



Аманго

ПРЕДИСЛОВИЕ

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

УДК 539.1
ББК 22.383
Ш23

Шапиро Ф.Л.

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

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

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

ISBN 978-5-02-039085-0

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

ПРЕДИСЛОВИЕ

Имя Ф. Л. Шапиро широко известно среди специалистов, работающих в области ядерной физики и особенно физики нейтронов, с которой неразрывно связана его научная деятельность.

В собрание трудов вошли основные научные работы Ф. Л. Шапиро, опубликованные в журналах и в виде препринтов, а также обзорные доклады на различных международных конференциях. Первые две работы сборника публикуются впервые — это кандидатская диссертация Ф. Л. Шапиро, которую он защитил в 1949 г., и один из его научных отчетов 1950 г.

Научная деятельность Ф. Л. Шапиро началась в 1945 г., когда он был принят в аспирантуру Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР. Начальный период его научной деятельности посвящен физике реакторов. Выполненные им работы были частично опубликованы в виде докладов на Сессии Академии наук СССР по мирному использованию атомной энергии в 1955 г. В следующем году — он участник Первой женеvской конференции по мирному использованию атомной энергии, и его доклады на этой конференции впервые привлекли к нему внимание широкого круга физиков. Его научная деятельность с 1945 г. по 1965 г. связана с Физическим институтом АН СССР им. П. Н. Лебедева. Из работ в этот период наибольшей известностью пользуется разработка спектрометра по времени замедления в свинце и серия исследований, выполненных на этом спектрометре, и особенно открытие возбужденного состояния гелия-4.

С 1959 г. Ф. Л. Шапиро начинает работу в Объединенном институте ядерных исследований и в дальнейшем целиком сосредотачивает свою научную работу в Дубне. Его исследования с поляризованными нейтронами, а затем открытие и исследования ультрахолодных нейтронов принесли ему широкое признание в мировой науке. Последний из написанных им докладов был посвящен ультрахолодным нейтронам и в 1972 г. был прочитан на конференции по исследованию структуры ядра с помощью нейтронов в Будапеште.

Известность Ф. Л. Шапиро как физика непрерывно возрастала из года в год и продолжает возрастать после его кончины. Можно ожидать, что для многих физиков, особенно занимающихся исследованием с помощью нейтронов, собрание трудов Ф. Л. Шапиро окажется не просто интересной, но и необходимой книгой.

И. М. Франк

ФЕДОР ЛЬВОВИЧ ШАПИРО

Федор Львович Шапиро родился 6 апреля 1915 г. в Витебске. В семье Шапиро было трое детей. Скучного заработка отца — скромного служащего — не хватало семье из пяти человек. Поэтому Федор Львович сразу же после окончания школы стал едва ли не основным кормильцем семьи. Мечты о поступлении в Университет пришлось отложить. Он поступил на работу и одновременно учился в Московском энергетическом техникуме. Работал техником, а впоследствии инженером. Через год после окончания техникума Федор Львович в 1936 г. поступил на физический факультет Московского университета. Он учился и продолжал работать.

В Университете Федор Львович по своим знаниям и отношению к науке был, как свидетельствуют его товарищи, значительно старше своих сверстников, хотя различие в возрасте в сущности было незначительным. Он оканчивает Университет в 1941 г. накануне войны. В тяжелые дни 1941 г., когда над Москвой нависла грозная опасность, он поступает в Коммунистический батальон Московской рабочей дивизии и сражается в должности командира разведывательной роты. За участие в первых же боях Федор Львович был награжден медалью «За отвагу». В декабре 1941 г. Федор Львович получает тяжелое ранение — сильно повреждена челюсть, а один осколок навсегда остался у него в груди. Лечение в госпиталях продолжалось не один месяц. Он был признан временно негодным к воинской службе и поступает на работу в авиационное конструкторское бюро, работает там на оборону страны.

В феврале 1945 г. Федор Львович был принят в аспирантуру Физического института АН СССР (к И. М. Франку), и перед ним впервые открылся путь в большую науку.

Изменилось и его семейное положение. В конце 1945 г. Ф. Л. Шапиро женится на Софье Матвеевне Дубиной, с которой был дружен еще в довоенные годы. В 1946 г. родился их сын Борис и в 1951 г. дочь Анна.

Уже с самого начала работы в Лаборатории атомного ядра ФИАН Федор Львович зарекомендовал себя как талантливый экспериментатор, обладающий широтой знаний, ясностью и глубиной понимания исследуемых проблем. У него была прекрасная теоретическая подготовка, и он легко пользовался математическими методами. Когда в возрасте почти 30 лет он впервые приступил к исследованиям по нейтронной физике, он вовсе не был похож на человека начинающего и притом поздно начинающего свою научную деятельность. В сущности он был самостоятельным ученым уже с самого начала работы. Разумеется, это прежде всего результат его одаренности, но вместе с тем в нем было много характерного и для всего его поколения. В то время в ядерную физику пришла большая группа молодых людей, которым война помешала либо закончить университет, либо приступить к работе сразу же после его окончания. Оторванные войной от любимого дела, ради которого они учились, они теперь с необыкновенной быстротой и энер-

гией втягивались в научную деятельность и внесли в физику нечто свое, для них характерное. Они не только легко овладевали знаниями, но и по собственной инициативе внедряли в лабораторную практику методы электроники и автоматизации, бывшие, как правило, до войны в весьма примитивном состоянии. Это поколение было по сравнению со старшим гораздо смелее в постановке задач, требующих для своего решения сложных технических средств. В результате этого нового подхода лицо экспериментальной физики быстро менялось. Такая активность была в высшей степени свойственна и Федору Львовичу. Годы, прошедшие после его ранения и демобилизации из армии, несомненно не прошли даром, и он мог проявить свои способности физика уже с самого начала. При этом, разумеется, разносторонность его интересов и талант руководителя, столь характерные для Федора Львовича в последующие годы, раскрывались и проявлялись постепенно.

Первая работа, которая была поручена И. М. Франком аспиранту Ф. Л. Шапиро, касалась выяснения одной из аномалий, обнаруженных Д. В. Скобельцыным в β -процессах. Ф. Л. Шапиро изготовил для этой цели камеру Вильсона, внеся в ее конструкцию много нового, и получил несколько серий хороших фотографий. Талант и критический ум Федора Львовича проявились сразу же, и он очень убедительно показал, что предложенным ему методом нельзя отделить эффект от паразитного фона. Работа осталась незаконченной, так как Федор Львович перешел к исследованиям в другой области физики.

После войны в СССР осуществлялась широкая программа развития ядерной физики и создания атомной промышленности. Перед Лабораторией атомного ядра была поставлена задача интенсивно развить исследования по физике реакторов, которыми уже в то время были заняты И. М. Франк, Л. В. Грошев, Е. Л. Фейнберг, Л. Е. Лазарева и др. К решению этих задач и был привлечен Ф. Л. Шапиро. Они послужили началом его исследований в нейтронной физике, выдающимся специалистом в области которой ему было суждено в дальнейшем стать.

Исследования проводились на подкритических уран-графитовых системах методом призмы (экспоненциальный метод). Размножение нейтронов в призмах было невелико, и поэтому требовалась довольно высокая точность измерений. Возникла необходимость использования элементов автоматизации и достаточно совершенной системы детекторов и электроники. Новый для нашей нейтронной физики шаг, связанный с переходом к точным количественным измерениям, был сделан именно в то время в результате усилий специалистов ряда лабораторий, и среди них вклад Ф. Л. Шапиро и других участников работ, особенно И. В. Штраниха, был весьма значительным.

В итоге нескольких лет коллективной работы, существенный вклад в которую внес Ф. Л. Шапиро, были с высокой точностью измерены: коэффициент размножения нейтронов k в различных условиях; среднее число нейтронов, возникающих на один поглощенный в уране (коэффициент ν); вероятность ϕ того, что нейтрон избежит резонансный захват; коэффициент θ использования тепловых нейтронов в уране в различных условиях. Были определены температурная зависимость этих величин, причем температурная зависимость коэффициента ν оказалась непредвиденной. Были измерены и объяснены сложная роль тонкого слоя воды, охлаждающей в реальном реакторе урановые блоки, и роль градиента температуры между толщей графита и

охлаждающей блоки водой, измерено влияние воздушного зазора между графитом и урановыми блоками, особенно существенное для реакторов с газовым охлаждением.

По условиям того времени эти работы сразу не могли быть напечатаны. Только в 1955 г. краткие их итоги были сообщены в четырех докладах на Сессии АН СССР по мирному использованию атомной энергии и затем опубликованы. В трех из них Ф. Л. Шапиро был соавтором. В этих коллективных работах роль каждого из авторов, конечно, не может быть выделена. Мы учли это и включили в сборник две ранее не опубликованные работы Ф. Л. Шапиро — его кандидатскую диссертацию 1949 г. и один из его отчетов 1950 г. Хотя содержание этих работ во многом уже стало предметом содержания учебников по физике реакторов, они и сейчас читаются с интересом и не кажутся устаревшими. Характерные для Ф. Л. Шапиро черты физика в них уже проявляются очень отчетливо. Теория призмы не только была им уточнена, но изложена с такой ясностью, какую трудно найти в современных пособиях. Обращает на себя внимание и то, что здесь он впервые применил для измерения θ так называемый метод кадмиевого отношения, независимо развитый и за рубежом и теперь общеизвестный.

В отчете Ф. Л. Шапиро, посвященном резонансному захвату нейтронов, впервые физически просто показано, что закономерности резонансного поглощения нейтронов в толстом блоке различны в трех энергетических областях, в которых расположены резонансы. Это рассмотрение не устарело и до сих пор.

Вскоре после этого Ф. Л. Шапиро стал участником и другого цикла работ, имевшего прикладное значение. За эти работы большая группа инженеров и физиков Лаборатории, в том числе Ф. Л. Шапиро, были удостоены правительственных наград.

Еще за несколько лет до начала этих работ в Лаборатории атомного ядра ФИАН началась разработка каскадных ускорителей ионов (типа Коккрофта и Уолтона) на энергии от нескольких сот килоэлектронвольт до миллиона электронвольт. Пучок ионов дейтерия, полученный в таком ускорителе, при бомбардировке дейтериевой мишени давал нейтроны (так называемые D — D-нейтроны) с энергией около 2,5 Мэв.

Вскоре стало известно о еще одной возможности, позволяющей при энергии ионов в сотни кэв получить нейтроны примерно на два порядка большей интенсивности, чем D — D-нейтроны. Это была реакция дейтерия с тритием, имеющая большое эффективное сечение, достигающее в максимуме 5 барн (он приходится на энергию около 100 кэв). Первые цирконий-тритиевые мишени для ускорителей, использующих эту реакцию (и называемых — теперь нейтронными генераторами), были изготовлены в Лаборатории атомного ядра ФИАН. Разумеется, неслучайно исследование реакций, вызываемых в ядрах D — D- и D — T-нейтронами, также стало предметом исследований*.

Естественно, что эти работы по нейтронной физике привели к мысли о развитии работ по нейтронной спектроскопии. Нейтронный генератор давал уже довольно значительный поток нейтронов ($\sim 5 \cdot 10^8 - 10^9$ в секунду), и поэтому напрашивалась мысль о переводе установки в импульсный режим и

* См., например, работу Ф. Л. Шапиро с соавторами о взаимодействии D — D-нейтронов с литием в этой книге, а также в сборнике «Ядерные реакции на легких ядрах». Атомиздат, 1957.

использовании ее для спектроскопии нейтронов методом времени пролета. Эта возможность в самом деле обсуждалась. Однако даже если бы мгновенный поток в импульсе был значительно больше стационарного (в работах Ф. Л. Шапиро он равнялся $5 \cdot 10^{11}$, т. е. его в самом деле удалось повысить на три порядка), то все же возможности нейтронного генератора для спектрометрии медленных и резонансных нейтронов оказывались весьма ограниченными (не надо забывать, что методов наносекундной электроники тогда еще не существовало).

Талант и научное предвидение Ф. Л. Шапиро проявились в том, что вместо, казалось бы, естественной попытки использования метода времени пролета он предложил пойти по новому, еще никем не испытанному пути. В 1950 г. он выступает на семинаре ФИАН с докладом о возможности спектрометрии нейтронов с помощью метода, идея которого, основанная на теоретическом результате Е. Л. Фейнберга, была развита и дополнена Ф. Л. Шапиро и Л. Е. Лазаревой*.

Этот метод получил название спектрометрии по времени замедления в свинце. Сущность его состоит в том, что после достаточно большого числа упругих соударений все нейтроны «монохроматизируются» — в каждый заданный момент времени они оказываются сгруппированными по своей скорости вокруг некоторой средней величины, которая убывает обратно пропорционально времени замедления. Таким образом, связь между временем и средней скоростью такая же, как в методе времени пролета. Для свинца она соответствует длине пролета около 7 м (чем тяжелее ядра замедлителя, тем больше эта величина). Что касается разброса энергий нейтронов вокруг среднего значения, то ниже области неупругого рассеяния он в широких пределах мало зависит от средней энергии и в свинце составляет около 30%. Таким образом, хотя спектрометр и не обладает высокой разрешающей способностью, зато для него доступны довольно высокие энергии нейтронов — десятки кэВ.

Основная часть спектрометра по времени замедления — это свинцовый куб весом более 100 т. В канал этого куба вводится мишенное устройство импульсного нейтронного генератора, в другие каналы — исследуемые вещества с детекторами, соединенными с временным анализатором. Так как замедление нейтронов происходит внутри большого свинцового куба и их отток из него невелик, то установка обладает исключительно большой светосилой. Именно на это обстоятельство специально указывал Ф. Л. Шапиро, предлагая развивать этот метод. Другая особенность состояла в том, что при измерениях в свинце гамма-фон был очень низок. Спектрометр по времени замедления оказался поэтому очень удобным для измерений сечений радиационного захвата нейтронов. Это было шагом вперед, так как нейтронная спектрометрия в то время, кроме сечений деления, занималась в основном измерением полных нейтронных сечений методом пропускания. Наконец, метод позволил проводить измерения в широкой области энергий, нормируя их по известным сечениям в тепловой области.

Все эти преимущества спектрометра были действительно реализованы. Создание спектрометра и развитие работ на нем потребовало большого экспериментального искусства. Этим вместе с Ф. Л. Шапиро под его руководством уже была занята группа молодых физиков экспериментаторов и теоретиков.

* Работа Л. Е. Лазаревой, Е. Л. Фейнберга и Ф. Л. Шапиро была опубликована в 1955 г., уже после осуществления метода (см. наст. сборник, стр. 160).

Первое сообщение о применении метода нейтронной спектрометрии по времени замедления было сделано на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии в 1955 г. Более подробно круг работ, выполненных в первый период исследований, освещен в докторской диссертации Ф. Л. Шапиро в 1962 г. и кандидатских диссертациях его учеников: Ю. П. Попова, А. А. Бергмана и А. И. Исакова *. Исследования на этом спектрометре не прекращались и позже, Ф. Л. Шапиро руководил ими до своей кончины. Даже теперь, несмотря на огромный прогресс, достигнутый в последние десятилетия нейтронной спектрометрией, свинцовый куб не полностью потерял свое значение.

Можно отметить три области исследований, которые выполнены с помощью спектрометра по времени замедления. Прежде всего это обширный круг работ по измерению радиационных сечений захвата нейтронов примерно для 20 изотопов. О том, какие зачастую неожиданные результаты получались на этом спектрометре, свидетельствует такой пример: при исследовании естественной смеси изотопов железа отчетливо проявился резонанс при энергии нейтронов 1180 эв. Железо — это материал, широко используемый в качестве конструкционного в реакторостроении, был, конечно, ранее исследован. Однако узкий резонанс при энергии 1180 эв практически не проявляется в полном сечении, и поэтому не был замечен. Его обнаружение в радиационном захвате было своего рода сенсацией. Следует отметить, что большое число конструкционных материалов было исследовано с помощью свинцового куба. Для получения констант, необходимых в реакторостроении, он остается полезной установкой и до сих пор.

Измерения нейтронных сечений, выполненных в широких пределах энергий — от тепловых до десятков кэв, позволили Ф. Л. Шапиро с сотрудниками перейти к изучению взаимодействия с ядрами нейтронов с орбитальным моментом, равным единице, так называемых p -нейтронов. Данные о силовых функциях для p -нейтронов в то время были весьма скудными, и эти измерения явились первыми систематическими исследованиями в этой области. Они не потеряли своего значения и до сих пор.

Все же среди работ, выполненных с помощью спектрометра по времени замедления, наибольшую известность приобрели исследования реакций на легких ядрах с вылетом заряженных частиц — протонов и α -частиц. Эти работы публиковались начиная с 1957 г. Изучая энергетическую зависимость отношения эффективного сечения реакции ${}^3\text{He}(n, p)$ к сечениям реакций ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ и ${}^{10}\text{B}(n, \alpha)$, Ф. Л. Шапиро и его сотрудники обнаружили сильное (до 15% при энергии нейтронов 27 кэв) отклонение сечения первой реакции от закона $1/v$.

Анализируя эти экспериментальные данные для реакции ${}^3\text{He}(n, p)$, Ф. Л. Шапиро с сотрудниками показал, что, во-первых, реакция идет почти полностью через канал со спином и четностью 0^+ , а во-вторых, энергетическая зависимость сечения реакции может быть хорошо описана формулой Брейта — Вигнера для изолированного широкого резонансного уровня со спином и четностью 0^+ , расположенного вблизи энергии связи нейтрона в He^4 . Отсюда был сделан смелый вывод о существовании у He^4 возбужденного состояния с энергией около 20—21 Мэв и спином и четностью 0^+ . Это существенное для теории легких ядер предсказание в течение нескольких лет оспаривалось. Вопрос о возбужденных состояниях гелия живо ин-

* См. сборник «Исследования по нейтронной физике». Труды ФИАН, 24, 1964.

тересует физиков. Было множество указаний на наличие различных энергетических уровней гелия. Однако среди них не было найденного в работах Ф. Л. Шапиро. Теоретически существование такого состояния также представлялось сомнительным. Поэтому на Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях в 1958 г. этот результат был встречен более чем скептически. Лишь несколько лет спустя на Парижском конгрессе по ядерной физике в 1964 г. он получил общее признание, так как был подтвержден как у нас, так и за рубежом другими методами. Более того, уровень 0^+ , найденный в работах Ф. Л. Шапиро, в течение нескольких лет после того считался единственным достоверно установленным.

Как уже отмечалось, сравнение энергетической зависимости нейтронных сечений, полученных в экспериментах с ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{He}$, показало заметное отклонение от закона $1/v$, в то время как для ${}^{10}\text{B}$, ${}^6\text{Li}$ и ${}^{14}\text{N}$ оно не было значительным. После классических работ Ферми считалось общепринятым, что закон $1/v$ — одна из наиболее общих закономерностей, в то время как отклонение от него является индивидуальным для каждого ядра проявлением его резонансов. Зависимость эффективного сечения от скорости в общем виде может быть записана в виде разложения в ряд по степеням

$$\sigma = \frac{\alpha}{v} - \beta + \gamma v + \dots$$

Существенный результат, полученный Ф. Л. Шапиро, состоит в том, что в этом разложении второй и притом отрицательный член — β столь же универсален, как и первый. Величина β пропорциональна α и зависит от спина канала, через который идет реакция, и она однозначно определяется ими. Наличие отрицательной добавки к закону Ферми в большинстве случаев маскируется следующими членами разложения γv и т. д. Таким образом, работы Шапиро привели к обобщению закона $1/v$, который имеет большое принципиальное значение и теперь вошел в учебники по квантовой механике.

Обоснование метода спектрометрии по времени замедления потребовало развития теории нестационарного замедления нейтронов (Ф. Л. Шапиро, М. В. Казарновский, А. В. Степанов, И. М. Франк), а также ряда экспериментальных исследований.

К этому близко примыкают исследования методом нестационарной диффузии нейтронов (идея метода была предложена И. М. Франком), в теоретическое и особенно экспериментальное обоснование которого был внесен большой вклад Ф. Л. Шапиро. Первое сообщение об этом методе содержалось в докладе Ф. Л. Шапиро на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии в 1955 г. Анализ ряда данных, полученных этим методом, приведен и в его докторской диссертации.

Наряду с исследовательской работой Ф. Л. Шапиро всегда уделял большое внимание преподаванию физики. Его педагогическая работа в Московском университете началась, когда он был еще начинающим научным работником в ФИАН, и не прекращалась до последнего года жизни. В начале своей деятельности он принял активное участие в создании экспериментального практикума по ядерной физике. Постановкой задач этого практикума, особенно по нейтронной физике и искусственной радиоактивности, практикум во многом обязан ему. Одновременно он вел семинары и упражнения для студентов. Позже И. М. Франк передал ему чтение лекционных курсов, которые он вел, и среди них прежде всего курса нейтронной физики. Удивитель-

ная ясность и точность мышления, характерные для Федора Львовича, позволяли ему излагать проблемы не только точно, но наиболее простым, экономным для изложения способом. Этим отличались его лекции, доклады на семинарах, и это придавало исключительную силу его выступлениям в прениях при обсуждении научных проблем.

Много студентов выполнили у него свои дипломные работы, многим молодым ученым он помог найти свой путь в науке. Вопросы преподавания физики школьникам также не остались вне пределов его внимания. Им написан раздел «Атомная физика» третьего тома известного учебника физики под редакцией Ландсберга, уже выдержавшего восемь изданий. Для шестого издания Федор Львович значительно расширил и переработал написанный им раздел. В звании профессора Ф. Л. Шапиро был утвержден в 1967 г., и в 1968 г. Академия наук СССР избрала его членом-корреспондентом.

В 1959 г. Ф. Л. Шапиро параллельно с ФИАН начинает работать в Объединенном институте ядерных исследований (в Дубне), где только что организовалась Лаборатория нейтронной физики и строился первый импульсный быстрый реактор периодического действия (ИБР-1). В этой лаборатории Федор Львович постепенно сосредоточил всю свою научную деятельность. Сфера его творчества сильно расширилась. Наряду с работами на пучках реактора ИБР-1, о которых мы еще будем говорить, он в начале 60-х годов вносит заметный вклад в развитие нового направления в ядерной спектроскопии — резонансного рассеяния γ -квантов (эффект Мёссбауэра). Вскоре после открытия этого эффекта им совместно с И. Я. Баритом и М. И. Подгорецким была показана возможность его применения для проверки одного из следствий общей теории относительности — красного смещения, ранее представлявшегося недоступным для лабораторного эксперимента. Такой опыт был затем осуществлен американским физиком Паундом, независимо пришедшим к той же мысли. Ф. Л. Шапиро была развита полуклассическая теория эффекта Мёссбауэра, дающая физически ясную интерпретацию этого явления. Им и его сотрудниками (В. П. Алфименков, Ю. М. Останевич, Т. Русаков, А. В. Стрелков и другие) были выполнены тонкие эксперименты по исследованию эффекта Мёссбауэра на некоторых ядрах, в том числе на Zn^{67} , имеющего рекордно узкую ширину линии.

В 1960 г. был запущен импульсный реактор ИБР-1. Научная программа исследований на этом реакторе в большей части была основана на идеях Ф. Л. Шапиро. Из его многочисленных работ в дубненский период жизни наиболее существенным является следующее.

В нейтронной физике, как и в ядерной физике вообще, большое значение имеют эксперименты с поляризованными нейтронами и ядрами. Существует несколько методов поляризации медленных и быстрых нейтронов. Но для обширной области энергий нейтронов от нескольких десятков до нескольких сотен тысяч электронвольт адекватного метода не было. В 1960 г. Ф. Л. Шапиро предложил и разработал (совместно с Ю. В. Тараном) новый метод поляризации нейтронов фильтрацией их через поляризованную протонную мишень. Этот метод полностью перекрыл «белую» область энергий нейтронов. В это время в ряде стран интенсивно разрабатывался метод динамической поляризации ядер, приведший в 1962 г. во Франции (Сакле) и в 1963 г. в США (Беркли) к созданию поляризованной протонной мишени для ядерных экспериментов. В ОИЯИ под руководством Ф. Л. Шапиро группа сотрудников ЛНФ с участием сотрудников из Лаборатории ядерных проблем сравнительно быстро освоила методику поляризации протонов в мишени, и уже

в 1964 г. с помощью такой мишени на реакторе ИБР-1 впервые был получен пучок поляризованных резонансных нейтронов с энергией до 10 *кэв*. Дальнейшее развитие этого метода позволило ЛНФ в 1966 г. иметь мишень с поляризацией протонов 70%, с рекордным объемом 35 *см*³ и соответственно высокоинтенсивный пучок резонансных нейтронов с поляризацией 70%.

В течение 1965—1968 гг. на поляризованном нейтронном пучке, методика получения которого многократно совершенствовалась, были выполнены методом времени пролета существенные эксперименты по изучению взаимодействия поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами. Это впервые позволило прямым методом определять спин нейтронных резонансов в широкой области энергий (возможность метода была убедительно продемонстрирована в исследованиях резонансов гольмия).

Большой интерес с точки зрения теории малонуклонных систем представляет эксперимент с дейтерием: прямым измерением удалось определить набор амплитуд нейтрон-дейтронного рассеяния при малых энергиях. С методической точки зрения эксперимент также носил уникальный характер, так как в нем впервые в экспериментальной физике была использована поляризованная дейтронная мишень. На Международной конференции по исследованию ядер с помощью нейтронов (Антверпен, 1965) и Первой международной конференции по поляризованным мишеням и ионным источникам (Сакле, 1966) Ф. Л. Шапиро был приглашенным докладчиком по этой тематике, и при подведении итогов этих конференций новый метод поляризации нейтронов был отмечен как большое и весьма перспективное достижение в области физики медленных нейтронов. За цикл работ с поляризованными нейтронами Ф. Л. Шапиро и его сотрудникам (В. П. Алфименков, В. И. Луциков, Ю. В. Таран и др.) в 1967 г. была присуждена первая премия ОИЯИ. Теперь этот метод получения поляризованных нейтронов вошел в практику и других ядерных центров.

Хотя реактор ИБР-1 вначале был задуман в основном для работ по нейтронной спектроскопии в ядерной физике, он оказался чрезвычайно эффективным инструментом и для исследований по физике конденсированного состояния вещества. Здесь Ф. Л. Шапиро и его сотрудникам принадлежит ряд пионерских исследований. Вместе с польскими физиками он экспериментально обосновал метод дифракции нейтронов для нейтронноструктурных исследований, основанный не на измерении угла дифракции, а на измерении энергии нейтронов методом времени пролета при заданном угле дифракции. Этот метод оказался чрезвычайно плодотворным.

Ф. Л. Шапиро, независимо от зарубежных физиков, был в 1961 г. предложен и затем применен в ряде работ оригинальный метод обратной геометрии для изучения неупругих взаимодействий медленных нейтронов. Ряд интересных исследований с холодными нейтронами также связан с его именем. Эти работы принесли Ф. Л. Шапиро, специалисту в области ядерной физики, широкую известность и среди специалистов по физике твердого тела. Ряд его учеников продолжают теперь исследования в этой области физики (В. В. Голиков, Ю. М. Останевич и др.).

Самое активное участие Ф. Л. Шапиро принимал в развитии реактора ИБР. Начиная с 1963 г. под его непосредственным руководством разрабатываются и создаются уникальные тандемные системы реактора с электронным инжектором. В них источник электронов вместе с подходящей мишенью служит импульсным инжектором фотонейтронов, а реактор ИБР — импульсным подкритическим размножителем. В качестве электронного инжектора

вначале использовался микротрон (1964—1968 гг.), а затем линейный ускоритель ЛУЭ-40. За эти разработки Ф. Л. Шапиро вместе с другими участниками была присуждена в 1971 г. Государственная премия СССР. Ф. Л. Шапиро внес большой вклад в разработку нового мощного реактора ИБР-2, начатую в ЛНФ в 1965 г.

Целый каскад оригинальных идей был высказан Ф. Л. Шапиро и в других областях ядерной физики: измерение асимметрии бета-распада ядер, образованных захватом медленных нейтронов, и извлечение из нее информации о ядре и веществе; метод увеличения интенсивности в измерениях по времени пролета путем развертки пучка заряженных частиц по спиральной мишени, служащей источником нейтронов (т. н. метод Шапиро); способ измерения фаз структурных амплитуд и другие. Некоторые из этих идей были реализованы самим Ф. Л. Шапиро и его сотрудниками, другие — в советских институтах и за рубежом.

Одна из таких оригинальных идей, осуществленная Ф. Л. Шапиро вместе с сотрудниками, — измерение магнитных моментов нейтронных резонансов ядер, возбуждаемых нейтронами, по сдвигу их энергии в магнитном поле. Первые результаты этих экспериментов были опубликованы незадолго до кончины Ф. Л. Шапиро.

Последний период жизни Ф. Л. Шапиро посвятил совсем новой области — физике ультрахолодных нейтронов. Дело в том, что после обнаружения несохранения СР-четности в распаде нейтрального K -мезона весьма актуальным оказался вопрос о возможном наличии у нейтрона электрического дипольного момента. Измерение его величины позволило бы существенно продвинуться в понимании этой проблемы. Однако электрический дипольный момент нейтрона, если он и отличен от нуля, то настолько мал, что пока не может быть обнаружен и измерен. В 1968 г. на проходившем в Москве Международном семинаре по проблеме нарушения СР-инвариантности Ф. Л. Шапиро в своем обзорном докладе высказал оригинальную идею о возможности использования для этой цели ультрахолодных нейтронов. Согласно основанной на теоретических представлениях идее, высказанной Я. Б. Зельдовичем в 1959 г., нейтроны достаточно малых скоростей (метры в секунду), теперь названные ультрахолодными, должны обладать способностью практически полностью отражаться от поверхности многих веществ. Поэтому можно ожидать, что такие нейтроны будут длительно храниться в замкнутых объемах со стенками из этих веществ. Это обстоятельство, как указал Ф. Л. Шапиро, позволяет надеяться, используя их, существенно повысить точность измерения ЭДМ. Однако получение ультрахолодных нейтронов считалось настолько сложной задачей, что до этого времени попыток их обнаружить не делалось. Дело в том, что в потоке тепловых нейтронов их доля не превышает примерно 10^{-11} .

Летом 1968 г. Ф. Л. Шапиро вместе с группой дубненских физиков (В. И. Луциков, А. В. Стрелков, Ю. Н. Покотиловский) сделал попытку экспериментального извлечения ультрахолодных нейтронов из реактора ИБР. Несмотря на крайне малую среднюю мощность реактора (~ 10 квт), удалось надежно зафиксировать ультрахолодные нейтроны. В этом эксперименте существенную роль сыграло использование импульсности реактора, так как они регистрировались между импульсами реактора в условиях очень малого фона. Более того, с помощью специальных экспериментов было измерено время диффузии ультрахолодных нейтронов по цилиндрической трубе. Оно оказалось достаточно велико, что послужило экспериментальным доказа-

тельством правильности предсказания Я. Б. Зельдовича. Группа Ф. Л. Шапиро, а также присоединившаяся к ним группа Л. В. Грошева создали достаточно интенсивные пучки ультрахолодных нейтронов на реакторе ИРТ-М и развернули количественные исследования их свойств. Красивые и наглядные эксперименты, выполненные под руководством Федора Львовича, получили мировой резонанс. Были измерены времена хранения ультрахолодных нейтронов в различных замкнутых сосудах, создан гравитационный спектрометр, позволивший проанализировать их спектр, и т. д. Стало очевидным, что ультрахолодные нейтроны — это новое самостоятельное направление нейтронной физики, в котором еще многое предстоит выяснить. В этих исследованиях пока еще сделаны первые шаги. Размах работ в этой области и их география впечатляющие — от Гренобля до Алма-Аты физики ведут упорные работы по увеличению интенсивности пучков УХН, времени их жизни в замкнутых сосудах.

За цикл работ, связанных с разработкой принципов получения УХН и исследования их свойств, Ф. Л. Шапиро и его ученикам была присуждена первая премия ОИЯИ за 1973 г.

Федор Львович тяжело заболел в начале 1972 г. У него обнаружили злокачественную опухоль мозга. Трудная и искусно сделанная операция продлила его жизнь еще на год. Вопреки прогнозам врачей он вернулся к научной работе. У него была та же ясность мысли, а мужество и сила духа были поразительны. Он продолжал руководить работой своих учеников и написал большой обзорный доклад по ультрахолодным нейтронам для Будапештской конференции 1972 г. по исследованию структуры ядра нейтронами. Это было его последнее сообщение на международном форуме (от его имени оно было прочитано В. И. Луциковым). Каждый, кто занимается теперь ультрахолодными нейтронами, прежде всего берет в руки этот доклад.

В конце 1972 г. здоровье Федора Львовича снова ухудшилось, и он скончался 30 января 1973 г.

Богатство идей, поглощенность наукой, энергия, широта кругозора, талант экспериментатора в сочетании с эрудицией теоретика были характерны для Ф. Л. Шапиро всегда, с самого начала его научной деятельности. Имя Федора Львовича Шапиро прочно вошло в физику.

Ю. В. Таран, И. М. Франк

ФИЗИКА РЕАКТОРОВ

ИЗУЧЕНИЕ МУЛЬТИПЛИЦИРУЮЩИХ СИСТЕМ УРАН — ГРАФИТ *

ВВЕДЕНИЕ

Реальный реактор с естественным ураном, работающий на тепловых нейтронах, представляет собой решетку из урановых блочков, помещенную в массу графита. Негомогенность системы и разнообразие идущих в ней процессов затрудняют создание точной теории таких реакторов (которые мы в дальнейшем для краткости будем называть котлами).

Удовлетворительное описание механизма работы котла дает упрощенная теория, развитая И. И. Гуревичем и И. Я. Померанчуком **. Эта теория отвлечается как от деталей структуры системы, заменяя ее эквивалентной гомогенной системой, так и от деталей процессов замедления и захвата нейтронов, и может быть названа поэтому феноменологической или макроскопической. Макроскопическая теория решает ряд существенных задач, как-то: условия возникновения незатухающего процесса в котле, пространственное распределение плотности нейтронов в котле, изменение плотности нейтронов со временем и др. При этом свойства мультиплицирующей среды характеризуются некоторыми параметрами, которые в рамках макроскопической теории считаются заданными. Нахождение их численной величины составляет предмет эксперимента или более детальной, микроскопической теории мультиплицирующих систем. К таким параметрам относятся:

k — коэффициент размножения нейтронов, т. е. среднее число тепловых нейтронов второго поколения, возникающих в результате захвата одного теплового нейтрона в неорганической мультиплицирующей среде.

Вслед за Я. Б. Зельдовичем и Ю. Б. Харитоном [2] коэффициент размножения обычно разделяют на 3 множителя ν , ϕ и θ ($k = \nu\phi\theta$), смысл которых указан ниже.

ν — среднее число быстрых нейтронов, испускаемых на 1 тепловой нейтрон, захваченный ураном. В ν включается также небольшой эффект размножения нейтронов при пересечении ими блочка урана.

* Диссертация на степень кандидата физико-математических наук 1949 г. Печатается с некоторыми сокращениями обзорной части, а также разделов, ставших теперь общеизвестными или достаточно полно отраженных в последующих публикациях Ф. Л. Шапиро. В тексте сохранена принятая в то время терминология, по которой атомный реактор назывался котлом.

** См. доклад И. И. Гуревича и И. Я. Померанчука на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии 1955 г. [1]. В этом докладе указано, что работа выполнена в 1943 г.

ϕ — вероятность замедления, т. е. вероятность быстрого нейтрону, испущенному при делении, замедлиться до тепловой скорости, не испытав резонансного захвата.

θ — коэффициент использования тепловых нейтронов, т. е. доля тепловых нейтронов, поглощаемая ураном. С θ связана величина δ .

δ — доля тепловых нейтронов, поглощаемая в замедлителе (графите). При отсутствии в системе других материалов, кроме урана и графита, $\theta = 1 - \delta$.

L — диффузионная длина тепловых нейтронов в графите.

τ — параметр замедления, равный $1/6$ среднего квадрата удаления нейтрона от источника в процессе замедления до тепловой скорости ($\tau = 1/6 \bar{r}^2$).

Необходимым условием незатухающего процесса является $k \geq 1$. Для системы конечных размеров это условие не является, однако, достаточным, поскольку оно не учитывает ухудшения воспроизводства нейтронов в конечной системе из-за их утечки через поверхность. Теория показывает, что растекание тепловых нейтронов уменьшает коэффициент размножения k на величину $\kappa_0^2 L^2 \delta$, а растекание быстрых нейтронов — на величину $\kappa^2 k \tau$, где κ_0^2 — геометрический фактор, определяемый размерами и формой котла. Для сферического котла без отражателя $\kappa_0 = \pi/R$, где R — радиус котла; для сферического котла с отражателем $\kappa_0 \simeq \pi/(R + L)$.

Эффективный коэффициент размножения ограниченной системы равен, следовательно,

$$k_{эф} = k - \kappa_0^2 (L^2 \delta + k \tau). \quad (1)$$

В котле конечных размеров незатухающий процесс имеет место, если $k_{эф} \geq 1$. Условие $k_{эф} = 1$ определяет минимальный или критический размер котла, при котором еще возможен незатухающий процесс.

Если обозначить

$$\kappa^2 = \frac{k - 1}{L^2 \delta + k \tau}, \quad (2)$$

то условие $k_{эф} = 1$ можно переписать в форме $\kappa_0^{кр} = \kappa$ или для сферического котла, $R_{кр} = \pi/\kappa$.

Величина κ^2 является, таким образом, характеристикой критических размеров мультиплицирующей системы.

Знаменатель $A = L^2 \delta + k \tau$ в формуле (2) для κ^2 имеет самостоятельный физический смысл. Аналогично тому как величина $b\tau$ равна среднему квадрату удаления нейтрона от источника в процессе замедления, величина bA дает средний квадрат перемещения нейтрона от момента испускания в акте деления до захвата металлом или графитом. Следуя [3], мы будем называть величину A площадью миграции.

Существует большое число работ, посвященных теоретическому нахождению параметров мультиплицирующих систем уран — графит, исходя из ядерных констант (эффективные сечения, резонансные энергии и т. п.), составляющих котел материалов *. Так, И. И. Гуревич в докторской диссер-

* Автор имел возможность ознакомиться лишь с отдельными из работ, выполненных в других институтах, помимо ФИАН, и касающихся систем уран — графит. Ввиду этого следующий ниже обзор не может считаться полным ни по содержанию, ни по ссылкам.

От редакции. Следует иметь в виду отмеченную Ф. Л. Шапиро неполноту обзора в части, касающейся работ, выполненных вне Физического института АН СССР, уст-

тации дал теорию ϕ и выявил преимущества неомогенных систем по сравнению с гомогенными смесями металла с графитом. И. М. Франк и Е. Л. Фейнберг рассмотрели зависимость ϕ и θ от размеров и формы блочков, уделив особое внимание случаю крупных блочков*. Е. Л. Фейнберг и С. М. Фейнберг **, исходя из теории диффузии тепловых нейтронов с постоянной скоростью, рассчитали θ для сферических и для плоских блочков и показали удовлетворительную точность первого, т. е. диффузионного приближения. Позднее диффузионная теория была применена для расчета влияния на θ водяного охлаждения * и воздушного зазора * вокруг цилиндрических блочков.

Теория, развитая в указанных работах, дает порядок величин параметров котла и позволяет сделать важные выводы о зависимости коэффициента размножения и критического радиуса от структуры решетки, концентрации металла и пр.

На современном этапе, однако, микроскопическая теория не пригодна для получения надежных численных значений параметров котла, так как, во-первых, отсутствуют достаточно точные данные о ядерных свойствах котельных материалов, в первую очередь урана, во-вторых, процессы замедления и диффузии нейтронов в ряде пунктов недостаточно изучены. К таким пунктам относятся: замедление при наличии резонансных уровней; приближение нейтрона к области тепловых энергий при наличии захвата; диффузия при наличии больших поглотителей произвольной формы (например, цилиндрических блочков) и др. Теория вынуждена при вычислении котельных параметров пользоваться упрощенными представлениями о процессе замедления и диффузии нейтронов. Такие упрощения могут привести к значительным отклонениям от действительности, особенно при изучении тонких эффектов.

Из вышесказанного следует важность экспериментального изучения параметров котельных систем.

Рассмотрим кратко методы измерения этих параметров.

Наиболее разработанными являются методы измерения величины κ^2 , дающей критический размер котла. Для этой цели применяются метод призмы (экспоненциальный метод) и метод приближения к критическому размеру.

Под призмой подразумевается прямоугольный параллелепипед из изучаемой мультиплицирующей среды с размерами, меньшими критических. В призму помещается нейтронный источник и снимается кривая затухания нейтронной плотности при удалении от источника. На достаточном расстоянии от источника кривая является экспонентой; показатель экспоненты простым образом связан с искомой величиной κ^2 . Точность метода призмы возрастает с размерами призмы ***.

Экспериментально методом призмы впервые было измерено κ^2 для решетки, близкой к нормальной, но с несколько меньшей концентрацией металла. (Под нормальной будем понимать решетку, состоящую из длинных цилинд-

ранение которого требовало бы специального изучения архивов. Обзор печатается в связи с этим с некоторыми сокращениями. Внесены также изменения в список литературы, в который включены ссылки на более поздние публикации, содержащиеся в докладах на Сессии по мирному использованию атомной энергии АН СССР 1955 г. и Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии 1955 г.

* Краткое изложение см. в [4 и 5].

** Краткое содержание их результатов со ссылкой на авторов работы приведено в [4, стр. 8].

***Ф. Л. Шапиро пишет далее о теоретических и экспериментальных результатах, полученных под руководством и с участием И. В. Курчатова. (Ред.)

рических стержней диаметром 3,5 см, помещенных в графите параллельно по узлам квадратной решетки с шагом 20 см.)

Второй из упомянутых и примененных методов измерения основан на следующем. По мере увеличения размеров мультиплицирующей системы плотность нейтронов, создаваемая в некоторой ее точке постоянным источником, возрастает. По кривой зависимости нейтронной плотности от размера можно найти критический размер системы и k^2 . Этот метод по точности может превзойти метод призмы, однако требует значительно более громоздкой установки*.

Относительно измерений величин φ и θ мы располагаем лишь отдельными сведениями. Величина θ находилась из измерений секторными индикаторами, дающими отношения средних плотностей тепловых нейтронов в графите и в блочке. Недостатком метода является то, что он требует точного знания отношения эффективных сечений захвата графита и урана. Были также выполнены относительные измерения φ , т. е. изучена зависимость φ от диаметра цилиндрических блочков. Прямые измерения абсолютной величины φ нам не известны.

Диффузионная длина в графите легко измеряется методом призмы, и такие измерения были выполнены.

В более поздней работе автора диссертации (1948 г.) была отмечена трудность, которая состоит в том, что L зависит от средней энергии (температуры T°) тепловых нейтронов ($L^2 \sim T^{1/2}$), которая в системе с металлом выше, чем в чистом графите. Таким образом, чтобы знать величину L , фигурирующую в теории котла (формулы (1) и (2)), необходимо не только измерить L для чистого графита, но также измерить температуры нейтронов в чистом графите и в решетке.

Параметр замедления τ , фигурирующий в теории котла, относится к замедлению нейтронов от энергии, с которой они испускаются при делении, до некоторой эффективной, недостаточно четко определенной тепловой энергии. К. Д. Толстов** получил $\tau = 295 \text{ см}^2$ для замедления нейтронов деления до энергии порога кадмия ($\sim 0,4 \text{ эв}$). Эффективное значение τ должно несколько превышать τ ($0,4 \text{ эв}$). Ферми [8] приводит цифру $\tau = 300 \text{ см}^2$. Эксперименты по определению эффективного значения τ нам не известны.

Ряд работ по измерению k^2 , φ , θ и других параметров был выполнен в лаборатории И. М. Франка в ФИАН. Сюда относятся упомянутая выше работа К. Д. Толстова***, коллективная работа**** (далее цитируется как I), работа автора***** (далее цитируется как II), работа О. И. Козинца*****.

Настоящая диссертация является обобщением и продолжением работ I и II. Она посвящена разработке методов измерения параметров котлов уран—графит и экспериментальному получению численных значений этих параметров для нескольких решеток, отличающихся концентрацией металла и геометрией элементарной ячейки.

Значительная часть диссертации касается первого из этих вопросов — методики измерения котельных параметров. Метод призмы, широко исполь-

* Теперь этот метод подкритических сборок общеизвестен. (Ред.)

** К. Д. Толстов. Диссертация 1952 г. Результаты вошли в работу [6].

*** См. [6] и диссертацию К. Д. Толстова (1952 г.).

**** Краткое изложение см. в [5].

***** Ф. Л. Шапиро имеет здесь в виду свою работу 1948 г., которая не публикуется в этом сборнике, поскольку ее результаты приведены в диссертации.

***** О. И. Козинец. Диссертация 1952 г. АН СССР. См. также работу [5].

зованный в работах, выполненных в ФИАН в последние годы, критически рассмотрен с точки зрения точности, достигаемой при измерении κ^2 . В связи с этим внесены некоторые дополнения в теорию этого метода, именно рассмотрены детально вопросы об утечке быстрых нейтронов из призмы и о поправках на неоднородность (слоистость) призмы и на близость торцов.

В отличие от предыдущих работ призма использовалась не только для экспоненциальных опытов (т. е. для измерения κ^2), но также для измерения так называемой площади миграции нейтронов $A = L^2\delta + k\tau$, знание которой важно для нахождения коэффициента размножения k по известной величине κ^2 (см. формулу (2)).

Особое внимание было уделено коэффициенту использования тепловых нейтронов θ , для измерения которого разработаны два независимых метода. В обоих методах непосредственно измеряемой величиной является доля нейтронов, поглощаемая графитом δ . Один из этих методов является модификацией экспоненциального метода, тогда как другой основан на сравнении плотностей тепловых и надтепловых нейтронов в решетке и не связан с методом призмы*.

Последний метод оказался более надежным и менее трудоемким.

Наличие удобного метода измерения θ , уточнение теории призмы и использование призмы большого размера ($180 \times 180 \times 420$ см) позволили в настоящей работе определить численные значения параметров системы уран — графит с большей полнотой и точностью, чем в предшествующих работах, названных выше. Эксперименты по измерению параметров решеток, приведенные в данной работе, можно разбить на две группы:

1) Измерение параметров κ^2 , θ , A и L . Измерив эти параметры, можно найти коэффициент размножения k ($k = 1 + A\kappa^2$, ср. (2)) и оценить эффективный параметр замедления τ . Для получения неизмерявшихся непосредственно важных параметров ν и ϕ необходимо знать величины k и θ для различных концентраций металла в решетке.

В настоящей работе измерения приведены для двух концентраций: для концентрации, близкой к упоминавшейся нормальной, и для половинной концентрации.

В связи с указанной выше зависимостью диффузионной длины в графите L от температуры нейтронов были приведены также некоторые измерения для сравнения температуры нейтронов в чистом графите и в решетке.

2) Измерения эффекта воздушного зазора вокруг блочков и эффекта отражения от воды. В котлах с газовым охлаждением между блочками и графитом должен существовать значительный зазор для продувания охладителя. Знание эффекта зазора существенно при разработке таких котлов. Впервые вопрос о влиянии эффекта зазора на параметры котла был поставлен в работе Л. Грошева, Л. Лазаревой, И. Франка и Е. Фейнберга, которые теоретически и экспериментально (на немумультиплицирующей модели) установили положительное влияние зазора на θ . В настоящей работе приведены измерения влияния зазора на κ^2 и непосредственно на θ уже не на модели, а на мультиплицирующей призме.

Как показали в 1946 г. Л. Грошев, Л. Лазарева и И. Франк, влияние охлаждающей воды на работу котла не ограничивается ускорением замедления нейтронов и их поглощением в самой воде. Столь же важным оказы-

* Автор имеет в виду теперь общеизвестный метод кадмиевого отношения, впервые, независимо от зарубежных авторов, предложенный Ф. Л. Шапиро в 1948 г.

вается эффект отражения: вода отражает от блячка тепловые нейтроны, удлиняя их путь первого дохождения до блячка. Результатом является добавочное поглощение нейтронов в графите. Эффект отражения существенно связан с расположением воды непосредственно вокруг бруска; его не будет при другой геометрии ячейки, например если вода находится на периферии ячейки. Этот эффект можно назвать поэтому геометрическим эффектом. Эффект зазора с этой точки зрения также является геометрическим эффектом.

Сначала эффект отражения был наблюден на модели. Позднее в работе [1] * было измерено влияние охлаждающей воды на κ^2 и показано, что сильное отрицательное действие воды невозможно понять количественно, если не учитывать эффекта отражения. Из этих опытов нельзя было, однако, сколько-нибудь точно определить величину эффекта отражения. Эту задачу удалось решить в данной работе, поскольку мы располагали простым методом измерения потери нейтронов в графите.

Наши измерения качественно подтвердили предсказания этих работ относительно влияния воздушного зазора и отражения от воды на θ . Однако количественно оба эффекта оказались на 40—60% меньшими по сравнению с величинами, рассчитанными с помощью теории диффузии нейтронов постоянной скорости. В данной работе делается попытка объяснения этого результата, исходя из качественного учета поглощения нейтронов в процессе их замедления и продолжающегося замедления тепловых нейтронов в процессе диффузии.

По представлениям, развитым в упомянутых работах И. М. Франком и Е. Л. Фейнбергом, при данных блячках влияние геометрических факторов на θ связано с изменением поглощения нейтронов на пути первого дохождения до блячка **

Можно показать, что температурный эффект θ также связан в значительной степени с изменением поглощения нейтронов на пути первого дохождения. Таким образом, если диффузионная теория дает завышенный эффект геометрических факторов на θ , то она должна дать также завышенный температурный эффект θ .

Мы не располагаем экспериментальными данными о влиянии температуры котла на θ , которые позволили бы проверить последнее утверждение. Однако имеются данные о влиянии температуры на эффективный коэффициент размножения [9].

С целью выделить из полного температурного эффекта котла температурный эффект θ и сравнить его с предсказаниями диффузионной теории, было предпринято теоретическое рассмотрение факторов, обуславливающих температурный эффект котла. Эта часть предлагаемой работы имеет, по-видимому, и самостоятельный интерес, поскольку нам неизвестны работы, в которых были бы рассмотрены все факторы температурного эффекта.

Следующий ниже материал разбит на три части.

I. *Теоретическая часть.* В ней после краткого изложения общей теории котла *** подробно рассмотрена теория призмы; дана теория двух методов измерения θ ; приводится теория вычисления θ , эффекта зазора и эффекта отражения от воды; в заключение рассмотрены различные факторы температур-

* См. работы [4] и [5].

** См. работу [4].

*** Этот первый параграф теоретической части работы, содержащей в основном общеизвестные теперь результаты теории реакторов, в публикации опущен, в связи с этим произведена перенумерация параграфов (*Ред.*).

ного эффекта котла. Оригинальными здесь являются § 1б, 1в, 2, 3в; § 1а не содержит новых результатов, но отличается от предыдущих работ трактовкой.

II. *Экспериментальная часть.* Описаны установка, методика и результаты измерений κ^2 , δ и θ , A , L и некоторых других измерений.

О большинстве экспериментов, охваченных данным разделом, уже сообщалось ранее, главным образом в работе автора II и частично в коллективной работе I. Численные результаты работ I и II подверглись некоторому уточнению, которое связано с внесением дополнительных поправок при отработке опытов и с учетом более поздних измерений.

К описанным впервые относятся эксперименты по влиянию отражения от воды на поглощение нейтронов в графите и по оценке роли рассеянных быстрых нейтронов в экспоненциальных опытах.

III. *Обсуждение результатов.* Приводится сводка экспериментальных и теоретических результатов работы и обсуждаются следствия из них.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1. Теория призмы

а) Нейтронное поле вдали от источника

Рассмотрим прямоугольную мультиплицирующую призму квадратного сечения, неограниченную по оси z (рис. 1). Призма граничит с вакуумом, поэтому плотность нейтронов обращается в нуль на расстоянии $0,71 \lambda_s$ от истинной поверхности призмы (λ_s — средний пробег рассеяния). Пусть эффективная полуширина призмы, т. е. истинная полуширина + $0,71 \lambda_s$, равна для тепловых нейтронов a . Краевыми условиями для плотности тепловых нейтронов $n(\vec{r})$ будут условия:

$$n(\vec{r}) = 0 \text{ при } x = \pm a \text{ и при } y = \pm a. \quad (13)$$

Для призмы подкритических размеров практический интерес представляет только стационарный режим ($\partial n / \partial t = 0$). Для этого случая из уравнений (4а) и (5а) нетрудно получить единое уравнение:

$$D\nabla^2 n - \frac{n}{T} + \frac{k}{T} \int n(\vec{r}') W(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}' = -q_0. \quad (14)$$

На расстояниях от источника нейтронов, больших по сравнению с длиной замедления $\sqrt{6} \tau$, генерацией тепловых нейтронов от внешнего источника можно пренебречь, т. е. можно считать $q_0 = 0$ и решать однородное уравнение

$$\nabla^2 n - \frac{n}{DT} + \frac{k}{DT} \int n(\vec{r}') W(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}' = 0. \quad (14а)$$

Решение уравнения (14а) с краевыми условиями (13) дано И. Я. Померанчуком *. Мы приведем вывод этого решения, несколько отличный по форме, но по существу совпадающий с выводом И. Я. Померанчука.

* И. Я. Померанчук пишет краевое условие в более точной форме, а именно $0,71 \lambda_s \frac{dn}{d\nu} = -n$ при $x = a'$ или $y = a'$, где ν — направление нормали к поверхности призмы, а a' — истинная полуширина призмы. В силу линейности нейтронной плотности в призме относительно x или y вблизи границы призмы, эти условия практически тождественны условиям (13).

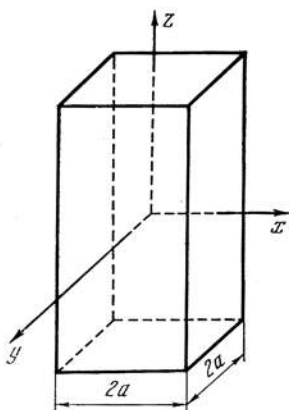


Рис. 1

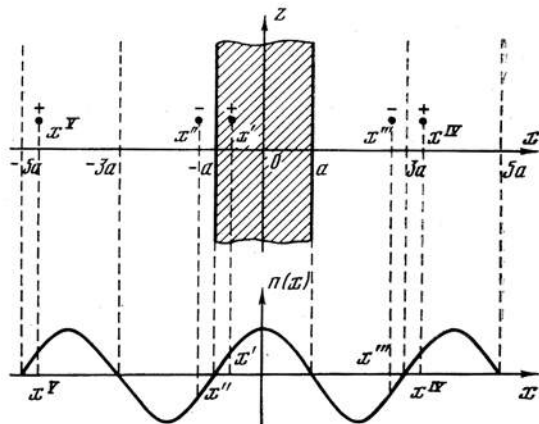


Рис. 2

Будем искать решение (14а) в форме

$$n(\vec{r}) = \sum_{l,m} C_{lm} e^{\alpha_{lm} z} \cos \frac{(2l+1)\pi x}{2a} \cos \frac{(2m+1)\pi y}{2a}, \quad (15)$$

удовлетворяющей краевым условиям (13) и симметричной относительно оси z призма. Подставим (15) в (14а) и найдем разложение в ряд Фурье по $\cos \frac{(2l+1)\pi x}{2a} \cos \frac{(2m+1)\pi y}{2a}$ интеграла

$$\begin{aligned} \int n(\vec{r}') W(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}' &= \\ &= \sum_{l,m} C_{lm} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_{-a}^a dy' \int_{-a}^a dx' e^{\alpha_{lm} z'} \cos \frac{(2l+1)\pi x'}{2a} \cos \frac{(2m+1)\pi y'}{2a} \times \\ &\times W(x, y, z; x', y', z'). \end{aligned} \quad (16a)$$

Функция замедления W в ограниченной системе отличается от функции замедления для бесконечной среды за счет утечки нейтронов в процессе замедления через граничные поверхности. В диффузионном (или возрастном) приближении теории замедления задачу о распределении замедляющихся нейтронов в полупространстве, ограниченном плоскостью, можно заменить соответствующей задачей для замедлителя, заполняющего все пространство. Для этого к истинному положительному источнику следует присоединить фиктивный отрицательный источник, равный истинному по мощности и расположенный в точке зеркального изображения последнего в эффективной поверхности раздела. При этом в точках эффективной границы истинный и отраженный источники компенсируют друг друга и плотность нейтронов равна нулю, что и требуется.

В случае плоскопараллельного слоя каждый фиктивный источник, полученный отражением в левой границе слоя, необходимо отразить с изменением знака в правой границе; в противном случае плотность нейтронов в точках правой границы будет отлична от нуля. Аналогично фиктивные источники, полученные отражением в правой границе, следует отразить в левой. В результате число фиктивных источников оказывается бесконечно большим.

На основании этого, ограничиваясь для простоты одной координатой, можно записать интеграл (16а) в виде

$$\int_{-a}^a n(x') W(x, x') dx' = \int_{-a}^a n(x') \{W_{\infty}(x, x') - W_{\infty}(x, x'') - W_{\infty}(x, x''') + W_{\infty}(x, x^{IV}) + \dots\} dx', \quad (16б)$$

где x'' , x''' — зеркальные изображения точки x' в плоскостях $x = \pm a$, x^{IV} — зеркальные изображения точки x' в плоскости $x = a$ и т. д. (см. рис. 2), а W_{∞} — функция замедления для неограниченной среды. Если $n(x) \propto \cos \frac{(2l+1)\pi x}{2a}$ и если принять приближенно, что эффективные границы призмы для быстрых и для тепловых нейтронов совпадают, то, очевидно, $n(x'') = n(x''') = -n(x')$, $n(x^{IV}) = n(x')$ и т. д.; при движении точки x' от $-a$ к a , точка x'' движется от $-a$ до $-3a$ и $dx'' = -dx'$, и аналогично смещаются другие точки. Поэтому предыдущий интеграл равен

$$\int_{-a}^a n(x') W_{\infty}(x, x') dx' + \int_{-3a}^{-a} n(x'') W_{\infty}(x, x'') dx'' + \int_a^{3a} n(x''') W_{\infty}(x, x''') dx''' + \int_{3a}^{5a} n(x^{IV}) W_{\infty}(x, x^{IV}) dx^{IV} + \dots \dots = \int_{-\infty}^{\infty} n(x') W_{\infty}(x, x') dx'.$$

Таким образом, в (16а) следует пределы интегрирования по x и y заменить на $\pm \infty$, а в качестве W взять функцию замедления для бесконечной среды, т. е. для графита — Гауссову функцию (3) * (ошибкой второго порядка из-за ограниченной ширины поверхностей раздела безусловно можно пренебречь, поскольку практически $a \gg \sqrt{2\tau}$ и у ребер призмы плотность нейтронов очень мала).

Следовательно, интеграл (16а) имеет вид

$$\int n(\vec{r}') W(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}' = \sum_{i,j} \frac{C_{ij}}{(4\pi\tau)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\alpha_{ij}z' - \frac{(z-z')^2}{4\tau}} dz' \int_{-\infty}^{\infty} \cos \frac{(2i+1)\pi x}{2a} e^{-\frac{(x-x')^2}{4\tau}} \times \times dx' \int_{-\infty}^{\infty} \cos \frac{(2j+1)\pi y'}{2a} e^{-\frac{(y-y')^2}{4\tau}} dy'. \quad (16в)$$

Разложение (16в) в двойной ряд Фурье получается немедленно, если учесть

$$\frac{1}{a} \int_{-a}^a \cos \frac{(2l+1)\pi x}{2a} dx \int_{-\infty}^{\infty} \cos \frac{(2i+1)\pi x'}{2a} e^{-\frac{(x-x')^2}{4\tau}} dx = e^{-\frac{(2l+1)^2}{4a^2} \pi^2 \tau} \delta_{li},$$

где $\delta_{li} = 0$ при $l \neq i$ и $\delta_{li} = 1$ при $l = i$.

* Аналогичные заключения по поводу пределов интеграла (16а) и вида функции замедления W содержатся в работе [10], появившейся после выполнения настоящей работы.

Учитывая также

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{\alpha_{kl}z' - \frac{(z-z')^2}{4\tau}} dz' = e^{\frac{\alpha_{kl}^2}{4\tau}} e^{\alpha_{kl}z},$$

имеем

$$\int n(\bar{r}') W(\bar{r}, \bar{r}') d\bar{r}' = \sum_{lm} C_{lm} e^{\left[\alpha_{lm}^2 - \frac{(2l+1)^2 + (2m+1)^2}{4a^2} \pi^2\right] \tau} e^{\alpha_{lm}z} \cos \frac{(2l+1)\pi x}{2a} \times \\ \times \cos \frac{(2m+1)\pi y}{2a}. \quad (16)$$

Подставляя (15) и (16) в (14а), мы убеждаемся, что (15) действительно является решением уравнения (14а) при условии

$$\alpha_{lm}^2 - \frac{(2l+1)^2 + (2m+1)^2}{4a^2} \pi^2 - \frac{1}{DT} + \frac{k}{DT} e^{\left[\alpha_{lm}^2 - \frac{(2l+1)^2 + (2m+1)^2}{4a^2} \pi^2\right] \tau} = 0, \quad (17a)$$

которое определяет показатель α_{lm} .

Если в (17а) экспоненту разложить в ряд и ограничиться первым членом, то для α_{lm} легко получить следующее выражение:

$$\alpha_{lm} = \frac{(2l+1)^2 + (2m+1)^2}{4a^2} \pi^2 - \frac{k-1}{D_{эф} T}, \quad (17b)$$

где, согласно (10), положено $DT + k\tau = L^2\delta + k\tau = D_{эф}T$.

Общее решение (15) уравнения призмы (14а) является, таким образом, суперпозицией членов, экспоненциально зависящих от z . Из физических соображений ясно, что слагающие нейтронной плотности затухают при удалении от источника; слабее всего затухает член $l=0, m=0$, обладающий наименьшим показателем экспоненты $\alpha_{00} = \alpha$, равным

$$\alpha^2 = \frac{\pi^2}{2a^2} - \kappa^2, \quad (17c)$$

где

$$\kappa^2 = \frac{k-1}{D_{эф}T} = \frac{k-1}{L^2\delta + k\tau} \text{ [ср. (2) и (10)].}$$

Согласно (17), для измерения κ достаточно измерить показатель α кривой затухания основной гармоникой плотности тепловых нейтронов. Измерения же α сводятся к измерению отношения плотностей тепловых нейтронов в двух точках призмы (x_1, y_1, z_1) и (x_2, y_2, z_2) , удаленных от источника настолько, что вклад высших гармоник в плотность нейтронов мал.

б) Более точный учет вытекания быстрых нейтронов

Изложенная выше теория призмы, приводящая к выражению (17) для κ^2 , учитывает утечку быстрых нейтронов из системы; при этом, однако, предполагается, что эффективная граница призмы для быстрых нейтронов совпадает с эффективной границей для тепловых нейтронов. Фактически это не так, поскольку пробег рассеяния нейтронов в графите растет с энергией, изменяясь от 2,6 см для тепловых нейтронов до 5 см для нейтронов с энергией 1 Мэв и 7,5 см для нейтронов с энергией 2,5 Мэв.

Оценим поправку к (17), которая получится, если принять, что эффективная граница призмы для быстрых нейтронов отстоит на величину от эффективной границы для тепловых нейтронов ($\Delta = 0,71 (\bar{\lambda}_s - \lambda)$), где $\bar{\lambda}_s$ — некоторый средний пробег рассеяния для быстрых нейтронов, а λ — пробег рассеяния для тепловых нейтронов).

Положение эффективной границы для быстрых нейтронов сказывается на членах интеграла (16б), дающих вклад отраженных источников. Если,

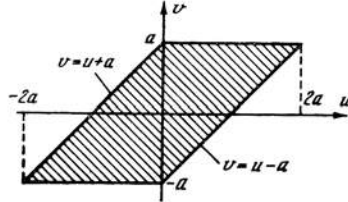


Рис. 3

как обычно, $a > 2 \sqrt{\tau}$, то существенными являются только первые отражения и притом для точек призмы, расположенных вблизи границы. Поэтому вклад отраженных источников можно положить равным *

$$U(x, b) = \int_{-a}^a n(x') [-W_\infty(x, x'') - W_\infty(x, x''') + W_\infty(x, x^{IV}) + \dots] dx' \simeq - \frac{1}{(4\pi\tau)^{1/2}} \int_{-a}^a n(x') e^{-\frac{(|x+x'|-2b)^2}{4\tau}} dx', \quad (18a)$$

где b — эффективная полуширина призмы для быстрых нейтронов.

Для простоты будем рассматривать точки призмы, настолько удаленные от источника, что играет роль только первая гармоника плотности тепловых нейтронов, т. е. будем считать

$$n(x) = \text{const} \cos \frac{\pi x}{2a}.$$

Коэффициент при члене $\cos \frac{\pi x}{2a}$ в разложении $U(x, b)$ в ряд Фурье по x равен тогда

$$\Phi(b) = - \frac{1}{a} \frac{1}{(4\pi\tau)^{1/2}} \int_{-a}^a dx \int_{-a}^a dx' \cos \frac{\pi x}{2a} \cos \frac{\pi x'}{2a} e^{-\frac{(|x+x'|-2b)^2}{4\tau}}$$

Нам нужно учесть различие вкладов отраженных источников при $b = a + \Delta$ (a — эффективная полуширина призмы для тепловых нейтронов) и при $b = a$. По аналогии с выводом предыдущего параграфа мы должны найти величину

$$\Phi(a + \Delta) - \Phi(a) \cong \left. \frac{d\Phi(b)}{db} \right|_{b=a} \Delta$$

* Из рис. 2 легко получить координату зеркального изображения точки x' в левой границе призмы: $x'' = -2a - x'$ и в правой границе: $x''' = 2a - x'$. При $x < 0$ и $x' < 0$ $(x - x''')^2 = (|x + x'| - 2a)^2$, в противном случае $(x - x''')^2 \geq a^2$ и $W_\infty(x, x''')$ пренебрежимо мало. Аналогично при $x > 0$ и $x' > 0$ $(x - x''')^2 = (|x + x'| - 2a)^2$, в противном случае $W_\infty(x, x''')$ мало и им можно пренебречь.

и прибавить ее к коэффициенту при $\cos \frac{\pi x}{2a}$ в разложении (16), которое учитывает вклад отраженных источников для случая $b = a$.

Замена переменных $v = x$, $u = x + x'$ (рис. 3) позволяет произвести в $\Phi(b)$ одно интегрирование:

$$\begin{aligned} \Phi(b) &= -\frac{1}{a} \frac{1}{(4\pi\tau)^{1/2}} \left\{ \int_{-2a}^0 du \int_{-a}^{u+a} dv \cos \frac{\pi v}{2a} \cos \frac{\pi(u-v)}{2a} e^{-\frac{(|u-2b|)^2}{4\tau}} + \right. \\ &\quad \left. + \int_0^{2a} du \int_{u-a}^a dv \cos \frac{\pi v}{2a} \cos \frac{\pi(u-v)}{2a} e^{-\frac{(|u-2b|)^2}{4\tau}} \right\} = \\ &= -\frac{2}{a} \frac{1}{(4\pi\tau)^{1/2}} \int_0^{2a} du \int_{u-a}^a dv \cos \frac{\pi v}{2a} \cos \frac{\pi(u-v)}{2a} e^{-\frac{(u-2b)^2}{4\tau}} \end{aligned}$$

Интегрируя по v и полагая далее $2a - u = y$ и $b - a = \Delta$, имеем

$$\Phi(b) = \Phi_1(\Delta) = -\frac{1}{a} \frac{1}{(4\pi\tau)^{1/2}} \int_0^{2a} \left(\frac{2a}{\pi} \sin \frac{\pi y}{2a} - y \cos \frac{\pi y}{2a} \right) e^{-\frac{(y+2\Delta)^2}{4\tau}} dy$$

Дифференцируя интеграл по параметру, получаем искомую величину:

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi}{db} \Big|_{b=a} \cdot \Delta &= \frac{d\Phi_1}{d\Delta} \Big|_{\Delta=0} \cdot \Delta = \\ &= \frac{1}{a} \frac{\Delta}{(4\pi\tau)^{1/2}\tau} \int_0^{2a} \left(\frac{2a}{\pi} y \sin \frac{\pi y}{2a} - y^2 \cos \frac{\pi y}{2a} \right) e^{-\frac{y^2}{4\tau}} dy. \end{aligned}$$

Заменяя верхний предел на ∞ , что не вносит заметной ошибки, поскольку $a \gg \sqrt{\tau}$, получаем окончательно

$$\Phi(a + \Delta) - \Phi(a) = \frac{\pi^2 \tau \Delta}{2a^3} e^{-\frac{\pi^2 \tau}{4a^2}} \quad (18)$$

В (16) коэффициент разложения в ряд Фурье при $\cos \frac{\pi x}{2a}$ или $\cos \frac{\pi y}{2a}$ равен $e^{-\frac{\pi^2 \tau}{4a^2}}$. Прибавляя сюда член (18) и имея в виду, что множитель интеграла (16), зависящий от z , не зависит от положения эффективной границы призмы, получаем уточненное значение первой гармоники интеграла

$\int n(\bar{r}') W(\bar{r}, \bar{r}') d\bar{r}'$ (16):

$$\begin{aligned} e^{\alpha z} e^{\alpha z} e^{-\frac{\pi^2 \tau}{4a^2}} \left(1 + \frac{\pi^2 \tau}{2a^2} \frac{\Delta}{2} \right) \cos \frac{\pi x}{2a} e^{-\frac{\Gamma \pi^2 \tau}{4a^2}} \left(1 + \frac{\pi^2 \tau}{2a^2} \frac{\Delta}{2} \right) \cos \frac{\pi y}{2a} \simeq \\ \simeq e^{(\alpha z - \frac{\pi^2 \tau}{2a^2}) \tau} \left(1 + \frac{\pi^2 \tau}{2a^2} \frac{2\Delta}{a} \right) e^{\alpha z} \cos \frac{\pi x}{2a} \cos \frac{\pi y}{2a} \quad (18a) \end{aligned}$$

Подставляя в (14а) $n(\bar{r}) = e^{\alpha z} \cos \frac{\pi x}{2a} \cos \frac{\pi y}{2a}$ и заменяя $\int n(\bar{r}') W(\bar{r}, \bar{r}') d\bar{r}'$ его основной гармоникой (18а), мы получаем для основной гармоники нейтронной плотности взамен (17а) следующее уточненное условие (в котором

положено $\alpha_{00} = \alpha$):

$$\alpha^2 - \frac{\pi^2}{2a^2} - \frac{1}{DT} + \frac{k}{DT} e^{\left(\alpha^2 - \frac{\pi^2}{2a^2}\right)\tau} \left(1 + \frac{\pi^2\tau}{2a^2} \frac{2\Delta}{a}\right) = 0. \quad (19a)$$

Оно отличается от (17а) множителем $\left(1 + \frac{\pi^2\tau}{2a^2} \frac{2\Delta}{a}\right)$ при коэффициенте размножения. В результате этого при вычислении по уточненной формуле коэффициент размножения получится меньшим, чем при вычислении по приближенной формуле (17а) на величину

$$\delta k = k \frac{\pi^2\tau}{2a^2} \frac{2\Delta}{a}. \quad (20a)$$

Ошибка в определении κ^2 по формуле (17), вытекающей из приближенного условия (17а), равна

$$\delta\kappa^2 = \frac{\delta k}{L^2\delta_0 + k\tau} = \frac{1}{L^2\delta_0 + k\tau} k \frac{\pi^2\tau}{2a^2} \frac{2\Delta}{a},$$

или

$$\delta\kappa^2 = \frac{\pi^2}{2a^2} \frac{k\tau}{L^2\delta_0 + k\tau} \frac{2\Delta}{a}. \quad (20б)$$

Формула (17) даст правильное значение κ^2 , если в качестве a подставлять в нее эффективную полуширину призмы для тепловых нейтронов, увеличенную на

$$\delta a = \Delta \frac{k\tau}{L^2\delta + k\tau}. \quad (20в)$$

Величина Δ , фигурирующая в предыдущих формулах, есть расстояние между эффективными границами призмы для быстрых и тепловых нейтронов:

$$\Delta = 0,71 (\bar{\lambda}_8 - \lambda). \quad (21)$$

При вычислении средней длины рассеяния быстрых нейтронов $\bar{\lambda}_8$ в качестве весов естественно принять потоки нейтронов данной энергии $dN(E) \cdot v$, где $dN(E)$ — плотность нейтронов в интервале $E, E + dE$:

$$dN(E) \cdot v = \frac{\lambda q}{\xi v E} v dE \propto \lambda \frac{dE}{E} \text{ (см. (35)).}$$

В этом случае

$$\bar{\lambda}_8 = \int_{E_1}^{E_2} \lambda_8^2 \frac{dE}{E} \Big| \int_{E_1}^{E_2} \lambda_8 \frac{dE}{E}. \quad (22)$$

Подставляя в (22) значения $\lambda(E)$, вычисленные на основании графика сечения рассеяния быстрых нейтронов в углероде, приведенного в (22), и полагая $E_1 = 1 \text{ эв}$, $E_2 = 1,8 \text{ Мэв}$, получаем

$$\bar{\lambda}_8 \cong 1,25 \lambda$$

и

$$\Delta = 0,71 (\bar{\lambda}_8 - \lambda) \cong 0,18 \lambda = 0,45 \text{ см.} \quad (21a)$$

В настоящей работе использовалась призма с эффективной шириной $a = 91,8 \text{ см}$. Принимая значения $\tau = 330 \text{ см}^2$, $L^2 = 3000 \text{ см}^2$, $\delta_0 = 0,08$,

$k = 1,07$, вычислим поправки (20а) — (20в):

$$\delta k = k \frac{\pi^2 \tau}{2a^2} \frac{2\Delta}{a} \cong 0,002,$$

$$\delta \kappa^2 = \frac{\pi^2}{2a^2} \frac{k\tau}{L^2 \delta_0 + k\tau} \frac{2\Delta}{a} \cong 0,4 \cdot 10^{-5} \text{ см},$$

$$\delta a = \Delta \frac{k\tau}{L^2 \delta_0 + k\tau} \cong 0,3 \text{ см}.$$

**в) Нейтронное поле в призме с источником;
поправки на гармоники, торцы и слоистость системы**

Интегродифференциальное уравнение мультиплицирующей системы может быть сведено в некотором приближении к дифференциальному уравнению. Это уравнение для стационарного случая (период $T_0 \rightarrow \infty$) имеет вид

$$\nabla^2 n + \kappa^2 n = 0, \quad (23а)$$

а при наличии в системе внешнего источника нейтронов

$$\nabla^2 n + \kappa^2 n = -q_0. \quad (23б)$$

Уравнение (23а) приводит к тому же решению (15) и (17) для плотности нейтронов в призме, что и точное интегродифференциальное уравнение (14а). Это оправдывает использование в теории призмы взамен (14) и (14а) более простых дифференциальных уравнений (23а) и (23б).

Решение неоднородного уравнения (23б) для случая точечного источника быстрых нейтронов, расположенного на оси призмы, дано В. С. Фурсовым и имеет следующий вид (для $z > 0$):

$$n = \frac{Q\varphi e^{-\kappa^2 z}}{4a^2 D_{\text{эф}}} \sum_{l,m} \frac{1}{\alpha_{lm}} \left\{ e^{-\alpha_{lm} z} \left[1 + \Phi \left(\frac{z}{2\sqrt{\tau}} - \alpha_{lm} \sqrt{\tau} \right) \right] + e^{\alpha_{lm} z} \left[1 - \Phi \left(\frac{z}{2\sqrt{\tau}} + \alpha_{lm} \sqrt{\tau} \right) \right] \right\} \cos \frac{(2l+1)\pi x}{2a} \cos \frac{(2m+1)\pi y}{2a}. \quad (24а)$$

Здесь

$$\Phi(v) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^v e^{-\xi^2} d\xi - \text{функция ошибок};$$

Q — интенсивность источника, т. е. полное число быстрых нейтронов, испускаемых им в единицу времени; источник расположен в точке $x = y = z = 0$; α_{lm} — показатели, определяемые (17б).

На расстояниях от источника, превышающих в несколько раз длину $2\sqrt{\tau}$ (т. е. на расстояниях порядка 100 см и больше), практически $\Phi \left(\frac{z}{2\sqrt{\tau}} \pm \alpha_{lm} \sqrt{\tau} \right) = 1$ и (24а) приобретает более простой вид:

$$n = \frac{Q\varphi e^{-\kappa^2 z}}{2a^2 D_{\text{эф}}} \sum_{lm} \frac{1}{\alpha_{lm}} e^{-\alpha_{lm} z} \cos \frac{(2l+1)\pi x}{2a} \cos \frac{(2m+1)\pi y}{2a}. \quad (24б)$$

На еще больших расстояниях от источника существенна только основная гармоника 0, 0 нейтронной плотности и

$$n = \frac{Q\varphi e^{-\kappa^2 z}}{2a^2 D_{\text{эф}}} e^{-\alpha z} \cos \frac{\pi x}{2a} \cos \frac{\pi y}{2a}. \quad (24в)$$

В графитовой призме без металла роль κ^2 играет величина $-1/L^2$, кроме того, $D_{эф} = D$ и $\varphi = 1$. Поэтому в графитовой призме на большом расстоянии от источника

$$n = \frac{Qe^{\frac{\tau}{L^2}}}{2a^2 D \alpha} e^{-\alpha z} \cos \frac{\pi x}{2a} \cos \frac{\pi y}{2a}. \quad (25)$$

В экспоненциальном опыте измеряемой величиной является отношение плотностей тепловых нейтронов в двух точках z_1 и z_2 . Это отношение, которое мы будем обозначать J , можно представить в виде

$$J = e^{\alpha(z_2 - z_1)} \frac{F_1(z_1) F_2(z_2)}{F_1(z_2) F_2(z_1)}, \quad (26)$$

где F_1 и F_2 — поправочные коэффициенты, учитывающие вклад высших гармоник (F_1) и влияние торцов призмы (F_2). Поправки на гармоники и на торцы впервые рассмотрены В. С. Фурсовым. На основании (24б) поправку на гармоники для точек оси z можно представить в виде

$$F_1(z) = 1 + \sum_{l,m} \frac{\alpha_{00}}{\alpha_{lm}} e^{-(\alpha_{lm} - \alpha_{00})z} \quad (27)$$

Если источник сдвинут от оси призмы, то в нейтронной плотности появляются члены, пропорциональные $\sin \frac{l\pi x}{a}$ или $\sin \frac{l\pi y}{a}$ (подробнее см. 1).

Приведенные выше выражения (24) для нейтронной плотности выведены для призмы, неограниченной в направлении оси z .

Чтобы получить решение для ограниченной призмы, достаточно, в силу единственности решения уравнения (23б), добавить к (24) решение однородного уравнения (23а), так чтобы выполнялось краевое условие на торце призмы, т. е. чтобы в точках торца призмы плотность нейтронов равнялась нулю. Для однородной призмы искомая поправка для точки z равна

$$F_2(z) = 1 - e^{-2\alpha(z_2 - z)}, \quad (28а)$$

где z_2 — координата торца призмы.

В установке, использованной в данной работе, для уменьшения поправки на торцы поверх мультиплицирующей призмы был помещен слой чистого графита. При таком расположении формулой (28а) пользоваться уже нельзя.

Найдем поправку для этого случая (рис. 4), причем ограничимся рассмотрением первой гармоники нейтронной плотности.

Пусть α_1 и α_2 — показатели экспонент нейтронной плотности в средах I и II. Плотность нейтронов n в бесконечной призме пропорциональна $e^{-\alpha_1|z|}$.

В конечной призме мы должны положить

$$n_1 = e^{-\alpha_1|z|} + Ae^{\alpha_1 z} \text{ — в слое I}$$

и

$$n_2 = Be^{-\alpha_2 z} + Ce^{\alpha_2 z} \text{ — в слое II.}$$

Краевыми условиями являются

$$n_2(z_2) = 0,$$

$$n_1(z_1) = n_2(z_1),$$

$$U \frac{\partial}{\partial z} n_1(z_1) = \frac{\partial}{\partial z} n_2(z_1),$$

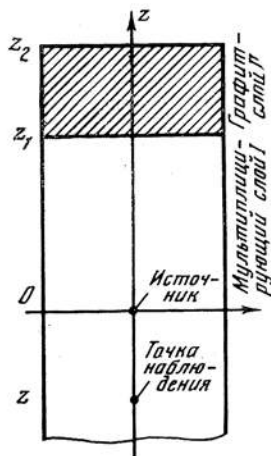


Рис. 4

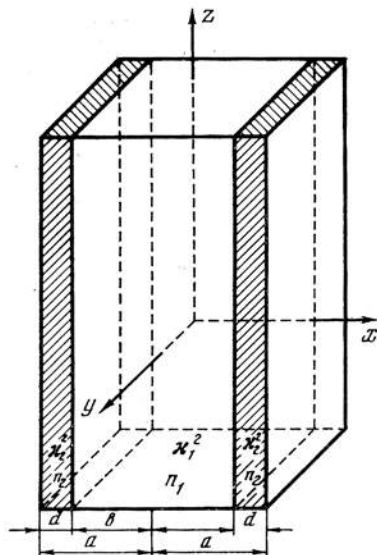


Рис. 5

т. е.

$$\left. \begin{aligned} B e^{-\alpha_2 z_2} + C e^{\alpha_2 z_2} &= 0, \\ e^{-\alpha_1 z_1} + A e^{\alpha_1 z_1} &= B e^{-\alpha_2 z_1} + C e^{\alpha_2 z_1}, \\ -\bar{\alpha}_1 e^{-\alpha_1 z_1} + \bar{\alpha}_1 e^{\alpha_1 z_1} &= -B \alpha_2 e^{-\alpha_2 z_1} + C \alpha_2 e^{\alpha_2 z_1}. \end{aligned} \right\} \quad (28')$$

Решая систему уравнений (28'), находим:

$$A = - \frac{\left[\frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\alpha_2 + \alpha_1} + e^{-2\alpha_2(z_2 - z_1)} \right] e^{-2\alpha_1 z_1}}{1 + \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\alpha_2 + \alpha_1} e^{-2\alpha_2(z_2 - z_1)}}. \quad (28'')$$

Пренебрегая малым членом в знаменателе (28''), получаем обобщенную поправку на торцы:

$$F_2(z) = 1 - \left[\frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\alpha_2 + \alpha_1} + e^{-2\alpha_2(z_2 - z_1)} \right] e^{-2\alpha_1 z_1}. \quad (28б)$$

Здесь член $\frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\alpha_2 + \alpha_1} e^{-2\alpha_1 z_1}$ можно рассматривать как следствие «отражения» экспоненты от границ раздела слоев I и II, а член $e^{-2[\alpha_2(z_2 - z_1) + \alpha_2 z_1]}$ — как результат отражения от торца призмы.

Формула (28б) справедлива для призмы, торцы которой граничат с воздухом или кадмием; в случае отражающей границы (например, граница с бетонным фундаментом) поправка имеет иной вид.

В заключение рассмотрим поправку к формуле (17) для призм, боковые слои которой отличаются в отношении k^2 от центральной части призмы (рис. 5). Такое положение имело место в некоторых наших опытах, когда из-за отсутствия достаточного количества металла приходилось обеднять им боковые слои призмы.

Будем искать решение в следующей форме, удовлетворяющей краевым условиям при $x = a$ и $y = \pm a$:

$$n_1 = e^{\alpha z} \cos \frac{\pi x}{2a} \beta \cos \frac{\pi y}{2a},$$

$$n_2 = C e^{\alpha z} \sin \frac{\pi(a-x)}{2a} \gamma \cos \frac{\pi y}{2a};$$

здесь α , C , β , γ — произвольные множители, подлежащие определению с помощью уравнения (23а) и граничных условий при $x = b$. Подставляя n_1 и n_2 в (23а), имеем

$$\alpha^2 - \frac{\pi^2}{4a^2} (1 + \beta^2) + \kappa_1^2 = 0,$$

$$\alpha^2 - \frac{\pi^2}{4a^2} (1 + \gamma^2) + \kappa_2^2 = 0, \quad (29')$$

откуда следует

$$\gamma^2 - \beta^2 = - \frac{\kappa_1^2 - \kappa_2^2}{\pi^2/4a^2}. \quad (29'')$$

При $x = b$ имеем (обозначая $a - b = d$)

$$n_1 = n_2, \text{ т. е. } \cos \frac{\pi b}{2a} \beta = C \sin \frac{\pi d}{2a} \gamma$$

и

$$\frac{\partial n_1}{\partial x} = \frac{\partial n_2}{\partial x}, \text{ т. е. } \beta \sin \frac{\pi b}{2a} \beta = C \gamma \cos \frac{\pi d}{2a} \gamma.$$

Из последних равенств вытекает

$$\beta \operatorname{tg} \frac{\pi d}{2a} \gamma = \gamma \operatorname{ctg} \frac{\pi b}{2a} \beta. \quad (29''')$$

Положим $\beta = 1 + \varepsilon$; как будет видно из дальнейшего, $\varepsilon \ll d/a$, если $d/a \ll 1$. Выражение (29''') можно переписать в виде

$$\beta \operatorname{tg} \frac{\pi d}{2a} \gamma = \gamma \operatorname{tg} \left(\frac{\pi d}{2a} \beta - \frac{\pi}{2} \varepsilon \right).$$

Заменяя тангенсы первыми двумя членами их разложения в ряд Тейлора, учитывая малость ε и используя равенство (29''), нетрудно получить

$$\varepsilon = \frac{1}{3} \frac{d^3 (\kappa_1^2 - \kappa_2^2)}{a}.$$

При обработке эксперимента по формуле (17), действительной для однородной призмы, мы получим

$$\kappa_{\text{эксп}}^2 = \frac{\pi^2}{2a^2} - \alpha^2,$$

тогда как в действительности (для центральной части), согласно (29'):

$$\kappa_{\text{ист}}^2 = \kappa_1^2 = \frac{\pi^2}{4a^2} (1 + \beta^2) - \alpha^2.$$

Поскольку $\beta = 1 + \varepsilon$ и $\varepsilon \ll 1$,

$$\kappa_{\text{ист}}^2 = \frac{\pi^2}{2a^2} + \frac{\pi^2 \varepsilon}{2a^2} - \alpha^2 \quad \text{и} \quad \kappa_{\text{ист}}^2 - \kappa_{\text{экср}}^2 = \frac{\pi^2 \varepsilon}{2a^2}.$$

Подставляя значение ε , находим искомую поправку:

$$\kappa_{\text{ист}}^2 - \kappa_{\text{экср}}^2 = \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{d}{a} \right)^3 (\kappa_{\text{ист}}^2 - \kappa_2^2). \quad (29)$$

Пусть $a = 91,8$ см, $d = 21,8$ см, $\kappa_{\text{ист}}^2 = 0,5 \cdot 10^{-4}$. При $\kappa_2^2 = 0$ $\kappa_{\text{ист}}^2 - \kappa_{\text{экср}}^2 \cong \cong 0,1 \cdot 10^{-5}$ см⁻²; при $\kappa_2^2 = -3,1 \cdot 10^{-4}$ см² (графит плотностью 1,51 г/см³) $\kappa_{\text{ист}}^2 - \kappa_{\text{экср}}^2 = 0,8 \cdot 10^{-5}$ см⁻².

Таким образом, узкие слои с плохим κ^2 мало влияют на результат экспоненциальных измерений.

Входящие в (29) величины недостаточно определены: трудно говорить о точном определении κ^2 для тонкого слоя и, в особенности, о точном определении ширины слоя, от которой результат зависит очень резко.

Все же, как показывают не опубликованные еще измерения О. И. Козинца и Ф. Л. Шапиро*, формула (29) неплохо согласуется с действительностью. Согласно этим измерениям, боковой графитовый слой, шириной 20 см, снижает κ^2 на $(0,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$ см⁻², что совпадает с рассчитанной выше цифрой $\kappa_{\text{ист}}^2 - \kappa_{\text{экср}}^2 = 0,8 \cdot 10^{-5}$ см⁻².

2. Методы измерения θ

а) Измерение θ по балансу тепловых и надтепловых нейтронов

В настоящем параграфе рассмотрим теорию двух применявшихся методов измерения коэффициента использования тепловых нейтронов θ . В обоих методах величиной, определявшей из измерений, являлась доля поглощения тепловых нейтронов, приходящаяся на графит. Эта величина, обозначаемая δ , связана с θ с очевидным соотношением:

$$\delta = 1 - \theta - \varphi, \quad (30)$$

где φ — доля поглощения тепловых нейтронов, приходящаяся на прочие поглотители, помимо графита и урана (алюминиевые оболочки урановых блоков, охладитель и пр.).

Доля нейтронов δ , поглощенных графитом, зависит от среднего времени жизни T нейтрона в системе. В самом деле, число нейтронов, поглощаемых в единицу времени в ячейке **, равно N/T , где N — полное число нейтронов в ячейке; число нейтронов, поглощаемых в единицу времени в графите ячейки, равно N_G/T_G , где N_G и T_G — число нейтронов и время жизни нейтрона в графите. Очевидно,

$$\delta = \frac{N_G}{T_G} : \frac{N}{T}.$$

* См. работу [5].

** Под ячейкой понимается объем мультиплицирующей системы, приходящийся на 1 блок урана.

Объем металла и алюминиевых оболочек в стандартной ячейке составляет около 3% от объема ячейки; средняя плотность нейтронов в них порядка 50% средней плотности по ячейке. Поэтому с ошибкой, не превосходящей 1,5%, можно положить $N_C = N$ и написать

$$\delta = \frac{T}{T_C} \quad (31)$$

или

$$T = T_C \delta^* \quad (31a)$$

В выражении (31) T_C известно, если даны постоянные графита. Для определения T можно использовать баланс между плотностью тепловых и надтепловых нейтронов в решетке.

Число тепловых нейтронов, рождающихся в единицу времени в единице объема (т. е. плотность генерации тепловых нейтронов), дается выражением, аналогичным найденному выше интегралу (16):

$$q(\bar{r}) = \frac{\nu\phi\theta}{T} \int n(\bar{r}') W(\bar{r}, \bar{r}') d\bar{r}'.$$

Используя (16) и (17), имеем для точек далеких от источника

$$q(\bar{r}) = \frac{\nu\phi\theta}{T} e^{-\kappa^2 r} n(\bar{r}). \quad (32a)$$

К выражению (32a) можно прийти и другим путем — из рассмотрения баланса тепловых нейтронов. В любой точке должно иметь место равенство

$$q = \frac{n}{T} - D\nabla^2 n.$$

На больших расстояниях от источника, согласно (23a), $\nabla^2 n = -\kappa^2 n$ и

$$q = \frac{n}{T} (1 + DT\kappa^2) = \frac{n}{T} (1 - L^2\kappa^2\delta). \quad (32b)$$

С помощью (2) нетрудно убедиться, что (32a) и (32b) совпадают с точностью до членов порядка $(\kappa^2 r)^2 = 10^{-3}$ по сравнению с единицей. Как в (32a), так и в (32b), для блочной системы n есть плотность тепловых нейтронов, усредненная по ячейке.

Нахождение плотности генерации тепловых нейтронов q можно свести к измерению плотности быстрых (точнее надтепловых) нейтронов n_s .

Поскольку нейтроны с энергией выше тепловой, но ниже резонансной, практически не поглощаются, плотность таких нейтронов пропорциональна плотности генерации тепловых нейтронов

$$n_s = fq, \quad (33)$$

где коэффициент пропорциональности f зависит от свойств замедлителя (3) и от свойств фильтра, которым окружается детектор для отсеивания тепловых нейтронов. Если коэффициент f известен, то, согласно (31), (32b) и (33), доля поглощения в графите определится формулой

$$\delta = \frac{n}{n_s} \frac{f}{T_C} (1 + L^2\kappa^2\delta). \quad (34)$$

* Учитывая известное соотношение $L^2 = DT_C$, имеем

$$DT = L^2\delta \quad (31b)$$

— равенство, использованное выше при выводе формулы (10).

Отношение n/n_8 плотностей тепловых и надтепловых нейтронов легко измеряется детектором с эффективностью, пропорциональной $1/v$, например борной камерой. Величина $L^2 \kappa^2 \delta$ не превосходит 0,03 — 0,04, и погрешность в ней мало сказывается на точности в δ . Для определения δ с помощью (34) нужно, следовательно, найти коэффициент f/T_C .

Рассмотрим сначала теоретический способ нахождения этого коэффициента. Будем исходить из спектра замедляющихся нейтронов в форме

$$dn(E) = \frac{q\lambda}{\xi v E} dE, \quad (35)$$

где E, v — энергия и скорость нейтронов; λ — средний свободный пробег рассеяния; $\xi = 1 - \frac{(M-1)^2}{2M} \ln \frac{M+1}{M-1}$ — средняя логарифмическая потеря энергии при соударении нейтрона (масса 1) с атомом замедлителя Z (масса M). Для графита $\xi = 0,158$.

Показания борной камеры, окруженной идеальным фильтром с прозрачностью $\Pi = 0$ при $E < E_{гр}$ и $\Pi = 1$ при $E \geq E_{гр}$ ($E > E_{тепл}$), пропорциональны плотности нейтронов

$$n_8 = \int_{E_{гр}}^{\infty} dn(E) = \int_{E_{гр}}^{\infty} \frac{q\lambda}{\xi v E} dE = \frac{2q\lambda}{\xi v_{гр}}, \quad (36)$$

где $v_{гр}$ — скорость, соответствующая энергии нейтрона $E_{гр}$.

Сравнивая (36) с (33), находим

$$f = \frac{2\lambda}{\xi v_{гр}}. \quad (36a)$$

Учитывая известные соотношения $DT_C = L^2$ и $D = \frac{\lambda v_T}{3}$, где D и v_T — коэффициент диффузии и средняя скорость тепловых нейтронов, находим искомый коэффициент f/T_C :

$$\frac{f}{T_C} = \frac{2}{3} \frac{\lambda^2}{\xi L^2} \frac{v_T}{v_{гр}} = \frac{2}{3} \frac{\lambda^2}{\xi L^2} \left(\frac{E_T}{E_{гр}} \right)^{1/2}. \quad (37)$$

На опыте могут применяться борные или кадмиевые фильтры, у которых зависимость $\Pi(E)$ прозрачности от энергии сильно отличается от графика прозрачности идеального фильтра. Удобно рассматривать идеальный фильтр с граничной энергией $E_{эф}$, эквивалентный данному реальному фильтру, согласно условию

$$\int_0^{\infty} \Pi(E) dn(E) = \int_{E_{эф}}^{\infty} dn(E). \quad (38)$$

Нами был произведен расчет эффективной энергии для кадмиевых и борных фильтров, исходя из сечений захвата элементов, приведенных в [11]. Для применявшихся в эксперименте кадмиевых фильтров толщиной 0,5 мм ($0,46 \text{ г/см}^2$) эффективная граничная энергия равна $E_{эф} = 0,5 \text{ эв}$.

Величина λ/ξ в (35) и (37) имеет определенный смысл только для рассеяния нейтронов на свободных ядрах замедлителя Z . В графите для нейтронов с энергией, меньшей 1 эв, уже сказывается влияние кристаллической связи, и априори нельзя быть уверенным в справедливости (37). Поэтому необходи-

Отношение n/n_8 плотностей тепловых и надтепловых нейтронов легко измеряется детектором с эффективностью, пропорциональной $1/v$, например борной камерой. Величина $L^2 \kappa^2 \delta$ не превосходит 0,03 — 0,04, и погрешность в ней мало сказывается на точности в δ . Для определения δ с помощью (34) нужно, следовательно, найти коэффициент f/T_C .

Рассмотрим сначала теоретический способ нахождения этого коэффициента. Будем исходить из спектра замедляющихся нейтронов в форме

$$dn(E) = \frac{q\lambda}{\xi v E} dE, \quad (35)$$

где E, v — энергия и скорость нейтронов; λ — средний свободный пробег рассеяния; $\xi = 1 - \frac{(M-1)^2}{2M} \ln \frac{M+1}{M-1}$ — средняя логарифмическая потеря энергии при соударении нейтрона (масса 1) с атомом замедлителя Z (масса M). Для графита $\xi = 0,158$.

Показания борной камеры, окруженной идеальным фильтром с прозрачностью $\Pi = 0$ при $E < E_{гр}$ и $\Pi = 1$ при $E \geq E_{гр}$ ($E > E_{тепл}$), пропорциональны плотности нейтронов

$$n_8 = \int_{E_{гр}}^{\infty} dn(E) = \int_{E_{гр}}^{\infty} \frac{q\lambda}{\xi v E} dE = \frac{2q\lambda}{\xi v_{гр}}, \quad (36)$$

где $v_{гр}$ — скорость, соответствующая энергии нейтрона $E_{гр}$.

Сравнивая (36) с (33), находим

$$f = \frac{2\lambda}{\xi v_{гр}}. \quad (36a)$$

Учитывая известные соотношения $DT_C = L^2$ и $D = \frac{\lambda v_T}{3}$, где D и v_T — коэффициент диффузии и средняя скорость тепловых нейтронов, находим искомый коэффициент f/T_C :

$$\frac{f}{T_C} = \frac{2}{3} \frac{\lambda^2}{\xi L^2} \frac{v_T}{v_{гр}} = \frac{2}{3} \frac{\lambda^2}{\xi L^2} \left(\frac{E_T}{E_{гр}} \right)^{1/2}. \quad (37)$$

На опыте могут применяться борные или кадмиевые фильтры, у которых зависимость $\Pi(E)$ прозрачности от энергии сильно отличается от графика прозрачности идеального фильтра. Удобно рассматривать идеальный фильтр с граничной энергией $E_{эф}$, эквивалентный данному реальному фильтру, согласно условию

$$\int_0^{\infty} \Pi(E) dn(E) = \int_{E_{эф}}^{\infty} dn(E). \quad (38)$$

Нами был произведен расчет эффективной энергии для кадмиевых и борных фильтров, исходя из сечений захвата элементов, приведенных в [11]. Для применявшихся в эксперименте кадмиевых фильтров толщиной 0,5 мм ($0,46 \text{ г/см}^2$) эффективная граничная энергия равна $E_{эф} = 0,5 \text{ эв}$.

Величина λ/ξ в (35) и (37) имеет определенный смысл только для рассеяния нейтронов на свободных ядрах замедлителя Z . В графите для нейтронов с энергией, меньшей 1 эв, уже сказывается влияние кристаллической связи, и априори нельзя быть уверенным в справедливости (37). Поэтому необходи-

И. М. Франку. Пусть в каждую ячейку призмы введен поглотитель (например, кадмиевые полоски) и пусть известно отношение поглощения нейтронов этим поглотителем и графитом. Обозначим

$$\frac{N_n + N_C}{N_C} = \gamma, \quad (41)$$

где N_n , N_C — число нейтронов, поглощаемых в ячейке в единицу времени соответственно кадмиевыми полосками и графитом. Экспоненциальным опытом можно найти величины:

$$\kappa^2 = \frac{\nu\varphi(1 - \delta - \vartheta) - 1}{L^2\delta + \nu\varphi(1 - \delta - \vartheta)\tau} \quad (42a)$$

и

$$\kappa_2^2 = \frac{1}{L^2\delta' + \nu\varphi(1 - \gamma\delta' - \vartheta)\tau}, \quad (42b)$$

где κ_1^2 относится к нормальной решетке, а κ_2^2 — к решетке с кадмиевыми полосками; ϑ — для поглощения нейтронов, приходящаяся на алюминий и другие поглотители, исключая уран, графит и кадмий.

Предполагается, что $\nu\varphi$ и ϑ не зависят от наличия кадмиевых полосок; δ и δ' — доля поглощения нейтронов, приходящаяся на графит соответственно при отсутствии и при наличии кадмиевых полосок. Как будет показано ниже, δ' несколько меньше δ . Положим

$$\delta' = \alpha\delta. \quad (43)$$

Перепишем (42), учитывая (43) и пренебрегая малыми членами порядка $\vartheta\delta$:

$$\kappa_1^2 = \frac{\nu\varphi(1 - \vartheta)(1 - \delta) - 1}{(L^2 - \tau_1)\delta + \tau_1}, \quad (44a)$$

$$\kappa_2^2 = \frac{\nu\varphi(1 - \vartheta)(1 - \gamma\alpha\delta) - 1}{\alpha(L^2 - \gamma\tau_1)\delta + \tau_1}, \quad (44b)$$

где обозначено

$$\tau_1 = \nu\varphi(1 - \vartheta)\tau. \quad (45)$$

В системе уравнений (44) неизвестными являются $\nu\varphi(1 - \vartheta)$ и δ (τ_1 предполагается известным из других измерений). Исключая $\nu\varphi(1 - \vartheta)$, получаем уравнение второй степени для δ :

$$\begin{aligned} A\delta^2 + B\delta - C &= 0, \\ A &= \alpha L^2(\gamma\kappa_1^2 - \kappa_2^2) - \gamma\alpha\tau_1(\kappa_1^2 - \kappa_2^2), \\ B &= (\gamma\alpha - 1) + (\gamma\alpha + 1)\tau_1(\kappa_1^2 - \kappa_2^2) - L^2(\kappa_1^2 - \alpha\kappa_2^2), \\ C &= \tau_1(\kappa_1^2 - \kappa_2^2). \end{aligned} \quad (46)$$

Входящий сюда коэффициент $\gamma = \frac{N_n + N_C}{N_C}$ определяется измерением κ_1^2 и κ_2^2 в графитовой призме без металла. В этом случае $\nu = 0$ (нет мультипликации) и из (42b) следует

$$\kappa_2^2 = -\frac{1}{L^2\delta'}.$$

Доля поглощения, приходящаяся при этом на графит, равна $\delta' = \frac{N_C}{N_C + N_n}$, т. е. по определению (41) $\delta' = 1/\gamma$ и $\gamma = \kappa_2^2 L^2$. Обозначая для графитовой призмы с кадмиевыми полосками — $\kappa_2^2 = 1/L_n^2$, имеем

$$\gamma = \frac{L^2}{L_n^2}. \quad (47)$$

Прежде чем применять коэффициент γ , найденный из измерений в графите, к призме с металлом, нужно учесть следующие два обстоятельства: а) различие температур нейтронов в призме с металлом и без металла и б) непостоянство плотности нейтронов в пределах ячейки при наличии в ней металла.

Поглощение в графите пропорционально плотности тепловых нейтронов n (предполагая закон $1/v$ для захвата), тогда как поглощение в кадмии пропорционально nv , поскольку поглощается каждый падающий на кадмиевую полосу тепловой нейтрон. Поэтому отношение чисел нейтронов, поглощенных в кадмии и в графите, пропорционально средней скорости нейтронов, т. е. $N_n/N_C \propto \bar{v}$. С помощью (41) отсюда следует $\gamma - 1 \sim v$ или

$$\frac{(\gamma - 1)_{\text{мет}}}{(\gamma - 1)_{\text{без мет}}} = \frac{\bar{v}_{\text{мет}}}{\bar{v}_{\text{без мет}}} = \left(\frac{T_{\text{мет}}^0}{T_{\text{без мет}}^0} \right)^{1/2}. \quad (48a)$$

При наличии металла плотность тепловых нейтронов в точке нахождения кадмиевой полоски n_n отличается от средней плотности по ячейке \bar{n} . Значение γ , исправленное на неоднородность плотности нейтронов по ячейке, определится формулой

$$\frac{(\gamma - 1)_{\text{мет}}}{(\gamma - 1)_{\text{без мет}}} = \frac{n_n}{\bar{n}}. \quad (48b)$$

Отношение n_n/\bar{n} нетрудно вычислить, пользуясь элементарной диффузионной теорией (см. формулу (54б) следующего параграфа).

Для использования вышеприведенных формул (46) требуется еще оценить коэффициент α в (43). Пусть в ячейке рождается Q тепловых нейтронов, а в кадмии $(\gamma - 1) Q\delta'$. Мы можем рассматривать полоски как отрицательный источник, испускающий $-(\gamma - 1) Q\delta'$ нейтронов в сек, из которых графит поглощает $-(\gamma - 1) Q\delta'\delta''$. Если убрать кадмиевые полоски (т. е. убрать отрицательный источник) без изменения генерации нейтронов Q , то поглощение в графите будет

$$Q\delta' - [-(\gamma - 1) Q\delta'\delta''] = Q\delta' [1 + (\gamma - 1)\delta''].$$

С другой стороны, по определению эта величина равна $Q\delta$. Следовательно,

$$\alpha = \frac{\delta'}{\delta} = \frac{1}{1 + (\gamma - 1)\delta''}. \quad (49)$$

Здесь δ'' — доля поглощения в графите для тепловых нейтронов, рождающихся в местах расположения кадмиевых полосок. Очевидно, если полоски расположены на периферии ячейки в наибольшем удалении от металла, то $\delta'' > \delta$; напротив, если они расположены близко к металлу, то $\delta'' < \delta$.

В опытах, которые описаны в § 7, было $\gamma = 2,06$; принимая $\delta'' = \delta = 0,08$, имеем

$$\alpha = \frac{1}{1 + 1,06 \cdot 0,08} = 0,92.$$

Экспериментально для этого случая было получено

$$\alpha = 0,90 \pm 0,02.$$

3. Влияние воздушного зазора и отражения от воды на θ

а) Теоретическое определение θ

В данном параграфе мы напомним элементарную теорию θ , которая понадобится при последующем обсуждении влияния различных факторов на θ . Теории, развитые до сего времени, исходят из диффузии нейтронов постоянной скорости. Предполагается, что равномерно по объему ячейки генерируются тепловые нейтроны, которые диффундируют затем к блочку с постоянной скоростью. Обычно находят распределение $n(r)$ плотности нейтронов по ячейке, пренебрегая поглощением в графите, т. е. считая, что все Q генерируемых в 1 сек нейтронов поглощаются металлом, а затем вычисляют долю поглощения в графите по формуле

$$\delta = \frac{1}{Q} \int \frac{n(r)}{T_C} dv. \quad (50)$$

Е. Л. Фейнберг и С. М. Фейнберг проделали подобные расчеты в первом и более высоких приближениях и показали, что первое приближение, которым является обычное диффузионное приближение, дает результат, мало отличающийся от последующих приближений. Мы ограничимся поэтому диффузионным приближением. Исходными уравнениями являются для блочка

$$\nabla^2 n_1 - \frac{n_1}{L_1^2} = 0, \quad (51)$$

для области вне блочка (для графита, пренебрегая поглощением)

$$\nabla^2 n_2 = -\frac{q}{D_2}. \quad (52)$$

Граничные условия:
на границе блочка с графитом

$$n_1 = n_2 \quad (53a)$$

и

$$D_1 \nabla n_1 = D_2 \nabla n_2, \quad (53b)$$

на границе ячейки

$$\nabla n_2 = 0. \quad (53b)$$

Здесь $L_1^2 = \frac{1}{3} \lambda_{1c} \lambda_{1s}$ — диффузионная длина в металле; $D_1 = \frac{1}{3} \lambda_{1c} v$ — коэффициент диффузии в металле; λ_{1c} , λ_{1s} — пробег захвата, рассеяния в металле; $\lambda_1 = \frac{\lambda_{1c} \lambda_{1s}}{\lambda_{1c} + \lambda_{1s}}$ — свободный пробег в металле; $L_2^2 = \frac{1}{3} \lambda_{2s} \lambda_{2c}$, $D_2 = \frac{1}{3} \lambda_{2s} v$ —

диффузионная длина и коэффициент диффузии в графите; λ_{2c} , λ_{2s} — пробег захвата, рассеяния в графите ($\lambda_{2s} \gg \lambda_{2c}$).

Решая (51) и (52) с граничными условиями (53) для цилиндрической ячейки (рис. 6), получаем: плотность нейтронов на поверхности блока

$$n_1(r_1) = \frac{Q}{2\pi D_1} \frac{I_0(\xi)}{\xi I_0'(\xi)}, \quad (54a)$$

где $\xi = r_1/L_1$, $I_0(\xi) = J_0(i\xi)$ — функция Бесселя нулевого порядка от

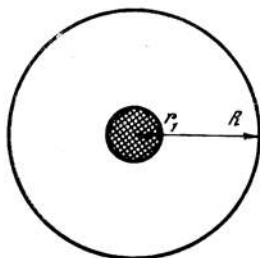


Рис. 6

мнимого аргумента; $Q = 2\pi q(R^2 - r_1^2)$ — полное число тепловых нейтронов, рождающихся каждую секунду в ячейке на 1 погонный см.

Плотность нейтронов в графите

$$n_2(r) = \frac{q}{2D_2} \left(R^2 \ln \frac{r}{r_1} - \frac{r^2 - r_1^2}{2} \right) + n_1(r_1). \quad (54b)$$

Доля нейтронов, поглощаемая в графите,

$$\delta = \frac{1}{2L_2^2} \left(\frac{R^4}{S} \ln \frac{R}{r_1} - \frac{R^2}{2} - \frac{S}{4} \right) + \frac{S}{2L_2^2} \frac{I_0(\xi)}{\xi I_0'(\xi)} \frac{\lambda_2}{\lambda_1}, \quad (55)$$

где обозначено $S = R^2 - r_1^2$.

Для сферической ячейки (рис. 6) в аналогичных обозначениях имеем:

$$n_1(r_1) = \frac{Q}{4\pi D_1 r_1} \frac{\text{sh } \xi}{\xi \text{ch } \xi - \text{sh } \xi}, \quad (56a)$$

$$n_2(r) = \frac{q}{3D_2} \left\{ R^3 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} \right) - \frac{r^2 - r_1^2}{2} \right\} + n_1(r_1), \quad (56b)$$

$$\delta = \frac{1}{L_2^2} \left\{ \frac{W}{r_1} + \frac{r_1^2}{2} - \frac{R^3 - r_1^3}{30W} - \frac{R^3(R^2 - r_1^2)}{6W} \right\} + \frac{1}{L_2^2} \frac{W}{r_1} \frac{\text{sh } \xi}{\xi \text{ch } \xi - \text{sh } \xi} \frac{\lambda_2}{\lambda_1}. \quad (57)$$

В приведенных выше формулах положено $Q = \frac{4\pi}{3}(R^3 - r_1^3)q$ и $W = \frac{1}{3}(R^3 - r_1^3)$.

б) Теория эффекта зазора и эффекта отражения

И. М. Франк и Е. Л. Фейнберг [4] ввели понятия среднего пути первого дохождения теплового нейтрона до блочка (\mathcal{L}') и среднего пути нейтрона между двумя последовательными прохожденими через блочки (\mathcal{L}). Вероятность поглощения теплового нейтрона в графите дается выражением

$$\delta = \frac{\mathcal{L}'}{\lambda_c} + \frac{\mathcal{L}}{\lambda_c} \left(\frac{1}{a} - 1 \right), \quad (58)$$

где λ_c — пробег захвата в графите, a — вероятность поглощения нейтрона в блочке при одном прохождении. Выражение (58) эквивалентно диффузионным формулам (55) и (57); его преимуществом является наглядность, хотя из-за трудности вычисления \mathcal{L}' и a оно неудобно для получения численных значений.

Как показали упомянутые авторы, между величинами \mathcal{L} и \mathcal{L}' существует следующее важное качественное различие. Средний путь между двумя

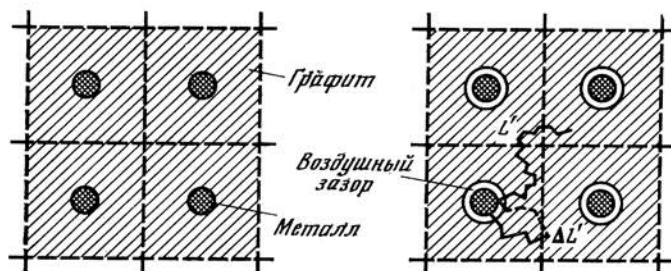


Рис. 7

прохождениями \mathcal{L} зависит только от объема ячейки V и от поверхности S и выражается простой формулой

$$\mathcal{L} = \frac{4V}{S}. \quad (59a)$$

Если ячейка содержит воздушные полости или другие материалы, помимо графита, то пути, проходимые нейтронами в единицу времени в графите (объем V_C) и в ячейке в целом (объем V), относятся как

$$\frac{nvV_C}{nvV} = \frac{V_C}{V}.$$

Умножая (59a) на V_C/V , мы получим средний путь нейтрона в графите между двумя попаданиями на блок:

$$\mathcal{L}_C = \frac{4V_C}{S}. \quad (59б)$$

Как следует из (59б), при данных блочках и при постоянном объеме графита на 1 блочок \mathcal{L}_C не зависит от способа размещения блочков в графите, т. е. не зависит от геометрии решетки.

Напротив, средний путь первого дохождения \mathcal{L}' существенно меняется с геометрией решетки. Существование пути первого дохождения обуславливает влияние геометрических факторов на вероятность поглощения нейтронов в графите.

Как указывалось во введении, два важных геометрических эффекта θ были открыты в 1946—1947 гг. Л. Грошевым, Л. Лазаревой и И. Франком (эффект отражения от воды) и теми же авторами с участием Е. Фейнберга (эффект зазора) [4, 5]. Рассмотрим вначале последний из них. На рис. 7 изображены две решетки с равным количеством графита на ячейку. Решетка на рис. 7, б отличается от решетки на рис. 7, а только тем, что слой графита, прилегающий к блоку, перенесен на периферию ячейки. Из сказанного выше ясно, что такой перенос не изменит пути \mathcal{L}_C . Путь же первого дожде-

ния блокка \mathcal{L}'_C от этого существенно сократится для основной массы нейтронов, поскольку удаленный слой графита отражал от блокка часть нейтронов, заставляя их проходить в графите дополнительный путь $\Delta\mathcal{L}'$ (рис. 7, б). Только для тех нейтронов, которые становятся тепловыми в передвигаемом слое графита, путь \mathcal{L}'_C возрастает. Но таких нейтронов мало, и в итоге зазор дает значительный выигрыш $\Delta\mathcal{L}'$ в среднем пути первого дохождения. Вероят-

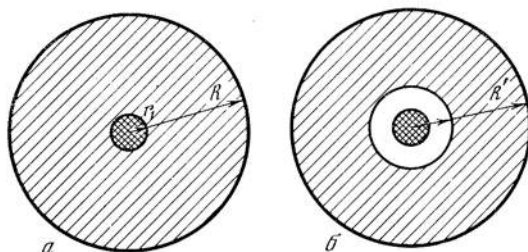


Рис. 8

ность поглощения в графите на пути $\overline{\Delta\mathcal{L}'}$ равна $\frac{\overline{\Delta\mathcal{L}'}}{\lambda_c}$, следовательно, положительный эффект зазора на θ будет равен

$$\Delta\theta_{\text{заяз}} = \frac{\overline{\Delta\mathcal{L}'}}{\lambda_c}. \quad (60a)$$

Численное значение эффекта зазора легче получить, используя диффузионный метод вычисления θ , изложенный в предыдущем параграфе. При этом реальная ячейка прямоугольного сечения заменяется равной ей по площади сечения цилиндрической ячейкой (рис. 8).

Так как плотность нейтронов в воздушном зазоре постоянная, плотность при $r = r_2$ равна плотности на поверхности бруска ($r = r_1$), последняя же при заданной генерации нейтронов в ячейке (Q) постоянная. Поэтому доля нейтронов, поглощаемая графитом при наличии зазора, выразится формулой (55), но с заменой r_1 на r_2 (по-прежнему, однако, $\xi = r_1/L_1$). Поскольку объем графита не изменяется при введении зазора, следует также заменить R на R' с условием

$$R^2 - r_1^2 = R'^2 - r_2^2 = S.$$

Таким образом,

$$\delta = \frac{1}{2L_2^2} \left(\frac{R'^4}{S} \ln \frac{R'}{r_2} - \frac{R'^2}{2} - \frac{S}{4} \right) + \frac{S}{2L_2^2} \frac{I_0(\xi)}{\xi J'_0(\xi)} \frac{\lambda_{2s}}{\lambda_1}. \quad (55a)$$

Вычитая (55a) из (55) и принимая во внимание, что r_1^2/R^2 и $r_2^2/R^2 \ll 1$, приходим к выражению для эффекта зазора на θ , полученному впервые в работе Л. В. Грошева, Л. Е. Лазаревой, Е. Л. Фейнберга и И. М. Франка (см. [4 и 5])

$$\Delta\theta_{\text{заяз}} \cong \frac{R^2}{2L_2^2} \left\{ \left(1 + \frac{r_1^2}{R^2} \right) \ln \frac{r_2}{r_1} - 2 \frac{r_2^2 - r_1^2}{R^2} \ln \frac{R}{r_2} \right\}. \quad (60)$$

Если в исходной решетке (рис. 8, а) между блочком и графитом имеется некоторый начальный зазор, то в (60) под r_1 следует понимать не радиус блока, а радиус канала в графите.

В использованной в настоящей работе установке радиус канала в графите равнялся: в исходной решетке $r_1 = 2,2$ см, в решетке с воздушным зазором $r_2 = 3,8$ см. Радиус исходной ячейки при полной концентрации металла $R = 11,6$ см, при половинной концентрации металла $R = 16,4$ см. В конечной решетке эффективная длина канала составляла 0,77 истинной ввиду наличия графитовых пробок, служивших опорой для труб с блочками и преграждавших путь утечки нейтронов. С учетом фактора 0,77, эффект зазора, согласно (60), должен составлять: при полной концентрации $\Delta\theta_{\text{зая}} = 0,007$, при половинной концентрации $\Delta\theta_{\text{зая}} = 0,016$.

Помимо влияния на θ , должно существовать некоторое влияние воздушного зазора на ν , точнее, на составляющую ν , связанную с делением ядер урана под действием быстрых нейтронов. Средний путь нейтрона в удаляемом слое графита равен $l = 2(r_2 - r_1) \simeq 3$ см; телесный угол, под которым видна ячейка радиуса r' из середины удаляемого слоя, равен $\frac{\omega}{4\pi} = \frac{1}{2\pi} \times \times \arcsin \frac{r'}{1/2(r_1 + r_2)} \simeq 0,2$. Таким образом, слой отражает на брусок долю $\frac{l}{\lambda_s} \frac{\omega}{4\pi} = \frac{3}{8} \cdot 0,2 = 0,075$ вылетающих из бруска быстрых нейтронов. Если коэффициент размножения за счет деления на быстрых нейтронах составляет 0,03, то удаление слоя графита снижает в нашем случае коэффициент размножения на $\Delta k = 0,03 \cdot 0,075 = 0,02$.

Обратимся теперь к эффекту отражения нейтронов от воды. Физическая сущность этого эффекта, по сути дела, та же, что и эффекта зазора. Слой воды на периферии ячейки влияет на θ благодаря, во-первых, поглощению нейтронов воде и, во-вторых, изменению распределения генерации тепловых нейтронов по ячейке. Если то же количество воды поместить непосредственно у блока, как это имеет место в случае водяного охлаждения, к упомянутым двум присоединяется третий эффект — эффект отражения. За счет отражения от слоя воды возрастает путь первого дохождения тепловых нейтронов до блока и соответственно увеличивается доля нейтронов, поглощаемая графитом. Из-за большого эффективного сечения рассеяния тепловых нейтронов на водороде уже двухмиллиметровый слой воды отражает значительную долю падающих на него нейтронов.

В цитированной выше работе * с помощью теории диффузии было получено следующее выражение для ухудшения θ из-за эффекта отражения от воды:

$$\Delta\theta_{\text{отр}} = \frac{3}{2} \frac{S}{\lambda_{2s}\lambda_{3s}} \ln \frac{r_2}{r_1} \simeq \frac{S}{2L_2^2} \frac{\lambda_{2s}}{\lambda_{3s}} \frac{\Delta r}{r_1}, \quad (61a)$$

где λ_{2s} , λ_{3s} — средний пробег рассеяния соответственно в графите и в воде ($\lambda_{2s} = 2,6$ см, $\lambda_{3s} = 0,3$ см); r_1 , r_2 — внутренний и внешний радиусы слоя воды, окружающего блок, $\Delta r = r_2 - r_1$.

Чтобы найти полное влияние воды на поглощение в графите, необходимо учесть перераспределение генерации нейтронов. Пусть в воде генерируется доля m всех тепловых нейтронов. Эти нейтроны поглощаются в графите слабее, так как они не испытывают поглощения на пути первого дохождения и так как для них средняя толщина отражающего слоя воды равна не Δr , а $1/2 \Delta r$.

* См. краткое изложение в [5].

В результате полное влияние воды на поглощение в графите равно

$$\Delta\theta_{\text{отр. генер}} = \frac{S}{2L_2^2} \frac{\lambda_{2s}}{\lambda_{3s}} \frac{\Delta r}{r_1} \left(1 - \frac{m}{2}\right) - m \frac{1}{2L_2^2} \left(\frac{R^4}{S} \ln \frac{R}{r_2} - \frac{R^2}{2} - \frac{S}{4}\right). \quad (61б)$$

В (61б) последний член дает улучшение θ за счет отсутствия первого дохождения у части m нейтронов (см. заключение данного параграфа). Оценим величину m . Можно показать, что при постоянной по ячейке плотности замедляющихся нейтронов (или в случае однородной смеси воды с графитом) доля нейтронов, замедляющихся в воде, равна отношению замедляющей способности воды к замедляющей способности графита:

$$m = \frac{N_{\text{H}}\sigma_{3s}}{N_{\text{C}}\xi\sigma_{2s} + N_{\text{H}}\sigma_{3s}}. \quad (61в)$$

В последнем выражении N_{H} , N_{C} — полное число атомов H и C в ячейке, σ_{3s} , σ_{2s} — сечения рассеяния тепловых нейтронов на атомах водорода и графита соответственно; $\xi = 0,158$ — средняя логарифмическая потеря энергии при соударении нейтрона с атомом углерода.

Фактически величина m должна быть несколько меньше величины, следующей из (61в), так как вблизи слоя воды плотность надтепловых нейтронов меньше средней плотности по ячейке.

Для применявшейся в работе решетки с полной концентрацией металла при $L^2 = 3000 \text{ см}^2$ и толщине слоя воды 2 мм формулы (61в) и (61б) дают: $m = 0,12$ и $\Delta\theta_{\text{отр. генер}} = 0,016$; при половинной концентрации $m = 0,065$ и $\Delta\theta_{\text{отр. генер}} = 0,036$.

В заключение покажем, что диффузионный расчет, приводящий к (60) и (61), равно как структура этих выражений, подтверждает следующий из качественных рассуждений вывод о том, что эффект зазора и эффект отражения связаны только с нейтронами первого дохождения. Плотность нейтронов первого дохождения не должна зависеть от ядерных свойств блочков (на пути первого дохождения нейтроны еще «не знают», каковы эти свойства). Напротив, плотность нейтронов, отраженных блочками, не может не зависеть от ядерных свойств последних. Поэтому в выражениях (54б) и (56б) для плотности нейтронов мы должны первый член считать связанным с нейтронами первого дохождения, а второй член, в который входят параметры урана (ξ и λ_1 — см. (54а) и (56а)), — с нейтронами, отраженными блочками.

Это подтверждается также и следующим соображением, которое, строго говоря, относится к случаю, когда пробег рассеяния в замедлителе 3 мал по сравнению с размерами блочка. Если блочок поглощает каждый падающий на нее нейтрон, то плотность нейтронов на поверхности металла следует положить равной нулю: $n_1(r_1) = 0$ и в (54б) и (56б) остается только первый член. Но в этом случае существуют только нейтроны первого дохождения.

