

7.3

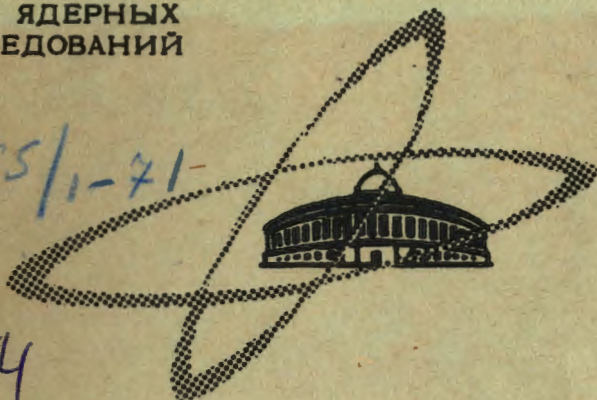
Ф-833

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ - 5754

2565/1-71-



5754

И. М. Франк

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

РАЗВИТИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ
В НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ
ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА ИБР

1971

РЗ 5754

И.М. Франк

**РАЗВИТИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ
В НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ
ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА ИБР**

Направлено в ЭЧАЯ

1. Этапы развития лаборатории

В 1970 году 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 не малый 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 работ и иллюстрации различных лет, некоторые из которых имеют десятилетний возраст.

Несколько слов об истории реактора ИБР и о его развитии. Проект реактора ИБР начал разрабатываться в Физико-энергетическом институте Госкомитета по атомной энергии СССР 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.

На рис. 1 показана схема реактора ИБР, заимствованная из первого после пуска реактора отчёта лаборатории Учёному совету ОИЯИ в ноябре 1960 г.^{/2/}. С принципиальной стороны схема не изменилась,

и поэтому ею можно воспользоваться. В стальной диск (1) вмонтированы два вкладыша (3). Первоначально один вкладыш был из урана-235, а второй, служивший противовесом, из урана-238. Теперь оба вкладыша сделаны из урана-235. 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 (16) через передачу (13) приводит основной диск во вращение со скоростью 3000 оборотов в минуту. 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 изображен 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 той же тележки расположены кассеты с водородосодержащим веществом, служащие для получения тепловых и резонансных нейтронов, они надвигаются на активную зону перед пуском реактора.

Фотографии 3 и 4 относятся к 1960 г. На первой из них группа участников пусковых работ, сотрудников ФЭИ и ОИЯИ, сфотографировалась у реактора после окончания монтажа, на второй - общий вид пульта реактора.

Реактор ИБР по проекту предназначен для работы при средней мощности 1 кв, и это во многом определило его конструкцию. В конце 1960 г. он был доведен до этой проектной мощности, и одновременно на нейтронных пучках начались физические эксперименты. Оптимальной для конструкции реактора (а не для физиков, которые всегда заинтере-

сованы в повышении потока нейтронов) оказалась мощность 3 квт, и эта мощность была основной для большинства работ. При этом обычно реактор работал в режиме 5 импульсов в секунду, а мгновенная мощность реактора в импульсе составляла около 15 Мвт. Длительность вспышки реактора (и это не было неожиданным) равнялась 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 условиях 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. Реактор 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 мог быть размещен в имеющемся над залом реактора помещении и создание инжектора – микротрона могло быть осуществлено 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. 5. Длительность импульса реактора при работе с инжектором сократилась более чем на порядок. При пятидесяти импульсах в секунду длительностью 3–4 микросекунды средняя мощность реактора составляла примерно 0,5 киловатта, т.е. была примерно в шесть раз меньше, чем без инжектора. Летом 1968 г. реактор ИБР освоил еще одну "специальность" – т.н. режим редких импульсов: один импульс в несколько секунд.

При этом средняя мощность была 6 квт, а мгновенная достигла миллиона киловатт. На рис. 6 показан общий вид реактора в 1968 г. Из этого рисунка видно, что зал реактора заполнился рядом устройств для вывода и получения нейтронных пучков. Это особенно заметно, если сравнить фотографии 6 и 3. В 1968 г. была разработана новая, более совершенная конструкция реактора. В связи с этим реактор ИБР был в августе 1968 г. остановлен, а затем и реактор, и микротрон демонтированы. Новый реактор, смонтированный на месте старого, получил название ИБР-30 и вошел в действие 10 июня 1969 г.^{14/}

На рис. 7 показан реактор ИБР-30 в период его монтажа. 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.

Фотография 8 представляет реактор ИБР-30 после окончания монтажа. Левее электродвигателя видна сложная коробка скоростей, которая позволяет менять скорость вращения диска с вспомогательной активной зоной дистанционно - с пульта управления. Реактор ИБР-30 имеет сейчас среднюю мощность 25 кв, т.е. в восемь раз большую, чем его предшественник.

24 марта 1970 г. вступил в строй новый инжектор - линейный ускоритель электронов на 40 Мэв. Электроны бомбардируют мишень из карбида плутония, и при 100 импульсах в секунду и размножении в 100 раз, при котором длительность вспышки около 3 мсек, мощность реактора около 3 кв. 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. 9, его ускорительная трубка вертикальна и находится над реактором. Внешний вид здания реактора виден из рис. 10. В башне помещается линейный ускоритель. Ниже нее

видны новые помещения экспериментального зала, пристроенные в 1969 году при создании ИБР-30. Наконец, на фото 11 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 4,5 Мэв.

В дальнейшем тексте при рассмотрении отдельных работ я не буду подробно излагать экспериментальные методы. Ограничусь тем, что приведу в качестве иллюстрации фотографии общего вида Центрального измерительного центра лаборатории (рис. 12 и 13), в который поступает информация от всех измерительных установок, расположенных на 8 действующих каналах реактора (длина их от 10 м до 1000 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 (эта стена видна на фотографии 13).

Механизм работы реактора ИБР весьма своеобразен. Он отличен от обычных стационарных реакторов и от того, что называют импульсными реакторами, в которых каждый следующий импульс независим от предыдущего.

В ИБРе импульс излучения зажигается запаздывающими нейтронами, созданными в предыдущих импульсах, причем необходимо, чтобы в импульсе происходило столько делений, чтобы восполнялась убыль излучателей запаздывающих нейтронов. Для этого требуется вполне определенная надкритичность по мгновенным нейтронам. Мы зовем ее импульсной критичностью.

Теория реактора ИБР была впервые разработана Бондаренко и Стависким^{/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 киловатт при 100 импульсах в секунду и при 4 импульсах в секунду (первый режим обычно используется в сочетании с инжектором). Имеется возможность и других частот повторений импульсов, в том числе и режим редких импульсов (один импульс в 4,7 секунды и один импульс в 7,6 сек). Мгновенная мощность в режиме редких импульсов не выходит за пределы 1 миллиона киловатт.

В обычном режиме 4 импульса в секунду при 25 киловаттах средней мощности полный глобальный поток нейтронов в 4π равен $1,2 \cdot 10^{15}$ нейтр./сек, а мгновенная мощность достигает величины 100 Мвт, характерной для реакторов с большой плотностью потока.

Для многих задач существенен поток тепловых нейтронов с квадратного сантиметра замедлителя. При 25 квт он равен в среднем $\bar{n}_{th} = 5 \cdot 10^{10}$ нейтр./см²сек. Таким образом, средний поток нейтронов невелик. Что касается потока нейтронов в импульсе, то при 4 импульсах в секунду он составляет примерно $n_{th} = 10^{14}$ нейтр./см² (поток тепловых нейтронов внутри замедлителя на порядок выше, т.е. около 10^{15} нейтр./см²). Если учесть, что в работах по методу времени пролета с помощью ИБРа может быть использована вся рабочая площадь замедлителя, равная 10^3 см², то очевидно, что реактор ИБР для этих работ весьма эффективен. Некоторые сведения об истории реактора и о перспективах его развития, а также данные о длительности вспышки мощности и т.п. приведены в приложении II.

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 все более и более расширялась. Для этого, как мне представляется, имеются по крайней мере две объективные причины: прежде всего, постепенно все большая доля исследований по нейтронной физике требует применения спектроскопических методов; во-вторых, ИБР и ИБР с инжектором для этих работ сочетают в себе преимущества как реакторных, так и ускорительных установок.

Недоступными для ИБРа 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 $n_{th} = 10^{15}$ нейтр./см²сек при мощности 50–100 Мвт. Такая мощность, по-видимому, близка к ее практическому пределу для стационарных реакторов.

Реактор ИБР-30 дает импульсные плотности 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 реакторов типа ИБРа с воздушным охлаждением. Этот предел мощности может быть существенно превзойден, если перейти к системам с жидкометаллическим охлаждением. Импульсный поток нейтронов может быть при этом повышен по крайней мере на два порядка, т.е. примерно до $n_{th} = 10^{17}$. 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 4 года. Этот реактор не только

расширит имеющиеся возможности исследований, но и, несомненно, откроет ряд новых возможностей. Для него проектируется и инжектор – ускоритель электронов соответственно большей мощности по сравнению с имеющейся.

II. 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 ИБРа с инжектором. Разумеется, нет возможности рассказать о каждой отдельной работе, так как число их велико.

Тематику работ можно разделить 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 придергиваться 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 было обращено на изучение свойств отдельных резонансов. Еще до пуска реактора Ю.С. Язвичким и др.^{/7/} был построен жидкостный сцинтилляционный детектор для измерения кривых пропускания^{/8/} (рис. 14 и 15) и Л.Б. Пикельнером и др.^{/9/} цилиндрический жидкостный детектор, разделенный на две секции, для регистрации γ -лучей радиационного захвата (около

450 литров толуола со сцинтиллирующими добавками). Во внутренней полый части детектора, через которую проходит хорошо коллимированный пучок нейтронов, помещается исследуемый образец (фото 16 и 17; иллюстрации заимствованы из отчёта 1960 г., т.е. с их 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 гамма-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 гр. Схема его показана на рис. 18. Детектор отличает деление от радиационного захвата благодаря тому, что нейтроны деления, замедлившиеся в детекторе и поглощенные в содержащемся в нем пропиново-кислом кадмии, дают задержанные совпадения.

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 ряде случаев и статистический фактор $g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$, а отсюда и спин резонанса $J (J = I \pm 1/2$, где I - спин ядра мишени), т.е. устранили имевшиеся неоднозначности. Таким образом, с самого начала была поставлена задача получить наиболее полные сведения о резонансах.

В лаборатории исследовано около 30 элементов, причем последние 5 лет исследования ведутся на разделенных изотопах, в том числе на многоизотопных элементах редкоземельной области.

Количество изученных изотопов равно примерно 60. Статистический метод в теории ядра определил своеобразный и в сущности парадоксальный подход к анализу результатов нейтронной спектрометрии. Он характерен для нас не только в прошлом, но в значительной мере и сейчас. Спектроскопией изучаются индивидуальные 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_γ , величины которых настолько мало флуктуируют от уровня к уровню, что позволяют основывать выводы на сравнительно небольшом количестве изученных резонансов отдельного ядра. Методика измерений и их интерпретация не очень просты, и это показывает следующий пример. В сравнительно недавней работе, опубликованной в 1968 г., Гласс и другие^{/11/} в США пришли к выводу, что величина радиационной ширины Γ_γ для резонансов $U-238$ иная, чем получалось в прежних работах^{/12,13/}, а главное, что величины Γ_γ как функция энергии нейтронов в интервале до 2 кэВ периодически флуктуируют по величине примерно вдвое. Не всегда оправданные поиски периодических закономерностей в изменении нейтронных параметров сейчас модны. Известно, однако, что у делящихся элементов, в самом деле, наблюдаются флуктуации по крайней мере в сечении деления. Поэтому результат заслуживал внимания. Тщательные исследования 1970 г. Х. Малэки, Л.Б. Пикельнера, И.М. Саламатина и Э.И. Шаралова^{/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 α , по крайней мере в некоторых случаях, может оказаться предпочтительнее, чем однократный импульс от ядерного взрыва, которым пользовались Гласс и его соавторы (хотя разрешающая способность в их опыте была значительно выше).

Сопоставление всех данных по радиационным ширинам было выполнено Х. Малэчки, Л.Б. Пикельнером, И.М. Саламативым и Э.И. Шароповым^{/15/} в 1970 г. и показано на рис. 19. Видно, что, помимо систематической зависимости Γ_γ от A , имеются еще флуктуации от ядра к ядру, которые не являются ошибками измерения (экспериментальные данные – кружки, а крестики – это расчётные данные, и их разброс показывает, что, в самом деле, нельзя ожидать плазной кривой).

Теоретические предсказания могут быть получены в результате аппроксимации теоретических соотношений, полученных Вайскопфом и Акселем на основании статистической модели. На рис. 20 приведен результат сравнения теоретических данных с экспериментом. Расчётную величину Γ_γ можно представить как произведение трех величин, введенных соответственно в степени x , y , z , а именно: массового числа A^x эффективной энергии возбуждения U^y и г.н. параметра плотности уровней a^z , умноженных на постоянный коэффициент. Рис. 20а содержит отношения теоретических данных Γ_γ^p , рассчитанных по Акселю, к экспериментальным $\Gamma_\gamma^{\text{э}}$, на рис. 20б – то же по Вайскопфу (эти Γ_γ^p отличаются величиной показателей степеней перемножаемых величин). Так как теория не дает точного вида формул, то на рис. 20в показатели степени подобраны эмпирически. Как видно, согласие очень неплохое и может быть еще улучшено, если принять во внимание спиновый фактор.

Величина параметра плотности уровней α , 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 неясность все же остается в связи с тем, что пока нет уверенности в том, что при наблюдении спектра не выпадает какая-то доля слабых резонансов, особенно близких к сильным. С учётом этого можно говорить о среднем расстоянии между резонансами D , однако для расчёта параметра α это вряд ли существенно, поскольку α мало чувствительно к небольшим ошибкам в величине D . Анализ величин α , основанный на экспериментальных данных о плотности уровней, был проведен А. Поповым и В. Фурманом^{/16/}, обнаружившими своеобразные зависимости величины α от числа нейтронов.

Им удалось показать, что экспериментально наблюдаемый острый максимум α для ядер с числом нейтронов N , близким к 90 (см. рис. 21), четко коррелирует с расчётной 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. 22 приведены аппаратурные кривые для деления (нижняя кривая) и радиационного захвата (верхняя кривая)

$Pu-239$ в области от нескольких электронвольт до нескольких сот электронвольт. (Ю.В. Рябов, Ван Юн-чан, Е. Дерменджиев, Чжан Пэ-шу^{/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 $a = \frac{\sigma_{\gamma}}{\sigma_f}$. Вероятно, обычная методика измерения приводит к тому, что в расчётах используется именно величина a , однако с точки зрения физики более естественным было бы использовать другую, конечно, эквивалентную ей величину, которую можно было бы назвать сечением воспроизводства нейтронов σ_{ν} ^{/18/}. Она аналогична той, что входит в резонансный интеграл, а именно:

$$\sigma_{\nu} = (\bar{\nu} - 1) \sigma_f - \sigma_{\gamma} = \sigma_f (\bar{\nu} - 1 - a).$$

Использование величины σ_{ν} , равно как и величины a , для практических расчётов предполагает постоянство среднего числа испускаемых в акте деления нейтронов $\bar{\nu}$. Измерение ν представляет и самостоятельный интерес как для практики, так и для выяснения механизма процесса деления. С обеих точек зрения необходимо знать зависимость $\bar{\nu}$ как от энергии нейтронов, так и от природы резонанса. Величина $\bar{\nu}$, действительно, как оказалось, обладает довольно значительным постоянством, однако измерения указывают на то, что возможны небольшие ее изменения, зависящие от спина резонанса. Для $U-235$ они лежат в пределах трех процентов (для состояний 4^- больше, чем для 3^-), а для $Pu-239$ в пределах 5% (для состояний 1^+ больше, чем для 0^+), см. рис. 23. Однако результат, полученный Ю. Рябовым и др.^{/19/}, не согласу-

ется с измерениями, выполненными Вейнштейном^{/20/}. Возможно, что это расхождение определяется различием в методике измерений, и этот вопрос был проанализирован в работе Е. Дерменджиева и Ц. Пантелеева^{/21/}. Однако в настоящее время здесь, по-видимому, еще нет полной ясности.

Что касается практических целей, то с учётом точности, с которой сейчас измеряется $\bar{\nu}$, можно считать $\bar{\nu}$ постоянным. Для расчёта реакторов оказалось необходимым определить α для $Pu-239$ в широкой области энергий. Решение этой задачи явилось результатом работ нескольких лабораторий различных стран, и причем существенное значение имели измерения, выполненные на реакторе ИБР.

На рис. 24 приведены результаты измерений (Ю.В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, М.А. Куров^{/22/}) σ_f для $Pu-239$ в области от 1 кэВ до нескольких десятков кэВ (нижний график) и величины α (верхний график).

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. 25 показаны результаты, полученные Л. Пикельнером и др.^{/23/} для зависимости подбарьерного деления нептуния-237 от энергии, согласующиеся с данными, полученными ранее в Сагге^{/24/}. В области, где отдельные резонансы уже не разрешены (среднее расстояние между ними всего 0,65 эВ), отчётливо 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 Струтинского^{x/} объяснения явления спонтанно

^{x/} V.M. Strutinsky. *Nuclear Physics*, A 95, 420 (1967).

делящихся изомеров, а именно, допущения о возможности 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 поляризованные нейтроны

Обнаружение флуктуаций в сечении подбарьерного деления, по-видимому, было случайным. Между тем для неделящихся элементов периодичности в ходе эффективных сечений ищут ряд лет, и эти поиски стимулированы предположением о т.н. "входных" состояниях. Если не прецизировать природу этих состояний, а понимать под ними начальный этап возбуждения, через который проходит составное ядро при резонансном захвате нейтрона, то наличие таких входных состояний почти очевидно. Однако делается 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 в средней величине 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 рассказано 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

ИБРе, по крайней мере в первом приближении подчиняются статистическому распределению Портера-Томаса. Поэтому при ограниченном числе исследуемых резонансов величина силовой функции не может быть определена точно. На рис. 26 показана зависимость силовой функции от A в интервале от $A = 40$ до $A = 90$. (Черные кружки - данные, полученные в лаборатории Л.Б. Пикельнером и др.^{/26/}). На рис. 27 силовая функция показана на участке A от $A = 120$ до $A = 200$ (черные кружки - данные лаборатории). Кривая заимствована из работы Э.Н. Каржавиной, Нгуен Нгуен Фонга и А.Б. Попова^{/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 мере в областях A , представленных на рис. 26 и 27. Так, например, для гадолиния ($Z = 64$), по данным той же работы^{/27/}, для двух изотопов, гадолиния-155 и гадолиния-160, среднее расстояние D между резонансами отличается почти на два порядка (для гадолиния-155 величина $D = 1,8 \pm 0,3$ эв, а для гадолиния-160 $D = 170$ 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 ошибок 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 такая зависимость проявится, то это, бесспорно, будет фактом, заслуживающим внимания. Работы Л.Б. Пикельнера с сотрудниками^{/26/} показывают на примере анализа спиновой зависимости силовой функции, что обнаружить ее весьма непросто, 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 чётность, возбуждаются преимущественно через разные входные состояния. Чтобы подойти к решению этой проблемы, необходимо прежде всего уметь надёжно определять спин резонансов. Весьма существенно также знать их магнитные моменты.

