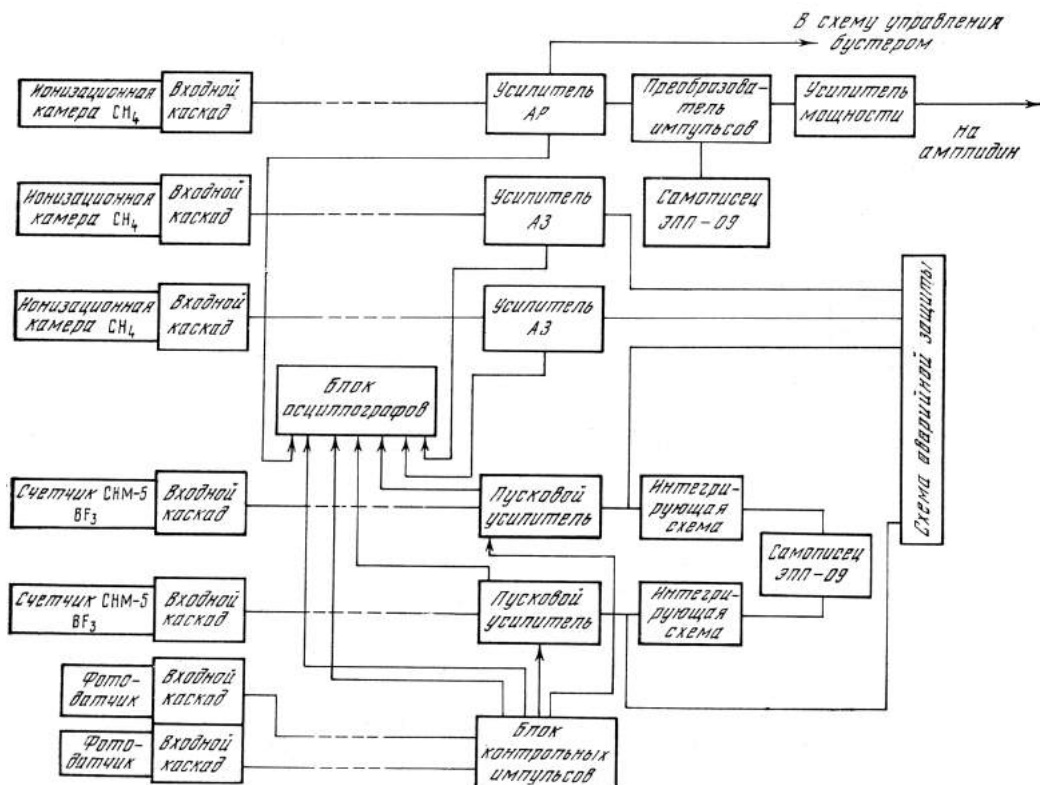


Рис. 170. Блок-схема электронной аппаратуры

Система аварийной защиты останавливает реактор, если амплитуда одного из импульсов мощности превосходит заданное значение. Напряжение на выходе преобразователя импульсов пропорционально амплитуде импульсов мощности. Оно подается на схему автоматического регулятора обычного типа (схема сравнения — усилитель мощности — амплидин — сервопривод). Блок-схема электронной аппаратуры системы управления и защиты приведена на рис. 170 (где усилитель АР — усилитель автоматического регулятора, усилитель АЗ — усилитель аварийной защиты).

Вращение основного и вспомогательного дисков осуществляется с помощью силовой установки максимальной мощности 100 квт. Установка включает в себя ускоритель с электроприводом, собранным по схеме Леонардо (трехмашинный агрегат). Предусмотрена система регулирования, обеспечивающая пуск, остановку машины и поддержание постоянного числа оборотов с точностью $\sim 2\%$ в диапазоне 2000—6000 об/мин.

Для охлаждения воздуха, нагревающегося за счет трения в кожухе основного диска, предусмотрена циркуляция воздуха через систему водяных холодильников с выбросом в зал реактора. Неподвижная часть активной зоны охлаждается атмосферным воздухом, прокачиваемым с помощью компрессора. Расход воздуха ~ 60 м³/час.

Реактор ИБР расположен в центре зала размером $10 \times 10 \times 7$ м (рис. 171). Бетонные стены зала обеспечивают полную защиту от излучения. Реактор

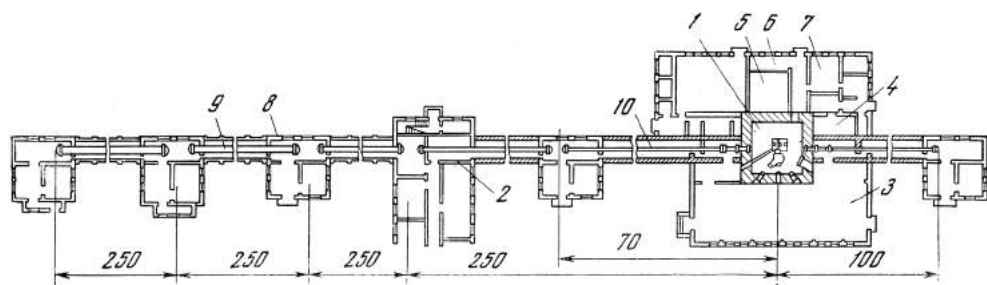


Рис. 171. Схема планировки реактора ИБР

1 — зал реактора; 2 — пульт управления; 3 — экспериментальный зал; 4 — масляные насосы; 5 — вентиляционная; 6 — компрессорная; 7 — бытовые помещения; 8 — экспериментальные павильоны; 9 — нейтронный диаметр 800 мм; 10 — нейтронный диаметр 400 мм (все остальные размеры в м)

снабжен значительным числом специальных устройств, позволяющих проводить широкий круг нейтронных исследований. Основное экспериментальное устройство — главный нейтронный диаметр длиной 1000 м.

Главный нейтронный диаметр представляет собой металлическую трубу диаметром 400 мм на первом участке и 800 мм — на втором. В трубе поддерживается вакуум порядка 0,1 мм рт. ст. Нейтронный диаметр снабжен цепью промежуточных павильонов, которые дают возможность устанавливать экспериментальную аппаратуру на расстоянии 70, 250, 500, 750 и 1000 м от реактора. Наряду с главным нейтронным диаметром сооружен вспомогательный нейтронный диаметр длиной 100 м. Вплотную к залу реактора (см. рис. 171) примыкает экспериментальный зал. В него могут быть выведены четыре нейтронных пучка диаметром до 800 мм. Можно выводить нейтронные пучки и в верхний экспериментальный зал, расположенный над залом реактора.

ПУСК И ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКТОРА ИБР

Первый этап физических исследований реактора ИБР проводился на стендовых сборках с неподвижным и медленно перемещавшимся основным вкладышем. В остальном стендовые сборки полностью имитировали активную зону реактора.

Основная цель стендовыхборок — определение критической загрузки, измерение эффективности органов регулирования, изучение основных характеристик, определяющих длительность импульса — среднего времени жизни ценности нейтронов в реакторе (τ), и параметра скорости изменения реактивности при прохождении основного вкладыша через неподвижную зону (α). Действительно, полуширина импульса мощности реактора ИБР (Θ) в равновесном режиме может быть определена (см [1]) по формуле

$$\Theta = K \left(\frac{\tau}{\alpha} \right)^{1/2} v^{-1/2}. \quad (1)$$

Здесь v — скорость движения основного вкладыша; K — коэффициент, слабо зависящий от τ , α , v и энергии импульса; α — параметр параболы, которой аппроксимируется зависимость реактивности ϵ от перемещения

основного вкладыша в окрестности максимума коэффициента размножения:

$$\varepsilon = \varepsilon_m - \alpha x^2, \quad (2)$$

где ε_m — реактивность при максимальном коэффициенте размножения системы (для мгновенных нейтронов $\varepsilon_m > 0$); x — смещение основного вкладыша.

Определение критической загрузки и измерение эффективности органов регулирования проводились обычным способом (см., например, [2]). Для измерения τ использовался метод Росси [3]. Для определения α изучалось изменение реактивности системы при медленном перемещении основного

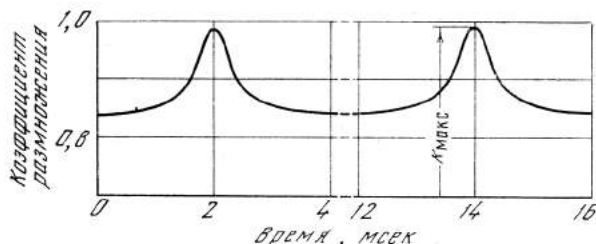


Рис. 172. Зависимость коэффициента размножения от времени (83 имп/сек)

вкладыша через неподвижную зону. Эксперименты проводились в подкритическом состоянии (максимальное умножение интенсивности постороннего источника нейтронов составляло ~ 1000). Исследовался ряд вариантов компоновок неподвижной части активной зоны. Для принятого оптимального варианта величины α и τ составили: $\alpha = 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}$; $\tau = 1,2 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$.

При исследовании стендовых сборок был также определен температурный коэффициент реактивности для равномерного нагрева активной зоны, величина которого составила $-0,8 \cdot 10^{-5} \text{ 1/}^\circ\text{C}$.

После сборки активной зоны реактора ИБР и завершения исследований на неподвижном реакторе дальнейшие эксперименты велись при номинальной скорости движения основного вкладыша (230 м/сек; 5000 об/мин). При экспериментах использовался Ra — α — Be-источник, помещенный в активную зону. По мере роста мощности все больше усиливалось влияние запаздывающих нейтронов, интенсивность которых сравнивалась с интенсивностью нейтронов от Ra — α — Be-источника при мощности $\sim 0,1 \text{ вт}$.

Зависимость коэффициента размножения реактора ИБР от времени при выведенных органах регулирования приведена на рис. 172. По мере пуска реактора максимальный коэффициент размножения ($K_{\text{макс}}$) растет и кривая реактивности приближается к уровню $K = 1$. При этом система проходит следующие области.

1. Область квазистационарности (глубокая подкритичность на мгновенных нейтронах, $K_{\text{макс}} < 1$). В этой области поток нейтронов в реакторе успевает «следить» за изменением реактивности системы (исключая, конечно, запаздывающие нейтроны). Поэтому умножение интенсивности постороннего источника нейтронов для любого момента времени

$$Y = \frac{1}{|\varepsilon|}. \quad (3)$$

Зависимость полуширины импульса мощности (Θ) от реактивности ($-\varepsilon_m$) в момент совмещения подвижной и неподвижной частей активной зоны

можно выразить соотношением

$$\Theta = 2 \sqrt{\frac{|\epsilon_m|}{\alpha v^2}}. \quad (4)$$

2. Область вблизи мгновенной критичности. Здесь уже максимальное умножение оказывается значительно меньшим определяемого формулой (3). Наряду с этим и форма импульса отличается от квазистационарной; импульс начинает запаздывать относительно момента, соответствующего максимальному значению коэффициента размножения.

3. Область импульсной подкритичности. В этой области система на короткое время оказывается надкритичной на мгновенных нейтронах, однако эта надкритичность еще недостаточна для равновесной работы реактора (максимальное значение положительной надкритичности ϵ_m меньше равновесного). Для этой области энергия импульса может быть выражена так (см. [1]):

$$E = \frac{S}{v} K(\epsilon_m), \quad K(\epsilon_m) = \frac{2,5}{v \sqrt{\alpha \epsilon_m}} \exp \frac{1,33 \epsilon_m^{3/2}}{v \tau \alpha^{1/2}}, \quad (5)$$

где v — среднее число вторичных нейтронов при делении; S — интенсивность постороннего источника нейтронов.

Поведение средней мощности реактора во времени в этой области аналогично поведению мощности обычного подкритического реактора, т. е. быстрое введение некоторой положительной или отрицательной реактивности ведет к скачку средней мощности и затем к медленному изменению ее до величины, соответствующей новому значению реактивности.

4. Область импульсной критичности. Реактор находится в равновесном состоянии, и поведение во времени его средней мощности не отличается от поведения средней мощности обычного критического реактора с уменьшенной эффективной долей запаздывающих нейтронов. Кинетика реактора ИБР в равновесном состоянии описывается уравнениями

$$W(t) = \frac{\Sigma C_i(t) \lambda_i}{v} K(\epsilon_m) n, \quad \frac{dC_i(t)}{dt} = -\lambda_i C_i(t) + W(t) \beta v. \quad (6)$$

Здесь $W(t)$ — средняя мощность реактора; $C_i(t)$ — концентрация источников запаздывающих нейтронов i -й группы; β — выход запаздывающих нейтронов i -й группы; $\Sigma \beta_i = \beta$. Условие равновесной работы реактора записывается следующим образом:

$$K(\epsilon_m) n \beta = 1. \quad (7)$$

В процессе перевода реактора из области квазистационарности в область импульсной критичности изучалась форма импульсов мощности и регистрировалось нарастание средней мощности реактора.

Для наблюдения формы импульсов использовался сцинтилляционный счетчик с фосфором $ZnS(Ag)$ — плексиглас. Импульсы от этого детектора подавались на вход 1024-канального временного анализатора, пуск которого с помощью фотодатчика был синхронизирован с вращением основного диска.

Контроль средней мощности осуществлялся делительными камерами со слоями U^{235} . Две камеры, расположенные на различных расстояниях от реактора, позволяли перекрывать диапазон средних мощностей от 10 мвт до 500 мвт. Кроме того, для измерения средней мощности в диапазоне 50—200 мвт использовалась делительная камера с известным количеством U^{235} .

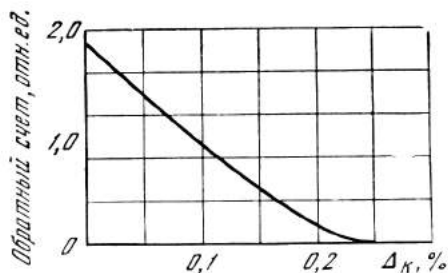
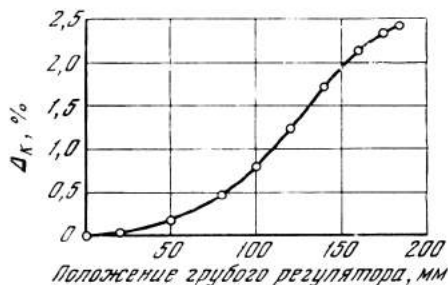


Рис. 173. Зависимость реактивности от положения грубого регулятора

Рис. 174. Кривая экстраполяции на импульсную критичность

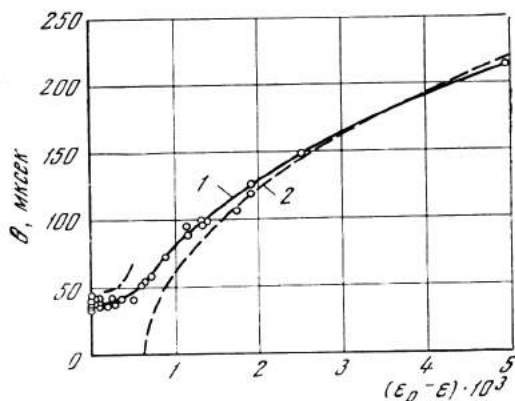


Рис. 175. Зависимость полуширины импульса θ от реактивности

Отсчет реактивности ведется от равновесной надкритичности:

- 1 — квазистационарный случай;
2 — соотношение (1)

Критическое состояние в процессе подъема мощности реактора определялось экстраполяцией, при которой использовалась зависимость реактивности от положения грубого регулятора (рис. 173). Экстраполяция сначала велась по «умножению в импульсе», определявшемуся с помощью временного анализатора как отношение максимальной скорости счета детектора нейтронов к скорости счета между импульсами (умножение подсветки между импульсами при выведенном из активной зоны основном вкладыше было измерено с достаточной точностью в экспериментах с неподвижным основным вкладышем).

На кривой экстраполяции (рис. 174) виден прямой участок, направленный в область мгновенной критичности ($\epsilon_m = 0$). Этот участок соответствует области квазистационарности (соотношение (3)). Вблизи мгновенной критичности кривая начинает отклоняться от этой прямой, и в дальнейшем экстраполяция ведется уже не по умножению в импульсе, а по скорости счета в пике, включающей и рост подсветки за счет запаздывающих нейтронов.

Область квазистационарности и переход к мгновенной и импульсной критичностям легко проследить и на кривой рис. 175, которая дает зависимость полуширины импульса от реактивности. Здесь пунктирные кривые — зависимости полуширины от реактивности для квазистационарного случая (соотношение (4)) и для соотношения (1). Характерные формы импульса для различных значений реактивности приведены на рис. 176—178. Полуширина импульса в равновесном режиме составила 36 мксек. Таким образом, пиковая мощность реактора при режиме 80 имп/сек достигает 360 кват.

Следует подчеркнуть, что статистический характер размножения нейтронов сильнее сказывается на работе импульсного реактора, чем на работе

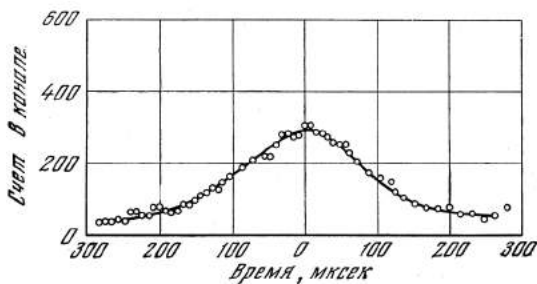


Рис. 176. Форма импульса мощности для $\epsilon_m = -5 \cdot 10^{-3}$

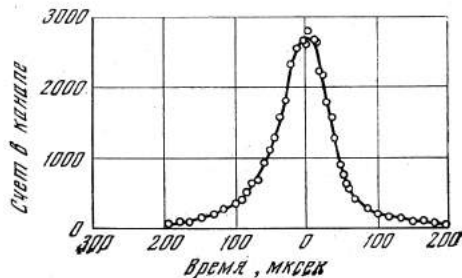


Рис. 177. Форма импульса мощности для $\epsilon_m = -0,4 \cdot 10^{-3}$

обычных стационарных реакторов. Такое положение связано с относительно небольшим, особенно при малых средних мощностях, числом первичных актов деления, определяющих развитие импульса. Это приводит к появлению значительных флуктуаций энергии (и соответственно амплитуды) импульсов.

Можно показать, что выражение для среднеквадратичного разброса амплитуд импульсов реактора ИБР имеет следующий вид:

$$\frac{\sigma(I)}{I} = \sqrt{\frac{\nu \Delta^2}{2S\tau}}. \quad (8)$$

Здесь I — амплитуда импульса; Δ^2 — дисперсия коэффициента размножения для единичного акта деления. Так как вероятность испускания при делении определенного числа нейтронов сравнительно хорошо описывается распределением Пуассона, для приближенной оценки флуктуаций можем принять $\Delta^2 \approx 1$. Тогда для равновесного режима реактора ИБР получим

$$\frac{\sigma(I)}{I} = \frac{1}{\sqrt{2W\beta\tau}}. \quad (9)$$

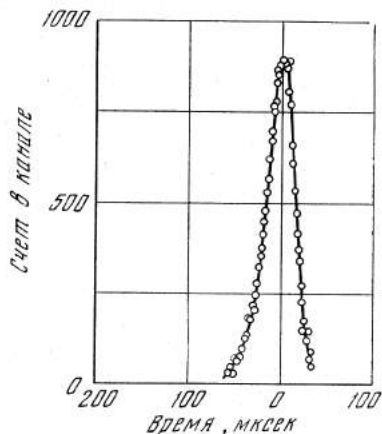


Рис. 178. Форма импульса мощности в равновесном режиме (импульсная критичность, $\epsilon_0 \approx 0,6 \cdot 10^{-3}$)

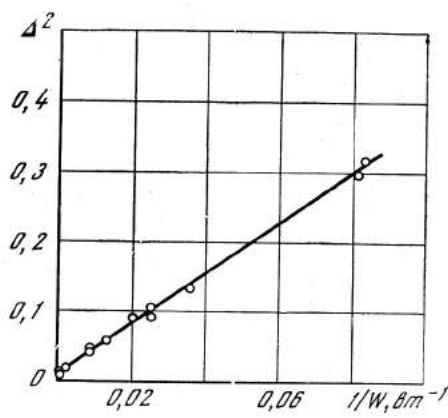


Рис. 179. Зависимость относительной полуширины распределения импульсов по амплитудам от мощности

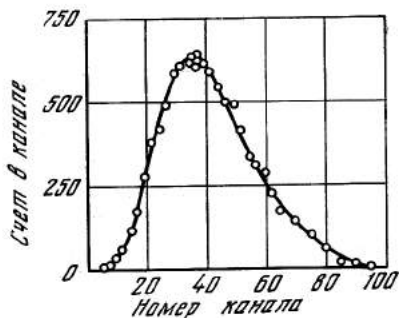
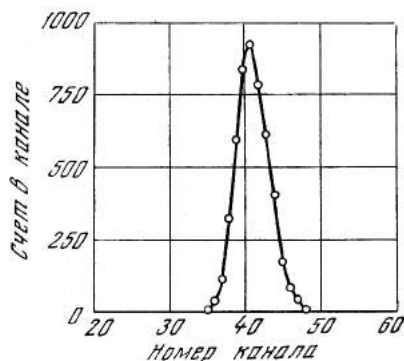
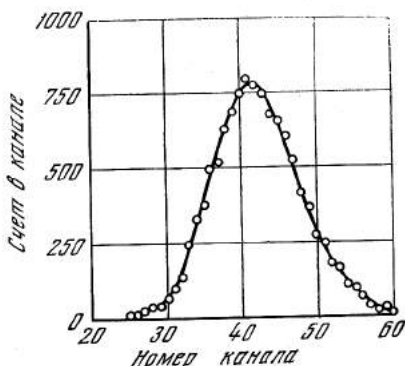


Рис. 180. Распределение импульсов по амплитудам при мощности 4 Вт

Рис. 181. Распределение импульсов по амплитуде при мощности 40 Вт

Рис. 182. Распределение импульсов по амплитуде при мощности 1200 Вт



Здесь W — средняя мощность (число делений в секунду); β — эффективная доля запаздывающих нейтронов.

Флуктуации амплитуд импульсов мощности исследовались с помощью амплитудного анализатора, на вход которого подавались импульсы от метановой ионизационной камеры. Амплитудные распределения измерялись при различных средних мощностях. На рис. 179 приведена зависимость квадрата дисперсии от средней мощности. На рис. 180—182 показаны распределения импульсов по амплитудам при средних мощностях 4, 40, 1200 Вт соответственно. Интересно отметить, что значения средней мощности реактора, полученные из этих распределений с помощью соотношения (9), оказались в хорошем согласии с результатами измерения средней мощности двумя другими методами: калиброванным источником нейтронов и делительной камерой с известным количеством U^{235} .

В настоящее время на реакторе ИБР начаты эксперименты по измерению полных сечений, сечений рассеяния, захвата и деления с использованием методов времени пролета. Продолжаются также физические исследования, направленные на повышение средней мощности и снижение длительности импульса.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. И. Бондаренко, Ю. Я. Ставиский. Атомная энергия, 7, 5, 417, 1959.
2. А. И. Лейпунский и др. Атомная энергия, 5, 3, 277, 1958.
3. J. Orndoff. Nucl. Sci. and Engng, 2, 4, 450, 1957.

ОПЫТ ЭКСПЛУАТАЦИИ РЕАКТОРА ИБР, ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ НЕЙТРОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИ ИНЖЕКЦИИ НЕЙТРОНОВ ОТ МИКРОТРОНА *

(Совместно с Б. М. Буриным, И. М. Матора, С. К. Николаевым,
Л. В. Пикельнером, И. М. Франком, Е. П. Шабалиным и Ю. С. Язвицким)

1. ВВЕДЕНИЕ

Значительная часть физических исследований, выполняемых на ядерных реакторах, связана с выделением моноэнергетических нейтронных пучков или с измерением нейтронных спектров. Обычные стационарные реакторы в таких экспериментах используются, по существу, весьма нерационально. Так, например, при работе по методу времени пролета нейтронный пучок бывает открыт не более 1 % времени, тогда как остальные 99 % времени реактор служит источником мешающего фона. С точки зрения нейтронно-спектрометрических исследований гораздо более рациональным является пульсирующий режим работы реактора. Эти соображения стимулировали создание в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна) импульсного реактора на быстрых нейтронах (ИБР).

Физический пуск реактора был осуществлен в июне 1960 г. С конца 1960 г. реактор введен в нормальную эксплуатацию и используется для проведения исследований по методу времени пролета. Основными направлениями исследования являются: 1) изучение жидкостей и твердых тел с помощью рассеяния нейтронов, 2) нейтронная спектрометрия — определение величины нейтронных сечений и изучение состояний атомных ядер.

Реактор ИБР работает в режиме периодических импульсов с полушириной 36—40 *мксек* и с частотой повторения, которую можно менять от 3,3 до 83 *имп/сек*. Средняя тепловая мощность реактора поддерживается постоянной. Первоначально она равнялась 1 *квт*. В 1964 г. средняя мощность была увеличена до 3 *квт*. При такой средней мощности и при частоте повторения 3,3 *имп/сек* максимальная мгновенная мощность реактора равна примерно 23 *Мвт*. В промежутках между импульсами мощность реактора не превышает 100 *вт*, что гарантирует малость фона быстрых нейтронов. Небольшой размер активной зоны ИБРа позволяет лучше использовать нейтроны, испускаемые реактором. В силу этих обстоятельств ИБР дает для исследований по времени пролета возможности, соответствующие стационарному реактору мощностью в десятки *Мвт*. При этом, с точки зрения его эксплуатации, ИБР обладает рядом преимуществ, характерных для реактора нулевой мощности. В самом деле, такие проблемы эксплуатации, как охлаждение активной зоны, активация конструктивных элементов, замена делящихся материалов, радиационная безопасность и ряд других зависят от средней мощности реактора, которая в нашем случае мала.

Теория действия реактора ИБР дана в работе [1], а его устройство и физический пуск описаны в работе [2]. В настоящем докладе эти вопросы будут затронуты только кратко, для связности изложения. Основная цель доклада изложить результаты опыта эксплуатации реактора и его применения в исследовательских целях. Будут также обсуждены некоторые направления, для которых реактор предполагается использовать в дальнейшем.

* Труды III Международной конференции ООН по использованию атомной энергии в мирных целях, доклад A/Conf. 28/P/324, Женева, май 1964.

2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Общий вид реактора ИБР изображен на рис. 183. Периодический импульсный режим реактора создается тем, что часть делящегося материала, несущая реактивность около 7,5%, помещена вблизи периферии стального диска диаметром 1100 м, вращающегося со скоростью 5000 об/мин. Эта подвиж-

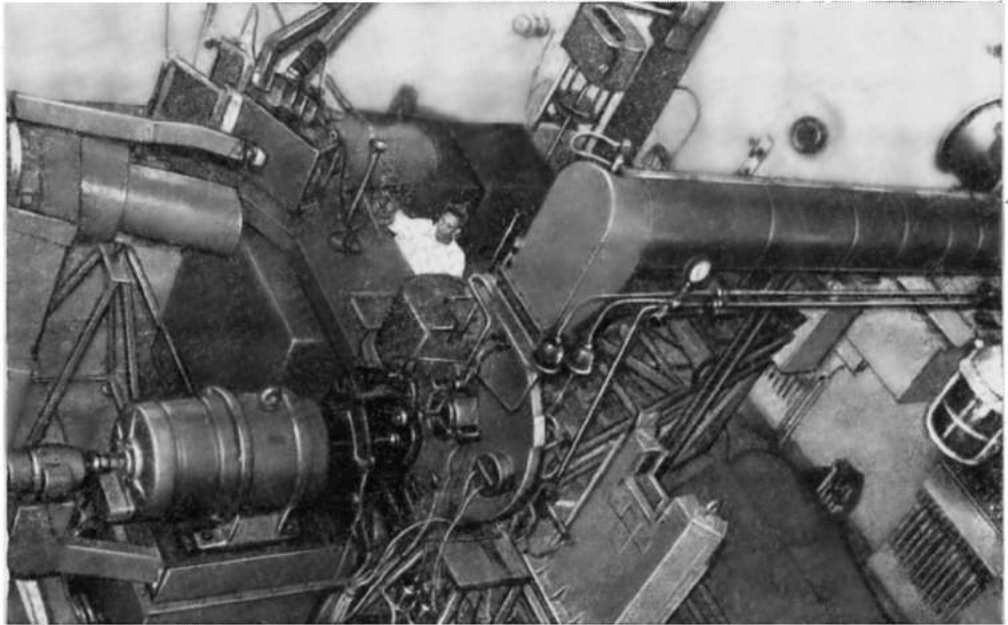


Рис. 183. Общий вид реактора ИБР

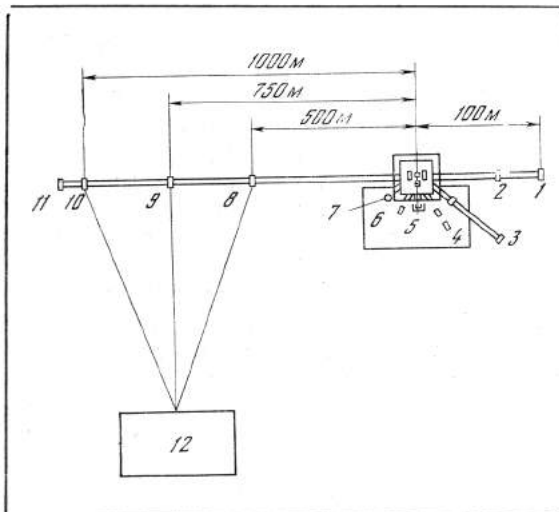


Рис. 184. Схема пучков ИБР

- 1 — установка для исследования γ -лучей радиационного захвата нейтронов и рассеянных нейтронов;
- 2 — установка для исследования жидкостей и твердых тел методом «обратной геометрии»;
- 3 — установка для измерений с холодными нейтронами;
- 4 — установка для измерений с поляризованными нейтронами;
- 5 — установка для измерений фоновых спектров кристаллов;
- 6 — установка для дифракционных измерений;
- 7 — установка для измерений двойных дифференциальных сечений рассеяния;
- 8 — детектор рассеянных нейтронов;
- 9 — детектор (n , γ);
- 10 — детектор для измерений пропускания;
- 11 — детектор делений;
- 12 — измерительный центр

ная часть активной зоны изготовлена из урана-235. Она представляет собой диск диаметром 100 мм, толщиной 28 мм, заключенный в герметическую оболочку из нержавеющей стали и запрессованный с натягом в соответствующее отверстие диска. Центр уранового вкладыша расположен на расстоянии 440 мм от оси вращения диска.

Неподвижная часть активной зоны состоит из плутониевых стержней в оболочке из нержавеющей стали. Подвижный урановый вкладыш движется в зазоре между двумя половинами неподвижной зоны. Размер неподвижной зоны вместе с отражателями (вольфрам, мельхиор) примерно 3000 мм × 200 мм × 200 мм.

Для обеспечения возможности изменения частоты повторения вспышек без изменения длительности вспышки служит вспомогательный делящийся вкладыш, запрессованный в малый диск и перемещающийся на краю активной зоны. Скорость вращения малого диска может изменяться с помощью специальной коробки передач. Реактор становится надкритичным и развиваются импульсы мощности, когда основной и вспомогательный подвижные вкладыши совмещены с неподвижной частью активной зоны. Управление реактором осуществляется перемещением пластины с запрессованным небольшим вкладышем из урана-235 (грубый регулятор) и двух мельхиоровых стержней, являющихся частью отражателя (ручной и автоматический регуляторы). Органами аварийной защиты служат два плутониевых стержня, которые могут быть выброшены из активной зоны за время меньше 0,1 сек. На рис. 183 активная зона реактора закрыта радиационной защитой из свинца толщиной 40 см. Защита установлена на дистанционно управляемой тележке, которая служит также для установки вблизи активной зоны водородсодержащих пластин, замедляющих быстрые нейтроны, испускаемые реактором. Охлаждение реактора принудительное, воздушное. Реактор расположен в центре зала площадью 10 × 10 м², бетонные стены и потолок которого имеют толщину 2 м и служат биологической защитой. Для вывода нейтронных пучков в защите имеется семь горизонтальных каналов (рис. 184). Пять пучков выходят в экспериментальный зал и используются для работы с пролетными расстояниями до 17 м. Остальные два пучка служат для работ при пролетных расстояниях до 100 м и до 1000 м; они оборудованы стальными вакуумированными трубами — нейтроноводами диаметром 400—800 мм.

Данные об интенсивности нейтронов при средней мощности 3 квт и частоте 3,3 1/сек приведены ниже:

Максимальная мощность в импульсе	23 Мвт
Средняя глобальная интенсивность нейтронов	$1,7 \cdot 10^{14}$ 1/сек
Глобальная интенсивность в максимуме импульса мощности	$1,3 \cdot 10^{15}$ 1/сек
Средний поток нейтронов энергии 100 эв на расстоянии 500 м от реактора	0,4 1/см ² ·сек·эв
Поток тепловых нейтронов на расстоянии 100 м от реактора	$3 \cdot 10^8$ 1/см ² ·сек
Средний поток тепловых нейтронов в максимуме пространственного распределения внутри толстого замедлителя	$1,8 \cdot 10^{11}$ 1/см ² ·сек
То же, в максимуме импульса	$2,8 \cdot 10^{14}$ 1/см ² ·сек
Средний поток быстрых нейтронов в экспериментальном канале активной зоны	10^{12} 1/см ² ·сек



Рис. 185. Измерительный центр Лаборатории

На рис. 184 указаны также расположение различных установок, используемых в исследованиях, о которых будет сказано в дальнейших разделах доклада. Импульсы от детекторов, расположенных в ряде пунктов, поступают по кабелям в измерительный центр (600 м от реактора), где сосредоточены многоканальные анализаторы (рис. 185). В настоящее время действуют временные анализаторы на 256, 1024 (2 шт.) и 2048 (3 шт.) каналов и многомерный (амплитудно-временной) анализатор с памятью на магнитной ленте с числом каналов до 2^{20} [3]. Данные с анализаторов выводятся на быстродействующие цифропечатающие машинки, перфоратор с бумажной лентой и по кабелю — непосредственно на электронную вычислительную машину. Управление реактором производится из отдельного здания, расположенного около тысячеметрового нейтронновода на расстоянии 250 м от реактора.

3. КОНТРОЛЬ МОЩНОСТИ И УПРАВЛЕНИЕ РЕАКТОРОМ

Непрерывный контроль мощности реактора при запуске и работе производится по показаниям нескольких ионизационных камер и пропорциональных счетчиков, регистрирующих быстрые нейтроны. Эти же детекторы используются в аппаратуре аварийной защиты и автоматического регулирования уровня мощности реактора. Системы контроля мощности нуждаются в периодической калибровке, в частности, потому, что их чувствительность меняется при замене замедлителей или при помещении вблизи активной зоны тех или иных массивных деталей и установок, применяемых в физических экспериментах (криостаты, защитные экраны, исследуемые образцы и т. п.). Для абсолютной калибровки используются два метода: измерение количеств-

ва тепла, выделяемого в неподвижной части активной зоны, и измерение флуктуаций мощности реактора. Кроме того, во время критических сборок реактора проводится калибровка мощности методом «умножения источника».

В первом методе регистрируются расход и перепад температуры воздуха на входе и выходе из обеих половин неподвижной зоны. Температура измеряется термомпарами. Поправка на выделение тепла в подвижной части активной зоны рассчитана теоретически, а также определена экспериментально по результатам измерения распределения плотности делений в активной зоне.

Наиболее точным и надежным является метод флуктуаций. Как показывает теория, развитая И. И. Бондаренко и Ю. Я. Стависским (см. также [5] и [6]), относительная дисперсия мощности, выделяемой при одной вспышке реактора, дается выражением

$$\sigma^2 = \frac{IC}{W} + \sigma_0^2, \quad (1)$$

где W — средняя мощность реактора; C — константа, определяемая физическими параметрами активной зоны; σ_0^2 — постоянная слагающая дисперсии, определяемая механическими вибрациями составных частей реактора и т. п. неконтролируемыми факторами.

Измерение дисперсии производится с помощью многоканального амплитудного анализатора, на вход которого подаются импульсы метановой ионизационной камеры или сцинтилляционного детектора с органическим кристаллом. Эксперименты [2, 7], в которых амплитудные распределения измерялись при различных условиях для ряда уровней мощности реактора, подтвердили выражение (1). В постоянную слагающую дисперсии значительный вклад вносят флуктуации, вызванные крутильными колебаниями вспомогательного вращающегося диска. Влияние этих колебаний на разброс амплитуд импульсов тем сильнее, чем хуже осуществлена синхронизация вращения вспомогательного и основного дисков. Амплитудные распределения измеряются при 3—4 уровнях мощности, что позволяет отделить постоянную слагающую дисперсии σ_0^2 . Все три метода калибровки мощности (флуктуаций, тепловой и «умножения источника») дают результаты, хорошо совпадающие в пределах точности каждого метода.

Система автоматического регулирования мощности работает на принципе сравнения величины амплитуды каждого импульса мощности реактора с эталонным значением.

В связи с этим при работе на малых мощностях флуктуации затрудняют работу автоматического регулятора. Автоматическое регулирование вводится на мощностях выше 50 *вт*.

4. ОПЫТ ЭКСПЛУАТАЦИИ РЕАКТОРА

В настоящее время реактор работает еженедельно четверо суток без перерыва. Через двое суток после остановки уровень излучений в реакторном зале снижается до величины, допускающей большинство видов работ в зале при надвинутой на активную зону свинцовой защите. Допустимая недельная доза излучений (0,1 *бэр*) получается при этом за 0,1—6 *час* в зависимости от расстояния до активной зоны. Активация деталей аппаратуры в зале не приводит к серьезным затруднениям. Уровень активации тепловыми нейтронами

снижен за счет покрытия стен, пола и потолка зала борной штукатуркой, а также за счет отказа от применения аппаратуры из сильно активируемых материалов. День, предшествующий очередному пуску реактора, используется для профилактического осмотра подшипников машины, электродвигателя, пуско-регулирующей аппаратуры и других узлов установки и для внесения необходимых изменений в экспериментальную физическую аппаратуру (замена образцов, смена замедлителей и т. п.).

До 20.IV 1964 г. реактор проработал на мощности 1 *квт* 6500 час и на мощности 2,5 *квт* 400 час. За это время в ядерном отношении реактор работал безупречно и безотказно. Однако имели место неисправности механической части установки. Основными были следующие.

1) Разрушение одного из опорных подшипников главного диска реактора. Подшипники были заменены на более качественные и был установлен второй страхующий комплект подшипников, ограничивающих перекося вала в случае повреждения рабочих подшипников.

2) Разрушение подшипника и деталей передачи вспомогательного диска, обусловленное радиационной полимеризацией консистентной смазки подшипника. В связи с этим консистентная смазка подшипников была заменена проточной.

3) Износ зубьев муфты, соединяющей валы редуктора и главного диска, вызванный крутильными колебаниями механической системы. Между валами был введен элемент, гасящий колебания (муфта с резиновыми прокладками).

4) Деформация покрытия основного подвижного уранового вкладыша. Для контроля состояния покрытия вкладыша были введены емкостные датчики, регистрирующие положение покрытия по отношению к поверхности стального диска во время его вращения. К лету 1963 г. выпучивание покрытия вкладыша из U-235 вблизи края, наиболее удаленного от оси вращения, достигло 0,6 мм. В то же время на симметрично расположенном вкладыше из U-238, играющем роль противовеса, изменения покрытия не наблюдалось. В конце 1963 г. диск был заменен на новый. В новом диске толщина покрытия вкладыша увеличена от 0,4 до 0,6 мм; толщина вкладыша несколько уменьшена, так что его поверхность утоплена на 1 мм по отношению к поверхности стального диска. Старый вкладыш направлен на исследование для выяснения причин деформации поверхности. После 400 час работы на мощности 2,5 *квт* покрытие нового вкладыша заметной деформации не обнаружил.

Существующая в настоящее время конструкция реактора неудобна тем, что смена подшипников или диска требует полной разборки активной зоны реактора. Поскольку для производства такой операции необходима выдержка 1,5—2 месяца для спада активности зоны, а затем требуется 2—3 недели для сборки зоны, на работы типа описанных выше в пунктах 1 и 4 затрачивается по 4—5 месяцев. Недостаточность радиационной защиты затрудняет профилактические осмотры машины. Для подробной профилактики требуется остановка машины примерно на месяц. Эти же обстоятельства ограничивают дальнейшее повышение мощности реактора, хотя, как показали измерения температур деталей активной зоны, существующий способ охлаждения позволяет повысить мощность еще примерно в два раза.

В связи со сказанным в настоящее время ведется разработка новой конструкции основного узла реактора ИБР с целью возможно более полного устранения перечисленных выше ограничений.

5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕАКТОРА ИБР ДЛЯ НЕЙТРОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЖИДКОСТЕЙ И ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Рассеяние тепловых (в том числе холодных) нейтронов стало в настоящее время одним из основных методов исследования атомной и магнитной структуры и динамики кристаллов, жидкостей и молекул. Использование в таких исследованиях импульсного нейтронного источника сильно упрощает постановку опыта, так как отпадает надобность в монохроматоре при прерывателе падающего нейтронного пучка. Правда, длительность вспышки тепловых нейтронов оказывается весьма большой — она определяется средним временем жизни нейтрона в замедлителе, составляющим 200 *мксек* для «неотравленного» толстого водяного замедлителя. Ввиду этого для получения приемлемого разрешения приходится использовать большие пролетные расстояния — порядка 10 м и более, что снижает скорость счета. Несмотря на это, ИБР, как показали эксперименты, предоставляет весьма хорошие возможности для развития твердотельных исследований. Ниже дается краткое описание установок, используемых в настоящее время в таких работах.

5а. *Нейтронно-структурные исследования.* На рис. 89 показано расположение опыта, поставленного для выяснения возможностей получения нейтронограмм дифракции на порошковых образцах. В отличие от обычной постановки в данном эксперименте угол рассеяния фиксирован, а длина волны (энергия) нейтрона является переменной: по времени пролета измеряется спектр нейтронов, рассеянных образцом на заданный угол из падающего белого спектра. Форма падающего спектра измеряется в отдельном опыте. На рис. 91 представлена нейтронограмма цинка, полученная за 11 час измерений при мощности 1 *квт* с образцом площадью 23×13 *см*² при пролетном расстоянии 15 м и угле рассеяния 60° [8]. Как видно, сравнительно большая скорость счета сочетается с малой величиной фона. Аналогичные измерения были проведены с образцами кремния, алюминия и др. Во всех случаях относительные интенсивности пиков хорошо согласовывались с расчетными. Эта работа проводилась совместно с группой проф. Б. Бураса (Варшава), выполнившего одновременно аналогичный эксперимент на стационарном реакторе с механическим селектором [9].

Принципиальным преимуществом метода времени пролета является то, что образец облучается нейтронами не непрерывно, а периодически в течение коротких интервалов времени. Это открывает возможность получения нейтронограмм переходных или кратковременных состояний кристалла (например, в больших импульсных магнитных полях и т. п. [10]).

5б. *Рассеяние холодных нейтронов.* Схема опыта изображена на рис. 186 [11]. Образцы помещаются на расстоянии 60 *см* от отражателя реактора после охлаждаемых жидким азотом замедлителя и бериллиевого фильтра. Примесь тепловых нейтронов к падающим на образец фильтрованными нейтронами составляет в настоящее время несколько процентов. Установка позволяет производить замену двух образцов, введение кадмиевой заслонки перед образцом, нагрев и охлаждение образцов в диапазоне —50—150° С. Нейтроны, рассеянные на угол 75°, регистрируются скintiляционным детектором В₂О₃ + ZnS площадью 2000 *см*² [12]. Пролетное расстояние для рассеянных нейтронов — 10, 17 или 45 м. Разрешающая способность при измерениях на пролетной базе 45 м в области энергий ниже 0,05 *эв* определяется в основном разбросом энергий в падающем спектре фильтрованных бериллием нейтронов,

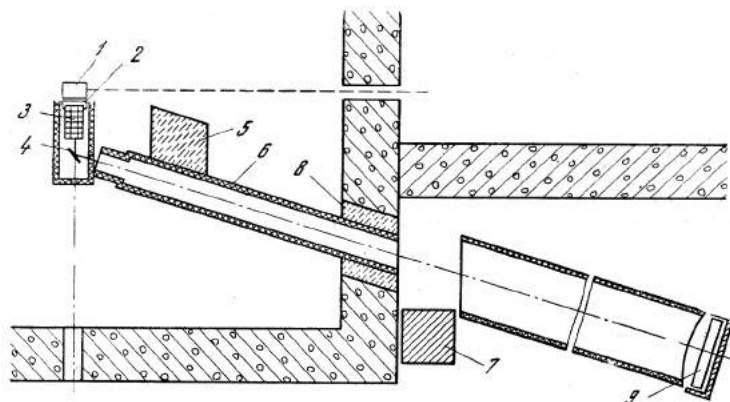


Рис. 186. Схема установки для измерений с холодными нейтронами

1 — активная зона ИБР; 2 — замедлитель; 3 — бериллиевый фильтр; 4 — образец; 5, 6, 8 — защита; 7 — шибер; 9 — детектор

т. е. составляет ± 2 мэв. В измерениях, использующих резкую границу фильтрованного бериллием спектра, разрешение составляет ± 2 мксек/м, т. е. $\pm 0,02$ мэв. С описанной установкой были измерены спектры рассеяния холодных нейтронов для воды [13], льда и ряда органических соединений в твердом и жидком состоянии. Для примера на рис. 96 приведены некоторые результаты, полученные с этиленгликолем.