В выражениях (55) и (57) для доли поглощения в графите первый член вытекает из первого члена соответственно формул (54б) и (56б) и дает, следовательно, долю нейтронов, поглощаемых в графите на пути первого дохождения. Как видно из вывода 60), изменение именно этой слагающей полного поглощения в графите приводит к эффекту зазора. К сформулированному выше выводу относительно связи эффекта зазора и эффекта отражения с первым дохождением мы придем также, если заметим, что в (60) и (61б) не входят ядерные свойства металла.

в) Критика диффузионной теории эффекта зазора и эффекта отражения

Изложенная диффузионная теория эффектов зазора и отражения, развитая в цитированной выше работе [6], справедлива в следующих предположениях: во-первых, поглощение нейтронов в графите и металле начинается только после того, как они замедлились до тепловой скорости, и, во-вторых, тепловые нейтроны в процессе диффузии в среднем не замедляются. Оба эти допущения являются лишь грубыми приближениями. Фактически, все три процесса — замедление, диффузия и поглощение — происходят параллельно. Точный учет изменения скорости нейтронов в процессе их диффузии в поглощающей среде, тем более в негетерогенной решетке, представляет значительные трудности; нам неизвестны попытки их преодоления.

Можно, однако, с помощью соображений качественного характера сделать некоторые заключения о знаке и о порядке величины поправки к диффузионным формулам (60) и (61б).

Оценим прежде всего роль поглощения надтепловых нейтронов. В надтепловой области блочок является тонким и не возмущает распределения плотности нейтронов, которое можно принять равномерным по ячейке (в том числе по блочку). Используя спектр (35) и считая сечение захвата пропорциональным $1/v$, нетрудно найти число нейтронов с энергией, превышающей E , поглощаемых в уране в 1 сек:

$$Q_1 = N \int_{E_1}^{\infty} dn(E) v \sigma_{1c}(E_1) \frac{v_1}{v} = Q \frac{2}{\xi} \frac{N \sigma_{1c}(E_1)}{N_C \sigma_{2s}}.$$

В последнем выражении N — число атомов урана в ячейке; N_C — число атомов графита на ячейку; $\sigma_{1c}(E_1)$ — сечение захвата урана для нейтронов с энергией E_1 (скорость v_1); σ_{2s} — сечение рассеяния графита; Q — полное число нейтронов, рождающихся в ячейке в 1 сек.

Нижняя граница интегрирования E_1 не является вполне определенной. Мы примем $E_1 = 2E_T$, где E_T — средняя энергия тепловых нейтронов. В тепловой области $\sigma_{1c} = 6 \cdot 10^{-24}$ см² и пробег захвата в уране равен $\lambda_{1c} = 3,5$ см, т. е. среднему пути нейтрона в блочке ($\bar{l} = 2r$, r — радиус блочка). При энергии $E_1 = 2E_T$ $\lambda_{1c} \cong 0,7$ л; блочок не является толстым и наши расчеты не слишком ошибочны.

Принимаем $\sigma_{1c}(E_1) = 0,7 \cdot 6 \cdot 10^{-24} = 4 \cdot 10^{-24}$ см². В исследованной в настоящей работе решетке (при полной концентрации металла) $N/N_C = 1,4 \cdot 10^{-2}$ и $Q_1 \cong 0,2 Q$. Таким образом, 20% нейтронов поглощается в уране, еще до того, как они замедлятся до тепловой энергии. Некоторая часть надтепловых нейтронов поглощается в графите. Поскольку блочок в этой области энергий можно считать тонким, поглощение распределяется между металлом и графитом так же, как в гомогенной смеси, т. е. зависит только от отношения концентраций и не зависит от геометрии ячейки. Эффект зазора и эффект отражения могут дать, следовательно, только 80% нейтронов, которые поглощаются ураном в области тепловых энергий. Выражения (60) и (61б) для эффекта зазора и эффекта отражения необходимо поэтому снабдить фактором порядка 0,8 (для нормальной концентрации).

Если в выражениях (60) и (61б) под величиной L^2 понимать, как обычно, диффузионную длину для тепловых нейтронов, то эти выражения следует снабдить еще одним поправочным фактором, также меньшим единицы. Эта

поправка связана с тем, что тепловые нейтроны в мультиплицирующей решетке не достигают теплового равновесия с графитом. Так, проведенные нами измерения (см. § 8г) показали, что средняя энергия тепловых нейтронов в решетке с полной концентрацией металла примерно на 30% выше средней энергии тепловых нейтронов в чистографитовой призме. Как показывают расчеты, путь первого дохождения составляет 20—30% от среднего пути нейтрона в решетке. Если на своем среднем пути нейтроны не приходят в тепловое равновесие с решеткой, то естественно думать, что на пути первого дохождения они еще больше отстоят от равновесного состояния. Можно полагать, что средняя энергия (или температура) нейтронов первого дохождения значительно выше средней энергии всей совокупности тепловых нейтронов. Как отмечалось выше, эффект зазора и эффект отражения дают только нейтроны первого дохождения. В (60) и (61б) необходимо поэтому подставлять диффузионную длину для нейтронов первого дохождения L_1^2 , которая из-за большей скорости этих нейтронов превышает среднюю диффузионную длину L^2 . Поправочным фактором к (60) будет L^2/L_1^2 . Трудно что-либо сказать о величине этого фактора, за исключением того, что он меньше единицы. Эффект отражения сократится по сравнению с (61б) еще сильнее, так как сечение рассеяния водорода в тепловой области с энергией нейтронов падает.

Подытоживая, мы приходим к выводу, что диффузионная теория переоценивает вклад первого дохождения в поглощение в графите и дает поэтому завышенную цифру эффектов зазора и отражения от воды.

Истинная величина этих эффектов может быть на десятки процентов ниже даваемой формулами (60) и (61а).

Очевидно, предыдущие соображения применимы и ко всем другим эффектам на θ , связанным с нейтронами первого дохождения. К подобным эффектам относится температурный эффект θ (см. следующий параграф)*.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

4. Описание установки

Установка представляла собой прямоугольную призму с основанием 180×180 и высотой 420 см, сложенную из графитовых кирпичей $20 \times 20 \times 60$ см по схеме рис. 9. В каждом кирпиче имелся сквозной продольный круглый канал диаметром 4,4 см. Кроме того, благодаря специальной укладке кирпичей со сдвигом на $1/3$, на каждый графитовый кирпич приходилось по одному квадратному каналу сечением $6,67 \times 6,67$ см. Для ослабления утечки нейтронов квадратные каналы закрывались по концам графитовыми пробками толщиной 10 см. Помимо того, по длине канала (180 см) устанавливались еще две пробки толщиной 5 см и одна — толщиной 10 см. По оси пробок имелись отверстия диаметром 4,4 см. Алюминиевые трубы, заполненные блочками урана диаметром 35 мм и длиной 100 мм в алюминиевых оболочках, могли вставляться либо в круглые каналы, либо в квадратные каналы. В последнем случае вокруг труб с блочками имелся дополнительный воздушный зазор средней толщиной 1,6 см. Каналы, свободные от металла, обычно закрывались графитовыми стержнями диаметром 4,4 см. Призма

* Хотя следующий параграф диссертации несомненно содержит оригинальный материал, он опущен, поскольку его содержание достаточно полно отражено в статьях [7] и частично [6], публикуемых в наст. сборнике на стр. 144 и 129 соответственно.

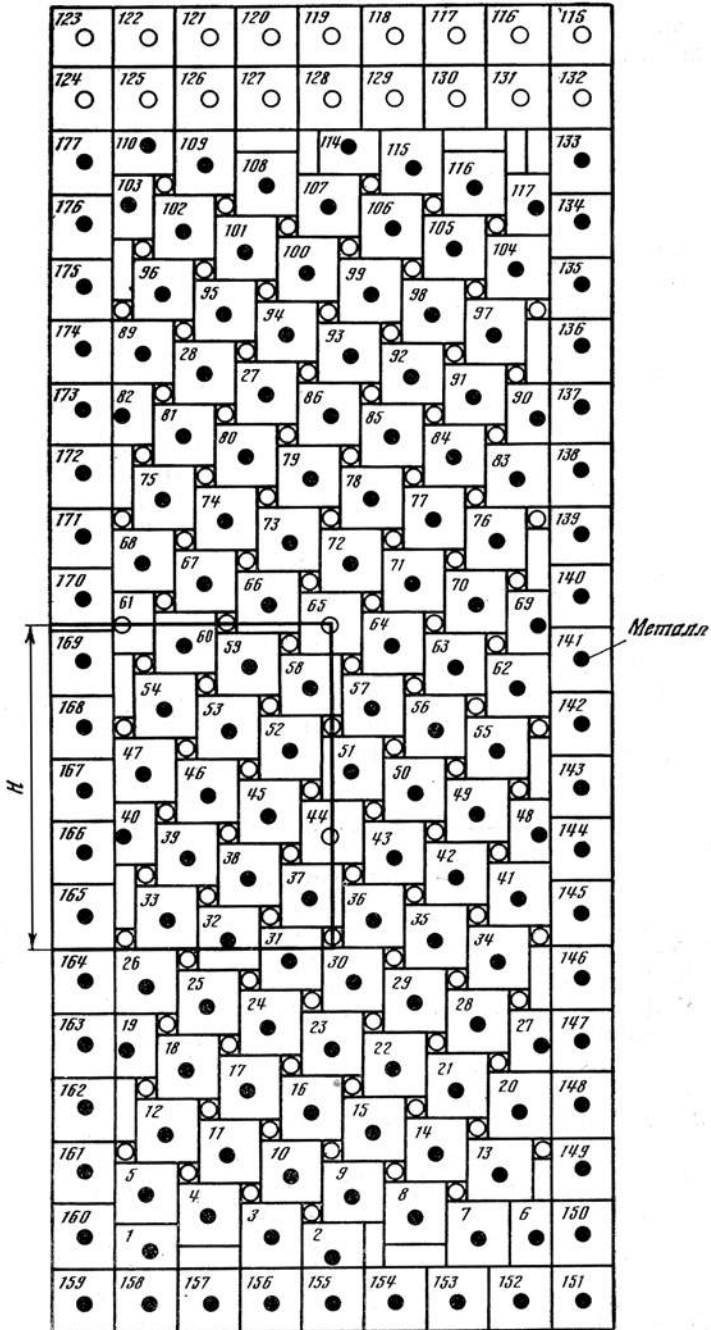


Рис. 9

была установлена на фундаменте в центре двухсветного зала размером $6,6 \times 14 \times 8,5$ м и со всех сторон была закрыта листами жести. Источником нейтронов служил Ra — Be препарат силой около 500 милликюри, который устанавливался примерно на оси призмы в алюминиевой трубе, помещенной в один из круглых или квадратных каналов. Детектором нейтронов служила ионизационная камера типа КН-14, заполненная BF_3 , при давлении около 0,5 атм. Размеры камеры: диаметр 3,5 см, рабочая длина около 10 см. Камера вместе с каскадом предварительного усиления монтировалась в алюминиевую трубу внешним диаметром 44 мм.

Обычно измерения производились одновременно двумя камерами, которые с противоположных сторон вводились в один из каналов призмы, так что они оказывались вблизи оси призмы.

Импульсы камер регистрировались двумя счетными установками, которые представляли собой существенно модернизированные стандартные установки типа Д и включали в себя линейный усилитель и пересчет на 16 с большой разрешающей способностью. Вся радиотехническая часть установки была разработана и отлажена научным сотрудником ФИАН И. В. Штралихом и работала весьма устойчиво и надежно. Особенно удобной оказалась осуществленная И. В. Штралихом система контроля усиления линейного усилителя, которая состояла в следующем. Напряжение ($\sim 2 \cdot 10^4$ в) с выхода звукового генератора подавалось через омический делитель на высоковольтный электрод камеры: часть напряжения по цепи, содержащей емкости между высоковольтным электродом и коллектором, и коллектором и землей попадала на вход усилителя, а усиленное напряжение на выходе замерялось катодным вольтметром. Затем вольтметр переключался на выход звуковика. Делитель подбирался таким образом, что при нормальном усилении показания вольтметра в обоих случаях совпадали. При определенном подборе частоты равенство не нарушается при небольших колебаниях последней. Равенство, очевидно, не зависит также и от колебаний напряжения звуковика и чувствительности катодного вольтметра.

В некоторых случаях при измерениях на борную камеру одевался чехол из кадмия, который заземлялся. При этом емкость собирающего электрода по отношению к земле несколько возрастала, а амплитуда импульса соответственно падала. При описанной системе контроля усиления автоматически в той же пропорции снижалась величина напряжения звуковой частоты, которая подавалась при контроле на вход усилителя. Для сохранения равенства показаний катодного вольтметра приходилось увеличивать усиление усилителя, так что в результате чувствительность установки с камерой в чехле и без чехла оказывалась одной и той же. Это обстоятельство, важное для правильного измерения отношения числа надтепловых нейтронов к числу тепловых (см. ниже § 6), было подтверждено измерениями с камерой, окруженной заземленным цилиндром из алюминиевой фольги. С точностью 0,5% счет при постановке фольгового цилиндра не изменялся.

Просчеты установки определялись методом двух источников. Разрешающее время равнялось $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ сек. Поправки на просчеты при регистрировавшихся интенсивностях не превосходили 2—3%.

Призма была сложена из графитовых кирпичей с плотностью от 1,58 до 1,74 со средневзвешенной плотностью $1,65$ г/см³. Эффективная плотность замедлителя 3 была меньше из-за наличия отверстия. Она составляла 0,95 от плотности графита, когда во все отверстия были вставлены графитовые стержни, и 0,915 от плотности графита, когда стержнями были заполнены

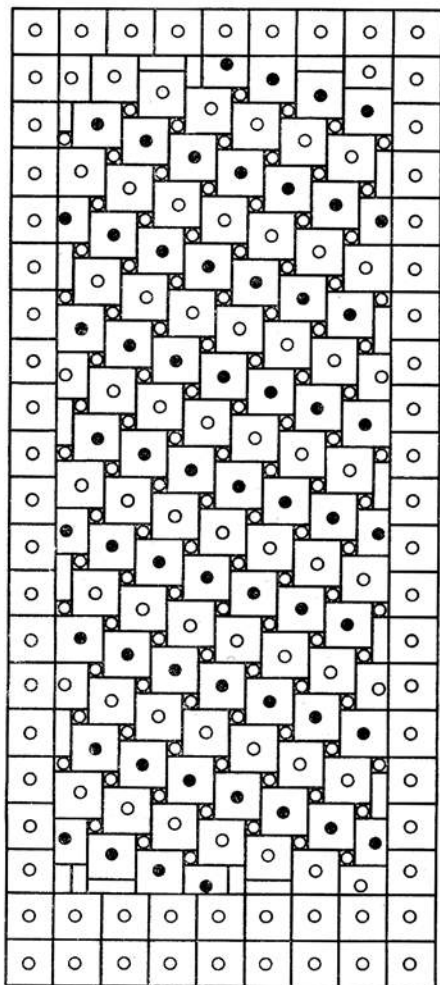


Рис. 10

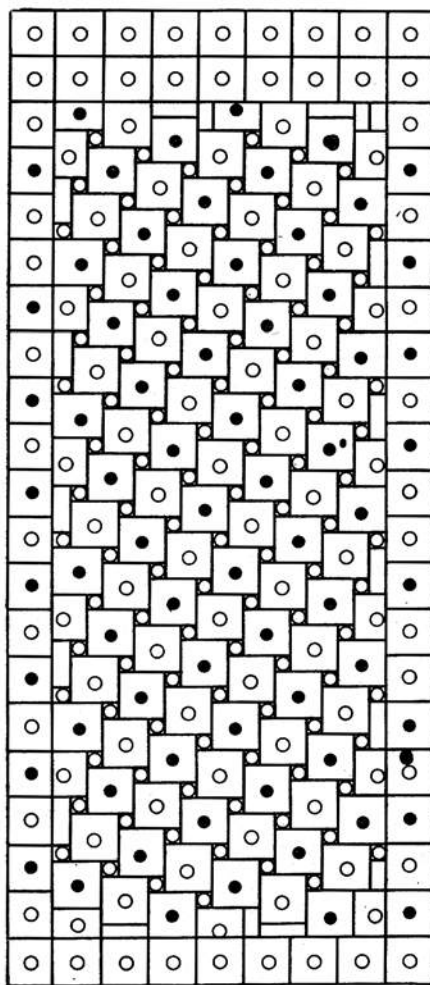


Рис. 11

только круглые или квадратные каналы. Величины, зависящие от плотности, пересчитывались соответственно этим цифрам. Так, например, квадрат диффузионной длины L^2 , измеренный при пустых круглых каналах, оказался равным 3220 см^2 . Для случая, когда все каналы заполнены стержнями, квадрат диффузионной длины следует принять равным $L^2 = 3220 \left(\frac{0,915}{0,95} \right)^2 = 3000 \text{ см}^2$, а для графита с плотностью 1,65 $L^2 = 3220 \cdot 0,915^2 = 2700 \text{ см}^2$.

Измерения производились: а) с *полной концентрацией* металла — трубы с блочками урана вставлены во все круглые или во все квадратные каналы; при этом площадь сечения ячейки (т. е. площадь сечения призмы, приходящаяся на одну трубку с металлом) составляет 444 см^2 ; объем металла составляет 2,37% от объема графита; б) с *половинной концентрацией* металла — трубы с блочками вставлены в половину всех круглых или в половину всех

квадратных каналов. Остальные каналы заполнялись графитовыми стержнями. Объем металла — 1,2% от объема графита. Половинная концентрация осуществлялась двумя различными способами, при одном из которых элементарная ячейка решетки имела в сечении форму прямоугольника с отношением сторон 2 : 1 (рис. 10), тогда как при втором — ячейка была квадратной (рис. 11); в) с *чистографитовой призмой* — все трубы с металлом вынуты и отверстия заполнены графитовыми стержнями.

Окончательные результаты измерений приводятся к решетке, в которой нет квадратных каналов. Мы будем называть нормальной решетку, в которой на ячейку площадью 400 см^2 приходится одна труба с бочками урана, т. е. объем металла составляет 2,5% от объема графита. Концентрация металла в нормальной решетке на 5,5% больше, чем в применявшейся призме при полной концентрации; соответственно в нормальной решетке $(1 - \phi)$ на 5,5% больше, δ — на 5,5% меньше, чем в нашей полной концентрации.

5. Измерения экспоненциальным методом

а) Измерения k^2 и эффекта зазора на k^2

Нахождение показателя экспоненты нейтронной плотности сводится к измерению плотности нейтронов в двух точках призмы, достаточно удаленных от источника. Практически оказалось удобнее перемещать не детекторы нейтронов (борные камеры), а источник. Камеры помещались в нижней части призмы, например в круглом канале 30 (см. рис. 9), и измерялось число импульсов в единицу времени, когда источник находился в первой точке (например, в канале 72), N_1 , во второй точке (например, в канале 93), N_2 , и когда источник был удален из призмы, N_ϕ (фон от нейтронов спонтанного деления). Измерения производились 8—10-часовыми сериями. Каждая серия повторялась 2—3 раза и результаты усреднялись по сериям и двум камерам. В течение одной серии источник несколько раз поочередно перемещался из первой точки во вторую и несколько раз измерялся фон. Отношение

$$J = \frac{N_1 - N_\phi}{N_2 - N_\phi}$$

исправлялось на просчеты, на гармоники и на влияние торца призмы. Поправка на просчеты, как уже указывалось, не превосходила нескольких процентов. Поправки на гармоники вычислялись по формуле (27), обобщенной на случай, когда источник и детекторы сдвинуты от оси призмы. В большинстве измерений минимальное расстояние камеры от источника было 133 см и вклад гармоник не превосходил 2% в призме с металлом и 4% в призме без металла. Поправка на влияние торцов определялась по (28б) и не превышала 1%.

По исправленному отношению J находился показатель экспоненты по формуле

$$\alpha = \frac{\ln J}{z_2 - z_1},$$

где $z_2 - z_1$ — расстояние между двумя положениями источника, которое, как правило, равнялось 66,7 см, а в некоторых измерениях было вдвое

больше. Величина κ^2 находилась затем по формуле (17)

$$\kappa^2 = \frac{\pi^2}{2a^2} - \alpha^2, \quad (17)$$

где a — эффективная полуширина призмы, равная истинной ширине $+ 0,71 \lambda_s$, т. е. $a = 90 + 1,8 = 91,8$ см. В полученное таким образом значение κ^2 вносились три дополнительные поправки, которые в работах I и II не рассматривались.

1) Поправка, связанная с тем, что теория, приводящая к (17), исходит из равенства пробегов рассеяния для тепловых и для быстрых нейтронов, чего на самом деле нет. Согласно (20б) и (21а) эта поправка равна $\Delta\kappa_1^2 = -0,4 \cdot 10^{-5}$ см⁻² для полной и $\Delta\kappa_1^2 = -0,3 \cdot 10^{-5}$ см⁻² для половинной концентрации металла.

2) В связи с недостатком металла в боковых слоях призмы (каналы № 133—150 и 160—177) концентрация металла была пониженной, именно — вместо 18 блочков диаметром 35 мм в каналы закладывалось по 12 блочков диаметром 30 мм.

В дальнейшем, когда был получен дополнительный металл, эта поправка была измерена экспериментально и оказалась равной

$$\Delta\kappa_2^2 = + (0,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}.$$

В измерениях с половинной концентрацией по схеме рис. 11 в боковые каналы металл вовсе не закладывался. Соответствующая поправка, рассчитанная по формуле (29), согласуется с экспериментами, о которых упоминалось в конце § 2в, и равна

$$\Delta\kappa_2^2 = + (0,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}.$$

3) Быстрые нейтроны, рассеянные от стен здания и различных предметов, создают в призме некоторый фон, который ввиду значительного расстояния от стен до призмы должен слабо зависеть от положения источника. Поэтому фон рассеянных нейтронов должен занижать величину отношения J , т. е. завышать значение κ^2 . Погрешность в измерении κ^2 , связанная с рассеянными нейтронами, была оценена с помощью следующего эксперимента.

При полной концентрации металла, который находился в квадратных каналах, измерялось отношение интенсивностей при положениях источника в круглых каналах 79 и 100 (см. рис. 10). Когда камера находилась в круглом канале 16, было получено $J_{16} = 4,13 \pm 0,03$; когда камера была опущена в круглый канал 9, в котором интенсивность в 1,7 раза меньше, чем в канале 16, отношение оказалось равным $J_9 = 4,03 \pm 0,03$. Падение отношения J при удалении камеры от источника можно отнести за счет фона рассеянных нейтронов. Поскольку призма освещается рассеянными нейтронами более или менее равномерно по высоте, слагающая плотности тепловых нейтронов, обязанная рассеянными нейтронам, должна, как уже отмечалось, мало зависеть от положения камеры и источника по оси z . Примем приближенно, что фон от рассеянных нейтронов не зависит от положения камеры и источника и равен n_p имп/мин. Пусть J_0 — истинное значение отношения J_1 ; N_1, N_2 — числа импульсов в минуту (за вычетом фона спонтанных нейтронов), регистрируемые, когда источник помещается соответственно в канале 79 и 100.

Тогда

$$J_0 = \frac{N_1 - n_p}{N_2 - n_p} \simeq J + \frac{n_p}{N_2}(J - 1) \quad (73a)$$

и

$$\frac{n_p}{N_2} = \frac{J_0 - J}{J - 1}. \quad (73б)$$

Пусть (73б) относится к положению камеры в канале 9; для положения камеры в канале 16 (считая $n_p = \text{const}$)

$$\frac{n_p}{N_2} = \frac{J_0 - J'}{J - 1}. \quad (73в)$$

Сравнивая (73а) и (73б), находим

$$\frac{n_p}{N_2'} = \frac{J' - J}{(J - 1)(N_2'/N_2 - 1)} = \frac{4,13 - 4,03}{(4 - 1)(1,7 - 1)} = (4,8 \pm 2) \cdot 10^2.$$

В обычных сериях измерений расстояние от верхнего положения источника до камеры было $z_2 = 200$ см, тогда как расстояние от канала 100 до канала 16 равно $z_2' = 266,7$ см. Поэтому в обычных сериях интенсивность N_2 примерно в 4,2 раза превышает интенсивность N_2' ; соответственно относительная интенсивность рассеянных нейтронов в 4,2 раза меньше, т. е. равна

$$\frac{n_p}{N_2} = \frac{4,8 \cdot 10^{-2}}{4,2} = 1,1 \cdot 10^{-2}.$$

Поправка на рассеянные нейтроны в обычных сериях равна, согласно (73а):

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{J_0 - J}{J} = \frac{n_p}{N_2} \frac{J - 1}{J} = (0,85 \pm 0,4) \cdot 10^{-2},$$

что соответствует $\Delta \kappa_3^2 = (-0,6 \pm 0,25) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$. Суммируя перечисленные три поправки, получаем

$$\Delta \kappa^2 = \Delta \kappa_1^2 + \Delta \kappa_2^2 + \Delta \kappa_3^2 = (-0,4 + 0,4 - 0,6) \cdot 10^5 = -0,6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$$

для решеток рис. 9 и 11 и $\Delta \kappa^2 = (-0,2 + 0,8 - 0,6) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2} = 0$ для половинной концентрации по рис. 10.

В наших измерениях статистические и другие случайные ошибки были невелики. Гораздо большей является погрешность в κ^2 за счет неточности вводимых поправок. Главными поправками являются: поправка на просчеты ($\sim 2\%$ к отношению J), на гармоники ($< 2\%$ от J), на торцы ($\sim 1\%$ от J), на рассеянные нейтроны ($\sim 1\%$ от J), на боковые слои ($\sim 1\%$ от J). Считая погрешность каждой из поправок равной $0,5\%$ от J и складывая погрешности, как случайные величины, имеем результирующую ошибку в $J \Delta J \approx 1,1\%$ и в $\kappa^2 \Delta \kappa^2 \approx 0,7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$.

Таким образом, точность определения абсолютной величины κ^2 составляет около $0,7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$. Эффект воздушного зазора вокруг блочков на κ^2 был измерен, однако, с большей точностью. Эффект зазора находился как разность

$$\Delta \kappa_{\text{зав}}^2 = \kappa_1^2 - \kappa_2^2,$$

где κ_1^2 — результат измерения при положении металла в квадратных каналах, а κ_2^2 — при положении металла в круглых каналах. Для сравнения

использовались только такие серии измерений, в которых камера и источник в решетке с зазором и в решетке без зазора занимали возможно более сходные положения по отношению к оси и торцам призмы и к урановым блочкам. В таких сопоставимых сериях поправки к κ^2 и, вообще, систематические ошибки измерений в обеих решетках одинаковы и при вычислении $\Delta\kappa_{\text{заз}}^2$ сокращаются. Точность измерения этой величины определяется, следовательно, случайными ошибками.

Результаты измерений эффекта зазора на κ^2 приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Эффект зазора на κ^2 в полной концентрации

Металлы в круглых каналах				Металл в квадратных каналах				Эффект зазора $\Delta\kappa_{\text{заз}}^2 \cdot 10^5$
номер квадратного канала, в котором помещается			$\kappa^2 \cdot 10^5$	номер круглого канала, в котором помещается			$\kappa^2 \cdot 10^5$	
камера	источник			камера	источник			
	1-е положение	2-е положение	1-е положение		2-е положение			
30	93	72	11,2					0,6 ± 0,21
23	86	65	11,05	23	86	65	11,8	0,75 ± 0,21
23	93	51	11,05					0,75 ± 0,21
23	86	65	11,05	30	93	72	11,8	0,75 ± 0,22
16,17	79,80	58,59	11,1	22,23	85,86	64,65	11,85	0,75 ± 0,18
23,22	86,85	65,64		24	87	66		

Таблица 2

Эффект зазора на κ^2 в половинной концентрации

Металлы в круглых каналах				Металлы в квадратных каналах				Эффект зазора $\Delta\kappa_{\text{заз}}^2 \cdot 10^5$
номен канала, в котором помещается			$\kappa^2 \cdot 10^5$	номер канала, в котором помещается			$\kappa^2 \cdot 10^5$	
камера	источник			камера	источник			
	1-е положение	2-е положение	1-е положение		2-е положение			
23 кр	93 кв	51 кв	4,70	23 кр	93 кв	51 кв	6,1	1,4 ± 0,1
23 кв	86 кв	65 кв	3,85	30 кр	93 кр	72 кр	5,4	1,55 ± 0,18

На основании табл. 1 эффект зазора на κ^2 при полной концентрации металла равен

$$\Delta\kappa_{\text{заз}}^2 = (0,75 \pm 0,2) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}.$$

В половинной концентрации эффект зазора составляет согласно табл. 2:

$$\Delta\kappa_{\text{заз}}^2 = (1,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}.$$

б) Измерение L^2 , ϑ_{Al} и δ

Результаты экспоненциальных опытов, проведенных с целью измерения θ по методу, описанному выше в § 2б, представлены в табл. 3 и 4. В этих опытах для получения решетки с ухудшенным k^2 в свободные от металла каналы закладывались полоски кадмия шириной около 2 мм, обернутые алюминиевой фольгой.

Т а б л и ц а 3

Призма без металла

Условия опыта	Диффузионная длина L^2 см ²
Все квадратные каналы закрыты графитовыми стержнями. Все круглые каналы открыты	3220 ± 30
Все квадратные каналы закрыты графитовыми стержнями. В круглых каналах стандартные алюминиевые трубы охлаждения	2850 ± 30
Все квадратные каналы закрыты графитовыми стержнями. В круглых каналах полоски Cd	1680 ± 20

Т а б л и ц а 4

Призма с металлом

Условия опыта		$k^2 \cdot 10^5$
Половинная концентрация. Металл в квадратных каналах	Свободные квадратные каналы закрыты стержнями	
	Круглые каналы открыты	$6,0 \pm 0,15$
	Во всех круглых каналах кадмиевые полоски	$-11,1 \pm 0,25$
Полная концентрация. Металл в квадратных каналах	Во всех круглых каналах, кроме каналов для источников, полоски Cd	$-9,7 \pm 0,25$
	Круглые каналы открыты	$11,7 \pm 0,2$
	Во всех круглых каналах, кроме каналов для источников, полоски Cd	$0,3 \pm 0,2$

По данным табл. 3 с помощью соотношений, аналогичных (41) и (47), найдем отношение поглощения нейтронов в алюминиевых трубах к поглощению в графите:

$$\gamma_{Al} - 1 = \frac{L^2}{L_{Al}^2} - 1 = \frac{3220 \pm 30}{2850 \pm 30} - 1 = 0,13 \pm 0,02.$$

Принимая долю поглощения тепловых нейтронов в графите равной $\delta = 7,9\%$ и отношение плотности нейтронов на поверхности блочка к средней плотности по ячейке 0,7, находим долю поглощения в трубах:

$$\vartheta' = 0,13 \cdot 7,9 \cdot 0,7 = 0,70 \pm 0,11\%.$$

Объем алюминия в оболочках блочков (толщина 1 мм) составляет около 0,8 объема алюминия в трубах охлаждения. Общая потеря нейтронов в алюминии составляет, таким образом,

$$\vartheta_{Al} = 1,3 \pm 0,2\%.$$

Для определения доли поглощения δ , приходящейся на графит, необходимо решить квадратное уравнение (46). Найдем коэффициенты этого уравнения.

а) Полная концентрация металла

Согласно (47), по данным табл. 3 находим:

$$\gamma_{\text{без мет}} = \frac{L^2}{L_n^2} = \frac{3220 \pm 30}{1680 \pm 20} = 1,92 \pm 0,03.$$

Это значение γ следует исправить, согласно (48а) и (48б), на различие температур нейтронов в призме без металла и с металлом и на неоднородность нейтронной плотности в ячейке. Комбинируя (48а) и (48б), имеем

$$\gamma_{\text{мет}} = 1 + (\gamma_{\text{без мет}} - 1) \sqrt{\frac{T_{\text{мет}}^{\circ}}{T_{\text{без мет}}^{\circ}} \frac{n_n}{\bar{n}}}.$$

Принимая $T_{\text{мет}}^{\circ}/T_{\text{без мет}}^{\circ} = 1,2 \pm 0,1$ и $n_n/\bar{n} = 1,05$, находим

$$\gamma = 2,06.$$

Отношение α долей поглощения в графите при наличии кадмиевых полосок и без них из экспоненциальных опытов определить нельзя. На основании измерений другого рода, описанных в следующей главе (табл. 7, 4-я и 6-я строки), это отношение равно:

$$\alpha = \frac{\delta'}{\delta} = \frac{0,069}{0,078} = 0,88.$$

Это отношение нужно увеличить на 2%, так как δ' и δ измерены при не вполне одинаковых условиях: δ' измерено для призмы с пустыми круглыми каналами, в то время как δ — для призмы с каналами, закрытыми графитовыми стержнями. Примем поэтому

$$\alpha = 0,90 \pm 0,02.$$

Значение параметра замедления τ равно по Ферми $\tau = 300 \text{ см}^2$ для графита с плотностью $1,62 \text{ г/см}^3$. В нашем случае с учетом полостей средняя плотность графита равна $0,915 \cdot 1,65 \text{ г/см}^3$ и $\tau = 345 \text{ см}^2$. Подставляя в (45) $\nu\varphi = 1,16$, $\vartheta = 0,01$, находим

$$\tau_1 = \nu\varphi (1 - \nu)\tau \cong 400 \pm 30 \text{ см}^2.$$

Согласно табл. 3, $L^2 = 3220 \pm 30 \text{ см}^2$. Для призмы с металлом, в силу большей температуры нейтронов, следует L^2 увеличить в отношении

$$\sqrt{\frac{T_{\text{мет}}^{\circ}}{T_{\text{без мет}}^{\circ}}} = \sqrt{1,2} = 1,1 \pm 0,05.$$

Принимаем $L^2 = 3540 \text{ см}^2$. Остальные величины, фигурирующие в (46), приведены в табл. 4:

$$\kappa_1^2 = (11,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$$

и

$$\kappa_2^2 = (0,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}.$$

Последнюю цифру нужно несколько уменьшить, поскольку она измерена без полосок кадмия в каналах для источников. Как видно из строк 2 и 3 табл. 4, полоски кадмия в каналах для источников вызывают уменьшение κ^2 на $(11,1 - 9,7) \cdot 10^{-5} = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$. При полной концентрации металла роль поглощения нейтронов в замедлителе 3 вдвое меньше, чем при половинной концентрации. Поэтому в качестве поправки следует принять половину приведенной цифры, т. е.

$$\kappa_2^2 = (0,3 - 0,7) \cdot 10^{-5} = (-0,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}.$$

Подставляя в (46), имеем

$$0,700 \delta^2 + 0,564 \delta - 0,0484 = 0$$

и

$$\delta = 0,078.$$

Варьируя (46), нетрудно найти, что погрешность в δ определяется в основном погрешностями в величинах α , γ , $T_{\text{мет}}^{\circ} / T_{\text{без мет}}^{\circ}$ ($\kappa_1^2 - \kappa_2^2$) и τ . Среднеквадратичная ошибка в δ при указанных выше погрешностях во входящих в (46) величинах равна 0,009. Таким образом,

$$\delta = 7,8 \pm 0,9\%.$$

Для приведения к стандартной ячейке $20 \times 20 \text{ см}$ без полостей этот результат нужно исправить на отсутствие стержней в круглых каналах (фактор 1,02) и на избыток графита в применявшейся решетке (фактор 0,95). В результате

$$\delta = 7,6 \pm 0,9\%.$$

б) Половинная концентрация

$\gamma = 2,06$, как и для полной концентрации,

$$\alpha = \frac{\delta'}{\delta} = \frac{0,135}{0,155} = 0,86 \pm 0,015 \text{ (см. строки 6 и 7 табл. 7),}$$

$$\tau_1 = v_p (1 - \vartheta) \tau = 1,26 \cdot 0,99 \cdot 345 = 430 \pm 30,$$

$$L^2 = 3540,$$

$$\kappa_1^2 = (6,0 \pm 0,15) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2},$$

$$\kappa_2^2 = -(11,4 \pm 0,8) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{ (см. табл. 4).}$$

Подставляя приведенные цифры в (46), имеем

$$0,594 \delta^2 + 0,424 \delta - 0,0735 = 0, \quad \delta = 0,144.$$

Пересчитывая к стандартной ячейке и прибавляя эффект зазора 0,9% для перевода к положению металла в круглых каналах (см. § 6б), получим

$$\delta = 14,8 \pm 1,7\%.$$

6. Измерения по методу баланса тепловых и надтепловых нейтронов

а) Градуировка метода

Как показано в § 2а, измерение доли поглощения тепловых нейтронов, проходящей на графит (δ), можно свести к измерению отношения плотностей тепловых и надтепловых нейтронов в ячейке. Надтепловые нейтроны регистрировались борной камерой, окруженной цилиндром без щелей из кадмия толщиной 0,5 мм.

Для регистрации тепловых нейтронов использовалась та же камера, но со снятым кадмиевым цилиндром.

Поскольку эффективность борной камеры для нейтронов пропорциональна $1/v$, отношение показаний камеры без фильтра N и с фильтром N_δ равно отношению плотностей тепловых и надтепловых нейтронов n/n_δ , увеличенному на единицу, или

$$\frac{n}{n_\delta} = \frac{N}{N_\delta} - 1. \quad (74)$$

Кадмиевый цилиндр был составным из двух половин и легко снимался и одевался, так что операция перехода от регистрации тепловых нейтронов к регистрации быстрых или обратно, продолжалась всего лишь несколько минут. Отсутствие щелей в цилиндре было проверено специальными контрольными опытами, которые более подробно описаны в (II). Эти опыты показали, что доля тепловых нейтронов, проходящая через жестяной цилиндр, равна

$$\varepsilon = 4 \cdot 10^{-4}. \quad (75)$$

Кадмий имеет максимум прозрачности для нейтронов в тепловой области при энергии 0,05 эв. Расчет с учетом изотропного распределения по углам падающих на фильтр нейтронов дает для энергии 0,05 эв коэффициент просачивания 10^{-3} . Хорошее согласие расчетного и экспериментального коэффициентов просачивания говорит об отсутствии в цилиндре заметных щелей для нейтронов.

Для перехода от измеренного отношения n/n_δ к δ нужно знать градуировочный множитель f/T_C . Согласно (40), измерение f/T_C сводится к определению в графитовой призме интеграла плотности надтепловых нейтронов $N_\delta = \int n_\delta dV$ по всей призме и к определению величины QT_C из опытов с тепловыми нейтронами.

Измерения производились в описанной выше призме, из которой был вынут металл; квадратные каналы были закрыты графитовыми стержнями, круглые каналы оставались пустыми. Источник помещался в центре призмы в круглом канале 65.

Для определения N_δ камерой в кадмиевой оболочке определялась интенсивность на различных расстояниях от источника. В полученные значения вносилась поправка на просачивание тепловых нейтронов ($\leq 5\%$ от N_δ) и строился график $r^2 n_\delta = f(r)$ (см. рис. 12, кривая а): графическим интегрированием получалась величина $N_\delta = 4\pi \int r^2 n_\delta dr$. Полученное значение N_δ

относится к призме бесконечных размеров, поскольку при измерении n_8 камера помещалась вблизи оси призмы и влияние краев не сказывалось. Утечка через поверхность призмы рассчитывалась исходя из того, что плотность быстрых нейтронов в конечной призме равна плотности в бесконечной

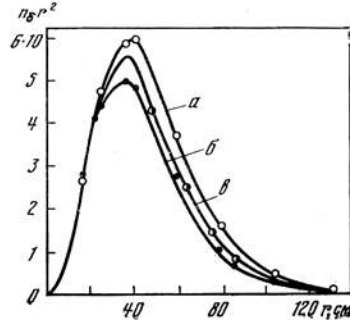


Рис. 12. Зависимость величины $n_8 r^2$ от расстояния r до источника

среде, если в точках зеркального отражения источника Q в гранях призмы поместить отрицательные источники $-Q$.

Утечка через четыре боковые грани равна

$$\frac{\Delta Q}{Q} = 4 \left\{ 1 - \Phi \left(\frac{a}{2\sqrt{\tau}} \right) \right\}, \quad (76)$$

где

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-z^2} dz \text{ — интеграл ошибок.}$$

Согласно данным Ферми [3], подтвержденным опытами К. Д. Толстова, Ra — бериллиевый источник в графитовом замедлителе 3 характеризуется тремя значениями τ : 130 см^2 с весом 15%, 340 см^2 с весом 69,3% и 815 см^2 с весом 15,7%. Подставляя в (76) эти значения, разделенные на $0,915^2$ для приведения к эффективной плотности нашей призмы, и ширину призмы $a = 90 \text{ см}$, находим

$$\begin{aligned} \frac{\Delta Q}{Q} &= 4 \left\{ 1 - 0,15\Phi \left(\frac{90}{2\sqrt{135}} \right) - 0,693\Phi \left(\frac{90}{2\sqrt{407}} \right) - 0,157\Phi \left(\frac{90}{2\sqrt{975}} \right) \right\} = \\ &= 0,03. \end{aligned}$$

С учетом этой поправки число быстрых нейтронов в призме измеряется величиной

$$N_8 = \int n_8 dV = 3,74 \cdot 10^8. \quad (77)$$

Для определения из (39а) величины QT_C одновременно с измерением плотности надтепловых нейтронов была измерена плотность тепловых нейтронов в круглом канале 23. Показатель экспоненты α и диффузионная длина L^2 были взяты из экспоненциальных опытов, описанных в предыдущем параграфе. Подставляя в (39а) численные значения, имеем (F — поправка на гармоники)

$$QT_C = \frac{n}{F} L^2 2a^2 \alpha e^{-\tau/L^2} e^{\alpha z} = \quad (78a)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1625}{1,037} 3220 \cdot 2 \cdot 91,8^2 \cdot 0,03 \cdot \left(0,15e^{\frac{155}{3220}} + 0,693e^{\frac{407}{3220}} + 0,157e^{\frac{975}{3220}} \right)^{-1} \cdot e^{0,03 \cdot 133,3}, \\ QT_C &= 1,21 \cdot 10^{11}. \quad (78a) \end{aligned}$$

Для определения QT_C интегральным методом, т. е. по (396), измерялась плотность тепловых нейтронов в четырех точках по длине каждого канала в одном из октантов призмы. Измерениями была охвачена часть сечения призмы площадью S , ограниченная жирным контуром на рис. 9. Измеренные интенсивности использовались для вычисления средней плотности n_{cp} тепловых нейтронов по области S и интеграла $n_{cp}S$. При этом средняя плотность по сечению $20 \times 20 \text{ см}^2$ графитового кирпича принималась равной

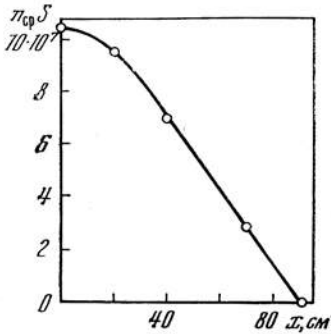


Рис. 13. Зависимость величины $n_{cp} S$ от расстояния x от центра камеры до оси призмы

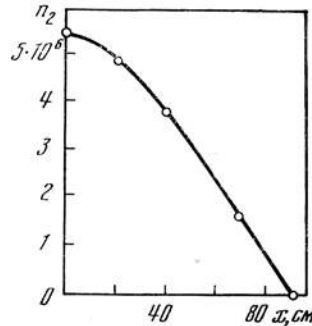


Рис. 14. Зависимость величины \bar{n}_2 от расстояния x

плотности, измеренной в канале по оси этого кирпича. Некоторые кирпичи не полностью входили в область S ; при усреднении измеренная в таких кирпичах интенсивность учитывалась с весом p , равным доле площади сечения кирпича, входящей в S (см. столбец 2 табл. 5). Результаты измерений приведены в табл. 5. При подсчете средних плотностей периферийные каналы (№ 165—169) выделены, поскольку измерения в них используются для вычисления градиента нейтронной плотности (см. ниже).

Для получения $\int ndV$ строился график $n_{cp}S = f(x)$, где x — расстояние центра камеры от оси призмы. При этом принималось, что плотность тепловых нейтронов обращается в нуль на расстоянии $0,7 \lambda_s = 1,8 \text{ см}$ от поверхности графита. Площадь графика (см. рис. 13) дает

$$A_1 = \left(\int ndV \right)_S = 5,49 \cdot 10^9.$$

Для области призмы, лежащей ниже области S (от $z = 103,3$ до нижнего торца $z = 210$), $\int ndV$ определялся расчетом, исходя из формулы (24в) с поправкой на торцы и с использованием значений показателя экспоненты и плотности тепловых нейтронов в круглом канале 23. Расчет дает

$$A_2 = \int_{z_1=133}^{z_2=210} ndV = \frac{16a^2}{\pi^2\alpha} n(z_1) (1 - 2e^{-(z_2-z_1)\alpha}) = 1,60 \cdot 10^9.$$

Учитывая, что A_1 относится к одному октанту призмы, а A_2 — к половине призмы, имеем для всей призмы

$$\int ndV = (8A_1 + 2A_2) F_1 F_2 = (8 \cdot 5,49 \cdot 10^9 + 2 \cdot 1,60 \cdot 10^9) \cdot 1,02 \cdot 1,03 = 4,94 \cdot 10^{10}.$$

Таблица 5

Камера в канале №	Вес (доля площади графитового кирпича, входящая в контур измерения S), P	Число отсчетов за 10 мин, умноженное на вес p (источник в круглом канале 65) $n \cdot p$			
		середина борной камеры на расстоянии от оси			
		$x = 0$	$x = 20$ см	$x = 40$ см	$x = 70$ см
65	0,25	9 900 *	8 800	6 230	2 280
58	0,833	29 800	26 830	19 000	7 090
59	1	30 750	27 620	19 630	7 360
60	0,833	17 220	15 470	11 300	4 510
51	0,167	3 620	3 260	2 390	980
52	1	24 100	21 800	16 070	6 180
53	1	20 900	18 950	13 800	5 470
54	1	14 000	12 750	9 320	3 820
44	0,5	6 230	5 780	4 350	1 880
45	1	13 550	12 450	9 400	3 940
46	1	12 070	11 070	8 440	3 460
47	1	8 300	7 450	5 730	2 380
37	0,833	5 470	5 130	3 880	1 760
38	1	7 130	6 470	5 020	2 200
39	1	6 140	5 600	4 370	1 920
40	0,667	2 960	2 670	2 070	890
32	0,667	2 350	2 190	1 760	800
33	1	2 970	2 800	2 200	1 020
61,31 и заштрихованные	1,33	3 920 *	3 520	2 590	1 150
Сумма $\Sigma p = 16,083$		221 380	200 610	147 480	59 090
Средняя интенсивность $\bar{n}_1 = \frac{\Sigma n p}{\Sigma p}$		13 770	12 480	9 170	3 675
$\int n dS = \bar{n}_1 S_1 = n_1 \cdot (70 \times 103,3 \text{ см}^2)$		$9,96 \cdot 10^7$	$9,02 \cdot 10^7$	$6,63 \cdot 10^7$	$2,66 \cdot 10^7$
169	1,167	5088	4420	3395	1435
168	1	3530	3200	2450	1060

* Экстраполированное значение.

Т а б л и ц а 5 (окончание)

Камера в канале №	Вес (доля площади графитового кирпича, входящая в контур измерения S), P	Число отсчетов за 10 мин, умноженное на вес p (источник в круглом канале 65) $n \cdot p$			
		середина борной камеры на расстоянии от оси			
		$x = 0$	$x = 20$ см	$x = 40$ см	$x = 70$ см
167	1	2 390	2 200	1730	760
166	1	1 660	1 490	1200	540
165	1	950	870	720	330
Сумма $\Sigma p = 5,167$		13 618	12 180	9495	4125
Средняя интенсивность $\bar{n}_2 = \frac{\Sigma n p}{\Sigma p}$		2 635	2 357	1838	798
$\int n dS = \bar{n}_2 S_2 = \bar{n}_2 (20 \times 103,3 \text{ см}^2)$		$0,544 \cdot 10^7$	$0,487 \cdot 10^7$	$0,380 \cdot 10^7$	$0,165 \cdot 10^7$
$\int n dS = \bar{n} S = \bar{n}_1 S_1 + \bar{n}_2 S_2$ по всей области		$10,50 \cdot 10^7$	$9,51 \cdot 10^7$	$7,01 \cdot 10^7$	$2,82 \cdot 10^7$

Здесь $F_1 = 1,02$ — средняя поправка на просчеты, $F_2 = 1,03$ — поправка, приводящая измерения к чувствительности установки, которая имела место при измерениях с надтепловыми нейтронами; эта чувствительность была получена сравнением интенсивности при данных и предыдущих измерениях в одних и тех же условиях (в круглом канале 23).

$\int |\nabla n| dS$ по поверхности призмы, нормальной к каналам, получается делением суммы $\bar{n} S$, полученной для расстояния камеры от оси призмы $x = 70$ см, на расстояние центра камеры от точки обращения нейтронной плотности в нуль, равное $l = 21,8$ см.

$$B_1 = \int_1 |\nabla n| dS = \frac{\bar{n} S_{70}}{l} = \frac{2,82 \cdot 10^7}{21,8} = 1,29 \cdot 10^6.$$

Для получения $\int |\nabla n| dS$ по поверхности призмы, параллельной каналам, интегрируется график $\bar{n}_2 = f(x)$, где \bar{n}_2 — средняя плотность по боковым каналам 165—169 (см. рис. 14). Расстояние от эффективной границы призмы до оси бокового канала равно 11,8 см, высота области S равна $H = 133,3$ см и

$$B_2 = \int_2 |\nabla n| dS = \frac{H \int_0^H \bar{n}_2 dx}{l} = \frac{103,3 \cdot 1,41 \cdot 10^5}{11,8} = 1,23 \cdot 10^6.$$

Для участка призмы ниже области S $\int |\nabla n| dS$ по боковой и торцевой поверхностям находится расчетом и равен

$$B_3 = \int_{z_1=103,3}^{z_2=210} |\nabla n| dS = \frac{8n(z_1)}{\alpha} \left\{ 1 + \frac{4a^2}{\pi^2 L^2} e^{-|z_2 - z_1|^2} \right\} = 2,14 \cdot 10^6.$$

Для всей области

$$\oint \frac{d}{d_1} |\nabla n| dS = \frac{d}{d_1} (8B_1 + 8B_2 + 2B_3) F_1 F_2 = 2,47 \cdot 10^7.$$

Здесь $d/d_1 \simeq 0,96$ — среднее отношение эффективной плотности графита основной части призмы и боковых слоев. В последних эффективная плотность больше ввиду отсутствия квадратных каналов или ввиду того, что они закрыты пробками.

Подставляя в (396), имеем

$$QT_C = \int ndV + L^2 \oint \frac{d}{d_1} |\nabla n| dS = 4,94 \cdot 10^{10} + 3220 \cdot 2,47 \cdot 10^7; \quad (786)$$

$$QT_C = 1,29 \cdot 10^{11}.$$

Погрешность этого результата складывается из ошибок в измерении расстояния от центра камеры, ошибок при усреднении плотностей нейтронов по различным каналам, некоторой неопределенности в эффективной плотности боковых слоев призмы и неточности в поправках; статистические ошибки были ничтожны. Результирующую погрешность можно оценить в $\pm 5\%$.

В (78а) статистическая ошибка меньше 1%; учитывая неточность поправки на гармоники и просчеты, погрешность (78а) можно считать равной 2—3%.

Таким образом, результаты двух методов определения постоянной QT_C в пределах ошибок измерений совпадают, что позволяет более уверенно пользоваться выводами диффузионной теории призмы.

Усредняя (78а) и (78б) с весами, обратно пропорциональными ошибкам, и подставляя в (40), имеем

$$f/T_C = \frac{N_8}{QT_C} = \frac{3,74 \cdot 10^8}{1,23 \cdot 10^{11}} = 3,04 \cdot 10^{-3} \pm 3\%. \quad (79)$$

Эта величина получена из измерений в призме с открытыми круглыми каналами. Однако f/T_C не зависит от плотности графита; утечка нейтронов через открытые каналы (малосущественная, как показали специальные опыты) также не должна влиять на f/T_C , поскольку она в одинаковой степени уменьшает плотность как тепловых, так и надтепловых нейтронов. Поэтому (79) действительно и для призм с закрытыми каналами.

Теоретическая формула (37) дает

$$\frac{j}{T_C} = \frac{2}{3} \frac{\lambda}{\xi L^2} \left(\frac{E_T}{E_{гр}} \right)^{1/2} = \frac{2}{3} \frac{2,6}{0,158 \cdot 2700} \left(\frac{0,034}{0,5} \right)^{1/2} = 2,75 \cdot 10^{-3}.$$

Здесь принято: свободный пробег $\lambda = 2,6$ см и квадрат диффузионной длины $L^2 = 2700$ см² для графита с плотностью 1,65 г/см³ (λ^2/L^2 не зависит от плотности); $E_T = \frac{m(\bar{v})^2}{2} = \frac{4}{\pi} kT$ — энергия нейтрона со скоростью, равной средней скорости при данной температуре. Если нейтроны достигают теплового равновесия с графитом, то $T_0 = 300^\circ$ и $E_T = 0,034$ эв. Теоретическое значение отличается от экспериментального менее чем на 10%, что говорит о справедливости (по крайней мере, приближенной) спектра замедляющихся нейтронов (см. (35)) для энергий порядка порога кадмия, т. е. $\sim 0,4$ эв.

б) Результаты измерений δ

В нижеследующих табл. 6 и 7 приведены исправленные на просчеты отношения чисел импульсов, регистрируемых за одно и то же время камерой без оболочки и камерой в оболочке из кадмия. Каждая цифра является средним результатом нескольких 8—10-часовых серий измерений. Разброс отдельных серий не сильно превышал статистический разброс.

В измеренные значения N_T/N_8 необходимо внести несколько поправок.

1) На просачивание тепловых нейтронов через кадмиевую обочку. На основании (75) поправочный фактор равен $m_1 = 1 + 4 \cdot 10^{-4} (N_T/N_8)$. Для полной концентрации $m_1 = 1,011$.

2) На отличие плотности тепловых нейтронов в точке измерения от средней плотности по ячейке. Поправочный фактор, рассчитанный с помощью формулы (546), равен $m_2 = \bar{n}/n = 0,95$ для полной концентрации и $m_2 = 0,945$ для половинной концентрации.

3) На ухудшение мультипликации в решетке под действием кадмиевой оболочки камеры. Эта поправка находилась экспериментально. Для ее определения рядом с камерой помещался кадмиевый цилиндр, равный по размерам кадмиевой оболочке камеры. Вследствие этого число надтепловых нейтронов, регистрируемых камерой, снижалось на $5 \pm 0,9\%$ в полной концентрации и $4 \pm 1,9\%$ в половинной концентрации. Когда камера была без кадмиевой оболочки, число регистрируемых тепловых нейтронов снижалось соответственно на 22 и 17%. Кадмиевый цилиндр помещался, таким образом, в уже ослабленное на 22 или на 17% поле тепловых нейтронов и влиял на мультипликацию слабее, чем оболочка камеры. С учетом этого обстоятельства поправочный фактор равен:

$$\text{для полной концентрации } m_3 = 1 - \frac{0,05}{0,78} = 0,936,$$

$$\text{для половинной концентрации } m_3 = 1 - \frac{0,04}{0,83} = 0,952.$$

4) Плотность генерации тепловых нейтронов меньше плотности генерации нейтронов с энергией выше первого резонансного уровня урана в отношении $1 - 0,6$ ($1 - \varphi$), где 0,6 — доля резонансного поглощения, приходящаяся на первый уровень. Поскольку во всех наших рассуждениях фигурировала плотность генерации тепловых нейтронов, показания камеры необходимо привести к этой последней.

Доля полного числа импульсов, приходящаяся на нейтроны с энергией выше первого резонанса урана, равна, согласно (36):

$$\frac{v_{\text{ГР}}}{v_{\text{рез}}} = \left(\frac{E_{\text{ГР}}}{E_{\text{рез}}} \right)^{1/2} = \left(\frac{0,5}{7} \right)^{1/2} = 0,27.$$

Поправка равна

$$m_4 = 1 + 0,6 (1 - \varphi) \cdot 0,27.$$

Для полной концентрации $\varphi = 0,88$ и $m_4 = 1,02$, для половинной концентрации $\varphi = 0,94$ и $m_4 = 0,01$.

5) В (II) рассмотрены также поправки, проистекающие от влияния поглощения надтепловых нейтронов в уране на их спектр и от влияния камеры на плотность нейтронов в точке измерения, и показано, что эти поправки достаточно малы, чтобы ими было можно пренебречь.

Влияние камеры на плотность нейтронов необходимо учесть только при измерении эффекта зазора на δ . Когда камера находится в квадратном

Таблица 6

Измерение доли нейтронов, поглощаемой графитом, в решетке с полной концентрацией металла

Условия опыта	$\frac{N_T}{N_S}$	Поправочный фактор m	$\frac{n_T}{n_S} = m \left(\frac{N_T}{N_S} - 1 \right)$	f/T_C	$1 + L^2k^2S$	δ	Среднее значение δ
Металл в круглых каналах; квадратные каналы заполнены графитовыми стержнями	$28,4 \pm 0,15$	0,915	25,0	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,03	0,078	
	$28,9 \pm 0,25$	0,915	25,5	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,03	0,080	0,079
	$28,7 \pm 0,2$	0,925	25,6	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,03	0,080	
	$28,0 \pm 0,15$	0,925	25,0	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,03	0,078	0,079
	$28,1 \pm 0,15$	0,925	25,0	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,03	0,078	
Металл в квадратных каналах; круглые каналы заполнены графитовыми стержнями	$25,6 \pm 0,22$	0,925	22,8	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,0	0,069	0,069

Таблица 7

Измерение доли нейтронов, поглощаемой графитом в решетке с половиной концентрацией металла

Условие опыта	$\frac{N_T}{N_S}$	Поправочный фактор m	$\frac{n_T}{n_S} = m \left(\frac{N_T}{N_S} - 1 \right)$	f/TC	$1 + L^2kS$	δ	Среднее значение δ
Металл в круглых каналах. Свободные каналы заполнены графитовыми стержнями	$58,3 \pm 0,4$	0,93	53,3	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,02	0,165	0,164
	$57,8 \pm 0,5$	0,92	52,3	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,02	0,162	
Металл в квадратных каналах. Свободные каналы заполнены стержнями	$54,9 \pm 0,4$	0,92	49,6	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,027	0,155	0,155
	$54,3 \pm 0,4$	0,93	49,5	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,032	0,155	
	$53,6 \pm 0,5$	0,92	48,5	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,032	0,152	0,154
	$54,3 \pm 0,4$	0,93	49,5	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,032	0,155	
Металл в квадратных каналах. В круглых каналах полосуки Cd	$51,4 \pm 0,5$	0,93	46,6	$3,04 \cdot 10^{-3}$	0,95	0,135	0,135

канале, она слабее влияет на плотность нейтронов в своей окрестности и поэтому, как оценено в (II), ее эффективность примерно на 1% выше по сравнению с эффективностью камеры в круглом канале. Поэтому для измерений, при которых камера помещалась в квадратном канале, вводился дополнительный поправочный множитель $m_5 = 0,99$.

Результирующие поправочные множители $m = m_1 = m_2 m_3 m_4 m_5$ приведены в табл. 6 и 7.

Погрешность значений δ , полученных по данным табл. 6 и 7, определяется, с одной стороны, погрешностью в градуировочном множителе f/T_C ($\sim 3\%$), с другой стороны — неточностью вносимых поправок, которую можно оценить в 4—5%. Среднеквадратичная ошибка результата составляет, таким образом, 5—6%.

Для полной концентрации (металл в круглых каналах) имеем, следовательно,

$$\delta = 7,9 \pm 0,5\%.$$

Для половинной концентрации

$$\delta = 16,4 \pm 0,9\%.$$

Приводя эти цифры к стандартной решетке без квадратных каналов (ср. § 5б), имеем для полной концентрации

$$\delta = 7,5 \pm 0,5\%$$

и для половинной концентрации

$$\delta = 15,6 \pm 0,9\%.$$

Измерения, сведенные в табл. 6 и 7, позволяют оценить эффект воздушного зазора непосредственно на θ . Наиболее отчетливо эффект зазора выявился при половинной концентрации металла. Когда металл находится в круглых каналах $\delta = 0,164$, когда металл находится в квадратных каналах $\delta = 0,155$. Эффект воздушного зазора на θ равен:

$$\Delta\theta_{\text{зав}} = 0,164 - 0,155 = 0,009.$$

Погрешность в $\Delta\theta$ значительно меньше погрешности в δ , поскольку ошибки в градуировочном множителе и в большинстве поправок несущественны. Можно принять

$$\Delta\theta_{\text{зав}} = (0,9 \pm 0,2)\%.$$

При полной концентрации металла эффект зазора значительно ниже, приближаясь по величине к ошибкам измерения. Существенными оказываются небольшие колебания отношения плотностей тепловых и надтепловых нейтронов при перемещении камеры из одного канала в другой.

Поэтому точно так же, как это делалось выше при определении эффекта зазора на κ^2 , сравнение можно производить только по сопоставимым сериям, при которых камера и источник при перекладке металла из круглых каналов в квадратные перемещаются мало и не меняют своего относительного положения. Этим условиям удовлетворяют измерения, приведенные во второй и четвертой строках табл. 6. Из этих измерений следует

$$\Delta\theta_{\text{зав}} = 0,080 - 0,078 = 0,002.$$

Эффект зазора на θ в полной концентрации равен, таким образом,

$$\Delta\theta_{\text{зав}} = (0,2 \pm 0,2)\%.$$

в) Измерения влияния водяного охлаждения на δ

При наличии воды в решетке выражение (34) для δ сохраняется. Однако в этом случае фактор f , связывающий плотность надтепловых нейтронов в точке измерения со средней плотностью генерации нейтронов в ячейке, будет меньшим, чем в отсутствие воды, так как нейтроны быстрее замедляются. В однородной смеси графита с водой плотность замедляющихся нейтронов равна

$$dn(E) = \frac{QdE}{vE} \frac{1}{N_C \xi \sigma_{2s} + N_H \sigma_{3s}},$$

где N_C , N_H — полное число атомов С и Н в ячейке; σ_{2s} , σ_{3s} — сечение рассеяния надтепловых нейтронов на атом С и Н.

Ввиду этого выражение (36а) заменяется следующим:

$$f_1 = \frac{2\lambda}{\xi v_{гp}} \frac{N_C \xi \sigma_{2s}}{N_C \xi \sigma_{2s} + N_H \sigma_{3s}}.$$

откуда

$$f/f_1 = 1 + \frac{N_H \sigma_{3s}}{N_C \xi \sigma_{2s}}, \quad (80)$$

где $f = 2\lambda/\xi v_{гp}$ — значение коэффициента f_1 для чистого графита.

В реальной системе вода сосредоточена около блочков. При таком расположении плотность надтепловых нейтронов (n_s) не будет постоянной по ячейке: можно ожидать минимума n_s у блочка и максимума в центре ячейки. Вообще говоря, формула (80) неприменима в этом случае; фактор f_1 будет больше величины, даваемой (80).

Для нахождения истинного значения f_1 (точнее, отношения f/f_1) был проведен следующий опыт. Из призмы был вынут металл и в круглые каналы были заложены парафиновые трубы наружным диаметром 4,4 см и толщиной стенок около 0,3 мм (вес 3,0 г/см длины).

Камера, закрытая кадмиевым цилиндром, помещалась в обычном положении (в графитовом кирпиче 23). Источник передвигался по каналам, расположенным вблизи оси призмы, и, таким образом, была снята кривая пространственного распределения надтепловых нейтронов, изображенная на рис. 12 (кривая б). Кривая в на том же графике дает результат аналогичных измерений для случая, когда парафиновые трубы были помещены в половине всех круглых каналов (по схеме рис. 11). Очевидно, площадь кривой замедления пропорциональна искомому коэффициенту $f_1 = N_s/Q$, где N_s — полное число надтепловых нейтронов в призме, Q — интенсивность источника, постоянная во всех измерениях (ср. § 2а).

Относя площадь кривых б и в (рис. 12) к площади кривой а для чистого графитовой призмы, имеем: для полной концентрации $f/f_1 = 1,24 \pm 0,03$, для половинной концентрации $f/f_1 = 1,14 \pm 0,03$.

Принимая $\sigma_{2s} = 4,5 \cdot 10^{-24}$ см², $\sigma_{3s} = 20,6 \cdot 10^{-24}$ см², площадь сечения графита на ячейку при полной и половинной концентрации соответственно 407 и 814 см², плотность графита 1,65 г/см³, находим с помощью (80) значения f/f_1 для гомогенной смеси воды с графитом: полная концентрация — $f/f_1 = 1,23$, половинная концентрация — $f/f_1 = 1,12$.

Таким образом, в пределах ошибок опыта коэффициенты f/f_1 совпадают с их значениями для однородной смеси воды с графитом. Это означает, что

вода не приводит к значительным градиентам плотности надтепловых нейтронов по ячейке.

Для интересующего нас двухмиллиметрового слоя воды вокруг блока (площадь сечения слоя $2,3 \text{ см}^2$) с помощью (80) находим для полной концентрации $f/f_1 = 1,13$ и для половинной концентрации $f/f_1 = 1,066$.

Как следует из описанного эксперимента, фактические значения этих величин с точностью до ошибок опыта совпадают с теоретическими. Поскольку они могут быть только меньше теоретических, снизим последние на величину ошибок эксперимента, равную 0,02 (в пересчете на двухмиллиметровый слой воды), и примем

$$(f/f_1)_{\text{полн}} = 1,11 \pm 0,02 \text{ и } (f/f_1)_{\text{полов}} = 1,05 \pm 0,02.$$

Градуировочная постоянная f_1/T_C для решетки с водой будет равна (ср. (79))

$$\left(\frac{f_1}{T_C}\right)_{\text{полн}} = \frac{3,04 \cdot 10^{-3}}{1,11} = 2,74 \cdot 10^{-3}$$

и

$$\left(\frac{f_1}{T_C}\right)_{\text{полов}} = \frac{3,04 \cdot 10^{-3}}{1,05} = 2,90 \cdot 10^{-3}.$$

Результаты измерений δ в решетках с полной и половинной концентрациями металла с водяным охлаждением приведены в табл. 8. Для сравнения приведены также данные для решеток без воды, полученные в тех же условиях (с той же призмой и с тем же расположением камеры и источника), что и данные для решеток с водой. При вычислении δ приняты значения поправок m_1 , m_3 и m_4 , приведенные в предыдущем § 6б. Поправка m_2 равна 0,965 для обеих концентраций; при наличии воды эта поправка ближе к единице, так как отражение от воды способствует выравниванию плотности тепловых нейтронов по ячейке.

При вычислении влияния воды на δ большинство систематических ошибок исключается. Помимо ошибок в измерении N_T/N_δ погрешность в $\Delta\theta_{\text{отр. генер}}$

Таблица 8

Влияние воды на долю нейтронов, поглощаемую в графите

Условия опыта		$\frac{N_T}{N_\delta}$	Поправочный фактор m	$n_T/n_\delta = \frac{N_T}{N_\delta} - 1$ $= m \left(\frac{N_T}{N_\delta} - 1 \right)$	f/T_C	$1 + L^2 \kappa_0 \delta$	δ	Влияние воды на δ : $\Delta\theta_{\text{отр. генер}}$
Полная концентрация металла (металл в круглых каналах)	С охлаждающей водой (слой 2 мм)	$32,9 \pm 0,2$	0,933	29,8	$2,74 \cdot 10^{-3}$	1,025	0,084	$0,006 \pm 0,003$
	Без охлаждающей воды	$28,2 \pm 0,1$	0,915	24,9	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,03	0,078	
Половинная концентрация металла (металл в круглых каналах)	С охлаждающей водой (слой 2 мм)	$66,7 \pm 0,2$	0,953	62,6	$2,90 \cdot 10^{-3}$	1,00	0,182	$0,016 \pm 0,06$
	Без охлаждающей воды	$58,7 \pm 0,2$	0,93	53,7	$3,04 \cdot 10^{-3}$	1,02	0,166	

определяется неточностью в описанном выше определении фактора f/f_1 (2% от δ) и возможными, но неучтенными, изменениями некоторых поправок при переходе к решетке с водой ($\sim 1-2\%$ от δ). Результирующую вероятную ошибку можно оценить в 3—4% от δ . Таким образом, слой воды толщиной 2 мм вокруг блочка вызывает увеличение поглощения нейтронов в графите на величину (ср. § 3б): в полной концентрации $\Delta\theta_{\text{отр.генер}} = (0,6 \pm \pm 0,3\%)$ и в половинной концентрации $\Delta\theta_{\text{отр.генер}} = (1,6 \pm 0,6)\%$.

г) Определение площади миграции нейтронов
и температура нейтронов в решетке

Измерив κ^2 , можно найти коэффициент размножения $k = \nu\phi\theta$, если знать величину так называемой площади миграции нейтрона в решетке $A = L^2\delta + k\tau$; как видно из

$$(1) k = 1 + A\kappa^2.$$

Величину A можно определить экспериментально, используя полученные в предыдущих измерениях значения δ и θT_C .

Плотность тепловых нейтронов в точке на оси призмы, достаточно удаленной от источника, равна, согласно (24в),

$$n = \frac{Q\Phi e^{-\kappa^2 z}}{2a^2 D_{\text{эф}} \alpha} e^{-\alpha z}.$$

Умножая и деля на среднее время жизни нейтрона в решетке $T = T_C\delta$ (см. (31)), имеем

$$A = D_{\text{эф}} T = QT_C\delta \frac{e^{-\kappa^2 z} e^{-\alpha z}}{2a^2 \alpha n} \Phi. \quad (81)$$

В формуле (81) QT_C и δ известны из измерений, описанных в § 6а и § 6б (78а и б) и табл. 6 и 7; κ^2 и показатель экспоненты нейтронной плотности α — из экспоненциальных опытов (§ 5), Φ известно с точностью 1—2%. Для использования формулы (81) остается измерить плотность тепловых нейтронов n в некоторой точке на оси призмы, удаленной от источника на достаточно большое расстояние z . Измеренная плотность n должна быть отнесена к той эффективности установки, которая имела место при измерении QT_C . Это достигалось сравнением с эталоном, в качестве которого служила небольшая графитовая призма с отверстиями для камеры и источника.

В измеренное значение плотности нейтронов n вносились поправки на просчеты, гармоника ($\sim 1\%$) и на отличие плотности нейтронов в точке измерения от средней плотности (5%).

Результаты измерений приведены в табл. 9. Точность полученных значений можно считать равной 6%, т. е. точности, с которой известна δ , поскольку в остальных величинах погрешность значительно меньше. Таким образом, для полной концентрации в применявшейся решетке

$$A = 620 \pm 40 \text{ см}^2;$$

в половинной концентрации

$$A = 950 \pm 60 \text{ см}^2.$$

В стандартной решетке A меньше на фактор 0,95² за счет большей плотности замедлителя и на 2,75% — за счет меньшей величины δ (δ уменьша-

Таблица 9

Условия опыта	$\frac{D_{эф} T_C}{\phi}$	Принятые для вычисления значения		$A = L^2 \delta + k\tau, \text{ см}^2$	Принятые для вычисления значения $\tau, \text{ см}^2$			$\tau, \text{ см}^2$	
		δ	ϕ		Средняя плотность трансформатора по отношению к плотности графита	k	$L^2, \text{ см}^2$	При фактической плотности	Для графита с плотностью 1,65 г/см ³
Полная концентрация. Металл в круглых каналах. Квадратные каналы закрыты графитовыми стержнями	8940	0,079	0,88	620	0,95	1,06	3000	361	326
							3450	328	296
Половинная концентрация по схеме рис. 11. Металл в квадратных каналах. Свободные квадратные каналы закрыты графитовыми стержнями. Круглые каналы пусты	6550	0,154	0,94	950	0,915	1,04	3220	437	366
							3700	366	306

ется на 5,5% и $L^2 \delta \approx 50\%$ от A). Для стандартной решетки, следовательно:

$$A = 550 \pm 35 \text{ см}^2.$$

Найденные значения A можно использовать для определения параметра замедления τ . Такой метод определения τ представляет известный интерес, поскольку он дает именно то значение τ , которое фигурирует в теории мультиплицирующих систем уран — графит. Получаемое из формулы $A = L^2 \delta + k\tau$ значение τ зависит от принятого значения L^2 , которое, в свою очередь, зависит от недостаточно определенного соотношения температур нейтронов в графитовой призме и в решетке. В табл. 10 приведены значения τ для двух предположений относительно диффузионной длины в графите: а) L^2 в решетке = L^2 в чистом графите и б) L^2 в решетке на 15% превышает L^2 в графите, что соответствует температуре нейтронов в решетке на 30% большей температуры нейтронов в графите.

Значения τ для графита с плотностью 1,65 г/см³, полученные из опытов с полной и половинной концентрацией, хорошо согласуются между собой и с цифрой $\tau = 300 \text{ см}^2$, приводимой Ферми, если принять, что температура нейтронов в решетке на 30% выше температуры нейтронов в графите. Для проверки последнего предположения был поставлен следующий опыт, скорее качественный, чем количественный.

На борную камеру одевался бумажный цилиндр с нанесенным на него тонким слоем В₄С. Измерялось число нейтронов, регистрируемых камерой, когда борный фильтр закрывал чувствительную часть камеры (N_B) и когда он был сдвинут на несколько сантиметров в сторону от чувствительной области (N) (рис. 15). Отношение $\frac{N - N_B}{N} = \Delta$ дает уменьшение числа регистрируемых нейтронов, вызванное фильтром. Поскольку чувствительность камеры и коэффициент поглощения тонкого слоя оксида пропорциональны

$1/v$, это уменьшение должно быть пропорционально среднему значению $1/v$, т. е. \bar{v}^{-1} .

В призме с полной концентрацией металла оказалось $\Delta_{\text{мет}} = 0,142 \pm \pm 0,005$. Когда вокруг камеры в радиусе 60 см металл был вынут, измерение дало $\Delta_{\text{с}} = 0,162 \pm 0,005$. Если характер распределения по скоростям не изменяется, то квадрат отношения этих чисел дает отношение температур нейтронов в решетке с металлом и в графите:

$$\frac{T_{\text{мет}}^{\circ}}{T_{\text{без мет}}^{\circ}} = \left(\frac{\Delta_{\text{с}}}{\Delta_{\text{мет}}} \right)^2 = 1,30 \pm 0,15.$$

Фактически, число регистрируемых нейтронов уменьшается не только за счет прямого поглощения борным фильтром, но также и за счет уменьшения плотности тепловых нейтронов в окрестности фильтра.

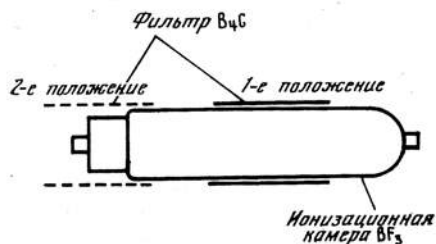


Рис. 15

Последний эффект зависит не только от температуры нейтронов, но и от других свойств системы и мог быть различным в призме с металлом и без него. Чтобы выделить эффект чистого поглощения в боре, измерения без фильтра производились не со снятым, а со сдвинутым на 7 см фильтром. Поскольку размеры фильтра (ϕ 3,5 см, длина 5 см) близки к длине свободного пробега нейтрона в графите (2,6 см), понижение плотности, вызванное сдвинутым фильтром, в значительной степени распространяется на чувствительный объем камеры. Благодаря этому в результат Δ включается только небольшая часть влияния фильтра на нейтронное поле. Кроме того, вспомогательным опытом было показано, что влияние фильтра на нейтронное поле мало зависит от присутствия металла (в пределах ошибок опыта не зависит). Таким образом, можно полагать, что обнаруженное превышение температуры нейтронов в решетке на 30% над температурой нейтронов в графите является реальным. Литературные данные [9] подтверждают этот вывод.

III. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

7. Методы измерения котельных параметров

а) Метод призмы

Для интерпретации результатов экспоненциальных опытов обычно пользуются формулой

$$\kappa^2 = \frac{\pi^2}{2a^2} - \alpha^2, \quad (a)$$

где α — показатель экспоненты затухания плотности тепловых нейтронов вдали от источника; a — эффективная полуширина призмы, равная истинной полуширине $+0,7\lambda_s$ (λ_s — пробег рассеяния тепловых нейтронов).

Пробег рассеяния нейтронов в графите зависит от энергии, возрастая от 2,6 см в тепловой области до 7,5 см при $E \sim 2,5$ Мэв. Поскольку в (а) входит эффективная ширина призмы для тепловых нейтронов, возникает сомнение, учитывает ли эта формула вытекание быстрых нейтронов из призмы и не следует ли в эффективную полуширину подставлять некоторую усреднен-

ную длину рассеяния, промежуточную между пробегами рассеяния быстрых и тепловых нейтронов. Ввиду неясности этого пункта в работе [1] к экспериментальной погрешности в κ^2 была прибавлена гораздо большая ошибка $\Delta\kappa^2 = -2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$, соответствующая возможной ошибке на 2 см в эффективной полуширине призмы.

Анализ, приведенный выше в § 1, показывает, что теория, приводящая к (а), в основном учитывает утечку быстрых нейтронов из призмы. В § 1б найдена поправка к (а), связанная с различием длин рассеяния быстрых и тепловых нейтронов. Эта поправка оказалась небольшой; для применявшейся установки она составляет $-0,4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$. Знак минус указывает, что истинное значение κ^2 меньше получаемого из формулы (а).

Таким образом, устранена основная из неопределенностей, заставлявших говорить, что ошибки в экспериментальных значениях κ^2 являются ошибками толкования, а не измерения. Все же и после этого фактическая погрешность метода призмы в несколько раз превосходит случайные ошибки измерений. Главными источниками ошибок являются неточности в поправках на просчеты, на гармоники, на влияние краев призмы, на эффект рассеянных нейтронов. Результирующая точность в измерении κ^2 , достигнутая в настоящей работе, оценивается в $\pm 0,7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$ (см. § 5а). Ошибка в поправках на просчеты не является принципиальной. Поправки на гармоники и на края можно резко сократить, несколько увеличив высоту призмы (например, до 5 м). В более высокой призме можно также более точно измерить поправку на рассеянные нейтроны. Имеются, следовательно, возможности дальнейшего повышения точности экспоненциального опыта.

Вопрос о предельной достижимой точности остается открытым, поскольку нам неизвестны оценки «погрешности толкования», связанной с заменой в теории призмы ячеистой структуры на однородную среду. Пока размер ячейки невелик по сравнению с диффузионной длиной теплового нейтрона L , с длиной замедления быстрого нейтрона $2\sqrt{\tau}$ и мал по сравнению с шириной призмы, эти погрешности должны быть малы.

В этой связи интересна формула (29) § 1в, дающая поправку к выражению (а) для случая, когда боковые слои призмы имеют κ^2 , отличное от соответствующей величины для центральной части призмы. Неизвестно, можно ли при гомогенизации задачи приписывать периферийным слоям призмы то же значение κ^2 , что и центральным. Так, например, близость границы может существенно сказаться на температуре тепловых нейтронов, а следовательно, на величине θ . Формула (29) показывает, что ошибка в измерении κ^2 , вызванная этой неопределенностью, пропорциональна $(d/a)^3$ и в практических случаях мала*. В нашей установке $d/a = 2/9$ и $\Delta\kappa \cong 10^{-6} \text{ см}^{-2}$, т. е. меньше случайных ошибок измерения.

Для перехода от найденного в экспоненциальном опыте κ^2 к коэффициенту размножения $k = \nu\phi$ требуется знать площадь миграции нейтрона в решетке A ($k = 1 + A\kappa^2$). Если доля поглощения нейтронов, приходящаяся на графит δ , известна (например, из измерений по методу кадмиевого фильтра, § 6б), то, как показано в § 6г, метод призмы может служить для экспериментального определения величины A . Измерения сводятся к сравнению плотностей тепловых нейтронов в призме с изучаемой решеткой и в чисто графитовой призме в точке на оси призмы, достаточно удаленной от источника.

* d — толщина периферийного слоя, которую можно принять равной размеру ячейки.

Измерив κ^2 , A и δ для двух-трех решеток, отличающихся только концентрацией металла, можно, как подробнее описано ниже в § 8, определить и остальные параметры системы — ν и ϕ . Таким образом, метод призмы в сочетании с методом измерения δ (или θ) позволяет экспериментально с неплохой точностью определить все основные параметры мультиплицирующей системы.

Возможности метода призмы чрезвычайно расширяются, если в качестве источника нейтронов использовать физический котел. При этом за счет больших нейтронных интенсивностей значительно сократится расход времени на измерения. Питание призмы через торец тепловыми нейтронами резко снизит амплитуды высших гармоник нейтронной плотности, особенно если призму установить над котлом на графитовом постаменте с сечением, равным сечению призмы. Благодаря устранению гармоник можно будет сократить высоту призмы на 30—40% по сравнению с высотой, потребной при точечном источнике нейтронов. Влияние фона быстрых нейтронов можно исключить, проводя дополнительные измерения с листом кадмия между основанием призмы и котлом.

б) Методы измерения θ

В предыдущих параграфах были описаны два метода измерения доли нейтронов, поглощаемой графитом.

Один из этих методов, который можно назвать экспоненциальным (§ 2б и § 5б), состоит в сравнении величин κ^2 в исследуемой решетке и в такой же решетке, но с искусственно (при помощи полосок кадмия) увеличенным поглощением тепловых нейтронов в замедлителе Z .

Второй метод (§ 2а, § 6) сводится к измерению отношения плотностей тепловых и надтепловых нейтронов в решетке. Это отношение пропорционально δ , поскольку число тепловых нейтронов, поглощаемых графитом, пропорционально их плотности, а плотность надтепловых нейтронов пропорциональна полному числу нейтронов, генерируемых в ячейке в единицу времени.

Практически измерялось отношение чисел импульсов, регистрируемых борной камерой без кадмиевой оболочки и в кадмиевой оболочке, поэтому для краткости будем называть этот метод методом кадмиевого фильтра. Оба метода дали совпадающие в пределах ошибок измерения результаты.

Экспоненциальный метод оказался, однако, более трудоемким и менее точным, ввиду чего мы не будем на нем останавливаться.

Метод кадмиевого фильтра в наших условиях дал точность $\sim 6\%$ в δ . Погрешность вызвана в основном ошибками градуировки метода и неточностью во вводимых поправках. В описанной установке градуировка была осложнена неоднородностью призмы (наличие квадратных каналов); наибольшая из поправок — на ухудшение мультипликации под действием оболочки — камеры — может быть резко сокращена применением малых камер или индикаторов.

Точность метода может быть, таким образом, несколько повышена. Градуировка метода производится с помощью измерений в чистографитовой призме (§ 6а). С точностью порядка 10% градуировочная постоянная может быть найдена также по теоретической формуле (37). Вода, даже в небольшом количестве, существенно изменяет градуировочную постоянную. Как показали опыты, описанные в § 6в, двух-трехмиллиметровый слой воды вокруг

блочков не вызывает заметной неоднородности в распределении плотности надтепловых нейтронов по ячейке. Поэтому с точностью порядка 2% (определяемой ошибками упомянутых опытов) градуировочная постоянная при наличии в призме воды может быть определена по следующей формуле:

$$\frac{f_1}{T_C} = \frac{f}{T_C} \left/ 1 + \frac{N_H \sigma_{sH}}{N_C \xi \sigma_{sC}} \right.,$$

где f/T_C — градуировочная постоянная для графитовой системы без воды; $N_H \sigma_{sH}/N_C \xi \sigma_{sC}$ — отношение замедляющей способности содержащейся в ячейке воды к замедляющей способности графита на ячейку (ср. (80)). После того как метод кадмиевого фильтра проградуирован, измерение δ с его помощью является весьма простой и быстрой операцией.

Как уже отмечалось, метод кадмиевого фильтра применим не только к призме, но и к системе произвольной формы с размерами, достаточно большими, чтобы в ее центре устанавливалось равновесное соотношение между тепловыми и быстрыми нейтронами.

Для получения величины θ , кроме δ , необходимо знать также долю поглощения тепловых нейтронов ϑ , приходящуюся на другие поглотители, помимо графита (алюминиевые оболочки, охладитель и т. п.):

$$\theta = 1 - \delta - \vartheta_{Al} - \vartheta_{воды}. \quad (б)$$

В настоящей работе измерялось поглощение в алюминиевых трубах. Для этого экспоненциальным методом находилась диффузионная длина L_{Al}^2 графитовой призмы, в которую были заложены алюминиевые трубы (см. § 5б). Искомая величина равна

$$\vartheta_{Al} = \frac{L_{Al}^2}{L^2} \frac{n_{Al}}{\bar{n}},$$

где \bar{n} — средняя плотность тепловых нейтронов в ячейке; n_{Al} — плотность тепловых нейтронов в алюминии (т. е. практически на поверхности бруска). Величина n_{Al}/\bar{n} оценивалась теоретически.

Поглощение нейтронов в охлаждающей воде ($\vartheta_{воды}$) может быть измерено аналогичным образом или рассчитано, исходя из известного отношения сечений захвата воды и графита. Слой воды вокруг бруска, помимо собственного поглощения, приводит к увеличению поглощения нейтронов в графите (ср. § 3в и § 9). Поэтому для получения θ для решетки с водой в (б) следует подставлять значение δ , полученное из измерений в присутствии воды.

8. Результаты измерений параметров системы уран-графит

Как уже указывалось, в настоящей работе использовалась решетка, в которой на одну цилиндрическую трубку с блоками урана диаметром 35 мм приходилась площадь сечения призмы 444 см², в том числе 407 см² приходилось на графит (плотностью 1,65 г/см³) и около 25 см² — на воздушные полости.

Урановые блочки находились в Al-трубах. Для этой решетки измерения, описанные в гл. 7 и 8, дали следующие значения параметров:

$$\kappa^2 = (11,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2},$$

доля тепловых поглощающих нейтронов в графите $\delta = 0,079 \pm 0,005$. По-

следняя цифра получена методом кадмиевого фильтра; она хорошо согласуется с результатом, полученным экспоненциальным методом, который дал значение $\delta = 0,078 \pm 0,009$.

Доля тепловых нейтронов, поглощаемая в алюминиевых оболочках и трубах охлаждения. $\phi = 0,013 \pm 0,002$.

Коэффициент использования тепловых нейтронов $Q = 1 - \delta - \phi = 0,908 \pm 0,006$. Площадь миграции нейтрона в решетке (знаменатель формулы (2) для κ^2) $A = L^2\delta + k\tau = 620 \pm 40 \text{ см}^2$.

Исходя из приведенных выше значений κ^2 и A , коэффициент размножения равен

$$k = \nu\phi\theta = 1 + Ak^2 = 1,070 \pm 0,005.$$

Величины ν и ϕ можно получить из результатов измерения k и θ для двух различных концентраций металла в решетке, если воспользоваться следующей из весьма общих соображений пропорциональностью между резонансным поглощением и концентрацией металла.

Если ϕ_1 и $\phi_{0,5}$ — вероятность замедления без резонансного захвата соответственно для нормальной и половинной концентрации металла, то

$$\frac{1 - \phi_{0,5}}{1 - \phi_1} = \frac{0,5}{1}.$$

Обозначая $1 - \phi_1 = \alpha$, мы имеем два уравнения для ν и α :

$$k_1 = \nu\phi_1\theta_1 = \nu\theta_1(1 - \nu)$$

и

$$k_{0,5} = \nu\phi_{0,5}\theta_{0,5} = \nu\theta_{0,5}(1 - 0,5\alpha),$$

откуда

$$\alpha = \frac{1 - \frac{k_1\theta_{0,5}}{k_{0,5}\theta_1}}{1 - 0,5 \frac{k_1\theta_{0,5}}{k_{0,5}\theta_1}}. \quad (\text{в})$$

Таблица 10

Параметры мультиплицирующих систем уран—графит

Блочки диаметром 35 мм в алюминиевой оболочке толщиной 1 мм и в алюминиевых трубах охлаждения со стенками толщиной 1 мм (охлаждающей воды нет).

Графит плотностью 1,65 г/см³ с диффузионной длиной $L^2 = 2700 \text{ см}^2$

Решетка	$\kappa^2 \cdot 10^5, \text{ см}^{-2}$	Коэффициент размножения $k = \nu\phi\theta$	ν	ϕ
Стандартная решетка с площадью 400 см ²	12,7 ± 0,7	1,07 ± 0,006	1,35 ± 0,02	0,87 ± 0,01
Решетка с половинной концентрацией (площадь ячейки 800 см ²)	6,0 ± 0,7	1,047 ± 0,006	1,35 ± 0,02	0,935 ± 0,005

Принимая для половинной концентрации $\kappa^2 = 6,0 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$, $\delta = 0,154$ и $A = 900$ (см. табл. 2 и 4, 7 и 9; в этих измерениях металл находился в квадратных каналах), имеем

$$\alpha = 1,054$$

и

$$\theta_{0,5} = 0,833.$$

С помощью (в) находим $\alpha = 0,127$,

$$\varphi_1 = 0,87 \pm 0,01.$$

Число нейтронов, испускаемых на один захваченный металлом нейтрон, равно

$$\nu = \frac{k}{\varphi\theta} = \frac{1,07}{0,87 \cdot 0,91} = 1,35 \pm 0,02.$$

Значительно более точные результаты для ν и φ получаются, если для их определения воспользоваться результатами измерения k и θ для ряда решеток с различными концентрациями металла. О. И. Козинец из таких измерений получил $\nu = 1,32 \pm 0,01$; более поздние измерения дали $\nu = 1,325 \pm 0,01$. Соответственно значения φ получаются на 0,01—0,02 выше найденной нами величины.

В нормальной решетке не содержится пустот и на одну трубу с ураном приходится ячейка сечением 400 см^2 (385 см^2 графита).

Плотность замедлителя З в стандартной решетке на 5%, а концентрация металла на 5,5% выше, чем в применявшейся полной концентрации. Величины параметров, пересчитанные к нормальной решетке уран-графит, приведены в следующей таблице. Здесь же даны параметры решетки с половинной концентрацией металла.

Некоторые из приведенных в табл. 10 характеристик известны. Отличительной особенностью табл. 10 является, однако, то, что все фигурирующие здесь цифры являются прямыми результатами обработки опытов, проведенных в одной лаборатории.

Величина L^2 , приведенная в последнем столбце табл. 10, учитывает тот факт, что температура нейтронов в решетке с металлом выше температуры

θ	Доля поглощения тепловых нейтронов		Площадь миграции нейтрона $A = L^2\delta + k\tau$, см^2	Параметр замедления τ , см^2	Диффузионная длина в графите решетки, L^2 , см^2
	в графите δ	в алюминии φ			
$0,91 \pm 0,005$	$0,075 \pm 0,005$	$0,013 \pm 0,002$	550 ± 30	300 ± 30	3000 ± 150
$0,83 \pm 0,01$	$0,156 \pm 0,009$	$0,013 \pm 0,002$	780 ± 40	300 ± 30	3000 ± 150

нейтронов в чистом графите на 20—30%. Цифра $L^2 = 3000 \text{ см}^2$ взята на основании опытов по оценке отношения температур нейтронов в решетке и в графите. Она подтверждается сравнением измеренных и вычисленных величин $A = L^2\delta + k\tau$ для нормальной и половинной концентрации металла (см. § 6г).

9. Эффект зазора и эффект отражения от воды

В работах Л. В. Грошева, Л. Е. Лазаревой, И. М. Франка и Е. Л. Фейнберга (1946 г.) эффекты зазора и отражения от воды изучались на следующей модели.

Урановый блочок заменялся кадмиевым цилиндром, который помещался в канале графитовой призмы на расстоянии до 60 см от источника. На кадмиевый цилиндр одевался тонкий алюминиевый цилиндр, который служил индикатором. Показания алюминиевого индикатора были пропорциональны числу тепловых нейтронов, поглощенных блочком, т. е. кадмиевым цилиндром. Когда кадмиевый цилиндр окружался слоем парафина толщиной 2 мм, показания индикатора падали, что свидетельствовало о влиянии отражения слоем тепловых нейтронов. В других опытах слой графита толщиной 2 см вокруг кадмиевого цилиндра был съёмным. Когда этот слой удалялся, т. е. когда между кадмиевым цилиндром и графитом образовывался воздушный зазор, показания индикатора возрастали, выявляя положительное влияние зазора на поглощение тепловых нейтронов в графите.

Результаты этих опытов, обработанные с учетом ряда контрольных измерений, согласовывались количественно с цифрами эффекта зазора и эффекта отражения от воды на θ , полученными с помощью диффузионной теории, изложенной в § 3б.

В данной работе эффекты зазора и отражения от воды изучались на реальной мультиплицирующей среде. Результаты наших экспериментов, а также соответствующие предсказания диффузионной теории представлены в табл. 11.

Таблица 11

Влияние воздушного зазора и водяного охлаждения на поглощение нейтронов в графите

Концентрация металла	Влияние воздушного зазора средней толщиной 1,6 см $\Delta\theta_{\text{зая}}, \%$		Влияние водяного охлаж- дения (слой толщиной 2 мм) $\Delta\theta_{\text{отр. генер.}}, \%$	
	эксперимент	теория (ф-ла (60))	эксперимент (табл. 8)	теория (ф-ла (61б))
Полная концентрация	$0,3 \pm 0,2$	0,7	$0,6 \pm 0,3$	1,6
Половинная концентрация	$1,0 \pm 0,2$	1,6	$1,6 \pm 0,6$	3,6

В опытах, описанных в § 6в, измерялся не чистый эффект отражения нейтронов слоем воды, а полное влияние воды на поглощение нейтронов в графите. Полное влияние воды меньше эффекта отражения, так как последний частично компенсируется генерацией тепловых нейтронов в слое воды, т. е. непосредственно у блочка. В табл. 11 как экспериментальные, так и теоре-

тические цифры относятся к полному влиянию воды на поглощение в графите. В дальнейшем при обсуждении мы будем для краткости говорить об эффекте отражения, имея в виду, что он составляет главную часть влияния воды на δ .

Эффект зазора измерялся в данной работе двумя независимыми методами.

В § 6б описаны измерения влияния зазора на θ методом кадмиевого фильтра. Эти измерения дали для полной концентрации металла $\Delta\theta_{\text{заяз}} = 0,2 \pm \pm 0,2\%$ и для половинной концентрации $\Delta\theta_{\text{заяз}} = 0,9 \pm 0,2\%$.

В § 5а описаны измерения влияния зазора на κ^2 , проведенные экспоненциальным методом. В решетке с полной концентрацией металла было получено $\Delta\kappa_{\text{заяз}}^2 = (0,75 \pm 0,2) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$, тогда как в половинной концентрации $\Delta\kappa_{\text{заяз}}^2 = (1,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$. При переходе от этих цифр к эффекту зазора на θ следует учесть уменьшение вероятности деления на быстрых нейтронах при наличии зазора, которое, как оценено в § 4, снижает коэффициент размножения на 0,002. Пусть в отсутствие зазора

$$k_1 = \nu\phi\theta_1 = 1 + A_1\kappa_1^2.$$

При наличии зазора $\kappa_2^2 = \kappa_1^2 + \Delta\kappa^2$, $\theta_2 = \theta_1 + \Delta\theta$, $A_2 = A_1 - L^2\Delta\theta$ (так как $A = L^2(1 - \theta) + k\tau$). Учитывая ухудшение размножения на быстрых нейтронах, имеем для коэффициента размножения в решетке с зазором:

$$k_2 = \nu\phi(\theta_1 + \Delta\theta) - 0,002 = 1 + (A_1 - L^2\Delta\theta)(\kappa_1^2 + \Delta\kappa_1^2).$$

Комбинируя выражения для k_1 и k_2 и пренебрегая членом $L^2\Delta\theta\Delta\kappa^2$, получаем

$$\Delta\theta = \frac{A_1\Delta\kappa^2 + 0,002}{\nu\phi + L^2\kappa_1^2}. \quad (\text{г})$$

Для полной концентрации отсюда следует

$$\Delta\theta_{\text{заяз}} = \frac{620 \cdot 0,75^{-5} + 0,002}{1,17 + 0,37} = 0,004 \pm 0,002;$$

для половинной концентрации

$$\Delta\theta_{\text{заяз}} = \frac{900 \cdot 1,5 \cdot 10^{-5} + 0,002}{1,25 + 0,19} = 0,011 \pm 0,002.$$

Таким образом, результаты измерений эффекта зазора на κ^2 и непосредственно на θ в пределах ошибок опытов совпадают. Этот факт подтверждает правильность представлений о роли воздушного зазора, развитых в [6] и изложенных выше в § 3б. В табл. 11 приведены значения $\Delta\theta_{\text{заяз}}$, усредненные по двум описанным методам измерения.

На основании табл. 11 можно сделать следующие выводы.

1. Предсказания относительно влияния воздушного зазора и отражения от воды на размножение нейтронов в системах уран—графит, сделанные в 1946 г. в работах И. М. Франка с сотрудниками, качественно полностью оправдались, именно: воздушный зазор вокруг блочков урана вызывает улучшение θ и тем самым увеличение коэффициента размножения.

Слой водяного охлаждения вокруг блочков приводит к увеличению доли нейтронов, поглощаемой в графите, что является заметным дополнительным фактором отрицательного влияния воды на коэффициент размножения.

Оба эффекта особенно существенны в решетках с малой концентрацией металла.

2. Количественно как влияние отражения от воды на θ , так и влияние воздушного зазора оказались на фактор порядка двух более слабыми, чем это следует из диффузионной теории.

Обсуждение, проведенное в § 3в, показывает, что слабыми местами обычной диффузионной теории θ являются пренебрежение поглощением нейтронов в процессе замедления и, в особенности, допущение о постоянной средней скорости тепловых нейтронов в процессе их диффузии. Теория θ , исходящая из диффузии нейтронов с постоянной скоростью, не является, таким образом, вполне адекватной. За неимением иной теории, приходится все же для численной оценки влияния различных факторов на θ прибегать к диффузионной теории. Как ясно из предыдущего, к результатам диффузионного рассмотрения следует подходить весьма осторожно.

В § 3б отмечалось, что эффект отражения, эффект зазора и вообще влияние геометрии ячейки (при данных блоках) на θ связаны с существованием пути первого дохождения теплового нейтрона до блокочков. Из расхождения между теоретическими и экспериментальными данными, приведенными в табл. 11, можно заключить, что диффузионная теория завышает вклад нейтронов первого дохождения в поглощение в графите. Причину этого можно видеть в том, что на пути первого дохождения нейтроны являются более «горячими» по сравнению со всей совокупностью тепловых нейтронов. В опытах 1946 г. средний путь первого дохождения нейтрона до кадмиевого цилиндра во много раз больше пути первого дохождения в решетке с обычной концентрацией. Нейтроны на пути первого дохождения успевали прийти в равновесие с графитом; это обстоятельство, наряду с отсутствием поглощения нейтронов в надтепловой области, объясняет приблизительное согласие результатов 1946 г. с предсказаниями диффузионной теории.

Для грубой ориентировки в величине геометрических эффектов θ можно, по-видимому, пользоваться диффузионными формулами для θ , приписывая, однако, членам первого дохождения (т. е. членам, не зависящим от ядерных свойств блокочков) диффузионную длину L^2 на 40—60% большую, чем средняя. В решетках со значительной концентрацией металла существенно также учесть поглощение в уране надтепловых нейтронов, которое не зависит от геометрии ячейки (см. § 3в).

10. Температурный эффект физического котла

Ранее* были рассмотрены факторы температурного эффекта физического котла, т. е. котла, в котором нет градиентов температуры и отсутствует водяное охлаждение. Вода и градиенты температуры внутри каждой ячейки и по котлу в целом обуславливают значительное различие в температурных эффектах промышленного и физического котлов. Температурный эффект физического котла представляет все же интерес как сам по себе, так и в качестве составной части полного температурного эффекта промышленного котла.

Температурный эффект обуславливается, с одной стороны, тепловым расширением материалов котла, с другой стороны — возрастанием температуры тепловых нейтронов с температурой котла. Тепловое расширение котла приводит к увеличению утечки нейтронов, а в блокочковой системе — также к ухудшению ϕ и небольшому изменению δ . В § 5 была получена следующая оценка влияния теплового расширения на эффективный коэффициент

* См. сноску на стр. 45.

размножения:

$$\left(\frac{\partial k_{\text{эф}}}{\partial T^{\circ}}\right)_{\text{тепл. расш}} = -0,4 \cdot 10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{K}^{-1}.$$

Эта цифра надежна только по порядку величины, так как мы не располагаем точными данными о коэффициентах линейного расширения урана и графита.

Большой положительный температурный эффект связан с уменьшением количества воздуха в котле в результате его нагрева. Величина этого эффекта оценена в § 5а, исходя из опубликованного Ферми с сотрудниками значения барометрического эффекта котла:

$$\left(\frac{\partial k_{\text{эф}}}{\partial T^{\circ}}\right)_{\text{возд}} = +2 \cdot 10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{K}^{-1}.$$

Главным эффектом возрастания температуры тепловых нейтронов является увеличение их коэффициента диффузии и соответствующее увеличение их утечки из системы.

Как отмечено выше *, за утечку из котла ответственны нейтроны, ставшие тепловыми в одной ячейке, а поглощенные ураном в какой-либо соседней. Такие нейтроны проходят в графите путь, превышающий средний путь нейтрона до поглощения; можно полагать, что они приходят в тепловое равновесие с графитом. С учетом этого замечания температурный эффект, связанный с возрастанием коэффициента диффузии тепловых нейтронов, равен

$$\left(\frac{\partial k_{\text{эф}}}{\partial T^{\circ}}\right)_{\text{утечка}} = -3,5 \cdot 10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{K}^{-1}.$$

Если температура отражателя равна температуре котла, то увеличение температуры нейтронов дает положительный температурный эффект, для которого получена оценка *

$$\left(\frac{\partial k_{\text{эф}}}{\partial T^{\circ}}\right)_{\text{отраж}} = +(0,8 \div 1,6) \cdot 10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{K}^{-1}.$$

Возрастание температуры нейтронов приводит также к следующим эффектам. Во-первых, уменьшается выход нейтронов ν на один захват в металле (что вызвано отступлением сечения захвата урана от закона $1/\nu$ из-за наличия резонансного уровня). Во-вторых, к уменьшению захвата нейтронов в графите δ . Поскольку заметная часть нейтронов поглощается в металле до того, как они пришли в тепловое равновесие с графитом, для этих двух эффектов $\left| \frac{\partial}{\partial T^{\circ}_{\text{котла}}} \right| < \left| \frac{\partial}{\partial T^{\circ}_{\text{нейтр}}} \right|$.

Мы примем ориентировочно, что в тепловое равновесие приходит половина всех нейтронов, тогда

$$\left| \frac{\partial}{\partial T^{\circ}_{\text{котла}}} \right| = 0,5 \left| \frac{\partial}{\partial T^{\circ}_{\text{нейтр}}} \right|.$$

В этом предположении упомянутые эффекты дадут:

$$\left(\frac{\partial k_{\text{эф}}}{\partial T^{\circ}}\right)_{\nu} = 0,5 \cdot -1,8 \cdot 10^{-5} = -0,9 \cdot 10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{K}^{-1}$$

* См. сноску на стр. 45.

и

$$\left(\frac{\partial k_{\text{эф}}}{\partial T^{\circ}}\right)_s = 0,5 \cdot 14,5g \cdot 10^{-5} \cong + 7g \cdot 10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{K}^{-1}.$$

В последнем выражении коэффициент g зависит от относительной роли нейтронов первого дохождения в поглощении в графите. Если все поглощение происходит на пути первого дохождения (абсолютно поглощающие блочки), то $g = 1$. Если роль первого дохождения пренебрежимо мала, то для блочков реальных размеров g лежит в пределах 0,2—0,3 для цилиндрических и 0,3—0,4 для сферических блочков. Диффузионная теория θ дает $g = 0,4 \div 0,6$. Суммируя все факторы температурного эффекта, имеем

$$\frac{dk_{\text{эф}}}{dT^{\circ}} = (-2 + 7g) \cdot 10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{K}^{-1}. \quad (\text{д})$$

Хорошо известно, что температурный эффект котла без водяного охлаждения отрицателен. Отсюда следует $g < 0,3$. Ферми приводит величину $-2 \cdot 10^{-5}$ для температурного эффекта физического котла. Если принять неточность выражения (д) в $1 \cdot 10^{-5}$, то, используя цифру Ферми, получаем оценку для g :

$$g < 0,15.$$

Из вышеизложенного следует, что экспериментальная отрицательная величина температурного эффекта котла объясняется теоретически лишь в том случае, если принять, что нейтроны первого дохождения не дают температурного эффекта в θ , т. е. принять, что на пути первого дохождения нейтроны не приходят в тепловое равновесие с графитом. Эта точка зрения вполне согласуется с выводами, следующими из опытов по эффекту зазора и эффекту отражения от воды (см. § 9).

Грубость приведенных выше оценок и недостаточность имеющихся в нашем распоряжении экспериментальных данных не позволяют, конечно, утверждать, что проведенное рассмотрение учитывает все главные факторы температурного эффекта физического котла. Если имеются существенные не учтенные нами факторы, то можно думать, что они дают отрицательный температурный эффект. В качестве примера таких неисключенных гипотетических факторов можно указать резонансный уровень урана вблизи тепловой области или резонансный уровень урана с отрицательной энергией.

11. Выводы

1. Уточнен экспоненциальный метод измерения κ^2 : детально рассмотрен вопрос об учете вытекания быстрых нейтронов из призмы и рассчитана поправка к формуле $\kappa^2 = \frac{\pi^2}{2a^2} - \alpha^2$, связанная с различием пробегов рассеяния для тепловых и для быстрых нейтронов. Эта поправка мала и в применявшейся установке снижает величину κ^2 на $0,4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$.

Даны обобщенная формула поправки на близость торца призмы и формула поправки на влияние боковых слоев с κ^2 , отличных от κ^2 центральной части призмы. Экспериментально оценена роль рассеяния быстрых нейтронов от стен здания и других предметов. В использованной установке рассеянные нейтроны завышали κ^2 на $(0,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$.

С призмой размером $180 \times 180 \times 420 \text{ см}$ достигнута точность в измерении абсолютной величины κ^2 , равная $\pm 0,7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$.

2. Разработаны два метода измерения доли нейтронов δ , поглощаемой графитом. Наиболее удобным оказался метод кадмиевого фильтра, состоящий в сравнении плотностей тепловых и надтепловых нейтронов в какой-либо точке решетки при помощи борной камеры, которая может закрываться кадмиевым чехлом. Достигнута точность 5—6% в абсолютном измерении и значительно большая точность в измерении влияния различных факторов на δ .

3. Измерены параметры κ^2 , δ , θ , $\nu\theta$, ϕ и др. для двух мультиплицирующих решеток: а) с нормальной концентрацией металла (1 урановый блок диаметром 35 мм на графитовый кирпич сечением $20 \times 20 \text{ см}^2$) и б) с вдвое меньшей концентрацией металла.

κ^2 , L^2 и поглощение в Al трубах ν_{Al} измерялись экспоненциальным методом на призме размером $180 \times 180 \times 420 \text{ см}$; поглощение в графите находилось методом кадмиевого фильтра. Метод призмы был приспособлен также для измерения площади миграции нейтронов в решетке $A = L^2\delta + \kappa t$, что позволило определить экспериментально коэффициент размножения $k = 1 + A\kappa^2$. Сводка результатов измерений приведена в табл. 10.

4. Измерен эффект воздушного зазора вокруг брусков на κ^2 и на θ и подтверждено предсказанное И. М. Франком с сотрудниками положительное влияние зазора на мультипликацию. Эффект зазора толщиной 1,6 см равен: при полной концентрации металла

$$\Delta\kappa_{\text{зая}}^2 = (0,75 \pm 0,2) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2},$$

$$\Delta\theta_{\text{зая}} = 0,3 \pm 0,2\%;$$

при половинной концентрации металла

$$\Delta\kappa_{\text{зая}}^2 = (1,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2},$$

$$\Delta\theta_{\text{зая}} = 1,0 \pm 0,2\%.$$

5. Измерено влияние водяного охлаждения на поглощение нейтронов в графите мультиплицирующей решетки. В решетке с полной концентрацией металла водяное охлаждение увеличивает поглощение в графите на величину $\Delta\theta = 0,6 \pm 0,3\%$; в половинной концентрации $\Delta\theta = 1,6 \pm 0,6\%$. Этот эффект объясняется вредным действием отражения нейтронов от слоя воды.

6. Количественно эффект воздушного зазора и эффект отражения от воды не согласуются с предсказаниями диффузионной теории, которая дает значения, превышающие экспериментальные цифры на фактор порядка двух. Этот результат свидетельствует о непригодности допущения о постоянстве скорости тепловых нейтронов в процессе диффузии. Главной причиной сравнительно малой величины эффектов зазора и отражения является то, что нейтроны первого дохождения, ответственные за эти эффекты, обладают большей средней скоростью, чем остальная масса тепловых нейтронов.

7. Специальный опыт показал, что температура нейтронов в решетке с металлом на $30 \pm 15\%$ выше температуры нейтронов в чистом графите. Этот результат, который подтверждается также и другими косвенными экспериментальными данными, говорит о том, что в решетке с металлом тепловые нейтроны не достигают теплового равновесия с графитом.

8. Рассмотрены факторы температурного эффекта физического котла: тепловое расширение материалов котла и воздуха; изменение ν , θ и утечки нейтронов из котла в результате увеличения температуры нейтронов. Зави-

симось ν от температуры связана с отступлением сечения захвата урана от закона $1/\nu$ из-за наличия резонансных уровней.

Диффузионная теория дает слишком большой температурный эффект θ , противоречащий экспериментальным данным. Этот факт можно объяснить тем, что нейтроны первого дождения не приходят в тепловое равновесие с графитом, что согласуется с выводами из опытов по эффекту зазора и эффекту отражения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая работа проведена в 1948—1949 гг. в Лаборатории И. М. Франка Физического института им. П. Н. Лебедева Академии наук СССР. Работа выполнялась под руководством И. М. Франка и Л. В. Грошева, которым автор выражает свою глубокую благодарность за постоянную помощь, многочисленные указания и дискуссии. Теоретическую часть работы консультировал Е. Л. Фейнберг, советы которого были исключительно ценными; автор рад выразить Е. Л. Фейнбергу свою искреннюю признательность. На различных этапах работы в ее экспериментальной части вместе с автором принимали участие научные сотрудники ФИАН О. И. Козинец, Л. Е. Лазарева, Н. И. Петров и К. Д. Толстов.

Неоценимой была роль И. В. Штраниха, разработавшего и наладившего сложную радиотехнику установки и оказывавшего содействие в преодолении ряда других экспериментальных трудностей. Автор глубоко благодарен указанным товарищам за дружескую помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. И. Гуревич, И. Я. Померанчук*. Реакторостроение и теория реакторов. Доклады на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 220.
2. *Я. В. Зельдович, Ю. Б. Харитон*. ЖЭТФ, 1940, 10, 477.
3. Сб. «Научные и технические основы ядерной энергетики». Под ред. К. Гудмена. М., Госинтоиздат, 1948.
4. *Л. В. Грошев, Е. Л. Фейнберг, И. М. Франк*. Размножение нейтронов в уран-графитовых системах. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. Заседания ОФМН. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 3—20.
5. *Л. В. Грошев, О. И. Козинец, Л. Е. Лазарева, К. Д. Толстов, Е. Л. Фейнберг, И. М. Франк, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраних*. Изучение параметров уран-графитовых гетерогенных систем методом призмы. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. Заседания ОФМН. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 21—52.
6. *К. Д. Толстов, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраних*. Средние скорости нейтронов в различных средах. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. Заседания ОФМН. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 108.
7. *Б. Падьяевич, О. И. Козинец, К. Д. Толстов, И. М. Франк, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраних*. Измерение температурных эффектов в уран-графитовых подкритических системах. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. Заседания ОФМН. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 132.
8. *Э. Ферми*. УФН, 1947, 32, 54.
9. *H. L. Anderson, E. Fermi at al.* Phys. Rev., 1947, 72, 16.
10. *A. M. Weinberg, H. C. Schweinler.* Phys. Rev., 1948, 74, 851.
11. «Нейтронные эффективные сечения элементов». Приложение к сб. «Научные и технические основы ядерной энергетики». М., Госинтоиздат, 1948.

К ТЕОРИИ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ *

1. ВВЕДЕНИЕ

Теория резонансного поглощения нейтронов в системах уран—замедлитель была впервые разработана в 1944—1945 гг. в работе И. Гуревича и И. Померанчука и применена затем в работе Е. Файнберга и И. Франка [1, 2], касающейся систем с толстыми блоками. Крупной заслугой этой теории является объяснение положительного эффекта блоков на φ . Как известно, осуществление каталитической реакции на небогатенном уране возможно только благодаря существованию этого эффекта. Согласно теории названных авторов, величина резонансного поглощения на единицу поверхности уранового блока \mathcal{P} пропорциональна корню из среднего пути нейтрона в блоке, т. е. в случае цилиндрических блоков радиуса r имеем $\mathcal{P} \sim r^{1/2}$. Ввиду этого резонансное поглощение на единицу объема блока (удельное поглощение) обратно пропорционально корню из радиуса блока:

$$\frac{\mathcal{P}}{r} \propto r^{-1/2}. \quad (a)$$

Опыты, поставленные М. Егизаровым [3], показали, однако, что помимо слагающей пропорциональной $r^{-1/2}$, удельное резонансное поглощение содержит постоянную слагающую, так называемое неболируемое поглощение. Результаты этих опытов можно описать формулой типа

$$\frac{\mathcal{P}}{r} = A + Br^{-1/2}. \quad (б)$$

Для блоков диаметром 3,5 см неболируемое поглощение (член A) составляет примерно 40% от всего резонансного поглощения. Неболируемое поглощение не находит никакого объяснения в рамках теории Гуревича и Померанчука.

Вторым существенным фактом, не вытекающим из упомянутой теории, является сильная температурная зависимость резонансного поглощения, установленная М. Егизаровым в опытах 1949 г. Температурный эффект резонансного поглощения проявился также и в измерениях, проведенных с другой методикой в лаборатории И. М. Франка в 1949—1950 гг. Эти измерения дали увеличение $1 - \varphi$ примерно на 15% при нагреве уран-графитовой системы от 20 до 300° С.

Неболируемое поглощение и температурная зависимость φ являются настолько крупными эффектами, что приходится констатировать качественную неполноту существующей теории, связанную, очевидно, с лежащими в ее основе приближениями. Главными из этих приближений являются пренебрежение тепловым движением атомов урана (Допплер-эффектом) и пренебрежение замедлением нейтронов при рассеянии на ядрах урана.

Наиболее существенным является учет Допплер-эффекта, который нельзя отбрасывать даже в «нулевом» приближении. Как показано ниже (§ 2 и 4),

* Отчет ФИАН, август 1950 г.

для широкого диапазона энергий уровней, границы которого определяются размерами блока *, резонансное поглощение слабо зависит от толщины блока и эффективного сечения в резонансе, определяясь в основном так называемой доплеровской шириной

$$\Delta = 2 \left(\frac{m E_0 k T}{M} \right)^{1/2}. \quad (\text{в})$$

Практически в «доплеровском» диапазоне из падающего на блок спектра нейтронов «выедаются» все нейтроны в полосе энергий шириной $\pm \Delta$ вокруг резонансного уровня. Поскольку поток нейтронов на блок обратно пропорционален энергии уровня, резонансное поглощение на данном уровне пропорционально

$$p \sim E_0^{-1/2} T^{1/2}, \quad (\text{г})$$

в то время как теория Гуревича и Померанчука дает

$$p \sim E_0^{-1/4}. \quad (\text{д})$$

Таким образом, благодаря Допплер-эффекту резонансное поглощение с энергией уровня падает значительно медленнее, чем считалось ранее, в результате чего вклад высших уровней в поглощение оказывается не второстепенным, а преобладающим. Резонансное поглощение на таких «доплеровских» уровнях, грубо говоря, пропорционально корню из температуры, т. е. при возрастании температуры вдвое увеличивается на 40%. Сравнивая эту цифру с экспериментальным значением 15%, мы видим, что температурный эффект резонансного поглощения объясняется, если на долю «доплеровских» уровней приходится 35—40% всего поглощения. Фактически роль высших уровней еще больше и вклад первого уровня не превышает, по-видимому, 15—20% общего поглощения.

Такая оценка роли высших уровней заставляет пересмотреть также и вопрос о влиянии рассеяния в уране на резонансный захват. И. М. Франк еще в 1949 г. обратил внимание автора на необходимость учета замедляющего действия урана на нейтроны. В самом деле, нейтроны с энергией, лежащей вне (выше) области эффективного поглощения, свободно проникают внутрь толстого блока. Потеряв энергию при рассеянии на уране, эти нейтроны могут попасть в энергетическую область сильного поглощения и обусловить дополнительный резонансный захват. Однако для первых нескольких уровней урана потеря энергии при соударении нейтрона с ядром урана невелика по сравнению с эффективной шириной области резонансного поглощения. Поэтому число нейтронов, «вбрасываемых» в область поглощения за счет рассеяния, сравнительно мало и эффект несуществен.

Иначе обстоит дело для высших уровней, для которых потеря энергии (растущая вместе с энергией уровня) велика по сравнению с шириной области поглощения. Нетрудно показать (см. § 3), что в этом случае замедление на уране увеличивает захват примерно в $1 + \bar{l}/\lambda_s$ раз (\bar{l} — средний путь нейтрона в блоке, λ_s — пробег рассеяния). Для блока диаметром 3,5 см $\bar{l}/\lambda_s = 1,3$, т. е. эффект рассеяния примерно удваивает поглощение.

* Для краткости будем в дальнейшем называть этот диапазон «доплеровским». Как показано в § 2, с увеличением толщины блока нижняя граница «доплеровской» области энергий растет. Для блоков обычных толщин в нее попадают только высшие уровни, тогда как для первого или нескольких уровней, лежащих ниже «доплеровской» области, остается справедливой теория, не учитывающая Допплер-эффект.

С ростом толщины блока резонансное поглощение на единицу поверхности растет, если не учитывать рассеяния на уране, пропорционально r (для наиболее высоких уровней), или пропорционально $r^{1/2}$ (для первого или нескольких первых уровней), или же еще слабее зависит от r (для «доплеровских» уровней — промежуточные энергии). Результирующее поглощение возрастает пропорционально $r^{1/2}$ или медленнее. Рассеяние на уране добавляет существенный член, растущий быстрее, чем r . В итоге суммарное поглощение на единицу поверхности растет быстрее, чем $r^{1/2}$, т. е. возникает упомянутая выше неблокируемая составляющая.

Таким образом, неблокируемое поглощение есть в основном дополнительный резонансный захват, обусловленный замедляющим действием урана на нейтроны.

Мы изложили основные представления о природе резонансного поглощения, следующие из предлагаемой работы.

Ниже более подробно разбираются составные элементы этой картины. В § 2 рассматривается резонансное поглощение изолированным уровнем с учетом Доплер-эффекта, но без учета рассеяния. В § 3 производится учет рассеяния в первом, весьма грубом приближении. В § 4 рассматривается суммарное резонансное поглощение совокупности уровней. К сожалению, результаты для суммарного поглощения не удается представить в виде конечных формул. Численное интегрирование, проведенное для трех толщин блоков и двух температур, показывает, что развитая теория удовлетворительно объясняет абсолютную величину ϕ , температурный эффект ϕ и зависимость резонансного поглощения от толщины блока (неблокируемое поглощение). Дополнительным свидетельством в пользу правильности развитых идей является опыт К. Д. Толстова, выполненный в Лаборатории И. М. Франка в 1948—1949 гг. К. Д. Толстов измерял зависимость резонансного поглощения от толщины слоя для слоев урана толщиной до 1,5 мм. Условия опыта были таковы, что наблюдался в основном эффект нижних резонансных уровней урана. Ожидалось, что поглощение будет расти пропорционально корню из толщины слоя или быстрее. Фактически же поглощение возрастало значительно медленнее, чем корень из толщины слоя.

С новой точки зрения это означает, что при толщинах порядка 1 мм первые уровни урана находятся в «доплеровской» области. Формулы, полученные в § 2, удовлетворительно описывают форму кривой поглощения Толстова (подробнее см. § 5).

В заключение следует подчеркнуть, что в данной работе мы стремились не столько к точности и безупречности оценок, сколько к получению качественно правильных результатов, хотя бы и весьма приближенных. В особенности это относится к § 3 (учет влияния рассеяния) и § 4 (суммарное резонансное поглощение на всех уровнях). В этом смысле настоящая работа должна рассматриваться как первый этап.

2. РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ИЗОЛИРОВАННЫМ УРОВНЕМ

Эффективное сечение образования составного ядра при соударении с ядром определяется известной формулой Брейта-Вигнера:

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

где

$$\kappa = \frac{E - E_0}{\Gamma/2}, \quad (1a)$$

$$\sigma_0 = \left(1 \pm \frac{1}{2i + 1}\right) \frac{\lambda_0^2}{2\pi} \frac{\Gamma_n}{\Gamma} = 1,30 \cdot 10^{-18} \left(1 \pm \frac{1}{2i + 1}\right) \frac{1}{E_0} \frac{\Gamma_n}{\Gamma}, \quad (16)$$

E — энергия нейтрона (в системе координат, связанной с ядром);

E_0 — энергия резонансного уровня составного ядра;

Γ_n — нейтронная ширина уровня;

Γ — полная ширина уровня; в случае, когда рассеяние и радиационный захват нейтронов являются единственно возможными процессами,

$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$, где Γ_γ — радиационная ширина уровня;

λ_0 — длина волны нейтрона с резонансной энергией E_0 ;

i — спин исходного ядра*.

После образования составного ядра вероятность захвата нейтрона равна Γ_γ/Γ , тогда как вероятность рассеяния дается величиной Γ_n/Γ .

Пусть на пластинку, содержащую N ядер/см², нормально к ее поверхности падает равномерный по энергиям поток надтепловых нейтронов интенсивностью 1 нейтрон/см²эв. Число нейтронов, поглощаемых данным резонансным уровнем на 1 см² поверхности, равно**:

$$\Pi_1 = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \int_0^\infty (1 - e^{-N\sigma(E)}) dE \cong \frac{\Gamma_\gamma}{2} \int_{-\infty}^\infty (1 - e^{-N\sigma(x)}) dx. \quad (2)$$

Для удобства будем в дальнейшем рассматривать безразмерную величину

$\Pi = \frac{2}{\Gamma_\gamma} \Pi_1$, которую будем называть поглощением:

$$\Pi = \int_{-\infty}^\infty (1 - e^{-N\sigma(x)}) dx. \quad (3)$$

Интеграл (3) сравнительно легко оценивается, если атомы поглотителя можно считать неподвижными. В этом случае сечение дается естественной резонансной кривой (1). Особенно простой результат получается для двух крайних случаев — тонких пластинок ($N\sigma_0 \ll 1$) и толстых пластинок ($N\sigma_0 \gg 1$). В первом случае поглощение пропорционально толщине поглотителя:

$$\Pi = \pi \cdot N\sigma_0. \quad (4)$$

Во втором случае поглощение пропорционально корню из толщины поглотителя:

$$\Pi = 2\sqrt{\pi} \sqrt{N\sigma_0}. \quad (5)$$

Переход от прямой пропорциональности к более медленной зависимости поглощения от толщины связан с тем, что при $N\sigma_0 \gg 1$ нейтроны с энергией, близкой к резонансной, поглощаются нацело; при дальнейшем увеличении толщины вклад этой группы нейтронов в резонансное поглощение уже не возрастает.

