

РАЗВИТИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ
В НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ
ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА ИБР

И. М. Франк

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

А Н Н О Т А Ц И Я

Дается описание реакторов ИБР и приводятся их основные характеристики. Коротко рассматриваются основные работы, выполненные в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ за время существования реакторов ИБР.

A B S T R A C T

The IBR reactors are described and their principal characteristics are presented. The main works performed in the Laboratory of Neutron Physics (J. I. N. R.) since the existence of the IBR reactors are briefly outlined.

1. ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ ЛАБОРАТОРИИ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ ОИЯИ

В 1970 г. исполнилось 10 лет с того времени, когда реактор ИБР впервые достиг импульсной критичности [1, 2]. Это событие, определившее развитие основных научных работ Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, произошло 23 июня 1960 г. Десять лет — это немалый срок. Он заставляет оглянуться назад и подумать о том, насколько плодотворным был путь применения импульсного реактора периодического действия и его модификации с применением инжектора, каковы основные итоги пройденного пути и каковы дальнейшие перспективы. Эта статья не юбилейная и не мемориальная, но, как всякий обзор, она содержит результаты и иллюстрации различных лет, некоторые из них имеют десятилетний возраст.

Несколько слов об истории реактора ИБР и о его развитии. Проект реактора ИБР начал разрабатываться в Физико-энергетическом институте (ФЭИ) по инициативе Д. И. Блохинцева, если не ошибаюсь, в 1955 г. С 1957 г. в эту работу включился ОИЯИ, начались строительные работы и подготовка к экспериментам. Создание реактора ИБР, его пуск и первые этапы освоения проводились Лабораторией нейтронной физики (ЛНФ) совместно с ФЭИ.

Схема реактора ИБР, заимствованная из первого после пуска реактора отчета лаборатории ученому совету ОИЯИ, показана на рис. 1 [2]. Принципиально схема не изменилась, и поэтому ею можно воспользоваться. В стальной диск 1 вмонтированы два вкладыша 2. Первоначально один вкладыш был из ^{235}U , а другой, служивший противовесом, из ^{238}U . Теперь оба вкладыша сделаны из ^{235}U . Вес каждого из них около 4 кг, и изготовлены они с большой точностью одинаковыми. По обеим сторонам от диска расположены две кассеты с плутониевыми стержнями 4, охлаждаемыми воздухом. Вес плутония около 20 кг. Электродвигатель 13 через передачу 11 приводит основной диск во вращение со скоростью 3000 об/мин. То же устройство служит и для передачи вращения на вспомогательный диск, также содержащий урановый вкладыш. Число оборотов вспомогательного диска по отношению к основному можно менять и тем самым менять частоту повторения импульсов реактора.

На рис. 2 схематически изображены реактор и зал реактора так, как если бы была удалена часть стен биологической защиты, отделяющих реактор от экспериментальных помещений. Слева от реактора видна тележка, на одном конце которой находится свинцовая защита, закрывающая при остановке реактора активную зону. На другом конце тележки расположены кассеты с водородсодержащим

веществом, служащие для получения тепловых и резонансных нейтронов. Они надвигаются на активную зону перед пуском реактора.

На рис. 2а дана фотография группы участников пусковых работ сотрудников ФЭИ и ОИЯИ у реактора после окончания его монтажа, а на рис. 2б — общий вид пульта реактора. Рисунки относятся к 1960 г.

Реактор ИБР по проекту предназначен для работы при средней мощности 1 квт, и это во многом определило его конструкцию.

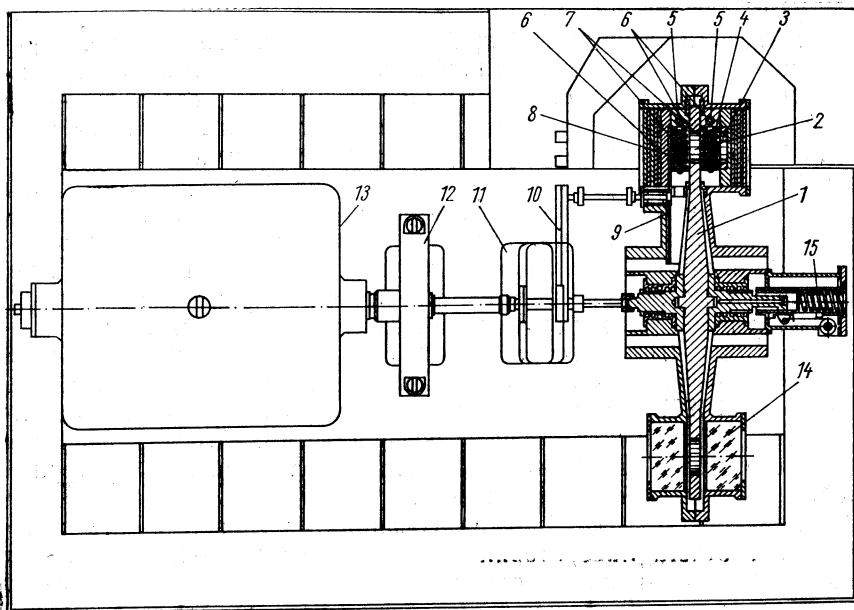


Рис. 1. Схема реактора ИБР:

1 — основной вращающийся диск; 2 — основная подвижная зона (опз); 3 — пластина грубого регулятора; 4 — неподвижная активная зона; 5 — регулирующие стержни АР и РР; 6 — отражатель нейтронов; 7 — аварийные стержни; 8 — вспомогательная подвижная зона; 9 — вспомогательный вращающийся диск; 10 — привод к валу вспомогательного диска; 11 — передача для увеличения числа оборотов; 12 — тормозное устройство для быстрой остановки вращения; 13 — электродвигатель для вращения диска; 14 — система контроля покрытия ОПЗ; 15 — механизм медленного вращения диска.

В конце 1960 г. он был доведен до проектной мощности и одновременно на нейтронных пучках начались физические эксперименты. Оптимальной для конструкции реактора (а не для физиков, которые всегда заинтересованы в повышении потока нейтронов) оказалась мощность 3 квт, и эта мощность была основной для большинства работ. При этом обычно реактор работал в режиме 5 имп/сек, а мгновенная мощность реактора в импульсе была около 15 Мвт. Длительность вспышки реактора (и это не было неожиданным) составляла примерно 50 мксек. При пролетной базе 1000 м это давало разрешение 0,05 мксек/м. Для того времени ИБР был неплохим, но не рекордным по разрешению спектрометром по времени пролета. В усло-

виях быстрого прогресса разрешающей способности нейтронных спектрометров это обстоятельство с самого же начала создавало некоторую озабоченность, стимулировавшую поиски путей повышения разрешающей способности спектрометра. Они в конечном итоге привели к созданию ускорителя электронов, служащего инжектором нейтронов. Первоначально это был микротрон на 30 Мэв. Урановая мишень, бомбардируемая электронами, помещалась внутри активной зоны реактора, и в ней генерировались фотонейтроны. Реак-

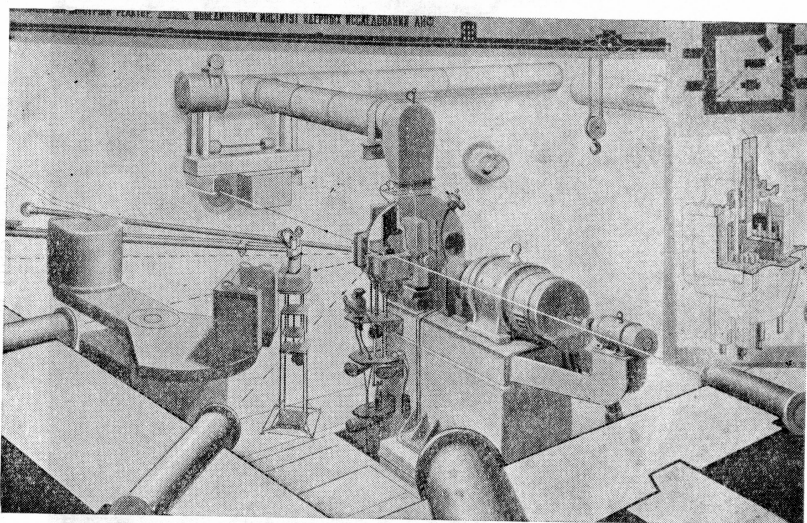


Рис. 2. Схема реактора и зала реактора, сделанная так, как если бы была удалена часть стен биологической защиты и сделаны вырезы в некоторых узлах реактора:

— — — — — оси нейтронпроводов, проходящие через центр активной зоны. Справа показана в более крупном масштабе активная зона ИБР.

тор работал при этом в подкритическом режиме — в режиме бустера, умножающего вспышку нейтронов в 100—200 раз. Выбор микротрона в качестве инжектора определился тем, что микротрон можно было разместить в имеющемся над залом реактора помещении и его создание можно было осуществить в короткий срок. Эта работа была выполнена Лабораторией нейтронной физики совместно с Институтом физических проблем АН СССР (лаборатория С. П. Капицы), и в 1964 г. инжектор был введен в действие [3]. Общий вид микротрона показан на рис. 3. Длительность импульса реактора при работе с инжектором сократилась более чем на порядок. При 50 $\mu\text{мн}/\text{сек}$ длительностью 3—4 $\mu\text{сек}$ средняя мощность реактора составляла около 0,5 квт , т. е. была примерно в шесть раз меньше, чем без инжектора.

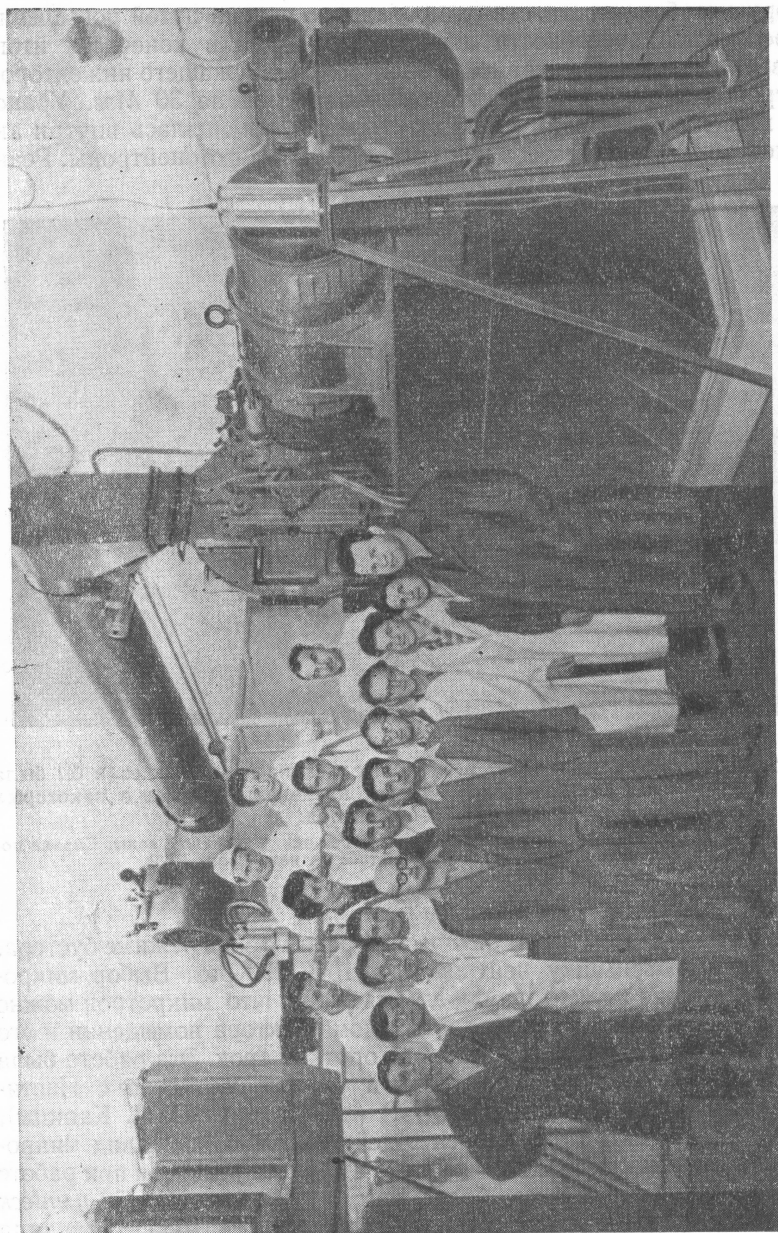


Рис. 2а. Группа участников пуска реактора ИБР в июне 1960 г.

С лета 1968 г. реактор ИБР начали применять и в режиме редких импульсов (1 *имп* в несколько секунд). При этом средняя мощность была 6 *квт*, а мгновенная достигала миллиона киловатт. На рис. 4 показан общий вид реактора в 1968 г. Из рисунка видно, что зал реактора заполнился устройствами для вывода и получения нейтронных пучков. Это особенно заметно, если сравнить с рис. 2а. В 1968 г. была подготовлена новая, более совершенная конструкция реактора. В связи с этим реактор ИБР в августе 1968 г. был остановлен, а затем и реактор, и микротрон были демонтированы. Новый реак-



Рис. 26. Пульт управления реактором.

тор, смонтированный на месте старого, получил название ИБР-30 и вошел в действие 10 июня 1969 г. [4]. Реактор ИБР-30 в период его монтажа показан на рис. 5. Идет юстировка стального диска, и в нем еще нет урановых вкладышей. Внутри массивной станины, имеющей вид положенной на бок буквы П, смонтированы кассеты для плутониевых стержней.

Вид реактора ИБР-30 после окончания его монтажа приведен на рис. 6. Левее электродвигателя видна сложная коробка скоростей, которая позволяет менять скорость вращения диска со вспомогательной активной зоной дистанционно, с пульта управления. Реактор ИБР-30 имеет сейчас среднюю мощность 25 *квт*, т. е. в восемь раз большую, чем его предшественник.

24 марта 1970 г. вступил в строй новый инжектор — линейный ускоритель электронов на 30 *Мэв*. Электроны бомбардируют мишень из карбида плутония, и при 100 *имп/сек* и размножении в 100 раз,

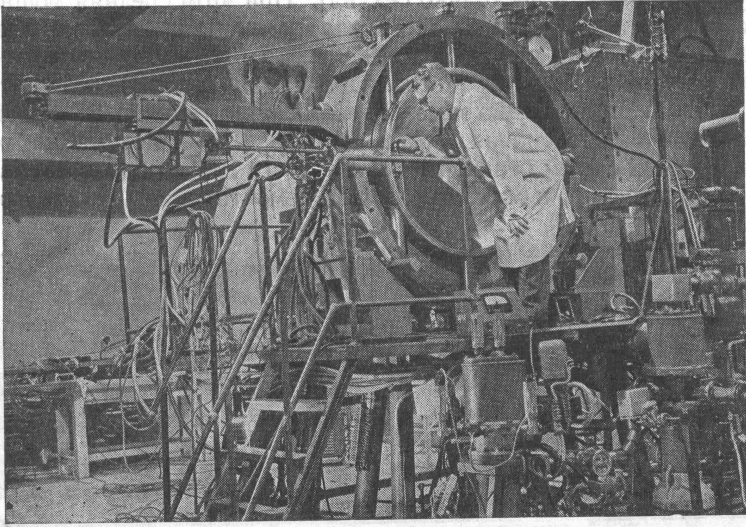


Рис. 3. Общий вид микротрона, служившего с 1964 по 1968 год инжектором для реактора ИБР.

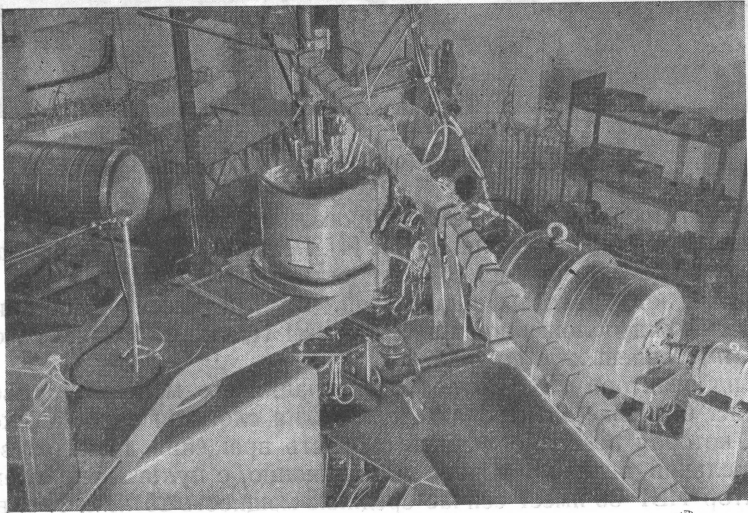


Рис. 4. Общий вид реактора ИБР в 1968 г.

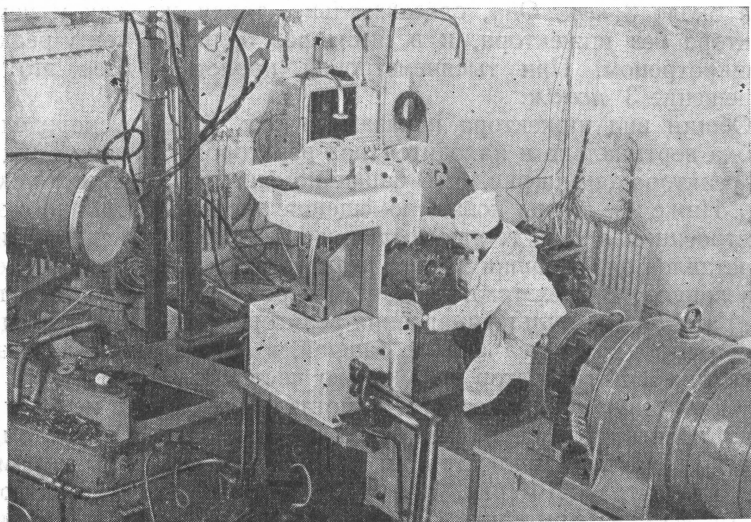


Рис. 5. Реактор ИБР-30 в период монтажа.

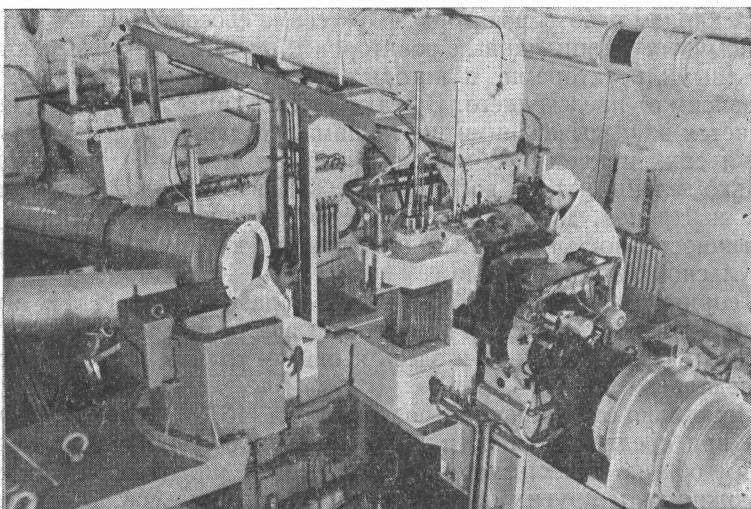


Рис. 6. Общий вид реактора ИБР-30 перед пуском в 1969 г.