5в. «Обратная геометрия». Для измерения жесткой части спектра частот веществ выгоднее использовать так называемую «обратную геометрию», при которой на образец падает белый нейтронный спектр, а бериллиевый фильтр помещается перед нейтронным детектором. При таком расположении опыта регистрируются случаи, когда нейтрон отдает энергию среде. Вероятность такого события велика и тогда, когда соответствующие степени свободы при

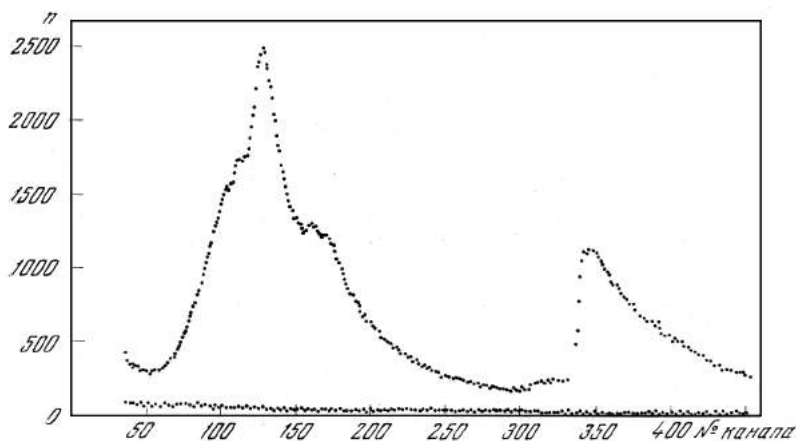


Рис. 187. Спектр нейтронов, рассеянных на NH_4Cl

Время измерения 1 час при мощности 1 кет; угол рассеяния 90° ; ширина канала 64 мксек; пропускание образца — 83% для энергии 5 мэв

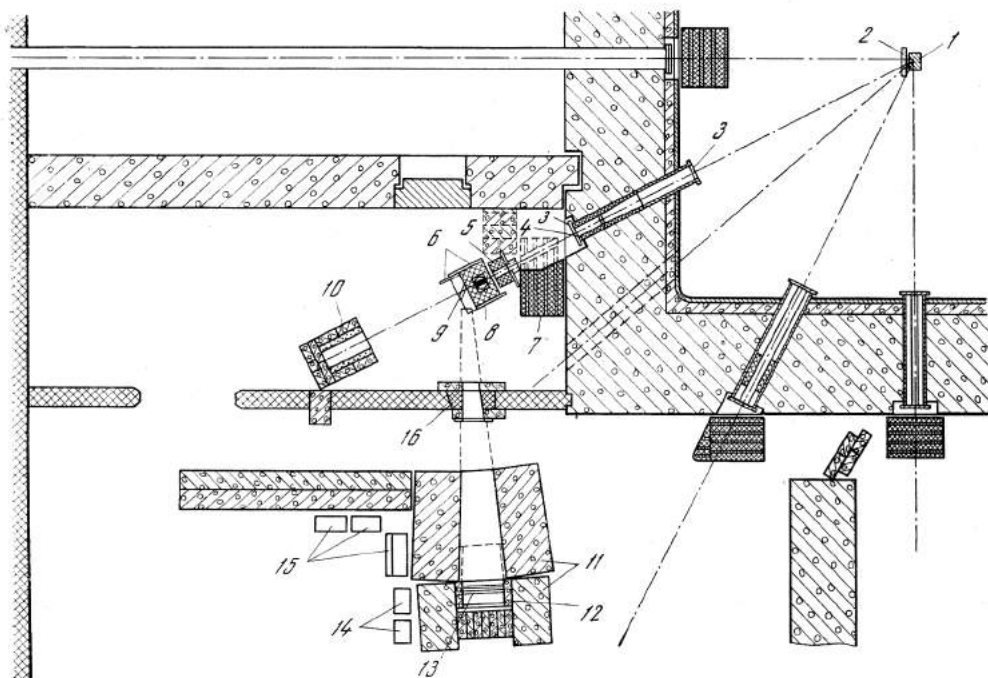


Рис. 188. Схема установки для измерения двойных дифференциальных сечений рассеяния нейтронов

1 — реактор ИБР; 2 — замедлитель; 3 — алюминиевые заглушки; 4 — нейтронпровод; 5 — коллиматоры; 6 — защита из парафина с бором; 7 — шибер; 8 — прерыватель; 9 — образец; 10 — ловушка нейтронов; 11 — бетонная защита; 12 — защита детектора; 13 — детектор; 14 — электронная аппаратура системы фазировки

рабочей температуре почти не возбуждаются. В наших условиях «обратная геометрия» имеет по сравнению с «прямой геометрией», о которой сказано в предыдущем разделе (56), еще и то преимущество, что исследуемый образец размещается на значительном расстоянии от реактора и доступен экспериментатору и при работающем реакторе. Расположение опыта в «обратной геометрии», проведенного на пролетном расстоянии 20 м, представлено на рис. 107. На рис. 187 приведен пример результатов, полученных с NH_4Cl . В настоящее время на этой установке ведутся исследования движений группы NH_4 в ряде соединений.

5г. Установка для измерения двойных дифференциальных сечений рассеяния [14]. Схема установки показана на рис. 188. Основой ее является механический прерыватель нейтронного пучка, вращающийся синхронно и синфазно с диском ИБРА и установленный на расстоянии 10 м от него. Изменяя фазу вращения прерывателя, можно изменять энергию нейтронов, проходящих через прерыватель в виде импульса длительностью 50—100 мксек. Спектр, образующийся в результате рассеяния моноэнергетической нейтронной вспышки на образце, измеряется по времени пролета. В настоящее время детектор расположен на расстоянии 6 м от образца и разрешение составляет 20 мксек/м. В дальнейшем предполагается установить более десяти детекторов под разными углами на расстоянии от образца 10 м. Ближайшая программа работ

предусматривает исследования рассеяния нейтронов на ряде гидридов и на сере. Последняя интересна большим количеством аллотропических видоизменений.

5д. *Измерение фоновых спектров кристаллов.* Для таких исследований создана установка, в которой монохроматический пучок, полученный отражением от большого монокристалла цинка, падает на исследуемый образец, рассеянный спектр измеряется по времени пролета на базе 8 м. В настоящее время установка налаживается и будет использоваться для снятия фонового спектра висмута.

6. СПЕКТРОМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ВЫШЕ 1 эв

Основной задачей нейтронной спектрометрии в области энергий выше 1 эв является изучение закономерностей в свойствах нейтронных ядерных резонансов. Для получения возможно более полного набора параметров резонансов и увеличения точности их определения исследования проводились с использованием нескольких методов. Измерялись полные сечения, сечения

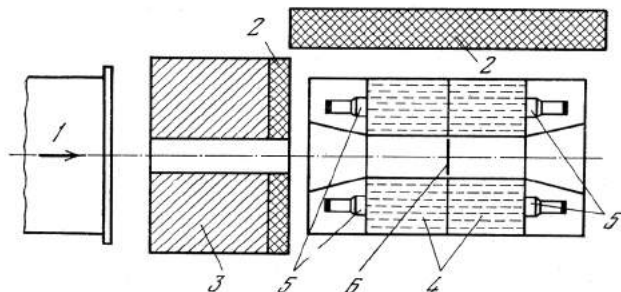


Рис. 189. Схема детектора для регистрации делений

- 1 — пучок нейтронов;
- 2 — свинец;
- 3 — парафин с бором;
- 4 — жидкий сцинтиллятор;
- 5 — фотоэлектронные умножители;
- 6 — исследуемый образец

захвата, рассеяния и самопоглощения нейтронов, сечения деления для делящихся ядер и, наконец, спектры γ -лучей, возникающих при захвате нейтронов в резонансах.

Измерение полных сечений проводилось с разрешением 0,04 мксек/м (1000 м — пролетное расстояние). Для регистрации нейтронов используется жидкостный сцинтилляционный детектор, содержащий метилборат [15]. Площадь большего из применяемых детекторов — 2000 см², эффективность 50% для нейтронов с энергией 100 эв. В некоторых измерениях использовался также детектор со сцинтиллирующими литийсодержащими стеклами. Сечение радиационного захвата измерялось с помощью жидкостного сцинтилляционного детектора [16], состоящего из двух баков объемом по 200 л, импульсы с которых можно подавать на схемы совпадений или суммирования. Детектор установлен на расстоянии 750 м от реактора, что обеспечивало разрешение около 0,05 мксек/м. Измерение сечения рассеяния нейтронов осуществлялось с помощью сцинтилляционного детектора [17], содержащего слой светосостава $ZnS + B^{10}$, чередующиеся со слоями плексигласа, который служил одновременно замедлителем и светопроводом. Эффективность детектора около 15% для нейтронов с энергией 100 эв и слабо зависит от энергии. Детектор установлен на пролетном расстоянии 500 м. Время жизни нейтрона в детекторе около 15 мксек, в зависимости от толщины плексигласовых пластин.

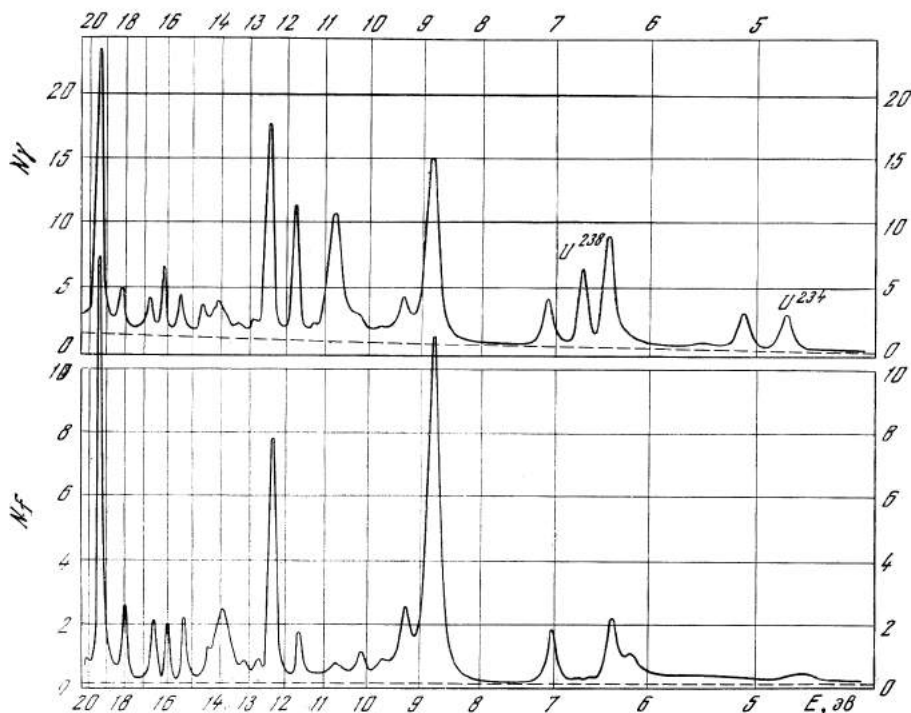


Рис. 190. Экспериментальные кривые резонансного захвата (вверху) и деления (внизу) для урана-235

Исследование нейтронных резонансов делящихся ядер осуществляется с помощью жидкостного детектора объемом около 400 л, в состав скintиллятора которого введен пропионат кадмия (рис. 189). Деление регистрируется по задержанным совпадениям между импульсом, связанным с мгновенными γ -лучами, и импульсом, возникшим при захвате замедленного нейтрона ядром кадмия. Этот же детектор служит для регистрации радиационного захвата нейтронов в делящихся ядрах. На рис. 190 для примера приведены спектры делений и захвата для образца U-235, зарегистрированные с помощью этой аппаратуры. Ее достоинством является большая скорость счета, обусловленная значительной эффективностью регистрации актов деления захвата ($\sim 50\%$) и возможностью работы с большими образцами.

Исследование нейтронных резонансов неделящихся ядер было сосредоточено на ядрах с нечетным числом протонов, для которых при захвате нейтрона возбуждаются уровни с двумя возможными значениями спина. Наличие аппаратуры для измерения сечения захвата и рассеяния нейтронов позволяло получить значения спинов уровней с целью обнаружения каких-либо корреляций между спином и другими параметрами уровней. Были также измерены радиационные ширины ряда уровней, для которых они ранее не были известны. Измерения были проведены с ядрами родия [18], брома [19], празеодима и тербия [20]. Было изучено около 70 резонансов этих ядер, причем для 30 из них удалось определить спины. Применение (n, γ)-детектора позволило обнаружить ряд слабых резонансов, не проявляющихся в измерениях про-

пускания. Спектры γ -лучей резонансного захвата изучались для Rg [21] и для Au [22]. ИБР был использован также для исследования тройного деления U-233 и плутония [23].

Дальнейшее продвижение в изучении свойств ядерных уровней, проявляющихся в нейтронных резонансах, требует усовершенствования методов спектрометрии γ -лучей резонансного захвата, дальнейшего развития способов определения спинов и четностей уровней и в первую очередь — улучшения разрешения в измерениях по времени пролета на порядок и более.

В Лаборатории нейтронной физики ведется работа по всем этим направлениям. О последнем из них будет сказано далее. Что касается определения спинов, то универсальным методом является использование поляризованных нейтронов в сочетании с поляризованными ядерными мишенями или с детектором поляризации рассеянных нейтронов. Используемые в настоящее время методы поляризации нейтронов не позволяют продвинуться по энергии выше 10 эв. Этот предел может быть повышен до десятков кэв, если поляризовать нейтроны пропусканием через поляризованную протонную мишень [24]. Такая мишень в Лаборатории создана [25] и начаты опыты по получению поляризованного нейтронного пучка. В дальнейшем будут проводиться измерения с редкоземельными элементами, в которых значительная статическая ядерная поляризация может быть получена при температуре 0,3° К.

7. МИКРОТРОН И РАБОТА ИБРа В РЕЖИМЕ РАЗМНОЖЕНИЯ

Недостатком ИБРа как импульсного источника нейтронов для спектрометрии в резонансной области является большая длительность вспышки (36 мксек). Длительность вспышки можно резко сократить, используя ИБР

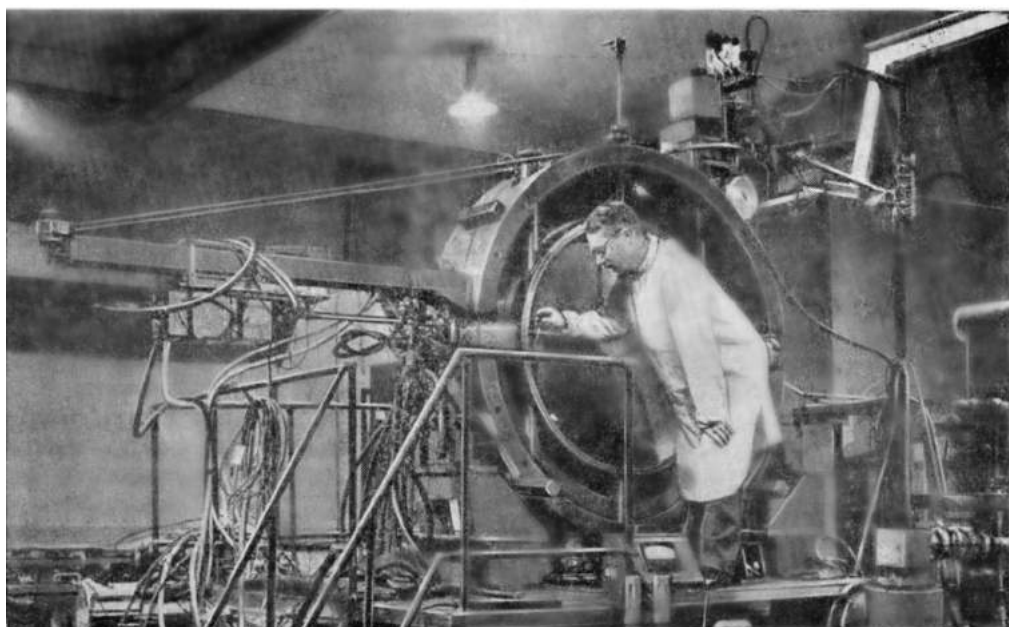


Рис. 191. Микротрон (камера ускорителя открыта)

в подкритическом режиме как размножитель быстрых нейтронов, инжектируемых в реактор внешним источником. Преимуществом ИБРа применительно к такому режиму является возможность использования больших коэффициентов умножения на мгновенных нейтронах, поскольку при вращении диска реактора для умножения на запаздывающих нейтронах он глубоко подкритичен (отрицательная реактивность около 7%).

В качестве инжектора нейтронов был выбран электронный ускоритель микротрон на энергию 30 Мэв, габариты и вес которого (5 т) позволили произвести его установку в имеющемся помещении над залом реактора. Такой ускоритель построен по образцу установки С. П. Капицы и сотрудников [26].

В настоящее время он находится в стадии запуска (рис. 191). Схема расположения установки изображена на рис. 192. Электронный пучок микротрона будет сфокусирован на урановую мишень, расположенную в канале внутри неподвижной активной зоны реактора и будет генерировать в нем фотонейтроны. Охлаждение мишени будет осуществляться потоком гелия. Как нетрудно показать, полное число нейтронов в нейтронной вспышке реактора равно

$$N = \frac{ST}{|\varepsilon|},$$

где S — интенсивность нейтронов, генерируемых в мишени; $\varepsilon = k - 1$ — реактивность для мгновенных нейтронов; T — длительность электронного импульса.

При этом длительность вспышки реактора равна

$$Q \approx T + \frac{\tau}{|\varepsilon|},$$

где $\tau = 1,2 \cdot 10^{-8}$ сек — среднее время жизни быстрого нейтрона в реакторе.

Оптимальные условия достигаются при $|\varepsilon| = \tau/T$; при этом $Q = 2T$ и $N = ST^2/\tau$. При токе электронного пучка 50 ма ($S \sim 5 \cdot 10^{15}$ нейтрон/сек) и при $T = 1$ мксек $N = 4 \cdot 10^{11}$ нейтронов, что соответствует мощности реактора 60 Вт при частоте повторений 8,3 сек⁻¹ и 600 Вт при частоте повторений

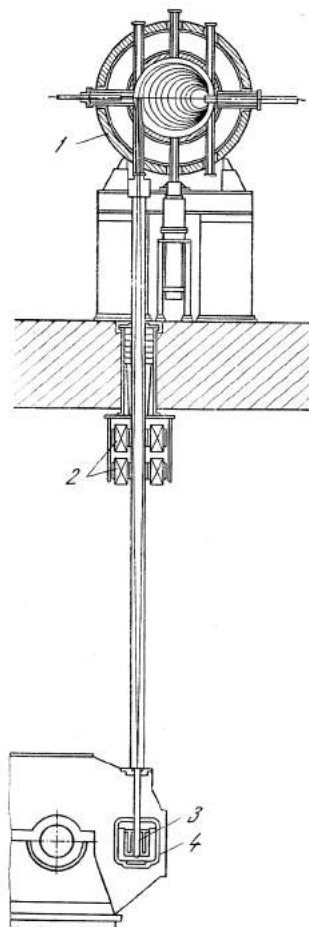


Рис. 192. Схема расположения микротрона и реактора ИБР

- 1 — камера ускорителя;
- 2 — фокусирующие линзы;
- 3 — мишень;
- 4 — активная зона реактора

83 сек^{-1} . Эффективность нейтронного спектрометра определяется параметром W/θ^2 , равным $3000/36^2 = 2,3$ для нынешнего режима ИБРА и $600/2^2 = 125$ для режима размножителя. Таким образом, работа в режиме размножителя даст выигрыш в скорости счета на 1—2 порядка при равном разрешении и, кроме того, позволит пользоваться на порядок и более лучшим разрешением. Сказанное относится к исследованиям в надкадмиевой области энергий. Работы с тепловыми и холодными нейтронами выгоднее будет вести без микрофона, поскольку длительность вспышки тепловых нейтронов определяется временем жизни нейтронов в замедлителе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показали три года использования реактора ИБР, он является достаточно надежным и удобным в работе устройством, предоставляющим значительные возможности для нейтронных исследований. Имеется ряд путей дальнейшего улучшения его характеристик.

Кроме авторов настоящего доклада и авторов цитированных выше работ, значительное участие в работах по использованию и усовершенствованию реактора ИБР принимали В. Д. Ананьев, Б. Н. Дерягин, В. М. Назаров, В. П. Воронкин, В. Т. Руденко.

Авторы пользуются случаем выразить искреннюю благодарность Д. И. Блохинцеву, по инициативе которого был создан реактор ИБР, за постоянную помощь в работе. Авторы благодарят Г. Е. Блохина, В. А. Малых, Ю. Я. Стависского и И. С. Головнина за полезные обсуждения и содействие.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. И. Бондаренко, Ю. Я. Ставиский. Атомная энергия, 7, 417, 1959.
2. Г. Е. Блохин, Д. И. Блохинцев, Ю. А. Блюмкина, И. И. Бондаренко, Б. Н. Дерягин, А. С. Займовский, В. П. Зиновьев, О. Д. Казачковский, Ким Хен Бон, Н. В. Краснояров, А. И. Лейпунский, В. А. Малых, П. М. Назаров, С. К. Николаев, Ю. Я. Ставиский, Ф. И. Украинцев, И. М. Франк, Ф. Л. Шапиро, Ю. С. Язвицкий. Атомная энергия, 10, 437, 1961; И. М. Франк. Препринт ОИЯИ, Р-674. Дубна, 1961.
3. Г. П. Жуков, Б. Е. Журавлев, Г. И. Забиякин, В. Н. Замрий. Доклад на Симпозиуме по радиоэлектронике. Будапешт, 1963; Г. И. Забиякин, В. Н. Замрий, В. Н. Семашко. Доклад на Симпозиуме по радиоэлектронике. Париж, 1963.
4. В. Д. Денисов, Ж. А. Козлов, Люй Минь, В. М. Назаров, Г. Н. Погодаев. Препринт ОИЯИ, Р-1257. Дубна, 1963.
5. Л. Пал, Г. Немет. Сб. «Pile Neutron Research in Physics». 491, 1962.
6. А. Б. Говорков. Атомная энергия, 13, 152 (1962).
7. Люй Минь, Е. П. Шабалин, Ю. С. Язвицкий. Атомная энергия, 16, 12 (1964).
8. В. В. Нитуц, И. Сосновска, Е. Сосновски. Препринт ОИЯИ, Р-1614. Дубна, 1964; В. В. Нитуц, Э. Г. Папулова, И. Сосновска, Е. Сосновски. Физика твердого тела, 6, 1370, 1963.
9. В. Vuras, J. Leciejewicz. Phys. Stat. Sol., 4, 349, 1964.
10. В. Vuras, J. Leciejewicz, V. Nitz, J. Sosnowski, F. Shapiro. Доклад на Женевской конференции, 1964 г.
11. В. В. Голиков, Ф. Л. Шапиро, А. Шкатула, Е. Яник. Сб. «Inelastic Scattering of Neutrons». Chalk River, 119, 1962.
12. В. В. Голиков, Г. Ф. Шимчак, А. Шкатула. Приборы и техника эксперимента, № 259, 1963.
13. А. Байорек, В. В. Голиков, И. Жуковская, Ф. Л. Шапиро, А. Шкатула, Е. Яник. Сб. «Inelastic Scattering of Neutrons». Chalk River, 383, 1962.
14. И. И. Бондаренко, В. Г. Лифоров, М. Н. Николаев, В. В. Орлов, В. А. Парфенов, В. А. Семенов, В. И. Смирнов, В. Ф. Турчин. Сб. «Inelastic Scattering of Neutrons», 127, 1962.

15. И. Визи, Г. П. Жуков, Г. И. Забиякин, Э. Н. Каржавина, Л. Б. Пикельнер, А. Б. Попов, Э. И. Шаратов, Ю. С. Язвизкий. Сб. «Nuclear Electronics». Vienna, 27, 1962.
16. Л. Б. Пикельнер, М. И. Пшитула, Ким Хи Сан, Чень Линь-Янь, Э. И. Шаратов. Приборы и техника эксперимента, § 2, 48, 1963.
17. Л. Б. Пикельнер, М. И. Пшитула, Ким Хи Сан, Чень Линь-Янь, Э. И. Шаратов. Приборы и техника эксперимента, № 2, 51, 1963.
18. Ван Най-янь, И. Визи, В. Н. Ефимов, Э. Н. Каржавина, Ким Хи Сан, А. Б. Попов, Л. Б. Пикельнер, М. И. Пшитула, Т. Стадников, Чень Линь-Янь, Э. И. Шаратов, И. И. Шелонцев, Н. Ю. Широкова, Ю. С. Язвизкий. Журнал экспериментальной и теоретической физики, 45, 1743, 1963.
19. Д. Зеллигер, Н. Илиеску, Ким Хи Сан, Д. Лонга, Л. Б. Пикельнер, Э. И. Шаратов. ЖЭТФ, 45, 1294, 1963.
20. Ван Най-Янь, Н. Илиеску, Э. Н. Каржавина, Ким Хи Сан, А. Б. Попов, Л. Б. Пикельнер, Т. Стадников, Э. И. Шаратов, Ю. С. Язвизкий. Препринт ОИЯИ, Р-1546. Дубна, 1964.
21. Я. Урбанец. ЖЭТФ, 45, 93, 1963.
22. Д. Дорчоман, В. Кардон, Д. Киш, Г. С. Самосват. Препринт ОИЯИ, Р-1456, Дубна, 1963.
23. А. А. Панов. ЖЭТФ, 43, 847, 1962.
24. Ю. В. Таран, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 44, 2185, 1963.
25. П. Драгическу, М. Драгическу, В. И. Луциков, В. С. Неганов, Л. Б. Парфенов, Ю. В. Таран. Препринт ОИЯИ, Р-1626, Дубна, 1964.
26. С. П. Капица, В. П. Быков, В. Н. Мелехин. ЖЭТФ, 41, 369, 1961.

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕАКТОР ЛНФ ОИЯИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ В НЕЙТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ *

(Совместно с В. Д. Ананьевым, И. М. Матора, Г. Н. Погодаевым,
В. Т. Руденко, Е. П. Шабалиным и И. М. Франком)

ВВЕДЕНИЕ

5 лет эксплуатации импульсного реактора на быстрых нейтронах показали его высокую надежность и безопасность [1]. Он оказался удобным источником нейтронов для исследований с применением метода времени пролета. Были получены интересные результаты в экспериментах по изучению состояний атомных ядер, определению величины нейтронных сечений и изучению состояния конденсированных сред с помощью рассеяния нейтронов.

Однако растущие потребности в проведении более сложных и тонких экспериментов требуют более мощных, чем ИБР, источников нейтронов, позволяющих получать высокие угловые и энергетические разрешения. Таковы, например, эксперименты по изучению закономерностей рассеяния медленных нейтронов в жидкостях на очень малые углы порядка 2° — 5° или по определению резонансных параметров реакции (n, α). Во всех странах и организациях, занимающихся исследованиями с помощью нейтронов, отчетливо видно стремление к увеличению интенсивности установок.

В настоящей работе мы, во-первых, расскажем о режимах работы ИБРа при повышенной мощности и улучшенном разрешении, попутно обсудив некоторые перспективы дальнейшего улучшения характеристик ИБРа; во-вторых, рассмотрим возможности совершенствования импульсных реакторов периодического действия и опишем конкретный проект Евратома импульс-

* Препринт ОИЯИ 2372. Дубна, 1965.

ного реактора SORA большой мощности; и, наконец, проведем общее сравнение экспериментальных возможностей на импульсных реакторах периодического действия с возможностями других импульсных источников нейтронов.

1. РЕЖИМ РАБОТЫ ИБРа С МИКРОТРОНОМ

В настоящее время широкое распространение получило использование ускорителей (особенно линейных электронных ускорителей) в качестве импульсных источников нейтронов для исследований методом времени пролета. Преимущество ускорителей состоит, как известно, в возможности получения коротких импульсов, обеспечивающих большую разрешающую способность метода. Использование ускорителя в сочетании с подкритическим реактором представляется выгодным, так как умножение числа нейтронов в реакторе в известной мере эквивалентно увеличению тока в ускорителе в соответствующее число раз.

Однако практически возможности такого метода удавалось реализовать лишь в малой степени. Препятствием при значительном коэффициенте размножения является большой фон между импульсами, обусловленный размножением запаздывающих нейтронов.

В работе [1] сообщалось о строящемся в Лаборатории нейтронной физики микротроне на 30 Мэв и предполагаемом использовании его в качестве инжектора нейтронов для импульсного реактора, находящегося в подкритическом состоянии.

В конце 1964 г. начата эксплуатация микротрона; совместно с реактором он проработал 250 час [2].

Малые габариты микротрона позволили установить его в имеющемся помещении над залом реактора. Схема расположения установки изображена на рис. 192. Электронный пучок фокусируется на урановую мишень, расположенную в канале внутри неподвижной части активной зоны реактора, и генерирует в ней фотонейтроны. Запуск микротрона осуществляется импульсом, связанным с вращающимся диском ИБРа, так что импульс микротрона приходится на момент наибольшего значения коэффициента размножения. Очевидно, полное число нейтронов в импульсе реактора будет равно: $N = ST/|\epsilon|$, где S — число нейтронов в секунду, генерируемых в мишени ускорителя во время вспышки; T — длительность электронного импульса; $\epsilon = K_{\text{мгн}} - 1$ — реактивность для мгновенных нейтронов (отрицательная). При этом передний фронт импульса (рис. 193) имеет продолжительность T , а задний фронт представляет затухающую экспоненту с периодом $\tau/|\epsilon|$, где τ — среднее время жизни нейтрона в реакторе (для ИБРа $\tau = -(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ сек).

Таким образом, длительность вспышки реактора можно считать равной $\theta = T + \tau/|\epsilon|$. Во многих случаях оптимальные условия достигаются при $|\epsilon| = \tau/T$, тогда $\theta = 2T$ и

$$N = \frac{ST^2}{\tau}. \quad (1)$$

В этом случае для $T = 2$ мксек оптимальная реактивность

$$\epsilon = \frac{\tau}{T} = \frac{-1,2 \cdot 10^{-8}}{2 \cdot 10^{-6}} = -0,6 \cdot 10^{-2}.$$

Рис. 193. Расчетная форма импульса ИБР в режиме размножения нейтронов, генерируемых в мишени микротрона

Импульс микротрона прямоугольной формы;
 $T = 1,5$ мксек; подкритичность $\varepsilon = -4,6 \cdot 10^{-3}$;
 $\tau = 1,3 \cdot 10^{-2}$ мксек

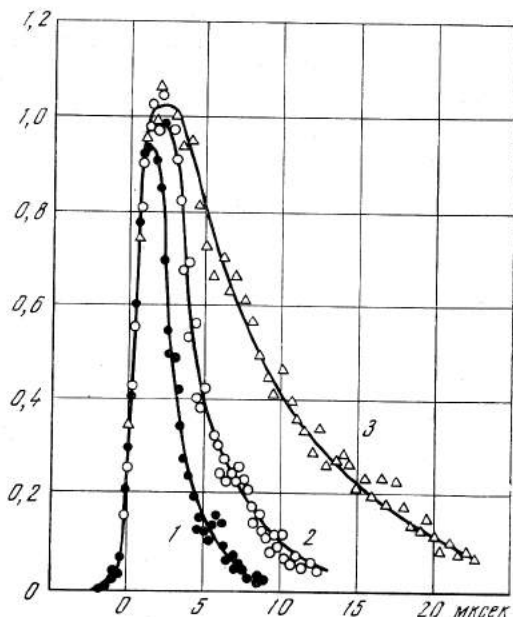
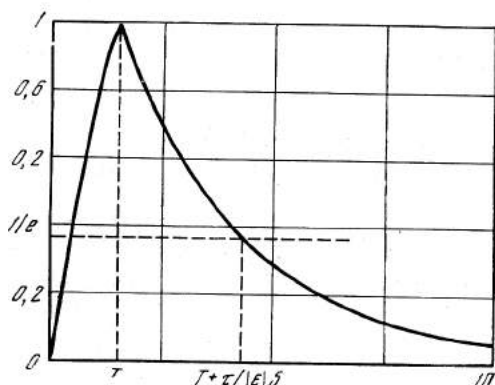


Рис. 194. Экспериментально измеренная форма импульса ИБР в режиме совместной работы с микротроном для трех значений подкритичности в импульсе и для $T = 1,5$ мксек
 1 — $\varepsilon = -1,1 \cdot 10^{-2}$; 2 — $\varepsilon = -4,6 \cdot 10^{-3}$; 3 — $\varepsilon = -1,4 \cdot 10^{-3}$; кривые приведены к одной мощности в пике

Это соответствует величине умножения источника на мгновенных нейтронах

$$Y_{\text{мгн}} = \frac{1}{|\varepsilon|} = 170 \text{ и на запаздывающих нейтронах}$$

$$Y_{\text{зап}} = \frac{1}{|\varepsilon + \beta_{\text{эф}}|} = \frac{1}{6 \cdot 11^{-3} - 3 \cdot 10^{-3}} = 330.$$

Ясно, что при таких же параметрах стационарного реактора фон между импульсами составлял бы $1/2$ всей мощности. Этот пример показывает большое преимущество импульсных реакторов перед стационарными при использовании их для размножения импульсного источника; по этой причине электронный линейный ускоритель со стационарным размножителем в Харуэлле может эффективно работать для нейтронной спектрометрии только при размножении ~ 10 [3].

В настоящее время обычный режим работы характеризуется следующими величинами:

Ток в импульсе	0,04—0,06 а
Длительность импульса электронов T	1,5—2,2 мксек
Частота импульсов	50 1/сек
Средняя мощность реактора при $\varepsilon = -5 \cdot 10^{-3}$	400—600 вт
Длительность вспышки	4,1—4,8 мксек
Глобальное число нейтронов в секунду	$(1,4—2,2) \cdot 10^{13}$

На рис. 194 изображена экспериментальная форма резонанса Ag^{109} при $E_0 = 72,4$ эв, измеренная (n, γ)-детектором при пролетной базе 30 м для не-

скольких значений подкритичности реактора на мгновенных нейтронах в импульсе, а в табл. 1 — экспериментальные и расчетные значения периода спада. Так как собственная ширина резонанса с учетом доплеровского уширения при этой пролетной базе $\sim 0,6$ мксек, то для длительности импульса порядка нескольких микросекунд форма резонанса с хорошей точностью соответствует форме импульса. Собственная ширина резонанса сказывается, по-видимому, только в случае $\epsilon = -1,1 \cdot 10^{-2}$.

Работа ИБРа в режиме размножения импульсов микротрона позволила улучшить разрешение в экспериментах с резонансными нейтронами более чем на порядок и увеличить интенсивность потока нейтронов на базе при одинаковом с ИБРом разрешении в 15 раз.

Надо отметить, что в настоящее время интенсивность нейтронного потока установки еще недостаточна для многих экспериментов. Дальнейший прогресс в этом направлении будет связан с усовершенствованием инжектора электронов.

Возможно также увеличение интенсивности вспышки за счет укорочения среднего времени жизни нейтронов в реакторе (см. формулу (1)). Так, удаление отражателя ИБРа и дополнительная загрузка активной зоны может дать уменьшение τ примерно в два раза.

2. ПОВЫШЕНИЕ МОЩНОСТИ РЕАКТОРА ДО 6 кет И ДАЛЬНЕЙШИЕ ПЕРСПЕКТИВЫ

В конце 1963 г. реактор ИБР был остановлен на профилактический ремонт с целью осмотра состояния тепловыделяющих элементов и узлов технологической машины, а также выполнения ряда конструктивных изменений, необходимых для увеличения мощности реактора и улучшения его эксплуатационных характеристик. Проверка тепловыделяющих элементов на герметичность методом дозиметрического контроля показала, что герметичность элементов не нарушена. Хорошее состояние плутониевых тепловыделяющих элементов позволило оставить их для повторной загрузки. Особый интерес представляла проверка состояния вкладыша основной подвижной зоны. В процессе эксплуатации урановый сердечник вкладыша подвержен помимо ядерного нагрева сжатию до 25 кг/мм^2 от центробежной силы, а оболочка U-вкладыша работает на растяжение с максимальной нагрузкой до 10 кг/мм^2 . Поведение тепловыделяющих элементов в таких условиях работы ранее не исследовалось. Осмотр показал, что сердечник вкладыша остаточных деформаций не имеет, но на оболочке вкладыша под действием центробежной силы образовалась полуволна с амплитудой около 1,0 мм. Для увеличения стойкости оболочки из нержавеющей стали ее толщина для нового вкладыша была увеличена с 0,4 до 0,6 мм.

Неподвижная зона реактора ИБР имеет воздушное охлаждение. Чтобы обеспечить увеличение мощности реактора, расход охлаждающего воздуха, проходящего через зону, увеличен с 90 до $170 \text{ нм}^3/\text{час}$, а также введено охлаждение стержней аварийной защиты, ранее не имевших охлаждения. В марте 1964 г. мощность реактора была повышена до 3 кет (в три раза). В процессе повышения мощности были выполнены измерения температур оболочек тепловыделяющих элементов.

Кроме того, были исследованы причины, влияющие на рассинхронизацию дисков основной и вспомогательной подвижных зон, а следовательно,

и на устойчивость работы реактора, и разработана методика синхронизации дисков.

Особое внимание было уделено контролю за состоянием вкладышей основной подвижной зоны. Выполненная на ИБРе система дистанционного контроля позволяет непрерывно контролировать профиль вкладышей в процессе работы реактора. При плановых остановках реактора профиль вкладышей дополнительно измерялся с помощью индикатора через специальные отверстия в защите.

Низкие температуры оболочек стержней неподвижной зоны и удовлетворительное состояние вкладышей позволили в феврале 1965 г. после улучшения охлаждения стержней аварийной защиты поднять мощность реактора до 6 *квт*. При этом уровне мощности температура оболочек стержней неподвижной зоны поднялась до 180 °С.

При повышении мощности было обращено внимание на оценку температуры вкладыша подвижной зоны. Непосредственное измерение температуры сердечника вкладыша очень сложно, а точный расчет затруднен из-за неопределенности в коэффициенте теплопередачи от вкладыша в окружающую среду. Температура урана в центре вкладыша была оценена с помощью термочувствительных красок, которые нанесли на поверхность оболочки и на диск вблизи вкладыша. Оценка температуры урана в центре вкладыша на мощности 6 *квт* составила 190—260 °С.

В настоящее время планируется дальнейшее увеличение мощности реактора. При существующей конструкции ИБРа предельная мощность определяется температурой основной подвижной зоны, увеличение охлаждения которой технически трудно выполнимо. В связи с этим перспективен вариант ИБРа с двумя рабочими вкладышами из U^{235} (путем замены противовеса из U^{238} на второй рабочий вкладыш), что позволит разделить тепловую нагрузку между ними. Так как импульсы от каждого из вкладышей не должны при этом отличаться более чем на 10—20%, должна быть очень высокой точность изготовления вкладышей.

Реактор ИБР, как известно, помещен внутри зала с толстыми бетонными стенами, обеспечивающими биологическую защиту. Повышение мощности приводит к значительной активации узлов машины и механизмов внутри зала реактора, что затрудняет работы, связанные с профилактическим осмотром и ремонтом установки. Однако мы считаем, что вполне реально повышение мощности ИБРа до нескольких десятков киловатт при сравнительно небольших затратах.

3. ПЕРСПЕКТИВЫ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Величина средней мощности ИБРа в несколько десятков *квт* не является пределом для импульсных реакторов такого типа. Однако дальнейшее увеличение мощности может быть достигнуто за счет довольно значительного изменения конструкции реактора, а именно: интенсификации охлаждения (переход к жидкометаллическому теплоносителю), замены подвижного вкладыша из делящегося материала на подвижный отражатель из рассеивателя, а также изменения конструкции биологической защиты. При мощности реактора порядка нескольких мегаватт необходимо учитывать импульсный характер тепловыделения. Выделение энергии в одном импульсе ИБРа при частоте 5 *1/сек* составляет 0,3 *ккал*, что приводит к мгновенному подогреву тепловы-

деляющих элементов не более чем на $0,6^\circ \text{C}$; в этом случае импульсность тепловыделения можно не принимать во внимание. Рассмотрим влияние импульсности при большой мощности реактора. В этом случае не только должен быть обеспечен полный теплоотвод при сохранении допустимых значений температур твэлов, но необходимо, чтобы твэлы имели прочность к тепловому удару, соответствующему мгновенному подогреву. Средняя мощность реактора W и мгновенный подогрев Δt связаны соотношением

$$W = \frac{c_p \Delta t M \cdot n}{K_V},$$

где c_p — теплоемкость материала твэлов; Δt — мгновенный подогрев твэла за один импульс в наиболее напряженной области реактора; M — вес твэлов; n — частота импульсов мощности; K_V — коэффициент неравномерности тепловыделения по объему реактора.

Отсюда видно, что Δt при данном W зависит от величины загрузки, теплоемкости горючего и частоты повторения всплеск. Например, для реактора с загрузкой 50 кг урана при частоте импульсов 10 1/сек и мощности 5 Мвт мгновенный подогрев достигнет 80°C . При таких значениях Δt прочность материала к тепловому удару не очевидна. По опубликованным расчетным данным допустимый мгновенный подогрев шарового слоя из урана не превышает 125°C [5].

Определенные ограничения на мощность импульсного реактора накладывают и условия использования его как источника нейтронов для нейтронной спектроскопии.

Рассмотрим зависимость важнейших характеристик импульсного реактора на быстрых нейтронах от его размеров. Для определенности выберем следующую композицию реактора:

- а) активная зона на основе плутония;
- б) стационарный отражатель 5—10 см;
- в) никелевый подвижный отражатель;
- г) охлаждение — жидкий натрий.

При рассмотрении необходимо принять во внимание следующее.

1.1. Длительность импульса мощности (θ) определяется в основном тремя факторами: средним временем жизни мгновенных нейтронов в реакторе (τ), эффектом изменения реактивности при смещении подвижного элемента вблизи максимума реактивности (α) и скоростью перемещения подвижного элемента относительно активной зоны (v): $\theta \approx 1,4 (\tau/\alpha v^2)^{1/2}$ [4]. Значения τ и α главным образом зависят от размеров активной зоны и отражателя: как показывают расчеты, τ растет примерно пропорционально общим размерам реактора, а α обратно пропорционально примерно четвертой степени радиуса активной зоны. Зависимость полуширины импульса от радиуса активной зоны приведена на рис. 195.

1.2. Мощность, выделяемая между импульсами, «фоновая» мощность (W_ϕ), определяется так: $W_\phi = W_{\text{ср}} \cdot \beta_{\text{эфф}}/\epsilon_0$, где ϵ_0 — полная эффективность подвижного отражателя, $\beta_{\text{эфф}}$ — эффективная доля запаздывающих нейтронов. Естественно, что с увеличением размеров реактора падает эффективность подвижного отражателя и растет фон. На рис. 196 показана зависимость «фона» от радиуса зоны. Быстрое увеличение «фона» для $R > 15$ см ограничивает размеры активной зоны сверху.

1.3. Средняя мощность реактора W растет несколько быстрее, чем объем реактора, так как допустимый удельный теплосъем растет с увеличением раз-

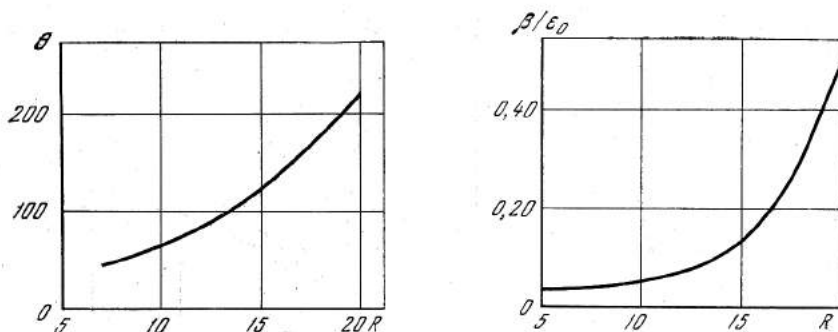


Рис. 195. Эффективная длительность импульса реактора с подвижным отражателем (θ) как функция размера (R) активной зоны

θ — в мксек, R — в см

Рис. 196. Доля мощности, выделяемой между импульсами, от средней мощности импульсного реактора с плутониевым горючим и подвижным отражателем как функция размеров реактора

R — в см

меров реактора из-за уменьшения оптимального диаметра твэлов. Ориентировочный расчет показывает, что $W \sim R^4$. В реакторе БР-5 объемом ~ 10 л с жидкометаллическим охлаждением достигается удельный теплосъем 500 кет/л [6]. Эта цифра была положена в основу приблизительного расчета предельных значений тепловой мощности реакторов разных размеров, результаты которого приводятся в табл. 2.

Таблица 1

Подкритичность в импульсе $ \epsilon $	Период спада импульса, мксек (эксперимент)	Расчет. $r/ \epsilon $, мксек
$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,4$
$4,6 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \pm 0,3$	$2,8 \pm 0,9$
$3,0 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \pm 0,5$	$4,4 \pm 1,5$
$1,44 \cdot 10^{-3}$	$8,4 \pm 0,8$	$9,0 \pm 3,6$

Таблица 2

Радиус активной зоны, см	7	9	11	14	18
Объем активной зоны, л	1,45	3,0	5,6	11,5	24,5
Предельная тепловая мощность, Мвт	0,4	1,1	2,7	6,9	14,7

Перейдем к характеристикам нейтронного потока, которые являются определяющими при оценке качества нейтронного источника, предназначенного для нейтронной спектроскопии. Для простоты остановимся только на нейтронах быстрых и тепловых.