* В (1) опущен медленно меняющийся с энергией множитель $(E_0/E)^{1/2} \sim 1/v$ несущественный в дальнейшем рассмотрении.

** В настоящей главе мы пренебрегаем влиянием потенциального рассеяния на резонансный захват (см. § 3).

Фактически, однако, атомы поглотителя нельзя считать неподвижными. Тепловые скорости атомов невелики по сравнению со скоростями нейтронов, но ввиду малой ширины нейтронных резонансов влияние теплового движения атомов поглотителя оказывается во многих случаях крайне существенным. Благодаря тепловому движению энергия относительного движения нейтрона и атома перестает быть определенной величиной, а распределяется статически вокруг среднего значения, равного энергии нейтрона в лабораторной системе координат. Эффективное сечение захвата нейтрона с энергией, соответствующей некоторому значению x , получается теперь усреднением сечения по некоторой области резонансной кривой (1) вокруг данного значения x . Полуширина области, по которой производится усреднение, характеризуется величиной

$$\Delta = 2 \left(\frac{m E_0 k T}{M} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

называемой доплеровской шириной [4]. Сам эффект усреднения по аналогии с оптикой называют эффектом Доплера. В (6) m/M — отношение масс нейтрона и захватывающего ядра, kT — энергия теплового движения при температуре $T^\circ \text{К}$. Для первого резонансного уровня урана ($M/m = 238$, $E_0 = 7 \text{ эв}$) при комнатной температуре ($T = 290^\circ \text{К}$, $kT = 0,025$) имеем $\Delta = 0,054 \text{ эв}$, тогда как естественная ширина, согласно Зауэрвейну [5], равна $\Gamma = 0,0075 \text{ эв}$. Таким образом, в этом случае доплеровская ширина много больше естественной ширины резонансного уровня.

С учетом эффекта Доплера сечение захвата нейтрона с энергией x определяется выражением (7), справедливым, если скорости атомов распределены по Максвеллу [4]:

$$\sigma(x, \xi) = \sigma_0 \theta(x, \xi), \quad (7)$$

где

$$\xi = \frac{\Gamma}{\Delta}, \quad (7a)$$

$$\psi(x, \xi) = \frac{\xi}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{1}{4}\xi(x-y)^2}}{1+y^2} dy. \quad (7b)$$

Графики функции $\psi(x, \xi)$ и естественной резонансной кривой $1/(1+x^2)$ приведены на рис. 16. Как видно из рис. 16, благодаря Доплер-эффекту сечение понижается в небольшой области вблизи резонанса и повышается на подавляющей части кривой по обе стороны резонанса. Последнее является следствием вогнутой формы резонансной кривой: как видно из рис. 16, $1/2 [\sigma(x + \Delta x) + \sigma(x - \Delta x)] > \sigma(x)$, т. е. усреднение приводит к возрастанию сечения. Всякое усреднение, меняя форму кривой, естественно, не отражается на ее площади. Таким образом:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, \xi) dx = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{1+x^2} = \pi. \quad (8)$$

Как известно, поглощение в тонком слое ($N\sigma_0 \ll 1$) определяется площадью кривой эффективного сечения, и поэтому эффект Доплера не влияет на резонансное поглощение в очень тонких слоях с $N\sigma_0 \ll 1$.

При точном резонансе ($x = 0$) и при $\xi \ll 1$ имеем [4]

$$\psi(0, \xi) \cong \frac{\sqrt{\pi}}{2} \xi, \quad (9)$$

и сечение в резонансе с учетом доплеровского уширения равно

$$\sigma_{0, д} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \xi \sigma_0. \quad (9a)$$

Таким образом, когда естественная ширина резонанса много меньше доплеровской ширины (т. е. $\xi = \Gamma/\Delta \ll 1$), Допплер-эффект приводит к резкому снижению сечения захвата в резонансе. Смысл этого явления очевиден: резонансная кривая, сосредоточенная раньше на участке шириной $\sim \Gamma$, размазывается в результате Допплер-эффекта на ширину $\approx \Delta$, в результате чего высота кривой уменьшается на фактор $\Gamma/\Delta = \xi$.

«Выедание» нейтронов с резонансной энергией начнет сказываться теперь при толщине поглощающего слоя, удовлетворяющей условию $N\sigma_{0, д} \approx N\sigma_0 \xi \gg 1$. При условии

$$N\sigma_0 \xi < 1 \quad (10)$$

поглотитель является тонким для нейтронов любой энергии, ввиду чего поглощение определяется площадью кривой эффективного сечения, т. е. дается выражением (4). Таким образом, Допплер-эффект расширяет область прямой пропорциональности между поглощением и толщиной поглотителя, приводя к сильному возрастанию резонансного захвата. В самом деле, в области $1 < N\sigma_0 < 1/\xi$ резонансное поглощение в отсутствие Допплер-эффекта равно

$$\Pi = 2\sqrt{\pi} \sqrt{N\sigma_0}, \quad (4)$$

а при наличии Допплер-эффекта равно

$$\Pi_{д} = \pi N\sigma_0. \quad (3)$$

Таким образом,

$$\frac{\Pi_{д}}{\Pi} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{N\sigma_0} > 1.$$

При очень больших толщинах поглотителя, как и при малых, Допплер-эффект не будет сказываться на резонансном захвате. В случае очень больших толщин из падающего спектра «выедаются» нацело все нейтроны, для которых $N\sigma = \frac{N\sigma_0}{1+x^2} \gg 1$, т. е. все нейтроны с энергией $|x| < \sqrt{N\sigma_0} \gg 1$. При увеличении толщины поглотителя поглощение возрастает за счет увеличения захвата нейтронов с энергией $|x| > x_1 = \sqrt{N\sigma_0}$. Поскольку $x_1 \gg 1$, резонансная кривая практически линейна на участке шириной Δ , ввиду чего усреднение по области $x \pm \frac{\Delta}{\Gamma/2} = x \pm \frac{2}{\xi}$ не изменит величины сечения.

Условие справедливости предыдущего заключения состоит, очевидно, в достаточной малости второй производной кривой $\sigma(x)$ при $x = x_1$:

$$\frac{1}{2!} \left| \frac{d^2\sigma(x_1)}{dx^2} \right| \left(\frac{2}{\xi} \right)^2 \ll \sigma(x_1).$$

Полагая приближенно $\sigma(x) \simeq \frac{\sigma_0}{x^2}$, нетрудно прийти к условию $x_1^2 \xi^2 \gg 12$ или учитывая $x_1 = \sqrt{N\sigma_0}$,

$$N\sigma_0 \xi^2 \gg 12. \quad (11)$$

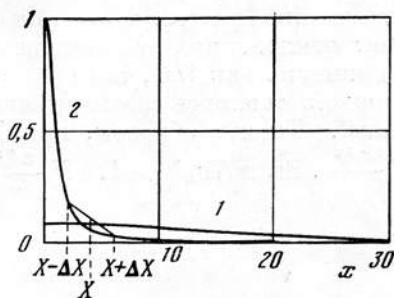


Рис. 16. Графики функций $\psi(0,1;x)$ (кривая 1) и $(1+x^2)^{-1}$ (кривая 2)

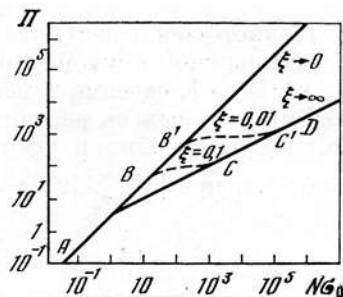


Рис. 17. Зависимость резонансного поглощения Π от толщины поглотителя $N\sigma_0$

При поглотителях с толщиной, удовлетворяющей условию (11), Допплер-эффект практически не сказывается на величине резонансного поглощения, так что в этом случае поглощение определяется выражением (5) и пропорционально корню из толщины. Выражения (4) и (5) вместе с условиями их применимости (10) и (11) позволяют качественно построить кривую зависимости резонансного поглощения от толщины поглотителя (рис. 17). При $\xi = \Gamma/\Delta \rightarrow 0$ поглощение прямо пропорционально $N\sigma_0$ вплоть до сколь угодно больших толщин, т. е. зависимость $\Pi(N\sigma_0)$ дается прямой $\Pi = \pi N\sigma_0$, обозначенной на рис. 17 $\xi \rightarrow 0$. В другом крайнем случае при $\Gamma \gg \Delta$ ($\xi \rightarrow \infty$) прямая пропорциональность сохраняется до значений $N\sigma_0 \approx 1$, после чего переходит в пропорциональность корню квадратному из $N\sigma_0$ (выражение (5)). Последняя зависимость на рис. 17 в двойном логарифмическом масштабе выражается прямой, обозначенной $\xi \rightarrow \infty$, наклон которой вдвое меньше наклона прямой $\xi \rightarrow 0$. В промежуточных случаях кривая поглощения отходит от прямой $\xi \rightarrow 0$ при толщине $N\sigma_0 > 1/\xi$ и подходит к прямой $\xi \rightarrow \infty$ при толщине $N\sigma_0 > 12/\xi^2$. Так, при $\xi = 0,1$ график зависимости поглощения от толщины дается кривой $ABCD$, при $\xi = 0,01$ — кривой $AB'C'D'$.

При возрастании температуры поглотителя параметр $\xi = \Gamma/\Delta$ уменьшается и, как видно из рис. 17, средняя область кривой поглощения поднимается. Таким образом, Допплер-эффект приводит к возрастанию резонансного поглощения, обуславливая положительный температурный эффект резонансного поглотителя (небольших изменениях ξ) область наибольшего относительного измерения резонансного поглощения определяется неравенством (12):

$$\frac{1}{\xi} < N\sigma_0 < \frac{12}{\xi^2}. \quad (12)$$

В этой области, которая является переходной между областями $\Pi \propto N\sigma_0$ и $\Pi \propto \sqrt{N\sigma_0}$, поглощение слабо зависит от толщины поглотителя, возрастая с толщиной значительно медленнее, чем $\sqrt{N\sigma_0}$. Этот интересный результат можно объяснить следующим образом. Утрируя действительность, мы можем заменить максвелловское распределение атомов по скоростям прямоугольником шириной 2Δ . Тогда кривая зависимости эффективного сечения захвата от энергии нейтрона для случая $\Gamma \ll \Delta$ будет иметь вид, показанный на рис. 18. На рис. 18 прямоугольник высотой $\sim \sigma_0 \xi$ и полушириной

$2/\xi$ представляет собой результат «размазывания» центрального пика естественной резонансной кривой; при больших отклонениях от резонанса, т. е. при $|x| > 2/\xi \gg 1$, сечение изменяется примерно как $1/x^2$, так как здесь, в силу пологости крыльев резонансной кривой, тепловое «размазывание» не сказывается существенно на форме кривой. Таким образом, при $|x| < 2/\xi$ $\sigma = \sigma_0 \xi$, а при $|x| > 2/\xi$ $\sigma = \frac{\sigma_0}{x^2} < \frac{\sigma_0 \xi^2}{4}$. Если $N\sigma_0 \xi > 1$, а $N \frac{\sigma_0 \xi^2}{4} < 1$,

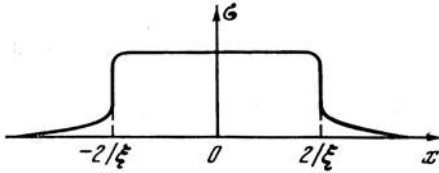


Рис. 18. Зависимость эффективного сечения захвата σ от энергии нейтрона x

то нейтроны с энергией $|x| > 2/\xi$ поглотятся нацело, а для нейтронов с энергией $|x| < 2/\xi$ поглощение будет пропорционально толщине. Поглощение будет равно

$$\Pi = \frac{4}{\xi} + 2 \int_{2/\xi}^{\infty} \frac{N\sigma_0 dx}{x^2} = \frac{4}{\xi} + N\sigma_0 \xi.$$

Так как, согласно условию $N \frac{\sigma_0 \xi^2}{4} < 1$, второй член значительно меньше первого, то поглощение будет слабо зависеть от толщины. Описанная выше характерная особенность резонансного поглощения при сильно выраженном Допплер-эффекте (именно слабая зависимость поглощения от толщины поглотителя в некотором довольно широком интервале толщин) была отмечена для случая света еще в 1930 г. в работах Шютца [6].

Шютц рассчитал кривые $\Pi = f(N\sigma_0, \xi)$ для значений $\xi = 0,01$ и $0,001$. В более поздней работе Ван-дер-Хельда [7] приведены графики зависимости поглощения от толщины поглотителя для значений $\xi = 1; 0,4; 0,01$ и $0,001$. Обзор результатов Шютца и Ван-дер-Хельда и некоторые приближенные формулы для функции $\psi(x, \xi)$ и поглощения $\Pi(N\sigma_0, \xi)$ приведены в монографиях Митчелла и Земанского [8] и Унзольда [9].

Формулы и графики, содержащиеся в оптических работах, применительно к нашей цели потребовали известных уточнений и детализации. Выкладки, которые будут опубликованы в другом отчете, приводят к следующим приближенным выражениям для интеграла поглощения (2) при учете Допплер-эффекта, справедливым при $\xi \ll 1$:

$$1) \Pi = \pi N\sigma_0 \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \right)^k \frac{(N\sigma_0 \xi)^k}{(k+1)! \sqrt{k+1}} e^{\frac{k\xi^2}{4}} \left[1 - \Phi \left(\frac{1}{2} \xi \sqrt{\frac{k}{k+1}} \right) \right]. \quad (13)$$

Этот ряд быстро сходится при малых значениях $N\sigma_0 \xi$ (например, при $N\sigma_0 \xi < 5$). При $N\sigma_0 \xi < 3$, $\xi < 0,2$ последние два множителя под знаком суммы можно отбросить и принять

$$\Pi = \pi N\sigma_0 \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \right)^k \frac{(N\sigma_0 \xi)^k}{(k+1)! \sqrt{k+1}}. \quad (13a)$$

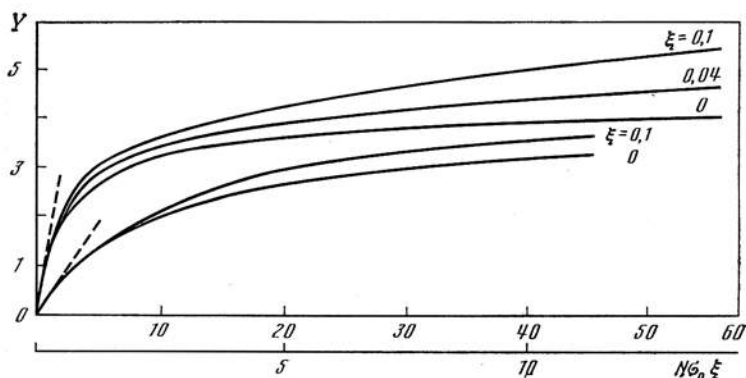


Рис. 19. Графики функции $Y = \Gamma\Pi_1/\Gamma_\gamma\Delta$ от величины $N\sigma_0\xi$

Нижняя шкала для двух нижних кривых

2) Для весьма больших толщин, определяемых условием $N\sigma_0\xi^2 > 5$, имеем

$$\Pi = 2\sqrt{\pi}\sqrt{N\sigma_0}\left(1 + \frac{3}{2}\frac{1}{N\sigma_0\xi^2}\right). \quad (14)$$

3) В промежуточной области, в которой поглощение определяется в основном Допплер-эффектом (доплеровская область),

$$\Pi = \frac{4}{\xi}\sqrt{\ln\frac{\sqrt{\pi}}{2}N\sigma_0\xi}\left\{1 + \frac{0,29}{\ln\frac{\sqrt{\pi}}{2}N\sigma_0\xi} - \frac{0,14}{\left(\ln\frac{\sqrt{\pi}}{2}N\sigma_0\xi\right)^2}\right\} + \frac{N\sigma_0\xi}{\sqrt{\ln\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2}N\sigma_0\xi\right)}}. \quad (15)$$

Выражением (15) можно пользоваться при значениях $N\sigma_0\xi$ и ξ , определяемых неравенствами

$$10 < N\sigma_0\xi < \frac{4}{\xi}\sqrt{\ln N\sigma_0\xi}. \quad (15a)$$

В области применимости (15) основным является первый член этого выражения, зависящий от толщины поглотителя весьма медленно — логарифмически. Второй член, приблизительно линейный с толщиной, является поправочным и обуславливает переход от логарифмического к более быстрому росту поглощения с толщиной при больших толщинах (ср. (14)).

Из выражений (13) — (15) нетрудно сделать заключение о температурной зависимости резонансного поглощения. Основные (первые) члены выражений (13) и (14) определяются параметром $N\sigma_0$, т. е. не зависят от температуры поглотителя. В следующие члены зависимость от температуры входит через величину $\xi = \Gamma/\Delta$, обратно пропорциональную корню из температуры. С ростом температуры поглощение, согласно (13) и (14), возрастает, однако этот рост невелик, так как он обусловлен изменением лишь небольших поправочных членов. Так, например, для слоя урана толщиной 3,5 см, принимая $\sigma_0 = 4 \cdot 10^4$ барн и $\xi = 0,14$, имеем $N\sigma_0\xi = 130$ и, согласно (14), при изменении абсолютной температуры вдвое $\Delta\Pi/\Pi \cong 1,2\%$. Совер-

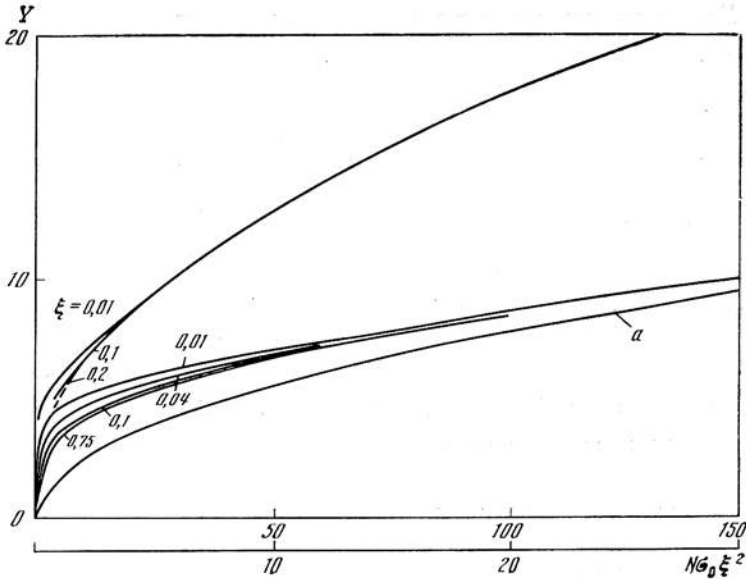


Рис. 20. Графики функции $Y = \Gamma_{\gamma} / \Gamma_{\gamma} \Delta$ от величины $N\sigma_0 \xi^2$

Верхняя шкала для верхней кривой

шенно иначе обстоит дело в доплеровской области, т. е. в области справедливости выражения (15). Основным первым член этого выражения приблизительно обратно пропорционален ξ , т. е. поглощение возрастает приблизительно пропорционально корню из температуры.

Графически зависимости (13) — (15) удобно изобразить, откладывая по оси ординат не величину Π , а пропорциональную ей величину $Y = 1/2 \Pi \xi$. В качестве независимой переменной удобно принять параметр $N\sigma_0 \xi$ для меньших толщин и $N\sigma_0 \xi^2$ — для больших толщин. Графики $Y = f(N\sigma_0 \xi, \xi)$ и $Y = f(N\sigma_0 \xi^2, \xi)$ представлены на рис. 19 и 20. Как видно из рис. 19 и 20, в широкой области изменения независимой переменной величина Y лишь слабо зависит от параметра ξ ; в этом состоит удобство принятой системы изображения.

Рис. 19 и 20 позволяют найти число нейтронов Π_1 , поглощаемых данным резонансным уровнем на единицу поверхности поглотителя и единичный падающий поток (1 нейтрон/эв см²), а именно

$$\Pi_1 = \frac{\Gamma_{\gamma}}{2} \Pi = \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} \Delta \cdot Y. \quad (16)$$

Для сравнения на рис. 20 нанесена также кривая $Y = \sqrt{\pi} \xi \sqrt{N\sigma_0}$, соответствующая выражению (5) и обозначенная a .

3. ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ В ПОГЛОТИТЕЛЕ НА ЗАХВАТ

Строгая постановка вопроса о величине резонансного поглощения, автоматически учитывающая влияние рассеяния, состоит в решении кинетического уравнения диффузии и замедления нейтронов в поглотителе. Этот путь чреват значительными математическими трудностями, ввиду чего мы ограничимся приближенным рассмотрением.

Следует различить две компоненты рассеяния медленных нейтронов: резонансное рассеяние и потенциальное рассеяние. Резонансное рассеяние идет через составное ядро и энергетическая зависимость эффективного сечения этого процесса дается формулой Брейта — Вигнера. Потенциальное рассеяние происходит без образования составного ядра*; эффективное сечение потенциального рассеяния медленно меняется с энергией и в нашем рассмотрении может считаться величиной постоянной.

Для нейтронов с энергией, близкой к резонансной, эффективное сечение резонансного рассеяния значительно больше сечения потенциального рассеяния; в этой области энергий потенциальным рассеянием можно пренебречь. Напротив, вне резонансной области допустимо пренебречь резонансным рассеянием. Возможно поэтому рассмотреть порознь влияние каждой из компонент рассеяния на захват.

Резонансное рассеяние является эффектом, конкурирующим с резонансным захватом и понижающим его вероятность. Наличие однократного резонансного рассеяния уже учтено в выражении (2) предыдущего параграфа фактором Γ_γ/Γ , который дает вероятность захвата нейтрона (а не его рассеяния) после образования составного ядра. Доля соударившихся нейтронов, испытавшая резонансное рассеяние, равна Γ_n/Γ . Эти нейтроны могут испытать второе соударение, в результате которого часть из них поглотится. Очевидно, заведомо верхней границей относительного эффекта многократных соударений является Γ_n/Γ_γ .

Для первого уровня урана-238, подставляя в (16), $i = 0$, $E_0 = 7 \text{ эв}$ и $\sigma_0 = 4 \cdot 10^4$ барнов, имеем

$$d = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma} = 0,12.$$

Таким образом, эффектом многократных соударений для первого уровня можно пренебречь. Для высших уровней, однако, оценку необходимо уточнить, так как Γ_n растет с энергией уровня, тогда как можно считать, что Γ_γ от энергии уровня не зависит.

Рассмотрим «доплеровскую» область уровней. Как показано в предыдущем параграфе, в этой области поглощается практически каждый нейтрон с энергией, лежащей в области $E_0 \pm \Delta$, где E_0 — энергия уровня. Эффективная ширина области поглощения равна, таким образом, $\Gamma_{\text{эф}} = 2\Delta$. Более точное значение $\Gamma_{\text{эф}}$ мы получим из условия, что вероятность захвата на границах области поглощения равна e^{-1} , т. е. $N\sigma = 1$. Для малых ξ и не слишком больших расстояний от середины линии ($x\xi^2 \ll 1$) выражение (76) принимает вид [4]

$$\psi(x, \xi) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \xi e^{-\frac{1}{4} \xi^2 x^2}. \quad (17)$$

Условие $N\sigma = N\sigma_0\psi(x, \xi) = 1$ дает теперь

$$\Gamma_{\text{эф}} = 2\Delta \sqrt{\ln \frac{\sqrt{\pi}}{2} N\sigma_0 \xi}. \quad (18)$$

Согласно (18), $\Gamma_{\text{эф}}$ очень медленно изменяется с изменением параметра $N\sigma_0 \xi$; для ориентировки можно принять $\Gamma_{\text{эф}} = 4\Delta$. Эффективная ширина области

* Строго говоря, в величину, называемую нами потенциальным рассеянием, следует включить также минимальное значение резонансного рассеяния в промежутках между резонансами.

поглощения оказывается малой по сравнению с максимальной потерей энергии при соударении нейтрона с ядром урана, равной αE_0 ($\alpha = \frac{4Mm}{(M+m)^2}$). Из числа нейтронов, испытавших резонансное рассеяние, останется в интервале поглощения $E_0 \pm \frac{1}{2} \Gamma_{эф}$ доля $\frac{1}{2} \frac{\Gamma_{эф}}{\alpha E_0}$, ввиду чего относительное число захватов за счет второго соударения будет равно $\frac{1}{2} \frac{\Gamma_{эф}}{\alpha E_0} \frac{\Gamma_n}{\Gamma}$. Эту величину нетрудно оценить, если принять

$$\Gamma_n = \Gamma_n^{(1)} \varepsilon^{1/2}, \quad (19)$$

где

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E_0^{(1)}} - \quad (19a)$$

отношение энергии рассматриваемого уровня к энергии первого уровня урана-238;

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n^{(1)} \varepsilon^{1/2} = \Gamma_\gamma (1 + d\varepsilon^{1/2}), \quad (20)$$

где обозначено $d = \frac{\Gamma_n^{(1)}}{\Gamma_\gamma}$ — отношение ширин для первого уровня урана ($d = 0,12$, см. выше);

$$\Delta = \Delta^{(1)} \varepsilon^{1/2}. \quad (21)$$

В результате подстановок находим

$$\frac{1}{2} \frac{\Gamma_{эф}}{\alpha E_0} \frac{\Gamma_n}{\Gamma} = \frac{2\Delta^{(1)}d}{\alpha E_0^{(1)}} \frac{1}{1 + d\varepsilon^{1/2}} = \frac{0,1}{1 + d\varepsilon^{1/2}}.$$

Таким образом, и для высших уровней урана добавочное резонансное поглощение по сравнению с (2) за счет многократных резонансных соударений не превышает 10%. В дальнейшем эффектом многократных резонансных соударений мы пренебрежем.

Обратимся теперь к влиянию потенциального рассеяния на захват. Сечение потенциального рассеяния принимаем постоянным и равным σ_s . В отсутствие захвата число рассеяний в блоке урана на один падающий из замедлителя нейтрон равно $k = \bar{l}/\lambda_s$, где \bar{l} — средний путь нейтрона через блок, λ_s — пробег рассеяния нейтрона в уране. Подставляя $\lambda_s = 1/N\sigma_s$, $N = \bar{n}l$ (n — число атомов урана в $см^3$), имеем

$$k = N\sigma_s. \quad (22)$$

Здесь N — есть средний путь нейтрона через блок, выраженный в атомах/ $см^2$.

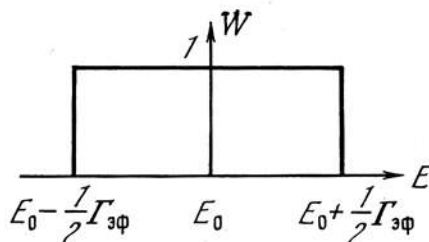
Как уже отмечалось, в «доплеровской» области уровней ширина области эффективного поглощения мала по сравнению с потерей энергии при рассеянии нейтрона на уране. Заменяя область поглощения прямоугольной «ямой», занимающей область $E_0 \pm 1/2 \Gamma_{эф}$ (рис. 21), мы можем принять, что вне ямы, т. е. при $E > E_0 + 1/2 \Gamma_{эф}$, число рассеянных нейтронов на 1 падающий из замедлителя дается соотношением (22). Внутри ямы каждый нейтрон поглощается, и вероятность рассеяния пренебрежимо мала. Поэтому внутри ямы $k = 0$. Число нейтронов, попадающих в интервал $E, E + dE$ внутри ямы в результате рассеяния в уране при потоке из замедлителя 1 нейтрон/ $эВ$

см², равно

$$\frac{dE}{\alpha E_0} \int_{E_0 + \frac{1}{2} \Gamma_{\text{эф}}}^{E_0 + \alpha E_0} N \sigma_s dE' = N \sigma_s \left(1 - \frac{E_0 + \frac{1}{2} \Gamma_{\text{эф}} - E}{\alpha E_0} \right) dE.$$

Интегрируя по области поглощения, т. е. от $E_0 - 1/2 \Gamma_{\text{эф}}$ до $E_0 + 1/2 \Gamma_{\text{эф}}$, находим полное число рассеянных нейтронов, попадающих в яму. Так как

Рис. 21. Вероятность поглощения W от энергии нейтрона E



каждый из этих нейтронов поглощается, то это же число даст добавочное поглощение за счет рассеяния в уране, которое мы обозначим Π_s :

$$\Pi_s = N \sigma_s \Gamma_{\text{эф}} \left(1 - \frac{\Gamma_{\text{эф}}}{2\alpha E_0} \right). \quad (23)$$

Непосредственное поглощение нейтронов, падающих из замедлителя с энергией в области «ямы», даст, очевидно, $\Pi_1 = \Gamma_{\text{эф}}$. При $\Gamma_{\text{эф}}/\alpha E_0 \rightarrow 0$ относительная величина добавочного поглощения за счет замедления в блоке равна, следовательно,

$$\frac{\Pi_s}{\Pi_1} = N \sigma_s.$$

Полагая $\sigma_s = 8$ барнов, находим для цилиндрического блока урана диаметром 3,5 см $N \sigma_s = 1,32$, т. е. эффект рассеяния примерно удваивает поглощение. Теория резонансного поглощения в толстых блоках не может поэтому не учитывать потенциального рассеяния.

Для использования результата (23) необходимо подставить значение $\Gamma_{\text{эф}}$, которое для доплеровской области дается выражением (18). При этом встает вопрос о величине среднего пути N . Поглощение рассеянного нейтрона определяется средним путем N_1 от точки рассеяния до выхода из блока. Очевидно, $N_1 = N - N_s$, где N — средний путь в блоке для нейтрона, падающего из замедлителя, N_s — средний путь нейтрона от входа в блок до точки рассеяния. Для тонкого блока, когда многократным рассеянием в блоке можно пренебречь, $N_s = 1/2 N$ и $N_1 = 1/2 N$. Для толстого блока, во всяком случае, $N_1 \geq 1/2 N^*$. Мы примем $N_1 = 1/2 N$; этим эффект рассеяния может быть только преуменьшен. В поправочный член выражения (23), который учитывает «тень» полосы поглощения, правильной, однако, подставлять средний путь N , а не $1/2 N$, так как «тень» определяется поглощением летящих извне

* В отсутствие захвата точки рассеяния равномерно распределены по объему блока. Пусть N_1 — есть поэтому средний путь первого дохождения L_1 , для которого Е. Фейнберг и И. Франк [2] дали выражение $L_1 = 1/2 \frac{\bar{L}^2}{L} \geq 1/2 \bar{L}$, где \bar{L} — средний путь для пересечения, т. е. в наших обозначениях N .

нейтронов. Подставляя (18) в (23) с учетом сказанного, имеем

$$P_s = N\sigma_s 2\Delta \sqrt{\ln \frac{V\pi}{4} N\sigma_0 \xi} \left(1 - \frac{2\Delta \sqrt{\ln \frac{V\pi}{2} N\sigma_0 \xi}}{2\alpha E_0} \right). \quad (24)$$

Выражение (24) является неплохим приближением для доплеровской области. В самом деле, если взамен условия $N\sigma(x) = 1$, определяющего эффективную ширину (18), принять условие $N\sigma(x) = k$, то относительное изменение $\Gamma_{эф}$ будет равно

$$\frac{\delta\Gamma}{\Gamma_{эф}} \cong \frac{\ln k}{2 \ln \frac{V\pi}{2} N\sigma_0 \xi}.$$

В рассматриваемой области $\ln \frac{V\pi}{2} N\sigma_0 \xi \approx 4$. Таким образом, при $k = 2$, так же как и при $k = 1/2$, $\left| \frac{\delta\Gamma_{эф}}{\Gamma_{эф}} \right| = 8,5\%$. В то же время при $k = 2$ вероятность резонансного соударения при $x = \Gamma_{эф}$ очень близка к 1 ($= 1 - e^{-2} = 0,86$), а при $k = 1/2$, напротив, мала ($= 1 - e^{-1/2} = 0,39$). На «хвосте» кривой зависимости поглощения от энергии (т. е. в области $N\sigma(x) < 1/2$) положительный эффект потенциального рассеяния («забрасывание» нейтронов из области, где нет поглощения, в область поглощения) в большой степени компенсируется отрицательным эффектом («выбрасывание» нейтронов из области поглощения). Влиянием потенциального рассеяния в области «хвоста» можно поэтому пренебречь по сравнению с основным эффектом, описываемым выражением (24). Одним из условий справедливости модели ямы, а с ней и формулы (24), является $\sigma_s \ll \sigma$ внутри области поглощения. Для толстых блоков, когда $N\sigma_s \approx 1$, это условие несовместимо с условием $N\sigma = 1$, определяющим границу области поглощения. Но, как мы только что показали, условие $N\sigma = 1$ без большой ошибки можно заменить на $N\sigma = 2$ или $N\sigma = 3$; поэтому формулу (24) можно считать пригодной и для случая $N\sigma_s \approx 1$.

При блоках толщиной порядка 1 см выражение (24) справедливо для уровней промежуточной энергии. Для нескольких первых уровней оно непригодно, поскольку в этом случае $\Gamma_{эф}$ не мало, а напротив, велико по сравнению с потерей энергии αE_0 . Для высоких уровней, удовлетворяющих условию $N\sigma_0 \xi \ll 1$, оно также непригодно, поскольку даже при точном резонансе вероятность поглощения нейтрона заметно меньше единицы и модель ямы неприменима. Переходя к рассмотрению эффекта рассеяния для случая первых уровней ($\Gamma_{эф} \ll \alpha E_0$) и высоких уровней ($N\sigma_0 \xi \ll 1$), мы должны прежде всего уточнить выражение (22) для числа рассеянных нейтронов, справедливое в отсутствие захвата.

Захват снижает число рассеяний за счет двух эффектов: а) нейтрон может испытать захват, до того как произойдет рассеяние, и б) уменьшается приток нейтронов в данный энергетический интервал за счет уменьшения числа рассеянных нейтронов в вышележащих интервалах. Второй эффект играет малую роль в случаях, когда $N\sigma_s \ll 1$ или когда $\Gamma_{эф} \ll \alpha E_0$. При $N\sigma_s \ll 1$ подавляющая часть нейтронов приходит в данный энергетический интервал из замедлителя, поток же из замедлителя не зависит от поглощения в блоке*.

* За исключением очень толстых блоков и низких уровней, когда может сказаться так называемый эффект тени (см. [1]).

При $\Gamma_{\text{эф}} \ll \alpha E_0$ подавляющая часть нейтронов, приходящих в данный энергетический интервал за счет рассеяния в блоке, испытывает это рассеяние в вышележащем интервале, в котором захвата нет. Считая, что выполнено одно из двух условий: $N\sigma_s \ll 1$ или $\Gamma_{\text{эф}} \ll \alpha E_0$, мы можем пренебречь «тенью» областей с отличным от нуля захватом на нижележащую энергетическую область.

Возможность захвата нейтрона до рассеяния можно учесть фактором $e^{-1/2N\sigma}$, который дает приближенно среднюю вероятность нейтрону не испытать захвата на среднем пути до рассеяния. Этот фактор достаточно точен при $N\sigma \ll 1$, когда вероятности поглощения и рассеяния линейны относительно пути нейтрона. Он точен также и при $N\sigma \gg 1$, когда нейтроны не проникают внутрь блока и поэтому там не происходит рассеяния. Можно надеяться, что и в промежуточной области ошибка не будет слишком велика.

Ввиду этого мы примем в уточнение (22):

$$k = N\sigma_s e^{-1/2N\sigma}. \quad (22a)$$

Дополнительное поглощение за счет рассеяния равно разности между числом нейтронов, входящих в интервал энергии dE и выходящих из него, помноженной на вероятность поглощения:

$$d\Pi_s = \left\{ \frac{dE}{\alpha E_0} \int_E^{E+\alpha E_0} N\sigma_s e^{-1/2N\sigma} dE' - N\sigma_s e^{-1/2N\sigma} \right\} (1 - e^{-N_1\sigma}). \quad (25)$$

Средний путь рассеянного нейтрона примем, как и выше, равным $N_1 = 1/2 N$.

Для случая $\alpha E_0 \ll \Gamma_{\text{эф}}$ $\int_E^{E+\alpha E_0}$ можно разложить в ряд по αE_0 , полагая

при этом $\sigma = \frac{\sigma_0}{1+x^2} \approx \frac{\sigma_0}{x^2}$. Интегрируя затем по энергии, получаем

$$\Pi_s = \frac{1}{4} N\sigma_s \left(\frac{\alpha E_0}{\Gamma \sqrt{N\sigma_0}} \right)^2 \Pi_1 \left\{ 1 + \frac{15}{8} \left(\frac{\alpha E_0}{\Gamma \sqrt{N\sigma_0}} \right)^2 + \dots \right\}, \quad (26a)$$

где $\Pi_1 = \sqrt{\pi} \Gamma \sqrt{N\sigma_0}$ — поглощение в толстом блоке в отсутствие рассеяния (ср. (5)).

Ограничиваясь первым членом, можно представить это выражение в виде

$$\Pi_s = \frac{1}{4} \frac{\sigma_s}{\sigma_0} \left(\frac{\alpha E_0}{\Gamma} \right)^2 \Pi_1. \quad (26)$$

Как видно, добавочное поглощение Π_s пропорционально поглощению Π_1 , причем коэффициент пропорциональности не зависит от параметров блока. Условие $\alpha E_0 < \Gamma_{\text{эф}}$ выполняется в зависимости от толщины блока для первого или нескольких первых уровней урана. Так, для первого уровня ($E_0 = 7 \text{ эв}$, $\sigma_0 = 4 \cdot 10^4$ барнов, $\Gamma = 0,0075$) и для блока диаметром 3,5 см имеем $\Gamma_{\text{эф}} = \Gamma \sqrt{N\sigma_0}^* = 0,6 \text{ эв}$, тогда как $\alpha E_0 = 0,12 \text{ эв}$. Для этого же случая, подставляя $\sigma_s = 8$ барнов, найдем $\Pi_s = 0,013 \Pi_1$.

Таким образом, для первого уровня урана для блоков с толщиной, удовлетворяющей условию $\alpha E_0 < \Gamma \sqrt{N\sigma_0}$ (практически для цилиндрических блоков с диаметром $d > 0,5 \text{ см}$), рассеяние не влияет на захват. Относительный эффект рассеяния быстро растет с энергией уровня — как $E_0^{3/2}$ (по-

* $\Gamma_{\text{эф}}$ определяется из условия $N\sigma = N\sigma_0/x^2 = 1$.

сколько $\Gamma \approx \text{const}$, а $\sigma_0 \sim E_0^{-1/2}$; так, например, при $E_0 = 21 \text{ эв}$ Π_s/Π_1 составляет уже 20%.

Второй случай, когда нетрудно проинтегрировать (25) по энергии, это случай слабого поглощения $N\sigma_0\xi \ll 1$, имеющий значение для высоких уровней урана. В этом случае справедливо также и условие $\Gamma_{\text{эф}} \approx 2\Delta \ll \alpha E_0$. Благодаря этому можно положить

$$\frac{1}{\alpha E_0} \int_E^{E+\alpha E_0} N\sigma_s e^{-N\sigma} dE = N\sigma_s,$$

так как подынтегральное выражение отличается от $N\sigma_s$ лишь в небольшой части области интегрирования, и притом незначительно, поскольку $N\sigma_0 \xi \ll 1$. Разлагая далее $e^{-N\sigma}$ в ряд, подставляя значение σ согласно (17) и (76), находим

$$\Pi_s = \frac{\sqrt{\pi}}{8\sqrt{2}} N\sigma_s N\sigma_0 \xi \Pi_1 = 0,156 N\sigma_s N\sigma_0 \xi \Pi_1, \quad (27)$$

где положено

$$\Pi_1 = \int_0^{\infty} N\sigma dE = \frac{\pi\Gamma}{2} N\sigma_0 -$$

резонансное поглощение в отсутствие рассеяния. Как видно, при $N\sigma_0 \xi < 1$ относительный эффект рассеяния Π_s/Π_1 мал и падает квадратично с поглощением.

4. РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В УРАНО-ГРАФИТОВЫХ КОТЛАХ

В предыдущих главах мы нашли число нейтронов $\Pi_1 + \Pi_s$, поглощаемых изолированным резонансным уровнем на 1 см^2 поверхности поглотителя, облучаемого сплошным спектром нейтронов интенсивностью $1 \text{ нейтрон/эв см}^2$. Это число складывается из поглощения без учета замедляющего действия атомов поглотителя на нейтроны (Π_1) и добавочного поглощения за счет замедления нейтронов в поглотителе (Π_s).

Для численных расчетов удобно поглощение представить в виде

$$\Pi_1 + \Pi_s = \frac{\Gamma_Y}{\Gamma} \Delta (Y + Y_s), \quad (28)$$

здесь $\Pi_1 = \frac{\Gamma_Y}{\Gamma} \Delta \cdot Y$; величина Y , как функция параметров $N\sigma_0 \xi$ и ξ (или $N\sigma_0 \xi^2$ и ξ), представлена на рис. 22 и 23; $\Pi_s = \frac{\Gamma_Y}{\Gamma} \Delta \cdot Y_s$. Величина Y_s введена для симметрии и, в зависимости от условий, может быть найдена по одной из формул (24), (26) или (27)*. При этом следует учесть, что в § 3 при вычислении Π_s принималось для простоты $\Gamma_Y/\Gamma = 1$. В частности, в наиболее важном случае справедливости формулы (24) имеем

$$Y_s = N\sigma_s \cdot 2 \sqrt{\ln \frac{\sqrt{\pi}}{4} N\sigma_0 \xi} \left(1 - \frac{2\Delta \sqrt{\ln \frac{\sqrt{\pi}}{2} N\sigma_0 \xi}}{2\alpha E_0} \right). \quad (24a)$$

* Области применимости этих формул не перекрываются. В промежуточных точках J_s находилось графической интерполяцией.

Найдем долю нейтронов, испытывающих резонансное поглощение на уровне с энергией E_0 . Для конкретности будем рассматривать урано-графическую систему. Пусть средний путь нейтрона через блок l , поверхность блока S , объем графита, приходящийся на блок, V , пробег рассеяния нейтрона в графите λ . Считая плотность замедляющихся нейтронов постоянной по ячейке, имеем

$$\rho = \frac{Q\lambda}{V\xi_c v E} \frac{\text{нейтрон}}{\text{эв} \cdot \text{см}^3},$$

где Q — число быстрых нейтронов, рождающихся в ячейке в 1 сек на 1 блок.

Искомая доля нейтронов, испытывающих резонансное поглощение, равна

$$p = \frac{1}{Q} \frac{\rho v}{4} S (\Pi_1 + \Pi_s) \quad \text{или} \quad p = \frac{\lambda S}{4\xi_c V} \frac{\Gamma_Y \Delta}{\Gamma E_0} (Y + Y_s), \quad (29)$$

где Y и Y_s являются функциями среднего пути l и параметров уровня*.

В настоящем параграфе перед нами стоит задача определить суммарное резонансное поглощение всех уровней урана $\mathcal{P} = \sum p_i$. Задача эта является довольно неопределенной ввиду отсутствия экспериментальных данных о свойствах и положении резонансных уровней урана. За неимением лучшего, будем исходить из гипотезы эквидистантных уровней, параметры которых зависят от энергии уровня следующим образом:

$$\Gamma_Y = \text{const},$$

$$\Gamma_n = \Gamma_n^{(1)} \varepsilon^{1/2}, \quad (19)$$

$$\Gamma = \Gamma_Y + \Gamma_n^{(1)} \varepsilon^{1/2} = \Gamma_Y (1 + d\varepsilon^{1/2}), \quad (30a)$$

$$\sigma_0 = \text{const} \frac{1}{E_0} \frac{\Gamma_n}{\Gamma} = \sigma_0^{(1)} \frac{1 + d}{\varepsilon^{1/2} (1 + d\varepsilon^{1/2})}, \quad (30б)$$

где значком (1) отмечены значения соответствующих параметров для первого уровня урана и приняты обозначения:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0^{(1)}} \quad (19a)$$

отношение энергии рассматриваемого уровня к энергии первого уровня;

$$d = \frac{\Gamma_n^{(1)}}{\Gamma_Y}.$$

Используя соотношения (19) и (30), мы можем выразить резонансное поглощение p на любом уровне в функции относительной энергии ε . Учитывая зависимость доплеровской ширины Δ от энергии и абсолютной температуры T :

$$\Delta = \Delta_0^{(1)} \varepsilon^{1/2} t^2 \quad (21)$$

(где обозначено $\Delta_0^{(1)}$ — доплеровская ширина для первого уровня при $T = 300^\circ \text{K}$ и $t = \frac{T}{300}$), имеем

$$p = Ct^{1/2} \frac{Y + Y_s}{\varepsilon^{1/2} (1 + d\varepsilon^{1/2})}. \quad (31)$$

* Взамен усреднения Y по различным путям нейтрона через блок мы будем приближенно пользоваться значением для среднего пути l . Для цилиндрического блока $l = 2r$, а для пластины толщиной d имеем $l = 2d$.

Здесь

$$C = \frac{\lambda S}{4\xi_c V} \frac{\Delta_0^{(1)}}{E_0^{(1)}}. \quad (31a)$$

Для цилиндрических блоков радиуса r , расположенных в графите плотностью $1,65 \text{ г/см}^3$ при сечении ячейки решетки $20 \times 20 \text{ см}^2$, имеем

$$\lambda = 2,6 \text{ см}, \quad \xi_c = 0,158, \quad V = 400 \text{ см}^3, \quad S = 2\pi r.$$

Подставляя $E_0^{(1)} = 7 \text{ эв}$, $\Delta_0^{(1)} = 0,054 \text{ эв}$, находим

$$C = 8,7 \cdot 10^{-4} \frac{r}{1,75}. \quad (31b)$$

При определении Y и Y_s в функции параметров $N\sigma_0\xi$ и ξ полезно иметь в виду следующие соотношения:

$$\xi = \xi^{(1)} \frac{1 + d\varepsilon^{1/2}}{(1 + d)\varepsilon^{1/2}}, \quad (32a)$$

$$N\sigma_0\xi = \frac{(N\sigma_0\xi)^{(1)}}{\varepsilon}. \quad (32b)$$

За исключением нескольких первых уровней, суммирование поглощения по уровням можно заменить интегрированием по ε . Суммарное поглощение равно:

$$\mathcal{P} = \sum_{i=1}^k p_i + \frac{E_0^{(1)}}{D} \int_0^{\infty} p(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (33a)$$

$$\varepsilon_k = 1 + k \frac{D}{E_0^{(1)}},$$

где D — среднее расстояние между уровнями урана в эв. В общем виде интегрирование по ε выполнить не удастся, ввиду чего было проведено численное интегрирование для ряда частных случаев. Ввиду большой протяженности области интегрирования удобнее работать в полулогарифмическом масштабе. Поскольку $d\varepsilon = \varepsilon d(\ln \varepsilon)$, имеем

$$\mathcal{P} = \sum_{i=1}^{i=k} p_i + \frac{E_0^{(1)}}{D} \int_{\varepsilon_k}^{\infty} \varepsilon p(\varepsilon) d(\ln \varepsilon). \quad (33b)$$

Графики подынтегральной функции

$$\frac{1}{c} \varepsilon p = \varepsilon^{1/2} \frac{\varepsilon^{1/2}}{1 + d\varepsilon^{1/2}} (Y + Y_s)$$

в функции $\lg \varepsilon$ приведены для нескольких конкретных случаев на рис. 22. Параметры первого уровня урана приняты по Зауэрвейну [5]:

$$E_0^{(1)} = 7 \text{ эв}, \quad \Gamma^{(1)} = 0,0075 \text{ эв}, \quad \sigma_0^{(1)} = 4 \cdot 10^4 \text{ барн.}$$

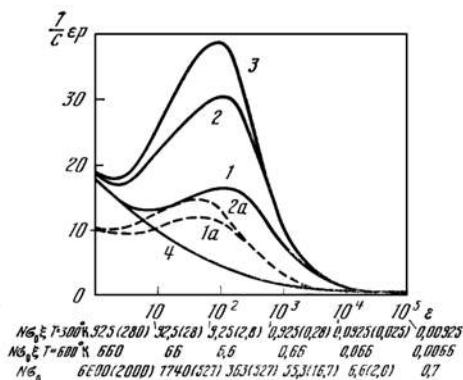
Принято также $d =$

$$= \Gamma_n^{(1)} / \Gamma_\gamma = 0,1,$$

$$\Delta_0^{(1)} = 0,054 \text{ эв}, \quad \sigma_s = 8 \text{ барн.}$$

Рис. 22. Графики функции $(1/c)\epsilon\rho$ от величины $\epsilon = E_0/E_0^{(1)}$

- 1 — без учета рассеяния в металле, блок радиуса $r = 1,75$ см, $T = 300^\circ$ К;
- 2 — с учетом рассеяния в металле, $r = 1,75$ см, $T = 300^\circ$ К;
- 3 — с учетом рассеяния в металле, $r = 1,75$ см, $T = 600^\circ$ К;
- 4 — без учета Доплер-эффекта и без учета рассеяния, $r = 1,75$ см; $1a$ — без учета рассеяния в металле, $r = 0,53$ см, $T = 300^\circ$ К; $2a$ — с учетом рассеяния в металле, $r = 0,53$ см, $T = 300^\circ$ К



Отношение естественной ширины к доплеровской в этих предположениях равно при $T = 300^\circ$ К

$$\xi^{(1)} = 0,14, \text{ при } T = 600^\circ \text{ К } \xi^{(1)} = 0,1.$$

Параметр $N\sigma_0\xi$ для первого уровня оказывается равным:

$$(N\sigma_0 \xi)^{(1)} = 264 l \text{ при } T = 300^\circ \text{ К,}$$

$$(N\sigma_0 \xi)^{(1)} = 189 l \text{ при } T = 600^\circ \text{ К,}$$

где l — средний путь нейтрона через блок в см, а число атомов в 1 см^3 урана принято равным $n = 4.73 \cdot 10^{22}$. Значения некоторых параметров для высших уровней, т. е. для $\epsilon > 1$, полученные как описано выше, сведены в табл. 1.

Таблица 1

ϵ	ξ	Для цилиндрического блока $r = 1,75$ см					
		$N\sigma_0\xi$	$N\sigma_0\xi^2$	$\frac{\Gamma_{\text{эф}}}{\alpha E_0}$	Y	Y_s	$\frac{Y + Y_s}{\epsilon^{1/2}(1 + d\epsilon^{1/2})}$
1	0,14	925	130	5,2	20,4	0,25	18,8
10	0,053	92,5	4,9	0,62	5,60	3,54	2,19
100	0,025	9,25	—	0,13	3,35	2,93	0,31
1000	0,017	0,925	—	—	1,13	0,2	0,01

Обратимся к обсуждению рис. 22. Площади кривых рис. 22 дают суммарное резонансное поглощение всей совокупности резонансных уровней урана. Ординаты этих кривых характеризуют вклад соответствующих энергетических интервалов в полное поглощение.

Кривые 1—4 относятся к урановым блокам радиуса 1,75 см. Кривая 4 дает величину резонансного поглощения без учета Доплер-эффекта и рассеяния в уране, т. е. соответствует теории Гуревича и Померанчука.

При построении этой кривой принято

$$p \propto \frac{1}{E_0} \Gamma_\gamma \sqrt{N\sigma_0} \propto \epsilon^{-5/4} (1 + d\epsilon^{1/2})^{-1/2}.$$

Кривая 1 дает ход резонансного поглощения при учете Допплер-эффекта, но без учета эффекта рассеяния в уране. Как видно, для блока радиусом 1,75 см Допплер-эффект примерно удваивает резонансное поглощение и приводит к резкому увеличению роли высших уровней. Примерно 50% всего поглощения вызывается уровнями с энергией выше 300—400 эв ($\epsilon > 50$). Кривая 2 дает величину резонансного поглощения при учете как Допплер-эффекта, так и рассеяния в уране. Эффект рассеяния чрезвычайно велик при

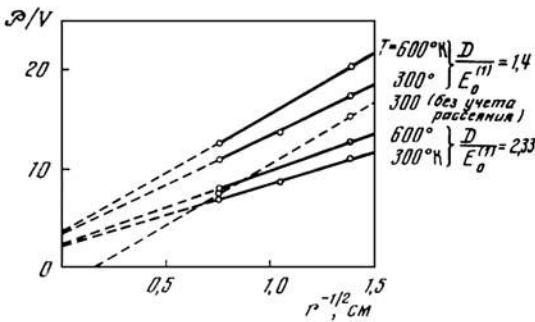


Рис. 23. Зависимость удельного резонансного поглощения \mathcal{P}/V от радиуса блока r

данном размере блока и сосредоточен в основном в энергетической области 30—3000 эв ($\epsilon = 4 \div 400$). Центр тяжести резонансного поглощения переносится в результате совместного действия Допплер-эффекта и эффекта рассеяния на уровни с энергией ~ 500 эв.

Кривая 2 относится к комнатной температуре блока. Влияние увеличения температуры до 600° показывает кривая 3. Значительный температурный эффект обнаруживают уровни, лежащие в области 50—1000 эв ($\epsilon = 7 \div 150$). Эта область и образует при данной толщине блока «доплеровскую» область уровней, о которой шла речь в предыдущих разделах.

Кривые 1а и 2а относятся к более тонким блокам — радиусом 0,53 см. Площади кривых 1 и 1а относятся примерно, как корни радиусов блоков. Эффект рассеяний на захват (он дается разностью площадей кривых 2 и 1, 2а и 1а соответственно) возрастает, как видно из рис. 22, быстрее, чем радиус блока. В результате этого, как уже отмечалось, суммарное поглощение растет быстрее \sqrt{r} , что истолковывается как появление неблокируемого поглощения.

Некоторый вклад в неблокируемое поглощение вносят также наиболее высокие уровни, для которых $N\sigma_0\xi < 1$ и поглощение пропорционально объему блока. На оси абсцисс рис. 22 указаны значения параметра $N\sigma_0\xi$ в зависимости от энергии ϵ . Площадь участка кривой 2 правее точки $N\sigma_0\xi = 1$ мала, однако по сравнению с разностью площадей кривых 2 и 1.

Результаты численного интегрирования кривых, типа изображенных на рис. 22, приведены в табл. 2 и на рис. 23. На последнем удельное резонансное поглощение отложено в функции $r^{-1/2}$ для удобства выделения неблокируемого поглощения. Неблокируемое поглощение оказывается равным примерно 30% полного поглощения при радиусе блока 1,75 см. На рис. 23 приведены результаты для двух предположений о среднем расстоянии между уровнями урана:

$$\frac{D}{E_0^{(1)}} = 1,4 (D \approx 10 \text{ эв}) \quad \text{и} \quad \frac{D}{E_0^{(1)}} = 2,33 (D \approx 16 \text{ эв}).$$

Таблица 2

Радиус блока r , см	Резонансное поглощение (при $r = 1,75$ для решетки 20×20 см ² ; при других r — для того же отношения $V_{\text{графита}}/S_{\text{блока}}$) $(1 - \varphi)\%$		Температурный эффект $\frac{\varphi_{200} - \varphi_{600}}{(1 - \varphi)300} \%$
	$T = 300^\circ \text{ К}$	$T = 600^\circ \text{ К}$	
1,75	11,4	13,1	14,9
0,908	7,38	—	—
0,53	5,40	6,27	16,1
0,40	2,27	—	—

Хотя абсолютная величина резонансного поглощения чувствительна к величине интервала между уровнями, относительная величина неблокируемого поглощения и температурного эффекта весьма слабо зависит от D .

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В предыдущей главе мы применили теорию, развитую в § 2 и 3, для получения численных результатов относительно резонансного поглощения в урано-графитовых системах. При этом мы исходили из предположения, что уровни урана расположены эквидистантно, обладают все одной и той же радиационной шириной ($\Gamma_\gamma = \text{const}$), а нейтронные ширины пропорциональны корню из энергии уровня с постоянным для всех уровней коэффициентом пропорциональности ($\Gamma_n = \Gamma_n^{(1)} \varepsilon^{1/2}$). В этом предположении параметры высших уровней могут быть рассчитаны по параметрам первого уровня урана, для которого были приняты значения Зауэрвейна [5].

В области высоких энергий (скажем, при $E > 100$ эв) вклад каждого единичного уровня в общее поглощение невелик и поэтому здесь вполне можно пользоваться усредненными значениями параметров уровней. Вопрос, экспериментально совершенно невыясненный, состоит в том, соответствуют ли действительности принятые нами значения. Кроме того, поскольку область эффективного резонансного поглощения простирается до энергий порядка 10 кэв ($\varepsilon \sim 2000$, ср. рис. 22), неизвестно, допустимо ли для всего интервала $10^2 - 10^4$ эв использовать одни и те же значения Γ_γ , $\Gamma_n^{(1)}$ и в особенности D . У верхней границы интервала расстояние между уровнями D может быть уже пониженным.

В области энергий $E < 100$ эв положение еще менее благоприятно, поскольку вклад каждого отдельного уровня из этой области является значительным. Отклонения параметров отдельных уровней от принятых нами средних значений могут быть весьма велики, они могут заметно сказаться на полном резонансном поглощении, в особенности при тонких поглотителях, когда вклад первых уровней является преобладающим. Между тем экспериментальных данных о параметрах нижних уровней урана нет; использованные нами результаты Зауэрвейна для первого уровня также не вполне надежны, в особенности значение ширины уровня Γ .

В свете сказанного ясно, что при сопоставлении результатов предыдущей главы с экспериментом, речь может идти только о качественном согласии. Со-

поставление, проводимое ниже, показывает что такое качественное согласие теории с основными экспериментальными фактами имеется. Этим оправдываются основы теории, развитой в настоящей работе.

Одной из задач дальнейшей работы можно поэтому считать определение параметров резонансных уровней урана в различных энергетических интервалах путем постановки экспериментов по резонансному поглощению и их детального анализа с помощью теории. Существующие экспериментальные данные также нуждаются в более детальном анализе, предпосылкой которого является дальнейшая математическая разработка теории, в особенности в части влияния рассеяния в уране на захват.

Перейдем к сравнению результатов теории с экспериментом.

А. Температурный эффект резонансного поглощения

Еще в 1949 г. простые соображения привели автора к выводу о том, что в случае толстых блоков температурный эффект резонансного поглощения на первом уровне незначителен. Е. Л. Фейнберг развил теорию температурного эффекта, а также и эффекта рассеяния в уране на первых уровнях для толстых блоков (случай $N\sigma_0\xi^2 \gg 1$, ср. § 2) и доказал малую величину этих эффектов.

Это обстоятельство побудило к детальному рассмотрению влияния Доплер-эффекта для высших уровней, результаты которого изложены в § 2. Как оказалось, при практических размерах блоков в широкой области энергий уровней величина резонансного поглощения определяется в первую очередь доплеровской шириной уровня и зависит от температуры примерно как $\sqrt{T^\circ}$.

Температурный эффект суммарного резонансного поглощения всех уровней был рассчитан в § 4 для блоков радиусом 1,75 см и 0,53 см и оказался равным + 15% при нагреве от 300° К до 600° К. Эта цифра хорошо согласуется с температурным эффектом φ , измеренным в Лаборатории И. М. Франка в опытах по нагреву урано-графитовой призмы. По порядку величины (с точностью, быть может, до фактора ~ 2) она согласуется также и с данными прямых опытов М. Б. Егиазарова.

Б. Зависимость поглощения от толщины. Опыты М. Б. Егиазарова

М. Б. Егиазаров [3] провел обстоятельные измерения зависимости удельного резонансного поглощения от толщины поглотителя в широкой области толщин от $l = 0,0012$ мм до $l = 50$ мм (l — средний путь нейтрона через поглотитель).

Начиная с $l \sim 0,05$ мм и ниже удельное поглощение не зависит от толщины поглотителя. Это означает, что начиная с $l = 0,05$ мм условие $N\sigma_0\xi < 1$ (10) выполняется для всех уровней урана, в том числе и для первого.

Используя принятые в § 4 параметры первого уровня, имеем для $l = 0,05$ мм $N\sigma_0\xi = 1,3$, что по порядку величины согласуется с результатом М. Б. Егиазарова.

При $l > 0,135$ мм точки Егиазарова неплохо ложатся на прямую $\varphi/V = A + Bl^{-1/2}$. Неблокируемое поглощение (A) составляет при радиусе блока 1,75 см несколько менее 40% всего поглощения. Этот результат необ-

ходимо сравнить с рис. 23, на котором нанесены расчетные значения поглощения для блоков радиусом 0,53; 0,908 и 1,75 см. Точки ложатся на прямую: неблокируемое поглощение составляет 30% от всего поглощения блока радиусом 1,75 см. Согласно теории с экспериментом в этом важном пункте, таким образом, удовлетворительное.

Следует отметить, что расчетные точки для малых толщин ($l < 2$ мм) ложатся на прямую с несколько большим наклоном, чем соответствующая прямая для толстых блоков (ср. кривая 2 рис. 25). Экспериментальные же точки Егизарова ложатся на одну прямую для всех толщин. Это расхождение нельзя, однако, считать существенным: оно может вызываться отклонением параметров первых уровней урана от принятых в расчете значений. Как уже указывалось, такие отклонения особенно сильно сказываются в случае тонких поглотителей.

В. Зависимость поглощения от толщины. Измерения Зауэрвейна [5]

Зауэрвейн снимал зависимость активности тонкого уранового индикатора (U^{239}) под различными толщинами урана, облучавшегося медленными нейтронами из парафина. Активность индикатора под слоем толщиной d пропорциональна

$$Y \sim \mathcal{P}(d + \delta) - \mathcal{P}(d),$$

где $\mathcal{P}(d)$ — резонансное поглощение в слое толщиной d ; $\mathcal{P}(d + \delta)$ — то же в слое толщиной $d + \delta$; δ — толщина индикатора. Таким образом $Y \sim \sim d\mathcal{P}/dd$, и, интегрируя кривую поглощения Зауэрвейна, мы получим график

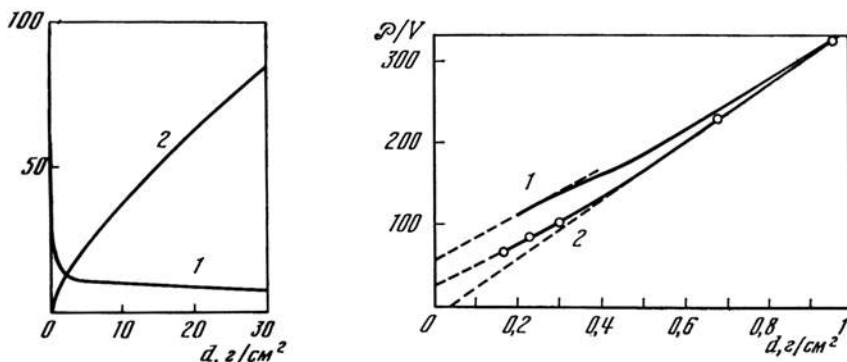


Рис. 24. Экспериментальная кривая 1 пропускания Зауэрвейна и кривая 2 зависимости резонансного поглощения от толщины d , полученная интегрированием кривой 1

Рис. 25. Удельное резонансное поглощение \mathcal{P}/V от толщины слоя d

1 — кривая, пересчитанная из экспериментальных данных Зауэрвейна;

2 — теоретическая кривая, совмещенная с кривой 1 в точке $d^{-1/2} = 0,96$

зависимости резонансного поглощения в слое от его толщины. Кривая поглощения Зауэрвейна воспроизведена на рис. 24 (кривая 1). График удельного резонансного поглощения в функции $d^{-1/2}$ (d — толщина слоя), пересчитанный из кривой 2 рис. 24, представлен на рис. 25 (кривая 1).

Как видно, измерения Зауэрвейна также свидетельствуют о существовании неблокируемого поглощения. Величина неблокируемой составляющей оказывается, однако, чрезмерно большой — 54% для блока радиусом 1,75 см. Это обстоятельство является странным по следующей причине. Мы можем резонансное поглощение представить в виде суммы $\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_s$, где \mathcal{P}_s — составляющая поглощения, обусловленная рассеянием в уране. Индикатор регистрирует разность $\mathcal{P}_1(d + \delta) - \mathcal{P}_1(d)$ и лишь часть разности $\mathcal{P}_s(d + \delta) - \mathcal{P}_s(d)$, поскольку он не «чувствует» дополнительный захват нейтронов, рассеянных на уране в добавочном слое δ . Таким образом, в постановке Зауэрвейна эффект рассеяния, а следовательно, и неблокируемое поглощение должны быть заниженными. Возможной причиной расхождения является небольшая постоянная активность индикатора, обусловленная рассеянными нейтронами резонансной энергии, которые могли падать на индикатор сзади.

Экспериментальная чистота результатов Зауэрвейна для случая больших толщин урана, таким образом, сомнительна. Во всяком случае эти результаты не противоречат данным М. Б. Егизарова.

Из опытов Зауэрвейна по зависимости резонансного поглощения от спектра нейтронов следует значительная роль высших уровней, что соответствует концепции, развитой в настоящей работе. Однако толкование этих опытов Зауэрвейном не выдерживает критики.

Г. Зависимость поглощения от толщины. Опыты Толстова

К. Д. Толстов измерял влияние слоев урана толщиной от 0,037 мм до 1,44 мм, окружавших закрытую кадмием борную камеру, на показания этой камеры. Система помещалась в графитовой призме; для устранения эффекта деления на тепловых нейтронах слои урана также были заключены в кадмий. Поскольку эффективность борной камеры пропорциональна $E^{-1/2}$, захват нейтронов высшими уровнями урана играет в показаниях камеры относительно гораздо меньшую роль, чем в поглощении нейтронов слоев урана. Экспериментальные точки Толстова приведены на рис. 26. Как видно, они резко рас-

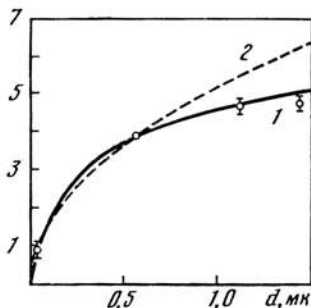


Рис. 26. Зависимость поглощения (%) от толщины слоя урана d

1 — кривая поглощения для первого уровня урана с учетом Допплер-эффекта;
2 — кривая $Y = \sqrt{d}$;
экспериментальные точки получены К. Д. Толстовым

ходятся с зависимостью \sqrt{d} , где d — толщина слоя, и неплохо ложатся на кривую 1, рассчитанную с помощью формул § 2 (рис. 19) в предположении, что в данном опыте играет роль только первый уровень урана. Учет высших уровней несколько ухудшает согласие, но не следует забывать произвольности принимаемых для расчета параметров первых уровней. Принципиальным является то обстоятельство, что с точки зрения старой теории зависимость

поглощения от толщины не может быть более медленной, чем $\sqrt{\bar{d}}$. Опыт Толстова противоречит этому положению и подтверждает вывод настоящей работы о существовании «доплеровской области», в которой поглощение зависит от толщины медленнее, чем $\sqrt{\bar{d}}$.

Д. Абсолютная величина резонансного поглощения

Из измерений, выполненных в Лаборатории И. М. Франка, известно, что в урано-графитовой системе при размере ячейки 20×20 см² и диаметре цилиндрических блоков 3,5 см резонансное поглощение ($1 - \varphi$) составляет примерно 11%. Расчет § 4 дает для этого случая цифру 11,4% в предположении среднего расстояния между уровнями $D \simeq 10$ эв и 7,3% при $D \simeq 16$ эв. Таким образом, развитая теория при разумных предположениях о параметрах уровней урана дает требуемый порядок величины $1 - \varphi$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе развита теория резонансного поглощения в уране, учитывающая тепловое движение атомом урана (Допплер-эффект) и замедляющее действие урана на нейтроны. Теория удовлетворительно согласуется с имеющимися экспериментальными данными и объясняет температурную зависимость и неболируемую слагающую резонансного поглощения. Характерным выводом теории является большая роль высших уровней урана в резонансном поглощении. Работа выполнена в Лаборатории члена-корреспондента АН СССР И. М. Франка.

Автор благодарит И. М. Франка и доктора физико-математических наук Е. Л. Фейнберга за интерес к работе и ценные указания.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. И. Гуревич, И. Я. Померанчук. Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г. Изд-во АН СССР, 1957, стр. 220.
2. А. В. Грошев, Е. Л. Фейнберг, И. М. Франк. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседание отделения физико-математических наук. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 3.
3. М. Б. Егизаров, В. С. Дикарев, В. Г. Мадеев. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседание отделения физико-математических наук. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 53.
4. А. Ахизер, И. Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. М., Гостехиздат, 1949.
5. К. Sauerwein. Zs. f. Naturforschung, 1947, 2a, 73.
6. W. Schütz. Zs. f. Astrophys., 1930, 1, 300.
7. E. von der Held. Zs. f. Phys., 1931, 70, 508.
8. Г. Митчелл, М. Земанский. Резонансное излучение и возбужденные атомы. М., ИЛ, 1957.
9. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. М., ИЛ, 1949.

ИЗУЧЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ УРАН-ГРАФИТОВЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ МЕТОДОМ ПРИЗМЫ *

*Совместно с Л. В. Грошевым, О. И. Козинец, Л. Е. Лааревой,
К. Д. Толстовым, Е. Л. Фейнбергом, И. М. Франком, П. В. Штранихом*

ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемая работа посвящена экспериментальному изучению размножения нейтронов в уран-графитовых гетерогенных системах. В таких системах природный уран расположен отдельными блоками в графите, благодаря чему коэффициент размножения нейтронов может оказаться больше единицы и могут возникнуть условия для протекания цепной реакции.

Несмотря на обилие литературы по данному вопросу, до сих пор не опубликованы эксперименты по изучению свойств различного вида уран-графитовых решеток на моделях реакторов. С этой точки зрения результаты данной работы, несмотря на их давность, представляют интерес.

Опыты проводились в обычных лабораторных условиях на модели уран-графитового реактора методом призмы. Исследовалась зависимость параметров, характеризующих размножение нейтронов в уран-графитовой системе, от величины шага решетки при различной ее структуре. Изучалось влияние на размножение нейтронов воды и воздуха как возможных охлаждающих агентов для таких систем.

Метод призмы, представляющий хорошо известный теперь экспоненциальный метод [1], в данной работе был усовершенствован и дополнен измерениями кадмиевого отношения, что позволило провести количественные измерения физических параметров уран-графитовых реакторов и получить ряд данных, необходимых для выяснения физической стороны явлений, протекающих в таких системах [2].

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Для изучения различных эффектов в уран-графитовых блоковых системах была сложена графитовая призма размером $180 \times 180 \times 420$ см³. Призма была размещена в центре большого помещения на бетонном фундаменте. Расстояние от поверхности призмы до стен превышало 2,4 м. Для устранения влияния рассеянных тепловых нейтронов вся призма закрывалась слоем кадмия толщиной 0,5 мм. С передней и задней сторон призмы кадмиевая защита была изготовлена в виде штор с механическим приводом. Общий вид установки показан на рис. 27.

Призма складывалась из графитовых кирпичей квадратного сечения 20×20 см² со средней плотностью 1,65 г/см³. Каждый кирпич имел сквозной круглый канал диаметром ~ 4 см.

В центральной части призмы между кирпичами за счет бокового смещения их создавались сквозные квадратные каналы сечением $6,7 \times 6,7$ см². Периферийные слои, с боков и снизу в один кирпич и сверху в два кирпича, укладывались без бокового сдвига. В квадратные каналы закладывались короткие прямоугольные графитовые втулки с круглыми отверстиями. В них,

* Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук. Академиздат, 1957, стр. 21—52.

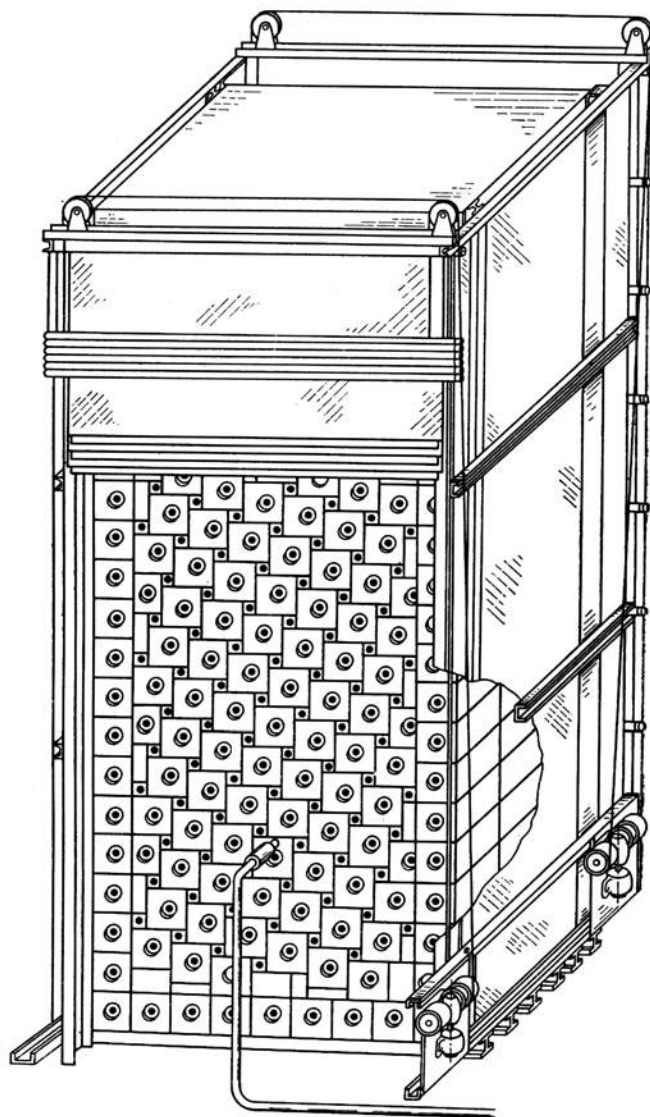


Рис. 27. Общий вид призмы

в зависимости от условий опыта, закладывались или алюминиевые трубы с урановыми блоками, или графитовые стержни, заполнявшие всю длину канала. Эффективная плотность графита в такой кладке при заполненных графитовыми стержнями квадратных каналах и пустых круглых каналах была равна $d_{\text{эф}} = 1,51 \text{ г/см}^3$.

Были проделаны также четыре горизонтальных сквозных канала сечением $4,4 \times 4,4 \text{ см}^2$, расположенные на различной высоте, в плоскости симметрии призмы. В нижней канал помещались ионизационные борные камеры с предварительными усилителями, смонтированные в тонкостенных алюминиевых трубах. В любой из верхних каналов мог помещаться нейтронный (Ra + Be)-источник активностью 500 милликюри по γ -лучам. При измере-

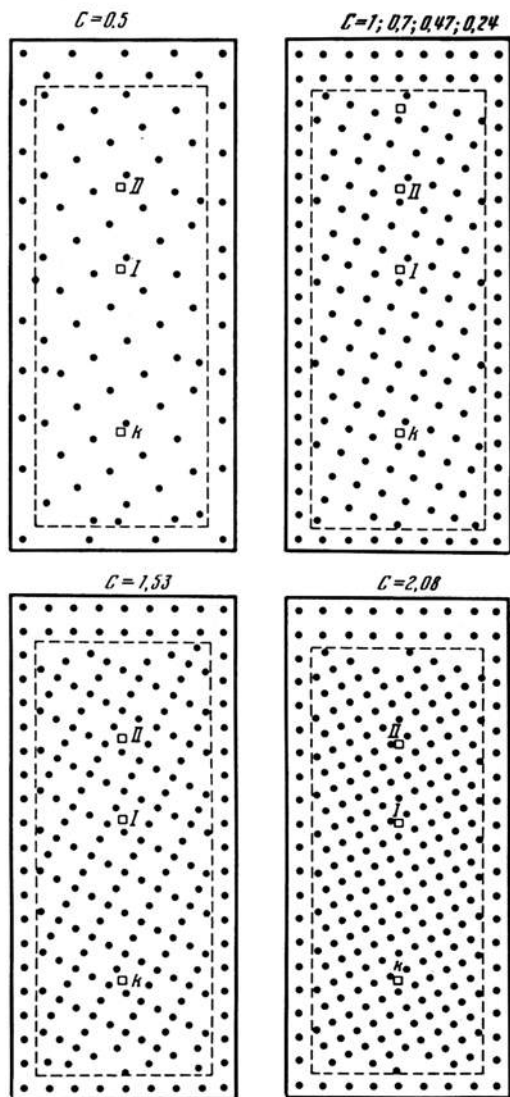


Рис. 28. Схема загрузки призмы

При заполнении всех круглых каналов блоками по всей длине концентрация C считается равной 1, что соответствует атомарной концентрации $N_f/N_c = 0,013$. В распоряжении авторов имелись блоки различных диаметров — от 32 до 37 мм. Изменение в величине концентрации производилось увеличением или уменьшением числа блоков в призме при постоянных размерах блоков. Схемы загрузки призмы приведены на рис. 28. Если требовали условия опыта, урановые блоки могли помещаться в призме в алюминиевых трубах. Зазор между стенкой трубы и оболочкой блока заполнялся водой, что служило моделью водяного охлаждения мультиплицирующих систем. В некоторых опытах охлаждающий слой имитировался парафином.

ниях борные камеры обычно оставались неподвижными, а перемещался источник. Расстояние между камерой и источником равнялось 133,3; 200,0; 267,9 см соответственно для трех различных положений источника.

Счет импульсов от борных камер производился независимо двумя реконструированными установками типа D. В схемах была изменена частотная характеристика усилителей и введено предварительное усиление, обеспечивающее надежную защиту от помех; был также предусмотрен контроль усиления при помощи звукового генератора.

Регистрация надкадмиевых нейтронов производилась борной камерой, помещенной в кадмиевую оболочку толщиной 0,5 мм. Последняя изменяла емкость камеры и тем самым и ее эффективность. Эти изменения компенсировались выравниванием величины усиления.

Разрешающее время схем измерялось методом двух источников. Величина просчетов составляла 0,6% при скорости счета 1600 имп/мин.

Конструкция призмы позволила провести измерения отношения интенсивностей нейтронов для различных расстояний источника от камеры, а также измерения кадмиевого отношения при различных загрузках призмы ураном или, как принято говорить, при различных концентрациях урана.

Квадратные каналы в призме были предназначены для измерения влияния воздушного зазора. При работе реактора с воздушным охлаждением это представляет несомненный интерес. Размещение урана в квадратных каналах имитировало систему с воздушным охлаждением, а размещение металла в круглых каналах соответствовало обычной системе без охлаждения.

Таким образом, призма описанной конструкции является универсальной установкой, удобной для изучения уран-графитовых гетерогенных систем.

ИЗМЕРЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНОГО ПАРАМЕТРА κ^2

Известно, что для случая точечного источника изменение интенсивности нейтронов $n(z)$ вдоль оси уран-графитовой призмы подчиняется закону

$$\frac{n(z_1)}{n(z_2)} = e^{-\alpha(z_1-z_2)} \frac{F(z_1)}{F(z_2)}, \quad (1)$$

где z — расстояние от источника до точки наблюдения; α — коэффициент затухания основной экспоненты; $F(z)$ — множитель, учитывающий влияние высших гармоник.

Измерение n для двух расстояний при разумной оценке $F(z)$ дает величину α . По величине α можно найти κ^2 — параметр, характеризующий размножающие свойства моделируемой системы:

$$\kappa^2 = \frac{\pi^2}{2a^2} - \alpha^2, \quad (2)$$

где a — эффективная полуширина призмы, равная действительной полуширине, умноженной на $0,71\lambda_{\text{тр}}$ ($\lambda_{\text{тр}}$ — транспортный пробег рассеяния теплового нейтрона).

В действительности метод определения κ^2 по измеренным величинам $n(z_1)/n(z_2)$ несколько сложнее. Наличие границы мультиплицирующая среда — воздух со стороны источника изменяет решение основного уравнения призмы. Интенсивность нейтронов в этом случае представляется в виде разности двух экспонент — основной и «отраженной» от границы. Измеренная плотность n должна быть уменьшена в $(1 - e^{-2ab})$ раз, где b — расстояние от края призмы до источника.

В некоторых опытах призма была загружена металлом неравномерно по объему. Например, при $C > 1$ периферийные слои были относительно обеднены металлом. На это вводилась соответствующая поправка

$$\Delta\kappa_1^2 = \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{d}{a}\right)^3 (\kappa_{\text{центр}}^2 - \kappa_{\text{внешн}}^2),$$

где d — толщина бокового недогруженного слоя.

Несмотря на удаленность призмы от стен, имелось заметное влияние рассеянных нейтронов. Поправка на них оценивалась экспериментально и оказалась равной $\Delta\kappa_2^2 = (0,6 \pm 0,25) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$. В вычислениях предполагалось, что $\Delta\kappa_2^2$ не меняется с концентрацией.

Далее, в теории призмы предполагается, что эффективная граница призмы одинакова для нейтронов разных энергий. Если учесть различие в пробегах рассеяния быстрых и тепловых нейтронов, то измеренная величина должна быть исправлена на величину

$$\Delta\kappa_3^2 = \frac{\pi^2}{2a^2} \frac{k\tau}{A} \frac{2\Delta}{a},$$

где $\Delta = 0,9$ см — разность между эффективными размерами установки для быстрых и тепловых нейтронов; τ — параметр замедления или возраст Ферми для тепловых нейтронов; k — коэффициент размножения; A — площадь миграции.

Во всех опытах для измерения хода плотности нейтронов вдоль оси призмы или отношения интенсивностей нейтронов для двух положений источника регистрировалось число импульсов, даваемое двумя борными камерами.

Отношение чисел I_1 и I_2 , измеренных для двух расстояний источника от камеры, исправленное на просчеты, равно отношению плотностей нейтронов.

В табл. 1 приведены результаты обработки данных измерений. В ней $\kappa_{\text{прев}}^2$, $\kappa_{\text{испр}}^2$ — значения материального параметра соответственно без поправок и с поправками; κ^2 — материальный параметр, приведенный к одинаковым условиям без алюминиевых труб.

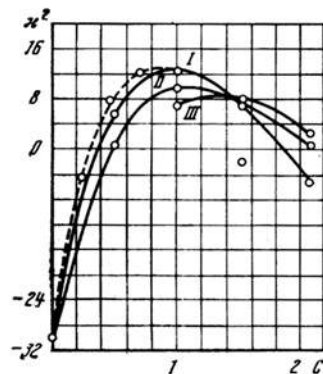


Рис. 29. Зависимость параметра κ^2 (в ед. 10^{-5} см $^{-2}$) от концентрации C

На рис. 29 изображены кривые зависимости величины κ^2 от концентрации урана в графитовом замедлителе. Ошибки измерений, приведенные на графике, в каждой точке составляют меньше $0,2 \cdot 10^{-5}$ см $^{-2}$. Однако при определении абсолютного значения величины κ^2 большое значение имеют ошибки, связанные с неточностями теории для таких систем. Поэтому погрешности в определении абсолютных величин лежат в пределах $\pm (0,5-0,7) \cdot 10^{-5}$ см $^{-2}$.

Сплошная кривая на рис. 29 относится к системам без воды и имеет пологий максимум в области $C = 0,8$. Эта кривая получена для случая, когда цилиндрические блоки расположены вплотную друг к другу и заполняют всю длину канала. Изменение концентрации достигалось заполнением большего или меньшего числа каналов. Кривая, показанная пунктиром, относится к тому случаю, когда изменение концентрации производилось раздвижением урановых блоков внутри круглых каналов. Такое расположение урана в системе образует другой тип решетки — с более равномерным распределением блоков. Сопоставление кривых показывает, что равномерное распределение блоков урана в замедлителе выгоднее.

В максимуме кривой $\kappa^2 = 12,6 \cdot 10^{-5}$, а соответствующий критический радиус шара без отражателя равен 280 см.

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ θ МЕТОДОМ КАДМИЕВОГО ФИЛЬТРА

Коэффициент использования тепловых нейтронов θ , по определению, представляет собой отношение числа нейтронов, поглощенных в блоках урана, к полному числу поглощенных нейтронов.

Если нейтроны обладают одинаковой скоростью, то

$$\theta = \frac{n_f N_f \sigma_{cf}}{\sum n_i N_i \sigma_{ci}}, \quad (3)$$

где n_i — средняя плотность нейтронов в i -м материале; N_i — число соответствующих атомов в единице объема смеси; σ_{ci} — эффективное сечение поглощения нейтронов в материале, f — индекс, обозначающий уран.

Таблица 1

Данные экспоненциальных опытов для различных концентраций без воды

Условия опыта	Концентрация	$\frac{N_f}{N_c} \cdot 10^2$	$\frac{I_1}{I_2}$	$\left(\frac{I_1}{I_2}\right)_{\text{испр}}$	Эффективная плотность графита	$\kappa^2_{\text{превл}} \times 10^5$	$\kappa^2_{\text{испр}} \times 10^5$	$\kappa^2 \cdot 10^5$
Блоки без труб раздвинуты в круглых каналах	0,24	0,32	$5,416 \pm 0,015$	5,320	1,51	-4,3	-4,5	-4,5
То же	0,47	0,62	$4,549 \pm 0,005$	4,470	1,51	8,0	7,6	7,6
Блоки в трубках расположены вплотную; заполнена половина круглых каналов	0,5	0,66	$4,738 \pm 0,015$	4,662	1,51	5,4	4,6	5,5
Блоки без труб раздвинуты в круглых каналах	0,7	0,92	$4,231 \pm 0,01$	4,156	1,51	12,8	12,2	12,2
Блоки без труб расположены вплотную в круглых каналах	1,0	1,32	$4,218 \pm 0,01$	4,143	1,51	13,1	12,6	12,6
Заполнены все круглые каналы (без труб) и половина квадратных каналов (в трубках)	1,53	2,02	$4,589 \pm 0,02$	4,517	1,48	7,5	6,5	6,9
Заполнены все круглые каналы (без труб) и квадратные каналы (в трубках)	2,08	2,74	$5,428 \pm 0,02$	5,338	1,45	-4,5	-5,9	-5,2
Заполнены все каналы, все блоки в трубках	2,08	2,74	$5,463 \pm 0,01$	5,373	1,45	-5,1	-6,5	-5,2

Если система гомогенна, то все n_i одинаковы. В этом случае для $\sigma_i \sim 1/v$ (v — средняя скорость) θ не зависит от v .

Если система из урана и графита гетерогенна, т. е. составлена из замедлителя с блоками урана, отношение средних плотностей n_c/n_f меняется с изменением размера элементарной ячейки. Другими словами, с изменением концентрации происходит перераспределение плотности нейтронов по ячейке. Поэтому зависимость θ от концентрации уже не может быть представлена в виде

$$\frac{1-\theta}{\theta} \sim \frac{1}{C}, \quad (4)$$

как это имеет место для гомогенных систем.

Для блоковых систем необходимо экспериментальное изучение коэффициента использования тепловых нейтронов.

Метод измерения величины θ в уран-графитовых системах состоит в следующем.

Доля поглощения тепловых нейтронов в графите для уран-графитовой системы равна

$$\delta = 1 - \theta \approx \frac{T}{T_c}, \quad (5)$$

где T — время жизни теплового нейтрона в системе; T_c — время жизни в графите; отношение их предполагается равным обратному отношению поглощений.

Из уравнения диффузии нейтронов в мультиплицирующей системе

$$\nabla^2 n_T - \frac{n_T}{DT} + \frac{q}{D} = 0 \quad (6)$$

и уравнения для распределения нейтронов вдали от источников

$$\Delta^2 n + \kappa^2 n = 0 \quad (7)$$

получим

$$T = \frac{n_T}{q} (DT\kappa^2 + 1), \quad (8)$$

где q — плотность источников, равная плотности замедления, D — коэффициент диффузии.

Тогда из (5) и (8) получаем

$$\delta = \frac{n_T}{qT_C} (DT\kappa^2 + 1) = \frac{n_T}{qT_C} (L^2\delta\kappa^2 + 1). \quad (9)$$

Заметим, что величина $L^2\delta\kappa^2$ в рассматриваемых системах мала по сравнению с единицей. Таким образом, δ определяется величиной T_C и отношением плотности тепловых нейтронов к плотности их генерации (плотности замедления). Так как число измеренных надкадмиевых нейтронов можно считать пропорциональным плотности замедления, то величина δ связана с так называемым кадмиевым отношением, т. е. отношением полного числа нейтронов к числу надкадмиевых нейтронов, следующим образом:

$$\delta = x \left(\frac{n}{n_{Cd}} - 1 \right). \quad (10)$$

Коэффициент пропорциональности или градуировочный множитель x является постоянной для данного замедлителя и может быть определен из опытов в чистой графитовой призме, где все поглощение происходит в графите, т. е. где $\delta = 1$.

С этой целью определялся полный интеграл распределения надкадмиевых нейтронов по объему призмы, а также интенсивность тепловых нейтронов в некоторой точке призмы. Как показано в [3], градуировочный множитель равен

$$x = \frac{\int n_{Cd} dV}{n_T L^2 \cdot 2a^2 \alpha e^{-\tau/L^2} e^{\alpha(z-z_0)}}. \quad (11)$$

Величина x может быть оценена также расчетным путем. Возьмем выражение

$$n_{Cd} = \int_{E(v_{rp})}^{\infty} \frac{q\lambda_s}{\xi v E} dE, \quad (12)$$

где λ_s — пробег рассеяния нейтронов в графите; ξ — логарифмический декремент потери энергии при соударении; v_{rp} — скорость нейтрона, соответствующая эффективной границе кадмиевого поглощения. Оно дает количество нейтронов в графитовой призме, регистрируемых борной камерой, окруженной кадмиевым фильтром. Проинтегрировав и разделив на T_C , получим

$$x = \frac{2\lambda_s}{\xi v_{rp} T_C}. \quad (13)$$

Экспериментальное значение x и значение, оцененное по формуле (13), совпадают в пределах ошибок измерений. Из (13) следует независимость x от плотности графита.

С увеличением замедляющей способности среды градуировочный множитель x уменьшается. Добавление в систему других замедляющих материалов, например воды, изменяет величину x . В таких случаях градуировочный множитель измерялся отдельно.

В табл. 2 приведены результаты измерений кадмиевого отношения для разных концентраций и различных условий опыта. Там же приведены значения градуировочного множителя x , определенного экспериментально для графита и графита с добавками парафина.

Чтобы получить отношение плотности тепловых нейтронов к плотности их генерации, необходимо в измеренное кадмиевое отношение внести поправки, учитывающие:

1) пропускание тепловых нейтронов через кадмиевый фильтр ($\sim 0,04\%$, поправка увеличивает n/n_{Cd});

2) необходимость приведения измеренной интенсивности тепловых нейтронов к средней плотности нейтронов по ячейке;

3) уменьшение мультипликации, вызванное внесением кадмиевого фильтра (поправка уменьшает n/n_{Cd});

4) неточность в определении плотности генерации тепловых нейтронов кадмированным борным детектором. Кадмированная борная камера считает некоторое количество надкадмиевых нейтронов над областью резонансного поглощения урана. Такие нейтроны при прохождении через резонансную область могут поглотиться, не дав вклада в поток тепловых нейтронов. Последняя поправка носит оценочный характер. Она увеличивает кадмиевое отношение. Суммарная величина этих поправок обозначена в табл. 2 в виде поправочного множителя Π .

Знание величин градуировочного множителя x , диффузионной длины L в графите и материального параметра κ^2 позволяет по измеренному кадмиевому отношению вычислить долю поглощения нейтронов в графите для мультиплицирующих систем при различных условиях.

Величина κ^2 известна из экспериментов, описанных выше. Диффузионная длина L измерялась в аналогичных экспериментах в чисто графитовой призме без металла. Было найдено, что $L = 56,8 \pm 0,3$ см при эффективной плотности графита $d_{эф} = 1,51$ г/см³.

В расчетах для призмы с металлом учитывалось, что коэффициент диффузии несколько меняется за счет дополнительного рассеяния на ядрах урана и за счет увеличения жесткости спектра нейтронов (см. ниже).

Вычисленные таким образом значения доли поглощения нейтронов графитом в мультиплицирующих системах δ даны в табл. 2. На рис. 30 изображены кривые зависимости величины $\delta/1 - \delta$ от обратной концентрации. Сплошной линией показаны результаты измерений δ для системы без воды. Как видно из рис. 30, эта зависимость линейна для системы без воды с обычной решеткой и может быть представлена формулой

$$\frac{\delta}{1-\delta} = \frac{g}{C} - h, \quad (14)$$

где g и h — эмпирические константы; в наших условиях $g = 0,096$; $h = 0,0074$. Изменения величины δ с концентрацией в исследуемой области в пределах ошибок совпадают с вычисленными по элементарной теории диф-

Таблица 2

Кадмиевое отношение и величина δ по измерениям в призме

Условия опыта	Концентрация C	N_1/N_2	$n_1 n_2 Cd$	$\times 10^4$	$1 + L \cdot x \cdot \delta$	Π	$\delta, \%$	$\delta_{теор}, \%$	$\Delta \delta_{эксп}, \%$	Теоретическое значение $\Delta \delta, \%$	
										$\Delta \delta_{отгр}$	$\Delta \delta_{отгр} + \text{ген}$
Без воды, без труб, блоки раздвинуты	0,24	0,0032	$91,37 \pm 0,85$	3,04	0,961	0,960	25,4	—	—	—	—
То же	0,47	0,0062	$49,25 \pm 0,26$	3,04	1,038	0,946	14,4	—	—	—	—
» »	0,7	0,0092	$34,23 \pm 0,23$	3,04	1,044	0,942	9,9	—	—	—	—
Без воды, без труб, блоки расположены вплотную	1,0	0,0132	$28,17 \pm 0,09$	3,04	1,038	0,941	8,0	—	—	—	—
Без воды, блоки в трубах	0,5	0,0066	$58,7 \pm 0,22$	3,04	1,032	0,907	16,4	18,5	—	—	—
С водой 2 мм	—	—	$66,57 \pm 0,4$	2,87	1,005	0,929	18,2	—	1,8	—	3,1
Без воды	1,0	0,0132	$28,17 \pm 0,09$	3,04	1,038	0,941	8,0	8,1	—	—	—
С водой 2 мм	—	—	$33,0 \pm 0,35$	2,69	1,030	0,945	8,3	—	0,3	—	—
С водой 3,4 мм	—	—	$37,76 \pm 0,18$	2,49	1,022	0,945	3,8	—	0,8	—	—
Без воды	1,530	0,0202	$18,50 \pm 0,28$	3,04	1,015	0,961	5,2	4,8	—	—	—
С водой 2 мм	—	—	$22,80 \pm 0,2$	2,55	1,017	0,960	5,4	—	0,2	—	—
С водой 3,4 мм	—	—	$27,2 \pm 0,2$	2,29	1,019	0,959	5,8	—	0,6	—	—
Без воды	2,08	0,0274	$12,83 \pm 0,2$	3,4	0,9914	0,977	3,6	3,5	—	—	—
С водой 2 мм	—	—	$16,94 \pm 0,2$	2,41	1,001	0,974	3,7	—	—	—	—
С водой 3,4 мм	—	—	$20,6 \pm 0,1$	2,12	1,0050	0,972	4,3	—	0,1	—	—
									0,7	—	—

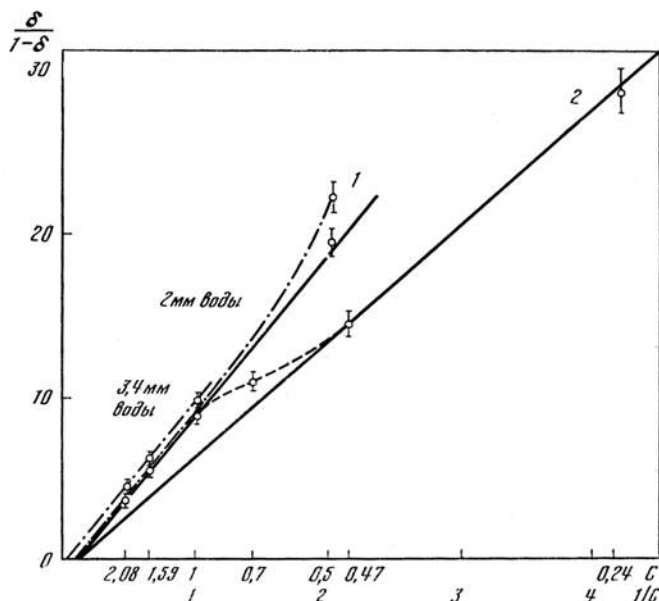


Рис. 30. Зависимость величины $\delta/1 - \delta$ (%) от обратной величины концентрации C

1 — блоки вплотную;
2 — блоки раздвинуты

фузии, если в расчете учесть экспериментальные данные о средних скоростях тепловых нейтронов в уран-графитовых системах [4]. Однако в области малых концентраций экспериментальные данные меньше ожидаемых.

Величина δ значительно снижается при переходе к системе с равномерным размещением блоков урана в замедлителе. Действительно, опыт показывает, что в тех случаях, когда уменьшение концентрации осуществляется раздвижением блоков вдоль каналов призмы, доля нейтронов, поглощенных в графите, падает. Это соответствует переходу от одного типа решетки с цилиндрической ячейкой к другому — со сферической. Эффект равномерной пространственной решетки, как уже отмечалось, проявляется и при измерении величины κ^2 . Уменьшение соответствует ожидаемому по диффузионной теории. Разность величин δ , вычисленных для цилиндрической и сферической ячеек, составляет 0,024, тогда как из кривых на рис. 30 эта разность для $C = 0,5$ равна 0,028. Точка, соответствующая концентрации 0,7, является промежуточной между двумя типами решеток.

Следует отметить, что вероятность поглощения теплового нейтрона в уране или коэффициент использования тепловых нейтронов в общем случае определяется не формулой (5), а формулой

$$\theta = 1 - \delta - \theta_0, \quad (15)$$

где θ_0 — вероятность поглощения нейтронов водой и другими поглотителями (алюминиевыми трубами, оболочками блоков и пр.).

КОЭФФИЦИЕНТ РАЗМНОЖЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

Теория дает следующее выражение для коэффициента размножения в решетке бесконечных размеров:

$$k = 1 + \kappa^2 A, \quad (16)$$

где A — площадь миграции.

В экспоненциальных опытах коэффициент размножения вычисляется последовательными приближениями, так как A и поправки в k^2 зависят от k . Последовательность вычисленных величин быстро сходится.

Для вычисления площади миграции

$$A = L^2\delta + k\tau = DT + k\tau, \quad (17)$$

где D — коэффициент диффузии в системе; T — время жизни нейтрона в системе; τ — параметр замедления; мы располагали экспериментально найденными величинами L^2 и τ для графита и величиной δ для изучаемой системы.

Для адекватного описания уран-графитовой системы необходимо в величинах L^2 и τ учесть тот вклад, который вносит дополнительное рассеяние на ядрах урана. Расчеты проводились с использованием формул

$$L_{\text{сист}}^2 = L_C^2 \left(1 - \frac{\Sigma'_{\text{трг}} + \Sigma'_{\text{трг}0}}{\Sigma'_{\text{трг}C}} \right) \quad (18)$$

и

$$\tau_{\text{сист}} = \frac{\tau_C}{\left(1 + \frac{\Sigma_{\text{трг}f} + \Sigma_{\text{трг}0}}{\Sigma_{\text{трг}C}} \right) \left(1 + \frac{\xi_f \Sigma_{sf} + \xi_0 \Sigma_{s0}}{\xi_C \Sigma_{sC}} \right)}, \quad (19)$$

где $\Sigma'_{\text{трг}}$ — макроскопическое транспортное сечение для тепловых нейтронов; Σ — среднее макроскопическое сечение; индексы означают: s — рассеяние, f — уран, C — графит, 0 — другие поглотители. Для блоковой системы среднее макроскопическое сечение следует относить к единице объема системы, для L^2 учитывать неравномерную плотность тепловых нейтронов в различных материалах системы.

Большая часть расчетов в элементарной теории мультиплицирующих систем основана на предположении, что все нейтроны обладают одинаковой скоростью, соответствующей средней скорости максвелловского распределения. Опытами К. Д. Толстова [4] показано, что нейтроны находятся в тепловом равновесии со средой только в чистом замедлителе без заметного поглощения. В уран-графитовой системе спектр нейтронов становится жестче за счет большого поглощения тепловых нейтронов. Другими словами, средняя скорость нейтронов будет больше и соответственно увеличится температура нейтронного газа. Так, в призме при концентрации $C = 1$ средняя скорость нейтронов равна 1,19, если для графита скорость нейтронов принять за единицу.

Изменение средней скорости нейтронов крайне существенно для диффузионных расчетов. Измеренные диффузионные константы и величины сечений должны быть приведены к соответствующей средней скорости. В полученных значениях площади миграции эти изменения учтены.

Параметр замедления τ был принят равным 336 см^2 для графита с эффективной плотностью $1,51 \text{ г/см}^3$, а для уран-графитовой системы $\tau_{\text{сист}}$ вычислялся по формуле (19).

Зависимость площади миграции, вычисленной согласно (17), от C изображена на рис. 31. Очевидно, что при $C = 0$, $A = L^2$. Нижняя кривая соответствует системе с блоками, раздвинутыми вдоль каналов, верхняя — система с блоками, уложенными вплотную.

Экспериментально измерялось относительное изменение площади миграции с концентрацией урана в призме. Точки нанесены на рис. 31, так, что

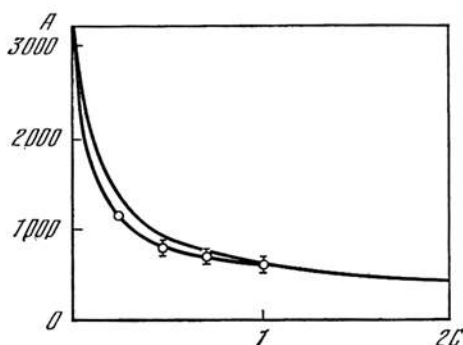


Рис. 31. Площадь миграции A как функция концентрации C

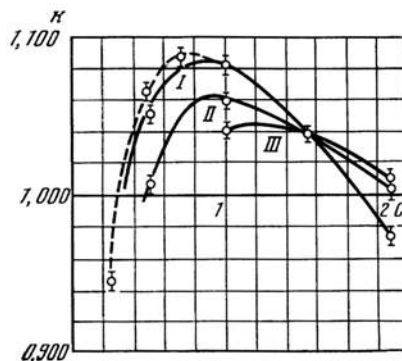


Рис. 32. Зависимость от концентрации урана C коэффициента k размножения нейтронов в уран-графитовой решетке без воды и с водой, помещенной вокруг блоков

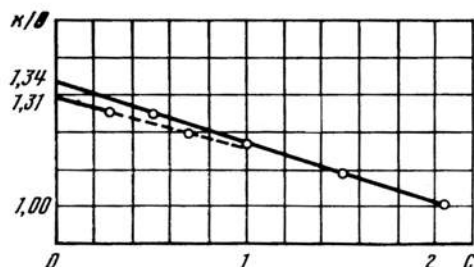


Рис. 33. Зависимость отношения k/θ от C

точка при концентрации $C = 0,24$ совмещена с вычисленной кривой. Согласие между величинами A , найденными двумя различными способами, доказывает достоверность полученных значений. Точность в определении величины A оценивается в 5%. Главным источником ошибок является величина δ .

Результаты вычислений величины коэффициента размножения изображены на рис. 32. Сплошная кривая I представляет зависимость k от концентрации для уран-графитовой системы без воды. Кривые II и III относятся к системе, в которой вокруг цилиндрических блоков создавался слой воды. Вероятную ошибку в абсолютной величине коэффициента размножения следует считать равной 0,8%.

В табл. 3 суммированы основные результаты проведенных измерений.

Совокупность величин k и θ при различных концентрациях дает возможность найти другие параметры уран-графитовой системы.

Коэффициент размножения, равный отношению числа нейтронов на одной ступени цепной реакции к числу нейтронов на предшествующей ступени, представляется в форме [1]

$$k = \nu_1 \varphi \theta, \quad (20)$$

где ν_1 — среднее число быстрых нейтронов, испускаемых на один захваченный естественным ураном тепловой нейтрон (при этом в ν_1 включается добавка от деления ядер урана под действием быстрых нейтронов); φ — вероятность замедления нейтрона до тепловой энергии; θ — коэффициент использования тепловых нейтронов или относительная вероятность поглощения теплового нейтрона в уране. Величина k/θ , полученная в наших опытах, оказалась линейной функцией концентрации. Считая, что $k/\theta = \nu_1 \varphi$ и предполагая, что при нулевой концентрации резонансное поглощение отсутствует, т. е. $\varphi = 1$, находим величину ν_1 (рис. 33). Для двух конфигураций

Таблица 3

Сводная таблица основных параметров мультиплицирующих систем

Условия опыта	Концентрация C	$\frac{N_f}{N_C}$	$d_{эф}$	$\lambda \times 10^{-3}$	$\delta, \%$	A	k	0, %	k θ	$\varphi, \%$	1- $\varphi, \%$	Влияние воды			
												$\Delta k, \%$	$\Delta \delta, \%$	$\Delta \varphi, \%$	$\Delta \lambda \cdot 10^{-3}$
Без воды	0,24*	0,0032	1,51	-4,5	25,4	1190	0,946	74,0	1,278	95,4	4,6	—	—	—	
»	0,47*	0,0062	1,51	7,6	14,4	860	1,0654	85,0	1,253	93,5	6,5	—	—	—	
»	0,7*	0,0092	1,51	12,2	9,9	725	1,0872	89,5	1,215	90,7	9,3	—	—	—	
»	1,0	0,0132	1,51	12,6	8,0	655	1,0825	91,4	1,184	88,4	11,6	—	—	—	
Без воды	0,5	0,0066	1,51	5,5	16,4	925	1,0509	83,0	1,266	94,5	5,5	—	—	—	
С водой 2 мм	0,5	—	1,51	0,7	18,2	950	1,0066	78,8	1,277	95,3	4,7	-4,8	-0,044	1,8 0,8	
Без воды	1,0	0,0132	1,51	12,6	8,0	655	1,0825	91,4	1,184	88,4	11,6	—	—	—	
С водой 2 мм	1,0	—	1,51	9,8	8,3	610	1,0598	88,7	1,195	89,2	10,8	-2,7	-0,023	0,3 0,8	
С водой 3,4 мм	1,0	—	1,51	6,9	8,8	605	1,0417	86,6	1,203	89,8	10,2	-5,7	-0,041	0,8 1,4	
Без воды	1,53	0,0202	1,48	6,9	5,2	560	1,0386	94,2	1,102	82,2	17,8	—	—	—	
С водой 2 мм	1,53	—	1,48	7,7	5,4	495	1,0381	91,5	1,134	84,6	15,4	0,8	-0,0005	0,2 2,4	
С водой 3,4 мм	1,53	—	1,48	7,9	5,8	460	1,0363	89,6	1,156	86,3	13,7	1,0	-0,002	0,6 4,0	
С водой в другой геометрии**	1,53	0,0207	1,45	-1,9	4,96	—	—	—	—	—	—	-8,8	—	—	
Без воды	2,08	0,0274	1,45	-5,2	3,6	490	0,9745	95,8	0,017	75,9	24,1	—	—	—	
С водой 2 мм	2,08	—	1,45	0,6	3,9	410	1,0025	93,1	1,077	80,4	19,6	5,8	+0,028	0,3 4,5	
С водой 3,4 мм	2,08	—	1,45	2,7	4,2	370	1,0100	91,2	1,107	82,6	17,4	7,9	+0,036	0,6 6,7	

* Блоки Урана раздвинуты вдоль каналов соответственно концентрации металла в системе.

** Вода в отдельных трубах с внутренним диаметром 39 мм вносилась в систему при данной концентрации металла.

решетки получаем два различных значения:

$$v_1 = \begin{cases} 1,34 \pm 0,01, \\ 1,31 \pm 0,02. \end{cases}$$

Первое из них относится к решеткам с цилиндрическими урановыми стержнями, а второе — к решеткам с блоками, раздвинутыми вдоль каналов. Так как измерения для первого случая проведены с большой точностью, то в дальнейшем мы принимаем в качестве исходной величины $v_1 = 1,34$. Эмпирическая формула может быть записана в виде

$$\frac{k}{\theta} = \alpha - \beta C, \quad (21)$$

где $\alpha = v_1 = 1,34$.

Из (21), при подстановке $\alpha = 1,34$, можно вычислить величину ϕ . В пределах точности эксперимента ϕ от концентрации зависит линейно.

Предлагаемый метод определения параметров дает некоторые эффективные величины, полезные при конструировании и расчете реакторов.

ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ ВЕЛИЧИНЫ v_1 И ϕ *

Пусть из блока урана вышел один быстрый нейтрон. В процессе замедления нейтрон с вероятностью γ может поглотиться в области резонансов урана, с вероятностью ρ может поглотиться, вызвав деление в надтепловой области, и, следовательно, с вероятностью $\sim 1 - \rho - \gamma$ может избежать поглощения и попасть в тепловую область.

Полное количество подвергающихся замедлению быстрых нейтронов от одного рожденного в блоке быстрого нейтрона равно

$$\mu [1 - \gamma + \rho (v_0 - 1)], \quad (22)$$

где v_0 — число рожденных нейтронов при одном акте деления; μ — коэффициент мультипликации быстрых нейтронов, в основном определяемый мультипликацией при первом вылете нейтрона из блока. Поэтому коэффициент размножения

$$k = \mu v_0 \theta_f [1 - \gamma + \rho (v_0 - 1)], \quad (23)$$

где $\theta_f = \theta \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma}$ — вероятность приводящего к делению поглощения теплового нейтрона; θ — вероятность любого поглощения теплового нейтрона в уране, т. е., по определению, коэффициент использования тепловых нейтронов. Таким образом, в формуле (20)

$$v_1 \approx v_0 \mu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma}, \quad (24)$$

$$\phi \approx 1 - \gamma + \rho (v_0 - 1).$$

Величины k и θ , измеренные методом призмы и методом кадмиевого отношения, отражают реальные процессы, происходящие в реакторе. По смыслу теории, измеренная таким методом величина k дает прирост нейтронов за одно поколение, причем в k включены все процессы на быстрых и медленных нейтронах. Коэффициент использования тепловых нейтронов θ от

* Подробнее этот вопрос рассмотрен в [5].

носится только к подкадмиевой области. На долю произведения эффективных параметров $\nu_1\phi$ остаются, таким образом, процессы на быстрых нейтронах, радиационное поглощение в U^{238} и U^{235} и поглощение с делением на надкадмиевых нейтронах в U^{235} . Поглощением в замедлителе (в процессе замедления) пренебрегаем.

Деление, происходящее в блоке урана под действием быстрых нейтронов, можно вычислить согласно [6]. Его вероятность оказывается равной

$$\varepsilon = 3,1\%, \quad (25)$$

причем очевидно: $\mu = 1 + \varepsilon(\nu_0 - 1)$.

Величина резонансного поглощения может быть взята из экспериментов, выполненных Н. В. Поповым и Ф. Л. Шапиро. В этих экспериментах для измерения резонансного поглощения два диска урана с диаметром, равным диаметру уранового блока, зажимались между торцами урановых блоков в призме, загруженной металлом до концентрации $C = 1$. Диски плотно притирались друг к другу для устранения воздушного зазора между ними. С целью выделения надкадмиевой части радиационного поглощения диски помещались в небольшой кадмиевый чехол (предполагалось, что кадмий мало

122

I. Физика реакторов

носится только к подкадмиевой области. На долю произведения эффективных параметров $\nu_1\phi$ остаются, таким образом, процессы на быстрых нейтронах, радиационное поглощение в U^{238} и U^{235} и поглощение с делением на надкадмиевых нейтронах в U^{235} . Поглощением в замедлителе (в процессе замедления) пренебрегаем.

Деление, происходящее в блоке урана под действием быстрых нейтронов, можно вычислить согласно [6]. Его вероятность оказывается равной

$$\varepsilon = 3,1\%, \quad (25)$$

причем очевидно: $\mu = 1 + \varepsilon(\nu_0 - 1)$.

Величина резонансного поглощения может быть взята из экспериментов, выполненных Н. В. Поповым и Ф. Л. Шапиро. В этих экспериментах для измерения резонансного поглощения два диска урана с диаметром, равным диаметру уранового блока, зажимались между торцами урановых блоков в призме, загруженной металлом до концентрации $C = 1$. Диски плотно притирались друг к другу для устранения воздушного зазора между ними. С целью выделения надкадмиевой части радиационного поглощения диски помещались в небольшой кадмиевый чехол (предполагалось, что кадмий мало влияет на мультипликацию нейтронов вблизи урановых блоков).

По облучении в призме с соприкасавшихся плоскостей дисков снималась стружка, которая затем подвергалась химической обработке [7], позволявшей выделить активность U^{239} . Для получения абсолютной величины резонансного поглощения p эффект от надкадмиевых нейтронов сравнивался с активностью, вызываемой нейтронами кадмиевой области. Так как сечение захвата U^{238} для тепловых нейтронов известно, то это позволило рассчитать p . Резонансное поглощение U^{238} в надкадмиевой области найдено равным: $p = 0,186 \pm 0,015$, что находится в согласии с [7].

Вероятность того, что нейтрон избежит резонансного захвата при $p = 0,186$, равна

$$e^{-p} = 0,830. \quad (26)$$

Резонансное поглощение можно вычислить по формуле

$$p = \frac{1}{\xi} \int \frac{N_f \sigma_a}{N_C \sigma_{sc}} \frac{dE}{E}. \quad (27)$$

Долю надкадмиевых делений можно оценить следующим образом:

$$\rho = \frac{1}{\xi} \int \frac{N_f \sigma_f}{N_C \sigma_{sC}} \frac{dE}{E}, \quad (28)$$

а $\sigma_f = \frac{\sigma_T \sqrt{E_T}^*}{\sqrt{E}}$. Полагая $\sigma_T = 3,9$ барн, $E_T = 0,025$ эв, $\sigma_{sC} = 4,7$ барн, находим $\rho = 3,1\%$.

Величина ρ завышена вследствие того, что в формуле (28) не учитывается выбывание нейтронов из спектра за счет поглощения.

Из оценок (27) и (28) следует, что γ и ρ пропорциональны концентрации урана в системе.

Очевидно, что при неизменных размерах уранового блока вероятность деления на быстрых нейтронах ε не зависит от концентрации металла в системе.

Из (21) и (23) следует, что

$$\alpha - \beta C = \mu \nu_0 \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma} [1 - \gamma + \rho(\nu_0 - 1)]. \quad (29)$$

Естественно предположить, что ρ и $\gamma \rightarrow 0$ при $C \rightarrow 0$. Таким образом,

$$\alpha = \mu \nu_0 \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma} \quad (30)$$

и

$$\beta C = \mu \nu_0 \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma} [\gamma - \rho(\nu_0 - 1)]. \quad (31)$$

Определенная ранее величина $\nu_1 = \alpha = 1,34$ является, таким образом, числом μ нейтронов, рождающихся в уране на один поглощенный нейтрон с учетом вклада от делений на быстрых нейтронах. Подставив в (30) $\mu = 1 + \varepsilon(\nu_0 - 1) = 1 + 4,6 \cdot 10^{-2}$, найдем

$$\nu_0 \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma} = 1,28. \quad (32)$$

Легко убедиться, что эта величина занижена по сравнению с действительным числом нейтронов, рождающихся в уране на один захваченный тепловой нейтрон. Действительно, предположение о том, что при $C \rightarrow 0$ вероятность поглощения обращается в нуль, а φ — соответственно в единицу, не является точным, так как часть нейтронов может поглотиться в том же блоке, в котором они родились. Другими словами, в блоковой системе имеется поглощение, не зависящее от того, на каком расстоянии находится соседний блок, т. е. от концентрации металла.

* Вообще говоря, это соотношение для U^{235} не имеет места. Однако по измерениям А. В. Антонова закон $1/v$ выполняется для U^{235} в среднем, т. е.

$$\frac{\int \sigma_f \frac{dE}{E}}{\int \sigma_B \frac{dE}{E}} \approx \frac{\sigma_{fT}}{\sigma_{BT}},$$

где σ_B — сечение расщепления бора, подчиняющееся закону $1/v$.

Величина $1 - \varphi$, определяемая как $\beta C/\alpha$, включает резонансное поглощение в U^{238} и радиационное поглощение в U^{235} , скомпенсированное частично вкладом от деления на надкадмиевых нейтронах.

Пусть γ_1 — радиационное поглощение в U^{238} , а γ_a — радиационное поглощение надкадмиевых нейтронов в U^{235} . Вероятность поглощения γ , входящая в (31), означает полное радиационное поглощение в естественном уравнении, не приводящее к делению, и должна быть равна сумме

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2. \quad (33)$$

Согласно приведенным выше данным измерений $\gamma_1 = 17,0\%$, $\rho = 2,5\%$, можно оценить γ_2 как некоторую долю от делений U^{235} на надкадмиевых нейтронах, пропорциональную отношению сечений, т. е.

$$\gamma_2 = \rho \frac{\sigma_{\gamma 235}}{\sigma_f 235}, \quad (34)$$

где $\sigma_{\gamma 235}$ и $\sigma_f 235$ — сечения радиационного поглощения и деления для U^{235} . Если положить, что в надкадмиевой области $\sigma_{\gamma}/\sigma_f = 0,2 \div 0,3$, то при концентрации $C = 1$ получим

$$\gamma_2 = 0,5 \div 0,7\%.$$

Учтя эти замечания, получим

$$\frac{\beta C}{\alpha} = \gamma - \rho(\nu_0 - 1) \approx 14\%.$$

Между тем из экспериментов на призме следует, что величина

$$\frac{\beta C}{\alpha} = 1 - \varphi = 11,6 \pm 1\%.$$

Полученное различие величин объясняется тем, что, как указано выше, у нас при $C \rightarrow 0$ не полностью исключается радиационное поглощение.

Если учесть это обстоятельство, то величина γ возрастает до $1,31 \pm 0,02$, что находится в согласии с работами П. Е. Спивака и Б. Г. Ерозолимского и Н. А. Бургова.

Согласие величин подтверждает правильность интерпретации.

ВЛИЯНИЕ ВОЗДУШНЫХ ЗАЗОРОВ

С точки зрения технического использования ядерных реакторов представляют интерес каналы воздушного охлаждения. Настоящий раздел посвящен оценке влияния воздушных зазоров. Конструкция графитовой призмы позволила простым переключением труб с уранов из круглых каналов в квадратные с воздушным зазором осуществить переход от одного типа решетки к другому. Измерялся разностный эффект в величинах k^2 .

Опыт ставился таким образом, что для каждого случая измерялся высотный ход интенсивности тепловых нейтронов и соответственно определялась разность величин k^2 . Эквивалентная модель ячейки с зазором для теоретических оценок принималась цилиндрической, с зазором между блоком и графитом $\sim 1,5$ см, эквивалентным по площади зазору в квадратном канале. При отсутствии зазора полость считалась распределенной по периферии ячейки.

Возрастание величин κ^2 при создании воздушных зазоров найдено равным $(0,75 \pm 0,12) \cdot 10^{-5}$ и $(1,5 \pm 0,18) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$ при концентрациях $C = 1$ и $0,5$ соответственно.

Ожидаемое влияние зазоров складывается из соответствующих изменений параметров ϕ и θ .

Изменение θ при переходе от обычной ячейки к ячейке с воздушным зазором при условии сохранения количества графита в ячейке, как это имеет место в реальных условиях опыта, может быть определено по формуле

$$\Delta\theta = \frac{1}{2L^2} \left(\frac{R^4 \ln \frac{R}{r} - R'^4 \ln \frac{R'}{r'}}{R^2 - r^2} + \frac{r'^2 - r^2}{2} \right), \quad (35)$$

где R — наружный радиус ячейки; r — внутренний радиус графита в ячейке; штрих означает, что величины относятся к ячейке с зазором. Таким образом, эффект зазора определяется двумя факторами — диффузионной константой графита и геометрическим фактором, не зависящим от свойств графита.

Качественно эффект зазора в θ может быть пояснен следующим образом. При переходе от обычной системы к системе с зазором в каждой ячейке вынимается часть замедлителя, прилегающего непосредственно к блоку, т. е. убирается слой графита, отражающий нейтроны и препятствующий нейтронам дойти до блока. Замедляющие свойства системы остаются теми же вследствие сохранения количества замедлителя в ячейке. Это уменьшает долю поглощения нейтронов в графите, т. е. увеличивает θ . Теоретически ожидаемое увеличение θ в случаях $C = 1$ и $0,5$ равно $\Delta\theta = 0,7 \cdot 10^{-2}$ и $1,3 \cdot 10^{-2}$ соответственно, тогда как экспериментальные значения $\Delta\theta$, полученные по возрастанию величины κ^2 для системы с зазором, равны соответственно $(0,28 \pm 0,08) \cdot 10^{-2}$ и $(0,95 \pm 0,05) \cdot 10^{-2}$. Различие говорит о неточности односкоростной теории диффузии для рассмотрения процессов, происходящих при наличии сильного поглощения. Изменение величины θ , измеренное непосредственно [3] методом кадмиевого отношения для концентрации $C = 1$ и $0,5$, составляет $(0,2 \pm 0,1)\%$ и $(0,9 \pm 0,1)\%$ соответственно.

ВЛИЯНИЕ ВОДЫ

Другим возможным охладителем уран-графитовых реакторов является вода. С этой точки зрения представляет интерес изучение влияния воды, помещенной в мультиплицирующую систему при различной геометрии. Влияние воды изучалось для тех случаев, когда вода размещалась в виде слоев (2 и 3,4 мм) вокруг урановых блоков и в виде отдельных вкраплений в графите.

Из табл. 3 видно, что введение небольших количеств воды существенно меняет мультиплицирующие свойства системы. Изменение величины κ^2 видно из рис. 29, где кривая I соответствует системе без воды, кривая II — системе с водяным слоем (2 мм) вокруг блоков урана, кривая III — системе с водяным слоем 3,4 мм.

При концентрациях $C < 1,5$, κ^2 уменьшается, т. е. введение воды ухудшает размножение нейтронов. При $C > 1,5$ эффект меняет знак и добавление воды в перегруженную металлом систему улучшает размножение. Характер расположения воды относительно блоков оказывается существенным. Так, при удалении воды от блока к периферии ячейки заметно ухудшается раз-

множение. При $C = 1,53$ были проведены измерения величины k^2 в системе, в которой между каналами с ураном помещались алюминиевые трубы, залитые водой. Общее количество воды было в три раза больше того, которое требуется для создания слоя в 2 мм вокруг блоков. Как видно из рис. 29, экспериментальное значение падает в этом случае ниже нуля, тогда как вода, помещенная вокруг блоков, практически не меняет величины k^2 . Аналогичное действие оказывает вода на коэффициент размножения k , что видно из сопоставления рис. 29 и 32.

Рассмотрим отдельно действие воды на параметры φ и θ .

По-видимому, можно считать, что ν_1 не зависит от небольших добавлений воды. Это справедливо в случае, если вклад от делений на быстрых нейтронах не зависит от замедлителя, окружающего урановый блок.