при котором длительность вспышки около 3 мксек, мощность реактора около 3 квт. Она, следовательно, такая же, как у первого реактора без инжектора, и в шесть раз большая, чем у реактора с микротроном. При тысячеметровой пролетной базе это дает разрешение 3 нсек/м.

Общий вид инжектора показан на рис. 7, его ускорительная трубка вертикальна и находится над реактором. Внешний вид здания реактора дан на рис. 8. В башне помещается линейный ускоритель. Ниже нее видны новые помещения экспериментального зала, пристроенные в 1969 г. при создании ИБР-30. Наконец, на рис. 9 представлен вид с башни здания реактора на галерею тысячеметрового канала. В трехэтажном здании, через которое проходит галерея, расположен пульт управления реактором. За ним видно здание лабораторного корпуса ЛНФ с башней, в которой находится электростатический генератор на энергию частиц 4,5 Мэв.

В дальнейшем при рассмотрении отдельных работ я не буду подробно излагать экспериментальные методы. Ограничусь тем, что приведу в качестве иллюстрации общий вид Центрального измерительного центра ЛНФ (рис. 10 и 11), в который поступает информация от всех измерительных установок, расположенных на восьми действующих каналах реактора. Длина их от 1000 до 10 м. Анализаторы измерительного центра запоминают и сортируют информацию, которая может затем передаваться для обработки на вычислительную машину БЭСМ-4. Она расположена в соседнем с измерительным центром помещении и отделена от него стеклянной стеной.

Механизм работы реактора ИБР весьма своеобразен. Он отличается от обычных стационарных реакторов и от того, что называют импульсными реакторами, в которых каждый следующий импульс независим от предыдущего. В реакторе ИБР импульс излучения зажигается запаздывающими нейтронами, созданными в предыдущих импульсах, причем необходимо, чтобы в импульсе происходило столько делений, чтобы восполнить убыль излучателей запаздывающих нейтронов. Для этого требуется вполне определенная надкритичность по мгновенным нейтронам, которую мы называем импульсной критичностью.

Теория реактора ИБР была впервые разработана И. И. Бондаренко и Ю. Я. Стависским [5]. Основные формулы этой теории приведены в Приложении 1, и здесь я отмечу только, что она хорошо оправдалась.

Несколько слов о параметрах реактора ИБР-30. Он может работать при средней мощности 25 квт при 100 и 4 имп/сек (первый режим обычно используется в сочетании с инжектором). Имеется возможность и других частот повторений импульсов, в том числе и режим редких импульсов (1 импульс в 4,7 сек и 1 импульс в 7,6 сек). Мгновенная мощность в режиме редких импульсов не выходит за пределы 10^6 квт.

В обычном режиме 4 имп/сек при средней мощности 25 квт полный глобальный поток нейтронов в 4л равен $1,2 \cdot 10^{15}$ нейтрон/сек,

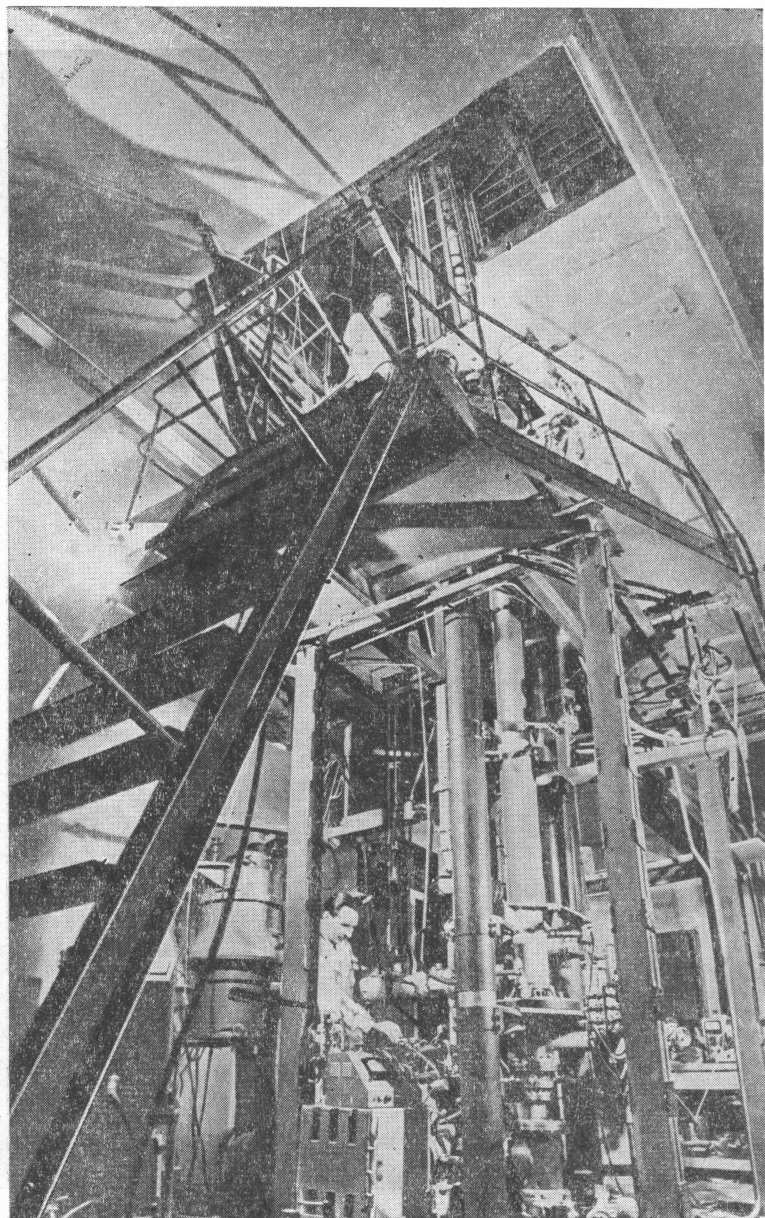


Рис. 7. Линейный ускоритель электронов — инжектор для реактора ИБР-30.

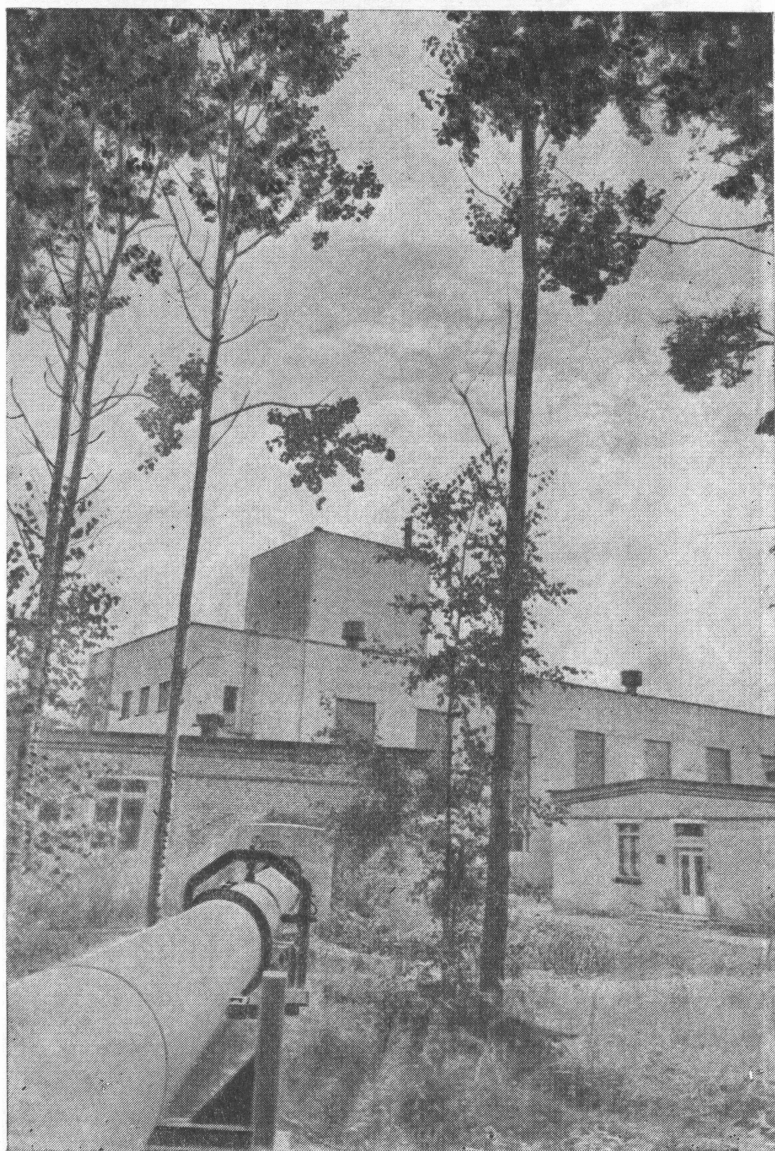


Рис. 8. Внешний вид здания реактора.

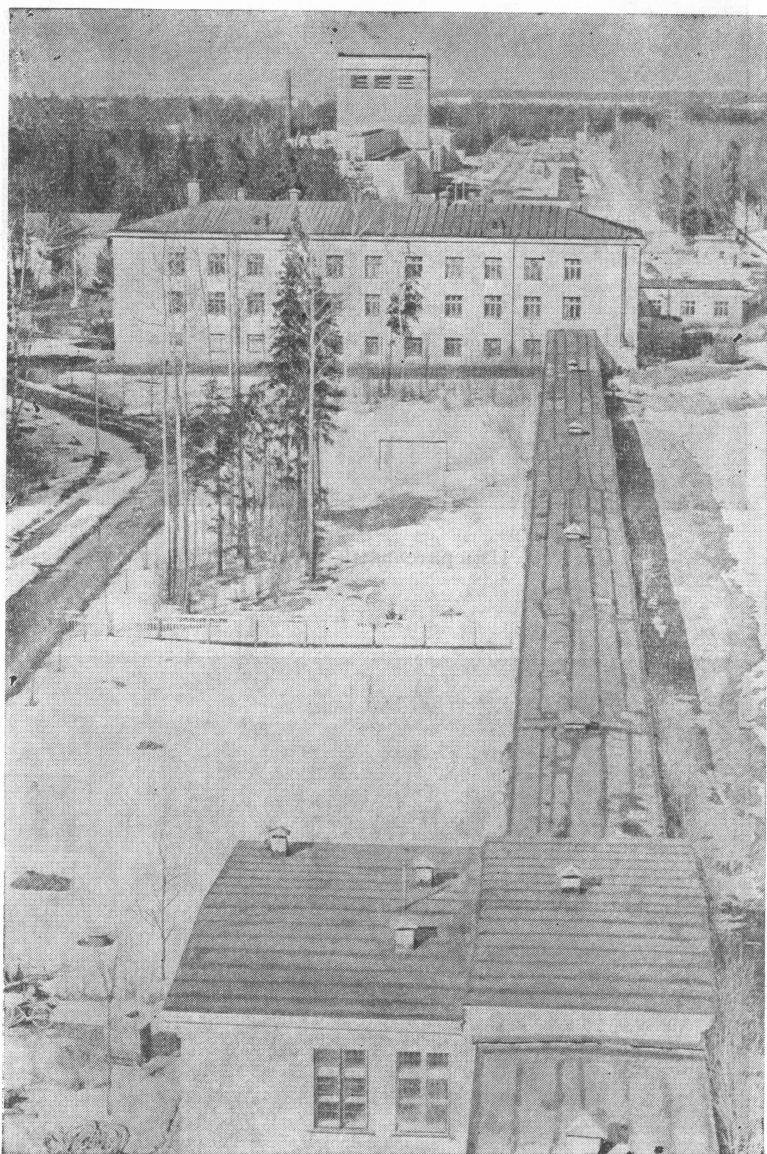


Рис. 9. Вид с башни здания реактора на галерею тысячеметрового нейтроновода.



Рис. 10. Измерительный центр ЛНФ.

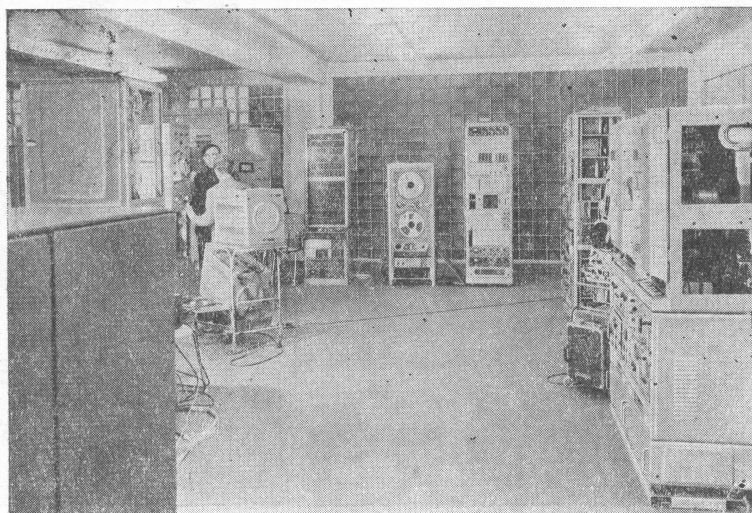


Рис. 11. Измерительный центр ЛНФ. За стеклянной стеной размещена ЭВМ БЭСМ-4.

а мгновенная мощность достигает величины 100 *Мвт*, характерной для реакторов большой плотности потока.

Для многих задач существует поток тепловых нейтронов с 1 *см*² замедлителя. При 25 *квт* он равен в среднем $\bar{n}_{\text{тепл}} = 5 \cdot 10^{10}$ нейтрон/(*см*²·сек). Таким образом, средний поток нейтронов невелик. Что касается потока нейтронов в 1 импульсе, то при 4 *имп/сек* он составляет примерно $n_{\text{тепл}} = 10^{14}$ нейтрон/*см*² (поток тепловых нейтронов внутри замедлителя на порядок выше, т. е. около 10^{15} нейтрон/*см*²). Если учесть, что в исследованиях по времени пролета с помощью ИБР может быть использована вся полезная площадь замедлителя, равная $\sim 10^3$ *см*², то очевидно, что реактор ИБР для этих работ весьма эффективен. Некоторые сведения по истории реактора, а также данные о длительности вспышки мощности и т. п. приведены в Приложении 2.

Для истории развития нейтронной оптики и спектроскопии характерно продолжавшееся много лет соревнование между ускорителями и реакторами. Теперь довольно очевидны преимущества реакторов в области тепловых и холодных нейтронов и преимущества мигающих ускорителей, обеспечивающих хорошую разрешающую способность, в области резонансных нейтронов.

Реактор ИБР был построен для решения сравнительно узкого круга задач. Однако за истекшие годы тематика работ на нем все более и более расширялась. Для этого, как мне представляется, имеется по крайней мере две объективные причины: во-первых, постепенно все большая доля исследований по нейтронной физике требует применения спектроскопических методов; во-вторых, реакторы ИБР и ИБР с инжектором для этих работ сочетают в себе преимущества как реакторных, так и ускорительных установок.

Недоступными для реактора ИБР с инжектором являются только спектроскопические исследования, требующие экстремально-высокого разрешения в широкой области энергии нейтронов. Возможно, в дальнейшем такие задачи станут актуальными, например, для изучения формы большого числа резонансов. Однако сейчас тенденции развития нейтронной физики требуют в первую очередь использования все более и более интенсивных пучков при достаточно хорошем разрешении по энергии.

Существующие стационарные реакторы с большой плотностью потока обеспечивают потоки тепловых нейтронов порядка $\bar{n}_{\text{тепл}} = 10^{15}$ нейтрон/(*см*²·сек) при мощности 50—100 *Мвт*. Такая мощность, по-видимому, близка к ее практическому пределу для стационарных реакторов.

Реактор ИБР-30 дает импульсные плотности потока тепловых нейтронов того же порядка при средней мощности всего 25 *квт*. Однако и мощность реактора ИБР-30 также не очень далека от практического предела, вероятно равного по порядку величины 100 *квт* для реактора типа ИБР с воздушным охлаждением. Этот предел мощности можно существенно повысить, если перейти к си-

стемам с жидкометаллическим охлаждением. Импульсный поток нейтронов можно при этом повысить по крайней мере на два порядка, т. е. примерно до $n_{\text{тепл}} = 10^{17}$. Строительство такого реактора, получившего название ИБР-2, на среднюю мощность 4 Мвт начато в ОИЯИ в 1969 г. [6]. Мы надеемся, что реактор будет введен в действие в ближайшие четыре года. Этот реактор не только расширит имеющиеся возможности исследований, но и откроет ряд новых. Для него проектируется и инжектор — ускоритель электронов соответственно большей мощности по сравнению с имеющейся.

2. РАЗВИТИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ

Дальнейший текст содержит краткий обзор отдельных направлений исследований и особенно тех, для которых плодотворным оказалось использование мигающего источника нейтронов — реактора ИБР и ИБР с инжектором. Разумеется, нет возможности рассказать о каждой отдельной работе, так как число их за 10 лет велико.

Тематику работ можно разбить на три раздела: нейтронная спектроскопия ядер, исследования свойств нейтрона, т. е. физика элементарных частиц, и исследования конденсированных сред. Однако в ряде случаев эти направления переплетаются настолько тесно, что разделить их трудно. В своем изложении я не буду придерживаться этого деления и буду говорить об исследованиях с резонансными и тепловыми нейтронами.

А. НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НЕДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

Научные интересы коллектива, начинавшего работу в ЛНФ в период пуска реактора, вполне естественным образом направили исследования на область нейтронной спектроскопии ядер. Это направление работ продолжает развиваться и сейчас. С самого начала внимание обращалось на изучение свойств отдельных резонансов. Еще до пуска реактора Ю. М. Язвичкий и др. [7] построили жидкостный сцинтилляционный детектор для измерения кривых пропускания [8] (рис. 12 и 13) и Л. Б. Пикельнер и др. [9] цилиндрический жидкостный детектор, разделенный на две секции, для регистрации γ -квантов радиационного захвата (около 450 л толуола со сцинтиллирующими добавками). Во внутренней полой части детектора, через которую проходит хорошо коллимированный пучок нейтронов, помещается исследуемый образец (рис. 14 и 15; иллюстрации заимствованы из отчета 1960 г., т. е. они ровесники реактора). Эти детекторы с некоторой модернизацией используются и до сих пор. Например, детектор радиационного захвата иначе секционирован и в него добавлен метилборат, чтобы снизить жесткий γ -фон от нейтронов, рассеянных образцом и поглощаемых в детекторе.

Несколько позже, в 1964 г. Ван Ши Ди, Ю. В. Рябовым и др. [10] был построен жидкостный детектор для исследования делящихся веществ, позволяющий исследовать деление в образцах значительного веса до 200 г. Схема его показана на рис. 16. Детектор отличается делением от радиационного захвата, так как нейтроны деления, замедлившиеся в детекторе и поглощенные в содержащемся в нем пропиновокислом кадмии, дают задержанные совпадения.

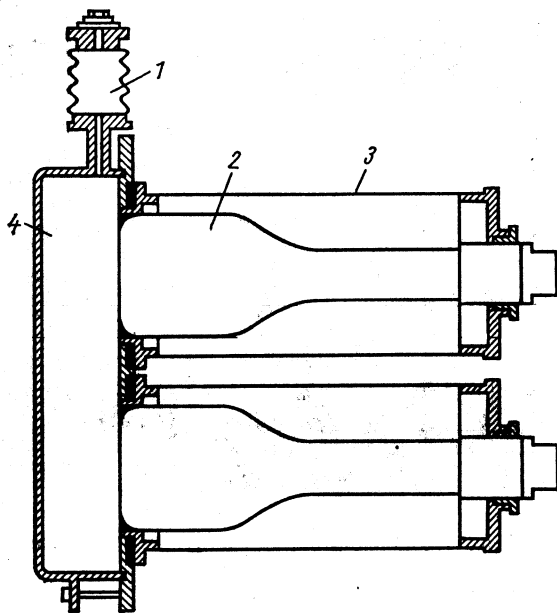


Рис. 12. Схема сцинтилляционного детектора нейтронов для измерения кривых пропускания:
 1 — сильфон; 2 — ФЭУ;
 3 — кожух; 4 — сцинтиллятор.