2.1. В отличие от реакторов на тепловых нейтронах малые размеры реакторов на быстрых нейтронах, сравнимые с диаметром экспериментальных каналов, позволяют нам считать поток на детектор пропорциональным глобальному потоку. (Глобальные потоки нейтронов быстрых и тепловых — N_b и N_T н/сек). Источником тепловых нейтронов в импульсном реакторе будет водородосодержащий замедлитель, помещенный у внешней поверхности активной зоны реактора. Как показывают расчеты, спектр нейтронов в активной зоне для $R_{a.з}$ в области 8—15 см меняется слабо и поглощение нейтронов мало. Эти обстоятельства приводят к тому, что утечка нейтронов из реактора

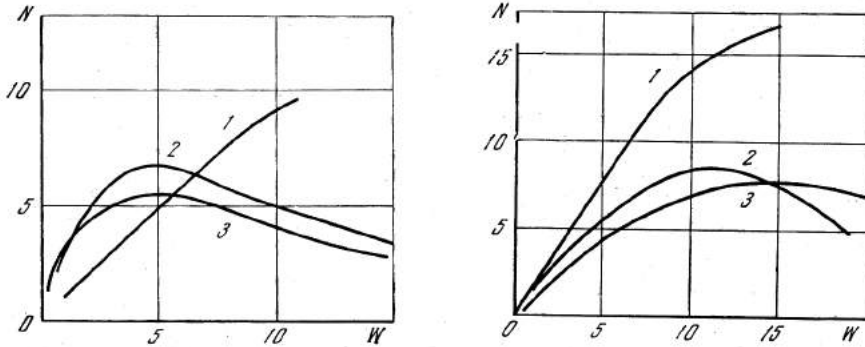


Рис. 197. Зависимость характеристик импульсных реакторов как источников быстрых нейтронов от полной тепловой мощности

1 — глобальный поток быстрых нейтронов (утечка из реактора за время импульса); 2 — интенсивность потока быстрых нейтронов на экспериментальной базе при одинаковом для всех реакторов разрешении; 3 — удельный поток в максимуме импульса; N — в относительных единицах; W — в мегаваттах (при предельном теплосъеме согласно табл. 2)

Рис. 198. Зависимость характеристик импульсных реакторов как источников тепловых нейтронов от полной тепловой мощности

Нейтроны замедляются в слое воды толщиной 5 см, полностью окружающем сферическую активную зону; 1 — глобальный поток тепловых нейтронов (утечка за время импульса); 2 — интенсивность потока тепловых нейтронов на базе при заданном разрешении, если диаметр экспериментального канала больше размера замедлителя; 3 — глобальный поток в максимуме импульса; N — в относительных единицах, W — в мегаваттах

не зависит от размеров и будет пропорциональна мощности. Следовательно, число нейтронов, возникающих при импульсах,

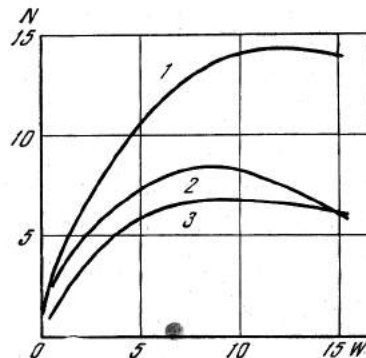
$$N_6 \sim N_T \sim W (1 - \beta_{\text{эфф}}/\epsilon_0).$$

2.2. В некоторых случаях (при малом диаметре канала или в экспериментах, где требуется высокое угловое разрешение) определяющими будут поток тепловых нейтронов с единицы поверхности замедлителя $N_{\text{т.уд}}$ н/см²·сек и поток быстрых нейтронов с единицы поверхности активной зоны $N_{\text{б.уд}}$. Ориентировочно можно считать, что удельный поток $N_{\text{т.уд}} \sim N_T/(R + h)^2$, где h — толщина замедлителя, а $N_{\text{б.уд}} \sim N_6/R^2$.

2.3. Существенной характеристикой является интенсивность нейтронного потока на пролетной базе l , соответствующей данной разрешающей способ-

Рис. 199. Зависимость характеристик импульсных реакторов как источников тепловых нейтронов от тепловой мощности реактора (замедлитель — тот же)

1 — поток тепловых нейтронов с единицы поверхности замедлителя; 2 — интенсивность потока нейтронов на базе при заданном разрешении, если диаметр канала меньше размера замедлителя; 3 — удельный поток с поверхности замедлителя в максимуме импульса; N — в относительных единицах, W — в мегаваттах



ности спектрометра, которая определяется величинами T_6/l и T_T/l , где T_6 и T_T — эффективные длительности вспышки соответственно быстрых и тепловых нейтронов. Так как поток нейтронов $\sim l^{-2}$, то искомая величина пропорциональна N_6/T_6^2 и N_T/T_T^2 . Очевидно, что $T_6 = \theta$; легко также получить, что $T_T \simeq \frac{\theta}{1 - e^{-\theta/\tau_T}}$, где τ_T — время жизни тепловых нейтронов в замедлителе относительно захвата и утечки.

2.4. При использовании механических селекторов для сокращения времени вспышки определяющими будут удельные значения потоков в максимуме импульса, а именно: $N_{б.уд.макс} \sim N_{б.уд}/\theta$ и $N_{т.уд.макс} \sim N_{т.уд}/T_T$.

На рис. 197, 198, 199 приведены относительные значения вышеперечисленных характеристик импульсного реактора как функции его тепловой мощности. Анализ кривых на графиках показывает, что полезные нейтронные потоки растут линейно с мощностью при малых мощностях, а затем довольно быстро достигают максимума. Это ставит предел увеличению мощности за счет увеличения размеров реактора. Для рассмотренного в настоящей работе плутониевого реактора с подвижным отражателем этот предел составляет несколько мегаватт.

По-видимому, аналогичные соображения были положены в основу проекта импульсного реактора, сделанного Евратомом в исследовательском центре ISPRA (Италия). Приведем его расчетные характеристики, взятые нами из работ [7] и [8]:

Средняя тепловая мощность	1 Мвт
Частота импульсов	50 1/сек
Полуширина импульса мощности	50 мксек
Средний поток тепловых нейтронов в замедлителе	$4 \cdot 10^{13}$ н/см ² ·сек
Максимальный поток тепловых нейтронов во время импульса	$5,5 \cdot 10^{15}$ н/см ² ·сек
Полуширина импульса тепловых нейтронов . .	90 мксек
Максимальный поток эпитепловых нейтронов (в области энергий 22,6—0,414 эв)	$2 \cdot 10^{15}$ н/см ² ·сек
Мощность, выделяемая между импульсами . . .	0,2 Мвт

Горизонтальный разрез реактора вместе с прилегающими экспериментальными каналами показан на рис. 200 и 201 (взято из работы [8]).

Активная зона реактора, имеющая объем 6 л, набирается из урановых стержней, легированных молибденом, с наружным диаметром 15 мм и высотой уранового сердечника 240 мм. Стационарный отражатель из молибдена и стали имеет толщину около 180 мм. Подвижный отражатель из бериллия представляет собой параллелепипед размерами $24 \times 11 \times 7$ см³. Он крепится на большом пропеллере, приводимом во вращение электромотором с частотой 3000 об/мин. Линейная скорость бериллиевого отражателя вблизи активной зоны — 283 м/сек. Полная эффективность подвижного отражателя — 5β; изменение реактивности при смещении отражателя на 1 см от положения максимальной реактивности — $7 \cdot 10^{-4}$ абс. ед. реактивности.

Большое внимание при проектировании реактора SORA было уделено оснащению его экспериментальным оборудованием. Для оптимизации интенсивности нейтронов в области энергий от нескольких килоэлектронвольт до самых низких энергий на SORA предусматриваются четыре замедлителя.

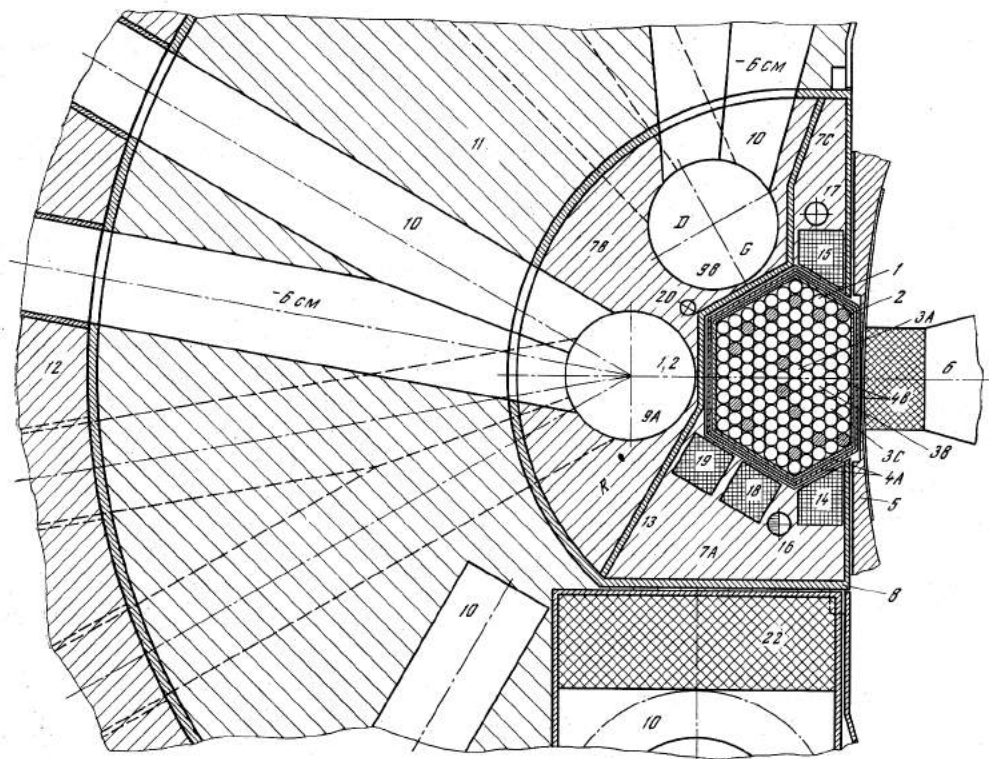


Рис. 200. Горизонтальный разрез реактора SORA

1. Водородный замедлитель в криостате с температурой $20-70^{\circ}\text{K}$ как источник холодных нейтронов. От источника отходят 6 экспериментальных каналов, внутренний диаметр каждого из которых в начале 10 см и длина 2 м. Два из них оснащены вращающимися прерывателями, служащими для «обрезания» фона между импульсами.

2. Водородный замедлитель из льда легкой воды как источник тепловых нейтронов. Схема экспериментальных каналов для этого источника та же, что и для «холодного».

3. Вращающийся отражатель из бериллия может служить источником нейтронов с энергией несколько *кэв*. Один из двух горизонтальных каналов от этого источника будет иметь базу 1 км.

4. Вторым источником эпитепловых нейтронов является канал диаметром 28 см, отходящий от границы между отражателем реактора и графитовой тепловой защитой.

В проекте SORA предусмотрена возможность ввода в активную зону пучка электронов от линейного ускорителя на тот случай, если будет принято решение установить на SORA сильноточный линейный ускоритель. При среднем времени жизни нейтронов в реакторе SORA $\tau = (2 \div 2,5) \cdot 10^{-8}$ сек можно получить размножение нейтронов, генерируемых в мишени, равное 200—250 при длительности 5 мсек. Выбор урана-235 в качестве горючего, по нашему мнению, снижает достоинства импульсного реактора SORA. Ввиду

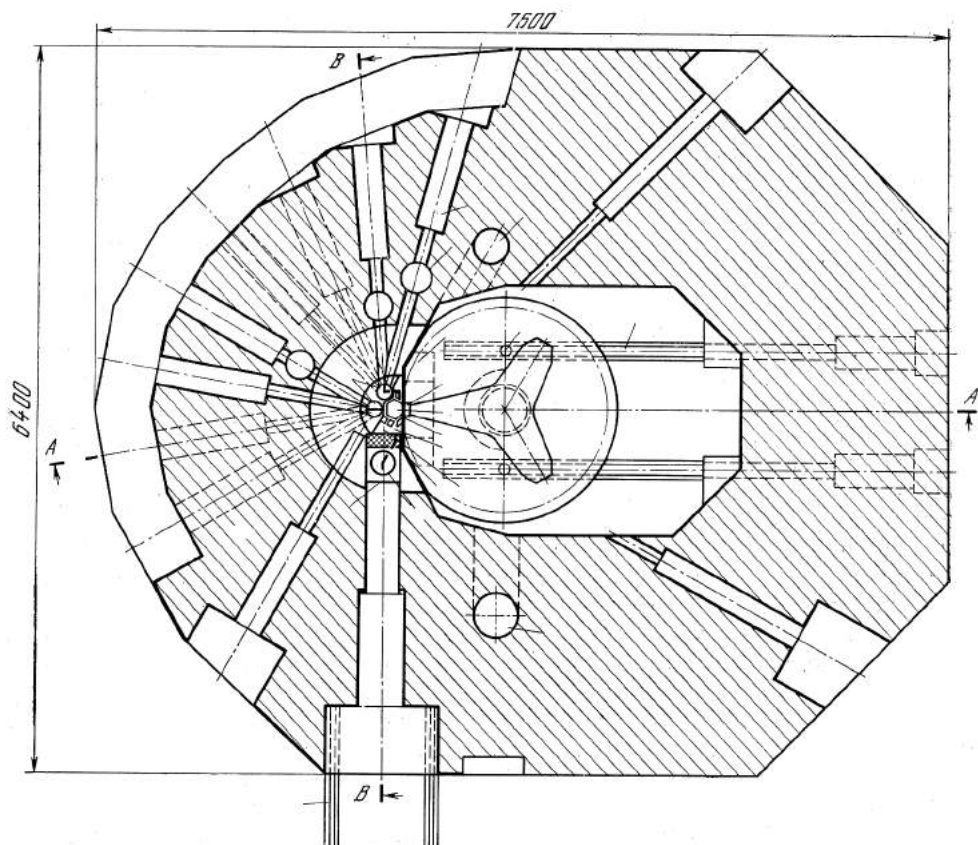


Рис. 201. План экспериментальных каналов на реакторе SORA

большой доли запаздывающих нейтронов при делении U-235 ($\beta = 6 \cdot 10^{-3}$) мощность фона в три раза выше, нежели в таком же реакторе с горючим из Pu-239, используемым в реакторе ИБР. Кроме того, уменьшение частоты импульсов до 10 1/сек дало бы увеличение мгновенного потока с $5,5 \cdot 10^{15}$ н/см²·сек до $2 \cdot 10^{16}$ н/см²·сек.

4. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ НА ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКАХ РАЗНЫХ ТИПОВ

В этой части доклада мы коротко остановимся на сравнении импульсных реакторов с импульсными источниками других типов, применяемыми в настоящее время для целей нейтронной спектрометрии и исследования конденсированных сред.

Существующие импульсные источники очень сильно различаются как по длительности, частоте следования и интенсивности производимого ими импульса нейтронов, так и по своим размерам и конструкции. Сравнение различных источников импульсных нейтронов вследствие этого весьма не просто. Кроме того, немаловажную роль при выборе источника нейтронов играют

соображения, выходящие за рамки его физических характеристик, например такие, как стоимость строительства установки и ее эксплуатации. Требования, предъявляемые к установкам при выполнении той или иной экспериментальной задачи, не только многочисленны, но и часто противоречивы. Все это весьма затрудняет проведение точного сравнения их между собой. Детальное сравнение экспериментальных возможностей реакторов SORA и Брукхейвенского стационарного реактора VHFR мощностью 100 Мвт для широкого круга экспериментов во всей области энергий нейтронов посвящена большая работа Мюллера и Хааса [9], а также работа В. Клея [7]. Мы же приведем некое обобщенное сравнение различных типов источников, безотносительное к конкретной экспериментальной задаче.

В табл. 3 собраны характеристики наиболее типичных импульсных приборов, как действующих, так и намечаемых на будущее.

а) *Ускорители с мишенью, производящей нейтроны.* Современные сильноточные линейные ускорители (типа американских RPI и PHERMEX [10]) по средней интенсивности быстрых и тепловых нейтронов не превосходят даже ИБР с его 6 квт средней тепловой мощности. Однако из-за короткой вспышки их интенсивность как источника быстрых нейтронов при равном разрешении (N_6/θ^2) на три порядка выше, чем у ИБРа.

Реактор SORA с механическим прерывателем пучка быстрых нейтронов будет уже превосходить линейные ускорители при работе их в режиме вспышек ~ 1 мксек. В режиме очень коротких вспышек ($\theta \sim 0,02$ мксек) величина N/θ^2 для линейных ускорителей оказывается выше, чем у SORA, на два порядка. Но использование большой частоты вспышек ускорителей затруднено в экспериментах с быстрыми нейтронами из-за наложения нейтронов более низких энергий от предыдущих импульсов. Поэтому практически, по-видимому, преимуществу линейного ускорителя для экспериментов с быстрыми нейтронами и очень высоким разрешением несколько меньше.

Большое время жизни тепловых нейтронов в замедлителе не позволяет использовать короткую вспышку ускорителя, а поэтому интенсивность тепловых нейтронов при одинаковом разрешении на импульсном реакторе типа SORA в несколько сот раз выше, чем на ускорителе электронов.

Ожидаемые значения интенсивности нейтронов из мишени проектируемого в Чок-Ривере большого циклотрона превосходят на два порядка интенсивность SORA, и, видимо, поток тепловых нейтронов возможен до 10^{18} н/см²·сек при среднем значении 10^{16} н/см²·сек.

На импульсном реакторе средней мощности 5 Мвт и частоте 10 имп/сек можно получить поток тепловых нейтронов в максимуме до $1 \cdot 10^{17}$ н/см²·сек при среднем его значении $2 \cdot 10^{14}$ н/см²·сек. Выигрыш на порядок достигается ценой более высоких затрат на сооружение гигантского ускорителя.

б) *Апериодические импульсные реакторы.* За последние годы широкое развитие получили импульсные реакторы с самогасящейся вспышкой без специального интенсивного охлаждения. Реакторы на быстрых нейтронах с короткой вспышкой от 35 до 1000 мксек, в основном функционирующих в США [11], насчитывается сейчас около десятка. Реактор Super, Kukla, строящийся сейчас, будет давать импульс до $2 \cdot 10^{18}$ дел. Импульсные реакторы на тепловых нейтронах (TRIGA, ИГР и т. д. [12, 13]) дают импульсы от 10^{18} до 10^{21} дел. длительностью 10—200 мсек.

Все эти реакторы имеют высокий максимальный поток нейтронов (до 10^{18} н/см²·сек) и в основном успешно применяются для исследования поведения материалов в сильных полях радиации и для активационных

Таблица 3

Характеристики периодических импульсных источников *

	Циклотрон, Колумб. университет	SORA, ли- нейный ускоритель, RPI	ИВР	ИВР с мик- ротроном	SORA (проект)	SORA с уско- рителем (проект)	Циклотрон в Чок-Ривере (проект)
Тепловая мощность установки, <i>квт</i>	—	40 (мишень)	6	0,4	4000	4000	—
Частота импульсов, <i>1/сек</i>	60	200 (4000)	5	50	50	50	200 (200)
Длительность импульсов θ , <i>мксек</i>	0,025	1 (0,02)	60	4	50	5	5 (0,3)
Глобальный средний поток нейтронов, N_6 , <i>1/сек</i>	$2 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{14}$ ($2 \cdot 10^{12}$)	$3,3 \cdot 10^{14}$	$2,2 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{18}$	$9 \cdot 10^{18}$ (10^{18})
Средний поток тепловых нейтронов, $n/cm^2 \cdot сек$	$2 \cdot 10^{10}$	$1,6 \cdot 10^{11}$ ($1,6 \cdot 10^{10}$)	$1,8 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{13}$	10^{16}
Максимальный поток тепловых ней- тронов, N_6/θ^2 <i>n/cm^2 \cdot сек</i> (Относительно ИВРа)	$3 \cdot 10^{12}$	10^{11}	$3,6 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{12}$	$5,5 \cdot 10^{15}$	$8 \cdot 10^{15}$	10^{18}
То же, с механическим селектором, $\Delta t_{сел} = 1$ <i>мксек</i>	2	$2 \cdot 10^8$ ($5 \cdot 10^5$)	1	15	240	$2,4 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^6$ (10^8)
	—	—	15	—	$2,7 \cdot 10^8$	—	—

* Значение величины для RPI и циклотрона в Чок-Ривере, приведенные в скобках, соответствуют второму режиму работы.

Таблица 4

Характеристики импульсных реакторов аperiodического действия в ИБРА

	FBR	ИГР	ИБР	SORA
Число делений в импульсе	10^{17}	10^{21}	$3 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{14}$
Полуширина импульса, <i>мксек</i>	35	$2 \cdot 10^6$	60	50
Частота повторений	$0,5 \text{ час}^{-1}$	$0,04 \text{ час}^{-1}$	5 сек^{-1}	50 сек^{-1}
Глобальный средний поток, <i>н/сек</i> (утечка)	$2,8 \cdot 10^{13}$	—	$3,3 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{16}$
Максимальный поток тепловых нейтронов, <i>н/см²·сек</i>	$10^{13} *$	10^{13}	$3,6 \cdot 10^{14}$	$5,5 \cdot 10^{15}$
Поток тепловых нейтронов за 200 <i>мксек</i> интервал, умноженный на число импульсов в <i>сек</i>	$2 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^{13}$

* Ожидаемое значение в случае наличия замедлителя.

измерений. Малая средняя мощность (табл. 4) делает эти реакторы непригодными для исследований по нейтронной спектрометрии.

в) *Реакторы постоянного действия.* В настоящее время самый распространенный импульсный источник для целей нейтронной спектрометрии — реактор постоянной мощности, оборудованный механическими селекторами. Увеличение интенсивности нейтронов идет здесь как по пути увеличения удельной мощности, так и по пути усложнения конструкции активной зоны — встраивания нейтронных «ловушек». На советском реакторе СМ-2 достигнут поток тепловых нейтронов $2,5 \cdot 10^{15} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$ при тепловой мощности 50 *Мвт* [14].

На строящемся в США реакторе VHFR тепловой мощностью 100 *Мвт* намечается достигнуть потока $2 \cdot 10^{15} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$. Реактор SORA мощностью 1 *Мвт* будет иметь максимальный поток до $5,5 \cdot 10^{15} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$, а в настоящее время можно считать реальным получение на импульсном реакторе потока до $1 \cdot 10^{17} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$ при средней мощности 5—10 *Мвт*.

Таблица 5, заимствованная из работы [9], показывает относительную интенсивность скорости счета детекторов аналогичных энергий монохроматических нейтронов и разрешения по энергии, одинакового для обеих установок. Почти во всей области низкой энергии и разрешения SORA имеет преимущества. Быстрый спектр реакторов типа SORA и малые размеры зоны дают им еще большее преимущество в области высоких энергий. Поток быстрых

Таблица 5

Сравнение реакторов SORA и VHFR для экспериментов с нейтронами низких энергий

Скорость нейтрона, <i>м/сек</i>	500				1000				2000				4000			
	1	2,5	5	10	1	2,5	5	10	1	2,5	5	10	1	2,5	5	10
Разрешение по энергии, %	1	2,5	5	10	1	2,5	5	10	1	2,5	5	10	1	2,5	5	10
Интенсивность SORA	0,8	1,5	3,3	6,7	0,55	0,8	1,7	3,3	1,8	2,7	8	25	3,3	1,5	2,6	8
Интенсивность VHFR																

нейтронов (выше 1 Мэв) на СМ-2 равен $2 \cdot 10^{15} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$, в то время как значение потока быстрых нейтронов в импульсе для реактора SORA $6 \cdot 10^{16} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$. К тому же надо учитывать высокую стоимость и сложность эксплуатации реакторов мощности 50—100 Мвт.

г) *Подкритические реакторы как размножители импульсов ускорителя.* Использование быстрого реактора в подкритическом состоянии для размножения импульсов нейтронов, генерируемых в мишени ускорителя, имело место не только на ИБРе, но и в Харуэлле [3], и в США (частное сообщение проф. Хэвенса). Мы уже упоминали, что и в проекте SORA предусмотрена возможность ввода пучка электронов в реактор. Такой режим работы дает возможность как бы увеличить мощность ускорителя в 10—100 раз, оставляя импульс нейтронов еще достаточно коротким. Как видно из табл. 3, сочетание импульсного реактора с ускорителем позволяет поднять эффективность импульсного реактора в области надтепловых энергий нейтронов на 1—2 порядка. Фактор увеличения эффективности ускорителя при работе его с реактором будет равен $T/4\tau$, так как оптимальное умножение равно T/τ , а импульс удлиняется в два раза. Для быстрых реакторов типа SORA $\tau \sim 2 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$, и при $T = 1 \text{ мксек}$ имеем $T/4\tau \sim 10$; при $T = 0,1 \text{ мксек}$ имеем $T/4\tau \sim 1$. Следовательно, установки типа ускоритель — реактор эффективны только для импульсов длительностью порядка 1 мксек.

ВЫВОДЫ

1. Импульсные реакторы периодического действия оптимальной тепловой мощности (несколько мегаватт) по удобству и эффективности являются, по-видимому, наиболее перспективными источниками тепловых и холодных нейтронов из всех существующих в настоящее время и проектируемых для работ, использующих метод времени пролета (за исключением, быть может, гигантского ускорителя в Чок-Ривере).

2. Использование импульсных реакторов как размножителей импульсов ускорителя дает удобный источник надтепловых нейтронов при длительности импульса порядка одной или нескольких микросекунд.

3. Для очень коротких импульсов (0,1 мксек и менее) применение импульсных реакторов как размножителей не эффективно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Н. Бунин и др. Материалы III Международной конференции ООН по использованию атомной энергии в мирных целях, доклад 28/р/324. Женева, 1964.
2. В. Д. Ананьев и др. Препринт ОИЯИ, Р-2317. Дубна, 1965.
3. Harwell's new facility. Nucl. Power, 4, 128, 1959.
4. И. И. Бондаренко, Ю. С. Стависский. Атомная энергия, 7, 417, 1959.
5. В. Е. Колесов. Атомная энергия, 4, 309, 1964.
6. А. И. Лейпунский и др. Атомная энергия, 5, 345, 1964.
7. W. Kley. Paper prepared for the «Panel on Kinetics and Applications of Pulsed Research Reactors» held by the IAEA's. May, 1965.
8. V. Raievski at al. N-SM 62/34 IAEA. Karlsruhe, 1965.
9. H. B. Muller, R. Haas. EUR 490^e, 1964.
10. D. Venable. Physics Today. Dec. 1964.
11. T. E. Wimet. N-SM 62/53 IAEA. Karlsruhe, 1965.
12. L. Mac Phee. N-SM 62/59 IAEA. Karlsruhe, 1965.
13. И. В. Курчатov и др. Атомная энергия, 6, 463, 1964.
14. С. М. Файнберг и др. Атомная энергия, 6, 452, 1964.

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА РЕАКТОРЕ ИБР *

(Совместно с Л. Б. Пикельнером, И. М. Франком и Э. И. Шарповым)

Импульсный быстрый реактор ИБР является источником нейтронов в широком диапазоне энергий, удобным для решения большого числа научных задач, связанных с измерением нейтронных спектров. В настоящее время он используется в двух режимах: режиме реактора и режиме размножителя с микротроном [1] в качестве инжектора. Основные характеристики режима реактора, существенные для измерений по методу времени пролета, следующие: средняя мощность 6 *квт*, интегральный выход нейтронов $3 \cdot 10^{14}$ *нейтр/сек*, полуширина вспышки быстрых нейтронов 60 *мксек***, частота повторений 5 *сек*⁻¹, предельное разрешение (при проблетном расстоянии 1000 *м*) 60 *нсек/м*. Соответствующие цифры для режима размножителя: 1 *квт*, $5 \cdot 10^{13}$ *нейтр/сек*, 3 *мксек*, 50 *сек*⁻¹, 3 *нсек/м*. Некоторые другие характеристики и более подробное описание реактора можно найти в докладе [2].

Исследования на ИБРе ведутся в двух основных направлениях: 1) изучение взаимодействия нейтронов с ядрами и свойств ядерных уровней,

Таблица 1

Характеристики детекторов ЛНФ

Тип детектора	Эффективность	Площадь детектора или образца	Временная неопределенность, <i>мксек</i>	Ссылка
Жидкостный сцинтилляционный детектор нейтронов с естественным бором	50% для 100 <i>эв</i> 25% для 10 <i>кэв</i>	800 <i>см</i> ²	1,5	[4]
Жидкостный сцинтилляционный детектор нейтронов с бором-10	70% для 100 <i>эв</i> 35% для 10 <i>кэв</i>	500 <i>см</i> ²	0,4	[4]
Жидкостный сцинтилляционный (<i>n</i> , γ)-детектор	30%	250 <i>см</i> ²	0,2	[5]
Детектор рассеянных нейтронов	10%	250 <i>см</i> ²	15	[6]
Газовый сцинтилляционный (<i>n</i> , α)-детектор	50%	7000 <i>см</i> ²	1,5	[7]
Жидкостный сцинтилляционный детектор делений	50%	250 <i>см</i> ²	0,2	[8]
Детекторы Ge (Li)		Объем до 7 <i>см</i> ³		[9]

* Research Applications of Nuclear Pulsed Systems. IAEA, Vienna, 1967, p. 147—160.

** При скорости вращения диска реактора 3000 *об/мин*; при скорости 5000 *об/мин* полуширина вспышки составляет 36 *мксек*.

Таблица 2

Ядро-мишень	Тип эксперимента	Разрешение, $\mu\text{сек/м}$	Энергетический интервал, эв	Ссылка
Cl	Пропускание Самоиндикация	0,05 0,08	<500	[10]
Zn *	Пропускание Радиационный захват Самоиндикация	0,05 0,08 0,08	<600	[11]
Br	Пропускание Радиационный захват Самоиндикация Рассеяние	0,05 0,05 0,08	<400	[12, 13]
Rb *	Пропускание Радиационный захват Самоиндикация	0,05 0,05	<1200	[14]
Nb	Пропускание Радиационный захват Самоиндикация Рассеяние	0,08 0,04 0,05	<400	[14]
Mo	Пропускание Радиационный захват Самоиндикация	0,05 0,05	<200	[11]
Ru	Пропускание Радиационный захват Самоиндикация Рассеяние	0,06 0,06 0,08	<150	[13]
Rh	Пропускание Радиационный захват Самоиндикация Рассеяние	0,04 0,05 0,08	<330	[15]
Ba	Пропускание Радиационный захват Самоиндикация Рассеяние Спектр γ -лучей	0,08 0,08 0,08 0,12 **	<300	[16, 9]
Pr	Пропускание Радиационный захват Самоиндикация Рассеяние Спектр γ -лучей	0,04 0,03 0,08	<1000	[17]
Nd *	(n, α)	0,03 **	<600	[18]

Таблица 2 (окончание)

Ядро-мишень	Тип эксперимента	Разрешение, мксек/м	Энергетический интервал, эв	Ссылка
Sm *	(n, α)	0,10 **	<200	[18]
Tb	Пропускание	0,04	<100	[17]
	Радиационный захват	0,05		
	Самондикация Рассеяние	0,08		
Ho	Пропускание	0,06	<400	[19]
	Самондикация	0,08	<600	
	Радиационный захват	0,006 **	<60	[20]
	Пропускание поляризованных нейтронов	0,50		
Yb	Пропускание	0,04	<150	[21]
	Радиационный захват	0,06		
U ²³⁵	Тройное деление	2,0	1—10	[35]
U ²³⁵	Пропускание	0,04	2—30000	[22]
	Радиационный захват			
	Самондикация Деление Тройное деление	0,6	0,1—50	[28]
Pu ²³⁹	Деление	0,06	6—15000	[23]
	Радиационный захват Тройное деление	7,0	0,05—0,7	[35]

* Измерения проводились на обогащенных изотопах.

** Измерения проводились в режиме работы реактора с микротроном.

возбуждаемых резонансными нейтронами; 2) изучение структуры и динамики твердых тел и жидкостей с помощью рассеяния тепловых и холодных нейтронов. Данный доклад посвящен обзору работ первого направления.

Высокие интенсивности, низкие фоны и разрешение, достаточное для многих задач, позволяют осуществлять детальное изучение возможно большего круга свойств уровней ядер. С этой целью в Лаборатории нейтронной физики были созданы Измерительный центр [3] и комплекс детекторов, регистрирующих нейтроны и их взаимодействия с атомными ядрами.

Измерительный центр в настоящее время имеет 4 анализатора по 4096 каналов с возможностью измерения на них временных, амплитудных и многомерных спектров, 3 временных анализатора по 2048 каналов и многомерный анализатор с памятью на магнитной ленте и числом каналов до 2²⁰. Данные из анализаторов могут передаваться по кабелю в вычислительную машину для последующей обработки.

Основные сведения о детекторах приведены в табл. 1. Физические исследования на ИБРе ведутся с 1961 г. Табл. 2 содержит список элементов и

некоторые сведения об условиях измерений на нейтронном спектрометре, результаты которых опубликованы к середине 1966 г.

Со времени III Женевской конференции ООН по мирному использованию атомной энергии, которой был представлен доклад об ИБРе [24], осуществлены новые эксперименты. Некоторые из них расширили традиционный круг исследований, проводимых в нейтронной спектроскопии. Здесь в первую очередь имеются в виду опыты с поляризованным пучком резонансных нейтронов и опыты по изучению ранее не исследовавшегося α -распада ядер в резонансных состояниях. Ниже следует краткое описание этих и некоторых других выполненных в последние годы экспериментов.

ИССЛЕДОВАНИЯ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Взаимодействие поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами в принципе предоставляет широкие возможности для определения спиновых резонансов с целью выяснения спиновой зависимости параметров уровней. Схема соответствующей установки, созданной на ИБРе [25], показана на рис. 1. В ее состав входят: протонная мишень, обеспечивающая поляризацию нейтронов $f_n = 75\%$, объемом 32 см^3 ($5,0 \times 3,4 \times 1,9 \text{ см}$), работающая при температуре $0,95^\circ \text{ К}$ с магнитным полем 17 кэрс и высокочастотным полем 69 Гц ; спиновый ротатор, позволяющий менять направление поляризации нейтронов; установка для поляризации образца в магнитном поле $\sim 15 \text{ кэрс}$, действующая при температуре $0,3^\circ \text{ К}$, и, наконец, жидкостный сцинтилляционный детектор с бором площадью 500 см^2 , аналогичный описанному в [4]. Поляризованный пучок нейтронов с энергией до нескольких десятков кэв получается при фильтрации нейтронов через поляризованную протонную мишень, в результате сильной спиновой зависимости $n - p$ -рассеяния. Возникающее при этом ослабление интенсивности на фактор порядка 10 является достаточно дешевой ценой за пучок с 75%-ной поляризацией. На этой установке уже осуществлен эксперимент по определению спиновых резонансов Ho^{165} , расположенных ниже 50 эв [20]; в текущем году измерения были продолжены с использованием микротрона, что позволило определить спины некоторого числа уровней в области до 150 эв . В настоящее время ведется работа по созданию поляризованных мишеней других редкоземельных элементов.

Недавно здесь же были выполнены измерения пропускания поляризованных нейтронов через поляризованный дейтерий в энергетическом интервале $0,01 - 5 \text{ эв}$ [27]. Дейтериевая мишень, так же как и протонная, поляризовалась динамическим методом [26]. Были выполнены две серии измерений для двух направлений поляризации дейтерия. Соответствующие экспериментальные результаты показаны на рис. 13 в виде светлых и черных точек. В обоих случаях измерялась величина ϵ , представляющая собой относительное изменение пропускания, возникающее при изменении ориентации спина нейтрона по отношению к магнитному полю на дейтерии. Эксперимент позволил отобрать один из двух известных альтернативных наборов длин $n - d$ -рассеяния: правильным оказался тот набор, в котором квартетная длина рассеяния больше дублетной.

α -РАСПАД В РЕЗОНАНСАХ

Исследование (n, α)-реакции на резонансных нейтронах в средних и тяжелых ядрах, начатое на ИБРе, является новым направлением в нейтронной спектроскопии, которое не развивалось ранее, по-видимому, из-за трудностей, связанных с малым сечением реакции при высоком γ -фоне: $\sigma(n, \alpha)/\sigma(n, \gamma) \simeq \simeq 10^{-6} \div 10^{-5}$. Это накладывает весьма жесткие требования на измерительную аппаратуру. Общая схема детектора, примененного в работе [7], показана на рис. 202. Была выбрана газовая ксеноновая сцинтилляционная камера, в которую помещались слои исследуемого вещества, нанесенного на ряд

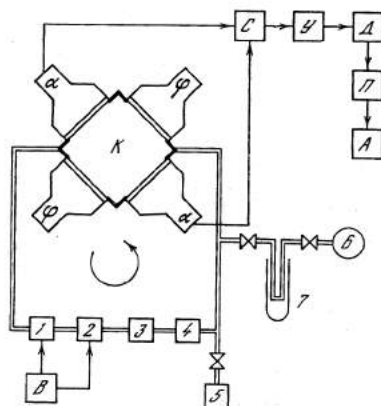


Рис. 202. Общая схема (n, α)-детектора

К — ксеноновая камера; 1—7 — вакуумная часть детектора (насосы и система принудительной очистки ксенона); С — А — электронный тракт детектора

параллельных алюминиевых пластин. Общая площадь образца составляла при этом 7000 см^2 .

При толщине слоя $4\text{--}5 \text{ мг/см}^2$ детектор регистрировал реакцию (n, α) с эффективностью 50%, при этом эффективность регистрации γ -квантов была меньше $10^{-6}\%$. Собственный фон детектора составлял 20 имп/мин .

Хорошая дискриминация γ -лучей и снижение собственного фона детектора были достигнуты путем наложения электрического поля напряженностью около 700 в/см , которое существенно увеличило световыход ксенона. Наложение электрического поля приводит к значительному затягиванию светового импульса, фронт которого составляет около $1,5 \text{ мксек}$. Однако при работе в режиме ИБР — микротрон с нейтронной вспышкой длительностью около 4 мксек — это не сказывалось существенно на разрешении.

С помощью этого детектора были проведены измерения α -распада после захвата резонансных нейтронов ядрами Sm^{147} , Sm^{149} , Nd^{143} , Nd^{145} . Измерения проводились на ИБРе с микротроном при разрешении $0,10$ и $0,03 \text{ мксек/м}$. На рис. 203 приведена кривая числа отсчетов α -детектора в зависимости от энергии нейтронов, полученная за 56 час с образцом самария. На том же рисунке приведена аналогичная кривая, полученная с (n, γ)-детектором. Из сравнения таких кривых были получены отношения $\Gamma_\alpha/\Gamma_\gamma$ для 25 уровней исследованных изотопов. Усредненные по резонансам α -ширины были сравнены с предсказаниями статистической теории; для Nd^{143} и Sm^{149} наблюдается согласие в пределах 20%, тогда как для Nd^{145} и Sm^{147} расхождение с теорией достигает фактора 8—3.

Дальнейшее развитие этих экспериментов предполагается в направлении измерений на обогащенных изотопах редкоземельных элементов, а также поисков реакции (n, α) в других районах периодической системы элементов.

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ

Исследования по нейтронной спектроскопии на ИБРе включают в себя измерение полных и парциальных сечений неделящихся, а также делящихся ядер. Эксперименты с неделящимися ядрами за последние два года прово-

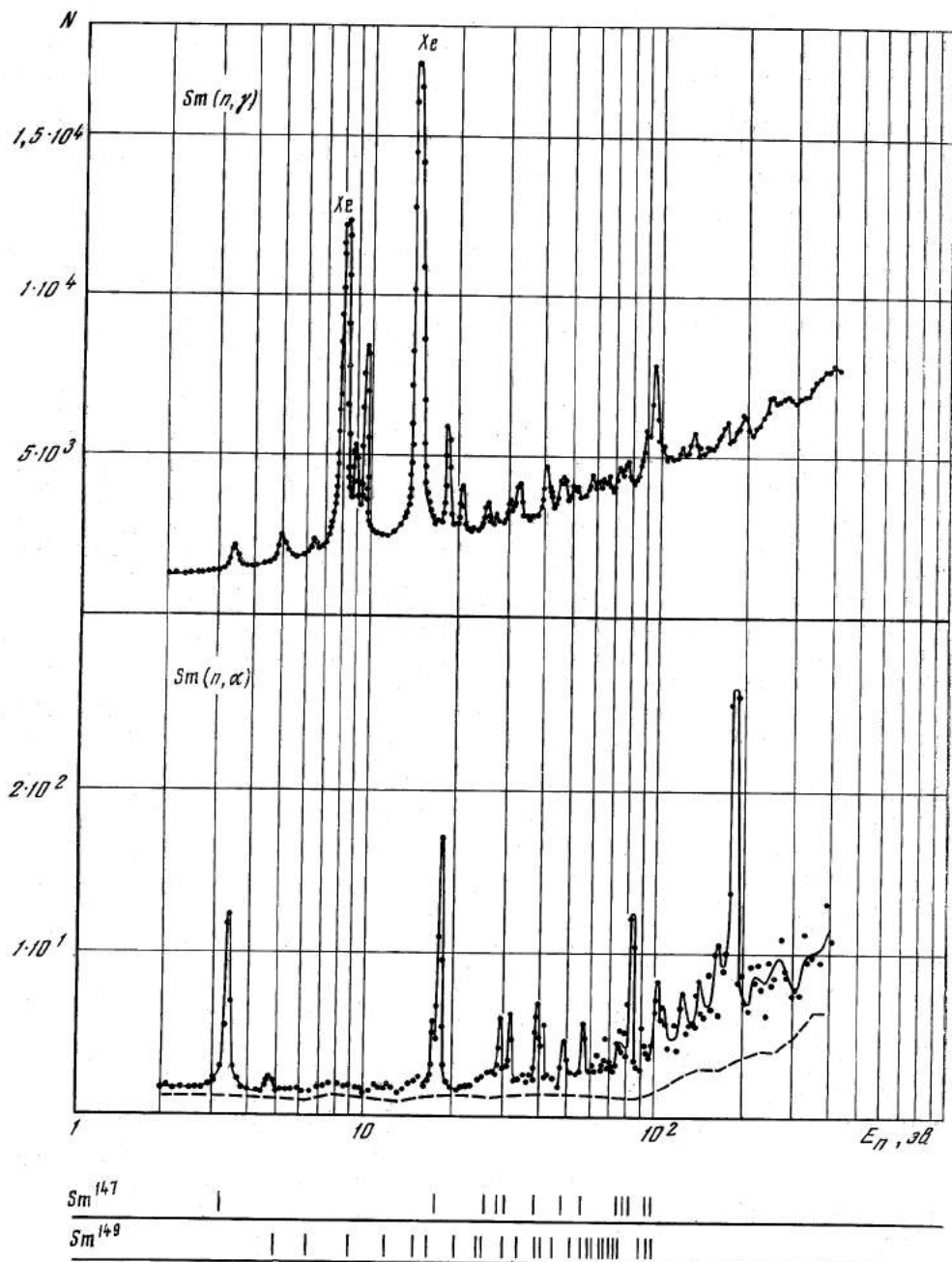


Рис. 203. Аппаратурный временной спектр (n, α) - и (n, γ) -реакций на самарии

дидлись в области редких земель и для ядер с $A < 100$. Для редких земель имевшаяся информация была получена давно и с плохим разрешением на образцах из естественной смеси элементов. В этой связи на ИБРе была начата и продолжается программа исследований нейтронных резонансов в этой области массовых чисел. В дополнение к ранее изученным ядрам Rg и Tb проведены измерения с Ho^{165} и с разделенными изотопами Yb. Измерены пропускание, самоиндикация и радиационный захват. Получены параметры большого числа резонансов. В измерениях использовались нейтронный жидкостной сцинтилляционный детектор с эффективностью порядка 50%, сцинтилляционный жидкостный (n, γ)-детектор с эффективностью 30%, работающий на совпадениях импульсов от двух больших баков, а также (n, γ)-детектор с двумя кристаллами NaI (Tl) размерами $\phi 100 \times 100$ мм. В настоящее время на реакторе с микротроном ведутся измерения с разделенными изотопами эрбия и неодима.

Остальные ядра, которые были изучены, относятся к области $60 < A < 100$, где до последнего времени данные о резонансах, особенно данные о радиационных ширинах, были бедны и неточны. Проведены измерения полных и парциальных сечений и получены параметры уровней для ядер семи элементов. Кроме отмеченных выше детекторов, в измерениях использовались нейтронный детектор на литиевых стеклах и сцинтилляционный детектор рассеянных нейтронов. Достоинством последнего детектора является относительно высокая эффективность ($\sim 10\%$ в геометрии 4π), слабо зависящая от энергии. Выигрыш в эффективности дается ценой увеличения времени жизни (5—15 мксек в зависимости от варианта детектора). Поэтому применение такого детектора возможно на спектрометрах с широкой вспышкой.

Ввод в действие микротрона дал возможность продвинуть исследования со средними ядрами в область более высоких энергий.

Сейчас ведутся измерения с изотопами германия в области энергий нейтронов до 40 кэв. Пример экспериментальной кривой радиационного захвата естественного Ge, полученной за 20 час при мощности реактора 300 вт, показан на рис. 204.