г) Поляризованные нейтроны

Анализ нейтроноспектроскопических данных с образцами различной толщины позволяет в ряде случаев 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, содержащую поляризованные ядра. Этот путь исследования как с поляризованными протонами, так и с поляризованными нейтронами уже ряд 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. Тараном и Ф. Шапиро в 1963 г. ^{/28/}, свободен от этого недостатка, он 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 (схематически это представлено на рис. 28). В результате прошедший пучок приобретает поляризацию. В качестве такого поляризатора был использован кристалл лантан-магниевого нитрата ($La_2Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24H_2O$) с парамагнитной примесью ^{142}Nd в количестве 0,4%, замещающей La . Мишень помещалась в магнитное поле 17 кэ при температуре 0,9°К и поляризовалась методом солид-эффекта (радиочастотой 64,3 Гц, т.е. длиной волны $\lambda = 4,7$ мм). Поляризация протонов достигала 70%, и при поляризации нейтронов около 70% первичный пучок нейтронов ослаблялся примерно в 5 раз. Поляризатор имел площадь 39×31 мм².

Для целей нейтронной спектроскопии метод был использован при исследовании спина резонансов ядра гольмия (спин ядра $I = 7/2^{29/}$). Выбор гольмия определился тем, что благодаря большому внутреннему полю ($H_{вн.} = 8,8 \cdot 10^6$ э) при температуре 0,3°К и во внешнем поле 20 кэ его ядра уже имеют поляризацию в несколько десятков процентов. Схема опыта видна на рис. 29 и результаты - на рис. 30. Нижняя кривая - это кривая пропускания нейтронов через неполяризованную мишень гольмия, представленная как функция времени пролета. На верхнем графике приведены относительные разности величин пропускания $\epsilon = \frac{I_{par} - I_{anti}}{I_{par} + I_{anti}}$, где I_{par} и I_{anti} - интенсивности нейтронов, проходящих через мишень, когда спин нейтронов параллелен или анти-параллелен спину ядра гольмия. Видно, что перемена знака поляризации нейтронов приводила либо к увеличению, либо 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: для определения длин рассеяния нейтронов дейтерием ^{130/}. В течение многих лет существовала двусмысленность, состоявшая в том, что имелось два набора длин рассеяния (дублетной и кватрнетной), удовлетворявших опыту:

$$1) \quad \underline{a_2 = 0,7 \pm 0,3}; \quad \underline{a_4 = 6,38 \pm 0,6}.$$

$$2) \quad a_2 = 8,26 \pm 0,12; \quad a_4 = 2,4 \pm 0,2.$$

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: кватертная длина больше дублетной. Поляризованные нейтроны могут быть, очевидно, использованы и для решения других интересных задач, и их применение имеет большие перспективы. Существенным направлением в таких применениях может стать определение магнитных моментов резонансов.

Исследования с поляризованными нейтронами еще не получили на реакторе ИБР должного развития, но оно планируется, 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 ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$).

В исследованиях индивидуальных свойств резонансов богатым источником информации о их природе может служить изучение γ -спектров, возбуждаемых при резонансном захвате нейтронов. Эксперименты показывают, что здесь индивидуальные свойства резонансов проявляются очень сильно. Опыты Я. Урбанца с сотрудниками^{/31/} показали, что резонанс, возбуждаемый нейтронами с энергией 24,5 эв в Ba-135 , резко отличается от соседних резонансов (82 эв и 88 эв) тем, что для него преобладающим является γ -переход в основное состояние ($E_{\gamma} = 9,2 \text{ Мэв}$). Различие в спектрах гамма-лучей настолько резкое, что его трудно объяснить статистическими флуктуациями в интенсивности, аналогичными флуктуациям нейтронных ширин Γ_n .

Однако резонанс с энергией 24,5 эв имеет иной спин, чем резонансы 82 и 88 эв, для него возможен прямой $M1$ переход в основное состояние.

Существенную аномалию обнаружили те же авторы для резонансов цезия^{/32/}. Особенности γ -спектров видны на рис. 31, на котором представлены измеренные германиевым детектором спектры захватных γ -лучей для трех резонансов цезия. Из рис. 31 видно, что у резонанса с энергией 47,8 эв присутствует группа γ -линий в области энергий от 4,5 до 4,7 Мэв, которых нет в спектре γ -лучей, возникающих при захвате нейтронов резонансами 22,6 и 5,90 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 Брукхэвене корреляции между вероятностью испускания жестких γ -лучей и нейтронными ширинами резонансов. Но 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 суждения 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 году для изотопов неодима и самария^{/33/}, составляет менее стотысячной от вероятности радиационного захвата. Усовершенствование методики позволило, однако, не только определять полную ширину, соответствующую этому виду распада, но и спектры α -частиц, т.е. вероятности α -распада на основное и некоторые воз-

бужденные состояния. Простота и изученность механизма радиоактивного альфа-распада делает 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^{x/}, а некоторые теоретические аспекты этой проблемы были рассмотрены И.Г. Соловьевым^{/34/}.

III. Исследования с тепловыми и холодными нейтронами

Длительность вспышки нейтронного излучения реактора ИБР, равная примерно 60 мксек, сравнима с временем испускания замедлившихся нейтронов водородосодержащим замедлителем (≈ 100 мксек). Это сразу подсказывает использование реактора ИБР для работ по 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 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 Д. Юза и других^{/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. Некоторую ясность в результаты удалось внести, и они были суммированы в докладе В.В. Голикова, И. Жуковской, Ф.Л. Шапиро, А. Шкатулы и Е. Яника, представленном на Симпозиум по неупругому рассеянию нейтронов в Бомбее в 1964 г.^{/36/}. В докладе приведены данные исследований льда и воды при различных температурах, а также исследований некоторых органических жидкостей. Метод

^{x/} Публикуется в ЭЧАЯ, т. II, №4, 1971.

исследования, однако, не был адекватен источнику нейтронов, который использовался (схема опыта показана на рис. 32). Исследуемый образец помещался в зале реактора за бериллиевым фильтром, придвинутым вплотную к замедлителю на активной зоне. Доступ к образцу был затруднен, рассеянный пучок приходилось выводить через имеющийся канал в защите, и, следовательно, изменение угла рассеяния было не просто. Эпоне естественно было перейти к методу обратной геометрии (рис. 33), который в дальнейшем полностью вытеснил первоначальную методику. В этом методе энергия нейтронов, падающих на исследуемое вещество, произвольна и определяется по времени пролета от реактора до образца (точнее - до детектора, расположенного близко к образцу). Конечная энергия нейтронов фиксируется благодаря тому, что перед детектором помещен бериллиевый фильтр, пропускающий только холодные нейтроны. Чтобы обеспечить достаточную пролетную базу, образцы располагают не очень близко от реактора ($\approx 20-30$ 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 геометрии был впервые использован в работе Т.А. Мачехиной, З.И. Огжевальского и Ф.Л. Шапиро^{/36/} в 1962 г. независимо, хотя и несколько позже, чем это было сделано в других лабораториях (в том числе и Р. Синклером, 1961 г.). На рис. 34 показана одна из серий экспериментальных кривых, полученных для NH_4Cl при различной температуре. (Доклад на конференции в Бомбее А. Байорка, Т. Мачехинска, К. Парлиньского и Ф. Шапиро^{/37/}). На графиках счёт детектора представлен как функция времени пролета. Поэтому правой части графиков соответствуют нейтроны наименьшей 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 $E > E_{гр.} = 5,2$ мэв. Резкий обрыв спектра при $E = E_{гр.}$ виден на всех кривых. Левее на графиках рис.33 расположена область неупругого рассеяния нейтронов. Эти нейтроны до рассеяния имели энергию, большую $E_{гр.}$, и, соответственно, время пролета для них меньше.

Исследования методом обратной геометрии ряд лет развиваются под руководством и при участии профессора Е. Яника (Краков). Методика была усовершенствована. В частности, для улучшения разрешения было использовано сочетание бериллиевого фильтра с кристаллическим спектрометром, ограничивавшим пропускание узкой областью около $E_{гр.}$ Методом обратной геометрии выполнен обширный круг исследований динамики возбуждений молекулярных 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 (Лаборатория проф. Яника) 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 его использование для исследования очень интересной проблемы: изучения состояния вещества вблизи критической точки. Были выполнены измерения самодиффузии этана около критической точки жидкость-пар. В работах группы Ю. Останевича^{/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, Ю.М. Останевича, А.П. Симкиной и А.В. Стрелкова^{/40/} этот метод был использован как очень чувствительный и тонкий инструмент физического исследования. С его помощью проведены измерения плотности этана около критической точки.

При изучении 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. 35). 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 11 углами с пролетной базой от 5,5 до 10,5 метров. На снимке 36 показан общий вид экспериментального зала, и 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 экспериментов на атомных реакторах является метод дифракции нейтронов. Этот метод изучения структуры конденсированных сред успешно развивается 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 невелик. 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, следовательно, разделены по времени пролета.

Позже метод дифракции нейтронов по времени пролета был экспериментально и теоретически обоснован в результате работ физиков из Варшавы под руководством профессора Бураса^{/42/} и советских физиков (В. Нитц, Ф. Шапиро и др.)^{/43/}. Суть метода хорошо известна, и я остановлюсь на нем лишь постольку, поскольку это необходимо для обсуждения. При этом я для простоты буду предполагать, что исследуется поликристаллический образец и, следовательно, при заданном направлении падающего и рассеянного пучка всегда имеются соответствующие им отражающие плоскости, для которых выполнено равенство угла падения углу отражения. Тогда остается только удовлетворить условию Брэггов, которое, если записать длину волны через скорость, имеет вид:

$$2 d \sin \theta = n \lambda = n \frac{h}{m v} .$$

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

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

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

Здесь v_z - проекция скорости нейтрона на нормаль к отражающей плоскости^{x/}. Что касается времени пролета, то оно, очевидно, равно

$$t = \frac{\ell_r + \ell_c}{v_z},$$

где ℓ_r и ℓ_c - проекции пролетных баз L_r и L_c на нормаль к отражающей плоскости (см. приложение III). 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, а именно, чтобы сумма $\ell_r + \ell_c$ оставалась неизменной не для одной какой-то ориентации отражающей плоскости, но для всех отражающих плоскостей в интервале углов $\Delta\Theta$. В самом деле, при наклоне отражающей плоскости ℓ_r может возрасти, а ℓ_c убывать или наоборот, так что сумма их останется неизменной. В приложении III 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, начатых в 1966 г. и проверенных экспериментально^{/44/} (см. приложение III).

Отсутствие необходимости жесткой коллимации пучка, характерной для обычного метода дифракции, делает метод дифракции по времени пролета очень светосильным. Мне кажется также существенным и то,

^{x/} Если угол рассеяния задан точно, то нормаль к отражающей плоскости совпадает, очевидно, с биссектрисой угла между источником и образцом и детектором и образцом.

что в поликристаллическом образце вклад в дифракцию вносит отражение от плоскостей, ориентации которых лежат в конечном интервале углов, что также существенно для светосилы метода. Для примера на рис. 37 показана одна из геометрий опыта, рассчитанных по Холасу. Методом дифракции нейтронов по времени пролета был выполнен ряд исследований (И. и Е. Сосновскими и др. авторами^{/45/}), показавших и его светосильность, и хорошую разрешающую способность. Я не буду подробнее говорить об этих работах, но отмечу два направления, выходящих за рамки классической тематики нейтродифракционных исследований.

Короткий интенсивный импульс нейтронного излучения ИБРа 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 около 50 кэрст. Работа выполнена большим коллективом авторов (С. Низёл, 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 изотоп, у которого в области тепловых нейтронов в результате интерференции резонансного и потенциального рассеяния амплитуда ядерного рассеяния близка к нулю. Этот изотоп - вольфрам-186. Рассеяние оказалось настолько слабым, что пришлось использовать монокристалл вольфрама-186 и наблюдать дифракционные пики, обязанные когерентному сложению амплитуд рассеяния многих атомов. Выяснилось также, что в принципе для кристалла из вольфрама-186 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 будет определяться рассеянием на электронной оболочке атома. Таким образом, учет ядерных свойств $W-186$ 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 величины, полученные иными методами ($v_0 = -3000 - 5000$ эв). По-видимому, вопрос об этом расхождении еще требует дальнейшего анализа.

Такое же переопределение 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. Александровым и Г. Самосватом^{/48/} и подтверждена опытом для ряда ядер. Полученные результаты оказалось возможным сопоставить с расчётными по оптической модели. Оказалось, однако, что в некоторых ядрах наблюдаются аномалии. Так, вопреки ожиданию, для лантана никакая линейная зависимость не имеет места. 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 (см. статью Ю.А. Александрова^{/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^{/49/}. 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 двух метров, 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 ИБРа, было, конеч-

но, весьма незначительным (регистрировался примерно 1 нейтрон за 100 секунд). 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. 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 расчёта, учитывающего ожидаемое поглощение таких нейтронов в меди, и причина дополнительного поглощения еще подлежит выяснению. Очень остроумные опыты, в которых такие нейтроны заставляли проходить через изогнутое колено, в котором им приходилось либо подниматься на заданную высоту или, наоборот, падать вниз, позволили определить их спектр. Оказалось, спектр соответствует нижнему концу максвелловского и простирается для меди до максимальной скорости $v_{\text{макс}} = 5,7$ м/сек, что соответствует максимальной высоте, которую они могут преодолеть: $h = 165$ см. 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 вещества, а в дальнейшем и в развитии оптики ультрахолодных нейтронов. Можно мечтать, как о задаче будущего, о создании нейтронного микроскопа.

IV. Заключение

В заключение я хочу подвести некоторые итоги своего сообщения. Десять лет эксплуатации реактора ИБР и реактора с инжектором показали 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} н/сек см², характерный для стационарных реакторов.

Говоря о возможностях дальнейшего развития работ, хочу подчеркнуть перспективность исследований с поляризованными нейтронами для решения множества задач. Мне кажутся также очень актуальными исследование спектров гамма-лучей 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 молекул живого вещества.

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

Большую помощь при подготовке этой работы 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 ИБРа

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

$$\kappa_{\text{макс.}} = \epsilon = k_{\text{макс.}}^{-1}. \quad (1)$$

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 отсчёта $t=0$ примем момент, когда реактивность, убывая после максимального значения, проходит через нуль (см. рис. 38), тогда

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

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

Максимум реактивности приходится на момент $t = -t_1$ и реактивность положительна в промежутке от $t = -2t_1$ до $t = 0$ (см. рис. 38). Очевидно, что в течение всего этого времени мощность реактора возрастает за счёт цепного процесса на мгновенных нейтронах и достигает максимальной величины при $t = 0$, когда мощность реактора достаточно велика, то развитие импульса мощности подчиняется уравнению

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

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

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

где

$$B = \frac{\epsilon^{3/2}}{\tau v \alpha^{1/2}}, \quad b = \frac{l}{3} \frac{\alpha v^2}{\tau} \quad (6)$$

и

$$\Theta = \frac{\tau^{1/2}}{\alpha^{1/4} v^{1/2} \epsilon^{1/4}} = \frac{\tau^{1/3}}{B^{1/6} v^{2/3} \alpha^{1/3}}. \quad (7)$$

Максимум интенсивности при $t = 0$, очевидно, равен

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

Вблизи $t = 0$ зависимость $n(t)$ представляется примерно гауссовой кривой, характеризуемой шириной Θ . Как видно из (7), в первом приближении ($B^{1/6} = \text{const}$) величина Θ определяется константами реактора $\tau^{1/3}$, $\alpha^{1/3}$ 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 бы постоянна, необходимо $\epsilon = \epsilon_0$, где ϵ_0 — так называемая импульсная критичность, о которой будет сказано в дальнейшем тексте. Таким образом, величина Θ при $v = const$ 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. 39 показана экспериментально наблюдаемая форма импульса реактора ИБР-30 и расчетная форма по формуле (5) с подстановкой в нее реальных значений v , τ и a . 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 , именно: $n_0 = a_0 n$, 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, равно

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

Что касается мгновенных нейтронов, рождающихся в импульсе, то число их приближенно равно (рис. 7)

$$N_{\text{МГН.}} = n_{\text{max}} \Theta = \Theta a_0 n \exp \frac{4}{3} B. \quad (10)$$

При стационарной работе реактора, когда $\epsilon = \epsilon_0$, 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. 6), и импульсной критичности ϵ_0 :

$$\ln \frac{T}{\alpha_0 \beta \Theta} = \frac{4}{3} B = \frac{4}{3} \frac{\epsilon_0^{3/4}}{\alpha^{1/2} \nu \tau} . \quad (12)$$

Величина $\epsilon_0^{3/2}$ при заданном ν зависит, таким образом, от частоты повторения вспышек приблизительно как $\ln T$.