При введении воды в уран-графитовую систему наиболее заметное влияние оказывают ядра водорода. Действие ядер кислорода по рассеянию мало отличается от графита и сводится главным образом к незначительному увеличению поглощения нейтронов. Водород, кроме поглощения нейтронов, которое в тепловой области достаточно велико, ускоряет процесс замедления нейтронов в системе.

Наличие сильного замедлителя ведет к уменьшению плотности замедления, в том числе плотности резонансных нейтронов, соответственно уменьшая радиационное поглощение в системе. В блоковой системе резонансные нейтроны можно считать равномерно распределенными по объему ячейки. В действительности имеет место некоторое спадание плотности резонансных нейтронов вблизи блока урана, но для проводимой оценки им можно пренебречь.

Предположим, что поглощение мало и что оно обратно пропорционально замедляющей способности среды. Тогда, обозначая поглощение при наличии воды через p_1 , имеем

$$\frac{p}{p_1} = \frac{\xi N_C \sigma_{sC} + N_H \sigma_{sH}}{\xi N_C \sigma_{sC}}, \quad (36)$$

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{N_H \sigma_{sH}}{\xi N_C \sigma_{sC}}. \quad (37)$$

Аналогичная зависимость должна иметь место и для поглощения нейтронов с делением урана в надкадмиевой области. Заметим, что в первом приближении в отсутствие воды поглощение нейтронов в надкадмиевой области должно быть пропорционально концентрации металла в системе при заданном размере блока. Тогда для резонансного поглощения и соответственно для других надкадмиевых процессов поглощения нейтронов в урановых блоках должна иметь место квадратичная зависимость от концентрации следующего вида:

$$p = mC - nC^2, \quad (38)$$

где m и n — не зависящие от концентрации коэффициенты. Экспериментально найдена подобная зависимость $1 - \varphi$ от концентрации.

Изменение коэффициента использования тепловых нейтронов θ , вызванное внесением воды в систему, может быть легко вычислено. Воспользуемся формулой (3) и в знаменатель правой части введем добавочный член, обусловленный поглощением нейтронов в воде. При этом предполагается, что

вода не вносит существенных изменений в форму спектра тепловых нейтронов и не меняет поглощения других материалов в системе.

Тогда

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} = -\delta \frac{n_{\text{H}} N_{\text{H}} \sigma_{\text{сн}}}{n_{\text{C}} N_{\text{C}} \sigma_{\text{сC}}}, \quad (39)$$

где $\sigma_{\text{сн}}$ и $\sigma_{\text{сC}}$ — сечение поглощения тепловых нейтронов ядрами водорода и углерода соответственно.

В гетерогенных системах в области энергий, близких к тепловым, плотность нейтронов неравномерна по ячейке. Вблизи блока урана наблюдается завал плотности тепловых нейтронов. Для простоты при учете поглощения будем пользоваться полученной формулой, учитывая неравномерность распределения плотности тепловых нейтронов по ячейке посредством введения отношения средних плотностей нейтронов $n_{\text{H}}/n_{\text{C}}$ в уране и в окружающем графите соответственно.

В гомогенных системах влияние воды на θ целиком охватывается написанной формулой. В гетерогенных системах влияние воды на θ не ограничивается только поглощением нейтронов ядрами водорода. Как показывает теория, влияние воды складывается из: 1) рассеивающего действия воды на нейтроны, приходящие к блоку, или так называемого эффекта отражения, который увеличивает долю поглощения нейтронов в графите; 2) дополнительной генерации тепловых нейтронов за счет замедления на ядрах водорода; 3) простого поглощения нейтронов, описываемого формулой (39).

Эффект отражения нейтронов теоретически и экспериментально на небольших моделях исследовался Л. В. Грошевым, Л. Е. Лазаревой и И. М. Франком. Ожидаемый эффект в цилиндрической ячейке

$$\Delta\delta_{\text{отр}} = \frac{3}{2} \frac{R^2 - r^2}{\lambda_{\text{сC}} \lambda_{\text{тpH}}} \ln \left(1 + \frac{\Delta r}{r} \right), \quad (40)$$

где R и r — радиусы ячейки и блока соответственно; Δr — толщина водяного слоя; $\lambda_{\text{сC}}$ — средний пробег нейтрона до поглощения в графите; $\lambda_{\text{тpH}}$ — средний транспортный пробег нейтрона в воде. Заметим, что $\Delta\theta_{\text{отр}} = -\Delta\delta_{\text{отр}}$.

Однако эффект отражения, вычисленный по диффузионной теории, является завышенным. В табл. 2 для сравнения приведены $\Delta\delta_{\text{эксп}}$ — экспериментальная разность величин δ для системы с водой и без воды при концентрации $C = 0,5$ и вычисленная по формуле (40). Если учесть генерацию нейтронов в воде, то, согласно [3], суммарный эффект отражения и генерации нейтронов в водяном слое

$$\Delta\delta_{\text{отр+ген}} = \Delta\delta_{\text{отр}} \left(1 - \frac{\chi}{2} \right) - \frac{\chi}{2L^2} \left(\frac{R^4}{R^4 - r^2} \ln \frac{R}{r} - \frac{R^2}{2} - \frac{R^2 - r^2}{4} \right), \quad (41)$$

где χ — отношение замедляющих способностей воды и смеси графита с водой или доля плотности тепловых нейтронов, рождаемых в воде. Из (40) следует, что зависимость эффекта отражения от концентрации урана приближенно может быть представлена в форме $\Delta\delta \sim 1/C$. Сравнение экспериментальных величин $\Delta\delta$ и вычисленных по (41) показывает расхождение, выходящее за пределы ошибок, и говорит о неточности односкоростной теории диффузии.

Таким образом, диффузионная теория описывает процессы отражения и генерации нейтронов в слое воды в уран-графитовой системе лишь качественно.

Вероятность поглощения нейтронов водой или парафином оценивалась по формуле (39). При концентрации $C = 1$ и толщине водяного слоя 3,4 мм:

$$\frac{n_H}{n_C} = 0,8, \quad \frac{N_H}{N_C} = 7,9 \cdot 10^{-3}, \quad \frac{\sigma_{cH}}{\sigma_{cC}} = 71,5,$$

$$\vartheta_B = 4\%.$$

В небольших пределах можно считать ϑ_B пропорциональным толщине водяного слоя. Это справедливо, пока распределение плотности нейтронов по ячейке мало меняется при переходе от одного слоя к другому.

Из (39) следует, что доля поглощения нейтронов водой будет мало меняться с концентрацией урана в системе. Действительно, из (39) $\vartheta_B \sim \delta C$, а согласно (3), $\delta \sim \lambda/C$. Поэтому ϑ_B можно считать постоянной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. С. Фурсов. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук. М., Академиздат, 1957.
2. Л. В. Грошев, Е. Л. Фейнберг, И. М. Франк. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук. М., Академиздат, 1957.
3. Ф. Л. Шапиро. Диссертация. ФИАН СССР, 1949.
4. К. Д. Толстов. Диссертация. ФИАН СССР, 1952.
5. О. И. Козинец. Диссертация. ФИАН СССР, 1952.
6. Nature, 1952, 169, 871.
7. М. Б. Егиазаров, В. С. Дикарев, В. Г. Мадеев. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук. М., Академиздат, 1957.

СРЕДНИЕ СКОРОСТИ НЕЙТРОНОВ В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ *

Совместно с К. Д. Толстовым и И. В. Штранизом

ВВЕДЕНИЕ

Знание средней энергии и спектра нейтронов в урановых реакторах необходимо для выяснения вопросов, связанных с физикой реакторов. Спектр нейтронов формируется в сложном процессе замедления, поглощения и вылета из среды. Замедление нейтронов вблизи наступления состояния теплового равновесия со средой, средняя энергия нейтронов и их спектр зависят от ряда параметров: средней энергии, передаваемой при упругих и неупругих столкновениях, сечения захвата, сечения неупругого рассеяния, структуры и размеров замедлителя, абсолютной температуры и т. д.

В настоящее время теоретический расчет спектра нейтронов затруднен даже для гомогенного замедлителя. Нам предстояло определить среднюю энергию и характер спектра, кроме того, и в гетерогенных системах **. С этой целью были проведены следующие измерения:

1) определение средней скорости нейтронов v и среднего значения v^{-1} ; изменение величины $\bar{v} \cdot \bar{v}^{-1}$ при замене одной среды на другую позволяет судить об изменении спектра нейтронов;

2) измерение диффузионной длины и коэффициента диффузии нейтронов при различных температурах;

3) определение температурной зависимости транспортной длины по измерениям альбеда.

Опыты проводились как с гомогенными замедлителями (графит, парафин, вода), включая условия, когда в замедлитель вводились вещества, поглощающие нейтроны по закону $1/v$, так и в гетерогенных системах с графитом и водой в качестве замедлителей. В частности, в уран-графитовых системах измерения были проведены при различных соотношениях чисел атомов урана и графита и при различных температурах. Кроме того, проводились опыты по сопоставлению спектров и энергии нейтронов внутри замедлителей и после их выхода наружу.

1. МЕТОДИКА ОПЫТОВ

Исследование интересующих нас вопросов проводилось методами, рассчитанными на использование небольших постоянных источников нейтронов.

а) Величина средней обратной скорости $\langle v \rangle = (1/v)^{-1}$ определялась путем измерения среднего коэффициента поглощения для данного спектра нейтронов в веществах с поглощением по закону $1/v$. В опытах измерялся коэффициент поглощения нейтронов в цилиндрическом фильтре, содержащем 0,04 или 0,07 г/см² Li₂CO₃. Нейтроны регистрировались камерой, наполненной BF₃ диаметром 10 мм и длиной 76 мм, или камерой КН-14 диаметром 35 мм. Фильтр закрывал основную часть поверхности камеры.

* Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук. Академиздат, 1957 г., стр. 108—131.

** Более подробно этот вопрос изложен в работе [1].

Можно показать [1], что интенсивности отсчетов камеры без фильтра (A_0) и с фильтром (A) связаны соотношением

$$\frac{A}{A_0} = \frac{(1-a)[1-\beta(1-\alpha)]}{1-(1-a)^2\beta(1-\alpha)}. \quad (1)$$

Здесь α — коэффициент поглощения нейтронов в борной камере, который является малой величиной, равной для КН-14 2%, а для камеры диаметром 10 мм — 0,3%; a — эффективный коэффициент поглощения нейтронов в фильтре при однократном прохождении; β — альбеда.

В опытах определялось относительное изменение a при замене одной среды другой. Это позволяло получать отношение скоростей с точностью до 2%.

Для спектра нейтронов, описываемого функцией $f(v)$, величина $\langle v \rangle$ равна

$$\langle v \rangle = \int_0^{\infty} f(v) dv \int_0^{\infty} \frac{1}{v} f(v) dv. \quad (2)$$

Отсюда видно, что в случае максвелловского спектра

$$\langle v \rangle = \left(\frac{\pi k T}{2m} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Используя (2), можно показать [1], что для двух разных сред справедливо соотношение

$$\frac{\langle v_1 \rangle}{\langle v_2 \rangle} = \frac{\ln(1-a_2)}{\ln(1-a_1)} \sqrt{\frac{\Sigma_2}{\Sigma_1}}. \quad (3)$$

Здесь a_1 и a_2 находятся из (1), а величина $\sqrt{\Sigma_2/\Sigma_1}$, близкая к единице, согласно Бете [2], учитывает изменение спектра нейтронов вследствие поглощения в фильтре. В опытах был измерен и учтен вклад надкадмиевых нейтронов, т. е. нейтронов с энергией большей 0,5 эв. Величина альбеда определялась экспериментально.

б) Средняя скорость нейтронов \bar{v} определялась по величине Q , представляющей собой частное от деления потока на плотность нейтронов. Отношение величин Q_i для двух сред равно отношению средних скоростей нейтронов в этих средах. Поток нейтронов регистрировался при помощи β -счетчика типа Б-1, заключенного в кадмиевую оболочку. Счетчик регистрировал γ -кванты, возникающие при захвате нейтронов в кадмии, число которых пропорционально потоку нейтронов. Для устранения переходного эффекта на кадмии от γ -лучей фона, обусловленного поглощением нейтронов в замедлителе, между кадмием и стенками счетчика помещался слой висмута толщиной 2 мм. Плотность нейтронов измерялась борной камерой. Отношение интенсивности отсчетов счетчика $A_{сч}$ к интенсивности отсчетов камеры A_k пропорционально \bar{v} :

$$\frac{A_{сч}}{A_k} = c(1-\beta)\bar{v},$$

где β — альбеда.

Для максвелловского спектра

$$\bar{v} = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2}.$$

в) Диффузионная длина нейтронов в графите при различных температурах измерялась при помощи экспоненциального метода, более подробно описанного в [3].

Зависимость коэффициента диффузии нейтронов в графите от температуры определялась путем измерения плотности нейтронов $\rho(z, T)$ в данной точке в функции температуры.

г) Нами была обнаружена зависимость от температуры транспортной длины нейтронов в графите. Эта зависимость определялась по измерениям альбедо при помощи двух методов. Первым был обычный метод, основанный на регистрации β -активности индикаторов. Размеры индикаторов совпадали с размерами использованных фильтров.

Второй, более удобный метод, был разработан по предложению А. А. Бергмана и В. И. Попова [4, 5]. Он основан на регистрации числа отсчетов борной камеры, закрытой кадмиевым цилиндром с отверстиями данной площади. Отношение интенсивности счета камеры с фильтром (A) к интенсивности счета без фильтра (A_0) выражается аналогично (1) с заменой $1 - a$ на J_s :

$$\frac{A}{A_0} = \frac{J_s(1 - \beta)}{1 - J_s^2}, \quad (4)$$

где J_s — отношение площади отверстий ко всей площади поверхности цилиндра.

При помощи использованных методов было возможно в ряде случаев проводить сопоставление и взаимный контроль результатов.

2. ДИФфуЗИЯ И ТЕПЛОВОЕ РАВНОВЕСИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В СРЕДЕ

До поглощения в воде и парафине нейтрон с «тепловой» скоростью 2200 м/сек совершает в среднем около 200 столкновений. Это значение гораздо больше предполагаемого числа столкновений, требуемого для замедления от 0,5 эв до наступления равновесия. Поэтому следует ожидать, что в воде и парафине успеет установиться максвелловское распределение нейтронов. Что касается установления теплового равновесия в графите, то этот вопрос тесно связан с поведением медленных нейтронов в кристаллах; последнее рассмотрено в работах Вика [6], И. Я. Померанчука [7, 8] и Клейнмана [9]. Неупругое рассеяние нейтронов в кристалле сопровождается переходом части его энергии в энергию колебаний решетки кристалла (сечение σ_+) или обратным переходом энергии (сечение σ_-). Сечение неупругого рассеяния σ_+ и σ_- тем больше, чем больше передаваемая энергия. Эти выводы теории качественно согласуются с описанными далее опытами.

Для экспериментального выяснения вопроса об установлении теплового равновесия нейтронов мы измерили \bar{v} , $\langle v \rangle$, коэффициент диффузии нейтронов D и диффузионную длину L при разных температурах.

Опыты проводились на графитовой призме со стороной основания 120 см и высотой 260 см. Призма помещалась в термостат и нагревалась до 300° электропечами, расположенными на ее поверхности, после чего определялась плотность тепловых нейтронов в призме на разных расстояниях от источника быстрых нейтронов.

Отношение плотностей нейтронов R в точках на расстояниях z_1 и z_2 от источника равно

$$R = e^{\alpha_0(z_1 - z_2)} \frac{F(z_1) F_1(z_1)}{F(z_2) F_1(z_2)}. \quad (5)$$

Здесь множитель $F(z)$ учитывает поправку на высшие гармоники плотности нейтронов, $F_1(z)$ — поправку на утечку нейтронов через ближайший к источнику торец призмы. При расчетах величины $F(z)$ учитывалось, что поправка зависит от начальной энергии нейтронов. Для этого по Ферми было принято, что (Ra + Be)-источник содержит три группы нейтронов с различными значениями «возраста» τ .

Коэффициент диффузии нейтронов D определялся из измерений плотности нейтронов $\rho(z)$ для данной точки призмы при различных температурах T :

$$\rho(z, T) = \frac{Q e^{-k_T^2 z} e^{-\alpha_T z}}{2b^2 D_T \alpha_T} F_T, \quad (6)$$

где близкий к единице множитель F_T учитывает поправку на утечку нейтронов через торцы призмы и на близость регистратора нейтронов к источнику. Величины $k_T^2 = -1/L_T^2$ и α_T были найдены при измерении L . Результаты измерений диффузионной длины для графита со средней плотностью $1,65 \text{ г/см}^3$ даны в табл. 1.

Таблица 1

Результаты измерений диффузионной длины для графита

Температура, °C	L^2 *	$L_{\text{Гр}}^2$ *	$\sqrt{\frac{T}{T_0}}$	$\frac{L_{\text{Гр}}^2}{L_{\text{Гр}0}^2}$	$\frac{D_T}{D_{T_0}}$
	см ²				
20	2800±30	2950±30	1,4	1,32±0,02	—
300	3775±20	3880±20			
20	—	—	1,38	—	1,28±0,02
280	—	—			

* Указана точность относительных измерений L^2 . Ошибка в абсолютной величине L^2 существенно больше.

Следует отметить, что измеренная диффузионная длина L определяется поглощением нейтронов как собственно в графите, так и в азоте воздуха, заполняющего поры графита. Диффузионная длина для графита, не содержащего воздух, может быть найдена по формуле

$$L_{\text{Гр}}^2 = L^2 \left(1 + \frac{n_N \sigma_N}{n_C \sigma_C} \frac{T_0}{T} \right). \quad (7)$$

Здесь n_N — число атомов азота в 1 см^3 графита при температуре T_0 ; n_C — число атомов углерода в 1 см^3 ; σ_N и σ_C — сечения захвата нейтронов; T — температура, при которой проводились измерения.

Согласно табл. 1, величины L^2 и D изменяются медленнее, чем \sqrt{T} . Так как $L^2 = 1/3\lambda_{\text{Гр}}\lambda_C$, $D = 1/3\lambda_{\text{Гр}}v$, причем в графите $\lambda_C \sim v$, то можно было бы ожидать, что L^2 и D пропорциональны \bar{v} .

Кроме L^2 и D , как уже говорилось, измерялись также \bar{v} и $\langle v \rangle$. В измерениях $\langle v \rangle$ борная камера охлаждалась воздухом, а β -счетчик и борная камера, необходимые в измерении \bar{v} , помещались внутри тонкостенной дюралевой трубы, охлаждаемой слоем воды толщиной 0,5 мм. Измерения при различных температурах проводились через длительный период времени. Для того чтобы исключить влияние нестабильности регистрирующей аппаратуры, измерялось отношение \bar{v} к \bar{v}_0 , полученному в постоянных эталонных условиях (графитовая призма), например:

$$\frac{\bar{v}}{\bar{v}_0} = \frac{A_{\text{сч}}}{A_{\text{сч},0}} \frac{A_{\text{к.э}}}{A_{\text{к}}} \frac{1 - \beta_0}{1 - \beta} \quad (8)$$

В результате измерений получено, что при возрастании величины $\sqrt{T/T_0}$ в 1,4 раза изменение $\langle v \rangle$ равно $\langle v_T \rangle / \langle v_{T_0} \rangle = 1,41 \pm 0,02$, а при увеличении $\sqrt{T/T_0}$ в 1,36 раза $\bar{v}_T / \bar{v}_{T_0} = 1,335 \pm 0,02$.

Слой воды толщиной 0,5 мм снижал на 2—3% среднюю скорость нейтронов. Учитывая эту поправку, получаем

$$\frac{\bar{v}_T}{\bar{v}_{T_0}} = 1,37 \pm 0,03.$$

Таким образом, в пределах 2% ошибок изменение величин $\langle v \rangle$ и \bar{v} следует за изменением абсолютной температуры графита, а отношение их остается постоянным; это значит, что характер спектра нейтронов при разных температурах одинаков.

Таким образом, экспериментально доказано, что при температуре 20° и выше нейтроны находятся в тепловом равновесии с графитом и имеют максвелловский спектр.

В разделе 3 изложены другие опыты, показывающие, что в воде и парафине нейтроны также находятся в тепловом равновесии. С другой стороны (табл. 1), было получено, что L^2 и D меняются иначе, чем \sqrt{T} .

Сооставление этих результатов приводит к заключению о том, что транспортная длина нейтронов $\lambda_{\text{тр}}$ уменьшается при нагревании графита. Именно, измерения дают, что

$$\frac{\Delta \lambda_{\text{тр}}}{\lambda_{\text{тр}}} = -5,7 \pm 1,5 \%$$

Кроме того, было измерено изменение транспортной длины в независимых опытах, в которых был найден ход альбедо с температурой. При этом использовалась следующая известная связь между $\lambda_{\text{тр}}$ и β :

$$\beta = \frac{1 + \frac{2}{3} \lambda_{\text{тр}} \frac{d\rho(z)}{dr} / \rho(z)}{1 - \frac{2}{3} \lambda_{\text{тр}} \frac{d\rho(z)}{dr} / \rho(z)} \quad (9)$$

Плотность нейтронов $\rho(z)$ на расстоянии r от цилиндрической поверхности выражается формулой

$$\rho(z) = c_1 J_0\left(\frac{z}{L}\right) + c_2 K_0\left(\frac{z}{L}\right), \quad (10)$$

где J_0 и K_0 — функции Бесселя.

В опытах было получено, что при нагревании графита альбеде β увеличивается на $4,5 \pm 1,5\%$. Используя этот результат и формулы (9) и (10), получим, что $\Delta\lambda_{\text{тр}}/\lambda_{\text{тр}} = -4,4 \pm 1,5\%$. Таким образом, оба метода определения $\Delta\lambda_{\text{тр}}$ дают совпадающие результаты. Эти результаты согласуются и с другими данными. Так, в опытах Б. В. Гранаткина было показано, что если тепловые нейтроны, выходящие из парафина, рассеиваются на более горячем (300°C) графите, то сечение рассеяния увеличивается на $2,6 \pm 0,7\%$. С другой стороны, в этой области энергий нагревание нейтронов на 300° ведет к росту сечения рассеяния на ненагретом графите также на 3% .

При исследовании зависимости энергии тепловых нейтронов от расстояния до источника быстрых нейтронов в графите, парафине и воде было доказано, что энергия тепловых нейтронов практически одинакова на различных расстояниях до источника быстрых нейтронов. В графите измерения проводились при изменении расстояния до источника нейтронов от 7 до 150 см. В парафине расстояние изменялось от 20 до 60 см, и оказалось, что в пределах 2% статистических ошибок измеренные на опытах величины \bar{v} и $\langle v \rangle$ не зависят от расстояния.

Этот результат может быть обоснован следующим образом.

Изменения энергии тепловых нейтронов в зависимости от расстояния до источника нейтронов (r) можно ожидать по двум причинам.

Первой причиной является изменение соотношения между плотностями тепловых и замедляющихся нейтронов с энергией ниже границы пропускания кадмием ($0,5 \text{ эв}$). Это изменение вызывается диффузией нейтронов и зависимостью плотности замедляющихся нейтронов от r . Отношение плотности тепловых нейтронов к плотности надкадмиевых ($E \geq 0,5 \text{ эв}$) известно из опыта, поэтому можно определить точку пересечения спектра замедления нейтронов с максвелловским спектром тепловых нейтронов. Для $r = 7 \text{ см}$ точка пересечения спектров находится при $E = 0,2 \text{ эв}$ и вклад нейтронов с энергией от 0,2 до 0,5 эв составляет только 2% от общей площади максвелловского спектра. Относительное изменение этого вклада при изменении r еще меньше.

Второй причиной является зависимость диффузии тепловых нейтронов от их скорости. Односкоростное рассмотрение диффузии нейтронов не является строгим. Если в пределе принять, что обмена энергией при рассеянии не происходит, то нейтроны с различными энергиями диффундируют независимо. Тогда, согласно формуле для плотности нейтронов, вклад в спектр нейтронов с большей энергией возрастает с ростом r . Однако ожидать заметного эффекта нельзя, так как величины неупругих сечений σ_+ и σ_- таковы, что на протяжении диффузионной длины осуществляется обмен энергиями. Таким образом, обе причины, вызывая малые изменения, действуют в противоположных направлениях, что и приводит к независимости энергии от r .

3. ПРОЦЕСС ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ГОМОГЕННОЙ СРЕДЕ

Вопрос о том, насколько быстро успевает установиться тепловое равновесие нейтронов в воде, парафине, а также в графите, был подвергнут особому исследованию другим способом. Именно, искусственно изменялось время, представляемое нейтронам для достижения равновесия. Время жизни нейтронов изменялось либо путем уменьшения объема замедлителя (вылет нейтронов), либо введением поглотителей.

Результаты измерения \bar{v} и $\langle v \rangle$ в графитовых призмах различного размера приведены в табл. 2.

Таблица 2

Результаты измерений \bar{v} и $\langle v \rangle$ в графитовых призмах различного размера

Размер призмы, см ³	Расстояние до источника нейтронов, см	$\langle v \rangle$ по отношению к равносному *	\bar{v} по отношению к равносному *
60×60×100	60	1,06±0,02	1,09±0,02
20×100×120	20	1,25±0,04	1,42±0,05
	40		1,35±0,03

* Равносным является значение, полученное в графитовой призме большого объема.

В графите неограниченного объема среднее число столкновений теплового нейтрона до поглощения порядка 1500. Оценив по диффузионной теории среднее число столкновений, которые испытывает тепловой нейтрон в призме размером 20 × 100 × 120 см³ до вылета из нее, получим цифру порядка 30 (кроме того, существенно, что при наличии границы играет роль преимущественный вылет более быстрых нейтронов (см. раздел 5)). Таким образом, из табл. 2 вытекает, что уже после 30 соударений (в среднем) при замедлении от 0,5 эв средняя энергия нейтронов примерно вдвое превышает равновесную.

Таблица 3

Результаты измерений \bar{v} и $\langle v \rangle$ в различных средах

Среда	$\frac{\bar{v}}{v_{гр}}$	$\frac{\langle v \rangle}{\langle v \rangle_{гр}}$	Отношение макроскопическо о сечения в данной среде к сечению воды
Парафин	1,0±0,03	0,97±0,03	0,9
Вода	1,02±0,02	1,03±0,04	1,0
Вода — бор	1,2±0,04	1,10±0,07	5,2

В других опытах среднее время жизни нейтронов было уменьшено в 18 раз введением в графит листов меди толщиной 2 мм. Такую систему с достаточной точностью можно считать гомогенной, так как поглощение нейтронов при прохождении каждого слоя меди мало. Было найдено, что в графите с медью значение \bar{v} превышает равновесное значение в $1,42 \pm 0,01$ раза, а $\langle v \rangle$ — в $1,23 \pm 0,03$ раза. Большой рост \bar{v} объясняется тем, что нейтроны не успевают прийти в тепловое равновесие. Спектр обогащен быстрыми нейтронами, к которым величина \bar{v} более чувствительна, чем $\langle v \rangle$.

Замедление нейтронов в парафине и воде изучалось методами, в которых используются измерения \bar{v} и $\langle v \rangle$. Парафиновый замедлитель имел размеры 20 × 60 × 60 см³, источник помещался на расстоянии 20 и 40 см от канала диаметром 56 мм, в котором проводились измерения.

В воде опыты проводились в баке диаметром 32 см, высотой 80 см, с каналом для измерений диаметром 45 мм. Время жизни нейтронов в воде уменьшалось введением в нее бора. Источник помещался на расстояниях 15—20 см от канала. Выполненные в работах [10, 11] опыты показали, что в пределах статистических ошибок \bar{v} и $\langle v \rangle$ не зависят от расстояния до источника.

В табл. 3 приведены результаты измерений.

Из табл. 3 следует, что в парафине и воде нейтроны успевают достигнуть теплового равновесия. Величина $\bar{v}/\langle v \rangle$ в парафине и воде в пределах ошибки

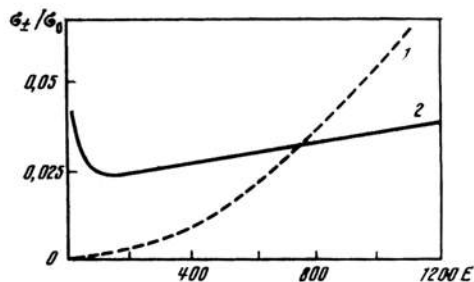


Рис. 34. Зависимости σ_+/ σ_0 (кривая 1) и σ_- / σ_0 (кривая 2) от E ($^{\circ}\text{K}$) при $T = 300^{\circ}\text{K}$

σ_0 — сечение упругого когерентного рассеяния связанным ядром углерода в графите

измерений (3%) совпадает с величиной $\bar{v}/\langle v \rangle$ в графите. Следовательно, спектры нейтронов одинаковы, т. е. и в воде и в парафине нейтроны имеют максвелловский спектр. Этот результат опровергает утверждения некоторых авторов о том, что в парафине нейтроны не достигают теплового равновесия и их температура выше температуры среды на 100° (см., например, [12]). Что касается скорости приближения к равновесию в графите, то можно отметить, что М. В. Казарновским рассчитаны сечения σ_+ и σ_- . Они оказались при наших температурах малыми (равными примерно 0,05 от сечения рассеяния на связанном ядре $\bar{\sigma}_0$; рис. 34). Мало и среднее значение передаваемой энергии. Это должно привести к тому, что нейтроны, имеющие спектр, соответствующий небольшому превышению энергии над ее равновесным значением, будут достигать теплового равновесия только после большого числа столкновений. Экспериментальное подтверждение было получено в следующем опыте. Спектр нейтронов формировался в графите с листами меди толщиной 2 мм; средняя скорость нейтронов была выше равновесной в $1,42 \pm 0,01$ раза. Нейтроны поступали в чистый графит и после диффузии в нем на расстоянии 40 см средняя скорость нейтронов все еще не совпадала с равновесной и превышала ее на $8 \pm 3\%$.

4. ЗАМЕДЛЕНИЕ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ

Нами были изучены системы: уран—графит различных концентраций при разных температурах, медь—графит и вода—блоки поглотителя.

Энергия тепловых нейтронов должна быть одинакова в мультиплицирующей и поглощающих гомогенных системах. Действительно, отличие мультиплицирующей системы от поглощающей состоит в том, что первая воспроизводит новые быстрые нейтроны, но их появление в любой точке системы не может повлиять на энергию тепловых нейтронов ввиду доказанной ранее независимости энергии последних от расстояния до источника. Различие в энергии и спектре тепловых нейтронов в гомогенных и гетерогенных системах с одинаковым соотношением атомов возникает по следующим причинам.

1. Поглощение в блоке, приближенно подчиняющееся закону $1/v$, делает спектр медленных нейтронов, прошедших через блок, более жестким, чем спектр $M(v)$, падающих на блок нейтронов. Если вероятность поглощения нейтронов со скоростью v в блоке $W(v)$, то спектр выходящих из блока нейтронов $\Phi(v)$ будет равен

$$\Phi(v) = [1 - W(v)]M(v). \quad (11)$$

Расчеты по диффузионной теории, сделанные в работе [1], дают, что в случае максвелловского спектра после одного и двух прохождений через урановый или медный блок диаметром 30—40 мм спектр нейтронов $M(v)$ изменяется так, что средняя и вероятная скорости нейтронов увеличиваются в пределах 15% от их равновесного значения.

2. Вероятность попадания на блок в единицу времени пропорциональна скорости. Поэтому спектр будет обедняться быстрыми нейтронами. В однородной системе эффекты 1 и 2 компенсируют друг друга в случае любого взаимодействия со средой. В блоке гетерогенной системы $W(v)$ изменяется медленнее, чем $1/v$, и поэтому спектр смягчается.

3. Время жизни нейтронов в гетерогенной системе больше, чем в однородной.

4. На границе замедлитель—блок необходимо учитывать зависимость транспортной длины нейтронов от энергии (см. раздел 5).

Неупругие столкновения, так же как и в однородной среде, сглаживают деформацию спектра, обусловленную сказанным выше, и приближают его к равновесному.

В результате следует ожидать, что в гетерогенной системе средняя скорость должна быть меньше, чем в однородной с тем же отношением N_U/N_C .

Перейдем к описанию опытов. В гетерогенных уран-графитовых системах с различной концентрацией урана опыты были проведены в призме размером $180 \times 180 \times 420$ см³.

На рис. 35 приведены найденные в опытах при 20° величины \bar{v} и $\langle v \rangle$ при разных концентрациях N_U/N_C . Здесь же нанесены по опубликованным данным значения \bar{v} для аргонского реактора и реактора «Глип» [14, 25].

В пределах ошибок измерений результаты не зависят от положений точки, в которой проводились измерения внутри ячейки.

Для изучения зависимости скорости нейтронов от абсолютной температуры систему уран — графит нагревали до 300° С. Результаты этих опытов изображены на рис. 36. Согласно рис. 36, величина превышения средней скорости нейтронов над ее равновесным значением в уран-графитовой системе уменьшается при увеличении температуры.

Гетерогенная система медь—графит осуществлялась в виде графитовой призмы размером $120 \times 160 \times 200$ см³, в части которой, имеющей объем 1,5 м³, содержались правильно расположенные медные цилиндрические стержни. Геометрия этой системы совпадала с геометрией уран-графитовой; по диффузионным свойствам обе системы были близки. Величины $\langle v \rangle$ и \bar{v} , отнесенные к их значениям для графита, оказались равными

$$\frac{\langle v \rangle}{\langle v \rangle_{\text{гр}}} = 1,08 \pm 0,03; \quad \frac{\bar{v}}{v_{\text{гр}}} = 1,19 \pm 0,01.$$

В системе уран—графит эти отношения были соответственно равны: $1,12 \pm 0,02$ и $1,19 \pm 0,01$, т. е. были такими же. Этот результат также под-

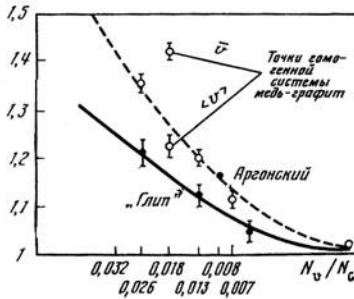


Рис. 35. Зависимость величин \bar{v} и $\langle v \rangle$ от значения концентрации N_U/N_C

По оси ординат — отношение \bar{v} и $\langle v \rangle$ к их равновесным значениям

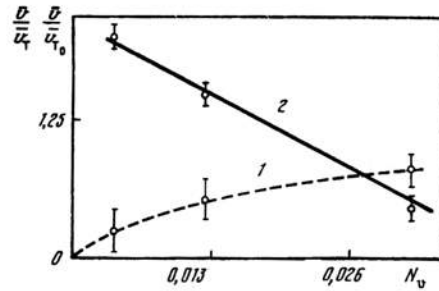


Рис. 36. Зависимость \bar{v}/\bar{v}_T (кривая 1) и \bar{v}/\bar{v}_{T_0} (кривая 2) от концентрации урана N_U

\bar{v}/\bar{v}_{T_0} — прирост средней скорости при нагревании системы на 300°C , \bar{v}/\bar{v}_T = превышение средней скорости при 300°C над ее значением для теплового равновесия

тверждает сформулированный выше вывод о том, что энергия тепловых нейтронов не зависит от мультипликативных свойств системы.

Система медь—графит была использована также для повторения опыта по определению быстроты, с которой наступает тепловое равновесие. Из системы медь—графит нейтроны поступали в графит. На расстоянии 40 см от границы с медью их средняя скорость была равна

$$\bar{v} = 1,06 \pm 0,02,$$

а на расстоянии 70 см наступало равновесие:

$$\bar{v} = 1,02 \pm 0,02.$$

Таким образом, подтверждается ранее сделанный вывод о том, что нейтроны со спектром, соответствующим небольшому превышению скорости над ее равновесным значением, могут достигнуть равновесия только после большого числа столкновений.

Таблица 4

Результаты измерения \bar{v} и $\langle v \rangle$ в гетерогенной системе

Рост макроскопического сечения захвата по сравнению с чистой водой	Вероятность поглощения при однократном прохождении через блок	\bar{v} по отношению к равновесному *	$\langle v \rangle$ по отношению к равновесному *
~11 **	~1,0	$1,23 \pm 0,05$	$1,54 \pm 0,2$
4,8	0,3	$1,09 \pm 0,02$	$1,2 \pm 0,1$
3,7	0,2	$1,08 \pm 0,02$	$1,13 \pm 0,05$

* Равновесным является значение, полученное в графитовой призме большого объема.

** Макроскопическое сечение Σ оценивалось по формуле $\Sigma = \frac{\pi D}{4l^2}$, где D — диаметр блока, l — расстояние между центрами блоков. Блоки считались абсолютно поглощающими.

В гетерогенной системе с водой в качестве замедлителя нейтронов опыты [9, 10] проводились в цилиндрическом баке диаметром 32 см, высотой 80 см. Поглотителями нейтронов служили трубки, наполненные CCl_4 и смесью B_2C с графитовым порошком.

Результаты опытов приведены в табл. 4.

Сопоставление последней строки табл. 3 с первой строкой табл. 4 показывает, что в гомогенной системе с водой скорость нейтронов, как и в графитовой системе, выше, чем в гетерогенной.

5. ВЫЛЕТ НЕЙТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТИ ЗАМЕДЛИТЕЛЕЙ

В опытах Ферми, Андерсона и др. [13, 14] было установлено, что нейтроны, испускаемые полостью в графите, размер которой $10 \times 10 \times 125 \text{ см}^3$, имеют температуру 300° К . Температура нейтронов, испускаемых поверхностью графита, была найдена равной 200° К . Если же эти нейтроны проходят, кроме того, через парафиновую пластинку толщиной 3,7 см, то, выходя из нее, они имеют температуру 417° К . Аналогичные результаты получены в работах [15] и [16]. Согласно [17], температура нейтронов, вылетающих с поверхности парафина, равна 390° К . Выше было показано, что в парафине нейтроны достигают теплового равновесия со средой. Сопоставляя эти результаты, необходимо сделать вывод, что энергия нейтронов, испускаемых средой, не совпадает с их энергией внутри среды и зависит от условий, при которых происходит вылет.

Рассмотрим излучение нейтронов поверхностью среды, в глубине которой они приходят в тепловое равновесие. Как выяснено, в графите, воде и парафине вдали от поверхности, где не сказывается отток нейтронов, спектр нейтронов — максвелловский, с равновесной температурой. Согласно работе Марка [18], плотность нейтронов на расстоянии нескольких длин рассеяния от границы с точностью выше 2% может быть аппроксимирована формулой

$$\rho(z) = \rho_0(z + 0,71\lambda_{\text{тр}} - 0,133\lambda_{\text{тр}}e^{-\frac{3,7 \cdot z}{\lambda_{\text{тр}}}}). \quad (13)$$

Как показывают расчет и последующие эксперименты, существенным фактором, определяющим спектр нейтронов, испускаемых поверхностью, является зависимость транспортной длины от энергии. Спектр нейтронов, вылетающих с поверхности, будет обогащен более быстрыми нейтронами, если с увеличением энергии $\lambda_{\text{тр}}$ увеличивается, и наоборот. Для точного расчета спектра нейтронов необходимо учитывать изменения в спектре и плотности нейтронов вблизи границы среды, обусловленные их вылетом, а также переход нейтронов из группы с одной энергией в группу с другой энергией вследствие обмена энергией со средой.

Рассмотрим два предельных случая задачи о спектре нейтронов, вылетающих с поверхности среды.

Первый случай получается в предположении о слабом обмене энергией при столкновении нейтронов с атомами среды. Примем, что скорость нейтронов остается при рассеянии постоянной. Нейтроны различных скоростей образуют отдельные группы. Плотность нейтронов вблизи границы и вероятность вылета нужно тогда рассматривать независимо для каждой группы нейтронов. В результате для групп нейтронов различной скорости экстраполированная граница будет различна. Нейтроны, имеющие более удаленную

экстраполированную границу, будут обладать большей плотностью на реальной границе и вблизи нее. Следовательно, плотность таких нейтронов в выходящем пучке будет больше. Поэтому поток нейтронов, вылетающих со скоростью v , пропорционален коэффициенту диффузии:

$$S(v) = cM(v)\lambda_{\text{тр}}(v)v,$$

где $M(v)$ — спектр внутри среды.

Распределение вылетающих нейтронов по скоростям будет следующее:

$$\Phi_I(v) = \frac{S(v)}{v} = cM(v)\lambda_{\text{тр}}(v). \quad (14)$$

Второй случай — сильный обмен энергией при столкновении нейтронов с ядрами среды. В пределе примем, что вследствие обмена энергией вылет нейтронов из среды не изменяет в ней их распределения по скоростям. Пусть $W(v, \theta, z)$ есть вероятность вылета под углом θ для нейтрона, который после рассеяния на расстоянии z от границы получил скорость v .

В случае изотропного рассеяния имеем

$$dW(v, \theta, z) = \frac{1}{2} e^{-\frac{z}{\lambda_t(v)\cos\theta}} \sin\theta d\theta. \quad (15)$$

На расстоянии z число рассеяний в единице объема у нейтронов со скоростью v за единицу времени равно

$$dS(v) = \rho(v, z) \frac{v}{\lambda_s(v)} dz.$$

При равновесии число нейтронов, приобретающих скорость v , будет таким же.

Следовательно, полное число вылетающих за единицу времени нейтронов равно

$$S(v) = \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} \sin\theta d\theta \int_0^{\infty} \rho(v, z) \frac{v}{\lambda_s(v)} e^{-\frac{z}{\lambda_t(v)\cos\theta}} dz. \quad (16)$$

Считая, что внутри среды распределение является максвелловским $M(v)$, полагая в (13) $\lambda_{\text{тр}} = \lambda_t = \lambda_s$ и интегрируя (16), получим, что распределение по скоростям вылетающих нейтронов $\Phi_{II}(v)$ определяется следующим выражением:

$$\Phi_{II}(v) = cM(v) [\bar{\lambda}_s + 0,94\lambda_s(v)]. \quad (17)$$

На рис. 37 приведен спектр $\Phi_I(v)$ нейтронов, излучаемых поверхностью парафина, внутри которого они имеют максвелловское распределение с температурой 293° К. Сечение рассеяния нейтронов в парафине, которое использовано в расчете, приведено на рис. 38.

Максимум функции $\Phi_I(v)$ дает значение вероятной скорости испускаемых нейтронов; учитывая рис. 37, получаем, что вероятная скорость для спектра $\Phi_I(v)$ соответствует температуре 386° К. Спектры $\Phi_I(v)$ и $\Phi_{II}(v)$ являются крайними предельными случаями; в действительности происходит частичный обмен энергией и реальный спектр заключен между $\Phi_I(v)$ и $\Phi_{II}(v)$.

Близость спектрометрических измерений к случаю $\Phi_I(v)$ свидетельствует о том, что за то число столкновений, которое в среднем испытывает нейт-

рон вблизи поверхности парафина, происходит лишь слабый обмен энергией с молекулами парафина или что вероятность рассеяния с передачей энергии мала.

Из аналогичного расчета спектра $\Phi_I(v)$ для графита (сечение рассеяния см. на рис. 39), выполненного в предположении, что средний косинус угла рассеяния не зависит от энергии, вытекает, что при температуре графита 293°K энергия нейтронов, испускаемых его поверхностью, равна 207°K . Это значение согласуется с результатом работы Ферми [13], в которой получено 200°K .

При нагревании графита до 586°K энергия нейтронов, соответствующая их наиболее вероятной скорости, увеличивается от 0,025 до 0,05 эв. Согласно рис. 39, при 586°K будет затруднен вылет нейтронов, имеющих скорость, меньшую наиболее вероятной, и облегчен вылет нейтронов с большей скоростью, обратное тому, что происходит при 293°K . Поэтому, согласно расчету, температура нейтронов, вылетающих с поверхности графита, при нагревании его до 586°K должна быть равна 555°K , т. е. должна возрасти в $555/207 = 2,68$ раза. Расчет для спектра $\Phi_{II}(v)$ должен дать меньший прирост энергии.

Изложенные соображения были подтверждены опытами, в которых проводилось сравнение величин $\langle v \rangle$ и \bar{v} внутри и снаружи графита, парафина и свинца. В опытах борная камера КН-14 или β -счетчик, регистрировавшие нейтроны, помещались вплотную к поверхности среды. Угловое распределение вылетающих с поверхности нейтронов, согласно работе [19], можно аппроксимировать формулой, которая не содержит констант взаимодействия нейтронов с ядрами замедлителя. Поэтому угловое распределение также не зависит от материала замедлителя, и, следова-

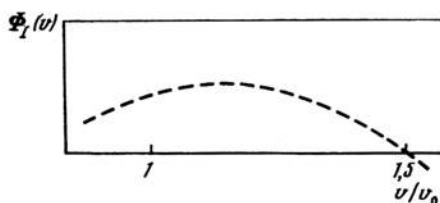


Рис. 37. Спектр $\Phi_I(v)$ нейтронов, излучаемых поверхностью парафина, внутри которого они имеют максвелловское распределение с температурой 293°K

v_0 — вероятная скорость максвелловского распределения

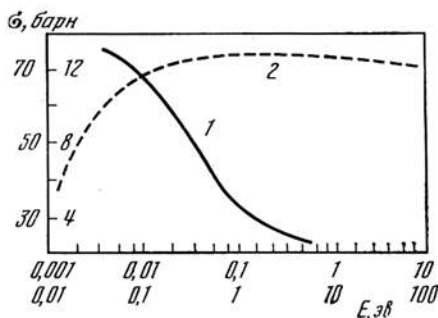


Рис. 38. Зависимость сечения рассеяния нейтронов σ в парафине и свинце от их энергии E

1 — парафин, по оси ординат — левая шкала, по оси абсцисс — верхняя; 2 — свинец, правая и нижняя шкалы соответственно

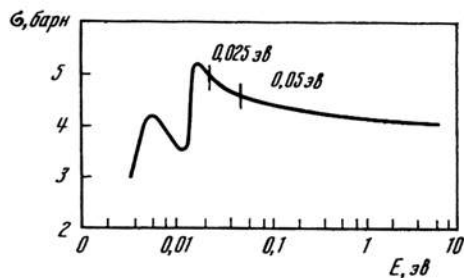


Рис. 39. Зависимость сечения рассеяния нейтронов σ в графите от их энергии E

тельно, нейтроны, вылетающие из парафина и графита, проходили в литиевом фильтре, окружающем камеру, одинаковый путь. В этом опыте альбедро равно нулю и формула (1) упрощается.

Было получено, что отношение величин $\langle v \rangle$ для парафиновой и графитовой поверхностей равно $1,35 \pm 0,03$. Отсюда для температуры нейтронов, вылетающих с поверхности парафина, получим $370 \pm 15^\circ \text{ К}$.

На рис. 38 видно, что полное сечение для нейтронов в свинце изменяется с энергией обратно его изменению в парафине. На опыте нейтроны из парафина поступали в свинцовую пластинку толщиной 2 см. Для нейтронов с вероятной энергией $0,025 \text{ эв}$ в 2 см свинца укладывается меньше одного пробега рассеяния; следовательно, энергия нейтронов не должна заметно измениться вследствие рассеяния. Однако более быстрые нейтроны, выходящие с большей легкостью из парафина, в свинце будут рассеиваться сильнее и частично вернуться в парафин, в то время как медленные нейтроны легче пройдут через свинец.

Таким образом, слой свинца, не изменяя энергии нейтронов, пропустит спектр нейтронов, обогащенный медленными нейтронами. На опыте оказалось, что отношение величины $\langle v \rangle$ для нейтронов, вылетающих из слоя свинца после парафина, к величине для нейтронов, вылетающих из графита, равно $1,1 \pm 0,03$. Отсюда температура нейтронов, вылетающих из свинца, будет равна $224 \pm 25^\circ \text{ К}$. Аналогичный опыт дал для отношения \bar{v} величину $1,09 \pm 0,05$. Убедительным является опыт, в котором изучались нейтроны, испускаемые графитом при температурах 293° и 573° К . Рост температуры нейтронов, вылетающих с поверхности, определенный по методу $\langle v \rangle$, оказался равным $2,82 \pm 0,1$ (температура графита увеличивалась в 1,96), а по расчету для $\Phi_I(v)$ должен быть равен 2,68.

Таким образом, опыты подтверждают заключение о том, что энергия вылетающих нейтронов есть функция $\lambda_{\text{тр}}(v)$.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе показано, что для нейтронов в графите, парафине и воде устанавливается равновесный максвелловский спектр.

Этот результат был подтвержден также последующими опытами по замедлению в воде и графите нейтронов от импульсного источника (А. В. Антонов и др.) и опытами в воде, описанными в работах [20, 21].

В гетерогенной системе спектр нейтронов не максвелловский, а величины \bar{v} и $\langle v \rangle$ меньше, чем в гомогенной системе с тем же соотношением чисел атомов поглотителя и замедлителя.

Использование при расчетах найденных экспериментальных значений \bar{v} улучшает согласие расчетных и измеренных значений доли поглощения нейтронов в графите [22] и площади миграции нейтронов [23]. Расчетом и опытами показано, что спектр нейтронов, испускаемых поверхностью среды, определяется их спектром внутри среды и зависимостью от энергии транспортной длины нейтронов $\lambda_{\text{тр}}$. Пренебрежение этой зависимостью приводило к ошибкам. Эту зависимость необходимо принимать во внимание при изучении диффузии нейтронов из одной среды в другую.

Следует отметить, что дальнейшее выяснение рассмотренных вопросов может быть полезным также для физики жидкостей и кристаллов. Нейтроны с известной энергией, которые могут быть получены селекторными методами, являются удобным средством исследования этих сред.

Авторы выражают благодарность за помощь в проведении работы И. М. Франку, Л. В. Грошеву, Б. П. Адьясевичу, А. А. Бергману, Б. Гужевскому, В. И. Попову и Ю. Трояну, а также Е. Л. Фейнбергу за помощь в редактировании рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Д. Толстов. Замедление, диффузия и энергия нейтронов внутри и на границе различных сред. Диссертация. ФИАН СССР, 1952.
2. Г. А. Бете. Физика ядра, ч. II. М., Госиниздат, 1949.
3. Л. В. Грошев, О. И. Козинец, Л. Е. Лазарева, К. Д. Толстов, Е. Л. Фейнберг, И. М. Франк, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраних. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук. М., Академиздат, 1957.
4. А. А. Бергман. Дипломная работа. ФИАН СССР, 1952.
5. В. И. Попов. Дипломная работа. ФИАН СССР, 1952.
6. G. C. Wick. Phys. Zeit., 1937, 38, 403, 689.
7. И. Померанчук. Sow. Phys., 1938, 13, 65.
8. А. Ахиезер, И. Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. М., Гостехиздат, 1949.
9. D. Kleinman. Phys. Rev., 1953, 90, 355.
10. Б. Гужевский. Дипломная работа. ФИАН СССР, 1955.
11. Ю. Троян. Дипломная работа. ФИАН СССР, 1955.
12. J. Draper. Nucleonics, 1950, 6, N 3.
13. E. Fermi, J. Marshall, L. Marshall. Phys. Rev., 1947, 72, 1973.
14. H. Anderson, E. Fermi, J. Marshall. Phys. Rev., 1946, 70, 11.
15. D. Hughes et al. Phys. Rev., 1948, 73, 1277.
16. T. Brill, H. V. Lichtenberger. Phys. Rev., 1947, 72, 585.
17. W. H. Zinn. Phys. Rev., 1947, 71, 752.
18. C. Mark. Phys. Rev., 1947, 72, 588.
19. La Caine. Phys. Rev., 1947, 72, 564.
20. А. В. Антонов. Частное сообщение.
21. G. von Dardel. Trans. Roy. Inst. Techn., 1954, N 75.
22. G. von Dardel. Phys. Rev., 1954, 96, 1245.
23. Б. П. Адьясевич. Диссертация. ФИАН СССР, 1952.
24. О. И. Козинец. Диссертация. ФИАН СССР, 1952.
25. F. Colmer, D. Littler. Nucleonics, 1951, 8, N 1.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭФФЕКТОВ В УРАН-ГРАФИТОВЫХ ПОДКРИТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ *

*Совместно с Б. П. Адьясевичем, О. И. Козинец,
К. Д. Толстовым, И. М. Франжом и И. В. Штрапигом*

ВВЕДЕНИЕ

Первые опыты с уран-графитовыми реакторами на естественном уране показали, что коэффициент размножения реактора зависит от температуры, изменяясь на величину порядка 1% при нагреве на несколько сот градусов [1—3]. Поскольку избыток $k_{эфф}$ над единицей составляет всего несколько процентов, температурный эффект должен играть заметную роль в работе высокотемпературных реакторов. Чисто теоретический анализ температурного эффекта затруднен по крайней мере по двум причинам. Во-первых, отсутствуют достаточно полные данные об энергетическом ходе эффективных сечений урана. Во-вторых, общепринятая односкоростная теория диффузии недостаточна для рассмотрения явлений, в которых существенную роль играет изменение спектра тепловых нейтронов в процессе диффузии. Кроме того, температурная зависимость $k_{эфф}$ представляет собой результат наложения ряда эффектов одного порядка величины, действующих в различные стороны. Неточность в оценке одной из составляющих может привести к большой погрешности в результирующем температурном эффекте, вплоть до ошибки в знаке. Ввиду этого представлялось необходимым экспериментальное исследование температурных эффектов уран-графитовых систем. Такое исследование удобно проводить на подкритических установках, допускающих как изменение уран-графитовой решетки, так и отдельное изучение тех или иных слагающих температурного эффекта.

В настоящей работе сообщаются результаты предпринятого несколько лет назад цикла модельных исследований температурного эффекта уран-графитовых систем.

1. ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ ТЕМПЕРАТУРНОГО ЭФФЕКТА

Решетка-уран-графитового реактора характеризуется коэффициентом размножения для неограниченной среды k_{∞} и параметрами ν_1 , φ , θ (см., например, [4]), причем

$$k_{\infty} = \nu_1 \varphi \theta. \quad (1)$$

Эффективный коэффициент размножения $k_{эфф}$ равен

$$k_{эфф} = k_{\infty} W, \quad (2)$$

где W — вероятность утечки нейтрона из конечного объема реактора в процессах замедления и диффузии. Для реактора без отражателя

$$W = \frac{e^{-\kappa_0^2 \tau}}{1 + \kappa_0^2 L^2 \delta}. \quad (3)$$

* Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук. Академиздат, 1957, стр. 131—155.

Здесь κ_0^2 — геометрический параметр системы; τ — возраст для замедления до тепловой энергии; L — диффузионная длина графита; δ — доля тепловых нейтронов, поглощаемая графитом.

Все составляющие $k_{эфф}$ (ν_1 , φ , θ и W) обнаруживают температурную зависимость, обусловленную: а) тепловым расширением материалов реактора, б) изменением средней скорости тепловых нейтронов, в) температурной зависимостью некоторых ядерных сечений.

а) Тепловое расширение материалов реактора. В уран-графитовом реакторе эффект теплового расширения материалов (за исключением воздуха) мал [5] и им можно пренебречь.

Уменьшение плотности воздуха при нагреве реактора приводит к возрастанию коэффициента теплового использования θ вследствие уменьшения потери нейтронов на поглощение в азоте. Этот эффект значителен, так как объем пор в графите составляет около 25%. Слагающая температурного эффекта θ , обусловленная тепловым расширением воздуха, непосредственно связана с хорошо известным барометрическим эффектом реактивности уран-графитового реактора [1—3].

б) Изменение средней скорости тепловых нейтронов. На параметрах ν_1 , θ и W сказывается изменение средней скорости тепловых нейтронов. Величина ν_1 определяется ядерными сечениями урана:

$$\nu_1 = \frac{\mu \nu_0}{1 + \frac{\sigma_r}{\sigma_f}}, \quad (4)$$

где ν_0 — число быстрых нейтронов на один акт деления; μ — коэффициент размножения на быстрых нейтронах; σ_f , σ_r — сечения деления и радиационного захвата урана для тепловых нейтронов.

Если отношение σ_r/σ_f является функцией энергии нейтрона, то параметр ν_1 будет изменяться при изменении средней скорости тепловых нейтронов, т. е. будет существовать температурный эффект ν_1 .

В гомогенной системе коэффициент теплового использования θ зависит от энергии тепловых нейтронов постольку, поскольку полное сечение поглощения урана отклоняется от закона $1/v$ (если предположить, что для графита и конструкционных материалов реактора этот закон справедлив). Отклонение сечения захвата U^{238} от закона $1/v$ мало. Отклонения от закона $1/v$ в ходе сечений захвата и деления U^{235} приводят к близким по величине относительным изменениям ν_1 и $1 - \theta$, т. е. $\frac{|\Delta \nu_1|}{\nu_1} \approx \frac{|\Delta \theta|}{1 - \theta}$. Так как $\frac{\Delta \theta}{\theta} = \frac{\Delta \theta}{1 - \theta} \frac{1 - \theta}{\theta}$ и $(1 - \theta) \approx 0,1$, то

$$\frac{\Delta \theta}{\theta} \approx \frac{\Delta \nu_1}{\nu_1} \frac{1 - \theta}{\theta} \approx 0,1 \frac{\Delta \nu_1}{\nu_1}.$$

Таким образом, отступление от закона $1/v$ в энергетическом ходе сечений урана приводит к температурному эффекту θ , меньшему примерно на порядок, чем температурный эффект ν_1 .

В блоковой системе возникает дополнительный большой температурный эффект θ , не связанный с отклонением сечений от закона $1/v$ [5]. Коэффициент теплового использования может быть записан в виде

$$\theta = \frac{1}{1 + \frac{\bar{n}_3 \Sigma_c^3}{\bar{n}_U \Sigma_c^U}}, \quad (5)$$

где \bar{n}_3, \bar{n}_U — средняя плотность тепловых нейтронов соответственно в замедлителе и в уране; Σ_c^3, Σ_c^U — макроскопические сечения поглощения замедлителя и урана, умноженные соответственно на объем графита и урана в ячейке. В гомогенной системе $\bar{n}_3 = \bar{n}_U$. В блоковой системе $\bar{n}_3 > \bar{n}_U$, так как тепловые нейтроны диффундируют из замедлителя, где они образуются, в блок, и поскольку внешние слои урана до некоторой степени экранируют сердцевину блока от тепловых нейтронов. Ввиду этого при равной концентрации урана θ гомогенной среды больше θ блоковой системы. При увеличении скорости нейтронов возрастают коэффициент диффузии нейтронов в графите и диффузионная длина в уране, а распределение плотности нейтронов как по графиту, так и по блоку урана становится более равномерным. Благодаря этому разница между \bar{n}_3 и \bar{n}_U уменьшается и θ возрастает, приближаясь к θ гомогенной системы.

При некоторых условиях коэффициент использования тепловых нейтронов в блоковой системе может не только сравняться с коэффициентом использования гомогенной системы, но и превзойти его. Предположим, что на поверхности блока средняя скорость тепловых нейтронов скачком изменяется от значения v вне блока до значения $v_1 < v$ внутри него. Так как должно выполняться условие непрерывности хаотического потока нейтронов $n_1 v_1 = n v$, то плотность нейтронов в блоке возрастает:

$$n_1 = n \frac{v}{v_1} > n.$$

Если изменение скорости достаточно велико, то средняя плотность нейтронов в блоке \bar{n}_U превысит среднюю плотность нейтронов в замедлителе \bar{n}_3 , в результате чего θ блоковой системы превысит θ гомогенной среды. Более детальный анализ показывает, что положительный эффект охлаждения нейтронов в блоке сохраняется и при плавном уменьшении скорости нейтронов от периферии ячейки к блоку. Охлаждение нейтронов в блоке может быть достигнуто охлаждением некоторого слоя графита, примыкающего к блоку.

Следует отметить, что наличие водяного охлаждения блоков урана должно приводить к охлаждению нейтронов вблизи блока, если температура охлаждающей воды ниже температуры графита. Это явление должно обусловить дополнительный положительный температурный эффект θ , а также слегка понизит температурный эффект v_1 .

Второй дополнительный и также положительный температурный эффект θ был указан В. С. Фурсовым. Он связан с уменьшением эффекта отражения нейтронов слоем воды (см. [4]) при увеличении скорости нейтронов. Уменьшение эффекта отражения обусловлено падением сечения рассеяния воды при увеличении энергии нейтронов.

Увеличение средней скорости нейтронов приводит к возрастанию вероятности утечки нейтронов из реактора в основном вследствие увеличения диффузионной длины нейтронов L , которое только частично компенсируется уменьшением доли поглощения в графите δ (см. формулу (3)). Отметим, что при нагреве реактора наряду со средней скоростью нейтронов возрастает также, хотя и в значительно меньшей степени, сечение переноса тепловых нейтронов в графите. Этот эффект, составляющий при нагреве до 300° около 5% [6], несколько понижает температурные эффекты θ и W , обусловленные увеличением скорости нейтронов.

в) Температурная зависимость ядерных сечений. Наиболее существенным из такого рода эффектов является рост резонансного поглощения нейтронов

в U^{238} , вызванный доплеровским уширением резонансных пиков. Теория этого явления была рассмотрена Ф. Л. Шапиро. В реакторе с охлаждением урана температурный эффект резонансного поглощения ослабляется, если температура блока растет медленней, чем температура графита.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Изучение температурных эффектов проводилось на двух установках. Одна из них (установка А) представляла собой графитовую призму размером $1,2 \times 1,2 \times 2,6 \text{ м}^3$, установленную в алюминиевом термостате, выложенном изнутри листовым кадмием (рис. 40). Блоки урана помещались в цилиндрических каналах в графите. Для нагрева служили электрические печи, укрепленные на всех шести поверхностях призмы. Температура графита контролировалась при помощи восьми термопар, помещенных в различных точках призмы. Колебания температуры от точки к точке призмы не превышали 10° при нагреве до 300° .

Вторая установка (установка Б) отличалась значительно большей мощностью нагрева и допускала повышение температуры до 450° , в том числе и при наличии водяного охлаждения блоков урана. В этой установке (рис. 41) графитовая призма размером $1,2 \times 1,2 \times 2,6 \text{ м}^3$ была окружена со всех сторон слоем карбида бора, достаточным для поглощения тепловых нейтронов, и слоем графита толщиной 20 см, служившим отражателем быстрых нейтронов. Призма была установлена на бетонном фундаменте и обмурована

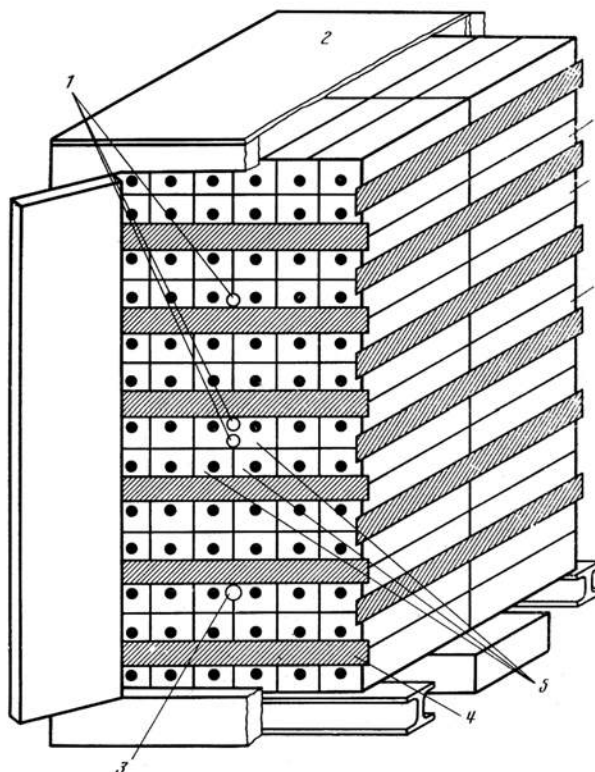


Рис. 40. Общий вид установки А

- 1 — каналы для источника;
- 2 — дюралевый шкаф-термостат;
- 3 — канал для камер;
- 4 — печи обогрева;
- 5 — места расположения термопар

толстыми кирпичными стенками для уменьшения потерь тепла. Нагрев осуществлялся пропусканием тока через графит; для увеличения электрического сопротивления в графитовых кирпичах были сделаны тонкие пропилы; кроме того, кирпичи были соединены друг с другом в последовательную цепь. Блоки урана помещались в алюминиевых трубах, установленных в графите, в каналах несколько большего диаметра. Для проведения измерений в условиях, когда графит нагрет, а уран остается холодным, по трубам пропусклась вода. Мощность, потребляемая установкой при таком режиме работы, доходила до 300 *квт*. Температура различных точек призмы контролировалась тридцатью термопарами. Неоднородность температуры доходила до 10%. При отсутствии водяного охлаждения графит и уран нагревались до одной и той же температуры. Для измерений с неоднородным нагревом графита призму собирали таким образом, что электрическим током нагревалась только половина кирпичей (через один кирпич; рис. 42). Трубы с ураном, по которым протекала охлаждающая вода, были вставлены в каналы в ненагреваемых кирпичах, причем воздушного зазора между трубами и графитом не было, тогда как между нагреваемыми и ненагреваемыми кирпичами имелись небольшие воздушные зазоры. Благодаря этому графитовые кирпичи, содержавшие уран, имели значительно меньшую температуру, чем графитовые кирпичи без урана.

Источниками нейтронов служили препараты $Ra - Be$ и $Po - Be$. В качестве детекторов нейтронов применялись борные ионизационные камеры. Детекторы и источники помещались на оси призмы в специальных каналах. В большинстве измерений они помещались в алюминиевых трубах, внутри которых поддерживалась комнатная температура благодаря тонкому слою

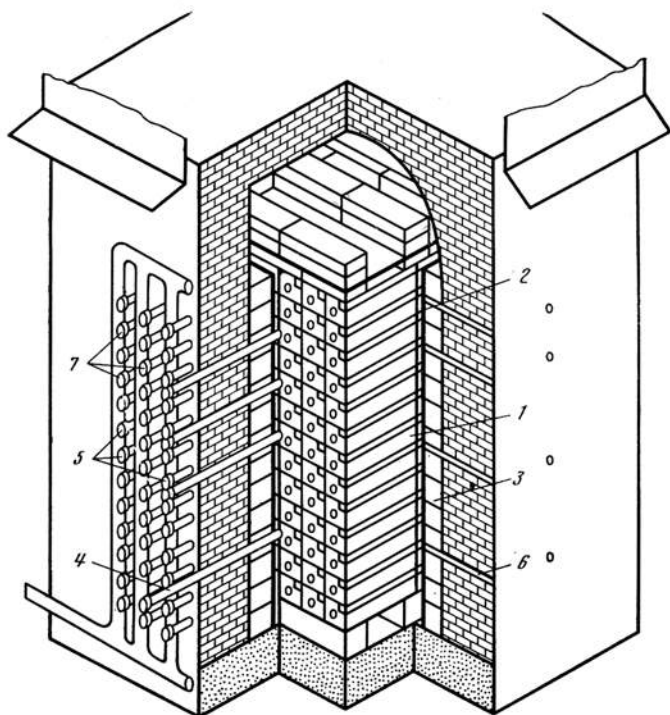


Рис. 41. Общий вид установки Б

- 1 — призма;
- 2 — борная защита;
- 3 — графитовый отражатель;
- 4 — труба для детекторов;
- 5 — труба для источника;
- 6 — каналы для термопар;
- 7 — трубы для урановых блоков

охлаждающей воды, протекающей в зазоре (0,5 мм) между двойными стенками труб. В установке А использовался препарат Ra — Be, запаянный серебряным припоем. Он помещался непосредственно в канале в графите без какого-либо охлаждения. В некоторых опытах вместо водяного охлаждения применялось воздушное охлаждение детекторов. Импульсы борных камер поступали в линейный усилитель с выносным блоком предварительного усиления.

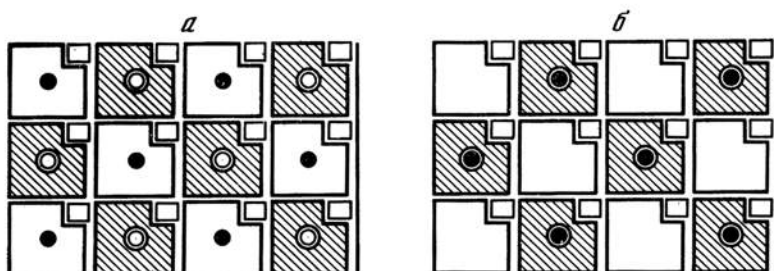


Рис. 42. Схема опыта с неоднородным (а) и однородным (б) нагревом графита. Заштрихованы графитовые кирпичи, нагреваемые электрическим током, черные кружки — трубы с блоками урана и охлаждающей водой.

В установке В ввиду наличия большого числа контактов в цепи электрического нагрева имела опасность, что уровень электрических помех сильно повысится. Для уменьшения и компенсации помех связь выносного блока с оконечным усилителем выполнялась при помощи двухпроводной дважды экранированной линии. В работе, как правило, измерялись очень малые эффекты, что требовало измерения плотностей нейтронов с точностью примерно до $\sim 0,1\%$. В этих условиях большое значение для успешного выполнения опытов имела полная автоматизация процесса измерений, благодаря которой автоматизировалось перемещение источника из одних положений в призме в другие, а также цифровая запись результатов измерений на ленте [7].

Опыты проводились с блоками диаметром 32—37 мм в тонкой алюминиевой оболочке. В некоторых опытах блоки помещались в алюминиевых трубах со стенками толщиной около 1 мм.

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В основном выполнялось два типа измерений: а) определение материального параметра (κ^2) экспоненциальным методом и б) определение поглощаемой графитом доли нейтронов (δ) методом кадмиевого отношения. Подробнее эти методы описаны в работе [8]. Материальный параметр κ^2 связан с коэффициентом размножения k_∞ соотношением

$$\kappa^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2\delta + k_\infty\tau} \quad (6)$$

В настоящей работе все измерения носили относительный характер, т. е. находились изменения κ^2 и δ , обусловленные нагревом системы. Это весьма существенно, так как обе использованные призмы неудовлетворительны для абсолютных измерений экспоненциальным методом. В установке А при из-

мерениях вдали от источника заметно сказывалось влияние рассеянных надтепловых нейтронов; при измерениях вблизи источника большую роль играли высшие гармоники, вклад которых не может быть точно учтен. Однако при относительных измерениях оба эти эффекта мало сказываются на результате. В установке Б были щели шириной около ~ 1 см между рядами графитовых кирпичей и имелся отражатель быстрых нейтронов. Эффект щелей был рассчитан М. В. Казарновским. Теория экспоненциального опыта в призме с отражателем быстрых нейтронов была разработана Ф. Л. Шапиро и проверена экспериментально В. В. Нефедовым (подробнее см. работу [9]).

Значение κ^2 в призме с отражателем определялось по формуле

$$\kappa^2 = \frac{\pi^2}{2a^2} - \alpha^2 - \frac{2}{3} k_{\infty} \frac{\left(\frac{\pi\tau}{a^2}\right)^{3/2}}{L^2\delta + k_{\infty}\tau} \quad (7)$$

где α — показатель экспоненты затухания плотности нейтронов вдоль оси призмы; a — экстраполированная полуширина квадратного основания призмы.

Как видно из (7), для определения κ^2 необходимо знать параметры k_{∞} , L^2 , δ , τ , что заметно снижает точность результата. Поправка на щели еще более неопределенна. При относительных измерениях поправка на щели практически отсутствует, а неточность в учете отражателя быстрых нейтронов сказывается слабее.

Для контроля точности относительных измерений в описываемых установках были выполнены измерения эффектов воздушного зазора и слоя воды вокруг блоков на κ^2 и δ . Результаты удовлетворительно согласуются с данными, полученными на большой призме размером $1,8 \times 1,8 \times 4,2$ м³ [8]. Далее на установках А и Б было проведено несколько измерений температурных эффектов κ^2 и δ для одних и тех же условий. Во всех случаях получены совпадающие в пределах ошибок опыта результаты. Эти контрольные опыты показали, что относительные измерения κ^2 и δ в обеих призмах не содержат значительных систематических ошибок, выходящих за рамки случайных погрешностей эксперимента.

Показатель затухания плотности тепловых нейтронов определялся путем измерения скорости счета борной камеры для нескольких положений источника на оси призмы. Положение борной камеры при этом не изменялось. Последнее весьма существенно для уменьшения влияния неоднородностей нагрева на результаты. Действительно, можно показать, что если средняя скорость нейтронов является функцией координат, то решение уравнения диффузии для бесконечной призмы малого сечения имеет вид

$$nv = \text{const } e^{-\alpha z},$$

где n — плотность нейтронов, а α по-прежнему дается формулой (7) или аналогичной формулой для призмы без отражателя. Скорость счета борной камеры пропорциональна n . При перемещении камеры

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{v_2}{v_1} e^{-\alpha(z_2 - z_1)},$$

и если v_2 не равно в точности v_1 , то определить α нельзя. Напротив, при перемещении источника скорость сокращается и небольшая неоднородность нагрева призмы приводит только к некоторой неопределенности в температуре нагрева, к которой относятся измерения.

4. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ЭФФЕКТ КОЭФФИЦИЕНТА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Результаты измерений температурной зависимости поглощаемой графитом доли нейтронов δ и коэффициента теплового использования (θ) в уран-графитовых системах приведены в табл. 1 и 2. При этом

$$\theta = 1 - \delta - \delta_1, \quad (8)$$

где δ_1 — доля тепловых нейтронов, поглощаемая азотом воздуха, алюминием и водой. Относительное изменение величины δ принималось равным изменению кадмиевого отношения при нагреве (с небольшими поправками, о которых см. в работе [9]). Изменения величины δ_1 рассчитывались из изменения кадмиевого отношения с учетом уменьшения количества азота в установке и изменения распределения тепловых нейтронов в ячейке с нагревом. Последнее вычислялось при помощи теории диффузии. Более подробно процедура измерений и расчетов описана в работе [9].

Таблица 1

Уран-графитовые системы без охлаждения

Установка	Концентрация урана * $c \cdot 10^2$	δ при температуре $T_0 = 20^\circ \text{C}$	Температура нагрева системы T , $^\circ\text{C}$	Отношение средних скоростей нейтронов при T и T_0	$-\frac{\Delta\delta}{\delta}$, %	$-\frac{\delta\Delta}{\delta}$ теоретическое, %
A	0,46	0,17	290	—	$10,8 \pm 0,6$	14,3
B	0,76	—	206	1,23	$5,0 \pm 1,5$	7,5
A	1,40	0,074	300	1,29	$7,6 \pm 1,0$	8,3
B	1,53	0,062	205	1,19	$5,1 \pm 0,5$	5,9
B	3,50	0,023	200	1,08	$0,7 \pm 0,5$	1,7

* $c = \frac{N_U}{N_C}$ — отношение числа атомов урана к числу атомов углерода в ячейке решетки.

Таблица 2

Уран-графитовые системы с охлаждением слоем воды толщиной 2 мм

Концентрация урана * $c \cdot 10^2$	$T_0 = 20^\circ \text{C}$		T , $^\circ\text{C}$	$\Delta\theta$	$-\frac{\Delta\delta}{\delta}$, %	$-\frac{\delta\Delta}{\delta}$ теоретическое, %
	ε	θ				
0,76	0,14	0,81	225	0,028	$13,4 \pm 0,7$	11,8
0,76	0,14	0,81	350	0,040	$20,4 \pm 0,7$	15,5
1,53	0,065	0,89	360	0,019	$20,8 \pm 0,7$	12,2
3,50	0,025	0,935	290	0,004	$5,5 \pm 0,5$	3,2
3,50	0,025	0,935	330	0,006	$11,4 \pm 3$	4,8

* См. примечание к табл. 1.

В последней колонке таблиц приведены расчетные значения температурного эффекта δ , полученные при помощи элементарной теории диффузии. При вычислениях $\Delta\delta_{\text{теорет}}$ использовались экспериментальные данные о средних скоростях нейтронов в холодных и нагретых уран-графитовых системах, приведенные в работе [6] (см. также пятый столбец табл. 1). Кроме того, учитывалось изменение $\lambda_{\text{тр}}$ с нагревом системы, о котором упоминалось выше.

Как видно из табл. 1 и 2, в блоковых системах во всех случаях доля нейтронов, поглощаемая графитом, с нагревом системы уменьшается. Относительная и тем более абсолютная величина эффекта растет с уменьшением концентрации урана.

В системах без водяного охлаждения элементарная теория диффузии дает величину эффекта на 20% и более превышающую данные опыта. Это можно объяснить недостаточностью в данном случае односкоростного приближения. В самом деле, примерно 60% температурного эффекта (в системах с концентрацией урана $c \leq 1,4 \cdot 10^{-2}$) обусловлено нейтронами первого дохождения [4]. При расчете скорость нейтронов первого дохождения принималась равной измеренной величине средней скорости всех тепловых нейтронов. В действительности же для нейтронов первого дохождения скорость заметно больше, а изменение ее с нагревом заметно меньше, чем для всех нейтронов. Расчет, не учитывающий этого положения, должен давать завышенный температурный эффект δ .

Хотя изложенные соображения остаются в силе и в применении к системам с водяным охлаждением, оказываются, что при наличии воды теория диффузии дает заниженный по сравнению с экспериментальным температурный эффект δ (см. табл. 2). Отметим, что уменьшение отражающего действия воды при нагреве системы в расчетах учитывалось. В расчетах не учитывалось охлаждающее действие воды на нейтроны, диффундирующие в блок. Были поставлены опыты [9], несколько напоминающие ранние опыты Муна и Тильмана [10], которые показали, что в графите, нагретом до 300°C , средняя скорость нейтронов внутри цилиндрического слоя воды толщиной около 2 мм на 7—14% меньше, чем без воды. Первая цифра относится к случаю, когда внутри охлаждающего слоя находился кадмиевый цилиндр, имитировавший блок урана; вторая цифра относится к случаю, когда внутри охлаждающего слоя поглотителя не было.

Дополнительный температурный эффект δ при наличии воды составляет 5—10% от δ при нагреве примерно до 350° . Для объяснения этого эффекта требуется уменьшение средней скорости нейтронов в блоке на те же 5—10%. Таким образом, явление охлаждения нейтронов водой полностью объясняет дополнительный температурный эффект δ . Совместное действие эффектов охлаждения нейтронов и уменьшения отражающей способности воды для нейтронов приводит к тому, что в системах с водой температурный эффект δ более чем в два раза превышает соответствующий эффект в системах без воды.

Были проведены также измерения температурного эффекта δ в условиях, когда слой графита, прилегающий к урану, холоднее остальной массы графита в ячейке. Опыты проводились с концентрацией урана $c = 0,76 \cdot 10^{-2}$. Средняя температура графита была равна 209° , температура графитового кирпича с блоком урана равнялась 137° , температура в остальной части ячейки была 281° . Площади холодной и горячей частей ячейки решетки были равны одна другой. В этих условиях температурный эффект δ составил $\Delta\delta/\delta =$

= -19%, тогда как при равномерном нагреве до температуры 206° получилось $\Delta\delta/\delta = -13\%$. Охлаждение нейтронов графитом привело к увеличению температурного эффекта на 50%. Оценки показывают, что для эффективного охлаждения нейтронов, диффундирующих в блок, достаточно более тонкого слоя «холодного» графита вокруг блока, чем в описанном опыте. Можно ожидать, что при оптимальной толщине холодного слоя выигрыш в δ вследствие охлаждения нейтронов увеличится.

5. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ЭФФЕКТ φ

Для выделения температурной зависимости вероятности замедления φ опыты проводились в условиях, когда графит оставался при комнатной температуре, а температура блоков урана изменялась поочередным пропусканием по алюминиевым трубам, в которых находился уран, холодной (10° С) и горячей (70—90° С) воды.

Оценка изменения φ при нагреве блоков производилась двумя способами [9].

а) Экспоненциальным методом находилось изменение материального параметра k^2 и при помощи формул (1) и (6) вычислялись изменения k_∞ и φ . При этом вводились небольшие поправки на различие количества воды в системе вследствие меньшей плотности горячей воды и на уменьшение θ в результате некоторого нагревания тепловых нейтронов при прохождении через слой горячей воды. Обе поправки оценивались экспериментально.

б) Измерялась плотность надтепловых нейтронов вблизи источника Ra — Ве, связанная с φ следующим соотношением:

$$n_6 = c_1\varphi + c_2\varphi^2 + c_3\varphi^3 + \dots \quad (9)$$

Здесь первый член дает вклад нейтронов источника, второй член — вклад первого поколения нейтронов, испытавших размножение в уране, и т. д.

Ввиду малых размеров призмы членом $c_3\varphi^3$ и следующими можно было пренебречь. Тогда

$$\frac{\Delta n_6}{n_6} = \frac{\Delta\varphi}{\varphi} (1 + b), \quad (10)$$

где

$$b = \frac{c_2\varphi^2}{c_1\varphi + c_2\varphi^2}. \quad (11)$$

Величина b , представляющая собой отношение нейтронов размножения к полному числу надтепловых нейтронов, определялась экспериментально путем сравнения плотности надтепловых нейтронов при наличии и при отсутствии блоков урана в призме.

Результаты измерений приведены в табл. 3. Вероятность замедления φ связана с эффективным резонансным интегралом соотношением

$$\varphi = (1 + \epsilon)e^{-p}, \quad (12)$$

где $1 + \epsilon$ — коэффициент размножения вследствие деления U^{235} надтепловыми нейтронами; p — величина, пропорциональная эффективному резонансному интегралу поглощения. Как p , так и ϵ , пропорциональны концентрации урана в системе. Для концентрации $c = 1,40 \cdot 10^{-2}$ величины p и ϵ были измерены Н. В. Поповым и Ф. Л. Шапиро [8]; $p = 0,186 \pm 0,015 = 0,03 \pm 0,005$.

Таблица 3

Концентрация урана $\cdot 10^2$	Разность температур горячей и холодной воды T , °C	$-\Delta\phi \cdot 10^2$			$\frac{\Delta p}{p}$, %	$\frac{1}{p} \frac{\Delta p}{\Delta T}$
		Метод а	Метод б	Среднее		
1,53	80	$0,25 \pm 0,06$	$0,21 \pm 0,07$	$0,23 \pm 0,05$	$1,5 \pm 0,4$	$1,9 \cdot 10^{-4}$
3,50	60	$0,29 \pm 0,04$	$0,33 \pm 0,09$	$0,31 \pm 0,06$	$1,2 \pm 0,3$	$2,0 \cdot 10^{-4}$

Используя соотношение (12) и пересчитывая значения p и ϵ к соответствующим концентрациям урана с поправкой на замедляющую способность воды, нетрудно перейти от $\Delta\phi$ к относительному изменению резонансного интеграла на 1° нагрева $\frac{1}{p} \frac{\Delta p}{\Delta T}$ (предполагается, что ϵ не зависит от температуры урана). Результаты вычислений приведены в последнем столбце табл. 3.

Как видно, данные, полученные из измерений при двух концентрациях урана, совпадают в пределах ошибок опыта. Среднее значение равно

$$\frac{1}{p} \frac{\Delta p}{\Delta T} = (1,95 \pm 0,4) \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}.$$

Этот результат можно сравнить с данными М. Б. Егизарова и др. [11] и И. С. Панасюка. Согласно работе М. Б. Егизарова и др. для уран-графитовой решетки с диаметром блоков D см и шагом решетки a см

$$p = \frac{5,87 \cdot 0,775 (1 + 17,5 \cdot 10^{-3} \sqrt{T}) D^{3/2} + 3,02 D^2}{a^2 - \frac{\pi D^2}{4}} \pm 8\%. \quad (13)$$

Подставляя среднее значение температуры в наших опытах $T = 325^\circ \text{K}$, получаем отсюда $\frac{1}{p} \frac{\Delta p}{\Delta T} = 1,9 \cdot 10^{-4}$.

В измерениях с уран-графитовым реактором И. С. Панасюк нашел, что в интервале до 100°C нагрев урана приводит к уменьшению реактивности на $(3,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$ на 1°C . Отсюда $\frac{1}{p} \frac{\Delta p}{\Delta T} = (1,4 \pm 0,25) \cdot 10^{-4}$. Опубликованные американские данные [12] несколько ниже: $\frac{1}{p} \frac{\Delta p}{\Delta T} \approx 10^{-4}$ на 1°C . Однако точность этого результата неизвестна.

Теоретическое рассмотрение показывает, что за температурный эффект резонансного поглощения в толстых блоках урана ответственны резонансные уровни, расположенные в области десятков—сотен электрон-вольт. Так как параметры этих уровней неизвестны, то надежная теоретическая оценка эффекта не может быть дана. Однако можно утверждать, что наблюдаемый порядок величины температурного эффекта объясним при разумных предположениях о характеристиках уровней урана.

6. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ЭФФЕКТ КОЭФФИЦИЕНТА РАЗМНОЖЕНИЯ k_∞ И ПАРАМЕТРА ν_1

Величины Δk_∞ находились из значений κ^2 , измеренных экспоненциальным методом (ср. формулу (6)):

$$\Delta k_\infty = A \Delta \kappa^2 + \kappa^2 \Delta A, \quad (14)$$

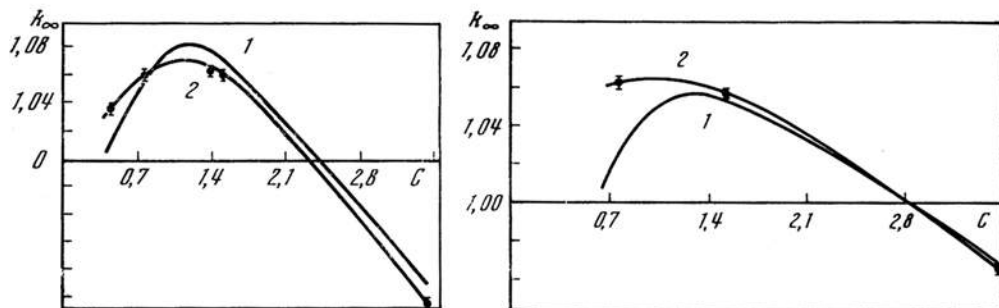


Рис. 43. Температурный эффект коэффициента размножения уран-графитовых систем без охлаждения

1 — кривая для комнатной температуры по измерениям О. И. Козинца [8, 13], приведенная к условиям данных опытов; 2 — кривая для нагрева системы до 270° С. Величина C в ед. 10^{-2} атомов U/атом С

Рис. 44. Температурный эффект коэффициента размножения уран-графитовых систем с охлаждением слоем воды 2 мм

1 — кривая для комнатной температуры по измерениям О. И. Козинца [8, 13], приведенная к условиям данных опытов; 2 — кривая для нагрева системы до 400° С; величина C в ед. 10^{-2} атомов U/атом С

где

$$A = L^2\delta + k_{\infty}\tau. \quad (15)$$

Абсолютные значения материального параметра κ^2 и площади миграции A взяты из результатов работы [8, 13] с приведением к средней плотности графита и концентрации урана, имевшим место в данных опытах. Изменение площади миграции $\Delta A = \Delta(L^2\delta + k_{\infty}\tau)$ вычислялось на основании данных об изменении с нагревом средней скорости нейтронов и транспортного пробега в графите [6] и доли нейтронов, поглощаемой графитом (см. раздел 4). Полученные результаты приведены в табл. 4 и 5 и на рис. 43 и 44. Обсуждение их будет проведено в следующем разделе.

Зная температурные эффекты параметров k_{∞} , φ и θ , можно вычислить изменение величины ν_1 с температурой. Из (1) имеем

$$\frac{\Delta\nu_1}{\nu_1} = \frac{\Delta k_{\infty}}{k_{\infty}} - \frac{\Delta\varphi}{\varphi} - \frac{\Delta\theta}{\theta}. \quad (16)$$

Значения $\Delta\nu_1/\nu_1$, вычисленные при помощи (16) по данным о температурной зависимости $k_{\infty}\varphi$ и θ , изложенным выше и в разделах 4 и 5, приведены в табл. 4 и 5. В тех случаях, когда измерения Δk_{∞} и $\Delta\theta$ проводились при несколько различных нагревах, температурный эффект θ экстраполировался к нужной температуре, причем считалось, что в небольших пределах $\delta \sim \sim 1/v_{\text{нейтр}}$. Эта зависимость строго справедлива для абсолютного поглощающего блока. Температурный эффект φ приводился к нужной температуре, причем использовалась эмпирическая зависимость (13).

Как видно из табл. 4 и 5, выполненные измерения с полной определенностью указывают на существование значительного отрицательного температурного эффекта ν_1 . Этот эффект обусловлен влиянием ближайших к тепловой области энергий резонансных уровней изотопов урана. Как легко показать, эффект должен быть пропорционален изменению средней энергии

Таблица 4

Уран-графитовые системы без охлаждения

Установка	Концентрация урана $\cdot 10^2$	Температура, °C	$\Delta k_{\infty} \cdot 10^2$	$\frac{\Delta v}{v}$, %	ΔE , эв	$-\frac{1}{v_1} \frac{\Delta v_1}{\Delta E}$, % на эв
A	0,46	285	$+1,9 \pm 0,3$	$-1,1 \pm 0,3$	0,037	30
B	0,76	203	$+0,2 \pm 0,5$	$-1,0 \pm 0,3$	0,027	37
A	1,40	295	$-1,4 \pm 0,4$	$-1,5 \pm 0,3$	0,034	43
B	1,53	270	$-0,9 \pm 0,3$	$-1,2 \pm 0,3$	0,031	39
B	3,50	270	$-1,5 \pm 0,3$	$-0,4 \pm 0,4$	0,017	24

Таблица 5

Уран-графитовые системы с охлаждением слоем воды толщиной 2 мм

Концентрация урана $\cdot 10^2$	Температура, °C	$\Delta k_{\infty} \cdot 10^2$	$\frac{\Delta v}{v}$, %	Изменение средней энергии нейтронов ΔE , эв	$-\frac{1}{v_1} \frac{\Delta v_1}{\Delta E}$, % на эв
0,76	206	$+1,9 \pm 0,5$	—	—	—
0,76	209*	$+3,4 \pm 0,5$	—	—	—
0,76	370	$+3,1 \pm 0,5$	—	—	—
0,76	400	$+3,7 \pm 0,2$	$-2,1 \pm 0,3$	0,058	36
1,53	400	$+0,5 \pm 0,1$	$-1,8 \pm 0,2$	0,047	38
3,50	350	$-0,14 \pm 0,1$	$-0,5 \pm 0,2$	0,022	23

* Измерение с неоднородным нагревом графита (см. раздел 5). Указана средняя температура графита. Температура графитовых кирпичей с ураном 137°, без урана 231° C.

нейтронов при нагреве. В предпоследних колонках табл. 4 и 5 указаны приращения средней энергии нейтронов ΔE , подсчитанные по экспериментальным данным о средних скоростях нейтронов в холодных и нагретых уран-графитовых системах. В последней колонке таблиц приведены отношения $\frac{1}{v_1} \frac{\Delta v_1}{\Delta E}$. Разброс величин $\frac{1}{v_1} \frac{\Delta v_1}{\Delta E}$ вокруг среднего значения не выходит за рамки погрешностей в измерениях Δv_1 и ΔE . Среднее значение равно

$$\frac{1}{v_1} \frac{\Delta v_1}{\Delta E} = -(37 \pm 6)\% \text{ на } 1 \text{ эв.}$$

Наличие отрицательного температурного эффекта v_1 следует также из опытов, описанных в работе [1], и согласуется с полученными позднее спектротметрическими данными об уменьшении с энергией величин σ_f/σ_c 235 [14] и $\sigma_c^{235} v$ (σ_c — полное сечение поглощения) в области десятых долей электрон-вольта.

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Описанные выше измерения показали, что в уран-графитовой блоковой решетке все три слагающие коэффициента размножения k_∞ — ν_1 , ϕ и θ обнаруживают существенную температурную зависимость.

Коэффициент теплового использования θ обладает положительным температурным эффектом, который обусловлен, с одной стороны, тепловым расширением воздуха и, с другой стороны, уменьшением поглощения в графите вследствие возрастания средней скорости нейтронов при нагреве. При данной концентрации урана температурный эффект θ должен падать с уменьшением диаметра блоков, так как при этом система приближается к гомогенной, в которой θ слабо зависит от температуры. С ростом концентрации урана температурный эффект θ уменьшается по двум причинам. Во-первых, эффект примерно пропорционален величине $1 - \theta$, падающей с концентрацией. Во-вторых, при большой концентрации урана, т. е. малом среднем времени жизни нейтрона до захвата, нейтроны не достигают теплового равновесия с графитом, и при нагреве последнего их скорость изменяется медленнее, чем температура графита.

Температурный эффект ν_1 отрицателен и также обусловлен изменением средней скорости нейтронов при нагреве. Он также падает с ростом концентрации урана. Но здесь действует только вторая из указанных выше причин, ввиду чего при больших концентрациях урана отрицательный эффект ν_1 доминирует над положительным эффектом θ . Температурный эффект ν_1 не должен зависеть от размера блоков.

Отрицательный температурный эффект ϕ , вызванный доплеровским уширением резонансных пиков U^{238} , пропорционален величине резонансного поглощения, т. е. приблизительно пропорционален $1 - \phi$. Так как $1 - \phi$ растет с концентрацией урана, то температурный эффект ϕ также возрастает с концентрацией.

Температурный эффект k_∞ складывается из температурных эффектов ν_1 , ϕ и θ . При больших концентрациях урана доминируют отрицательные эффекты на ν_1 и ϕ и при нагреве системы k_∞ уменьшается. В системах с малым содержанием урана, напротив, доминирует положительный эффект θ и с нагревом k_∞ увеличивается. Как видно из рис. 43, при использованном в опытах размере блоков температурный эффект k_∞ положителен при $c < 8 \cdot 10^{-3}$ атомов урана на атом углерода.

При наличии водяного охлаждения блоков урана соотношение температурных эффектов ν_1 , ϕ и θ изменяется. Положительный температурный эффект θ возрастает по абсолютной величине в несколько раз, так как при наличии воды значение $1 - \theta$ больше и, главное, действуют дополнительные факторы температурного эффекта: охлаждение водой нейтронов, поступающих в блок, и уменьшение отражающего действия воды. Отрицательный температурный эффект ϕ становится малым, если повышение температуры блока мало по сравнению с повышением температуры графита.

В результате область положительного температурного эффекта k_∞ расширяется: $\Delta k_\infty > 0$ при $c < 2,8 \cdot 10^{-2}$ (рис. 18). При малых концентрациях урана k_∞ при нагреве весьма значительно увеличивается.

Положительный температурный эффект k_∞ заметно возрастает при неоднородном нагреве графита: $\Delta k_\infty = 3,4 \cdot 10^{-2}$ против $1,9 \cdot 10^{-2}$ при однородном нагреве до той же средней температуры (206° , см. табл. 5). Основной причиной

этого эффекта является возрастание θ вследствие охлаждения нейтронов, попадающих в блок урана (см. раздел 4).

Неоднородный нагрев замедлителя должен приводить к увеличению k_{∞} и в других системах (уран — бериллий, уран — вода и т. д.). Более того, поскольку сечение захвата нейтронов в бериллии и воде больше, чем в углеводе, эффект неоднородного нагрева должен быть более ощутимым.

Результаты настоящей работы были использованы для оценки температурного эффекта $k_{эфф}$ некоторых физических уран-графитовых реакторов. При этом изменение доли поглощения в графите δ экстраполировалось к малым разностям температур при помощи соотношения $\delta \approx T_n^{-g}$, где T_n — температура (средняя энергия) нейтронов, а g , согласно нашим измерениям (см. табл. 1), близко к 0,3. При вычислении $\frac{\partial v_1}{\partial T}$ и $\frac{\partial \delta}{\partial T}$ принималось $\frac{dT_n}{dT} \approx 1$, что справедливо при не слишком больших концентрациях урана. Превышение температуры реактора над температурой среды в неохлаждаемом реакторе пропорционально плотности нейтронов. Изменение $k_{эфф}$ относилось к повышению температуры в центре реактора; неоднородность распределения температур учитывалась при помощи теории возмущений. При этом, учитывая, что отражатель остается холодным, равно как и нейтроны, приходящие в него из периферийной части реактора, влиянием отражателя на температурный эффект пренебрегали. Результаты расчетов вместе с данными прямых измерений приведены в табл. 6. Температурный эффект $k_{эфф}$ реактора АН СССР складывается следующим образом (в единицах 10^{-50} C^{-1}): уменьшение поглощения в азоте + 1,3; уменьшение поглощения в графите + 2,2; изменение ϕ — 2,7; ν — 3,5; увеличение утечки нейтронов — 1,3; итого — 4.

Таблица 6

Реактор	Значение температурного эффекта $k_{эфф}$	
	расчетное	экспериментальное
АН СССР [1]	$-1,0 \pm 1,5$	$-5,6 \pm 0,2$
«Глип» [3]	$-2,4 \pm 1,5$	$-2,9$
Аргонский [2]	$-2,0 \pm 1,5$	$-2,06$

Согласие расчетных и экспериментальных значений $k_{эфф}$ показывает, что в данной работе учтены и в пределах точности опыта правильно измерены все основные факторы температурного эффекта коэффициента размножения уран-графитовых систем, работающих на малой мощности.

Для систем, работающих на большой мощности, проведенное рассмотрение должно быть дополнено учетом таких факторов, как температурная зависимость поглощения нейтронов осколками деления, а также более детальным учетом влияния неоднородности температуры в ячейке решетки.

В заключение авторы благодарят Л. В. Грошева и Е. Л. Фейнберга за обсуждения и помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Фурсов. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук. М., Академиздат, 1957.
2. H. Anderson, E. Fermi et al. Phys. Rev., 1947, 72, 16.
3. F. C. W. Colmer, D. J. Littler. Nucleonics, 1951, 8, N 1.
4. Л. В. Грошев, Е. Л. Фейнберг, И. М. Франк. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г., Заседание отделения физико-математических наук. М., Академиздат, 1957.
5. Ф. Л. Шапиро. Диссертация. ФИАН СССР, 1949.
6. К. Д. Толстов, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраних. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук. М., Академиздат, 1957. К. Д. Толстов. Диссертация. ФИАН СССР, 1952.
7. И. В. Штраних. Диссертация. ФИАН СССР, 1954.
8. Л. В. Грошев, О. И. Козинец, Л. Е. Лазарева, К. Д. Толстов, Е. Л. Фейнберг, И. М. Франк, Ф. Л. Шапиро, И. А. Штраних. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук. М., Академиздат, 1957.
9. Б. П. Адьясевич. Диссертация. ФИАН СССР, 1952.
10. P. V. Moon, J. R. Tillman. Proc. Roy. Soc., 1936, 153, 476.
11. М. Б. Егиазаров, В. С. Дикарев, В. Г. Мадеев. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук. М., Академиздат, 1957.
12. Nature, 1952, 169, 871.
13. О. И. Козинец. Диссертация. ФИАН. СССР, 1952.
14. С. Я. Никитин, С. И. Сухоручкин, Н. Д. Галанина. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук. М., Академиздат, 1957.

II

НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ

НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ, ОСНОВАННАЯ НА ИЗМЕРЕНИИ ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ*

Совместно с Л. Е. Лазаревой и Е. Л. Фейнбергом

Процесс замедления нейтронов в среде обладает одной особенностью, которая позволяет развить новый метод нейтронной спектроскопии. Этой особенностью является постепенная монохроматизация нейтронов, происходящая, по существу, вследствие того, что более быстрые из впущенных в среду нейтронов относительно чаще соударяются с ядрами замедлителя. Если масса ядер замедлителя M (масса нейтрона принята за единицу) велика, $M \gg 1$, то времена замедления достаточно велики, чтобы их можно было легко измерять. Такое изменение спектра нейтронов $n(v, t)$ со временем t (v — скорость) вытекает и из так называемой возрастной теории**. Так как

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{v}{\lambda_c} q + \frac{\xi v^2}{2\lambda_s} \frac{\partial q}{\partial v}, \quad q = \frac{\xi v^2}{2\lambda_s} n, \quad \xi \approx \frac{2}{M+1}, \quad (1)$$

где λ_c, λ_s — длины пробегов захвата и рассеяния, то после замены переменных

$$\omega = \int_{v_2}^v \frac{\lambda_s dv}{v^2 \xi}, \quad q = e^{-\Omega(\omega)\kappa}, \quad \Omega = - \int_v^{v_1} \frac{\lambda_s}{\lambda_c} \frac{2dv}{\xi v} \quad (2)$$

приходим к уравнению для κ (очевидно, ω имеет смысл характерного времени замедления):

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \frac{\partial \kappa}{\partial \omega} = 0. \quad (3)$$

Решение этого уравнения $\kappa = \kappa(t - \omega)$, т. е.

$$n(v, t) = \frac{2\lambda_s}{\xi v^2} \exp \left\{ - \int_{v_2}^{v_1} \frac{2\lambda_s}{\lambda_c} \frac{dv}{\xi v} \right\} \kappa \left(t - \int_{v_2}^v \frac{2\lambda_s dv}{\xi v^2} \right), \quad (4)$$

где v_1, v_2 — постоянные. Здесь легко удовлетворить начальному условию и получить решение в общем случае. Пусть в начальный момент времени спектр нейтронов задавался функцией $n(v, 0) = F\left(\frac{v-v_0}{\Delta_0}\right)$, где v_0 — некоторая характерная скорость, Δ_0 — начальная ширина спектра. Практически, если

* ЖЭТФ, 1955, 29, 381.

** Доложено Е. Л. Фейнбергом на семинаре в Академии наук СССР в 1944 г.

даже источник дает монохроматические нейтроны с энергией порядка 1 Мэв , то уже после первого неупругого соударения мы получаем $\Delta_0 \sim v_0$.

Пусть, далее, λ_s не зависит от v ; тогда «время замедления» до скорости $v \ll v_2$ равно $\omega = 2\lambda_s/\xi v$ и

$$n(v, t) = \left(1 - \frac{\xi v t}{2\lambda_s}\right)^{-2} \exp\left\{\int_{v_t}^v \frac{\lambda_c}{\lambda_s} \frac{dv}{v}\right\} F\left(\frac{v_t - v_0}{\Delta_0}\right), \quad (5)$$

$$v_t = v / \left(1 - \frac{\xi v t}{2\lambda_s}\right).$$

Центр распределения к моменту t смещается в точку, где аргумент F равен нулю, $v = v_c = v_0 / \left(1 + \frac{\xi v_0 t}{2\lambda_s}\right) \approx \frac{2\lambda_s}{\xi t}$. Распределение приобретает ширину, определяемую из значения v , для которого аргумент F равен ~ 1 , гораздо меньшую, чем начальная:

$$\Delta_1 \sim \Delta_0 (v_c/v_0)^2. \quad (6)$$

Этот результат сразу следует и из связи времени замедления с начальной скоростью нейтрона v_0 и скоростью v , выражающейся соотношением

$$\omega = \frac{2\lambda_s}{\xi} \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_0}\right). \quad (7)$$

Отсюда, дифференцируя, имеем

$$\frac{\delta v}{v^2} = \frac{\delta v_0}{v_0^2}, \quad \overline{\delta v} = \overline{\delta v_0} \frac{v^2}{v_0^2} \ll \overline{\delta v_0}. \quad (8)$$

Таким образом, происходит сужение спектра (монохроматизация) нейтронов.

Однако замена интегрального кинетического уравнения дифференциальным справедлива лишь, если $\xi v (\partial q/\partial v) \ll q$, т. е. спектр достаточно размыт. Легко убедиться, что даже для размытого вначале спектра в конце концов неравенство может нарушиться. Это происходит, как легко проверить (считая $\xi v_c t/2\lambda_s \sim 1$, $\Delta_0 \sim v_0$), когда замедление достигнет стадии $v_e \sim \xi v_0$. В свинце при начальной энергии порядка 1 Мэв подобное замедление соответствует $\sim 10^3 - 10^4 \text{ эв}$. При дальнейшем замедлении, если остается $\lambda_s = \text{const}$, уширение происходить не может (так как, если бы оно произошло, вступили бы в действие приведенные выше оценки, откуда видно, что вновь произошло бы сужение спектра). Однако при этом не будет происходить и сужения: согласно определению моментов распределения [4], дисперсия, как это следует из точной теории, станет равной

$$\sqrt{\overline{\sigma v^2}/v^2} = {}^{3/2}M = {}^{3/4}\xi, \quad (9)$$

т. е. при $v_c < \xi v_0$ будет оставаться постоянной (пока не начнет сказываться тепловое движение атомов среды). Более полная теория замедления нейтронов в тяжелых средах развита М. В. Казарновским [2].

Таким образом, производя измерения с нейтронами в заданные моменты времени после их впуска в замедлитель, можно, зная по уравнению (7) их энергию, использовать этот процесс для спектрального исследования нейтронных реакций, причем весьма подходящим замедлителем здесь является свинец, доступный в достаточно чистом виде.

Что касается возможностей метода, то можно высказать следующие соображения (они были сообщены в докладе Ф. Л. Шапиро на семинаре в Академии наук СССР в 1950 г.). При равной интенсивности источника поток нейтронов заданной энергии внутри достаточно большой массы свинца значительно превышает поток, достигаемый в нейтронных спектрометрах, работающих по принципу времени пролета, в которых детектор располагается на расстоянии нескольких метров от источника. Действительно, поток нейтронов в свинце вблизи источника равен

$$nv = \Phi_1 \approx \frac{Q}{(4\pi\tau_{\text{Pb}})^{3/2}} \frac{4\lambda_{s, \text{Pb}}}{\xi v^2}. \quad (10)$$

Для потока на расстоянии R от источника быстрых нейтронов, окруженного парафином, как это обычно применяется в методе времени пролета, имеем

$$\Phi_2 < \frac{Q}{(4\pi\tau_{\text{II}})^2} \frac{2\lambda_{s\text{II}}}{v^2} \frac{S}{4\pi R^2}, \text{ где } S \text{ — площадь парафинового замедлителя.}$$

Полагая $\tau_{\text{Pb}} = 4 \cdot 10^3 \text{ см}^2$, $\tau_{\text{II}} = 60 \text{ см}^2$, $\lambda_{s\text{Pb}} = 3 \text{ см}$, $\lambda_{s\text{II}} = 0,8 \text{ см}$, $S = 200 \text{ см}^2$ и $R = 3 \text{ м}$, находим $\Phi_1/\Phi_2 > 2 \cdot 10^3$.

Более подробная оценка, учитывающая утечку нейтронов при замедлении в конечном объеме, показывает, что при использовании массы свинца в несколько десятков тонн достигается выигрыш в потоке нейтронов на 3—4 порядка по сравнению с методом времени пролета. Эта оценка подтверждена также и экспериментально путем измерений плотности нейтронов, генерируемой Ra — Be-источником внутри свинцового куба размером $\sim 1 \text{ м}^3$, и в воздухе на расстоянии $\sim 1 \text{ м}$ от того же источника, окруженного парафином.

Большая «светосила» метода времени замедления позволяет осуществить опыты по спектрометрии медленных нейтронов, располагая лишь таким сравнительно простым и доступным источником, как реакция $D + T$ в ионной ускорительной трубке на несколько сот киловольт.

Вторым преимуществом метода спектрометрии по времени замедления является простая возможность измерения сечений поглощения, что особенно важно в тех случаях, когда поглощение мало по сравнению с рассеянием. С одной стороны, пропускание тонкого образца, окружающего нейтронный детектор, помещенный в массу свинца, зависит только от сечения поглощения нейтронов в образце. С другой стороны, малый γ -фон внутри большой массы свинца позволяет просто измерять сечения захвата по интенсивности захватных γ -лучей.

Недостатком предлагаемого метода является ограниченная разрешающая способность ($\sim 30\%$ по энергии), определяемая дисперсией (8). Можно полагать, однако, что в силу отмеченных преимуществ метод времени замедления, несмотря на малую разрешающую способность, окажется полезным дополнением к другим методам нейтронной спектрометрии. Практическое осуществление метода [2] показало справедливость приведенных соображений.

В заключение авторы благодарят И. М. Франка за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. E. Marshak. Rev. Mod. Phys., 1947, 19, 185.
2. А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мурич, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штранич, М. В. Казарновский. Доклад, представленный от СССР на Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии, Женева, август 1955 г. М., Академиздат, 1957.

НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР ПО ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В СВИНЦЕ *

Совместно с А. А. Бергманом, А. И. Исаковым,
И. Д. Муриным, И. В. Штрином и М. В. Казарновским

Замедляясь в результате упругих соударений в среде с массовым числом $M \gg 1$, нейтроны группируются по скоростям в сравнительно узкую группу, которая по мере роста времени замедления перемещается вниз по шкале скоростей.

Это явление, отмеченное Е. Л. Фейнбергом еще в 1944 г., может быть, как указали Л. Е. Лазарева и Е. Л. Фейнберг [1], использовано для целей нейтронной спектрометрии. Впуская в массу замедлителя быстрые нейтроны кратковременными периодическими вспышками и включая детектор нейтронов в течение узкого интервала Δt , сдвинутого на время t по отношению к вспышке источника, мы тем самым выберем приблизительно моноэнергетические нейтроны с энергией, определяемой временем замедления.

Анализ, проведенный одним из авторов [2], показал, что метод спектрометрии по времени замедления обладает двумя существенными преимуществами по сравнению с наиболее широко используемым в настоящее время методом времени пролета:

1) выигрыш в интенсивности на 3—4 порядка, позволяющий построить спектрометр, используя сравнительно простой нейтронный источник, например реакцию $D - T$ в ионной трубке на несколько сот киловольт;

2) возможность измерения сечений захвата нейтронов, тогда как в методе времени пролета измерялись до последнего времени только полные сечения.

Разрешающая способность метода времени замедления слабо зависит от энергии нейтрона и составляет в общем около 30%. Несмотря на ограниченную разрешающую способность, метод времени замедления может в силу отмеченных выше достоинств оказаться весьма полезным средством для изучения реакций радиационного захвата и реакций с вылетом заряженных частиц в области энергий от 1 эв до ~ 10 кэв.

В настоящей работе кратко обсуждаются основные характеристики метода спектрометрии нейтронов по времени замедления и приводятся некоторые результаты экспериментального осуществления этого метода **.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТОДА СПЕКТРОМЕТРИИ ПО ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ

Время замедления

При замедлении в однородной тяжелой среде за счет упругих соударений со свободными ядрами средняя скорость нейтрона и время замедления t связаны, как можно показать, следующим соотношением

* Материалы Международной конференции в Женеве, август 1955 г. Т. 4. Академиздат, 1957, стр. 166—178.

** Постоянное содействие выполнению данного исследования оказывал И. М. Франк. В одной из стадий работы принимал участие А. В. Антонов.

$$t = M\lambda \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_0} \right), \quad (1)$$

где v_0 — начальная скорость нейтрона; M — массовое число замедлителя; λ — пробег рассеяния (предполагается, что λ не зависит от энергии нейтрона).

Если начальная скорость велика, т. е. $v_0 \gg v$, то время замедления практически не зависит от начальной скорости нейтрона и равно

$$t = \frac{M\lambda}{v}. \quad (2)$$

Согласно формуле (2), время замедления [до скорости v равно времени пролета нейтроном этой скорости некоторого расстояния $L = M\lambda$, которое мы будем называть эффективным пролетным расстоянием.

Для свинца $M = 207$, $\lambda = 2,9$ см, $L = 6$ м. Таким образом, при использовании в качестве замедлителя свинца эффективное пролетное расстояние имеет тот же порядок величины, что и пролетное расстояние в действующих спектрометрах по времени пролета, в которых оно варьирует от 6 до 20 м.

Разрешающая способность

Разрешающая способность спектрометра по времени замедления определяется разбросом скоростей нейтронов в данный момент времени вокруг среднего значения. При $v \ll v_0$ и $\lambda = \text{const}$ дисперсия скорости равна

$$D = \frac{\overline{\Delta v^2}}{v^2} = \frac{2}{3M} + \frac{kT}{4E}, \quad (3)$$

где $E = 1/2 mv^2$ — средняя энергия нейтронов, T — абсолютная температура замедлителя. Первый член уравнения (3) обусловлен в основном статистическим характером пробега рассеяния нейтрона и в меньшей степени — статистическим характером потери энергии при рассеянии. Второй член обусловлен дополнительным разбросом потери энергии при рассеянии за счет теплового движения атомов замедлителя*. Для свинца при комнатной температуре и $E > 3$ эв

$$\frac{\Delta v_{\text{ср. кв.}}}{v} \cong 5,7 \left(1 + \frac{1}{E_{\text{эв}}} \right) \%. \quad (4)$$

Разброс по энергии $\Delta E/E$ вдвое больше. Задача о функции распределения нейтронов по скоростям решена для тяжелого замедлителя М. В. Казарновским. Для практических целей распределение можно аппроксимировать гауссовой кривой с дисперсией, соответствующей $\overline{\Delta v^2}$ из уравнения (3). Если за меру разрешающей способности спектрометра принять ширину кривой на половине высоты, то теоретическая разрешающая способность по энергии составляет

$$\frac{\delta E}{E} = 26 \left(1 + \frac{1}{E_{\text{эв}}} \right) \%. \quad (5)$$

* В уравнении (3) предполагается выполненным условие $T \gg \theta$, где θ — дебаевская температура замедлителя.

В области энергий до 1 *кэв* метод времени пролета позволяет достигнуть лучшего разрешения. Однако, с одной стороны, измерение сечений захвата даже с разрешением 30% представляет несомненный интерес. С другой стороны, можно указать некоторые пути повышения разрешающей способности спектрометра по времени замедления, например основанные на анализе влияния резонансных поглотителей на величину и форму пиков, регистрируемых резонансным детектором.

Для пояснения рассмотрим простой частный случай. Пусть исследуемое вещество имеет два близких резонансных уровня с энергиями E_1 и E_2 ($E_1 > E_2$). На расстоянии r от детектора, регистрирующего γ -лучи от захвата нейтронов в образце из исследуемого вещества, поместим второй образец из того же вещества. Он будет поглощать нейтроны с энергией E_1 , в результате чего уменьшится плотность нейтронов с энергией E_2 у детектора. Очевидно, разность отсчетов детектора при наличии второго образца и без него зависит от расстояния r следующим образом:

$$\Delta I \sim e^{-r^2/4\tau}, \quad (6)$$

где *

$$\tau = \frac{M\lambda^2}{6} \ln \frac{E_1}{E_2}. \quad (7)$$

Строя график $\ln \Delta I = f(r^2)$, можно определить расстояние между уровнями $E_1 - E_2$, даже если оно много меньше ширины кривой разрешения. Большая нейтронная интенсивность делает такой анализ возможным.

В принципе методы, использующие влияние резонансного поглотителя на резонансный детектор, допускают разрешающую способность порядка средней потери энергии при одном соударении, т. е. $\sim 1\%$ по энергии. Хотя детальное исследование этих методов еще не проведено, можно предполагать, что их применение будет в некоторых случаях полезно.

Пределы по энергии

Нижний предел рабочей области энергий спектрометра по времени замедления определяется тепловым движением ядер замедлителя и, согласно соотношению (5), составляет ~ 1 эв.

Верхний предел области энергий, доступной для спектрометра по времени замедления, определяется спектром первичных нейтронов и свойствами замедлителя. Если первичные нейтроны моноэнергетичны и обладают энергией E_0 , меньшей энергии E_1 первого возбужденного уровня замедлителя, то спектрометрия возможна вплоть до энергии E_0 . При этом с уменьшением энергии спектр постепенно расширяется, стремясь (при $\lambda = \text{const}$) к асимптотической ширине по закону

$$D = \frac{2}{3M} \left(1 - \frac{E}{E_0} \right). \quad (8)$$

Если же энергия первичных нейтронов больше энергии первого уровня, то в результате неупругих соударений нейтроны быстро заполняют широкую область энергий от 0 до E_1 ; дальнейшее замедление идет за счет упругих соударений, т. е. медленно. При этом, как можно усмотреть из уравнения (4),

* Так как для свинца $M \gg 1$, то средняя логарифмическая потеря энергии принята равной $\xi = 2/M$.

ширина энергетического распределения постепенно уменьшается. Причина сужения спектра состоит в наличии своеобразной «фокусировки»: за данный отрезок времени быстрые нейтроны проходят больший путь, т. е. испытывают больше соударений и сильнее замедляются, чем медленные нейтроны. К сожалению, эта «фокусировка» сравнительно слабая и асимптотическая ширина (формула (3)) достигается только при малых энергиях $E \ll E_1$.

По мере замедления нейтронов дисперсия распределения скоростей стремится к значению по формуле (3) по закону (при $\lambda = \text{const}$)

$$D = \frac{2}{3M} \left(1 - \frac{E}{E_0}\right) + D_0 \frac{E}{E_0}, \quad (9)$$

где D_0 и E_0 — дисперсия и средняя энергия для «начального» спектра нейтронов, т. е. спектра в момент времени, когда замедление за счет неупругих соударений прекратилось (предполагается, что временем, в течение которого этот спектр образуется, можно пренебречь)*.

В случае свинца $E_1 = 0,57 \text{ Мэв}$ [3] и E_0 имеет порядок 100 кэв. Относительно дисперсии «начального» распределения данных нет; можно предположить, что по порядку величины $D_0 \sim 0,3$. Из этих оценок следует, что при $E = 1 \text{ кэв}$ ширина спектра на 40% больше асимптотической, а при $E = 10 \text{ кэв}$ спектр расширяется втрое. Таким образом, верхняя энергетическая граница спектрометра по времени замедления лежит в районе 10 кэв.

Возможный путь охвата интересной области $E \gtrsim 10 \text{ кэв}$ состоит в использовании в качестве источника нейтронов одной из пороговых реакций ($\text{Li}^7(p, n)$, $V(p, n)$ и т. п.), дающих нейтроны значительно более однородные по энергии, чем нейтроны неупругого рассеяния.

Способы измерения сечений захвата

Всесторонняя экранировка счетчиков большой массой вещества, связанная с самой сущностью метода времени замедления, определяет практически важную особенность этого метода, а именно возможность измерения сечений захвата не только по пропусканию**, но и путем регистрации γ -лучей, возникающих при захвате нейтронов. Преимущества последнего способа по сравнению с методом пропускания состоят в следующем:

1. Эффективность регистрации поглощенного нейтрона не зависит от его энергии и в области $E \sim 10 \text{ эв}$ и выше существенно больше, чем при работе с борными счетчиками.

2. При измерении методом пропускания искомое сечение определяется как малая разность двух больших величин I_0 и I : $\sigma \sim (I_0 - I)$.

Измерение малых сечений предъявляет поэтому очень высокие требования к стабильности работы регистрирующих установок. При регистрации же γ -лучей, возникающих при захвате нейтронов, измеряется непосредственно величина, пропорциональная σ , ввиду чего при равной точности результата требования к стабильности установки гораздо ниже. Малый γ -фон в спект-

* Точнее, здесь $D_0 = \frac{\overline{\Delta x_0^2}}{x_0^2}$, $E_0 = \frac{m}{2x_0^2}$, где $x_0 = 1/v_0$; v_0 — скорость нейтрона; усреднение производится по «начальному» спектру нейтронов.

** Пропускание образца при измерениях внутри замедлителя определяется сечением захвата и не зависит от сечения рассеяния (для тонких образцов).

рометре по времени замедления позволяет очень просто реализовать указанные преимущества. Напротив, большой γ -фон, существующий в спектрометрах других типов, затрудняет реализацию этих преимуществ. По-видимому, лишь затруднения, обусловленные большим γ -фоном, являются причиной того, что метод регистрации γ -лучей захвата только в последние годы начал применяться в сочетании с методом времени пролета [4].

Другая возможность исследования захвата нейтронов, представляемая методом времени замедления, связана с измерением влияния образцов, вводимых в замедлитель, на нейтронную интенсивность. При наличии достаточного количества исследуемого вещества таким способом можно измерять суммарные сечения поглощения, а также исследовать в широких пределах зависимость поглощения от размеров образцов, в том числе и в тех случаях, когда поглощение мало по сравнению с рассеянием.

Интенсивность

Из-за утечки наружу плотность нейтронов в замедлителе падает с ростом времени замедления, т. е. с уменьшением энергии нейтронов. Согласно возрастной теории, при достаточно большом возрасте τ плотности замедления в прямоугольной призме со сторонами $2a$, $2b$, $2c$ дается выражением

$$q = \frac{Q}{abc} e^{-\omega\tau - \frac{t}{T}} \cos \frac{\pi x}{2a} \cos \frac{\pi y}{2b} \cos \frac{\pi z}{2c}, \quad (10)$$

где

$$\omega = \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{c^2} \right),$$

T — среднее время жизни нейтрона в замедлителе до захвата (предполагается $T = \text{const}$, т. е. захват по закону $1/v$); Q — число нейтронов, испускаемых источником в 1 сек; τ — «возраст» нейтрона с энергией E

$$\tau = \int_E^{E_0} \frac{M\lambda^2}{6} \frac{dE}{E}. \quad (11)$$

Используя формулу (1), нетрудно связать τ со временем замедления t (при $\lambda = \text{const}$)

$$\tau = \frac{M\lambda^2}{3} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right), \quad (12)$$

$$t_0 = \frac{M\lambda}{v_0}.$$

Комбинируя формулы (10) и (12), находим зависимость плотности замедления нейтронов от времени замедления:

$$q \sim \left(\frac{t}{t_0} + 1 \right)^{-\frac{M\lambda^2}{3}\omega} e^{-\frac{t}{T}} \simeq \text{const} \cdot t^{-\alpha} e^{-\frac{t}{T}}, \quad (13)$$

$$\alpha = \frac{M\lambda^2\omega}{3}.$$

Число нейтронов, регистрируемых в единицу времени счетчиком с эффективностью $\sim 1/v$, равно

$$I = qV \frac{\Delta t}{\theta}, \quad (14)$$

где V — объем счетчика; θ — среднее время жизни нейтрона в газе счетчика; Δt — ширина регистрирующего канала.

Среднее время жизни нейтрона в свинце $T = 900$ мксек, тогда как время замедления до энергии 1 эв $t \simeq 400$ мксек.

Ввиду этого в формуле (13) определяющую роль играет степенной фактор. Для свинцового куба со стороной $1,2$ м $\alpha = 1$ и плотность замедления обратно пропорциональна времени; поток нейтронов изменяется в этом случае обратно пропорционально квадрату времени, т. е. пропорционально энергии.

Таким образом, выигрыш в интенсивности, достигаемый в методе спектрометрии по времени замедления, тем больше, чем выше по энергии область измерений.

УСТАНОВКА

В качестве рабочего вещества для спектрометра по времени замедления был выбран свинец — наиболее доступный из тяжелых элементов, обладающий в то же время сравнительно малым сечением захвата для нейтронов. Первые измерения проводились с призмами размером $1,3 \times 1,3 \times 1,3$ м³ и $1,3 \times 1,3 \times 2$ м³. В дальнейшем использовалась призма размером около $2 \times 2 \times 2,3$ м³ ($\sim 110 T$ свинца).

Схема установки изображена на рис. 45. Источником нейтронов служила введенная в середину свинцовой призмы цирконий-тритиевая мишень, на которую падал пучок дейтронов, ускоренных постоянным напряжением 300 кэв в ионной трубке обычной конструкции. Ионный источник (типа Пеннинга) питался импульсами напряжения длительностью $1-3$ мксек с частотой следования $50-1250$ гц. Длительность ионного импульса слабо зависела от длительности импульса напряжения и составляла около 6 мксек.