Для исследования деления и радиационного захвата делящихся ядер используется жидкостный сцинтилляционный детектор с пропионатом кадмия, позволяющий регистрировать как деления с эффективностью $\sim 50\%$, так и радиационный захват с эффективностью $\sim 25\%$. Детектор дает возможность работать с образцами делящихся веществ весом до нескольких сотен граммов. Проведены измерения сечений деления и радиационного захвата плутония-239 и урана-235 в области энергий соответственно до 15 кэв и до 30 кэв, с разрешением 40—60 мксек/м. На рис. 205 показаны аппаратные кривые радиационного захвата и деления в плутонии-239, полученные с образцом $8,8 \cdot 10^{20}$ яд/см² за 30 час работы реактора на мощности 2 квт. Из обеих кривых вычтена величина постоянного фона 600 отсчетов. С помощью другого детектора (газовая ксеноновая камера) изучено тройное деление U^{235} в резонансах с энергией до 50 эв. Акт тройного деления идентифицировался по совпадениям одного из осколков деления с длиннопробежной α -частицей.

СПЕКТР НЕЙТРОНОВ УТЕЧКИ

Существенный интерес для реакторно-физических расчетов представляет спектр нейтронов, устанавливающийся в обедненном уране и некоторых конструкционных материалах: никель, железо, нержавеющая сталь. Обычно

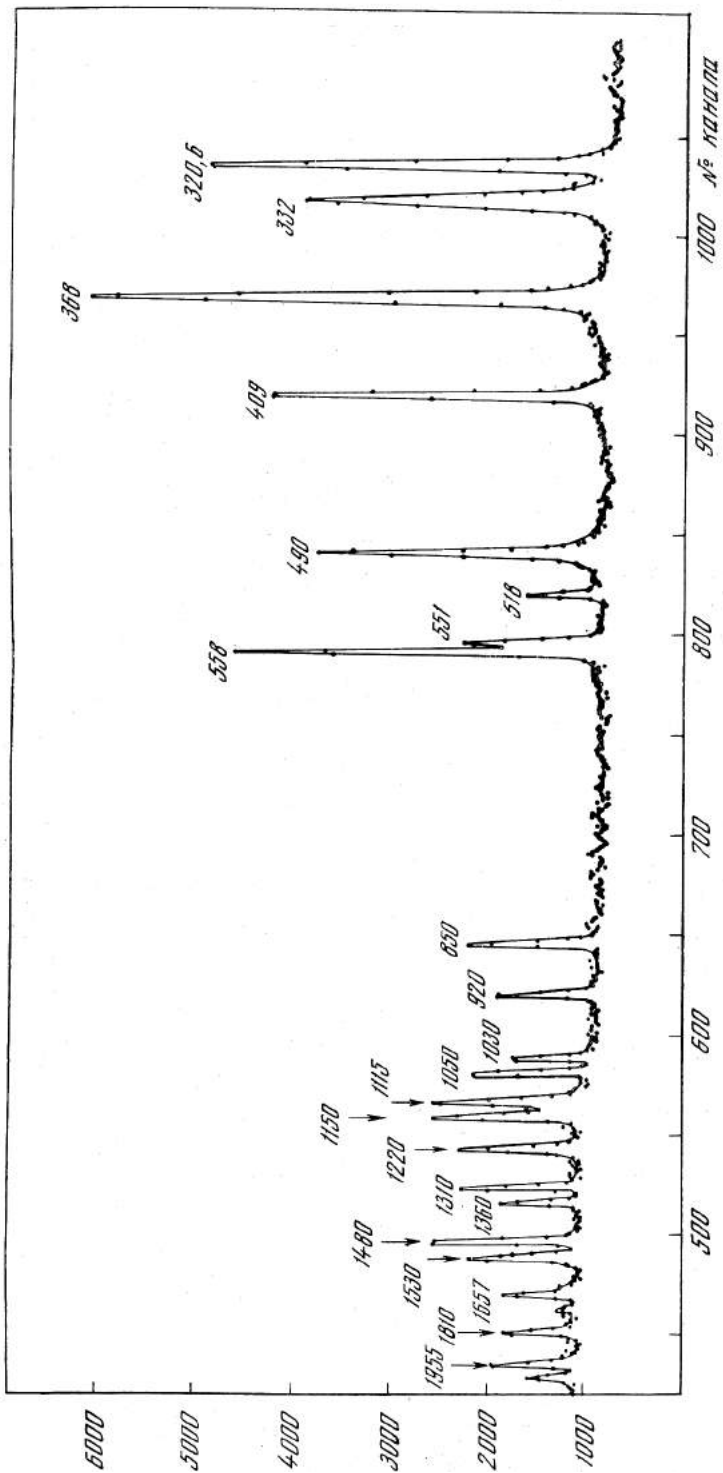


Рис. 204. Аппаратурная кривая радиационного захвата на германии в функции от времени пролета

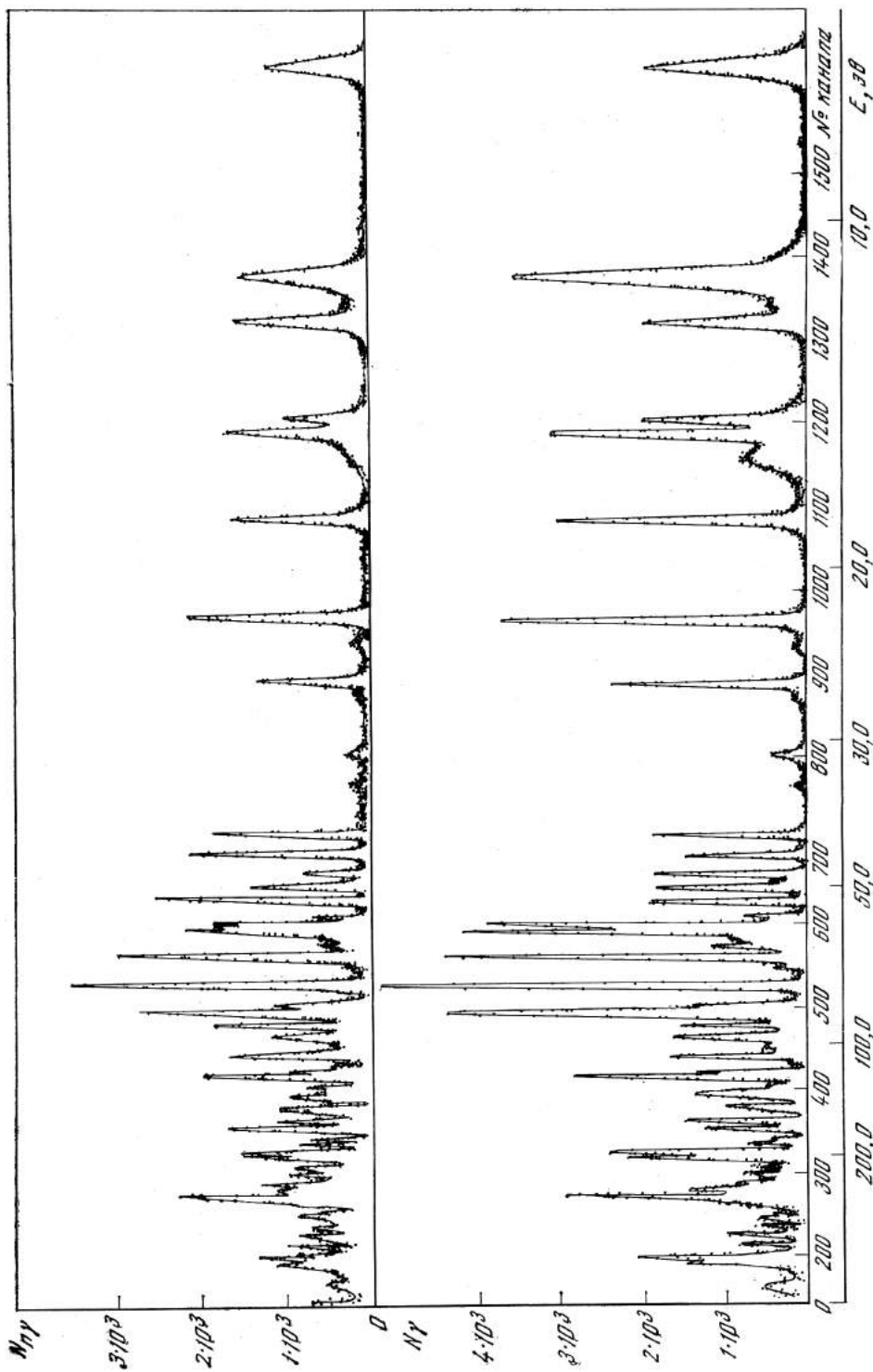


Рис. 205. Аппаратурные кривые радиационного захвата и деления для Pu-239
Из обеих кривых вычтено по 600 отсчетов постоянного фона

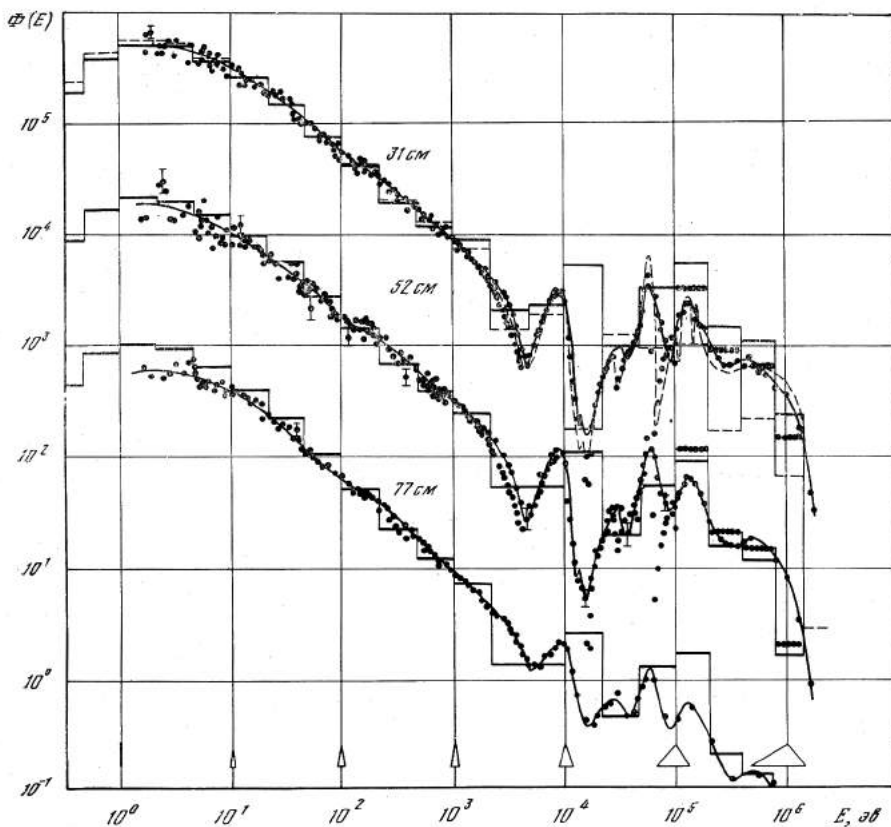


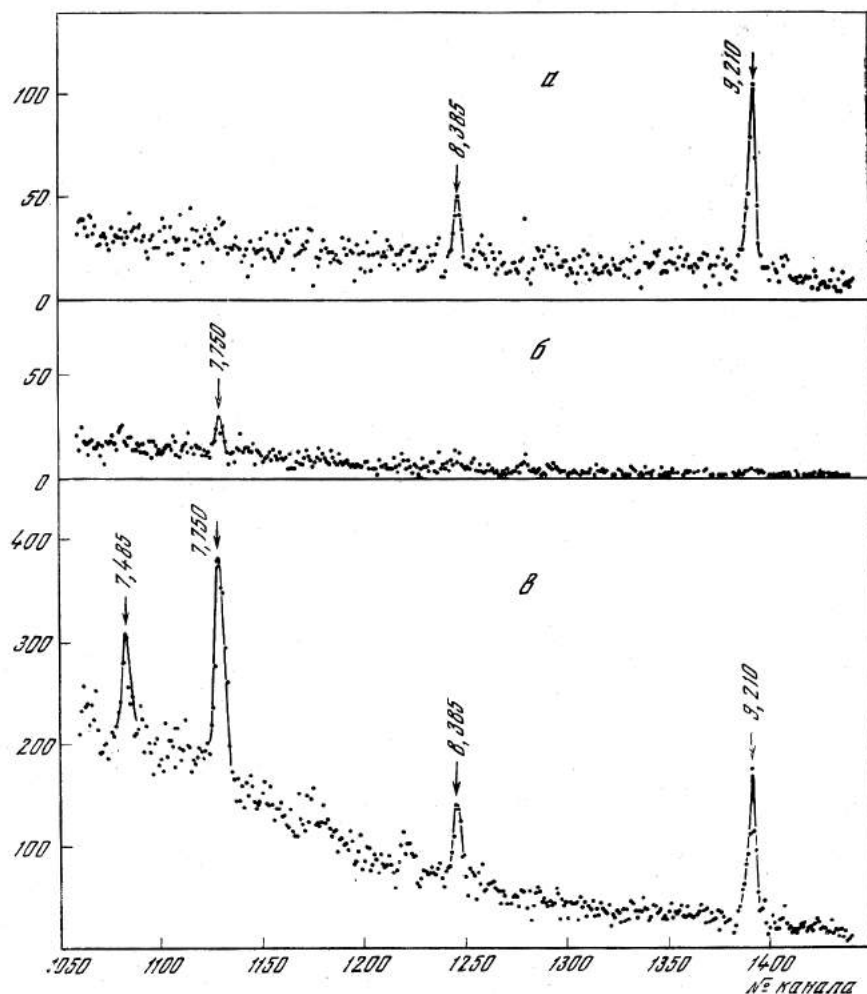
Рис. 206. Экспериментальный спектр нейтронов, прошедших через призмы из никеля различной толщины

такие исследования делались методом резонансных индикаторов с потерей значительной доли информации о нейтронном спектре. Создание ИБРа дало возможность применения метода времени пролета: при длительности вспышки реактора 40—60 мксек время замедления нейтронов в тяжелых элементах уже не играет роли, а высокая интенсивность в импульсе позволила использовать пролетное расстояние 1000 м и обеспечить достаточно хорошее разрешение.

Измерения проводились с призмами материалов толщиной до 50—70 см, располагавшимися непосредственно у активной зоны [29]. На рис. 206 приведен один из характерных спектров утечки из никелевой призмы. Четко видна резонансная структура сечения. Полученные экспериментальные данные позволили уточнить систему констант, применяемых при многогрупповых расчетах реакторов.

СПЕКТРЫ γ -ЛУЧЕЙ В РЕЗОНАНСАХ

Импульсный быстрый реактор ИБР использовался и для спектроскопии γ -лучей радиационного захвата нейтронов в резонансах. В предыдущие годы эти измерения проводились на одноканальном сцинтилляционном



спектрометре с кристаллом NaI размерами $\phi 100 \times 100$ мм с регистрацией информации на многомерном анализаторе с магнитной лентой. Исследовались резонансы празеодима и бария. Для Ba^{135} была обнаружена сильная аномалия интенсивности перехода в основное состояние при захвате нейтронов в резонансе 24,5 эв. Для более подробного изучения этой аномалии в настоящее время для измерений применены полупроводниковые Ge(Li) детекторы с эффективным объемом ~ 7 и ~ 5 см³ и разрешением 6,5 и 4,3 кэв соответственно на линии кобальта 1332 кэв. Первые измерения мягких переходов в резонансах Ba^{135} , осуществленные с помощью плоскопараллельного Ge(Li) детектора $3,5$ см² \times 4 мм, опубликованы в работе [9].

Сейчас сделаны измерения в области энергий γ -лучей от 0,4 до 10 Мэв. На рис. 207 для примера показаны амплитудные спектры жестких γ -лучей в резонансах 24,5 эв, 82—88 эв и в области энергий нейтронов 15—1000 эв. Спектры получены за 100 час работы реактора с микротроном. Наглядно видна отмеченная выше аномалия для линий 8,385 и 9,210 Мэв.

Рис. 207. Амплитудные спектры жестких γ -лучей в резонансах бария

Спектры получены с помощью полупроводниковых детекторов;

а — спектр γ -лучей в резонансе 24,5 эв;

б — спектр γ -лучей в резонансах 82 и 88 эв;

в — интегральный спектр γ -лучей

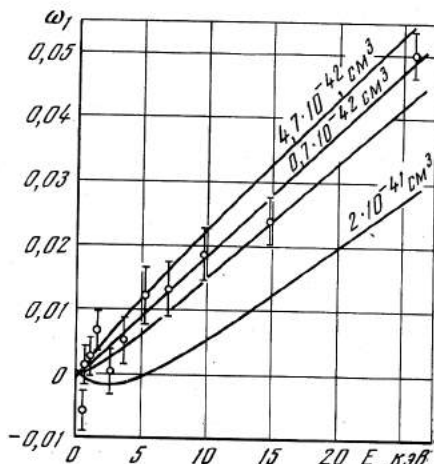


Рис. 208. Экспериментальные результаты исследования поляризуемости нейтронов. Обозначения приведены в тексте

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ НЕЙТРОНОВ

Примером трудного эксперимента, связанного с наблюдением эффекта порядка процента, может служить исследование угловых распределений при рассеянии на тяжелых ядрах нейтронов с энергией до 25 кэв [30]. Детектором нейтронов в этом эксперименте служили 180 счетчиков с V^{10}F_3 , распределенные на 9 углов рассеяния. Измерения проводились в режиме реактора при пролетном расстоянии 250 м. Время набора статистики составляло 200 час. В результате этих экспериментов в несколько раз уточнена известная ранее оценка поляризуемости нейтрона α . Найдено, что значение поляризуемости заключено в пределах $-4,5 \cdot 10^{-42} < \alpha < 6,1 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. На рис. 208 приведены экспериментальные точки, представляющие собой коэффициенты ω при $\cos \theta$ в угловых распределениях рассеянных нейтронов разных энергий. Сплошные кривые рассчитаны при указанных на рисунке значениях коэффициента α .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Пятилетний опыт использования установки ИБР продемонстрировал хорошие возможности периодического импульсного реактора (ИР) и импульсного реактора с инжектором (ИРИ) для ядерно-физических исследований даже при той очень малой средней мощности (6 квт ИР, 1 квт ИРИ), которая имеется в настоящее время. Технически вполне реально создание значительно более мощного ИР — оптимальная величина средней мощности составляет несколько Мет при длительности вспышки $T = 50 \div 75 \text{ мксек}$ [2]. Сокращение длительности вспышки, выгодное с точки зрения известного критерия θ/τ^2 , может быть достигнуто либо с помощью синхронизованных с ИР механических прерывателей, либо за счет применения электронного инжектора. При длительности нейтронного импульса τ эффективная мощность будет равна: $Q_{\text{эф}} \sim \frac{1}{2} Q \frac{\tau}{T}$ — для ИР с прерывателем (фактор 1/2 учитывает пропускание прерывателя), $Q_{\text{эф, квт}} \sim 5 \cdot I_{\text{имп}} \cdot \tau_{\text{мксек}}^2$ — для ИРИ (I — электронный ток в импульсе; время жизни быстрого нейтрона в ИРИ принято равным $2 \cdot 10^{-2} \text{ мксек}$, а частота импульсов 100 гц). При $Q = 4 \text{ Мет}$,

$T = 75$ мксек применение инжектора становится более выгодным при $I \tau > > 5$ амп·мксек, или $I > 5$ амп при $\tau \simeq 1$ мксек. При сравнении мощного ИР и ИРИ с другими источниками нейтронов необходимо иметь в виду следующие исследовательские направления.

1. Традиционная спектрометрия нейтронов по времени пролета, ставящая целью измерение основных параметров индивидуальных резонансов (E_0 , Γ_n , Γ_γ , J , π) в как можно более широкой области энергий нейтронов, с целью установления законов распределения этих параметров и их средних значений.

2. Детальное изучение свойств индивидуальных резонансов и возбужденных ядерных состояний, образующихся при их распаде. В качестве примеров можно указать спектрометрию γ -лучей резонансного захвата; измерение электрических квадрупольных и магнитных дипольных моментов резонансных состояний составного ядра [32] и уровней, образующихся после испускания γ -лучей; изучение редких реакций (например, (n, α)); изучение продуктов деления в резонансах; изучение формы резонансных линий с точки зрения влияния кристаллической связи и т. п. Работа в этих направлениях только начинается. В течение ряда лет она будет ограничена областью сравнительно низких энергий (скажем, ≤ 100 эв), так как и поток нейтронов на заданный интервал энергии ΔE , и сила резонансов, и интенсивность за счет другой базы при заданном ΔE возрастают с уменьшением энергии (в итоге скорость счета эффекта $\sim E^{-4} \div E^{-4,5}$). Поскольку при $E = 100$ эв время пролета нейтроном 1 см составляет около 0,07 мксек, то разброс времен задержания (эквивалентный $\Delta l = 2$ см) и регистрации нейтрона делает нерациональным использование нейтронных вспышек более коротких, чем 0,5—1 мксек.

3. Ядерные исследования с тепловыми нейтронами, требующие разделения нейтронов по энергии, или больших импульсных потоков, или малых фонов. Примеры: $n - e$ -взаимодействие; $n - n$ -рассеяние; использование газа тепловых нейтронов в качестве мишени для пучка ионов изучаемого изотопа [31]. В последнем эксперименте захват нейтрона ядром фиксируется с помощью масс-сепаратора на выходе пучка или по наведенной активности. Изменяя скорость ионов, можно получить энергетическую зависимость сечений захвата нейтрона. Достоинством метода является возможность проводить измерения с очень малым количеством вещества, что важно при исследовании сечений радиоактивных ядер.

4. Изучение нейтронных спектров, устанавливающихся в реакторных материалах или размножающих сборках. Время установления спектра составляет несколько микросекунд (в зависимости от массового числа вещества и области энергии), поэтому для таких работ не требуется очень короткой вспышки.

5. Изучение конденсированных сред с помощью рассеяния тепловых и холодных нейтронов.

6. Изучение нестационарных эффектов при воздействии нейтронов на твердые тела.

а. *Стационарные реакторы.* Сравнение экспериментальных данных, получаемых на стационарных реакторах и на ИБРе, указывает, что возможности последнего для исследовательских направлений 1, 2 и 4,5 не хуже или лучше, чем у на три порядка более мощного стационарного реактора. По-видимому, выигрыш уменьшится до двух порядков при переходе к мощному ИР (так как образец или детектор уже не смогут видеть всю активную зону

реактора) и при сравнении с более рационально спроектированным реактором, например реактором типа HFBR (ср. [33]). Трудности с обеспечением теплосъема и быстрым выгоранием топлива делают проблематичной возможность создания реактора типа HFBR мощностью 500 Мвт с потоком порядка 10^{16} н/см²·сек. Эквивалентный ему для исследований 1—5 ИР на несколько Мвт может быть создан на основе существующего опыта строительства быстрых реакторов с жидкометаллическим охлаждением.

б. *Линейные электронные ускорители.* Поскольку выделение энергии электронного пучка на 1 нейтрон примерно в 30 раз больше, чем при реакции деления, то для всех исследований, не требующих длительности вспышки, существенно более короткой, чем 1 мксек, выгодно использовать электронный ускоритель в качестве инжектора импульсного реактора. Для первого из перечисленных выше направлений работа электронного ускорителя без размножителя более выгодна при длительности вспышки, меньшей или сравнимой с временем жизни быстрого нейтрона, составляющим в большом ИРИ около $2 \cdot 10^{-2}$ мксек. Разброс времен, связанный с замедлителем, становится равным 20 нсек для нейтронов с энергией $E = 10$ кэв. Таким образом, только для спектрометрии в области энергий выше 10 кэв размножитель ухудшает работу. Для проведения работ в этом направлении может оказаться рациональным предусмотреть возможность использования электронного пучка без размножения.

в. *Протонные ускорители на энергию 1 Гэв,* по-видимому, в принципе наиболее перспективны [34], однако такие установки в настоящее время представляются более дорогими и технически более трудными для осуществления.

г. *Вывод.* Импульсный реактор, имеющий среднюю мощность несколько мегаватт, оборудованный быстрыми механическими прерывателями, или электронным ускорителем-инжектором, является более гибкой и универсальной установкой для проведения исследований с импульсными нейтронами, чем другие источники нейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. B. Pikelner, V. T. Rudenko. Research Applications of Nuclear Pulsed Systems. IAEA Vienna, 1967.
2. В. Д. Ананьев, И. М. Матора и др. Препринт ОИЯИ, 2372. Дубна, 1965.
3. Г. П. Жуков и др. ПТЭ, 6, 34, 1964.
4. И. Визи и др. Nuclear Electronics, 1, 27, Vienna, 1962.
5. Л. В. Пикельнер и др. ПТЭ, 2, 48, 1963.
6. Л. В. Пикельнер и др. ПТЭ, 51, 1963.
7. И. Квитек и др. Препринт ОИЯИ, 2690. Дубна, 1966.
8. Ван Ши-ди, Ю. В. Рябов. ПТЭ, 4, 63, 1965.
9. J. Urbanec et al. Prepr. E-2214, 29. Dubna 1965.
10. Э. Н. Каржавина и др. Препринт ОИЯИ, P-2198. Дубна, 1965.
11. Ким Хи Сан и др. ЖЭТФ, 49, 410, 1965.
12. Д. Зеллигер и др. ЖЭТФ, 45, 1294, 1963.
13. Kit Hi San et al. Prepr. E-2214, 17. Dubna, 1965.
14. N. Plescu et al. Nucl. Phys., 72, 298, 1965.
15. Ван Най-янь и др. ЖЭТФ, 45, 1743, 1963.
16. Kit Hi San et al. Prepr. E-2214, 23. Dubna, 1965.
17. Ван Най-янь и др. ЖЭТФ, 47, 43, 1964.
18. И. Квитек, Ю. П. Попов. Доклад на Геттингбургской конференции 1966 г.
19. Э. Н. Каржавина и др. Препринт ОИЯИ, P-2593. Дубна, 1966.
20. В. П. Алфименков и др. Ядерная физика, 3, 5, 1966.
21. Ван Най-янь и др. Ядерная физика 3, 48, 1966.

22. Ван Ши-ди и др. Phys. and Chem. of Fiss., 1, 287. Vienna, 1965.
23. Ю. В. Рябов и др. Препринт ОИЯИ, Р-2713. Дубна, 1966.
24. Б. Н. Бунин и др. III Женевская конференция, 28/P/324.
25. П. Драгическу и др. Phys. Lett., 12, 334, 1964.
26. В. И. Луциков и др. Письма, ЖЭТФ, 1, 21, 1965.
27. В. П. Алфименков и др. Доклад на Гетлинбургской конференции 1966 г.
28. И. Квитек и др. Ядерная физика, 2, 677, 1965.
29. И. И. Бондаренко и др. Атомная энергия, 18, 6, 1965.
30. Ю. А. Александров и др. Препринт ОИЯИ, Р-2764, 1966.
31. Ф. Л. Шапиро. Доклады Женевской конференции, IV, 1956.
32. F. L. Shapiro. Research Applications of nuclear pulsed systems. IAEA, Vienna, 1967.
33. H. V. Muller, R. Haas. Prepr. EUR-490^e, 1964.
34. G. A. Bartholomeew. Nucl. Struct. Study with Neutrons. Antwerp., 458, 1966.
35. А. А. Панов. ЖЭТФ, 43, 847, 1962; 43, 1998, 1962.

ОПЫТ ЭКСПЛУАТАЦИИ И РАЗВИТИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ РЕАКТОРОВ В ДУБНЕ *

(Совместно с В. Д. Ананьевым, Д. И. Блохинцевым, В. Н. Буниным,
Л. К. Кульжиным, И. М. Маторы, В. М. Назаровым, В. Т. Руденко,
И. М. Франком, Е. П. Шабалиным и Ю. С. Язвицким)

Импульсный реактор на быстрых нейтронах периодического действия (ИБР) был построен в 1958—1959 гг. и пущен в эксплуатацию в июле 1960 г. (рис. 209). С тех пор он проработал 25000 час; выработанная энергия составила 65000 квт/час. Исчерпывающее описание теории ИБРА и его конструкции дано в работах [1—4].

За время продолжительной кампании реактора накоплен достаточный материал, позволяющий сделать положительные выводы относительно надежности, устойчивости в работе и целесообразности применения импульсного реактора периодического действия для широкого класса физических исследований. В процессе эксплуатации установки ряд узлов и сам реактор в целом претерпели значительные изменения, связанные с их усовершенствованием — обеспечением более надежной работы и улучшением физических характеристик установки [5—8].

Успешный опыт работы ИБРА позволил приступить к созданию ИБР-30 — усовершенствованного, более мощного аналога ИБРА, а также представителя следующего поколения импульсных реакторов периодического действия — ИБР-2. Проект этого 4-мегаваттного реактора с жидкометаллическим охлаждением разрабатывается ОИЯИ совместно с проектными организациями Советского Союза.

§ 1. ОПЫТ ЭКСПЛУАТАЦИИ И УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ РЕАКТОРА ИБР

Отличительная особенность импульсного реактора периодического действия — устройство для создания пульсации реактивности. Для ИБРА — это два диска с урановыми вкладышами, двигатель постоянного тока и система передачи вращения от двигателя к дискам. За все время работы были зарегистрированы следующие неисправности механической части:

* Доклад на симпозиуме по импульсным реакторам. Альбукерк, США, январь 1969; препринт ОИЯИ, 13—4395. Дубна, 1969.

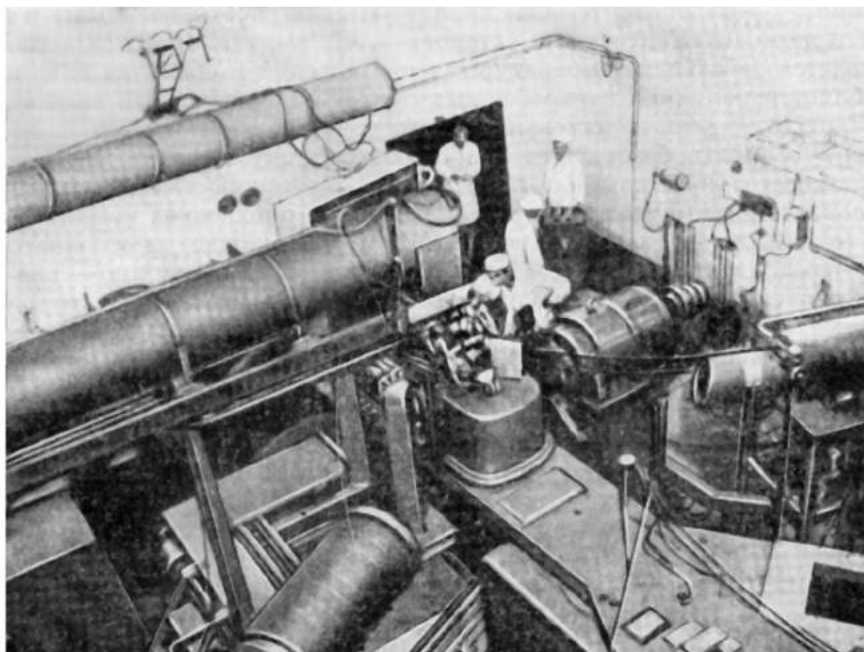


Рис. 209. Общий вид зала реактора

а) Разрушение одного из опорных подшипников главного диска; это вызвало перекус вала, однако повреждений тепловыделяющих элементов не было.

Теперь в реакторе используются более высококачественные подшипники и установлен второй страхующий комплект подшипников, ограничивающих перекус вала в случае повреждения рабочего комплекта.

б) Разрушение подшипника и деталей передачи вспомогательного диска, обусловленное радиационной полимеризацией консистентной смазки; в связи с этим консистентная смазка была заменена проточной.

в) Износ зубьев муфты, соединяющей валы редуктора и главного диска, вызванный крутильными колебаниями в системе. Между валами была поставлена муфта с резиновыми прокладками, гасящая колебания.

г) Наибольшее внимания потребовало стальное покрытие основного уранового вкладыша, которое уже вскоре после пуска реактора обнаружило тенденцию к выпучиванию. Этот факт был неприятен из-за того, что зазор между неподвижной активной зоной и поверхностью диска составлял всего 1,7 мм. Для контроля за состоянием покрытия были введены емкостные датчики, регистрирующие форму профиля покрытия во время вращения диска. К лету 1963 г. выпучивание составило 0,6 мм над поверхностью диска; для увеличения безопасности работы была снижена скорость вращения диска с 5000 до 3000 об/мин и увеличен зазор между диском и активной зоной.

В конце 1963 г. диск с урановым вкладышем был заменен новым с толщиной покрытия, увеличенной от 0,4 до 0,6 мм. При исследовании отработавшего уранового вкладыша не было обнаружено каких-либо изменений

его формы. Проведенный позднее анализ условий работы вкладыша и эксперименты на моделях позволили установить, что выпучивание покрытия обусловливается действием температурных напряжений в оболочке вкладыша и усугубляется наличием центробежных сил. Мы надеемся, что введенные на основании этих данных изменения в конструкции оболочек позволят существенно увеличить безопасную тепловую нагрузку на вкладыши ИБР-30.

Вспомогательный подвижный вкладыш, служащий для изменения частоты повторения импульсов, определяет величину побочных импульсов мощности («сателлитов»), которые имеют место при прохождении основного вкладыша через активную зону, если вспомогательный вкладыш — вне зоны. Опыт физических исследований на реакторе показал, что наличие сателлитов в ряде случаев затрудняет обработку экспериментальных данных. Для уменьшения амплитуды побочных импульсов проектный вспомогательный вкладыш был заменен новым, более тяжелым, с эффективностью около 1%. Много неудобств в процессе эксплуатации доставляла смена редукторов и проведение синхронизации главного и вспомогательного дисков вручную при переходе с одной частоты повторения импульсов на другую. В 1965 г. введена в действие электромеханическая система, позволяющая дистанционно переключать редуктор на другую передачу с сохранением синхронности вращения основного и вспомогательного дисков.

В 1964 г. была проведена реконструкция системы охлаждения реактора: увеличен расход воздуха на тепловыделяющие элементы до $170 \text{ м}^3/\text{час}$, введено принудительное охлаждение стержней аварийной защиты. Эти меры позволили поднять среднюю мощность реактора сначала до 3 квт , а затем и до 6 квт . Измеренная температура оболочек тепловыделяющих стержней на мощности 6 квт составляет 180°С . Температура оболочки уранового вкладыша и диска вблизи вкладыша была измерена с помощью термочувствительных красок; по данным этих измерений температура урана в центре вкладыша оценивается в $190\text{—}260^\circ \text{С}$.

В 1966 г. из-за продолжавшегося выпучивания покрытия уранового вкладыша рабочая мощность реактора была снижена до 3 квт . На этой мощности реактор успешно проработал до лета 1968 г., когда он был остановлен для замены его новым реактором ИБР-30, краткое описание которого дается ниже.

Первоначально кинематическая схема реактора позволяла работать при частоте повторения импульсов мощности $5, 10, 25$ и 50 сек^{-1} (при скорости вращения диска 3000 об/мин). Однако ряд усовершенствований механической части дал возможность осуществить другие режимы пульсации реактивности. Для некоторых физических экспериментов желательное увеличение амплитуды импульсов мощности, т. е. уменьшение частоты импульсов при неизменной средней мощности. Это относится, во-первых, к экспериментам с очень медленными нейтронами (большое пролетное время от источника к детектору), во-вторых, к тем случаям, когда интенсивность фона пропорциональна времени работы анализатора (т. е. фон в основном не реакторного происхождения). В последнем случае уменьшение частоты позволяет получить лучшее отношение «эффекта» к «фону».

В 1966 г. на ИБРе был осуществлен режим, когда формировались «пакеты» импульсов, следующие с частотой $1/8 \text{ гц}$, а период импульсов внутри «пакета» определялся частотой вращения ОПЗ (основной подвижной зоны) — $1/50 \text{ сек}$. Характер изменения импульсов во времени показан на рис. 210.

Режим редких импульсов постоянной амплитудой был осуществлен летом 1968 г. Частота следования была равна 1 импульсу за 5 сек ; энергия

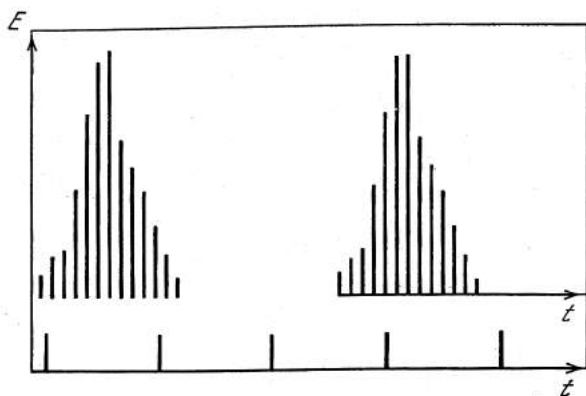


Рис. 210. Характер изменения энергии импульсов реактора ИБР во времени в режиме импульсов переменной амплитуды

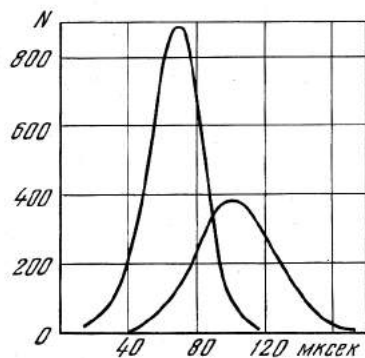


Рис. 211. Форма импульсов мощности реактора ИБР при частоте повторения 5 и 0,2 сек⁻¹

одного импульса мощности составляла 10^{15} делений, что соответствует среднему подогреву тепловыделяющих элементов реактора на 10°C . Значение мощности в максимуме составляло 700 Мвт. Весьма неожиданным оказался факт значительного сокращения длительности импульса быстрых нейтронов в этом режиме. При частоте импульсов 5 сек^{-1} и той же средней мощности в *квт* измеренное значение полуширины импульса составило 56 мксек, а в режиме редких импульсов — 36 мксек (рис. 211). Детектором нейтронов в измерениях формы импульса служила установленная в 6 м от активной зоны ториевая камера деления, импульсы с которой через электронно-усилительную схему подавались на временной анализатор с промежуточной памятью 1 мксек. Наблюдаемые сокращения длительности и сдвиг положения максимума импульса свидетельствуют о наличии механизма мощного отрицательного эффекта реактивности во время импульса, значение которого оценивается в 10^{-3} абс. ед. реактивности. С помощью тензочувствительных датчиков регистрировались нестационарные процессы в стальной оболочке тепловыделяющего элемента (твэла) во время и после импульса. Тензодатчики были наклеены на поверхность оболочки стержня, находившегося на расстоянии 4,3 см от центра реактора, в двух токах его медианной плоскости — наиболее удаленной от центра (№ 1) и под углом 90° к ней (№ 2). Твэл крепился в нижней своей части, в то время как верхний его конец был свободен. Частота продольных колебаний оболочки (отрицательное значение ординаты на рис. 212—215 соответствует удлинению оболочки) составила $\sim 8000 \text{ гц}$ при наибольшей амплитуде $3 \cdot 10^{-3} \text{ мм}$, что довольно хорошо согласуется с расчетными значениями, полученными по методике Randles [9]. Наблюдаемое запаздывание максимума удлинения оболочки по отношению к импульсу мощности соответствует теоретически предсказываемому. На основании измерений можно сделать весьма определенный вывод, что тепловое расширение плутония не обеспечивает указанного выше динамического эффекта реактивности. Сжатие оболочки (положительная ордината на рис. 213, 215) в момент импульса, зарегистрированное на датчике № 1, видимо, обусловлено изгибом твэла вследствие неравномерности тепловыделения в поперечном сечении сердечника. Возможно, что изгиб твэла и является при-

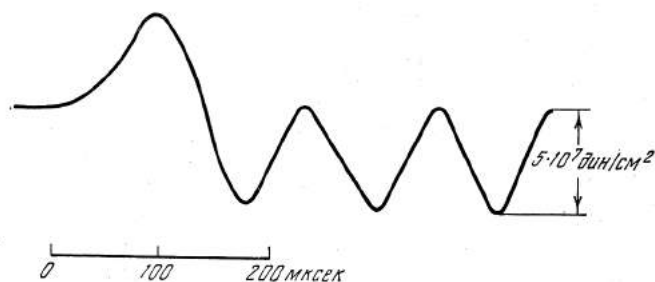


Рис. 212. Колебания стальной оболочки твэла в режиме редких импульсов; детектор № 1

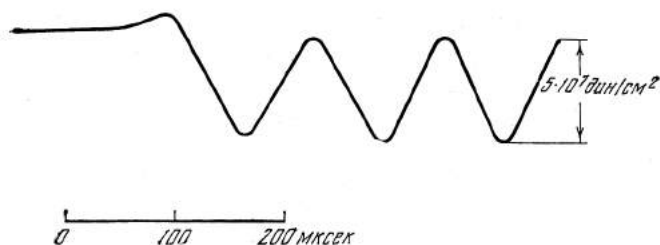


Рис. 213. Колебания стальной оболочки твэла в режиме редких импульсов; детектор № 2

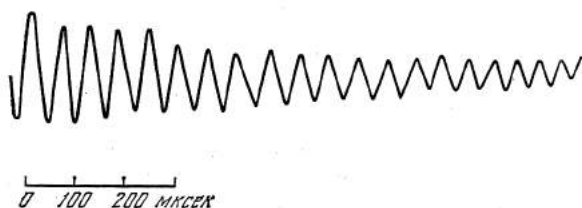


Рис. 214. Характер затухания продольных колебаний оболочки твэла

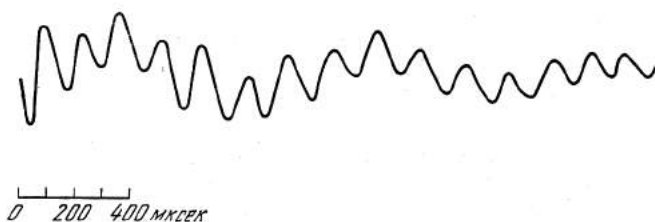


Рис. 215. Характер затухания поперечных колебаний оболочки твэла

чиной отрицательного скачка реактивности; однако проведенный анализ из-за недостатка экспериментальных данных не позволяет пока однозначно описать реальную картину динамики твэла и кинетики реактора в момент теплового удара. В связи с тем, что экспериментально обнаруженные эффекты оказывают влияние на физические характеристики импульсных реакторов, их безопасность, устойчивость работы и живучесть твэла будут проведены дополнительные исследования на реакторе ИБР-30.

Первая проверка возможности умножения в 100—200 раз короткой вспышки нейтронов, генерированной в центре активной зоны ИБРа импульсом электронов от микротрона, была сделана в начале 1965 г. [8]. С тех пор дальнейшая работа ИБРа происходила попеременно в бустерном и реакторном режимах. Время, когда микротрон не работал на ИБР, использовалось для

его интенсивного исследования и совершенствования. Всего система ИБР + микротрон проработала на эксперимент около 3000 час; параметры этой + системы приведены ниже [10—12]:

	ИБР с микротроном	ИБР-30 с ЛУЭ-40
Энергия инжектируемых в мишень электронов	24—30 Мэв	44 Мэв
Ток электронов на мишень в импульсе	60—80 ма	180 ма
Длительность импульса электронов	1,7—1,9 мксек	1,8 мксек
Частота повторения импульсов . . .	50 сек ⁻¹	100 сек ⁻¹
Средняя мощность бустера при полуширине вспышки нейтронов 3 мксек	1—1,2 квт	20—30 квт
Длительность непрерывного цикла работы	100—200 час	—

Предельная мощность системы в бустерном режиме была достигнута не только увеличением тока электронов, но также с помощью увеличения диаметра урановой мишени с 10 мм, как это было вначале, до 15 мм, что составляет 3 диаметра пучка. Последнее привело к тому, что выход нейтронов с мишени достиг своего предельного значения $1,5 \cdot 10^{-2}$ нейт/эл при энергии электронов 30 Мэв. Длительная работа с микротроном показала, что вряд ли можно ожидать увеличения в нем тока ускоренных электронов свыше 100 ма в импульсе. В связи с этим было принято решение демонтировать микротрон и воспользоваться для инжекции электронов в ИБР-30 разработанным к настоящему времени линейным ускорителем ЛУЭ-40.

Линейный ускоритель будет установлен вертикально в реконструированном зале над реактором. Параметры ускорителя и бустера с ЛУЭ-40 даются в табл. 1.

Большое внимание обращено на мишень линейного ускорителя, от которой зависит эффективность преобразования электронов в нейтроны. Проведенные теплофизические расчеты и эксперименты на электронном пучке микротрона позволили выбрать оптимальную конструкцию мишени для условий ее работы в активной зоне ИБР-30. В качестве материала мишени планируется использование тугоплавких соединений плутония. Мишень будет охлаждаться газообразным гелием низкого давления. Ожидаемая максимальная температура оболочки мишени около 800° С. Данные пучка ЛУЭ-40 как раз позволяют использовать ИБР-30 в бустерном режиме почти на предельной мощности. В реакторе ИБР-30 в основном повторяются принципиальные конструктивные решения ИБРа. Однако для работы на средней мощности 20—30 квт и обеспечения удобной эксплуатации реактора в более трудной радиационной обстановке конструкция сильно отлична в деталях. Увеличение теплосъема с активной зоны достигнуто уменьшением диаметра твэлов и увеличением расхода воздуха до 300 м³/час. Мощность, выделяемая в подвижной зоне, будет распределяться поровну между двумя вкладышами из U²³⁵. Кинематическая схема реактора позволит осуществить работу практически с любой частотой повторения импульсов — от 100 сек⁻¹ до одиночных импульсов с энергией 10¹⁶ дел. Нормальная попеременная работа двух урановых вкладышей возможна лишь в том случае, когда их эффективности отличаются не более чем на 10⁻⁵ ед. реак.; в противном случае во вкладышах выделяется не равная мощность. Изготовление вкладышей с

необходимой точностью практически невозможно; вследствие этого предусмотрены меры для физической балансировки вкладышей.