Для экспериментов существенен фон нейтронов из реактора в промежутке между импульсами. Он, очевидно, равен

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

где k_0 - коэффициент умножения запаздывающих нейтронов между импульсами. Для ИБРа $k_0 \approx 14$. Пользуясь (11) и (9), можно записать уравнение (13) так:

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

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: $\kappa_{\text{max}} = (k-1) < 0$. Инжектирование нейтронов производится в момент, когда $\kappa = \kappa_{\text{max}}$ и при этом происходит умножение числа нейтронов, стремящееся к величине $n = \frac{n_u}{1-k}$, где n_u - поток нейтронов, генерируемый инжектором. Когда импульс генерации нейтронов инжектором закончился, то начинается спад, происходящий по экспоненциальному

закону как $\exp(-\frac{t}{\tau_I})$, где $\tau_I = \frac{\tau}{1-k}$. Полная длительность вспышки складывается, таким образом, из длительности вспышки ускорителя τ_0 и τ_I - длительности затухания тем большей, чем больше умножение нейтронов. На рис. 40 показана форма импульса ИБР с инжектором - микротроном при различных коэффициентах умножения. Для реактора ИБР $\tau = 1,2 \cdot 10^{-8}$, и поэтому при умножении 100, т.е. при $1-k = 10^{-2}$, $\tau_I \approx 1$ 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 размножение в 100-200 раз, при котором $\tau_I \approx 1-2,5$ мксек. При этом оптимальная длительность импульса тока от ускорителя τ_0 должна быть того же порядка.

Приложение II

Сведения о развитии и параметрах реакторов 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: $f = 8,8 \text{ сек}^{-1}$ и 83 сек^{-1}

(скорость обращения основного диска 5000 в минуту).

Реально средняя мощность реактора была равна:

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 обращения основного диска было снижено до 3000 в минуту.

При этом длительность импульса оказалась равной: $\theta = 50$ мксек.

Частоты повторения импульсов были: $f = 3,3 \text{ сек}^{-1}$, 5 сек^{-1} ,
 $f = 50 \text{ сек}^{-1}$.

Средний глобальный поток нейтронов в 4π при 3 квт равнялся:

$$\bar{N} = 1,7 \cdot 10^{14} \text{ н/сек.}$$

При $f = 3,3$ и $W = 3$ квт максимальная мощность $W_{\text{имп}} = 18$ Мвт.

Разрешение нейтронного спектрометра при базе $L = 10^3$ м составляло:
 $r = \frac{\theta}{L} = 0,05$ мксек/м.

В 1968 году был освоен режим редких импульсов $f = 1/5 \text{ сек}^{-1}$,
 $W_{\text{имп}} = 10^6$ квт. Длительность импульса сократилась при этом до
 $\theta = 36$ мксек. Инжектор-микротрон на 30 Мэв был введен в действие
в 1964 г. В нем импульсный ток был 50 ма. При $f = 50 \text{ сек}^{-1}$ 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 был введен в действие 10 июня 1969 г. С 1970 г. он работает при средней мощности $\bar{W} = 25$ квт, которой соответствует глобальный поток $\bar{N} = 1,3 \cdot 10^{15}$ н/сек; $r = 1,5 \cdot 10^{-8}$ сек. Длительность вспышки $\theta = 70$ мксек, импульсная мощность $W_{\text{имп}} = 100$ Мвт (при $f = 4 \text{ сек}^{-1}$). Основные частоты импульсов: $f = 100 \text{ сек}^{-1}$, $f = 4 \text{ сек}^{-1}$; вспомогательные частоты: $f = 5 \text{ сек}^{-1}$, $f = 10 \text{ сек}^{-1}$. Потоки нейтронов при мощности $\bar{W} = 25$ квт характеризуются следующими величинами. Средний поток тепловых нейтронов с поверхности замедлителя $\bar{n}_{th} = 5 \cdot 10^{10}$ н/сек см², а в максимуме импульса $(n_{th})_{\text{имп.}} = 10^{14}$ н/см² сек. Внутри замедлителя импульсный поток нейтронов достигает величины 10^{15} н/см² сек.

Поток резонансных нейтронов характеризуется следующими цифрами. На расстоянии от реактора, равном 100 м при средней мощности реактора \bar{W} киловатт, на квадратный сантиметр детектора приходит в секунду

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

величина E - в электронвольтах.

Реактор ИБР-3) используется и в режиме редких импульсов: $f = 1/4$, 75 сек^{-1} , $f = 1/7,6 \text{ сек}^{-1}$, $\bar{W} \approx 10$ кВт, $W_{\text{имп.}} \approx 1,10^6$ кВт.

Инжектор. Линейный ускоритель электронов на 40 Мэв. Инжектор введен в действие 24 марта 1970 г. Он характеризуется следующим:

Импульсный ток: $I_{\text{имп.}} = 200$ ма, $f = 100 \text{ сек}^{-1}$.

Мишень - карбид плутония.

При $N/N_0 = 100$ $\theta = 3$ мксек. Мощность бустера $\bar{W} = 3$ кВт.

Реактор ИБР-2: Строительство реактора ИБР-2 начато в конце 1969 г. Предполагаемый пуск его для эксперимента - 1974 г. Ожидаются следующие параметры: $\bar{W} = 4$ Мвт, $\theta = 90$ мксек, $\tau = 4,2 \cdot 10^{-8}$ сек.

Средний глобальный поток нейтронов $\bar{N} = 1,75 \cdot 10^{17}$ н/сек, средний поток тепловых нейтронов с поверхности замедлителя $\bar{n}_{\text{th}} = 5,8 \cdot 10^{12}$ н/см² сек.

Импульсный поток тепловых нейтронов с поверхности замедлителя $(n_{\text{th}})_{\text{имп.}} = 10^{18}$ н/см² сек и внутри него $(n_{\text{th}})_{\text{имп.}} = 10^{17}$ н/см² сек.

Приложение III

Фокусировка по времени в методе дифракции по времени пролета

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

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

Здесь l_r и l_c - проекции пролетных баз от источника до кристалла L ,

$$N(E) = \frac{270}{E^{0,9}} \bar{W} \frac{\text{нейтронов}}{\text{см}^2 \text{сек эВ}},$$

величина E - в электронвольтах.

Реактор ИБР-3) используется и в режиме редких импульсов: $f = 1/4$, 75 сек^{-1} , $f = 1/7,6 \text{ сек}^{-1}$, $\bar{W} \approx 10$ квт, $W_{\text{имп.}} \approx 1,10^6$ квт.

Инжектор. Линейный ускоритель электронов на 40 Мэв. Инжектор введен в действие 24 марта 1970 г. Он характеризуется следующим:

Импульсный ток: $I_{\text{имп.}} = 200$ ма, $f = 100 \text{ сек}^{-1}$.

Мишень - карбид плутония.

При $N/N_0 = 100$ $\theta = 3$ мксек. Мощность бустера $\bar{W} = 3$ квт.

Реактор ИБР-2: Строительство реактора ИБР-2 начато в конце 1968 г. Предполагаемый пуск его для эксперимента - 1974 г. Ожидаются следующие параметры: $\bar{W} = 4$ Мвт, $\theta = 90$ мксек, $\tau = 4,2 \cdot 10^{-8}$ сек.

Средний глобальный поток нейтронов $\bar{N} = 1,75 \cdot 10^{17}$ н/сек, средний поток тепловых нейтронов с поверхности замедлителя $\bar{n}_{th} = 5,8 \cdot 10^{12}$ н/см² сек.

Импульсный поток тепловых нейтронов с поверхности замедлителя $(n_{th})_{\text{имп.}} = 10^{16}$ н/см² сек и внутри него $(n_{th})_{\text{имп.}} = 10^{17}$ н/см² сек.

Приложение III

Фокусировка по времени в методе дифракции по времени пролета

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

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

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 получаем, что величина проекции скорости нейтрона на ту же нормаль v_z должна быть равна

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

Здесь d – расстояние между кристаллическими плоскостями, $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ – постоянная Планка и $m = 1,67 \cdot 10^{-24}$ – масса нейтрона.

Отсюда получаем $\frac{2m}{h} = 505$, следовательно

$$t = \frac{\ell_r + \ell_c}{n} 505 d. \quad (3)$$

(все величины в см и сек).

Из (3) видно, что скорость нейтрона и угол падения на отражающую плоскость в уравнение дифракции не входит, 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. 41. Здесь $L_r = L_c$ и плоскости источника нейтронов и детектора параллельны друг другу и перпендикулярны к нормали 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 h , то проекции 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 .

Здесь пока не использовано требование, чтобы плоскости источника и детектора были на одинаковом расстоянии от кристалла. Однако это потребуется 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 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) останутся неизменными. При этом, однако, эффективная площадь детектора и источника уменьшается, т.е. наблюдаемая интенсивность дифракции будет ослаблена. Она станет равной нулю, когда наклон отражающей плоскости возрастет до $\Delta\phi = \frac{1}{2} \Delta\theta$ (см. рис. 32).

Нетрудно убедиться, что рассмотренный случай — это частичный 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. 41). 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. 41.

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

Л и т е р а т у р а

1. Г.Е. Блохин, Д.И. Блохинцев, Ю.А. Блюмкина и др. Атомная энергия, 10, 437 (1961).
2. И.М. Франк. Препринт ОИЯИ, Р-674, Дубна, 1961.
3. В.Д. Ананьев, И.М. Матора, Г.Н. Погодаев и др. Препринт ОИЯИ, 2372, Дубна, 1965.
4. В.Д. Ананьев, Д.И. Блохинцев, Б.Н. Бунин и др. Препринт ОИЯИ, 13-4395, Дубна, 1969.
5. И.И. Бондаренко, Ю.Я. Стависский. Атомная энергия, 7, 417 (1959).
6. В.Д. Ананьев, Д.И. Блохинцев, П.В. Букаев и др. Препринт ОИЯИ, 13-4392, Дубна, 1969.
7. И. Визи, Г.П. Жуков и др. Nuclear Electronics, I, IAEA, Vienna, 1962, p. 27.
8. Ван Най-янь, И. Визи, В.Н. Ефимов и др. Препринт ОИЯИ, Р-1313, Дубна, 1963; ЖЭТФ, 45, 1743 (1963).
9. Л.Б. Пикельнер, М.И. Пшитула и др. ПТЭ, №2, 43 (1963).
10. Ван Ши-ди, Ю.В. Рябов. Препринт ОИЯИ, 1685, Дубна, 1964.
11. N.W. Glass, A.D. Shelberg et al., Proc. 2nd Conf. on Neutron Cross Section and Technology, Washington, p. 573 (1968).
12. J.L. Rosen, J.S. Desjardins, J. Rainwater and W.W. Havens. Phys. Rev., 118, 687 (1960).
13. M. Asghar, C.M. Chaffey, M.C. Moxon. Nucl. Phys., 85, 305 (1966).
14. Х. Малэцки, Л.Б. Пикельнер, И.М. Саламатин, Э.И. Шараров. Доклад на советско-французском семинаре по ядерным данным (Дубна, 22-24 июня 1970).

15. Х. Малэцки, Л.Б. Пикельнер, И.М. Саламатин, Э.И. Шараров.
Препринт ОИЯИ, РЗ-4929, Дубна, 1970.
16. В.И. Фурман, А.Б. Голов. Препринт ОИЯИ, Р4-3925, Дубна, 1968.
17. Ю.В. Рябов, Ван Юн-чан, Е. Дерменджиев, Чжан Пэ-шу. Препринт ОИЯИ, Р-2713, Дубна, 1966.
18. И.М. Франк. Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами (9-12 июня 1964 г.). Препринт ОИЯИ, 1845, Дубна, 1964, стр. 133.
19. Yu.V. Ryabov. Phys. and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna (1969), p. 486.
20. S. Weinstein, R.C. Block. Phys. Rev. Lett., 22, 195 (1969).
21. Е. Дерменджиев, П. Пантелеев. Сообщение ОИЯИ, РЗ-5081, Дубна, 1970.
22. Ю.В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, М.А. Куров. Сообщение ОИЯИ, РЗ-5113, Дубна, 1970.
23. К.А. Гаврилов, К.К. Кошаева, С.Н. Крайтор, Л.Б. Пикельнер. Препринт ОИЯИ, РЗ-4449, Дубна, 1969; Атомная энергия, 28, 362 (1970).
24. D. Paya et al. Nucl. Data for Reactors, IAEA, Vienna, II, 128.
25. Л.Б. Пикельнер. Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра, т. 2, вып. 4 (1971).
26. Х. Малэцки, Л.Б. Пикельнер, И.М. Саламатин, Э.И. Шараров. Препринт ОИЯИ, РЗ-3456, Дубна, 1967; Ядерная физика, 9, 1119 (1969); Препринт ОИЯИ, РЗ-4152, Дубна, 1968; Ядерная физика, 11, 111 (1970).
27. Э.Н. Каржавина, Нгуен Нгуен Фонг, А.Б. Попов. Препринт ОИЯИ, РЗ-3882, Дубна, 1968; Ядерная физика, 9, 897 (1969).
28. Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро. ЖЭТФ, 44, 2185 (1963).
29. В.П. Алфименков, В.И. Лушиков и др. Ядерная физика, 3, 55 (1966).
30. V.P. Alfimenkov, V.I. Lushchikov et al. Phys. Lett., 24B, 151 (1967);
А.И. Иваненко, В.И. Лушиков, Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро. Ядерная физика, 10, 47 (1969).

31. J. Urbanec et al. Czech. J. Phys., B19, 899 (1969).
32. J. Urbanec et. al. Czech. J. Phys., B19, 248 (1969).
33. I. Kvitek, Yu. P. Popov. Phys. Lett., 22, 186 (1966);
И. Квитек, Ю. П. Попов. Письма ЖЭТФ, 5, 365 (1967).
34. В. Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ, Е4-5135, Дубна, 1970.
35. В. В. Голиков, И. Жуковская, Ф. Л. Шапиро, А. Шкатула, Е. Яник.
Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, Vienna,
2, 201 (1965);
D. J. Hughes et al., Phys. Rev., 119, 872 (1960).
36. Т. А. Мачехина, З. И. Огжевальский, Ф. Л. Шапиро. Материалы рабо-
чего совещания по физике медленных нейтронов, 956, Дубна, 1962.
37. А. Байорек, Т. А. Мачехина, К. Парлиньски, Ф. Л. Шапиро. Препринт
ОИЯИ, Р-1899, Дубна, 1964.
38. В. В. Голиков, Ж. А. Козлов. Препринт ОИЯИ, Р14-355, Дубна, 1969.
39. Л. А. Булавин, А. В. Воронель, Ю. М. Останевич, А. П. Симкина,
А. В. Стрелков. Препринт ОИЯИ, Р14-3824, Дубна, 1968.
40. Л. А. Булавин, Ю. М. Останевич, А. П. Симкина, А. В. Стрелков.
Препринт ОИЯИ, Р14-4829, Дубна, 1969;
Л. А. Булавин, Ю. М. Останевич, А. П. Симкина. Препринт ОИЯИ,
Р14-4830, Дубна, 1969.
41. В. Г. Лифоров, В. А. Парфенов и др. Препринт ФЭИ, 129, 1968.
42. V. Buras. Research Applications of Nuclear Pulsed Systems,
Proceedings of a Panel, Dubna, 18-22 July 1966; Vienna, 1967;
V. Buras, J. Leciewicz. Phys. Stat. Sol., 4, 34e. (1964).
43. В. В. Нитц, И. Сосновска, Е. Сосновски, Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ,
Р-2081, Дубна, 1965;
V. Buras, J. Leciewicz, V. Nitz, J. Sosnovska, J. Sosnovski,
F. L. Shapiro. Proceedings of III U. N. Conference on Peaceful
Use of Atomic Energy, v. 7, p. 441, Geneva 1964.

44. A.Holas. Nukleonika, XIII, 871 (1968);
A.Holas et al., Nuclear Instr. and Meth., 69, 1731 (1969).
45. В.В. Нитц, З.Г. Папулова, И. Сосновска, Е. Сосновски. ФТТ, 6,
1369 (1964);
В.В. Нитц, И. Сосновска, Е. Сосновски, Ф.Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ,
2081, Дубна, 1965.
46. П.С. Анцупов, Р.А. Восканян, Р.З. Левитин, С. Низел., В.В. Нитц,
Р.П. Озеров, С. Шафран, Пак Гван О. Препринт ОИЯИ, Р14-4548,
Дубна, 1969.
47. Ю.А. Александров. ЭЧАЯ, т. 1, в. 2, 1971; Препринт ОИЯИ,
РЗ-4783, Дубна, 1969.
48. Ю.А. Александров, Г.С. Самосват. Сообщение ОИЯИ, РЗ-4354,
Дубна, 1969; Г.С. Самосват, ЯФ, 11, 1152 (1970).
49. В.И. Лушиков, Ю.Н. Покотилловский, А.В. Стрелков, Ф.Л. Шапиро,
Письма ЖЭТФ, 9, 40 (1969); Препринт ОИЯИ, РЗ-4127, Дубна, 1968.
50. Я.Б. Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1952 (1959).
51. Л.В. Грошев, В.Н. Дворецкий, А.М. Демидов, В.И. Лушиков,
Ю.Н. Панин, Ю.Н. Покотилловский, А.В. Стрелков, Ф.Л. Шапиро.
Препринт ОИЯИ, РЗ-5392, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 мая 1971 года.

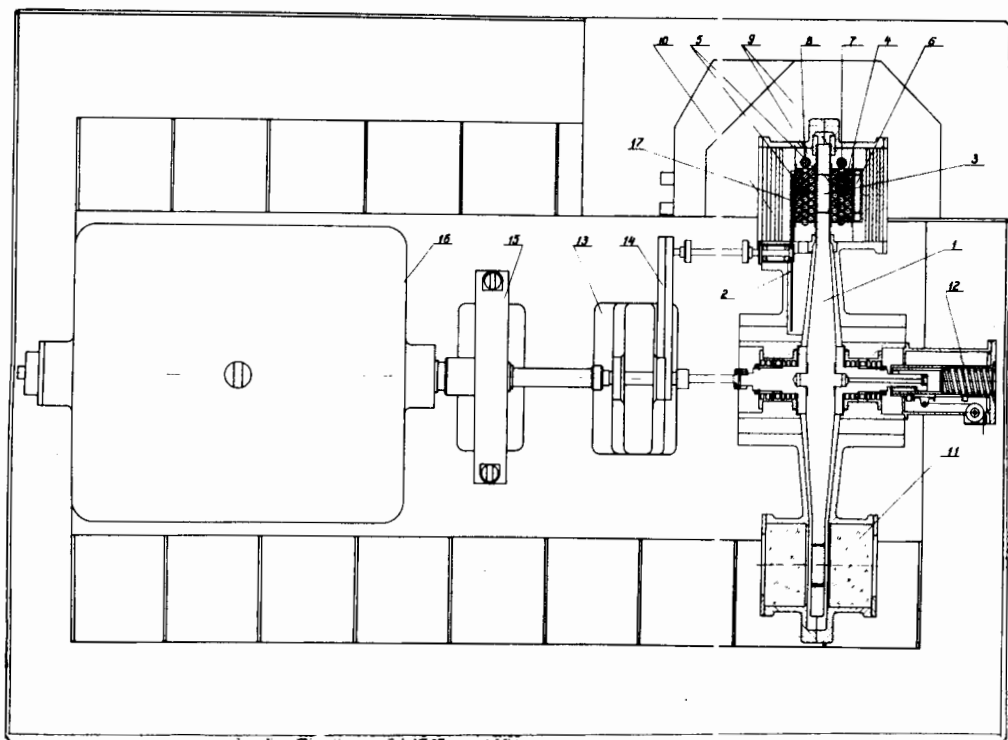


Рис. 1. Схема реактора ИБР. 1 - основной вращающийся диск, 2 - вспомогательный вращающийся диск. 3 - основная подвижная зона (ОПЗ). 4 - неподвижная активная зона. 5 - аварийные стержни (АС). 6 - пластина грубого регулятора (ГР). 7, 8 - регулирующие стержни АР и РР. 9, 10 - отражатель нейтронов. 11 - система контроля покрытия ОПЗ. 12 - механизм медленного вращения диска. 13 - передача для увеличения числа оборотов. 14 - привод к валу вспомогательного диска. 15 - тормозное устройство для быстрой остановки вращения. 16 - электродвигатель для вращения диска. 17 - вспомогательная подвижная зона (ВПЗ).