Для дальнейшего уменьшения нейтронной вспышки использовалось отклонение пучка в поле между пластинами, размещенными в трубе с мишенью (рис. 46), на которые подавались кратковременные импульсы напряжения. Такой «электрический затвор» сокращал длительность тока на мишень до величины $0,5-1-2$ мксек. Величина импульса тока в ионном источнике составляла $10-20$ а; при таких токах выход атомарных ионов D^+ доходил до 85% . Ионный ток на мишень (диаметр 14 мм) составлял при этом ~ 3 ма в импульсе, чему соответствовала интенсивность $\sim 3 \cdot 10^{11}$ нейтронов в секунду. Выход нейтронов измерялся при помощи пропорциональных счетчиков, регистрировавших α — частицы от реакции $D - T$.

Регистрация замедленных в свинце нейтронов производилась пропорциональными счетчиками, наполненными BF_3 (естественный бор) до давления 60 см рт. ст., а также ионизационными камерами с тонкими слоями B_2O_3 или LiF , наполненными аргоном. Для регистрации γ -лучей захвата использовался стеклянный пропорциональный счетчик диаметром 3 см и длиной $11,5$ см, заполненный смесью аргон + изопентан до давления 30 см рт. ст. В большинстве измерений счетчики располагались в канале призмы диаметром 55 мм.

Импульсы от счетчиков после усиления анализировались по времени запаздывания относительно нейтронной вспышки при помощи 50-канального анализатора [5] с шириной канала 2 мксек. Анализатор был снабжен устройством электронной памяти [5], использующим обычную катодную осциллографическую трубку и служащим для изменения ширины канала в значительных пределах.

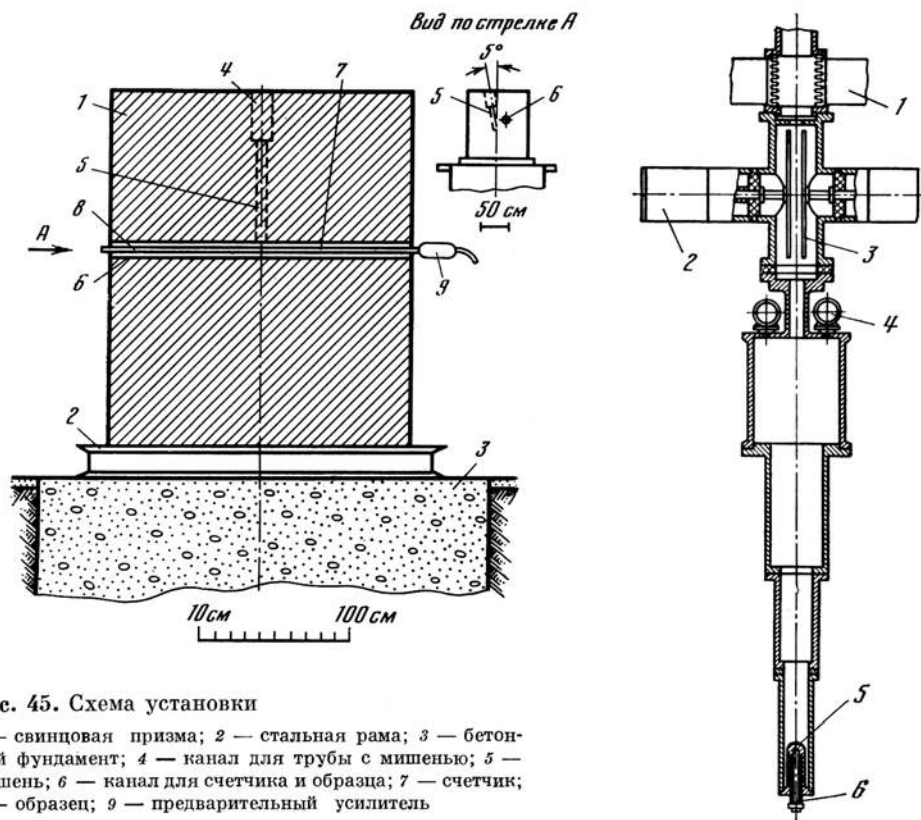


Рис. 45. Схема установки

1 — свинцовая призма; 2 — стальная рама; 3 — бетонный фундамент; 4 — канал для трубы с мишенью; 5 — мишень; 6 — канал для счетчика и образца; 7 — счетчик; 8 — образец; 9 — предварительный усилитель

Рис. 46. Труба с мишенью

1 — магнит для анализа ионного пучка по массам; 2 — импульсный трансформатор; 3 — отклоняющие пластины (электрический затвор); 4 — счетчики; 5 — мишень; 6 — нагреватель мишени

Схема работы устройства следующая. Линейная развертка записи отклоняет по экрану трубки загашенный электронный луч, который открывается в момент поступления импульсов от детектора частиц, оставляя на экране трубки потенциальный рельеф. Затем такая запись списывается при помощи линейной развертки списывания длительностью 100 мксек, наложенной на след развертки записи.

При списывании электронный луч открыт, благодаря чему на внешнем электроде, укрепленном перед экраном трубки, наводятся сигналы памяти, которые передаются для анализа по времени на основной анализатор. Одновременно с этим развертка списывания стирает запись, подготавливая экран к следующему циклу.

Изменяя скорость развертки записи, удается получить любую длительность канала регистрации в пределах 0,1—100 мксек.

В данной работе устройство памяти использовалось для измерений с шириной канала 0,5 мксек. Помимо того система включала два дополнительных канала, ширина и положение каждого из которых могли регулироваться в пределах 10—10000 мксек. Все временные интервалы контролировались кварцевым генератором на 1 Мгц и были известны с хорошей точностью.

При пониженном коэффициенте усиления усилителя установка регистрировала лишь большие импульсы, вызванные в детекторах незамедленными нейтронами с энергией 14 Мэв. Такие измерения использовались для определения положения и ширины нейтронной вспышки.

ИЗМЕРЕНИЯ С Ag, Zn, Mn, Cd и Cu

С указанными элементами были выполнены измерения временного хода интенсивности γ -лучей захвата. Измерения проводились попеременно с образцом в виде длинной трубки, одетой на счетчик и без образца. Интенсивность γ -лучей от захвата нейтронов в образце принималась пропорциональной разности отсчетов с образцом и без образца. Это не строго, так как, вообще говоря, при помещении образца фон счетчика изменяется: а) часть фона обусловлена γ -лучами, идущими из свинца; эти γ -лучи в какой-то мере поглощаются образцом; б) активация образца в результате захвата нейтронов приводит к дополнительному фону.

Однако в данных измерениях эффект, как правило, во много раз превосходил фон, а образцы были тонкими. Поэтому первой из указанных причин изменения фона можно было пренебречь. Активация же образца, материалов счетчика и призмы, а также наличие небольшого количества тепловых нейтронов, остающихся от предыдущего цикла, обуславливают небольшой фон, слабо спадающий за время ~ 100 мксек. Принималось, что эта слагающая фона равна интенсивности счета в конце рабочего цикла, т. е. непосредственно перед вспышкой. Она измерялась при помощи дополнительного канала, который при обычной длительности цикла (1600 мксек) фиксировал импульсы, приходящие за время между 1500—1600 мксек после вспышки.

На рис. 47 приведена кривая интенсивности γ -лучей захвата, полученная с образцом Ag толщиной 0,1 мм в призме $1,3 \times 1,3 \times 2$ м³.

Интенсивность γ -лучей быстро возрастает к малым временам замедления, что объясняется отнюдь не ростом сечения захвата, а возрастанием нейтронного потока к малым временам замедления. Величина потока находилась из измерений с борным счетчиком, эффективность которого в широкой области энергий пропорциональна $1/v$, т. е. согласно формуле (2), времени t . Число отсчетов борного счетчика равно

$$I_B = C_1 F(t)t, \quad (15)$$

где $F(t)$ — поток нейтронов, C_1 — постоянная.

Число отсчетов γ -счетчика равно

$$I_\gamma = C_2 F(t)\sigma_\gamma(t), \quad (16)$$

где $\sigma_\gamma(t)$ — сечение захвата, усредненное по спектру нейтронов в замедлителе в момент t ; C_2 — постоянная.

Сравнивая формулы (15) и (16), имеем

$$\sigma_\gamma = \frac{C_1 I_\gamma}{C_2 I_B} t. \quad (17)$$

Для получения абсолютной величины сечения захвата необходимо определить коэффициент C_1/C_2 . Это можно сделать, например, измерив значение I_γ/I_B для области тепловых энергий, поскольку сечения захвата тепловых

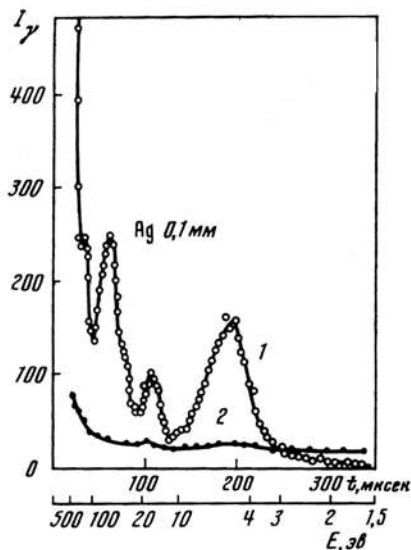
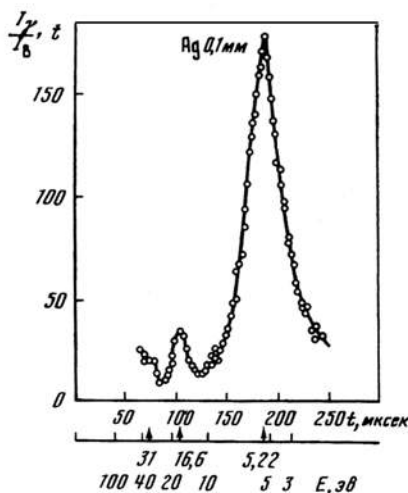
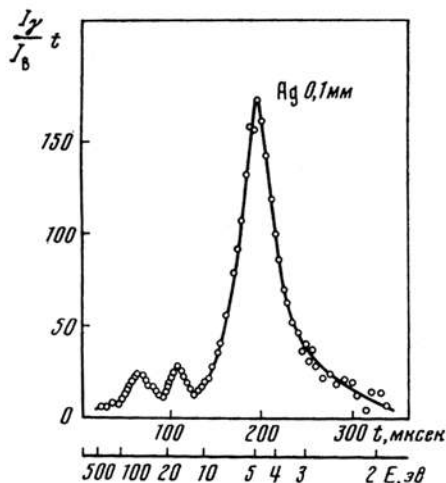


Рис. 47. Кривая интенсивности γ -лучей захвата, полученная с образцом Ag толщиной 0,1 мм
Призма $1,3 \times 1,3 \times 2$ м³;
1 — эффект; 2 — фон

Рис. 48. Кривая вероятности поглощения нейтрона в образце Ag толщиной 0,1 мм (в произвольных единицах)
Призма $1,3 \times 1,3 \times 2$ м³

Рис. 49. Кривая вероятности поглощения нейтрона в образце Ag толщиной 0,1 мм
Призма $2 \times 2 \times 2,3$ м³



нейтронов хорошо известны *. Однако на данном этапе работы мы не ставили перед собой задачи абсолютного определения сечений и ограничились относительными измерениями энергетического хода сечений, т. е. измерением хода величины $\frac{I_\gamma}{I_B} t$. Следует также отметить, что выражение (17) строго спра-

ведливо только для тонких образцов; в общем случае $\frac{I_\gamma}{I_B} t$ пропорционально не сечению, а вероятности поглощения нейтрона в образце.

Большинство проведенных нами до настоящего времени измерений отно-

* Эффективность γ -счетчика с толстым катодом из легкого вещества приблизительно пропорциональна энергии γ -кванта, ввиду чего эффективность регистрации γ -лучей захвата пропорциональна энергии связи нейтрона и должна слабо меняться при возможном, вообще говоря, изменении спектра γ -лучей от уровня к уровню данного изотопа.

сится к области энергий $E < 1000$ эв и лишь отдельные — к области до $E \sim 5$ кэв. Работа в области $E > 1000$ эв, т. е. при малых временах замедления ($t < 14$ мксек), естественно, труднее, так как: а) сильнее сказываются аппаратные погрешности, такие как, например, дрейф временного положения нейтронной вспышки; б) ухудшается отношение эффекта к фону, так как величина эффективного сечения захвата падает с энергией, в то время как при $E > 1$ кэв наблюдается крутое возрастание фона счетчика, причина которого пока не установлена.

Рассмотрим результаты измерений для отдельных веществ.

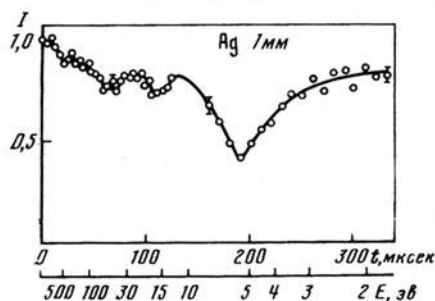


Рис. 50. Кривая пропускания, снятая с образцом Ag толщиной 1 мм. Призма $1,3 \times 1,3 \times 1,3$ м³

С серебром были проведены также измерения методом пропускания с использованием в качестве детектора нейтронов борного пропорционального счетчика. Образцом служила трубка из Ag диаметром 5,2 см, $l=51$ см, с толщиной стенок 1 мм. Кривая пропускания, снятая в призме $1,3 \times 1,3 \times 1,3$ м³, приведена на рис. 50. Минимумы кривой пропускания соответствуют пикам кривых вероятности захвата (рис. 48 и 49).

При измерениях в массе замедлителя кажущееся пропускание образца T , т. е. отношение числа отсчетов с образцом и без образца, меньше истинного пропускания, так как поглощение образцом нейтронов высокой энергии в предыдущие моменты времени приводит к уменьшению потока нейтронов, падающих на образец в данный момент времени. Этот эффект, затрудняющий анализ результатов, тем сильнее, чем больше нейтронов захватывает образец; в опытах с образцом толщиной 1 мм он уже был замечен. Поэтому были проведены измерения с образцом меньшего размера — толщиной 0,1 мм. Площадь впадины кривой пропускания при $E = 5,22$ эв удовлетворительно согласуется с ожидаемой, исходя из силы уровня $\sigma_0 \Gamma^2 = 377 \pm 25$ барн (эв)², найденной в работе [6].

Zn. По последним литературным данным [7], в области $E < 10$ кэв цинк обладает уровнями с энергией 225 эв, 455 эв, 530 эв, 1620 эв, 2300 эв, 2750 эв, 4600 эв. В свинцовой призме $2 \times 2 \times 2,3$ см³ были проведены измерения с образцами цинка толщиной 0,25 мм и 1 мм. Проявились три максимума, один из которых отвечает уровню 225 эв, второй представляет результат наложения неразрешенных уровней 455 эв и 530 эв, а третий — результат наложения уровней с $E > 1$ кэв (рис. 51). В условиях измерения (ширина канала 2 мксек) и длительность вспышки 2 мксек) последние уровни не могли быть разрешены. В лучших условиях измерения не проводились.

Ag. Графики $\frac{I_\gamma}{I_B} t$ для образца Ag тол-

щиной 0,1 мм приведены на рис. 48 (призма $1,3 \times 1,3 \times 2$ м³) и рис. 49 (призма $2 \times 2 \times 2,3$ м³). Энергетический ход полного сечения серебра неоднократно измерялся методом времени пролета. В последней работе [6] отмечены следующие уровни: $5,22 \pm 0,04$ эв; $16,6 \pm 0,15$ эв; $31,1 \pm 0,4$ эв; 40,8 эв; 42,4 эв и т. д.

В измерениях полностью разрешены уровни 5,22 и 16,6 эв. Уровень 31,1 эв также проявился; вышележащие уровни не разрешены, и пики на кривых в области энергий выше 31,1 эв отражают лишь флуктуации плотности и силы уровней.

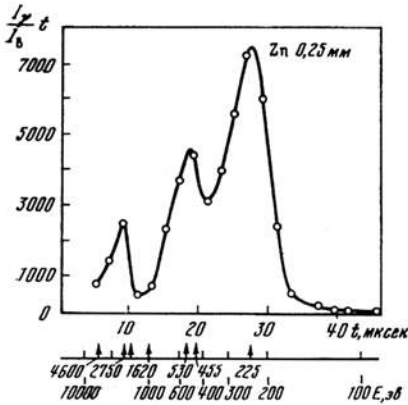
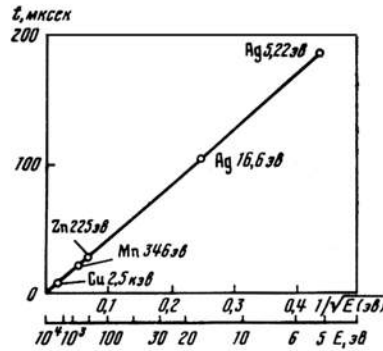
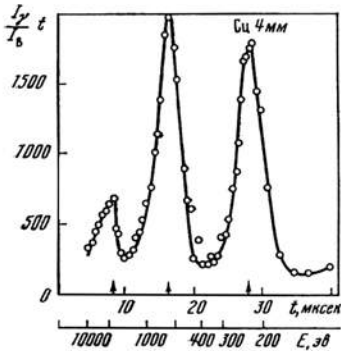


Рис. 51. Кривая вероятности поглощения нейтрона в образце Zn толщиной 0,25 мм. Призма $2 \times 2 \times 2,3$ м³

Рис. 52. Кривая вероятности поглощения нейтрона в образце Cu толщиной 4 мм. Призма $2 \times 2 \times 2,3$ м³

Рис. 53. График $t = f(E^{-1/2})$, где t — время замедления, E — средняя энергия нейтрона в момент t



Mn. Измерения проводились с образцом MnO толщиной 0,14 г/см² марганца. Наряду с известным уровнем марганца при $E = 346 \pm 11$ эв [6] проявился второй уровень при $E = 1100$ эв, обнаруженный в последних работах [6, 8].

Cd. В предварительных измерениях с образцом кадмия толщиной 0,5 мм проявились два уровня, положение которых совпадает с положением двух наиболее мощных уровней кадмия (88,2 и 27,2 эв), отмеченных в работе [9].

Cu. В работе [10], проведенной с моноэнергетическими пучками нейтронов от реакции $Li^7(p, n)$, сообщается об уровнях меди с энергией 2,5; 6 и 8 кэв. На кривой сечения меди в области $E < 10$ кэв, полученной методом времени пролета [11], имеются размытые выступы, в частности выступ при $E \sim 700$ эв; однако четко выявленных пиков нет.

Нами были проведены измерения интенсивности γ -лучей захвата с двумя образцами меди различного происхождения, один из которых был марки М-1, т. е. с содержанием примесей не свыше 0,1%. Образцы имели форму труб с толщиной стенок 3 и 4 мм. Один из полученных графиков представлен на рис. 52. Помимо известного по работе [10] уровня при 2,5 кэв, проявились еще два уровня: при энергии $E \simeq 250$ эв и $E \simeq 700$ эв*.

* В атласе нейтронных сечений (BNL-325), с которым мы имели возможность познакомиться на Женевской конференции, приведены уровни при $E = 240$ эв и $E = 600$ эв.

По точкам, соответствующим известным уровням Ag 5,22 эв и 16,6 эв, Zn 225 эв, Mn 346 эв и Cu 2,5 кэв, был построен график $t = f(E^{-1/2})$. График (рис. 53) в соответствии с формулой (1) представляет собой прямую линию. Это означает, что в области энергий до нескольких кэв можно пренебречь зависимостью сечения рассеяния свинца от энергии. Из наклона графика рис. 53 следует, что эффективное пролетное расстояние спектрометра составляет $L = 5,94 \pm 0,06$ м, а пробег и сечение рассеяния свинца равны соответственно $2,87$ см и $10,9 \pm 0,2$ барн в согласии с данными [11]. При помощи графика рис. 53 было определено также положение на шкале энергий упомянутых выше двух новых уровней меди.

ИНТЕНСИВНОСТЬ.

ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕЙТРОНОВ В СВИНЦЕ

Согласно формулам (13) и (14), интенсивность регистрации нейтронов борным счетчиком I и время замедления t связаны соотношением

$$\ln I = -\alpha \ln t - \frac{t}{T}. \quad (18)$$

Для сравнения с экспериментом необходимо знать среднее время жизни нейтрона в Рb. Поскольку данные об эффективном сечении захвата тепловых нейтронов в Рb колеблются в пределах $0,16$ барн [12] — $0,28$ барн [13], было предпринято прямое измерение среднего времени жизни нейтрона в свинцовой призме $2 \times 2 \times 2,3$ м³. В интервале времен 1000—7000 мксек после нейтронной вспышки плотность нейтронов спадает по экспоненциальному закону. После введения поправки на утечку тепловых нейтронов из призмы среднее время жизни нейтрона в свинце оказывается равным

$T = 890 \pm 40$ мксек и соответственно сечение захвата нейтронов с энергией $0,025$ эв $\sigma_c = 0,165 \pm 0,008$ барн.

Призма была собрана в основном из свинца марки СО чистоты 99,99%.

Значение $T = 890$ мксек подставлялось в формулу (18) и строился график $\ln I + \frac{t}{T} = f(\ln t)$ (рис. 54). При $t > 10$ мксек ($E < 2$ кэв) точки удовлетворительно ложатся на прямую, наклон которой соответствует $\alpha = 0,36$. Согласно формулам (13) и (10), должно быть $\alpha \approx 0,35$, т. е. согласие удовлетворительное. Отклонение от прямолинейной зависимости при $E > 2$ кэв ($t < 10$ мксек) может быть обусловлено несколькими факторами: влиянием высших гармоник пространственного распределения нейтронов, уменьшением сечения рассеяния свинца и, наконец, отступлением энергетического хода сечения реакции $V^{10}(n, \alpha)$ от закона $1/v$.

Перейдем к рассмотрению абсолютной величины нейтронной интенсивности в наших опытах. При времени замедления 50 мксек ($E \sim 100$ эв) и мощности источника 10^8 нейтронов в 1 сек число отсчетов борного счетчика диаметром 2,9 см и длиной 9,5 см составило 250 имп/мин на канал шириной 2 мксек.

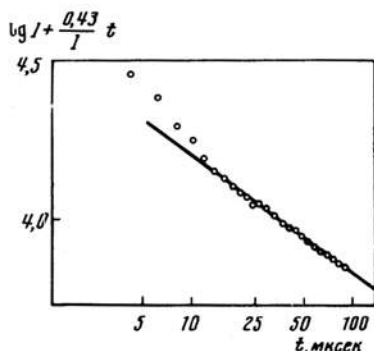


Рис. 54. Зависимость нейтронной интенсивности I от времени замедления

Такая величина согласуется с формулами (10) и (14), если учесть, что мощность источника удваивается за счет реакции $(n, 2n)$, вызываемой практически каждым D — T нейтроном в свинце, и если принять возраст нейтронов с энергией 100 эв равным $\tau \simeq 4 \cdot 10^3$ см².

Используя графики энергетического хода полного сечения нейтронов в свинце [11], находим, что указанному возрасту отвечает начальная энергия нейтронов $E_0 \sim 1$ Мэв. Этот результат представляется вполне разумным, поскольку первичные D — T нейтроны быстро деградируют по энергии в результате реакции $(n, 2n)$ и неупругого рассеяния на ядрах Рв.

В спектрометре по времени пролета, используемом в качестве источника нейтронов линейный ускоритель электронов [14], интенсивность регистрации медленных нейтронов составляла 8 имп/мин на канал 2 мксек при пролетном расстоянии 10 м и интенсивности первичных нейтронов 10^9 нейтр/сек. При этом для регистрации использовался счетчик диаметром 6,3 см и длиной 50 см, заполненный обогащенным В¹⁰F₃ до давления 600 мм рт. ст.

Приводя к эффективности регистрации, интенсивности источника и эффективному пролетному расстоянию, имевшим место в наших измерениях, получим интенсивность регистрации 0,024 имп/мин. При $E = 100$ эв разрешающая способность 30% может быть достигнута на спектрометре [14] при пролетном расстоянии $L = 3$ м; при уменьшении пролетного расстояния до 3 м эффективность регистрации возрастает до 0,19 имп/мин. Цифры 0,024 и 0,19 имп/мин следует сравнить со значением 250 имп/мин в наших опытах. Как видно, выигрыш в интенсивности, даваемый методом времени замедления, составляет в данном случае 3—4 порядка.

СРАВНЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ХОДА СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ Li⁶ (n, α) и В¹⁰ (n, α)

Идентичные по конструкции ионизационные камеры, одна из которых содержала слой Li⁶F 0,3 мг/см², вторая слой В₂O₃ 0,5 мг/см², попеременно помещались в одну и ту же точку свинцовой призмы, и снимался временной ход интенсивности счета. Очевидно, отношение скоростей счета двух камер

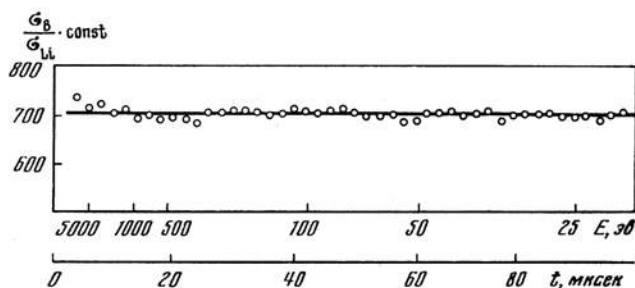


Рис. 55. Энергетический ход отношения сечений реакций (n, α) в В¹⁰ и Li⁶ (в произвольных единицах)

равно с точностью до постоянного множителя отношению сечений реакций Li⁶ (n, α) и В¹⁰ (n, α). Результаты измерений представлены на рис. 55. В области от 20 эв до 5 кэв отношение сечений этих реакций постоянно с точностью $\sim 2\%$. Тем самым подтвержден и распространен на область больших энергий результат Ю. В. Адамчука, Б. В. Ефимова и М. И. Певзнера, установивших постоянство отношения сечений в интервале 0,025—750 эв.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Приведенные результаты измерений показывают, что характеристики спектрометра по времени замедления в свинце соответствуют теоретическим предсказаниям. Действительно, линейная связь (формула (1)) между временем замедления и обратной величиной скорости соблюдается, причем величина эффективного пролетного расстояния L в пределах точности измерения ($\sim 2\%$) согласуется с известными данными о сечении рассеяния медленных нейтронов в Pb.

Временной ход плотности замедления нейтронов в свинцовой призме и ее абсолютная величина удовлетворительно согласуются с предсказаниями возрастной теории замедления (уравнения (13) и (14)). Разрешающая способность по энергии также соответствует теоретически ожидаемому значению ($\sim 30\%$), по крайней мере, в области энергий $E < 100$ эв.

Это следует из рассмотрения графика сечения захвата Ag (рис. 49): уровни 40,8 эв и 31,1 эв, расстояние между которыми составляет 27% от полусуммы энергий, разрешены или во всяком случае находятся на грани разрешения. Этот вывод подтверждается также формой 5-вольтового пика Ag (рис. 49). Ширина этого пика на половине высоты составляет 40 мксек, тогда как ожидаемая ширина с учетом ширины полос поглощения и аппаратурного разброса времен равна ~ 36 мксек.

Следует отметить, что первоначальные измерения с призмой меньшего размера ($1,3 \times 1,3 \times 2$ м³) дали большую ширину пика — 50 мксек (рис. 48). В этих измерениях счетчик помещался в канале большего размера (7×7 см²), а длительность нейтронной вспышки составляла 6 мксек против 2 мксек в последних измерениях.

Оценки показывают, однако, что эти факторы не объясняют различия в ширине пиков. Можно предполагать, что большая ширина пика в измерениях с малой призмой обусловлена расширением спектра за счет примеси нейтронов, отраженных бетонным фундаментом установки и в особенности — стенами помещения, которые были уставлены защитными баками с водой. Влияние отраженных нейтронов должно быстро падать с увеличением размеров свинцовой призмы. В призме $2 \times 2 \times 2,3$ м³ оно уже не ощущается в заметной степени.

В области выше 100 эв резонансные линии шире, чем можно было бы ожидать. Так, ширина пика 225 эв Zn составляет 6 мксек на половине высоты вместо 4,5 мксек. Не исключена возможность, что часть расхождения связана с недооценкой аппаратурного расширения пиков, играющего тем большую роль, чем выше энергия. С другой стороны, вполне возможно, что при $E > 100$ эв уже сказывается расширение пиков за счет большой ширины начального энергетического спектра. Вопрос о разрешающей способности спектрометра при $E > 100$ эв требует дальнейшего изучения.

В области $E \lesssim 1$ кэв фон γ -лучей в свинцовой призме относительно мал и позволяет производить измерения сечений поглощения по γ -лучам захвата, используя сравнительно тонкие образцы. Используемые нами толщины Ag 0,1 мм, Zn 0,25 мм еще далеки от предела. Однако величина фона на порядок больше того, что могут дать γ -лучи от захвата нейтронов в Pb, если предположить для Pb справедливость закона $1/v$. Расхождение особенно велико в области $E > 1$ кэв. Добавочный фон может быть обусловлен рядом причин: захватом нейтронов в материале счетчика и в примесях к Pb, обладающих густо расположенными уровнями (например, Ag); возбуждением изомерных уровней при неупругом рассеянии первичных нейтронов; наличием резо-

нансных уровней у одного из изотопов Рь. Величина $\frac{I_{\Phi}}{I_B} t$ (I_{Φ} — интенсивность фона) обнаруживает немонотонный ход; анализ происхождения пиков еще не проведен.

Вопрос о γ -фоне требует внимательного изучения, так как дальнейшее уменьшение фона еще более расширит возможности метода времени замедления. Одним из путей уменьшения фона является экранировка γ -счетчика от массы свинца веществом, слабо поглощающим нейтроны, но сильно поглощающим γ -лучи. Идеальным для этой цели является дважды магический изотоп свинца Рь²⁰⁸.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали возможность использования метода времени замедления в свинце для спектрометрии нейтронов в области энергий от 1 эв до ~ 10 кэв и выявили его основные характеристики: а) эффективное пролетное расстояние $L = 6$ м; б) разрешающая способность по энергии $\sim 30\%$ в интервале энергий от нескольких электрон-вольт до сотен электрон-вольт и хуже вне этого интервала; в) выигрыш в интенсивности на 3—4 порядка по сравнению с методом времени пролета; г) малый γ -фон.

По разрешающей способности метод времени замедления не может конкурировать с методом времени пролета. Однако он может явиться полезным дополнением к методу времени пролета, так как позволяет производить измерение энергетического хода суммарного сечения поглощения нейтронов и отдельно сечений реакции (n, γ) и реакций с вылетом заряженных частиц даже в тех случаях, когда эти сечения составляют малую долю полного сечения взаимодействия.

В качестве примера использования метода времени замедления приводятся результаты измерения отношения сечений реакций $\text{Li}^6(n, \alpha)$ и $\text{B}^{10}(n, \alpha)$, которое найдено не зависящим от энергии в области $E < 5$ кэв. Новый результат получен также в опытах с медью: обнаружены два не отмеченных в литературе уровня при $E \simeq 250$ эв и $E \simeq 700$ эв.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Е. Лазарева, Е. Л. Фрейнберг. Частное сообщение, 1950.
2. Ф. Л. Шануро. Доклад на семинаре, ФИАН СССР, 1950.
3. J. R. Prescott. Proc. Phys. Soc., 1954, 67A, 540.
4. R. D. Albert, M. L. Yeater, E. R. Gaerttner. Bull. Am. Phys. Soc., 1954, 29, N 4, 56; J. E. Draper, C. P. Baker, in the same issue; E. Meservey. Phys. Rev., 1954, 96, 1006.
5. И. В. Штранух. Диссертация. ФИАН СССР, 1954.
6. F. G. P. Seidl, D. J. Hughes, H. Palevski, I. S. Levin, W. J. Kato, N. G. Sjöstrand. Phys. Rev., 1954, 95, 476.
7. L. M. Bollinger, D. A. Dahlberg. Bull. Am. Phys. Soc., 1954, 29, N 4, 57.
8. L. M. Bollinger, R. R. Palmer, D. A. Dahlberg. Bull. Am. Phys. Soc., 1954, 29, N 4, 57.
9. R. R. Palmer, L. M. Bollinger. Bull. Am. Phys. Soc., 1953, 28, N 3, 25.
10. H. Marschak. Bull. Am. Phys. Soc., 1954, 29, N 1, 37.
11. Д. Юз и др. Атлас нейтронных сечений. 2040, 1952.
12. S. P. Harris, C. O. Muehlause, S. Rasmussen et al. Phys. Rev., 1950, 80, 342.
13. F. C. W. Colmer, D. L. Littler. Proc. Phys. Soc., 1950, 63A, 1175.
14. A. Merrison, E. R. Wiblin. Proc. Roy. Soc., 1952, 215, 278.
15. G. Placzek. Manhattan Project Report A—25 (приведено у Маршака [16]).
16. R. Marschak. Rev. Mod. Phys., 1947, 19, 185.
17. G. von Dardel. Phys. Rev., 1954, 94, 12.
18. М. В. Казарюевский. Диссертация. ФИАН СССР, 1955.

ВОЗМОЖНЫЙ МЕТОД ПРИМЕНЕНИЯ РЕАКТОРА ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ *

В своем докладе г-н Юз рассматривает ряд взаимно дополняющих методов применения реактора для спектрометрии медленных нейтронов. Я хотел бы кратко описать еще один возможный путь применения реактора для этой цели. В современных физических реакторах величина потока тепловых нейтронов достигает значения 10^{14} нейтр. · см²/сек. Это соответствует плотности нейтронов, равной $4 \cdot 10^8$ нейтр. · см³, и давлению нейтронного газа, равному 10^{-8} мм рт. ст.

Успехи, достигнутые в технике получения ионных пучков, позволяют поставить эксперименты, в которых газ тепловых нейтронов служит в качестве мишени для бомбардировки.

Предположим, что у нас имеется ионный ток, равный 1 ма ($6 \cdot 10^{15}$ ион/сек), протекающий через область нейтронного поля длиной в 1 м. Предположим, что сечение нейтронного захвата или, точнее, сечение активации σ составляет 1 барн. Тогда активность при насыщении будет равна $A = n\sigma J = 4 \cdot 10^8 \cdot 10^{-24} \cdot 10^2 \cdot 6 \cdot 10^{15} = 240$ распад/сек.

Эта величина на два-три порядка превосходит величину минимально регистрируемой активности. Собирая ионы, прошедшие через реактор, и измеряя значение активности при насыщении как функцию энергии ионного пучка, мы получим энергетический ход сечения активации нейтронами данного вещества. Очевидно, что измеренное таким образом сечение относится к энергии нейтронов, равной $E = \frac{mV_0^2}{2}$, где m — масса нейтрона, а V_0 — скорость ионов. Эта величина в M раз меньше, чем энергия ионов, где M — массовое число иона.

Величина разрешающей способности этого метода нейтронной спектрометрии определяется разбросом скоростей тепловых нейтронов. Этот разброс можно определить из формулы

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \sqrt{\frac{2kT}{E}},$$

где T — абсолютная температура нейтронного газа.

Некоторые характеристики этого метода приведены в таблице.

При охлаждении нейтронного газа разрешение улучшается. Так, при тех же условиях и при $T = 20^\circ \text{K}$, $\Delta E/E = 0,36\%$ ($0,004$ мксек/м) для 1 кв.

Преимущества рассматриваемого метода следующие: 1) хорошая разрешающая способность в области энергий сотен и тысяч электрон-вольт; 2) возможность раздельного изучения уровней каждого изотопа в естественной смеси; 3) измерение сечения активации, а не полного нейтронного сечения; 4) малое количество необходимого вещества, что делает возможным прове-

* Материалы Международной конференции в Женеве, август 1955 г. Т. 4. Академидат, 1957, стр. 144—146.

Энергия нейтронов, <i>кэв</i>	0,1	1	10
Энергия ионов $M=200$ <i>кэв</i>	20	200	2000,
Разрешающая способ- ность $\Delta E/E$:	4,5%	1,4%	0,45%
при $T=300^\circ$ К	1,2%	(0,016 <i>мксек/м</i>)	($1,6 \cdot 10^{-3}$ <i>мксек/м</i>)
при $T = 20^\circ$ К		0,36%	0,12%
		(0,004 <i>мксек/м</i>)	($4 \cdot 10^{-4}$ <i>мксек/м</i>)

дение экспериментов с радиоактивными изотопами; 5) отпадают трудности, связанные с влиянием свойств твердого тела на форму резонансной линии.

Ограничения этого метода состоят в следующем: 1) ионный источник и коллектор, расположенные вне реактора, требуют полной защиты от рассеянных нейтронов; 2) для проведения полной серии экспериментов необходимо значительно большее время, так как одновременно можно исследовать только один из интервалов энергии; 3) невозможность проведения опытов с изотопами, которые дают в результате нейтронного захвата стабильные или долгоживущие элементы; 4) трудность фокусировки ионного пучка на коллектор в результате отдачи ядра при испускании γ -кванта после захвата нейтрона.

ИЗУЧЕНИЕ ДИФФУЗИИ НЕЙТРОНОВ В БЕРИЛЛИИ, ГРАФИТЕ И ВОДЕ ИМПУЛЬСНЫМ МЕТОДОМ *

Совместно с А. В. Антоновым, А. И. Исаковым, И. Д. Муриным,
Б. А. Неупокоевым, И. М. Франком и И. В. Штрапином

ВВЕДЕНИЕ

До последнего времени основные исследования по диффузии тепловых нейтронов были проведены путем изучения стационарных распределений плотности нейтронов, получаемых от постоянных источников. В этих работах непосредственно измерялась диффузионная длина L , в то время как коэффициент диффузии D , или среднее время жизни нейтронов в веществе T , обычно определялся по косвенным данным.

Прямые измерения времени существования свободного нейтрона в веществе немногочисленны и зачастую носят характер контрольных измерений [1, 2].

Лишь за последнее время появилось несколько независимо от нас выполненных работ [3, 4, 5], в которых импульсные источники нейтронов применялись для изучения диффузии нейтронов. Объектом исследования в этих работах служила вода.

При работе с мигающим источником нейтронов непосредственно измеряемой величиной является затухание плотности нейтронного газа во времени. В этом случае коэффициент диффузии D всегда является величиной, от которой непосредственно зависят результаты опытов. Это позволяет измерять коэффициенты диффузии с точностью до нескольких процентов, т. е. не только проще, но и значительно точнее, чем обычными методами стационарной диффузии.

Кроме того, метод нестационарной диффузии позволяет подойти к изучению конечных стадий процесса замедления нейтронов и к изучению зависимости коэффициента D от условий, в которых находится нейтронный газ. Выяснение этих мало изученных особенностей диффузии нейтронов имеет важное значение для ряда вопросов нейтронной физики.

Вторая особенность метода нестационарной диффузии связана с размерами системы, в которой проводятся измерения. В опытах с мигающим источником нейтронов роль координаты, функцией которой является изменяемая величина плотности нейтронов, играет время.

Из дальнейшего изложения будет видно, что требования, во многом аналогичные тем, которые в известном методе экспоненциальной призмы предъявляются к расстоянию источник—детектор, в этом случае предъявляются к интервалу времени между генерацией нейтронов и моментом их регистрации. Что касается размеров системы, то они могут быть ограничены по всем трем осям координат. Поэтому призма может быть заменена, например, кубом. Возможность уменьшения количества материала, необходимого для исследования, в ряде случаев может иметь практическое значение.

В данной работе были выполнены измерения коэффициента диффузии D для бериллия, углерода и воды. Одновременно выяснялась зависимость D

* Физические исследования. Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Академиздат, 1957, стр. 158. Текст на английском языке: Материалы Женевской конференции 1955 г., т. 5, стр. 3—12.

от размеров замедлителя, связанная с нарушением теплового равновесия нейтронного газа, вызванным оттоком нейтронов из вещества. Для воды определялась также зависимость D от температуры воды.

Сечение поглощения нейтронов в воде сравнительно велико и поэтому время жизни нейтронов T , определяемое поглощением, и величина диффузионной длины L для воды измеряются вполне надежно. Для измерений этих величин в веществах, слабо поглощающих нейтроны (таких, как Be и C), размеры системы должны быть соответственно увеличены. При этом количества вещества, необходимые для измерений, остаются все же малыми по сравнению с теми, которые используются в методе призмы. Из измерений, выполненных для графита, также были определены L и T ; в случае бериллия использованные размеры были недостаточны для точного определения этих констант.

ТЕОРИЯ МЕТОДА

Будем предполагать, что образец из замедляющего нейтроны вещества облучается кратковременной (практически мгновенной) вспышкой быстрых нейтронов. По прошествии некоторого времени нейтроны в этом образце замедляются до скоростей, близких к тепловым, и их поведение будет описываться уравнением диффузии

$$D\Delta n - \frac{n}{T} = \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (1)$$

где T — среднее время жизни нейтронов, определяемое поглощением среды. Для веществ, которые изучались в этой работе, сечение поглощения нейтронов можно считать меняющимся по закону $1/v$; следовательно, величина T должна быть постоянна, по крайней мере, для медленных нейтронов. Что касается коэффициента диффузии D , то можно считать его медленной функцией времени.

Для разделения переменных ищем частное решение уравнения (1) в виде

$$n(x, y, z, t) = S(x, y, z) e^{-t/T} f(t). \quad (2)$$

Тогда вместо уравнения (1) имеем

$$\frac{d}{dt} f(t) = -\Omega D(t) f(t), \quad (3)$$

$$\Delta S(x, y, z) = -\Omega S(x, y, z). \quad (4)$$

В результате общее решение должно иметь вид

$$n(x, y, z, t) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{lmn} S_{lmn}(x, y, z) \exp \left[- \left(\frac{t}{T} + \Omega_{lmn} \int_0^t D(t) dt \right) \right], \quad (5)$$

где A_{lmn} определяются начальными условиями, а S_{lmn} и Ω_{lmn} — собственные функции и собственные значения уравнения (4) при заданных краевых условиях. Для определения краевых условий делается допущение, что плотность нейтронов, а следовательно, и $S_{lmn}(x, y, z)$ обращаются в нуль на экстраполированных границах замедлителя, т. е. на расстоянии $0,71 \lambda_t$ вне геометрических границ образца. Таким образом, при известном транспортном пробеге

λ_t , возможные значения Ω_{lmn} однозначно определяются заданием размеров и формы исследуемого вещества*.

Из уравнения (5) видно, что плотность нейтронов представляется в виде суммы экспоненциальных членов, в показателе которых стоит со знаком минус величина

$$\bar{\alpha}_{lmn}t = \Omega_{lmn} \int_0^t D(t) dt + \frac{t}{T}. \quad (6)$$

Для дальнейшего существенно возможность выделения первого члена разложения (5) с наименьшей величиной α , наиболее медленно затухающего со временем. Нетрудно дать приближенную оценку необходимых для этого условий. Допустим, что замедление нейтронов в исследуемом веществе может быть описано при помощи возрастного уравнения Ферми

$$\Delta q = \frac{\partial q}{\partial \tau}, \quad (7)$$

где q — плотность замедления нейтронов.

Если пренебречь зависимостью λ_t от энергии, то решение уравнения (7) будет иметь вид

$$q(\tau) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} B_{lmn} S_{lmn}(x, y, z) e^{-\Omega_{lmn}\tau}, \quad (8)$$

где $S_{lmn}(x, y, z)$ и Ω_{lmn} — по-прежнему собственные функции и собственные значения уравнения (4) при тех же краевых условиях. Коэффициенты B_{lmn} определяются начальным распределением быстрых нейтронов. Так как плотность замедления нейтронов при возрасте τ , соответствующем замедлению до скоростей, близких к тепловым, является начальным распределением для диффузии, то следует положить

$$B_{lmn} e^{-\Omega_{lmn}\tau} = A_{lmn}. \quad (9)$$

Подставляя уравнение (9) в уравнение (5), получаем, что относительная величина отдельных членов ряда, определяющего $n(x, y, z, t)$, пропорциональна величинам B_{lmn} и зависит от величин показателей степени, равных

$$\alpha'_{lmn}t = \Omega_{lmn}\tau' + \frac{t}{T}, \quad (10)$$

где τ' — обобщенный возраст нейтрона.

$$\tau' = \tau + \int_0^t D(t) dt. \quad (11)$$

Так как относительная величина коэффициентов B_{lmn} может быть оценена, то нетрудно найти такие τ' , а следовательно, и $t > t'$, при которых можно пренебречь в разложении всеми членами, кроме первого, содержащего

* Для размеров образцов, больших по сравнению с λ_t , для которых только и возможно пользоваться написанными выше уравнениями, нет необходимости заранее знать точное значение λ_t . По этой же причине при определении краевых условий можно считать λ_t в известных пределах не зависящей от скорости нейтронов.

наименьшее $\Omega_{min} = \Omega$. В этом случае

$$n(x, y, z, t) = C(x, y, z) \exp\left[-\left(\frac{t}{T} + \Omega \int_0^t D(t) dt\right)\right], \quad (t > t'). \quad (12)$$

Что касается величины Ω , то если исследуемая система имеет форму параллелепипеда, то

$$\Omega = \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{c^2} \right), \quad (13)$$

где $2a$, $2b$ и $2c$ — экстраполированные длины ребер параллелепипеда.

При цилиндрической форме системы

$$\Omega = \left(\frac{2405}{R} \right)^2 + \frac{\pi^2}{4h^2}, \quad (14)$$

где R — экстраполированный радиус, а $2h$ — экстраполированная высота цилиндра. Из уравнения (12) видно, что если к моменту t_1 равновесие между нейтронным газом и средой не успевает установиться [$D(t)$ зависит от времени], то затухание плотности будет происходить по закону, отличному от экспоненциального. Поскольку коэффициент D определенным образом связан со спектром скоростей нейтронного газа, то изучение начальной стадии затухания дает возможность судить об особенностях установления равновесия нейтронов со средой.

С увеличением времени величины D стремится к некоторому постоянному значению, являющемуся равновесным для данных условий опыта. Эта равновесная величина зависит не только от состава вещества замедлителя и его температуры, но и от величины оттока нейтронов из среды.

Действительно, величина $D(v) = \frac{\lambda_t(v)v}{3}$ является функцией скорости нейтронов, поэтому относительная величина оттока нейтронов из системы различна для нейтронов различных скоростей.

В результате этого спектр нейтронов в веществе замедлителя обедняется нейтронами, для которых $D(v)$ имеет наибольшее значение. Одновременно обмен энергии между нейтронами и средой стремится вернуть распределение к равновесному при данной температуре.

Устанавливающееся в результате одновременного действия этих двух факторов равновесие должно приводить к тому, что величина D в ограниченной среде будет несколько меньше, чем величина D_0 для нейтронов, находящихся в тепловом равновесии. Поскольку отток нейтронов пропорционален Ω [так как $\Delta n = -\Omega n$, см. уравнение (4)], то величина D должна быть при этом функцией Ω . Ниже будет показано, что при D , близком к D_0 , величина D убывает линейно с увеличением Ω . Таким образом, в системе ограниченных размеров

$$D(\Omega) = D_0 - c\Omega. \quad (15)$$

Из сказанного следует, что после того, как $D(t)$ достигло стационарного значения $D(\Omega)$, плотность нейтронов должна убывать экспоненциально, как $e^{-\alpha t}$, причем [см. уравнения (12) и (15)]

$$\alpha = \frac{1}{T} + \Omega(D_0 - c\Omega). \quad (16)$$

Для хороших замедлителей экспоненциальный закон затухания устанавливается достаточно быстро. Если на графике по оси ординат откладывать измеренную величину α , а по оси абсцисс величину Ω , соответствующую данным размерам системы, то, согласно уравнению (16), должна получиться квадратичная зависимость. При этом с уменьшением Ω (т. е. при увеличении размеров системы) эта зависимость должна стремиться к линейной. Тангенс угла наклона этой асимптотической прямой дает величину D_0 , отрезок,

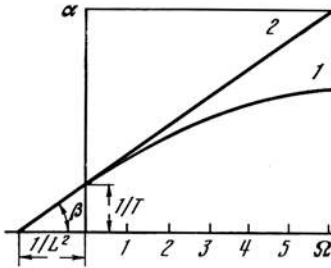


Рис. 56. Парабола $\alpha = 1/T + D_0\Omega - c\Omega^2$ (1) и касательная к параболе 1 в точке $\Omega = 0$ ($y = 1/T + D_0\Omega$) (2). Угловым коэффициентом этой прямой ($\operatorname{tg} \beta$) есть D_0 .

отсекаемый ею на оси ординат, равен $1/T$, а пересечение ее с осью абсцисс происходит на расстоянии от начала координат, равном $1/L^2$ (рис. 56).

В действительности зависимость α от Ω для исследованных нами веществ Be, C и H_2O при больших размерах систем близка к линейной. Однако для точного определения констант D_0 , L^2 и T , получаемых из экстраполяции к нулю зависимости α от Ω , приходится учитывать отклонения от линейного закона в той области изменения Ω , для которой выполняются измерения. При этом одновременно определяется и величина c (см. уравнение (16)).

Качественно вопрос о зависимости D (Ω) от Ω может быть выяснен, если допустить, что замедлившиеся нейтроны можно рассматривать как смесь двух сортов нейтронов с различными коэффициентами D . Это означает, что в качестве первого приближения одногрупповое рассмотрение заменяется двухгрупповым.

Уравнения диффузии в этом случае имеют вид

$$\left(D_1\Delta - \frac{1}{T} - \beta_1\right)n_1 + \beta_2 n_2 = \frac{\partial n_1}{\partial t}, \quad (17)$$

$$\left(D_2\Delta - \frac{1}{T} - \beta_2\right)n_2 + \beta_1 n_1 = \frac{\partial n_2}{\partial t}. \quad (18)$$

Здесь D_1 и D_2 — коэффициенты D для нейтронов первой и второй групп; β_1 — вероятность того, что нейтрон в результате взаимодействия со средой в единицу времени перейдет из группы 1 в группу 2; β_2 — вероятность обратного перехода.

Будем предполагать, что краевые условия для нейтронов обеих групп одинаковы, т. е. что плотность обращается в нуль на той же экстраполированной границе, как и при одногрупповом рассмотрении.

Тогда при решении уравнений (17) и (18) можно пользоваться теми же функциями $S_{lmn}(x, y, z)$ и теми же собственными значениями Ω_{lmn} .

При больших t можно ожидать, что плотность нейтронов будет определяться частным решением уравнений (17) и (18), соответствующим

наименьшему Ω . Тогда

$$n = n_1 + n_2 = S_0(x, y, z) e^{-\left(\frac{1}{T} + \frac{D_1 + D_2}{2} \Omega + \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}\right) t} \{C_1 e^{-qt} + C_2 e^{+qt}\}, \quad (19)$$

$$q = \frac{1}{2} (\beta_1 + \beta_2) \sqrt{1 + \frac{(D_1 - D_2)^2 \Omega^2 + 2(D_1 - D_2)(\beta_1 - \beta_2) \Omega}{(\beta_1 + \beta_2)^2}}. \quad (20)$$

Таким образом, изменение плотности нейтронного газа представляется в виде суммы двух экспонент, из которых одна, соответствующая показателю $-qt$, затухает быстрее, чем вторая $(+qt)$. Из уравнений (19) и (20) видно, что скорость установления равновесия между группами и декремент затухания экспоненты после установления равновесия связаны между собой и определяются значениями $D_1, D_2, \beta_1, \beta_2, \Omega$.

Допустим, что равновесие между группами установилось, т. е. что первой экспонентой можно пренебречь по сравнению со второй. Предположим теперь, что установление теплового равновесия между группами происходит настолько быстро, что возможны такие Ω , что

$$\frac{|D_1 - D_2| \Omega}{\beta_1 + \beta_2} \ll 1. \quad (21)$$

Это означает, что различие величин оттоков нейтронов обеих групп из системы мало по сравнению со скоростью перемешивания между группами. В этом случае величину q можно разложить в ряд по степеням Ω . Тогда для коэффициента затухания экспоненты уравнения (19) получим

$$\alpha = \frac{1}{T} + \frac{\beta_2 D_1 + \beta_1 D_2}{\beta_1 + \beta_2} \Omega - \frac{\beta_1 \beta_2 (D_1 - D_2)^2}{(\beta_1 + \beta_2)^3} \Omega^2 + \frac{\beta_1 \beta_2 (\beta_1 - \beta_2) (D_1 - D_2)^3}{(\beta_1 + \beta_2)^5} \Omega^3 + \dots \quad (22)$$

Член, содержащий Ω^3 при выполнении условия (21), мал по сравнению с квадратичным членом, и им можно пренебречь. Коэффициент при первой степени Ω

$$D_0 = \frac{D_1 \beta_2 + D_2 \beta_1}{\beta_1 + \beta_2} \quad (23)$$

есть не что иное, как коэффициент диффузии в случае теплового равновесия, так как при равновесии $\frac{n_1}{n_2} = \frac{\beta_2}{\beta_1}$. Таким образом, из уравнения (22) получаем зависимость $D(\Omega)$, совпадающую с уравнением (15), причем

$$c = \frac{\beta_1 \beta_2 (D_1 - D_2)^2}{(\beta_1 + \beta_2)^3}. \quad (24)$$

Таким образом, величина c существенно зависит от разброса величины D для разных участков спектра тепловых нейтронов и обратно пропорциональна скорости обмена энергии нейтронов со средой.

Полученная здесь линейная зависимость D от Ω не связана с предположением о достаточности двухгруппового приближения. Качественно результат сохраняется и при многогрупповом рассмотрении. Существенным является лишь сделанное выше предположение о малости отклонения спектра нейтронов от равновесного.

Прежде чем переходить к экспериментальной части работы, отметим, что метод мигающего источника нейтронов может дать полезные результаты не

только в замедлителе, размеры которого ограничены по всем трем осям координат, но и в сочетании с методом призмы.

Допустим, что источник быстрых нейтронов помещен в точке $x = y = z = 0$ на оси призмы, имеющей прямоугольные сечения и бесконечно протяженной в направлении оси x . Экстраполированные размеры призмы по осям y и z примем за $2b$ и $2c$.

Нетрудно и в этом случае найти зависимость плотности нейтронов от координат и времени. Будем считать, что замедление нейтронов в веществе, из которого изготовлена призма, подчиняется возрастной теории. Тогда, начиная с некоторого момента времени после начала вспышки, зависимость плотности нейтронного газа от координат и времени имеет вид

$$n(x, y, z, t) = \frac{A}{\sqrt{4\pi\tau'}} \exp \left[- \left(\frac{x^2}{4\tau'} + \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{1}{b^2} + \frac{1}{c^2} \right) \tau' + \frac{t}{T} \right) \right] \cos \frac{\pi}{2b} y \cos \frac{\pi}{2c} z, \quad (25)$$

где τ' — обобщенный возраст нейтрона (см. уравнение (11)). Из уравнения (25) видно, что для больших x зависимость плотности нейтронов от времени имеет своеобразный характер. Для ранних моментов времени, для которых $\frac{x^2}{4\tau'} \gg 1$, плотность мала. При увеличении t она достигает максимума и затем затухает в результате возрастания величины второго и третьего членов, стоящих в показателе степени. Этот результат означает, что при исследовании с призмой на каждом заданном расстоянии от источника основную роль играют нейтроны, обобщенный возраст которых близок к некоторой определенной величине.

Допустим, что измерения выполняются так же, как и в обычной призме, т. е. в двух точках, но при заданном t . Тогда из (25) получаем

$$\ln \frac{n(x_1)}{n(x_2)} = \frac{x_2^2 - x_1^2}{4\tau'}. \quad (26)$$

Таким образом, эти измерения позволяют определить обобщенный возраст нейтронов τ' . Зависимость τ' от t при больших t должна быть линейной, причём $\frac{d\tau'}{dt} = D$, а экстраполяция этой прямой к $t = 0$ дает эффективное значение возраста τ для замедления нейтронов в данном веществе.

Одновременно из измерения затухания плотности нейтронов в заданной точке нетрудно получить величину T . Таким образом, метод мигающей призмы позволяет найти все основные параметры, характеризующие поведение нейтронов в замедлителе, а именно τ , D и T .

УСТАНОВКА И ИЗМЕРЕНИЯ

В качестве источника нейтронов применялась высоковольтная (на 400 кВ) импульсная ионная трубка, генерировавшая быстрые нейтроны за счет реакции $D + T$. Длительность вспышки быстрых нейтронов составляла около 6 мксек и частота повторения вспышек 50—1000 гц.

Вблизи мишени располагалась система из исследуемого вещества и около нее пропорциональный борный счетчик. Для защиты от фона рассеянных нейтронов исследуемое вещество вместе со счетчиком окружалось листовым кадмием, а в случае измерений с водой — также слоем V_4C . Нейтроны реги-

стрировались пропорциональным счетчиком, заполненным BF_3 , обогащенным ^{10}B (внешний диаметр $d = 14$ мм, длина 300 мм). В части измерений (измерения с бериллием) использовалась борная ионизационная камера.

Усиленные импульсы от счетчика поступали на амплитудный дискриминатор, отсекавший шумы, формировались и подавались на вход двух идентичных одноканальных временных анализаторов. Работа обоих анализаторов была синхронизирована с работой импульсного источника нейтронов таким образом, чтобы запуск временных анализаторов происходил одновременно с началом вспышки быстрых нейтронов.

Каждый из анализаторов позволял производить регистрацию импульсов, возникающих в счетчиках, в течение некоторого времени t_2 , запаздывающего относительно вспышки быстрых нейтронов на время t_1 . Время регистрации нейтронов t_2 можно было варьировать в широкой области; обычно мы работали при $t_2 = 50 \div 200$ мксек.

Время t_1 можно было изменять от 10 до нескольких тысяч микросекунд. Измерение времен t_1 и t_2 производилось при помощи специального калибратора времени, обеспечивавшего абсолютную точность около 1%.

После прохождения временных анализаторов импульсы поступали на быстродействующие пересчеты и затем регистрировались механическими нумераторами. В результаты измерений вводились поправки на просчеты, величина которых определялась экспериментально. При самых больших загрузках эта поправка не превышала 3–4%.

Измерения с бериллием

При измерениях с бериллием система имела форму прямоугольной призмы. Мишень ускорительной трубки располагалась напротив центра боковой поверхности призмы на расстоянии 5–7 см от нее. При этом борная камера помещалась над серединой верхней поверхности призмы. Такое расположение благоприятно для возможности выделения нулевой гармоники в уравнении (5).

Таблица 1

Вещество и плотность	Размеры системы и пределы изменения	$D_0 \cdot 10^{-5}$ см ² /сек	$c \cdot 10^{-5}$ см ⁴ /сек	T , мксек	L , см
Бериллий 1,78 г/см ³	От $72 \times 60 \times 56$ см ³ $\Omega = 0,730 \cdot 10^{-2}$ см ² до $20 \times 20 \times 20$ см ² $\Omega = 6,118 \cdot 10^{-2}$ см ⁻²	$1,22 \pm 0,05$	3 ± 1	$(4000)^1$	$(22,1)^*$
Графит 1,67 г/см ³	От $200 \times 180 \times 140$ см ³ $\Omega = 1,012 \cdot 10^{-3}$ см ⁻² до $20 \times 20 \times 40$ см ³ $\Omega = 41,290 \cdot 10^{-3}$ см ⁻²	$1,98 \pm 0,03$	$12,0 \pm 1,9$	122000 ± 500	$49 \pm 2,0$
Вода $T = 28^\circ$	От 0,75 л	$0,85 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	207 ± 8	$2,4 \pm 8,1$
Вода $T = 80^\circ$	до 5,6 л $\Omega = 0,086 \div 0,94$ см ⁻²	$0,45^{+0,04}_{-0,02}$	$0,13^{+0,05}_{-0,07}$	212 ± 6	$3,1^{+0,2}_{-0,1}$

* Величина T получена вычислением $T = L^2/D_0$, где $L = 22,1$ см взято по данным Л. А. Герасовой и др. [6].

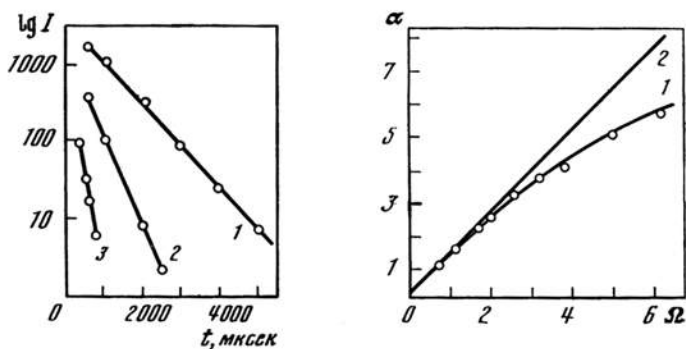


Рис. 57. Кривые затухания плотности тепловых нейтронов со временем t в бериллиевых призмах различных размеров

1 — для призмы $60 \times 60 \times 56 \text{ см}^3$ ($\tau = 830 \text{ мксек}$); 2 — для призмы $40 \times 40 \times 32 \text{ см}^3$ ($\tau = 400 \text{ мксек}$); 3 — для призмы $20 \times 20 \times 20 \text{ см}^3$ ($\tau = 185 \text{ мксек}$)

Рис. 58. Зависимость $\alpha = f(\Omega)$ для Be (α в ед. 10^3 сек^{-1} , Ω в ед. 10^{-2} см^{-2})

1 — кривая $\alpha = 1/T + D_0\Omega - c\Omega^2$; 2 — касательная к 1 в точке $\Omega = 0$; кружками нанесены экспериментальные значения для призм различных размеров: $56 \times 60 \times 72$; $56 \times 60 \times 60$; $40 \times 40 \times 56$; $40 \times 40 \times 40$; $32 \times 40 \times 40$; $32 \times 32 \times 32$; $24 \times 32 \times 32$; $20 \times 32 \times 32$; $20 \times 32 \times 32$; $20 \times 20 \times 20 \text{ см}^3$

Использованный бериллий имел плотность $\rho = 1,78 \text{ г/см}^3$ с отклонением от среднего не более 0,5%. Измерения проводились с призмами десяти различных размеров (размеры их указаны на рис. 58 и в табл. 1).

На рис. 57 для призм трех размеров приведены в полулогарифмическом масштабе исправленные на просчеты кривые зависимости скорости счета от времени, отнесенные к счету монитора.

Для получения большей точности для призм каждого размера такие графики были сняты по 4—5 раз. Из рис. 57 видно, что все экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую линию даже при малых временах запаздывания, вплоть до 300 мксек. Для призм других размеров аналогичные графики отличаются друг от друга только наклоном прямых. Это говорит за то, что через время порядка 300 мксек (или даже менее) после попадания быстрых нейтронов в призму все высшие гармоники уже затухают, и решение уравнения (1) действительно представляется одним единственным членом — нулевой гармоникой, причем стационарное распределение нейтронов по скоростям уже успевает установиться.

По наклонам кривых затухания плотности нейтронов в призме было вычислено среднее время жизни тепловых нейтронов $\tau = 1/\alpha$ для призмы каждого размера.

Времена жизни τ , полученные из различных серий опытов для призмы одного и того же размера, отличались друг от друга не более, чем на 1,5—2%.

Для того чтобы проверить, не влияет ли на результат опыта фон нейтронов, рассеянных от внешних предметов, был проделан контрольный опыт, в котором расстояние от мишени до призмы было увеличено до 80 см. Наклон прямой остался неизменным, что говорит о том, что фон рассеянных нейтронов мал и на результатах опыта не сказывается.

Для построения графика $\alpha = f(\Omega)$ (рис. 58) по формуле (13) вычислялось значение геометрического фактора Ω для призмы каждого размера.

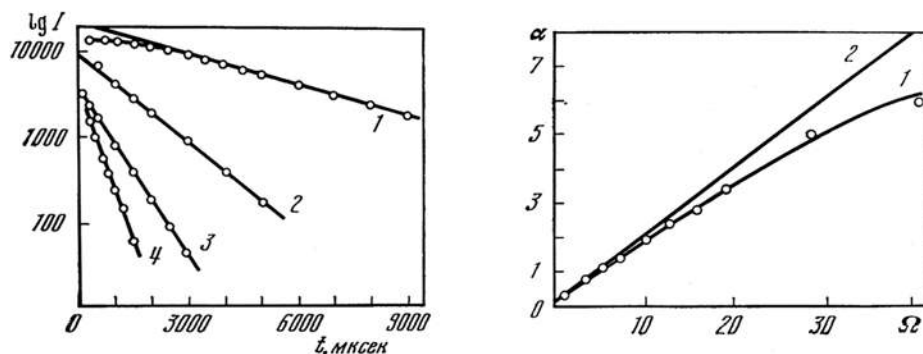


Рис. 59. Кривые затухания плотности тепловых нейтронов со временем t в графитовых призмах различных размеров

1 — для призмы $200 \times 180 \times 140$ см³ ($\tau = 3570$ мксек); 2 — для призмы $120 \times 80 \times 80$ см³ ($\tau = 1310$ мксек); 3 — для призмы $60 \times 60 \times 60$ см³ ($\tau = 680$ мксек); 4 — для призмы $40 \times 40 \times 40$ см³ ($\tau = 350$ мксек)

Рис. 60. Зависимость $\alpha = f(\Omega)$ для графита (α в ед. 10^3 сек⁻¹, Ω в ед. 10^{-3} см⁻²)

1 — кривая $\alpha = 1/T + D_0\Omega - c\Omega^2$; 2 — касательная к 1 в точке $\Omega = 0$; кружками нанесены экспериментальные значения α для призм различных размеров: $200 \times 180 \times 140$; $120 \times 80 \times 80$; $80 \times 80 \times 60$; $60 \times 60 \times 60$; $60 \times 60 \times 40$; $60 \times 40 \times 40$; $40 \times 40 \times 40$; $40 \times 40 \times 30$; $40 \times 20 \times 20$ см³

Из этих данных методом наименьших квадратов находились численные значения D_0 и c в предположении, что зависимость α от Ω удовлетворяет уравнению (16). Для расчетов были использованы первые семь точек, соответствующих наименьшим Ω , для которых можно было быть уверенным, что фон от рассеянных нейтронов не играл роли.

Величина L^2 не могла быть получена из этих данных с достаточной точностью. Поэтому при расчете D_0 и c предполагалось, что кривая $\alpha = f(\Omega)$ пересекает ось абсцисс в точке $-1/L^2 = 2,06 \cdot 10^{-3}$. Эта дополнительная точка позволяет повысить точность расчета коэффициента диффузии из наших данных. Принятое нами $L = 22,1$ см получено в результате измерений экспоненциальным методом в работе Л. А. Герасовой и др. [6]. Отметим, что точное знание величины L при наших расчетах не существенно. Так, изменение L^2 на 10% меняет расчетную величину D_0 всего на 3%.

Из рис. 58 видно, что плавная кривая, построенная по найденным таким образом параметрам, действительно с хорошей точностью представляет эмпирическую зависимость α от Ω . Численные значения полученных параметров приведены в табл. 1.

Измерения с графитом

Измерения с графитом также были выполнены с призмами прямоугольного сечения, сложенными из графитовых кирпичей со средней плотностью $1,67$ г/см³. Наибольшие отклонения плотности отдельных кирпичей от среднего не превышали $\pm 2,5\%$. Были использованы 10 призм различного размера. Полученные результаты представлены на рис. 59 и 60, аналогичных рис. 57 и 58 для Ве. Полученные величины D_0 , c , L и T приведены в табл. 1.

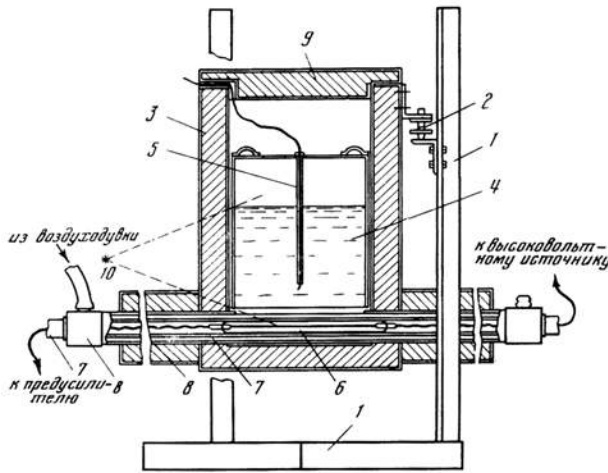


Рис. 61. Установка для измерений с водой

- 1 — стойка;
 2 — установочный винт;
 3 — борная защита;
 4 — цилиндрический сосуд с водой;
 5 — терморпара;
 6 — борный счетчик;
 7 — труба счетчика;
 8 — труба для охлаждения счетчика;
 9 — крышка борной защиты;
 10 — источник быстрых нейтронов

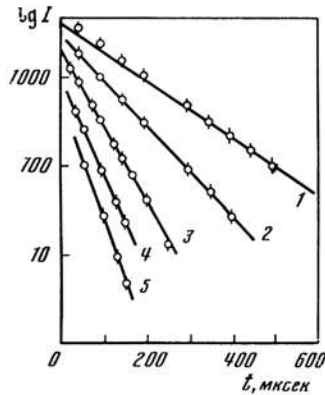


Рис. 62. Кривые затухания плотности тепловых нейтронов со временем t в воде

- 1 — для $2h = 20$ см ($\tau = 127$ мксек);
 2 — для $2h = 7,32$ см ($\tau = 81$ мксек);
 3 — для $2h = 4,25$ см ($\tau = 48,9$ мксек);
 4 — для $2h = 3,35$ см ($\tau = 38$ мксек);
 5 — для $2h = 2,75$ см ($\tau = 29$ мксек)

Измерения с водой

При измерениях вода помещалась в тонкостенный цилиндрический сосуд 4 (рис. 61) с диаметром $2R = 186$ мм и высотой $2h = 210$ мм. Боковая поверхность и дно цилиндра были обтянуты листовым кадмием толщиной 0,5 мм. Цилиндр защищался со всех сторон четырехсантиметровым слоем B_4C .

При измерениях сосуд 4 заполнялся дистиллированной водой до требуемого уровня. Минимальный использованный в опытах объем воды соответствовал заполнению сосуда до высоты 2,75 см, максимальный — до 20 см. Для контроля за температурой воды в сосуд была введена железо-константановая терморпара 5. Для опытов с нагретой водой внутри сосуда 4 дополнительно вводилась нагревательная спираль, а для некоторых калибровочных измерений — также ртутный терморегулятор. Счетчик при нагреве воды охлаждался воздухом, продуваемым через трубу 8.

На рис. 62 показана в полулогарифмическом масштабе зависимость плотности нейтронов от времени для пяти различных объемов воды при температуре $23^\circ C$. Из рисунка видно, что прямолинейная зависимость установ-

ливается для всех кривых, соответствующих изменению Ω от 0,15 до 0,94 см^{-2} за время, не превышающее 50 $\mu\text{сек}$, и только для кривой 1, соответствующей максимальному объему воды 5,6 л ($\Omega = 0,085 \text{ см}^{-2}$), — за время примерно 300 $\mu\text{сек}$.

Выполненные контрольные измерения показали, что фон практически полностью отсутствует, во всяком случае при временах запаздывания больших 50 $\mu\text{сек}$.

Измерения с водой комнатной температуры

В этой серии опытов значение величины α было определено для девяти различных объемов воды (от 0,75 до 5,6 л). Максимальная ошибка в определении Ω , которое вычислялось по формуле (14), учитывающей погрешность значения величины λ_t и некоторые другие факторы, никогда не превышала 3%. (Величина погрешности показана на рис. 63 треугольниками над осью абсцисс.)

Температура воды во время измерений контролировалась по показаниям термометра. Колебания температуры воды не превышали $\pm 0,5^\circ$. По значениям величины α был построен представленный на рис. 63 график зависимости α от Ω . Из рисунка видно, что при $\Omega < 0,2 \text{ см}^{-2}$ экспериментальные точки приблизительно лежат на одной прямой, а при больших Ω они заметно отклоняются от этой прямой вниз.

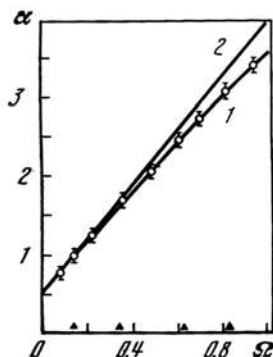


Рис. 63. Зависимость $\alpha = f(\Omega)$ для воды при 23°C (α в ед. 10^4 сек^{-1} , $\Omega \text{ см}^{-2}$)

1 — кривая $\alpha = 1/T + c_0\Omega - c\Omega^2$;
2 — касательная к 1 в точке $\Omega = 0$; кружками нанесены экспериментальные значения для воды, налитой в бачок до высоты $2h = 20; 10; 13; 7,32; 5,15; 4,25; 3,66; 3,35; 3,02$ 2,75 см

Из полученных данных методом наименьших квадратов определены параметры T , D и c , приведенные в таблице. Парабола, построенная по этим параметрам, показана на рис. 63 жирной кривой. Из рисунка видно, что экспериментальные точки весьма хорошо ложатся на эту параболу. Указанные на рис. 63 погрешности точек представляют собой среднеквадратичные ошибки, вычисленные обычным методом из разброса измеренных значений α .

Опыты с нагретой водой

В этой серии опытов было исследовано только пять различных объемов воды. Измерения велись при температуре около 80° . Максимальный разброс температуры в различных слоях воды составлял $\pm 3^\circ$.

Методика снятия кривых затухания плотности нейтронов со временем была такой же, что и в предшествующей серии измерений. При снятии этих кривых терморегулятор все время находился внутри исследуемого объема. Полная погрешность в величине Ω , учитывающая испарение воды за время

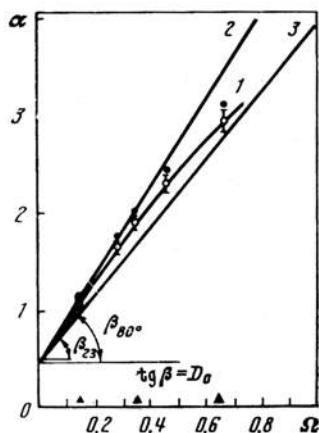


Рис. 64. Зависимость $\alpha = f(\Omega)$ для воды при 80° (α в ед. 10^4 сек^{-1} , Ω в см^{-2})

- 1 — кривая $\alpha = 1/T + D_0\Omega - c\Omega^2$;
 2 — касательная к 1 в точке $\Omega = 0$ (80° C);
 3 — прямая, соответствующая кривой 2 рис. 63; темными кружками нанесены экспериментальные значения α для воды, налитой в бачок до высоты $2h = 10,35$; $6,02$; $5,16$; $4,28$; $3,35$ см; светлыми кружками обозначены точки, исправленные на поглощение; указаны ошибки с учетом погрешности поправки

измерения, неопределенность в λ_t и другие причины, составляла 3—4%. На рис. 64 погрешность в величине Ω показана треугольниками над осью абсцисс аналогично тому, как это сделано на рис. 63.

Экспериментальные точки на рис. 64 показаны темными кружками. Непосредственное определение диффузионных параметров по этим точкам не является законным в силу того, что во время измерения кривых затухания внутри исследуемого объема воды все время находится ртутный терморегулятор, обуславливающий дополнительное поглощение нейтронов и, как следствие этого, уменьшение времени жизни τ . Поэтому в измеренные значения α оказалось необходимым внести поправку, учитывающую поглощение нейтронов материалом терморегулятора.

Полученные в результате внесения поправки точки показаны на рис. 64 светлыми кружками. Для учета неточности введенной поправки погрешность величин α увеличена на плюс 50% — минус 20% от значения поправки.

Определение значений трех диффузионных параметров по пяти полученным в этих опытах экспериментальным точкам не целесообразно, так как не может обеспечить удовлетворительной точности. Поэтому из данных экспериментов определялись значения только двух диффузионных параметров D_0 и c , а величиной T мы задались.

Можно считать, что время жизни T при температуре 80° отличается от времени жизни при 23° только вследствие того, что плотность воды при нагревании уменьшается. Если учесть этот эффект и считать, что при 23° $T = 207 \pm 6$ мксек (см. таблицу), то для температуры воды 80° $T = 212 \pm 6$ мксек. Это значение T мы и подставляли в выражение (16), а значения D_0 и c определяли методом наименьших квадратов.

Погрешность найденных значений D_0 и c значительно больше, чем в измерениях с холодной водой. Это обстоятельство ни в какой мере не определяется существом использованного метода, а вызвано в основном малым числом экспериментальных точек и необходимостью введения поправки на поглощение в терморегуляторе.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сводка полученных результатов представлена в табл. 1.

Из сопоставления полученных результатов видно, что во всех исследованных случаях величина D зависит от размеров системы, причем коэффициент c ,

определяющий зависимость D от Ω в Ве и С, довольно значителен: $c/D = 2,5 \text{ см}^2$ в Ве и $c/D = 6 \text{ см}^2$ в С. Отсюда следует, что величина D в графите занижается на 5% уже при Ω , равном примерно 0,01, что соответствует кубу с длиной ребра $2a = 55 \text{ см}$.

В случае воды зависимость D (Ω) обнаружена также в независимо от нас выполненной работе [3]. Наше значение $c = (0,04 \pm 0,01) \cdot 10^{-5} \text{ см}^4/\text{сек}$ несколько меньше величины $c = (0,072 \pm 0,015) \cdot 10^{-5} \text{ см}^4/\text{сек}$, которая следует из данных [3]. Однако это расхождение нельзя считать существенным, поскольку точность измерения этой константы невелика.

Таким образом, при измерениях коэффициента диффузии в системе ограниченных размеров следует иметь в виду, что в результате оттока нейтронов из нее коэффициент диффузии может заметно отличаться от величины, соответствующей нейтронному газу, находящемуся в тепловом равновесии.

Перейдем к рассмотрению результатов, полученных для отдельных веществ.

Бериллий

В книге Глесстона и Эдлунда [7] для Ве приведено значение $\lambda_t/3 = 0,70 \text{ см}$ при плотности $p = 1,84$. Отсюда, при $\bar{v} = 2,5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ и $p = 1,78$ получим $D = 1,8 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{сек}$, что весьма значительно расходится с полученным нами $D = 1,22 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{сек}$. В книге Юза [8] для Ве приведено $\lambda_t = 1,43$ для $p = 1,85$. Отсюда величина D для плотности $p = 1,78$ равна $D = 1,24 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{сек}$. Это значение, совпадающее с полученным нами, было определено Саксом из измеренного сечения рассеяния в результате расчета, учитывающего угловое распределение рассеяния.

Графит

Для графита Цыпин в 1950 г. методом изучения переходного эффекта на границе двух сред получил $D = (2,11 \pm 0,18) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{сек}$ (значение приведено к той же плотности 1,67, что и в наших опытах). Значение той же величины, по данным книги Глесстона и Эдлунда [7], равно $2,2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{сек}$. Эти значения находятся в удовлетворительном согласии с результатами настоящей работы. Полученная нами величина L удовлетворительно согласуется с более точными данными, полученными для графита экспоненциальным методом $L = 50 \text{ см}$.

Вода

1) Измерения с водой, имеющей температуру $23 \pm 0,5^\circ$.

а) Полученное значение. Значение $T = 207 \pm 6 \text{ мксек}$ весьма хорошо согласуется с измерениями этой величины, выполненными при комнатной температуре рядом других авторов: Маңлеем и др. [1] $205 \pm 10 \text{ мксек}$ (1942), Уайтхаузом и Грехемом [9] $205 \pm 6 \text{ мксек}$ (1947), Хамермешем и др. [10] $203 \pm 6 \text{ мксек}$ (1953), Гаррисом и др. [11] $206 \pm 6 \text{ мксек}$ (1953), Дарделом и Сьэстрандом [3] $204,4 \pm 2,0 \text{ мксек}$ (1954). Несколько хуже согласуется полученное нами значение с величиной, измеренной Скоттом и др. [4] $T = 216 \pm 4 \text{ мксек}$ *.

* Авторы считают, что протяженность использованной ими системы вдоль одной из осей, равную 70 см, можно при расчете геометрического фактора считать бесконечно большой. Учет конечности этого размера приводит к увеличению T с 214 мксек, указанных авторами, до 216 мксек.

б) Величина коэффициента диффузии. Непосредственно измеренная нами величина $D_0 = (3,50 \pm 0,10) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$ хорошо согласуется со значением $D = 3,55 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$, указанным в книге Глессона и Эдлунда [7], и со значением $D = (3,634 \pm 0,075) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$, полученным Дарделом и Съэстрандом [3]. Если вычислить величину D на основании данных работы Скотта и др. [4], то получим заметно большую величину: $D = (3,85 \pm 0,08) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$ (для $\bar{v} = 2,5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$).

Вычисленное из величины D_0 , найденной нами, значение $\lambda_t = 0,420 \pm 0,013 \text{ см}$ хорошо сходится с данными Ферми, приведенными в работе Титтла [12]: $\lambda_t = 0,425 \pm 0,02 \text{ см}$.

Полученное нами значение диффузионной длины $L = 2,69 \pm 0,08 \text{ см}$ хорошо согласуется с найденной [3] величиной $L = 2,72 \pm 0,04$ и в пределах ошибок опыта сходится со значением, полученным Ферми, приведенным в упоминавшейся статье Титтла ($L = 2,76 \pm 0,03 \text{ см}$). Вычисленное из данных Скотта [4] значение $L = 2,85 \pm 0,05 \text{ см}$ с нашими данными согласуется существенно хуже. В цитированных выше книгах [7] и [8] указаны $L = 2,89$ и $2,85 \text{ см}$.

Поскольку величина D_0 измерена в этой работе со значительной точностью, а в величине T расхождения между данными различных авторов практически отсутствуют, то можно думать, что полученная нами величина L не содержит значительной ошибки. Это указывает на то, что обычно принимаемое значение $L = 2,85 \text{ см}$ несколько завышено.

2) Измерения с нагретой водой. Из наших опытов значение коэффициента диффузии для воды, нагретой до 80° , найдено равным $D_0 = (4,52 \pm_{-0,20}^{+0,35}) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$. Это значение примерно на 30% превышает значение для воды, имеющей температуру 23° . Изменение коэффициента диффузии $D = \lambda_t v/3$ может происходить за счет изменения средней скорости нейтронов и за счет изменения транспортной длины.

При нагревании воды от 296° до 353° К средняя скорость нейтронов возрастает до $\sqrt{\frac{353}{296}} = 1,1$ своей первоначальной величины, т. е. на 10%. Следовательно, возрастание коэффициента D на $(29 \pm_{-9}^{+14})\%$ в нашем случае означает, что λ_t при 80° на $(18 \pm_{-9}^{+14})\%$ больше, чем при 23° . При нагревании пробег рассеяния возрастает на 2,6% вследствие уменьшения плотности. Кроме того, сечение рассеяния воды уменьшается с увеличением скорости нейтрона. Этот эффект дает увеличение λ_t примерно на 6%. Этих двух факторов, по-видимому, недостаточно для того, чтобы объяснить наблюдающееся увеличение λ_t . Таким образом, представляется вероятным, что при нагревании воды меняется угловое распределение рассеянных нейтронов. Однако ввиду недостаточной точности измерений это утверждение нельзя считать окончательно доказанным.

Из данных табл. 1 видно, что при возрастании температуры с 23° до 80° наблюдалось возрастание диффузионной длины с $2,69 \pm 0,08$ до $3,10 \pm_{-0,12}^{+0,17} \text{ см}$, т. е. на 15%.

В работе Дардела [5] приведена формула из неопубликованной работы Ферми, согласно которой диффузионная длина зависит от температуры среды линейно.

$$L = L_0 + (T^\circ - 273^\circ) \cdot 0,0061 \text{ см.} \quad (27)$$

Здесь через L и L_0 обозначена диффузионная длина для воды при температурах $T^\circ \text{ К}$ и 273° К соответственно. Если воспользоваться этой формулой и исходя из L при температуре 23° С вычислить L для температуры воды 80° С , то получим величину $L = 3,04 \pm 0,08 \text{ см}$, согласующуюся с полученной нами на опыте.

В работе Дардела и Съэстранда [3] сделана оценка температурной зависимости D и L для интервала температур $10\text{--}35^\circ$. Полученный ими температурный коэффициент примерно в два раза меньше найденного в нашей работе и работе Ферми. Причина расхождения остается неясной.

Зависимость D от размеров системы

В заключение сделаем несколько замечаний о величине c , определяющей зависимость D от Ω . Как уже отмечалось, эта зависимость связана с нарушением равновесия между нейтронным газом и средой. Характер этого нарушения может быть различен и определяется зависимостью величины $D(v)$ от скорости нейтронов.

Допустим, например, что $D(v)$ минимально для нейтронов со скоростями, близкими к средней скорости \bar{v} тепловых нейтронов, и возрастает для больших и меньших v . Тогда нейтроны, остающиеся в среде, будут обедняться наиболее быстрыми и наиболее медленными нейтронами. Поэтому в принципе возможно, что средняя энергия нейтронов в среде останется неизменной, а нарушение равновесия будет состоять в том, что распределение нейтронов по скоростям станет отличным от максвелловского.

Если $D(v)$ меняется монотонно, то в зависимости от его хода среда будет обедняться либо наиболее медленными, либо наиболее быстрыми нейтронами. Нарушение равновесия проявится в этом случае в первую очередь в изменении средней энергии нейтронов в среде, а распределение по скоростям может остаться близким к максвелловскому.

Зависимость эффективного сечения рассеяния от энергии нейтронов в Ве и графите показывает, что в этих веществах может быть существенным нарушение формы спектра нейтронов, связанное с оттоком нейтронов. В случае воды сечение рассеяния убывает с увеличением скорости нейтронов, поэтому можно ожидать, что величина $D(v)$ монотонно возрастает с увеличением скорости.

Вследствие этого не исключена возможность того, что в воде нарушение равновесия нейтронного газа можно характеризовать достаточно полно понижением средней энергии (температуры) нейтронов.

Это допущение делает Дардел при анализе результатов своих опытов с водой, аналогичных нашим. Следуя Дарделу [5, 13], можно считать, что температура T нейтронов, как функция времени, в ограниченном замедлителе должна подчиняться уравнению

$$-\frac{3}{2} kT \frac{dT}{dt} = \left(\bar{E}_{\text{вн}} - \frac{3}{2} kT \right) D\Omega + \frac{3}{2} k\gamma (T - T_0). \quad (28)$$

Здесь $\bar{E}_{\text{вн}}$ — средняя энергия нейтронов, вытекающих из замедлителя. Таким образом, первый член характеризует изменение средней энергии нейтронов в результате оттока из среды. Второй член $3/2 k\gamma (T - T_0)$ характеризует обратный процесс восстановления теплового равновесия за счет соуда-

При помощи соотношения (28) можно оценить величину коэффициента теплопередачи γ , исходя из полученной на опыте зависимости $D(\Omega)$. Оценка весьма проста, если предположить, как это делает Дардел [5, 13], что пробег переноса λ_t не зависит от энергии нейтронов. В этом случае средняя энергия, уносимая нейтроном, вылетающим из среды, равна $\bar{E}_{\text{вн}} = 2 \kappa T$, а установившаяся ($dT/dt = 0$) температура просто связана с величиной коэффициента диффузии: $\frac{D}{D_0} = \sqrt{\frac{T}{T_0}}$.

В работе [3] Дардел и Съэстранд несколько уточняют последний пункт, принимая $\lambda_t \sim \lambda_s$, т. е. полагая $\frac{D(\Omega)}{D_0} = \sqrt{\frac{T}{T_0} \frac{\lambda_s(T)}{\lambda_s(T_0)}}$, где зависимость пробега рассеяния λ_s от температуры (т. е. средней энергии) нейтронов берется из известных данных об энергетическом ходе сечения рассеяния нейтронов в воде.

Тем не менее изложенный метод оценки остается весьма неточным. Во-первых, как следует из наших опытов, λ_t изменяется с энергией быстрее, чем λ_s . Во-вторых, что важнее, при вычислении $\bar{E}_{\text{вн}}$ недопустимо пренебрегать зависимостью λ_t от энергии. Очевидно, что если λ_t возрастает с энергией, то температура нейтронов вне среды больше температуры нейтронов внутри среды ($T_{\text{вн}} > T$); в противном случае $T_{\text{вн}} < T^*$.

Можно получить сведения о величине γ (т. е. о скорости установления теплового равновесия), минуя допущения, сделанные Дарделом. Для этого нужно взять $\bar{E}_{\text{вн}}$ из экспериментальных данных. В случае воды, по-видимому, можно положить $\bar{E}_{\text{вн}} = 2 k T_{\text{вн}}$, где $T_{\text{вн}} \simeq 400^\circ \text{K}$. Что касается связи $D(\Omega)$ с T , то можно воспользоваться измеренной в данной работе зависимостью D_0 от температуры среды, допустив, что эта зависимость целиком связана с изменением температуры нейтронного газа при нагреве среды.

Расчет, выполненный этим методом, приводит к оценкам γ от $1,5 \cdot 10^5$ до $4 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$.

Дардел [5, 13] рассчитал величину γ в предположении, что передача энергии от нейтронов молекулам воды происходит так, как если бы вода была одноатомным газом с массовым числом 18. Он показал также, что это предположение согласуется с результатами измерений скорости замедления нейтронов в воде в области энергий несколько выше тепловой.

Наша оценка γ также не противоречит указанному предположению. В то же время Дардел и Съэстранд [3] из своих данных получают примерно в три раза меньшую величину γ , чем следует из предположения об эквивалентности воды одноатомному газу с массой 18. Расхождение обусловлено, с одной стороны, отмеченной выше некорректностью метода оценки γ , с другой стороны, — несколько большим значением c , вытекающим из опытов этих авторов.

Перейдем к сравнению величин c в различных средах. Выражение (24), определяющее константу c , запишем в несколько ином виде, положив для простоты $\beta_1 = \beta_2 = \beta$,

$$c = \eta \frac{D_0^2 \lambda_s}{8v}, \quad (29)$$

$$\text{где } \eta = \frac{(D_1 - D_2)^2}{D_0^2} \Big/ \frac{\beta \lambda_s}{v}, \quad (30)$$

* Вопрос о различии температур нейтронов в замедлителе и вытекающих из него был рассмотрен ранее К. Д. Толстовым [14].

где $\frac{D_1 - D_2}{D_0}$ — относительное различие коэффициентов диффузии двух групп нейтронов, а $\beta\lambda_s/v$ — вероятность перехода нейтрона из одной группы в другую, отнесенная к одному соударению. Таким образом, η является безразмерной константой, характеризующей исследуемое вещество.

Если по данным таблицы при помощи формулы (29) рассчитать значение η или H_2O , Be и C , то оказывается, что они весьма близки между собой. Действительно, значения c в воде, бериллии и графите относятся как 1 : 75 : 300, тогда как величины $\eta = c / \frac{D_0^2 \lambda_s}{8v}$ для этих сред оказываются равными: $\eta_{\text{H}_2\text{O}} = 22, \eta_{\text{Be}} = 17, \eta_{\text{C}} = 24$. Таким образом, для трех исследуемых веществ приближенно $c/D_0 \sim \lambda_s \lambda_t$. На основании определения (30) ясно, что значения η для рассматриваемых веществ должны быть близки друг к другу, по крайней мере, по порядку величины. Для случая воды, рассмотренного выше, величина η связана с γ формулы (28) простым соотношением.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Manley, L. J. Haworth, E. A. Luebke. Phys. Rev., 1942, 61, 152.
2. J. Rainwater, W. W. Havens. Phys. Rev., 1946, 70, 136.
3. G. F. Dardel, N. G. Sjöstrand. Phys. Rev., 1954, 96, 1245.
4. F. R. Scott, D. B. Tomson, W. Wrüght. Phys. Rev., 1954, 95, 583.
5. G. F. Dardel. Trans. Roy. Inst. Techn., 1954, N 75, Stockholm.
6. Л. А. Герасева, В. А. Камаев, А. К. Красин. Доклад на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. М., Академиздат, 1955.
7. С. Глестон, М. Эдлунд. Основы теории ядерных реакторов. М., ИЛ, 1954.
8. Д. Юз. Нейтронные исследования на ядерных котлах. М., ИЛ, 1954.
9. W. J. Whitehouse, G. A. R. Graham. Canad. Journ. Res., 1947, 25A, 261.
10. B. Hamermesh, G. R. Ringo, S. Wexler. Phys. Rev., 1953, 90, 603.
11. S. P. Harris, C. O. Muehlhause, D. Rose, H. P. Schroeder, G. E. Thomas. Jr., S. Wexler. Phys. Rev., 1953, 91, 125.
12. C. W. Tittle. Phys. Rev., 1950, 80, 756.
13. G. F. Dardel. Phys. Rev., 1954, 94, 1272.
14. К. Д. Толстов. Диссертация. ФИАН, 1952.

УВЕЛИЧЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В ИЗМЕРЕНИЯХ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА ПУТЕМ РАЗВЕРТКИ ПУЧКА ПО МИШЕНИ *

Метод времени пролета получил в последние годы широкое применение для спектрометрии нейтронов. Принципиально этот метод позволяет достигнуть сколь угодно высокого разрешения по энергии путем соответствующего уменьшения длительностей вспышки источника и интервала регистрации и увеличения пролетного расстояния. При этом, однако, уменьшается скорость счета детектора, что при ограниченной интенсивности источника нейтронов накладывает практический предел на достижимое разрешение. До настоящего времени развитие метода времени пролета шло в направлении использования все более и более мощных импульсных источников нейтронов. Большие перспективы имеет, по-видимому, путь, предложенный в работе [1], — формирование сгустков ускоренных частиц при непрерывно работающем ускорителе. Сообщений о практической реализации предложения [1] пока не опубликовано.

В данной заметке рассматривается другой способ повышения светосилы спектрометра по времени пролета, который можно назвать методом развертки ионного пучка по мишени. Идея этого метода ясна из рис. 65. Ионный пучок I , попадая на мишень $З$, генерирует нейтроны с широким спектром скоростей. Отклоняющими пластинами 2 пучок перемещается вдоль мишени, изогнутой по винтовой линии. При этом скорость развертки подбирается такой, чтобы нейтроны со скоростью v_0 попадали на детектор 4 в один и тот же момент времени T , независимо от того, в какой точке мишени они образовались. Одновременность прихода в детектор достигается за счет того, что нейтроны, образовавшиеся позднее, проходят более короткий путь до детектора. Таким образом, нейтроны со скоростями, близкими к v_0 , собираются в «сгусток» с длительностью, много меньшей длительности работы источника **.

Пусть мишень имеет форму одного витка цилиндрической спирали с радиусом r . Пучок разворачивается по кругу с постоянной частотой f , так что угол φ , определяющий положение пучка на мишени, равен $\varphi = 2\pi ft$. Условие «фокусировки» нейтронов со скоростью v_0 имеет вид (рис. 65):

$$T = \frac{\rho_1}{v_1} + \frac{\rho}{v_0} + \frac{\varphi}{4\pi f} = \frac{L_1}{v_1} + \frac{L}{v_0}, \quad (1)$$

где v_1 — скорость ионов (в дальнейшем предполагается $v_0 \ll v_1$). Это условие определяет уравнение спирали:

$$z - a \frac{r^2 z^2}{2L^3} + \dots = \frac{v_0 \varphi}{2\pi f (\sqrt{1 - r^2/L^2} - v_0/v_1 \sqrt{1 - r_2/L_1^2})}, \quad (2)$$

* ПТЭ, 1957, № 1, 33—35.

** При обсуждении результатов этой работы И. М. Франк сообщил автору, что им также рассматривалась сходная фокусировка, но не для нейтронов, а для излучения Вавилова — Черенкова. Такая фокусировка может быть получена, если заряженная частица движется в радиаторе, помещенном в магнитном поле, направленном перпендикулярно ее траектории. В этом случае излучение, идущее в плоскости траектории внутрь дуги, фокусируется на расстоянии $R = \rho \sin \theta$, где ρ — радиус кривизны, а θ — угол излучения ($\cos \theta = 1/\beta n$).

где коэффициент $a = a(v_0) \sim 1$. Вообще говоря, каждому значению скорости фокусируемых нейтронов соответствует своя форма спирали, поскольку коэффициенты при второй и старших степенях z зависят от v_0 . Но так как всегда $r \ll L$, $z \ll L$, то членами с $r^2 z^2$, $r^2 z^3$ и т. д. можно в пределах необходимой точности пренебречь, т. е. можно придать мишени форму винтовой линии с постоянным шагом h . При этом частота развертки f связана со скоростью «фокусируемых» нейтронов v_0 соотношением

$$f = \frac{v_0}{h} \frac{1}{\sqrt{1 - r^2/L^2} - v_0/v_1 \sqrt{1 - r^2/L_1^2}}. \quad (3)$$

Эффект «фокусировки» можно получить и мишенью, изогнутой по плоской кривой. Однако в этом случае, как легко показать, нельзя пренебречь зависимостью формы кривой от скорости фокусируемых нейтронов, что существенно усложняет эксперимент.

Для нейтронов со скоростью $v \neq v_0$ момент попадания на детектор зависит от точки рождения, т. е. $T = T(\varphi)$. При этом, очевидно,

$$\delta T = T(0) - T(\varphi) = \left(\frac{L_1}{v_1} + \frac{L}{v} \right) - \left(\frac{\rho_1}{v_1} + \frac{\rho}{v} + \frac{\varphi}{2\pi f} \right). \quad (4)$$

Сравнивая (1) и (4) и считая, что $|v - v_0| \ll v_0$, получим

$$\delta T = (1/v - 1/v_0)(L - \rho) \simeq [(v_0 - v)/v_0^2] z. \quad (5)$$

Чтобы найти полную величину разброса ΔT в измерении времени попадания нейтронов скорости v на детектор, необходимо, кроме того, учесть, во-первых, ширину ионного пучка Δx , приводящую к разбросу $\Delta z = \Delta x h / 2r$ в пролетном расстоянии, и, во-вторых, длительность времени регистрации τ_d . Пренебрегая временем пролета ионов, т. е. полагая $T \simeq L/v_0$ (см. (1)), получаем следующую оценку:

$$\frac{\Delta T}{T} = \sqrt{\left(\frac{v - v_0}{v_0} \frac{h}{L} \right)^2 + \left(\frac{h}{2r} \frac{\Delta x}{L} \right)^2 + \left(\frac{\tau_d v_0}{L} \right)^2}. \quad (6)$$

В первом члене под корнем принято $|z|_{\text{макс}} = h/2$. Величина $\Delta T/T$ приблизительно соответствует ширине кривой разрешения на половине высоты. Будем считать, что все три члена под корнем равны по величине. В этом случае из (6) следует

$$\frac{|v - v_0|}{v_0} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\Delta T}{T} \frac{L}{h}. \quad (7)$$

Это выражение определяет интервал скоростей $|v - v_0|$, в котором разрешение не хуже заданной величины $\Delta T/T$. С ростом отклонения v от v_0

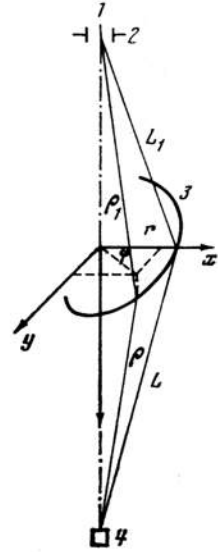


Рис. 65. Схема развертки ионного пучка по мишеням

- 1 — ионный пучок;
- 2 — отклоняющие пластины;
- 3 — мишень, изогнутая по винтовой линии с шагом h и радиусом r ;
- 4 — детектор нейтронов

разрешение падает, достигая

$$2\Delta T/T \text{ при } \frac{|v_0 - v|}{v_0} = \sqrt{10} \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\Delta T}{T} \frac{L}{h},$$

$$3\Delta T/T \text{ при } \frac{|v - v_0|}{v_0} = 5 \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\Delta T}{T} \frac{L}{h} \text{ и т. д.}$$

Положим, что относительная величина интервала скоростей, в котором достигается разрешение $\Delta T/T$, в p раз больше самого разрешения, т. е.

$$\frac{|v - v_0|}{v_0} = p \frac{\Delta T}{T}, \quad (8)$$

тогда из (7) и (8)

$$h/L = 1/\sqrt{3p}. \quad (9)$$

Используемая длительность действия источника приблизительно равна

$$\tau_{\text{и}} = h/v_0, \quad (10)$$

так как согласно (2) скорость перемещения точки генерации нейтронов вдоль оси z приблизительно равна v_0 . При работе обычным методом времени пролета (без развертки пучка по мишени) разрешение и длительность вспышки связаны соотношением

$$\frac{\Delta T}{T} = \sqrt{\left(\frac{\tau'_{\text{и}} v_0}{L}\right)^2 + \left(\frac{\tau''_{\text{и}} v_0}{L}\right)^2} \cong \sqrt{2} \frac{\tau'_{\text{и}} v_0}{L}. \quad (11)$$

При заданном токе ионного пучка отношение интенсивностей счета равно отношению длительностей вспышек. Сравнивая (10) и (11) и используя (9), имеем для отношения интенсивностей при равном разрешении

$$\frac{\tau_{\text{и}}}{\tau'_{\text{и}}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{1}{p \cdot \Delta T/T}. \quad (12)$$

Таким образом, выигрыш в интенсивности за счет развертки пучка по мишени тем больше, чем лучше разрешение $\Delta T/T$, с которым проводятся измерения, и чем уже интервал скоростей, в котором это разрешение реализуется. Рассмотрим конкретный пример.

Пусть $\tau_{\text{д}} = 2 \cdot 10^{-9}$ сек, $L = 10$ м. При $E = 10$ кэв $\tau_{\text{д}} v_0/L = 2,8 \cdot 10^{-4}$ и $\Delta T/T = 5 \cdot 10^{-4}$, что соответствует разрешению по энергии $\Delta E = 10$ эв.

Пусть $p = 10$, т. е. $\Delta T/T \leq 5 \cdot 10^{-4}$ в области скоростей $|v - v_0|/v_0 = p \Delta T/T = 5 \cdot 10^{-3}$, что соответствует энергетическому интервалу в 100 эв. При этом на краю в пять раз более широкого интервала (500 эв) будет иметь место втрое худшее разрешение. Согласно (12), при этих условиях выигрыш в интенсивности составит $\tau_{\text{и}}/\tau'_{\text{и}} = 160$. Шаг спирали, согласно (9), равен $h = 0,58$ м. Предельную ширину пучка найдем из условия $\Delta x h/L2r = \Delta T/\sqrt{3}T$. Если принять $r = h$, то $\Delta x = 6$ мм, что при современных методах фокусировки достижимо.

Таким образом, можно полагать, что применение развертки пучка по мишени обеспечит выигрыш в интенсивности до двух порядков. Этот выигрыш сопровождается сужением интервала энергий, в котором достигается предельное разрешение. Однако, как ясно из предыдущего примера, при выборе $p \sim 10$ этот недостаток не будет иметь практического значения при обычно

используемых временных анализаторах с числом каналов, не превышающим сотни.

Метод развертки пучка по мишени наиболее просто применим с пульсирующим генератором Ван-Граафа [2], когда нейтроны получаются при пороговой реакции. При больших пролетных расстояниях ($L > 10 \div 20 \text{ м}$) он может быть полезен также и с ускорителями с выведенным пучком, в которых медленные нейтроны получают торможением быстрых нейтронов в замедлителе (например, с линейным электронным ускорителем).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. C. Mobley. Phys. Rev., 1952, 88, 360.
2. W. W. Havens. Доклад P/574 на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. М., Академиздат, 1955.

ИЗМЕРЕНИЯ С НЕЙТРОННЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ ПО ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ В СВИНЦЕ. ВОЗБУЖДЕННЫЙ УРОВЕНЬ ЯДРА He^4 *

Совместно с А. А. Бергманом,
А. И. Исаковым и Ю. П. Поповым

Приводятся результаты измерений энергетического хода сечения реакций (n, γ) в Fe, Pb и Cl, (n, p) в He^3 , N^{14} и Cl и (n, α) в Li^6 и B^{10} в области энергий нейтронов до 30 кэв. Показано, что сечение $\text{B}^{10}(n, \alpha)$ идет ниже закона $1/v$, причем отклонение от $1/v$ не превосходит 5—10%; отклонение от $1/v$ в ходе сечения $\text{Li}^6(n, \alpha)$ еще меньше. Делается вывод о наличии у ядра B^{11} возбужденного уровня с моментом $J = 5/2^+$ или $7/2^+$, резонансной энергией для нейтрона $E_r \sim 250$ и ширинами $\Gamma_\alpha \sim 400$, $\Gamma_n \sim 200$ кэв. Сечение реакции $\text{He}^3(n, p)$ обнаруживает значительное отклонение от закона $1/v$, которое можно объяснить существованием у ядра He^4 возбужденного уровня с одним из двух наборов параметров: 1) $J = 1^+$, — $E_r \sim 200$ кэв, протонная ширина при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона, $\Gamma_{p0} \sim 200$ кэв и 2) $J = 0^+$, — $E_r \sim 500$ кэв, $\Gamma_{p0} \sim 1200$ кэв.

1. Измерения со спектрометром по времени замедления нейтронов в свинце [1,2] были распространены на область энергий нейтронов до ~ 30 кэв. С целью определения разрешающей способности и зависимости средней энергии нейтронов E от времени замедления t были проведены измерения энергетического хода сечений захвата ряда веществ с редко расположенными уровнями. Использовался сцинтилляционный счетчик со стильбеновым кристаллом небольшого размера, регистрировавший γ -лучи от захвата нейтронов в образцах. Длительность нейтронной вспышки и ширина канала временного анализатора были по 0,5 мксек. Результаты измерений приведены на рис. 66 и 67. При $E < 1000$ эв эффективное пролетное расстояние [2] спектрометра постоянно в пределах $\pm 1,5\%$ и равно $L = 600$ см. При $E > 1$ кэв L сохраняет то же значение в пределах 3—5%, что указывает на постоянство в этих пределах среднего сечения рассеяния нейтронов в свинце.

Полуширины резонансных пиков τ удовлетворяют соотношению $\tau^2 = at^2 + b$, причем коэффициент a на 40—50% больше теоретического значения для чистого Pb: $a = (16 \ln 2) \times (3M)^{-1}$, где $M = 207$ — атомный вес свинца [2]. Постоянный член b характеризует аппаратный разброс и разброс, обусловленный шириной начального нейтронного спектра. Из измерений полуширин резонансных пиков следует, что разброс энергий нейтронов вокруг среднего значения для заданного канала анализатора составляет $(\Delta E^2)^{1/2}/\bar{E} \simeq 15\%$ при $E < 1$ кэв и $(\Delta E^2)^{1/2}/\bar{E} \simeq 35\%$ при $E = 10$ кэв. Такая ширина спектра неблагоприятна для разрешения резонансных пиков, однако позволяет с достаточной точностью проводить измерения сечений, зависящих от энергии плавно. В данной работе исследованы в основном легкие ядра, в которых плавный ход сечения в интервале $E < 30$ кэв обусловлен большими расстояниями между уровнями. Вторая возможная область применения спектрометра по времени замедления — измерения сечений реакций (n, γ) на тяжелых ядрах в области энергий выше нескольких сот элект-

* ЖЭТФ, 1957, 33, № 1 (7), 9—16.

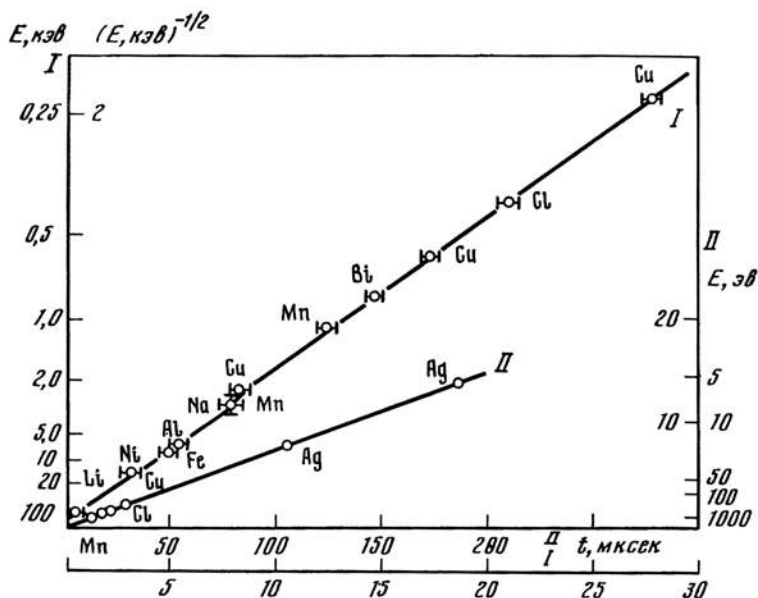


Рис. 66. График $E^{-1/2} = f(t)$, где t — время задержки, отвечающее максимуму резонансного пика, E — энергия соответствующего резонансного уровня

I — область энергий $E > 0,2$ кэв, левая шкала — E в кэв, правая шкала — $E^{1/2}$ в кэв $^{1/2}$; II — область энергий $E > 5$ эв, правая шкала — E в эв, левая шкала — $E^{1/2}$ в кэв $^{1/2}$. Данные об энергиях уровней взяты из работ: Cl — [4], Al — [5], остальные элементы — [3]. *Примечание при корректуре.* Согласно последним опубликованным данным [18], точки Al и Fe должны быть несколько приподняты. В результате этого излом на кривой I исчезнет и все точки лягут на одну прямую $E^{-1/2} = 0,074(t + 0,3)$

рон-вольт, где ввиду большой плотности уровней представляют интерес усредненные по резонансам сечения.

Наряду с известными уровнями, использованными для градуировки, в ходе измерений были обнаружены три новых уровня (рис. 68). В измерениях с железом проявился уровень при энергии $E = 1200 \pm 100$ эв. Отсутствие в этом районе какого-либо пика на кривых полного сечения железа [3] указывает на то, что этот уровень является узким или принадлежит одному из редких изотопов железа. В измерениях со свинцом (γ -фон спектрометра *) появились уровни при энергии $E_r = 1700 \pm 150$ и $E_r = 2800 \pm 200$ эв.

2. При помощи пропорциональных счетчиков, заполненных N_2 и парами CCl_4 , были проведены измерения энергетического хода отношения сечений реакций $N^{14}(n, p)$ и $Cl^{35}(n, p)$ к сечению реакции $Li^6(n, \alpha)$. Для азота отношение сечений постоянно в пределах 3% вплоть до энергии ~ 5 кэв, после чего оно возрастает. Подъем достигает величины порядка 10% при $E = 25$ кэв. В измерениях с хлором, которые будут продолжены, уровень 450 эв [4] проявился как в реакции (n, p) , так и в реакции (n, γ) (последняя регистрировалась по выходу γ -лучей сцинтилляционным счетчиком). В области ниже этого резонанса и до $E = 40$ эв отношение сечений $\sigma(n, p)/\sigma(n, \gamma)$

* Контрольные опыты показали, что в районе 1—5 кэв фон обусловлен в основном захватом нейтронов в свинце (марка CO, 99,99% Pb.) а вклад от захвата в материалах умножителя и монтажа незначителен.

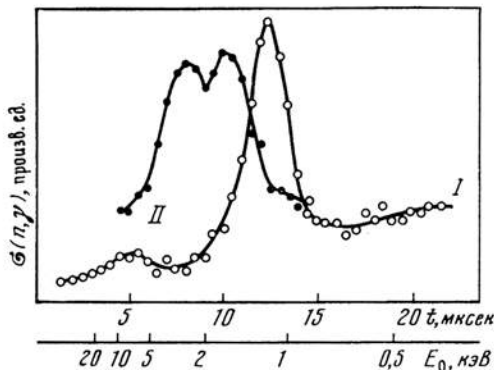
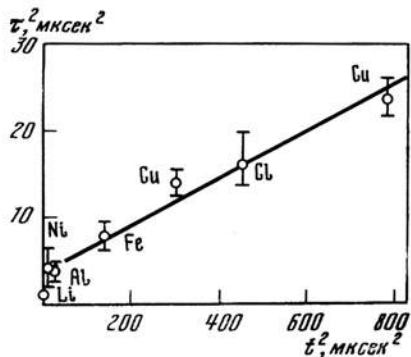


Рис. 67

Рис. 68. Энергетический ход сечения реакций (n, γ) в железе и свинце

I — образец железа марки А (99,7% Fe) толщиной 4 мм;

II — фон в отсутствие образца; кривые изображены в различных масштабах; в пике Fe при 1,2 кэВ отношение эффекта к фону составляет $\sim 3:1$

падает с уменьшением энергии нейтрона. Это указывает, что отрицательный уровень хлора [4], ответственный в основном за сечение (n, γ) при малых энергиях, обладает значительно меньшей протонной шириной, чем уровень 405 эв.

3. Измерения отношения сечений реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)$ и $\text{B}^{10}(n, \alpha)$ [2] были продолжены (рис. 69). При $E > 25$ кэВ в измерениях проявился известный резонансный максимум Li^6 при $E_r = 250$ кэВ. Площадь пика на рис. 68 соответствует известным параметрам уровня 250 кэВ [3], если допустить, что в спектре, образующемся в результате многократных неупругих соударений первичных нейтронов ($E = 14$ МэВ) с ядрами свинца, содержится $\sim 30\%$ нейтронов с энергией, меньшей 250 кэВ.

В области $E < 25$ кэВ отношение сечений $\sigma_{\text{Li}^6}/\sigma_{\text{B}^{10}}$ меняется очень мало, отклоняясь от своего значения для тепловых нейтронов не более чем на 3%. Постоянство отношения сечений указывает на малую величину отклонений от закона $1/v$ в ходе сечений обеих реакций. В самом деле, если предположить существование больших отклонений от закона $1/v$, то они должны быть почти в точности одинаковы для реакций $\text{Li}^6(n, \alpha)$ и $\text{B}^{10}(n, \alpha)$ (а также и $\text{N}^{14}(n, p)$, см. выше). Но ядра Li^7 , B^{11} и N^{15} сильно отличаются по расположению и свойствам возбужденных уровней; ввиду этого равенство отклонений от закона $1/v$ для рассматриваемых реакций маловероятно.

4. Так как реакции $\text{B}^{10}(n, \alpha)$ и $\text{Li}^6(n, \alpha)$ часто используются для измерения потоков нейтронов малой и промежуточной энергии, существенно получить количественную оценку отклонения сечений этих реакций от закона $1/v$. С этой целью проведем анализ хода сечений реакций, используя известные данные о возбужденных уровнях Li^7 и B^{11} [6]. В этих ядрах при энергии возбуждения порядка энергии связи нейтрона расстояния между соседними уровнями с одинаковым моментом и четностью велики по сравнению с ширинами уровней. Так как при $E \rightarrow 0$ сечение реакции обратно пропорционально квадрату энергии уровня, можно полагать, что при малых энергиях сечение определяется в основном действием одного уровня (или двух уровней с разным моментом). В таком случае ход сечения будет описываться формулой

Брейта — Вигнера для изолированного уровня. Из этой формулы нетрудно получить следующее выражение для хода сечения реакции (n, α) под действием s -нейтронов при $E \ll E_r$, где E_r — энергия резонансного уровня, E — энергия нейтрона (в лабораторной системе координат):

$$(\sigma E^{1/2})_0 / \sigma E^{1/2} = 1 + \alpha \sqrt{E} + \beta E, \quad (1)$$

где

$$\alpha = \frac{m}{\pi \hbar^2} \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 \frac{(\sigma E^{1/2})_0}{g}, \quad (2)$$

$$\beta = -\frac{2 - \alpha E_1^{1/2}}{E_r} - (1 - \alpha E_1^{1/2}) \left(\frac{d \ln \Gamma_x}{dE} \right)_0 + \frac{\alpha}{2E_1^{1/2}}, \quad (3)$$

m — масса нейтрона; A — массовое число ядра мишени; $g = (2J + 1) / 2(2i + 1)$; i, J — моменты ядра мишени и составного ядра соответственно; Γ_x, Γ_n — парциальные ширины для испускания составным ядром частицы x и нейтрона соответственно; E_1 — энергия нейтрона, при которой нейтронная ширина Γ_n , пропорциональная $E^{1/2}$, становится равной ширине Γ_{x0} . Индекс «0» означает везде значение величины при энергии нейтрона, равной нулю.

Член $\alpha \sqrt{E}$ в (1) обусловлен энергетической зависимостью нейтронной ширины, фигурирующей в знаменателе формулы Брейта — Вигнера. В табл. 1 приведены значения коэффициента α для некоторых ядер, вычисленные по формуле (2) с использованием значений $(\sigma E^{1/2})_0$ из [3]. Если в сечение реакции при малых энергиях нейтрона вносят вклад несколько неинтерферирующих уровней, то значения α будут меньше приведенных в табл. 1. Для уровней, возбуждаемых p -нейтронами, при $E \ll E_r, \delta E^{1/2} \sim E$, т. е. такие уровни влияют на величину коэффициента β в (1).

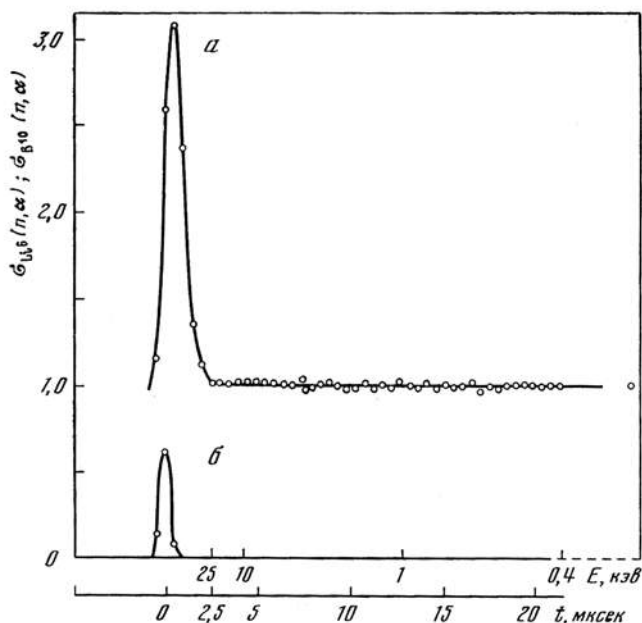


Рис. 69. Отношение сечений реакций $\text{Li}^6(n, \alpha)$ и $\text{B}^{10}(n, \alpha)$ в функции времени замедления t или энергии нейтрона E (а) и форма вспышки первичных нейтронов (в произв. ед.) (б)

Энергетический ход отношения сечений двух реакций также описывается выражением (1), но с коэффициентами α и β , равными разностям соответствующих коэффициентов для двух реакций.

5. Совмещение по методу наименьших квадратов полученного в наших измерениях отношения $\sigma_{\text{Li}}/\sigma_{\text{B}}$ с зависимостью (1) дает следующие значения коэффициентов:

$$\alpha_{\text{B}} - \alpha_{\text{Li}} = (1,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2},$$

$$\beta_{\text{B}} - \beta_{\text{Li}} = (-2 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ кэв}^{-1}.$$

Так как $\alpha_{\text{Li}} \leq 0,8 \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$, то из результатов измерений следует $\alpha_{\text{B}} \leq (2,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$, что удовлетворяет теоретической оценке (табл. 1).

Таблица 1

Ядро-мишень	$\alpha \cdot 10^2, \text{ кэв}^{-1/2}$	
	Момент составного ядра	
	$J = i + 1/2$	$J = i - 1/2$
He ³	1,55	4,65
Li ⁶	0,40	0,80
B ¹⁰	2,22	2,96

Для оценки констант β необходимо использовать данные о расположении и свойствах ближайших к энергии связи уровней ядер Li⁷ и B¹¹ [6]. Большое сечение лития для тепловых нейтронов, возможно, обусловлено широким уровнем при $E_r = -750 \text{ кэв}$. В этом случае при учете также вклада уровня $E_r = 250 \text{ кэв}$ возбуждаемого p -нейтронами, $\beta_{\text{Li}} \approx 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ кэв}^{-1}$. Если в тепловое сечение лития основной вклад вносят далекие уровни, то $\beta_{\text{Li}} \approx -1,7 \cdot 10^{-3} \text{ кэв}^{-1}$. При помощи этих оценок из экспериментального значения $\beta_{\text{B}} - \beta_{\text{Li}}$ находим $(-1,4 \pm 1) \cdot 10^{-3} \geq \beta_{\text{B}} > (-3,7 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ кэв}^{-1}$. Сечение B¹⁰ (n, α) при $E > 400 \text{ кэв}$ идет значительно ниже экстраполированного закона $1/v$ [7]; это указывает, что основной вклад в сечение при малых энергиях вносят уровни с $E_r < 400 \text{ кэв}$. С другой стороны, уровни B¹¹, расположенные ниже энергии связи, не могут привести к отрицательной величине β_{B} . Ход сечения B¹⁰ (n, α) при $E < 1 \text{ Мэв}$ (в частности, крутой спад сечения при $E > 400 \text{ кэв}$) и ход полного сечения B¹⁰ в этом же интервале энергий [8] могут быть удовлетворительно объяснены существованием в B¹¹ широкого уровня с моментом $5/2^+$ или $7/2^+$, энергией $E_r \sim 250 \text{ кэв}$, α -частичной шириной $\Gamma_\alpha \sim 400 \text{ кэв}$ и нейтронной шириной $\Gamma_n \sim 200 \text{ кэв}$. Такой уровень приводит к значению $\beta_{\text{B}} \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ кэв}^{-1}$. Эта величина может быть приближена к оценке, следующей из наших измерений, если некоторый вклад (порядка 30%) в тепловое сечение B¹⁰ вносят отрицательные уровни B¹¹.

Широкий уровень B¹¹, о котором шла речь выше, возможно, совпадает с уровнем при $E_r \sim 370 \text{ кэв}$, отмеченным при изучении реакции N¹⁴ (n, α) [9] и с предположительным уровнем $E_r \sim 200 \text{ кэв}$, который дискутировался в литературе [5]. Отклонение сечения B¹⁰ (n, α) вниз от закона $1/v$, обусловливаемое членом $\alpha \sqrt{E}$, в значительной степени компенсируется членом βE , поскольку для бора $\beta < 0$. Как следует из приведенных выше оценок α_{B} и β_{B} , в интервале $E < 25 \text{ кэв}$ сечение B¹⁰ (n, α) идет несколько ниже закона

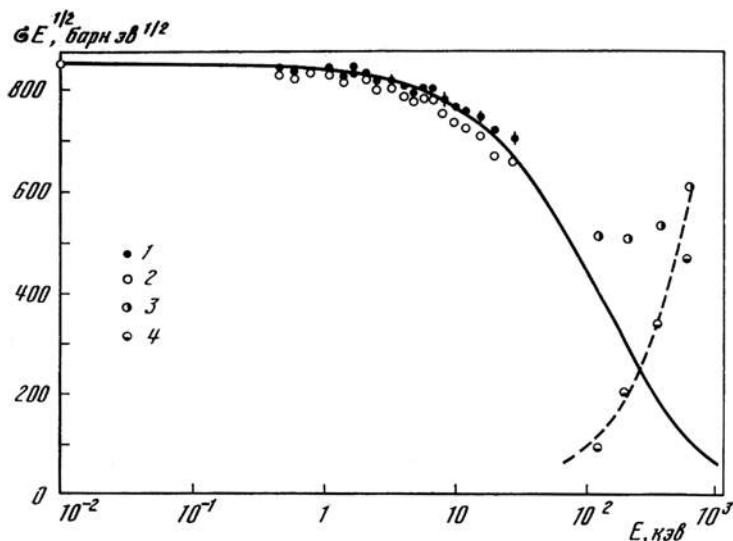


Рис. 70. Энергетический ход сечения реакции $\text{He}^3(n, p)$

1 — значения $\sigma_{\text{He}}/\sigma_{\text{Li}}$, полученные на спектрометре по времени замедления (нормировано к $(\sigma_{\text{He}}E^{1/2})_0$); 2 — значения $\sigma_{\text{He}}E^{1/2}$, вычисленные из 1, считая, что ход сечения реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)$ в этой области обусловлен только уровнем $E_p = -750$ кэв; 3 — значение $\sigma_{\text{He}}E^{1/2}$ по результатам измерений в Гарвелле [3]; 4 — разность между точками 3 и сплошной кривой; сплошная кривая — значения $\sigma_{\text{He}}E^{1/2}$, вычисленные для уровня с параметрами: $J = 1$, $E = -250$ кэв, $\Gamma_{p0} = 250$ кэв (вклад s -нейтронов); штриховая кривая представляет зависимость $\text{const } E$ (можно интерпретировать как вклад p -нейтронов)

$1/v$, причем отклонение не превышает 5—10%. Для реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)$ отклонение от закона $1/v$ в этом же интервале энергий еще меньше.