Учитывая неудачное конструктивное решение крепления активной зоны на кожухе диска в ИБРе, на ИБР-30 предусмотрена возможность смены механической части реактора без разборки активной зоны.

Основные характеристики ИБР-30 представлены ниже:

Средняя тепловая мощность	30 <i>квт</i>
Мощность в импульсе при частоте 5 <i>сек⁻¹</i>	150 <i>Мвт</i>
Количество делений на импульс	До 10^{18} дел.
Полуширина импульса мощности при частоте 5 <i>сек⁻¹</i>	50 <i>мксек</i>
Эффективное время жизни нейтронов деления	10^{-8} <i>сек</i>
Объем активной зоны	3 <i>л</i>
Поток быстрых нейтронов в активной зоне, средний во времени	10^{13} <i>н/см²·сек</i>
То же, в максимуме импульса	$5 \cdot 10^{16}$ <i>н/см²·сек</i>
Утечка тепловых нейтронов с поверхности замедлителя (средняя во времени)	$6 \cdot 10^{10}$ <i>н/см²·сек</i>
Полуширина импульса тепловых нейтронов	90 <i>мксек</i>

Пуск реактора намечен на второй квартал 1969 г.

Физические исследования, выполненные на базе реактора ИБР и системы ИБР-микротрон, относятся к следующим четырем направлениям.

1. Изучение нейтрона как элементарной частицы; оценка поляризуемости нейтрона в электрическом поле ядра [13]; новый метод измерения взаимодействия нейтрон—электрон [14]; первое наблюдение ультрахолодных нейтронов (скорость 5 *м/сек*), открывающих перспективу существенного повышения точности измерения распада нейтрона и его электрического дипольного момента [15].

2. Ядерная физика, в особенности исследования нейтронных резонансов: разработка способа поляризации нейтронов с энергией $1-10^4$ эв [16]; применения поляризованных нейтронов и поляризованных ядерных мишеней для решения актуального вопроса о спиновой зависимости рассеяния нейтрон—дейтон [17] и определения спинов нейтронных резонансов гольмия [18]; исследования α -распада возбужденных состояний ядер, проявляющихся в виде нейтронных резонансов [19, 20]; изучение характеристик нейтронных резонансов большого числа ядер, в том числе делящихся [21] и т. д.

3. Задачи, важные для ядерной энергетики: измерение нейтронных спектров, образующихся при распространении нейтронов деления в средах [22]; сечения захвата и деления и их отношение для важнейших делящихся ядер в широкой области энергий [23]; исследования эффекта Доплера в уране в области промежуточных энергий нейтронов и т. д.

4. Физика конденсированных сред, развитие метода изучения дифракции нейтронов по времени пролета, позволившего получить разрешение, лучше достигнутого на стационарных реакторах [24] применение этого метода для изучения дифракции нейтронов в магнетиках при больших магнитных полях (такие поля могут генерироваться только в виде редких импульсов и дифракционные изменения с ними практически невозможны на стационарных реакторах); изучение атомной динамики жидкостей, кристаллов, примесей в кристаллах, критического состояния жидкостей и магнетиков методом квазиупругого и неупругого рассеяния нейтронов [25—28] и т. д.

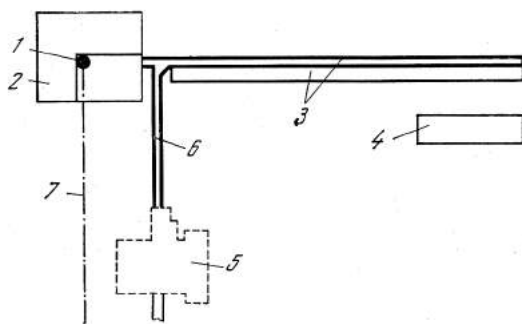
В указанных направлениях получен целый ряд результатов, являющихся либо совершенно новыми, либо существенно более точными по сравнению с известными ранее данными. В значительной мере возможность проведения этих исследований обусловлена преимуществом реактора ИБР как источника нейтронов для нейтронной спектроскопии.

§ 2. ИБР-2

ИБР-2 проектируется как многоцелевая установка, на которой могут базироваться ядерные исследования, исследования конденсированных сред методами нейтронной физики, а также прикладные работы, связанные, например, с изучением импульсных радиационных воздействий.

Рис. 216. Схема размещения комплекса ИБР-2

- 1 — реактор;
- 2 — здание реактора с экспериментальным залом;
- 3 — корпус индукционного ускорителя;
- 4 — здание измерительного центра;
- 5 — здание действующего реактора ИБР;
- 6 — галерея 100-метрового нейтроновода ИБР;
- 7 — 1000-метровый нейтроновод ИБР-2



Установка включает в себя импульсный реактор на быстрых нейтронах периодического действия с жидкометаллическим охлаждением, мощный линейный индукционный ускоритель электронов ЛИУ/30 и экспериментальные устройства (рис. 216). Работа установки возможна в двух вариантах:

а) пучок электронов от ускорителя направляется на мишень, помещенную в центр активной зоны подкритического пульсирующего реактора — бустерный режим;

б) реактор используется без инжектора в импульсном режиме.

Реактор

ИБР-2 — реактор на быстрых нейтронах с компактной активной зоной из ^{239}Pu (в форме двуокиси плутония) типа испытанной в эксплуатации зоны стационарного реактора БР-5 [29, 30]. Импульсное действие реактора обеспечивается за счет периодического изменения реактивности системы путем перемещения части отражателя по отношению к активной зоне.

Активная зона реактора представляет собой неправильный шестигранник, набранный из кассет типа кассет реактора БР-5 с шагом 27 мм (рис. 217). Кассеты вставлены с натягом в нижнюю опорную стальную плиту. В каждой кассете по 7 твэлов; твэлы закреплены на двух концах и дистанционированы проволокой диаметром 0,5 мм. Высота активной части твэла составляет 40 см. В активной зоне располагается 71 рабочая кассета. Перегрузка кассет осуществляется без нарушения герметичности корпуса реактора; отработавшие кассеты перед выгрузкой расхолаживаются в среде натрия в пространстве над активной зоной. 7 центральных ячеек зоны занимает канал, нижняя часть которого используется для размещения мишени линейного ускорителя,

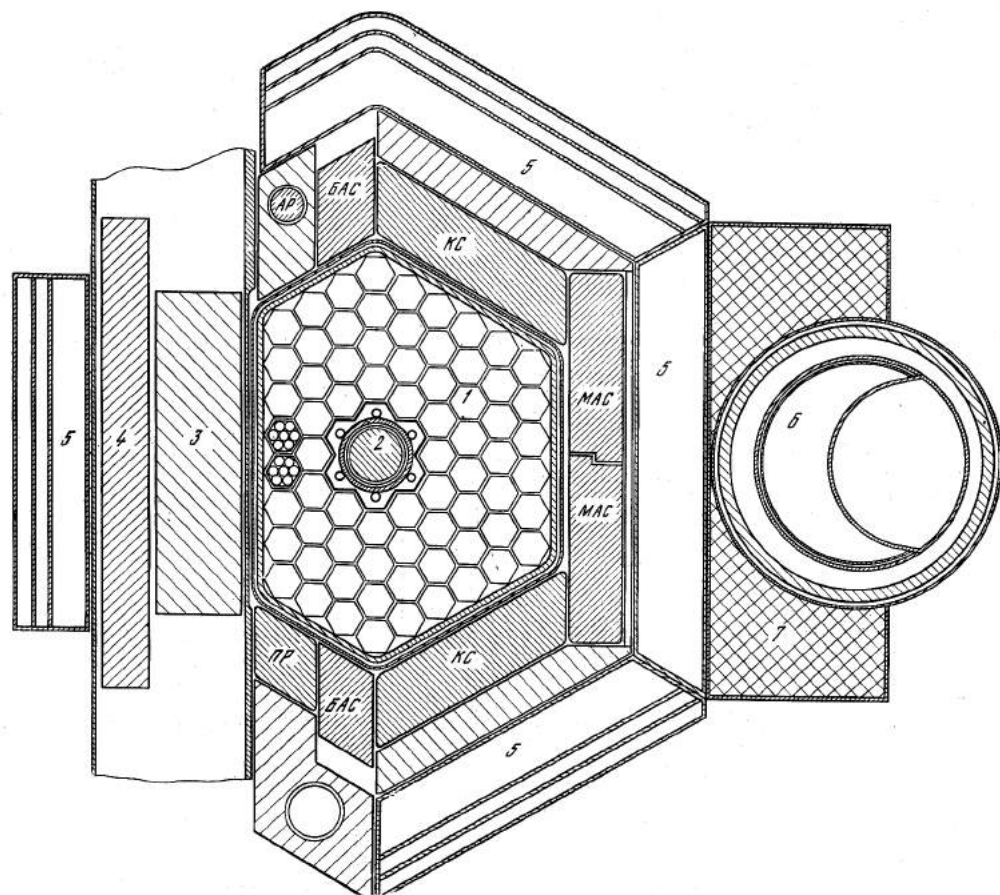


Рис. 217. Схема активной зоны реактора

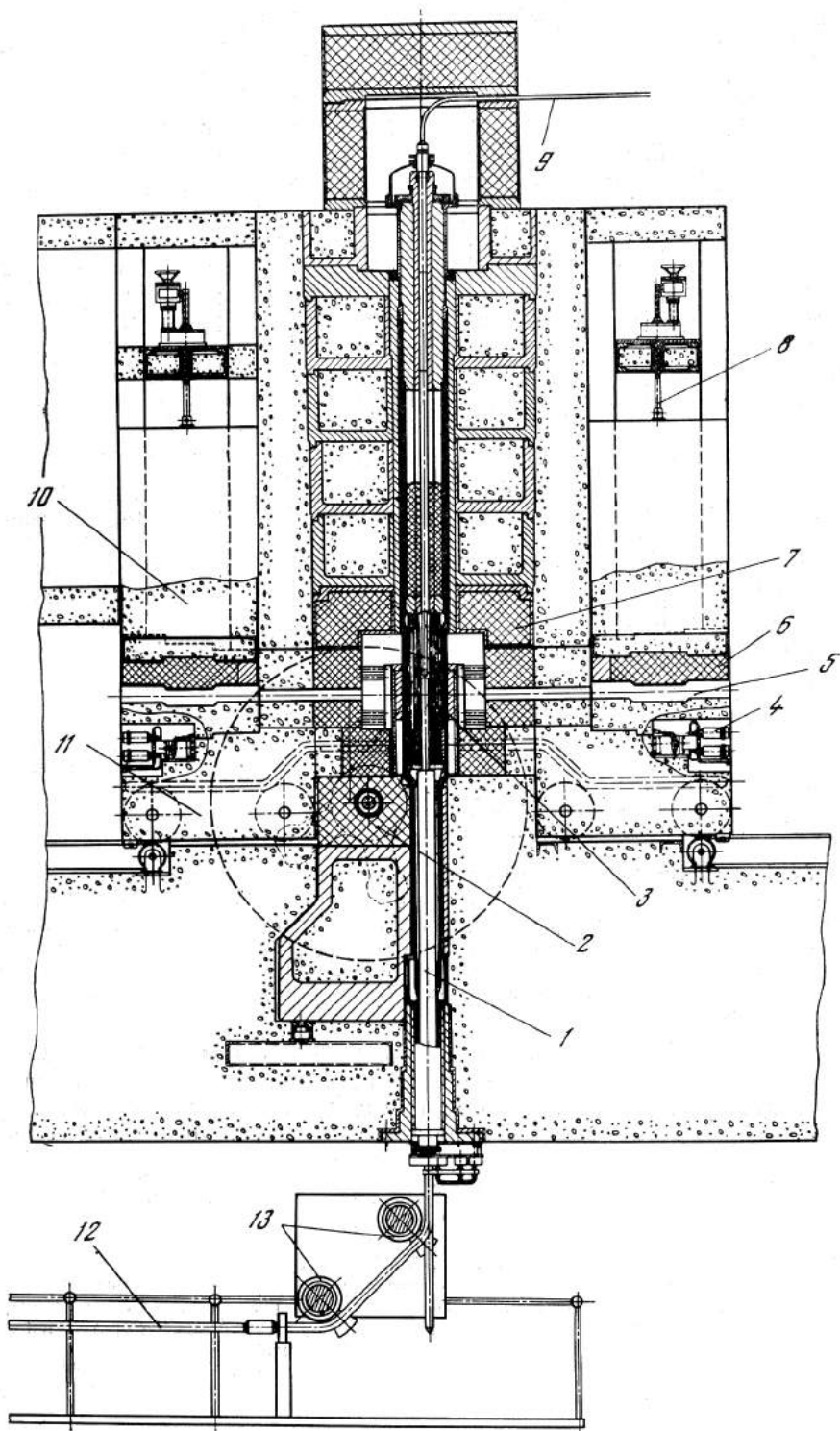
1 — пакет тепловыделяющих элементов; 2 — мишень ускорителя; 3 — основной подвижный отражатель; 4 — дополнительный подвижный отражатель; 5 — секционированные водяные замедлители; 6 — «холодный» замедлитель; 7 — отражатель «холодного» замедлителя; 8 — канал пневмопочты в отражателе; БАС — стержни быстродействующей аварийной защиты; МАС — стержни медленнодействующей аварийной защиты; КС — компенсирующие стержни; ПР — промежуточный регулятор; АР — автоматический регулятор

верхняя — для облучения образцов. Мишень располагается на половине высоты активной зоны. В качестве материала мишени на первом этапе выбран вольфрам, охлаждаемый независимым натриевым контуром.

Активная зона размещается в двухстенном стальном корпусе; пространство между стенами является контрольным на протекание натрия и служит

Рис. 218. Вертикальный разрез реактора ИБР-2

1 — канал мишени ускорителя; 2 — ротор подвижного отражателя; 3 — активная зона; 4 — гидропривод стержней быстрой аварийной защиты; 5 — экспериментальный канал для нейтронного пучка; 6 — шибер экспериментального канала; 7 — тепловая и радиационная защита; 8 — привод шибера; 9 — канал центральной пневмопочты; 10 — внутренняя бетонная биологическая защита; 11 — откатная защита с отражателями и замедлителями; 12 — электроноволд; 13 — магниты поворота электронного пучка



для подачи горячего воздуха при разогреве аппарата. Боковые стороны шестигранника защищены вольфрамовыми блоками толщиной 80 мм, выполняющими роль органов регулирования. Вольфрамовые блоки охлаждаются воздухом. К наибольшей стороне шестигранника примыкают основной подвижный отражатель и дополнительный подвижный отражатель, расположенные соосно. Роторы подвижных отражателей имеют три трапециевидных выступа, один из которых — собственно отражатель, а два других служат для баланса. Радиус подвижного отражателя 120 см, толщина основного отражателя 6,5 см (рис. 217 и 218). Ротор подвижного отражателя приводится во вращение со скоростью 3000 об/мин электродвигателем переменного тока. Вращение дополнительного отражателя происходит от того же двигателя через редуктор с переменным передаточным отношением. Вместе с тем случаем, когда дополнительный отражатель не вращается, получаются четыре возможные частоты следования импульсов реактора — 50, 25, 10,5 имп/сек. Роторы подвижных отражателей вместе с двигателем и редуктором заключены в тонкостенный герметичный кожух, заполненный гелием.

В принятой схеме расположения регуляторов регуляторы КС-1 и КС-2 предназначены для компенсации выгорания ^{239}Pu и температурного эффекта реактивности, а промежуточный регулятор ПР — для плавного изменения реактивности при пуске реактора. Автоматический регулятор (АР) перемещается приводом от шагового двигателя, обладающего малой инерционностью. Безопасность реактора обеспечивается четырьмя блоками аварийной защиты, общей эффективностью 3,2 %, из которых два (БАЗ) приводятся в действие гидравлической машиной поступательного действия. Срабатывание быстродействующей аварийной защиты (эффективность БАЗ 0,4%) происходит между импульсами мощности за время 0,02 сек. Вывод медленнодействующей аварийной защиты (МАЗ) осуществляется под действием собственной тяжести при отключении электромагнитов.

Система охлаждения активной зоны ИБР-2 в принципе сходна с системой стационарного реактора БР-5, которая доказала свою надежность в течение длительной эксплуатации. Схема охлаждения — трехконтурная двухпетлевая. В первом и втором контурах теплоносителем является жидкий натрий, в третьем — воздух. Двухпетлевая схема принята из соображений безопасности. Производительность одной петли будет достаточна для обеспечения работоспособности реактора при пониженной мощности. Циркуляция натрия в первом и втором контурах будет поддерживаться электромагнитными насосами. Температура натрия на входе в зону 300° С, на выходе — 400° С. Расход теплоносителя при средней мощности 4 Мвт — 120 т/час.

В проекте системы охлаждения предусмотрены условия, обеспечивающие естественную циркуляцию натрия в случае выхода рециркуляционных насосов из строя.

Основные характеристики реактора ИБР-2 приводятся ниже:

Средняя тепловая мощность	4 Мвт
Мощность в импульсе	
при частоте 5 сек ⁻¹	7700 Мвт
при частоте 50 сек ⁻¹	700 Мвт
Мощность, выделяемая между импульсами	0,22 Мвт
Мощность, выделяемая в побочных импульсах при частоте 5 сек ⁻¹	0,026 Мвт
Энергия импульса при частоте 5 сек ⁻¹	2,5 · 10 ¹⁶ делений
Утечка нейтронов из реактора в телесный угол 4π	1,75 · 10 ¹⁷ н/сек

Полуширина импульса мощности	
при частоте 5 сек^{-1}	90 мксек
при частоте 50 сек^{-1}	99 мксек
Эффективное время жизни нейтронов	$4,2 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$
Средняя мощность реактора в бустерном режиме при полуширине импульса 10 мксек	1,5 Мвт
Объем активной зоны	17,9 л
Загрузка	88 кг
Кампания реактора при нормальной мощности до выгорания 5%	1000 суток

Данные получены расчетным путем с применением программ метода Монте-Карло [31]; они подтверждаются результатами критической сборки реактора.

Экспериментальные устройства

Реактор располагается в центральной части биологической защиты, выполненной в виде двух концентрических колец (рис. 219). Пространство между кольцами защиты предназначено для размещения экспериментального оборудования. Оно служит также местом монтажа и демонтажа стационарных отражателей, водяных замедлителей, пневмопочт и т. п., устанавливаемых на откатных защитных тележках. Внешнее кольцо бетонной защиты на 270° охватывается экспериментальным валом с площадью 2600 м^2 .

В подреакторном помещении располагается конечная часть электроновода линейного ускорителя и отклоняющие магниты, разворачивающие пучок электронов на 90° (рис. 218). Замедлители устанавливаются в защитный шибер, который с помощью механизма транспортировки под углом 40° к горизонтали вводится во внутреннюю полость защиты так, что замедлитель располагается в непосредственной близости от отражателей реактора. Схема горизонтальных каналов для вывода нейтронных пучков и расположение замедлителей вокруг активной зоны реактора изображены на рис. 219. Замедлители 1, 2, 4 — водяные, каждый состоит из независимых секций, что позволяет изменять их толщину (35, 45, 55 мм) для обеспечения оптимальных условий выхода нейтронов в требуемом энергетическом диапазоне. Система контуров этих замедлителей позволяет осуществлять гомогенное «отравление» замедлителя и любой его секции независимо. Замедлитель 1, располагаемый за подвижным отражателем, предполагается использовать в основном как источник резонансных нейтронов. Он просматривается тремя горизонтальными каналами диаметром 200 мм, имеющими базы 1000 и 500 м. Замедлители 2 и 4 будут служить источниками тепловых и надтепловых нейтронов. Они просматриваются шестью горизонтальными каналами диаметром 200 мм и двумя наклонными диаметрами 150 мм. Каналы 1 и 9 представляют вместе сквозной тангенциальный канал, который может использоваться, например, для работ на «нейтронном газе» (изучение параметров (n, n) -рассеяния). Оба этих канала монтируются в защитных откатных вставках, что позволяет при необходимости ориентировать их на замедлители 4 и 2. Для генерации нейтронов, обогащенных холодными нейтронами ($\lambda > 4 \text{ \AA}$), за водяным замедлителем 6 размещается жидководородный замедлитель с объемом жидкого водорода в камере 1000 см^3 . Для его охлаждения используется газообразный гелий с входной температурой $11,5^\circ \text{ К}$. Максимальная температура водорода в камере составляет $23\text{--}24^\circ \text{ К}$; его кипе-

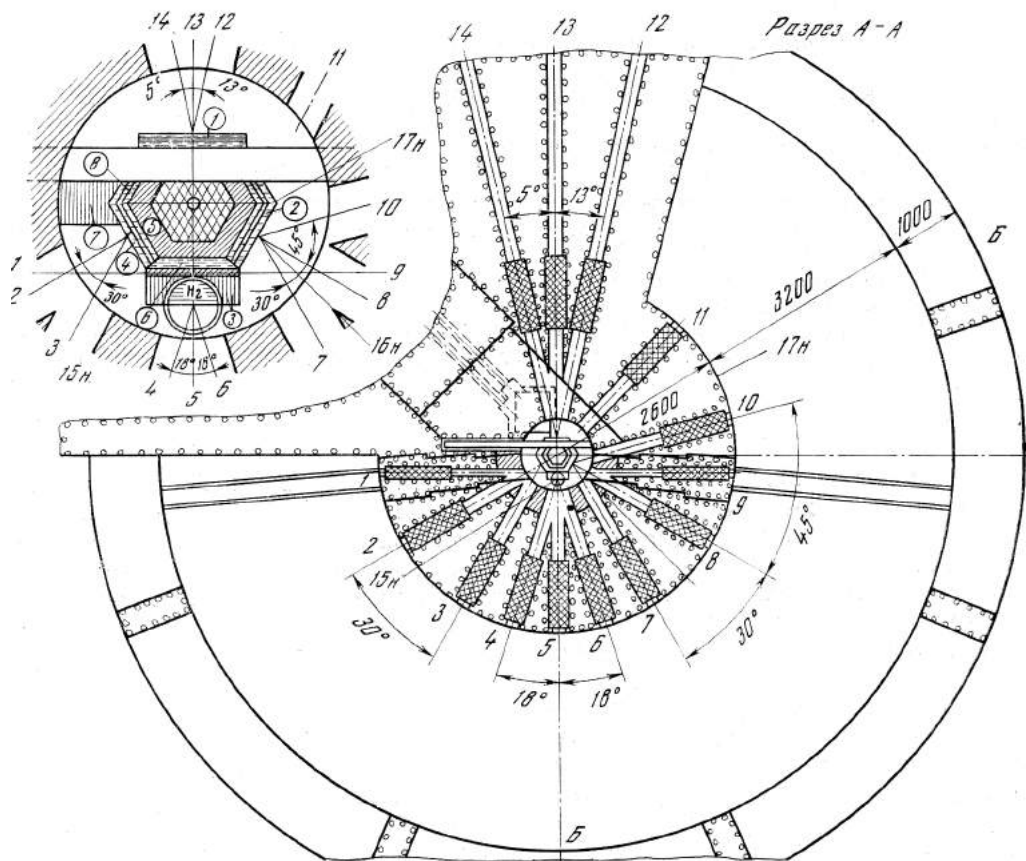


Рис. 219. Схемы защиты и горизонтальных экспериментальных каналов реактора ИБР-2
 1 — замедлитель резонансных нейтронов; 2 — замедлитель тепловых нейтронов; 3 — источник холодных нейтронов; 4 — замедлитель тепловых нейтронов; 5 — стационарный отрагатель; 6 — водяной замедлитель; 7 — пневмопочта на тепловые нейтроны; 8 — пневмопочта на быстрые нейтроны — в центре активной зоны; номера даны в кружках

ние устраняется за счет поддержания в камере замедлителя давления около 4 атм. Ожидается, что средняя температура нейтронов, покидающих замедлитель, составит 50°K . Холодный замедлитель просматривается горизонтальными каналами (4, 5, 6) диаметром 150 мм. Для увеличения выхода надтепловых нейтронов обсуждается возможность установки на реакторе горячего замедлителя. В качестве материала для горячего замедлителя предполагается использовать BeO при температуре $1800\text{--}2000^\circ \text{C}$, разогрев которого будет осуществляться за счет поглощения ядерных излучений реактора. Предусматривается установка трех пневмопочт. Ожидаемые интенсивности нейтронных потоков приводятся ниже:

Поток тепловых нейтронов:

с поверхности замедлителя 6 (средний по времени)	$5,8 \cdot 10^{12}$ н/см ² ·сек
с поверхности замедлителей 2 и 4 (средний по времени)	$3,5 \cdot 10^{12}$ н/см ² ·сек
в канале пневмопочты 7 (средний по времени) . . .	$8 \cdot 10^{13}$ н/см ² ·сек

с поверхности замедлителя β в максимуме импульса при частоте 5 сек^{-1}	$10^{16} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$
в сквозном тангенциальном канале в максимуме импульса	$9 \cdot 10^{16} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$
Полуширина импульса тепловых нейтронов:	
в замедлителях 2, 4, 6	120 мксек
в канале пневмопочты и в «холодном» замедлителе	200 мксек
Поток нейтронов в интервале энергий 0,46—1 эв с поверхности замедлителя 1	$0,4 \cdot 10^{12} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$
Поток нейтронов с $\lambda = 5 \text{ \AA}$ с поверхности «холодного» замедлителя в максимуме импульса нейтронов	$4,2 \cdot 10^{14} \text{ н/\AA см}^2 \cdot \text{сек}$
Поток быстрых нейтронов с энергией от 0,4 кэв до 10 Мэв в центральном канале пневмопочты, средний по времени	$3 \cdot 10^{14} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$

ЛИУ-30 — инжектор для ИБР-2

В качестве инжектора выбран электронный ускоритель, так как по сравнению с ускорителями тяжелых частиц он может быть сделан существенно проще и надежнее в работе.

Принцип действия ЛИУ и его конструктивная схема максимально просты [32, 34]. ЛИУ представляет собой ряд импульсных трансформаторов (тороидальных индукторов), для которых электронный пучок, ускоряемый вдоль оси индуктора, является вторичной обмоткой. Показано, что стоимость ЛИУ существенно снижается, а к.п.д. увеличивается при снижении диаметра индукторов [33]. Поэтому наружный диаметр индукторов ЛИУ-30 по пермаллою выбран 260 мм. Ожидается, что средняя мощность пучка ЛИУ-30 составит при этом 15% общей мощности электропитания ускорителя.

Параметры ЛИУ-30 приведены ниже:

Энергия электронов	30 Мэв
Ток в импульсе	250 а
Длительность импульса	0,5 мксек
Частота повторений	50 сек ⁻¹
Наружный диаметр индуктора	260 мм
Длина ускорителя	160 м
Мощность электропитания установки (средняя)	1,35 Мвт
Мощность электронного пучка (средняя)	0,2 Мвт
Число нейтронов в импульсе на толстой неразмножающей урановой мишени	$1,2 \cdot 10^{13} \text{ имп}^{-1}$

Узлы, из которых состоит ЛИУ-30, имеют следующие характеристики. Электронная пушка рассчитана на импульсное напряжение 300—500 кэ и ток эмиссии с катода 300 а. Индукторы, в каждом из которых прирост энергии электронов составляет 23—25 кэв, будут изготовлены из 50% железо-никелевого пермаллоя. Индукторы охлаждаются дистиллированной водой. Перемагничивающие импульсы получают от импульсных модуляторов с ионными коммутаторами. В качестве накопителей энергии используются искусственные неоднородные длинные линии с емкостной реакцией и с изменяющимся от ячейки к ячейке по определенному закону волновым сопротивлением. Ионными коммутаторами служат мощные тиратроны. Один модулятор питает одновременно несколько индукторов. Заряд накопительной линии осуществляется от источника постоянного тока через за-

рядный дроссель, который обеспечивает так называемый резонансный режим заряда. В этом случае напряжение на линии превышает напряжение источника питания.

Ввиду большой длины ускорителя вводится временная программа подачи ускоряющих импульсов на индукторы, согласованная с прохождением электронов через индукторы. Фокусировка и коррекция отклонений оси пучка от оси индукторов выполняется короткими соленоидами, устанавливаемыми в разрывах между индукторными секциями и системой токовых витков. Отдельные фокусирующие и корректирующие элементы питаются независимо. Из-за большой длины ускорителя магнитное поле Земли в разрывах

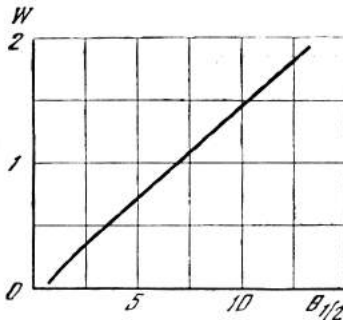


Рис. 220. Зависимость средней мощности реактора ИБР-2 от полуширины импульса для бустерного режима

Полуширина импульса θ приведена в мксек, мощность W в мегаваттах

между индукторными секциями будет отклонять траектории электронов от оси ускорителя. Это влияние компенсируется упомянутой выше системой токовых витков.

Контроль за пучком ускоренных электронов будет осуществляться датчиками, измеряющими полный ток электронов, его пространственное распределение и положение пучка относительно оси ускорителя.

Средняя мощность бустера ИБР-2 с ЛИУ-30 дается на рис. 220 в виде зависимости от полуширины импульса.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. И. Бондаренко, Ю. Я. Ставиский. АЭ, 7, 5, 417, 1959.
2. Г. Е. Блохин и др. АЭ, 10, 5, 438, 1961.
3. Г. Е. Блохин и др. Physics of Fast and Intermediate Reactors, p. 399—417, IAEA, Vienna, 1962.
4. И. М. Франк. Препринт Р-674. Дубна, 1961.
5. В. Д. Денисов, Ж. А. Козлов, Люй Минь, В. М. Назаров, Г. Н. Погодаев, Е. П. Шабалин, Ю. С. Язвицкий. Препринт ОИЯИ, Р-1257. Дубна, 1963.
6. Люй Минь, Е. П. Шабалин, Ю. С. Язвицкий, АЭ, 16, 1, 1964.
7. Б. Н. Бунин, И. М. Матора, С. К. Николаев, Л. В. Пикельнер, И. М. Франк, Е. П. Шабалин, Ф. Л. Шапиро, Ю. С. Язвицкий. Материалы III Международной конференции ООН по использованию атомной энергии в мирных целях, доклад 28/p-324. Женева, 1964.
8. В. Д. Ананьев, И. М. Матора, Г. Н. Погодаев, В. Т. Руденко, Е. П. Шабалин, Ф. Л. Шапиро, И. М. Франк. Препринт ОИЯИ, 2372. Дубна, 1965.
9. J. Randles, R. Jaarsma. Some Problems of Stress Wave Production Encounters in the Study of Pulsed Fast Reactor Dynamics. EUR 3654e, 1967.
10. В. Д. Ананьев, П. С. Анцупов, С. П. Капица, И. М. Матора, В. Н. Мелегин, Л. А. Меркулов, Р. В. Харьюзов. АЭ, 20, 2, 106, 1966.
11. В. Д. Ананьев, П. С. Анцупов, И. М. Матора, Л. А. Меркулов, Р. В. Харьюзов. Препринт ОИЯИ, 9-3283. Дубна, 1967.
12. Л. В. Пикельнер, В. Т. Руденко. Proceedings of Panel, PL-203/11. Dubna 18—22, July 1966.

13. Ю. А. Александров, Г. С. Самосват, Ж. Сэрээтэр, Цой Ген Сор. ЖЭТФ, Письма в редакцию, 4, 5, 196, 1966.
14. Ю. А. Александров, А. М. Балагуров, Э. Малишевски, Т. А. Мачехина, Л. Н. Седлакова, Я. Холас. Препринт ОИЯИ, РЗ-4121. Дубна, 1968.
15. В. И. Луциков, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-4127. Дубна, 1968.
16. P. Draghicescu, V. I. Luschikov, V. G. Nikolenko, Yu. V. Taran, F. L. Shapiro. Physics Lett., 12, 334, 1964.
17. V. P. Alfimenkov, V. I. Luschikov, V. G. Nikolenko, Yu. V. Taran, F. L. Shapiro. Phys. Lett., 24B, 3, 151, 1967.
18. В. П. Алфименков, В. И. Луциков, В. Г. Николенко, Ю. В. Таран, Ф. Л. Шапиро. ЯФ, 3, 1, 55, 1966.
19. I. Kvitek, Yu. P. Popov. Phys. Lett., 22, 2, 186, 1966.
20. Ю. П. Попов, М. Стэмплинский. ЖЭТФ. Письма в редакцию, 7, 4, 126, 1968.
21. Ю. В. Рябов, Ван Юн-чан, Е. Дерменджиев, Чжан Пэ-шу. Препринт ОИЯИ, Р-2713. Дубна, 1966.
22. И. И. Бондаренко, В. Г. Лифоров, В. П. Морозов, М. Н. Николаев, В. А. Парфенов, В. А. Семенов. Атомная энергия, 18, 6, 593, 1965.
23. Ю. В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, Н. Янева. Атомная энергия, 24, 4, 351, 1968.
24. И. Сосновска, Е. Сосновски, С. В. Киселев, А. Н. Кшнякина, Р. П. Озеров. Препринт ОИЯИ, 2653. Дубна, 1966.
25. В. В. Голиков, И. Жуковская, Ф. Л. Шапиро, А. Шкатула, Е. Яник. Препринт ОИЯИ Р-1903. Дубна, 1964. Представлено на Международный симпозиум по неупругому рассеянию нейтронов в твердых телах и жидкостях. Бомбей, декабрь 1964.
26. В. В. Нитц, И. Сосновска, Е. Сосновски. Препринт ОИЯИ, Р-1847.
27. I. Natkaniec, K. Prlinski, J. A. Janik, A. Bajorek, M. Sudnik-Grunkiewicz. Preprint of JINR, E14-3825. Dubna, 1968.
28. Л. А. Булавин, А. В. Воронель, Ю. М. Останевич, А. П. Симкина, А. В. Стрелков. Препринт ОИЯИ, Р14-3824. Дубна, 1968.
29. О. Д. Казачковский и др. Атомная энергия, 24, 136, 1968.
30. А. И. Лейпунский и др. Атомная энергия, 5, 345, 1964.
31. В. И. Кочкин, Е. П. Шабалин. Препринт ОИЯИ, 11-4098. Дубна, 1968.
32. N. S. Christofilos, R. E. Hester, W. A. S. Lamb, D. D. Reagin, W. A. Sherwood, R. E. Wright. Труды Международной конференции по ускорителям. Дубна, 1963. М., Атомиздат, 1964.
33. И. М. Матора. Препринт ОИЯИ, Р9-3184. Дубна, 1967.
34. А. И. Анацкий и др. Атомная энергия, 21, 439, 1966.

ИМПУЛЬСНЫЙ РЕАКТОР С ИНЖЕКТОРОМ ИБР-2*

(Совместно с В. Д. Ананьевым, Д. И. Блохинцевым, П. В. Букаевым,
Ю. М. Билкиным, Ю. П. Визтушиным, В. В. Винсградцевым, Н. А. Доллежалом,
Г. Н. Жемчужниковым, И. Д. Зубковей, В. С. Кузнецевым, Б. И. Куриним,
Е. Р. Комагом, В. С. Лобановым, И. М. Матором, А. Павлоцки,
В. М. Новаревым, А. К. Писовым, В. П. Смирновым, В. С. Смирновым,
И. М. Франком, А. И. Хопетским, Н. А. Хрястовым, Е. П. Шабалиным,
О. Я. Шагом и Ю. С. Язвциким)

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в ряде исследовательских центров были введены в действие мощные источники нейтронов. Среди наиболее совершенных из них следует назвать реакторы с потоком нейтронов до 10^{15} $1/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ (например, HFBR и HFIR в США, СМ-2 в СССР) и линейные ускорители электронов с импульсами током до нескольких ампер (Бельгия, Geel; Франция, Saclay; ряд ядерных центров США). Пуск этих установок значительно укре-

* Труды V конференции по физике и технике исследовательских реакторов, Варшава, декабрь 1968; препринт ОИЯИ, 13-4392. Дубна, 1969.

пил базу для нейтронных работ, открыв, в частности, более широкие возможности развития новых направлений, связанных с применением методов нейтронной физики к другим областям науки и техники. Тем не менее потребности в сооружении новых генераторов мощных нейтронных потоков не уменьшились, и это связано как с естественным ростом требований к интенсивности, так и с увеличением числа направлений, использующих нейтроны.

Многочисленные обсуждения методов использования и способов создания мощных нейтронных источников, проведенные на специальных национальных и международных конференциях (см., например, [1—4]), подтвердили широкие перспективы применения интенсивных нейтронных потоков и реальные технические возможности их получения. Предложения о новых генераторах обсуждаются во многих ядерных центрах. Некоторые из них доведены до стадии рабочих [5] и технических проектов [6].

В технике генерирования интенсивных нейтронных потоков в последние годы совершенно отчетливо проявляются тенденции к развитию импульсных источников на базе размножающих систем с периодическим изменением реактивности. Начало их использования в целях физического эксперимента было положено в 1960 г. созданием в Объединенном институте ядерных исследований первого в мире * импульсного реактора на быстрых нейтронах (ИБР) с периодическими импульсами [7]. Опыт работы на ИБР убедительно продемонстрировал достоинство установок такого типа. Сохраняя в значительной степени универсальность, свойственную стационарным реакторам как источникам нейтронов, импульсный реактор позволяет получить значительную «экономия» в мощности, т. е. при меньшей средней мощности обеспечить равноценные условия для экспериментов. Было показано, например, что для экспериментов, связанных с энергетическим анализом резонансных нейтронов, ИБР при средней мощности 3 *квт* эквивалентен реактору непрерывного действия мощностью около 20—30 *Мвт* [8], а импульсный реактор SORA, как ожидается по проекту, при средней мощности 1 *Мвт* для работ с холодными нейтронами превзойдет современный мощный стационарный реактор HFBR мощностью 40 *Мвт* [9].

Выгодность импульсных систем проявляется еще более отчетливо с точки зрения получения нейтронных потоков большой плотности. Как уже отмечалось, наиболее крупные современные реакторы при мощности в несколько десятков мегаватт позволяют получать потоки порядка 10^{15} *нейтрон/см²·сек*. По-видимому, эти значения близки к практически достижимому пределу. Во всяком случае, увеличение потока до 10^{16} — 10^{17} *нейтрон/см²·сек* потребовало бы создания стационарных реакторов мощностью в сотни и тысячи мегаватт. Большие капитальные затраты на такие реакторы, сложность сооружения и эксплуатации делают строительство их нерентабельным. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах позволяют иметь в максимуме импульса потоки 10^{19} *нейтрон/см²·сек* при мощностях 10—20 *Мвт* и умеренных затратах. Вопросы безопасности и обслуживания таких реакторов не вызывают особых осложнений.

В связи с проникновением методики времени пролета в самые различные области исследований, большой интерес представляет использование импульсного реактора на быстрых нейтронах в бустерном режиме, когда реактор находится в подкритическом состоянии и действует как импульсный

* ИБР до настоящего времени является единственным действующим реактором с периодическими импульсами.

размножитель нейтронов от внешнего импульсного источника, дающего нейтронные вспышки в момент максимальной реактивности импульсного реактора. Усложнение установки, вызванное введением дополнительного сложного элемента — мощного импульсного источника, действующего синхронно с реактором, вполне оправдывается сокращением длительности нейтронного импульса и следующим отсюда возрастанием параметра Q/θ^2 (Q — выход нейтронов, θ — длительность импульса), определяющего силу спектрометрической установки. Бустерный режим импульсного реактора впервые осуществлен в 1964 г. в Объединенном институте ядерных исследований [8, 10]. При этом без существенных потерь в интенсивности длительность импульса была уменьшена с 60 до 4 мксек, т. е. получен выигрыш в параметре Q/θ^2 примерно на два порядка.

Большой интерес, проявленный странами-участницами Объединенного института ядерных исследований к развитию нейтронных исследований в ОИЯИ, стимулировал разработку вопроса о создании нового источника нейтронов в Дубне. В 1966 г., рассмотрев предложения Лаборатории нейтронной физики, Ученый Совет ОИЯИ и Совет Полномочных представителей стран-участниц ОИЯИ приняли решение о разработке проекта мощного импульсного реактора с инжектором ИБР-2. В свете изложенного ясна научная, экономическая и техническая целесообразность выбранного типа источника. Дополнительными доводами в пользу принятого решения является наличие в ОИЯИ опыта работы с импульсным реактором и возможность перенесения имеющегося в Советском Союзе опыта работы достаточно мощных стационарных реакторов на быстрых нейтронах. Эти два обстоятельства будут способствовать быстрому сооружению и освоению нового импульсного реактора.

В данном сообщении описывается импульсный реактор с инжектором ИБР-2, проект которого разрабатывается совместно Объединенным институтом ядерных исследований и проектными институтами Советского Союза. Реактор ИБР-2 проектируется как многоцелевая установка, на которой должны базироваться ядерные исследования, исследования физики твердого тела, а также прикладные работы, связанные, например, с изучением импульсных радиационных воздействий.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ИБР-2

Перспективы развития экспериментов на мощном импульсном реакторе обсуждались в докладах, сделанных на заседаниях Ученого Совета Объединенного института ядерных исследований проф. И. М. Франком, проф. Д. И. Блохинцевым, проф. Б. Бурасом и проф. Ф. Л. Шапиро. Материал этих докладов явился научным обоснованием решения о проектировании ИБР-2. Цель настоящего раздела — дать качественное представление о направлениях исследований, которые могут быть развиты на базе ИБР-2. Заинтересованность ученых стран-участниц ОИЯИ в развитии тех или иных направлений исследований и последующая работа по оценке деталей экспериментов послужат основой для составления конкретного плана подготовки экспериментов первой очереди.

Опыты эксплуатации ИБР показали, что импульсный реактор удобен для исследований в различных областях физики. Наиболее успешно на нем развивались следующие направления:

- а) нейтронная спектроскопия неделящихся ядер на пучках неполяризованных и поляризованных резонансных нейтронов при измерении полных и парциальных эффективных сечений взаимодействия (σ_t , σ_n , σ_v);
- б) исследование нейтронных резонансов делящихся ядер при разделении процесса деления, захвата и рассеяния;
- в) исследование процесса (n , α) в резонансах;
- г) анализ спектров γ -лучей, возникающих при радиационном захвате резонансных нейтронов;
- д) исследование эффекта поляризуемости нейтрона;
- е) исследование взаимодействия поляризованных нейтронов с ориентированными дейтронами с целью определения набора амплитуд рассеяния;
- ж) исследование свойств жидкостей и твердых тел методом рассеяния холодных нейтронов;
- з) исследование структуры твердых тел методом дифракции нейтронов;
- и) изучение дважды дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E \partial \Omega}$.

С методической точки зрения перечисленные работы объединяются тем, что все они связаны с энергетическим анализом нейтронных пучков, когда ИБР используется как источник нейтронов для спектрометрии методом времени пролета. На характер развития ядерных исследований на ИБР существенно повлияла довольно большая длительность нейтронного импульса (40—60 мксек в реакторном режиме и около 4 мксек в бустерном режиме). Она сильно ограничила энергетическое разрешение установки и вследствие этого — протяженность энергетической области, где проводились исследования. Вместе с тем она позволила смягчить требования к быстрдействию детектирующей аппаратуры, благодаря чему удалось создать разнообразный набор детекторов для изучения парциальных эффектов и осуществить комплексный подход к изучению взаимодействия нейтронов с ядрами. Такой подход в смысле ценности полученных результатов компенсировал отставание ИБР по разрешению от некоторых других установок. В этой связи отметим, что на установках с короткими импульсами (порядка десятых долей микросекунды) изучение парциальных процессов взаимодействия не может быть представлено с такой полнотой, как на импульсном реакторе. Анализ материала, полученного на ИБРе, позволил сделать выводы о законах распределения параметров резонансов, о средних характеристиках ядерных уровней при высоких энергиях возбуждения, о влиянии спинов на характеристики уровней и тому подобное. Некоторые из полученных данных (например, данные о радиационном захвате делящихся ядер, о процессе (n , α) в резонансах, о взаимодействии поляризованных нейтронов с поляризованными дейтронами) являются уникальными.

Как будет показано в следующих разделах, реактор ИБР-2 дает по сравнению с действующим реактором ИБР выигрыш в интенсивности на три порядка при незначительном изменении длительности импульса. Таким образом, сохранив возможности эффективной регистрации вторичного излучения и энергетического разрешения, свойственные ИБР, ИБР-2 позволит перевести ядерные исследования на совершенно новый уровень не только по отношению к ИБР, но также и по отношению к любой действующей установке аналогичного назначения.