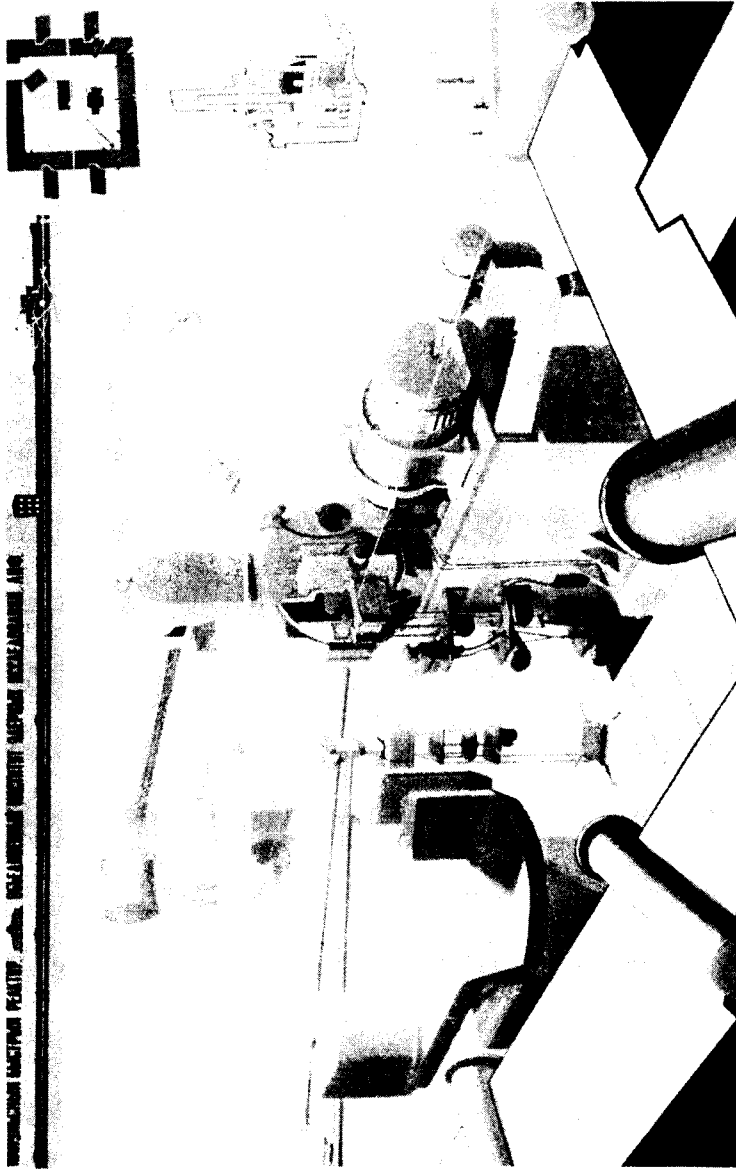


Рис. 2. Схематическое изображение реактора и зала реактора, сделанное так, как если бы была удалена часть стен биологической защиты и сделаны вырезы в некоторых узлах реактора. Пунктиром обозначены оси нейтроноводов, проходящие через центр активной зоны. Справа показана в более крупном масштабе активная зона ИБРа.

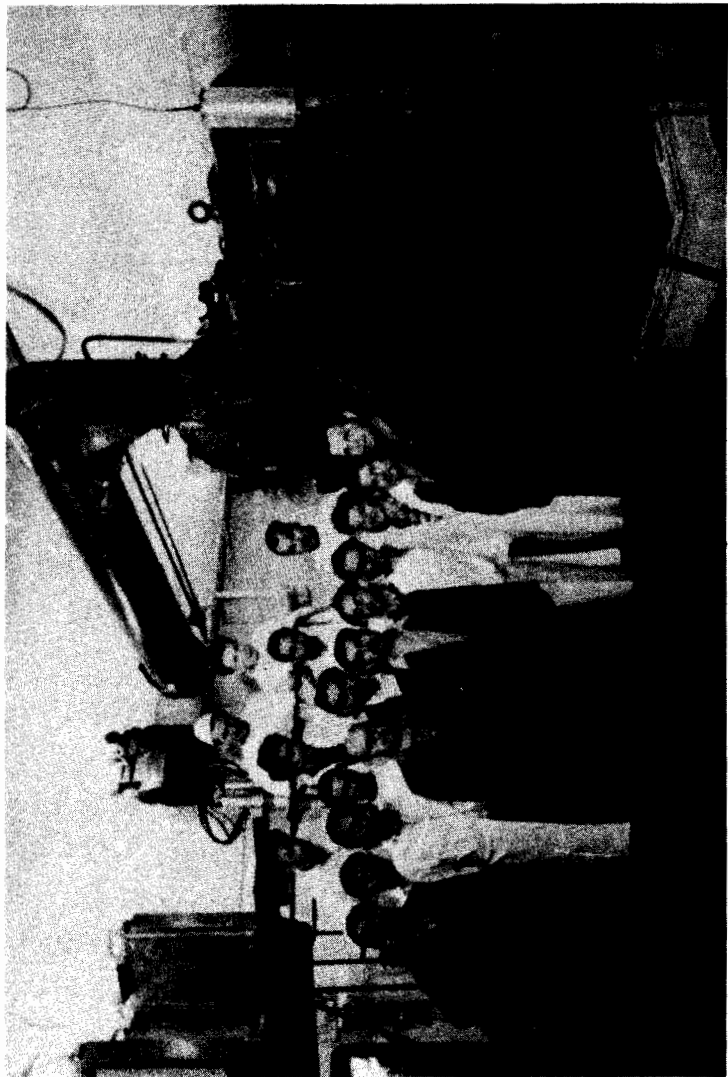


Рис. 3. Группа участников пуска реактора ИБР в июне 1960 г. Над головой стоящего справа механика отчетливо видна одна из кассет с плутонием, имеющая четырехугольную форму. У правого края ее проходит ось вращения вспомогательного диска. Основной диск вращается внутри короба, от которого идет изогнутая коленом труба для отвода охлаждающего реактор воздуха.



Рис. 4. Пульт управления реактором.

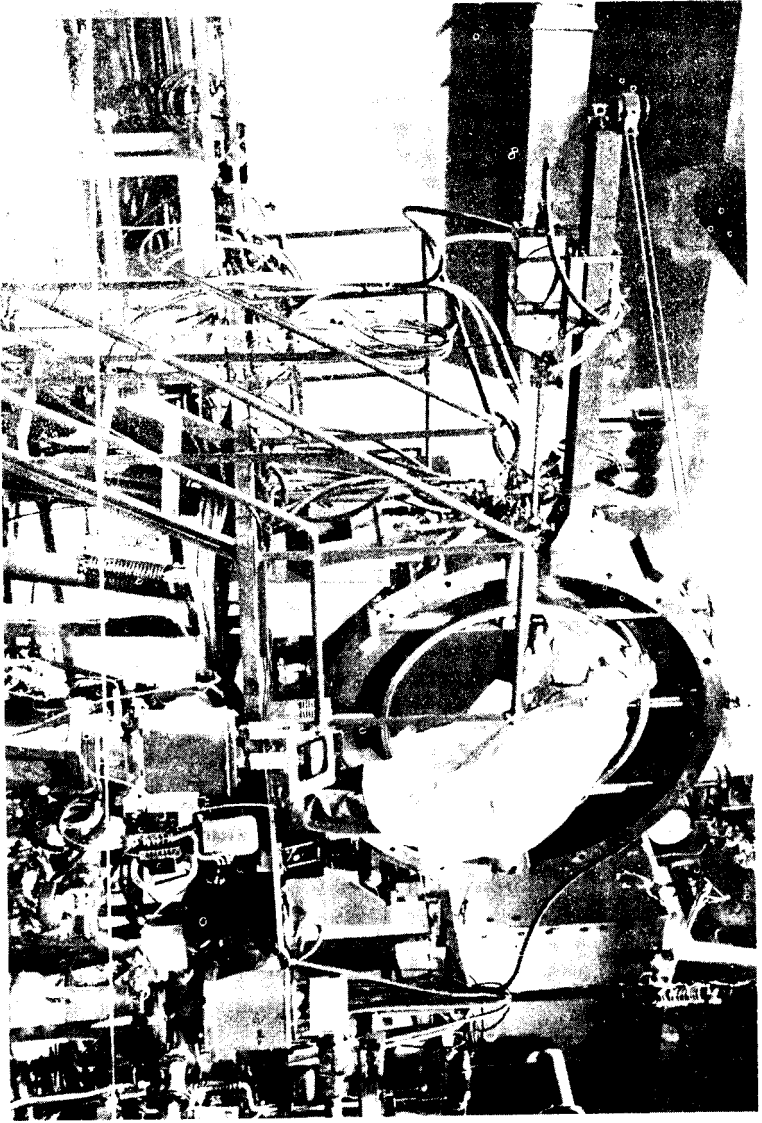


Рис. 5. Общий вид микротрона, служившего с 1964 по 1968 гг. инжектором для реактора НБР.



Рис. 6. Общий вид реактора ИБР в 1968 г.

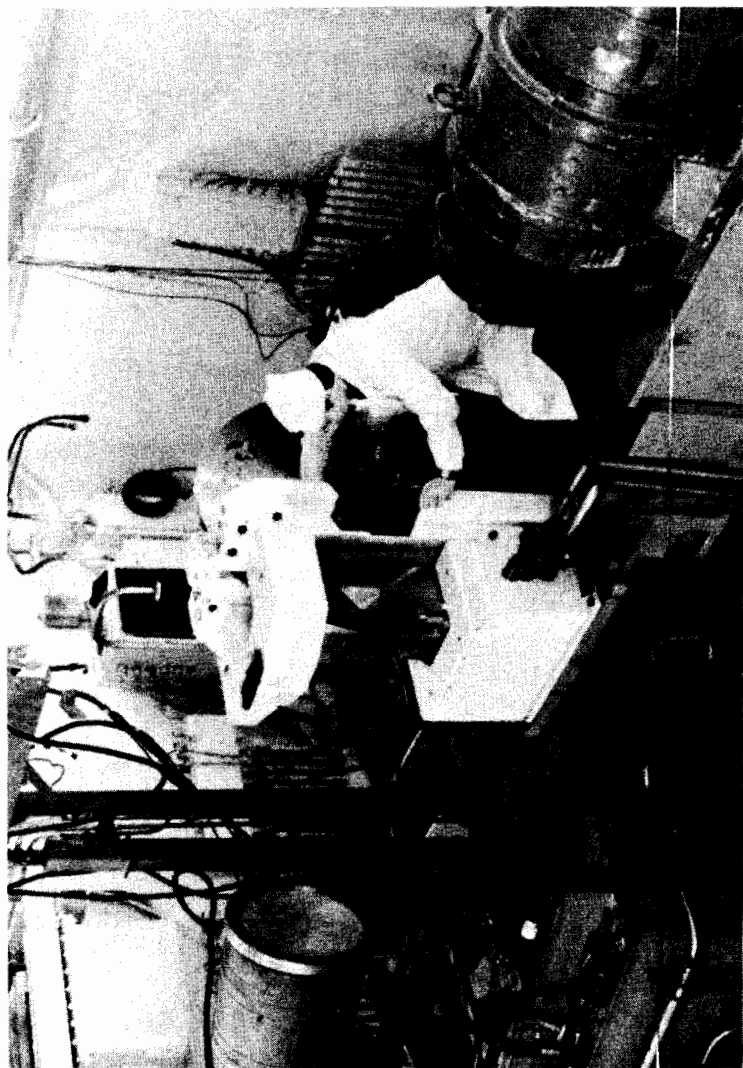


Рис. 7. Реактор ИБР-30 в период монтажа в 1969 г.

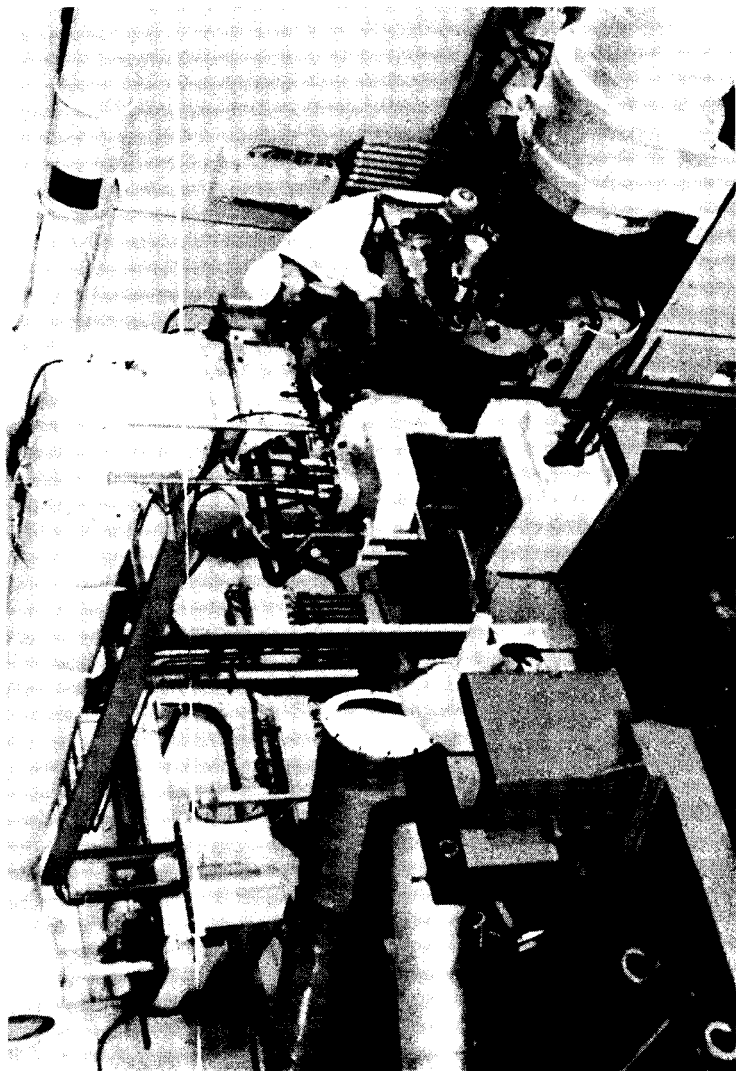


Рис. 8. Общий вид реактора ИБР-30 перед пуском в 1969 г.

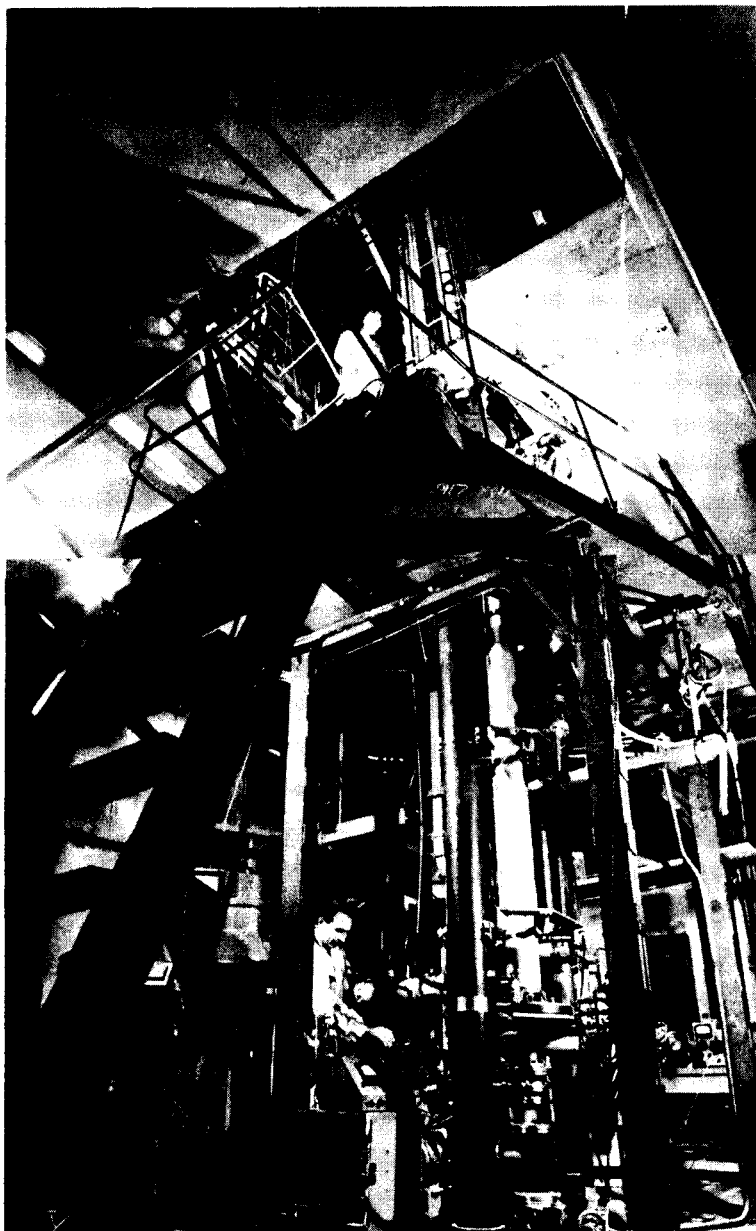


Рис. 9. Линейный ускоритель электронов - инжектор для реактора ИБР-30.