Говоря о развитии работ по нейтронной спектроскопии, не нужно забывать, что к 1960 г. экспериментальное обоснование теоретических представлений о нейтронных резонансах было весьма бедным. Представления о силовой функции, вытекавшие из оптической модели, опирались на данные, основанные на малом числе резонансов, причем полученные, как правило, в результате усреднения по резонансам с различным спином. При этом сведения имелись для сравнительно небольшого числа ядер, а главное, для неразделенных изотопов. Систематических данных о радиационных ширинах не было, а спектроскопия делящихся элементов была ограничена областью малых энергий. Разработанные детекторы позволили определять полные и парциальные ширины резонансов Γ , Γ_γ , Γ_f , $g\Gamma_n^*$ и в некоторых случаях и статистический фактор $g = (2J + 1)/2(2I + 1)$, а отсюда и спин резонанса $J (J = I \pm 1/2)$, где I — спин ядра мишени, т. е. устранили имевшиеся неоднозначности. Таким образом, была поставлена задача получить полные сведения о резонансах.

В Лаборатории нейтронной физики исследовано около 30 элементов, причем последние 5 лет исследования ведутся на разделен-

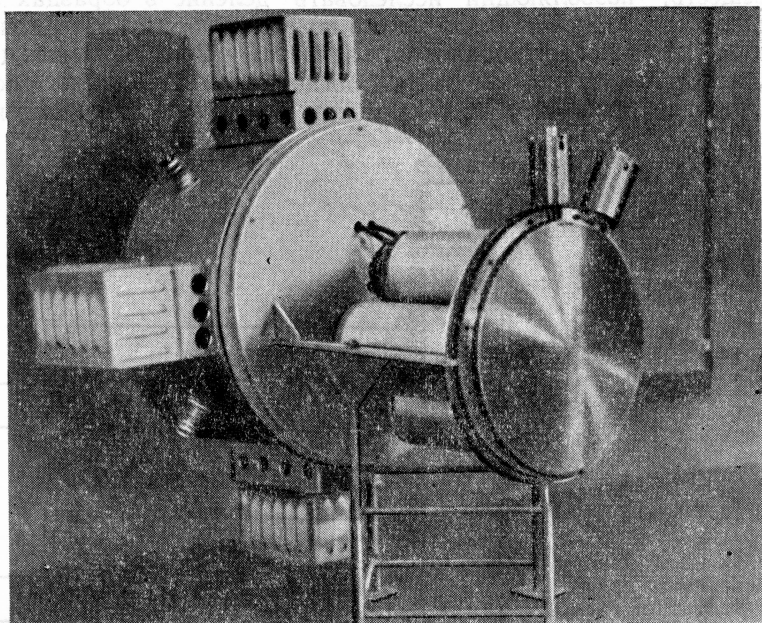


Рис. 13. Внешний вид сцинтиляционного детектора нейтронов.

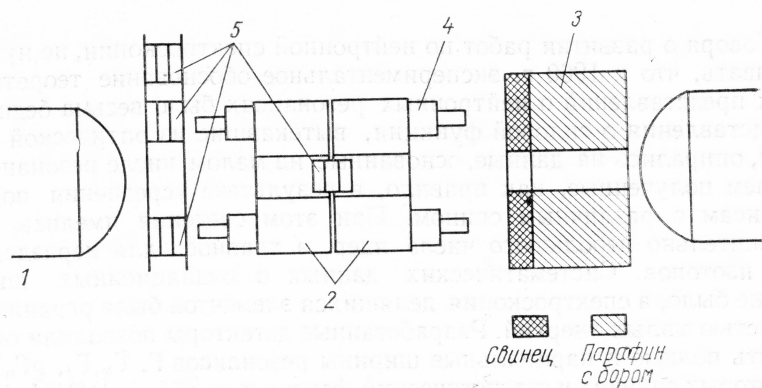


Рис. 14. Схема установки для измерения сечения радиационного захвата нейтронов:

1 — нейтронвод; 2 — сцинтилляторы; 3 — коллиматор; 4 — ФЭУ; 5 — образцы.

ных изотопах, в том числе на многоизотопных редкоземельных элементах. Количество изученных изотопов равно примерно 60.

Статистический метод в теории ядра определил своеобразный и, в сущности, парадоксальный подход к анализу результатов нейтронной спектроскопии. Он характерен для нее не только в прошлом, но в значительной мере и сейчас. Спектроскопией изучаются инди-

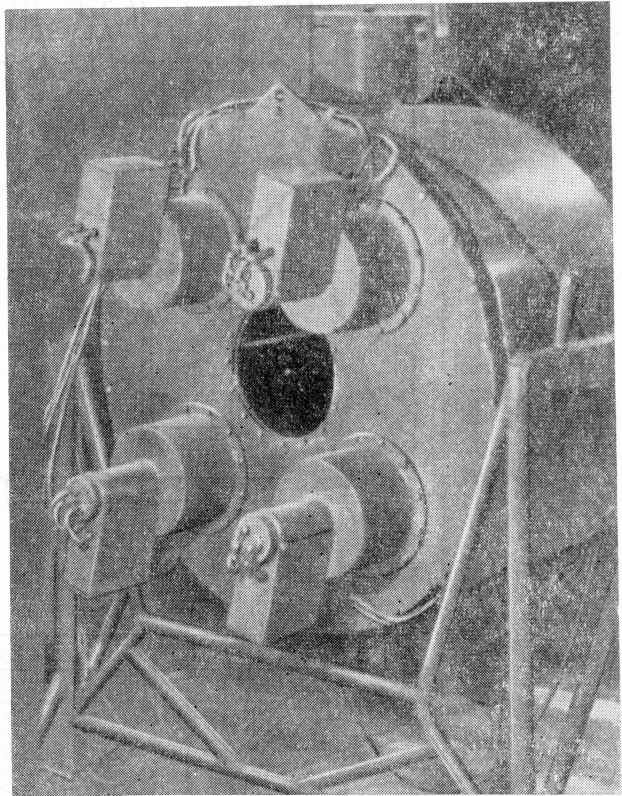


Рис. 15. Внешний вид жидкостного сцинтилляционного детектора для регистрации радиационного захвата нейтронов.

видуальные параметры резонансов, но не для того, чтобы сделать заключение об их природе, а для того, чтобы на основе данных о многих резонансах вывести те или иные статистические закономерности. При таком подходе успех дела в значительной мере решает объем полученной информации, который в самом деле велик и достаточен для того, чтобы сделать ряд выводов. Конечно, здесь будут рассмотрены только некоторые из результатов.

Наиболее определенными являются данные о полных радиационных ширинах Γ_{ν} , величины которых настолько мало флюктуируют от уровня к уровню, что позволяют основывать выводы на сравни-

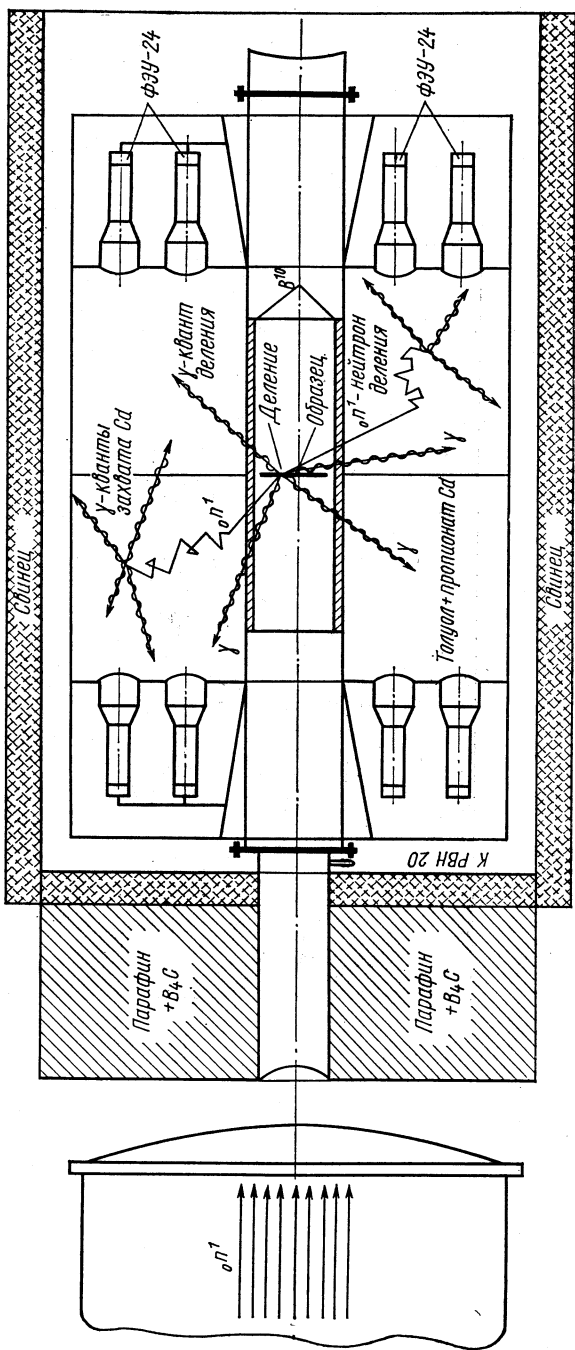


Рис. 16. Схема жидкостного сцинтилляционного детектора для исследования делящихся веществ,

тельно небольшом количестве изученных резонансов отдельного ядра. Методика измерений и их интерпретация не очень проста, и это показывает следующий пример. В сравнительно недавней работе, опубликованной в 1968 г., Гласс и др. [11] пришли к выводу, что величина радиационной ширины Γ_γ для резонансов ^{238}U иная, чем получалась ранее [12, 13], а главное, что величины Γ_γ как функции энергии нейтронов в интервале до 2 кэв периодически флюктуируют примерно вдвое. Не всегда оправданные поиски периодических закономерностей в изменении нейтронных параметров сейчас мод-

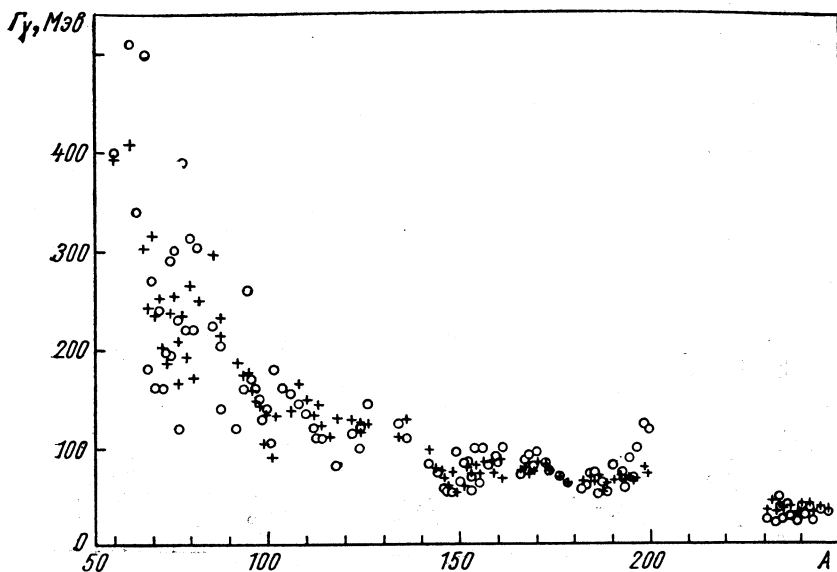


Рис. 17. Экспериментальные (○) и расчетные (+) значения Γ_γ .

ны. Известно, однако, что у делящихся элементов в самом деле наблюдаются флюктуации, по крайней мере, в сечении деления. Поэтому результат заслуживал внимания. Тщательные исследования Х. Малэцкого, Л. Б. Пикельнера, И. М. Саламатина и Э. И. Шарاپова [14], основанные на измерениях Γ_γ для 30 резонансов в области ниже 1,5 кэв, показали, что постоянство радиационных ширин выполняется с точностью до нескольких процентов. По-видимому, это означает, что измерения с периодическим импульсным источником нейтронов, таким, как ИБР с инжектором, по крайней мере, в некоторых случаях может оказаться предпочтительнее, чем однократный импульс от ядерного взрыва, которым пользовались Гласс и др. (хотя разрешающая способность в их опыте была значительно выше).

Сопоставление всех данных по радиационным ширинам было выполнено Х. Малэцким, Л. Б. Пикельнером, И. М. Саламатиним и Э. И. Шараповым [15] и показано на рис. 17. Видно, что помимо си-

стематической зависимости Γ_γ от A имеются еще флуктуации от ядра к ядру, которые не являются погрешностями измерения (разброс расчетных точек показывает, что в самом деле нельзя ожидать плавной кривой).

Теоретические предсказания можно получить в результате аппроксимации теоретических соотношений, полученных Вайскопфом и Акселем на основании статистической модели. На рис. 18 приве-

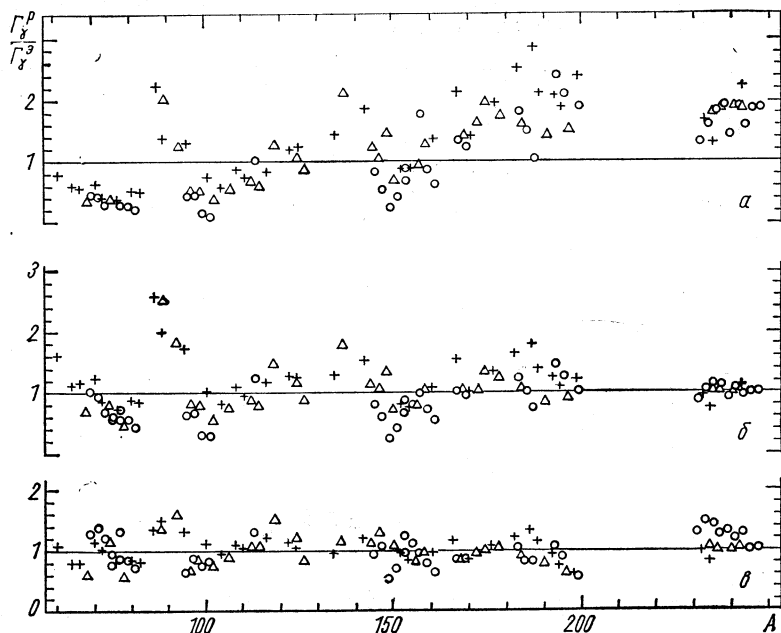


Рис. 18. Отношение расчетных и экспериментальных значений радиационных ширин $\Gamma_\gamma^P/\Gamma_\gamma^Э$:

$$\begin{aligned}
 a - \Gamma_\gamma^P &= 81 \cdot 10^{-6} A^{7/3} U^{2,2} a^{-2,8}; & б - \Gamma_\gamma^P &= 0,10 A^{2/3} U^{1/8} a^{-2,2}; & в - \Gamma_\gamma^P &= \\
 & & & & & = 8,7 A^{-0,9} U^{-0,9} a^{-0,57}.
 \end{aligned}$$

ден результат сравнения теоретических данных с экспериментом. Расчетную величину Γ_γ можно представить как произведение трех величин, возведенных соответственно в степени x , y , z , а именно массового числа A^x , эффективной энергии возбуждения U^y и так называемого параметра плотности уровней a^z , умноженных на постоянный коэффициент. Отношения теоретических данных Γ_γ^P , рассчитанных по Акселем, к экспериментальным $\Gamma_\gamma^Э$ даны на рис. 18, а, на рис. 18, б — то же по Вайскопфу (они отличаются величиной показателей степеней перемножаемых величин). Так как теория не может претендовать на точный вид формул, то на рис. 18, в показатели степени подобраны эмпирически. Как видно, согласие

очень неплохое и может быть еще улучшено, если принять во внимание спиновую зависимость радиационных ширин.

Величина параметра плотности уровней a , которая использована в этом анализе, рассчитывается из наблюдаемой плотности резонансов. При этом расстояние между резонансами флюктуирует чрезвычайно сильно. Вопрос о статистическом законе этих флюктуаций бесспорно интересен и в значительной мере выяснен. Некоторая

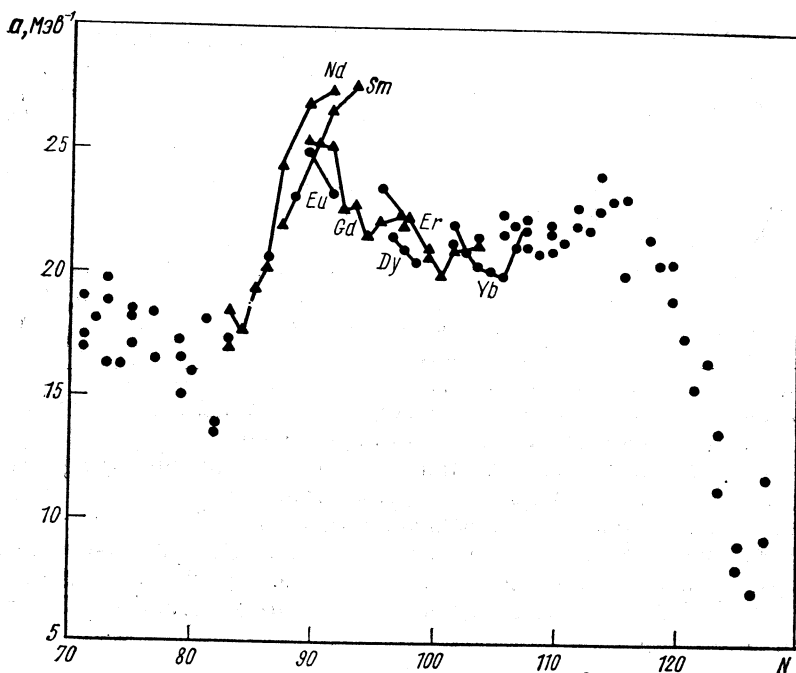


Рис. 19. Зависимость экспериментальных значений параметра плотности уровней a от числа нейтронов N .

неясность все же остается, так как пока нет уверенности в том, что при наблюдении спектра не выпадает какая-то доля слабых резонансов, особенно близких к сильным. С этой же оговоркой можно говорить о среднем расстоянии между резонансами D , однако для расчета параметра a это вряд ли существенно, поскольку a мало чувствительно к небольшим погрешностям в величине D . Анализ величин a , основанный на экспериментальных данных о плотности уровней, был проведен А. Б. Поповым и В. И. Фурманом [16], обнаружившими своеобразные зависимости величины a от числа нейтронов. Им удалось показать, что экспериментально наблюдаемый острый максимум a для ядер с числом нейтронов N , близким к 90 (рис. 19), четко коррелирует с расчетной величиной плотности одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми и может быть

объяснен на основе схемы одночастичных состояний деформированных ядер. Таким образом, была установлена связь между плотностью одночастичных состояний и плотностью уровней компаунд-ядра в области энергии связи нейтрона.