Если из-за недостатка интенсивности выведенных пучков резонансных нейтронов до настоящего времени центр тяжести экспериментов лежал на

изучении одномерных зависимостей типа энергетического хода эффективных сечений взаимодействия $\sigma = F(E)$, и только в наиболее благоприятных случаях проводились двумерные измерения (преимущественно спектры γ -лучей от захвата нейтронов в резонансах, т. е. измерялись функции типа $F(E_n, E_\gamma)$), то интенсивность пучка ИБР-2 будет достаточна для развития многомерных измерений, в которых наряду со спектрами вторичного излучения в функции энергии первичного нейтрона смогут изучаться и другие, более тонкие свойства вторичного излучения, в частности различные корреляции. Примерами измерений такого рода могут быть измерения спектров γ -лучей от радиационного захвата нейтронов при высоком энергетическом разрешении по γ -лучам и на большом количестве изотопов, измерения угловых распределений при резонансном рассеянии нейтронов, а также более сложные измерения спектров радиационного захвата γ -квантов между резонансами, измерение энергетических и угловых корреляций при испускании каскадных γ -квантов от резонансного захвата нейтронов и т. п. Такие измерения позволят детально изучить схемы распада и характеристики ядерных уровней, участвующих в реакции, и сделать определенные выводы относительно механизма ядерных реакций. Недостаток данных такого рода не позволяет в настоящее время провести ни удовлетворительную систематизацию параметров ядерных уровней, ни достаточно корректно сопоставить выводы теории с экспериментом. Сведения о механизме нейтронных реакций интересны в свете новых гипотез о прямых взаимодействиях (прямой захват нейтронов) и промежуточных состояниях (doorway — states) в ядерных реакциях. Измерение корреляций при делении тяжелых ядер, проведенное во многих резонансах, позволит определить влияние спина и четности составного состояния на механизмы деления. В плане многомерных измерений интересны допускающие однозначную интерпретацию измерения различных корреляций при захвате поляризованных нейтронов ориентированными ядрами.

В развитие классической нейтронной спектроскопии, связанной с изучением энергии, ширины и спинов возбужденных уровней, на ИБР-2 могут быть поставлены эксперименты по измерению дипольных магнитных и квадрупольных электрических моментов возбужденных состояний. Метод измерений предложен в работе [11] и предполагает использование поляризованных нейтронов и ориентированных ядер. Работы этого класса относятся к совершенно новой области исследований. Освоенная методика получения пучков поляризованных резонансных нейтронов создает определенные предпосылки для первоочередной постановки таких работ.

Обычные одномерные измерения при умеренном разрешении на ИБР-2 целесообразно развивать в следующих направлениях.

а) Определение полного набора параметров для слабых резонансов в области до нескольких сотен электрон-вольт.

б) Исследование резонансов ядер, имеющих в ультрамалых количествах (трансураны и редкие изотопы). Кроме обычных способов измерений, ИБР-2, имея внутри замедлителей поток тепловых нейтронов $2 \cdot 10^{14}$ $1/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ (см. ниже), допускает развитие нового метода, основанного на пропускании ионов исследуемого вещества через «нейтронный газ» [12]. Этот метод пригоден и для стабильных, и для нестабильных ядер.

в) Исследование редких реакций типа (n, α) , (n, p) и т. п. в области резонансных нейтронов. Оценки показывают, что процесс (n, α) , например, с помощью ИБР-2 можно исследовать более чем на 100 ядрах. При этом

одномерные измерения хода сечений могут быть дополнены измерением спектров α -частиц.

г) Изучение подпорогового деления ядер тяжелых элементов (^{238}U , ^{232}Th и др.) во многих резонансах; детальное исследование процессов деления, идущих с малой вероятностью (симметричное деление, тройное деление и т. п.).

Кроме перечисленных выше работ по структуре ядра, на ИБР-2 могут развиваться эксперименты, связанные с проверкой фундаментальных физических гипотез. К разряду таких экспериментов относятся исследования взаимодействия нейтронов с элементарными частицами и определение основных характеристик нейтрона как элементарной частицы*. В силу своей фундаментальности подобные исследования имеют непреходящее значение. Для Объединенного института ядерных исследований это направление представляет большой интерес, так как тесно соприкасается с исследованиями элементарных частиц и их взаимодействий, ведущимися на ускорителях. Среди экспериментов по исследованию нейтронов и элементарных нейтронных взаимодействий в первую очередь следует отметить следующие.

а) Непосредственное измерение эффективного сечения взаимодействия при малых энергиях. Эти эксперименты при достаточной точности явятся проверкой гипотезы зарядовой независимости ядерных сил. Косвенные определения длин $n - n$ -рассеяния из экспериментов с $n + d$, $d + T$ и $\pi + d$ -взаимодействиями дали противоречивые результаты.

б) Измерение асимметрии в β -распаде поляризованных нейтронов. Это наиболее чистый опыт по определению амплитуд и фаз слабых взаимодействий и по установлению варианта взаимодействия, так как на его результаты не влияет структура ядра. Имеющиеся данные по асимметрии β -распада нейтронов (см., например, [13]) нуждаются в уточнении.

в) Измерение электрического дипольного момента нейтрона с целью проверки временной инвариантности.

г) Измерение электрического заряда нейтрона, гравитационной постоянной, времени его жизни и т. п.

Все эти эксперименты для своей постановки и достижения необходимой точности требуют высоких нейтронных потоков. Опыты по непосредственному измерению $n + n$ -взаимодействия предполагают использование «нейтронного газа» внутри вакуумированной полости, и никогда не проводились вследствие того, что достигнутые плотности нейтронов были недостаточны. При обеспечении нейтронных плотностей (по-видимому, порядка 10^{16} $1/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$) эксперименты могут быть поставлены на стационарных реакторах. Однако использование импульсного источника, подобного ИБР-2, дает существенные преимущества. Нагляднее всего это можно проиллюстрировать на примере экспериментов с $n - n$ -взаимодействием. Наиболее простая схема такого эксперимента [14] основана на регистрации числа нейтронов, вылетающих из внутреннего пространства полости с высокой плотностью нейтронов с помощью детектора, на который исключено попадание нейтронов, вышедших из стенки полости. Измеряемый эффект здесь определяется числом нейтронов, попавших на детектор благодаря рассеянию на нейтронах внутри полости. В стационарном случае эффект можно грубо оценить по формуле

$$I_{\text{ст}} = \sigma \frac{\Phi^2}{v} V \Omega = \sigma \frac{a^2}{v^2} W^2 V \Omega,$$

* К этому классу работ относятся исследования поляризуемости нейтрона и $n + d$ -взаимодействия, проводившиеся на ИБР.

где $I_{\text{ст}}$ — число нейтронов, попавших на детектор за 1 сек.; σ — эффективное сечение n — n -рассеяния; v — скорость нейтронов внутри полости; V — объем полости, просматриваемый детектором; Ω — телесный угол на детектор; a — коэффициент пропорциональности; W — мощность источника, «питающего» полость нейтронами. Для импульсного источника

$$I_p = \sigma \frac{\Phi_p^2}{v} V_p \Omega \Theta_{\text{эфф}} \quad n = \sigma \frac{a_p^2}{v} W_p^2 V_p \Omega_p \Theta_{\text{эфф}} n = \sigma \frac{a_p^2}{v} \frac{\langle W \rangle^2}{\Theta_{\text{эфф}} n},$$

где Φ_p и W_p — соответственно поток и мощность в импульсе; $\langle W \rangle$ — средняя мощность импульсного источника; $\Theta_{\text{эфф}}$ — эффективная длительность нейтронного импульса источника; n — частота нейтронных импульсов источника.

При тождественности условий формирования нейтронного газа в обоих случаях и при $V_p = V$ и $\Omega_p = \Omega$

$$\frac{I_p}{I} = \frac{\langle W \rangle^2}{W^2} \frac{1}{\Theta_{\text{эфф}} n} = \frac{1}{\Theta_{\text{эфф}} n},$$

если $\langle W \rangle = W$. Для ИБР-2 $\Theta_{\text{эфф}} \cdot n \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ сек} \cdot 5 \text{ 1/сек} = 10^{-3}$. Таким образом, $I_p/I = 10^3$, т. е. имеем тысячекратный выигрыш в сравнении со стационарным реактором той же мощности.

Скорость фоновых отсчетов, связанная с рассеянием на остаточном газе $I_B = \sigma_B d a W V \Omega$ (d — плотность ядер остаточного газа, σ_B — эффективное сечение рассеяния на газе) одинакова при стационарном и импульсном случаях.

Приведенные рассуждения наглядно иллюстрируют выгоду использования импульсных устройств для проведения тех опытов, которые, на первый взгляд, не нуждаются в импульсности. В этой же связи отметим еще одно обстоятельство. Отношение эффекта к фону определяется выражением

$$\frac{I_p}{I_B} = \frac{\sigma}{\sigma_B} \frac{a_p}{\Theta_{\text{эфф}} n d} \langle W \rangle.$$

Так как с ростом средней мощности размеры зоны и геометрия замедлителей изменяются мало, соотношение эффекта к фону растет линейно с мощностью, т. е. для экспериментов такого класса более благоприятны условия при большой мощности реактора.

ИБР-2 открывает широкие возможности для исследований редких короткоживущих активностей и для активационного анализа. Прикладное значение этих работ трудно переоценить. Предложения о постановке в ОИЯИ работ по активационному анализу сделаны Центральным научно-исследовательским институтом физики Венгерской Академии наук. По мнению венгерских ученых, с помощью ИБР-2 можно повысить точность определения ряда элементов более чем на два порядка и благодаря этому удовлетворить возросшие запросы промышленности. Наиболее перспективная область применения ИБР-2 с импульсным потоком быстрых нейтронов внутри зоны $3 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^2 \cdot \text{сек}$ — активационный анализ на содержание элементов, активирующихся быстрыми нейтронами и дающими при этом короткоживущие активности. Возможным вариантом метода активационного анализа является анализ элементов по изотопам, имеющим короткий период распада. В табл. 1 и 2, заимствованных нами из предложений ЦИФИ Венгерской АН по экспериментам на ИБРе, приведены важнейшие данные об изотопах и элементах, наиболее удобных для активационного анализа на ИБР-2.

Таблица 1

Элементы, которые при помощи реактора ИБР-2 можно определить с высокой, по сравнению с другими методами, чувствительностью, и их важнейшие ядерные данные

Элемент	Реакция	Конечный продукт	Продолжительность полураспада, сек	Энергия гамма, Мэв	Элемент	Реакция	Конечный продукт	Продолжительность полураспада, сек	Энергия гамма, Мэв
O	n, p	^{16}N	7,35	6,4	Se	$n, n n, \gamma, n, 2n$	^{77m}Se	17	0,460
F	n, γ	^{20}F	11	1,63	Y	n, n	^{89m}Y	16,1	0,915
F	n, p	^{19}O	29	0,20	Tb	$n, 2n$	^{128m}Tb	11	0,111
Na	n, α	^{20}F	11,0	1,63	W	$n, n n, \gamma, n, 2n$	^{183m}W	5,3	0,105
S	n, p	^{34}P	12,4	2,1	Pt	n, γ	^{199m}Pt	14	0,39
Sc	n, γ	^{46m}Sc	20	0,14	Au	n, n	^{197m}Au	7,2	0,279

Таблица 2

Элементы, определяемые при помощи реактора ИБР-2, на основе которых возникают изотопы с продолжительностью полураспада менее 1 сек

Реакция *	Продолжительность полураспада, сек	Энергия, Мэв	Реакция *	Продолжительность полураспада, сек	Энергия, Мэв
$^{11}\text{B}(n, \alpha)^8\text{Li}$	0,9	13	$^7\text{Li}(n, \gamma)^8\text{Li}$	0,9	13
$^{11}\text{B}(n, \gamma)^{12}\text{B}$	0,027	13,4	$^{15}\text{N}(n, \alpha)^{12}\text{B}$	0,027	13,4
$^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$	0,027	13,4	$^{40}\text{Ca}(n, 2n)^{39}\text{Ca}$	0,9	5,6
$^9\text{Be}(n, \alpha)^6\text{He}$	0,8	3,5	$^{206}\text{Pb}(n, \gamma)^{207m}\text{Pb}$	0,8	1,4

* Все реакции дают β -излучатели, кроме последней реакции, в которой возникает γ -излучатель.

Для работ в области конденсированных сред ИБР-2 также открывает новые возможности. Как показывают оценки, в опытах по дифракции и рассеянию медленных нейтронов на ИБР-2 можно получить интенсивности в 8—100 раз (в зависимости от типа экспериментов) большие, чем на новом реакторе HFBR (США), имеющем мощность 40 Мвт и потоки порядка 10^{15} $1/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$. Высокая интенсивность импульсных пучков ИБР-2 позволит значительно повысить точность измерений в структурных исследованиях методом дифракции и рассеяния как за счет сокращения времени измерений, так и за счет улучшения энергетического и углового разрешений. Все это дает возможность детального изучения сложных структур, которые недоступны в настоящее время (сложные многокомпонентные твердые и жидкие системы, органические молекулы, сверхпроводящее состояние вещества, полупроводники и т. п.). В этой связи отметим высказанное в ранее упоминавшихся предложениях ЦИФИ Венгерской АН пожелание о постановке на ИБР-2 работ по исследованию двухфазных и двухкомпонентных сред с помощью неупругого рассеяния нейтронов, предложения Института ядерных исследований в Сверке и Варшавского университета о постановке нейтроно-

графических исследований кристаллических и магнитных структур методом времени пролета.

Импульсность пучков ИБР-2 может быть использована для изучения нестационарных процессов (фазовых переходов), протекающих при самых различных условиях (например, при действии больших давлений, сильных магнитных полей, при импульсных нагрузках и т. п.). Могут изучаться изменения фононных и магнонных спектров кристаллов под действием сильных внешних полей.

Для исследования магнитных структур и для исключения влияния эффектов когерентного рассеяния на данные о частотных распределениях на ИБР-2 могут быть созданы интенсивные пучки поляризованных медленных нейтронов. Методика поляризации нейтронов в тепловой и резонансной областях методом пропускания через водородосодержащий кристалл, как известно, отработана на ИБР. В области малых энергий применимы и другие методы, в частности пропускание нейтронов через намагниченные кристаллы. Одна из модификаций этого метода, позволяющая, наряду с поляризацией пучка, сократить длительность нейтронного импульса, предлагается ЦИФИ Венгерской АН для изучения коллективных возбуждений в магнитных кристаллах вблизи точки фазового перехода и в случае присутствия примесных атомов.

Новой для ОИЯИ областью исследований, имеющей большое практическое значение, явится исследование радиационных повреждений. До настоящего времени такие работы ставились преимущественно в стационарных полях. Высокая интенсивность индивидуальных импульсов ИБР-2 позволит изучать динамику развития и отжига радиационных повреждений. ИБР-2 дает широкий спектр излучений для генерации радиационных повреждений (от спектра деления внутри активной зоны до спектра холодных и ультрахолодных нейтронов в замедлителях). Это может представлять интерес с точки зрения разделения эффектов, вызванных образованием дефектов в решетке, и эффектов, вызванных превращением атомов в узлах решетки за счет поглощения нейтронов.

Приведенное выше описание направлений исследований, возможных на ИБР-2, не претендует на полноту, но в достаточной степени характеризует перспективы использования ИБР-2 в режиме реактора и в режиме бустера. В принципе возможны и другие режимы, в которых линейный ускоритель работает независимо от реактора:

а) работа на неразмножающую мишень при формировании коротких импульсов нейтронов (от 0,01 до 0,1 мксек) с целью получения рекордных энергетических разрежений;

б) работа с выведенным электронным пучком;

в) работа с тормозным излучением при получении монохроматических пучков γ -лучей.

Эти режимы представляют значительный интерес, но, поскольку их осуществление не планируется при первой очереди сооружений, исследования, связанные с ними, не рассматриваются. Список работ, возможных на ИБР-2 в реакторном и импульсном режимах, приведен в Приложении № 1.

3. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ ИБР-2

ИБР-2 проектируется как интенсивный источник нейтронов для проведения работ в широкой области ядерной физики, физики твердого тела и в некоторых прикладных направлениях. Основное требование к источнику

такого класса — обеспечение высоких интенсивностей нейтронов с энергией от долей эв до сотен кэв при длительности импульса от 1 до 100 мксек.

Как уже было отмечено во введении, наиболее рациональным решением этой задачи является создание установки, объединяющей импульсный реактор на быстрых нейтронах и сильноточный электронный ускоритель — инжектор коротких импульсов нейтронов, размножающихся в реакторе. Анализ технических возможностей и требований к характеристикам нейтронных пучков позволил установить следующие основные параметры узлов установки.

А. Реактор. Тип — импульсный, на быстрых нейтронах, с подвижным отражателем.

Горючее — ^{239}Pu .

Средняя тепловая мощность — 10 Мвт.

Частота следования импульсов — переменная от 5 сек^{-1} до 50 сек^{-1} .

Длительность импульса — 70 — 80 мксек.

Время жизни ценности нейтронов деления — $3-4 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$.

Б. Инжектор. Тип — линейный индукционный ускоритель электронов (ЛИУ).

Энергия электронов — 30 Мэв.

Ток в импульсе — 250 а.

Длительность импульса — 0,5 мксек.

Частота импульса — 50 сек^{-1} .

Сочетание импульсного реактора на быстрых нейтронах и сильноточного линейного ускорителя позволяет осуществить работу как в бустерном режиме при длительностях импульса от нескольких мксек до десятка микросекунд, так и в реакторном режиме при длительностях импульса до 100 мксек. При работе в бустерном режиме мощность реактора зависит от ширины нейтронного импульса (при фиксированных параметрах инжектора и бустера). Эта зависимость для ИБР-2 изображена на рис. 220.

Для первой загрузки активной зоны реактора в качестве ядерного горючего будет использована двуокись плутония PuO_2 , прошедшая длительное испытание в реакторе БР-5 и являющаяся в настоящее время самым надежным топливом для реакторов на быстрых нейтронах. Однако с двуокисью плутония параметры импульсного источника несколько ниже возможных; средняя мощность не превышает 4 Мвт, а длительность импульса достигает 90—100 мксек. В проекте предусмотрена возможность замены топлива на более концентрированное (металлический плутоний, карбид плутония), если таковое будет разработано и испытано в дальнейшем, что позволит достичь значений основных параметров, которые приводятся в таблице.

В первой очереди сооружения ИБР-2 предполагается осуществить бустерный и реакторный режимы. Впоследствии могут быть осуществлены режим работы на неразмножающую мишень, работа с выведенным электронным пучком и работа с пучками тормозного излучения.

Реактор ИБР-2 предполагается разместить в районе существующего экспериментального павильона на 100-метровой пролетной базе реактора ИБР. Размещения сооружений показаны на рис. 216. Реактор располагается в центральной части биологической защиты, выполненной в виде двух концентрических колец (рис. 219). Пространство между кольцами защиты предназначено для размещения экспериментального оборудования. Оно служит также местом монтажа и демонтажа стационарных отражателей, водяных замедлителей, пневмопочт и т. п., устанавливаемых на откатных защитных

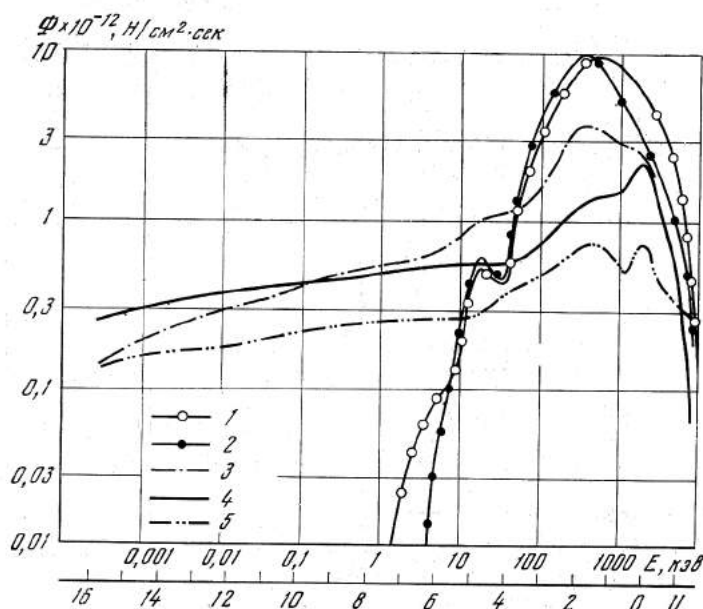


Рис. 221. Энергетическая зависимость интенсивности утечки нейтронов Φ — утечка нейтронов с 1 см^2 в 1 сек в единичном интервале летаргии; E — энергия нейтрона в кэВ ; излучающая поверхность: 1 — активная зона; 2 — стационарный отражатель; 3 — 2 см воды за подвижным отражателем; 4 — основной замедлитель; 5 — замедлитель за стационарным отражателем

тележках. Во внутренней полости биологической защиты размещается шахта, в центре которой устанавливается корпус реактора с активной зоной (рис. 218). Сверху шахта перекрывается разборными чугунными блоками, заполняемыми бетоном. Через внутреннюю секцию защиты проходят 14 горизонтальных и три наклонных канала для вывода нейтронных пучков. Все каналы перекрываются шиберами с механическими приводами. Во внутренней секции защиты имеется три ниши: две для установки откатной защиты со стационарным отражателем и одна — для установки подвижного отражателя. Ниши стационарного отражателя перекрываются шиберами, а ниша подвижного отражателя — откатной защитной дверью. Нижний конец корпуса реактора, представляющий собой ряд концентрических труб с максимальным наружным диаметром 185 мм, выходит в подреакторный бокс, служащий местом монтажа канала мишени. В этом боксе размещаются конечная часть электроновода линейного ускорителя и отклоняющие магниты, разворачивающие пучок электронов на 90° . Замедлители устанавливаются в защитный шибер, который с помощью механизма транспортировки под углом 40° к горизонтали вводится во внутреннюю полость защиты так, что замедлитель располагается в непосредственной близости от отражателей реактора. Схема горизонтальных каналов для вывода нейтронных пучков изображена на рис. 218. На этом же рисунке показано расположение замедлителей вокруг активной зоны реактора. Замедлители 1, 2, 4 — водяные, каждый —

Характеристики замедлителей и каналов пневмопочт ИБР-2

Толщина отражателя, мм	Материал замедлителя	Температура замедлителя, °К	Толщина замедлителя, мм	Средний поток, нейтрон/10 ¹⁸ см ² сек	
				т.н. *	э.т.н. **
100	H ₂ O	300	20	2,2	0,2
80	H ₂ O	300	50	3,5	0,23
40	H ₂ O	300	50	5,8	0,4
40	H ₂	24	100	5,6	—
80	H ₂ O + Be	300	Пневмопочта	80	—
40	То же	300	То же	110	—
80	Без замедлителя	—	»	Быстрые нейтроны 50	
В зоне	То же	—	»	550	

Примечание. Мощность реактора — 4 Мвт. Длительность импульса — 90 мксек. Частота следования импульсов $\nu = 5$ 1/сек.
* Спектр тепловых нейтронов с температурой 400° К.

из трех независимых секций, что позволяет изменять их толщину (35, 45, 55 мм), выбирая ее так, чтобы обеспечить оптимальные условия выхода нейтронов в требуемом энергетическом диапазоне. Замедлитель 1, располагаемый за подвижным отражателем, предполагается использовать в основном как источник резонансных нейтронов. Этот замедлитель просматривается тремя горизонтальными каналами диаметром 200 мм. Каналы 12 и 13 являются началами 1000-метрового и 500-метрового нейтронных трубопроводов. Замедлители 2 и 4, располагаемые за стационарными отражателями, предполагается использовать в качестве источников тепловых и надтепловых нейтронов. Они просматриваются шестью горизонтальными каналами диаметром 200 мм и двумя наклонными диаметром 150 мм каждый. Каналы 1 и 9 представляют вместе сквозной тангенциальный канал. Он может использоваться, например, для работ на «нейтронном газе». Оба канала монтируются в защитных откатных вставках, что позволяет при необходимости ориентировать их на замедлители 4 и 2. Для генерации нейтронов, обогащенных холодными нейтронами ($\lambda = 4\text{Å}$), за замедлителем 3 размещается жидководородный замедлитель.

Объем жидкого водорода в камере замедлителя — 1000 см³. Для охлаждения жидководородного замедлителя используется газообразный гелий с входной температурой 11,5° К.

Гелиевая установка производительностью 450 ккал/час обеспечивает отвод тепла с камеры замедлителя с суммарным тепловыделением около 400 ккал/час. При этом максимальная температура водорода в камере составляет 23—24° К. Кипение водорода устраняется за счет поддержания в камере замедлителя давления около 4 атм. Ожидается, что средняя температура нейтронов, покидающих замедлитель, будет составлять 50° К. Холодный

Таблица 3

Полуширина импульса, мксек		Пиковый поток $\Phi_{\text{пик.}} \cdot 10^{15}$ нейтрон см ² сек		$\frac{\Phi_{\text{пик.}}}{\Delta\lambda}$, нейтрон 10м см ² сек.Å	$\frac{\Phi_{\text{пик.}}}{E}$ 10^{14} нейтрон см ² сек.эв для $E = 0,7$ эв	Примечание
т.н. *	э.т.н. **	т.н. *	э.т.н. **			
91	90	4,90	0,44	1,6 ***	8,0	Холодный замедлитель
104	90	6,00	0,51	2,0 ***	9,5	
104	90	9,7	0,89	3,2 ***	16,5	
150	—	5,6	—	4,2 ****	—	
200	—	6,4	—	—	—	
200	—	86	—	—	—	
	90		111		—	10 Мэв — 0,4 кэв
	90		1220		—	То же

** Эпитепловые нейтроны в интервале энергий 0,46—1 эв.

*** Для $\lambda = 3 \text{ \AA}$.

**** Для $\lambda = 5 \text{ \AA}$.

замедлитель просматривается горизонтальными каналами (4, 5, 6) диаметром 150 мм каждый. Для увеличения выхода надтепловых нейтронов рассматривается возможность установки на реакторе горячего замедлителя. В качестве материала для горячего замедлителя предполагается использовать BeO при температуре 1800—2000° С. Разогрев замедлителя будет осуществляться за счет тепловыделения от поглощения ядерных излучений реактора. Предусматривается установка пневмопочт: поз. 7 — для облучения тепловыми нейтронами, поз. 8 — для облучения быстрыми нейтронами, поз. 9 — для облучения быстрыми нейтронами в центральном канале реактора.

Охлаждение образцов в пневмопочтах будет осуществляться газообразным гелием. Предусматривается возможность в пневмопочтах 7 и 8 проводить облучения образцов при низких температурах (50—100° К), используя в качестве хладагента холодный гелий с входной температурой около 12° К. Изучается возможность установки в сквозном тангенциальном канале (каналы 1 и 9) быстрой пневмопочты, которая позволила бы проводить облучения за время одного импульса мощности реактора. В табл. 3 и на рис. 221 приведены некоторые расчетные данные об ожидаемых нейтронных потоках на ИБР-2.

4. РЕАКТОР

ИБР-2 — реактор на быстрых нейтронах с компактной активной зоной из ²³⁹Pu (в форме двуокиси плутония) типа испытанной в эксплуатации зоны стационарного реактора БР-5 [15]. Импульсное действие реактора обеспечивается так же, как и в действующем импульсном реакторе ИБР за счет

периодического изменения реактивности системы, но, в отличие от ИБР, где реактивность изменяется за счет перемещения части активной зоны, в ИБР-2 пульсации реактивности создаются перемещением части отражателя по отношению к активной зоне. Такое отличие обусловлено тем, что на реакторе большой мощности, каким является ИБР-2, нельзя было бы обеспечить удовлетворительные условия охлаждения подвижной части активной зоны.

Активная зона реактора в плане представляет собой неправильный шестигранник (рис. 217), набранный из кассет типа кассет реактора БР-5 с шагом 27 мм. Кассеты вставлены с натягом в нижнюю опорную стальную плиту. В каждой кассете по 7 твэлов диаметром 8,65 мм с покрытием 0,4 мм; твэлы закреплены на двух концах и дистанционированы проволокой диаметром 0,5 мм. Высота активной части твэла составляет 40 см. В активной зоне располагается 71 рабочая кассета. Перегрузка кассет осуществляется без нарушения герметичности корпуса реактора; отработавшие кассеты перед выгрузкой расхлаживаются в среде натрия в пространстве над активной зоной. Система перегрузки конструктивно мало отличается от системы перегрузки БР-5 [16]. Семь центральных ячеек зоны занимает канал, нижняя часть которого используется для размещения мишени линейного ускорителя, верхняя — для облучения образцов. Мишень располагается на половине высоты активной зоны.

В качестве материала мишени на первом этапе выбран вольфрам, охлаждаемый независимым натриевым контуром.

Активная зона размещается в двухстенном стальном корпусе; пространство между стенами является контрольным на протекание натрия и служит для подачи горячего воздуха при разогреве аппарата. Боковые стороны шестигранника защищены вольфрамовыми блоками толщиной 80 мм, выполняющими роль органов регулирования. Вольфрамовые блоки охлаждаются воздухом. К наибольшей стороне шестигранника примыкает основной подвижный отражатель и дополнительный подвижный отражатель, расположенные соосно. Роторы подвижных отражателей имеют три трапециевидных выступа, один из которых — собственно отражатель, а два других служат для баланса. Радиус подвижного отражателя — 120 см, толщина основного отражателя — 6,5 см, дополнительного — 3,5 см. Средняя ширина отражателя — 24 см. Ротор подвижного отражателя приводится во вращение со скоростью 3000 об/мин электродвигателем переменного тока. Вращение дополнительного отражателя происходит от того же двигателя через редуктор с переменным передаточным отношением 1 : 2; 1 : 5 и 1 : 10. Таким образом, вместе с тем случаем, когда дополнительный отражатель не вращается, получается четыре возможные частоты следования импульсов реактора: 50; 25; 10 и 5 имп/сек. Роторы подвижных отражателей вместе с двигателем и редуктором заключены в тонкостенный герметичный кожух, заполненный гелием. Гелиевая среда позволяет уменьшить мощность привода на вращение отражателей.

Кроме того, гелий отводит тепло от подвижных отражателей, которые нагреваются в результате трения и радиационного облучения из активной зоны.

В принятой схеме расположения регуляторов компенсирующие регуляторы КС-1 и КС-2 предназначены для компенсации 5% выгорания ^{239}Pu и температурного эффекта реактивности. Промежуточный регулятор (эффективность $0,8 \cdot 10^{-2}$) предназначается для плавного изменения реактивности

при пуске реактора. Автоматический регулятор перемещается приводом от шагового двигателя, обладающего малой инерционностью. Безопасность реактора обеспечивается четырьмя блоками аварийной защиты, общей эффективностью 3,2%, из которых два (БАЗ) приводятся в действие гидравлической машиной поступательного действия. Срабатывание быстродействующей аварийной защиты (эффективность БАЗ 0,4%) происходит между импульсами мощности за время 0,02 сек. Вывод медленнодействующей аварийной защиты (МАЗ) осуществляется под действием собственной тяжести при отключении электромагнитов.

Система охлаждения активной зоны ИБР-2 в принципе сходна с системой стационарного реактора БР-5, которая доказала свою надежность в течение длительной эксплуатации. Схема охлаждения — трехконтурная двухпетлевая. В первом и втором контурах теплоносителем является жидкий натрий, в третьем — воздух. Двухпетлевая схема принята из соображений безопасности. Производительность одной петли достаточна для обеспечения работоспособности реактора при пониженной мощности. Циркуляция натрия в первом и втором контурах поддерживается электромагнитными насосами. Температура натрия на входе в зону 300° С, на выходе — 400° С. Расход теплоносителя при средней мощности 4 Мвт 120 т/час. Максимальный тепловой поток на поверхности тепловыделяющих элементов 10⁶ ккал/м²·час, температура твэла при этих условиях ~ 1860° С.

В проекте системы охлаждения предусмотрены условия, обеспечивающие естественную циркуляцию натрия в случае выхода рециркуляционных насосов из строя.

Характеристики реактора ИБР-2 приведены на стр. 322—323.

5. ИНЖЕКТОР ДЛЯ ИБР-2

Многолетний опыт работы системы ИБР — микротрон показал ее высокую эффективность как импульсного источника нейтронов. Значения наиболее употребительных теперь для этой системы коэффициентов умножения нейтронов лежат в пределах от 100 до 200, что соответствует оптимальной длительности электронного импульса — 1—2 мксек и длительности нейтронной вспышки — 2—4 мксек. Мощность электронного пучка инжектора ИБР-2 будет на несколько порядков выше, чем от микротрона. Поэтому с целью увеличить разрешение в экспериментах длительность импульса электронов, инжектируемых в ИБР-2, сокращена и будет составлять 0,5 мксек при достаточной интенсивности нейтронных вспышек.

В качестве инжектора выбран электронный ускоритель, так как по сравнению с ускорителями тяжелых частиц он может быть сделан существенно проще и надежнее в работе.

Принцип действия ЛИУ [17—19] и его конструктивная схема максимально просты. ЛИУ представляет собой ряд импульсных трансформаторов (тороидальных индукторов), для которых электронный пучок, ускоряемый вдоль оси индукторов, является вторичной обмоткой. Показано [18], что стоимость ЛИУ существенно снижается, а к.п.д. — увеличивается при снижении диаметра индукторов. Поэтому наружный диаметр индукторов ЛИУ-30 по пермаллою выбран 260 мм. Ожидается, что средняя мощность пучка ЛИУ-30 составит при этом 15% общей мощности электропитания ускорителя. Параметры ЛИУ приведены ниже:

Энергия электронов	30 <i>Мэв</i>
Ток в импульсе	250 <i>а</i>
Длительность импульса	0,5 <i>мксек</i>
Частота повторений	50 <i>1/сек</i>
Диаметр катода	80 <i>мм</i>
Диаметр поперечного сечения пучка	20 <i>мм</i>
Наружный диаметр индуктора	260 <i>мм</i>
Длина ускорителя	160 <i>м</i>
Вес пермаллоя индукторов	40 <i>т</i>
Мощность электропитания установки (средняя)	1,35 <i>Мвт</i>
Мощность электронного пучка (средняя)	0,2 <i>Мвт</i>
Число нейтронов в импульсе на толстой неразмножающей урановой мишени	$1,2 \cdot 10^{13}$ <i>1/имп</i>

Узлы, из которых состоит ЛИУ-30, имеют следующие характеристики.

Электронная пушка рассчитана на импульсное напряжение 300—500 *кв* и ток эмиссии с катода 300 *а*.

Индукторы, в каждом из которых прирост энергии электронов составляет 23—25 *кэв*, будут изготовлены из 50% железоникелевого пермаллоя с толщиной ленты 20 *мм*. Наружный и внутренний радиусы сердечников будут равны соответственно 130 и 50 *мм*. Ширина пермалловой ленты — 90 *мм*.

Для перемагничивания каждого индуктора потребуются максимальный ток в импульсе 400 *а*. Индукторы охлаждаются дистиллированной водой. Перемагничивающие импульсы получаются от импульсных модуляторов с ионными коммутаторами. В качестве накопителей энергии используются искусственные неоднородные длинные линии с емкостной реакцией и с изменяющимся от ячейки к ячейке по определенному закону волновым сопротивлением. Ионными коммутаторами служат мощные тиратроны. Один модулятор питает одновременно несколько индукторов. Заряд накопительной линии осуществляется от источника постоянного тока через зарядный дроссель, который обеспечивает так называемый резонансный режим заряда. В этом случае напряжение на линии превышает напряжение источника питания.

Ввиду большой длины ускорителя вводится временная программа подачи ускоряющих импульсов на индукторы, согласованная с прохождением электронов через них.

Фокусировка и коррекция отклонений оси пучка от оси индукторов выполняется короткими соленоидами, устанавливаемыми в разрывах между индукторными секциями и системой токовых витков. Отдельные фокусирующие и корректирующие элементы питаются независимо.

Ввиду большой длины ускорителя магнитное поле земли в разрывах между индукторными секциями будет отклонять траектории электронов от оси ускорителя. Это влияние компенсируется упомянутой выше системой токовых витков.

Контроль за пучком ускоренных электронов будет осуществляться датчиками, измеряющими полный ток электронов, его пространственное распределение и положение пучка относительно оси ускорителя.

Над созданием проекта ИБР-2 трудился большой коллектив научных и технических работников. Кроме авторов настоящей статьи в разработке отдельных узлов реактора и ускорителя, экспериментальных работах и организации проектных работ были заняты А. В. Андросов, П. С. Анцупов,

А. П. Бовин, В. П. Белов, В. В. Бондаренко, Б. Н. Бунин, Б. И. Воронов, А. И. Воропаев, Е. Н. Волков, А. П. Веселкин, М. А. Гашев, И. Я. Емельянов, М. И. Егоров, Е. Ф. Ефимов, А. Д. Жирнов, В. П. Зиновьев, О. Л. Комаров, В. И. Константинов, Н. Ф. Косенков, В. А. Максаков, И. Ф. Малышев, С. М. Маркович, Л. А. Меркулов, Ю. И. Митяев, С. П. Перевезенцев, В. И. Соколов, А. Г. Сорокин, П. Л. Тютюнников, Ф. И. Украинцев, А. Г. Филиппов, Т. М. Фомичева, Р. П. Фидельская, Р. В. Харьюзов и др.

Авторы проекта выражают свою признательность И. Н. Аристархову, Г. Е. Блохину, И. С. Головинину, В. Г. Золотухину, Т. С. Меньшиковой — за ценные консультации, В. И. Кочкину, В. В. Крайнему, А. И. Невиннице, А. В. Ракитскому — за помощь в выполнении расчетных работ.

Коллектив авторов глубоко благодарен всем, кто в той или иной степени способствовал успешному ходу проектных работ.

Приложение 1

ПЕРЕЧЕНЬ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ НА ИБР-2

1. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

1. Нейтронная спектроскопия неделящихся ядер при энергетическом разрешении до 1 нсек/м при использовании неполяризованных и поляризованных нейтронных пучков.

2. Исследования угловых распределений рассеянных нейтронов в резонансной и более высокой области энергий нейтронов.

3. Исследование деления, вызванного нейтронами, включая измерение энергетического хода эффективных сечений, подпороговое деление, измерение спектров и корреляций излучений, возникающих при делении в широкой области энергий нейтронов, изучение трансуранов.

4. Исследование γ -лучей радиационного захвата нейтронов. Измерение спектров и корреляций в каскадных переходах. Исследование захвата между резонансами. Измерение электронов внутренней конверсии.

5. Исследование резонансного рассеяния γ -лучей при использовании γ -лучей от радиационного захвата нейтронов.

6. Развитие методов нейтронной спектроскопии с ультрамалыми количествами вещества, включая метод пропускания пучка ионов через «нейтронный газ».

7. Изучение магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов возбужденных ядерных уровней методом нейтронной спектроскопии нейтронов.

8. Изучение короткоживущих радиоактивных ядер и изомерных состояний.

9. Разработка методов активационного анализа ядер, точность определения которых на стационарных потоках недостаточна.

II. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ НЕЙТРОНА И ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С ЭЛЕМЕНТАРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

1. Прямое изучение $n - n$ -взаимодействия при малых энергиях.
2. Исследование $n - e$ -взаимодействия.
3. Измерение дипольного электрического момента нейтрона.
4. Исследование β -распада поляризованных нейтронов.
5. Измерение гравитационного ускорения нейтрона.
6. Измерение поляризуемости нейтрона в электромагнитном поле ядра.
7. Измерение заряда нейтрона.
8. Измерения P -нечетных и T -нечетных корреляций при захвате нейтронов ядрами.

III. ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

1. Исследование структуры и динамики конденсированных одно- и многокомпонентных, а также многофазных систем методами дифракции и неупругого рассеяния нейтронов.
2. Исследования магнитных веществ теми же методами, включая рассеяние поляризованных нейтронов.
3. Исследование фазовых переходов и нестационарных процессов.
4. Исследование действия статических и переменных нагрузок на структуру, фононные и магнитные спектры кристаллов. Влияние импульсных магнитных полей и ударных волн.
5. Исследование сверхпроводников и квантовых жидкостей гелий-3 и гелий-4.
6. Исследование структуры полупроводников.
7. Изучение радиационных повреждений различных веществ при действии импульсной радиации.
8. Исследование динамики накопления и отжига радиационных повреждений.
9. Изучение двойных дифференциальных эффективных сечений и спектров нейтронов, прошедших через толстые слои вещества.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pulsed High Intensity Fission Sources. Proceedings of Symposium on Uses of High Intensity Pulses of Neutrons and Methods for Producing them. Conf. 650217. Washington, 1965.
2. Pulsed Neutron Research. Proceedings of Symposium held at Karlsruhe, 10—14 May 1965. Vienna 1965.
3. Research Applications of Nuclear Pulsed Systems. Proceedings of a Panel. Dubna, 18—22 July 1966; Vienna, 1967.
4. Intense Neutron Sources. Conf. 660925. Seminar in Santa Fe, 19—23 September 1966.
5. I. A. Larrimore, R. Haas, K. Geigertich, V. Raierski, W. Kley. Conf. 660925, p. 373, 1966.
6. Preprint AECL — 2600, 1966.
7. Г. Е. Блохин, Д. И. Блохинцев, Ю. А. Блюмкина и др. Атомная энергия, **10**, № 5, 437, 1961.
8. Б. Н. Бунин, И. М. Матра, С. К. Николаев и др. Материалы III Международной конференции ООН по использованию атомной энергии в мирных целях, доклад 28/p/324. Женева, 1964.

9. *W. Kley*. Research Applications of Nuclear Pulsed Systems, p. 201. Vienna, 1967.
10. *В. Д. Ананьев* и др. Препринт ОИЯИ, Р-2313, (1965).
11. *F. L. Shapiro*. Research Applications of Nuclear Pulsed Systems p. 176. Vienna, 1967.
12. *Ф. Л. Шапиро*. Материалы I Международной конференции по использованию атомной энергии в мирных целях. Т. 4, 1956.
13. *M. T. Burgu, V. E. Krohn, T. B. Novey, G. R. Ringo, V. L. Telegdi*. Phys. Rev., **120**, 1829, 1960.
14. *C. O. Muehlhaus*. Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics with Reactor Neutrons. October 15—17, 1963 (ANL Report ANL-6797).
15. *О. Д. Казачковский* и др. Атомная энергия, **24**, 136, 1968.
16. *А. И. Лейпунский* и др. Атомная энергия, **5**, 345, 1964.
17. *N. S. Christofilos, R. E. Haster, W. A. S. Lamb, D. D. Reagin, W. A. Sherwood, R. E. Wright*. Труды Международной конференции по ускорителям. Дубна, 1963. М., Атомиздат, 1964.
18. *И. М. Матора*. К теории линейного индукционного ускорителя. Препринт ОИЯИ, Р-9-3184. Дубна, 1967.
19. *А. И. Анацкий* и др. Атомная энергия, **21**, 439, 1966.

Ф.Л. ШАПИРО В ВОСПОМИНАНИЯХ РОДНЫХ, ДРУЗЕЙ И КОЛЛЕГ

ТАМАРА ЛЬВОВНА ДУБИНА,

сестра Ф.Л. Шапиро

В одной из комнат в нашей иерусалимской квартире на стене висит большой портрет Федора Львовича. Это просто увеличенная фотография, но хорошая: на ней Федор Львович очень похож на себя, каким он запомнился в годы, предшествовавшие болезни. У этого портрета есть одна особенность: в каком месте комнаты ты бы ни находился, стоит взглянуть на портрет – и видишь, что взгляд Федора Львовича обращен на тебя. Такой доброжелательный и одновременно вопрошающий...

Все мое детство тоже прошло как бы под постоянным внимательным взглядом брата – взглядом, перед которым нельзя соврать, неловко сказать глупость, немисливо дерзить, и огромная радость – прочесть в этом взгляде одобрение. С ранних лет я привыкла к тому, что Федора Львовича окружал некий ореол особого уважения-восхищения. Это проявлялось и в отношении к нему близких, и в высказываниях (в его отсутствие, конечно) всех тех, кто бывал у нас в доме. У людей теплели глаза, когда они говорили о Федоре Львовиче. Но сам он или не подозревал, что к нему относятся по-особому, или знал, но не придавал значения, во всяком случае, никаких разговоров с ним на эту тему я не помню, а в его поведении эта «особость» никак не отражалась...

Наш отец, Лев Борисович Шапиро, был старшим сыном в многодетной семье, жившей в маленьком местечке Баклань в пределах черты оседлости (в Брянской области). С тринадцати лет (это возраст совершеннолетия у евреев) он начал работать, помогая родителям выводить в люди младших братьев и сестер...

Отец женился поздно, в возрасте тридцати шести лет. Любовь Львовна Шапиро, наша мать, происходила из семьи потомственных раввинов. Ее отличал необычайно мягкий характер, причем природная доброта сочеталась с хорошим воспитанием. Я не помню, чтобы мама когда-нибудь повышала голос, ссорилась, за глаза плохо о ком-либо отзывалась. Жизнь у нее была нелегкая. Современным людям трудно представить, как можно жить в городе без элементарных удобств: воды, газа, центрального отопления, холодильника... В семье нас было трое детей, заработка отца не хватало, и мама работала швеей-надомницей в пошивочной артели. У нее было одно «выходное» платье, оставшееся от приданого и шитое-перешитое, но она никогда не жаловалась, не завидовала более состоятельным родственникам. Терпеливо – и не с видом мученицы, а с улыбкой, мягким юмором, каким-то скромным достоинством – переносила мама все тяготы жизни. Высшей наградой для нее были успехи детей и еще, пожалуй, редкие выходы в театр. Сколько потом было

счастливых воспоминаний и обсуждений: Москвин, Качалов, Михоэлс... А за билетами на «Анну Каренину» Федор Львович ночь простоял в очереди.

В детстве я мало понимала, какими редкими человеческими качествами обладала Любовь Львовна. Помню, что отец остро реагировал на всякие неприятности, мог вспылить, но мама всегда умела его успокоить, и в доме быстро восстанавливалась спокойная и исполненная взаимной приязни атмосфера. Мамины невестки (жены братьев отца) называли Любовь Львовну «святой». Мне кажется, что Федор Львович унаследовал многие черты характера матери...

В нашем доме часто бывали гости. Братья отца со своими семьями и мамы родные собирались у нас в праздники, в дни рождения. У нас подолгу жили иногородние племянники и племянницы отца, приезжавшие в Москву учиться в техникуме или институте, пока не получали общежитие.