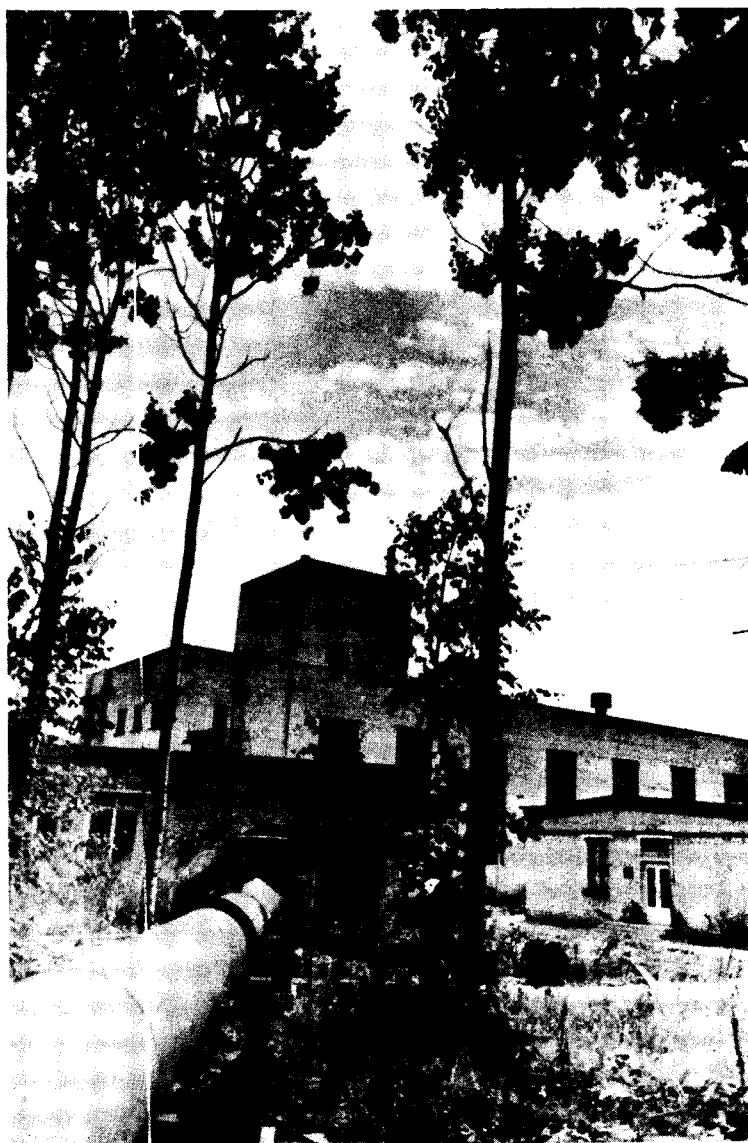


Рис. 10. Внешний вид здания реактора. Видна башня линейного ускорителя, ниже нее - новые помещения экспериментального зала.



Рис. 11. Вид с башни здания реактора на галерею тысячемерного нейтроновода. В трехэтажном здании находится пульт управления реактором, за ним видно здание лабораторного корпуса ЛНФ.



Рис. 12. Измерительный центр ЛНФ.



Рис. 13. Измерительный центр ЛНФ. За стеклянной стеной размещена ЭВМ БЭСМ-4.

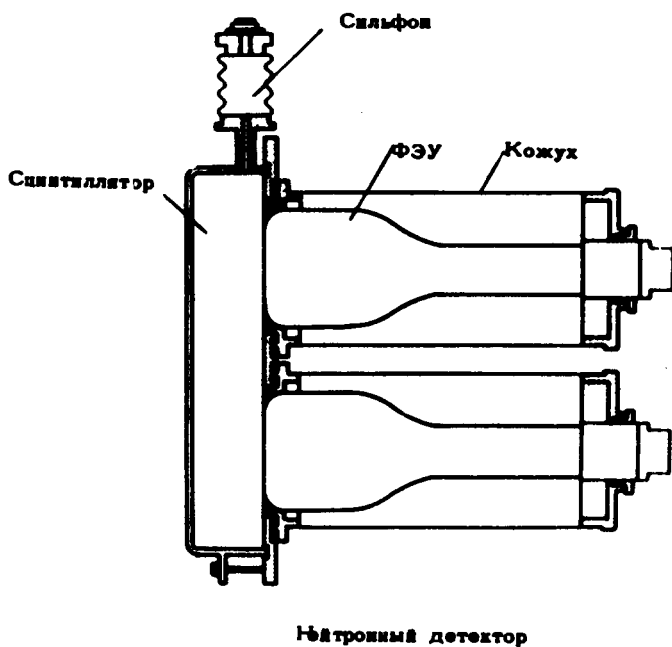


Рис. 14. Схема сцинтилляционного детектора нейтронов для измерения кривых пропускания.

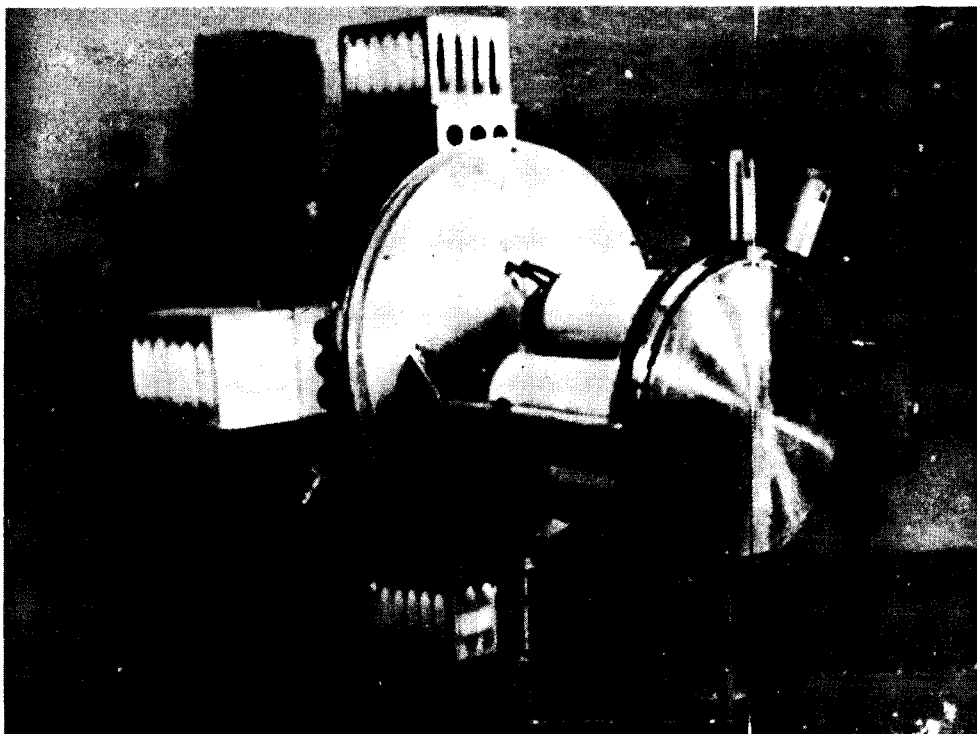


Рис. 15. Внешний вид сцинтилляционного детектора нейтронов.

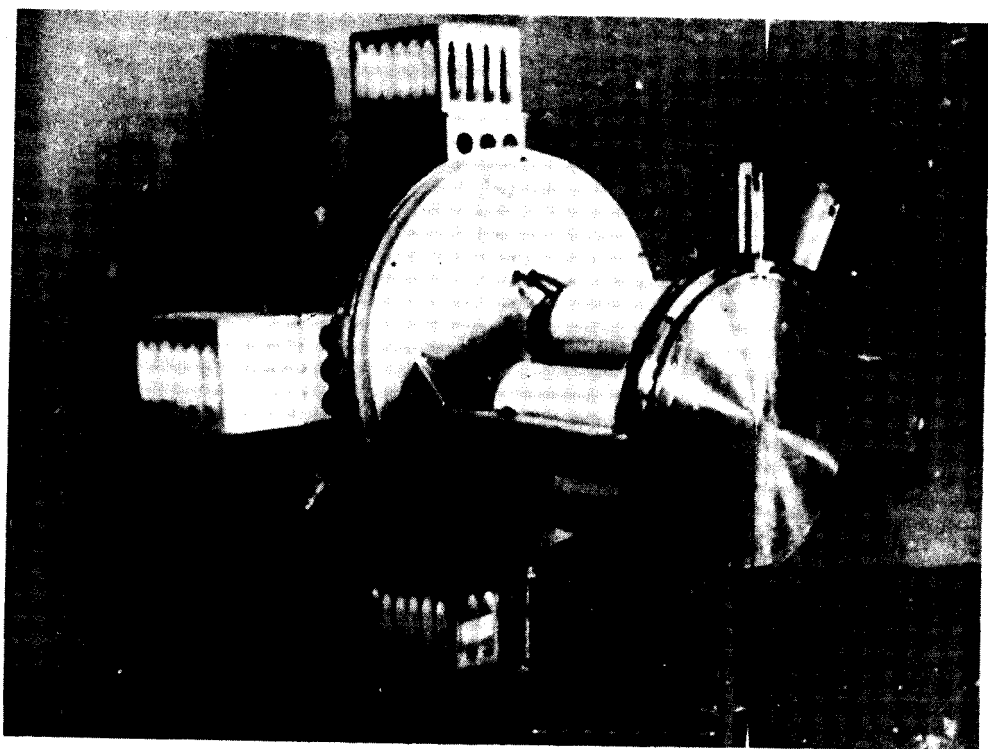


Рис. 15. Внешний вид сцинтилляционного детектора нейтронов.

Экспериментальная установка

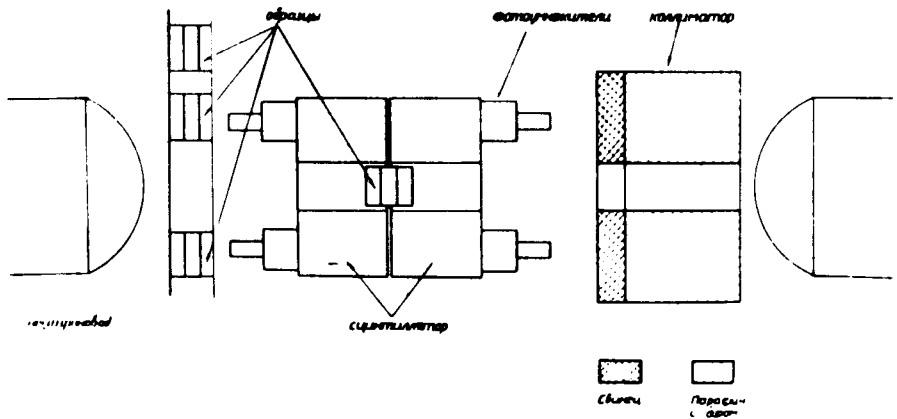


Рис. 16. Схема установки для измерения сечения радиационного захвата нейтронов.

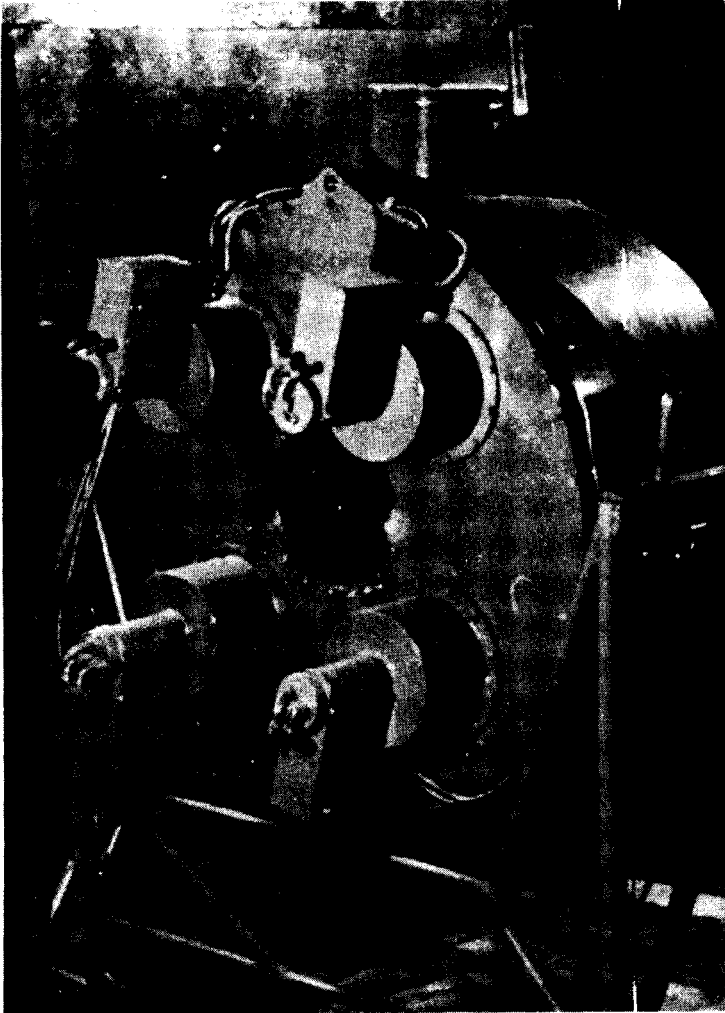


Рис. 17. Внешний вид жидкостного сцинтилляционного детектора для регистрации радиационного захвата нейтронов.

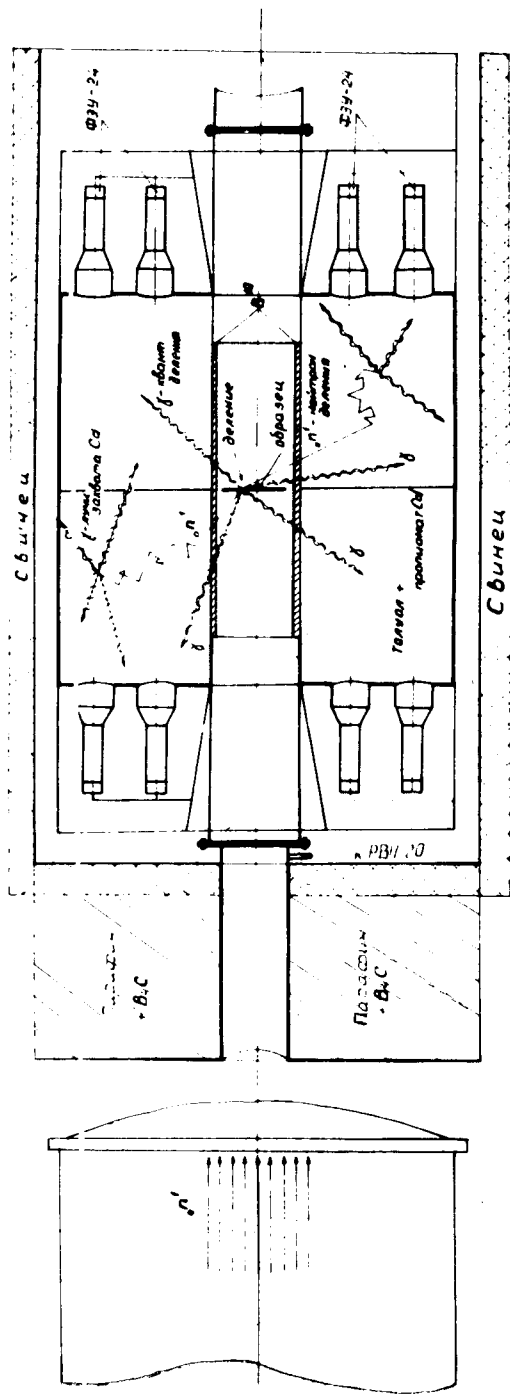


Рис. 18. Схема жидкостного сцинтиляционного детектора для исследования делящихся веществ.

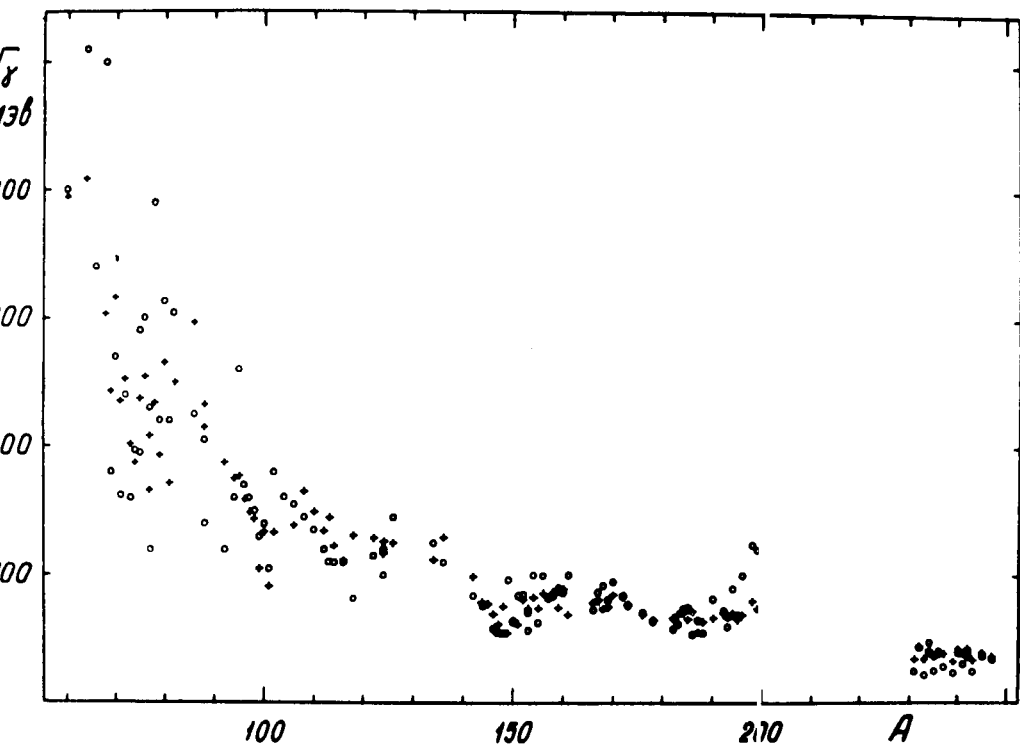


Рис. 19. Экспериментальные (o) и расчётные (+) значения Γ_{γ} .