Б. ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

В самостоятельную главу нейтронной спектроскопии можно выделить исследования делящихся веществ. Они привлекают внимание физиков как своей практической значимостью, так и необычайной сложностью механизма процесса деления. Пока, несмотря на обилие экспериментального материала, количество которого быстро возрастает, ядерная физика еще не достигла решающих успехов в выяснении физики процессов деления.

Исследования по физике деления с реактором ИБР проводились при максимальной пролетной базе в 1000 м, т. е. с разрешением около 0,05 мксек/м. Для примера на рис. 20 приведены аппаратурные кривые для деления (нижняя кривая) и радиационного захвата (верхняя кривая) ^{239}Pu в области от нескольких электронвольт до нескольких сот электронвольт [17]. Не останавливаясь на всех выполненных работах, отмечу только, что сопоставление таких кривых при точной их количественной нормировке дает очень существенную с точки зрения физики реакторов величину $\alpha = \sigma_v/\sigma_f$. Вероятно, обычная методика измерения приводит к тому, что в расчетах используется именно величина α , однако более естественно было бы использовать другую, конечно, эквивалентную ей величину, которую можно было бы назвать сечением воспроизводства нейтронов σ_v [18]. Она аналогична той, что входит в резонансный интеграл, а именно

$$\sigma_v = \bar{v}(\bar{v} - 1) \sigma_f - \sigma_v = \sigma_f (\bar{v} - 1 - \alpha).$$

Использование величины σ_v , равно как и величины α , для практических расчетов предполагает постоянство среднего числа испускаемых в акте деления нейтронов \bar{v} . Измерение \bar{v} представляет и самостоятельный интерес как для практики, так и для выяснения механизма процесса деления. С обеих точек зрения необходимо знать зависимость \bar{v} от энергии нейтронов и от природы резонанса. Величина \bar{v} действительно обладает довольно значительным постоянством, однако измерения указывают на то, что возможны небольшие ее изменения, зависящие от спина резонанса. Для ^{235}U они лежат в пределах 3% (для состояний 4^- больше, чем для 3^-), а для ^{239}Pu (рис. 21) в пределах 5% (для состояний 1^+ больше, чем для 0^+). Результат, полученный Ю. В. Рябовым и др. [19], не согласуется с измерениями, выполненными Вайнштейном [20]. Возможно, что это расхождение определяется различием в методике измерений, и такой вопрос был проанализирован в работе Е. Дерменджиева и

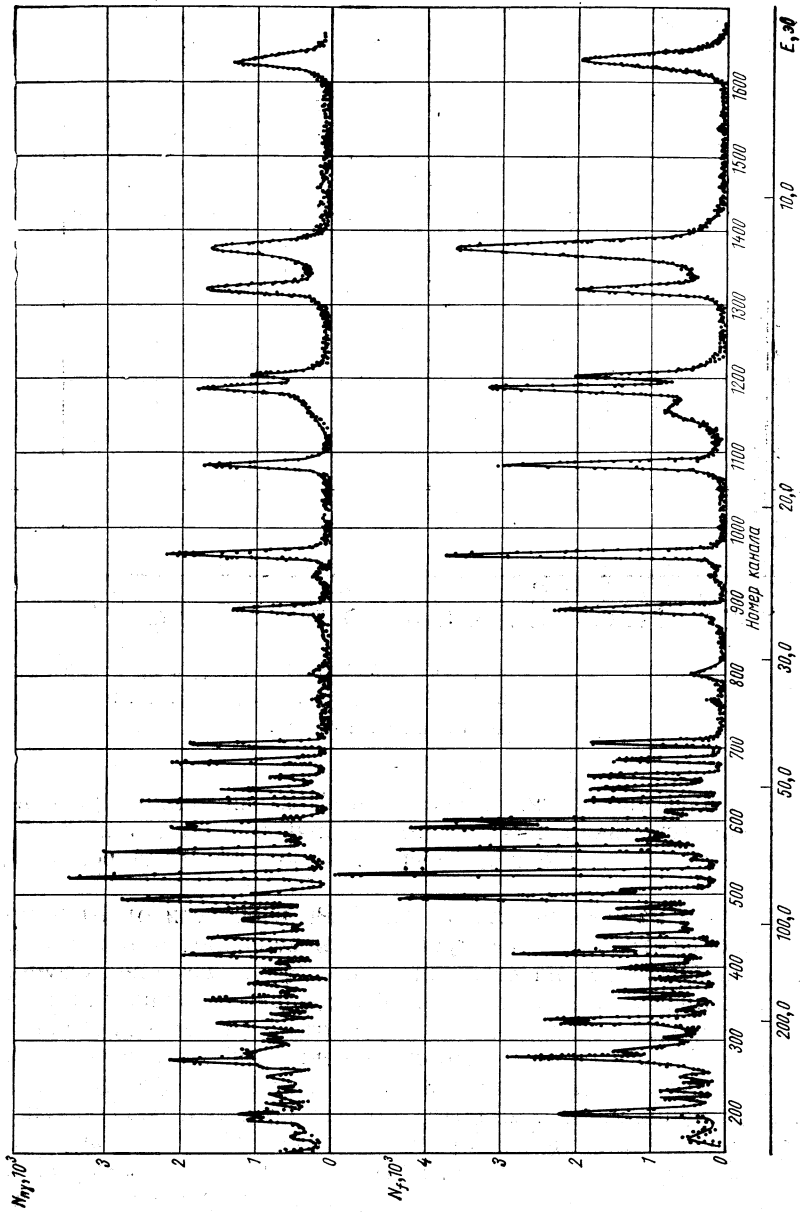


Рис. 20. Аппаратурные кривые спектра по времени пролета для ^{239}Pu :
 а — радиационный захват; б — деление.

Ц. Пантелеева [21]. Однако в настоящее время здесь, по-видимому, еще нет полной ясности.

Что касается практических целей, то с учетом точности, с которой сейчас измеряется α , можно считать $\bar{\nu}$ постоянным. Для расчета реакторов оказалось необходимым определить α для ^{239}Pu

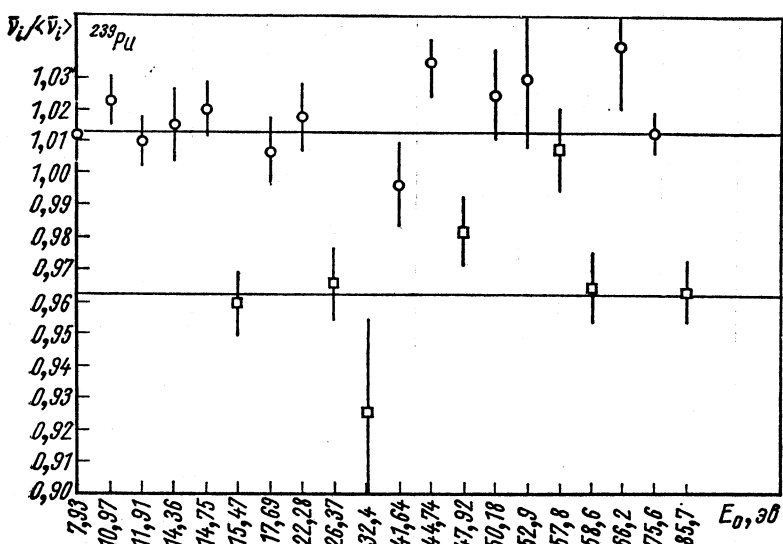


Рис. 21. Среднее число нейтронов на деление $\bar{\nu}_i$ для резонансов ^{239}Pu , отнесенное к среднему $\bar{\nu}$ по всем резонансам:

○ — резонансы со спином 1^+ ; □ — 0^+ .

в широкой области энергий. Решение этой задачи явилось результатом работ нескольких лабораторий различных стран, причем существенное значение имели измерения, выполненные на реакторе ИБР.

Результаты измерений [22] σ_f для ^{239}Pu в области от 10 эВ до нескольких десятков килоэлектронвольт и величины α приведены на рис. 22. Обращает на себя внимание то, что сечение деления меняется крайне нерегулярно в той области, где резонансы не разделяются и где должно было бы происходить значительное сглаживание кривой. По-видимому, это проявление той же особенности, которая впервые была обнаружена для подпорогового деления. Для иллюстрации на рис. 23 показаны результаты Л. Б. Пикельнера и др. [23] зависимости подбарьерного деления ^{237}Np от энергии, которые согласуются с данными, полученными ранее в Сакле [24]. В области, где отдельные резонансы уже не разрешены (среднее расстояние между ними всего 0,65 эВ), отчетливо видны максимумы в среднем сечении деления при 40, 120, 250 эВ. Очевидно, что столь

резкие максимумы не могут быть обусловлены статистическими флуктуациями делительных ширин резонансов. Это явление может быть объяснено тем же предположением, которое лежит в основе принятого сейчас после работы В. М. Струтинского объяснения явления спонтанно делящихся изомеров, а именно допущения о воз-

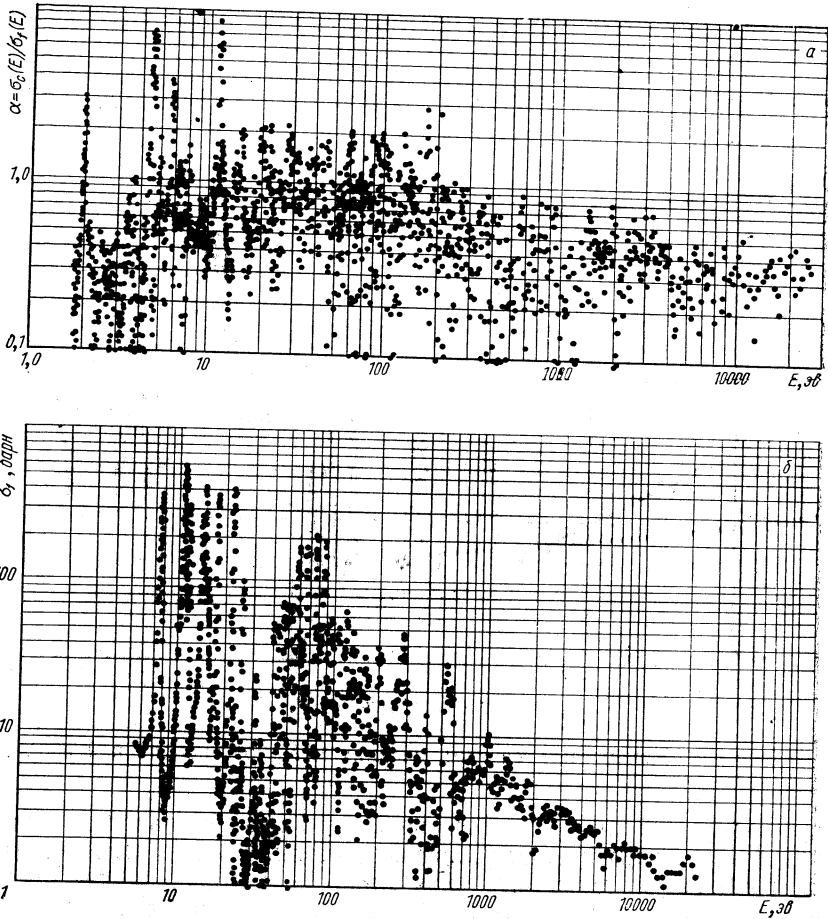


Рис. 22. Сечение деления α и σ_f для ^{239}Pu .

можности существования у возбужденного ядра двух различных видов деформации. Избирательная вероятность перехода в состояние с большой деформацией, из которого облегчено деление, может определять наблюдаемый эффект. Однако это объяснение, несмотря на его физическую ясность и убедительность, еще нельзя считать окончательно обоснованным.

В. СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ, СПИНЫ РЕЗОНАНСОВ

Обнаружение флюктуаций в сечении подбарьерного деления, по-видимому, было случайным. Между тем для неделящихся элементов периодичности в ходе эффективных сечений в течение ряда лет ищутся, и эти поиски стимулированы предположением о так называемых входных состояниях. Если не прецизировать природу этих состояний, а понимать под ними начальный этап возбуждения,

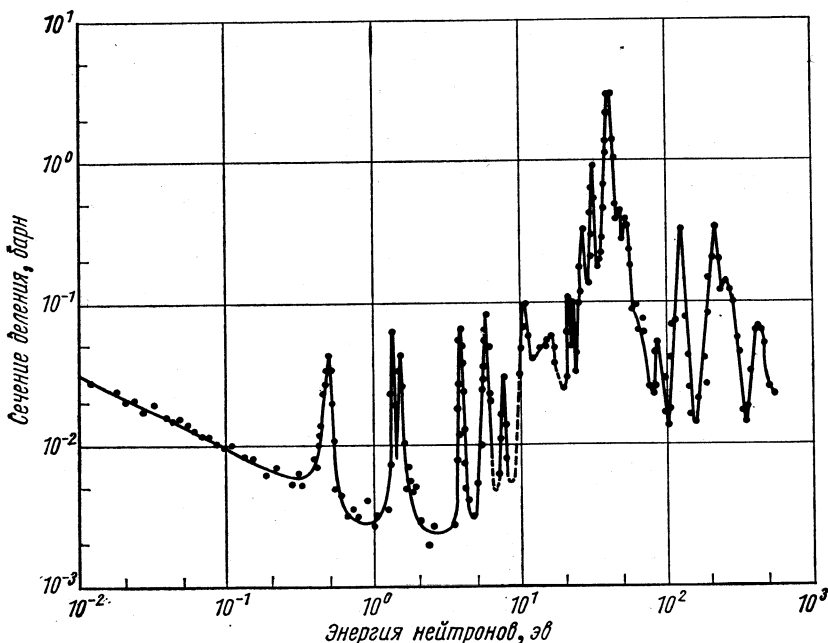


Рис. 23. Зависимость сечения деления ^{237}Np от энергии нейтронов.

через который проходит составное ядро при резонансном захвате нейтрона, то наличие таких входных состояний почти очевидно. Однако выдвигается дополнительная гипотеза, которую можно обосновать только опытом, а именно предположение о дискретном характере таких входных состояний, мало перекрывающихся друг с другом. Отсюда поиски периодических изменений средних величин полных или парциальных сечений, связанных с резонансами. Именно это наблюдается в сечении подбарьерного и, видимо, надбарьерного деления ядер. Естественно искать аналогичные явления в свойствах резонансов неделящихся ядер. При s -взаимодействии нейтронов с ядром, имеющим спин $I > 0$, возбуждаются резонансы со спином $I + 1/2$ и $I - 1/2$. Можно ожидать, что такие резонансы возбуждаются через различные входные состояния. Это стимулирует поиски

спиновой зависимости силовых функций, о которых подробнее сказано в работе Л. Б. Пикельнера [25].

Я хотел бы отметить в связи с этим следующее. Величины нейтронных ширин как по данным других лабораторий, так и по данным, полученным на реакторе ИБР, по крайней мере в первом приближе-

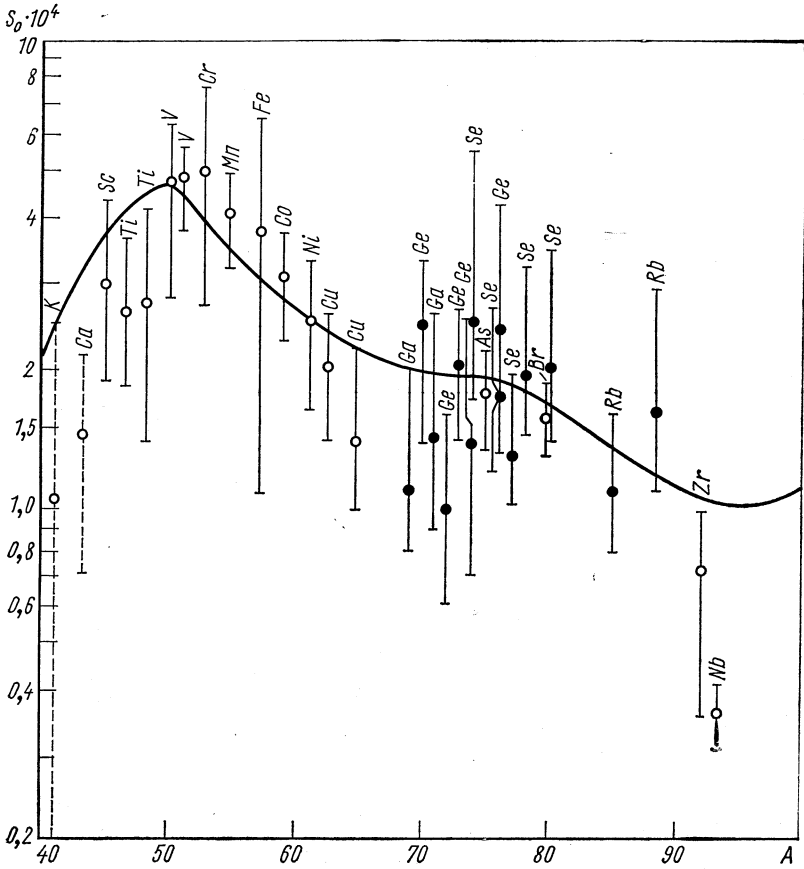


Рис. 24. Зависимость силовой функции для s -нейтронов в области массовых чисел 40—90:

● — данные ЛНФ [26]; — расчет по оптической модели; ○ — данные из литературы.

нии, подчиняются статистическому распределению Портера—Томаса. Поэтому при ограниченном числе исследуемых резонансов величину силовой функции нельзя определить точно. Зависимость силовой функции от A в интервале от 40 до 90 видна из рис. 24. На рис. 25 силовая функция показана на участке массовых чисел от 120 до 200 [27]. Видно, что даже точный ход силовой функции

в зависимости от A определить трудно и тем более трудно на основании данных о нейтронных ширинах судить об особенностях группы резонансов. И все же можно утверждать, что силовая функция — сравнительно очень стабильная характеристика ядра, по крайней

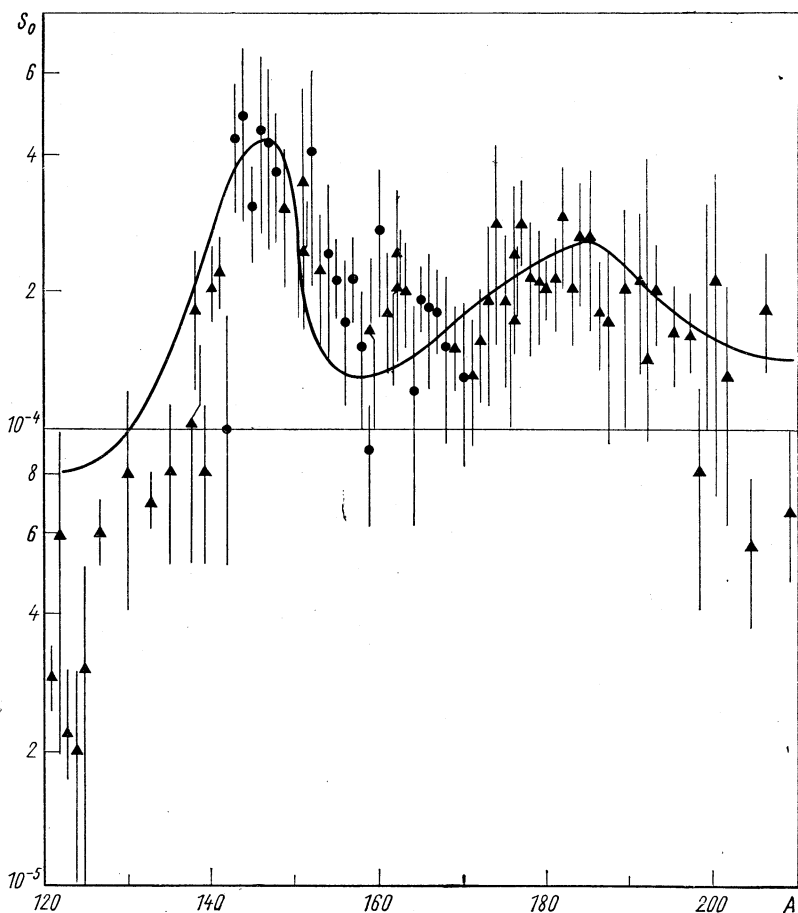


Рис. 25. Силовая функция для s -нейтронов в области массовых чисел 120—200:

● — данные ЛНФ; — — — расчет по оптической модели; ▲ — данные литературы.