Когда Федор Львович поступил в университет, появился новый тип гостей – студенты физфака, его сокурсники. Очень скоро друзья брата стали влились в наш дом своими...

Многие из друзей Федора Львовича были родом из других городов и жили в общежитии; в нашем доме, по-видимому, им нравилось бывать из-за непринужденной обстановки и радушного приема, оказываемого им Федором Львовичем и родителями. Евгения Львовна тоже быстро со всеми подружилась и вошла в эту студенческую компанию. Возможно, они получали у нас некий заряд домашнего тепла, ведь новоиспеченным москвичам поначалу очень его не доставало. К нам приходили не только на праздничные вечеринки, но иногда просто после занятий или в выходные дни – по двое, по одному. Скорее всего, приходили к Федору Львовичу, чтобы вместе заниматься, но для меня все равно это были «гости».

Мне особенно запомнилось, как собирались у нас после Первомайской или Ноябрьской демонстрации. Они вваливались к нам все вместе, усталые, голодные (шли пешком через весь город), но веселые, шумные, со смехом и шутками. К их приходу уже бывал обычно накрыт скатертью стол, и по дому разливался изумительный запах – я и сейчас слышу его – запах только что вынутых из русской печи знаменитых маминых пирогов...

А был ли все-таки Федор Львович лидером в общепринятом значении этого слова, я не знаю и сейчас. С одной стороны, его любили, к нему тянулись, слушались его советов, наконец, он руководил очень большим коллективом. Ведь все это приметы лидерства. Но никогда при мне не говорил он ничего такого, что бы хоть как-то выделяло его над людьми, давало бы хоть малейший намек на то, что он обладает властью, авторитетом. Проще всего сказать, что Федор Львович был необыкновенно скромным. Это правда, но не вся. Мне думается, что власть, лидерство были ему не нужны, не интересны, он рассматривал их как необходимые издержки своей научной деятельности...

Думать о других, не только о себе – это был один из основных нравственных принципов, который Федор Львович старался внедрить в мое по-детски эгоистическое сознание, то акцентируя соответствующие места в книжках,

которые он мне читал вслух или пересказывал, то мягко подшучивая над моими оплошностями..

Федор Львович был неистощимый выдумщик по части игр. Как и у всех детей, у меня были разные покупные детские игры в коробках, но то, что придумывал брат, было в сто раз интересней. Под его руководством я мастерила себе лук и стрелы, для сооружения юбочек папуасам он подсказал использовать длинные разноцветные лоскутки, остававшиеся у мамы как отходы (она строчила на машине под названием «оверлок»). Обычно он не участвовал в играх, а только подсказывал, подавал идеи, которые я с восторгом подхватывала и реализовывала...

ЕВГЕНИЯ ЛЬВОВНА АРОНЗОН (1919–2010),

сестра Ф.Л. Шапиро

Для меня и нашей младшей сестры он был не только братом, то был близкий друг, опора, непререкаемый авторитет, строгий судья и защитник. И сейчас, сегодня, я гляжу в то прошлое, где он остался навсегда. Он, защищавший нашу страну от нацизма, проливший за нее кровь, многое в науке открывший для ее процветания и могущества; он, не дрогнувший от страха в послевоенные тяжкие годы, гнувшие многих сильных людей, отважных фронтовиков; он, никого не предавший, не отступивший от верности чувству долга, товарищества и порядочности.

Жили небогато... Жили дружно. Мы росли в атмосфере тепла, любви, доброжелательности. Все трудились с самых ранних лет, я помогала маме по работе и по хозяйству, брат носил воду, пилил и колол дрова, а повзрослев, стал опорой всей семьи...

Он был всегда необыкновенно внимателен к своим близким и к окружающим. Всегда помогал знакомым и чужим. Многим друзьям помогал материально в трудную для них минуту.

Он был неповторим, человек тонкого ума, открытой души, умел говорить и слушать одинаково чутко. Его слова всегда были взвешенны и как бы заранее обдуманно и ценны. Он умел думать не только хорошо, но и быстро. Его товарищ говорил мне: «Пока я думаю, он уже скажет и скажет мудро».

СОФЬЯ МАТВЕЕВНА ШАПИРО,

жена Ф.Л. Шапиро

...Я не сразу поняла, какой подарок получила от судьбы. Знала, что он хороший товарищ, умный и добрый человек, но только после замужества, когда мы стали жить вместе, я разглядела и оценила его по-настоящему. Он был умнее, я бы даже сказала, мудрее всех людей, которых я знала в жизни. Я и моя дочь Ася до сих пор во всех трудных жизненных ситуациях задумываемся, как бы Ф.Л. поступил в этом случае, что бы он сказал.

Он был полностью лишен эгоизма, что не так уж часто встречается в людях и чего я, в частности, никак не могу сказать о себе. Он был спокойным и уравновешенным человеком, но я не могла бы назвать его бесстрастным созерцателем. Его волновали политические и экономические аспекты нашей жизни; в молодые годы он внимательно читал Маркса, Плеханова, Ленина, сиюсья понять происходящее в стране и в мире. Но больше всего его увлекала физика, как в широком масштабе, так и в узком – физика элементарных частиц и их образований – ядер. Работа была доминантой в его жизни. Он любил свою семью, детей, но работа частенько вытесняла из его мыслей домашние дела и заботы.

Фёдор Львович был очень доброжелателен: я никогда не замечала у него никаких проявлений зависти к кому-либо. Конечно, при этом он был достаточно честолюбив, мечтал сделать хорошую работу, решить какую-либо фундаментальную физическую задачу, но не «рвался» к открытиям.

Ему было чуждо чиновничество. Однажды, после того как его избрали членом-корреспондентом АН СССР, он сказал мне: «Слушай, ты знаешь, со мной некоторые люди стали по-другому держаться, по-другому разговаривать. Это забавно».

Он совершенно одинаково относился к людям, стоявшим на разных ступенях социальной лестницы. В моей памяти сохранился такой эпизод. Когда после смерти Ф.Л. я приехала в Дубну и пришла в лабораторию, чтобы вместе с сотрудниками и друзьями разобрать его письменный стол, ко мне подошла женщина, которая убирала его кабинет. Она плакала, рассказывая: «Такой был простой человек! Встретит на улице – обязательно поздоровается, спросит про семью, детей. Ведь другие начальники даже не замечают».

У нас никогда не было накоплений, хотя Ф.Л. получал много денег (в ОИЯИ, МГУ, за звание члена-корреспондента АН СССР), да и я всегда работала. Конечно, много тратили на туристические походы и поездки, книги, спорт, любили принимать гостей. Я была изрядной транжиркой в плане домашнего интерьера и одежды. Все деньги Ф.Л. отдавал мне, но в серьезных вопросах решающее слово было за ним. Каждый месяц он переводил деньги своей старой тете, большому университетскому товарищу, одалживал крупные суммы друзьям и знакомым: то на покупку машины, то на кооперативную квартиру. Я помню, что кто-то растратил казенные деньги и тоже нужно было помочь. Ему лично деньги не очень были нужны, он просил меня: «Софа, положи мне в бумажник 300 рублей, вдруг кто-нибудь захочет у меня одолжить, и мне будет неудобно, если у меня не окажется денег». Он вообще несколько стеснялся своей большой зарплатой.

Своей одеждой он не интересовался совершенно и был страшным консерватором, не любил новых вещей. Я с трудом «переместила» его из старомодного тяжелого драпового пальто в нейлоновую куртку и надела на него берет, выбросив предварительно его выдавшую виды кепку. Вот тут он мог повысить голос: «Ты хочешь одевать меня как 17-летнего мальчишку!» Ничего себе сам никогда не покупал – ни дома, ни за границей. Однажды, высмеивая меня за то, что я трачу много времени в магазинах, он заявил, что сам пойдет в магазин купить себе трусы, и это займет у него полчаса.

Он пошел в универмаг «Москва» и, действительно, вскоре вернулся, но, к сожалению, это был детский размер.

Он был мягким, но сильным человеком. Когда заболел наш сын Боренька, и я теряла голову от горя, он садился рядом, брал меня за руку и говорил: «Софа, так нельзя, держи себя в руках, мы не имеем права падать духом и расслабляться, мы должны жить и работать. Мы нужны, прежде всего, ему, неизвестно, что его ждет. И потом – нужно думать об Асе!» Он страдал молча.

Спустя несколько месяцев после возвращения из Женевы, где проходила конференция по мирному использованию атомной энергии, «режим» припомнил Ф.Л. некоторые его отступления от «правил поведения» за границей: однажды Ф.Л. не вернулся с работы домой. Его не было всю ночь. Я сходила с ума, обзванивая отделения милиции и морги. Федор Львович пришел домой утром, уставший, с какой-то вымученной улыбкой сказал, что у него были ночные измерения, и он по каким-то причинам не смог позвонить домой. Это было так не похоже на него. Только потом он рассказал, что его тогда привезли на Лубянку и продержали всю ночь, переходя от уговоров к угрозам попеременно. «Они» узнали (кто-то из ближних донес), что во время посещения Женевы Ф.Л. обещал на конференции одному из зарубежных физиков навестить его бабушку, проживающую в Москве. На Лубянке Ф.Л. угрожали лишением «допуска» (в то время это означало потерю работы) и пытались заставить его работать на них. Обещали поездки на зарубежные конференции, а взамен просили Ф.Л. «кое о чем» их информировать. Однако они не понимали, что имеют дело не с запуганным евреем и не с беспринципным человеком. Получив твердое «нет» на все посулы и молчание на угрозы, его отпустили домой...

Он был всегда моим судьей и учителем, несмотря на небольшую разницу в возрасте. Он многому научил меня. Однажды, когда Боренька был уже болен, мы стояли около своего дома в Дубне и увидели проходивших Смородинских. Глядя на них, я сказала: «Есть же на свете счастливые люди, у которых все хорошо!» Федор Львович, пристально посмотрев мне в глаза, сказал: «Так нельзя не только говорить, так нельзя позволять себе думать»...

Федора Львовича избрали членом-корреспондентом АН СССР одновременно с Г.Т. Зацепиным, Л.В. Келдышем. И.М. Франк стал академиком. По этому поводу в гостинице «Россия» был организован общий банкет на 200 человек. Он совпал с днем, когда мы привезли Бореньку из больницы, увы, в коляске – он уже не мог ходить. Настроение было ужасное у обоих. Но за два дня до этого Ф.Л. предупредил меня: «Софа, я тебя прошу, купи платье, сделай прическу, старайся выглядеть как все! Не нужно никому показывать наше горе. Или ты хочешь, чтобы тебя жалели? Не нужно, жалость унижает».

Федор Львович не любил показухи и шума вокруг себя. Он ни слова не сказал мне о готовящемся чествовании в день его 50-летия (а может быть, он и сам не знал), и я преспокойно уехала в Москву на работу, оставив в холодильнике 20 котлет на пропитание ему и Асе. На работу мне позвонила сек-

ретарь с вопросом: «Софья Матвеевна, где же Вы?» Но Ф.Л. не был особенно смущен; он пригласил приехавших гостей домой и угостил их котлетами.

...Нам удалось прожить вместе только 27 лет, и не все эти годы можно назвать счастливыми, но и в радости, и в горе рядом со мной был близкий любимый и любящий друг, мужественный и нравственно чистый человек, опора и учитель.

АННА ФЕДОРОВНА ШАПИРО-ЭБЕЛИНГ,

дочь Ф. Л. Шапиро

Я хорошо помню маленькую двухкомнатную квартирку моего детства по уже давно не существующему адресу: 1-й Академический проезд, д.9, кв.6, в доме, который загадочно назывался «фиановский». Каждый вечер, услышав звонок, я бросалась к двери со счастливым визгом: «Кто там?» И ответ всегда был: «Серый волк!» – «Ура, папа пришел с работы!»

«Папа дома» означало физкультурные построения и пирамиды на старом полосатом матрасе, игры в шарады и в слова, катание на санках и лыжах, поездки за город и, конечно, походы на рынок. Папа страшно любил рынок. Он вступал в неторопливые душевные беседы с каждым продавцом: «Кто? Откуда? Как семья? Какой урожай?» Рассказав про свое житье-бытье, продавец давал нам «попробовать». Папа нажимал на квашеную капусту, я старалась приложиться к фруктам. Есть после этого совершенно не хотелось, но для полного морального разложения папа покупал мороженое. Себе – сливочное, мне – фруктовое в стаканчике за семь копеек. Так мы с ним кутили почти каждое воскресенье.

За воскресным обедом папа и мама спорили из-за пластинок. Бедная мама всегда проигрывала и вместо Бетховена или Шопена папа ставил Уральский народный хор с непонятной и обожаемой нами с братом песней «Жена мужа продала». Но мама не сдавалась и покупала билеты в консерваторию. В консерватории мой брат Боря, папа и я больше всего любили буфет. Едва дождавшись антракта, мы неслись занимать очередь за бутербродами с икрой, газированной водой и пирожными. Еда делала свое сонное дело, и во втором отделении папа начинал сладко посапывать и приваливаться к маминому плечу. Мама отодвигалась и делала вид, что не очень-то с ним и знакома...

По вечерам часто заходили знакомые. На этот случай холодильник всегда должен был быть набит едой. «Зачем, – удивлялась мама, – мы же никого не приглашали!» «Неважно, – отвечал папа, – всегда может зайти бродячий гость». Бродячий гость заходил и почему-то всегда оказывался физиком и отвлекал от нас папино внимание. Его кормили, и они с папой садились за наш маленький кухонный стол и, как говорила наша няня Маруся, «чертили хормулы». Меня это страшно раздражало, и я пришла к выводу, что никогда не буду любить физику.

Гостей в нашем доме очень любили и почитали. Дни рождения, детские праздники и особенно Новый год всегда праздновались шумно и весело, а подарки и призы за различные потешные соревнования сыпались, как из

рога избытка. К праздникам тщательно готовились. Создавался оргкомитет, писались сценарии, делались стенгазеты, шились костюмы, наряжалась елка до потолка. Перед самым приходом многочисленных гостей папа критически осматривал стол, который ломился от яств, и произносил свою дежурную фразу: «Мало еды!» «Куда же больше, – возражала мама, – посмотри на стол: салаты, закуски, студень, суп, второе...» «Ты еще скажи, что у тебя есть хлеб и картошка, – железным тоном говорил папа. – Еды надо добавить!» ...

Вскоре папа перешел работать в Дубну, и началась наша жизнь на два дома. Мы проводили в Дубне все праздники и каникулы. Первый раз в жизни у папы появился свой кабинет...

Однажды я заболела... и была на два месяца освобождена от занятий в школе. Папе пришлось заниматься со мной физикой и математикой. Как красиво и понятно он умел объяснять! Какими простыми становились вдруг формулы и определения, какими легкими оказывались задачи! Он обладал необыкновенным даром делать трудное логичным и понятным, убеждать, доказывать и заражать своей любовью к точным наукам. Мне кажется, если бы все учителя были, как папа, физику нельзя было бы не любить. И еще. Папа умел понимать и слушать...

В 1964 г. меня перевели учиться в Дубну. Целый год мы с папой провели вдвоем, а мама и Боря приезжали к нам на выходные. Жили мы душа в душу. Грязную посуду мы складывали до маминого приезда, дом не убирали и почти каждый вечер ели тушенку с картошкой или яичницу с колбасой, не соблюдая никаких правил поведения за столом. Это был самый «вкусный» год в моей жизни! ...

Этот год с папой связан с моими самыми счастливыми воспоминаниями. Он старался пораньше прийти с работы, мы гуляли, ходили в Дом ученых, смотрели телевизор, читали и слушали записи Окуджавы на нашем огромном бобинном магнитофоне. Потом было папино пятидесятилетие, о котором и я, и он, и, по-моему, даже мама совершенно забыли. Я помню, как поражен он был сюрпризным семинаром, как смущен речами и подарками, как счастлив и тронут вниманием друзей, коллег и учеников. Жизнь казалась безоблачной и бесконечной...

Зимой 1965 г. мой брат Боря заболел тяжелой формой рассеянного склероза...

Жизнь наша круто изменилась. Мы уже не ходили в походы, закончились наши шумные праздники и игры, а летом ездили отдыхать по очереди. Сначала мама, а потом папа и я. Мама сильно изменилась, папа внешне держался по-прежнему, только начал много курить...

Как-то раз, когда я была дома одна, раздался телефонный звонок. Я подняла трубку.

– Здравствуй, Ася, это говорит Евгений Львович Фейнберг. Где твой папа, я хочу его поздравить.

– С чем? – изумилась я, – Он в Дубне.

– Вы что, ничего не знаете?! Его только что избрали членом-корреспондентом Академии наук.

Я немедленно набрала папин дубненский номер и сообщила ему новость. «Надо же, – сказал он совершенно спокойно, – ты знаешь, я сейчас очень занят, так что ты позвони маме и скажи ей, она обрадуется...

О папе можно говорить бесконечно. О его мудрости, широте и щедрости, скромности, отсутствии какого-либо снобизма, о его бесконечной доброте и чувстве справедливости, о его абсолютной преданности семье, друзьям, ученикам, своей науке. Он оставался самим собой даже в больнице, когда его облучали после тяжелой операции на мозге. «Ты что это мне одному икру даешь, – свирепо шептал он, – не видишь, что в палате еще три человека!»...

Я отказывалась понимать, что папа обречен, однако сам папа все понимал очень четко. Он вдруг стал разговаривать со мной о вещах, о которых никогда раньше не говорил, стал проводить со мной гораздо больше времени и сильно баловать меня деньгами, что было для него крайне нехарактерно. В последние дни он перестал меня узнавать, но часто называл мое имя. 30 января 1973 г. папы не стало. Я потеряла самого любимого человека, самого лучшего друга, и боль этой утраты так и не утихла. За всю жизнь я не встретила человека, равного ему...

ИЛЬЯ МИХАЙЛОВИЧ ФРАНК (1908–1990),

директор Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ (1957–1989), академик

... Богатство идей, поглощенность наукой, энергия, смелость в постановке экспериментов, высокая требовательность к достоверности результатов были характерны для Федора Львовича всегда, с самого начала. Они в равной мере проявлялись в работах двадцатилетней давности, когда он создавал спектрометр по времени замедления – стотонный свинцовый куб, и в создании поляризатора нейтронов десять лет назад, и в экспериментах с ультрахолодными нейтронами, которые оборвала его кончина. Широта знаний и глубина понимания физики также характерны для Федора Львовича, и эти качества с годами развивались. Одновременно из года в год возрастали известность Федора Львовича как физика и его авторитет руководителя и учителя молодежи. Как много еще сделал бы Федор Львович!

Он был на редкость сдержанным человеком, всегда глубоко сосредоточенным в своих мыслях. Вместе с тем он не только был доброжелателен, но и исключительно внимателен к каждому в любом научном обсуждении. Точность и глубокая обдуманность его обычно кратких суждений всегда поражали. Все это, вместе с высоким личным авторитетом, заставляло без принуждения слушаться его советов в науке...

Все мы понимаем, что в развитии лаборатории и её становлении, в наиболее интересных работах, которые принести лаборатории известность, роль Фёдора Львовича была огромна...

Путь его в науке был далеко не завершен, наоборот, он был на подъеме, и я думаю, что роль Федора Львовича в науке со временем будет раскрываться все больше и больше...

БРУНО МАКСИМОВИЧ ПОНТЕКОРВО (1913–1993),*академик, ЛЯП ОИЯИ*

Он был тем человеком, к которому всегда можно было обратиться с вопросом и быть уверенным, что вы получите что-то существенное. В нем удивительно сочетались эрудиция, я бы сказал, фундаментальность, теоретический подход, экспериментальная выдумка, огромное трудолюбие и организаторский талант. Человек высоких душевных качеств, он никогда не отказывал в помощи другим.

Я был связан с Федором Львовичем не только по работе в Объединенном институте, он был профессором на кафедре элементарных частиц в дубненском филиале МГУ. Могу сказать, что Федор Львович обладал и талантом учителя.

Нельзя не упомянуть те области современной физики, в которых Федор Львович оставил яркий след. Это нейтронная физика, ядерные реакции на легких ядрах, физика твердого тела, физика элементарных частиц, физика атомных реакторов.

Чтобы характеризовать его класс и широту как физика, достаточно упомянуть такие работы, как спектрометрия нейтронов по замедлению в свинце, отклонение от закона $1/v$ на ${}^3\text{He}$ и утверждение о существовании у ${}^4\text{He}$ возбужденного состояния O^+ создание импульсного реактора, оригинальный метод получения поляризованных нейтронов пропусканием через поляризованную протонную мишень, метод измерения магнитных моментов резонансов и, наконец, работу, после которой как-то произошло возрождение нейтронной физики. Я имею в виду экспериментальное накопление ультрахолодных нейтронов, т.е. реализацию мечты Ферми о создании, как он ее называл, «бутылки нейтронов». Именно сейчас Федор Львович собирался использовать новые достижения в этой области, им же созданной, для того чтобы измерить дипольный электрический момент нейтрона.

Сколько еще прекрасных работ сделал бы Федор Львович, если бы судьба подарила ему 10-15 лет!

ЕВГЕНИЙ ЛЬВОВИЧ ФЕЙНБЕРГ (1912–2005),*академик РАН*

Это был физик «божьей милостью». Его мышление было всегда глубоким, ясным и пронизательным. Он был немногословен и скромн, но поняв, осознав какую-либо проблему, излагал доводы настолько кратчайшим путем, настолько убежденно и убедительно, что часто просто невозможно было спорить.

Федор Львович был экспериментатором, но это был физик такой широты, что и в теории он чувствовал себя свободно. Недаром в одном из фундаментальных вопросов нейтронной физики он получил существенный новый результат, который не хотел признать один из крупнейших наших теоретиков, но затем согласился полностью.





Ф.Л. Шапиро с Д.И. Блохинцевым



В Лаборатории атомного ядра в ФИАНе с А.А. Бергманом, Г. Палевским (США), И.М. Франком



На семинаре в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ с Р. Цалеткой, С.М. Поликановым, В.А. Щёголевым, Г.Н. Флёровым и В.В. Волковым

Я твердил о научном таланте и творчестве Федора Львовича. Но и его человеческий талант тоже был выдающимся. Он привлекал к нему всех. Федор Львович был органически честен. Честен в своих взаимоотношениях с наукой, честен, чуток, тактичен, заботлив в своих взаимоотношениях с людьми. Неудивительно, что его так любили и в ФИАНе, и в Дубне.

ИОСИФ СОЛОМОНОВИЧ ШАПИРО (1918–1999),

член-корреспондент РАН

...Значение оригинального вклада Федора Львовича в науку можно охарактеризовать очень кратко и просто: достаточно перебрать в уме ведущие институты и лаборатории мира, работающие по тематике, интересовавшей Федора Львовича, и сразу станет ясно, что его научные результаты могли бы быть украшением для любого из этих заведений...

Федор Львович был экспериментатором. Но проблемы, которые он исследовал, понимал точно и качественно, как теоретик. Именно поэтому его результаты излагаются теперь на страницах учебников по квантовой механике и теории ядра...

Федор Львович был человеком редкой, надежной порядочности, на которую мог положиться всякий. Он был верным и обаятельным товарищем. Все, кто были близки к Федору Львовичу, знали, что он был человеком твердых и чистых жизненных принципов, которым не изменял. Вместе с тем в общении с людьми он был мягким, внимательным и снисходительным. Люди ценили это и платили ему вниманием и симпатией. Я не могу припомнить человека, отзывавшегося о Федоре Львовиче неодобрительно...

Этот человеческий такт был у Федора Львовича естественным, а не придуманным с прагматической целью. Он почти произвольно рождался у него в общении с людьми, по-видимому, просто из органического уважения к любому человеку уже за одну его принадлежность к роду человеческому...

ИЗРАИЛ ЯКОВЛЕВИЧ БАРИТ (1919–1995),

научный сотрудник ФИАН

...Федор Львович неоднократно мне говорил, что важным качеством естествоиспытателя является сомнение в самых, на первый взгляд, очевидных утверждениях. Ничего не следует принимать на веру, как бы правдоподобно это ни выглядело...

Эти свойства в сочетании с чисто человеческими качествами, такими как высокая требовательность к себе и другим, принципиальность и одновременно доброта, чуткость, внимательное отношение к людям, снискали ему любовь и уважение всех, кто его знал...

ГОРАЦИЙ ЕРЕМЕЕВИЧ БЕЛОВИЦКИЙ,
научный сотрудник ФИАН, друг детства

...Я познакомился с Федей в школьные годы где-то в 1924 году. Федя был очень деятельным и любознательным школьником. Дома, в чулане, он соорудил лабораторию, где проводил различные опыты. Иногда они сопровождались взрывами или возгоранием, но это его не смущало и не отталкивало от проведения новых опытов (к неудовольствию родителей)...Думаю, что эти занятия зародили в нем интерес к экспериментальным исследованиям...

...Летом 1956 г. Федор Львович и автор этих строк отдыхали на Черном море в Архипо-Осиповке. Бухта там открытая, и в ветреную погоду купаться в ней невозможно было из-за сильного волнения. В один такой солнечный и ветреный день море было пустынно, все отдыхающие отлеживались на песчаном берегу. Вдруг раздались крики: «В море тонет человек!» Быстро к берегу сбегалась толпа молодых и крепких мужчин. Стали обсуждать, как помочь утопающему, но никто не решался броситься в море. И вот в такой ситуации, когда нужно было быстро действовать, Федор Львович, не говоря ни слова, бросился в бурное море и спас утопающего...

АЛЬБЕРТ ШТАЙЕРЛ,
сотрудник реакторной станции, Гархинг, ФРГ

...Я помню профессора Шапиро как блестящего физика, предлагавшего выдающиеся идеи и обладавшего мужеством для их воплощения, независимо от того, сколь трудной реализация этих идей могла показаться первоначально. Ультрахолодные нейтроны на реакторе ИБР со средней мощностью только 6 кВт(!) – лишь один из таких примеров. В дополнение к высокому профессионализму, профессор Шапиро был одним из самых щедрых и сердечных людей, которых я когда-либо встречал. Я никогда не забуду о том, что в свой доклад по ультрахолодным нейтронам на Конференции по изучению структуры ядра с помощью нейтронов в Будапеште в 1972 г. (текст которого он написал, но не смог лично сделать из-за болезни) он включил полный обзор наших работ в этой области, сделанных к тому времени в Гархинге...

ВЛАДИСЛАВ АЛЕКСАНДРОВИЧ СЕМЕНОВ,
старший научный сотрудник, ФЭИ, Обнинск

...Внешне всегда спокойный, слегка ироничный, с умным внимательным взглядом Федор Львович располагал к разговору: «Что у вас? Садитесь поближе, рассказывайте». Он умел слушать собеседника, очень быстро схватывал суть вопроса. Казалось, он с одинаковой заинтересованностью обсуждает как научные, так и организационно-технические вопросы. А разговор с Федором Львовичем значил многое. Как говорили в ЛНФ: «Ну, раз Федор Львович сказал...»...

Стиль общения Федора Львовича с сотрудниками был таков, что позволял решать многие вопросы, как бы походя, например, по пути в столовую или за обеденным столом. Это было в порядке вещей, тем более что инициатива при этом часто исходила от самого Федора Львовича...

Несмотря на свой высокий научный авторитет и административное положение, Федор Львович был вполне доступным человеком. Его поведение было очень естественным, лишенным всякой позы и казенщины.

ЛЕВ ИОСИФОВИЧ ЛАПИДУС (1927–1986),
заместитель директора ЛЯП ОИЯИ

...Ф.Л. Шапиро остается в моей памяти одним из самых неожиданных «подарков судьбы», которые принесла мне работа в ОИЯИ.

...Федор Львович был немногословным, но очень глубоким человеком. Его слова были «очень концентрированы».

...Одним из наиболее удивительных проявлений предельно ответственного отношения Федора Львовича к своим административным обязанностям был тот удивительный и никем не повторенный факт, что он самым внимательным образом читал и творчески перерабатывал все научные работы Лаборатории нейтронной физики, которые направлялись в печать...

Федор Львович никогда не декларировал такого, но уже давно известно, что ему принадлежит следующая важная мысль: «Не надо стремиться к большому числу опубликованных работ. Делать надо только хорошие работы. Если у вас нет идеи хорошей работы, ничего не делайте, думайте».

ЮРИЙ ЦОЛАКОВИЧ ОГАНЕСЯН,
научный сотрудник ЛЯР, ныне – академик,
научный руководитель ЛЯР ОИЯИ

...Это был второй семинар в моей молодой жизни. Неожиданно для меня в конференц-зале ЛЯР оказался Федор Львович. Мы решили, что его пригласил наш директор Георгий Николаевич Флеров для того, чтобы он меня послушал, а заодно и «пощипал»...

После семинара он подошел ко мне и спросил, где я обедаю. «В столовой», – ответил я. «Можно я с Вами пообедаю?» – спросил Ф.Л. Я, конечно радостно согласился.

Он мне задавал вопросы один за другим. Их, казалось бы, было уместно задавать на семинаре. Но здесь, в столовой, я был совершенно раскрепощен, мог спорить, возражать, не боялся допустить ошибок в своих суждениях...

А то, что это был всего второй семинар в моей жизни, Ф.Л., думаю, понял сразу и со свойственной ему деликатностью решил, что лучше поговорить со мной наедине.

Я запомнил этот обед на всю жизнь.

СЕМЕН СОЛОМОНОВИЧ ГЕРШТЕЙН,
старший научный сотрудник ЛТФ ОИЯИ,
ныне – академик РАН

...Исследования Федора Львовича благодаря всестороннему выяснению вопроса носят поистине классический характер. Полученные им результаты были всегда настолько надежны, что Федор Львович мог их отстаивать в любой дискуссии. Вспоминаю историю с обнаруженной Федором Львовичем поправкой к эффективному сечению неупругого и упругого рассеяния нейтронов при низких энергиях. Как мне рассказывал Федор Львович, он исходил вначале из прецизионных экспериментальных данных и заметил, что следующие члены разложения по импульсу для известных сечений рассеяния

$\sigma_{el} = \text{const}$ и $\sigma_{in} \sim \frac{1}{v}$ выражаются через одну и ту же константу α , характеризующую первый член неупругого сечения $\sigma_{in} = \frac{4\pi\alpha''}{k}$. Ландау, узнав об этом результате, вначале не поверил в него и в свойственной ему манере обругал автора. Позже, поняв, что обнаруженное Федором Львовичем соотношение вытекает из общей теории медленных столкновений, Ландау принес Федору Львовичу свои извинения и включил этот результат со ссылкой на Федора Львовича в свой курс квантовой механики.

ЭДУАРД ИВАНОВИЧ ШАРАПОВ,
научный сотрудник ЛНФ ОИЯИ

...Однажды я спросил Федора Львовича: почему не изданы его университетские курсы по ядерной физике или «Нейтронная физика» Ф. Шапиро? Смысл ответа был удивительно самокритичен и скромн: «Пишу только при абсолютной необходимости, мобилизующей ум и волю». Лишь позднее пришло осознание, что за этим ответом скрывалась громадная научная, административная и организационная нагрузка, не оставлявшая времени на работу над монографиями...

Федор Львович предпочел творить жизнь, эксперимент, теорию и в этом плане был чрезвычайно целеустремлен. Но когда он брал перо, то писал на одном дыхании – мощно, чисто, строго, ничего лишнего...

АЛЕКСАНДР ВЛАДИМИРОВИЧ СТРЕЛКОВ,
научный сотрудник ЛНФ ОИЯИ

...Иногда приходилось слышать, что Ф.Л. «не уделяет должного внимания общественной работе». Всегда и везде этот «антиобщественный» человек призывал к справедливости...

...Добровольцем уходит на фронт; после тяжелейшего ранения в голову и грудь он в госпитале в ученической тетрадке решает задачу о повышении

точности стрельбы самолетов в воздушном бою; бросается в штормовое море и спасает тонущего человека на глазах здоровых мужиков, которые в это время теоретически обсуждали варианты такого спасения; он категорически отверг, несмотря на угрозы, предложение КГБ выступить на антиссионистском митинге в Москве во время арабо-израильской войны; он протестовал против некоторых решений дирекции института, чем и заслужил его немилость...

ИВАН ВАСИЛЬЕВИЧ СИЗОВ (1921–2010),

руководитель сектора ЛНФ ОИЯИ

...Федор Львович проявлял большой такт в общении с людьми. При всей его занятости всегда находилось время внимательно, терпеливо выслушать, дать совет, оказать помощь или поддержку. Приемные часы не соблюдались, их просто не было. Дверь его кабинета всегда была открыта для посетителей.

Федор Львович, кажется, органически не признавал приказаний и распоряжений, хотя и имел на это право как заместитель директора лаборатории, но так умело убеждал собеседника, что «подводил» его к тому, что нужно делать так, а не иначе. Ему никогда не изменяла выдержка. Даже в самом серьезном споре – всегда ровный и спокойный голос. Разговор на «повышенных тонах» – не для Федора Львовича. Никаких внешних признаков раздражения или неудовольствия – лишь слегка сдвинутые брови – единственное свидетельство его истинных чувств. Во всем внешнем облике Федора Львовича – душевность, спокойная уверенность, сильная воля.

ВИКТОР НИКОЛАЕВИЧ ЕФИМОВ (1929–1991),

научный сотрудник ЛНФ ОИЯИ

...Федор Львович умел объяснить без всяких тензорных формул, обладая способностью глубоко проникать в физику явления и давать сложным вещам простое и наглядное толкование. В теоретической технике он, пожалуй, не разбирался, но ему это было и не нужно, потому что понимание сущности вопроса и интуиция ставили Федора Львовича выше многих теоретиков...

АЛЕКСАНДР ВЛАДИМИРОВИЧ СТРЕЛКОВ,

ведущий научный сотрудник ЛНФ ОИЯИ

История открытия ультрахолодных нейтронов

...Впервые об ультрахолодных нейтронах я услышал весной 1967 г. от заместителя директора нашей лаборатории Федора Львовича Шапиро, когда он посетил меня в больнице в Москве. Он рассказывал мне об эксперименте американского физика П. Миллера по обнаружению электрического дипольного момента у нейтрона. Для этого им были использованы очень медленные нейтроны, которые можно было перегнать на спортивном автомобиле.

А лучше бы в этом эксперименте использовать еще более медленные нейтроны. «Те, которые Вы, Саша, – говорил Федор Львович, – сможете перегнать бегом! Выздоровливайте и займемся этим», – подбадривал он меня. Я отнесся к этому, как к «байке», предназначение которой – поддержать человека, лежащего очень долго в больнице.

Однако через год, в начале мая 1968 г., Федор Львович позвал в свой кабинет меня и работающего со мной Леню Булавина, аспиранта из Киевского университета, усадил на диван и с мелом у доски рассказал о возможности выполнения эксперимента по проверке закона сохранения Т-четности посредством обнаружения электрического дипольного момента у нейтрона, если таковой у него есть. В отличие от опыта П. Миллера, Федор Львович предложил использовать не пучок медленных нейтронов, а струю газа, состоящую из отдельных очень медленно движущихся нейтронов, скорости которых не превышали несколько метров в секунду. Это были те самые ультрахолодные нейтроны (УХН), о которых Федор Львович мне рассказывал в больнице. Применение УХН должно было существенно повысить чувствительность такого эксперимента и, что не менее важно, избавить от систематической ошибки, свойственной установке П. Миллера. На прощание Федор Львович подарил нам по свежему оттиску своей статьи в журнале «УФН», посвященной этой проблеме, и сказал – «Подумайте!»...

Через некоторое время, подсев ко мне в столовой, Федор Львович во время обеда продолжил агитировать меня за УХН, а в конце разговора предложил через Володю Нитца разыскать «бесхозного», как он выразился, аспиранта из Института химической физики Покотиловского и обсудить с ним эту задачу. Вскоре я встретился с Юрой Покотиловским, и мы с ним, еще не зная толком, как ставить опыт с таким экзотическим объектом, большей частью фантазировали и шутили. Потом мы начертили установку для поиска УХН в наших стандартных огромных ржавых нейтроноводах, предполагая концентрировать поток УХН на выходе из такого нейтроновода с помощью огромного сходящегося конуса, уменьшив сечение нейтроновода до размера маленького детектора на основе фотоумножителя...

Федор Львович отлично понимал, что из большого реактора должно вылетать и большое количество УХН, однако нежелание хозяев мощных реакторов заняться УХН убедило его предпринять попытку обнаружить УХН на нашем «дохленьком» ИБРе, полный поток нейтронов от которого был меньше почти в тысячу раз.

Как только я выписался из больницы и вернулся в лабораторию, услышал от Федора Львовича предложение попытаться успеть провести эксперимент по наблюдению УХН еще до летней остановки ИБРа на реконструкцию, которую планировали провести за один год. Для усиления этих работ он решил привлечь еще двух очень квалифицированных физиков – В.И. Лущикова и Ю.В. Тарана. 18 июня Федор Львович собрал нас в своем кабинете и еще раз рассказал о преимуществах УХН в эксперименте по наблюдению электрического дипольного момента нейтрона, наметил план действий по первому опыту с УХН. Прежде всего, он отметил, что, несмотря на огромный проигрыш нашего ИБРа в среднем потоке нейтронов по сравнению со стационар-

ными реакторами, у него есть большое преимущество в том, что УХН можно будет наблюдать в перерыве между импульсами реактора, тем самым эффективно подавляется фон от более быстрых нейтронов, который ожидался в сто миллиардов раз больший, чем поток УХН. Федор Львович также высказал скептическое предположение, что УХН смогут далеко распространяться по вакуумным трубам, поскольку каждое столкновение УХН со стенкой ожидалось диффузным из-за очевидного предположения, что размеры УХН намного меньше величины шероховатости стенок. Поэтому Федор Львович предложил попытаться зарегистрировать УХН в непосредственной близости от активной зоны реактора, отведя их по короткой медной трубе, загнутой в полукруг. В качестве детектора УХН был предложен сцинтилляционный метод, для чего надо было выяснить: сможем ли мы фотоумножитель, находящийся на расстоянии порядка одного метра от активной зоны реактора, защитить так, чтобы он не «заткнулся» во вспышке реактора и смог бы работать в промежутке между импульсами реактора? ...

В ближайшую остановку реактора на выходные дни... я остался в Дубне и за два дня на багажнике своего велосипеда, объезжая 100-метровую пролетную базу, перевез из экспериментального зала в зал реактора огромную гору парафиновых блоков и свинцовых кирпичей. В этом деле мне помогал скучающий и разомлевший от жары вахтер на ИБРе, который широко раскрыл все двери и каждый раз помогал мне преодолевать высокий порожек при въезде в зал реактора. В понедельник мы уже все вместе у активной зоны реактора собрали защиту фотоумножителя, а во вторник уже получили однозначный ответ – более тонны защиты явно не хватало, чтобы защитить фотоумножитель. Он «затыкался» от вспышки реактора так, что не мог регистрировать нейтроны в пятисекундном промежутке между вспышками реактора. Результат этого эксперимента несколько охладил наши стремления. Федор Львович продолжал придерживаться мнения, что отражение УХН от внутренних стенок будет полностью диффузным. И поскольку ожидалось, что внутри трубы УХН будут толпиться только у активной зоны, нужен был какой-нибудь метод отгрести УХН подальше от реактора. В студенческие годы я три сезона работал комбайнером на уборке урожая на целине и вспомнил про применяемый в комбайне метод транспортировки сыпучих тел, зерна и половы, с помощью шнека – вращающейся винтовой поверхности. С этой идеей транспортировки УХН по нейтроноводам я пришел к Федору Львовичу. Он сначала улыбнулся, сказав мне, что не знает конструкции зернового комбайна, но хорошо знает конструкцию обычной мясорубки, где работает такой же механизм, и одобрил эту идею. Взбодренный этим, я через несколько дней принес в кабинет Федору Львовичу чертеж установки с коническим шнеком, который должен был не только транспортировать УХН, но и, утрамбовывая, концентрировать их в очень малом объеме у вершины конуса. На сей раз Федор Львович сразу забраковал мою идею, показав, что при ударе о движущуюся поверхность УХН будут увеличивать свою скорость выше критической, тем самым резко потеряют возможность полного отражения от стенок удерживающего объема – будут поглубже заходить в стенки и поглощаться в них.

Время шло. Начался уже июль, нашему ИБРу по плану оставалось работать меньше одного месяца. Нам не оставалось ничего, кроме надежды на то, что, несмотря на диффузное рассеяние, некоторая доля УХН все-таки доберется самоходом, т.е. без подталкивания до другого конца длинной вакуумной трубы, которая должна выходить в экспериментальный зал, где детектор УХН можно уже надежно защитить от излучения реактора. Выбрали на реакторе наиболее удобный и, к счастью, достаточно свободный в то время канал № 2, хозяин которого В.В. Голиков был уже в отпуске. Буквально за пару дней мы нарисовали общий вид установки с учетом конкретных размеров и возможностей наших мастерских. И 10 июля мы с Юрой Покотилевским вдвоем в приподнятом настроении вошли в кабинет к Федору Львовичу и показали ему наш эскиз установки. Каково же было наше недоумение, когда Федор Львович, выслушав нас, посмотрел на свой перекидной календарь и, глядя в сторону от нас в окно (а он всегда так делал, когда ему приходилось сообщать неприятные вещи собеседнику), выразил сомнение в том, что мы успеем в оставшееся до останковки реактора время изготовить такую установку и даже еще что-нибудь померить. Мы с Юрой возразили ему, сказав, что, если он даст нам в распоряжение мастерские, то мы постараемся успеть. Федор Львович немного помолчал, а потом согласился с нами. Выйдя из его кабинета, мы буквально бросились рисовать конкретные чертежи для мастерской. Рационально рассчитывая время, мы воспользовались принципом нашего коллеги В.П. Алфименкова – в таких случаях в мастерскую сначала сдаются детали установки, которые мы можем быстро нарисовать, но которые долго делаются в мастерской. Окончательно остановились и на материале стенок нейтроновода – была выбрана имеющаяся в наличии на складе медная труба диаметром 10 см и толщиной стенки 3 мм. Внутреннюю поверхность сначала решили просто почистить, потравив ее в азотной кислоте, но наш химик И.М. Столетова предложила применить раствор для химической полировки. Чтобы подавить поглощение УХН в зазорах фланцевой стыковки отдельных участков труб, эти зазоры были минимизированы так, чтобы конец медной трубы непосредственно упирался в начало другой трубы с выжимной резиновой прокладкой на большем диаметре. Для того, чтобы избежать капризной сварки с медной трубой фланцев, мы решили их припаять оловом, а сами фланцы для быстроты и легкости обработки изготовить из сыпучей латуни. Глубоко за полночь, уже под утро следующего дня, я подсунул под дверь токарного цеха нашей мастерской эскиз фланцев для нейтроновода, на обороте которого было крупными буквами написано обращение к мастеру цеха: «Л.Г. Орлову! Сие – ультрасверхсрочное! Начните, пожалуйста, с самого утра! Саша».

Выспавшись и придя в лабораторию, я тут же в коридоре повстречался с начальником мастерских Н.А. Мацуевым, у которого спросил, как делаются наши детали. Он ответил мне: «Да никак!» И сказал, что нормальные дела нормальные люди так не делают, что это – партизанщина и что он сам должен разобраться в ситуации, порекомендовав встретиться с ним завтра... Я сразу понял, что Федор Львович еще не успел его «накачать», чтобы он дал нам «зеленую улицу» в мастерских. Уже погрузневший, я зашел в то-

карный цех к Лене Орлову. Он, узнав о моем разговоре с Н.А. Мацуевым, сказал с улыбкой: «Крутятся твои детали с утра на двух станках». Несмотря на то что Федор Львович действительно еще не давал им команды ускорить наши работы, однако они с Мацуевым, увидев мою депешу, сами решили, что просьба серьезная, а к тому времени, когда к ним придет команда от начальства, детали будут уже почти готовы. Я потом рассказал об этом Федору Львовичу, он улыбнулся и тут же пошел в мастерскую. В тот же день Федор Львович сказал, что дает нам в помощь еще двух высококвалифицированных лаборантов – Е.Н. Кулагина и С.И. Неговелова, а также инженера Б.И. Аполлонова, хорошо знающего вакуумные установки в экспериментальном зале.

Мы обсудили детали устройства детектора УХН. Был выбран сцинтилляционный способ счета заряженных частиц, которые образуются при захвате нейтрона ядрами лития, тонкий слой которого наносится на поверхность сцинтиллятора – слоя сернистого цинка. Слой лития должен был быть в виде специально подобранного химического соединения так, чтобы по возможности подавить энергетический барьер для УХН от поверхности этого вещества. Существование этого энергетического барьера на поверхности вещества должно позволить нам посредством последовательных отражений УХН от стенок трубы транспортировать и хранить их в сосудах, однако этот же барьер не дает возможность проникнуть УХН внутрь вещества детектора и тем самым поглотиться и зарегистрироваться в нем. В литиевосодержащей молекуле вещества детектора с помощью подбора атомов, обладающих сильно различающимися способностями рассеивать нейтроны, удастся почти полностью подавить отражающий барьер. Такой детектор способен регистрировать нейтроны с любыми скоростями, однако для выделения доли УХН из общего потока нейтронов Федор Львович предложил использовать метод тонкой шторки, изготовленной из того же вещества, что и стенки нейтроновода. Если детектор закрыт шторкой, УХН отражаются от нее, и детектор их не считает. Таким образом, разница в счете открытого детектора и детектора, закрытого шторкой, и составляет счет УХН. Чтобы сомнений в этом не было, шторка должна быть очень тонкой, такой, чтобы в величине ослабления потока нейтронов шторкой определяющую роль играло бы отражение нейтронов от поверхностного потенциала шторки (толщина этого слоя не превышает 0,1 микрометра), а не захват нейтронов ядрами материала шторки. Для надежности измерений решили использовать одновременно два близко расположенных детектора, поочередно закрываемых одной и той же шторкой.