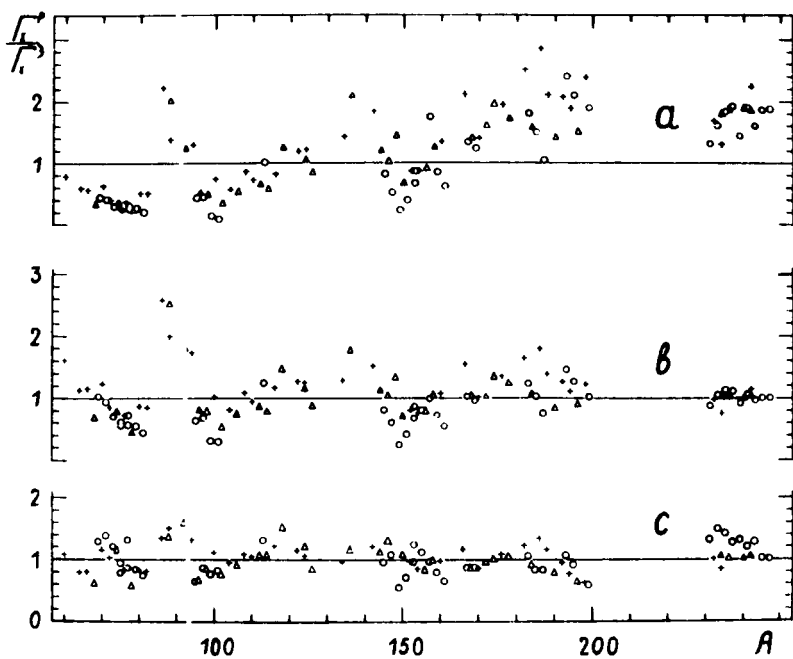


Рис. 20. Отношение $\Gamma_{\gamma}^P / \Gamma_{\gamma}$ расчётных и экспериментальных значений радиационных шири: а - $\Gamma_{\gamma}^P = 81 \cdot 10^{-6} A^{7/3} U^{2,2} a^{-2,8}$,

б - $\Gamma_{\gamma}^P = 0,10 A^{2/3} U^{1/8} a^{-2,2}$,

в - $\Gamma_{\gamma}^P = 8,7 A^{-0,9} U^{0,9} a^{-0,57}$.

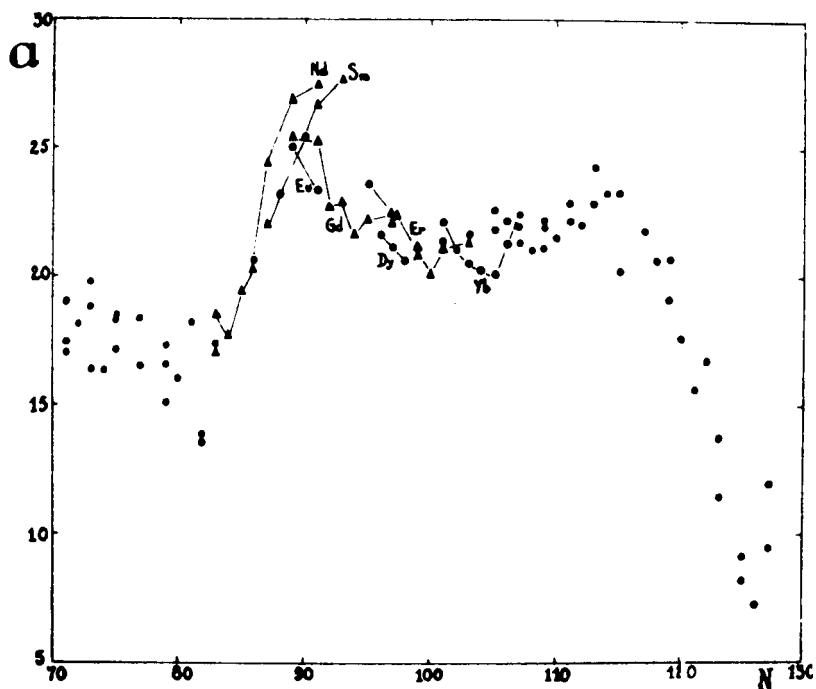


Рис. 21. Зависимость экспериментальных значений параметра плотности уровней α (в единицах Мэв^{-1}) от числа нейтронов N .

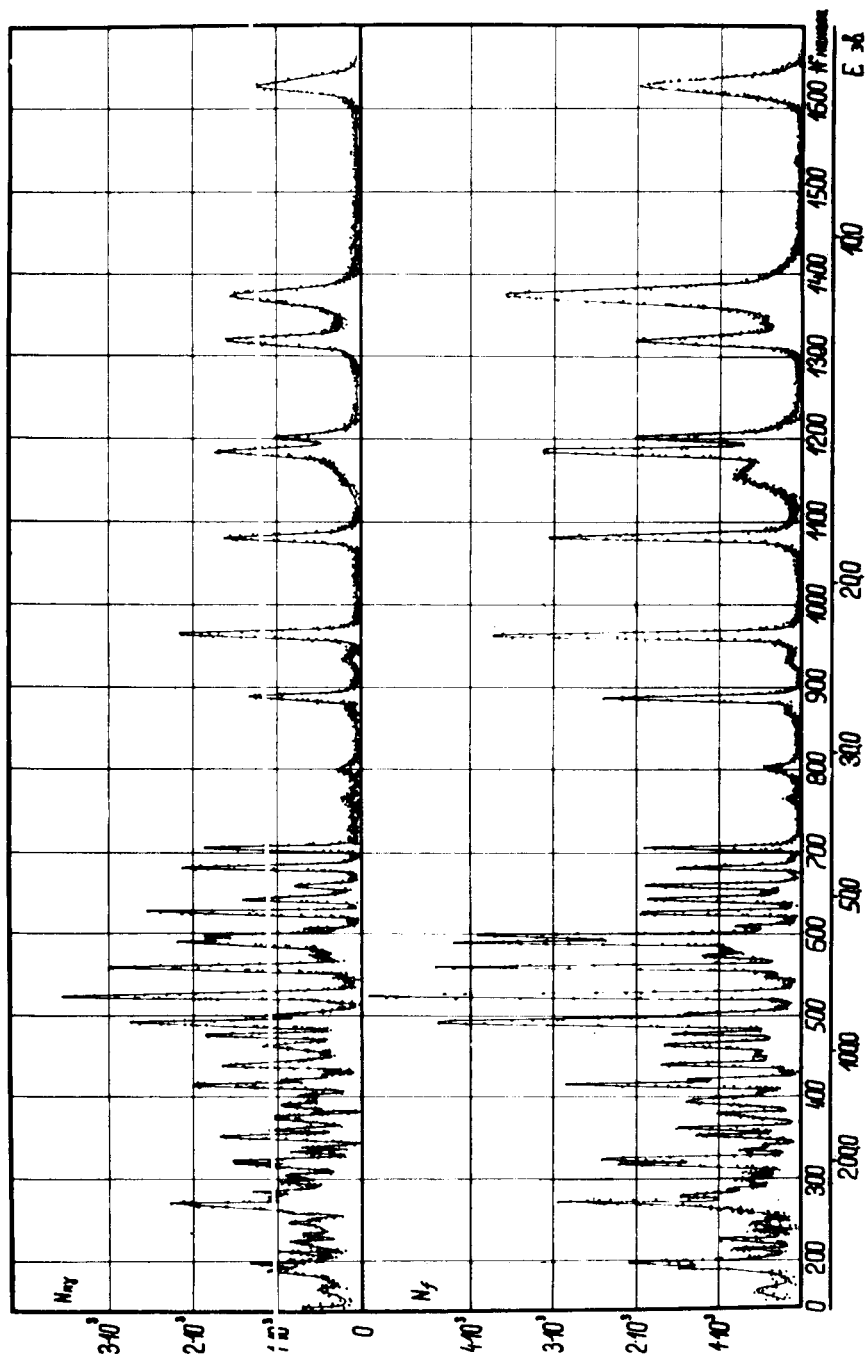


Рис. 22. Аппаратурные кривые спектра по времени пролета для $Pu-239$.
Верхняя кривая - радиационный захват, нижняя - деление.

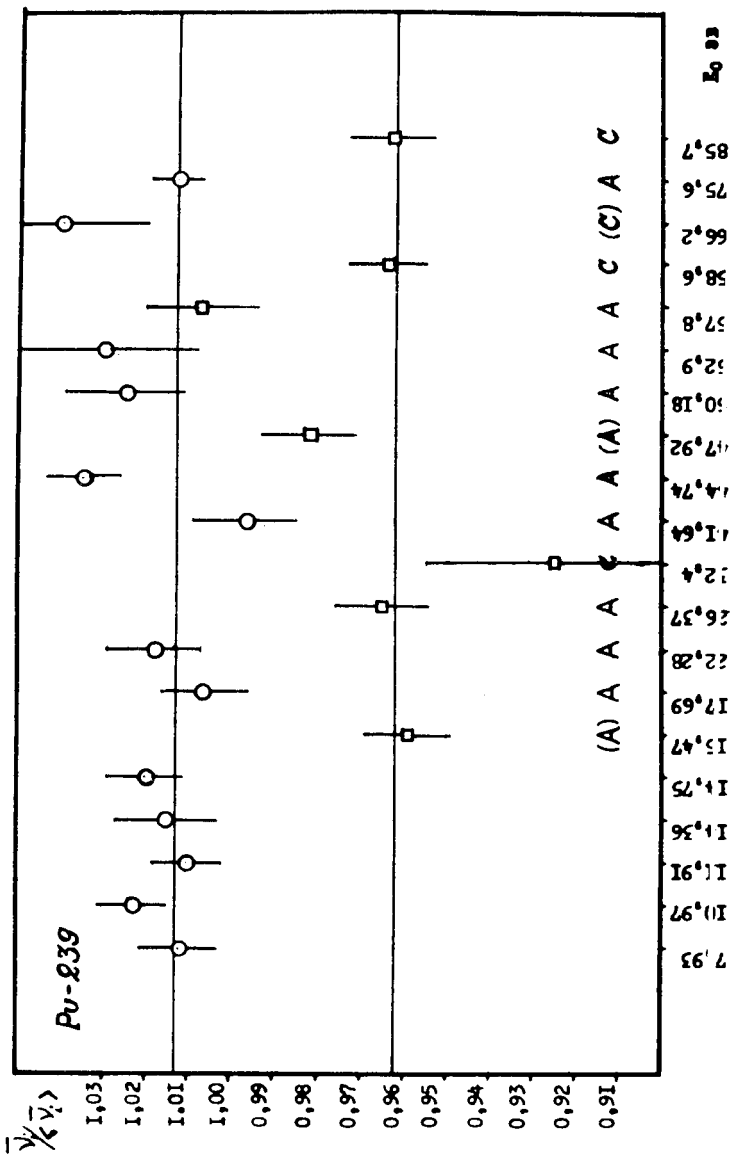


Рис. 23. Среднее число нейтронов на деление ν для резонансов Pu-239, отнесенное к среднему $\langle \nu \rangle$ по всем резонансам. Круги - резонансы со спином 1^+ , квадратики - 0^+ .

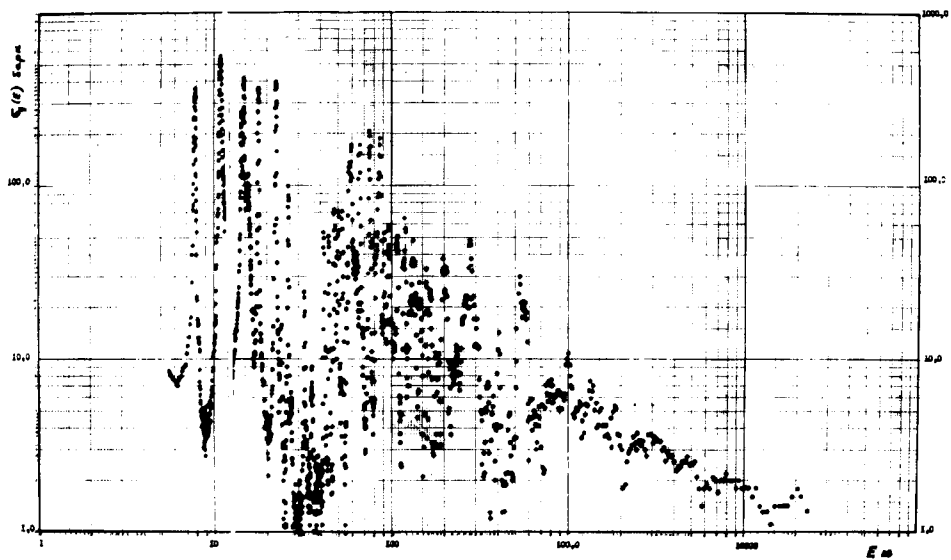
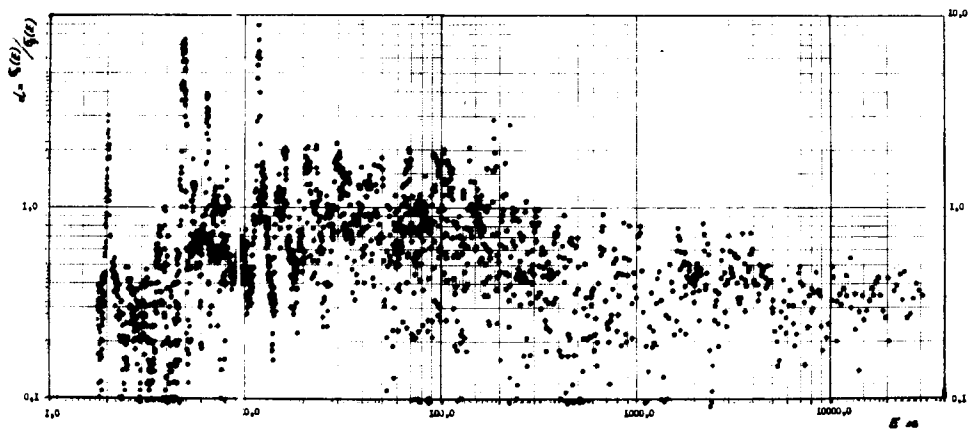


Рис. 24. Сечение геления σ_t (нижний график) и a (верхний график) для $Ru-239$.

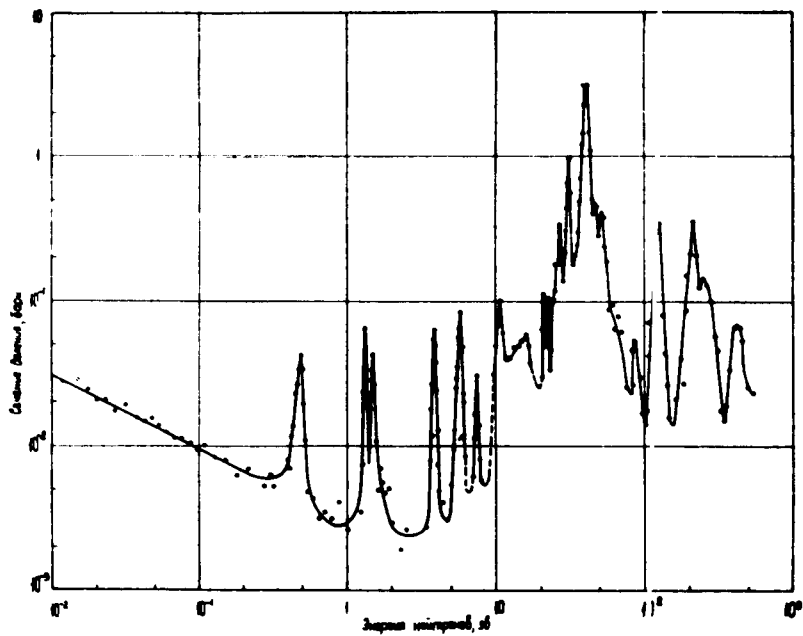


Рис. 25. Зависимость сечения деления $Np-237$ от энергии нейтронов.

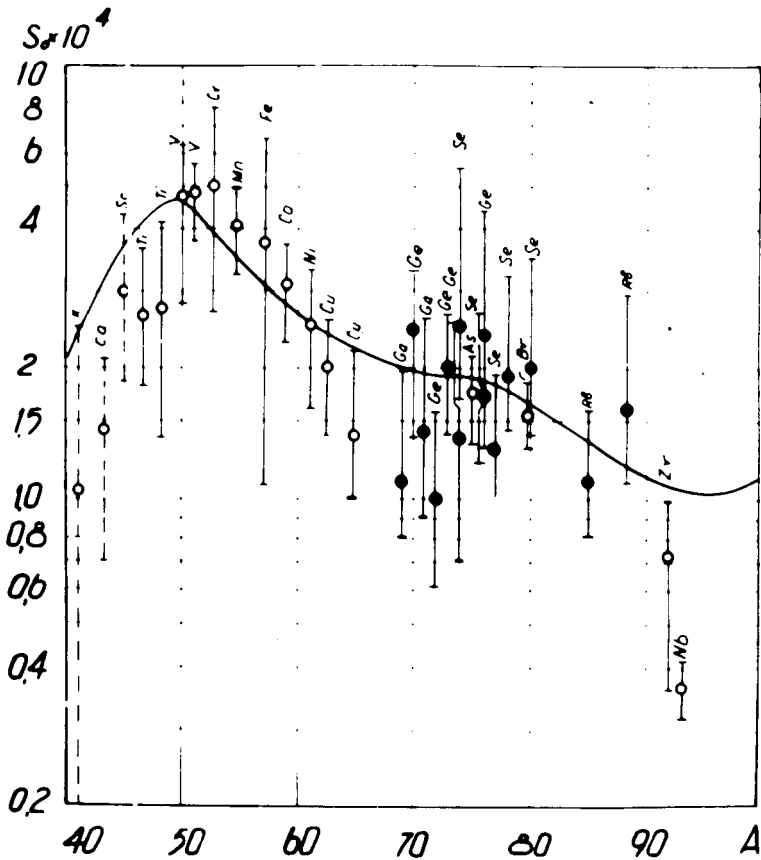


Рис. 26. Силовая функция для s -нейтронов в области массовых чисел 40–90. Черные точки – данные ЛНФ. Кривая – расчёт по оптической модели.