мере, в областях A , представленных на рис. 24 и 25. Так, для гадолиния ($Z = 64$), по данным той же работы [27], для двух изотопов ^{155}Gd и ^{160}Gd среднее расстояние D между резонансами отличается почти на два порядка (для ^{155}Gd величина $D = 1,8 \pm 0,3 \text{ эв}$, а для ^{160}Gd $D = 170 \text{ эв}$). Исходные спины ядер этих изотопов также заведомо различны. Тем не менее силовые функции этих изотопов

соответственно $S = (2,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$ и $S = (2,6 \pm 1) \cdot 10^{-4}$, т. е. в пределах погрешностей опыта совпадают. Это совпадение можно рассматривать как следствие теории, но правильнее опираться на него как на экспериментальный факт, показывающий, что силовая функция — средняя характеристика, весьма мало чувствительная к индивидуальным особенностям ядра. В случае же если такое влияние проявится, то это бесспорно будет фактом, заслуживающим внимания. Работы Л. Б. Пикельнера и др. [26] показывают на примере анализа спиновой зависимости силовой функции, что обнаружить ее весьма не просто, и пока нет надежных данных, доказывающих ее существование. Поэтому внимание естественно перенести на изучение индивидуальных свойств резонансов, так как не исключено, что именно в них проявится роль входных состояний. Быть может, резонансы, даже близкие по энергии и имеющие одинаковые спин и четность, возбуждаются преимущественно через разные входные состояния. Чтобы подойти к решению этой проблемы, необходимо прежде всего уметь надежно определять спин резонансов. Весьма существенно также знать их магнитные моменты.

Г. ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ НЕЙТРОНЫ, ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА РЕЗОНАНСОВ

Анализ нейтроноспектроскопических данных образцов различной толщины позволяет в некоторых случаях определить статистический фактор g и, следовательно, спин резонанса. Однако это возможно далеко не для всех резонансов и притом для ограниченного числа ядер, у которых исходный спин невелик. Прямой путь к определению спина резонанса состоит в использовании поляризованного пучка нейтронов, воздействующих на мишень с поляризованными ядрами. Этот путь исследования как с поляризованными протонами, так и с поляризованными нейтронами уже несколько лет привлекает внимание физиков. В случае нейтронов, однако, имелась трудность, состоящая в том, что при получении поляризованного пучка нейтронов отражением от намагниченного зеркала эффективность метода быстро падает при переходе от тепловых нейтронов к резонансным. Метод, предложенный Ю. В. Тараном и Ф. Л. Шапиро [28], свободен от этого недостатка и позволяет получать поляризованный пучок нейтронов с энергией, охватывающей всю резонансную область. При этом площадь поперечного сечения пучка поляризованных нейтронов может быть не очень малой, и ослабление пучка поляризатором невелико.

Метод, как известно, состоит в том, что пучок нейтронов пропускается через мишень с поляризованными протонами. При этом нейтроны, спин которых антипараллелен спину протонов, рассеиваются сильнее, чем нейтроны, имеющие спин, параллельный спину протонов (рис. 26). В результате прошедший пучок приобретает поляризацию. В качестве такого поляризатора был использован кристалл

лантан-магниевого нитрата ($\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12}\cdot 24\text{H}_2\text{O}$ с парамагнитной примесью ^{142}Nd в количестве 0,4%, замещающей La). Мишень помещалась в магнитное поле напряженностью 17 кэрс при температуре 0,9° К и поляризовалась методом солид-эффекта (радиочастотой 64,3 Гц, т. е. длиной волны 4,7 мм). Поляризация протонов достигала 70%, и при поляризации нейтронов около 70% первичный пучок нейтронов ослаблялся примерно в 5 раз. Поляризатор имел площадь 39×31 мм.

Для целей нейтронной спектроскопии метод был использован при исследовании спина резонансов ядра гольмия (спин ядра $I=7/2$) [29]. Выбор гольмия определился тем, что в результате большого внутреннего магнитного поля ($H_{\text{вн}} = 8,8 \cdot 10^6$ эрс) при температуре 0,3° К и во внешнем магнитном поле $H = 20$ кэрс его ядра уже имеют поляризацию в несколько десятков процентов.

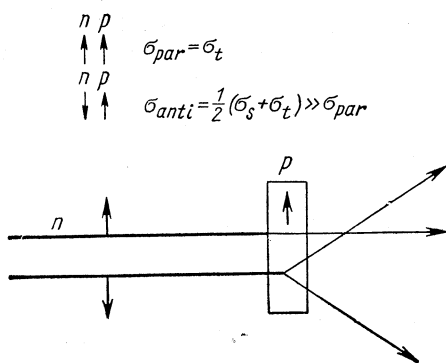


Рис. 26. Схема для пояснения процесса поляризации нейтронов пропускаемым нейтронным пучком через поляризованный образец. Стрелками указаны направления спинов.

приводила к увеличению или к уменьшению пропускания. В таком опыте уже качественный эффект, а именно знак разности величин пропускания, однозначно определяет спин резонансов — 4 или 3.

Поляризованные нейтроны были успешно использованы и для решения другой интересной задачи, а именно для определения длин рассеяния нейтронов дейтерием [30]. В течение многих лет существовала двусмысленность, состоявшая в том, что имелось два набора длин рассеяния (дублетной и квартетной), удовлетворяющих опыту:

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

Сделать надежный выбор между ними на основании теоретических соображений не удавалось. Опыты с поляризованной дейтериевой мишенью показали, что правилен первый набор длин рассеяния,

а именно квартетная длина больше дублетной. Поляризованные нейтроны могут быть, очевидно, использованы и для решения других интересных задач, и их применение имеет большие перспективы.

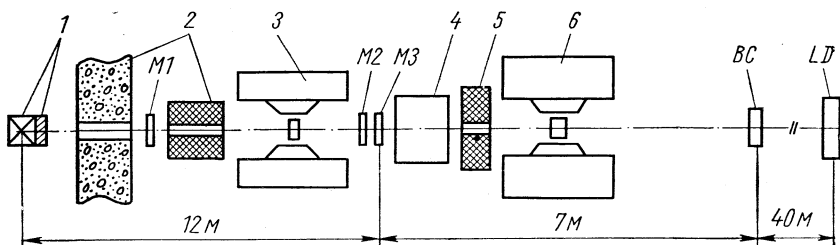


Рис. 27. Схема экспериментальной установки с поляризованными нейтронами:

1 — реактор с замедлителем; 2 — биологическая защита; 3 — поляризованная протонная мишень; 4 — устройство для реверса поляризации нейтронов; 5 — коллиматор; 6 — поляризованная ядерная мишень; $M1$ — монитор мощности реактора; $M2$ и $M3$ — мониторы поляризации протонной мишени; BC — батарея борных счетчиков; LD — жидкостный сцинтилляционный детектор нейтронов.

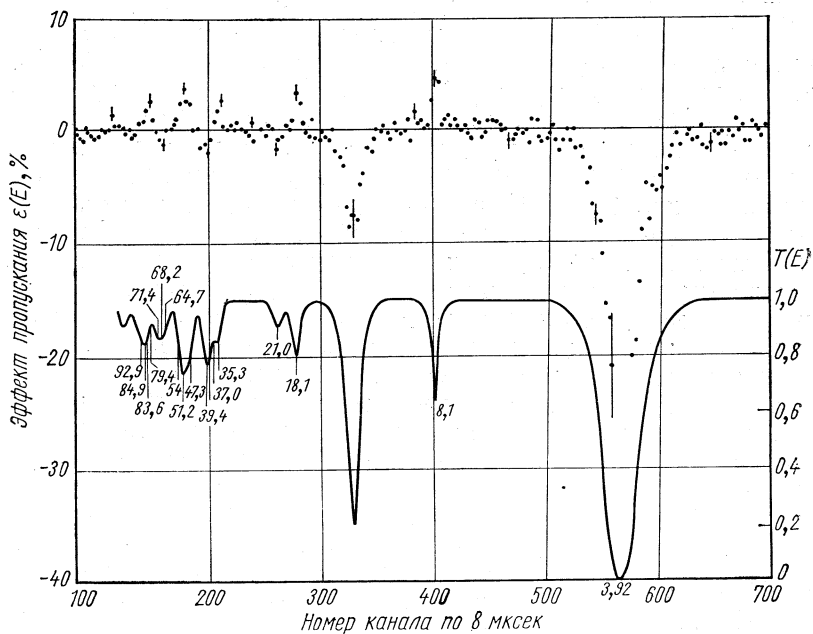


Рис. 28. Измеренный эффект пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную мишень гольмия ϵ (верхняя кривая) и пропускание T при отсутствии поляризации (нижняя кривая).

Существенным направлением в таких применениях может стать определение магнитных моментов резонансов.

Исследования с поляризованными нейтронами еще не получили на реакторе ИБР должного развития, но они планируются, и для него ведутся методические разработки. Так, в частности для получения поляризованных ядер разработан криостат на температуры до $0,02^\circ \text{K}$, получаемые методом, который в ОИЯИ разработал Б. С. Неганов (растворение ^3He в ^4He).

В исследованиях индивидуальных свойств резонансов богатым источником информации об их природе могут служить исследования γ -спектров, возбуждаемых при резонансном захвате нейтронов. Эксперименты показывают, что здесь индивидуальные свойства резонансов проявляются очень сильно. Опыты Я. Урбанца с сотр. [31] показали, что резонанс, возбуждаемый нейтронами с энергией $24,5 \text{ эв}$ в ^{135}Ba , резко отличается от соседних резонансов (82 и 88 эв) тем, что для него преобладающим является γ -переход в основное состояние ($E_\gamma = 9,2 \text{ Мэв}$). Различие в спектрах γ -квантов настолько резкое, что его трудно объяснить статистическими флуктуациями в интенсивности, аналогичными флуктуациям нейтронных ширин Γ_n . Однако резонанс с энергией $24,5 \text{ эв}$ имеет иной спин, чем резонансы 82 и 88 эв , и для него возможен прямой $M1$ -переход в основное состояние.

Существенную аномалию обнаружили те же авторы для резонансов Cs [32]. Эти особенности показаны на рис. 29, на котором представлены измеренные германиевым детектором спектры захватных γ -квантов для трех резонансов Cs. Из рис. 29 видно, что у резонанса с энергией $47,8 \text{ эв}$ присутствует группа γ -линий в области энергий от $4,5$ до $4,7 \text{ Мэв}$, которых нет в спектре γ -квантов, возникающих при захвате нейтронов резонансами $22,6$ и $5,90 \text{ эв}$. Из приведенных примеров видно, насколько сильно сказываются здесь индивидуальные свойства резонансов. Для исследований таких свойств резонансов представляются существенными поиски различного рода корреляций, например нейтронных ширин и парциальных γ -ширин. Поэтому очень интересны обоснованные в последнее время опытами в Брукхейвене корреляции между вероятностью испускания жестких γ -квантов и нейтронными ширинами резонансов. Не есть ли это непосредственное проявление входных состояний? По-видимому, сейчас в этой области еще недостаточно экспериментальных результатов, но ее дальнейшее развитие представляется очень перспективным.

Другое направление исследований, которое многое может дать для суждений об индивидуальной природе резонансов, — это исследования α -радиоактивного распада резонансов, возбуждаемых нейтронами. Вероятность такого распада резонансов, обнаруженного Ю. П. Поповым и И. Квитеком в 1966 г. для изотопов Nd и Sm [33], составляет менее стотысячной от вероятности радиационного захвата. Усовершенствование методики позволило, однако, определять не только полную ширину, соответствующую этому виду распада,

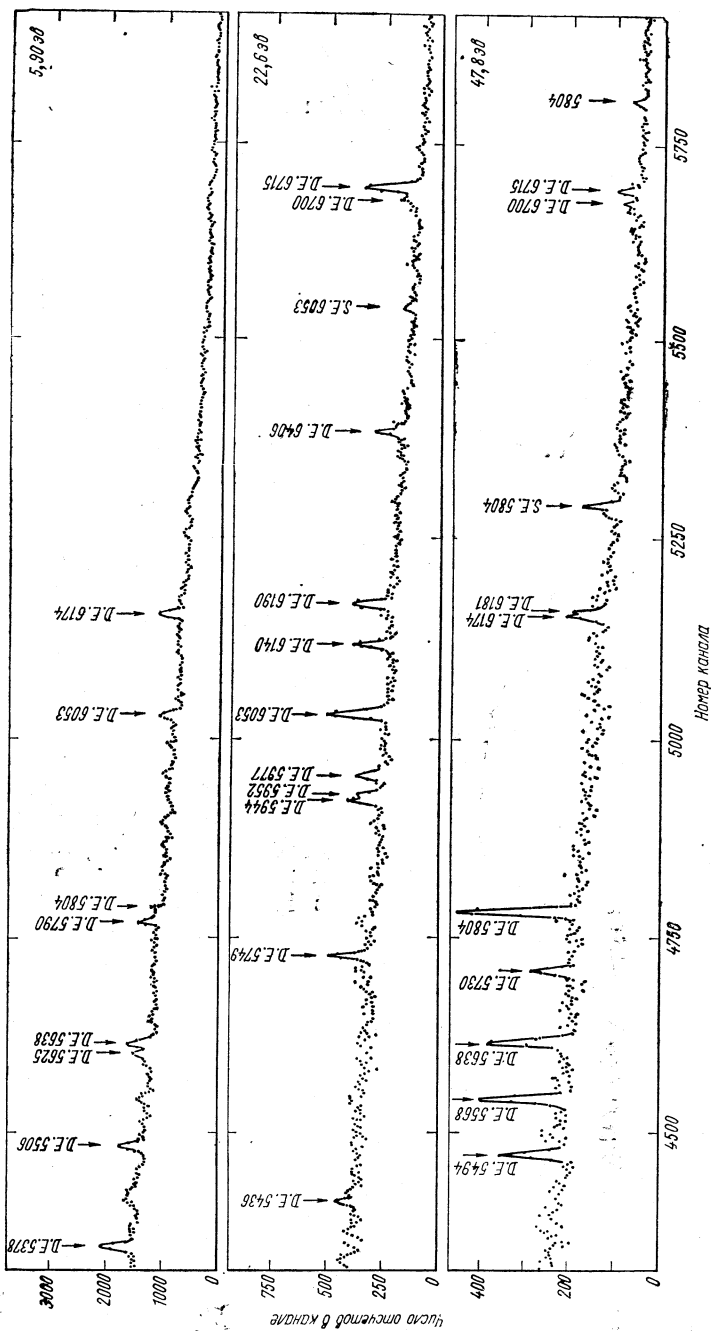


Рис. 29. Спектры γ -квантов Cs при захвате нейтронов в резонансах 5,90; 22,6; 47,8 эв.

но и спектры α -частиц, т. е. вероятности α -распада на основное и некоторые возбужденные состояния. Простота и изученность механизма радиоактивного α -распада делают этот метод весьма перспективным, несмотря на то, что он применим далеко не для всех ядер. Более подробному анализу этого вопроса посвящена статья Ю. П. Попова в этом сборнике, а некоторые теоретические аспекты этой проблемы были рассмотрены В. Г. Соловьевым [34].

3. ИССЛЕДОВАНИЯ С ТЕПЛОВЫМИ И ХОЛОДНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Длительность вспышки нейтронного излучения реактора ИБР, равная примерно 60 *мксек*, сравнима с временем испускания замедлившись нейтронов водородсодержащим замедлителем (~ 100 *мксек*). Это сразу подсказывает использование реактора ИБР для работ по методу времени пролета тепловых и холодных нейтронов. Опираясь на имевшиеся к моменту пуска реактора ИБР (1960 г.) сравнительно бедные литературные данные, было естественно начать исследования с проблемы неупругих взаимодействий холодных нейтронов, выделяемых с помощью бериллиевого фильтра. Разработка методики таких экспериментов началась еще в 1960 г. одновременно с пусковыми работами реактора и проводилась главным образом В. В. Голиковым и А. Шкатулой. В качестве первого объекта исследования было избрано неупругое рассеяние нейтронов в воде. Это было стимулировано появившейся незадолго до этого интересной работой Юза, Палевского, Клея и Тункелло [35]. Опыта в такого рода измерениях в то время было еще недостаточно, и не только в ЛНФ, но и в других лабораториях, и потребовался некоторый срок для получения достоверных результатов. Определенную ясность в результаты удалось внести, и они были суммированы в докладе В. В. Голикова, И. Жуковского, Ф. Л. Шапиро, А. Шкатула и Е. Яника, представленном на Симпозиум по неупругому рассеянию нейтронов в Бомбее в 1964 г. [35]. В докладе приведены результаты исследований льда и воды при различных температурах, а также исследований некоторых органических жидкостей. Метод исследования, однако, не был адекватен источнику нейтронов, который использовался. Схема опыта показана на рис. 30.

Исследуемый образец помещался в зале реактора за бериллиевым фильтром, придвинутым вплотную к замедлителю на активной зоне. Доступ к образцу был затруднен, и рассеянный пучок приходилось выводить через имеющийся канал в защите, и, следовательно, изменять угол рассеяния было непросто. Вполне естественно было перейти к методу обратной геометрии (рис. 31), который в дальнейшем полностью вытеснил первоначальную методику.

В этом методе энергия нейтрона, падающего на исследуемое вещество, произвольна и определяется по времени пролета от реактора до образца (точнее, до детектора, расположенного близко к образцу), но фиксируется конечная энергия нейтронов тем, что перед детек-

тором помещен бериллиевый фильтр, пропускающий только холодные нейтроны. Чтобы обеспечить достаточную пролетную базу, образец располагается не очень близко от реактора ($\sim 20\text{--}30\text{ м}$), т. е. заведомо вне зала реактора. Поэтому изменение условий опыта (смена образцов, изменение их температуры, изменение углов рассеяния и т. п.) не представляет затруднений для экспериментатора. Метод имеет еще и то преимущество, что исследуется неупругое рассеяние с передачей энергии веществу, т. е. спектр частот не ограничен наличием возбуждений в веществе. Метод обратной гео-

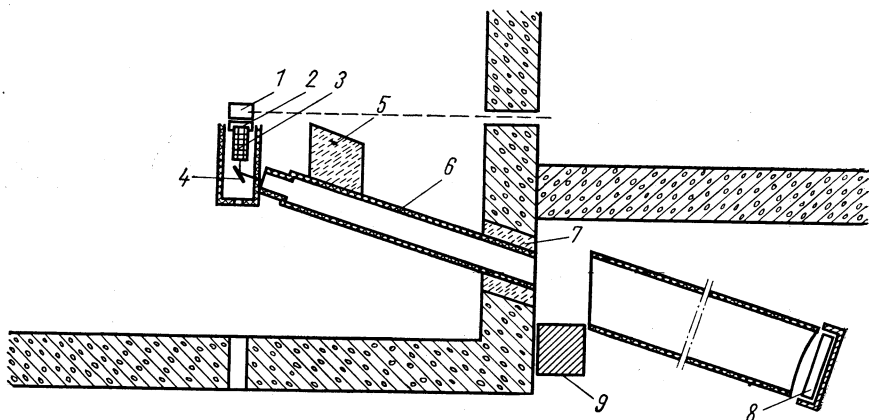


Рис. 30. Схема эксперимента по неупругому рассеянию нейтронов в прямой геометрии:

1 — активная зона реактора; 2 — замедлитель; 3 — бериллиевый фильтр; 4 — образец; 5 — защита от прямого пучка; 6 — нейтронотвод; 7 — водяная защита; 8 — детектор; 9 — шибер.