6. Нейтронный спектрометр по времени замедления в свинце был использован также для измерения энергетического хода отношения эффективных сечений реакции $\text{He}^3(n, p)$ и реакций $\text{Li}^6(n, \alpha)$ и $\text{B}^{10}(n, \alpha)$. Для регистрации соответствующих реакций применялись пропорциональные счетчики, заполненные смесью $\text{He}^3 + \text{Ag} +$ метилаль или CO_2 , и пропорциональные счетчики или ионизационные камеры с тонкими слоями бора и Li^6F .

Оказалось, что отношения сечений $\sigma_{\text{He}^3}/\sigma_{\text{Li}}$ и $\sigma_{\text{He}^3}/\sigma_{\text{B}}$ убывают с ростом энергии, причем спад превышает 15% при $E = 27$ кэв (рис. 70). Выше было показано, что сечения бора и лития в этой области энергий идут несколько ниже закона $1/v$. Следовательно, сечение реакции $\text{He}^3(n, p)$ убывает с энергией заметно быстрее, чем по закону $1/v$. Этот результат подтверждается измерениями, проведенными в Харвелле [3] при $E \geq 120$ кэв (рис. 70).

Большую величину сечения реакции $\text{He}^3(n, p)$ ($\sigma = 5400 \pm 300$ бн для тепловых нейтронов [3]) и ход сечения с энергией можно попытаться объяснить существованием у ядра He^4 возбужденного уровня с моментом 0^+ или 1^+ , расположенного недалеко от энергии связи нейтрона в He^4 . Ожидаемые в этом случае значения коэффициента α выражения (1) указаны в табл. 1. Совмещение по методу наименьших квадратов результатов измерений с выражением (1) дало следующие значения коэффициента при члене \sqrt{E} :

$$\alpha_{\text{He}} - \alpha_{\text{Li}} = (1,9 \pm 0,6) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2},$$

$$\alpha_{\text{He}} - \alpha_{\text{B}} = (0,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}.$$

Указаны среднеквадратичные статистические ошибки; истинная неопределенность результатов больше за счет возможных систематических погрешностей. Поскольку $\alpha_{Li} \leq 0,8 \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$, а $\alpha_B \leq 2,3 \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$, экспериментальные результаты не противоречат (с учетом ошибок опыта) значению $\alpha_{He} = 1,55 \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$ и хуже согласуются со значением $\alpha_{He} = 4,65 \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$.

Для определения коэффициента β_{He} , связанного с энергией уровня, использовались измерения σ_{Li}/σ_{He} и принималось $\beta_{Li} = 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ кэв}^{-1}$, $\alpha_{He} - \alpha_{Li} = 0,95 \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$ для $J = 1$ и $\alpha_{He} - \alpha_{Li} = 4,05 \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$ для $J = 0$. Было найдено $\beta_{He} = 7,6 \cdot 10^{-3} \text{ кэв}^{-1}$, если $J = 1$, и $\beta_{He} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ кэв}^{-1}$, если $J = 0$. Принимая, что приведенные протонная и нейтронная ширины уровня He^4 равны друг другу, получаем оценку $E_1 = 630 \text{ кэв}$. При помощи (3), вводя небольшую поправку на вклад p -нейтронов в сечение $He^3(n, p)$ (см. ниже), получаем для энергии уровня значения, приведенные в табл. 2. В табл. 2

Таблица 2

Параметры уровня He^4 , следующие из хода сечения реакции $He^3(n, p)$

Момент и четность	Резонансная энергия E_r , кэв	Энергия возбуждения ядра He^4 , Мэв	Протонная ширина Γ_{p0} , кэв
1+	-200	20,3	200
0+	-500	20	1200

даны также значения Γ_{p0} — протонной ширины при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона в He^4 . Γ_{p0} определялась из соотношения (4), вытекающего из формулы Брейта — Вигнера:

$$\Gamma_{p0}/|E_r| = [2\alpha E_1^{1/2} (2 - \alpha E_1^{1/2})]^{1/2}. \quad (4)$$

Отрицательный знак E_r означает, что уровень расположен ниже энергии связи нейтрона в He^4 .

На рис. 70 сплошной кривой представлена зависимость $\sigma E^{1/2} = f(E)$, рассчитанная для уровня с параметрами $J = 1^+$, $E_r = -250 \text{ кэв}$, $\Gamma_{p0} = 250 \text{ кэв}$. При $E \geq 120 \text{ кэв}$ экспериментальные точки лежат выше этой кривой, причем разность $(\sigma_{\text{эксп}} - \sigma_{\text{расч}}) E^{1/2}$ примерно пропорциональна E , что следует ожидать для реакции под действием p -нейтронов.

7. Рассматриваемый уровень He^4 должен проявляться при рассеянии протонов на тритонах, причем для протона резонансная энергия $E_r \sim 800 \text{ кэв}$, если $J = 1$ и $E_r \sim 500 \text{ кэв}$, если $J = 0$. В единственной работе [10], захватывающей эту область энергий, измерения, проведенные в точках $E = 700$; 990; 1100 кэв и т. д., обнаружили резкий подъем в сечении рассеяния при переходе от точки 990 кэв к точке 700 кэв. В свете изложенного выше мы рассматриваем этот результат как проявление резонансного рассеяния, хотя авторы [10] придерживаются другого толкования. Франк и Гаммель [11] провели фазовый анализ данных по рассеянию $p - H^3$ в области энергий $1 \div 3,5 \text{ Мэв}$ и получили указания на существование уровня 0^+ с резонансной энергией для протонов $E_r \sim 800 \text{ кэв}$ и с шириной в несколько Мэв. Для объяснения величины сечения $He^3(n, p)$ для медленных нейтронов приведенная

нейтронная ширина такого уровня должна быть в несколько раз меньше приведенной протонной ширины, что трудно согласовать с зарядовой независимостью ядерных сил.

Уровень 1^+ , в отличие от уровня 0^+ , в принципе мог бы проявиться в реакции $\text{H}^3(p, \gamma)$. Эксперимент [12] не дает никаких указаний на резонанс в выходе γ -лучей. Этот факт не может, однако, служить доводом в пользу момента 0^+ , поскольку, как следует из углового распределения γ -лучей, s -протоны вообще не вносят сколько-нибудь заметный вклад в реакцию $\text{H}^3(p, \gamma)$ [12]. В работах [13, 14] изучался энергетический спектр протонов, рассеянных на He^4 , а в работе [15] — спектр продуктов реакции $\text{He}^3(d, p)\text{He}^4$. Не было обнаружено ни одного возбужденного уровня He^4 с энергией возбуждения, меньшей 28 Мэв , и был установлен верхний предел $0,1-1 \text{ мбн/стерад}$ для сечения рассеяния или реакции с возбуждением такого уровня. Этот результат означает, что рассматриваемый в данной работе уровень $1^+(0^+)\text{He}^4$ либо не существует, либо по каким-то причинам вероятность перехода на него крайне мала (таково же положение и с уровнем 2^-He^4 , указания на который содержатся в работах [16, 17]).

Для выяснения вопроса, наряду с уточнением данных о ходе сечения $\text{He}^3(n, p)$, предполагается в первую очередь провести детальные измерения рассеяния $p - \text{H}^3$ в области энергий протонов $E < 1 \text{ Мэв}$.

Настоящая работа выполнена при участии А. Н. Волкова, А. М. Клабукова и И. В. Штрихана, осуществивших усовершенствование и наладку радиотехнического оборудования спектрометра по времени замедления. Описание этого оборудования будет опубликовано в другом месте.

Авторы благодарят И. М. Франка за интерес к работе и Л. М. Горбунова и Г. А. Соколину за изготовление счетчиков и участие в измерениях с азотом и хлором.

Примечание при корректуре (26 июня 1957 г.). Измерения отношения сечений $\text{Li}^6(n, \alpha)$ и $\text{He}^3(n, p)$ были повторены с лучшей статистикой и в условиях, в большей степени предохраняющих от систематических ошибок. Результаты в пределах точности согласуются с данными, приведенными на рис. 70; уточненные значения параметров α и β равны:

$$\alpha_{\text{He}} - \alpha_{\text{Li}} = \left(3,5 \begin{smallmatrix} +0,8 \\ -0,5 \end{smallmatrix} \right) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2},$$

$$\beta_{\text{He}} - \beta_{\text{Li}} = \left(2,8 \begin{smallmatrix} +1,5 \\ -1 \end{smallmatrix} \right) \cdot 10^{-3} \text{ кэв}^{-1}.$$

Указанные погрешности включают среднеквадратичную статистическую ошибку и оценку возможной систематической ошибки. Ход сечения удовлетворительно описывается формулой Брейта—Вигнера со следующими параметрами резонансного уровня: вклад состояния $J = 0^+$ в сечение $\text{He}^3(n, p)$ для тепловых нейтронов $x = (94 \pm 6)\%$; если принять $x = 94\%$, то $-E_r \approx 250 \text{ кэв}$, $-E_r = 500 \div 1000 \text{ кэв}$ для $x = 100\%$; $\Gamma_{p0}/|E_r| \approx 2,1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Е. Лазарева, Е. Л. Фейнберг, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1955, 29, 381.
2. А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мичурин, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штрайх, М. В. Казарновский. Доклад Р-642 на Международной женеvской конференции по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. М., Академиздат, 1957.
3. D. J. Hughes, J. A. Harvey. Neutron Cross Sections. 1955, BNL, 325.
4. R. M. Brugger, J. E. Evans, E. G. Joki, K. S. Shankland. Bull. Am. Phys. Soc., 1956, 1, 176.
5. R. H. Rohrer, H. W. Newson, J. H. Gibbons, P. Cap. Phys. Rev., 1954, 95, 302.
6. F. Ajzenberg, T. Lauritsen. R.M.F., 1955, 27, 77.
7. B. Petree, C. H. Jonson, D. W. Miller. Phys. Rev., 1951, 83, 1148.
8. C. K. Bockelman, D. W. Miller, R. K. Adair, H. H. Barschall. Phys. Rev., 1951, 84, 69.
9. A. B. Lillie. Phys. Rev., 1952, 87, 716.
10. A. Hemmendinger, G. A. Jarvis, R. F. Taschek. Phys. Rev., 1949, 76, 1137.
11. R. M. Frank, J. L. Gammel. Phys. Rev., 1955, 99, 1406.
12. J. E. Perry, Jr. S. J. Vame, Jr. Phys. Rev., 1955, 99, 1368.
13. J. Benveniste, B. Cork. Phys. Rev., 1953, 89, 422.
14. R. M. Eisberg. Phys. Rev., 1956, 102, 1104.
15. J. C. Allred. Phys. Rev., 1951, 84, 694.
16. А. И. Базь, Я. А. Смородинский. ЖЭТФ, 1954, 27, 382.
17. Н. А. Власов, С. П. Калинин, А. А. Оглобин, Л. Н. Самойлов, В. А. Сидоров, В. И. Чув. ЖЭТФ, 1955, 28, 639.
18. D. J. Hughes, R. B. Schwartz. BNL 325, Suppl., 1957, 1.

ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $\text{He}^3 (n, p)$, $\text{Li}^6 (n, \alpha)$, $\text{B}^{10} (n, \alpha)$ и $\text{N}^{14} (n, p)$ *

Совместно с А. А. Бергманом, А. И. Исаковым и Ю. П. Поповым

Нейтронный спектрометр по времени замедления в свинце, описанный в докладе на Женевской конференции 1955 г. [1], был использован для сравнения энергетической зависимости сечений реакций $\text{Li}^6 (n, \alpha)$, $\text{B}^{10} (n, \alpha)$, $\text{N}^{14} (n, p)$ и $\text{He}^3 (n, p)$ в области энергий нейтронов до 25 кэв.

В настоящем докладе мы не будем касаться постановки эксперимента, а приведем результаты измерений, уделив основное внимание их обсуждению.

Как будет видно из дальнейшего, экспериментальные данные могут быть удовлетворительно описаны при помощи простейшей гипотезы о том, что поведение сечения реакций (n, α) или (n, p) для медленных нейтронов определяется в основном влиянием одного уровня составного ядра: ближайшего к энергии связи широкого уровня, который возбуждается при захвате s -нейтрона. Хотя гипотеза одного уровня не может быть строго обоснована, в пользу ее говорит большая величина сечения рассматриваемых реакций, а также тот факт, что при энергии возбуждения порядка энергии связи нейтрона расстояния между соседними уровнями с одинаковым моментом и четностью составных ядер Li^7 , B^{11} , N^{15} велики по сравнению с ширинами уровней. Последнее справедливо, вероятно, и для составного ядра He^4 .

Используя формулу Брейта—Вигнера для изолированного уровня, можно получить следующее выражение для сечения реакции при малых энергиях $E \ll |E_r|$, где E_r — резонансная энергия (в лабораторной системе координат):

$$\frac{(\sigma E^{1/2})_0}{\sigma E^{1/2}} = 1 + \alpha \sqrt{E} + \beta E; \quad (1)$$

здесь $(\sigma E^{1/2})_0$ — значение $\sigma E^{1/2}$ при нулевой энергии нейтрона; β — коэффициент, по порядку величины равный

$$\beta \sim \frac{2}{E_r} \quad (2)$$

(полного выражения для β мы не выписываем, см. [2]);

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{g}, \quad (3)$$

$$\alpha_0 = \frac{m}{\pi \hbar^2} \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 (\sigma E^{1/2})_0, \quad (4)$$

m — масса нейтрона; A — массовое число ядра мишени; $g_{\pm} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{1}{2i+1} \right)$ — статистический фактор; i — момент ядра мишени.

Член, пропорциональный \sqrt{E} , появляется в формуле (1) из-за того, что нейтронная ширина в знаменателе формулы Брейта—Вигнера зависит от энергии: $\Gamma_n \sim \sqrt{E}$.

* Ядерные реакции при низких и средних энергиях. Труды Всесоюзной конференции, ноябрь 1957 г. Академиздат, 1958, стр. 17—22.

Рассмотрим более общий случай — сечение при нулевой энергии определяется двумя уровнями: уровнем с моментом $J = i - 1/2$ (относительный вклад в сечение x_-) и уровнем с моментом $J = i + 1/2$ (вклад $x_+ = 1 - x_-$). В этом случае коэффициент α в формуле (1) равен

$$\alpha = \alpha_0 \left[\frac{x_-^2}{g_-} + \frac{(1 - x_-)^2}{g_+} \right]. \quad (5)$$

При изменении x от 0 до 1 α проходит через минимум $\alpha_{\min} = \alpha_0$ при $x_- = g_-$.

В табл. 1 приведены значения α и β , рассчитанные для исследованных реакций. При вычислении α использованы известные данные о сечениях для тепловых нейтронов [3]. При вычислении β предполагалось, что сечения в тепловой области определяются следующими уровнями. У Li^6 — широким уровнем с $E_r = -750$ кэв [4]; учитывался также вклад в β уровня с $E_r = 250$ кэв, возбуждаемого p -нейтронами [3, 4]. У B^{10} — широким уровнем с $E_r \sim 250$ кэв, существование которого нужно предположить для объяснения хода полного сечения и сечения реакции (n, α) на B^{10} в области энергий нейтронов $E < 1$ Мэв [2]. У N^{14} — широким уровнем с $E_r = 790$ кэв [4].

Таблица 1

Ядро	$\alpha_0 \cdot 10^2, \text{кэв}^{-1/2}$	$\alpha \cdot 10^2 = \frac{\sigma_0}{g} \cdot 10^2, \text{кэв}^{-1/2}$		$\beta \cdot 10^3, \text{кэв}^{-1/2}$	Наибольшее отклонение от закона $1/v$ в области $E < 25$ кэв (по формуле (1))
		$J = i - \frac{1}{2}$	$J = i + \frac{1}{2}$		
Li^6	0,27	0,80	0,40	$\sim 0,6$	$\sim -5\%$
B^{10}	1,27	2,22	2,96	~ -5	$\sim -5\%$
N^{14}	0,0007	0,002	0,001	~ -7	$\sim +4\%$ при $E = 5$ кэв $\sim +18\%$ при $E = 25$ кэв
He^3	1,16	4,65	1,55	—	—

Для Li^6 закон $1/v$ должен выполняться с большой точностью, так как α и β малы. Отклонение от закона $1/v$ при $E = 25$ кэв должно быть порядка 5%, как указано в последнем столбце табл. 1. Для B^{10} α и β велики, но $\beta < 0$ и поэтому члены $\alpha \sqrt{E}$ и βE в значительной степени компенсируют друг друга. В результате отклонение от закона $1/v$ также мало. В случае N^{14} такой компенсации нет, так как α ничтожно мало. Поэтому для азота отклонение от закона $1/v$ при $E = 25$ кэв оказывается более значительным. Как в случае бора, так и в случае лития сечение оказывается несколько меньше экстраполированного по закону $1/v$ из тепловой области; поэтому отношение сечений лития и бора будет почти постоянно.

Экспериментальные данные хорошо согласуются с этими выводами. На рис. 69 (см. стр. 205) приведены результаты, полученные для реакций Li^6 (n, α) и B^{10} (n, α). По оси абсцисс отложено время замедления t и соответствующие значения энергии нейтронов. Кривая b дает форму вспышки первичных нейтронов с энергией 14 Мэв. Кривая a дает отношение сечений $\sigma_{\text{Li}^6(n, \alpha)} / \sigma_{\text{B}^{10}(n, \alpha)}$, нормированное к единице в тепловой области. Радиусы кружков на кривой a равны среднеквадратичным ошибкам измерений. В области $E < 25$ кэв отношение сечений почти постоянно и отклоняется от значения

в тепловой области не более чем на 3—5%. При этом отклонение качественно соответствует тому, что можно ожидать на основании табл. 1. При $E > 25$ кэв проявляется известный резонансный максимум Li^6 с $E_r = 250$ кэв.

Отношение сечений реакций $\text{N}^{14}(n, p)$ и $\text{Li}^6(n, \alpha)$ было измерено с меньшей точностью; оно оказалось постоянным в пределах 3% до энергий ~ 5 кэв; при более высоких энергиях отношение возрастает. Это увеличение составляет около 10% при $E = 25$ кэв.

Реакцию $\text{B}^{10}(n, \alpha)$ и $\text{Li}^6(n, \alpha)$ часто используют для измерения потоков медленных и промежуточных нейтронов. При этом предполагают, что справедлив закон $1/v$. Изложенные выше результаты позволяют, по-видимому, заключить, что в области энергий $E < 25$ кэв такой метод измерения потока обеспечивает точность порядка 5%.

Обратимся теперь к рис. 71, на котором приведены результаты измерений отношения сечений реакций $\text{Li}^6(n, \alpha)$ и $\text{He}^3(n, p)$. В данном случае отношение сечений не постоянно, а растет с энергией нейтронов. При переходе от тепловой области к энергии 25 кэв отношение увеличивается на 25%. Как было отмечено, сечение для лития оказывается несколько меньше предсказываемого законом $1/v$. Следовательно, сечение $\text{He}^3(n, p)$ убывает с увеличением энергии значительно быстрее, чем по закону $1/v$. Принимая для лития среднее значение $\alpha_{\text{Li}} = 0,6 \cdot 10^{-2}$ кэв $^{-1/2}$, $\beta_{\text{Li}} = 0,6 \cdot 10^{-3}$ кэв $^{-1}$, получим для He^3

$$\alpha_{\text{He}} = \left(4,1 \begin{smallmatrix} +0,8 \\ -0,5 \end{smallmatrix}\right) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2},$$

$$\beta_{\text{He}} = \left(3,5 \begin{smallmatrix} +1,5 \\ -1 \end{smallmatrix}\right) \cdot 10^{-3} \text{ кэв}^{-1}.$$

Указанные погрешности включают среднеквадратичную ошибку измерений и оценку возможных систематических ошибок. Полученное значение α_{He} очень близко к максимально возможной величине $\alpha_{\text{He}} = 4,65 \cdot 10^{-2}$ кэв $^{-1/2}$, которая получается при условии, что сечение для He^3 в тепловой области полностью определяется каналом реакции 0^+ . Вклад канала 1^+ можно подсчитать по формуле (5). Он оказывается очень малым: $x_+ = (6 \pm 6)\%$. Рассмотрим предположение, что сечение определяется в основном одним уровнем 0^+ .

Энергию уровня 0^+ нельзя определить сколько-нибудь точно, так как она чувствительна к величине вклада уровня 1^+ и к соотношению между нейтронной и протонной ширинами. Если предположить, что приведенные нейтронная и протонная ширины равны, то $\Gamma_{p0} \simeq 2|E_r|$ (Γ_{p0} — протонная ширина при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона в He^4). Если далее положить $x_+ = 6\%$, то $E_r \simeq -250$ кэв; если $x_+ = 0$, то $E_r \simeq -750$ кэв. Таким образом, уровень является отрицательным, т. е. расположен ниже энергии связи нейтрона.

Насколько хорошо уровень 0^+ описывает поведение сечения реакции $\text{He}^3(n, p)$, видно из рис. 72. Штриховая линия (уровень 1^+) явно не удовлетворяет эксперименту. При $E \geq 120$ кэв кривые идут ниже экспериментальных точек. Расхождение можно объяснить вкладом p -нейтронов, который должен быть пропорционален энергии. Действительно, разность между кривой v и экспериментальными точками (квадраты на рис. 72) увеличивается примерно пропорционально E .

Из результатов измерений Маклина и Гиббонса [11] (кресты на рис. 72) также видно отклонение сечения реакции $\text{He}^3(n, p)$ T от закона $1/v$. В пределах больших экспериментальных ошибок этой работы ее результаты хорошо согласуются с нашими данными.

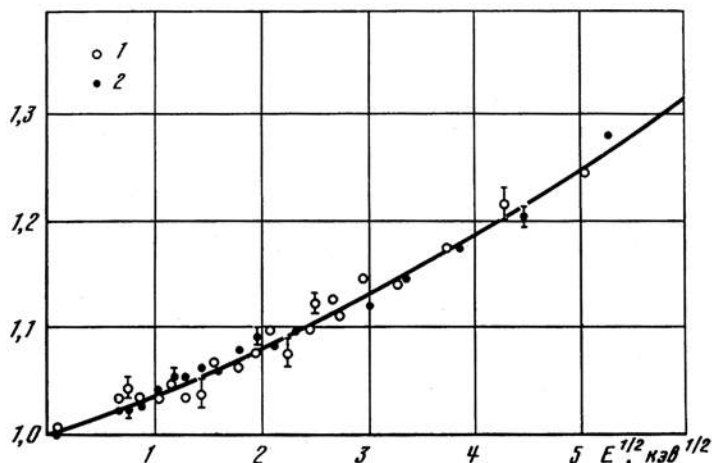


Рис. 71. График зависимости отношения сечений реакций $\text{Li}^6(n, \alpha)$ и $\text{He}^3(n, p)$ от корня из энергии нейтронов

Кривая нормирована к единице для тепловой энергии; 1 — первая (предварительная) серия измерений; 2 — вторая серия измерений; кривая — парабола $1 + \alpha\sqrt{E} + \beta E$, проведенная методом наименьших квадратов по точкам второй серии измерений; $\alpha = 3,54 \cdot 10^{-2} \text{ кэВ}^{-1/2}$, $\beta = 2,87 \cdot 10^{-3} \text{ кэВ}^{-1}$

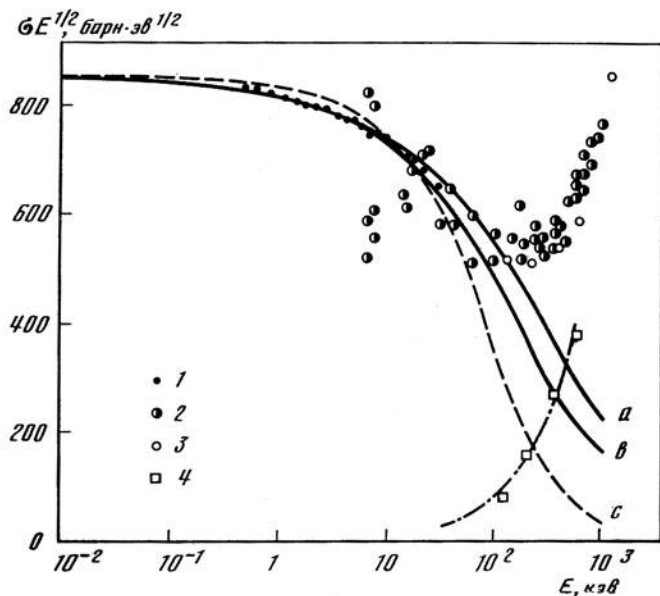


Рис. 72. График зависимости сечения реакции $\text{He}^3(n, p)$ от энергии нейтрона

1 — результаты данной работы (вычисленные по точкам рис. 71 в предположении $\alpha_{\text{Li}^6} = 0,6 \cdot 10^{-2} \text{ кэВ}^{-1/2}$, $\beta_{\text{Li}^6} = 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ кэВ}^{-1}$); 2 — измерения в Ок-Ридже [11] (реакция $\text{T}(n, p)\text{He}^3$); 3 — измерения в Харгуэлле [3]; a, b, c — кривые Брейта — Вигнера для уровней с параметрами: a — уровень 0^+ , $\Gamma \geq 2 |E_r|$ ($E_r = -0,2 \text{ МэВ}$, $\Gamma_{p0} = 2,8 \text{ МэВ}$); b — уровень 0^+ , $E_r = -0,25 \text{ МэВ}$ плюс далекий уровень 1^+ , дающий вклад $\alpha_+ = 6\%$ в тепловое сечение; c — уровень 1^+ , $E_r = -0,15 \text{ МэВ}$; d — разность между 3 и кривой b; штрих-пунктирная кривая соответствует cE , где $c = \text{const}$

Если действительно существует возбужденный уровень He^4 , то он должен проявляться в процессах, в которых He^4 является конечным продуктом (рассеяние протонов на He^4 , реакции He^3 (d , p) He^4 [7], H^3 (d , n) He^4 [10]), а также при рассеянии протонов на тритонах, которое идет через составную систему He^4 . При этом резонансной энергии нейтронов — $E_r = 250 \div 750$ кэв соответствует резонансная энергия протонов, равная $E_r = 750 \div 250$ кэв.

Франк и Гаммель [5] провели фазовый анализ рассеяния протонов на тритии в области энергий $1-3,5$ Мэв и получили указания на существование уровня 0^+ с резонансной энергией протонов $E_r \sim 800$ кэв и шириной в несколько Мэв. В расчетах содержится ряд приближений (не учитывается наличие реакции H^3 (p , n) He^3 и спин-орбитального взаимодействия), влияние которых на конечный результат не оценивалось. Ввиду этого нет уверенности в правильности результата, а согласие с выводом настоящей работы может оказаться чисто иллюзорным. Кроме того, для объяснения величины сечения реакции He^3 (n , p) для медленных нейтронов приведенная нейтронная ширина такого уровня должна составлять около 60% от приведенной протонной ширины. Подобное различие, по-видимому, нелегко согласовать с зарядовой независимостью ядерных сил. Однако в этом случае широкий уровень 0^+ хорошо объясняет наблюдаемый ход сечения реакции He^3 (n , p), как показывает сплошная кривая a на рис. 72. Если выполняется условие $\Gamma_{p0} \gg 2 |E_r|$, то форма кривой почти не зависит от значения резонансной энергии E_r . Очень большая ширина уровня 0^+ ядра He^4 согласуется также с тем фактом, что до сих пор не удалось наблюдать возбуждения этого уровня при рассеянии быстрых протонов на He^4 и в реакциях He^3 (d , p) He^4 [7], H^3 (d , n) He^4 [10].

Однако работа Хеммендингера, Ярвиса и Ташека [8], возможно, указывает на то, что уровень He^4 не должен быть столь широким. В этой работе, выполненной в 1949 г., изучалось рассеяние протонов на тритии при энергиях протонов 700, 990, 1000 кэв и т. д. Был обнаружен резкий подъем сечения рассеяния при переходе от 990 к 700 кэв. Авторы связывают немонотонность сечения рассеяния с близостью порога реакции H^3 (p , n) ($E_{\text{порог}} = 1019$ кэв). Однако, используя подход А. И. Базя [9], можно показать, что такое объяснение неудовлетворительно с количественной точки зрения. Если увеличение сечения, наблюдавшееся Хеммендингером и др., действительно существует, то его естественно рассматривать как проявление резонансного рассеяния протонов, обусловленного не очень широким уровнем. Для выяснения вопроса необходимо детальное изучение рассеяния протонов на тритии в области энергий протонов ниже 1 Мэв.

Таким образом, хотя величина и изменение сечения реакции He^3 (n , p) удовлетворительно описываются в рамках представления о существовании уровня 0^+ , расположенного ниже энергии связи нейтрона, данные о существовании и свойствах такого уровня, полученные из изучения других процессов, оказываются весьма противоречивыми. Можно отметить, что при экстраполяции характеристик состояний He^4 по характеристикам состояний более тяжелых ядер на основании модели независимых частиц следовало бы ожидать, что первым возбужденным уровнем ядра He^4 должен быть уровень 1^- или 2^- , а не 0^+ . Этот аргумент нельзя переоценивать, поскольку за ним не скрывается количественная теория. Для решения вопроса, наряду с уточнением экспериментальных данных об уровнях He^4 и реакции He^3 (n , p), весьма важной была бы разработка менее феноменологического подхода к теории этой реакции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Е. Лазарева, Е. Л. Фейнберг, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1955, 29, 381; А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мурич, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраних, М. В. Казарновский. Труды Женевской конференции, 1955, 4, 166.
2. А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1957, 33, 9.
3. D. J. Hughes, J. A. Harvey. BNL, 1955, 325.
4. F. Ajzenberg, T. Lauritsen. Rev. Mod. Phys., 1955, 27, 77.
5. R. M. Frank, J. L. Gammel. Phys. Rev., 1955, 99, 1406.
6. J. Benveniste, B. Cork. Phys. Rev., 1953, 89, 422.
7. J. C. Allred. Phys. Rev., 1951, 84, 694.
8. A. Hemmendinger, G. A. Jarvis, R. F. Tachek. Phys. Rev., 1949, 76, 1137.
9. А. И. Базь. ЖЭФТ, 1957, 33, 923.
10. Н. А. Власов. Частное сообщение.
11. R. L. Macklin, J. H. Gibbons. Phys. Rev., 1958, 109, 105.
12. Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1958, 34, 1648.

ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОМЕТРА ПО ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ В СВИНЦЕ И ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ (n, γ) *

Совместно с А. А. Бергманом,
А. И. Исаковым и Ю. П. Попозым

В докладе сообщаются результаты исследования некоторых реакций (n, γ), выполненных при помощи нейтронного спектрометра по времени замедления в свинце [1, 2]. Спектрометр этот, более подробно описанный в докладе [2], работает следующим образом. В центре большого свинцового куба 625 раз в секунду генерируются вспышки быстрых нейтронов длительностью 0,5—1 мксек. К моменту времени t после вспышки нейтроны успевают замедлиться до средней скорости v , определяемой соотношением

$$t = M\lambda \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_n} \right), \quad (1)$$

где M — массовое число замедлителя; λ — средний пробег до рассеяния; v_n — начальная скорость нейтронов.

Внутри куба помещаются сцинтилляционный счетчик и исследуемый образец (рис. 73). Измеряется интенсивность γ -квантов, возникающих при захвате нейтронов в образце в зависимости от времени замедления t , $[J_\gamma(t)]$ **. В той же точке куба при помощи детектора с эффективностью, пропорциональной $1/v$ (литиевый счетчик), измеряется величина, пропорциональная плотности нейтронов $[J_{Li}(t)]$. Для тонкого образца отношение

$$\frac{J_\gamma(t)}{J_{Li}(t)} \sim \frac{\sigma_\gamma(t)}{\sigma_{Li}(t)} \sim \sigma_\gamma(t) v, \quad (2)$$

где v — средняя скорость нейтронов в момент t ; $\sigma_\gamma(t)$, $\sigma_{Li}(t)$ — сечения, усредненные по соответствующему времени замедления t спектру нейтронов в кубе. На рис. 74 представлены результаты измерения отношения $J_\gamma(t)/J_{Li}(t)$ для естественного селена. Пик при $t_0 = 82$ мксек обусловлен резонансным уровнем Se^{74} с энергией $E_0 = 27$ эв [3]. Пик сложной формы при $t = 20 \div 30$ мксек обусловлен тремя уровнями Se с $E_0 = 211, 272$ и 382 эв.

Согласно формуле (1), абсцисса вершины пика связана с резонансной энергией соотношением

$$E_0^{-1/2} = A (t_0 - \theta), \quad (3)$$

где A и θ — константы (в предположении, что пробег до рассеяния в свинце постоянен). Как видно из рис. 75, соотношение (3) хорошо выполняется во всей области энергий от 5 эв до ~ 10 кэв, причем значение константы A в пределах ошибок измерений согласуется с известной величиной сечения рассеяния для свинца [3].

* Ядерные реакции при низких и средних энергиях. Труды Всесоюзной конференции, ноябрь 1957 г. Академиздат, 1958, стр. 140—148.

** $J_\gamma(t)$ получается в результате вычитания из результатов измерений с образцом фона, измеренного без образца. В большинстве измерений фон был много меньше эффекта.

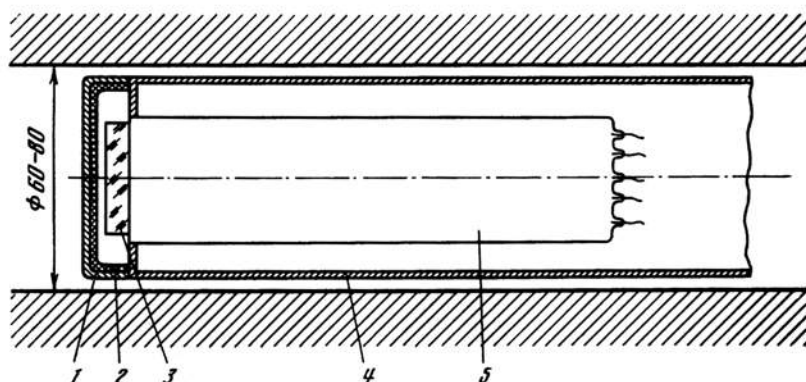


Рис. 73. Положение образца и сцинтилляционного счетчика в канале свинцового куба
1 — образец; 2 — Вi (2 мм), 3 — CaF₂ (9 мм); 4 — Al (0,5 мм); 5 — ФЭУ

Как следует из теории замедления [2, 4] для узкого резонанса, пик на кривой, аналогичной изображенной на рис. 74, должен иметь приблизительно гауссову форму (для небольших значений $\frac{|t-t_0|}{t_0}$) с полушириной

$$\tau_0 = t_0 \sqrt{\frac{16 \ln 2}{3M}}. \quad (4)$$

Для свинца $\tau_0 = 0,133 t_0$.

На рис. 76 представлены результаты измерений полуширин ряда пиков, соответствующих разрешенным резонансам в области энергий 5—1200 эв. По оси абсцисс отложены значения t_0^2 , по оси ординат — значения $(\tau^2 - 4)$ мксек², где τ — полуширина пика за вычетом небольших поправок, учитывающих конечную ширину резонансного уровня и дополнительное уширение, вызванное тепловым движением атомов свинца [2]. Постоянный член 4 мксек² соответствует увеличению дисперсии за счет ширины начального нейтронного спектра, образующегося в результате неупругого рассеяния первичных нейтронов, и за счет аппаратных причин (конечная величина длительности вспышки и ширины канала анализатора). Прямая на рис. 76 соответствует зависимости $\tau^2 - 4 = a^2 t_0^2$, где a на 20% больше теоретического значения для чистого свинца.

На рис. 74 сплошной кривой представлена теоретическая форма резонансного пика, нормированная к экспериментальному значению полуширины. Экспериментальные точки очень хорошо ложатся на кривую, за исключением области $t < t_0$, где они располагаются выше кривой. Это различие можно объяснить существованием в нейтронном спектре «хвоста» медленных нейтронов, обусловленного примесью водорода в свинце. Используя теорию М. В. Казарновского [4], можно показать, что для объяснения величины хвоста достаточно предположить относительную концентрацию водорода в свинце (по числу атомов) $n_H/n_{Pb} = (3-4) \cdot 10^{-4}$. Такая примесь водорода увеличивает полуширину пика лишь на (5—7)%. Остающееся различие можно связать с примесями ядер с массовым числом $1 < M \ll 207$, а именно — ядер кислорода, азота, алюминия и т. п. Такого рода примеси расширяют

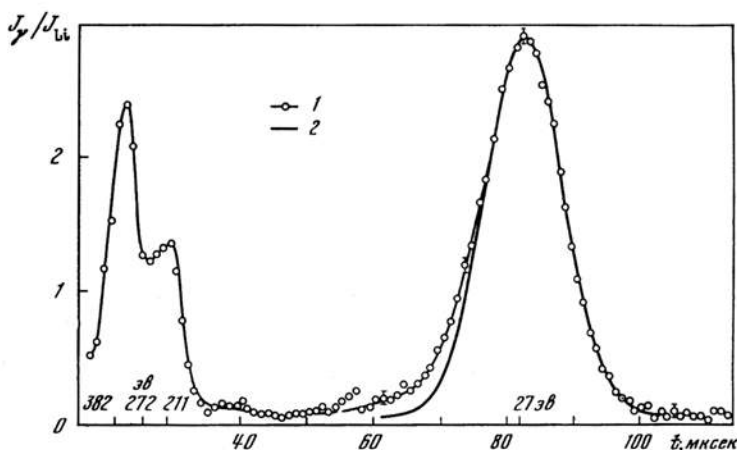


Рис. 74. График зависимости $\sigma_{\gamma} v \sim J_p/J_{Li}$ от времени замедления для естественного селена

1 — экспериментальная кривая; 2 — расчетная форма пика

кривую, но не дают аномального «хвоста». Примесь кислорода (в добавление к водороду), объясняющая полуширину пика, равна * $n_O/n_{Pb} = 5 \cdot 10^{-3}$.

Присутствие в использованном чистом свинце марки СО больших количеств водорода и кислорода, на несколько порядков превышающих возможное содержание в свинце растворенных газов, представляется маловероятным. Некоторое количество алюминия и других легких ядер вводится в установку с фотоумножителем**. Контрольные опыты с 5-кратным количеством алюминия не обнаружили в пределах точности измерений (2%) изменения формы и полуширины пика 5,2 эВ у Ag.

Ввиду этого необходимо обсудить другие возможные причины расхождения эксперимента и теории. Одной из таких причин может быть влияние нейтронов, отраженных бетонным фундаментом установки и стенами помещения, уставленными защитными баками с водой. В этом случае относительная ширина линии τ/t_0 должна была бы расти с уменьшением энергии нейтронов, чего, однако, не наблюдается. Количественная оценка числа отраженных нейтронов также показывает, что эти нейтроны не могут создать наблюдаемого уширения линий.

Другая возможная причина — влияние связи атомов в твердом теле на процесс замедления нейтронов. Для дебаевской модели кристалла уширение линий, обусловленное связью и тепловым движением, равно

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_0} = \frac{3}{16} \frac{MT}{E} \text{ при } T \gg \theta \quad (5)$$

* Отметим, что эффект примеси с массовым числом $M_{\text{прим}}$ на полуширину пика пропорционален $(M_{Pb}/M_{\text{прим}})^2$, тогда как эффект на время замедления пропорционален $M_{Pb}/M_{\text{прим}}$. Ввиду этого небольшая примесь легких ядер, заметно увеличивая полуширину, не приводит к ощутимому времени замедления.

** Водородосодержащие вещества из установки исключены (пластмассовый цоколь фотоэлектронного умножителя снят, применены изоляторы из фарфора и т. д.).

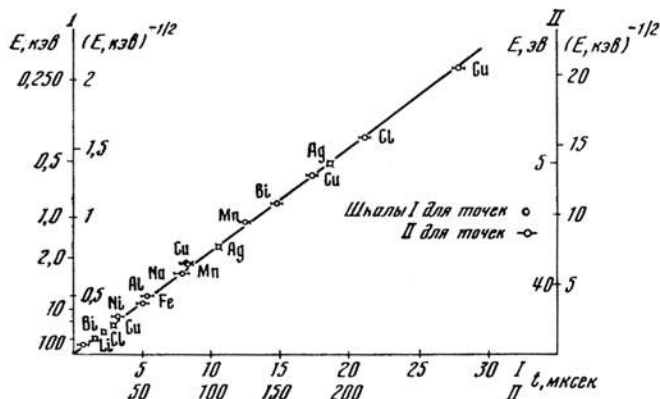


Рис. 75. График зависимости времени замедления, соответствующего максимуму резонансного пика, от энергии резонанса

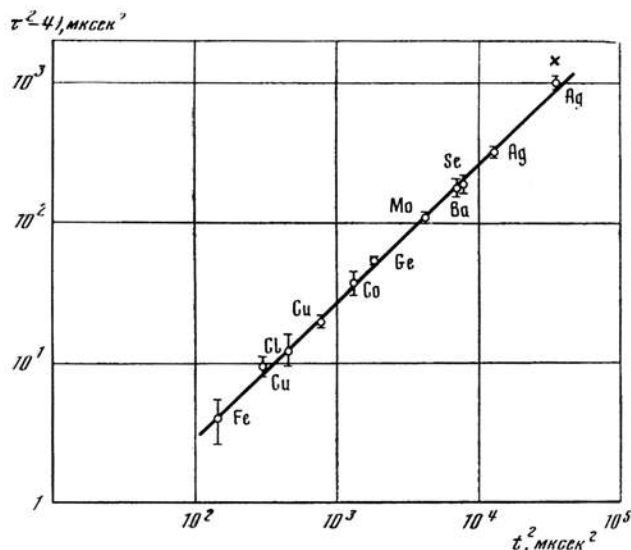


Рис. 76. График зависимости полуширины резонансного пика от времени замедления

В значения, изображенные точками, внесены поправки, учитывающие конечную ширину резонансного уровня и уширение, вызванное тепловым движением атомов свинца; в значение, отмеченное крестиком, последняя поправка не внесена

и

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_0} = \frac{9}{128} \frac{M\theta}{E} \quad \text{при } T \ll \theta, \quad (5'')$$

где T — абсолютная температура кристалла; θ — дебаевская температура ($\theta = 80^\circ \text{K}$ для свинца). Эксперимент (рис. 79) дает гораздо большие значения $\Delta\tau/\tau$ и не указывает на уменьшение $\Delta\tau/\tau$ с увеличением энергии (по крайней мере, в области $E \leq 10 \text{ эВ}$; при $E > 100 \text{ эВ}$ постоянство τ^2/t_0^2 может быть обусловлено определенным выбором постоянной слагающей τ^2 , принятой равной 4 мксек^2). Возможно, этот результат указывает на существование в спектре частот свинца «хвоста», простирающегося далеко в область $E \gg \theta$. Этот вопрос представляет физический интерес, оправдывающий подробное изучение разрешающей способности спектрометра по времени замедления.

Обратимся теперь к измерениям характеристик уровней и сечений реакции (n, γ). Можно показать, что площадь пика на кривой $J_\gamma(t)/J_{\text{Li}}(t)$ про-

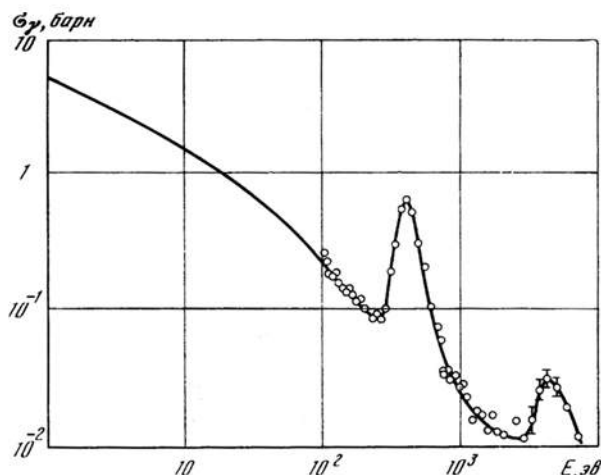


Рис. 77. Сечение реакции (n, γ) для хлора

Экспериментальные данные нормированы к тепловому сечению $\sigma = 31,6$ барн [3]; на участке $E < 100$ эв точки не нанесены, а проведена сплошная кривая в предположении, что зависимость сечения соответствует существованию отрицательного уровня $E_0 = -210$ эв

порциональна (для тонкого образца) резонансному интегралу $\int \sigma_{\gamma}(E)dE/E$. Градуировка может быть произведена либо по другому резонансному уровню того же элемента с известными параметрами, либо в результате сравнения с областью энергий, в которой известно сечение (например, тепловая область). Аналогичным образом производится и градуировка при определении по формуле (2) усредненных сечений в области энергии, где расстояние между уровнями меньше разрешающей способности спектрометра. Последняя, как следует из рис. 76, составляет примерно 35% в области десятков—сотен эв и приблизительно 0,3 мксек/м в области $E > 1$ эв.

Описанный способ градуировки предполагает, что эффективность регистрации γ -квантов от захвата не меняется при изменении энергии нейтронов. Эффективность применявшихся детекторов — пропорциональных и сцинтилляционных счетчиков с очень тонким органическим кристаллом — приблизительно пропорциональна энергии γ -кванта. Поэтому эффективность регистрации акта поглощения медленного нейтрона пропорциональна энергии связи нейтрона и в случае одноизотопных веществ не зависит от его кинетической энергии.

Перейдем к результатам, полученным для отдельных элементов.

Хлор. Сечение (n, γ) для хлора приведено на рис. 77*. Резонансный уровень при энергии 405 эв был обнаружен ранее при измерениях полного сечения для хлора методом времени пролета, выполненных в США [5]. Авторы приписывают этот резонанс изотопу Cl^{35} и приводят для него следующие параметры: $\Gamma < 0,6$ эв и $\sigma_0 > 580$ барн; для этих пределов $\Gamma_n = 0,14$ эв. Наши измерения дают меньшую силу уровня: $\sigma_0 \Gamma_{\gamma} = 75$ барн·эв $\pm 25\%$, откуда $g\Gamma_n = 0,02$ эв. Уровень 405 эв проявляется также в реакции $\text{Cl}(n, p)$, которая изучалась при помощи пропорциональных счетчиков, наполненных парами CCl_4 . В наших измерениях был обнаружен также уровень $4,3 \pm 0,5$ кэв, не указанный в работе [5]. Для этого уровня $\sigma_0 \Gamma_{\gamma} = 60$ барн·эв $\pm 40\%$.

В области $E < 200$ эв сечение реакции (n, γ) идет ниже, чем должно быть по закону $1/v$, что обусловлено известным отрицательным уровнем Cl^{36} . Для уровня с шириной $\Gamma \ll |E_0|$ при помощи формулы Брейта—Вигнера

* Измерения выполнены Ю. А. Березиным и Н. Т. Кашукеевым.

нетрудно получить соотношение

$$(\sigma_{\gamma v})^{-1/2} = \text{const} (E - E_0). \quad (6)$$

Таким образом, зависимость $(\sigma_{\gamma v})^{-1/2} = f(E)$ графически изображается прямой, пересекающей ось абсцисс в точке $E = E_0$. Как видно из рис. 78, эксперимент согласуется с формулой (6) и дает для энергии отрицательного уровня Cl^{36} значение $E_0 = -210 \pm 10$ эв. Эта величина сильно отличается от значения $E_0 = -140 \pm 5$ эв, полученного в работе [5] более косвенным путем: из анализа полного сечения для хлора.

Железо. При измерениях сечения реакции (n, γ) для железа в области $E < 10$ кэв были обнаружены два пика: при энергии ~ 8 кэв и при энергии 1200 эв. Первый пик обусловлен неразрешенными уровнями $E_0 = 7,2$ кэв и $E_0 = 8$ кэв, обнаруженными в Аргоннской лаборатории при измерениях полного сечения для железа [3]. Пик, расположенный при 1200 эв, в измерениях полного сечения не был обнаружен. Согласно результатам наших измерений, сила уровня 1200 эв составляет $\sigma_0 \Gamma_{\gamma} = 150$ барн·эв $\pm 25\%$. Резонанс такой силы с энергией 1200 эв может принадлежать только основному изотопу железа Fe^{56} (содержание 91,7%). Оценка нейтронной ширины уровня дает $\Gamma_n \approx 0,08$ эв. Малая величина нейтронной ширины делает понятным, почему уровень 1200 эв не был обнаружен при измерениях полного сечения для железа [3], выполненных с разрешением порядка сотен эв. В области энергий от десятых долей эв до уровня 1200 эв сечение захвата железа в пределах 10–15% не обнаруживает отклонений от закона $1/v$. Вклад уровня 1200 эв в резонансный интеграл поглощения железа равен $0,2 \pm 0,05$ барн. Суммарный вклад уровней 7,2 кэв и 8 кэв в 2–3 раза меньше; в области энергий $E > 10$ кэв добавляется 0,05–0,10 барн. Сечение захвата, экстраполированное по закону $1/v$ из тепловой области, дает резонансный интеграл 1,1 барн. Таким образом, полный резонансный интеграл поглощения железа равен $1,45 \pm 0,15$ барн. Этот результат сильно отличается от значений 2,1–2,3 барн, полученных в работах [6]. Причины расхождения не ясны.

Свинец. На рис. 79 представлено отношение J_{ϕ}/J_{Li} , где J_{ϕ} — интенсивность фона, т. е. интенсивность γ -излучения, регистрируемого сцинтилляционным счетчиком в отсутствие образца. Контрольные измерения показали, что сам детектор не вносит значительного вклада в фон. Таким образом, фон представляет собой в основном γ -кванты, возникающие при захвате нейтронов в свинце и содержащихся в нем примесях. Материалы детектора (Cs, Sb, Cu) и примеси свинца обуславливают, по-видимому, пики, наблюдаемые в интервале времен замедления 15–200 мксек (рис. 79). Два мощных пика при 7,5 и 10 мксек невозможно объяснить примесями: они соответствуют резонансным уровням свинца с энергией $E_0 = 1700 \pm 150$ эв и $E_0 = 2800 \pm 200$ эв. На кривой, изображающей полное сечение свинца [3], эти уровни не обнаруживаются. Это позволяет оценить верхний предел нейтронных ширин этих уровней: $gf\Gamma_n < 0,1$ эв для уровня 1700 эв и $gf\Gamma_n < 0,5$ эв для уровня 2800 эв. Сравнение отношения площадей пиков на рис. 79 с ординатой кривой в области тепловых энергий позволяет определить величину

$$y = \frac{\sigma_0 \Gamma_{\gamma}}{(1 + \sigma_0/\sigma_s)^{1/2}},$$

где σ_s — постоянная составляющая сечения рассеяния для свинца (11,2 барн [3]); σ_0 — полное сечение в максимуме резонансного пика. Для уровня

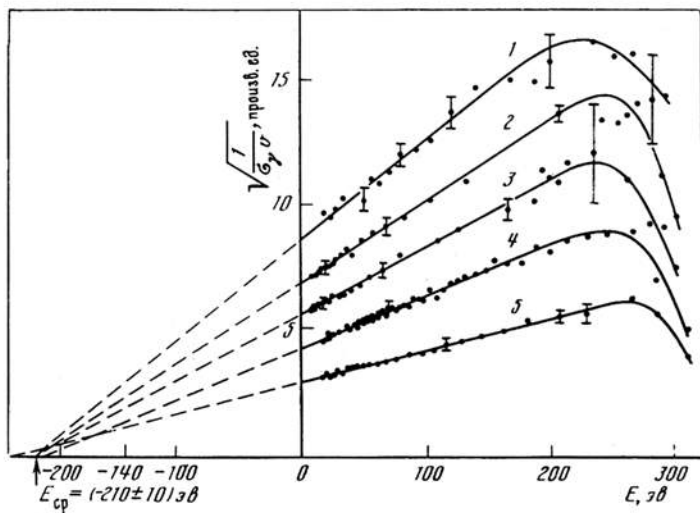


Рис. 78. График зависимости $(\sigma_{\gamma} \nu)^{-1/2}$ от энергии для хлора

Точка пересечения с осью абсцисс определяет энергию резонансного уровня; приведенные кривые получены с различными образцами: 1, 3, 4 — PbCl_2 ; 2, 5 — CCl_4

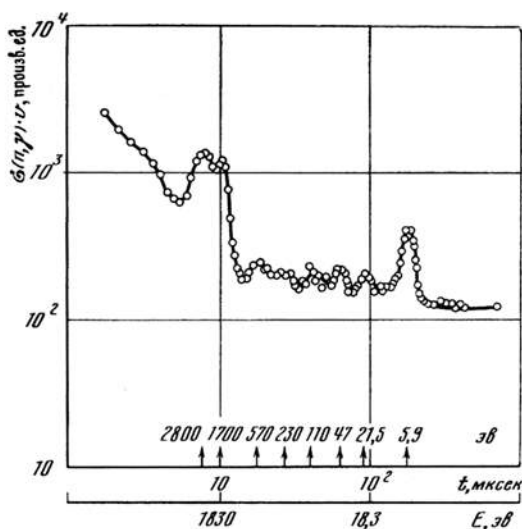


Рис. 79. График зависимости γ -фона спектрометра от времени замедления, измеренной сцинтилляционным счетчиком

1700 эв $y = 4 (\pm 30\%)$ барн·эв, для уровня 2800 эв $y = 9 (\pm 30\%)$ барн·эв. Для определения нейтронной ширины уровня, кроме y , необходимо знать радиационную ширину Γ_{γ} и, конечно, определить, какому из изотопов свинца отвечает уровень. Зная величину y , можно построить лишь зависимость $\Gamma_n = f(\Gamma_{\gamma})$ для каждого из изотопов. Исследование таких графиков приводит к выводу, что, по всей вероятности, для уровня 1700 эв ширина $\Gamma_n < 100 \cdot 10^{-3}$ эв, а для уровня 2800 эв ширина $\Gamma_n < 200 \cdot 10^{-3}$ эв.

В заключение отметим, что ядра хлора, железа и свинца характеризуются малой плотностью уровней при энергии возбуждения, соответствующей энергии связи нейтрона; поэтому нейтронные ширины уровней этих ядер должны быть велики. Так, например, для уровней Fe^{56} с энергией $E > 20$ кэв приведенная нейтронная ширина Γ_n^0 составляет 3 эв. В то же время приве-

денные ширины изученных в данной работе уровней $\Gamma_n^0 = \Gamma_n E^{-1/2}$ крайне малы: у хлора $\Gamma_n^0 \sim 1 \cdot 10^{-3}$ эв (405 эв), у железа $\Gamma_n^0 \sim 3 \cdot 10^{-3}$ эв (1200 эв), у свинца $\Gamma_n^0 < 3 \cdot 10^{-3}$ эв (1700 эв), $\Gamma_n^0 < 4 \cdot 10^{-3}$ эв (2800 эв). Существование столь узких уровней, вообще говоря, не удивительно: уровни, возбуждаемые p - или d -нейтронами, должны быть узкими, а плотность таких уровней не должна быть меньше плотности уровней, возбуждаемых s -нейтронами. Отметим, что эти узкие уровни легко обнаруживаются при регистрации γ -квантов, сопровождающих захват, несмотря на плохое разрешение спектра по времени замедления; в то же время они не проявляются при измерениях полного сечения с лучшим разрешением. Трудность обнаружения узких уровней в измерениях пропускания связана с тем, что в таких измерениях всегда имеется большой и неустраняемый фон — потенциальное рассеяние. В измерениях с регистрацией γ -излучения подобный фон отсутствует.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Е. Лазарева, Е. Л. Фейнберг, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1955, 29, 381.
2. А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мушин, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штрайх, М. В. Казарновский. Труды Женевской конференции, 1955, 4, 166.
3. D. J. Hughes, R. B. Schwartz. Suppl. 1 to BNL-325, 1957; D. J. Hughes, J. A. Harvey. BNL-325, 1955.
4. М. В. Казарновский. Диссертация. ФИАН СССР, 1955; Труды ФИАН, 1957, 11, 176.
5. R. M. Brugger, J. E. Evans, E. G. Joki, K. S. Shankland. Phys. Rev., 1956, 104, 1054.
6. П. Е. Спивак, Б. Г. Ерозолимский, Г. А. Дорофеев, В. И. Лавренчик. Труды Женевской конференции, 1955, 5, 113; Р. Макклин, Х. Померанс. Труды Женевской конференции, 1955, 5, 119; В. Б. Климентьев, В. М. Грязев. Атомная энергия, 1957, 3, 507.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $\text{Li}^6 (n, \alpha)$ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2,5 Мэв*

Совместно с А. В. Еллидинским и И. В. Штрайном

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе, выполненной в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР в 1953 г., ионизационным методом проведено измерение эффективного сечения реакции $\text{Li}^6 (n, \alpha) T$ для D — D нейтронов с энергией 2,5 Мэв. Для отделения расщеплений, вызванных D — D нейтронами, от расщеплений, произведенных медленными нейтронами, использовалось различие в суммарной энергии продуктов реакции.

Тонкий слой Li^6F помещался в ионизационную камеру, заполненную аргоном, и с помощью 19-канального анализатора снималось распределение по величине суммарного импульса α -частицы и тритона. На полученных кривых пик расщеплений $\text{Li}^6 D — D$ нейтронами отчетливо отделялся от пиков расщеплений лития медленными нейтронами, а также от фона, обусловленного реакциями (n, p) и (n, α) в газе камеры. В результате измерений найдено, что сечение реакции (n, α) на Li^6 для нейтронов с энергией 2,5 Мэв равно (170 ± 20) мбарн.

1. УСТАНОВКА

Источник нейтронов. Нейтроны с энергией 2,5 Мэв получались путем бомбардировки мишени из тяжелого льда ионами D_2^+ , ускоренными напряжением 370 кВ, полученным от каскадного генератора. Схема мишенного устройства и положение ионизационной камеры изображены на рис. 80.

Ионизационные камеры и образцы. Большинство измерений было выполнено с ионизационной камерой I, изображенной на рис. 81. Часть измерений выполнялась с ионизационной камерой II (рис. 82), которая отличалась от камеры I большим расстоянием между электродами.

Образцы представляли собой тонкие слои Li^6F ($0,12—0,32$ мг/см²), нанесенные путем испарения в вакууме на золотую фольгу толщиной $0,2$ мг/см², приклеенную к латунной рамке. Слой LiF имел форму квадрата ($6,5 \times 6,5$ см) с закругленными углами. Рамка с образцом укреплялась на высоковольтном электроде 3 камеры (рис. 81 и 82). Толщина образца была мала по сравнению с пробегами ядер-продуктов реакции $\text{Li}^6 (n, \alpha) T$, и оба ядра выходили в рабочий объем камеры. Для измерения суммарной ионизации, производимой продуктами реакции, оба собирающих электрода 5 камеры соединялись параллельно. Импульсы могли сниматься также с каждого из электродов 5 в отдельности.

На высоковольтный электрод подавалось отрицательное напряжение 1000—4000 в. На сетки 4 подавалась часть этого напряжения (60% в камере I и 50% в камере II), подобранная по формулам из работы [1] так, чтобы все электроны собирались на коллектор, не теряясь на сетке.

Камеры обезгаживались путем откачки в течение нескольких часов под нагревом $\sim 50^\circ \text{C}$ и заполнялись аргоном, содержащим 0,05—0,1% кислорода и 0,2—0,3% азота (по заводскому паспорту).

* Ядерные реакции на легких ядрах. М., Атомиздат, 1957, стр. 75—89.

- 1 — латунная трубка;
- 2 — сосуд Дьюара, заполняющийся жидким азотом;
- 3 — медная «лопатка», на которую намораживался тонкий слой тяжелого льда;
- 4 — колбочка с тяжелой водой;
- 5 — пропорциональные счетчики для измерения нейтронного, выхода путем регистрации протонов от параллельной реакции $D(d, p)T$;
- 6 — диафрагма диаметром 16 мм, ограничивающая сечение ионного пучка;
- 7 — ионизационная камера;
- 8 — образец

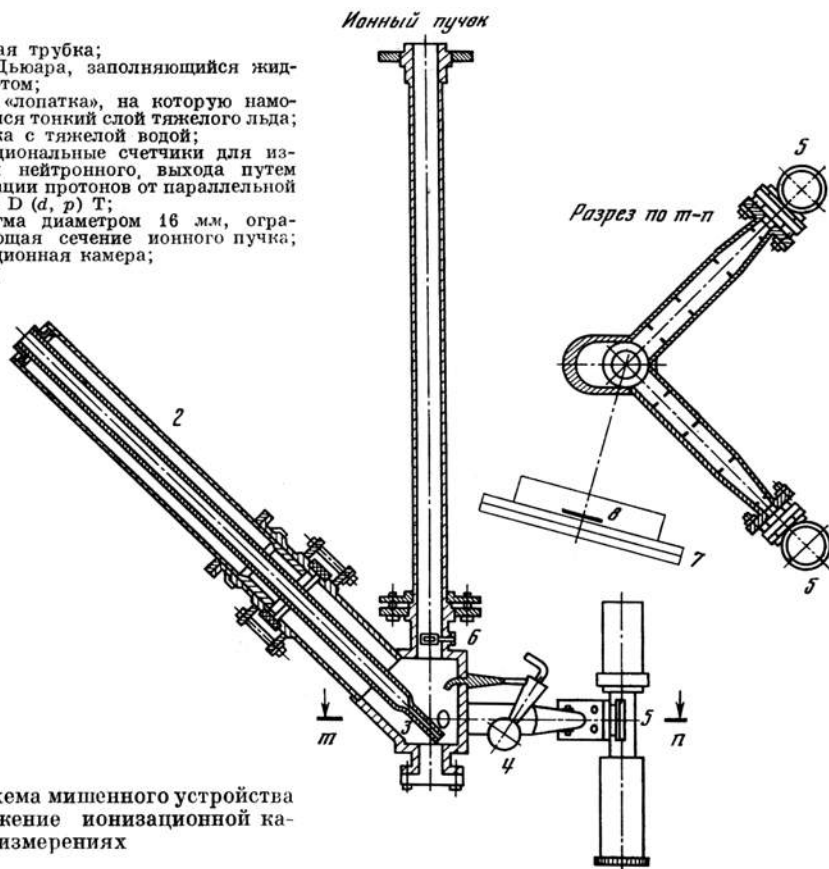


Рис. 80. Схема мишенного устройства и расположение ионизационной камеры при измерениях

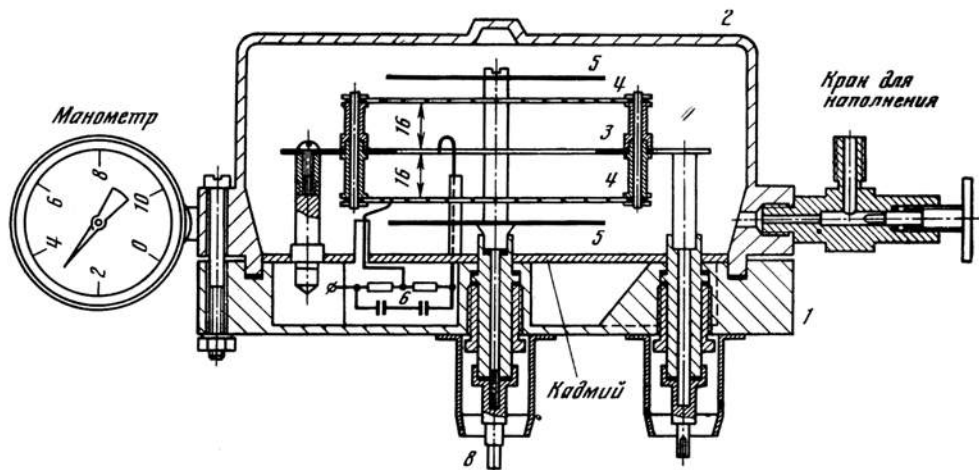


Рис. 81. Ионизационная камера I

- 1 — основание камеры (Al);
- 2 — крышка камеры (Al);
- 3 — высоковольтный электрод с вырезом для установки образцов;
- 4 — сетки;

- 5 — собирающие электроды;
- 6 — делитель для подачи напряжения на сетки;
- 7 — высоковольтный вывод;
- 8 — вывод нижнего собирающего электрода (вывод верхнего электрода не изображен)

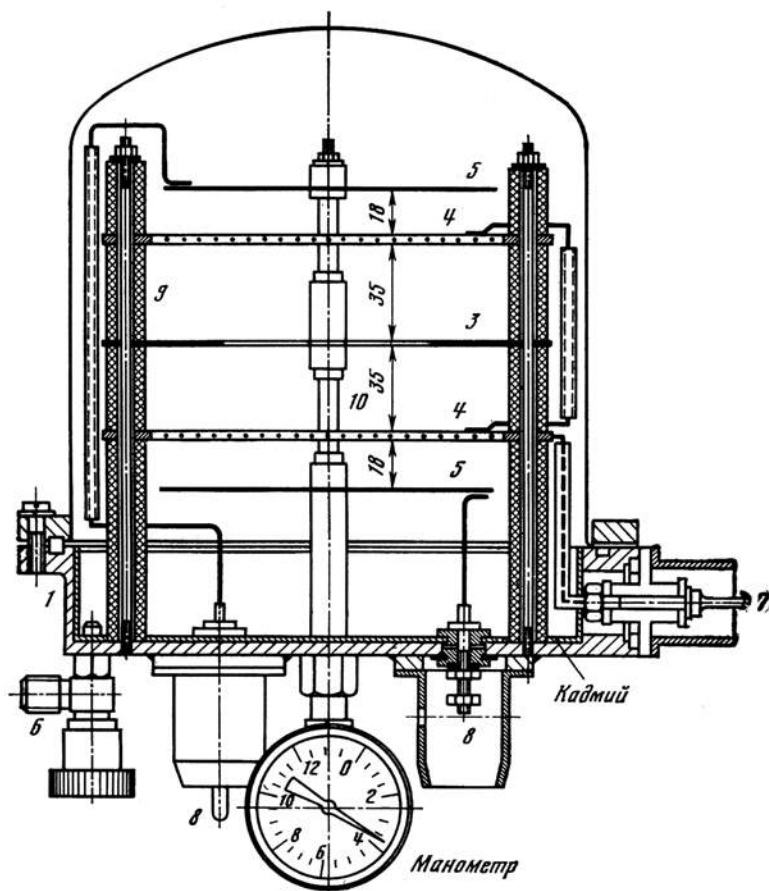


Рис. 82. Ионизационная камера И

1 — основание камеры (Fe); 2 — колпак (Cu); 3 — высоковольтный электрод с отверстием для установки образцов; 4 — сетки; 5 — собирающие электроды; 6 — кран для наполнения; 7 — высоковольтный вывод; 8 — выводы собирающих электродов; 9 — фарфоровые трубки 10 — плексигласовые изоляторы

При изготовлении слоев LiF расстояние от танталового испарителя до золотой фольги равнялось ~ 12 см, что обеспечивало постоянство толщины слоя с точностью $\pm 5\%$. Толщина слоя определялась взвешиванием; предварительно было проверено, что прогрев в вакууме фольги, приклеенной к рамке, не сказывается на весе. При осаждении слоя LiF на золотую фольгу последняя натягивается, вероятно, из-за кристаллизации соли. Чтобы избежать разрыва фольги при напаривании, она должна иметь запас длины в виде большого провиса. При недостаточно чистой поверхности фольги натяжение приводит к отделению соли в виде чешуек. Этого удается избежать путем предварительного прогрева фольги в вакууме.

Радиотехника. Ионизационные импульсы поступали на линейный ускоритель с каскадами предварительного усиления, вынесенными к ионизационной камере, и затем поступали на 19-канальный амплитудный анализатор, разработанный и построенный И. В. Штрашихом. Линейность всего тракта —

усилитель, анализатор, калибратор амплитуд анализатора — была подвергнута специальной проверке и оказалась достаточно хорошей. Между каналами анализатора существуют «просветы», ширина которых была найдена равной 7% от ширины каналов.

II. ИЗМЕРЕНИЯ

Расшифровка спектра импульсов. В ионизационной камере, содержащей слой LiF и заполненной аргоном с примесью азота, нейтроны с энергией до 2,5 Мэв могут участвовать в следующих реакциях:

$$\text{Li}^6(n, \alpha)T, \quad Q = 4,78 \text{ Мэв} [2], \quad (1)$$

$$\text{Li}^6(n, d)\text{He}^5, \quad Q = -1,7 \text{ Мэв}, \quad (2)$$

$$\text{F}^{19}(n, \alpha)\text{N}^{16}, \quad Q = -1,2 \text{ Мэв} [2], \quad (3)$$

$$\text{Ar}^{36}(n, \alpha)\text{S}^{33}, \quad Q = 2 \text{ Мэв} [3], \quad (4)$$

$$\text{N}^{14}(n, p)\text{C}^{14}, \quad Q = 0,6 \text{ Мэв} [2], \quad (5)$$

$$\text{N}^{14}(n, \alpha)\text{B}^{11}, \quad Q = -0,15 \text{ Мэв} [2]. \quad (6)$$

Суммарная энергия продуктов исследуемой реакции (1) равна 7,28 Мэв для D — D нейтронов и 4,78 Мэв для медленных нейтронов. Энергия продуктов реакций (4), (5) и (6), вызванных D — D нейтронами, будет соответственно 4,5; 3,1 и 2,3 Мэв. Остальные реакции, а также рассеяние нейтронов на ядрах газа и образца приводят к еще меньшему выделению энергии в камере.

На рис. 83 представлен спектр импульсов, полученный при облучении D — D нейтронами ионизационной камеры I с образцом обогащенного LiF толщиной 0,32 мг/см² (кривая *a*). При измерениях камера для защиты от тепловых нейтронов окружалась со всех сторон листовым кадмием толщиной 0,5 мм.

Для идентификации пиков камера окружалась с боков и сзади парафином так, чтобы не перегораживать пучок первичных нейтронов. Разность кривых, полученных с парафином и без него, дает эффект нейтронов, замедленных в парафине (кривая *b* рис. 83). Из сопоставления кривых *a* и *b* можно заключить, что второй справа пик на кривой *a* обусловлен реакцией Li⁶(*n*, α)T, вызванной фоном замедленных нейтронов; крайний правый пик на кривой *a* обусловлен расщеплениями лития D — D нейтронами.

Правильность такого сопоставления была проверена сравнением спектров импульсов, полученных на разных расстояниях от мишени до слоя. Площадь правого пика (а также высота кривой в левой части) изменялась пропорционально 1/*r*², тогда как площадь левого пика изменялась гораздо медленней. Это указывало на то, что левый пик в значительной степени обусловлен нейтронами, идущими не из мишени, т. е. фоном замедленных нейтронов, рассеянных водяной защитой помещения и другими предметами.

Далее были проведены измерения со слоем естественного LiF толщиной 0,27 мг/см² (кривая *e* рис. 83). Кривые *a* и *e* приведены к равному потоку нейтронов через слой. Образец из обогащенного лития, с которым была получена кривая *a*, содержал 91,7% Li⁶ (по паспорту поставщика). Отношение количества Li⁶ в естественном и обогащенном образцах равно 0,06. Для реакций, идущих на Li⁶, отношение площадей пиков на кривых *a* и *e* должно равняться этой цифре. В действительности отношение площадей D — D

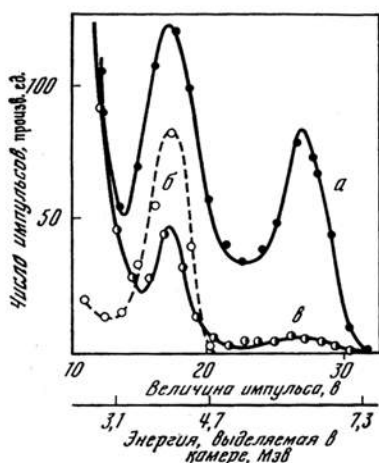


Рис. 83. Спектр импульсов камеры I (давление 9,5 атм, напряжение 1000 в)

a — слой обогащенного LiF толщиной 0,32 $\text{мг}/\text{см}^2$, $\text{D}-\text{D}$ нейтроны;
b — тот же слой, медленные нейтроны;
в — слой естественного LiF толщиной 0,27 $\text{мг}/\text{см}^2$, $\text{D}-\text{D}$ нейтроны

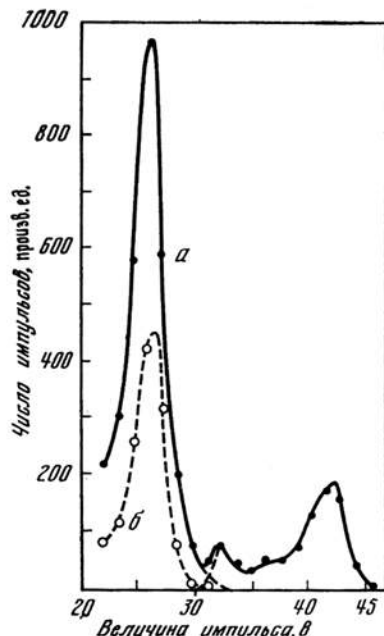


Рис. 84. Спектр импульсов, полученный в камере II со слоем обогащенного LiF толщиной 0,20 $\text{мг}/\text{см}^2$ (давление 4,5 атм, напряжение 2700 в)

a — $\text{D}-\text{D}$ нейтроны; *b* — медленные нейтроны; жирной линией очерчен спектр импульсов исследуемой реакции за счет одних $\text{D}-\text{D}$ нейтронов

пиков на кривых *a* и *в* (участки кривых от 22 в и дальше) равно $0,08 \pm 0,01$. Возможной причиной различия, если оно существует, является наложение двух одновременных импульсов от реакций в газе. Существенного значения этот фон, однако, не имеет, так как обусловленная им ошибка много меньше прочих ошибок в измерении сечения.

Отношение площадей левых пиков на кривых *a* и *в* (участки 15—22 в) составляет 0,27. Следовательно, в этом интервале амплитуд импульсов имеется фон, который следует приписать реакции (n, α) в Ag^{36} под действием $\text{D}-\text{D}$ нейтронов, поскольку энергия α -частиц из этой реакции (4,5 Мэв) близка к суммарной энергии продуктов расщепления лития медленными нейтронами (4,78 Мэв). Из величины фона можно рассчитать сечение реакции $\text{Ag}^{36}(n, \alpha)\text{S}^{33}$ для нейтронов с энергией 2,5 Мэв : $\sigma = 46 \cdot 10^{-27} \text{см}^2 \pm 30\%$. По данным [3], сечение этой реакции для нейтронов с энергией 2,76 и 2,15 Мэв равно соответственно $(58 \pm 17) \cdot 10^{-27} \text{см}^2$ и $(40 \pm 12) \cdot 10^{-27} \text{см}^2$.

Числа импульсов с амплитудой меньше 13 в на кривых *a* и *в* примерно совпадают. Следовательно, эти импульсы вызваны реакциями в газе, судя по амплитуде импульсов, реакциями $\text{N}^{14}(n, p)\text{C}^{14}$ и $\text{N}^{14}(n, \alpha)\text{B}^{11}$ на $\text{D}-\text{D}$ нейтронах.

Форма спектра импульсов от реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{T}$. Хотя суммарная энергия продуктов расщепления лития $\text{D}-\text{D}$ нейтронами постоянна, спектр импульсов реакции оказывается довольно размытым и частично накладывается на спектр импульсов реакций $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{T}$ на медленных и $\text{Ag}^{36}(n, \alpha)\text{S}^{33}$ на $\text{D}-\text{D}$ нейтронах. Наиболее четкое выделение пика от расщеплений Li^6

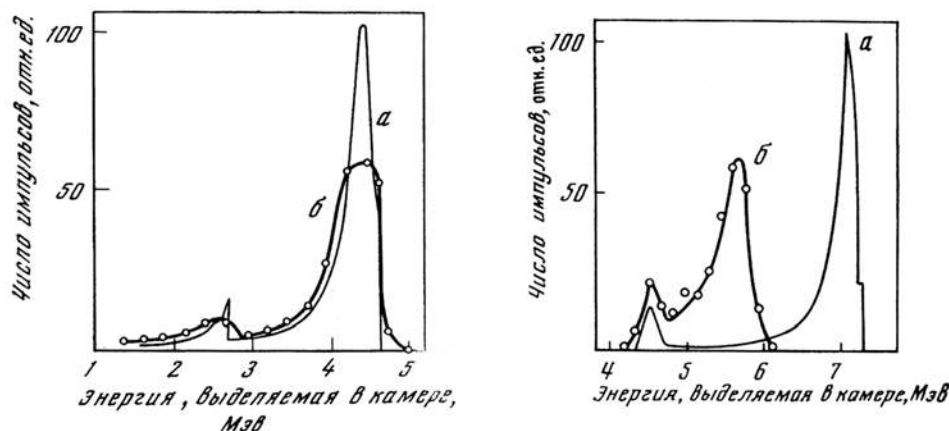


Рис. 85. Спектр импульсов от реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)$ в камере, облучаемой тепловыми нейтронами

a — теоретическая кривая для слоя $0,2 \text{ мг/см}^2$; *b* — кривая, полученная с камерой II при давлении $4,5 \text{ атм}$ и напряжении 2700 в ; кривые приведены к равной площади

Рис. 86. Спектр импульсов от реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)$ в камере, облучаемой D — D нейтронами
a — теоретическая кривая для слоя $0,2 \text{ мг/см}^2$; *b* — кривая, полученная с камерой II при давлении $4,5 \text{ атм}$ и напряжении 2700 в ; кривые *a* и *b* приведены к равной площади; шкала энергий получена совмещением левого пика с пиком на теоретической кривой

D — D нейтронами было достигнуто в измерениях с камерой II (см., например, рис. 84). В измерениях с камерой I при больших давлениях газа и сравнительно низком напряжении на камере разделение пиков было менее четким (см. рис. 83).

Основными причинами размытия спектра импульсов являются: 1) потери энергии в образце, 2) уменьшение импульса за счет рекомбинации и прилипания электронов, 3) уменьшение импульса за счет того, что пробеги тритонов, летящих вперед в конусе с углом раствора $55\text{—}80^\circ$, не укладывались в зазор между образцом и сеткой.

При облучении лития тепловыми нейтронами было обнаружено, что величина импульса возрастает с увеличением напряжения на камере и при уменьшении давления газа. При этом величина импульса от тритонов возрастала медленнее, чем величина импульса от α -частиц. Это указывало на то, что в камере имеют место как рекомбинация (существенная практически только для α -частиц), так и образование отрицательных ионов.

Оба эти явления слабо сказываются на форме спектра импульсов реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)$ T на тепловых нейтронах, так как в этом случае энергия частиц не зависит от угла вылета, а пробеги малы по сравнению с расстоянием между электродами. В отличие от этого при реакции на D — D нейтронах рекомбинация и прилипание электронов могут существенно исказить форму спектра. Действительно, α -частица, вылетающая вперед, уносит 65% суммарной энергии, а вылетающая назад — 22%. Рекомбинация, существенная только для α -частиц, скажется в первом случае гораздо сильнее. Потеря импульса за счет прилипания также будет больше, потому что при вылете α -частицы вперед пробег тритона мал и средний путь электронов до собирающего электрода больше, чем при вылете α -частицы назад.

Был произведен расчет формы спектра импульсов с учетом потери энергии в образце (см. приложения 1 и 2 в конце статьи). Расчетная и экспериментальная формы спектров сопоставлены на рис. 85 (тепловые нейтроны) и рис. 86 (D—D нейтроны). Для тепловых нейтронов теоретическая и экспериментальная кривые удовлетворительно согласуются. Для D—D нейтронов кривые согласуются по форме, но расстояние между пиками на экспериментальной кривой меньше расчетного расстояния, что можно объяснить действием факторов 2 и 3.

Характерной особенностью спектров является наличие двух пиков. Меньший из этих пиков обусловлен случаями, когда α -частица движется под малым углом к плоскости слоя и не выходит из него, а тритон, обладающий в несколько раз большим пробегом, выходит. Так как тритоны теряют в слое лишь малую долю своей энергии, они группируются в узкий пучок, относительная площадь которого равна

$$\varepsilon = \frac{d}{2R}, \quad (1)$$

где d — толщина образца, R — пробег α -частиц, летящих вдоль слоя.

При облучении D—D нейтронами, летящими по нормали к слою, средняя энергия тритонов в пичке равна $4,5 \text{ Мэв}$. Эта величина на $0,3 \text{ Мэв}$ меньше энергии реакции, и поэтому пичок тритонов должен был накладываться на основной пик расщеплений, вызванных фоном медленных нейтронов. В условиях, в которых были сняты кривые на рис. 84 и кривая б рис. 86, пичок тритонов, однако, выделился, так как фоновый пик был смещен в сторону меньших амплитуд импульсов из-за влияния рекомбинации в следах α -частиц.

Нужно заметить, что полное устранение рекомбинации и прилипания не дало бы много лучшего отделения исследуемой реакции от фона. В этом случае пичок тритонов, сопровождающих застрявшие в образце α -частицы, терялся бы в фоновом пике; точность же оценки площади пичка тритонов ограничивается незнанием углового распределения продуктов реакции.

Фон нейтронов других энергий. Количество водородосодержащих веществ в мишенном устройстве и в ионизационной камере было снижено до минимума. Фон медленных нейтронов явился результатом многократного рассеяния в защитных баках с водой, расположенных у стен помещения, и должен был иметь спектр $1/E$. Поток нейтронов с энергией в сотни и более кэв должен быть поэтому очень мал. Это заключение подтверждается отсутствием на кривых пика на расстоянии $\sim 250 \text{ кэв}$ от теплового максимума, соответствующего резонансному максимуму в сечении реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)$.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ

Эффективное сечение реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)$ для D—D нейтронов вычислялось по формуле

$$\sigma = \frac{N_x}{N_p} \cdot \frac{\pi a^2}{4R_p^2} \cdot \frac{R_x^2}{N_{\text{Li}}} \cdot k_1 k_2 k_3, \quad (2)$$

где N_x — число зарегистрированных анализатором импульсов реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)$; N_p — число зарегистрированных за то же время протонов от

реакции $D(d, p)T$; d — диаметр окна счетчика протонов; R_p — расстояние от мишени до окна счетчика протонов; R_x — эффективное расстояние от мишени до слоя лития; N_{Li} — число атомов Li^6 в слое; $k_1 = 1,07$ — поправка на просветы между каналами анализатора; k_2 — поправка на поглощение частиц в слое (см. ниже); k_3 — поправка на фон нейтронов от реакции $D-D$ на дейтерии, окклюдированном в диафрагмах, стенках мишениной трубы и т. д., которая определялась с помощью измерений без намораживания тяжелого льда на мишень. При $R_x = 12,4$ см $k_3 = 0,93$, при $R_x = 23$ см $k_3 = 0,90$.

Формула (2) справедлива в предположении равенства выходов реакций $D(d, p)T$ и $D(d, n)T$ с вылетом нейтронов и протонов под углом 90° в лабораторной системе координат и для использованной энергии дейтронов 185 кэв. Требуемое равенство следует из результатов работ [4, 5] с точностью 3—4%.

Для определения числа импульсов от исследуемой реакции применялись три метода.

1. При обработке кривых типа приведенной на рис. 84, с четко выделенным дополнительным пиком тритонов, правый склон фонового пика плавно экстраполировался и вычитался из исходной кривой. Площадь результирующей кривой (жирная кривая рис. 84) дает число N_x с точностью 5—7%. В этом случае поправка k_2 должна учитывать только поглощение тритонов в слое; для применявшихся слоев $k_2 = 1,01$.

2. При обработке кривых типа кривой *a* на рис. 83, на которых пик тритонов не обозначен, спектр импульсов реакции $Li^6(n, \alpha)$ на $D-D$ нейтронах выделялся путем вычитания спектра импульсов в камере со слоем естественного лития (снятого в аналогичных условиях) и последующего вычитания экстраполированного пика от реакции $Li^6(n, \alpha)$ на медленных нейтронах (см. раздел II). Точность определения N_x в этом случае $\approx 10-15\%$. Поправка k_2 та же, что и выше.

3. Кривые типа кривой *a* на рис. 83 обрабатывались также методом, который исходит из предположения, что пик тритонов не виден на кривых, так как он накладывается на фоновый пик. За N_x принималась площадь пика правее минимума (22—32 *e* на кривой *a*), а поправка $k_2 = 1$ принималась равной суммарным числам поглощенных в слое α -частиц и тритонов. Поправка k_2 составляла 1,05—1,11.

Среднее значение из 12 измерений равно 170 мбарн. Среднеквадратичная ошибка среднего значения, рассчитанная из разброса результатов, составляет 2%. Фактическая точность результата, однако, ниже и определяется возможными систематическими ошибками: отделения фона нейтронов других энергий (7%), измерения расстояния от мишени до образца (5%), измерения потока нейтронов (3%) и поправок (5%). Последняя погрешность связана в основном с неточностью внесенных поправок и с отсутствием учета рассеяния нейтронов в стенках камеры. Оценочные расчеты показывают, что ослабление пучка передней стенкой и электродами камеры (составляющее в камере $I \sim 7\%$) компенсируется рассеянием нейтронов в образец, ввиду чего поправка на рассеяние не вводилась.

С учетом указанных ошибок среднеквадратичная погрешность результата равна 11%.

Таким образом, по нашим измерениям, сечение реакции $Li^6(n, \alpha)T$ для $D-D$ нейтронов (энергия 2,5 Мэв) равно:

$$\sigma = (170 \pm 20) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Этот результат находится в удовлетворительном согласии с измерениями Райба [6] ($\sigma = 188 \pm 25$) и с измерениями, выполненными в 1953 г. К. Д. Толстовым, Т. А. Романовой, В. П. Перельгиным и Ф. А. Тихомировым в нашей лаборатории фотографическим методом ($\sigma = 210 \pm 30$ при $E_n = 2,2 \pm 0,1$ Мэв).

Авторы благодарят И. М. Франка за интерес к работе и Н. В. Попова за помощь в изготовлении образцов.

Приложение I

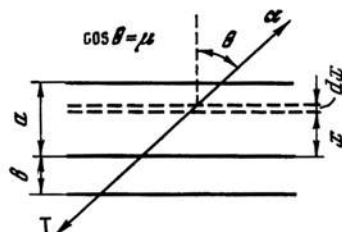
РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО СУММАРНОЙ ЭНЕРГИИ ПРОДУКТОВ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛИТИЯ МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Особенность реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)T$ на медленных нейтронах состоит в том, что продукты реакции разлетаются в противоположных направлениях, а их энергия не зависит от угла вылета.

Введем следующие обозначения: E_1, E_2 — энергии α -частицы и тритона после выхода из образца; R_1, R_2 — соответствующие пробеги; E_{10}, E_{20} — начальные энергии α -частицы и тритона; R_{10}, R_{20} — начальные пробеги; $E_0 = E_{10} + E_{20}$; $E = E_1 + E_2$ — суммарные энергии частиц (начальная и после выхода из образца); a — толщина образца; b — толщина подкладки под образец; $\mu = \cos \theta$, где θ — угол между направлением полета частицы и нормалью к слою (рис. 87).

Рис. 87. Схема прохождения продуктов реакции через образец

a — слой LiF ;
 b — подкладка (золотая фольга)



Суммарная энергия частиц, вылетающих в направлении угла θ из слоя образца толщиной dx , заключена в интервале

$$dE = \left(\frac{dE_1}{dR_1} - \frac{dE_2}{dR_2} \right) \frac{dx}{\mu}. \quad (3)$$

Используя (3), найдем число частиц с энергией в интервале от E до $E + dE$, вылетающих из образца, отнесенное к полному числу реакций в слое a :

$$N(E) dE = \frac{1}{2a} \int_{\mu_1}^{\mu_2} dx d\mu = \frac{dE}{2a} \int_{\mu_1}^{\mu_2} \frac{\mu d\mu}{\frac{dE_1}{dR_1} - \frac{dE_2}{dR_2}}, \quad (4)$$

где μ_1, μ_2 — границы области направлений, в которой сумма потерь энергии α -частицей и тритоном может достигать величины $\Delta E = E_0 - E$. Энергия, теряемая в слое тритоном, как правило, мала по сравнению с потерей энергии α -частицей, так что $E_2 \simeq E_{20}$; $E_1 \simeq E - E_{20} = E'_1$; кроме того, величины dE/dR меняются с энергией сравнительно медленно. Ввиду этого выражение $dE_1/dR_1 - dE_2/dR_2$ можно без большой ошибки заменить не зависящей от μ величиной $dE'_1/dR_1 - dE_{20}/dR_{20}$. Большей точности можно

достигнуть, подставляя в (4) значение разности $dE_1/dR_1 - dE_2/dR_2$ для некоторого среднего значения μ из интервала, ограниченного μ_1 и μ_2 . С учетом сказанного функция распределения суммарной энергии частиц определится выражением

$$N(E) = \frac{\mu_2^2 - \mu_1^2}{2\Delta(E)}, \quad (5)$$

где

$$\Delta(E) = 2a \left(\frac{dE_1}{dR_1} - \frac{dE_2}{dR_2} \right)_{\mu=\bar{\mu}} \quad (5a)$$

или

$$\Delta(E) = 2a \left(\frac{dE'_1}{dR_1} - \frac{dE_{20}}{dR_{20}} \right). \quad (5b)$$

Формулы для $N(E)$ для образца на подкладке приводятся ниже. Формулы для образца без подкладки получаются, если в (6) — (10) положить $b = 0$.

А. Альфа-частица летит через слой ($R_{20} > \frac{b}{a} R_{10}$)

Область энергий

а) $E_1(R_{10} - a) + E_2(R_{20} - b) \leq E \leq E_{10} + E_2(R_{20} - a - b);$

б) $E_2 \left(R_{20} - \frac{b}{a} R_{10} \right) \leq E \leq E_1(R_{10} - a) + E_2(R_{20} - b);$

$$\alpha = \frac{b \overline{dE_2/dR_2}}{a \overline{dE_1/dR_1}};$$

в) $E_{10} \leq E \leq E_2 \left(R_{20} - \frac{b}{a} R_{10} \right);$

г) $E \leq E_{10};$

д) $E \leq E_2 \left(R_{20} - \frac{b}{a} R_{10} \right)$, и α -частицы не выходят из образца.

$$N(E) = \frac{1}{2\Delta(E)} \left\{ 1 - \frac{(a+b)^2}{[R_{20} - R_2(E - E_{10})]^2} \right\}. \quad (6)$$

$$N(E) = \frac{1}{2\Delta(E)} \left\{ \frac{a^2}{\left[R_{10} - R_1 \left(\frac{E + \alpha E_{10} - E_{20}}{1 + \alpha} \right) \right]^2} - \frac{(a+b)^2}{[R_{20} - R_2(E - E_{10})]^2} \right\}. \quad (7)$$

$$N(E) = \frac{1}{2\Delta(E)} \left\{ \frac{(a+b)^2}{[R_{10} + R_{20} - R_2(E)]^2} - \frac{(a+b)^2}{[R_{20} - R_2(E - E_{10})]^2} \right\}. \quad (8)$$

$$N(E) = \frac{1}{2\Delta(E)} \left\{ \frac{(a+b)^2}{[R_{10} + R_{20} - R_2(E)]^2} - \frac{(a+b)^2}{[R_{10} + R_{20} - R_1(E)]^2} \right\}. \quad (9)$$

$$N(E) = \frac{1}{4a \frac{dE_2}{dR_2}} \left\{ \frac{(a+b)^2}{[R_{10} + R_{20} - R_2(E)]^2} - \frac{b^2}{[R_{20} - R_2(E)]^2} \right\}. \quad (10)$$

Б. Альфа-частица летит через подкладку ($R_{20} > \frac{a}{b} R_{10}$)

Область энергий

а) $E_1(R_{10} - a - b) + E_{20} \leq E \leq E_1(R_{10} - b) + E_2(R_{20} - a);$

$$N(E) = \frac{1}{2\Delta(E)} \left\{ 1 - \frac{b^2}{\left[R_{10} - R_1 \left(\frac{E + \beta E_{10} - E_{20}}{1 + \beta} \right) \right]^2} \right\}$$

где $\beta = a \frac{\overline{dE_2}}{dR_2} / b \frac{\overline{dE_1}}{dR_1}$. (11)

$$\text{б) } E_{20} \leq E \leq E_1(R_{10} - a - b) + E_{20}; \quad \left. \begin{aligned} & \frac{1}{2\Delta(E)} \left\{ \frac{(a+b)^2}{[R_{10} - R_1(E - E_{20})]^2} - \right. \\ & \left. - \frac{b^2}{\left[R_{10} - R_1 \left(\frac{E + \beta E_{10} - E_{20}}{1 + \beta} \right) \right]^2} \right\}. \end{aligned} \right. \quad (12)$$

$$\text{в) } E_2 \left(R_{20} - \frac{a}{b} R_{10} \right) \leq E \leq E_{20}; \quad \left. \begin{aligned} & \frac{1}{2\Delta(E)} \left\{ \frac{(a+b)^2}{[R_{10} + R_{20} - R_2(E)]^2} - \right. \\ & \left. - \frac{b^2}{\left[R_{10} - R_1 \left(\frac{E + \beta E_{10} - E_{20}}{1 + \beta} \right) \right]^2} \right\}. \end{aligned} \right. \quad (13)$$

г) $E \leq E_{20}$, и α -частицы не вылетают из образца

$$\text{1) } E_2 \left(R_{20} - \frac{a}{b} R_{10} \right) \leq E \leq E_{20}; \quad \frac{1}{4a \frac{dE_2}{dR_2}} \cdot \frac{(a+b)^2}{[R_{10} + R_{20} - R_2(E)]^2}. \quad (14)$$

$$\text{2) } E \leq E_2 \left(R_{20} - \frac{a}{b} R_{10} \right). \quad \frac{1}{4a \frac{dE_2}{dR_2}} \cdot \frac{a^2}{[R_{20} - R_2(E)]^2}. \quad (15)$$

Приложение 2

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО СУММАРНОЙ ЭНЕРГИИ ПРОДУКТОВ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛИТИЯ МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Для случая реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)T$ на быстрых нейтронах расчет осложняется зависимостью энергии частиц и угла между ними от направления вылета. При расчете пренебрежем потерей энергии тритонами.

Пусть $E_{10\mu}$ — начальная энергия α -частиц, вылетающих в направлении, составляющем угол $\theta = \arcs \cos \mu$ с нормалью к образцу и направлением полета нейтронов; $R_{10\mu}$ — соответствующий пробег α -частицы. Возможная потеря энергии α -частицей, вылетающей под углом θ , лежит в пределах

$$\Delta E_{\min}(\mu) = E_{10\mu} - E_1 \left(R_{10\mu} - \frac{b}{|\mu|} \right), \quad (16)$$

$$\Delta E_{\max}(\mu) = E_{10\mu} - E_1 \left(R_{10\mu} - \frac{a+b}{|\mu|} \right), \quad (17)$$

где a — толщина образца; b — толщина подкладки. Если α -частица летит не через подкладку, то $b = 0$ и $\Delta E_{\min} = 0$.

Интервал направлений $\mu_1 \div \mu_2$, в котором могут вылетать α -частицы, испытавшие потерю энергии ΔE , определится, если в равенства (16) и (17) подставить слева величину потери энергии ΔE . Определив таким образом предельные направления $\mu_1(\Delta E)$ и $\mu_2(\Delta E)$, что проще всего сделать графически, найдем спектр импульсов по формуле (4), положив в ней $dE_2/dR_2 = 0$:

$$N(E) = \frac{1}{a} \int_{\mu_1}^{\mu_2} \frac{dR_1}{dE_1} W(\mu) \mu d\mu \simeq \frac{1}{a} \frac{dR_1}{dE_1} \int_{\mu_1}^{\mu_2} W(\mu) \mu d\mu, \quad (18)$$

где $E = E_0 - \Delta E$ — суммарная энергия α -частицы и тритона. В (18) в подынтегральное выражение включена нормированная к 1 функция $W(\mu)$,

дающая угловое распределение α -частиц в лабораторной системе координат. Спектр (18) нужно дополнить спектром тритонов, соответствующих α -частицам, застрявшим в образце или подкладке. В случае реакции на D — D нейтронах такие тритоны будут лететь под углом $\sim 60^\circ$ с нормалью к образцу. Потеря энергии (при достаточно тонком образце) будет мала, и спектр энергий тритонов будет определяться не потерей энергии, а зависимостью энергии от направления вылета. Спектр тритонов, сопровождающих α -частицы, летящие в сторону подкладки под образцом, имеет вид:

$$\text{а) } |\mu| R_{10\mu} \leq b; \quad N(E) = \frac{W(\mu)}{dE_{10\mu}/d\mu}, \quad (19)$$

$$\text{б) } b \leq |\mu| R_{10\mu} \leq a + b; \quad N(E) = \frac{a + b - |\mu| R_{10\mu}}{a \cdot dE_{10\mu}/d\mu} W(\mu), \quad (20)$$

где μ определяется условием $E_{10\mu} = E_0 - E$.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Buneman, T. E. Granshaw, J. A. Harvey. Can. Journ. Res., 1949, 27A, 191.
2. F. Aisenberg, T. Lauritsen. Rev. Mod. Phys., 1952, 24, 321.
3. B. J. Toppel, S. D. Bloom. Phys. Rev., 1953, 91, 473.
4. K. G. McNeil, G. Keyser. Phys. Rev., 1951, 81, 602.
5. K. G. McNeil, P. Thoneman, F. Price. Nature, 1950, 166, 28.
6. F. L. Ribe. Phys. Rev., 1952, 87, 205; Phys. Rev., 1956, 103, 741.

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ, ВЫЗЫВАЕМЫХ МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ *

Из весьма общих предположений следует, что при малой энергии нейтрона сечение реакции пропорционально $E^{-1/2}$ (см., например, [1]):

$$\sigma_r = (\sigma_r E^{1/2})_0 E^{-1/2}, \quad (1)$$

где индекс «0» отмечает значение величины при энергии нейтрона $E = 0$. По существу (1) есть первый член ряда

$$\sigma_r = (\sigma_r E^{1/2})_0 (E^{-1/2} - \alpha + \gamma E^{1/2} + \dots). \quad (2)$$

Цель этой работы — показать, что предположения, приводящие к закону $1/v$, позволяют также определить величину α в (2). Эффективное сечение реакции можно выразить через значение логарифмической производной волновой функции падающей частицы на границе ядра (f_0). В обозначениях Блатта и Вайскопфа [1] сечение реакции, вызываемой s -нейтронами на ядре со спином нуль, равно

$$\sigma_r = \frac{-4\pi R \operatorname{Im} f_0}{(\operatorname{Re} f_0)^2 + (\operatorname{Im} f_0 - kR)^2} \frac{1}{k}. \quad (3)$$

В разложении f_0 по k должны присутствовать только четные степени k :

$$f_0 = (\operatorname{Re} f_0)_0 (1 + ak^2 + \dots) + i (\operatorname{Im} f_0)_0 (1 + bk^2 + \dots). \quad (4)$$

Качественно это следует из того, что f_0 определяется состоянием нейтрона в ядре (при $r \leq R$), которое приближенно можно характеризовать волновым числом $K = (K_0^2 + k^2)^{1/2}$, где $K_0^2 \gg k^2$. Если действие ядра на нейтрон можно описать оператором V , удовлетворяющим условию

$$\int_0^\infty [\psi(r) V \varphi(r) - \varphi(r) V \psi(r)] dr = 0$$

(например, комплексным потенциалом $V = U(r) + iW(r)$), то разложение (4) можно обосновать строго, следуя, например, Бете [2]. Подставляя (4) в (3) и учитывая, что

$$k^2 = 2m E \hbar^{-2} (A / (A + 1))^2, \quad (5)$$

где E — энергия нейтрона в лабораторной системе, m — масса нейтрона, A — массовое число ядра мишени, получаем

$$(\sigma_r E^{1/2})_0 / \sigma_r E^{1/2} = 1 + \alpha E^{1/2} + \beta E + \dots, \quad (6)$$

где

$$\alpha = \alpha_0 = \frac{m}{\pi \hbar^2} \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 (\sigma_r E^{1/2})_0. \quad (7)$$

* ЖЭТФ, 1958, 34, № 6, 1648—1649.

Выражения (6) и (2) эквивалентны. Для ядра мишени со спином $i \neq 0$ разложения (2) и (6) сохраняются, но параметр α связан с α_0 (7) соотношением

$$\alpha = \alpha_0 [x_- / g_- + (1 - x_-)^2 / (1 - g_-)], \quad (8)$$

где $g_- = i / (2i + 1)$ — статистический вес канала реакции со спином $J = i - 1/2$, x_- — относительный вклад этого канала в тепловое сечение. Величина α проходит через минимум $\alpha_{\min} = \alpha_0$ при $x_- = g_-$. Выражения (6) — (8) были получены ранее [3], исходя из формулы Брейта—Вигнера для изолированного уровня. В действительности, как ясно из предыдущего изложения, справедливость этих соотношений не ограничена областью применимости одночленной формулы Брейта—Вигнера, так же как и применимостью концепции составного ядра.

Если реакция, вызываемая медленным нейтроном, имеет при данном спине канала только один открытый канал, то, используя теорему взаимности, можно из (6) получить выражение для сечения обратной реакции вблизи ее порога:

$$(\sigma_{\text{обр}} E_n^{-1/2})_0 / \sigma_{\text{обр}} E_n^{-1/2} = 1 + \alpha \frac{A+1}{A} E_n^{1/2} + \beta_1 E_n + \dots, \quad (9)$$

где E_n — кинетическая энергия испускаемого нейтрона в системе центра массы, а α дается выражениями (7) и (8), если статистические веса входного и выходного каналов реакции одинаковы.

Член $\alpha E^{1/2}$ в (6) может проявиться в эксперименте, если тепловое сечение реакции очень велико, а коэффициент β мал. Последнее условие выполняется, когда нет узких резонансных уровней при малых энергиях нейтрона. В работах [3] член α обнаружен в энергетической зависимости сечений реакций $\text{He}^3(n, p)$ и $\text{B}^{10}(n, \alpha)$. Для первой реакции получено значение $\alpha = -4,1 \cdot 10^{-2} \text{ кэВ}^{-1/2}$ и из сопоставления с (7) и (8) найдено, что при низких энергиях реакция идет в основном через канал $J = 0$. Сечение реакции $\text{Li}^7(p, n)$, измеренное в работе [4], вблизи порога описывается (9) со значением $\alpha \approx 0,21$. Отсюда и из значения $(\sigma E^{1/2})_0$ следуют две возможности для спина канала: 1) $x_- = 0$, $x_+ = 1$ и 2) $x_- = 0,75$, $x_+ = 0,25$. Самое наличие члена α в ходе сечения реакции еще ничего не говорит о резонансных уровнях составного ядра. Однако тот факт, что реакция имеет очень большое сечение и идет в основном через один из двух возможных каналов, как это имеет место в реакции $\text{He}^3(n, p)$, является аргументом в пользу существования уровня.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Блаутт, В. Вайскопф. Теоретическая ядерная физика. М., ИЛ, 1954.
2. Н. А. Ветте. Phys. Rev., 1949, 76, 38.
3. А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1957, 33, 9; Труды Колумбийской конференции по нейтронным взаимодействиям, 1957; сб. «Ядерные реакции при низких и средних энергиях». Академиздат, 1958, стр. 17—22.
4. R. L. Maclin, J. H. Gibbons. Phys. Rev., 1958, 109, 105.

ТЕОРИЯ ДИФФУЗИИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ С УЧЕТОМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ *

Совместно с М. В. Каварновским

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1—3] были изучены диффузионные процессы, в которых существенную роль играет изменение спектра тепловых нейтронов. Для рассмотрения таких процессов классическая односкоростная теория диффузии недостаточна. В теоретических работах, посвященных вопросам термализации нейтронов, в основном рассматривается спектр нейтронов, испускаемых стационарным однородно распределенным источником [4—7]. Попытки дополнения классической теории диффузии носят качественный характер [2, 3].

Например, в работе [3] сделано предположение, что деформацию спектра нейтронов при диффузии можно свести к изменению только средней энергии нейтронов; при этом скорость передачи энергии от нейтронного газа среде принималась пропорциональной разности температур нейтронов и среды. Это предположение нуждается в обосновании. Как отмечено в работе [2], оно неприменимо в тех случаях, когда коэффициент диффузии является немонотонной функцией скорости. В работе [2] была развита теория двух групп нейтронов. Однако в этой теории способ разделения на группы не определен, поэтому невозможно количественно связать константы диффузии с сечениями взаимодействия нейтронов в среде. Неясны также условия достаточности двухгруппового приближения.

В настоящей работе дается более общий подход к построению теории диффузии со многими скоростными группами нейтронов и рассматривается применение такой теории. Разработанный в работе метод наиболее удобен для решения таких задач нейтронной физики, в которых энергии нейтронов, испускаемых источниками, близки к тепловым или энергетический спектр нейтронов источника не очень существует. Такие задачи встречаются, например, при рассмотрении диффузии нейтронов вдали от источников в стационарных случаях или в случае импульсного источника при больших временах с момента импульса. В других случаях необходимо учитывать большое число групп нейтронов, что приводит к усложнению расчетов.

2. ОБЩИЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть $n(v, \mathbf{r}, t) dv$ — число нейтронов в единице объема в интервале скоростей v и $v + dv$. Если поглощение не очень велико, а размеры системы не слишком малы, то распределение тепловых нейтронов по скоростям незначительно отличается от распределения Максвелла:

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} v^2 e^{-v^2} \quad (1)$$

где v — скорость, измеренная в единицах $\sqrt{2kT/m}$.

* Сб. «Нейтронная физика». М., Атомиздат, 1961, стр. 169—178.

В этом случае отношение $n(v, \mathbf{r}, t) / f(v)$ будет более плавной функцией скорости, чем функция $n(v, \mathbf{r}, t)$. Разложим это отношение в ряд по степеням скорости. Разложение удобно вести по полиномам $L_i(v)$, образующим в интервале $0 \leq v \leq \infty$ ортонормированную систему с весом $f(v)$:

$$\int_0^{\infty} f(v) L_i(v) L_k(v) dv = \delta_{ik}. \quad (2)$$

Если вместо функции распределения по скоростям $n(v, \mathbf{r}, t)$ рассматривать функцию распределения по энергиям $N(E, \mathbf{r}, t)$, то соответствующие полиномы $L_i(E)$ будут частным видом полиномов Лагерра.

Таблица

Коэффициент диффузионного охлаждения и постоянная релаксации

Величина	v-представление (группы)		E-представление (группы)		
	2	3	2	4	8
Коэффициент диффузионного охлаждения (см. (10б)) $C/Ml_0^2 \cdot 10^2$	1,01	1,04	0,78	1,00	1,03
Постоянная релаксации отклонений от равновесного спектра в неограниченной среде (см. (11а)) $\kappa \cdot Ml_0$	2,49	2,36	3,01	2,54	—

Приведем первые три полинома $L_i(v)$:

$$\left. \begin{aligned} L_0(v) &= 1; \\ L_1(v) &= \sqrt{\frac{2\pi}{3\pi-8}} \left(v - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \right) \approx 2,100 \left(v - 1,128 \right); \\ L_2(v) &= \sqrt{\frac{6\pi-16}{9\pi-28}} \left(v^2 - \frac{2\sqrt{\pi}}{3\pi-8} v + \frac{1}{2} \frac{32-9\pi}{3\pi-8} \right) \approx \\ &\approx 3,223 \left(v^2 - 2,4880v + 1,3075 \right). \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Разложение $n(v, \mathbf{r}, t)$ имеет вид

$$n(v, \mathbf{r}, t) = f(v) \sum_{i=0}^{\infty} n_i(\mathbf{r}, t) L_i(v). \quad (3)$$

В дальнейшем будем говорить об i -м члене разложения как об i -й нейтронной группе. Используя выражения (2) и (3), легко получить

$$\int_0^{\infty} n(v, \mathbf{r}, t) dv = n_0(\mathbf{r}, t); \quad (4a)$$

$$V = \frac{2}{\sqrt{\pi}} + \sqrt{\frac{3\pi-8}{2\pi}} \frac{n_1(\mathbf{r}, t)}{n_0(\mathbf{r}, t)}; \quad (4б)$$

$$V_2 = \frac{3}{2} + \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3\pi-8}} \frac{n_1(\mathbf{r}, t)}{n_0(\mathbf{r}, t)} + \sqrt{\frac{9\pi-28}{6\pi-16}} \frac{n_2(\mathbf{r}, t)}{n_0(\mathbf{r}, t)}. \quad (4в)$$

Таким образом, $n_0(\mathbf{r}, t)$ — полная плотность нейтронов, а нулевая группа $n_0(\mathbf{r}, t) f(v)$ — равновесный спектр, интеграл от которого по скорости равен интегралу от всего распределения $n(v, \mathbf{r}, t)$. Следующие группы $n_i(\mathbf{r}, t) L_i(v) f(v)$, площадь каждой из которых равна нулю, определяют отклонение формы спектра от формы максвелловского спектра. При этом первая группа ($i = 1$) определяет отличие средней скорости от равновесного значения $2/\sqrt{\pi}$. Старшие группы ($i \geq 2$) влияют только на более высокие моменты функции распределения.

Подставляя разложение (3) в кинетическое уравнение для функции распределения $n(v, \mathbf{r}, t)$, нетрудно прийти к следующей системе уравнений:

$$\frac{\partial n_0(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \sum_{k=0}^{\infty} D_{0k} \nabla^2 n_k(\mathbf{r}, t) - \frac{n_0(\mathbf{r}, t)}{T} + q_0(\mathbf{r}, t); \quad (5a)$$

$$\frac{\partial n_i(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \sum_{k=0}^{\infty} D_{ik} \nabla^2 n_k(\mathbf{r}, t) - \frac{n_i(\mathbf{r}, t)}{T} - \sum_{k=1}^{\infty} \gamma_{ik} n_k(\mathbf{r}, t) + q_1(\mathbf{r}, t), \quad i \geq 1, \quad (5b)$$

где T — среднее время жизни нейтрона до поглощения (предполагается $T = \text{const}$);

$$D_{ik} = D_{ki} \int_0^{\infty} D(v) f(v) L_i(v) L_k(v) dv, \quad (6a)$$

где $D(v) = l_t v/3$ — коэффициент диффузии; l_t — длина переноса;

$$q_i(\mathbf{r}, t) = \int_0^{\infty} q(v, \mathbf{r}, t) L_i(v) dv, \quad (6b)$$

где $q(v, \mathbf{r}, t)$ — плотность источников нейтронов;

$$\gamma_{ik} = \gamma_{ki} = \int_0^{\infty} dv L_i(v) \left\{ \frac{v}{l_s} f(v) L_k(v) - \int_0^{\infty} \frac{v'}{l_s'} f(v') L_k(v') W(v', v) dv' \right\}. \quad (6b)$$

В последнем равенстве l_s — длина рассеяния нейтрона; $W(v', v) dv$ — вероятность того, что нейтрон со скоростью v' в результате рассеяния попадет в интервал скоростей $v, v + dv$.

По определению

$$\int_0^{\infty} W(v', v) dv = 1.$$

Соотношение $\gamma_{ik} = \gamma_{ki}$ легко получить, применив к равновесному спектру $f(v)$ принцип детального равновесия. Можно видеть, что $\gamma_{i0} = \gamma_{0i} = 0$.

Уравнения (5a) и (5b) получены в диффузионном приближении, т. е. в предположении, что для потока нейтронов S справедливо выражение

$$S(v, \mathbf{r}, t) = -D(v) \nabla n(v, \mathbf{r}, t). \quad (7)$$

Можно показать, что выражение (7) применимо в рассматриваемой нестационарной задаче, если средняя потеря энергии при одном соударении мала по сравнению с энергией нейтрона. Это условие выполняется, поскольку для тепловых нейтронов сечение неупругого рассеяния много меньше сечения

упругого рассеяния, а среднее изменение энергии нейтрона при неупругом соударении сравнимо с шириной нейтронного спектра или меньше его.

В уравнении (5а) неравновесные группы ($i \geq 1$) входят только в первый член справа, причем их вклад пропорционален величине

$$D_{0k} = \int_0^{\infty} D(v) f(v) L_k(v) dv.$$

Если $D(v)$ — плавная функция от v , то коэффициенты D_{0k} довольно быстро уменьшаются с ростом k . В случае, если $D(v)$ является полиномом n -й степени, коэффициенты отличны от нуля только при $k \leq n$. Если, кроме того, спектр нейтронов источника близок к максвелловскому или диффузия нейтронов рассматривается вдали от источника, а в случае импульсного источника при больших временах — с начала импульса, то величины $n_k(r, t)$ также должны быстро падать с ростом k . Поэтому влияние старших групп на нулевую (т. е. на плотность нейтронов) должно быстро падать с уменьшением номера группы. Это позволяет при решении некоторых конкретных задач оставить только первые несколько уравнений системы (5а) и (5б), отбросив остальные. По этой же причине можно искать решение методом последовательных приближений, причем соответствующая последовательность будет быстро сходиться. Величины D_{ik} , γ_{ik} могут быть вычислены, если известно взаимодействие нейтрона со средой. Для простейшего случая, когда среду можно рассматривать как одноатомный непоглощающий газ с массовым числом $M \gg 1$ и постоянной длиной свободного пробега l_0 по отношению к покоящимся ядрам среды, можно получить

$$\left. \begin{aligned} D_{00} &= \frac{l_0}{3} \frac{2}{\sqrt{\pi}}; & D_{01} &= 0,422D_{00}; & D_{0k} &= 0 \text{ при } k \geq 2, \\ D_{11} &= 1,205D_{00}; & D_{12} &= 0,577D_{00}; & D_{22} &= 1,392D_{00}, \\ \gamma_{11} &= \frac{2\sqrt{\pi}}{3\pi-8} \frac{1}{l_0M}; & \gamma_{12} &= 0,262\gamma_{11}; & \gamma_{22} &= 2,262\gamma_{11}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

3. НЕКОТОРЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

В дальнейшем ограничимся рассмотрением первых двух уравнений (двухгрупповое приближение) или первых трех уравнений (трехгрупповое приближение) системы уравнений (5).

Импульсный источник нейтронов в ограниченной среде. Пусть Ω и $f(r)$ — какое-либо собственное значение и соответствующая собственная функция уравнения $\nabla^2 n + \Omega n = 0$ при заданных краевых условиях. Если пренебречь возможными небольшими различиями в экстраполированных размерах системы для различных нейтронных групп, то будем иметь $\nabla^2 n_i = -\Omega n_i$. Используя это соотношение и учитывая, что при $t > 0$ $q_i = 0$, найдем частные решения системы (5) в виде

$$n_i = A_i f(r) e^{-at}.$$

В двухгрупповом приближении, пренебрегая членами второго и более высокого порядка относительно параметра $\Omega D_{ik} / \gamma_{11}$, т. е. предполагая, что линейные размеры замедлителя не слишком малы, получим следующее

выражение:

$$\left. \begin{aligned} n_0 &= f(\mathbf{r}) \left\{ \left(A_0 - A_1 \frac{\Omega D_{01}}{\gamma_{11}} \right) e^{-\alpha t} + A_1 \frac{\Omega D_{01}}{\gamma_{11}} e^{-\alpha' t} \right\}, \\ n_1 &= f(\mathbf{r}) \left\{ -A_0 \frac{\Omega D_{01}}{\gamma_{11}} e^{-\alpha t} + \left(A_1 + A_0 \frac{\Omega D_{01}}{\gamma_{11}} \right) e^{-\alpha' t} \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (10a)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{T} + \Omega D_{00} - \Omega^2 C; \quad (10б)$$

$$C = \frac{D_{01}^2}{\gamma_{11}}; \quad (10в)$$

$$\alpha' = \gamma_{11} + \frac{1}{T} + \Omega D_{11}. \quad (10г)$$

Величины A_0 и A_1 определяют начальную плотность нулевой и первой нейтронных групп. При обычных (не крайне малых) размерах системы и $T \gg 1/\gamma_{11}$ имеем $\alpha' \gg \alpha$. Параметр α' определяет затухание начальной плотности первой нейтронной группы, т. е. затухание начального отклонения спектра от равновесного. При $t \gg 1/\alpha'$ плотности n_0 и n_1 затухают экспоненциально с постоянной релаксации α .

Используя выражение (4б), находим среднюю скорость нейтронов в среде \bar{v} :

$$\frac{\bar{v} - v_p}{2/\sqrt{\pi}} \approx 0,43 \frac{A_1}{A_0} e^{-\kappa t}, \quad (11a)$$

где

$$v_p = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (1 - B\Omega) \quad (11б)$$

является равновесным значением средней скорости в среде конечных размеров, устанавливающимся при $t \gg 1/\kappa$,

$$\kappa = \gamma_{11} + \Omega (D_{11} - D_{00}); \quad (11в)$$

$$B = 0,43 \frac{D_{01}}{\gamma_{11}}. \quad (11г)$$

При не очень больших временах с начала нейтронного импульса плотность нейтронов содержит слагающие (гармоники), соответствующие нескольким собственным значениям, и описывается суперпозицией членов вида (10а). Если условие $\gamma_{11} \gg \Omega |D_{11} - D_{00}|$ выполняется не только для наименьшего собственного значения Ω , но и для нескольких следующих, то экспоненциальное приближение средней скорости \bar{v} к равновесному значению v_p с постоянной релаксации $\kappa \approx \gamma_{11}$ установится еще до того, как затухнут высшие гармоники пространственного распределения.

Выражения типа (10б) и (11а) впервые получены в работах [2, 3]. Параметр γ_{11} имеет смысл введенного в работе [3] коэффициента теплопередачи между нейтронным газом и средой. Выражения (10в) и (11б), связывающие коэффициент C и равновесную скорость v_p с коэффициентом теплопередачи γ_{11} , являются обобщением соответствующих выражений работы [3], справедливых при $l_i = \text{const}$ на случай, когда l_i зависит от энергии нейтрона. Учет непостоянства l_i во многих случаях очень существен, как это показано в работе [2] на примере с водой.

Средняя скорость нейтронов вне среды определяется выражением

$$\bar{v}_{\text{вн}} = \frac{\int_0^{\infty} v \frac{D}{v} |\nabla n(v, \mathbf{r}, t)| dv}{\int_0^{\infty} \frac{D}{v} |\nabla n(v, \mathbf{r}, t)| dv}, \quad (12)$$

где $\frac{D}{v} |\nabla n(v, \mathbf{r}, t)|$ — плотность нейтронов со скоростью v вне среды (в вакууме). Используя выражения (3а) и (10а) для случая, когда $t \gg 1/\alpha'$, получим

$$\bar{v}_{\text{вн}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(1 + 0,43 \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \right) (1 - A\Omega), \quad (13а)$$

где

$$\lambda_i = \int_0^{\infty} l_i(v) f(v) L_i(v) dv,$$

$$A = \frac{D_{01}}{\gamma_{11}} \left(\frac{D_{01}}{D_{00}} - \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \right). \quad (13б)$$

Из выражений (13а) и (13б) видно, что если l_i зависит от скорости, то $\lambda_1 \neq 0$ и средняя скорость нейтронов вне системы отлична от средней скорости нейтронов внутри системы даже в системе больших размеров ($\Omega \rightarrow 0$). Для стационарной задачи этот вопрос был рассмотрен ранее в работе [1].

Этот эффект связан с тем, что когда длина переноса зависит от энергии, спектры направленного и хаотического потоков нейтронов различны. Можно показать, что энергетическая зависимость экстраполированной длины не играет в этом эффекте существенной роли.

В трехгрупповом приближении сохраняются выражения (10б) для постоянной релаксации плотности нейтронов и (11б) для равновесной скорости. Для параметров C и B взамен (10в) и (11г) получаются более сложные выражения:

$$C = \frac{\frac{D_{01}^2}{\gamma_{11}} + \frac{D_{02}^2}{\gamma_{22}} - \frac{2\gamma_{12}D_{01}D_{02}}{\gamma_{11}\gamma_{22}}}{1 - \frac{\gamma_{12}^2}{\gamma_{11}\gamma_{22}}}; \quad (14а)$$

$$B = 0,43 \frac{\frac{D_{01}}{\gamma_{11}} - \frac{D_{02}\gamma_{12}}{\gamma_{11}\gamma_{22}}}{1 - \frac{\gamma_{12}^2}{\gamma_{11}\gamma_{22}}}. \quad (14б)$$

Если $D_{02} \ll D_{01}$ и $\gamma_{12} \ll \gamma_{11}$, то выражение (14а) переходит в (10в), а (14б) — в (11г), т. е. применимо двухгрупповое приближение. Это происходит в том случае, если среду можно рассматривать как тяжелый одноатомный газ.

Стационарная задача. В последнее время довольно подробно изучен спектр нейтронов от стационарного однородного источника в тяжелом газообразном замедлителе [4, 5, 7] и показано, что влияние химической связи атомов замедлителя очень мало искажает этот спектр [6]. Поэтому для строго количественного анализа диффузии нейтронов в качестве исходного

приближения для функции распределения более удобно пользоваться не максвелловским распределением, а спектральным распределением нейтронов в тяжелом газе. Это позволяет более надежно учесть влияние источников. Однако решение в этом случае довольно сложно и требует громоздких численных расчетов. Поэтому для качественного рассмотрения процесса диффузии, особенно вдали от источников, представляет интерес развитый выше метод.

Рассмотрим в двухгрупповом приближении задачу о диффузии нейтронов в неограниченной среде ($z > 0$) вдали от источников. Для простоты ограничимся одномерным случаем. Предполагая, что $\gamma_{11} T \gg 1$, получим следующее решение:

$$n_i = A_i e^{-z/L} + B_i e^{-z/L_1}, \quad (15)$$

где

$$\left. \begin{aligned} L^2 &\approx D_{00} T + \frac{C}{D_{00}}, \\ L_1^2 &\approx \frac{D_{11}}{\gamma_{11}} - \frac{C}{D_{00}}, \\ C &= \frac{D_{01}^2}{\gamma_{11}}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Величина $1/L_1$ является декрементом затухания отклонения от равновесного спектра при удалении от области, где это отклонение возникло. Для случая тяжелого одноатомного газа

$$L_1 = 0,40 l_0 \sqrt{M}. \quad (17)$$

Так как $L \gg L_1$, то при достаточном удалении от источника плотность нейтронов затухает с длиной релаксации L . При диффузии нейтронного газа его спектр отклоняется от равновесного, в результате чего $L^2 \neq D_{00} T$ в отличие от решения, даваемого теорией диффузии с одной группой нейтронов. Поправка, однако, мала, C/D_{00} равно $\sim 0,1 \text{ см}^2$ для воды и $\sim 7,5 \text{ см}^2$ для бериллия.