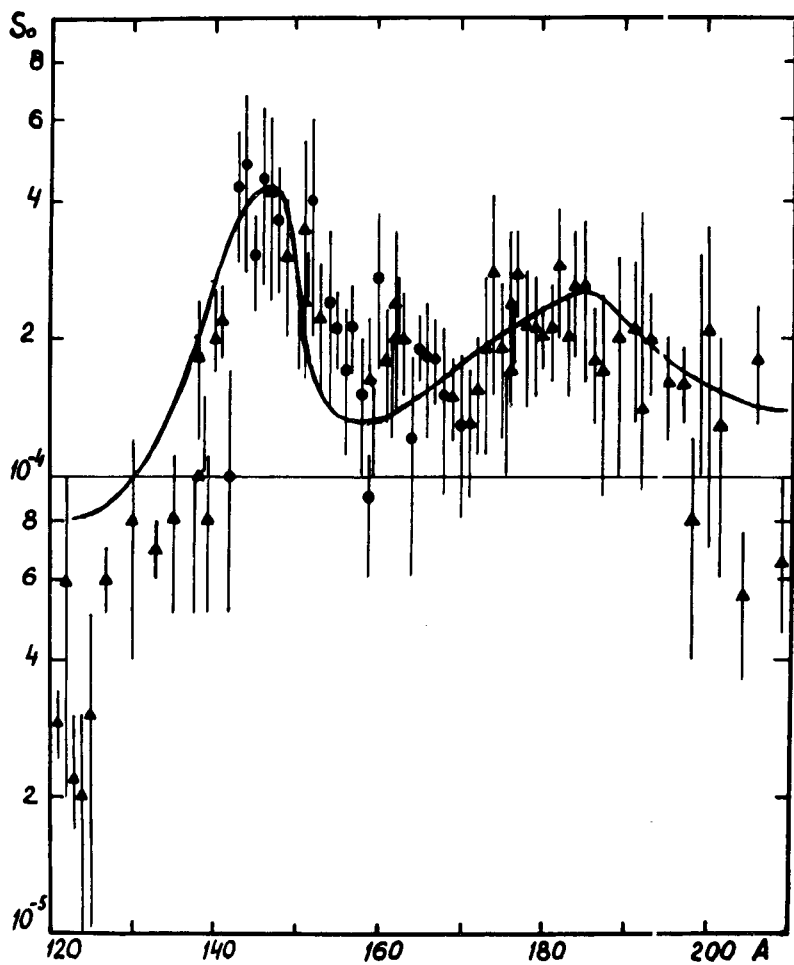


Рис. 27. Силовая функция для s -нейтронов в области массовых чисел 120-200. Черные точки - данные ЛНФ. Кривая - расчёт по оптической модели.

$n \uparrow$
 $n \downarrow$

$$\sigma_{\text{раз}} = \sigma_t$$

$$\sigma_{\text{антл}} = \frac{1}{2}(\sigma_s + \sigma_t) \gg \sigma_{\text{раз}}$$

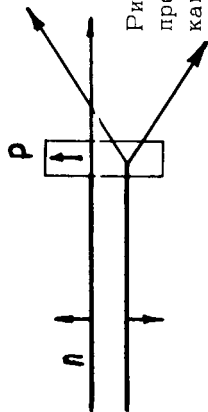


Рис. 28. Схема для пояснения процесса поляризации нейтронов путем пропускания нейтронного пучка через поляризованный образец. Стрелками указаны направления спинов.

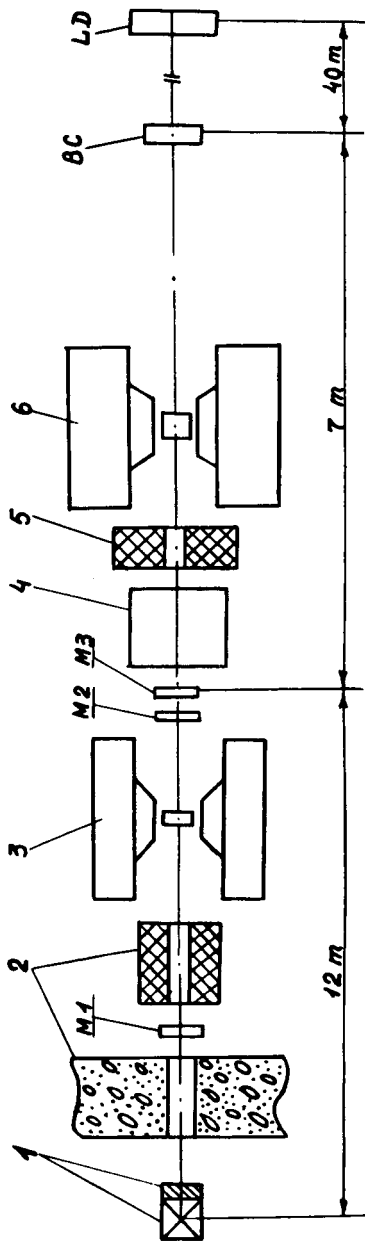


Рис. 29. Схема экспериментальной установки с поляризованными нейтронами: 1 - реактор с замедлителем, 2 - биологическая защита, 3 - поляризованная протонная мишень, 4 - устройство для реверса поляризации нейтронов, 5 - коллиматор, 6 - поляризованная ядерная мишень, M1 - монитор мощности реактора, M2 и M3 - мониторы поляризации протонной мишени; BC - батарея борных счётчиков, LD - жидкостный сцинтилляционный детектор нейтронов.

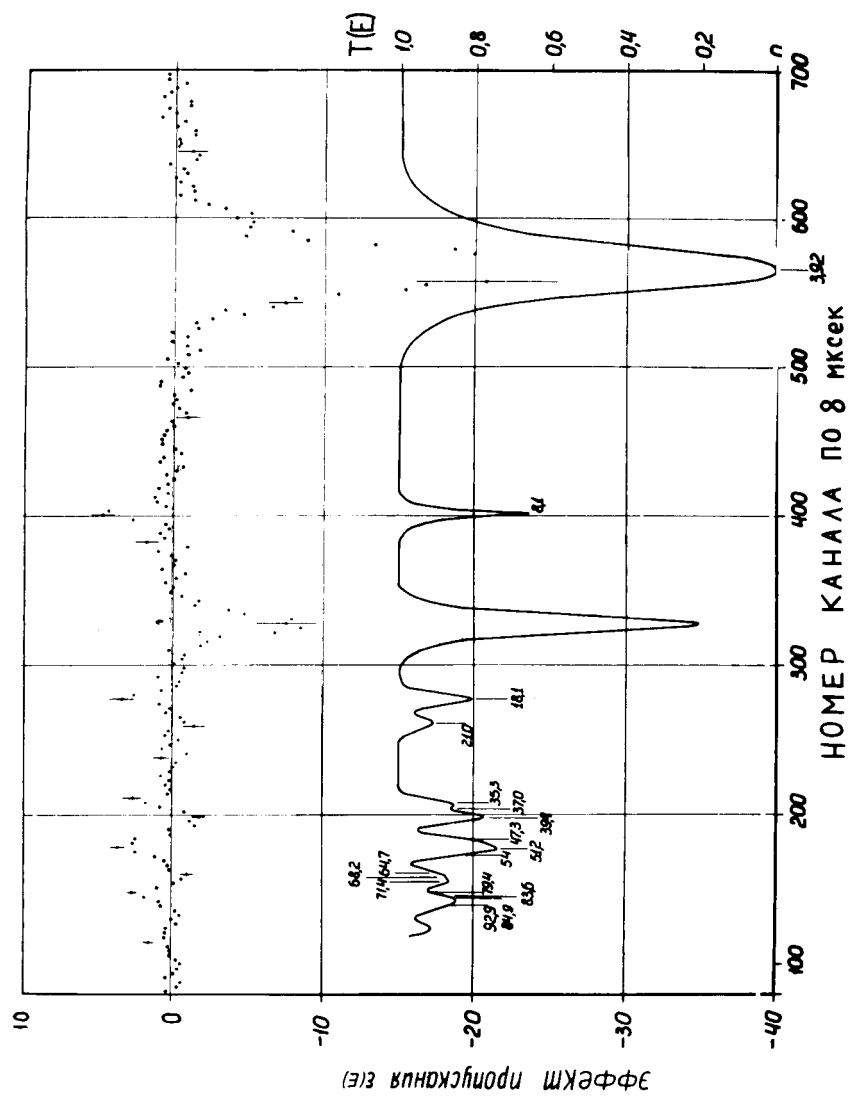


Рис. 30. Измеренный эффект пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную мишень гольмия ϵ в % (верхняя кривая) и пропускание T при отсутствии поляризации (нижняя кривая).

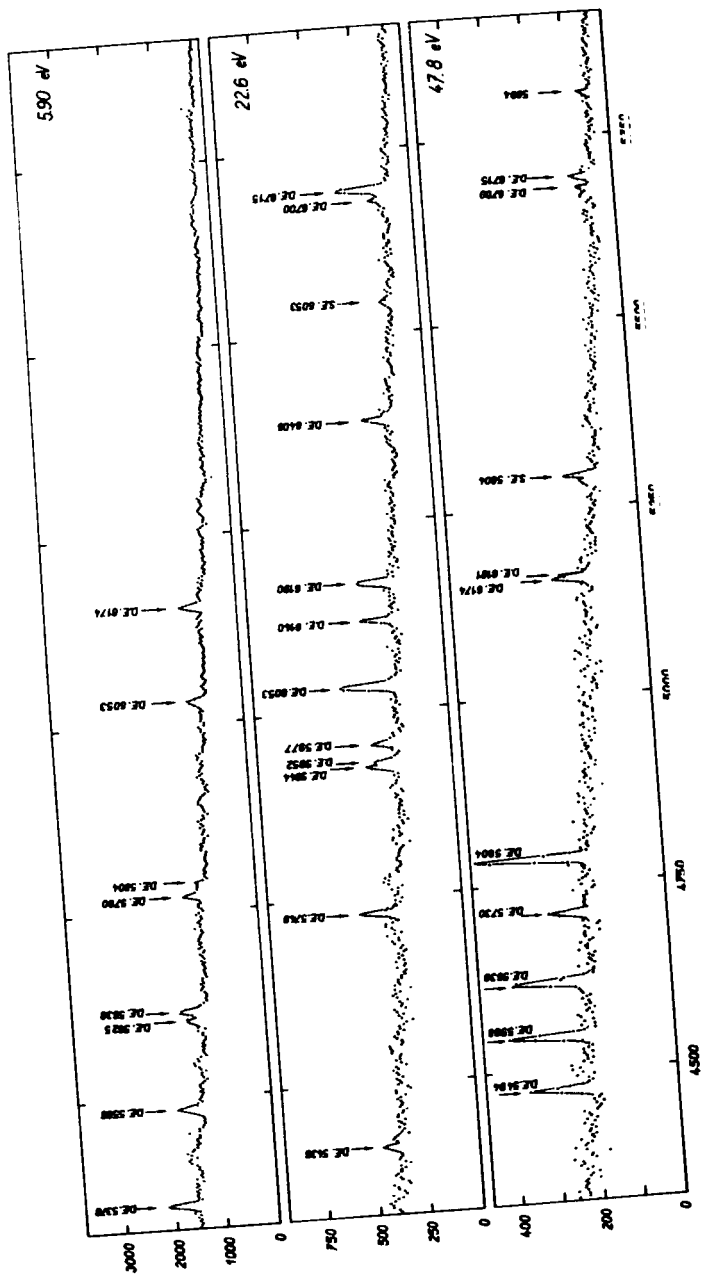


Рис. 31. Спектры гамма-лучей цезия при захвате нейтронов в резонансах 5,90; 22,6 и 47,8 эв.

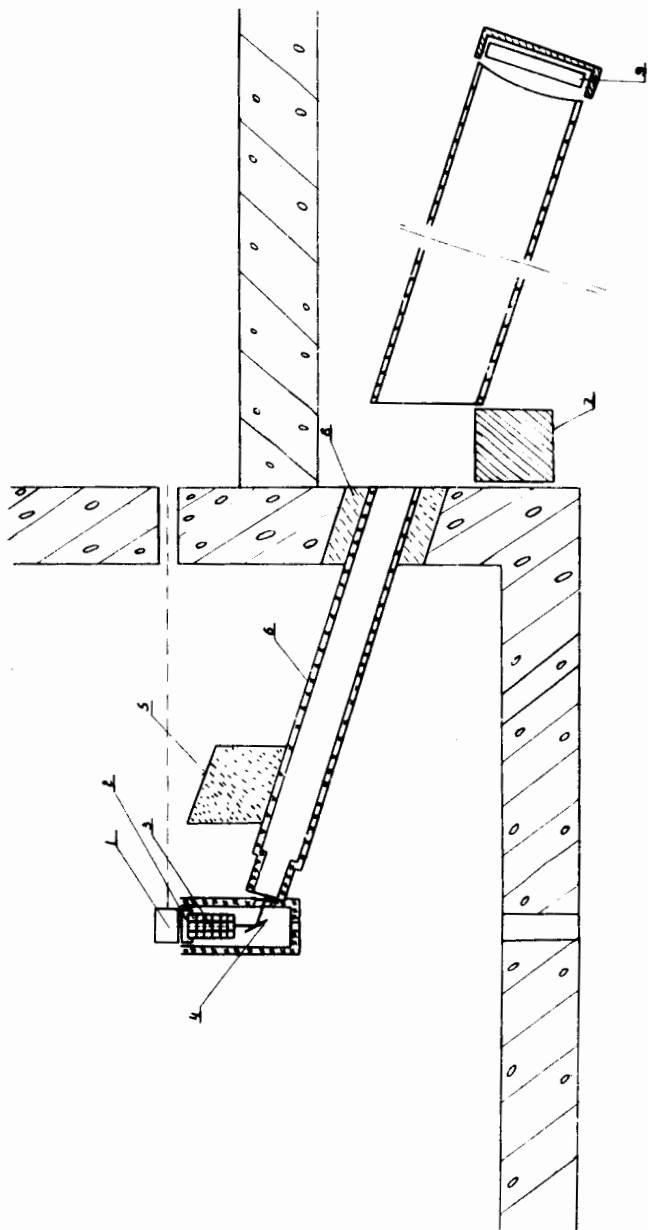


Рис. 32. Схема эксперимента по неупругому рассеянию нейтронов в прямой геометрии: 1 - активная зона реактора, 2 - замедлитель, 3 - бериллиевый фильтр, 4 - образец, 5 - защита от прямого пучка, 6 - бериллиевый фильтр, 7 - шиббер, 8 - водяная защита, 9 - детектор.

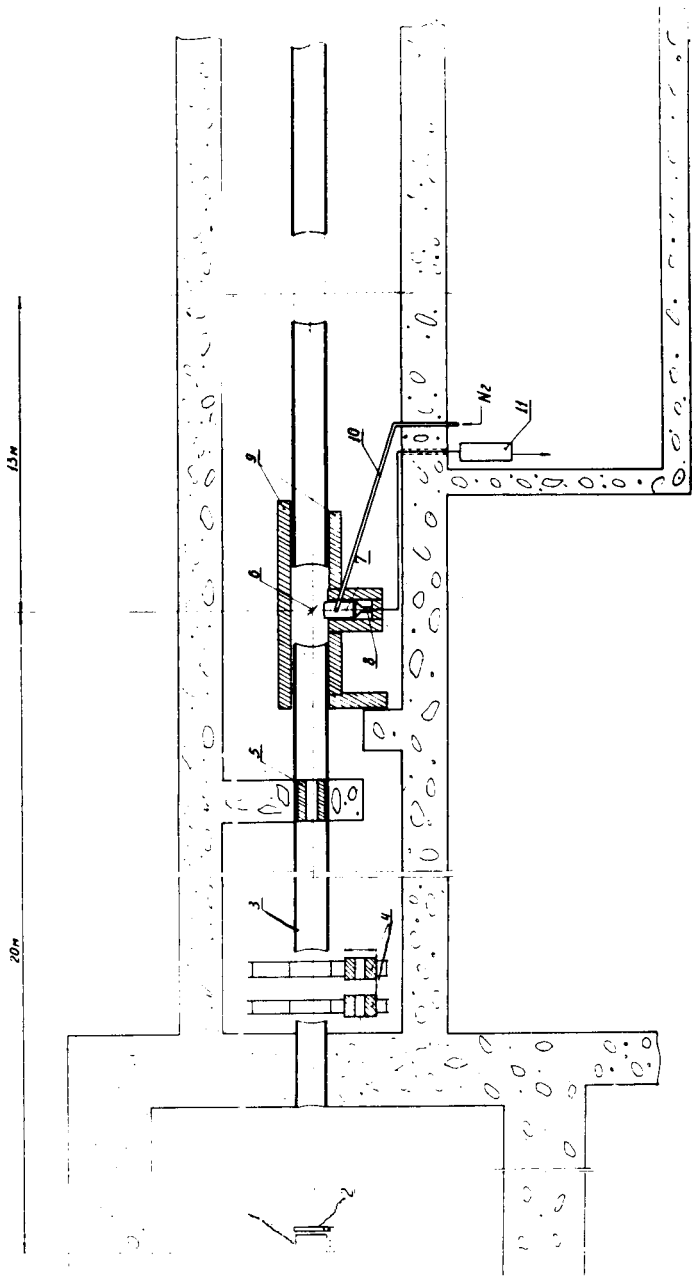


Рис. 33. Схема эксперимента по неупругому рассеянию нейтронов в обратной геометрии: 1 - активная зона реактора, 2 - замедлитель, 3 - нейтронпровод, 4,5 - коллиматоры, 6 - образец, 7 - охлаждаемый бериллиевый фильтр, 8 - детектор, 9 - защита, 10 - азотопровод, 11 - электроника детектора.