метрии был впервые использован в работе Т. А. Мачехиной, З. И. Огжевальского и Ф. Л. Шапиро [36] независимо, хотя и несколько позже, чем это было сделано в других лабораториях (в том числе и Р. Синклером в 1961 г.). Одна из серий экспериментальных кривых, полученных для NH_4Cl при различных температурах, показана на рис. 32 [37]. На графиках счет детектора представлен как функция времени пролета. Поэтому правой части графиков соответствуют наименьшие энергии, а именно холодные нейтроны, для которых бериллиевый фильтр прозрачен. Эта часть спектра определяется квазиупругим рассеянием нейтронов, при котором в акте рассеяния энергия нейтрона меняется мало. Спектр таких нейтронов со стороны больших энергий, т. е. меньших времен пролета, ограничен пропусканием бериллиевого фильтра, становящегося непрозрачным для нейтронов с $E > E_{\text{гр}} = 5,2\text{ Мэв}$. Резкий обрыв спектра при $E = E_{\text{гр}}$ виден на всех кривых. Левее на рис. 32 расположена область неупругого рассеяния нейтронов. Эти нейтроны до рассеяния имели энергию, большую $E_{\text{гр}}$, и соответственно время пролета для них меньше.

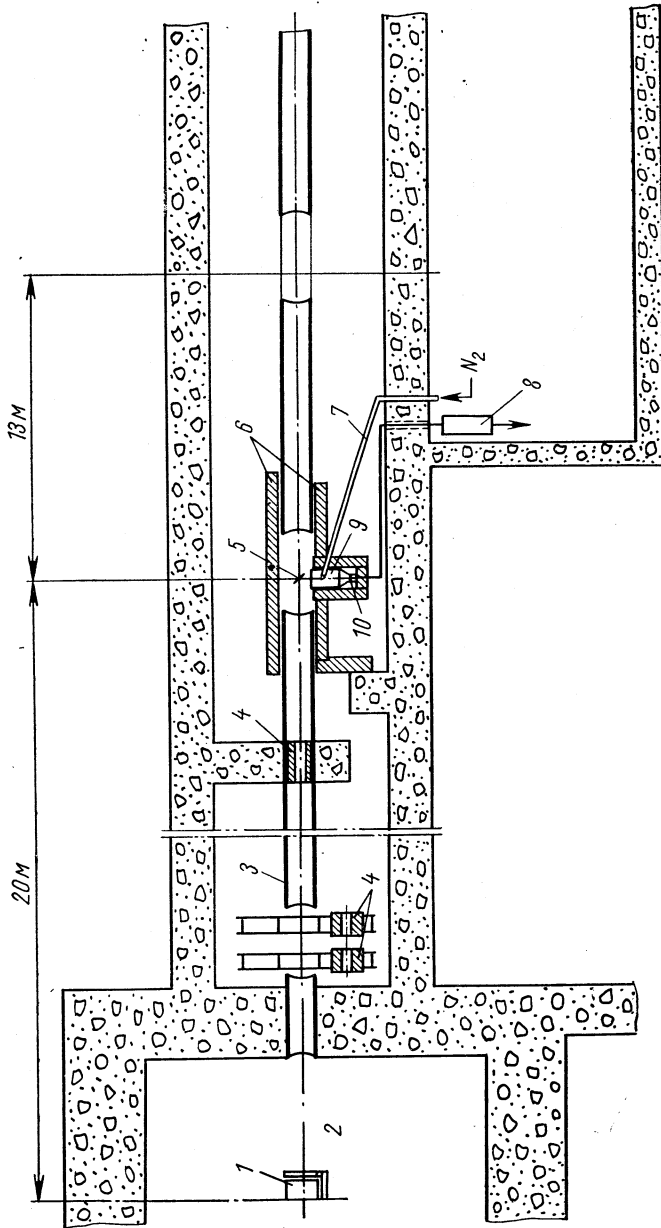


Рис. 31. Схема эксперимента по неупругому рассеянию нейтронов в обратной геометрии:
 1 — активная зона реактора; 2 — замедлитель; 3 — нейтронвод; 4 — коллиматоры; 5 — образец; 6 — защита; 7 — азотопровод;
 8 — электроника детектора; 9 — охлаждаемый бериллиевый фильтр; 10 — детектор.

Исследования методом обратной геометрии несколько лет развиваются под руководством и при участии профессора Яника (Краков). Методика была усовершенствована. В частности, для улучшения разрешения используются сочетания бериллиевого фильтра с кристаллическим спектрометром, ограничивающим пропускание узкой области около $E_{гр}$. Методом обратной геометрии выполнен обширный круг исследований динамики возбуждений молекулярных

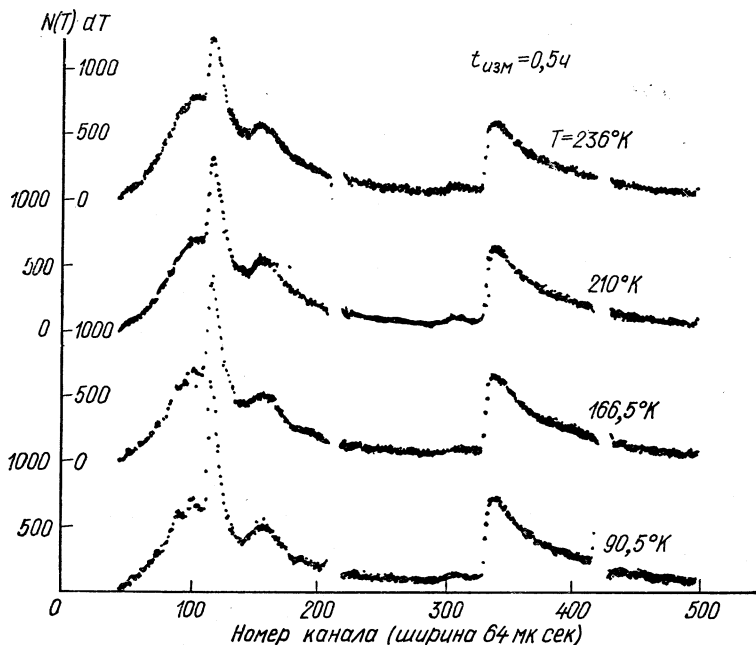


Рис. 32. Спектр нейтронов, рассеянных поликристаллическим NH_4Cl .

кристаллов, определение динамики возбуждений двойных сплавов и ряд других работ, в частности определение влияния легких примесных атомов.

В настоящее время совместно с физиками из Кракова монтируется спектрометр обратной геометрии, позволяющий исследовать упругое и неупругое рассеяние медленных нейтронов сразу для восьми углов рассеяния. Он будет введен в действие в 1971 г.

Из других работ, выполненных с помощью метода обратной геометрии, я хочу только отметить интересное исследование В. В. Голикова и Ж. А. Козлова [38], изучавших рассеяние медленных нейтронов на малые углы свинцом при различных температурах. Ими исследован нейтронный аналог мандельштам-бриллюэновского рассеяния света для области частот порядка 10^{12} , недоступной оптическим методам.

Еще одним применением метода обратной геометрии было использование его для исследования очень интересной проблемы, а именно изучения состояния вещества вблизи критической точки. Были выполнены измерения самодиффузии этана около критической точки жидкость — пар. В работах группы Ю. М. Останевича и др. [39] показано, что при временах взаимодействия порядка 10^{-12} сек не наблюдается [аномалий] в коэффициенте самодиффузии около критической точки этана.

Заслуживает упоминания и другая работа, связанная с исследованием вещества около критической точки, хотя методика ее ни в коей мере не является специфической для реактора ИБР. В современной технике стало обычным измерение плотности или толщины вещества по ослаблению нейтронного пучка. В работах Л. А. Булавина и др. [40] этот метод был использован как очень чувствительный и тонкий инструмент физического исследования. С его помощью проведены измерения плотности этана около критической точки.

При исследовании неупругого взаимодействия нейтронов очень полезно иметь возможность воздействовать на вещество моноэнергетическим пучком нейтронов и определять при этом для различных углов рассеяния весь спектр нейтронов, возникающих после неупругого взаимодействия. Эта сложная задача была решена в работе, выполненной в ЛНФ советскими физиками из ФЭИ [41]. Принцип установки следующий (рис. 33). Пучок нейтронов от реактора ИБР перекрывается на расстоянии примерно 10 м механическим селектором, синхронизированным по времени со вспышкой реактора. Сдвиг момента пропускания селектора относительно вспышки реактора определяет энергию пропускаемых нейтронов. Таким образом, селектор выполняет роль монохроматора. Спектр нейтронов, рассеянных образцом, анализируется по времени пролета сразу под одиннадцатью углами с пролетной базой от 5,5 до 10,5 м. На рис. 34 показан общий вид экспериментального зала, а на заднем плане видны водяные баки, защищающие от фона различные пучки рассеянных нейтронов. С помощью этой установки было выполнено обширное исследование неупругого рассеяния медленных нейтронов гидридом циркония.

Традиционным для исследований на атомных реакторах является метод дифракции нейтронов. Такие исследования структуры конденсированных сред успешно развиваются на пучках стационарных реакторов, и заранее не было очевидно, может ли быть при этом существенна импульсность реактора, или же здесь имеет значение только средний поток нейтронов, который у реактора ИБР очень не велик. Уже с самого начала при обсуждении работ, планируемых в лаборатории, было очевидно, что в дифракции при заданном угле отражения нет необходимости в монохроматизации нейтронов, так как различные нейтроны, удовлетворяющие условию Брэггов, имеют различную скорость и разделены по времени пролета.

Позже метод дифракции нейтронов по времени пролета был экспериментально и теоретически обоснован в результате работ фи-

зиков из Варшавы под руководством проф. Бураса [42] и советских физиков (В. В. Нитц, Ф. Л. Шапиро и др. [43]). Суть метода хорошо известна, и я остановлюсь на нем лишь постольку, поскольку это необходимо для обсуждения. При этом для простоты буду предполагать, что исследуется поликристаллический образец, и, следовательно, при заданном направлении падающего и рассеянного пучков

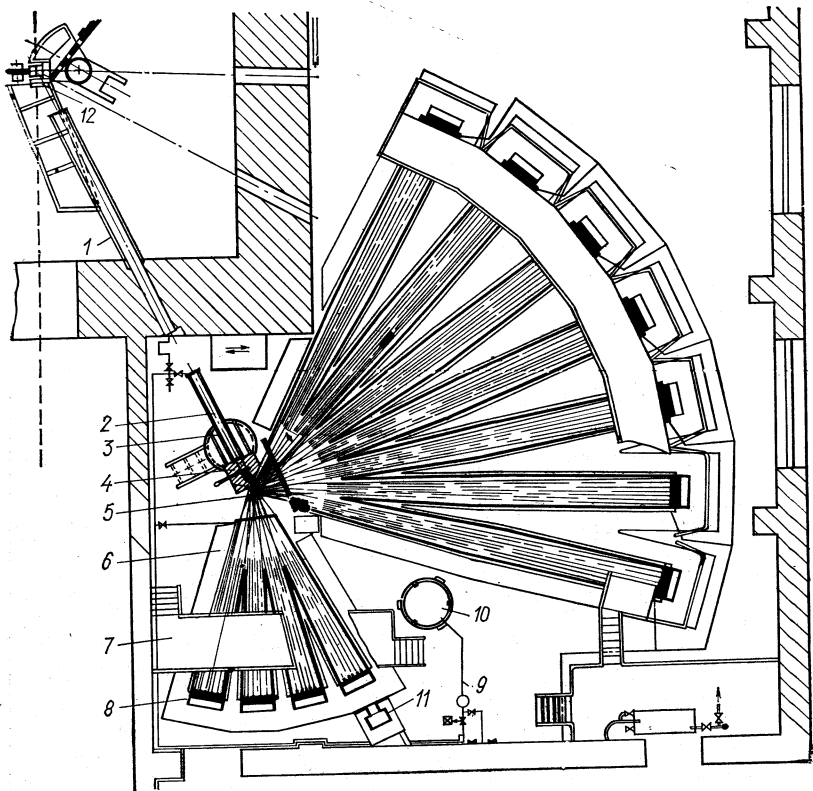


Рис. 33. Дважды дифференциальный спектрометр медленных нейтронов: 1, 2 — нейтроновод; 3 — поворотный круг; 4 — прерыватель; 5 — нейтроновод длиной 10,5 м; 6 — нейтроновод длиной 5,5 м; 7 — эстакада; 8 — детектор; 9 — газовая система; 10 — газгольдер; 11 — ловушка нейтронов; 12 — криостат.

всегда имеются соответствующие им отражающие плоскости, для которых выполнено равенство угла падения и угла отражения. Тогда остается только удовлетворить условию Брэггов, которое, если записать длину волны через скорость, имеет вид:

$$2d \sin \theta = n\lambda = nh/mv.$$

При заданном θ каждое d и n определит свое v . При фиксированных пролетных базах от реактора до образца L_1 и от образца до детек-

тора L_c и заданном θ каждому d и n будет, следовательно, соответствовать свое время пролета. Соотношение Брэггов, очевидно, можно переписать так:

$$v \sin \theta \cdot d = v_z d = n \left(\frac{h}{2m} \right).$$

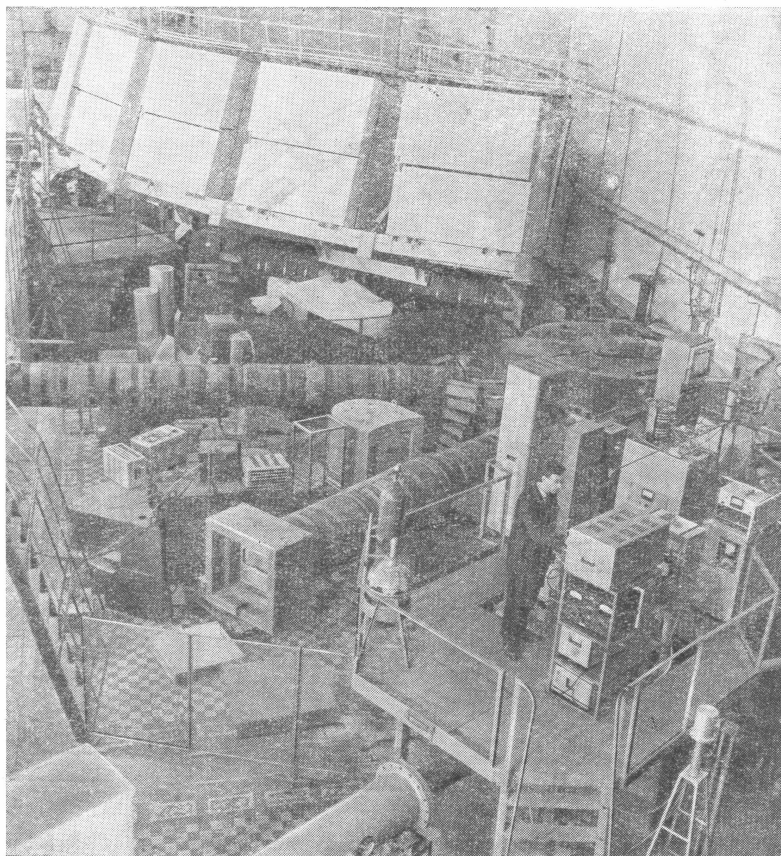


Рис. 34. Общий вид экспериментального зала.

На заднем плане — внешний вид установки с дважды дифференциальным спектрометром. Видны водяные баки, защищающие детекторы. На переднем плане — установка для получения поляризованных нейтронов.

Здесь v_z — проекция скорости нейтрона на нормаль к отражающей плоскости*. Что касается времени пролета, то оно

$$t = (l_r + l_c)/v_z.$$

* Если угол рассеяния задан точно, то нормаль к отражающей плоскости совпадает, очевидно, с биссектрисой угла между направлением от источника к образцу и направлением от детектора к образцу.

где l_r и l_c — проекции пролетных баз L_r и L_c на нормаль к отражающей плоскости (см. Приложение 3). Отсюда сразу следует, что нет необходимости в коллимации пучка падающих и отраженных нейтронов. Необходимо только, чтобы сумма проекций l_r и l_c на нормаль оставалась бы неизменной. Этому условию легко удовлетворить. Можно потребовать и большего, чтобы сумма $l_r + l_c$ оставалась неизменной не для одной какой-то ориентации отражающей плоскости, а для всех отражающих плоскостей в интервале углов $\Delta\theta$. В самом деле, при наклоне отражающей плоскости l_r может возрастать, а l_c убывать или наоборот, так что сумма их останется неизменной. В Приложении 3 в качестве иллюстрации приведен простейший случай $L_r = L_c$, который очевиден и без математического анализа. Это частный случай общих соотношений, полученных Холасом в работах начиная с 1966 г. и проверенных экспериментально [44] (см. Приложение 3).

Отсутствие необходимости жесткой коллимации пучка, характерной для обычного метода дифракции, делает метод дифракции по времени пролета очень светосильным. Мне кажется также существенным и то, что в поликристаллическом образце вклад в дифракцию вносит отражение от плоскостей, ориентации которых лежат в конечном интервале углов, что также важно для светосилы метода. Для примера на рис. 35 показана одна из геометрий опыта, рассчитанных по Холасу. Методом дифракции нейтронов по времени пролета, показавшим и его светосилу, и хорошую разрешающую способность, был выполнен ряд исследований [45]. Я не буду подробно говорить об этих работах, но отмечу два направления, выходящие за рамки классической тематики нейтроннодифракционных исследований.

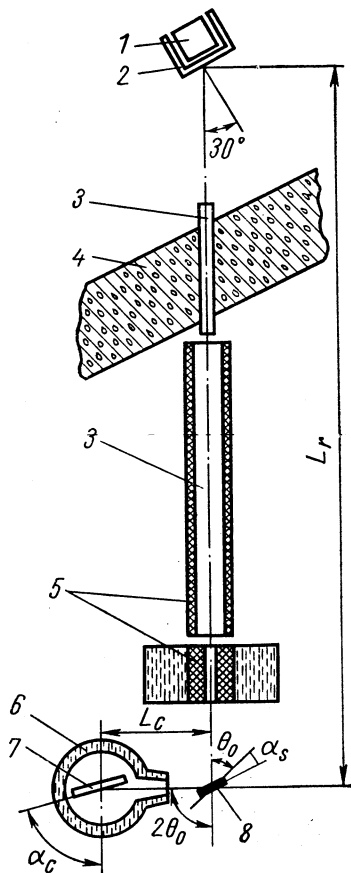


Рис. 35. Схема эксперимента по дифракции нейтронов методом времени пролета:

1 — активная зона реактора; 2 — замедлитель; 3 — нейтронвод; 4 — бетонная защита; 5 — защита из парафина с карбидом бора; 6 — водяная защита; 7 — детектор; 8 — образец.