Недиффузионные поправки. Учет распределения нейтронов по скоростям в диффузионном приближении приводит, как показано выше, к эффектам двойного рода: 1) зависимости средней скорости нейтронов от размеров системы и других условий диффузии (выражения (11б) и (13а)); 2) небольшим поправкам ко временам замедления и длинам релаксации плотности нейтронов (выражения (10б) и (16)). Учет высших приближений теории диффузии с одной группой нейтронов также приводит к поправкам (недиффузионным). Однако в ограниченных системах с малым поглощением нейтронов недиффузионные поправки значительно меньше многоскоростных. Действительно, недиффузионные поправки в этом случае пропорциональны величине $l^2 \Omega$, а многоскоростные — $l^2 \Omega \frac{\bar{v}}{\Delta \bar{v}}$ (\bar{v} — средняя скорость, $\Delta \bar{v}$ — средняя потеря скорости при одном соударении), т. е. вторые поправки больше первых в $\frac{\bar{v}}{\Delta \bar{v}} \sim M$ раз. Например, многоскоростная поправка $(\Delta \alpha / \alpha)_1$ к постоянной релаксации плотности нейтронов от импульсного источника, согласно (10б), равна

$$\left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right)_1 = - \frac{C \Omega}{D_{00}}. \quad (18а)$$

Для тяжелого одноатомного газа из уравнения (9) имеем

$$\left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)_1 = -0,028Ml^2\Omega. \quad (18б)$$

В реальных замедлителях (бериллий, вода*, графит) коэффициент при $Ml^2\Omega$ в два-три раза больше [2].

Применяя для односкоростной плоской задачи приближение P_3 [8] в предположении изотропии рассеяния нейтронов в лабораторной системе, для недиффузионной поправки $(\Delta\alpha/\alpha)_2$ получаем выражение

$$\left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)_2 = \frac{1}{15}l^2\Omega. \quad (18в)$$

Недиффузионные поправки $(\Delta L^2/L^2)_2$ к длине диффузии нейтронов в неограниченной среде также порядка $1/M$ по отношению к многоскоростным поправкам $(\Delta L^2/L^2)_1$, однако численные коэффициенты несколько ухудшают это соотношение. Так, из уравнения (16) получаем следующее выражение:

$$\left(\frac{\Delta L^2}{L^2}\right)_1 = \frac{D_{10}^2}{D_{00}^2} \frac{1}{\gamma_{11}T}, \quad (19а)$$

т. е. для случая одноатомного газа

$$\left(\frac{\Delta L^2}{L^2}\right)_1 = 0,064M \frac{\sigma_a}{\sigma_s}. \quad (19б)$$

Здесь σ_a и σ_s соответственно сечения поглощения и рассеяния тепловых нейтронов. Недиффузионная поправка в приближении P_3 для плоской задачи равна

$$\left(\frac{\Delta L^2}{L^2}\right)_2 = \frac{4}{5} \frac{\sigma_a}{\sigma_s}.$$

Поскольку многоскоростные и недиффузионные поправки обусловлены различными физическими причинами и в первом приближении независимы, достаточно точный результат можно получить, если взять сумму обеих поправок. Эффекты типа 1 (зависимость средней скорости нейтронов от характеристик системы) не возникают в односкоростной задаче. Поэтому учет высших приближений теории диффузии может привести лишь к поправкам в оценке этих эффектов. Такие поправки будут малы, если выполнены условия применимости диффузионного приближения.

Авторы выражают благодарность И. М. Франку за интерес к работе.

После направления данной работы в печать (октябрь 1957 г.) было опубликовано несколько близких по тематике статей [9—11]. В работе [9] развита многогрупповая теория, в которой функция распределения нейтронов разлагается в ряд по полиномам Лагерра $L_i^{(1)}(E)$, где E — энергия нейтронов (E -представление). Если замедлитель — тяжелый одноатомный газ с постоянной длиной свободного пробега, то стационарная задача выглядит проще в E -представлении, тогда как в случае импульсного источника более быструю сходимостю дает v -представление. Последнее иллюстрируется таблицей, из которой видно, что часто применяемый подход Дардела [3], эквивалентный двухгрупповому E -представлению, не всегда является достаточ-

* Для воды под M следует понимать массу молекулы воды.

ным приближением. Работы [10, 11] посвящены вычислению параметров, входящих в теорию, и следующим приближениям. В работе [12] дано общее рассмотрение вопроса о недиффузионных поправках.

ЛИТЕРАТУРА

1. *К. Д. Толстов, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штрапих.* Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседания отделения физ.-матем. наук. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 108.
2. *А. В. Антонов, А. И. Исаков, И. Д. Мушин, Б. А. Неупокоев, И. М. Франк, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штрапих.* Физические исследования. Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 158.
3. *G. Dardell.* Trans. Roy. Inst. Technol., N 75. Stockholm, 1954.
4. *E. R. Cohen.* Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy. Geneva, 1955, U. N., v. 5, p. 405.
5. *H. Hurwitz, M. Nelkin, G. Habetler.* Nucl. Sci. Eng., 1956, 1, 280.
6. *M. Nelkin.* Nucl. Sci. Eng., 1957, 2, 199.
7. *E. R. Cohen.* Nucl. Sci. Eng., 1957, 2, 227.
8. *А. Д. Галакин.* Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Приложение № 2—3 к. ж. «Атомная энергия». М., Атомиздат, 1957.
9. *М. В. Казарновский, А. В. Степанов, Ф. Л. Шапиро.* Вторая Международная конференция по мирному использованию атомной энергии. Доклады советских ученых. «Ядерная физика», 1959, стр. 469.
10. *А. В. Степанов.* Атомная энергия, 1960, 8, вып. 6, стр. 550.
11. *K. S. Singwi.* Arkiv für Fysik, 1960, 16, 385.
12. *N. G. Söstrand.* Arkiv für Fysik, 1959, 15, 147.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $\text{Cl}(n, \gamma)^*$

Совместно с Н. Т. Кашукеевым и Ю. П. Поповым

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие медленных нейтронов с хлором исследовалось в работах [1—3], однако в них измерялись только полные сечения. В работе [1] полные сечения были получены для трех значений энергии нейтронов (120, 345 и 2700 эв). Результаты измерений вместе с известными сечениями радиационного захвата и рассеяния тепловых нейтронов хорошо описывались формулой Брейта — Вигнера для изолированного уровня с резонансной энергией $E_0 = -75$ эв. Этот отрицательный резонанс был приписан изотопу Cl^{35} , так как, во-первых, сечение захвата тепловых нейтронов Cl^{35} на два порядка больше сечения захвата Cl^{37} , а во-вторых, плотность уровней ядра Cl^{36} при энергиях, близких к энергии связи нейтронов ($\sim 8,6$ Мэв), должна быть значительно больше плотности уровней ядра Cl^{38} (энергия связи $\simeq 6,1$ Мэв) [4].

В работе [2] полные нейтронные сечения Cl^{35} и Cl^{37} измерялись в интервале энергий 2—200 кэв. В области $E < 20$ кэв был обнаружен резонанс Cl^{37} с энергией $E_0 = 8,8$ кэв и шириной $\Gamma = 0,09$ кэв. В работе [3], охватывающей область энергий 0,03 эв — 15 кэв, подтверждено существование резонанса при энергии 8,8 кэв и отрицательного резонанса Cl^{35} ; для энергии последнего получено значение $E_0 = -140$ эв. Кроме того, обнаружен очень узкий резонанс при $E_0 = 405$ эв, который сильнее проявился в образце, обогащенном изотопом Cl^{35} . Для параметров резонанса при энергии 405 эв приведены оценки $\Gamma < 0,6$ эв, $\sigma_0 > 580$ барн.

Для уточнения данных о резонансных уровнях хлора несомненный интерес представляют измерения энергетического хода сечения радиационного захвата нейтронов. Действительно, в области действия отрицательного уровня полное сечение определяется пятью параметрами: E_0 , Γ_γ , Γ_n , σ_p , R , где Γ_γ — радиационная ширина, Γ_n — нейтронная ширина уровня, σ_p — сечение потенциального рассеяния, R — радиус канала реакции [5]. Сечение же захвата зависит только от трех параметров: E_0 , Γ_γ , Γ_n , что существенно облегчает анализ. Слабые резонансы легче обнаруживаются в измерениях сечения захвата, поскольку здесь отсутствует неизбежный в измерениях полных сечений источник фона — потенциальное рассеяние.

В настоящей работе описаны измерения энергетического хода сечения радиационного захвата нейтронов хлором в области энергий 10 эв — 20 кэв, выполненные при помощи спектрометра по времени замедления нейтронов в свинце [6—8]. Предварительные результаты данной работы были сообщены ранее [8].

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

Принцип действия нейтронного спектрометра по времени замедления заключается в следующем. В центре большого свинцового куба 625 раз в секунду генерируются вспышки быстрых нейтронов длительностью 0,5—

* Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1961, стр. 354—368. Текст на английском языке: Journal of Nuclear Energy, 1961, 14, 76—84.

1 мксек каждая. К моменту времени после вспышки нейтроны замедляются до средней энергии, определяемой соотношением [6, 7]

$$E = \frac{183}{(t + 0,3)^2} \text{ кэв}, \quad (1)$$

где t — время замедления в микросекундах. Среднеквадратичный разброс энергий нейтронов вокруг среднего значения составляет 15% при $E < 1$ кэв и 35% при $E = 10$ кэв [6, 7].

Для измерения энергетической зависимости эффективного сечения радиационного захвата внутрь куба помещают детектор γ -лучей и исследуемый образец (рис. 73). Затем определяют $J_\gamma(t)$ -интенсивность γ -лучей от захвата нейтронов в образце в функции времени замедления. $J_\gamma(t)$ находят вычитанием фона, измеряемого без образца из результатов измерения с образцом, с введением небольшой поправки, учитывающей влияние нейтронов от предыдущей вспышки. В той же точке куба при помощи детектора с эффективностью, пропорциональной $1/v$ (пропорциональный счетчик с тонким слоем Li^6F), измеряется плотность нейтронов:

$$J_{\text{Li}}(t) \sim \int n(E, t) dE, \quad (2)$$

где $n(E, t) dE$ — плотность нейтронов с энергией в интервале $E \div (E + dE)$ в момент времени t .

Для тонкого образца

$$J_\gamma(t) \sim \int n(E, t) v \cdot \sigma_\gamma(E) dE, \quad (3)$$

где v — скорость нейтрона; $\sigma_\gamma(E)$ — сечение радиационного захвата. Обозначим нормированный на единицу спектр нейтронов в данной точке куба $\varphi(E, t) = n(E, t) / \int n(E, t) dE$. Как можно показать,

$$\int_0^\infty \varphi(E, t) dt = \frac{1}{\xi \Sigma_s v E}, \quad (4)$$

где $\xi \simeq 2/M$; M — массовое число свинца; Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния свинца.

Для доказательства заменим интеграл (4) суммой

$$\int_0^\infty \varphi(E, t) dt = \Delta t \sum_{i=0}^\infty \varphi(E, t_i) (t_i = i\Delta t). \quad (4a)$$

Сумму $\sum_{i=0}^\infty \varphi(E, t_i)$ можно рассматривать как плотность нейтронов с энергией E , создаваемую непрерывно действующим источником, испускающим $1/\Delta t$ нейтронов в секунду. Таким образом, при $E \gg kT$ (где T — абсолютная температура свинца) $\sum_{i=0}^\infty \varphi(E, t_i)$ есть спектр Ферми (см., например, работу [9]) и выражение (4a) переходит в (4). В проведенном выше рассуждении мы пренебрегли влиянием диффузии нейтронов на скорость замедления. Допустимость такого пренебрежения следует, например, из того факта, что измеренная зависимость средней энергии нейтронов в кубе от времени за-

медления (1) с большой точностью совпадает с теоретически ожидаемой для неограниченной среды. Из выражений (2) и (3) имеем

$$\frac{J_\gamma}{J_{Li}}(t) = K \int \varphi(E, t) v \sigma_\gamma(E) dE = K \langle v \sigma_\gamma \rangle, \quad (5)$$

где $\langle v \sigma_\gamma \rangle$ — значение $v \sigma_\gamma(E)$, усредненное по спектру нейтронов в кубе в момент времени t , т. е. соответствующее средней энергии нейтронов, определяемой выражением (1), K — градуировочный множитель.

Площадь под кривой $J_\gamma/J_{Li}(t)$ пропорциональна резонансному интегралу поглощения R_γ :

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{J_\gamma}{J_{Li}}(t) dt = \frac{K}{\xi \Sigma_s} \int_{E_2}^{E_1} \sigma_\gamma(E) \frac{dE}{E} = \frac{K}{\xi \Sigma_s} R_\gamma. \quad (6)$$

Соотношение (6) легко доказать для изолированного узкого ($\Gamma \ll E_0$) резонанса. В этом случае можно считать, что интегрирование по времени распространения от 0 до ∞ , и соотношение (6) получается интегрированием уравнения (5) по времени с использованием уравнения (4). В общем случае формула (6) является приближением, пригодным при $E_2 \gg kT$.

Для толстого образца резонансный интеграл R_γ в формуле (6) должен быть заменен эффективным резонансным интегралом $R_{\gamma \text{эфф}}$, равным для изолированного резонанса

$$R_{\gamma \text{эфф}} = \frac{\overline{A(l)}}{Nl} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma E_0}, \quad (7)$$

где

$$A(l) = \int_{\text{рез}} (1 - e^{-Nl\sigma(E)}) dE, \quad (8)$$

$$\overline{A(l)} = \int f(l) A(l) dl, \quad (9)$$

$f(l) dl$ — вероятность того, что длина пути нейтрона через материал образца лежит в пределах $l \div l + dl$, $\bar{l} = \int lf(l) dl$ — средняя длина пути, N — число ядер в 1 см^3 образца.

Выражение (7) не учитывает поглощения после рассеяния нейтронов в образце и поэтому пригодно, когда $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$ или когда потеря энергии нейтроном при рассеянии в образце много больше и ширины полосы поглощения (т. е. $\xi H_0 \gg \Gamma$ для тонкого и $\xi E_0 \gg \sqrt{Nl\sigma_0}\Gamma$ для толстого образцов). Учет рассеяния описан в работе [10].

Графики, связывающие $A(l)$ и $\sigma_0\Gamma$, приведены в работе [11]. Как известно, при $Nl\sigma_0 \ll 1$ (где σ_0 — полное сечение в максимуме резонансного пика) $A(l) \sim l$ и $\overline{A(l)} = A(\bar{l})$; при $Nl\sigma_0 \gg 1$ $A(l) \sim \sqrt{l}$ и $\overline{A(l)} = A(\sqrt{\bar{l}})$. Для обычных конфигураций образцов различие между $\sqrt{\bar{l}}$ и $\sqrt{\bar{l}}$ невелико ($\sqrt{\bar{l}}/\sqrt{\bar{l}} = 1,06$ для пластины и $\sqrt{\bar{l}}/\sqrt{\bar{l}} = 1,02$ для шара), поэтому при вычислениях $\overline{A(l)}$ заменялось на $A[\bar{l}]$. В случае изотропного облучения образца средние пути \bar{l} можно выразить простым геометрическим соотношением

$$\bar{l} = \frac{4V}{S}, \quad (10)$$

где V — объем образца, S — площадь замкнутой поверхности, проведенной таким образом, что каждая прямая, пересекающая ее, проходит через образец, и каждая прямая, проходящая через образец, пересекает эту поверхность только два раза*.

Применяя соотношение (5) к области энергий, в которой сечение захвата известно (например, к области тепловых энергий), или (6) к резонансу с известными параметрами, можно определить градуировочный множитель K . После этого соотношения (5) и (6) могут быть использованы для нахождения сечений захвата и резонансных интегралов.

В описанном способе градуировки предполагается, что эффективность регистрации захватных γ -лучей остается постоянной при изменении энергии захватываемых нейтронов. При использовании детектора с эффективностью, пропорциональной энергии γ -кванта, вероятность регистрации акта поглощения медленного нейтрона пропорциональна энергии связи нейтрона. В этом случае условие постоянства эффективности будет заведомо выполнено для моноизотопного вещества или для смеси изотопов, мало отличающихся по энергии связи.

3. ИЗМЕРЕНИЯ

Простейшим детектором γ -лучей с эффективностью, пропорциональной энергии γ -кванта, является гейгеровский счетчик, толщина стенок которого больше пробега вторичного электрона максимальной энергии [12]. Однако большое мертвое время такого счетчика не позволяет использовать его в данной работе. В настоящих измерениях использовался пропорциональный счетчик, так как он имеет удовлетворительные временные характеристики, эффективность, близкую к пропорциональной E_γ (рис. 88) [13]. Счетчик заполнялся смесью аргона (500 мм рт. ст.), гелия (40 мм рт. ст.) и углекислого газа (25 мм рт. ст.); диаметр счетчика — 14 мм, диаметр нити — 0,2 мм. Для того чтобы эффективность регистрации γ -фона из свинца не изменялась при надевании образца на счетчик (переходный эффект), последний окружался листовым свинцом толщиной 1—3 мм.

Наряду с пропорциональным счетчиком использовался также сцинтилляционный счетчик с кристаллом флюорита CaF_2 диаметром 25 мм и толщиной 10 мм. Для устранения переходного эффекта на кристалл надевался колпачок из висмута толщиной 2 мм (см. рис. 73). Кривая зависимости эффективности от энергии γ -кванта для этого детектора заметно отличается от соответствующей кривой для пропорционального счетчика (рис. 88); различие возрастает при увеличении порога сцинтилляционного счетчика (кривая снята при минимальном пороге).

Выбор флюорита в качестве сцинтиллятора обусловлен тем, что кристаллы, содержащие йод, дают значительный фон от захвата нейтронов йодом, а большие органические сцинтилляторы за счет содержащегося в них водорода искажают спектр нейтронов, ухудшая разрешение спектрометра. Что-

* Для образцов в форме стакана с полыми дном и стенками $\bar{l} = \frac{2}{R} \frac{R^2 H - r^2 h}{R + H}$, где R , H — соответственно наружные радиус и высота цилиндра, а r и h — радиус и высота внутренней полости. Для образца в форме цилиндра с полыми стенками эта формула, строго говоря, неприменима, поскольку она не учитывает, что нейтроны, летящие вдоль оси внутри трубы, не проходят через образец. Однако для использованных в данной работе образцов ошибка не превышает 1%.

бы увеличить чувствительность фотоумножителя к ультрафиолетовому излучению флюорита ($\lambda_{\text{макс}} \approx 2500 \text{ \AA}$), в настоящей работе использовались специально изготовленные фотоумножители ФЭУ-19 с кварцевыми окошками.

Во время нейтронной вспышки загрузка детектора быстрыми нейтронами и γ -лучами настолько велика, что приводит к просчетам в каналах временного анализатора, соответствующих вспышке нейтронов, поэтому на время

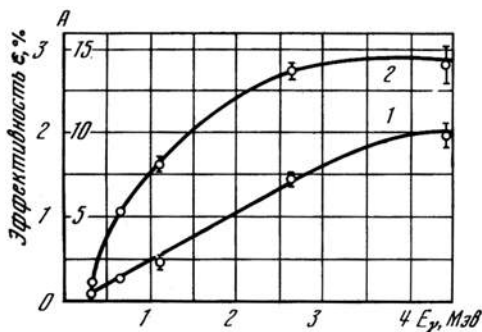


Рис. 88. Зависимость эффективности ε (%) детекторов от энергии E_γ γ -лучей

- 1 — пропорциональный счетчик с толщиной стенок 1 мм из дюралюминия и 3 мм свинца;
- 2 — сцинтилляционный счетчик с кристаллом флюорита высотой 10 мм, диаметром 25 мм и колпачком из висмута толщиной 2 мм

нейтронной вспышки фотоумножитель запирался. Для этой цели на второй и шестой диоды фотоумножителя синхронно с нейтронной вспышкой подавался прямоугольный запирающий импульс величиной $\sim 50 \text{ в}$. При подходящем выборе величины общего напряжения, распределения напряжения на диодах и ширины запирающего импульса фотоумножитель полностью восстанавливает свою эффективность через 1—2 мксек после вспышки нейтронов [18].

Почти во всех измерениях регистрация импульсов производилась на двух временных анализаторах: 50-канальном с шириной канала 0,476 мксек и 100-канальном с шириной канала 1 мксек или 5 мксек. Первый анализатор разработан и построен И. В. Штранихом, второй — Л. А. Маталиным и И. В. Штранихом. Измерения проводились с образцами в виде порошка PbCl_2 или жидкости CCl_4 .

Размеры и форма контейнеров были следующие:

а) для пропорционального счетчика — дюралевая трубка с полый стенкой (внутренний диаметр 40 мм, длина $\sim 330 \text{ мм}$);

б) для сцинтилляционного счетчика — чашечка с полыми стенками и дном (внутренний диаметр 42 мм, глубина 15 мм).

Внешние размеры контейнеров определялись толщиной слоя PbCl_2 или CCl_4 . Для самого тонкого и самого толстого из применявшихся образцов толщина слоя соответствовала среднему пути нейтрона через образец $\bar{l} = 0,42$ и $\bar{l} = 3,63 \text{ г/см}^2 \text{ Cl}$. Толщина дюралевых стенок контейнеров составляла 0,5 мм.

Для измерения фона использовались аналогичные контейнеры, содержащие свинец или углерод в том же количестве, что и образцы. Измерения эффекта и фона чередовались до накопления необходимой статистики. Монитором при этом служили отсчеты двух пропорциональных α -счетчиков, регистрировавших α -частицы, вылетающие одновременно с нейтронами при реакции $\text{N}^3(d, n)\text{Ne}^4$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Сечение радиационного захвата. На рис. 89 в качестве примера приведена кривая $J_\gamma/J_{\text{Li}}(t)$, относящаяся к образцу с $\bar{t} = 1,98 \text{ э/см}^2 \text{ Cl}$, и в том же масштабе — кривая для фона. По этой кривой $J_\gamma/J_{\text{Li}}(t)$ с помощью соотношений (5) и (1) строилась кривая $\sigma_\gamma(E)$. При этом градуировочный множитель K определялся по значению сечения захвата при энергии нейтрона $E = 20 \text{ эв}$. Последнее вычислялось из известного сечения радиационного захвата хлора для тепловых нейтронов ($\sigma_\gamma = 33,6 \pm 1,1 \text{ барн}$ [14]) с введением небольшой поправки на отклонение от закона $1/v$, обусловленное отрицательным уровнем $E_0 = -210 \text{ эв}$. Непосредственная градуировка по тепловой области была неудобна из-за толщины образцов в этой области.

Результирующая кривая $\sigma_\gamma(E)$, полученная усреднением данных 15 серий измерений с различными образцами и детекторами, приведена на рис. 90. Точки, лежащие в области пика с энергией $E_0 = 405 \text{ эв}$, получены из измерений с образцами толщиной $\sim 0,5 \text{ э/см}^2 \text{ Cl}$. На кривой виден резонансный пик при $E_0 = 4,3 \pm 0,5 \text{ кэв}$, который в предыдущих работах [2, 3] не был обнаружен. В наших же измерениях не был обнаружен пик при $E_0 = 8,8 \text{ кэв}$, что неудивительно, так как, во-первых, резонанс при этой энергии принадлежит менее распространенному изотопу, во-вторых, эффективность регистрации γ -лучей от Cl^{38} на $\sim 30\%$ ниже эффективности регистрации γ -лучей от Cl^{36} (поскольку в Cl^{38} энергия связи нейтрона в ядре меньше), и в-третьих, разрешающая способность спектрометра при этой энергии значительно хуже, чем при $E \simeq 4 \text{ кэв}$.

При обработке результатов измерений поглощение γ -лучей фона в образце не учитывалось. На специальной установке, дающей тот же спектр γ -лучей фона, была проведена оценка поглощения γ -лучей фона в образце [13]. Эти измерения показали, что в области с наихудшим отношением эффекта к фону поглощение γ -лучей фона изменит окончательный результат менее чем на 5% .

В принципе, образец с меньшим, чем у свинца, массовым числом влияет на спектр замедляющихся нейтронов. В результате этого форма пиков на кривой фона (см. рис. 89) в присутствии образца изменяется, что может привести к неправильному вычитанию фона при обработке результатов. Контрольное измерение производилось с толстым образцом серы, поскольку у серы отсутствуют резонансы в исследуемой области и по своей замедляющей способности она близка к хлору. Измерения показали отсутствие заметного эффекта замедления нейтронов образца.

На кривой рис. 90 приведены среднеквадратичные ошибки, вычисленные из разброса отдельных измерений. Эти ошибки превышают статистические ошибки измерений, особенно в области $1-3 \text{ кэв}$ и выше 15 кэв , поскольку здесь наблюдается наихудшее отношение эффекта к фону (см. рис. 89).

К случайным ошибкам измерения необходимо прибавить ошибку градуировки ($\pm 3\%$), а также ошибку, связанную с тем, что из-за различия энергий связи двух изотопов хлора захват нейтрона Cl^{37} регистрируется с эффективностью $\sim 70\%$ от эффективности регистрации захвата Cl^{35} . Однако экстраполированное по закону $1/v$ сечение захвата Cl^{37} в изученной области энергий в $5-50$ раз меньше измеренного сечения захвата; вклад пика с энергией $8,8 \text{ кэв}$ также в несколько раз меньше сечения, измеренного в этой области энергий. Поэтому вторая ошибка невелика: пренебрежимо мала при энергиях 405 эв и меньше 10% при больших энергиях.

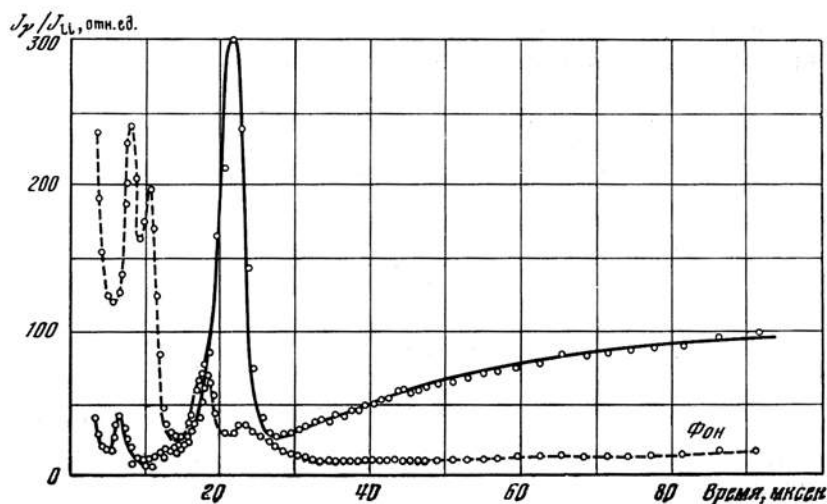


Рис. 89. Графики $J_\nu/J_{Li}(t)$ и $J_{\text{фона}}/J_{Li}(t)$, построенные в одном масштабе, для хлора

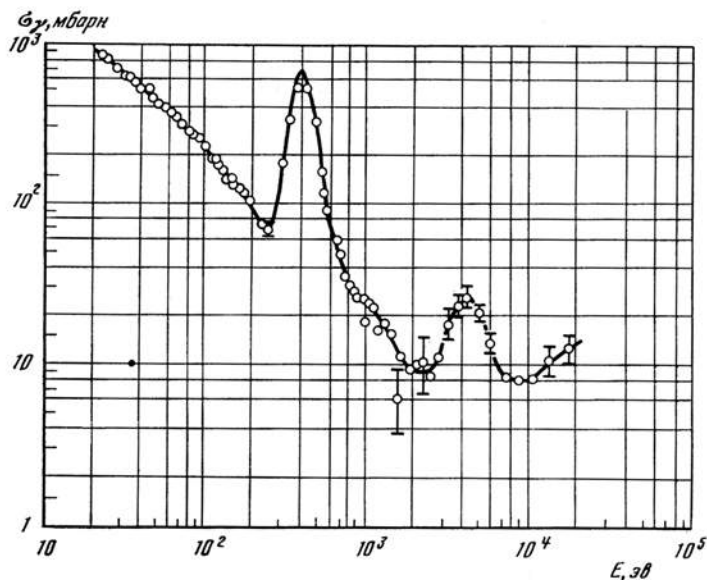


Рис. 90. Зависимость сечения радиационного захвата нейтронов в природном хлоре от энергии нейтронов

Кривая нормирована к сечению захвата тепловых нейтронов $\sigma_\gamma = 31,6$ барн [17]. Если принять $\sigma_\gamma = 33,6$ барн [14], то ординаты кривой надо увеличить на 6%

Измерения дали значение резонансного интеграла в области $0,49 - 2 \cdot 10^4$ эв $R_\gamma = 13,9 \pm 0,7$ барн. Если учесть, что резонансный интеграл для $E > 2 \cdot 10^4$ эв по нашим оценкам порядка $0,03$ барн, то значение $13,9 \pm 0,7$ барн хорошо согласуется со значениями 12 барн [15] и $12,7 \pm 1,7$ барн [16], полученными для полного резонансного интеграла в измерениях на реакторах. Основной вклад в резонансный интеграл вносит отрицательный уровень хлора. Вклад резонанса с $E_0 = 405$ эв составляет $R_\gamma = \frac{\pi \sigma_0 \Gamma_\gamma}{2E_0} = 0,29 \pm 0,02$ барн, а с $E_0 = 4,3$ кэв $R_\gamma = (2,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-2}$ барн. Вклад отдельных частей спектра в резонансный интеграл распределяется следующим образом:

$$0,49 < E < 250 \text{ эв} - R_\gamma = 13,5 \text{ барн},$$

$$250 < E < 2 \text{ кэв} - R_\gamma = 0,34 \text{ барн} \pm 10\%,$$

$$E > 2 \text{ кэв} R_\gamma = 6 \cdot 10^{-2} \text{ барн} \pm 50\%.$$

2. Отрицательный уровень хлора. Для узкого изолированного уровня ($\Gamma \ll E_0$) из формулы Брейта—Вигнера нетрудно получить соотношение $(\sigma_\gamma v)^{-1/2} = \text{const} (E - E_0)$. (11)

На рис. 78 представлены графики $(\sigma_\gamma v)^{-1/2} = f(E)$, построенные по данным наших измерений. Для удобства кривые 1—6 даны в разных масштабах. При $E > 200$ эв в ходе кривых проявляется уровень, соответствующий энергии 405 эв. При $E < 200$ эв удовлетворяется линейная зависимость (11) со значением $E_0 = -210 \pm 10$ эв. Отсюда следует, что ход сечения захвата хлора при малых энергиях описывается отрицательным уровнем с резонансной энергией $E_0 = -210 \pm 10$ эв. Эта величина отличается от значения

Таблица 1

Параметры отрицательного уровня Cl^{36} , наилучшим образом описывающие ход полного сечения хлора

Данные	E_0 , эв	g	Γ_n^0 , эв	Γ_γ , эв	σ_p , барн	R , см $\cdot 10^{-13}$	Вычислено для энергии $E = 0,025$ эв	
							σ_γ , барн	$\sigma_{\text{неког}}$, барн
Настоящей работы	-210 ± 10 *	5/8	$1,38 \pm 0,02$	$0,50 \pm 0,01$	$1,2 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,5$	33,0 *	$7,7 \pm 0,5$
Работы [3]	-140 ± 5	5/8	$0,72 \pm 0,05$	$0,48 \pm 0,02$	$1,13 \pm 0,10$	4,74 *	$34,5 \pm 3,4$	$7,8 \pm 0,7$

* Величины приняты в качестве постоянных при подборе параметра уровня.

$E_0 = -140 \pm 5$ эв, полученного в работе [3] косвенным путем — совмещением кривой Брейта—Вигнера с экспериментальными данными о полном сечении. Была сделана попытка совместить кривую Брейта—Вигнера с полными сечениями [3, 14] при условии, что $E_0 = -210$ эв. Набор параметров отрицательного уровня, дающий наилучшее совмещение, приведен в табл. 1.

Статистический вес g принят равным 5/8; при $g = 3/8$ добиться лучшего совмещения кривых не удастся, но в то же время сечение некогерентного

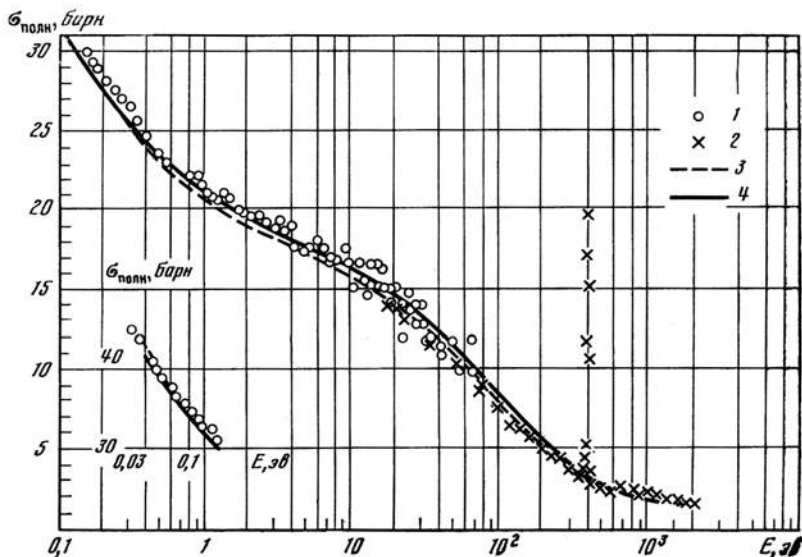


Рис. 91. Результаты совмещения формулы Брейта — Вигнера с экспериментальными значениями полного сечения хлора [14]

1 — точки, полученные на кристаллическом спектрометре; 2 — точки, полученные на селекторе резонансных нейтронов; 3 — кривая построена по параметрам уровня из работы [3]; 4 — кривая построена по параметрам уровня данной работы

рассеяния $\sigma_{\text{неког}}$ получается значительно большим, чем для $g = 5/8$, которое уже превосходит экспериментальную величину $\sigma_{\text{неког}} = (3,9 \pm 3,1) \text{ барн}$ [14].

Кривая, построенная для приведенного выше набора параметров, несколько лучше соответствует экспериментальным данным в области малых энергий, чем кривая, приведенная в работе [3], но идет явно выше в области энергий 100 эВ (рис. 91). Радиус интерференции R и сечение потенциального рассеяния σ_p оказались значительно меньшими, чем радиус ядра хлора ($R_0 = r_0 A^{1/3} = 4,74 \cdot 10^{-13} \text{ см}$) и величина $4\pi R_0^2 = 2,83 \text{ барн}$ соответственно. Причина расхождения возможно объясняется влиянием других s -уровней, кроме уровня при энергии $E_0 = -210 \text{ эВ}$. Однако, ввиду недостаточно хорошего совмещения кривой рис. 91 с экспериментальными точками, более подробное обсуждение этого вопроса является преждевременным, тем более, что экспериментальные данные [3], с которыми проводилось совмещение, неубедительны.

3. Параметры уровней при энергиях 405 эВ и 4,3 кэВ. Параметры уровня при энергии 405 эВ находились по площади под кривыми $\frac{J_\gamma}{J_{Li}}(t)$ для образцов различной толщины. Из этих площадей необходимо вычесть величину «подножья», создаваемого уровнем с энергией $E_0 = -210 \text{ эВ}$, которое составляло 10% всей площади. «Подножье» рассчитывалось теоретически по приведенным выше параметрам отрицательного уровня. «Подножье» пика, определенное графически, оказывалось всегда несколько большим. Это могло иметь место вследствие влияния других неизвестных уровней*. По-

* См. примечание в конце статьи.

этому из площади пика вычиталась полусумма площадей «подножий», определенных расчетом и графически, а их полуразность добавлялась к ошибке эксперимента. Результирующая площадь использовалась для определения значения $\overline{A(l)} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}$ по формулам (6) и (7).

Измерения площади под кривой захвата для пика при энергии 405 эв с пропорциональными и сцинтилляционными счетчиками при разных порогах записания (до 3 Мэв по энергии γ -лучей) дали совпадающие результаты, несмотря на то, что их кривые зависимости σ от E_γ значительно различаются. Это говорит о том, что спектры захватных γ -лучей для уровня, дающего наибольший вклад в тепловое сечение, и уровня с $E_0 = 405$ эв близки между собой. Для более высоких энергий аналогичные измерения не проводились из-за малой статистики.

Задавшись значениями Γ_γ и Γ_n , находим значения $\overline{A(l)}$ и при помощи графиков $A/\Delta = f(\overline{Nl}\sigma_0\Gamma/\Delta)$, приведенных в работе [11], определяем $\sigma_0\Gamma$ (где Δ — доплеровская ширина уровня). Для заданного значения Γ_γ строилась кривая $\sigma_0\Gamma = f(\Gamma_n)$. Точка пересечения этой кривой с теоретической прямой

$$\sigma_0\Gamma = 4\pi p \lambda_0^2 g \Gamma_n \quad (12)$$

(где p — изотопическое содержание) дает значение $\sigma_0\Gamma$ для данных величин g и Γ_γ и данной толщины образца *. Точка пересечения кривых $\sigma_0\Gamma = f(\Gamma_\gamma)$ для двух образцов разной толщины дает значения $\sigma_0\Gamma$ и Γ_γ . Ни один из использованных пяти образцов не был достаточно толстым, поэтому такая процедура позволила лишь заключить, что с учетом ошибок измерения радиационная ширина уровня лежит в пределах $0,15 \text{ эв} < \Gamma_\gamma < 0,6 \text{ эв}$. Оказалось, что величины $\sigma_0\Gamma$ и Γ_n слабо зависят от Γ_γ , поскольку $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$. Для тонкого образца эксперимент дает непосредственно величину $R_\gamma \sim \sim \sigma_0\Gamma_\gamma$ (ср. с выражением (6)). Приняв такое же значение радиационной ширины, как и для отрицательного уровня ($\Gamma_\gamma = 0,5 \text{ эв}$), получим возможные наборы параметров уровня при энергии 405 эв (табл. 2). Из-за малой нейтронной ширины он может быть p -уровнем с возможными значениями статистического фактора $g = 1/8, 3/8, 5/8$ и $7/8$.

Таблица 2

Параметры резонанса Cl^{35} при $E_0 = 405 \text{ эв}$ *

g	$\Gamma_n \text{ эв} \cdot 10^{-2}$	$\Gamma_n^0 \text{ эв} \cdot 10^{-3}$	$\frac{\sigma_0\Gamma}{\text{барн} \cdot \text{эв}}$	$\sigma_0, \text{ барн}$	g	$\Gamma_n \text{ эв} \cdot 10^{-2}$	$\Gamma_n^0 \text{ эв} \cdot 10^{-3}$	$\frac{\sigma_0\Gamma}{\text{барн} \cdot \text{эв}}$	$\sigma_0, \text{ барн}$
1/8	32 ± 5	$16 \pm 2,5$	190 ± 30	208 ± 30	5/8	$3,8 \pm 0,3$	$1,9 \pm 0,15$	115 ± 10	180 ± 15
3/8	$6,8 \pm 0,5$	$3,4 \pm 0,25$	122 ± 15	182 ± 20	7/8	$2,7 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,1$	113 ± 10	178 ± 15

* Принято $\Gamma_\gamma = 0,5 \text{ эв}$, $\Gamma_p = 70 \cdot 10^{-3} \text{ эв}$.

Значение $\sigma_0 \simeq 185 \text{ барн}$ расходится с оценкой $\sigma_0 > 580 \text{ барн}$, полученной в работе [3]. Причина расхождения неясна, оно будет меньше, если радиационная ширина уровня при энергии 405 эв значительно меньше радиа-

* В настоящей статье сечения и величины $\sigma_0\Gamma$ даны для естественной смеси изотопов хлора.

ционной ширины уровня при энергии -210 эв и близка к нижнему пределу $0,15$ эв.

Для неизвестного ранее уровня $E_0 = 4,3 \pm 0,5$ кэв из-за малости отношения эффекта к фону набранная статистика была явно недостаточной для проведения анализа этого уровня при помощи образцов разной толщины. Поэтому расчеты, аналогичные проведенным для уровня при энергии 405 эв, велись для кривой, усредненной по всем образцам. В табл. 3 приведено значение $\sigma_0 \Gamma_\gamma$ для резонанса при энергии $4,3$ кэв, а также другие параметры, полученные в предположении, что этот резонанс принадлежит изотопу Cl^{35} и характеризуется значением $\Gamma_\gamma = 0,5$ эв*. Основную ошибку в результаты табл. 3 вносит неопределенность в вычитании «подножья».

Таблица 3

Параметры резонанса Cl^{35} при $E_0 = 4,3 \pm 0,5$ кэв *

g	$\Gamma_n, \text{эв}$	$\Gamma_n^0, \text{эв} \cdot 10^{-3}$	$\sigma_0 \Gamma, \text{барн} \cdot \text{эв}$	$\sigma_0, \text{барн}$
3/8	$>0,7$	>10	>130	—
5/8	$0,41 \pm 0,15$	$6,3 \pm 2,0$	118 ± 30	123 ± 30
7/8	$0,25 \pm 0,05$	$3,8 \pm 0,7$	98 ± 20	122 ± 30

* Принято $\Gamma_\gamma = 0,5$ эв, $\Gamma_p = 35 \cdot 10^{-3}$ эв.

Как известно [5], отношение приведенных ширин $\Gamma_n^0 = \Gamma_n E^{-1/2}$ s - и p -уровней по порядку величины равно $(R/\lambda)^2$. Для хлора при $E_0 = 405$ эв $(R/\lambda)^2 \simeq 0,4 \cdot 10^{-3}$ и при $E_0 = 4,3$ кэв $(R/\lambda)^2 = 5 \cdot 10^{-3}$.

Как видно из табл. 1—3, отношения приведенных ширин уровней при энергиях 405 эв и $4,3$ кэв к приведенной ширине уровня при энергии -210 эв, который является s -уровнем, равны соответственно $(1,0-11) \cdot 10^{-3}$ и $(2,7-10) \cdot 10^{-3}$. Таким образом, весьма вероятно, что уровни 405 эв и $4,3$ кэв являются p -уровнями.

Авторы благодарят И. М. Франка за интерес к работе, Ю. А. Березина, принимавшего участие в первом этапе работы, А. А. Бергмана и А. И. Исакова за помощь в измерениях, И. В. Штраиха и А. М. Клубукова за наладку радиотехнической аппаратуры.

П р и м е ч а н и е. В одном из изотопов хлора — Cl^{35} возможна реакция (n, p) на медленных нейтронах. После направления данной работы в печать (октябрь 1958 г.) была исследована реакция $\text{Cl}^{35} (n, p)$ в области энергии до 30 кэв [19]. На кривой сечения проявились пики с $E_0 = 0,405$; $4,3$ и 15 кэв, что доказывает принадлежность соответствующих резонансов изотопу Cl^{35} . Особенности в районе 10^3 эв, заметная на рис. 90, более четко наблюдается в ходе сечения (n, p) и обусловлена уровнем с $E_0 = 1,1 \pm \pm 0,2$ кэв.

Для уровней $-0,21$; $0,405$, $4,3$ кэв отношение протонной и радиационной ширин соответственно равно $\Gamma_p/\Gamma_\gamma = 5 \cdot 10^{-3}$; $0,14$; $7 \cdot 10^{-2}$. Приведенные в настоящей работе параметры рассчитаны с учетом данных о реакции (n, p).

* См. примечание в конце статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *C. Hibdon, C. Muchehause*. Phys. Rev., 1950, 79, 44.
2. *L. Toller, J. Patterson, H. Newson*. Phys. Rev., 1955, 99, 620.
3. *R. Brugger, J. Evans, E. Jokj, K. Shankland*. Phys. Rev., 1957, 104, 1054.
4. *P. Endt, C. Braams*. Rev. Mod. Phys., 1957, 29, 727.
5. *Дж. Блаатт, В. Вайскопф*. Теоретическая ядерная физика. М., ИЛ, 1954.
6. *Л. Е. Лазарева, Е. Л. Фейнберг, Ф. Л. Шапиро*. Ж. эксперим. теор. физ., 1955, 29, 381; *А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мурич, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраниц, М. В. Казарновский*. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г. Т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1957, стр. 166.
7. *А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро*. Ж. эксперим. теор. физ., 1957, 33, 9.
8. *А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро*. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 140.
9. *А. Ахизер, И. Померанчук*. Некоторые вопросы теории ядра. М.—Л., Гостехиздат, 1950.
10. *Э. Мелконян*. Труды Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г. Т. 4. М., Изд-во АН СССР, стр. 400.
11. *D. J. Hughes*. Nucl. Energ., 1955, 1, 237.
12. *H. Bradt, P. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk, P. Scherer*. Helv. phys. acta, 1946, 19, 77; *Fouler, Lauritsen, Lauritsen*. Rev. Mod. Phys., 1948, 20, 265.
13. *А. И. Огороков*. Дипломная работа. ФИАН, 1958.
14. *D. Hughes, R. B. Schwartz*. Neutron Cross-Section BNL — 325, 1958.
15. *Р. Макклин, Х. Померанс*. Труды Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955 г. Т. 5. М., Изд-во АН СССР, 1957, стр. 119.
16. *В. Б. Климентов, В. М. Грязев*. Атомная энергия, 1957, 3, 507.
17. *D. Hughes, J. Harvey*. Neutron Cross-section BNL — 325, 1955.
18. *А. Н. Волков, А. М. Клубуков, Ю. П. Попов*. ПТЭ, 1960, № 2.
19. *Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро*. ЖЭТФ, 1961, 40, 1610.

ТЕРМАЛИЗАЦИЯ И ДИФФУЗИЯ НЕЙТРОНОВ В ТЯЖЕЛЫХ СРЕДАХ *

Совместно с М. В. Казарновским и А. В. Степановым

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о влиянии теплового движения и химической связи атомов замедлителя на термализацию и диффузию нейтронов в последние годы вызывает значительный интерес как в связи с развитием техники реакторостроения, так и с чисто научной стороны, поскольку изучение этих эффектов является одним из методов исследования свойств твердого тела.

Теоретически наиболее подробно изучено энергетическое распределение нейтронов в тяжелом одноатомном газе с постоянной длиной свободного пробега [1—3]. Значительно меньше работ посвящено пространственно-энергетическому распределению. В работе [2] функция пространственно-энергетического распределения была рассмотрена в области сравнительно больших энергий. В работе [4] найдено точное выражение для этой функции, когда замедлителем является однородное ограниченное тело с малым захватом. В настоящей работе эти результаты обобщены на случай неоднородного замедлителя без захвата. При этом выведено уравнение возрастного типа для пространственно-энергетического распределения. Кроме того, развит другой метод решения подобных задач с помощью разложения функции распределения по энергетическим группам. Рассмотрены конкретные примеры, когда замедлитель представляет собой однородное как ограниченное, так и неограниченное тело, а также две различные соприкасающиеся пластины бесконечной протяженности.

Влияние химической связи на энергетическое распределение нейтронов в тяжелых кристаллических замедлителях рассматривалось в работах [5, 6]. При этом предполагалось, что замедлитель имеет дебаевский спектр частот собственных колебаний. А. И. Ахиезер и И. Я. Померанчук [5] нашли выражение для функции распределения в замедлителе с нулевой температурой. Нелкин [6] вывел интегральное уравнение для функции распределения и развил численные методы его решения в случае, когда энергия нейтронов E одного порядка с энергиями теплового движения kT и химической связи $k\theta$ атомов замедлителя. В настоящей работе показано, что в области энергий, больших по сравнению с kT и $k\theta$, можно получить асимптотическое разложение по степеням kT/E и $k\theta/E$ как для функции энергетического распределения нейтронов в тяжелом кристаллическом замедлителе, так и для функции пространственно-энергетического распределения, если замедлителем является однородное ограниченное тело. В общем случае неоднородного замедлителя показано, что с точностью до членов порядка $(kT/E)^2$ и $(k\theta/E)^2$ функция пространственно-энергетического распределения удовлетворяет уравнению, совпадающему с уравнением для одноатомного газа.

Если источник нейтронов нестационарный (например, импульсный), т. е. функция распределения нейтронов зависит от времени t , уравнение для нее приобретает значительно более сложный вид и исследовано менее подробно.

* Труды Женевской конференции 1958 г. Том. 1. Ядерная физика. М., Атомиздат, 1961, стр. 469—487.

Если пренебречь влиянием химической связи и тепловым движением атомов замедлителя, функция распределения нейтронов по скоростям v (точнее, по $x = 1/v$) в тяжелом замедлителе с постоянной длиной свободного пробега, как известно [7], приближенно может быть представлена гауссовым распределением $x = t/MI_s$, где M — массовое число атомов замедлителя, l_s — длина свободного пробега по отношению к рассеянию и дисперсией D , равной $2/(3M)$. Естественно предположить, что если энергия нейтронов велика по сравнению с kT и $k\theta$, то форма распределения остается гауссовой, а тепловое движение и химическая связь атомов замедлителя скажутся только на выражениях для x и D . Тогда для определения функции распределения достаточно вычислить первые два ее момента по скоростям.

Когда энергии нейтронов близки к тепловым, уравнение для функции распределения нейтронов в общем случае имеет крайне сложный вид и вряд ли в настоящее время может быть решено строго. Поэтому попытки анализа термализации и диффузии нейтронов в основном носят феноменологический характер. Опубликованные до настоящего времени работы [8, 9] ограничиваются качественным рассмотрением. Так, Дардел [8] предположил, что деформацию спектра нейтронов при диффузии можно свести к изменению только средней энергии нейтронов. При этом скорость передачи энергии от нейтронного газа среде принималась пропорциональной разности температур нейтронного газа и среды. Подход Дардела нуждается в обосновании. Как отмечено в [9], он неприменим в тех случаях, когда коэффициент диффузии зависит от скорости немономонным образом. И. М. Франк [9] развил двухгрупповую теорию. Однако в этой теории способ разбиения на группы остается неопределенным, ввиду чего отсутствует возможность количественно связать константы диффузии с сечениями взаимодействия нейтронов в среде. Неясны также условия достаточности двухгруппового приближения.

В данной работе делается попытка более общего подхода к построению феноменологической многоскоростной (или многогрупповой) теории диффузии тепловых нейтронов и рассмотрены некоторые приложения. Разработанный в работе метод наиболее удобен для решения таких задач нейтронной физики, в которых энергии нейтронов, испускаемых источниками, близки к тепловым, или когда точная форма энергетического спектра нейтронов источника не очень существенна. Это, например, имеет место при рассмотрении диффузии нейтронов вдали от источников в стационарных случаях или при больших временах в случае импульсного источника. В противном случае необходимо учитывать большое число групп нейтронов, что приводит к сильному усложнению расчетов.

СЛУЧАЙ ТЯЖЕЛОГО ОДНОАТОМНОГО ГАЗА С ПОСТОЯННЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ СЕЧЕНИЕМ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

Стационарное уравнение баланса нейтронов в общем случае имеет вид

$$-v\nabla N(\mathbf{r}, v) - N(\mathbf{r}, v) \left[\frac{1}{T(v)} + \int w(\mathbf{v}, \mathbf{v}') d\mathbf{v}' \right] + \int N(\mathbf{r}, \mathbf{v}') w(\mathbf{v}', v) d\mathbf{v}' + q(\mathbf{r}, v) = 0. \quad (1)$$

Здесь $N(\mathbf{r}, v) d\mathbf{r} dv$ — число нейтронов в элементе фазового объема $(\mathbf{r}, v; \mathbf{r} + d\mathbf{r}, v + dv)$; $w(\mathbf{v}, \mathbf{v}') d\mathbf{v}'$ — вероятность того, что нейтрон со скоро-

стью * v в результате столкновений с ядрами замедлителя перейдет в единицу времени в интервал скоростей (v' ; $v' + dv'$); $T(v)$ — время жизни нейтронов со скоростью v ; $q(\mathbf{r}, v)$ — плотность источников (ниже для простоты будем считать, что q не зависит от направления v).

В диффузионном приближении ** $N(\mathbf{r}, v)$, как известно, можно записать в виде

$$N(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi v^2} \left[N_0(\mathbf{r}, v) + 3 \frac{v}{v} N_1(\mathbf{r}, v) \right],$$

где функции $N_0(\mathbf{r}, v)$ и $N_1(\mathbf{r}, v)$ не зависят от направления v и имеют смысл соответственно плотности и потока нейтронов со скоростью v . Тогда, как нетрудно показать, для $N_0(\mathbf{r}, v)$ можно получить следующее уравнение***:

$$\begin{aligned} \frac{v^2}{3} \nabla \left\{ \left[\frac{1}{T(v)} + \int_0^\infty w(v, v') dv' \right]^{-1} \nabla N_0(\mathbf{r}, v) \right\} - N_0(\mathbf{r}, v) \frac{1}{T(v)} + \\ + \int_0^\infty N_0(\mathbf{r}, v') w(v', v) dv' - N_0(\mathbf{r}, v) \int_0^\infty w(v, v') dv' + Q(\mathbf{r}, v) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$w(v, v') dv' = dv' \int w(\mathbf{v}, \mathbf{v}') v'^2 d\varphi_{v'} d \cos \theta_{v'}.$$

— вероятность того, что нейтрон со скоростью v перейдет в единицу времени в интервал скоростей (v' , $v' + dv'$);

$$Q(\mathbf{r}, v) = 4\pi v^2 q(\mathbf{r}, v).$$

Если замедлитель представляет собой тяжелый одноатомный газ, то, как известно [1], в первом исчезающем порядке по $1/M$ (M — массовое число атомов замедлителя)

$$\begin{aligned} \int_0^\infty N_0(\mathbf{r}, v') w(v', v) dv' - N_0(\mathbf{r}, v) \int_0^\infty w(v, v') dv' = \frac{1}{2Ml_s} \left[v \frac{\partial^2 N_0(\mathbf{r}, v)}{\partial v^2} + \right. \\ \left. + (2v^2 - 1) \frac{\partial N_0(\mathbf{r}, v)}{\partial v} + 4v N_0(\mathbf{r}, v) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\int_0^\infty w(v, v') dv' = \frac{v}{l_s},$$

где l_s — длина свободного пробега нейтронов по отношению к рассеянию покоящимися ядрами замедлителя.

Мы предполагаем, что l_s не зависит от скорости нейтронов; если среда неоднородна, то l_s может зависеть от координаты, так же как и M .

* Здесь и ниже мы будем предполагать, что скорость нейтронов измеряется в единицах $\sqrt{\frac{2kT}{m}}$, где T — температура замедлителя, k — постоянная Больцмана и m — масса нейтрона.

** Вопрос о применимости диффузионного приближения будет кратко рассмотрен ниже.

*** Мы для простоты пренебрегли анизотропией рассеяния, поскольку средний косинус угла рассеяния в тяжелом замедлителе мал. Приближенный учет ее сводится к замене в первом члене уравнения (4) l_s на длину переноса $l_{тр}$.

Подставляя (3) в (2), получим

$$\frac{v}{3} \nabla \left\{ l_s \frac{1}{1 + \frac{l_s}{vT(v)}} \nabla N_0(\mathbf{r}, v) \right\} - N_0(\mathbf{r}, v) \frac{1}{T(v)} + \frac{1}{2Ml_s} \times \\ \times \left[v \frac{\partial^2 N_0(\mathbf{r}, v)}{\partial v^2} + (2v^2 - 1) \frac{\partial N_0(\mathbf{r}, v)}{\partial v} + 4vN_0(\mathbf{r}, v) \right] + Q(\mathbf{r}, v) = 0. \quad (4)$$

Мы ограничимся здесь случаем отсутствия захвата. Тогда, переходя к новым переменным

$$x = v^2; \quad N_0(\mathbf{r}, v) \equiv N(\mathbf{r}, x),$$

получим

$$\frac{1}{3} \nabla \{ l_s \nabla N(\mathbf{r}, x) \} + \frac{2}{Ml_s} \left[x \frac{\partial^2 N(\mathbf{r}, x)}{\partial x^2} + x \frac{\partial N(\mathbf{r}, x)}{\partial x} + \right. \\ \left. + N(\mathbf{r}, x) + \frac{Q(\mathbf{r}, \sqrt{x})}{\sqrt{x}} \right] = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) можно решать двумя методами.

1. Преобразованием Лапласа по x его можно свести к уравнению возрастного типа. Действительно, вводя обозначения

$$\int_0^\infty N(\mathbf{r}, x) e^{-xs} dx = \psi(\mathbf{r}, s); \quad \int_0^\infty Q(\mathbf{r}, \sqrt{x}) e^{-xs} \frac{dx}{\sqrt{x}} = P(\mathbf{r}, s)$$

и учитывая, что $N(\mathbf{r}, 0) = 0$, получим для $\psi(\mathbf{r}, s)$ уравнение

$$\frac{1}{3} \nabla \{ l_s \nabla \psi(\mathbf{r}, s) \} - \frac{2}{Ml_s} \left[s(s+1) \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, s)}{\partial s} + 2s\psi(\mathbf{r}, s) \right] + P(\mathbf{r}, s) = 0 \quad (6)$$

с граничным условием: $\psi(\mathbf{r}, s)$ ограничено при $s \rightarrow 0$. Это уравнение заменой переменных

$$\psi(\mathbf{r}, s) = \frac{\varphi(\mathbf{r}, s)}{(1+s)^2}; \quad \tau = \ln \frac{s+1}{s}$$

приводится к виду

$$\frac{Ml_s}{6} \nabla \{ l_s \nabla \varphi(\mathbf{r}, \tau) \} + \frac{\partial \varphi(\mathbf{r}, \tau)}{\partial \tau} + \frac{Ml_s'}{2} (1+s)^2 P(\mathbf{r}, s) = 0 \quad (7)$$

с граничным условием: $\varphi(\mathbf{r}, \tau)$ ограничено при $\tau \rightarrow \infty$. Таким образом, мы действительно получили уравнение, которое по форме совпадает с возрастным (но с обратным знаком при члене $\partial \varphi(\mathbf{r}, \tau) / \partial \tau$, поскольку при изменении s от 0 до ∞ τ меняется от ∞ до 0).

2. Можно искать решение уравнения (5) в виде разложения по собственным функциям оператора

$$\hat{H} = x \frac{\partial^2}{\partial x^2} + x \frac{\partial}{\partial x} + 1.$$

Эти функции представляют собой присоединенные полиномы Лягерра, умноженные на $x e^{-x}$:

$$L_n^{(1)}(x) - \frac{1}{x} e^x \frac{d^n}{dx^n} (e^{-x} x^{n+1}) \quad (8)$$

и ортогональные с весом xe^{-x} в интервале $(0; \infty)$.

$$\int_0^{\infty} L_n^{(1)}(x) L_k^{(1)}(x) x e^{-x} dx = n!(n+1)! \delta_{nk}. \quad (9)$$

Таким образом, решение имеет вид

$$N(\mathbf{r}, x) = x e^{-x} \sum_n \chi_n(\mathbf{r}) L_n^{(1)}(x). \quad (10)$$

Тогда для функций $\chi_n(\mathbf{r})$ получим следующие уравнения:

$$\frac{1}{3} \nabla \{l_s \nabla \chi_n(\mathbf{r})\} - \frac{2n}{Ml_s} \chi_n(\mathbf{r}) + \frac{1}{n!(n+1)!} \int_0^{\infty} Q(\mathbf{r}, \sqrt{x}) L_n^{(1)}(x) \frac{dx}{\sqrt{x}} = 0. \quad (11)$$

Формула (10) показывает, что функция распределения нейтронов может быть представлена в виде набора независимых энергетических групп нейтронов.

Ниже на трех частных примерах мы проиллюстрируем применение обоих методов.

А. Замедлитель — однородное ограниченное тело. Моноэнергетический источник нейтронов единичной силы расположен в точке $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$. Используем метод преобразования Лапласа. Уравнение (7) в нашем случае принимает вид

$$\beta \nabla^2 \varphi(\mathbf{r}, \tau) + \frac{\partial \varphi(\mathbf{r}, \tau)}{\partial \tau} + Ml_s \delta(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}) \frac{1}{(1 - e^{-\tau})^2} \exp\left[-x_0 \frac{e^{-\tau}}{1 - e^{-\tau}}\right] = 0,$$

где $\sqrt{x_0}$ — начальная скорость нейтронов.

Разложим $\varphi(\mathbf{r}, \tau)$ в ряд по полной системе ортонормированных собственных функций лапласиана $Z_l(\mathbf{r})$ для соответствующей краевой задачи:

$$\varphi(\mathbf{r}, \tau) = \sum_l n_l(\tau) Z_l(\mathbf{r}),$$

$$\nabla^2 Z_l(\mathbf{r}) + \Omega_l Z_l(\mathbf{r}) = 0.$$

Тогда получим для $n_l(\tau)$ уравнения

$$-\beta \Omega_l n_l(\tau) + \frac{dn_l(\tau)}{d\tau} + Ml_s \exp[-x_0 e^{-\tau}/(1 - e^{-\tau})] \frac{1}{(1 - e^{-\tau})^2} Z_l(\mathbf{r}_0) = 0$$

с граничным условием: $n_l(\infty)$ ограничено. Откуда

$$n_l(\tau) = Ml_s Z_l(\mathbf{r}_0) \int_{\tau}^{\infty} e^{\beta \Omega_l(\tau - \tau')} \exp[-x_0 e^{-\tau}/(1 - e^{-\tau})] \frac{1}{(1 - e^{-\tau'})^2} d\tau',$$

или, переходя снова к переменной s , получим

$$\psi(\mathbf{r}, s) = \frac{Ml_s}{(1+s)^2} \sum_l Z_l(\mathbf{r}) Z_l(\mathbf{r}_0) \left(\frac{s+1}{s}\right)^{\beta \Omega_l} \int_0^s \left(\frac{s'}{1+s'}\right)^{\beta \Omega_l - 1} e^{-x_0 s'} ds'. \quad (12)$$

Вычисление входящих в это выражение интегралов в общем случае довольно громоздко. Поэтому мы ограничимся практически наиболее интересным случаем, когда начальная энергия нейтронов велика по сравнению с энергией

теплового движения, т. е. $x_0 \gg 1$. Тогда выражение (12) принимает вид

$$\psi(\mathbf{r}, s) = \frac{Ml_s}{(1+s)^2} \sum_l Z_l(\mathbf{r}) Z_l(\mathbf{r}_0) \left(\frac{s+1}{s} \right)^{\beta \Omega_l} \frac{\Gamma(\Omega_l \beta_l)}{x_0^{\Omega_l \beta_l}},$$

и окончательно, применяя обратное преобразование Лапласа, получим

$$N(\mathbf{r}, x) = Ml_s \sum_l Z_l(\mathbf{r}) Z_l(\mathbf{r}_0) \frac{\Gamma(\Omega_l \beta_l)}{x_0^{\Omega_l \beta_l}} x e^{-x} \Phi(\beta \Omega_l, 2, x), \quad (13)$$

где $\Phi(\alpha, \gamma, x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция.

Б. Моноэнергетический источник нейтронов в бесконечной однородной замедляющей среде. Очевидно, что решение такой задачи можно найти, рассматривая бесконечную среду как предельный случай ограниченной, размеры которой стремятся к бесконечности, и использовать выражение (13), в котором суммирование по l заменено соответствующим интегрированием. Однако при этом возникают довольно сложные интегралы и получаемое выражение с трудом поддается анализу. Поэтому мы применим второй метод. Уравнения (11) в нашем случае имеют вид

$$\nabla^2 \chi_n(\mathbf{r}) - \frac{6n}{Ml_s^2} \chi_n(\mathbf{r}) + \frac{6}{l_s} \frac{L_n^{(1)}(x_0)}{n!(n+1)!} \delta(\mathbf{r}) = 0,$$

т. е.

$$\chi_n(\mathbf{r}) = \frac{6}{l_s} \frac{L_n^{(1)}(x_0)}{n!(n+1)!} \frac{1}{4\pi r} \exp\left(-\sqrt{\frac{6n}{Ml_s^2}} r\right).$$

В результате находим

$$N(\mathbf{r}, x) = \frac{6}{l_s} \frac{x e^{-x}}{4\pi r} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{L_n^{(1)}(x_0) L_n^{(1)}(x)}{n!(n+1)!} \exp\left(-\sqrt{\frac{6n}{Ml_s^2}} r\right). \quad (14)$$

В. Замедлитель состоит из двух однородных соприкасающихся пластин бесконечной протяженности и толщиной соответственно a и b . Источник расположен на границе раздела ($z = 0$). В этом случае уравнения (11) можно записать в виде

$$\frac{d^2 \chi_{ni}(z)}{dz^2} - \frac{6n}{l_{si}^2 M_i} \chi_{ni}(z) = 0$$

(индекс i указывает принадлежность к соответствующей среде; $i = 1$ при $z > 0$; $i = 2$ при $z < 0$) с граничными условиями

$$\chi_{n1}(a) = 0; \quad \chi_{n1}(0) = \chi_{n2}(0); \quad \chi_{n2}(-b) = 0;$$

$$\frac{l_{s1}}{3} \frac{d\chi_{n1}}{dz} \Big|_{z=0} - \frac{l_{s2}}{3} \frac{d\chi_{n2}}{dz} \Big|_{z=0} + 2 \frac{L_n^{(1)}(x_0)}{n!(n+1)!} = 0.$$

Решения этих уравнений имеют вид:

$$\chi_{n1}(z) = \frac{6}{V\bar{n}} \frac{L_n^{(1)}(x_0)}{n!(n+1)!} \left[\frac{l_{s1}}{x_1} \operatorname{cth} \frac{V\bar{n}}{x_1} a + \frac{l_{s2}}{x_2} \operatorname{cth} \frac{V\bar{n}}{x_2} b \right]^{-1} \frac{\operatorname{sh} \left[\frac{V\bar{n}}{x_1} (a-z) \right]}{\operatorname{sh} \frac{V\bar{n}}{x_1} a};$$

$$\chi_{n2}(z) = \frac{6}{\sqrt{n}} \frac{L_n^{(1)}(x_0)}{[n!(n+1)!]} \left[\frac{l_{s2}}{x_2} \operatorname{cth} \frac{\sqrt{n}}{x_2} b + \frac{l_{s1}}{x_1} \operatorname{cth} \frac{\sqrt{n}}{x_1} a \right] \frac{\operatorname{sh} \left[\frac{\sqrt{n}}{x_2} (b+z) \right]}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{n}}{x_2} b};$$

$$x_i^2 = \frac{M_i l_{si}^2}{6}.$$

Окончательно для функции $N(z, x)$ имеем следующие выражения: при $0 \leq z \leq a$

$$N(z, x) = 6xe^{-x} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{L_n^{(1)}(x_0) L_n^{(1)}(x)}{\sqrt{n} n! (1+n)!} \times$$

$$\times \left[\frac{l_{s1}}{x_1} \operatorname{cth} \frac{\sqrt{n}}{x_1} a + \frac{l_{s2}}{x_2} \operatorname{cth} \frac{\sqrt{n}}{x_2} b \right]^{-1} \frac{\operatorname{sh} \left[\frac{\sqrt{n}}{x_1} (a-z) \right]}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{n}}{x_1} a};$$

при $-b \leq z \leq 0$

$$N(z, x) = 6xe^{-x} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{L_n^{(1)}(x_0) L_n^{(1)}(x)}{\sqrt{n} n! (n+1)!} \times$$

$$\times \left[\frac{l_{s1}}{x_1} \operatorname{cth} \frac{\sqrt{n}}{x_1} a + \frac{l_{s2}}{x_2} \operatorname{cth} \frac{\sqrt{n}}{x_2} b \right]^{-1} \frac{\operatorname{sh} \left[\frac{\sqrt{n}}{x_2} (b+z) \right]}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{n}}{x_2} b}. \quad (15)$$

Аналогичным методом можно решить и более общую задачу, когда источник расположен внутри одной из сред. Однако при этом получаются еще более громоздкие выражения.

ТЯЖЕЛЫЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ ЗАМЕСТИТЕЛЬ. БОЛЬШИЕ ЭНЕРГИИ

Если энергия нейтронов по порядку величины равна энергии химической связи и теплового движения атомов замедлителя, выражение для $w(v, v')$ имеет очень сложный вид, и уравнение (5) удается решить только численными методами [6]. Положение значительно упрощается в области больших энергий нейтронов. Тогда для тяжелого замедлителя $w(v, v')$ отлично от нуля лишь при малых значениях $(v - v')$. Поэтому $N_0(\mathbf{r}, v')$ в интеграле столкновений можно разложить в степенной ряд вблизи $v' = v$ и ограничиться несколькими первыми членами разложения. При этом уравнение (5) примет вид

$$\frac{v^2}{3} \nabla \left\{ \left[\frac{1}{T(v)} + \int_0^{\infty} w(v, v') dv' \right]^{-1} \nabla N_0(\mathbf{r}, v) \right\} - \frac{N_0(\mathbf{r}, v)}{T(v)} + N_0(\mathbf{r}, v) J_0(v) +$$

$$+ v \frac{\partial N_0(\mathbf{r}, v)}{\partial v} J_1(v) + \frac{v^2}{2!} \frac{\partial^2 N_0(\mathbf{r}, v)}{\partial v^2} J_2(v) +$$

$$+ \frac{v^3}{3!} \frac{\partial^3 N_0(\mathbf{r}, v)}{\partial v^3} J_3(v) + \dots + Q(\mathbf{r}, v) = 0, \quad (16)$$

где

$$\left. \begin{aligned} J_0(v) &= \int_0^{\infty} dv' [w(v', v) - w(v, v')], \\ J_k(v) &= \int_0^{\infty} dv' w(v, v') e^{(v')^2} - v^2 \left(\frac{v}{v'}\right)^2 \left(\frac{v'}{v} - 1\right)^k, \quad k = 1, 2, \dots \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Интегралы (17) нетрудно вычислить в первом приближении по $1/M$. Для этого можно воспользоваться следующим выражением для сечения неупругого рассеяния в поликристаллах нейтронов с энергией E в интервал энергий $(E', E' + dE')$ *:

$$\sigma(E, E') dE' = \frac{\sigma_0}{M} \sqrt{\frac{E'}{E} \frac{E + E'}{E - E'}} \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{E' - E}{kT}\right)} v \left(\left| \frac{E - E'}{\hbar} \right| \right) \frac{dE'}{\hbar}. \quad (18)$$

Здесь σ_0 — сечение рассеяния нейтронов на одном бесконечно тяжелом покоящемся ядре, а $v(\omega)$ — нормированный на единицу спектр частот собственных колебаний кристалла $\left(\int_0^{\infty} v(\omega) d\omega = 1\right)$, который в общем случае не обязательно дебаевский.

Используя (18) в случае больших энергий нейтрона ($E \gg kT$ и $E \gg \hbar\omega_{\text{ср}}$), легко получить выражения для интегралов (17) в виде ряда по степеням $1/v$. Так, с точностью до членов порядка $1/v^3$ имеем

$$\left. \begin{aligned} J_0(v) &= \frac{v}{l_s} \frac{2}{M} \left[1 - \frac{1}{8} \frac{\bar{\omega}^2}{v^4} \right], \\ J_1(v) &= \frac{v}{l_s} \frac{1}{M} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\tau}{v^2} + \frac{1}{4} \frac{\bar{\omega}^2}{v^4} \right], \\ J_2(v) &= \frac{v}{l_s} \frac{1}{M} \left[\frac{\tau}{v^2} - \frac{1}{4} \frac{\bar{\omega}^2}{v^4} \right], \\ J_3(v) &= \frac{v}{l_s} \frac{1}{M} \frac{\bar{\omega}^2}{4v^4}, \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \bar{\omega}^2 &= \frac{\hbar^2}{(kT)^2} \int_0^{\infty} v(\omega) \omega^2 d\omega; \\ \tau &= \frac{1}{2} \int_0^{\infty} v(\omega) \frac{\hbar\omega}{kT} \frac{\exp[\hbar\omega/kT] + 1}{\exp[\hbar\omega/kT] - 1} d\omega \end{aligned} \right\} \quad (19a)$$

* Выражение (18) является первым членом разложения сечения неупругого рассеяния в ряд по степеням $1/M$. При больших энергиях нейтрона подробное разложение, как известно, сходится плохо. Однако легко показать, что это обстоятельство не существенно при вычислении моментов передаваемой энергии, а также других интегральных характеристик рассеяния. Так, выражения для интегралов (17), рассчитанные с помощью (18), совпадают с соответствующими выражениями, рассчитанными в том же порядке по $1/M$ более строгим методом с применением формализма Глаубера [10].

Для одноатомного газа или для дебаевского кристалла при $T \gg \theta$ (θ — температура Дебая) $\tau = 1$; при $T \ll \theta$ для дебаевского кристалла $\tau = \frac{3}{8} \frac{\theta}{T}$. Для бериллия при 300°K $\tau \approx 1,5$, $\bar{\omega}^2 = 6,7$; для графита при 300°K $\tau \approx 2,4$, $\bar{\omega}^2 \approx 17$.

Из выражения (19) следует, что наше разложение функции $N(v')$ в уравнении (16) в степенной ряд приводит к асимптотическому разложению выражения

$$\int_0^\infty N(\mathbf{r}, v') \omega(v', v) dv' - \int_0^\infty N(\mathbf{r}, v) \omega(v, v') dv'$$

по степеням $1/v^2$, которое удобно в области больших энергий нейтрона, т. е. при $E \gg kT$ и $E \gg kT\sqrt{\bar{\omega}^2}$. Если мы в разложении $N(\mathbf{r}, v')$ оставим только первые три члена, то уравнение (17) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{v^2}{3} \nabla \left\{ \left[\frac{1}{T(v)} + \int_0^\infty \omega(v, v') dv' \right]^{-1} \nabla N_0(\mathbf{r}, v) \right\} - \frac{N_0(\mathbf{r}, v)}{T(v)} + \\ + \frac{v}{2Ml_s} \left[\tau \frac{\partial^2 N_0(\mathbf{r}, v)}{\partial v^2} + v \left(2 - \frac{\tau}{v^2} \right) \frac{\partial N_0(\mathbf{r}, v)}{\partial v} + 4N_0(\mathbf{r}, v) + Q(\mathbf{r}, v) \right] = 0 \end{aligned}$$

(отброшенные члены при этом имеют порядок $1/v^4$).

Легко видеть, что это уравнение заменой переменных $x = v^2/\tau$ сводится к уравнению (4) для тяжелого одноатомного газа. В случае однородной замедляющей среды можно получить выражение для $N_0(\mathbf{r}, v)$ с более высокой степенью точности. В качестве примера решим уравнение (16), оставляя в разложении $N_0(\mathbf{r}, v')$ первые четыре члена.

Рассмотрим сначала энергетическое распределение нейтронов $N(v) = \int N(\mathbf{r}, v) d\mathbf{r}$, где интеграл берется по всему пространству, и ограничимся случаем, когда время жизни нейтронов до захвата $T(v)$ не зависит от скорости. Тогда $N(v)$ удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \frac{v^3}{2^4} \frac{\bar{\omega}^2}{v^4} \frac{d^3 N(v)}{dv^3} + \frac{v^2}{2} \left(\frac{\tau}{v^2} - \frac{1}{4} \frac{\bar{\omega}^2}{v^4} \right) \frac{d^2 N(v)}{dv^2} + v \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\tau}{v^2} + \frac{1}{4} \frac{\bar{\omega}^2}{v^2} \right] \times \\ \times \frac{dN(v)}{dv} + \left(2 - \frac{1}{4} \frac{\bar{\omega}^2}{v^2} \right) N(v) - N(v) \frac{Ml_s}{T} + Ml_s \delta(v - v_0) \frac{1}{v_0} = 0. \end{aligned}$$

Будем искать решение этого уравнения при $v \ll v_0$ в виде разложения в ряд по обратным степеням скорости. Тогда получим

$$N(v) = \frac{Ml_s}{v^2} e^{-A/v} \left[1 + \frac{2\tau}{v^2} + 6 \frac{\tau^2}{v^4} - \frac{5}{8} \frac{\bar{\omega}^2}{v^4} - \frac{7}{6} \frac{\tau}{v^2} \frac{A}{v} + \frac{1}{8} \frac{\tau}{v^2} \frac{A^2}{v^2} \right], \quad (20)$$

где

$$A = \frac{Ml_s}{T}.$$

Первый член этого разложения соответствует возрастному приближению. Заметим, что выражение (20) невозможно представить в виде решения возрастного уравнения с зависящей от скорости массой даже с точностью до членов порядка $1/v^3$.

Рассмотрим теперь функцию пространственно-энергетического распределения, пренебрегая для простоты захватом. Разлагая $N_0(\mathbf{r}, v)$ по собственным функциям лапласиана для соответствующей краевой задачи и вводя новые переменные $x = v^2$, $N_0(\mathbf{r}, v) \equiv N(\mathbf{r}, x)$, получим

$$N(\mathbf{r}, x) = \sum_l Z_l(\mathbf{r}) \Phi_l(x);$$

$$\nabla^2 Z_l(\mathbf{r}) + \Omega_l Z_l(\mathbf{r}) = 0;$$

$$Ml_s \delta(x - x_0) Z_l(\mathbf{r}_0) - \frac{l_s^2 M}{6} \Omega_l \Phi_l(x) + \left(1 - \frac{1}{8} \frac{\bar{\omega}^2}{x^2}\right) \Phi_l(x) + x \left(1 + \frac{1}{8} \frac{\bar{\omega}^2}{x^2}\right) \frac{d\Phi_l(x)}{dx} + x\tau \frac{d^2\Phi_l(x)}{dx^2} + x \frac{\bar{\omega}^2}{6} \frac{d^3\Phi_l(x)}{dx^3} = 0. \quad (21)$$

Решение уравнения (21) снова ищем в виде ряда по обратным степеням энергии. Тогда после несложных выкладок, ограничиваясь членами порядка

$$a_l = \frac{Ml_s^2}{6} \Omega_l \quad (\text{т. е. предполагая, что размеры замедлителя не слишком малы}),$$

получим

$$\Phi_l(x) = C_l x^{\alpha_l - 1} \left[1 + 2 \frac{\tau}{x} \left(1 - \frac{3}{2} \alpha_l\right) + 6 \frac{\tau^2}{x^2} \left(1 - \frac{7}{3} \alpha_l\right) - \frac{5\bar{\omega}^2}{8x^2} \left(1 - \frac{47}{30}\right) \right];$$

$$C_l = Ml_s Z_l(\mathbf{r}_0) x_0^{-\alpha_l}.$$

Окончательно имеем

$$N(\mathbf{r}, x) = \sum_l C_l Z_l(\mathbf{r}) x^{\alpha_l - 1} \left[1 + 2 \frac{\tau}{x} \left(1 - \frac{3}{2} \alpha_l\right) + 6 \frac{\tau^2}{x^2} \left(1 - \frac{7}{3} \alpha_l\right) - \frac{5}{8} \frac{\bar{\omega}^2}{x^2} \left(1 - \frac{47}{30} \alpha_l\right) \right].$$

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООВОГО ДВИЖЕНИЯ И ХИМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ АТОМОВ ЗАМЕДЛИТЕЛЯ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

В работе [7] было рассмотрено энергетическое распределение нейтронов от импульсного источника для случая свободных неподвижных тяжелых атомов замедлителя. Было показано, что распределение близко к гауссовому с дисперсией и средним значением, равными

$$x_1 = \bar{x} = \frac{t}{Ml_s},$$

$$D = \frac{(x - x_1)^2}{x_1^2} = \frac{2}{3M}$$

($x = 1/v$; v — скорость нейтрона; t — время замедления).

Естественно предположить, что тепловое движение и химическая связь при достаточно больших энергиях нейтронов не нарушат формы распределения и скажутся только на величине средней скорости и дисперсии. Тогда для расчета функции распределения достаточно определить только ее первые два момента по $x = 1/v$, что нетрудно сделать.

Пусть $N(v, t)$ — функция распределения нейтронов по скоростям. Пренебрегая для простоты захватом, мы можем записать уравнение баланса

нейтронов при $t \neq 0$ в виде

$$\frac{\partial N(v, t)}{\partial t} = -N(v, t) \int_0^{\infty} w(v, v') dv' + \int_0^{\infty} N(v', t) w(v', v) dv'. \quad (22)$$

Будем считать, что $N(v, t)$ нормировано на единицу. Умножая (22) на $1/v^k$ и интегрируя по v в пределах от 0 до ∞ , получим

$$\frac{dx_k}{dt} = \int_0^{\infty} N(v, t) \frac{dv}{v^k} \int_0^{\infty} w(v, v') \left(\frac{v^k}{v'^k} - 1 \right) dv', \quad (23)$$

где

$$x_k = \int_0^{\infty} N(v, t) \frac{dv}{v^k}.$$

Интегралы

$$P_k(v) = \int_0^{\infty} w(v, v') \left(\frac{v^k}{v'^k} - 1 \right) dv'$$

можно вычислить, используя, например, выражения для моментов передаваемой энергии при рассеянии нейтронов в кристаллах, полученные Плачевком [11]. При этом, ограничиваясь членами порядка $1/M^2$ или $1/Mv^2$ для P_1 и P_2 , имеем

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= \frac{v}{Ml_s} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\tau}{v^2} \right), \\ P_2 &= \frac{2v}{Ml_s} \left(1 + \frac{2}{3M} \right), \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

где τ определяется формулой (19a). Подставляя (24) в (23), получим

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{1}{Ml_s} \left(1 - \frac{\tau}{2} x_2 \right) \quad (25)$$

и

$$\frac{dx_2}{dt} = \frac{2}{Ml_s} \left(1 + \frac{2}{3M} \right) x_1. \quad (26)$$

Деля (26) на (25), имеем

$$\frac{dx_2}{dx_1} = 2 \left(1 + \frac{2}{3M} \right) \frac{x_1}{1 - \frac{\tau}{2} x_2}.$$

Но, поскольку нас интересует область скоростей, больших по сравнению с тепловой, т. е. $x_1 \ll 1$, величину $\left(1 - \frac{\tau}{2} x_2 \right)^{-1}$ можно приближенно заменить на $1 + \frac{\tau}{2} x_2$. Тогда получим

$$\frac{dx_2}{dx_1} = 2 \left(1 + \frac{2}{3M} \right) x_1 \left(1 + \frac{\tau x_1^2}{2} \right). \quad (27)$$

Интегрируя (27), получаем следующее выражение для дисперсии:

$$D = \frac{2}{3M} \left(1 - \frac{x_{10}^2}{x_1^2} \right) + D_0 \frac{x_{10}^2}{x_1^2} + \frac{\tau}{4} x_1^2 \left(1 - \frac{x_{10}^4}{x_1^4} \right),$$

где

$$x_{n0} = \int_0^{\infty} N(v, 0) \frac{dv}{v^n}; \quad D_0 = \frac{x_{20} - x_{10}^2}{x_{10}^2}.$$

В частности, при $x_{10} \ll x_1$

$$D = \frac{2}{3M} + \frac{\tau}{4} x_1^2.$$

АНАЛИЗ ТЕРМАЛИЗАЦИИ И ДИФФУЗИИ НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ РАЗЛОЖЕНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ГРУППАМ

Выше было показано, что функцию пространственно-энергетического распределения нейтронов в тяжелом одноатомном газе без захвата можно представить в виде разложения по энергетическим группам (см. формулу (10)). Поэтому естественно в общей нестационарной задаче о термализации и диффузии нейтронов в произвольной среде также попытаться искать функцию распределения $N_0(\mathbf{r}, v, t)$ в аналогичном виде. Для этого удобно снова перейти к переменным

$$x = v^2; \quad \frac{1}{2} N_0(\mathbf{r}, v, t) \equiv N(\mathbf{r}, x, t). \quad (28)$$

Тогда $N(\mathbf{r}, x, t) dx = v N_0(\mathbf{r}, v, t) dv$ — поток нейтронов в точке \mathbf{r} в момент времени t . Так же, как и раньше, разложим $\frac{1}{x} e^x N(\mathbf{r}, x, t)$ в ряд по полиномам $L_i^{(1)}(x)$ *:

$$N(\mathbf{r}, x, t) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{V i! (i+1)!} L_i^{(1)}(x) n_i(\mathbf{r}, t) x e^{-x}. \quad (29)$$

Из (8), (9) и (29) имеем

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{\infty} N(\mathbf{r}, x, t) dx &= n_0(\mathbf{r}, t), \\ \bar{x} &= \int_0^{\infty} x N(\mathbf{r}, x, t) dx \frac{1}{n_0(\mathbf{r}, t)} = 2 - \sqrt{2} \frac{n_1(\mathbf{r}, t)}{n_0(\mathbf{r}, t)}, \\ \overline{x^2} &= \int_0^{\infty} x^2 N(\mathbf{r}, x, t) dx \frac{1}{n_0(\mathbf{r}, t)} = 6 \left[1 - 2\sqrt{2} \frac{n_1(\mathbf{r}, t)}{n_0(\mathbf{r}, t)} + 4\sqrt{3} \frac{n_2(\mathbf{r}, t)}{n_0(\mathbf{r}, t)} \right]. \end{aligned} \right\} (30)$$

* Множитель $[i!(i+1)!]^{-1/2}$ введен из соображений нормировки. Следует заметить, что в некоторых случаях, например, когда источник нестационарный, а длина свободного пробега и время жизни нейтронов до захвата не зависят от скорости, более удобно разлагать плотность нейтронов по полиномам от скоростей. Такое разложение обсуждается в работе [14].

Таким образом, величина $n_0(\mathbf{r}, t)$ представляет собой полный поток нейтронов, а нулевая группа $n_0(\mathbf{r}, t)xe^{-x}$ — поток нейтронов с максвелловским распределением, интеграл от которого равен полному потоку. Следующие группы, полный поток в каждой из которых равен нулю, характеризуют отклонение спектра нейтронов от максвелловского. При этом первая группа ($i = 1$) определяет отличие средней (по потоку) энергии от максвелловской, равной 2. Старшие группы ($i \geq 2$) влияют на более высокие моменты функции распределения.

Будем, как и раньше, исходить из диффузионного приближения. Тогда уравнение баланса нейтронов можно записать в виде

$$-\frac{1}{\sqrt{x}} \frac{\partial N(\mathbf{r}, x, t)}{\partial t} + \frac{1}{3} \nabla \{l \nabla N(\mathbf{r}, x, t)\} - \frac{1}{\sqrt{x} T(x)} N(\mathbf{r}, x, t) - N(\mathbf{r}, x, t) \int_0^\infty g(x, x') dx' + \int_0^\infty N(\mathbf{r}, x', t) g(x', x) dx' + P(\mathbf{r}, x, t) = 0, \quad (31)$$

$$g(x, x') = \omega(\sqrt{x}, \sqrt{x'}) \frac{1}{2\sqrt{xx'}}; \quad P(\mathbf{r}, x, t) = \frac{Q(\mathbf{r}, \sqrt{x}, t)}{2\sqrt{x}},$$

где

$$l = l_{\text{тр}} \left(1 + \frac{l_s}{\sqrt{x} T(x)} \right)^{-1}.$$

Подставляя (29) в (31), нетрудно прийти к следующей системе уравнений:

$$\sum_{i=0}^{\infty} \left\{ - \left(\frac{1}{\sqrt{x}} \right)_{ik} \frac{\partial n_i(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \frac{1}{3} \nabla [(l)_{ik} \nabla n_i(\mathbf{r}, t)] - n_i(\mathbf{r}, t) \left(\frac{1}{\sqrt{x} T(x)} \right)_{ik} - \gamma_{ik} n_i(\mathbf{r}, t) \right\} + P_k(\mathbf{r}, t) = 0; \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (32)$$

Здесь

$$[f(x)]_{ik} = A_{ik} \int_0^\infty f(x) x e^{-x} L_i^{(1)}(x) L_k^{(1)}(x) dx;$$

$$\gamma_{ik} = \gamma_{ki} = A_{ik} \int_0^\infty \int_0^\infty dx dx' \{ g(x, x') L_i^{(1)}(x) L_k^{(1)}(x) x e^{-x} - g(x', x) L_k^{(1)}(x') L_i^{(1)}(x') x' e^{-x'} \};$$

$$P_k(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{k!(k+1)!}} \int_0^\infty P(\mathbf{r}, x, t) L_k^{(1)}(x) dx;$$

$$A_{ik} = [i!(i+1)! k!(k+1)!]^{-1/2}.$$

Соотношение $\gamma_{ik} = \gamma_{ki}$ легко получить из принципа детального равновесия.

$$g(x, x') x e^{-x} = g(x', x) x' e^{-x'}. \quad (33)$$

Из (33) также следует, что $\gamma_{i0} = \gamma_{0i} = 0$.

В стационарном случае, если замедлитель представляет собой одноатомный газ с постоянной длиной свободного пробега и без захвата, система (32)

распадается на ряд уравнений только для одной из функций $n_i(\mathbf{r}, t)$ (см. формулу (11) *). Эти уравнения в некоторых случаях можно решить и таким образом — найти $N(\mathbf{r}, x, t)$ в виде (29) (см. формулы (14) и (15)). Следует, однако, заметить, что если начальная энергия нейтронов велика, то, как видно из (11), а также (14) и (15), ряд (29) сходится довольно медленно. Поэтому более целесообразно в качестве источников взять распределение сравнительно медленных нейтронов (например, вблизи кадмиевой границы), рассчитав его в возрастном приближении. Если интересны только интегральные характеристики спектра, такие, как средняя энергия \bar{x} или более высокие моменты функции распределения, то вследствие ортогональности полиномов Лаггера плохая сходимость ряда (29) несущественна. Так, в случае точечного источника в бесконечной однородной среде из (14) и (30) имеем

$$\bar{x} = 2 \left[1 + \frac{x_0 - 2}{2} \exp \left(- \sqrt{\frac{6}{Ml_s^2}} r \right) \right].$$

Если источник нейтронов расположен на границе раздела двух различных однородных пластин, то, как видно из (15), средняя энергия нейтронов

$$\bar{x} = 2 \left\{ 1 + \eta \frac{a \operatorname{sh} \frac{a-z}{x_1}}{a - z \operatorname{sh} \frac{a}{x_1}} \right\}, \quad z > 0;$$

$$\bar{x} = 2 \left\{ 1 + \eta \frac{b \operatorname{sh} \frac{b+z}{x_2}}{b + z \operatorname{sh} \frac{b}{x_2}} \right\}, \quad z < 0;$$

$$\eta = \frac{x_0 - 2}{2} \left(\frac{l_{s1}}{a} + \frac{l_{s2}}{b} \right) \frac{1}{\left[\frac{l_{s1}}{x_1} \operatorname{cth} \frac{a}{x_1} + \frac{l_{s2}}{x_2} \operatorname{cth} \frac{b}{x_2} \right]}.$$

В реальном замедлителе система (32) не сводится к ряду независимых уравнений за счет следующих эффектов:

1) наличие химической связи приводит к тому, что $\gamma_{ik} \neq 0$ при $i \neq k$;
2) длина свободного пробега l может зависеть от энергии, т. е. $(l)_{ik} \neq 0$ при $i \neq k$;

3) при наличии захвата отличны от нуля величины $\left(\frac{1}{Vx} \frac{1}{T(x)} \right)_{ik}$;

4) в нестационарном случае отличны от нуля члены $\left(\frac{1}{Vx} \right)_{ik}$ и $\frac{\partial n_i(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$.

Рассмотрим кратко эти эффекты. Химическая связь сказывается на рассеянии тем существеннее, чем меньше энергия нейтронов, и в основном ее влияние сводится к тому, что по мере уменьшения энергии средняя потеря энергии при соударении должна падать. Это должно привести к улучшению сходимости ряда (29).

Если l — плавная функция x ; то величины $(l)_{ik}$ быстро убывают с ростом

* Заметим, что для тяжелого одноатомного газа, сравнивая (11) и (32), легко получить простое соотношение

$$\gamma_{ik} = \frac{2i}{Ml_s} \delta_{ik}.$$

$|i - k|$; если l — полином n -й степени, то они отличны от нуля только при $|i - k| \leq n$.

В нестационарном случае (когда источник импульсный) при достаточно больших временах замедления спектр нейтронов должен быть близок к максвелловскому, т. е. вклад высших групп ($i \geq 1$) должен быть меньше и ряд (29) должен сходиться быстрее, чем в стационарном случае.

Захват нейтронов сказывается только при малых энергиях (i и k не очень велики). Если $T(x) = T_0$ не зависит от x , то

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{\sqrt{x}} \frac{1}{T(x)}\right)_{ik} &= \frac{1}{T_0} \left(\frac{1}{\sqrt{x}}\right)_{ik}, \\ \left(\frac{1}{\sqrt{x}}\right)_{i0} &= \frac{1}{2} \frac{\Gamma(i + 1/2)}{\Gamma(i + 1)} \frac{1}{\sqrt{i + 1}}, \\ \left(\frac{1}{\sqrt{x}}\right)_{kk} &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left\{ 1 + \frac{k \left(-\frac{1}{2}\right) \left(\frac{1}{2}\right)}{(1!)^2 2!} + \frac{k(k-1) \left(-\frac{3}{2}\right) \left(-\frac{1}{2}\right) \left(\frac{1}{2}\right) \left(\frac{3}{2}\right)}{(2!)^2 3!} + \dots \right. \\ &\quad \left. \dots + \frac{k! \left(\frac{1}{2} - k\right) \left(\frac{3}{2} - k\right) \dots \left(\frac{1}{2} + k - 1\right)!}{(k!)^2 (k + 1)!} \right\}, \\ \left(\frac{1}{\sqrt{x}}\right)_{00} &= \frac{\sqrt{\pi}}{2}; \quad \left(\frac{1}{\sqrt{x}}\right)_{10} = \frac{\sqrt{\pi}}{4\sqrt{2}}; \quad \left(\frac{1}{\sqrt{x}}\right)_{11} = \frac{7\sqrt{\pi}}{16}. \end{aligned}$$

Поэтому можно надеяться, что при вычислении интегральных характеристик спектра нейтронов в ряде (29) существенны только несколько первых членов разложения.

Рассмотрим некоторые применения. При этом мы ограничимся учетом только первых двух уравнений ($k = 0$ и $k = 1$) системы (32) и первых двух групп нейтронов ($i = 0$ и $i = 1$). Кроме того, для простоты будем считать, что замедлитель однородный и $T(x) = T_0$ не зависит от энергии.

А. Импульсный источник нейтронов в ограниченной среде. Тогда $P_k(\mathbf{r}, t) = f_k(\mathbf{r}) \delta(t)$.

Разложим $n_i(\mathbf{r}, t)$ по собственным функциям лапласиана для соответствующей краевой задачи:

$$n_i(\mathbf{r}, t) = \sum_l S_l^{(i)}(t) \chi_l(\mathbf{r}),$$

$$\nabla^2 \chi_l(\mathbf{r}) + \Omega_l \chi_l(\mathbf{r}) = 0,$$

$$\int f_k(\mathbf{r}) \chi_l(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = f_{kl}.$$

Тогда, решая полученные уравнения для $S_l^{(i)}(t)$ и пренебрегая членами второго и более высокого порядка относительно параметра $\Omega_l(l)_{ik}/\gamma_{11}$ в экспонентах и членами первого и более высокого порядка в коэффициентах, т. е. считая, что размеры системы не слишком малы, получим

$$n_0(\mathbf{r}, t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_l \chi_l(\mathbf{r}) \left[f_{0l} e^{-\alpha_l t} + \left(\frac{1}{6} f_{0l} - \frac{\sqrt{2}}{3} f_{1l} \right) e^{-\alpha_l' t} \right], \quad (34)$$

$$\begin{aligned} n_1(\mathbf{r}, t) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_l \chi_l(\mathbf{r}) \left\{ -f_{0l} \frac{\Omega_l}{3\gamma_{11}} \left[(l)_{01} - \frac{1}{2\sqrt{2}} (l)_{00} \right] e^{-\alpha_l t} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{4}{3} \left(f_{1l} - \frac{1}{2\sqrt{2}} f_{0l} \right) e^{-\alpha_l' t} \right\}, \end{aligned}$$

где

$$\bar{\alpha}_l = \frac{1}{T_0} + D_{00}\Omega_1 - C\Omega_l^2, \quad (34a)$$

$$D_{00} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{3} (l)_{00}, \quad (34б)$$

$$C = \frac{2}{9\sqrt{\pi}} \frac{1}{\gamma_{11}} \left[(l)_{10} - \frac{1}{2\sqrt{2}} (l)_{00} \right]^2, \quad (34в)$$

$$\alpha'_l = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \gamma_{11} + \frac{1}{T_0} + \frac{8\Omega_l}{9\sqrt{\pi}} \left[(l)_{11} + \frac{1}{8} (l)_{00} - \frac{1}{\sqrt{2}} (l)_{10} \right]. \quad (34г)$$

При не очень малых временах замедления в сумме (34) все члены, кроме нулевого, затухнут. Тогда параметр α'_0 будет определять затухание потока в первой нейтронной группе (затухание отклонения спектра от равновесного).

При обычных (не крайне малых) размерах системы и $T \gg 1/\gamma_{11}$ $\alpha'_0 \gg \alpha_0$.

Используя (30), найдем среднюю энергию нейтронов в среде \bar{x} при $t \gg 1/\alpha'_0$:

$$\frac{\bar{x} - x_p}{2} = \frac{1}{3} (1 - 2\sqrt{2} f_{10}/f_{00}) e^{-(\alpha'_0 - \alpha_0)t}, \quad (35)$$

где

$$x_p = 2 \left\{ 1 - \frac{\Omega_0}{12\gamma_{11}} [(l)_{00} - 2\sqrt{2} (l)_{10}] \right\} \quad (35a)$$

— равновесное значение средней энергии в среде конечных размеров, устанавливающееся при $t \rightarrow \infty$.

Выражения типа (34a) и (35) впервые были получены в работах [8, 9]. Параметр γ_{11} имеет смысл введенного Дарделом [8] коэффициента теплопередачи между нейтронным газом и средой. Выражения (34в) и (35a), связывающие коэффициент C и равновесную энергию x_p с γ_{11} , являются обобщением соответствующих выражений работы [8], справедливых при постоянном l , на случай, когда l зависит от энергии нейтронов. Учет зависимости l от энергии во многих случаях очень существен, как это показано на примере воды в работе [9].

Средняя энергия нейтронов вне среды определяется выражением

$$\bar{x}_{\text{вн}} = \int_0^{\infty} x \frac{l}{3} |\nabla N(\mathbf{r}, x, t)| dx / \int_0^{\infty} \frac{l}{3} |\nabla N(\mathbf{r}, x, t)| dx,$$

где $l/3 |\nabla N(\mathbf{r}, x, t)|$ — поток нейтронов с энергией x вне среды (в вакууме).

Из (34) при $t \gg 1/\alpha'_0$ и $t \gg 1/\alpha_0$ получим

$$\bar{x}_{\text{вн}} = 2 - \sqrt{2} \frac{(l)_{10}}{(l)_{00}} + \frac{\Omega_0}{3\gamma_{11}} \frac{\sqrt{2} (l)_{01}}{(l)_{00}} \left[(l)_{10} - \frac{1}{2\sqrt{2}} (l)_{00} \right] \left[\frac{(l)_{11}}{(l)_{10}} - \frac{(l)_{10}}{(l)_{00}} \right]. \quad (36)$$

Из этой формулы видно, что если l зависит от энергии $(l)_{10} \neq 0$, то средняя энергия нейтронов вне среды отлична от средней энергии нейтронов внутри ее даже для системы больших размеров ($\Omega \rightarrow 0$). Этот эффект связан с тем, что когда l зависит от энергии, спектры направленного и среднего потоков нейтронов различны. Для стационарного случая этот вопрос был рассмотрен ранее К. Д. Толстовым [12].

Б. Диффузия нейтронов в неограниченной среде. Для простоты ограничимся одномерным случаем $P_k(r, t) = F_k \delta(z)$. Тогда, предполагая, что $\gamma_{11} T_0 \gg 1$, получим

$$n_0(z) = \frac{3}{2} \frac{l_0 L_0}{(l)_{00}} e^{-\frac{z}{L_0}} + \frac{3}{2} \frac{L_1}{(l)_{00} (l)_{11} - (l)_{10}^2} \left[F_0 \frac{(l)_{10}^2}{(l)_{00}} - F(l)_{10} \right] e^{-\frac{z}{L_1}},$$

$$n_2(z) = -\frac{1}{2L_0 \gamma_{11}} F_0 \left[\frac{1}{2\sqrt{2}} - \frac{(l)_{10}}{(l)_{00}} \right] e^{-\frac{z}{L_0}} +$$

$$+ \frac{3}{2} \frac{L_1}{(l)_{00} (l)_{11} - (l)_{10}^2} [F_1(l)_{00} - F(l)_{10}] e^{-\frac{z}{L_1}},$$

где

$$L_0 = D_{00} T_0 + \frac{C}{D_{00}};$$

$$L_1^2 = \frac{1}{3\gamma_{11}} \left[(l)_{11} - \frac{(l)_{10}^2}{(l)_{00}} \right], \quad (37)$$

а параметр C определяется формулой (34в). Так как $L_0 \gg L_1$, то при достаточном удалении от источника поток нейтронов затухает с длиной релаксации L_0 . При диффузии нейтронного газа его спектр отклоняется от равновесного, в результате чего $L_0^2 \neq D_{00} T_0$, в отличие от решения, даваемого односкоростной теорией диффузии. Поправка, однако, мала: $C/D \approx 0,1 \text{ см}^2$ для воды и $7,5 \text{ см}^2$ для бериллия.

В заключение рассмотрим вопрос о недиффузионных поправках.

Учет распределения нейтронов по скоростям в диффузионном приближении приводит, как показано выше, к эффектам двойного рода: а) зависимость средней энергии нейтронов от размеров системы и других условий диффузии (выражения (34) и (36)); б) небольшие поправки к временам и длинам релаксации потока нейтронов (выражения (34а) и (37)); учет высших приближений в односкоростной теории диффузии также приводит к поправкам (недиффузионные поправки). Однако в ограниченных системах с малым захватом недиффузионные поправки значительно меньше многоскоростных. Действительно, недиффузионные поправки в этом случае пропорциональны величине $l^2 \Omega$, а многоскоростные — $l^2 \Omega \frac{\bar{v}}{\Delta \bar{v}}$ (\bar{v} — средняя скорость, $\Delta \bar{v}$ — средняя потеря скорости при одном соударении), т. е. больше первых в $\bar{v}/\Delta \bar{v}$ раз. Так, многоскоростная поправка к постоянной релаксации плотности нейтронов от импульсного источника, согласно (34а), равна

$$\left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right)_{\text{мс}} = -\frac{C \Omega}{D_{00}}.$$

Для тяжелого одноатомного газа в двухгрупповом приближении * имеем

$$\left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right)_{\text{мс}} = -\frac{M l_s^2 \Omega_0}{48}.$$

* Учет следующих приближений приводит к замене коэффициента $1/48$ на $\approx 0,028$.

В реальных замедлителях (бериллий, вода *, графит) коэффициент при Ω еще в два-три раза больше [9].

Применяя приближение P_3 [13] для односкоростной плоской задачи в предположении изотропии рассеяния нейтронов в лабораторной системе, для недиффузионной поправки нетрудно получить выражение

$$\left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)_{\text{нд}} = \frac{l_s^2}{15} \Omega.$$

Недиффузионные поправки к длине диффузии нейтронов в неограниченной среде также порядка $1/M$ по отношению к многоскоростным поправкам, однако численные коэффициенты несколько ухудшают это соотношение. А именно, как нетрудно подсчитать в случае одноатомного газа,

$$\frac{\left(\frac{\Delta L^2}{L^2}\right)_{\text{мс}}}{\left(\frac{\Delta L^2}{L^2}\right)_{\text{нд}}} = 0,06M.$$

Поскольку многоскоростные и недиффузионные поправки обусловлены различными физическими причинами и в первом приближении независимы, удовлетворительное приближение к точному решению можно получить, если взять сумму обеих поправок. Что касается эффектов типа зависимости средней скорости нейтронов от характеристик системы, то они не возникают в односкоростной задаче. Поэтому учет высших приближений теории диффузии может привести лишь к поправкам в величине этих эффектов. Такие поправки будут малы, если выполнены условия применимости диффузионного приближения.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. R. Cohen. Proc. of the Int. Conf. Geneva, 1955, 5, 405.
2. H. Hurwitz, M. S. Nelkin, G. J. Habatler. Nucl. Sci. and Eng., 1956, 1, 280.
3. E. R. Cohen. Nucl. Sci. and Eng., 1957, 2, 227.
4. М. В. Казарновский. ЖЭТФ, 1957, 33, 1533.
5. А. И. Азиезер, И. Я. Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. ГИТТЛ, 1950.
6. M. S. Nelkin. Nucl. Sci. and Eng., 1957, 2, 199.
7. А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мури, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраних, М. В. Казарновский. Нейтронный спектрометр по времени замедления нейтронов в свинце. Доклад на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г. М., Академиздат, 1955.
8. G. F. Dardel. Trans. Roy. Inst. Techn., 1954, 75, 1; G. F. Dardel. Phys. Rev., 1954, 94, 1278.
9. А. В. Антонов, А. И. Исаков, И. Д. Мури, Б. А. Неупокоев, И. М. Франк, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраних. Изучение диффузии нейтронов в бериллии, графите и воде импульсным методом. Доклад на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г. М., Академиздат, 1955.
10. A. C. Zetach, R. J. Glauber. Phys. Rev., 1956, 101, 118.
11. G. Placzek. Phys. Rev., 1952, 86, 377.
12. К. Д. Голстов, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраних. Средние скорости нейтронов в различных средах. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. Заседания ОФМН. Изд-во АН СССР, 1955.
13. А. Д. Галанин. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1957.
14. М. В. Казарновский, Ф. Л. Шапиро. Теория диффузии тепловых нейтронов с учетом распределения скоростей. Сб. «Нейтронная физика». М., Академиздат, 1961.

* Для воды под M следует понимать массу молекулы воды.

ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ В Fe, Ag и Au В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ДО 30 кэв *

Совместно с А. И. Исаковым и Ю. П. Поповым

На спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце [1] были произведены измерения энергетической зависимости сечений радиационного захвата нейтронов в элементах Cl [2, 3], Fe, Ag и Au. Методика измерений и обработки экспериментальных данных подробно описана в работе [2].

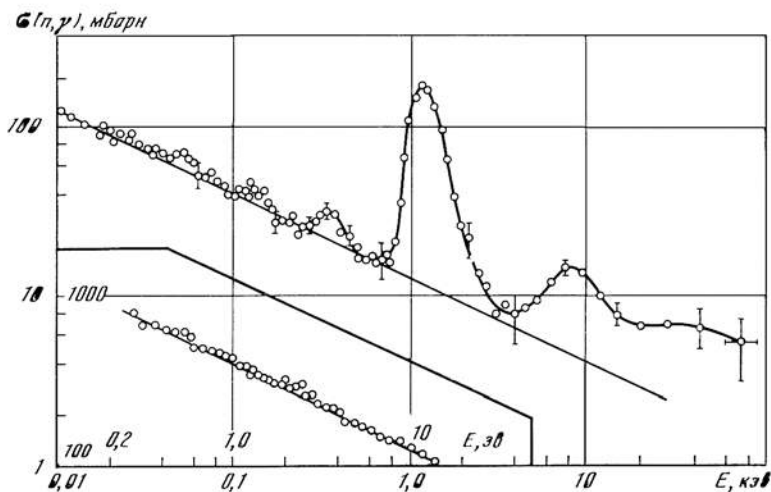
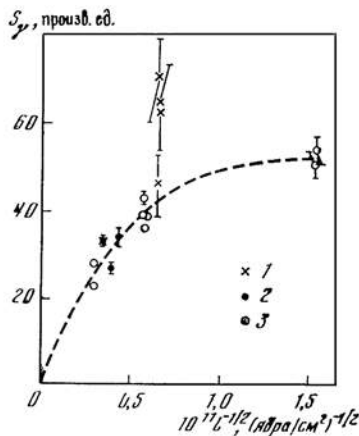


Рис. 92. Энергетическая зависимость сечения захвата нейтронов в железе
Кривая нормирована к сечению захвата $\sigma = 2,53 \pm 0,06$ барн при $E = 0,025$ эв [8]

Рис. 93. Зависимость эффективного резонансного интеграла для резонанса 1180 эв железа от эффективной толщины образца \bar{l} (в числе ядер на 1 см^2)
Для точек 1 и 2 γ -лучи регистрировались сцинтилляционным счетчиком, для точек 3 — пропорциональным счетчиком



1. Железо. Измерения производились с образцами различных толщин из железа Армко (марки «А» ~ 99,7% Fe) и окиси железа (чда). Получено сечение реакции (n, γ) до энергий нейтронов ~50 кэв (рис. 92). В области энергий до 600 эв сечение удовлетворяет закону $1/v$ в пределах 3—5%. Для

* ЖЭТФ, 1960, 38, № 3, 989—992.

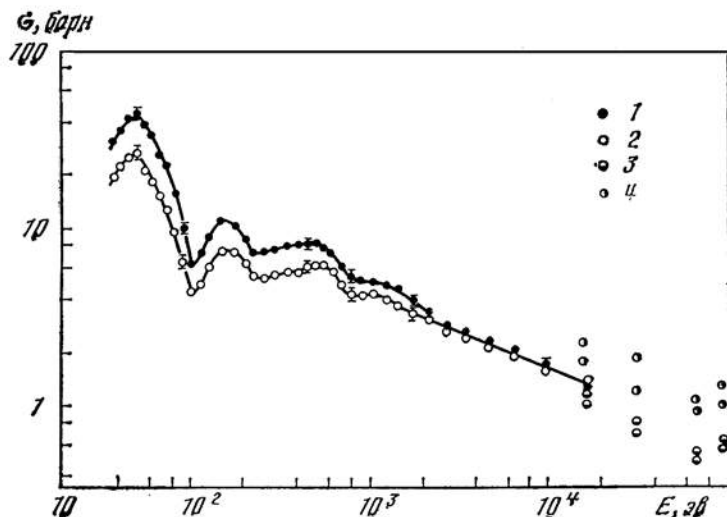


Рис. 94. Энергетическая зависимость сечения захвата нейтронов в серебре

1, 2 — данные измерений с образцами эффективной толщины 0,2 и 0,6 мм соответственно; 3 — точки взяты из атласа [8] 1-го издания (1955 г.); 4 — точки взяты из атласа [8] 2-го издания (1958 г.)

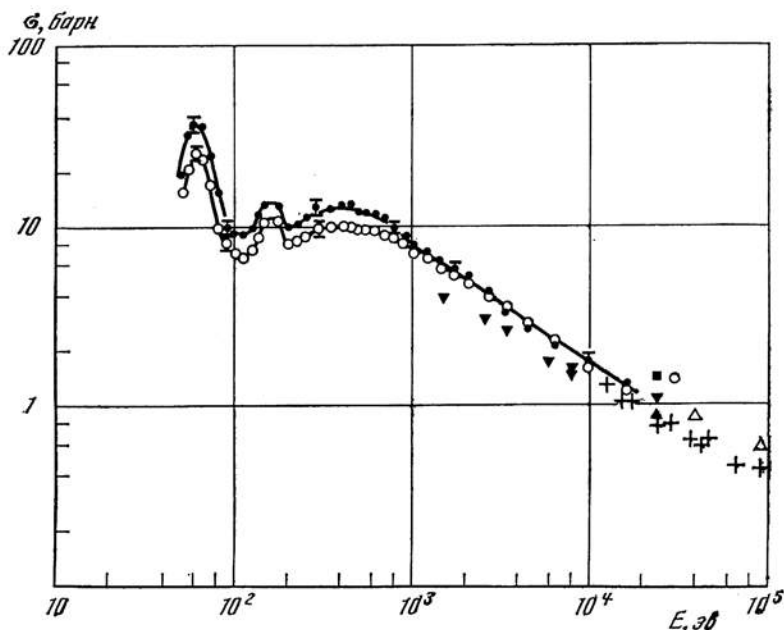


Рис. 95. Энергетическая зависимость сечения захвата нейтронов в золоте

Точки вне плавной кривой взяты из атласа [8]; сохранены обозначения работы [8]

уровня железа при $E_0 = 1180 \pm 80$ эв получено $\sigma_0 \Gamma_\gamma = 74 \pm 7$ эв·бн (указана только статистическая ошибка). Эта величина вдвое меньше сообщенного ранее [3] предварительного результата. Измерения площади резонансного пика в зависимости от $\bar{l}^{-1/2}$, где \bar{l} — эффективная толщина образца, представ-

лены на рис. 93. Крестами обозначены точки, по которым вычислялось предварительное значение $\sigma_0 \Gamma_\gamma$. Причина выброса точек не ясна, но многочисленные последующие измерения, выполненные со значительно лучшей статистикой, заставляют принять значение силы уровня, указанное выше.

Если пик при $E_0 = 1180$ эв обусловлен одним уровнем, то $\Gamma_\gamma \geq 0,8$ эв независимо от того, к какому изотопу приписать этот уровень. В то же время нейтронная ширина Γ_n существенно зависит от того, какому спину и изотопу отнести этот резонанс (в частности, для s -нейтронов и Fe^{56} : $\Gamma_n \sim 5 \cdot 10^{-2}$ эв). Этот уровень не может объяснить теплового сечения железа.

Из результатов, представленных на рис. 92, следует, что для железа резонансный интеграл захвата $R_\gamma \int \sigma_\gamma(E) dE/E$ в пределах от 0,49 до $2 \cdot 10^6$ эв должен мало отличаться от величины $R_\gamma (1/v) = 1,1 \pm 0,03$ бн, рассчитанной с помощью экстраполяции сечения захвата из тепловой области по закону $1/v$, а именно: $R'_\gamma = R_\gamma - R_\gamma (1/v) = 0,12 \pm 0,02$ бн. В эту величину основной вклад, равный $0,1 \pm 0,01$ бн, вносит уровень 1180 эв. Вклад уровней при $E_0 = 7 \div 8$ кэв составляет $\sim 0,01$ бн; такую же величину дают суммарно все вышележащие уровни*. Приведенное значение R'_γ на порядок меньше значения, полученного вычитанием $R_\gamma (1/v)$ из экспериментальных данных работ [4—6]. Причина расхождения остается неясной.

С другой стороны, измеренный нами вклад в R'_γ в области энергии $E > 6$ кэв согласуется со значением, рассчитанным Голдстейном и Колосом [7] на основе параметров известных резонансов железа.

2. Серебро и золото. Измерения усредненных сечений проведены с образцами металлического серебра и золота (эффективные толщины для образцов 0,6 и 0,2 мм) с помощью сцинтилляционных счетчиков.

На рис. 94 и 95 представлены энергетические зависимости сечения реакции (n, γ) для Ag и Au. Для $E < 1$ кэв при эффективной толщине образцов $\bar{l} \geq 0,2$ мм на результатах сказывается толщина образца (известный эффект блокировки сильных резонансов).

В случае серебра измерения усредненных сечений реакции (n, γ) проводились ранее только для $E > 10$ кэв, однако данные, приведенные в первом и втором изданиях атласа [8], различаются между собой в два раза.

Для золота энергетический ход сечения в районе $E \sim 10$ кэв согласуется с данными [8], но при $E \sim 1$ кэв наши результаты лежат на 30—40% выше.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мурич, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штрайх, М. В. Казарновский. Доклад Р-642. Труды Женевской конференции, 1955, 4, 166.
2. Н. Т. Кашукеев и др. Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1961, стр. 354.
3. А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1957, 33, 9; Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Изд-во АН СССР, 1958, стр. 140.
4. П. Е. Спивак и др. Труды Женевской конференции, 1955, 5, 113.
5. Р. Маккллин, Х. Померанс. Труды Женевской конференции, 1955, 5, 119.
6. В. Б. Климентов, В. М. Грязев. Атомная энергия, 1957, 3, 507.
7. Н. Goldstein, М. Kolos. Труды Международной конференции по взаимодействию нейтронов с ядрами. Нью-Йорк, 1957, стр. 30.
8. D. G. Hughes, R. B. Schwartz. Neutron Cross Section, 2ed., BNL-325, 1958.

* Для объяснения нерегулярностей в районах 50, 130 и 360 эв достаточно предположить наличие примесей молибдена (0,03% по числу ядер), кобальта (0,008%) и марганца (0,05%). Химический анализ образцов не производился. Общий вклад этих примесей в R'_γ составляет $\sim 1 \cdot 10^{-2}$ бн и не включен в значение $R'_\gamma = 0,12$ бн.

ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЗАКОНА $1/v$ В СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ *

Совместно с А. А. Бергманом

Описаны измерения энергетической зависимости отношения сечений реакций $\text{Li}^6 (n, \alpha)$, $\text{B}^{10} (n, \alpha)$ и $\text{He}^3 (n, p)$ в области энергии нейтронов $E < 30$ кэв. Обнаружено существование поправки к закону $1/v$, которая выражается постоянной слагающей сечения реакции, равной $-0,03 \pm 0,01$ бн, $-0,40 \pm 0,03$ бн и $1,1 \pm 0,2$ бн соответственно для Li^6 , B^{10} и He^3 . Из имеющихся данных о реакции $\text{Li}^7 (p, n)$ следует, что постоянная слагающая сечения Be^7 равна -61 ± 7 бн. Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими ожиданиями. Они показывают, что захват тепловых нейтронов ядром He^3 идет по каналу со спином и четностью 0^+ и подтверждает, что захват тепловых нейтронов ядрами B^{10} и Be^7 идет по каналам со спином и четностью соответственно $7/2^+$ и 2^- .

ВВЕДЕНИЕ

Детальное изучение реакций (n, α) и (n, p) на легких ядрах представляет интерес с точки зрения теории ядерных реакций и структуры возбужденных уровней легких ядер, а также для методики измерения нейтронных потоков.

Согласно общей теории ядерных реакций при малых энергиях нейтронов E , сечение реакции может быть представлено следующим образом [1]:

$$\sigma_r = \text{const} \cdot E^{-1/2} + \Delta\sigma + \beta' E^{1/2} + \dots$$

Первый член этого разложения дает общеизвестный закон $1/v$, а следующие члены обуславливают отклонение от этого закона.

Как можно показать [1], постоянная отрицательная слагающая $\Delta\sigma$ определяется только сечением поглощения тепловых нейтронов и спином канала реакции и, следовательно, может быть найдена без каких-либо предположений о параметрах и интерференции резонансов реакции. Близость резонансов вызывает отклонения от закона $1/v$, пропорциональные в первом приближении отношению E/E_p (E_p — энергия резонанса), и приводит к появлению слагающей сечения, пропорциональной $E^{1/2}$.

При достаточно малых энергиях нейтронов поправка к закону $1/v$ определяется в основном постоянной слагающей сечения. Эту слагающую $\Delta\sigma$ можно измерить, если она достаточно велика (большое сечение поглощения тепловых нейтронов), а β' достаточно мало (в случае легких ядер, т. е. при малой плотности уровней). Этим условиям удовлетворяют реакции (n, p) на He^3 и Be^7 и (n, α) на Li^6 и B^{10} . Измерение слагающей $\Delta\sigma$ можно рассматривать как метод определения спина канала для этих реакций.

В предыдущих работах [2, 3] были выполнены измерения энергетической зависимости отношения сечений реакций $\text{Li}^6 (n, \alpha)$, $\text{He}^3 (n, p)$ и $\text{B}^{10} (n, \alpha)$ в области энергий нейтронов $E < 30$ кэв. В настоящей работе отношение сечений реакций $\text{Li}^6 (n, \alpha)$ и $\text{B}^{10} (n, \alpha)$ измерено с существенно лучшей точ-

* ЖЭТФ, 1961, 40, № 5, 1270—1281.

ностью, а также несколько уточнены отношения сечений реакций $\text{Li}^6 (n, \alpha)$ и $\text{He}^3 (n, p)$.

Данные об отношениях сечений используются в настоящей работе для определения постоянных слагающих сечений этих реакций. С этой точки зрения будут обсуждены также имеющиеся данные о реакциях $\text{Be}^7 (n, p)$ и $\text{Li}^7 (p, n)$.

Кроме того, эти данные позволяют получить некоторые выводы об энергетической зависимости отдельных реакций и о резонансах, ответственных за тепловые сечения этих реакций. Эти вопросы уже рассмотрены ранее [2, 3] и в настоящей работе будут затронуты только в связи с обсуждением новых литературных данных.

Измерения отношений сечений проводились с помощью нейтронного спектрометра по времени замедления в свинце. Поскольку в [2, 3] методика измерений не освещалась, она будет описана в данной статье.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ

Принцип действия нейтронного спектрометра по времени замедления в свинце заключается в следующем*. Внутри большого свинцового куба весом ~ 110 т в начале каждого цикла работы продолжительностью 1600 мксек генерируется вспышка быстрых нейтронов длительностью 0,5 мксек. К моменту времени t после вспышки нейтроны замедляются до средней энергии, определяемой соотношением

$$\bar{E} = 186/(t + 0,5)^2 \text{ кэв}, \quad (1)$$

где t — время замедления в микросекундах.

При больших временах замедления ($t \geq 14$ мксек) энергетический спектр замедляющихся нейтронов очень близок к гауссовому со среднеквадратичным разбросом энергий вокруг среднего значения $\sim 14\%$ [2, 4]. При меньших временах замедления спектр нейтронов шире; так, при $t = 4$ мксек среднеквадратичный разброс составляет $\sim 30\%$; при $t = 2,5$ мксек $\sim 35\%$ (см. [14]).

За счет «вытекания» из куба и захвата в свинце плотность нейтронов уменьшается со временем замедления по закону

$$\rho(t) = \text{const} \cdot (t + 0,5)^{-\alpha} e^{-t/T}, \quad (2)$$

причем для использованного куба $\alpha = 0,35$, $T = 890$ мксек [4].

В свинцовом кубе на разных расстояниях от мишени расположены несколько измерительных каналов, куда помещаются детекторы, регистрирующие реакции, вызываемые замедляющимися нейтронами. Для достаточно тонкого детектора (в отношении поглощения нейтронов) интенсивность отсчетов равна

$$J(t) = \text{const} \cdot \int n(E, t) v \sigma(E) \eta(E) dE = \text{const} \cdot \rho(t) v(\bar{E}) \sigma(\bar{E}) \eta(\bar{E}) K(\bar{E}), \quad (3)$$

где $n(E, t) dE$ — плотность нейтронов с энергией от E до $E + dE$ в момент времени замедления t ; v — скорость нейтрона; $\sigma(E)$ — эффективное сечение исследуемой реакции; η — эффективность регистрации ядерной реакции, произошедшей в детекторе; при энергиях нейтронов, много меньших энергии реакции, η практически не зависит от энергии; K — поправочный фактор,

* Более подробно см. [4].

учитывающий, что среднее значение $v\sigma(E)\eta(E)$, вообще говоря, не равно $v(\bar{E})\sigma(\bar{E})\eta(\bar{E})$.

Фактор K тем больше отклоняется от единицы, чем шире энергетический спектр нейтронов $n(E, t)$ и чем сильнее энергетический ход сечения отличается от закона $1/v$. Как показывают расчеты, при $\bar{E} < 30$ кэв для исследуемых реакций фактор $K(E)$ практически не отличается от единицы. Ввиду этого отношение интенсивностей отсчетов двух детекторов, помещенных в одну и ту же точку куба, с точностью до малой поправки пропорционально отношению эффективных сечений регистрируемых реакций для энергии, равной средней энергии нейтронов $\bar{E}(t)$. Измеряя отношение скоростей счета двух детекторов в функции времени замедления, получим энергетическую зависимость отношения сечений.