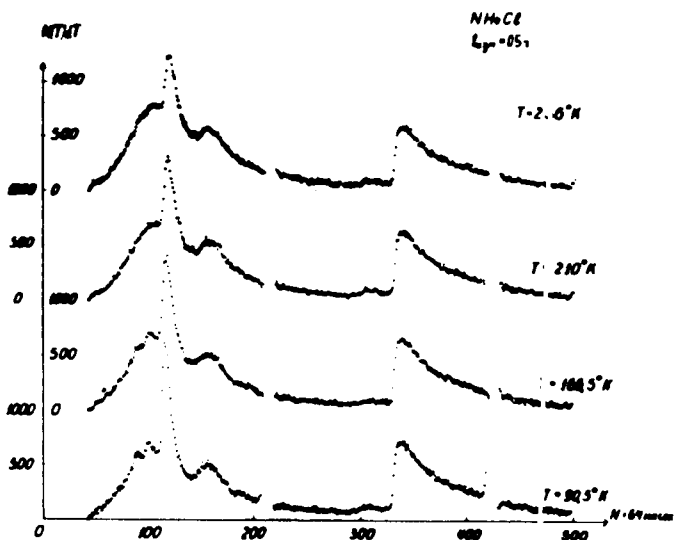


Рис. 34. Спектр нейтронов, рассеянных поликристаллическим NH_4Cl .

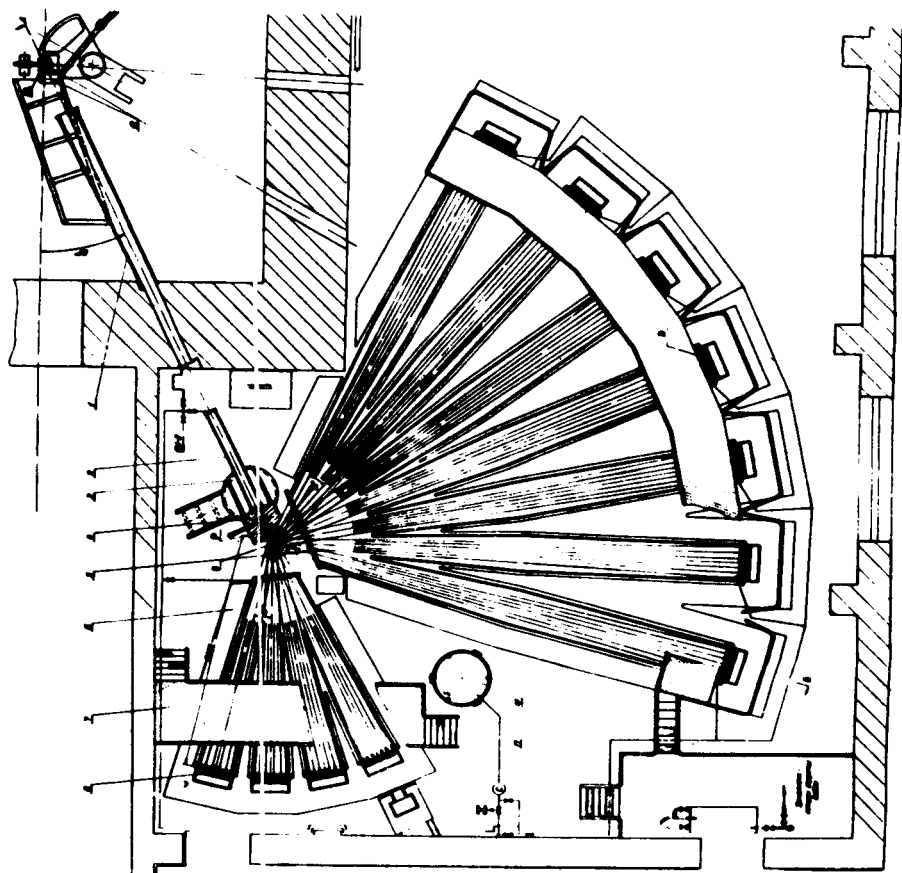


Рис. 35. Дважды дифференциальный спектрометр медленных нейтронов:
 1,2 - нейтроновод, 3 - поворотный круг, 4 - прерыватель, 5 - нейтроно-
 вод длиной 10,5 м, 6 - нейтроновод длиной 5,5 м, 7 - эстакада, 8 - детектор,
 9 - газовая система, 10 - газгольдер, 11 - ловушка нейтронов,
 12 - криостат.

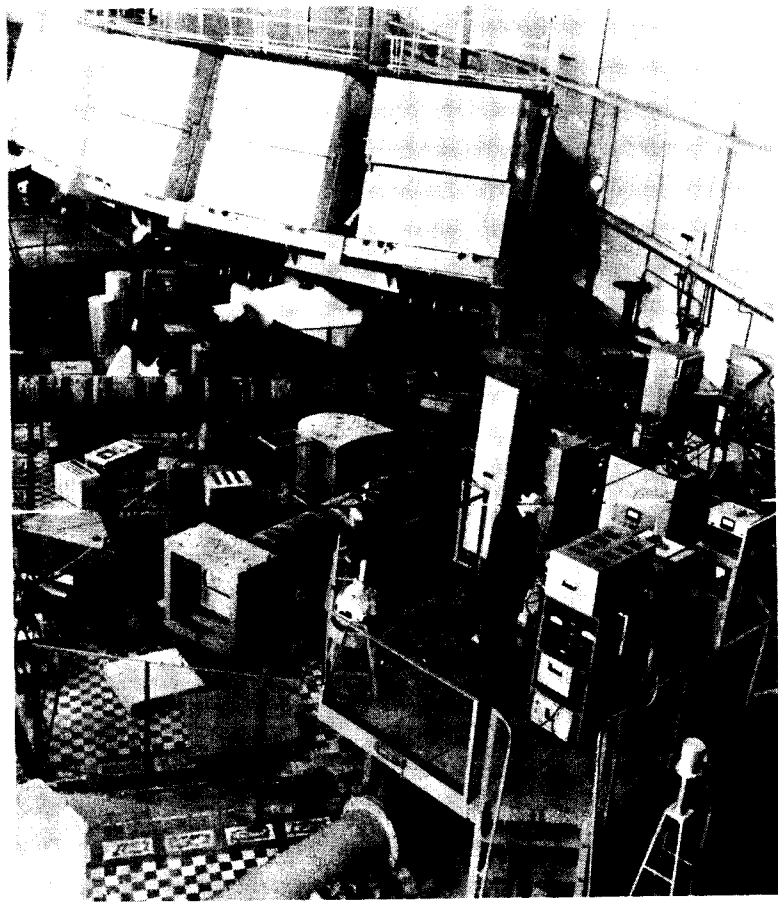


Рис. 36. Общий вид экспериментального зала. На заднем плане - внешний вид установки с дважды дифференциальным спектрометром. Видны водяные баки, защищающие детекторы. На переднем плане снимка - установка для получения поляризованных нейтронов.

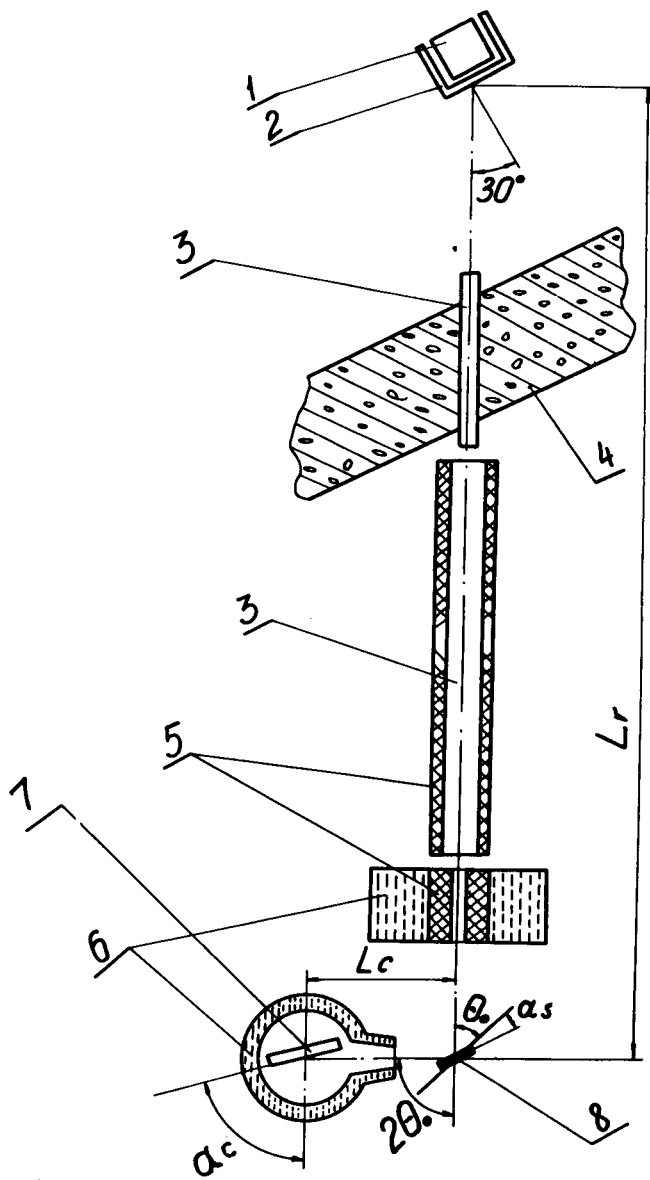


Рис. 37. Схема эксперимента по дифракции нейтронов методом времени пролета: 1 - активная зона реактора, 2 - замедлитель, 3 - нейтронотвод, 4 - бетонная защита, 5 - защита из парафина с карбидом бора, 6 - водяная защита, 7 - детектор, 8 - образец.

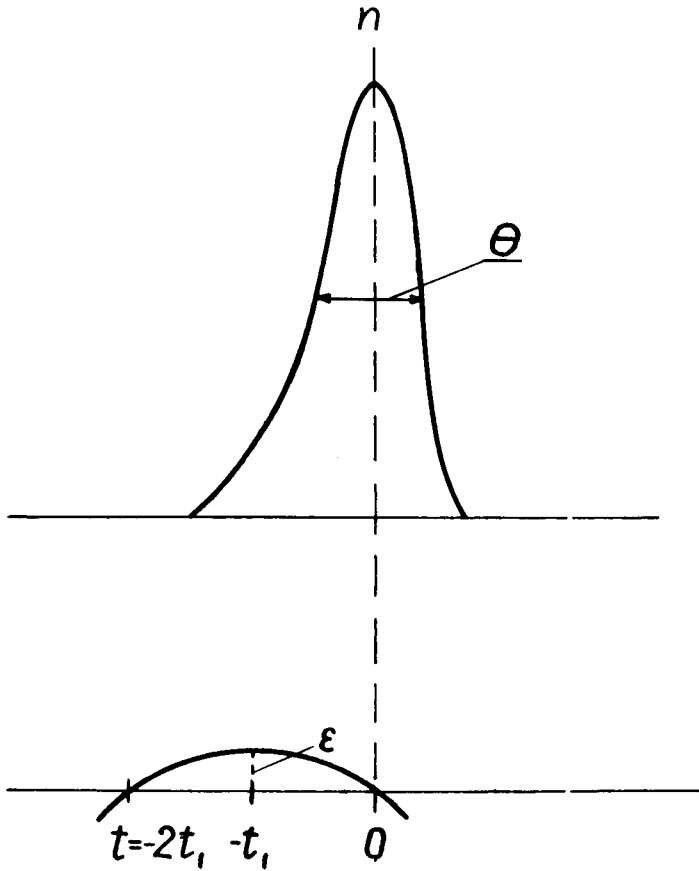


Рис. 38. Характер изменения реактивности ϵ и числа нейтронов n во времени.

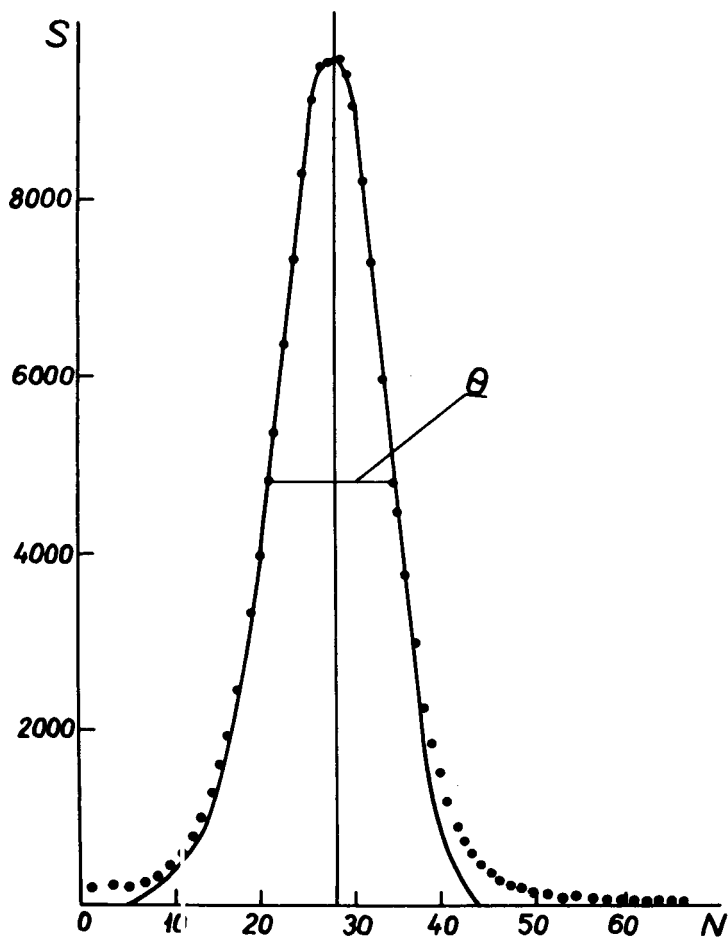


Рис. 39. Экспериментально наблюдаемая форма импульса реактора (точки) и расчёт по формуле (5) (кривая).

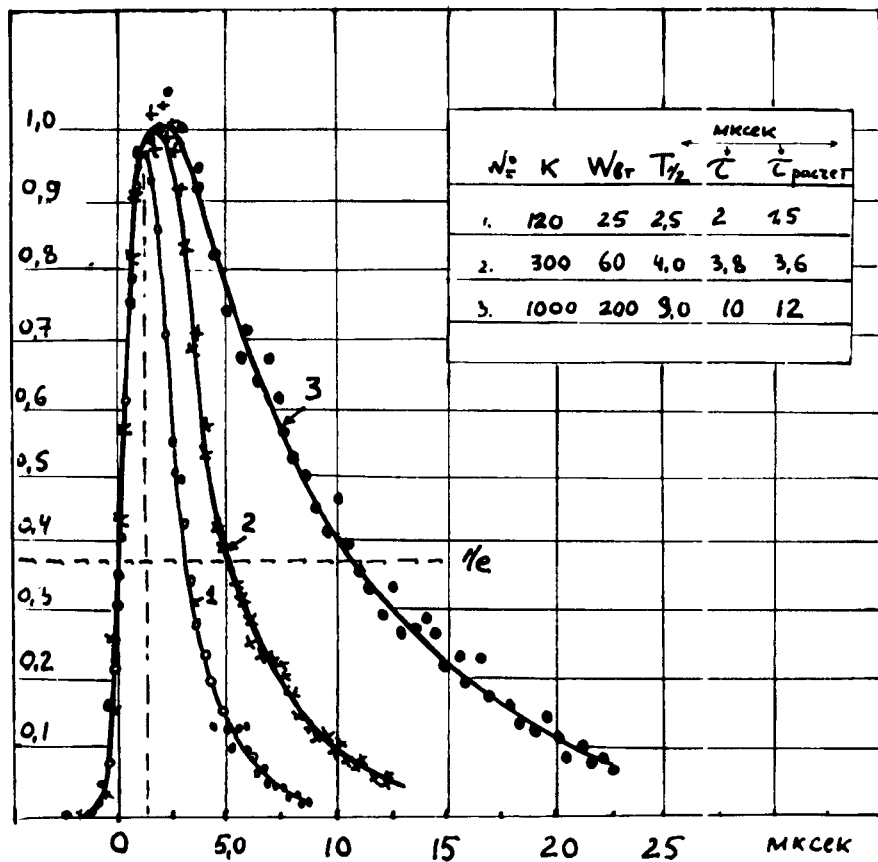


Рис. 40. Форма импульса реактора с инжектором при различных коэффициентах размножения k .

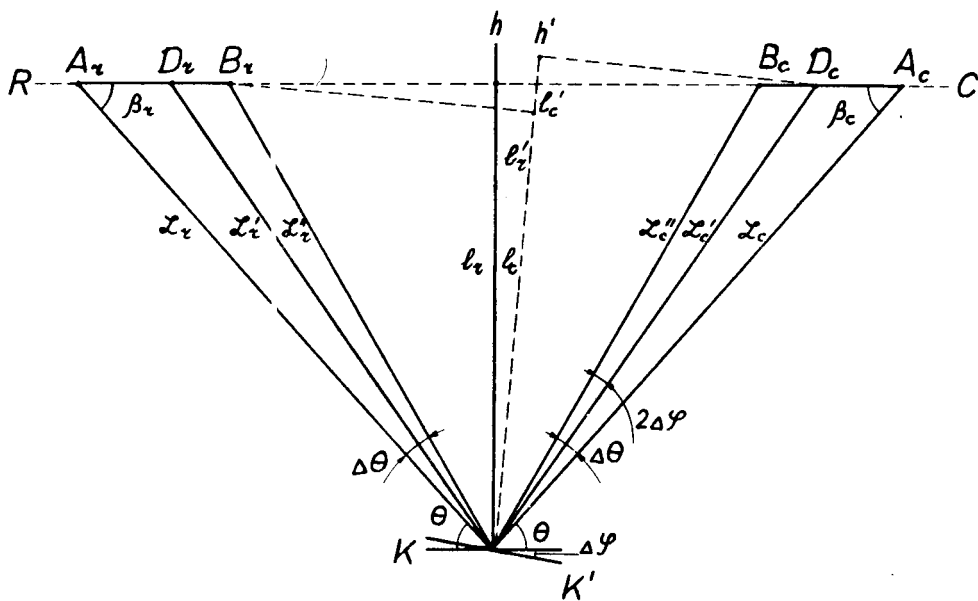


Рис. 41. Простейший пример фокусировки нейтронов по времени в методе дифракции по времени пролета. R - источник нейтронов, C - детектор нейтронов, а k - плоскость кристалла, отражающая нейтроны. При зеркальном отражении от плоскости k для любой пролетной базы L'_r и соответствующей ей L'_c величины $l_r = l_c = \text{const}$. При наклоне отражающей плоскости до k' , величина l_r уменьшается до l'_r , а l_c увеличивается до l'_c , сумма же их остается неизменной.