Короткий интенсивный импульс нейтронного излучения реактора ИБР позволяет изучать не только структуру вещества методом дифракции, но и динамику изменения структуры во время импульса. В первой из работ этого направления было исследовано поведение дифракционного пика магнитного рассеяния нейтронов в гематите, на который накладывалось большое импульсное магнитное поле. Уже первые эксперименты показали, что имеется аномалия в поведении магнитного рассеяния в поле напряженностью около 50 кэрт. Работа выполнена большим коллективом авторов: С. Низел, Р. Озеров и др. [46]. Более детальное исследование этой аномалии сейчас проводится.

Другое направление, в котором неожиданно перспективным оказалось использование метода дифракции нейтронов — это физика элементарных частиц. Нейтрон — очень удобный объект для экспериментов в области физики элементарных частиц, так как отсутствие у него электрического заряда позволяет работать с пучками частиц малой скорости. Одной из интересных проблем является изучение взаимодействия нейтрона с электроном. Это направление работ развивается Ю. А. Александровым и Г. С. Самосватом, и так как этому вопросу посвящена подробная статья Ю. А. Александрова [47], то я скажу лишь несколько слов о постановке задачи. Взаимодействие нейтрона с электронной оболочкой атома очень мало по сравнению с ядерным взаимодействием. Известно, однако, что в рассеянии нейтронов ядрами надо учитывать не только потенциальное и резонансное рассеяние, но и их интерференцию. Оказалось, что имеется ядро, у которого в области тепловых нейтронов в результате интерференции резонансного и потенциального рассеяния амплитуда ядерного рассеяния близка к нулю. Это изотоп ^{186}W . Рассеяние оказалось настолько слабым, что пришлось использовать монокристалл из ^{186}W и наблюдать дифракционные пики, обязанные когерентному сложению амплитуд рассеяния многих атомов. Выяснилось также, что в принципе в кристалле из ^{186}W с добавлением небольшой примеси других его изотопов можно получить амплитуду ядерного рассеяния, равную нулю. У такого кристалла вольфрама должна наблюдаться та же дифракционная картина, как и в случае рентгеновских лучей, так как все взаимодействие должно определяться рассеянием на электронной оболочке атома. Таким образом, учет ядерных свойств ^{186}W и применение метода дифракции нейтронов оказались плодотворными для решения интересной задачи физики элементарных частиц. Выполненные измерения в самом деле с полной несомненностью позволили наблюдать интерференцию электронного и ядерного рассеяния. Однако в интерпретации результатов, возможно, еще не учтен какой-то фактор. Хотя для электронного рассеяния и получилась ожидаемого порядка величина (она соответствует потенциалу взаимодействия $V_0 = -6500$ эв), но она несколько превосходит результаты, полученные иными методами ($V_0 = -3000 \div 5000$ эв). По-видимому, вопрос об этом расхождении еще требует дальнейшего анализа.

Такое же переплетение задач и методов наблюдается и в других проблемах, связанных с физикой элементарных частиц. Так, изучение углового распределения нейтронов как функции их энергии в области 1—40 кэв, выполненное в работах Ю. А. Александрова и Г. С. Самосвата [48], интересно с двух точек зрения: и для физики элементарных частиц, и для ядерной физики. Изотропия рассеяния нейтронов, соответствующая s -взаимодействию при возрастании их энергии, должна нарушаться. Теоретическое рассмотрение показывает, что при небольших энергиях основной вклад в анизотропию вносит член, пропорциональный косинусу угла, причем коэффициент при нем должен быть пропорционален энергии. Эта зависимость была исследована Ю. А. Александровым и Г. С. Самосватом [48] и подтверждена опытом для ряда ядер. Полученные результаты оказались возможным сопоставить с расчетными по оптической модели.

Оказалось, однако, что в некоторых ядрах наблюдаются аномалии. Так, вопреки ожиданию, в лантане никакой линейной зависимости не имеется. И эти результаты, и особенно наблюдающиеся аномалии, представляются интересными для ядерной физики. С другой стороны, анализ углового распределения рассеяния и его зависимости от энергии позволил существенно снизить верхний предел величины электрической поляризуемости, которую может иметь нейтрон [47].

Последний вопрос, которого я коснусь весьма кратко, — это проблема ультрахолодных нейтронов. Начало этому направлению положило экспериментальное обнаружение таких нейтронов в 1968 г. группой физиков под руководством профессора Ф. Л. Шапиро [39]. Хотя свойства этих нейтронов были предсказаны Я. Б. Зельдовичем [50] более чем десять лет тому назад, они тем не менее представляются удивительными с точки зрения сложившихся представлений о нейтроне. Необычно то, что сила тяжести удерживает их в слое, не превышающем 2 м, и то, что они почти идеально отражаются от поверхностей многих веществ и поэтому могут длительно храниться в замкнутом объеме.

Импульсность реактора ИБР оказалась весьма удобной для их обнаружения. Опыт был облегчен тем, что нейтроны можно было наблюдать в промежутке между импульсами, когда паразитный фон незначителен. При этом количество ультрахолодных нейтронов, определяемое сравнительно малым средним потоком тепловых нейтронов от реактора ИБР, было весьма незначительным (регистрировался примерно один нейтрон за 100 сек). Однако возможность хранения ультрахолодных нейтронов в полости с отражающими стенками позволяет надеяться в случае периодического импульсного источника значительно повысить их плотность. В самом деле, если использовать отражающую заслонку, которая открывается в момент импульса реактора и закрыта в остальное время, то плотность нейтронов в полости, если они в ней хранятся идеально, будет повышаться до тех пор, пока не достигнет величины, определяемой

не средним, а импульсным потоком нейтронов из реактора. Подготовка к таким экспериментам на реакторе ИБР сейчас ведется.

Вопрос о времени хранения ультрахолодных нейтронов в отражающей полости и о их спектре был в последнее время исследован в совместной работе ЛНФ и Института атомной энергии им. И. В. Курчатова [51] на базе стационарного реактора этого института. Затухание плотности нейтронов в полости со стенками из полированной меди происходит с декрементом, равным примерно 30 сек, что, конечно, представляется чрезвычайно необычным для нейтронной физики и очень интересным. Это время, однако, меньше полученного на основе расчета, учитывающего ожидаемое поглощение таких нейтронов в меди, и причина дополнительного поглощения еще подлежит выяснению. Очень остроумные опыты, в которых такие нейтроны пропускаются через изогнутое колено, где они должны или подниматься на заданную высоту, или, наоборот, падать вниз, позволили определить их спектр. Оказалось, что спектр соответствует нижнему концу максвелловского распределения и простирается для меди до максимальной скорости $v_{\text{макс}} = 5,7 \text{ м/сек}$, что соответствует максимальной высоте, которую они могут преодолеть, 1,65 м. Конечно, в исследованиях ультрахолодных нейтронов пока еще пройдены только первые этапы. Тем не менее уже сейчас напрашивается ряд их применений и в физике элементарных частиц, и в изучении поверхностных слоев веществ, а в дальнейшем и в развитии их оптики. Можно мечтать, как о задаче будущего, о создании нейтронного микроскопа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение я хочу подвести некоторые итоги своего сообщения. Десять лет эксплуатации реактора ИБР и реактора с инжектором пок азали плодотворность этого пути исследований для широкого круга задач ядерной физики, физики элементарных частиц и физики конденсированных сред. В перспективе этот путь позволяет преодолеть практический предел плотности нейтронных потоков порядка $10^{15} \text{ нейтрон/(сек} \cdot \text{см}^2)$, характерный для стационарных реакторов.

Говоря о возможностях дальнейшего развития работ, хочу подчеркнуть перспективность исследований с поляризованными нейтронами для решения множества задач. Мне кажется также очень актуальным исследование спектров γ -квантов при резонансном захвате нейтронов и изучение α -распада нейтронных резонансов, позволяющие получить обширную информацию об индивидуальных свойствах резонансов.

Использование методов неупругого взаимодействия нейтронов и дифракции нейтронов открывает широкие возможности для решения обширного круга задач физики и особенно физики конденсированных сред. Здесь представляется особо перспективным исследование динамики процессов в веществе, для которых импульсность

источника нейтронов очень удобна. Вероятно, перспективными окажутся и исследования структуры и спектра частот молекул живого вещества.

Весьма обширна область исследований свойств самого нейтрона. Что касается ультрахолодных нейтронов, то интерес этого направления очевиден, а области их приложений в значительной мере еще предстоит выяснить в будущем.

Большую помощь при подготовке этой статьи к печати оказал Л. Б. Пикельнер. Ряд ценных замечаний сделан при ее обсуждении Л. Б. Пикельнером и Ф. Л. Шапиро, и автор весьма признателен им обоим.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ТЕОРИИ РЕАКТОРА ИБР

Допустим, что при оптимальном положении ($x = 0$) движущегося активного вкладыша в диске или вращающегося отражателя максимальная реактивность для мгновенных нейтронов

$$\kappa_{\text{макс}} = \varepsilon = K_{\text{макс}} - 1. \quad (1)$$

При перемещении вкладыша или отражателя реактивность меняется квадратично, т. е. при смещении на x убывает на величину αx^2 . Скорость перемещения обозначим v и за начало отсчета $t = 0$ примем момент, когда реактивность, убывая после максимального значения, проходит через нуль (рис. 36), тогда

$$\kappa = \varepsilon - \alpha x^2 = \varepsilon - \alpha v^2 (t + t_1)^2; \quad t_1 = \frac{\varepsilon^{1/2}}{v\alpha^{1/2}}; \quad (2)$$

$$\kappa(t) = -\alpha v^2 t^2 - 2\alpha^{1/2} \varepsilon^{1/2} vt. \quad (3)$$

Максимум реактивности приходится на момент $t = -t_1$, и реактивность положительна в промежутке от $t = -2t_1$ до $t = 0$ (рис. 36). Очевидно, что в течение всего этого времени мощность реактора возрастает за счет цепного процесса на мгновенных нейтронах и достигает максимальной величины при $t = 0$.

Когда мощность реактора достаточно велика, то развитие импульса мощности подчиняется уравнению

$$\ln \frac{n(t)}{n_0} = \int_{-2t_1}^t \frac{\kappa(t)}{\tau} dt. \quad (4)$$

Рис. 36. Характер изменения реактивности ε и числа нейтронов n во времени.

Здесь τ — среднее время жизни быстрого нейтрона в реакторе (см. Приложение 2). Уравнение (4) справедливо в предположении, что цепной процесс целиком осуществляется на мгновенных нейтронах и что n настолько велико, что можно пренебречь постоянным источником запаздывающих нейтронов. Как указал Е. П. Шабалин, это условие не выполняется на некотором отрезке времени вблизи $t = -2t_1$, т. е. около нижнего предела интегрирования $t = -2t_1$. В результате, чтобы получить правильную амплитуду импульса вблизи $t = 0$, которая и будет нас интересовать, необходимо положить в (4) n_0 примерно вдвое большим его истинного значения в момент $t = -2t_1$. Подставляя в уравнение (4) $\kappa(t)$ из (3) и выполняя интегрирование, получаем основные формулы теории Бондаренко и Стависского:

$$n(t) = n_0 \exp \left(\frac{4}{3} B - \frac{t^2}{\theta^2} - bt^3 \right), \quad (5)$$

где

$$B = \frac{\varepsilon^{3/2}}{\tau v \alpha^{1/2}}; \quad b = \frac{1}{3} \cdot \frac{\alpha v^2}{\tau}; \quad (6)$$

$$\theta = \frac{\tau^{1/2}}{\alpha^{1/4} v^{1/2} \varepsilon^{1/4}} = \frac{\tau^{1/3}}{B^{1/3} v^{2/3} \alpha^{1/3}}. \quad (7)$$

Очевидно, максимум интенсивности при $t = 0$

$$n_{\max} = n_0 \exp\left(\frac{4}{3} B\right). \quad (8)$$

Вблизи $t = 0$ зависимость $n(t)$ представляется примерно гауссовой кривой, характеризуемой шириной θ . Как видно из уравнения (7), в первом приближении ($B^{1/6} = \text{const}$) величина θ определяется константами реактора $\tau^{1/3}$ и $\alpha^{1/3}$ и скоростью $v^{2/3}$. Кроме того, она слабо зависит от максимальной надкритичности ε . При этом величина ε не произвольна. Для того чтобы реактор работал стационарно, т.е. средняя амплитуда импульсов была постоянна, необходимо $\varepsilon = \varepsilon_0$, где ε_0 — импульсная критичность, о которой будет сказано в дальнейшем. Таким образом, величина θ при $v = \text{const}$ почти не зависит от мощности реактора. Форма импульса, как видно из (5), несколько отличается от гауссовой из-за наличия члена $-bt^3$ в экспоненте (подъем более пологий, чем спад). На рис. 37 показана экспериментально наблюдаемая форма импульса реактора ИБР-30 и расчетная форма по формуле (5) с подстановкой в нее реальных значений v , τ и α . Как видно, вблизи максимума импульса, для которого теория правильна, согласие достаточно хорошее.

Источником нейтронов, поджигающих импульс, являются запаздывающие нейтроны n_3 . Величина, которую следует принять как начальную в уравнении (5), т.е. n_0 пропорциональна n_3 , а именно $n_0 = a_0 n_3$, где a_0 — некоторый коэффициент, пропорциональный умножению запаздывающих нейтронов к началу импульса. Если спад интенсивности запаздывающих нейтронов за время T между импульсами мал, то число их, отнесенное к одному импульсу:

$$N_3 = n_3 T. \quad (9)$$

Что касается мгновенных нейтронов, рождающихся в импульсе, то число их приближенно [см. формулу (8)]:

$$N_{\text{мгн}} \approx n_{\max} \theta = \theta a_0 n_3 \exp\left(\frac{4}{3} B\right). \quad (10)$$

При стационарной работе реактора, когда $\varepsilon = \varepsilon_0$, должно быть выполнено соотношение

$$N_3 = \beta N_{\text{мгн}}, \quad (11)$$

где β — эффективная доля запаздывающих нейтронов на один мгновенный.

Подставляя N_3 и $N_{\text{мгн}}$ из (9) и (10), получаем уравнение для определения B , а следовательно [см. формулу (6)] и импульсной критичности ε_0 :

$$\ln \frac{T}{a_0 \beta \theta} = \frac{4}{3} B = \frac{4}{3} \cdot \frac{\varepsilon_0^{3/2}}{\alpha^{1/2} v \tau}. \quad (12)$$

Величина $\varepsilon_0^{3/2}$ при заданном v зависит, таким образом, от частоты повторения всплесков, приблизительно как $\ln T$.

Для экспериментов существен фон нейтронов из реактора в промежутке между импульсами:

$$n_{\Phi} = k_0 n_3, \quad (13)$$

где k_0 — коэффициент умножения запаздывающих нейтронов между импульсами. Для реактора ИБР $k_0 \approx 14$. Пользуясь (11) и (9), можно записать

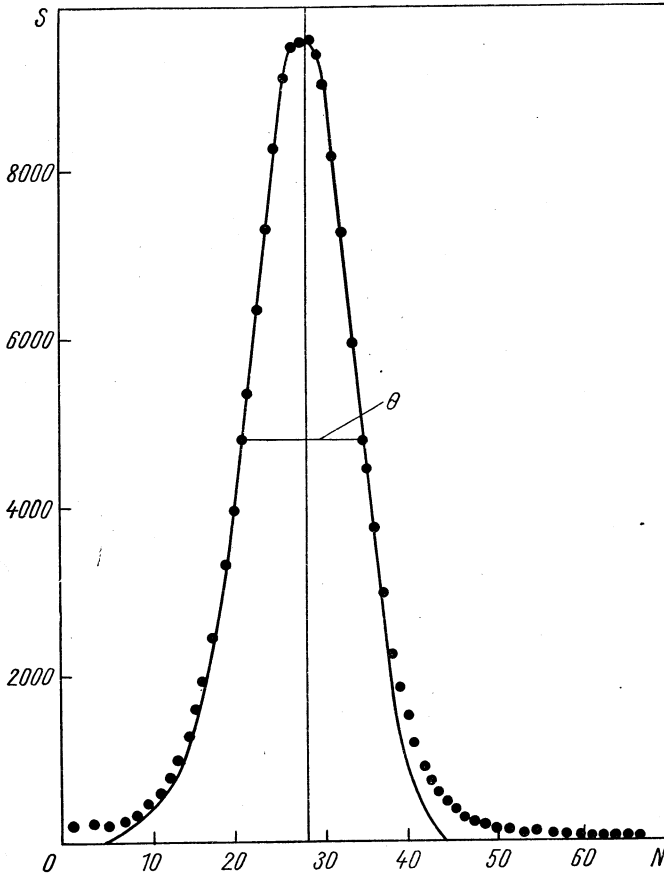


Рис. 37. Экспериментально наблюдаемая (точки) по формуле (5) и расчетная формы импульса реактора.

уравнение (13) так:

$$n_{\Phi} = k_0 \frac{\beta}{T} N_{\text{МГН}}. \quad (14)$$

Таким образом, величина потока фоновых нейтронов по отношению к $N_{\text{МГН}}$ убывает, как $1/T$.

При работе с инжектором реактор используется в режиме бустера, при котором максимальная реактивность отрицательна: $\kappa_{\text{макс}} = k - 1 < 0$. Инжектирование нейтронов производится в момент, когда $\kappa = \kappa_{\text{макс}}$, и при

этом происходит размножение нейтронов, число которых стремится к величине $n = n_{\text{и}}/(1 - k)$, где $n_{\text{и}}$ — число нейтронов, генерируемых инжектором. Когда импульс генерации нейтронов инжектором закончился, то начинается их спад, происходящий по экспоненциальному закону, как $\exp(-t/\tau_1)$, где $\tau_1 = \tau/(1 - k)$. Полная длительность вспышки складывается, таким образом, из

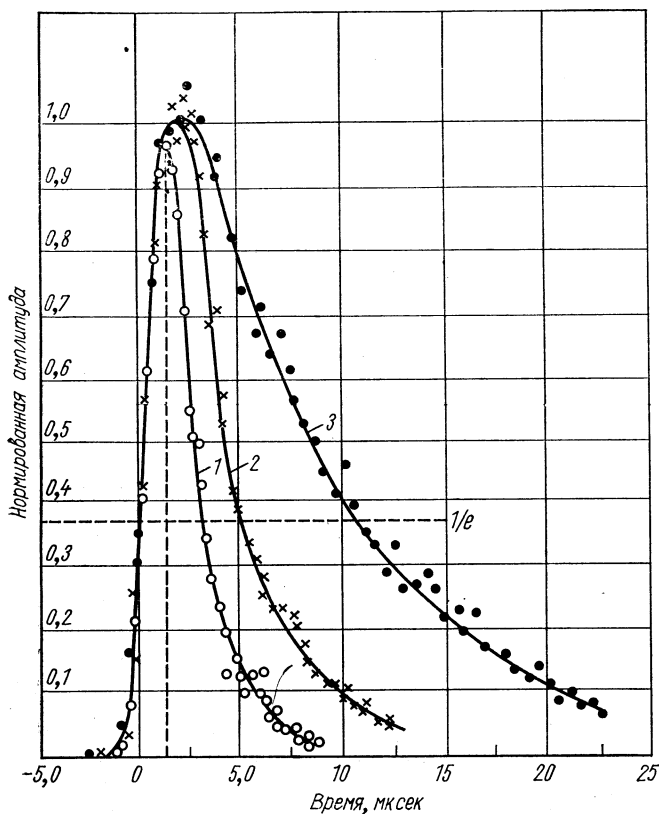


Рис. 38. Форма импульса реактора с инжектором при различных коэффициентах умножения k :

1 — $k=120$; $W=25$ вт; $T_{1/2}=2,5$ мксек; $\tau=2$ мксек; $\tau_{\text{расч}}=1,5$ мксек; 2 — $k=300$, $W=60$ вт; $T_{1/2}=4,0$ мксек; $\tau=3,8$ мксек; $\tau_{\text{расч}}=3,6$ мксек; 3 — $k=1000$, $W=200$ вт; $T_{1/2}=9,0$ мксек; $\tau=10$ мксек; $\tau_{\text{расч}}=12$ мксек.