Ю. Покотилковский занялся изготовлением детектирующих тонких слоев. Сцинтиллятор из сернистого цинка осаждался из водной взвеси порошков на тонких стеклянных кружках диаметром ~ 4 см, которые крепились через тонкий слой вакуумного масла к поверхности фотокатодов фотоумножителя типа ФЭУ-13.

За остаток дня я нарисовал чертежи такого детектора, а утром принес их в мастерскую. На сей раз Н.А. Мацуев безропотно подписал их и сказал: «Беги к Орлову!» Ляня Орлов, взяв мои чертежи, сказал свое излюбленное словечко: «Изуродуем!» Это означало, что он очень быстро выполнит наш заказ.

Управлять установкой мы решили из пультовой физиков; она располагалась рядом с анализаторным залом в лабораторном корпусе, а от него до реактора – почти целый километр. Дистанционное управление шторкой поначалу решили осуществить с помощью двух сельсинов. Мы рукой поворачивали ось одного сельсина в пультовой и чувствовали по сопротивлению движения оси этого сельсина, как далеко, за километр, у детектора ось, приводимая в движение вторым сельсином, перемещая шторку от одного детектора к другому, упирается в крайнее положение. Схема была очень проста – никакой автоматики, ни моторов, ни концевых выключателей и контрольных лампочек – просто поворачиваем шторку, будто сплошной жесткой осью длиной ~ 1 км, до осязаемого рукой упора.

В понедельник, 15 июля, прямые участки труб с фланцами были готовы, но проблемой оказалось изготовление изогнутого участка нейтронотода, а это было принципиальным элементом нашей установки. Идея эксперимента была довольно проста: нейтроны, вылетающие из замедлителя, расположенного внутри вакуумной медной трубы, будут разлетаться во все стороны, и только УХН, отражаясь от стенок, в конце концов, дойдут до другого конца трубы, где будут зарегистрированы детектором. Как только труба, расположенная по оси пучка, выходила из зала реактора в экспериментальный зал, она круто загибалась, отводя в сторону УХН из прямого пучка, и вводила их в защитный куб, в центре которого был расположен детектор УХН. Изготовление этого крутого поворота медной трубы и вызвало у нас затруднение. Кто-то сказал, что в ЦЭМе есть трубогибочный станок, я сел на велосипед и через 10 минут увидел этот нехитрый агрегат. Местные власти сказали мне, что этот станок, в принципе, работает, но еще не сдан в эксплуатацию: не хватало, якобы, каких-то бумажек, разрешающих пользование им. Я, видать, так рьяно убеждал солидного начальника включить для нас этот станок, что он попросил меня покинуть помещение, а седовласый старик-рабочий сказал мне тихонько при выходе: «Тащи трубу, согнем на той неделе, а “этот” уходит через пару дней в отпуск».

Ждать мы не стали, а на ЦЭМ власть Федора Львовича уже не распространялась, и нам ничего не оставалось, как только попытаться согнуть трубу своими силами. Из-за экономии времени сразу же отбросили варианты с изготовлением специальной оснастки и приспособлений. Попросту набили трубу сухим песком, открыли люк канализационного колодца у самого входа со двора в лабораторию и, оперев один конец трубы в стенки колодца, вторым тянули за длинное сосновое бревно, затыкающее трубу сверху. Руководил этой работой наш сварщик М.Г. Зайцев, который одновременно прогревал место изгиба сразу двумя ацетиленовыми горелками.

Уже к вечеру следующего дня мы попробовали провести химическую полировку труб по рецепту, предложенному нам И.М. Столетовой. Мы отказались изготавливать специальную огромную ванну для химической обработки длинных труб, а решили обойтись только малым количеством раствора – около 10 литров – смесью кислот, заливая раствор непосредственно внутрь трубы менее чем наполовину и, заглушив трубу с обоих концов, вращали ее вокруг своей оси, которая оставалась горизонтальной. Практически это

выглядело так: мы катали эти трубы по асфальту лабораторного двора, пиная их ногами впереди себя. Потом поднимали один из концов трубы, быстро разбалчивали заглушку и сливали кислоту. При этом из трубы вырывалось облако удушливого бурого газа, а прохожие, глядя на это, острили, говоря, что мы пытаемся материализовать из этого дыма Старика Хоттабыча.

Однако «первый блин оказался комом» – качество внутренних стенок было отвратительное, намного хуже, чем у контрольных образцов. Дело оказалось в том, что процессы разбалчивания и слива кислоты до промывки водой занимали довольно большое время, за которое на свежепротравленной поверхности под действием воздуха появлялись темные разводы. Решили все делать побыстрее; однако, как на грех, из нашего длинного тоненького шланга, надетого на водопроводный кран умывальника, шла хилая струйка воды, а нужна была очень мощная струя воды для быстрого смыва кислоты со стенок. Тут нам в голову пришла идея использовать пожарный брандспойт первого этажа на лестничной клетке у черного хода; однако на улице было уже темно, и мы решили отложить это дело до утра.

На следующее утро я по дороге в институт заехал к самому главному пожарнику Дубны Н.И. Гусарову, который, выслушав мою просьбу, сказал, что брандспойты служат только для тушения пожаров, а не для производственной деятельности; однако они могут совместить профилактическую промывку брандспойта с нашей просьбой, но для этого он потребовал бумагу от главного инженера ОИЯИ. Из пожарки я позвонил в лабораторию, чтобы обратиться за помощью к Федору Львовичу, но его не было на месте, а главный инженер нашей лаборатории С.К. Николаев на мою просьбу повлиять на Гусарова Н.И. ответил мне невнятно: «Вечно ты, Саша, что-то придумываешь!» Когда я появился в лаборатории, то увидел, что Женя Кулагин вовсю уже пользуется пожарным брандспойтом, промывая трубы после слива кислоты. Работал он быстро – струя воды была очень сильная, летели брызги, и он был весь мокрый, а двор залит огромными лужами. Я спросил его, кто разрешил пользоваться брандспойтом. «Никто», – ответил он, махнув рукой. А результат был блестящий в прямом и переносном значении этого слова – трубы сияли на солнце красно-голубым отливом. Подошедший Федор Львович тоже порадовался с нами хорошим результатам обработки труб и сказал, что «если у Вас плохое настроение, то загляните внутрь этой сверкающей трубы, и Ваше настроение сразу улучшится». В этот же день мы собрали в стендовом зале в мастерских и откачали весь нейтроновод, а на завтра наметили переезд на реактор.

На следующий день почти до обеда мы ждали заказанную накануне машину, так и не дождались и решили перетащить нейтроновод в экспериментальный зал на себе. Один из участков нейтроновода – трехметровую трубу с фланцами – досталось нести мне и Славе Лушикову. Мы несли ее на плече. Слава шел впереди меня и курил, а когда прошли уже здание 44, он решил переложить трубу на другое плечо, а заодно и поджечь спичкой потухшую сигарету. В результате этого труба соскочила с его плеча и, ударившись фланцем об асфальт, больно отдала мне в плечо (это, как выяснилось потом, казалось бы, обычное происшествие впоследствии могло иметь роковое

значение для всего нашего эксперимента). Быстро сболтали отдельные участки нейтроновода и затолкали его на канале № 2 в уже имеющуюся трубу гораздо большего диаметра, направленную на активную зону. Пространство между трубами закрыли тремя защитными коллиматорами, которые не только центрировали наш медный нейтроновод по оси пучка, но и позволили существенно сократить площадь прямого пучка, выпускаемого в экспериментальный зал. Часть прямого пучка по сечению нашего медного нейтроновода выходила в экспериментальный зал, и у нас разгорелись дебаты: где и как разместить ловушку прямого пучка. Решили, что самой лучшей защитой от прямого пучка будет то, что в этот пучок мы никаких поглотителей ставить не будем, кроме стенок кривого колена нейтроновода, а пропустим прямой пучок мимо и затем поглотим его в ловушке, удаленной на значительное расстояние от детектора. У активной зоны установили специально изготовленный большой парафиновый замедлитель, в который заглубили начальный участок нейтроновода, предварительно вставив внутрь него цилиндрический блок из оргстекла толщиной 10 см. В этом дополнительном замедлителе, или конверторе, как мы потом стали называть его, УХН образовывались уже внутри трубы, через стенки которой они не могут проходить из обычного замедлителя, расположенного вне трубы. Федор Львович предлагал в качестве такого конвертора поставить лист полиэтилена толщиной 1 мм, однако я настоял именно на большом конверторе из оргстекла, в котором вдоль оси было просверлено множество глухих отверстий – это был так называемый дырочный замедлитель, которыми я в то время увлекался. Дырочный замедлитель более эффективен для тепловых и холодных нейтронов, и я подумал, что и для УХН это свойство сохранится. Федор Львович был с этим не согласен, но разрешил мне поставить именно такой конвертор, сказав, что, наверное, хуже-то не будет, так как УХН должны рождаться только в очень тонком приповерхностном слое. Всего неделю спустя Федор Львович пожалел, что согласился на постройку такого большого конвертора.

В субботу, 20 июля, мы собрали нейтроновод и откачали его. В самый последний момент перед постройкой детектора нам удалось достать только сравнительно толстую медную фольгу для шторки толщиной 15 микрон – Г.М. Осетинский выдач нам ее из своих закромов, обещая, что в ЛЯР через несколько дней он достанет нам более тонкую.

К вечеру в экспериментальном зале появились главный инженер нашей лаборатории С.К. Николаев и начальник смены ИБРа С.А. Квасников, которые, увидев, что мы «нагородили», выразили сначала сожаление, а потом даже протест и приказали нам разобрать нейтроновод и закрыть шибера канала. Они объяснили нам, что это является категорическим требованием специнструкции по безопасности и защите активной зоны от террористов – в выходные дни они могли из неохраняемого экспериментального зала, легко вытащив наш нейтроновод, проникнуть через открытый шибера в зал реактора и похитить или разрушить активную зону реактора. Однако нам очень не хотелось разбирать и вытаскивать уже откачанный нейтроновод, и я тут же пожаловался по телефону Федору Львовичу. После долгих и нервных теле-

фонных переговоров был найден выход – попросили вахтера из зала реактора ночью приглядывать и за экспериментальным залом.

Федор Львович предложил нам измерить поток тепловых нейтронов на месте расположения нашего конвертора. УХН являются органической частью потока тепловых нейтронов, имеющих максвелловское распределение при комнатной температуре со средней скоростью 2200 м/с. Диапазон скоростей УХН – от 0 до 5 м/с в этом спектре занимает очень маленькую относительную долю – всего $\sim 5 \cdot 10^{-12}$. Как часть распределения, поток УХН должен быть пропорционален потоку тепловых нейтронов, значение которого надо было знать для расчета предполагаемого потока УХН. Пришедший сразу в голову традиционный активационный метод пришлось отбросить, так как он требовал дистанционного механизма доставки активируемого образца, калиброванных детекторов, чем мы не располагали и в спешке не могли быстренько сделать. Решили непосредственно измерить поток тепловых нейтронов в прямом пучке в экспериментальном зале. Стандартный газоразрядный счетчик нейтронов с трехфтористым бором расположили на оси пучка сразу после крутого изгиба нейтронновода, стенки которого должны ослаблять пучок тепловых нейтронов всего-навсего на несколько процентов. К сожалению, даже для сильно заколлимированного пучка до 1 мм² счетчик «заткнулся» во время вспышки реактора. Тогда мы решили на несколько порядков уменьшить эффективность счетчика, перезаполняя его смесью аргона с очень малым (но точно известным) количеством ³He. Для этого мы просверлили этот стандартный счетчик и припаяли к нему маленькую трубочку с краном. Надлежащую концентрацию ³He удалось сделать только с третьей попытки, мотаясь на велосипеде в лабораторное здание, где производили перезаполнение счетчика. По времени пролета на анализаторе мы увидели четкий максвелловский спектр тепловых нейтронов на конверторе, из которого вылетали регистрируемые нами тепловые нейтроны.

Импульсы от детектора УХН решено было регистрировать параллельно пересчеткой и временным анализатором. Федор Львович продолжал усиливать нашу команду и, вызвав из отпуска электронщика А.И. Иваненко, попросил его приготовить четыре пересчетки, которые должны быть задублированы, синхронно включаться и быть блокированы на время импульса реактора. Саша Иваненко за пару дней разыскал четыре пересчетки ПП-12, привел их в порядок и сделал пульт управления; причем он расположил пульт в каком-то посылочном деревянном ящике, о который можно было занозиться. Ко дну ящика и его стенкам он гвоздями прибил несколько реле и переключателей. Увидев такой пульт, Федор Львович рассмеялся, сам сделал на нем несколько переключений и, убедившись в его надежности, поблагодарил Сашу за выполненное задание. Независимо от пересчетов, импульс от детектора параллельно подавался на временной анализатор. Прежде чем УХН доберутся до детектора, они должны довольно долго хаотично ударяться о стенки трубы; поэтому скорость их регистрации детектором предполагалась равномерной в промежутке между вспышками реактора, что и хотелось нам проконтролировать с помощью временного анализатора. Таким образом, анализатор должен перекрывать весь временной диапазон между вспышками реактора,

который работал в режиме редких вспышек – одна вспышка в 5 секунд. До этого в нашей лаборатории на реакторе не исследовались такие медленные процессы, а все временные анализаторы в ту пору были у нас самодельные, назывались они МЗУ (магнитное запоминающее устройство) и служили для спектрометрии нейтронов по времени пролета. Даже тепловые и холодные нейтроны пролетали расстояния от реактора до детекторов за время, не превышающее десятой доли секунды; за это время и производился анализ скоростей регистрируемых нейтронов, а пятисекундный диапазон работы был не освоен нашими электронщиками. За эту задачу взялся сам начальник нашего анализаторного зала Г.Н. Зимин, и всего за один день он запустил МЗУ-3 в нужном для нас режиме. Весь интервал от вспышки до вспышки был разбит на тысячу каналов; данные выводились на цифропечать – это были десятки метров бумажной ленты, на которой вначале была видна прямая вспышка реактора и пик от тепловых нейтронов, а в остальном промежутке – сплошные нули и, только иногда, единицы, общее количество которых на ленте можно было сосчитать на пальцах – это и был счет от самих УХН и запаздывающих нейтронов. Складывая все единицы, мы получали значение, совпадающее с числом, зарегистрированным пересчетками за то же время.

В четверг, 25 июля, мы закончили складывать защиту детектора. Она представляла из себя огромный, более двух метров высотой, куб из парафиновых и бетонных блоков, стоящий в углу экспериментального зала вблизи шибера канала № 2. Вакуумная откачка нейтроноводов осуществлялась через небольшое отверстие в нейтроновом (~1 см²), поэтому только незначительная часть УХН должна была теряться в этом отверстии. Борис Иванович Аполлонов приладил откачную трубу к мощной вакуумной системе установки поляризованных нейтронов на третьем канале, и наш нейтроновод откачался за несколько часов до вакуума лучше, чем 10⁻³ мм рт.ст., чего было вполне достаточно, чтобы остаточный воздух в трубе не мешал УХН свободно распространяться по трубе-нейтроноводу.

В пятницу, 26 июля, все было готово, и мы включили установку. Детекторы что-то считали, однако перевести шторку из пультовой комнаты нам не удалось, т.к. не хватало силы сельсина, чтобы преодолеть усилие зажатого вакуумного сальника привода оси шторки на детекторе. При ослаблении нажимной гайки сальника в нем появлялась заметная течь, и вакуум резко ухудшался. Чтобы добраться до детектора, пришлось несколько раз разбирать и собирать нашу громоздкую защиту, в центре которой располагался детектор УХН. Решили пока без больших переделок переводить шторку руками, ухватившись за ось шторки на детекторе. На эту возню ушел почти весь день, и вечером в экспериментальном зале остались только мы с Ю. Покотиловским. Было уже довольно поздно, но нам хотелось выяснить, что же считает детектор. Тут же в экспериментальном зале мы нашли пересчетку, подключили ее к детектору и увидели, что детектор что-то считал, а при закрытой шторке этот счет почти полностью прекращался. Мы несколько раз открывали и закрывали шторку. Эффект был стабильным. Переключили пересчетку на второй фотоумножитель, и на нем наблюдалась большая зависимость скорости счета от положения шторки. Это были УХН! Нашей радости не было

предела. Так легко и сходу мы видим огромный эффект, вот они – эти УХН! Вскоре мы заметили, что наш детектор регистрирует нейтроны только в сам момент вспышки реактора, а УХН должны были регистрироваться по нашим предположениям более или менее равномерно. Это не могли быть более быстрые, чем УХН, нейтроны из вспышки реактора, поскольку счет от быстрых и тепловых нейтронов совершенно не должен зависеть от положения тонкой медной шторки, которая никак не могла в несколько раз поглотить поток более быстрых, чем УХН, нейтронов. Для определения момента вспышки реактора нам не надо было смотреть в осциллограф на «нули» (специальные электрические импульсы от реактора, сообщающие о начале вспышки реактора), потому что в момент вспышки реактора по всему экспериментальному залу через каждые 5 секунд раздавался мощный ударный стук от установки В.В. Нитца, в которой в момент вспышки реактора на магнит разряжалась огромная батарея конденсаторов и что-то в его системе дребезжало и вибрировало. Юра первый догадался, что наш детектор регистрирует обычный свет, вызванный свечением нашего внутреннего конвертора-замедлителя из оргстекла под действием излучения реактора. Этот свет хорошо проходит внутри нашей блестящей трубы от реактора и регистрируется фотоумножителем, так как наши детектирующие нейтроны слои достаточно тонки, частично пропускают свет. Свет не доходит до фотоумножителя, когда он закрыт непрозрачной для света медной шторкой. Наблюдаемый нами эффект должен был бы сохраниться и при напуске воздуха в трубу. Так оно и оказалось. Более того, сняв детектор и заглянув в трубу при потушенном в зале свете, мы увидели слабые голубоватые вспышки, следующие синхронно точно в такт с громоуханием нитцевской установки.

В принципе, этот свет не должен был мешать нам наблюдать УХН, поскольку детектор блокируется на время вспышки, и мы продолжили измерения, однако переделка привода шторки заняла у нас почти весь следующий день. Утром в субботу мы решили в дистанционном приводе шторки заменить слабый сельсин на электромотор с редуктором, который отвинтили от электронного самописца. Для постановки электромотора на место сельсина на детекторе понадобилась деталь, эскиз которой я быстро набросал, однако изготовить эту деталь можно было только на большом токарном станке, т.е. через 2 дня, в понедельник, т.к. в выходные, естественно, в мастерских никого нет. Я предложил сделать эту нехитрую деталь сразу же на токарном станке в нашей мастерской, куда я знал как проникнуть и без ключа. Услышав это, Федор Львович пошел со мной в мастерскую, посмотрел, как я начал работать на станке, а потом все время, пока я был в цехе, прохаживался у входной двери в лабораторию, для того чтобы перехватить и отвлечь кого-либо, кто мог бы «застукать» нас, самовольно работающих в мастерской. Когда я вышел из цеха с готовой деталью, то встретил Федора Львовича, который с тревожным выражением на лице сказал мне, что он не предполагал, что шум от работающего станка так сильно будет раздаваться по всему пустующему зданию. Только к вечеру удалось запустить измерения; хотя мы не смогли так хорошо откачать трубу, как раньше, но достигнутого вакуума было еще достаточно для свободного распространения УХН по трубе.

Утром я пришел в пультовую и увидел сонных Ю. Покотиловского и С. Лушикова, которые дежурили всю ночь и огорошили меня «сюрпризом»: у них четко наблюдалась обратная шторочная разница – открытый детектор считал меньше, чем детектор, закрытый шторкой. Это уже нельзя было хотя бы как-нибудь разумно интерпретировать. Подошел Федор Львович и тоже удивился наблюдаемому обратному эффекту. Из соображений здравого смысла было ясно, что это какой-то аппаратурный эффект. К сожалению, быстренько разобраться с этим, что-нибудь поменяв в параметрах установки, было невозможно, поскольку детектор считал менее одного импульса в минуту и статистика набиралась очень долго. Федор Львович сел у пересчеток и стал строить на бумажке распределение во времени импульсов от детектора, и вскоре сообщил нам, что ожидаемого распределения Пуассона у него не получается; иногда импульсы приходили пачками по несколько штук сразу, но с моментом вспышки реактора это было не связано. Я поехал в экспериментальный зал в надежде увидеть какие-нибудь искрения около нашей установки, наводки от которых, в принципе, могли бы объяснить наблюдаемый эффект. Я долго смотрел в осциллограф, однако не заметил наличия каких-нибудь инородных импульсов или «рвани», которая обычно присутствует при наводках. Перед отъездом из экспериментального зала я заметил, что вакуум в нашем нейтроноводе еще более ухудшился и еле-еле дотягивал до середины шкалы вакуумметра. Я убедился, что насосы работают нормально, а входной вентиль открыт полностью. Эту весть я привез на пульт. Вакуум был единственным нашим параметром, который изменился, поэтому общим мнением решили послать меня снова в зал, чтобы я специально еще более ухудшил вакуум в нейтроноводе. Когда я это сделал и вернулся в пультовую, то мне показали огромные пачки импульсов, идущие от детектора. Скоро пришло объяснение этому эффекту. В нашей схеме отрицательное высокое напряжение было подано на фотокатод, и мы видели пробои в вакууме у фотокатода, вызванные некоторой проводимостью стекла фотоумножителя. Когда заземленная металлическая шторка накрывает детекторные слои и фотокатод, то напряженность электрического поля над фотокатодом резко возрастает, и пробои увеличиваются. Поэтому при закрытой шторке детектор считал больше, а увеличение интенсивности пробоев с ухудшением вакуума было вызвано тем, что вакуум порядка десятой доли мм рт. ст. является наиболее легко пробойным.

Снова пришлось идти в экспериментальный зал. Сняли детектор и заземлили у него фотокатод, подав высокое напряжение на анод – пробои сразу пропали, даже несмотря на то, что вакуум продолжал монотонно ухудшаться, хотя по расчету даже такой неважный вакуум пока еще не должен был повлиять на интенсивность распространяющихся по нейтроноводу УХН. Федор Львович высказал предположение, что вакуум монотонно ухудшается по причине выделения водорода из внутреннего замедлителя-конвертора под действием излучения реактора. При этом он пожалел, что ранее согласился с постановкой мною конвертора в виде большого блока из оргстекла, выход водорода из которого должен быть намного больше, чем из тонкой полиэти-

леновой пластинки, которую он рекомендовал поставить в качестве конвертора УХН.

Опять запустили измерения только поздно вечером. Через два дня, 31 июля, в 22.30 реактор остановился по плану на предстоящую реконструкцию. Набранной статистики явно не хватало, чтобы утверждать, что мы наблюдаем УХН, хотя положительная штормочная разница наблюдалась довольно уверенно. Нам обидно было откладывать на целый год этот эксперимент, дожидаясь окончания реконструкции реактора. Мы сидели на пульте установки и мечтали, чтобы реактор поработал бы еще две недели – мы добрали бы статистику и сделали бы ряд контрольных экспериментов. Я высказал мнение, что мечты наши несбыточны, ибо реактор встал окончательно, и нам надо идти и разбирать установку. Для доказательства я рассказал о картине, которую застал на пульте ИБРа. Моя рабочая комната в то время была как раз напротив пульта ИБРа, и утром я заглянул на пульт. Там я увидел, как наш КИПовец Коля Паженцев с каким-то молодым мальчиком с помощью кусачек снимают приборы с пульта ИБРа. Как только это услышал Федор Львович, он тут же подошел к телефону, позвонил на пульт реактора и попросил пока приостановить разборку пульта. А нам сказал, что, может быть, реактор еще будет работать и что это окончательно решится на директорском совещании после обеда.

В этот день во второй половине дня я был вызван телефонным звонком секретаря нашей лаборатории Марии Семеновны Лисицыной в приемную директора. Вскоре из кабинета И.М. Франка ко мне быстро вышел Федор Львович и, выведя меня в коридор, попросил попытаться быстро провести анализ газа в нейтроноводе. Он сказал, что если окажется, что это воздух, то значит, что в нейтроноводе образовалась течь. «А если в нейтроноводе окажется водород, то тут уже делать нечего и придется сдаваться», – сказал Федор Львович. «Я смогу продержаться еще минут сорок», – добавил он, доведя меня до лестницы. Только потом он нам рассказал, что на этом совещании все, кроме него, были против продления сроков работы реактора. Директор лаборатории Илья Михайлович Франк, не согласившись с доводами Федора Львовича о некотором продлении работы ИБРа, выдвигал свои: слава Богу, реактор отработал свое и без аварий; «блиц-кригов» в исследовательской работе не бывает, и давал нам рекомендации, чтобы мы лучше подготовились и уже через год на модернизированном реакторе продолжали бы свои эксперименты. «А за это время – советовал нам И.М. Франк – вы разобрались бы с пока не решенной проблемой, которая не дает нам возможности наблюдать УХН – с выделением водорода из замедлителя, который должен поглощать наши УХН в нейтроноводе». Поэтому Федор Львович и просил быстро провести анализ газа в нейтроноводе.

Спустившись этажом ниже в пультовую нашей установки, я никого там не нашел; не с кем было даже поделиться и поплакаться о безнадежности нашего положения, ибо за такое время этот анализ газа сделать казалось абсолютно невозможным. Я пробежал глазами по списку телефонов ЛЯП и ЛЯР, где бы мог, в принципе, быть масс-спектрометр или газовый хроматограф, даже куда-то позвонил..., но это был самый разгар отпусков; да если бы я и разыскал газоанализатор, то любой из них нужно было бы полдня приводить в чувство.

Вдруг как-то сразу задача показалась мне очень даже простой: надо попытаться использовать огромную разницу в удельных весах этих газов – 1 литр воздуха весит чуть более 1 грамма, а водорода – более чем в 10 раз меньше. На велосипеде я помчался в свою комнату в корпусе 44. Взял литровую круглодонную колбу, заткнул ее резиновой пробкой, в которую вставил стеклянный вакуумный кран. Взвесил колбу с воздухом и – с откачанным воздухом. Точное взвешивание я проводил на аналитических весах, на которые большая и рогатая с краном колба не помещалась, поэтому пришлось воспользоваться внешней подвеской. Колба находилась внизу под столиком, на котором стояли весы, и была привязана медной проволокой к одному из коромысел весов. Проволока проходила через специальное отверстие в плите – основании весов, из которого был вынут механизм арретирования. На велосипеде я поехал в экспериментальный зал к нашей установке, держа в одной руке откачанную колбу и большую стеклянную воронку. Несмотря на остановку реактора, откачивающие наш нейтроновод насосы всюду молотили, и возле них я увидел Бориса Ивановича Аполлонова, который помог мне быстренько заполнить колбу из выхлопа форвакуумного насоса. Для этого я из туалета принес обычное ведро, которое Борис Иванович заполнил более чем наполовину вакуумным маслом из расходного блока огромного форвакуумного насоса. Я рукой опустил в масло воронку и полностью заполнил ее с надетым шлангом и зажимом, соединяющим его с привезенной мною вакуумной колбой. Снизу в воронку под маслом мы подвели трубку с выхлопными газами из насоса, который откачивал нашу установку. Сразу же стало понятно, что процесс заполнения колбы займет большое время, т.к. пузырьки всплывали очень редко и, собираясь, очень медленно вытесняли масло из вершины конуса воронки. Чтобы не ждать наполнения колбы до атмосферного давления, мы с Борисом Ивановичем открутили от какой-то установки образцовый вакуумметр и, подсоединив его к трубке, соединяющей воронку с колбой, откачали воздух из шлангов и вакуумметра. Когда у меня кончилось терпение накапливать редко всплывающие пузырьки, я открыл колбу и собрал в нее весь газ, накопившийся в воронке. Оказалось, что давление в колбе было всего $\sim 0,3$ атм. Я закрыл кран на колбе и помчался с ней к весам. С учетом разницы в давлениях я рассчитал удельный вес газа в колбе, он с точностью до 5% совпадал с удельным весом обычного воздуха. Запыхавшийся, я вбежал в приемную директора, намереваясь тут же сообщить Федору Львовичу эту радостную весть. Однако Мария Семеновна остановила меня и, узнав, что мне нужен Федор Львович, сказала, что она сейчас допечатает на машинке какую-то срочную бумагу и с ней войдет «туда» и позовет мне Федора Львовича. Я сидел в приемной; время шло, а бумажка все печаталась. Кто-то заглянул и вызвал Марию Семеновну в коридор, а я тем временем взял лист бумаги и большими буквами написал: «Это – воздух!» Согнул ее вдвое, дописал на ней «Федору Львовичу!» и подsunул под вторую дверь тамбура кабинета И.М. Франка. Вошедшая Мария Семеновна, застав меня в согнутом положении в тамбуре и с недовольным лицом сказав мне: «Не терпится!», стала допечатывать свою бумагу. Федор Львович

вышел почти сразу. Я показал ему свои записи весов колбы; он очень быстро все понял и произнес, улыбаясь: «Конечно же!»

Совещание продолжалось еще очень долго. Я даже успел съездить в город и, возвращаясь, встретил С.К. Николаева, выходящего из двери лаборатории, который кисло кивнув мне, сказал: «Не знаю, как вы будете работать, когда я уже почти всех распустил в отпуск!» Я понял, что это была наша победа! Через некоторое время мы все собрались в пультовой; пришел Федор Львович и подтвердил, что реактор для нас еще будет работать две недели. От других участников этого директорского совещания мы потом узнали, что Федор Львович, борясь за продолжение срока работы реактора, даже серьезно предлагал свою кандидатуру в качестве инженера-электрика для дежурства в смене на пульте ИБРа взамен тех, кто уже успел уехать в отпуск на юг.

На следующий день мы вошли в зал реактора с гелиевой подушкой и теческательем, быстро отыскивали течь в нейтроноводе – она оказалась в оловянной пайке одного из фланцев нейтроновода, причем течь была именно во фланце того участка трубы, которая ударилась об асфальт, упав с плеча Славы Лущикова при переноске ее из лабораторного корпуса в экспериментальный зал. Понятна нам стала и причина ухудшения вакуума со временем – эта трещина в пайке постепенно увеличивалась под действием очень тяжелого коллиматора, который буквально висел на этом фланцевом соединении, т.к. не был подперт снизу. Дыру запаивать не стали, а просто замазали ее пластилином, а коллиматор отодвинули подальше от активной зоны так, чтобы он совсем не касался внутреннего нейтроновода. Вытащили из нейтроновода злосчастный блок из оргстекла дырочного конвертора, заменив его на тоненький полиэтиленовый диск толщиной в 1 мм. За эти два дня остановки мы заменили медную фольгу на более тонкую, т.к. толщина ранее используемой шторки в 15 микрон была достаточной, чтобы эффективно поглотить α -частицы и создать «шторочную разницу». Мы не видели возможностей существования такой α -активности, наведенной реактором и распространяемой в газовой фазе по трубе, однако, чтобы отместить и такие, пусть экзотические, но возможные сомнения, мы решили поставить шторку потоньше, β -активность никак не могла вызвать «шторочную разницу» при нижнем пороге регистрации нашего детектора, составляющем ~ 1 МэВ, поскольку шторка толщиной даже в 15 микрон практически прозрачна для β -частиц таких энергий. Так как не удалось разыскать тонкую медную фольгу, решили изготовить ее своими силами на установке термического распыления металлов в вакууме. Такая установка была в нашем отделе в группе полупроводниковых детекторов у Э.З. Рындиной, которая была уже в отпуске. Мы сами быстро разобрались в этой установке и за один день наготовили на ней целый набор свободных от подложки медных фольг, одну из которых толщиной в 1,6 микрона мы поставили на детектор УХН в качестве шторки. При такой тонкой шторке именно поверхностный энергетический барьер меди толщиной $\sim 0,01$ мкн должен был отражать от себя УХН, не пропуская их на детектор. Даже если бы не было отражающего барьера, УХН при прохождении такой тонкой шторки поглощались бы всего-навсего на 2% и не смогли бы создать заметной шторочной разницы. Таким образом, только поверхностный отражающий ней-

троны потенциал мог бы дать разницу в счете между открытым и закрытым шторкой детектором.

Наконец мы были готовы к новому циклу, и по нашей команде реактор снова запустился 4 августа. Он по-прежнему работал круглосуточно в режиме редких вспышек – одна вспышка в 5 секунд при средней мощности в 6 кВт. На сей раз измерения прошли очень гладко. Интенсивность регистрации открытого детектора составляла около одного импульса в три минуты, а при закрытой шторке он считал в три раза меньше.

Я сидел ночью в пультовой и смотрел на красные, бегающие по кругу, огоньки декастронов пересчетов, которые регистрировали импульсы от детектора. Электродвигатель перемещения шторы включался вручную, перемещая шторку с одного детектора на другой один раз в 200 секунд. Иногда при такой редкой статистике эффект был обратный – закрытый детектор считал больше, чем открытый. По этому поводу я сильно переживал – как у телевизора, когда транслировали хоккейный матч СССР–Канада, и, глядя на пересчетки, очень сильно «болел» за УХН. К утру, сложив результаты всех серий, я увидел, что шторочная разница во много раз превышает статистическую ошибку. Утром еще из дома позвонил мне на пультовую Федор Львович, которому я с восторгом ответил, что наблюдается четкий эффект. Федор Львович попросил меня спокойно продиктовать ему непосредственные показания пересчетов (он так и раньше делал – звонил, чаще всего из Москвы, и просил продиктовать непосредственные данные и цифры из журнала, а потом при встрече у него уже были свои графики и посчитанные ошибки). А через час он появился в пультовой, где наша команда была уже в сборе. Федор Львович улыбался, в руках он держал огромный арбуз, который пристроил на краю стола. Посмотрев в журнал на цифры и убедившись, что эффект продолжает со временем, как он сказал, «статистически утверждаться», предложил нам арбуз со словами: «Заслужили! Давайте съедим этот большой нейтрон!» Арбуз был вкусный, а настроение у нас было приподнятое. Я, увидев, что Федор Львович крутит в руках бельевую прищепку, предположил, что он приехал в лабораторию на велосипеде (а он очень редко для этого пользовался велосипедом), и, желая пошутить, сказал ему: «Федор Львович, а эффекта-то у нас не было бы, если бы у Вас арбуз упал с велосипеда!» На что он быстро ответил, что эффекта действительно у нас не было бы, «если бы Вы, Саша, расколотили бы стеклянную колбу с газом, когда гоняли с ней на велосипеде».

Федор Львович предложил оценить время удержания УХН в трубе посредством измерения зависимости интенсивности регистрации УХН от давления газообразного гелия, подаваемого в трубу. Скорость атомов гелия при нормальной температуре более чем в 200 раз превышает скорость УХН, которые в этом случае могут считаться практически стоящими на месте. Поток атомов гелия, бомбардирующий стоячие УХН, зависит от давления гелия, а вероятность их столкновения (сечение) при таких взаимных скоростях сближения хорошо известна, что позволяет рассчитать процесс исчезновения УХН из трубы из-за ускорения их ударами атомов гелия уверенно и достаточно точно. Гелий должен быть очень чист, особенно от водородо-содержащих примесей, содержание которых не должно превышать долей

процента, т.к. сечение взаимодействия нейтрона с ними превышает сечение взаимодействия с гелием больше чем на два порядка. Баллон с паспортом и гарантированно чистым гелием удалось разыскать только в ЛЯП у Б.С. Неганова, откуда мы почти целый километр катили его, пиная ногами по асфальтовой дороге. На эти измерения, или «гелиевую кривую», как мы ее называли, ушло более суток. Среднее время удержания УХН в трубе, определенное таким способом, составило около 300 секунд. Это означало, что УХН, добираясь от реактора до детектора, на самом деле в трубе реально проходят гораздо больший путь, во много раз превышающий минимальное расстояние от реактора до детектора и составляющий ~ 10 метров. Таким образом, подтвердилось предположение, что механизм распространения УХН по трубам – диффузный.

«Под занавес» мы успели провести еще два контрольных измерения, доказывающих, что регистрируем именно УХН. В одном из них мы поставили на один из фотокатодов детекторный слой с литием в химическом соединении с фтором. По расчету у такого соединения имеется довольно значительный энергетический отражающий барьер по сравнению с почти отсутствующим барьером у соединения гидроокиси лития, которое использовалось во всех рабочих измерениях. Эксперимент показал, что интенсивность регистрации УХН детектором с фтористым литием была на расчетную величину меньше, чем у детектора с гидроокисью лития.

В последнюю ночь работы реактора с 12 на 13 августа было решено поставить на фотокатоды только сцинтилляторы с сернистым цинком, но совсем без литиевых слоев. Интенсивность регистрации детектором упала при этом более чем на порядок, что подтверждало, что в нашей до этого наблюдаемой «шторочной разнице» мы действительно наблюдаем нейтроны, а не тяжелые заряженные частицы.

Утром в 6.00, 13 августа 1968 г., реактор ИБР остановился, и уже окончательно, на предстоящую реконструкцию. Конечно, нам еще хотелось поиграть с этим удивительным газом из нейтронов. Особенно нам хотелось приподнять детектор на высоту около 2 метров над уровнем нейтроновода, куда УХН уже не смогли бы подняться в поле тяжести Земли. Интересно было бы и расположить внутри трубы поглотитель УХН в виде масляного пятна недалеко от детектора, что должно было сильно уменьшить счет УХН на детекторе. Однако это мы смогли проделать только позднее на более мощных реакторах, куда впоследствии были перенесены эксперименты с УХН.

Измерения закончились. В лаборатории стало совсем тихо. Через несколько дней мы разобрали свою установку, оставив в зале реактора только наактивированный участок нейтроновода. Постепенно стали возвращаться из отпусков наши загорелые сотрудники, которым мы увлеченно рассказывали об опытах с УХН. Почти все, слушая, улыбались, чем выражали, скорее всего, не радость, а большую долю иронии по поводу услышанного – уж слишком непривычно все это было для нейтронной физики по сравнению с традиционными методиками экспериментов на пучках нейтронов. Некоторые с долей ехидства окрестили наши опыты «развлечениями в области романтической физики».

Слава Лушиков сразу же укатил в Сочи в свое традиционное место отдыха. Пошли грибы. Мы с Юрой Покотиловским, возвращаясь на велосипедах из леса в Коровинском заливе с далеко не полными корзинами, у ЦЭМа встретили Федора Львовича, идущего с работы. Мы остановились. Федор Львович, заглянув в наши полупустые корзинки, с улыбкой заметил, что мы с Юрой УХН наловили больше, чем набрали грибов. Потом он сообщил нам, что, посмотрев результаты измерений на временном анализаторе, он увидел – «шторочная разница» уверенно наблюдается даже с учетом регистрации детектором прямой вспышки и тепловых нейтронов. А это означало, что импульсность используемого нами реактора, конечно, позволила подавить фон, но не настолько, чтобы мы не смогли бы зарегистрировать УХН и на стационарном реакторе мощностью всего 6 кВт. У обычных исследовательских стационарных реакторов мощность на три порядка больше – значит, и УХН там должно быть во столько же раз больше и их можно будет выделить над фоном от более мощного реактора.

При расставании Федор Львович посоветовал нам отправиться в отпуск и хорошенько отдохнуть, а по возвращении – заняться переездом на какой-нибудь более солидный реактор...

Вернулся только почти через месяц и узнал, что Федор Львович уже поговорил с руководителем Отделения ядерной физики ИАЭ им. И.В. Курчатова Л.В. Грошевым, который, узнав о первых положительных результатах экспериментов с УХН в Дубне, незамедлительно предоставил нам в распоряжение самый интенсивный и самый удобный канал №3 на пяти-мегаваттном реакторе ИРТ.

Полгода мы часто ездили в Москву в ИАЭ, где на многочисленных совещаниях в верхах обсуждали вопросы по созданию большой и удобной установки УХН силами конструкторского бюро и мастерских ИАЭ. Однако, даже несмотря на то, что отдельные части этой установки были уже готовы, у нас лопнуло терпение – не работать с УХН, а наблюдать за графиком создания гигантской установки в Москве?! Уговорив руководство ИАЭ, мы решили сделать установку попроще в Дубне. Всего за две недели на основе нашего медного, уже работавшего в первом эксперименте нейтроновода УХН мы создали установку для Москвы. Морозным утром 14 февраля мы погрузили эту установку на «газик» и отвезли ее в Москву, где через неделю уже были снова начаты исследования с УХН. А о большой, создаваемой в ИАЭ установке так никто и не вспомнит. Поток УХН в Москве на дубненской установке в сто раз превысил поток УХН, полученный в первом эксперименте в Дубне, и был бы еще больше, если бы мы не были вынуждены поставить на стационарном реакторе алюминиевый конвертор, у которого генерирующая способность УХН почти в десять раз меньше.

Таким образом, несмотря на то что УХН были впервые наблюдаемы в Дубне, почти все последующие исследования с УХН проходят за ее пределами, на более мощных реакторах.

Весной 1975 г. в Москве, в Госкомитете по изобретениям и открытиям, Я.Б. Зельдовичу, В.И. Лушикову, Ю.Н. Покотиловскому и мне были вручены дипломы за открытие УХН.

Диплом Федора Львовича, скончавшегося в 1973 г., получила ее жена Софья Матвеевна Шапиро.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
-----------------------	---

1

ИССЛЕДОВАНИЯ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Некоторые возможности использования поляризованных тепловых нейтронов, связанные с несохранением четности при β -распаде	5
О некоторых методах поляризации и анализа поляризации нейтронов промежуточной энергии	13
Поляризация нейтронов пропусканием через поляризованную протонную мишень	15
Определение спинов нейтронных резонансов ядра No^{165} по пропусканию поляризованных нейтронов через поляризованную мишень в области энергий 0—55 эв	20
Выбор истинного набора длин рассеяния нейтрона на дейтоне из опытов по пропусканию поляризованных нейтронов через поляризованную дейтонную мишень.	29
Определение спинов нейтронных резонансов No^{165}	33
Получение и эксперименты с поляризованными нейтронами в области резонансных энергий	39
Поляризованные ядра и нейтроны	46
Измерение магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов резонансных состояний компаунд-ядер	57
Электрические дипольные моменты элементарных частиц	59
О спиновой зависимости взаимодействия медленных нейтронов с ядрами дейтерия, азота и лантана	73
Поляризованная протонная мишень как поляризатор нейтронов	77
Магнитные моменты состояний Er^{168} , возбуждаемых при захвате нейтронов	95

2

ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА

Некоторые возможные применения резонансного рассеяния γ -лучей	104
Эффект Мёссбауэра	105
Наблюдение резонансного поглощения γ -лучей в Zn^{67}	117
Энергетический спектр резонансного поглощения в окиси цинка γ -излучения Zn^{67} с энергией 92 кэв	120
Наблюдение эффекта Мёссбауэра в $Sm_2^{149}O_3$	127
Комментарий по поводу письма Дж. Т. Дэна «О различии между смещением, вызванным изменением массы, и смещением из-за эффекта Доплера второго порядка в эффекте Мёссбауэра»	129

3

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ
ВЕЩЕСТВА

Рассеяние нейтронов с энергией около 5 эв в графите и LiF	131
Установка для изучения рассеяния холодных нейтронов	134
Квазиупругое рассеяние холодных нейтронов на воде	138
Исследование кристаллической структуры веществ дифракцией нейтронов	142
Метод времени пролета для исследований кристаллических структур с помощью нейтронов и его возможности в связи с высокопоточными реакторами	146
Рассеяние холодных нейтронов на воде и некоторых органических веществах	155
Спектрометр по времени пролета с фильтром перед детектором	170
Установка для измерений с холодными нейтронами при импульсном реакторе	179
Когерентное рассеяние медленных нейтронов твердыми и жидкими металлами при малых передачах импульса	189
Об измерении фаз структурных амплитуд	193

4

УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ

Наблюдение ультрахолодных нейтронов	195
Опыты с ультрахолодными нейтронами	202
О накоплении нейтронов	208
Выход ультрахолодных нейтронов из замедлителей	210
Водяной и гидридциркониевый конверторы ультрахолодных нейтронов. Удержание нейтронов в медных и стеклянных сосудах	219

Ультрахолодные нейтроны	229
Получение ультрахолодных нейтронов на стационарном реакторе ВВР-К	247
Высокопоточный реактор СМ-2 как эффективный источник ультрахолодных нейтронов	252

5

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ

Импульсный реактор на быстрых нейтронах	258
Опыт эксплуатации реактора ИБР, его применение для нейтронных исследований и его характеристики при инъекции нейтронов от микротрона	269
Импульсный реактор ЛНФ ОИЯИ и перспективы применения импульсных реакторов в нейтронной спектроскопии	283
Ядерно-физические исследования на реакторе ИБР	298
Опыт эксплуатации и развитие импульсных периодических реакторов в Дубне	312
Импульсный реактор с инжектором ИБР-2	327

Научное издание

ФЕДОР ЛЬВОВИЧ ШАПИРО

Собрание трудов

ФИЗИКА НЕЙТРОНОВ
НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Утверждено к печати

Редактор издательства

Художник *В.Ю. Яковлев*

Художественный редактор *Ю.И. Духовская*

Технический редактор *Т.А. Резникова*

Корректор

Подписано к печати 00.00.00

Формат 70 × 100 ¹/₁₆. Гарнитура Таймс

Печать офсетная

Усл.печ.л. 00.0. Усл.кр.-отг. 00.0. Уч.-изд.л

Тираж 0000 экз. Тип. зак.

Издательство «Наука»

117997, Москва, Профсоюзная ул., 90

E-mail: secret@naukaran.ru

www.naukaran.ru