длительности вспышки ускорителя τ_0 и длительности затухания тем большей, чем больше умножение нейтронов. На рис. 38 показана форма импульса реактора ИБР с инжектором-микротроном при различных коэффициентах умножения. Для реактора ИБР величина $\tau = 1,2 \cdot 10^{-8}$, и поэтому при умножении 100, т. е. $1 - k = 10^{-2}$, величина $\tau_1 \approx 1$ мксек. Обращает на себя внимание то, что в то время как у реактора без инжектора спад интенсивности определяется формулой Гаусса, здесь он экспоненциален и поэтому при больших размножениях получается медленно спадающий экспоненциальный

хвост. При $\tau \approx 10^{-8}$ сек оптимальным для эксперимента оказалось раз-
множение в 100—200 раз, при котором $\tau_1 \approx 1—2,5$ мксек. При этом опти-
мальная длительность импульса тока от ускорителя τ_0 должна быть того же
порядка.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

СВЕДЕНИЯ О РАЗВИТИИ И ПАРАМЕТРАХ РЕАКТОРА ИБР

Реактор ИБР. Первый реактор ИБР достиг импульсной критичности
23 июня 1960 г. Он характеризовался следующими параметрами:

Проектная мощность $\bar{W} = 1$ квт

Длительность импульса $\theta = 36$ мксек

Среднее время жизни нейтронов одного поколения $\tau = 1,2 \cdot 10^{-8}$ сек

Частота повторения вспышек $f = 8,8$ и 83 сек $^{-1}$

(скорость обращения основного диска 5000 об/мин)

Реальная средняя мощность реактора:

1961—1963 гг. $\bar{W} = 1$ квт

1964 г. $\bar{W} = 2—6$ квт

1965—1968 гг. $\bar{W} = 3$ квт

Одновременно со снижением мощности до 3 квт число оборотов основно-
го диска было снижено до 3000 об/мин. При этом длительность импульса ока-
залась $\theta = 50$ мксек и частоты повторения импульсов $f = 3,3, 5, 50$ сек $^{-1}$.
Средний глобальный поток нейтронов в 4л при 3 квт $N = 1,7 \cdot 10^{14}$ ней-
трон/сек. При $f = 3,3$ сек $^{-1}$ и $\bar{W} = 3$ квт максимальная мощность $W_{\text{имп}} =$
 $= 18$ Мвт. Разрешение нейтронного спектрометра при базе $L = 10^3$ м со-
ставляло $r = \theta/L = 0,05$ мксек/м.

В 1968 г. был освоен режим редких импульсов $f = 1/5$ сек $^{-1}$, $W_{\text{имп}} =$
 $= 10^6$ квт. Длительность импульса сократилась при этом до $\theta = 36$ мксек.
Инжектор-микротрон на 30 Мэв был введен в действие в 1964 г. В нем импульс-
ный ток был 50 ма. При $f = 50$ сек $^{-1}$ и умножении $N/N_0 = 100$ мощность,
выделяемая бустером, составляла $\bar{W} = 0,5$ квт. Разрешение спектрометра
 $r = 3$ нсек/м на базе 1000 м.

Реактор ИБР-30. Введен в действие 10 июня 1969 г. С 1970 г. он работа-
ет при средней мощности $\bar{W} = 25$ квт, которой соответствует глобальный
поток $\bar{N} = 1,3 \cdot 10^{15}$ нейтрон/сек; $\tau = 1,5 \cdot 10^{-8}$ сек. Длительность вспышки
 $\theta = 70$ мксек, импульсная $W_{\text{имп}} = 100$ Мвт (при $f = 4$ сек $^{-1}$). Основные ча-
стоты импульсов $f = 100, 4$ сек $^{-1}$; вспомогательные частоты $f = 5, 10$ сек $^{-1}$.
Потоки нейтронов при мощности $\bar{W} = 25$ квт характеризуются следующими
величинами. Средний поток тепловых нейтронов с поверхности замедлите-
ля $\bar{n}_{\text{тепл}} = 5 \cdot 10^{10}$ нейтрон/(сек·см 2), а в максимуме импульса $(n_{\text{тепл}})_{\text{имп}} =$
 $= 10^{14}$ нейтрон/(сек·см 2). Внутри замедлителя импульсный поток нейтро-
нов достигает величины 10^{15} нейтрон/(сек·см 2).

Поток резонансных нейтронов характеризуется следующими величинами.
На расстоянии от реактора, равном 100 м, при средней мощности реактора
 \bar{W} (квт) на 1 см 2 детектора приходит в 1 сек

$$N(E) = \frac{270}{E^{0,9}} \bar{W} \text{ нейтрон}/(\text{сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{эв}),$$

величина E в электронвольтах.

Реактор ИБР-30 используется и в режиме редких импульсов $f = 1/4,75,$
 $1/7,6$ сек $^{-1}$, $\bar{W} \approx 10$ квт, $W_{\text{имп}} = 1 \cdot 10^6$ квт. В качестве инжектора приме-

яется линейный ускоритель электронов на 40 Мэв, который введен в действие 24 марта 1970 г. Он характеризуется следующими параметрами:

Импульсный ток $I_{\text{имп}} = 200 \text{ ма}$

$$f = 100 \text{ сек}^{-1}$$

Мишень — карбид плутония

При $N/N_0 = 100$ $\theta = 3 \text{ мсек}$

Мощность бустера $\bar{W} = 3 \text{ квт}$

Реактор ИБР-2. Строительство реактора ИБР-2 начато в конце 1969 г. Предполагаемый пуск его для эксперимента 1974 г. Ожидаются следующие параметры:

$$\bar{W} = 4 \text{ Мвт}$$

$$\theta = 90 \text{ мсек}$$

$$\tau = 4,2 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$$

Средний глобальный поток нейтронов $\bar{N} = 1,75 \cdot 10^{17} \text{ нейтрон/сек}$

Средний поток тепловых нейтронов с поверхности замедлителя $n_{\text{тепл}} = 5,8 \times 10^{12} \text{ нейтрон/(сек} \cdot \text{см}^2)$

Импульсный поток тепловых нейтронов с поверхности замедлителя

$(n_{\text{тепл}})_{\text{имп}} = 10^{16} \text{ нейтрон/(сек} \cdot \text{см}^2)$ и внутри него

$(n_{\text{тепл}})_{\text{имп}} = 10^{17} \text{ нейтрон/(сек} \cdot \text{см}^2)$

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

ФОКУСИРОВКА ПО ВРЕМЕНИ В МЕТОДЕ ДИФРАКЦИИ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Как показано в тексте, время пролета нейтронов при отражении их от кристаллических плоскостей удовлетворяет условию

$$t = \frac{l_r + l_c}{v_z} \quad (1)$$

Здесь l_r и l_c — проекции пролетных баз от источника до кристалла L_r и от кристалла до детектора L_c на нормаль к отражающим плоскостям. При этом из условия Брэггов v_z (проекция скорости нейтрона на ту же нормаль) должна быть равна

$$v_z d = n \left(\frac{h}{2m} \right), \quad (2)$$

где d — расстояние между кристаллическими плоскостями; $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ — постоянная Планка; $m = 1,67 \cdot 10^{-24}$ — масса нейтрона. Отсюда получаем $2m/h = 505$ и, следовательно,

$$t = \frac{l_r + l_c}{n} 505d \quad (3)$$

(все величины измеряются в сантиметрах и секундах).

Из (3) видно, что скорость нейтрона и угол падения на отражающую плоскость в уравнение дифракции не входят, но при этом, конечно, необходимо, чтобы угол падения был равен углу отражения.

В результате нетрудно убедиться, что можно достичь при дифракции фокусировки по времени пролета. Рассмотрим эту возможность на простейшем примере, показанном на рис. 39. На нем $L_r = L_c$ и плоскости источника нейтронов и детектора параллельны друг другу и перпендикулярны к нор-

мали h к отражающей плоскости кристалла K . Будем считать размеры кристалла такими маленькими, что ими можно пренебречь. Из рисунка видно, что нейтрон, вылетевший из какой-либо точки D_r поверхности источника нейтронов и попадающий на кристалл, т. е. летящий в направлении L_r' после отражения (угол падения равен углу отражения), придет вдоль L_c' в точку D_c . Поскольку плоскости источника нейтронов и детектора перпендикулярны к h , то проекция l_r и l_c векторов L_r' и L_c' не зависят от положения точек D_r и D_c . Таким образом, время пролета при дифракции нейтронов постоянно для всех точек D_r .

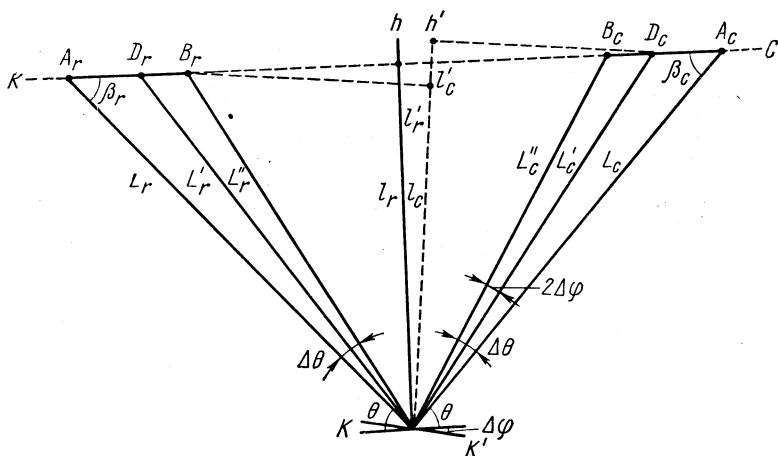


Рис. 39. Простейший пример фокусировки нейтронов по времени в методе дифракции по времени пролета:

R —источник нейтронов; C —детектор нейтронов; K —плоскость кристалла, отражающая нейтроны. При зеркальном отражении от плоскости K для любой пролетной базы l_r' и соответствующей ей l_c' величины $l_r' = l_c' = \text{const}$. При наклоне отражающей плоскости до K' величина l_r уменьшается до l_r' , l_c увеличивается до l_c' ; сумма же их остается неизменной.

Здесь пока не использовано требование, чтобы плоскости источника и детектора были на одинаковом расстоянии от кристалла. Однако это требуется для того, чтобы условие фокусировки по времени выполнялось не только для плоскости K , но и для плоскости K' , образующей с K небольшой угол $\Delta\phi$ (нормаль к которой h'). Тогда нейтрон, вылетевший, например, из точки B_r в направлении L_r'' , после отражения полетит уже не вдоль направления L_c'' , а отклонится от него на угол $2\Delta\phi$ и вдоль L_c' попадет в точку D_c . Проекция l_r'' на нормаль h' уменьшится по сравнению с l_r , а проекция L_c' на h' на ту же величину возрастет. Таким образом, сумма величин проекций $l_r' + l_c' = l_r + l_c$, и, следовательно, время пролета в (3) останется неизменным. При этом, однако, эффективные площади детектора и источника уменьшаются, т. е. наблюдаемая интенсивность дифракции будет ослаблена. Она станет равной нулю, когда наклон отражающей плоскости возрастет до $\Delta\phi = 0,5\Delta\theta$ (см. рис. 39).

Нетрудно убедиться, что рассмотренный случай — это частный случай фокусировки по времени. В общем случае можно выбрать для L_r и L_c произвольные величины. Однако плоскости источника и детектора нужно при этом расположить уже не параллельно, а под вполне определенными

углами β_r и β_c к L_r и L_c (углы эти показаны на рис. 39). Согласно Холасу, эти углы определяются соотношениями:

$$L_r \operatorname{ctg} \beta_r - \frac{L_r + L_c}{2} \operatorname{ctg} \theta = 0; \quad (4)$$

$$L_c \operatorname{ctg} \beta_c - \frac{L_r + L_c}{2} \operatorname{ctg} \theta = 0. \quad (5)$$

Здесь θ — угол между L_r или L_c и отражающей плоскостью кристалла (см. рис. 41). В частном случае, когда $L_r = L_c$, то, очевидно, $\beta_r = \beta_c = \theta$ в согласии с тем, что представлено на рис. 39.

При рассмотрении нами было сделано допущение, что площадь кристалла очень мала. Холасом показано, что и от этого ограничения можно отказаться.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блохин Г. Е., Блохинцев Д. И. и др. «Атомная энергия», 1961, 10, 437.
2. Франк И. М. Препринт ОИЯИ Р-674, 1961.
3. Ананьев В. Д. и др. Препринт ОИЯИ 2372, 1965.
4. Ананьев В. Д. и др. Препринт ОИЯИ 13-4395, 1969.
5. Бондаренко И. И., Стависский Ю. Я. «Атомная энергия», 1959, 7, 417.
6. Ананьев В. Д. и др. Препринт ОИЯИ 13-4392, 1969.
7. Визи И. и др. Nuclear Electronics I, IAEA, Vienna, 1962, p. 27.
8. Ван Най-янь, Визи И. и др. Препринт ОИЯИ Р-1313, 1963, ЖЭТФ, 1963, 45, 1743.
9. Пикельнер Л. Б. и др. ПТЭ, 1963, № 2, 48.
10. Ван Ши-ди, Рябов Ю. В. Препринт ОИЯИ 1685, 1964.
11. Glass N. W. e. a., Proc. 2nd Conf. on Neutron Cross Section and Technology, Washington, 1968, p. 573.
12. Rosen J. L. e. a. Phys. Rev., 1960, 118, 687.
13. Asghar M., Chaffey C. M., Moxon M. C. Nucl. Phys., 1966, 85, 305.
14. Малэцки Х., Пикельнер Л. Б., Саламатин И. М., Шарапов Э. И. Доклад на Советско-французском семинаре по ядерным данным. Дубна, 22—24 июня 1970 г.; препринт ОИЯИ Р3-5609, 1971.
15. Малэцки Х., Пикельнер Л. Б., Саламатин И. М., Шарапов Э. И. Препринт ОИЯИ Р3-4929, 1970.
16. Фурман В. И., Попов А. Б. Препринт ОИЯИ Р4-3925, 1968.
17. Рябов Ю. В., Ван Юн-чан, Дерменджиев Е., Чжан Пэ-шу. Препринт ОИЯИ Р-2713, 1966.
18. Франк И. М. Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами (9—12 июня 1964 г.). Препринт ОИЯИ, 1845, 1964, 133.
19. Ryabov Yu. V. Phys. and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, 1969, p. 486.
20. Weinstein S., Block R. C. Phys. Rev. Lett., 1969, 22, 195.
21. Дерменджиев Е., Пантелеев Ц. Сообщение ОИЯИ Р3-5081, 1970.
22. Рябов Ю. В., Содон Сик, Чиков Н., Куров М. А. Сообщение ОИЯИ Р3-5113, 1970.
23. Гаврилов К. А., Кошаева К. К., Крайтор С. Н., Пикельнер Л. Б. Препринт ОИЯИ Р3-4449, 1969; «Атомная энергия», 1970, 28, 362.
24. Raue D. e. a. Nucl. Data for Reactors, IAEA, 11, Vienna, p. 128.
25. Пикельнер Л. Б. В сб. «Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра», т. 2, вып. 4. М., Атомиздат, 1971.

26. Малэцки Х., Пикельнер Л. Б., Саламатин И. М., Шарапов Э. И. Препринт ОИЯИ РЗ-3456, 1967; «Ядерная физика», 1969, 9, 1119; Препринт ОИЯИ РЗ-4152, 1968; «Ядерная физика», 1970, 11, 111.
27. Каржавина Э. Н., Нгуен Нгуен Фонг, Попов А. Б. Препринт ОИЯИ РЗ-3882, 1968; «Ядерная физика», 1969, 9, 897.
28. Таран Ю. В., Шапиро Ф. Л. ЖЭТФ, 1963, 44, 2185.
29. Алфименков В. П. и др. «Ядерная физика», 1966, 3, 55.
30. Alfimenkov V. P. et al. Phys. Lett., 1967, 24, 151.
Иваненко А. И., Лушиков В. И., Таран Ю. В., Шапиро Ф. Л. «Ядерная физика», 1969, 10, 47.
31. Urvanec J. et al. Czechosl. J. Phys., 1969, В 19, 899.
32. Urvanec J. et al. Czechosl. J. Phys., 1969, 19, 248.
33. Kvitek I., Роров Ю. Р. Phys. Lett., 1966, 22, 186. Квитек И., Попов Ю. П. «Письма ЖЭТФ», 1967, 4, 365.
34. Соловьев В. Г. Препринт ОИЯИ Е4-5135, 1970.
35. Hughes D. J. et al. Phys. Rev., 1960, 119, 872.
Голиков В. В. и др. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, Vienna, 2, 1965, p. 201.
36. Мачехина Т. А., Огжевальский З. И., Шапиро Ф. Л. Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов, Дубна, 1962, с. 956.
37. Байорек А., Мачехина Т. А., Парлиньски К., Шапиро Ф. Л. Препринт ОИЯИ Р-1899, 1964.
38. Голиков В. В., Козлов Ж. А. Препринт ОИЯИ Р14-4355, 1969.
39. Булавин Л. А. и др. Препринт ОИЯИ Р14-3824, 1968.
40. Булавин Л. А. и др. Препринт ОИЯИ Р14-4829, 1969; Булавин Л. П., Останевич Ю. М., Симкина А. П. Препринт ОИЯИ Р14-4830, 1969.
41. Лифоров В. Г. и др. Препринт ФЭИ, 129, 1968.
42. Вугас В. Research Applications of Nuclear Pulsed, Systems, Proceedings of a Panel, Dubna, 18—22 July 1966; Vienna, 1967; Вугас В., J. Leciewicz. Phys. Satat., 1964, 4, 340.
43. Нитц В. В., Сосновска И., Сосновска Е., Шапиро Ф. Л. Препринт ОИЯИ Р-2081, 1965; Вугас В. е. а. Proceedings of III U. N. Conference on Peaceful Use of Atomic Energy. V. 7, Geneva, 1964, p. 441.
44. Nolas A. Nukleonika, 1968, 13, 871.
Nolas A. et al., Nucl. Instrum. Methods, 1969, 69, 1731.
45. Нитц В. В., Папулова З. Г., Сосновска И., Сосновска Е. ФТТ, 1964, 6, 1369; Нитц В. В., Сосновска И., Сосновска Е., Шапиро Ф. Л. Препринт ОИЯИ 2081, 1965.
46. Анцупов П. С. и др. Препринт ОИЯИ Р14-4548, 1969.
47. Александров Ю. А. В сб. «Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра». Т. I, вып. 2, 1971, с. 546; Препринт ОИЯИ РЗ-4783, 1969.
48. Александров Ю. А., Самосват Г. С. Сообщение ОИЯИ РЗ-4354, 1969; Самосват Г. С. «Ядерная физика», 1970, 11, 1152.
49. Лушиков В. И. и др. «Письма ЖЭТФ», 1969, 9, 40. Препринт ОИЯИ РЗ-4127, 1968.
50. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1959, 36, 1952.
51. Groshew L. V. et al. Препринт ОИЯИ РЗ-5392, 1970.