АППАРАТУРА

Управление нейтронным спектрометром (см. рис. 96) осуществлялось кварцевым генератором с частотой $f = 2$ мгц, синусоидальные колебания которого преобразовывались в синхронизирующие метки времени и пусковые импульсы. Пусковой импульс поступал на временные анализаторы (см. ниже), а также через линии задержки запускал импульсные схемы ионного источника и электрического затвора ионного пучка.

Импульсы с детекторов поступали на выносной предусилитель и далее на широкополосный усилитель, дискриминатор и временные анализаторы. Верхняя граница полосы пропускания всего усилительного тракта равнялась 5 мгц.

В настоящей работе использовались: 1) 50-канальный временной анализатор ВА-50 с каналами по 0,5 мксек; 2) два одноканальных временных анализатора и 3) 100-канальный временной анализатор АВА-100 с каналами шириной 1—80 мксек.

50-канальный анализатор был снабжен схемой фазировки, которая фазировала сформированные импульсы по синхронизирующим меткам времени, сдвигая их на середины каналов. Этим достигалась строго одинаковая ширина каналов анализатора и отсутствие щелей между каналами (аналогичное устройство имелось и в 100-канальном анализаторе). Мертвое время, определяемое схемой фазировки импульсов, равнялось 2,5 мксек. Кроме того, просчеты каналов анализатора определялись мертвым временем электромеханических нумераторов ($\tau_{\text{мех}} = 0,01$ сек), регистрировавших импульсы, поступающие с отдельных каналов анализатора.

Одноканальные временные анализаторы, каждый с выходом на две параллельные пересчетные схемы с разрешающим временем 0,5 мксек, имели регулируемые и синхронизованные дистанции (время от начала цикла до интервала регистрации) и интервал регистрации импульсов.

Цикл работы спектрометра был выбран равным 1600 мксек (625 вспышек в 1 сек) с тем, чтобы плотность замедлившихся нейтронов, оставшихся от предыдущего цикла, была достаточно мала.

Анализатор ВА-50 устанавливался так, чтобы первые два канала регистрировали реакции только от нейтронов предыдущего цикла. Такая установка позволяла по положению нейтронной вспышки (см. рис. 97) контролировать временную стабильность узлов спектрометра. При такой установке анализатор ВА-50 охватывал область энергий нейтронов выше 400 эв. Для перекрытия области меньших энергий использовался анализатор АВА-100.

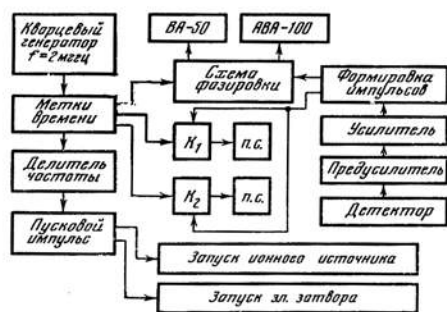


Рис. 96. Блок-схема управления нейтронным спектрометром по времени замедления нейтронов в свинце

ВА-50 и АВА-100 — пятидесяти- и стокальный временные анализаторы; K_1 и K_2 — одноканальные временные анализаторы; п.с. — пересчетные схемы

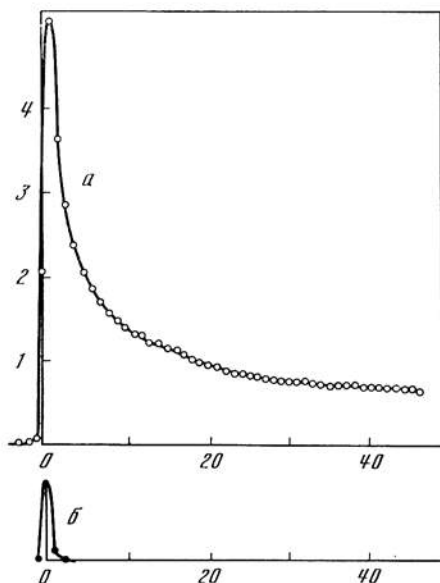


Рис. 97. Зависимость скорости счета борного счетчика (в относительных единицах), помещенного в канал свинцового куба, от времени замедления (а) и та же зависимость при большем пороге амплитудной дискриминации импульсов счетчика (б)

Кривая б дает форму вспышки быстрых нейтронов; по оси абсцисс отложен номер канала анализатора (ширина канала 0,5 мксек)

Измерительный интервал обоих одноканальных временных анализаторов K_1 и K_2 был равен 200 мксек, а дистанции составляли соответственно 100 и 1400 мксек. При измерениях интенсивность отсчетов анализатора K_1 была достаточно велика и приходилась на энергию нейтронов ~ 8 эв, где отклонение сечений реакций от закона $1/v$ достаточно мало. Поэтому отношение сечений, даваемое анализатором K_1 , является хорошей опорной точкой измерений.

Область работы анализатора K_2 приходится на конец цикла, где интенсивность мала (примерно в 9 раз меньше, чем у K_1). Это удобно для контроля фона, так как уже небольшой фон заметно увеличивает отношение отсчетов анализаторов K_2 и K_1 .

Правильность работы каждого анализатора и величина его мертвого времени регулярно проверялись как радиотехническими методами, так и с помощью постоянных источников.

ДЕТЕКТОРЫ

В настоящей работе для измерения отношения сечений $\text{Li}^6(n, \alpha)$ и $\text{B}^{10}(n, \alpha)$ использовались два идентичных пропорциональных счетчика с диаметром катода 25 мм, диаметром нити 1,3 мм * и газовым заполнением: аргона — 230, CO_2 — 12, воздуха — 7 мм рт. ст. (см. рис. 98). Один из счетчиков содержал слой 0,22 мг/см² естественного бора, другой — слой 1,13 мг/см² Li^6F . Однородные тонкие слои — радиаторы — изготовлялись напылением в вакууме на алюминиевые фольги.

Основным требованием, предъявлявшимся к детекторам, было малое запаздывание импульсов.

Для измерения запаздывания детекторы помещались в канал куба вблизи мишени, где был велик поток первич-

* Такой диаметр был выбран для увеличения рабочего напряжения счетчика с целью получить большую подвижность электронов. Использовалось газовое усиление порядка 10.

ных нейтронов с энергией 14 Мэв . Импульсы, обусловленные медленными нейтронами (т. е. при больших временах замедления), запирались увеличением порога амплитудной дискриминации, после чего на временном анализаторе вырисовывалась форма нейтронной вспышки (рис. 97).

Вспышка, регистрируемая рабочими детекторами, сравнивалась со вспышкой, регистрируемой делительной ионизационной камерой со слоями естественного урана *. Зазор между электродами противоположной полярности

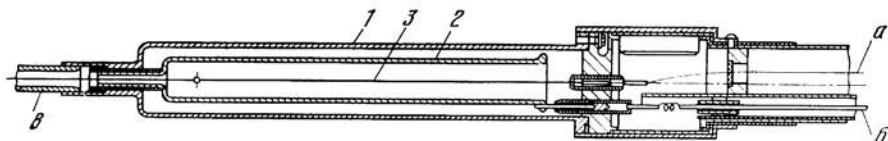


Рис. 98. Конструкция счетчиков, употреблявшихся в настоящей работе для регистрации реакций $B^{10}(n, \alpha)$ и $Li(n, \alpha)$

1 — тонкий стальной корпус; 2 — катод (внутри вставляется алюминиевая фольга, на которую напылен слой); 3 — нить счетчика диаметром $1,3 \text{ мм}$; 4 — вывод к предусилителю; 5 — подводка высокого напряжения; 6 — трубка к крану

в этой камере составлял всего 3 мм ; камера была заполнена смесью 95% аргона + 5% CO_2 и работала при отношении $E/p \sim 7 \text{ в/см} \cdot \text{мм рт. ст.}$. Наконеч, большая величина импульса в делительной камере позволяла использовать для регистрации начальный участок переднего фронта импульса. Все это позволяет считать, что время запаздывания регистрации центра тяжести нейтронной вспышки камерой деления не превышает $0,03 \text{ мксек.}$ Запаздывание рабочих детекторов относительно камеры деления было во всех случаях меньше, чем $0,07 \text{ мксек.}$

Измерения с различными порогами запираения показали практическое отсутствие дополнительных временных сдвигов радиотехнического происхождения между сравниваемыми детекторами.

ИЗМЕРЕНИЯ

Для измерения отношений сечений реакций с точностью, лучшей 1% , помимо набора достаточной статистики, необходимо было принять все меры для уменьшения случайных и систематических ошибок.

Был принят следующий порядок измерений.

1) Газовое усиление сравниваемых счетчиков устанавливалось так, чтобы средние величины импульсов в них были одинаковы. Использовался один радиотехнический тракт, к которому детекторы подключались попеременно.

2) Скорости счета подбирались так, чтобы просчеты не превышали $1,5\%$ и были по возможности одинаковыми для обоих детекторов.

3) Измерения с двумя детекторами чередовались каждые $40\text{--}60 \text{ мин}$ при полном времени измерения в несколько суток. Детекторы помещались строго в одно и то же место куба.

4) С помощью камеры делений систематически измерялось положение нейтронной вспышки на многоканальных анализаторах.

* Деления U^{238} вызываются только нейтронами с энергией свыше 1 Мэв , т. е. первичными нейтронами и нейтронами, испытавшими неупругое рассеяние на ядрах свинца, которое и вносит ощутимого запаздывания. Небольшая примесь U^{235} в условиях данных измерений не имела значения.

5) Систематически измерялись фоны. Для этого велись измерения без подачи «вырезающего» импульса на электрический затвор, т. е. в условиях, когда ионный пучок не падает на цирконий-трибиевую мишень.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБРАБОТКА

На рис. 97 приведены в качестве примера результаты одной из 10 серий измерений зависимости скорости счета борного детектора от времени замедления. За начало отсчета времени замедления принималось положение центра тяжести нейтронной вспышки, измеренное с помощью камеры делений, исправленное на запаздывание борного детектора относительно камеры делений. Для обработки использовались измерения, в течение которых положение нейтронной вспышки на анализаторе ВА-50 не дрейфовало, а фон был очень малым и стабильным (было отброшено менее 20% измерений).

Для каждой серии измерений после введения поправок на фон и просчеты находились отношения скоростей счета двух детекторов (см. для примера рис. 99). Для каждого временного канала вычислялась средняя по сериям измерений величина отношения, нормированная на отношение, полученное с анализатором K_1 . Среднеквадратичный разброс нормированных отношений вокруг среднего значения был близок к статистическому разбросу.

Таблица

Поправки, внесенные в результате измерений отношения сечений реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ и $\text{B}^{10}(n, \alpha)$, а также ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ и $\text{He}^3(n, p)$ *

$\sqrt{E_n}$, кэв ^{1/2}	$\sigma_{\text{Li}}/\sigma_{\text{B}^{10}}$		$\sigma_{\text{Li}}/\sigma_{\text{He}^3}$			
	4,98	3,33	0,09 (анализатор K_1)	5,26	2,73	0,09 (анализатор K_1)
Поправка на нейтроны D—D-реакции, % **	$-0,15 \pm 0,10$	0	0	$-1,25 \pm 0,2$	$-0,35 \pm 0,05$	0
Поправка на просчеты, %	$0,98 \pm 0,25$	$-0,09 \pm 0,02$	0	$0,55 \pm 0,1$	0	0
Поправка на фон (кроме фона от D—D-нейтронов), %	0	0	0,08	0	0	0,06
Поправка на поглощение, %	0	0	$0,23 \pm 0,04$	0	0	Не вводилась
Поправка на дисперсию нейтронных спектров, %	$-0,46$	0	0	$-0,13$	0	0
Поправка на временное аппаратное разрешение, %	$-0,26$	0	0	$-0,4 \pm 0,2$	0	0
Итого	$0,11 \pm 0,35$	$-0,09 \pm 0,02$	$0,31 \pm 0,04$	$-1,2 \pm 0,4$	$-0,35 \pm 0,05$	0,06

* Поправка на нейтроны предыдущего цикла была пренебрежимо мала.

** Нейтроны D—D-реакции возникали, когда ионный пучок, отклоненный электрическим затвором, падал на стенки мишенной трубки.

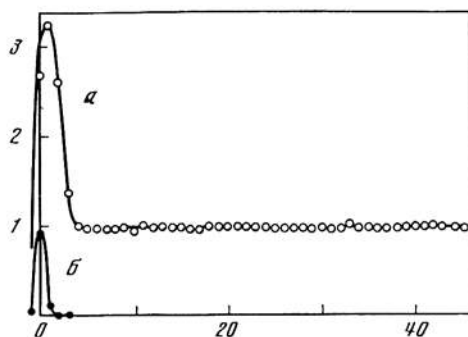


Рис. 99. Отношение скоростей счета (в относительных ед.) борного и литиевого счетчиков в зависимости от времени замедления (а) и форма вспышки быстрых нейтронов, измеренная с помощью камеры деления с ураном (б)

По оси абсцисс отложен номер канала анализатора (ширина канала 0,5 мксек)

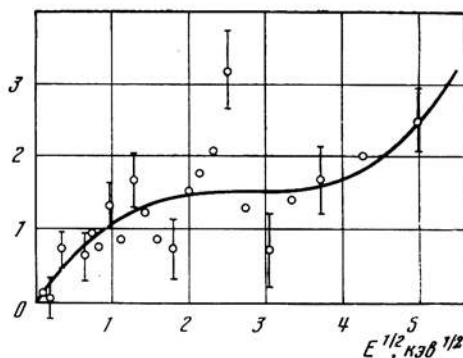


Рис. 100. Отклонение отношения сечений реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)$ и $\text{B}^{10}(n, \alpha)$ от его значения в тепловой области $\left(\frac{\sigma_{\text{Li}^6}(n, \alpha)}{\sigma_{\text{B}^{10}}(n, \alpha)} \text{const} - 1\right)$ (%) в функции корня из энергии нейтронов E

Сплошная кривая соответствует зависимости вида (7), проведена через экспериментальные точки методом наименьших квадратов

Среднее отношение чисел отсчетов анализаторов K_2 и K_1 , исправленное на фон, было для счетчика со слоем Li^6F на $(1,85 \pm 0,35)\%$ меньше, чем для счетчика со слоем бора. Эта разница была несравненно больше той, которую можно было ожидать из-за отклонения сечений от закона $1/v$. Причина такого расхождения лежала в разном поглощении нейтронов слоями и самими счетчиками за счет их неполной идентичности. Видимый эффект поглощения был в несколько раз больше поглощения при однократном прохождении. Это было подтверждено специальными измерениями со съёмными поглотителями. Этими измерениями было также показано, что эффект видимого поглощения пропорционален времени замедления нейтронов. Поэтому поправка на поглощение при малых временах замедления (каналы анализатора ВА-50) пренебрежимо мала.

После введения поправки на поглощение и других поправок (см. таблицу) и перехода по формуле (1) от времени замедления к энергии были получены кривые энергетической зависимости отношения сечений реакций $\text{Li}^6(n, \alpha)$ и $\text{B}^{10}(n, \alpha)$, а также $\text{Li}^6(n, \alpha)$ и $\text{He}^3(n, p)$, представленные на рис. 100 и 71.

Сплошные кривые на рис. 100 и 71 представляют собой параболы, проведенные методом наименьших квадратов. Параметры этих парабол приводятся и обсуждаются ниже; приводимые ошибки параметров включают в себя среднеквадратичную случайную ошибку и оценку возможных систематических ошибок.

В экспериментальные данные, отображенные на рис. 100 и 71, не введена поправка на зависимость эффективности регистрации реакций от энергии нейтронов. Эта поправка пропорциональна энергии нейтрона и сказывается только на величине одного из параметров параболы β , ввиду чего она вводилась непосредственно в значения этого параметра (см. третье и четвертое примечания).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Как было показано ранее [1], сечение реакции, вызываемой S -нейтронами (орбитальный момент $l = 0$), может быть представлено следующим образом *:

$$\sigma_r = \frac{(\sigma_r E^{1/2})_0 E^{-1/2}}{1 + \alpha E^{1/2} + \beta E + \gamma E^2 + \dots} = (\sigma_r E^{1/2})_0 (E^{-1/2} - \alpha + \beta^* E^{1/2} + \dots), \quad (4)$$

где

$$\alpha = \frac{m}{\pi \hbar^2} \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 (\sigma_r E^{1/2})_0 [x_-^2/g_- + (1-x_-)^2/(1-g_-)], \quad (5)$$

m — масса нейтрона; A — массовое число ядра мишени; $(\sigma_r E^{1/2})_0$ — значение $\sigma_r E^{1/2}$ при $E \rightarrow 0$ (т. е. практически для тепловых нейтронов); $g_- = I/(2I+1)$ — статистический вес канала реакции со спином $J = I - 1/2$ (I — спин ядра мишени); x_- — относительный вклад этого канала в сечение для тепловых нейтронов.

Разложение (4) пригодно при малых энергиях нейтронов, когда члены γE^2 и следующие малы по сравнению с 1 и βE . Постоянная слагающая сечения, о которой говорилось выше, связана с величиной α соотношением

$$\Delta\sigma = -\alpha (\sigma_r E^{1/2})_0. \quad (6)$$

Измеренное отношение сечений для Li^6 и B^{10} (рис. 105) хорошо описывается выражением

$$\sigma_{\text{Li}}/\sigma_{\text{B}} = \text{const} \cdot [1 + (\alpha_{\text{B}} - \alpha_{\text{Li}}) E^{1/2} + \beta_{\text{Li/B}} E + \gamma_{\text{Li/B}} E^2] \quad (7)$$

со значениями постоянных

$$\alpha_{\text{B}} - \alpha_{\text{Li}} = (1,43 \pm 0,20) \cdot 10^{-2} \text{ кэВ}^{-1/2},$$

$$\beta_{\text{Li/B}} = -(0,37 \pm 0,09) \cdot 10^{-2} \text{ кэВ}^{-1} **,$$

$$\gamma_{\text{Li/B}} = (0,73 \pm 0,27) \cdot 10^{-4} \text{ кэВ}^{-2}.$$

Выражение (7) непосредственно следует из (4), если пренебречь всеми членами разложения, старше, чем E^2 , а также отбросить член $E^{1/2}$, который должен быть очень мал ввиду строгого отсутствия такого члена в знаменателе (4) и близости $\sigma_{\text{Li}}/\sigma_{\text{B}}$ к константе.

Используя данные о сечениях поглощения тепловых нейтронов [5, 6], находим, что для Li^6 ($I = 1^+$), в зависимости от предположения о соотношении вкладов в тепловое сечение спиновых каналов $1/2$ и $3/2$, величина α изменяется в пределах

$$0,26 \cdot 10^{-2} \leq \alpha_{\text{Li}} \leq 0,80 \cdot 10^{-2} \text{ кэВ}^{-1/2}. \quad (8)$$

Комбинируя этот результат с измеренным значением $\alpha_{\text{B}} - \alpha_{\text{Li}}$, получаем

$$1,69 \pm 0,20 \leq \alpha_{\text{B}} \cdot 10^2 \leq 2,23 \pm 0,20. \quad (9)$$

* Захват нейтронов с $l \geq 1$ дает вклад в старшие члены разложения, начиная с члена $\beta^* \cdot E^{1/2}$.

** После введения поправок на изменение эффективности регистрации реакций с энергией нейтрона $\beta_{\text{Li/B}} = -(0,35 \pm 0,09)$.

Рис. 101. Зависимость коэффициента α_B (в ед. $10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$) от соотношения вкладов каналов со спинами и четностью $5/2^+$ и $7/2^+$

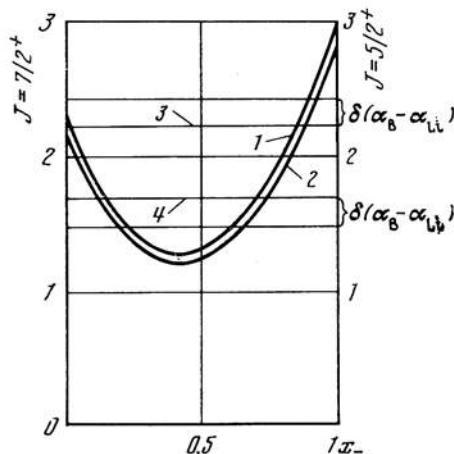
Две кривые соответствуют двум значениям теплового сечения реакции $V^{10}(n, \alpha)$:

1 — $\sigma = 4000 \text{ барн}$;

2 — $\sigma = 3800 \text{ барн}$; прямые — экспериментальные значения α_B для двух крайних предположений о величине α_{Li} ;

3 — $\alpha_{Li} = 0,80 \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$;

4 — $\alpha_{Li} = 0,26 \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$; $\delta(\alpha_B - \alpha_{Li})$ — ошибка измерения α



На рис. 101 эти пределы сравниваются со значениями α_B , вычисленными для различных соотношений вкладов от каналов со спинами $5/2$ и $7/2$ (спин и четность основного состояния $V^{10} 3^+$) *.

Как видно, эксперименту удовлетворяют два предположения:

а) нейтроны захватываются главным образом в состояние $J = 5/2^+$ с заметной примесью захвата в состояние $J = 7/2^+$;

б) нейтроны захватываются в состояние $J = 7/2^+$ с нулевой или небольшой примесью захвата в состояние $J = 5/2^+$.

Из недавних измерений спектра γ -лучей, образующихся при захвате тепловых нейтронов в V^{10} [8], следует, что захват идет преимущественно по каналу со спином $7/2$, т. е. в действительности реализуется вторая из перечисленных возможностей.

2. Измерения [8], результаты которых приведены на рис. 102, дают возможность оценить вклад x_- канала $5/2^+$ в захват тепловых нейтронов V^{10} , что, в свою очередь, позволяет вычислить величину α_B и из экспериментальных данных для $\alpha_B - \alpha_{Li}$ найти α_{Li} .

Захват в состояние $J = 5/2^+$ должен был бы приводить к $E1$ -переходам в основное состояние V^{11} с испусканием квантов с энергией $11,43 \text{ Мэв}$. Число таких переходов из состояния с $J = 5/2^+$, отнесенное на один захват, во всяком случае, меньше полного выхода квантов $11,43 \text{ Мэв}$, т. е.

$$x_- \Gamma_\gamma / \Gamma < 8 \cdot 10^{-3} \sigma_\gamma / \sigma,$$

где σ — полное сечение поглощения; σ_γ — сечение радиационного захвата; Γ_γ и Γ — парциальная и полная ширины составного ядра в состоянии $J = 5/2^+$.

Аналогично, для перехода из захватного состояния $7/2^+$ на уровень $4,46 \text{ Мэв}$ ядра V^{11} ($E_\gamma = 6,98 \text{ Мэв}$) имеем

$$(1 - x_-) \Gamma_\gamma / \Gamma' \approx \Gamma_\gamma / \Gamma' = 0,18 \sigma_\gamma / \sigma.$$

Предполагая, что этот переход является электрическим дипольным, принимаем $\Gamma_\gamma / \Gamma = (E_\gamma / E_\gamma)^3$. Полагая далее $\Gamma = \Gamma'$, получаем оценку $x_- < 1\%$ **.

* В литературе фигурируют два значения теплового сечения реакции $V^{10}(n, \alpha)$: $\sim 3800 \text{ бн}$ [5, 7] и $\sim 4000 \text{ бн}$ [6]. Мы принимаем $\sigma = 3900 \pm 100 \text{ бн}$.

** Если переход с $E_\gamma = 6,98 \text{ Мэв}$ не является $E1$ -переходом, то оценка для x_- будет еще меньше.

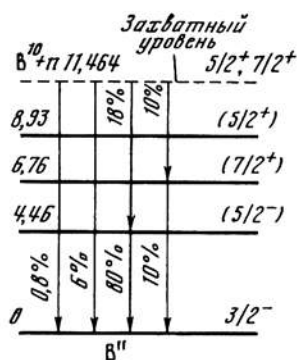


Рис. 102. Схема γ -переходов в ядре B^{11} из захватного состояния $B^{10} + n$. Указаны вероятности переходов на радиационный захват [8]

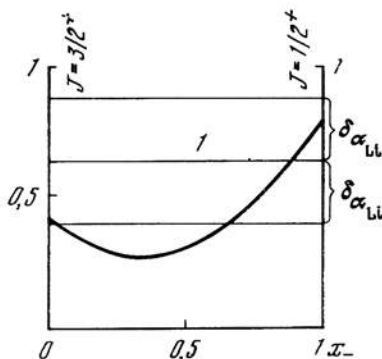


Рис. 103. Зависимость коэффициента α_{Li} (в ед. $10^{-2} \text{ кэВ}^{-1/2}$) от соотношения вкладов каналов со спинами и четностью $3/2^+$ и $1/2^+$

Прямая 1 — экспериментальное значение α_{Li} , $\delta(\alpha_{Li})$ — ошибка определения α_{Li}

Подставляя в (5) с некоторым запасом $x_- = (3 \pm 3)\%$, находим

$$\alpha_B = (2,06 \pm 0,14) \cdot 10^{-2} \text{ кэВ}^{-1/2}. \quad (10)$$

Используя измеренное значение $\alpha_B - \alpha_{Li}$, получаем отсюда

$$\alpha_{Li} = (0,63 \pm 0,24) \cdot 10^{-2} \text{ кэВ}^{-1/2}. \quad (11)$$

Как видно из рис. 103, это значение α_{Li} лучше согласуется с предположением о том, что захват тепловых нейтронов Li^6 идет преимущественно по каналу $J = 1 - 1/2 = 1/2$, однако точность оценки недостаточна для вполне определенного суждения.

Согласно (6), (10) и (11), постоянные слагающие сечений для бора и лития равны соответственно

$$\Delta\sigma_{B^{10}} = -0,40 \pm 0,03 \text{ бн}, \quad \Delta\sigma_{Li} = -0,03 \pm 0,01 \text{ бн}.$$

Как известно, реакция $B^{10}(n, \alpha)$ идет по двум ветвям — с образованием Li^7 в основном и возбужденном состояниях. Для тепловых нейтронов отношение выходов первой и второй ветвей составляет 6,2% [9]. Величина α_B , приведенная выше, относится к энергетической зависимости полного сечения реакции. Измерения энергетического хода отношения выходов ветвей реакции позволили бы определить параметр α для ветви реакции с образованием Li^7 в основном состоянии и найти относительные вклады каналов со спинами $5/2^+$ и $7/2^+$ для этой ветви.

3. Коэффициенты β и γ ряда (4), выражающего энергетическую зависимость сечения реакции, в основном определяются расположением состояний составного ядра, возбуждаемых S -нейтронами [1, 2] *. Они велики, если уровни, ответственные за тепловое сечение реакции, расположены близко к энергии связи нейтрона, и малы в противном случае; $\beta > 0$ и $\beta < 0$ для уровней, лежащих соответственно ниже и выше энергии связи. Li^7 не обла-

*Включая околопороговые состояния, рассмотренные Базем [10].

дает уровнями вблизи энергии связи *, так что β_{Li} и γ_{Li} должны быть малы. Поскольку в (7) $\beta_{Li/V} \approx \beta_V - \beta_{Vi}$, $\gamma_{Li/V} \approx \gamma_V - \gamma_{Vi}$, измеренные нами значения $\beta_{Li/V}$ и $\gamma_{Li/V}$ близки соответственно к β_V и γ_V . Знак и величина β и величина γ указывают, что тепловое сечение V^{10} определяется в основном уровнем или уровнями, расположенными на расстоянии порядка сотни $kэв$ выше энергии связи нейтрона в V^{11} . Этот вывод согласуется с предположением, что за тепловое сечение ответственны уровни 11,46 и 11,68 $Mэв$ V^{11} [11].

4. В предыдущей работе [3] была измерена энергетическая зависимость отношения сечений реакций $Li^6(n, \alpha)$ и $He^3(n, p)$. Это отношение хорошо описывается выражением

$$\sigma_{Li}/\sigma_{He} = \text{const} \cdot [1 + (\alpha_{He} - \alpha_{Li}) E^{1/2} + \beta_{Li/He} E] \quad (12)$$

со значениями постоянных

$$\alpha_{He} - \alpha_{Li} = (3,54 \pm 0,5) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2},$$

$$\beta_{Li/He} = (2,87 \pm 1,3) \cdot 10^{-3} \text{ кэв}^{-1**}.$$

Используя (11), находим отсюда

$$\alpha_{He} = (4,17 \pm 0,55) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2},$$

$$\Delta\sigma_{He} = -1,1 \pm 0,2 \text{ бн.}$$

Величина α_{He} близка к максимально возможному значению, равному $(4,65 \pm 0,25) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$, которое получается, если сечение He^3 в тепловой области [5] полностью определяется каналом реакции со спином и четностью 0^+ . Она сильно отличается от значения $(1,65 \pm 0,09) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$, отвечающего каналу 1^+ . Вклад канала 1^+ составляет $x_- = (6 \pm 6)\%$.

Заметим, что этот вывод, хотя и получен на основании измерений отношения сечений реакций $Li^6(n, \alpha)$ и $He^3(n, p)$, в действительности не связан с какими-либо гипотезами об энергетической зависимости сечения первой из этих реакций. Используется лишь экспериментальное значение α_{Li} (11) или, если угодно, равносильное теоретическое неравенство (8).

В связи с этим нам представляется несостоятельной критика Бэйма и Кабита [12], получивших значительное отклонение от закона $1/v$ в измерениях сечения реакции $Li^6(n, \alpha)$, которое в комбинации с данными [3] об отношении σ_{Li}/σ_{He} приводит к выводу о справедливости закона $1/v$ для He^3 . Большая величина α_{He} неизбежно приводит к значительному отклонению сечения реакции $He^3(n, p)$ от закона $1/v$. В то же время невысокая точность измерений Бэйма и Кабита (10—15%) заставляет сомневаться в надежности их вывода. Кроме того, в работе [14] приведены данные, указывающие, что сечение реакции $V^{10}(n, \alpha)$ подчиняется закону $1/v$ с точностью порядка 5% вплоть до энергии $E \sim 100 \text{ кэв}$. Так как, согласно настоящей работе, при $E \leq 25 \text{ кэв}$ сечения реакций $Li^6(n, \alpha)$ и $V^{10}(n, \alpha)$ имеют с точностью 2% одинаковый ход, то отсюда следует, что для первой из этих реакций отклонение от закона $1/v$ не должно превышать 7%. Для окончательного выяснения вопроса о ходе сечения $Li^6(n, \alpha)$ необходимо дополнить измерения отношений сечений прецизионным измерением энергетического хода сечения одной из реакций (n, α) или (n, p) . Такие измерения готовятся.

* Ближайший уровень, возбуждаемый S -нейтронами, расположен на 830 $kэв$ ниже энергии связи нейтрона в Li^7 [8].

** После введения поправок на изменение эффективности регистрации реакции с изменением энергии нейтрона получаем $\beta_{Li/He} = (3,2 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$.

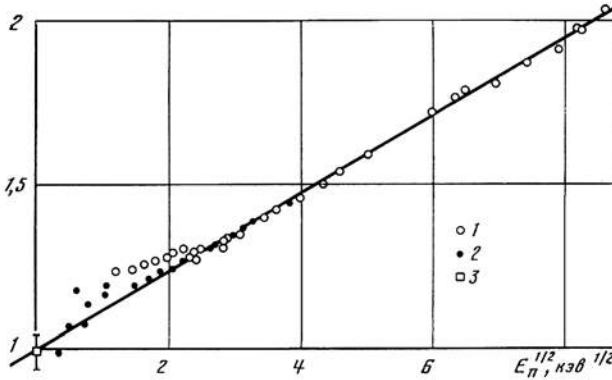


Рис. 104. Зависимость $(\sigma E^{1/2})^{-1/2} = f(E^{1/2})$ для реакции $\text{Be}^7(n, p)$

1 — из результатов измерения реакции $\text{Li}^7(p, n)$ [13] для мишени LiF толщиной $9,3 \text{ мг/см}^2$;
2 — то же, но для мишени толщиной $6,5 \text{ мг/см}^2$;
3 — данные Ханна [9]; энергия нейтрона E в кэВ

5. Реакция $\text{Be}^7(n, p)$ должна особенно сильно отклоняться от закона $1/v$, поскольку Be^7 характеризуется очень большим сечением поглощения тепловых нейтронов: $\sigma_r = 51\,000 \pm 6\,000 \text{ бн}^*$. Энергетическая зависимость сечения этой реакции может быть получена из результатов измерений сечения обратной реакции $\text{Li}^7(p, n)$ [13] с помощью теоремы взаимности. При анализе этих данных в соответствии с уравнением (4) было найдено, что в пределах ошибок параметры α и β удовлетворяют условию

$$\beta = (\alpha/2)^2. \quad (13)$$

Как нетрудно убедиться (см. [1]), соотношение (13) имеет место, если выполнены следующие условия: а) $\text{Re } f = 0$ или $(\text{Re } f)^2 \ll (\text{Im } f)^2$, где f — логарифмическая производная волновой функции нейтрона на поверхности ядра; б) $\text{Im } f = \text{const}$; в) $x_- = 0$, или $x_- = 1$, или $x_- = g_- = 0,375$. В этом случае выражение (4) принимает очень простой вид:

$$\sigma_r E^{1/2} = (\sigma_r E^{1/2})_0 / \left(1 + \frac{1}{2} \alpha E^{1/2}\right)^2. \quad (14)$$

Как видно из рис. 104, экспериментальные данные [13, 15] очень хорошо удовлетворяют соотношению (14) со значением

$$\alpha = 0,24 \pm 0,01 \text{ кэВ}^{-1/2}. \quad (15)$$

Этому соответствуют два возможных значения относительного вклада в тепловое сечение состояния с $J = I - 1/2 = 1$, а именно, $x_- = 0 \pm 0,07$ и $x_- = 0,75 \pm 0,07$. Вторую возможность следует отбросить, так как она привела бы к большому отклонению от зависимости (14)**. Таким образом, захват тепловых нейтронов Be^7 идет практически нацело по каналу со спином и четностью 2^- . Этот вывод следует также из анализа, использующего резонансную теорию [13]. На языке резонансной теории сечение реакции $\text{Be}^7(n, p)$ при малых энергиях нейтронов определяется очень широким уровнем 2^- , расположенным при энергии, близкой к энергии связи нейтрона в Be^8 . Базь [10] рассматривает этот уровень как особое околороговое состояние.

* Это значение получено усреднением данных Ханна [15] для полного сечения поглощения ($48\,000 \pm 9\,000 \text{ бн}$) и для сечения реакции (n, p) ($53\,000 \pm 8\,000 \text{ бн}$).

** Мы отбрасываем маловероятную возможность того, что связь (13) есть результат случайного совпадения независимых параметров, а не результат выполнения условий а), б) и в).

Постоянная слагающая сечения Be^7 равна $\Delta\sigma_{\text{Be}} = -61 \pm 7$ бн. Если захват нейтронов через состояние с $J = 1^-$ отсутствует полностью, то из (15) следует, что тепловое сечение Be^7 равно $51\,000 \pm 2\,100$ бн.

Авторы благодарят А. Н. Волкова и А. М. Клабукова, осуществлявших усовершенствование и наладку радиотехнического оборудования спектрометра по времени замедления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1958, 34, 1648.
2. А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1957, 33, 9.
3. А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Ядерные реакции при низких и средних энергиях. Труды Всесоюзной конференции, 1957 г. Изд-во АН СССР, 1958, стр. 17. (См. также: Proc. Intern. Conference. Neutron Interactions. Columbia University. N.-Y., 1957, p. 191.)
4. А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Ядерные реакции при низких и средних энергиях. Труды Всесоюзной конференции, 1957 г. Изд-во АН СССР, 1958, стр. 140; А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Муриш, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраух, М. В. Казарновский. Труды Женевской конференции, 1955, 4, 166.
5. D. J. Hughes, R. B. Schwartz. BNL — 325, 1958, II ed.
6. D. J. Hughes, B. A. Maqurno, M. K. Brussel. Suppl. 1 to BNL—325, 1960.
7. G. J. Safford, T. J. Taylor, B. M. Rustad, W. W. Havens. Bull. of Am. Phys. Soc., 1960, 5, 288.
8. G. A. Bartholomev, P. J. Campion. Can. J. Phys., 1957, 35, 1347; Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen. Nucl. Phys., 1959, 11, 1.
9. G. C. Hanna. Phys. Rev., 1950, 80, 530.
10. A. J. Baz. Adv. in Phys. (Suppl. Phil. Mag.), 1959, 8, 349.
11. H. Bichsel, T. W. Bonner. Phys. Rev., 1957, 108, 1025.
12. S. J. Bame, Jr., R. L. Cubitt. Phys. Rev., 1959, 114, 105.
13. R. L. Macklin, J. H. Gibbons. Phys. Rev., 1958, 109, 105.
14. E. G. Bilpuch, L. W. Weston, H. W. Newson. Ann. of Phys., 1960, 10, 456.
15. G. C. Hanna. Phil. Mag., 1955, 46, 381.

РЕАКЦИЯ Cl^{35} (n, p) И ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ХЛОРА *

Совместно с Ю. П. Поповым

Описываются измерения энергетической зависимости сечения реакции Cl^{35} (n, p) для нейтронов с энергией до 20 *кэв*. Приводятся параметры резонансов с энергиями: —0,21; 0,405 и 4,3 *кэв*. Результаты обсуждаются совместно с полученными ранее данными о ходе сечения радиационного захвата нейтронов в хлоре [1].

ВВЕДЕНИЕ

Реакция (n, p) на медленных нейтронах энергетически возможна только на основном изотопе хлора Cl^{35} , содержание которого в естественной смеси составляет 75,4%. На тепловых нейтронах реакция Cl^{35} (n, p) идет с сечением около 0,2 *бн* [2—5]; вылетающие протоны имеют энергию 600 *кэв*. В данной работе исследована энергетическая зависимость сечения этой реакции для нейтронов с энергией до 20 *кэв*. Полное сечение взаимодействия нейтронов с хлором изучалось в этой области энергий в работах [6—8], а сечение радиационного захвата — в предыдущей работе [1] **.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения проводились на спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце [10—11]. Разрешение спектрометра по энергии (полуширина отдельного резонанса) составляет ~70% при $E = 15$ *кэв* и ~35% для $E \lesssim 1$ *кэв*. Процедура измерения сечений методом времени замедления подробно описана ранее [1, 9].

Была сделана попытка использовать для регистрации протонов газоразрядные счетчики с парами CCl_4 . Счетчики нагревались до 50° С (давление паров CCl_4 ~300 *мм рт. ст.*) и работали в пропорциональном режиме. Измерения показали, что для реакции Cl^{35} (n, p) имеются резонансы с энергией 405 *эв* и 4,3 *кэв*. Однако плохие временные характеристики счетчиков не позволили провести количественных измерений.

В связи с этим основные измерения производились со сцинтилляционными детекторами. В качестве фосфора использовался мелкий порошок $\text{ZnS}(\text{Ag})$, который засыпался в контейнер и заливался CCl_4 или C_2Cl_6 — прозрачными жидкостями, игравшими одновременно роль образцов и светопроводов ***. Эффективная толщина образцов составляла около $2 \cdot 10^{21}$ ядер хлора на 1 *см*².

При измерениях радиотехническое усиление подбиралось так, чтобы регистрировались протоны и не регистрировались γ -лучи, и это постоянно кон-

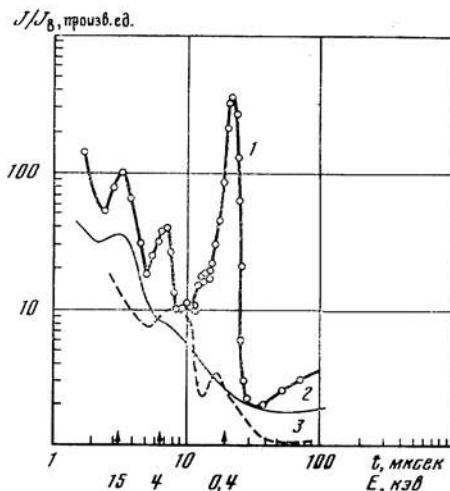
* ЖЭТФ, 1961, 40, № 6. 1610—1614.

** Предварительные результаты работы [1] приведены в [9].

*** Образцы в виде смесей $\text{ZnS}(\text{Ag}) + \text{NaCl}$, $\text{CsI}(\text{Tl}) + \text{NaCl}$ и CCl_4 , а также в виде раствора терфенила в толуоле + NaCl , давали значительно худшие результаты в отношении эффективности и дискриминации γ -лучей.

Рис. 105. Зависимость от времени замедления t скорости счета детектора, отнесенной к плотности нейтронов (произв. ед.)

J — скорость счета детектора;
 J_B — скорость счета борного счетчика, пропорциональная плотности нейтронов; кривая
 1 — для детектора $\text{CCl}_4 + \text{ZnS}(\text{Ag})$;
 2 — для детектора $\text{CS}_2 + \text{ZnS}(\text{Ag})$;
 3 — для детектора γ -лучей (γ -фон спектрометра); кривые 2 и 3 совмещены с кривой 1 соответственно при $t = 30$ и 9 мксек



тролировалось сильным источником Co^{60} ($E_\gamma = 1,3 \text{ Мэв}$). Для оценки возможного искажения результатов за счет регистрации более жестких γ -лучей от захвата нейтронов в свинце ($E_\gamma = 7,4 \text{ Мэв}$), а также за счет регистрации реакций $\text{Zn}(n, \alpha)$ и $\text{S}(n, \alpha)$ были проведены контрольные измерения, результаты которых представлены на рис. 105.

Если допустить, что в точках 30 и 9 мксек счет детектора $\text{CCl}_4 + \text{ZnS}$ полностью определяется соответственно реакциями в ZnS и γ -фоном от захвата нейтронов в свинце *, то даже в таком крайнем предположении вклад этих факторов в остальные участки кривой 1 оказывается небольшим.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 106 приведена измеренная энергетическая зависимость сечения реакции $\text{Cl}^{35}(n, p)$. Кривая нормирована к тепловому сечению $\sigma_{np} = 0,19 \pm 0,05 \text{ бн}$ [12]. Погрешность абсолютной величины сечения определяется в основном ошибкой теплового сечения, равной $\pm 26\%$. Для сравнения на рис. 106 приведен график сечения реакции (n, γ) в хлоре [1].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Резонанс с отрицательной энергией. Пунктирные прямые на рис. 106 представляют экстраполяцию сечений (n, γ) и (n, p) из тепловой области по закону $1/v$. Более быстрый спад измеренных сечений указывает на существование отрицательного уровня. Для энергии этого уровня из анализа полных сечений было получено значение $E_0 = -140 \text{ эв}$ [8], а из анализа сечений захвата — значение $E_0 = -210 \text{ эв}$ [1], причем в последней работе строилась зависимость $(\sigma_\gamma v)^{-1/2} = f(E)$, которая, как следует из формулы Брейта — Вигнера, должна для узкого уровня ($\Gamma \ll |E_0|$) иметь вид

$$(\sigma_\gamma v)^{-1/2} = c(E - E_0). \quad (1)$$

γ -фон от захвата нейтронов в хлорном образце был мал по сравнению с γ -фоном от захвата нейтронов в свинце.

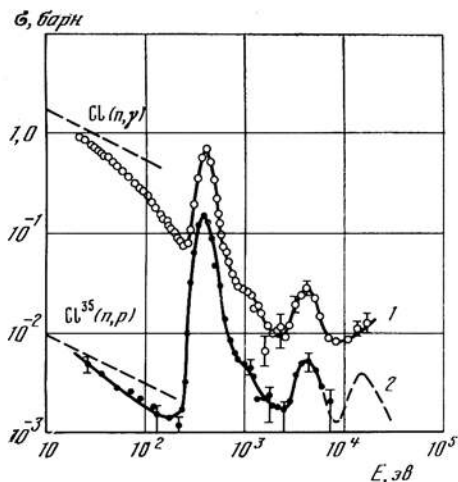


Рис. 106. Энергетическая зависимость захвата нейтронов в хлоре

- 1 — кривая сечения реакции $\text{Cl}(n, \gamma)$ на ядро естественной смеси изотопов, нормированная к сечению $\sigma_\gamma = 33,8$ барн при $E = 0,025$ эВ [12];
 2 — кривая сечения реакции $\text{Cl}^{35}(n, p)$ S^{35} , нормированная на сечение $\sigma(n, p) = 0,19 \pm 0,05$ барн [12] при $E = 0,025$ эВ; на кривой 2 указаны только статистические ошибки измерений; к ним необходимо добавить ошибку нормировки, равную (с учетом ошибки за счет фона) $\sim 30\%$; в области ~ 2 кэВ сечение может быть на фактор ~ 2 меньше указанного (за счет фона)

В настоящей работе предыдущий анализ [1] был уточнен в двух отношениях. Во-первых, в экспериментальные значения σ_γ/v была внесена небольшая поправка на вклад резонанса 405 эВ, обусловленный аппаратным разрешением; при этом форма кривой разрешения бралась из измерений реакции (n, p) , для которой подножье пика 405 эВ исключительно мало. Во-вторых, было рассмотрено влияние слагающей сечений захвата, следующей закону $1/v$, т. е. взамен (1) использовалось соотношение

$$[\sigma_\gamma v - \alpha (\sigma_\gamma v)_0]^{-1/2} = c (E - E_0), \quad (2)$$

где $(\sigma_\gamma v)_0$ — значение $\sigma_\gamma v$ при $E = 0$.

Экспериментальные данные лучше всего удовлетворяются при $\alpha = 0$, $E_0 = -210$ эВ, хотя в пределах ошибок опыта может быть допущено значение $\alpha < 4 \cdot 10^{-2}$, чему соответствует $|E_0| > 175$ эВ*. Что касается реакции (n, p) , то эксперименту не противоречит энергия резонанса, совпадающая с полученной для реакции (n, α) . Однако точность определения параметра E_0 в реакции (n, p) очень мала, так как E_0 сильно зависит от предположений о фоне реакций (n, α) и (n, γ) .

2. Резонансы с положительной энергией. На обеих кривых рис. 106 четко видны резонансы с энергией 405 эВ и $4,3 \pm 0,3$ кэВ, а также нерегулярность в районе 1 кэВ, которая, возможно, обусловлена резонансом с энергией $1,1 \pm 0,2$ кэВ. В реакции (n, p) проявился также пик сечения при энергии ~ 15 кэВ; точность измерения в этой области мала из-за большого фона реакций на цинке и сере, ввиду чего результаты показаны пунктиром. Поскольку реакция (n, p) возможна, как отмечалось, только на Cl^{35} , все перечисленные резонансы принадлежат этому изотопу. В измерениях полных сечений хлора до настоящего времени были отмечены резонансы Cl^{35} с энергией 405 эВ [8] и 15 и 17 кэВ [14].

Параметры уровней, вычисленные по данным измерений для реакций (n, γ) и (n, p) , приведены в табл. 1 и 2. При расчетах радиационные ширины уровней принимались равными радиационной ширине уровня — 210 эВ,

* Захват изотопом Cl^{37} дает $\alpha = 0,5 \cdot 10^{-2}$, резонансы с положительной энергией дают $\alpha < 0,1 \cdot 10^{-2}$. Закону $1/v$ должен следовать прямой захват нейтронов [13], но о величине прямого захвата в случае хлора данных нет.

т. е. 0,5 эв [1]. Для резонанса 405 эв были дополнительно проведены измерения самопоглощения, которые дали для силы этого уровня значение $\sigma_0 \Gamma = 120 \pm 30$ бн·эв на атом Cl^{35} , находящееся в согласии с данными [1] (см. табл. 2).

3. Резонанс с отрицательной энергией Cl^{35} , определяющий сечение захвата тепловых нейтронов, заведомо является s-резонансом, т. е. связан с захва-

Таблица 1

Параметры нейтронных резонансов Cl^{35}

Параметры	$E_0, \text{эв}$				
	-210 ± 10	405	1100 ± 200	4300 ± 300	$(15 \text{ и } 17) \cdot 10^3$
$\Gamma_\gamma, \text{эв}$	$0,50 \pm 0,01$	0,5 *	0,5 *	0,5 *	—
$\sigma_0 \Gamma_\gamma, \text{бн} \cdot \text{эв}$	—	120 ± 10	~ 8	80 ± 27	—
$\sigma_0 \Gamma_p, \text{бн} \cdot \text{эв}$	—	16 ± 5	$\sim 0,8$	$5,6 \pm 2,0$	~ 10
$10^3 \Gamma_p, \text{эв}$	$2,4 \pm 0,8$	70 ± 22	~ 50	35 ± 15	~ 100
$\gamma_{0p}^2, \text{эв}^{**}$	70	$[2 \cdot 10^3]$	$[\sim 10^3]$	$[8 \cdot 10^2]$	$\sim 2 \cdot 10^3$
$\gamma_{1p}, \text{эв}^{**}$	—	$9 \cdot 10^3$	$\sim 6 \cdot 10^3$	$3,8 \cdot 10^3$	—
$10^3 \Gamma_n, \text{эв}^{***}$	—	$26 \div 65$	$4 \div 30$	$250 \div 700$	$(30+35) \cdot 10^3$ [14]
$\gamma_{0n}^2, \text{эв}^{**}$	$7,4 \cdot 10^2$	$[1,0 \div 1,7]$	$[0,1 \div 0,2]$	$[3,3 \div 5,8]$	$(1,2+1,4) \cdot 10^2$
$\gamma_{1n}^2, \text{эв}^{**}$	—	$(2 \div 4,9) \cdot 10^3$	$(1 \div 5) \cdot 10^2$	$(5,6 \div 16) \cdot 10^2$	—
l	$0 (g = 5/s)$	1	1	1	0

* Радиационная ширина принята равной радиационной ширине уровня $E_0 = -210$ эв.

** $\gamma_{0p}^2, \gamma_{0n}^2$ — приведенные протонная и нейтронная ширины, вычисленные в предположении, что резонанс обусловлен захватом нейтронов с орбитальным моментом $l=0$; $\gamma_{1p}^2, \gamma_{1n}^2$ — то же, но $l=1$.

*** Величина Γ_n зависит от предположения о спине уровня ядра Cl^{35} (см. табл. 2).

Таблица 2

Параметры резонансов 405 эв и 4,3 кэв для Cl^{35} в предположении различных значений статистического фактора $g = (2I + 1)/(2a + 1)$

E_0	g^*	$10^3 \Gamma_n, \text{эв}$	$10^3 g \Gamma_n, \text{эв}$	$\Gamma, \text{эв}$	$\sigma_0 \Gamma, \text{бн} \cdot \text{эв}$	$\sigma_0, \text{бн}$
405 эв	$3/s$	65 ± 5	25 ± 2	0,64	155 ± 15	240 ± 25
	$5/s$	38 ± 3	24 ± 2	0,61	147 ± 15	240 ± 25
	$7/s$	26 ± 2	22 ± 2	0,60	144 ± 15	240 ± 25
4,3 кэв	$3/s$	> 70	> 260	$> 1,2$	> 160	~ 140
	$5/s$	410 ± 150	260 ± 80	0,95	155 ± 40	164 ± 40
	$7/s$	250 ± 50	220 ± 50	0,78	130 ± 27	167 ± 40

* Значение $g = 1/s$ для уровня 405 эв несовместимо с результатами измерений сечения самопоглощения, а для уровня 4,3 кэв — с результатами измерений сечения (n, γ).

том нейтронов с орбитальным моментом $l = 0$. Если допустить, что резонансам 405 эв, 1,1 и 4,3 кэв также соответствует $l = 0$, то, как видно из табл. 1, приведенные нейтронные ширины этих резонансов * оказываются на 2—3 порядка меньше, чем приведенные нейтронные ширины резонансов — 210 эв и 17 кэв (последний является s -резонансом [14]). Ввиду этого резонансам 405 эв, 1,1 и 4,3 кэв следует приписать $l = 1$. В отношении резонанса 405 эв этот вывод противоречит данным [14]; резонансы 1,1 и 4,3 кэв в [14] не отмечены.

Что касается приведенных протонных ширин, то обращает на себя внимание малая величина Γ_p для резонанса с отрицательной энергией.

Для реакции $\text{Cl}^{35}(n, p)$ в области энергий $0,5-2 \cdot 10^4$ эв резонансный интеграл $R = \int_{E_1}^{E_2} \sigma dE/E$ оказался равным $R_p = 0,074 \pm 0,025$ бн. Соответствующая величина для реакции (n, γ) $R_\gamma = 14,0 \pm 0,8$ бн [1]. Полный резонансный интеграл поглощения равен, таким образом, $R = 14,1 \pm 0,8$ бн, что удовлетворительно согласуется с результатами других измерений (12 бн [17] и $12,7 \pm 1,7$ бн [18]).

Авторы выражают благодарность Янь И-миню, принимавшему участие в начальной стадии работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Т. Кашукеев, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Сб. «Нейтронная физика». Атомиздат, 1961, стр. 354.
2. A. Gilbert, F. Roggen, J. Rossel. Helv. Phys. Acta, 1944, 17, 97.
3. M. Maurer. Zs. Naturforsch., 1949, 4, 150.
4. L. Seren, H. N. Friedlander, S. Turcel. Phys. Rev., 1947, 72, 888.
5. H. Berthet, J. Rossel. Helv. Phys. Acta, 1954, 27, 159; Helv. Phys. Acta, 1955, 28, 265.
6. C. T. Hibdon, C. O. Muehlhause. Phys. Rev., 1950, 79, 44.
7. L. A. Toller, J. R. Patterson, H. W. Newson. Phys. Rev., 1955, 99, 620.
8. R. M. Brugger, J. E. Evans, E. G. Joki, K. S. Shankland. Phys. Rev., 1957, 104, 1054.
9. А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Ядерные реакции при низких и средних энергиях. Изд-во АН СССР, 1958, стр. 141.
10. Л. Е. Лазарева, Е. Л. Фейнберг, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1955, 29, 381.
11. А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мушин, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраних, М. В. Казарновский. Труды Женевской конференции, 1955, 4, 166.
12. D. J. Hughes, R. B. Schwartz. Neutron Cross Section. BNL-325, 2 ed., 1968.
13. A. M. Lane, J. E. Lynn. Nucl. Phys., 1960, 17, 563.
14. D. J. Hughes, B. A. Magurno, M. K. Brussel. Neutron Cross Section. Suppl. 1 to 2 ed., BNL-325, 1960.
15. A. M. Lane, R. G. Thomas. Rev. Mod. Phys., 1958, 30, 257.
16. J. Bloch, M. H. Hull, A. A. Broyles, W. G. Bouricus, B. E. Freeman, G. Breit. Rev. Mod. Phys., 1951, 23, 147.
17. Р. Макклин, Х. Померанс. Труды Женевской конференции, 1955, 5, 119.
18. В. Б. Климентов, В. М. Грязев. Атомная энергия, 1957, 3, 507.

* Приведенные парциальные ширины γ_{li}^2 получались делением измеренных парциальных ширин Γ_i на удвоенную проникаемость p_l : $\gamma_{li}^2 = \Gamma_i/2p_l$, где $p_l = kR/(F_l^2 + G_l^2)$ (подробнее см. [15]). Подсчет производился с использованием таблиц [16] и при $R = 1,3 \text{ A}^{1/2} \cdot 10^{-13}$ см.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ (n, γ) РЯДА ЯДЕР С НЕЧЕТНЫМ Z *

Совместно с Ю. П. Поповым

Приводятся кривые энергетической зависимости эффективных сечений радиационного захвата нейтронов с энергией ниже 40 *кэв* для ядер Br, Rb, Nb, Rh, In, Sb, I, Cs, Tl и обогащенного изотопа Rb⁸⁵, полученные на спектрометре нейтронов по времени замедления в свинце. Для обоих изотопов Rb обнаружены неизвестные ранее резонансы. Данные по сечениям сравниваются с результатами других авторов. В зависимости усредненных по резонансам сечений захвата от числа нуклонов в ядре четко проявляется влияние нейтронных оболочек, а также протонной оболочки с $Z = 50$.

ВВЕДЕНИЕ

Измерение энергетической зависимости сечений радиационного захвата нейтронов различными ядрами представляет большой интерес для теории атомного ядра, для теории происхождения и распространенности элементов в природе, а также с точки зрения конструирования ядерных реакторов (особенно реакторов на быстрых нейтронах) и проектирования защиты от излучений.

Такие измерения для энергий 1—100 *кэв* начали проводиться лишь в последнее время. Выделение нейтронов определенной энергии осуществляется либо по времени пролета нейтронов с регистрацией мгновенного γ -излучения жидкостным сцинтилляционным детектором большого объема [1], либо путем использования моноэнергетических нейтронов регулируемой энергии, полученных на генераторах Ван-де-Граафа в реакциях $Li^7(p, n)$ или $H^3(p, n)$. В последнем случае процесс захвата регистрируется по мгновенным γ -лучам [2] или по активации образца [3—7].

Эти методы, как правило, позволяют получать относительные значения сечений захвата, которые затем нормируются по абсолютным измерениям, выполненным для одного из элементов при фиксированной энергии нейтронов. Однако в киловольтной области энергий абсолютные измерения сечений захвата сложны, и результаты, полученные разными авторами, часто расходятся далеко за пределами ошибок. Особенно ярко эти расхождения видны на примере многократно измерявшихся сечений захвата нейтронов ядрами серебра, йода и золота [6, 8].

Настоящие измерения проводились на спектрометре нейтронов по времени замедления нейтронов в свинце [9], который в современном его виде позволяет измерять сечения захвата от долей *эв* до 40—50 *кэв*. Особое внимание было обращено на нормировку сечений захвата.

В свое время изучение зависимости полных нейтронных сечений от энергии в резонансной области дало возможность определить силовые функции s -нейтронов (S_0) для широкого круга атомных ядер [10], в результате чего оптическая модель ядра [11, 12] получила свое дальнейшее развитие и уточ-

* ЖЭТФ, 1962, 42. № 4, 988—999

нение [13—15]. Представляет интерес определение силовых функций для p -нейтронов (S_1), особенно в области атомных номеров $A \sim 100$, где оптическая модель предсказывает наличие гигантского резонанса в зависимости S_1 от A . Значения функции S_1 могут быть получены путем анализа энергетической зависимости усредненных сечений захвата нейтронов в области энергий 1—100 кэв. Этой задачей и определялась постановка описываемых экспериментов.

Поскольку результаты измерения энергетического хода сечений захвата нейтронов представляют независимый интерес, они публикуются до окончания расчетов силовых функций для s - и p -нейтронов.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ *

Метод измерения сечений захвата на спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце кратко состоит в следующем. С помощью реакции $\text{H}^3(d, n)\text{He}^4$ в свинцовом замедлителе (кубе) генерируются «нейтронные вспышки» продолжительностью 0,5—5 мксек. Средняя энергия нейтронов убывает по мере их замедления и связана со временем замедления следующим соотношением:

$$\bar{E} = 183/(t + 0,3)^2, \quad (1)$$

где \bar{E} в кэв, t — в мксек.

Помещенный в канал свинцового куба детектор (сцинтилляционный или пропорциональный газоразрядный счетчик) попеременно регистрирует γ -излучение при наличии образца вокруг детектора и без образца. Импульсы детектора γ -лучей анализируются по времени запаздывания относительно нейтронной вспышки многоканальными анализаторами.

В случае тонкого образца ($\bar{n}\sigma \ll 1$, где \bar{n} — эффективная толщина, т. е. число ядер на 1 см^2) эффективное сечение захвата нейтронов с энергией \bar{E} (t) подсчитывается из выражения

$$\sigma(n, \gamma) = k \frac{J_\gamma(t)}{J_B(t)} (t + 0,3). \quad (2)$$

Здесь $J_\gamma(t)$ — скорость счета мгновенных γ -лучей захвата в образце в соответствующем канале временного анализатора, за вычетом фона и небольшой поправки на активацию образца и захват нейтронов, оставшихся от предыдущего цикла; $J_B(t)$ — скорость счета в том же канале анализатора для детектора, поглощающего нейтроны по закону $1/v$ (в частности, борного счетчика [3, 17, 18]); k — градуировочный множитель, определяемый из измерений в тепловой области либо по измерению площади под резонансом (или группой резонансов) с известными параметрами

$$k = \sum_i R_{\gamma i} / 2S_i, \quad (3)$$

где

$$R_\gamma = \frac{\pi \sigma_0 \Gamma_\gamma}{2E_0}, \quad \text{а } S = \int_{\text{рез}} \frac{J_\gamma(t) dt}{J_B(t)}.$$

* Более подробно методика измерения описана в [16] (см. также [17]).

Если образец толстый, то R_γ необходимо заменить на эффективный резонансный интеграл, усредненный по пробегаем нейтронов в образце *

$$R_{\gamma \text{ :эфф}} = \frac{\overline{A(n)}}{\bar{n}} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma E_0}, \quad (4)$$

где

$$\overline{A(n)} = \int_{\text{рез}} (1 - e^{-n\sigma}) dE. \quad (5)$$

В нашем случае полагалось $\overline{A(n)} = A(\bar{n})$, что вносит ошибку не более 3—5%. Графики, связывающие $A(n)$ с параметрами уровней (σ_0, Γ), приводятся в работах Юза, а также В. Н. Ефимова и Ю. И. Шелонцева [19]. В величину $A(\bar{n})$ вводилась поправка на захват нейтрона после однократного резонансного рассеяния **.

Изложенный метод нормировки сечения предполагает постоянство эффективности детектора γ -лучей во всем диапазоне измерения энергии нейтронов. Этому условию удовлетворяет пропорциональный газоразрядный счетчик с толстыми стенками [16, 20], для которого эффективность регистрации γ -лучей пропорциональна энергии E_γ , а следовательно, эффективность регистрации захвата нейтронов (с энергией $E \ll B$)

$$\varepsilon = aB, \quad (6)$$

где B — энергия связи захватываемого нейтрона в ядре; a — постоянная. Таким образом, выражение (2) в принципе верно для одноизотопных элементов или элементов, изотопы которых мало отличаются по энергии связи нейтронов.

В наших измерениях для контроля использовался также сцинтилляционный счетчик, для которого выражение (6) не удовлетворяется [16]. Однако в пределах точности измерений (см. ниже) оба детектора для приведенных здесь элементов дали совпадающие результаты.

Определение величины градуировочного множителя k по разным резонансам и группам резонансов с известными параметрами давало результаты, совпадающие в пределах 5—10%. Использовалось среднее значение k . Нормировка по тепловой области не проводилась, поскольку отношение эффекта к фону здесь значительно хуже, чем в резонансе. С другой стороны, область с малым отношением эффекта к фону очень чувствительна к нестабильности работы аппаратуры во время чередующихся измерений эффекта и фона. Поэтому из отклонения кривой сечения, нормированной по резонансам, в тепловой области от $\sigma_{\text{тепл}}$ [22] в некоторых случаях вычислялась поправка, связанная с неточным вычитанием фона (особенно это относится к измерениям со сцинтилляционным счетчиком). Для усредненных сечений такая поправка составляла $\leq 1\%$.

В том случае, когда элемент не имеет резонансов с надежно измеренными параметрами, а тепловое сечение мало (например, для Rb), использовалась

* Образец имеет форму чашечки или полого цилиндра (см. [16]) и облучается изотропным потоком нейтронов.

** Поправка вводилась по формуле $\Delta A = T(w) (\Gamma_n/\Gamma) A(\bar{n})$, где $(\Gamma_n/\Gamma)A(\bar{n})$ — число нейтронов, испытавших резонансное рассеяние, $T(w)$ — вероятность взаимодействия рассеянного нейтрона, определяемая из рис. 10 работы [21]. При этом для изотропного потока нейтронов правильнее принимать $w = 4E_0 m/M \sqrt{\bar{n}\sigma_0 \Gamma^2/2}$.

нормировка по резонансам других элементов. При этом для одинаковых по размерам образцов

$$k_x = k_{ст} \frac{\alpha_{ст} \bar{n}_{ст} \varepsilon_{ст}}{\alpha_x \bar{n}_x \varepsilon_x}, \quad (7)$$

где k_x , α_x , \bar{n}_x и ε_x — соответственно нормировочный множитель, счет монитора, эффективная толщина и эффективность регистрации одного захвата нейтрона для исследуемого образца; $k_{ст}$, $\alpha_{ст}$, $\bar{n}_{ст}$ и $\varepsilon_{ст}$ — то же для стандартного образца;

Поскольку простая зависимость (6) для сцинтилляционного счетчика не выполняется, определить в формуле (7) отношение $\varepsilon_{ст}/\varepsilon_x$, а следовательно, получить нормировку сечения одного элемента по другому в общем случае, не представляется возможным.

Если исследуемый и стандартный образцы отличаются по размерам, то в выражение (7) войдет поправка геометрического характера, которая определялась экспериментально.

Для оценки эффекта самоэкранировки для каждого элемента проводились измерения с образцами различных толщин. Эти измерения показали (см. ниже), что для $E > 2$ кэв эффект самоэкранировки для всех образцов ($\bar{n} < 5 \cdot 10^{21}$ см⁻²) в пределах 3—5% отсутствует и экспериментальные точки дают истинное значение сечений, усредненных по многим резонансам.

В результаты измерения вносилась поправка (до 5%) на просчеты аппаратуры, вызванные большой загрузкой непосредственно после нейтронной вспышки.

Были рассмотрены следующие эффекты, которые в принципе могут вносить искажения в результаты измерений: а) поглощение γ -лучей фона в образце; б) ошибка в определении фона γ -лучей, связанная с искажением спектра замедляющихся нейтронов образцом [16]; в) плохое разрешение спектрометра в области больших энергий *; г) для двухизотопных веществ (Br, Rb, In, Sb, Ir) — различие энергий связи изотопов, приводящее к различию в эффективностях регистрации захвата нейтронов; д) влияние упругого рассеяния нейтронов материалами детектора на резонансный захват в образце.

Поправка на эти эффекты не вводилась.

Рассеяние нейтронов материалами детектора вызывает эффекты двойного рода, зависящие от геометрических условий и характеристик резонанса: а) поглощающий образец экранирует рассеиватель, что приводит к уменьшению нейтронного потока, падающего со стороны рассеивателя на образец; б) рассеиватель (замедлитель), расположенный внутри образца, уменьшает экранировку одних частей образца другими. Первый эффект достигает наибольшей величины, когда эффективная ширина полосы поглощения $\Gamma_{эфф} > 4E_0/A$; он уменьшает резонансное поглощение. Второй эффект может быть замечен при $\Gamma_{эфф} \ll 4E_0/A$ и увеличивает резонансное поглощение. Для некоторых элементов градуировочный множитель k находился по резонансным

* Выражение (2) можно записать в виде $J_\gamma(t)/J_B(t) = k_1 \langle \sigma_\gamma v \rangle = k_1 \sigma_\gamma(E) v_1'(E) (1 + \delta)$, где $\langle \rangle$ означает усреднение по спектру нейтронов в момент t ; δ — поправка, учитывающая конечное разрешение спектрометра. Если $\sigma_\gamma v \sim E^{-2}$, то для данного спектрометра $\delta = 1/2 p (p + 1) E_{кэв}^{-1} \%$. При $\sigma \sim E^{-1/2}$ $\delta = 0$; при $\sigma \sim E^{-3/4}$ и $E = 30$ кэв $\delta = 5\%$.

уровням, удовлетворяющим как тому, так и другому условию; для всех элементов измерения выполнялись с образцами нескольких толщин и с двумя детекторами, сильно отличающимися по геометрическим параметрам и замедляющей способности материалов. Однако систематического различия в измеренных сечениях при $E > 2 \div 3$ кэв не наблюдалось. Ввиду этого мы полагаем, что в рассматриваемых измерениях рассеяние нейтронов материалами детектора существенной роли не играло.

Ошибки, которые могут внести эффекты а), б), в) и г), оценивались экспериментально или путем расчета, и было показано, что каждая из них не превышает 1—3%. Вместе с ошибкой абсолютной нормировки сечения и статистической ошибкой (~1—3%) они дали основной вклад в суммарную ошибку измерений, которая не превышает 10% при $E < 10$ кэв и 15% при $E > 10$ кэв. Лишь в области низких энергий между отдельными резонансами, где отношение эффекта к фону мало, ошибка может превышать 10%. Среднеквадратичная ошибка в сечении, подсчитанная для ряда элементов из разброса измерений, выполненных с различными образцами и детекторами, составляет ~3% при $E = 10$ кэв.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения энергетической зависимости сечений радиационного захвата нейтронов для всех элементов проводились на образцах нескольких толщин. На рис. 107—115 приведены кривые сечений, как правило, для наиболее толстого и наиболее тонкого образцов.

Бром (рис. 107). Измерения проводились с образцами из AlBr_3 и KBrO_3 . При $E < 10$ эв сечение идет по закону $1/v$ и совпадает с измеренным в тепловой области [22]. Для $E > 10$ кэв наши результаты лежат на 30—50% ниже данных Гиббонса и др., приведенных в [8]. В опубликованных данных тех же авторов [1] приводятся только опорные точки при энергиях 30 и 65 кэв, сечения для которых уменьшены, и они уже лучше совпадают с нашими результатами.

Рубидий (рис. 108). Пунктирная кривая относится к сечению захвата нейтронов Rb^{85} (10,8 г Rb_2SO_4 с обогащением 98,8%), а сплошная кривая — к сечению на естественной смеси изотопов (RbNO_3 марки «чистый» производства Чехословакии и Rb_2SO_4 , полученный из RbCl марки «чистый» советского производства).

В связи с тем, что у рубидия при $E < 1$ кэв нет резонансов с известными параметрами [8], а тепловое сечение мало, нормировка кривых сечений производилась по другим элементам. Измерения с пропорциональным счетчиком в качестве детектора калибровались по резонансам Vr и Mo^{95} , а со сцинтилляционным счетчиком — по Vr и тепловому сечению Cl . В области энергий $E > 3$ кэв, где на результаты уже не влияет толщина образца, кривые всех серий измерений совпали в пределах 5—10%.

Такое совпадение нормировки сечения в случае естественной смеси изотопов Rb для пропорционального и сцинтилляционного счетчиков дает уверенность в нормировке сечений для Rb^{85} , измерения с которым проводились только со сцинтилляционным детектором.

В области энергий ниже 100 эв, не приведенной на рис. 108, точность определения сечения захвата мала, однако в измерениях со всеми образцами, в том числе и обогащенным, проявился слабый резонанс при ~9,3 эв, параметры которого определить не удалось. Чтобы оценить вклад изотопа Rb^{87}

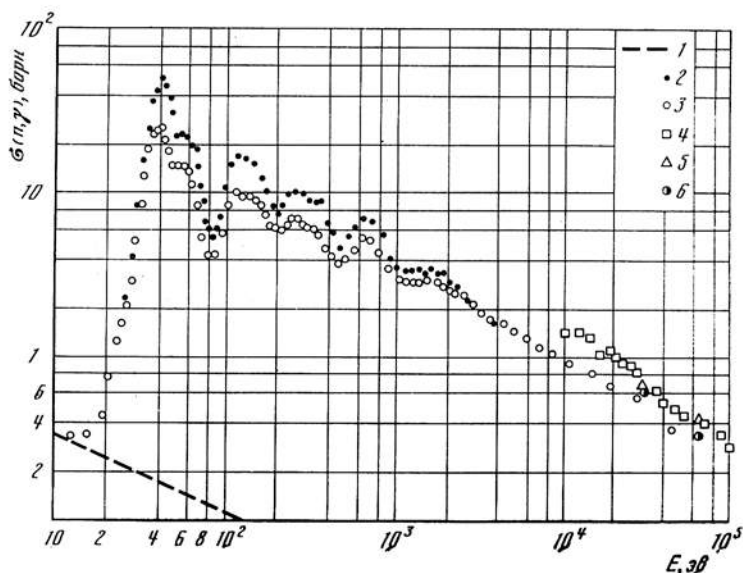


Рис. 107. Энергетическая зависимость сечения радиационного захвата $\sigma(n, \gamma)$ нейтронов ядрами брома

1 — ход сечения, экстраполированный по закону $1/v$ из тепловой области; 2 — $\bar{n} = 2,2 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 3 — $\bar{n} = 7,5 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 4, 5 — данные Гиббсона и др. из [8]; 6 — данные [1]

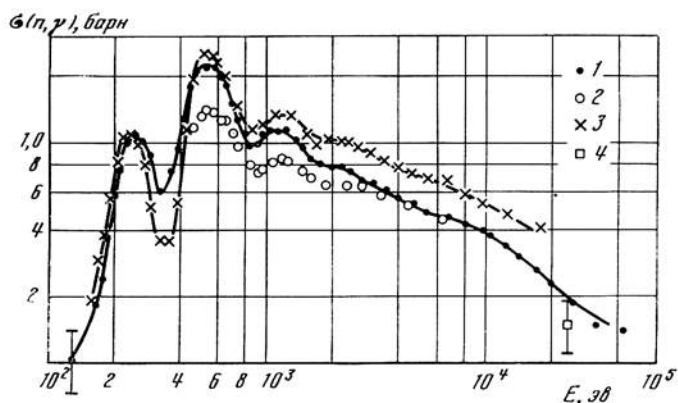


Рис. 108. Энергетическая зависимость сечения захвата нейтронов $\sigma(n, \gamma)$ ядрами естественной смеси рубидия (1, 2) и изотопа Rb^{85} (3)

1 — $\bar{n} = 4,0 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 2 — $\bar{n} = 16 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 3 — $\bar{n} = 3,5 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 4 — данные [23]

в сечение естественной смеси изотопов рубидия (Rb^{85} — 72,15% и Rb^{87} — 27,85%), кривая сечения Rb^{85} была пересчитана на атом естественной смеси и вычтена из сплошной кривой рис. 108.

В результате получилось, что помимо резонансов Rb^{85} с $E_0 = 230$ эв и группы неразрешенных резонансов с $E_0 \sim 500$ —700 эв имеются резонансы

Rb^{87} с $E_0 \sim 280$ и 410 эв. Для $E > 2$ кэв пересчитанное сечение Rb^{85} и сечение для естественной смеси изотопов в пределах ошибки измерения ($\sim 10\%$) совпадают между собой, следовательно, вклад Rb^{87} составляет $\lesssim 15\%$ сечения захвата на элемент. Такая оценка при $E = 24$ кэв не противоречит результатам активационных измерений на сурьмяно-бериллиевом источнике нейтронов (75 ± 15 мбн [23] и $29 \pm 1,4$ мбн [24] на атом Rb^{87}). Параметры обнаруженных уровней находились по методу, изложенному в [16], и представлены в табл. 1 (в предположении, что статистический фактор $g = 1/2$).

Таблица 1

$E_0, \text{ эв}$	Изотоп	$\sigma_0 \Gamma, \text{ в.эв}$	$10^3 \Gamma_n, \text{ эв}$	$\Gamma_\gamma, \text{ эв}$
9,3	Rb^{85}	—	—	—
230 ± 15	Rb^{85}	93 ± 10	17 ± 2	$0,44 \pm 0,15$
280 ± 20	Rb^{87}	100 ± 30	22 ± 7	0,250 [8]
410 ± 30	Rb^{87}	85 ± 20	40 ± 16	0,250 [8]
$500 \div 700$	В основном Rb^{85}	Группу неразрешенных уровней		

Ниобий (рис. 109). Измерения проводились с чистыми образцами из металлического Nb и Nb_2O_5 различных толщин. Градуировочные коэффициенты определялись по четырем группам уровней с $\bar{E} \sim 36, 120, 200$ и 380 эв [8] и оказались совпадающими в пределах 8—10%. При $E > 10$ кэв ход сечения хорошо согласуется с данными других авторов [1, 2, 5, 25].

Родий (рис. 110). Предварительные данные по родию были доложены на Ташкентской конференции в 1959 г. [26] (кривая для $\bar{n} = 4,7 \cdot 10^{21}$ ядер/см²). Градуировочные коэффициенты, вычисленные по параметрам резонансов с $E_0 = 1,257$ эв и $E \sim 45$ и 160 эв, совпадают между собой в пределах 7—10%.

Наши результаты лежат на 30% ниже сечений, измеренных в работе Вестона и др. [4]. Подобие кривых сечений у нас и в [4] указывает на то, что различие результатов, по-видимому, связано с неточной нормировкой кривой сечения. В этом случае в пользу наших данных говорят результаты работы Гиббонса и др. [1] при $E = 65$ кэв.

Индий (рис. 111). Измерения проводились с индиевыми фольгами различных толщин. Результаты нормировались по четырем группам уровней [8], причем три из них дали градуировочные коэффициенты k , совпадающие в пределах 3% (для $\bar{E} < 6,5$ кэв, $\bar{E} \sim 10$ эв и $\bar{E} \sim 40$ эв), а четвертая группа ($E \sim 24$ эв) во всех измерениях дала значение k на $\sim 10\%$ меньше остальных. Желательно было бы более тщательное измерение параметров уровней индия с $E_0 = 21,6, 23$ и $25,2$ эв, входящих в эту группу.

Для $E > 25$ кэв наши результаты хорошо согласуются с данными [1, 4, 27] и несколько хуже — с измерениями сечения активации на Sb — Ве источнике нейтронов [23, 28]. Ниже 25 кэв наши данные лежат между точками, полученными в работах [1] и [4], которые разошлись между собой на 50—70%.

Сурьма (рис. 112). Образцы изготавливались из металлической сурьмы марки СЦ-0 (99,85% Sb). Сечения нормировались по параметрам уровня $E_0 =$

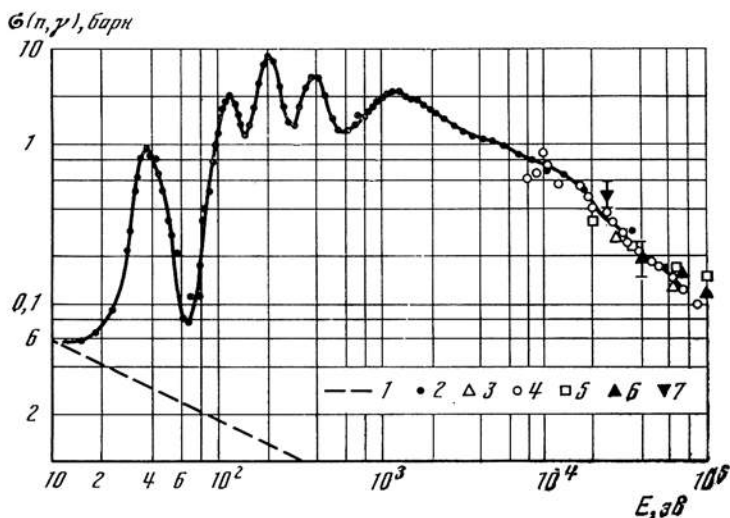


Рис. 109. Энергетическая зависимость сечения захвата $\sigma(n, \gamma)$ нейтронов ядрами ниобия
 1 — ход сечения, экстраполированный по закону $1/v$ из тепловой области; 2 — $\bar{n} = 4,6 \cdot 10^{21}$ ядер/см²;
 3, 4 — данные [1]; 5 — [2]; 6 — [5]; 7 — [25]

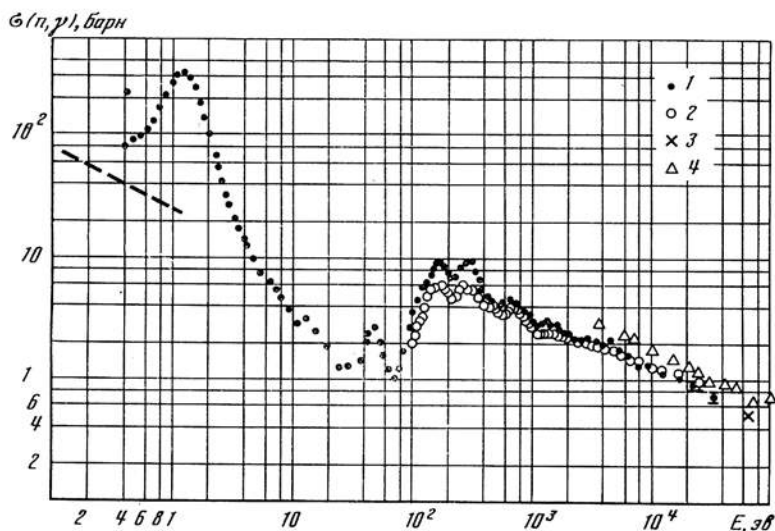


Рис. 110. Энергетическая зависимость сечения захвата нейтронов $\sigma(n, \gamma)$ ядрами радия
 1 — $\bar{n} = 2,2 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 2 — $\bar{n} = 4,7 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 3 — данные [1]; 4 — [4]

$= 6,24$ эв и группы уровней с $\bar{E} \sim 17$ эв [8]. Измерения с толстым и тонким образцами при $E \sim 15$ кэв дали результаты, расходящиеся на 15—20%. Причина такого расхождения осталась неясной.

Для тонкого образца наши данные хорошо согласуются с ходом сечения в [1] и измерениями при $E = 24$ кэв [25, 27, 28], но идут несколько ниже дан-

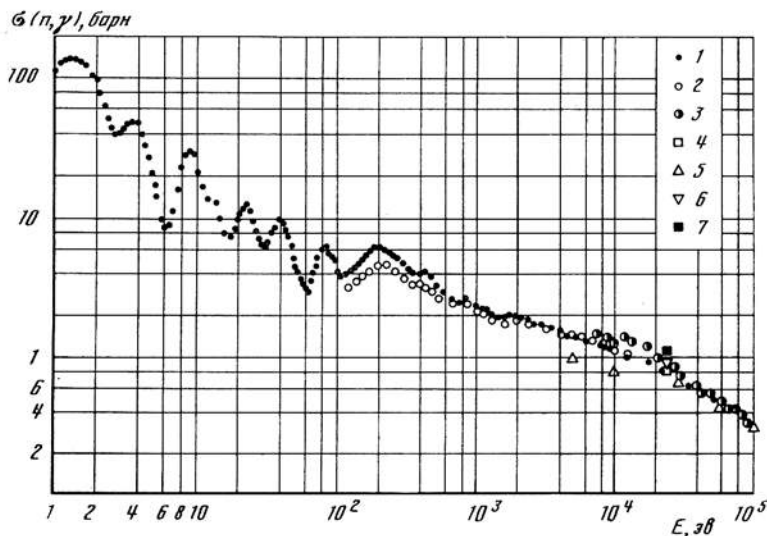


Рис. 111. Энергетическая зависимость сечения захвата $\sigma(n, \gamma)$ нейтронов ядрами индия
 1 — $\bar{n} = 5,8 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 2 — $\bar{n} = 12,6 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 3 — данные [1]; 4 — [27]; 5 — [4]; 6 — [23]; 7 — [28]; в последних трех работах измерялось сечение активации In^{115} , поэтому приведено значение $\sigma[\text{In}^{115} (54 \text{ мин})] \times 1,15$

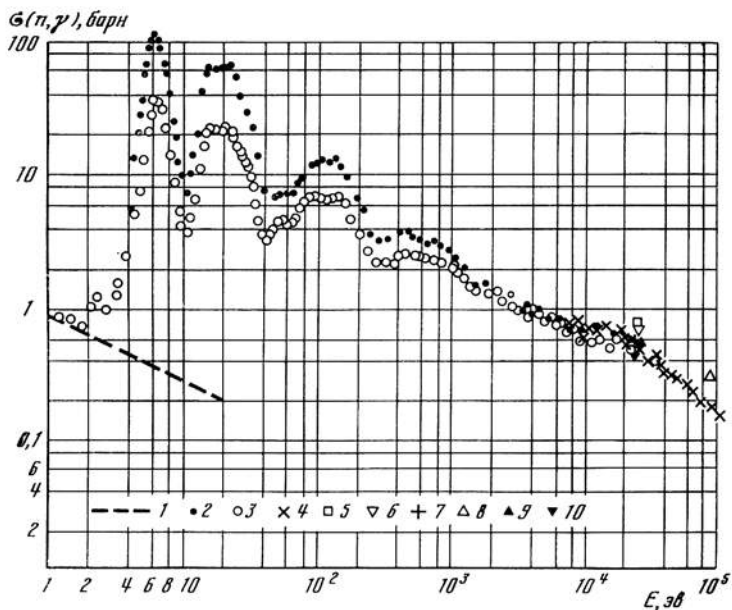


Рис. 112. Энергетическая зависимость сечения захвата $\sigma(n, \gamma)$ нейтронов ядрами сурьмы
 1 — ход сечения, экстраполированный по закону $1/v$ из тепловой области; 2 — $\bar{n} = 0,56 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 3 — $\bar{n} = 5,6 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 4 — данные [1]; 5 — приведено в [8]; 6 — [23]; 7 — [27]; 8 — [28]; 9 — [29]; 10 — [25]

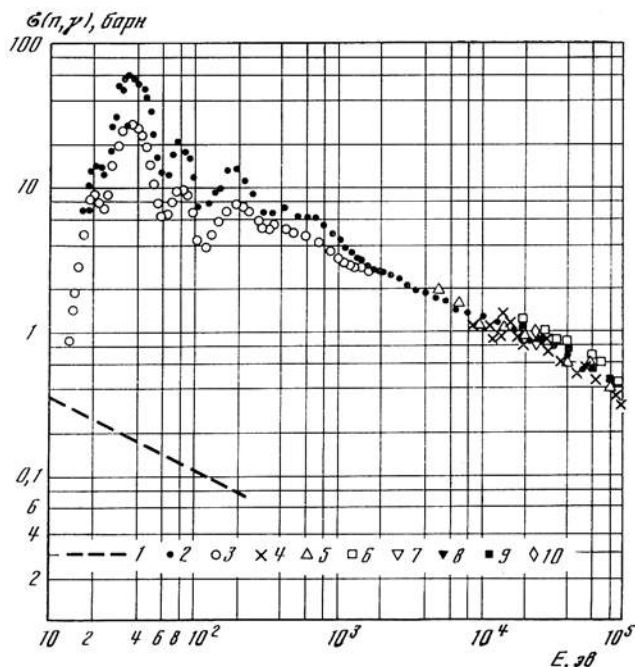


Рис. 113. Энергетическая зависимость сечения захвата $\sigma(n, \gamma)$ нейтронов ядрами йода
 1 — ход сечения, экстраполированный по закону $1/v$ из тепловой области; 2 — $\bar{n} = 1,7 \cdot 10^{21}$ ядер/см²;
 3 — $\bar{n} = 6,6 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 4 — данные [1]; 5 — [4]; 6 — [7]; 7 — [23]; 8 — [27]; 9 — [30]; 10 — [35]

ных [23] и неопубликованных результатов Радиационной лаборатории Калифорнийского университета США, приведенных в [8].

Йод (рис. 113). В качестве образцов использовался элементарный йод марки «чистый». Нормировка сечений проводилась по параметрам двух групп уровней [8] (31,4—46,3 эв и 66,3—91 эв), которые дали градуировочные множители, совпадающие в пределах 2—3%. Наши результаты хорошо согласуются с данными [1, 4, 23, 25], но идут несколько ниже данных [7, 30].

Цезий (рис. 114). Измерения проводились с образцами углекислого цезия разных толщин. Сечения нормировались по параметрам трех нижних уровней и группы уровней с $E \sim 100$ эв [8], градуировочные множители оказались совпадающими в пределах 5—8%.

Единственные данные по сечению захвата нейтронов в цезии, с которыми можно сравнивать наши результаты, — сечение активации Cs нейтронами от сурьмяно-бериллиевого источника [28] — лежат на 50% выше.

Иридий (рис. 115). Измерения энергетической зависимости сечения захвата нейтронов проводились с образцами металлического иридия. Нормировка сечений по параметрам резонансов [8] и тепловому сечению с небольшой поправкой на самоэкранировку образца дала совпадающие результаты.

Других данных по захвату нейтронов ядрами иридия в настоящее время нет.

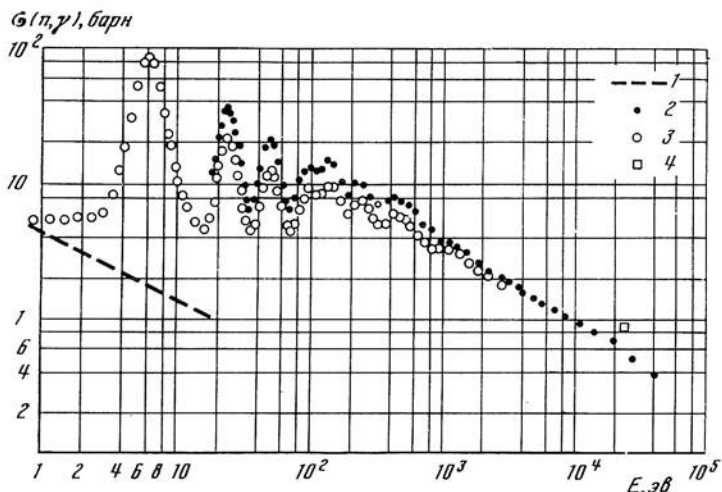


Рис. 114. Энергетическая зависимость сечения захвата $\sigma(n, \gamma)$ нейтронов ядрами цезия
 1 — ход сечения, экстраполированный по закону $1/v$ из тепловой области; 2 — $\bar{n} = 1,3 \cdot 10^{21}$ ядер/см²;
 3 — $\bar{n} = 4,0 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 4 — данные [28]

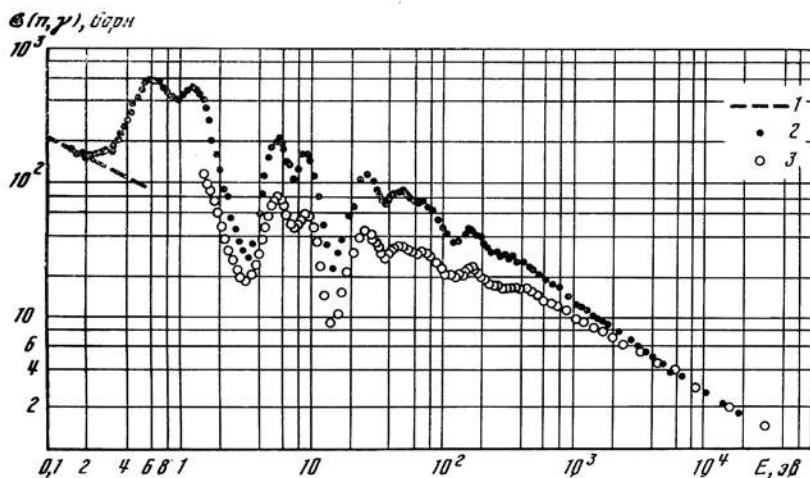


Рис. 115. Энергетическая зависимость сечения захвата $\sigma(n, \gamma)$ нейтронов ядрами индия
 1 — ход сечения, экстраполированный по закону $1/v$ из тепловой области; 2 — $\bar{n} = 0,7 \cdot 10^{21}$ ядер/см²;
 3 — $\bar{n} = 6,3 \cdot 10^{21}$ ядер/см²

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты измерений энергетической зависимости сечений захвата нейтронов на спектрометре по времени замедления в свинце в основном хорошо совпадают с результатами других авторов для перекрывающегося диапазона энергий. Для $E = 30$ кэв это хорошо видно на рис. 116, где представлена зависимость усредненных сечений захвата нейтронов от атомного номера

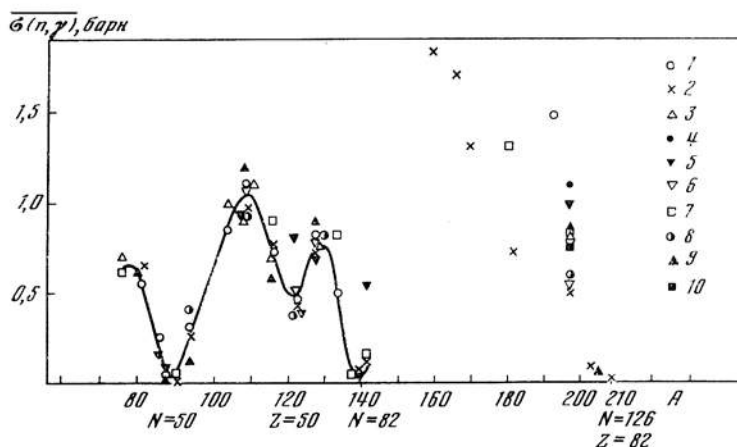


Рис. 116. Зависимость усредненного сечения радиационного захвата $\sigma(n, \gamma)$ нейтронов при $E = 30$ кэв от атомного номера мишени A для ядер с нечетным Z

1 — данные, полученные на спектрометре по времени замедления в свинце; 2 — данные [1]; 3 — [3, 4]; 4 — [6]; 5 — [23]; 6 — [27]; 7 — [28]; 8 — [25]; 9 — [24, 30]; 10 — [36]. Результаты измерений на сурьмяно-бериллиевом источнике нейтронов ($E = 24$ кэв) экстраполировались к $E = 30$ кэв параллельно измеренным кривым сечения; точка 1 — для Rb^{87} является верхним пределом сечения ($\sim 0,05$ барн), полученным в настоящих измерениях

ядра — мишени для ядер с нечетным Z . На рис. 116 четко проявилось влияние замкнутых нейтронных оболочек в ядре и более слабое влияние протонной оболочки с $Z = 50$. Кривая сохраняет свой вид и при меньших энергиях нейтронов, вплоть до 3 кэв*.

В наших измерениях с Rb проявилось большое число резонансов с $E_0 < 2$ кэв, не обнаруженных в измерениях полных сечений [8, 33]. В области $E > 2$ кэв известные резонансы объясняют только $1/4 \div 1/8$ усредненного сечения захвата, в зависимости от предположения о значении радиационной ширины (в настоящих измерениях для резонанса Rb^{85} с $E_0 = 230$ эв получено значение Γ_γ , раза в два большее, чем принято в [8], как среднее из измерений для соседних элементов).

Отсюда следует, что в [33] авторы получили завышенное значение расстояния между уровнями в ядрах Rb^{85} и Rb^{87} (соответственно, $1 \pm 0,5$ кэв и 2 ± 1 кэв).

Проведенные измерения показывают, что наряду с определенными недостатками — плохое разрешение спектрометра** и ограничение со стороны высоких энергий — спектрометр по времени замедления обладает следующими преимуществами по сравнению с другими методами.

1. Возможность измерения сечений захвата нейтронов в области энергий ниже 5—10 кэв, трудно доступной пока для других спектрометров.

* Аналогичная зависимость приведена Гиббсом и др. [1] для $E = 65$ кэв. Проявление оболочек получено и при больших энергиях нейтронов: 400 кэв [31] и 1 Мэв [32].

** Ширина отдельного резонанса на половине высоты приблизительно постоянна для $E \leq 1$ кэв и составляет $\sim 35\%$, а при больших энергиях растет, достигая $\sim 70\%$ при $E = 15$ кэв [34].

2. Надежная нормировка кривой сечения захвата по низко расположенным резонансам, параметры которых хорошо известны, или по сечению захвата в тепловой области.

3. Он позволяет проводить измерения с тонкими образцами ($\bar{n} \leq 10^{21}$ ядер/см²) при общем весе образца в несколько граммов (вес тонкого образца Ir составлял 0,3 г). Предельная величина поддающегося измерению сечения ограничена фоном γ -лучей от захвата нейтронов в свинце и составляет примерно

$$\sigma_{\gamma} > 0,2E^{-1/2} \text{ бн при } E < 1 \text{ кэв,}$$

$$\sigma_{\gamma} > E^{-1/2} \text{ бн при } E > 1 \text{ кэв}$$

(E — энергия нейтронов в эв).

4. Помимо измерения усредненных сечений метод времени замедления применим для обнаружения отрицательных уровней [16, 26], для измерения резонансных интегралов поглощения и для анализа веществ на примеси, обладающих резко выраженными изолированными резонансами (например, Ag, Co, Mn, Cu и др.). Эффективные резонансные интегралы могут измеряться для образцов толщиной до нескольких миллиметров; ограничение толщины связано с поглощением γ -лучей захвата в образце.

5. Метод характеризуется большой светосилой; измерительная установка сравнительно дешева и проста.

В заключение авторы выражают благодарность В. Иванову, М. Иванову, Ирки Квитеку, А. Мокрушину, С. Романову и Э. Рудаку за участие в измерениях с отдельными элементами, а также Ю. А. Дмитриенко, С. Н. Губернову, А. М. Клабукову и Е. Д. Булатову, обеспечившим нормальную работу аппаратуры. Авторы признательны В. С. Золотареву и его сотрудникам, изготовившим образцы с разделенными изотопами.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Gibbons, R. L. Macklin, P. D. Miller, J. H. Neiler. Phys. Rev., 1961, 122, 182.
2. Ю. Я. Ставиский, А. В. Шапарь. Атомная энергия, 1961, 10, 264.
3. E. G. Bilpuch, L. W. Weston, H. W. Newson. Ann. of Phys., 1960, 10, 455.
4. L. W. Weston, K. K. Seth, E. G. Bilpuch, H. W. Newson. Ann. of Phys., 1960, 10, 477.
5. Ю. Я. Ставиский, В. А. Толстиков. Атомная энергия, 1960, 9, 401.
6. S. A. Cox. Phys. Rev., 1961, 122, 1280.
7. S. J. Bame, R. L. Cubitt. Phys. Rev., 1959, 113, 256.
8. D. J. Hughes, B. A. Magurno, M. K. Brussel. Neutron Cross Sections, Suppl. N 1 to BNL-325, 2—d ed., 1960.
9. Л. Е. Лазарева, Е. Л. Фейнберг, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1955, 29, 381; А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мурич, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраух, М. В. Казарновский. Труды Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Т. 4. Женева, 1955, стр. 116; А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Сб. «Ядерные реакции при низких и средних энергиях». М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 140.
10. Nuclear Data Tables, 1959. Washington, Government Printing Office, 1959.
11. H. Feshbach, C. E. Porter, V. F. Weisskopf. Phys. Rev., 1954, 96, 448.
12. П. Э. Немировский. Современные модели атомного ядра. М., Атомиздат, 1960.
13. В. В. Владимировский, И. Л. Ильина. Сб. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях». М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 124.
14. B. Margolis, E. S. Troupetzkoy. Phys. Rev. 1957, 106, 105.
15. D. M. Chase, L. Willets, A. R. Edmonds. Phys. Rev., 1958, 110, 1080.
16. Н. Т. Кащукеев, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Сб. «Нейтронная физика». Под ред. Крупичицкого. М., Атомиздат, 1961, стр. 354.

17. А. А. Бергман, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1961, 40, 1270.
18. H. Bichsel, T. W. Bonner. Phys. Rev., 1957, 108, 1025; А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Сб. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях». М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 17.
19. D. J. Hughes. J. Nucl. Energy, 1955, 1, 237; В. Н. Ефимов, Ю. И. Шелонцев. Препринт Р—641, ОИЯИ, 1961.
20. А. И. Окороков. Дипломная работа. ФИАН, 1958.
21. Э. Мелкоян. Труды Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г. Т. 4. Изд-во АН СССР, 1957, стр. 400.
22. D. J. Hughes, R. B. Schwartz. Neutron Cross Sections, BNL—325, 2—d ed., 1958.
23. R. L. Macklin, N. H. Lazar, W. S. Lyon. Phys. Rev., 1957, 107, 504.
24. В. И. Кононов, Ю. Я. Стависский, В. А. Толстиков. Атомная энергия, 1958, 5, 564.
25. Т. С. Беланова. Диссертация. Ин-т физики АН УССР, 1960.
26. А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Труды Ташкентской конференции по мирному использованию атомной энергии, 1959, 1. Ташкент, 1961, стр. 64.
27. H. W. Schmitt, C. W. Cook. Nucl. Phys., 1960, 20, 202.
28. R. Booth, W. P. Ball, M. H. Mc Gregor. Phys. Rev., 1958, 112, 226.
29. J. H. E. Griffiths. Proc. Roy. Soc., 1939, A170, 513.
30. Ю. Я. Стависский, В. А. Толстиков. Атомная энергия. 1961, 10, 158.
31. В. С. Дивен, J. Terrell, A. Hemmendinger. Phys. Rev., 1960, 120, 556.
32. D. J. Hughes, D. Sherman. Phys. Rev., 1950, 78, 623.
33. H. W. Newson, J. H. Gibbons, H. Marshak, E. G. Bilpuch, R. H. Rohrer, P. Capp. Ann. of Phys., 1961, 14, 346.
34. Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1961, 40, 1610.
35. Т. С. Беланова. Атомная энергия, 1960, 8, 549.
36. L. W. Weston, W. S. Lyon. Phys. Rev., 1961, 123, 948.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ФИЗИКЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ*

ВВЕДЕНИЕ

Медленные нейтроны играют в современной физике и ядерной технике исключительно важную роль как агенты, осуществляющие цепную реакцию деления, и как средство изучения свойств атомных ядер, твердых и жидких тел. К числу фундаментальных проблем физики медленных нейтронов относятся замедление и диффузия нейтронов и спектрометрия нейтронов. В настоящей работе подводятся некоторые итоги исследований этих трех проблем, выполнявшихся в лаборатории атомного ядра ФИАН на протяжении последних 8 лет. В известной мере эти исследования явились продолжением предыдущего цикла работ лаборатории, посвященного изучению размножения нейтронов в уран-графитовых системах [1—4].

Направление работ определилось главным образом под влиянием интереса к спектрометрии медленных нейтронов, т. е. к исследованиям энергетической зависимости сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. К моменту начала работы (1953 г.) спектрометрия медленных нейтронов развивалась уже в течение более чем десятилетия, однако опубликованные результаты были еще очень скудными. Существовавшие методы спектрометрии (метод времени пролета, метод пороговых реакций (p, n) [5]), позволяли при дальнейшем усовершенствовании достаточно хорошо измерять полные нейтронные сечения, но были плохо приспособлены к исследованиям захвата нейтронов, особенно в области промежуточных энергий (сотни эв — десятки кэв). Ввиду этого в последующие годы происходило интенсивное накопление данных в основном только о полных сечениях; из этих данных, как известно, были извлечены важные физические следствия [5, 6]. В то же время изучение поглощения нейтронов продвигалось очень медленно, хотя накопление данных об энергетической зависимости сечений захвата медленных и промежуточных нейтронов являлось (и еще остается в настоящее время) весьма актуальной задачей, важной как для теории (проверка и уточнение ядерных моделей и теории ядерных реакций, теория происхождения элементов), так и для практики (конструирование ядерных реакторов).

В связи с этим было решено осуществить новый метод спектрометрии медленных нейтронов — метод времени замедления, суливший благоприятные перспективы для изучения сечений захвата. Идея этого метода возникла в результате обсуждений с Л. Е. Лазаревой и Е. Л. Фейнбергом [7] и основана на отмеченной Е. Л. Фейнбергом особенности процесса упругого замедления нейтронов в тяжелой среде — группировке скоростей нейтронов в сравнительно узком интервале вокруг среднего значения, убывающего с ростом времени замедления. Вводя в массу замедлителя импульсный источник нейтронов и включая детектор нейтронов в течение узкого интервала времени, можно отобрать приблизительно моноэнергетические нейтроны с энергией,

* Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Защищена в Институте теоретической и экспериментальной физики 26 апреля 1962 г. Труды ФИАН, 1964, 24, 3—67.

определяемой запаздыванием интервала регистрации относительно вспышки источника.

Энергетическое разрешение метода времени замедления не превышает 30%, что ограничивает его область применения изучением ядер с малой плотностью уровней и измерением сечений захвата, усредненных по резонансам. Применительно к этим задачам метод времени замедления имеет следующие достоинства:

- а) возможность измерений в широкой области энергий — от долей эв до десятков кэв; примерное постоянство разрешения в этой области;
- б) удобство измерений сечений захвата, обусловленное малостью γ -фона и малым влиянием рассеяния нейтронов в образце на измерения захвата;
- в) большая светосила, на три порядка превышающая светосилу метода времени пролета при равном разрешении;
- г) простота и дешевизна установки.

Развитие спектрометрии по времени замедления потребовало некоторых предварительных разработок и исследований. Полная программа работ включала следующие этапы:

- 1) разработка импульсного нейтронного генератора и электронной аппаратуры;
- 2) использование импульсного нейтронного источника для исследования диффузии тепловых нейтронов;
- 3) исследование замедления нейтронов, испускаемых импульсным источником, помещенным в тяжелую среду, — развитие теории и эксперимент;
- 4) разработка методики измерения сечений по времени замедления и систематические измерения сечений реакций (n, p), (n, α) и (n, γ) для нейтронов с энергией до 30 кэв.

С точки зрения конечной цели программы (четвертый пункт) задачей второго пункта была отработка аппаратуры на методически более простом примере, задачей третьего пункта — выяснение характеристик метода времени замедления. Наряду с этим оба пункта имели вполне самостоятельный интерес как новый подход к исследованию процессов переноса нейтронов.

До настоящей работы изучение замедления и диффузии было ограничено практически только стационарными экспериментами, хотя нестационарные опыты, ввиду наличия добавочной переменной — времени, должны давать более подробную информацию. Преимущества нестационарного (импульсного) метода измерения констант диффузии тепловых нейтронов впервые были указаны И. М. Франком [8], по предложению которого такие опыты были включены в программу работ (второй пункт). В ходе работы определилась наиболее принципиальная черта импульсной методики исследования переноса нейтронов — разделение во времени последовательных фаз процесса. Благодаря этому становится возможным изучение таких вопросов, как влияние теплового движения и связи атомов среды на замедление нейтронов, установление равновесного спектра тепловых нейтронов и т. п. На актуальность этих вопросов указывает развитие в последние годы соответствующего направления в теории переноса нейтронов — теории термализации (см. обзоры [9, 10]).

В настоящее время (1961 г.) охарактеризованная выше программа исследований находится в следующем состоянии.

Нестационарная диффузия. Опыты с графитом, бериллием и водой, выполненные в 1953—1954 гг., продемонстрировали большие преимущества импульсного метода изучения диффузии тепловых нейтронов и привели к об-

наружению нового эффекта, не описываемого элементарной теорией, — зависимости коэффициента диффузии от размера замедлителя [11.] Этот эффект был независимо и одновременно открыт также в Швеции Дарделом [12], давшем ему название диффузионного охлаждения. Эффект диффузионного охлаждения был теоретически описан И. М. Франком [8, 11], Дарделом [12], и более детально М. В. Казарновским и автором [13] (см. также [14]), развившими многогрупповую теорию диффузии нейтронов.

А. В. Антоновым и другими импульсный метод был применен к изучению термализации нейтронов в графите [15] и к исследованию систем с размножением нейтронов [16, 17].

После опубликования советских и шведских работ импульсный метод исследования термализации и диффузии нейтронов получил весьма широкое распространение и фактически стал стандартным (см. обзоры [18—21]). Работы по нестационарной диффузии продолжались также и в ФИАН [22, 22а, 23], однако уже вне рамок рассматриваемой здесь программы. Многогрупповая теория диффузии получила дальнейшее развитие в работах Сингви [24], М. В. Казарновского и А. В. Степанова [25], А. В. Степанова [26].

Нестационарное замедление. В отличие от стационарной задачи упругого замедления нейтронов, которая теоретически исследована весьма подробно (см. обзоры [18, 27]), нестационарная задача была разработана недостаточно полно. Существенный прогресс в этом направлении был достигнут М. В. Казарновским [28]. Некоторые вопросы теории замедления были рассмотрены также М. В. Казарновским, А. В. Степановым и автором [14] и автором (см. ниже — приложения).

В экспериментах с импульсным источником было исследовано замедление нейтронов в свинце [29—32], графите и железе [33]. Особенно подробно изучалось замедление (включая термализацию) в свинце, поскольку свинец был выбран в качестве рабочего вещества для спектрометра по времени замедления. С помощью резонансных детекторов измерялась функция распределения времен замедления нейтрона до заданной конечной энергии. Такие измерения, выполненные для ряда значений энергии в области от долей эв до десятков кэв, впервые позволили провести весьма подробное сопоставление теории нестационарного замедления с экспериментом.

Спектрометрия нейтронов. Спектрометр по времени замедления в свинце, основные особенности которого были отмечены выше, был осуществлен [29] и использован для проведения двух серий исследований.

а) Прецизионные измерения энергетической зависимости отношений сечений реакций $\text{Li}^6(n, \alpha)$, $\text{B}^{10}(n, \alpha)$, $\text{He}^3(n, p)$ [30, 34, 35] и $\text{Li}^6(n, \alpha)$, $\text{N}^{14}(n, p)$ [36] в области энергий нейтронов от тепловой до 30 кэв. Измерения, в числе других результатов, привели к обнаружению не отмечавшегося ранее общего свойства сечений реакций на медленных нейтронах — существованию постоянной отрицательной слагающей сечения. Теоретическое рассмотрение этого вопроса дано в работе [37].

б) Измерения в той же области энергий сечений радиационного захвата 20 элементов [31, 38—41].

Программа исследования радиационного захвата предусматривает, во-первых, распространение измерений на все малоизотопные элементы и на доступные разделенные изотопы; во-вторых, извлечение из результатов измерений данных об усредненных характеристиках нейтронных резонансов, в частности значений силовой функции для p -нейтронов. Для 9 элементов последнее уже сделано Ю. П. Поповым и Ю. И. Фениным [42].

Аналогичные исследования сечений радиационного захвата в области энергий выше нескольких *кэв* осуществляются также группами Ньюсона [43] и Гиббонса [44] в США и Ю. Я. Стависским с сотрудниками в СССР [45]. В этих работах для получения приблизительно моноэнергетических нейтронов используются реакции $\text{Li}^7 (p, n)$, $\text{H}^3 (p, n)$, а для измерения захвата — метод активации или метод регистрации захватных γ -лучей. Сравнение показывает, что метод времени замедления обладает перед этими методами определенными преимуществами в точности измерений и в охвате области малых энергий (< 10 *кэв*). В то же время худшее энергетическое разрешение метода времени замедления не накладывает в области $E < 50$ *кэв* существенных ограничений при измерении плавно зависящих от энергии усредненных сечений захвата.

* * *

В настоящей работе дается обзор исследований, выполненных в рамках изложенной выше программы. Главное внимание уделено принципиальным основам использованных методов и обсуждению наиболее существенных и физически осмысленных к настоящему времени результатов. Более подробное рассмотрение отдельных изученных проблем содержится в работах А. И. Исакова (исследования нестационарного замедления нейтронов), А. А. Бергмана (исследования реакций (n, p) и (n, α) на легких ядрах) и Ю. П. Попова (исследования сечений радиационного захвата нейтронов)*, а также в работах М. В. Казарновского (теория нестационарного замедления нейтронов [28]), А. В. Антонова (исследования нестационарной диффузии нейтронов [17]) и А. В. Степанова (теория термализации и диффузии нейтронов)*.

В приложения к настоящей работе вынесены некоторые расчеты по теории замедления нейтронов, результаты которых используются при анализе и обсуждении экспериментов.

Часть I

ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАМЕДЛЕНИЯ И ДИФФУЗИИ НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА

I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Введение

За годы работы экспериментальная установка, использованная в рассматриваемых исследованиях, неоднократно совершенствовалась и видоизменялась.

Ниже описывается ее современное состояние. Основными элементами установки являются:

- 1) импульсный генератор нейтронов;
- 2) детекторы для измерения потока нейтронов и для измерения выхода реакций, вызываемых нейтронами;
- 3) электроника для управления нейтронным генератором и анализа детекторных импульсов по времени запаздывания относительно нейтронной вспышки;

* Труды ФИАН, 1964, 24.

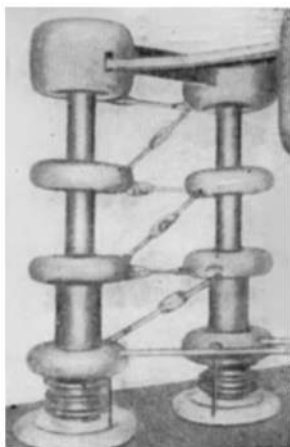


Рис. 117. Каскадный генератор на 400 кэ

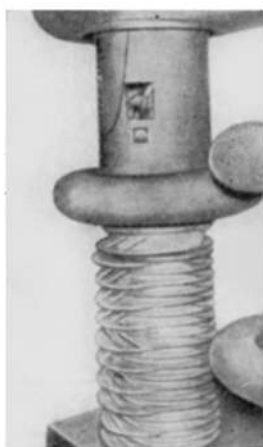


Рис. 118. Ионная ускорительная трубка
И — ионный источник

4) исследуемый замедлитель, в который вводятся нейтроны от импульсного генератора и тот или иной детектор. В диффузионных измерениях применялись бериллиевые и графитовые призмы различных размеров. Замедление нейтронов изучалось в больших призмах из графита, железа и свинца. В настоящее время, когда установка используется для спектрометрии нейтронов по времени замедления, применяется свинцовый замедлитель, основная масса которого имеет форму призмы размером около $2 \times 2 \times 2,3 \text{ м}^3$. Мишень нейтронного генератора введена в середину призмы, детектор вводится в один из цилиндрических каналов, предусмотренных в призме для этой цели.

§ 1. Импульсный генератор нейтронов

Открытие [47] и исследование [47а] реакции $T(d, n)He^4$, обладающей мощным резонансом при низкой энергии дейтронов — 110 кэв, позволило создать простой импульсный генератор нейтронов с пиковой интенсивностью $5 \cdot 10^{11}$ нейтр/сек, минимальной длительностью импульса 0,5 мксек и частотой повторения импульсов до 1250 гц.

Источником ускоряющего напряжения (до 400 кэ) служил каскадный генератор с высокочастотным накалом кенотронов, созданный Е. М. Балабановым, Л. Н. Кацауровым и И. В. Штраихом (рис. 117).

Для получения ионов дейтерия использовался ионный источник типа Пеннинга с магниевым катодом [48] (рис. 118 и 119). Такой источник, в отличие от источников с накаленным катодом, допускает форсировку, что делает его весьма пригодным для работы в импульсном режиме. На анод ионного источника подавались прямоугольные импульсы напряжения величиной около 2 кэ и длительностью 1—3 мксек. Величина импульса тока в ионном источнике составляла 10—20 а. При этом величина ионного тока, выходящего через отверстие диаметром 1,5 мм, составляла 10 ма, из которых на мишень диаметром 12 мм удавалось сфокусировать 3—5 ма (в импульсе). При таких токах выход атомарных ионов D^+ доходит до 85%, в то время как в непре-

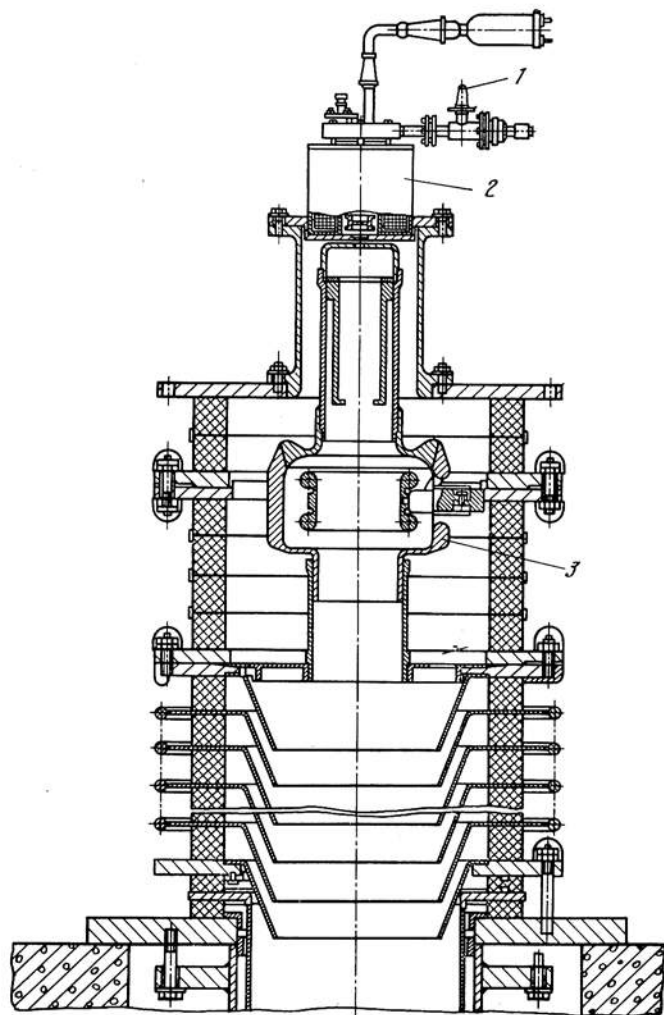


Рис. 119. Общий вид ионной ускорительной трубки

1 — подвод газа; 2 — ионный источник; 3 — фокусирующая линза

рывном режиме (ток источника $0,1 \text{ a}$) выход атомарных ионов не превышает 20% *. Рабочее давление D_2 в источнике $\sim 1 \cdot 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$ Срок службы магниевых катодов источника при описанном режиме работы около 3 месяцев.

Для вытягивания и фокусировки ионного пучка применялись различные системы электродов, одна из которых изображена на рис. 119. Величина вытягивающего напряжения составляла 40—50 кВ. Для фокусировки использовалась однотенциальная линза [52], допускающая регулировку

* Возрастаение выхода атомарных ионов при увеличении тока было отмечено также в работах [49—51].

Рис. 120. Осциллограммы импульсов ионного тока (метки времени 1 мксек)

а — ионный ток на мишень, электрический затвор не включен;
б — то же, но электрический затвор включен на длительность импульса 1 мксек

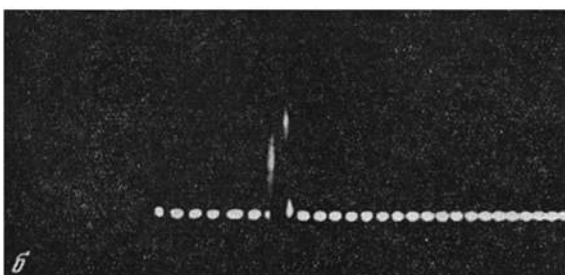
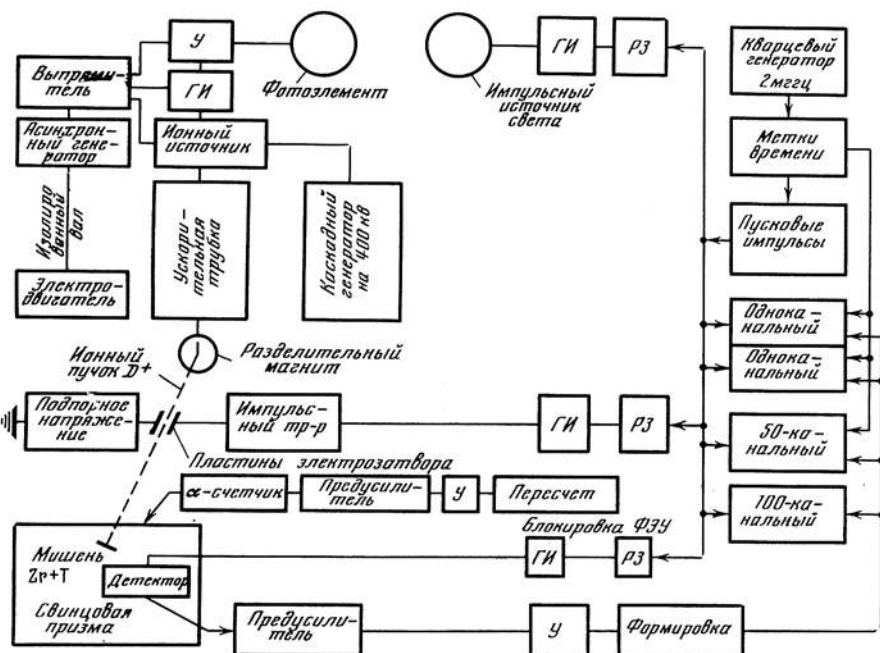


Рис. 121. Блок-схема устройств управления импульсным нейтронным генератором и анализа импульсов от детекторов

У — усилитель;
ГИ — генератор прямоугольных импульсов;
РЗ — регулируемая задержка



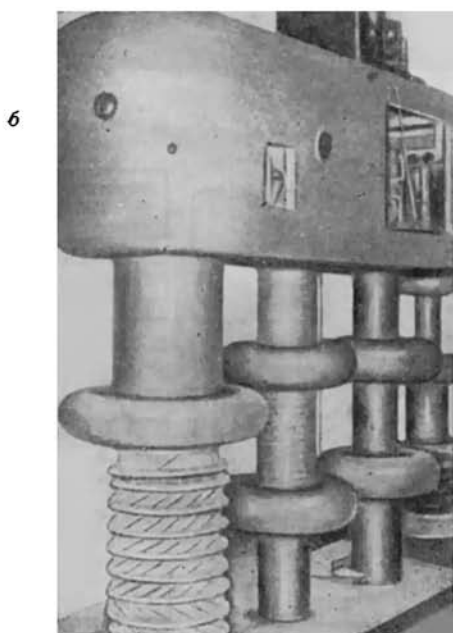
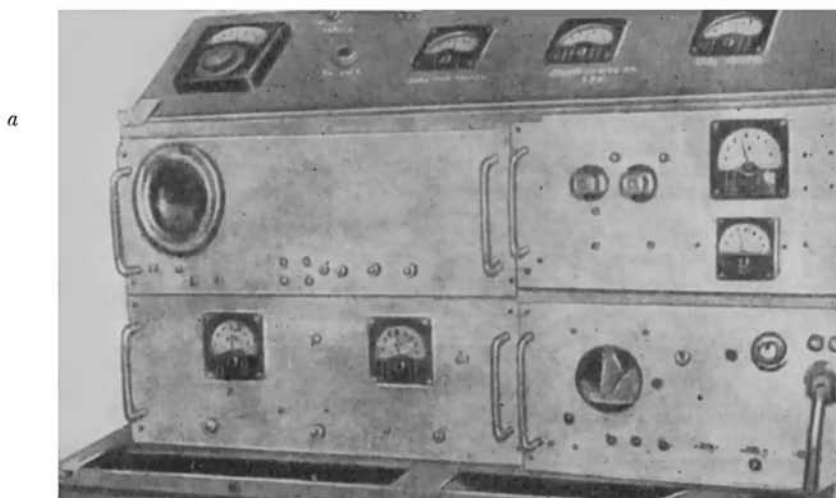


Рис. 122. Ионная ускорительная трубка, вспомогательные устройства (а) и схемы управления (б)

- 1 — ускорительная трубка (видны распределительные сопротивления);
- 2 — помещение ионного источника;
- 3 — помещение для схем управления ионным источником;
- 4 — схемы управления;
- 5 — измерительный столб сопротивлений;
- 6 — опорный столб;
- 7 — каскадный генератор;
- 8 — электролизер для получения дейтерия;
- 9 — линза фотоэлемента;
- 10 — окно для фотоэлемента

фокусного расстояния в широких пределах. На рис. 120 представлены осциллограммы ионного тока на мишень. Длительность импульса ионного тока 6 мксек. Сокращение длительности импульса напряжения источника не приводит к ощутимому уменьшению длительности импульса ионного тока, которая ограничивается, очевидно, временем деионизации плазмы. Ввиду этого для получения ионных импульсов длительностью 0,5—1—2 мксек использовалось отклонение ионного пучка в электрическом поле между пла-

стинами, встроенными в мишенную трубку, — «электрический затвор» (рис. 46). Блок-схема управления ионным источником и электрическим затвором представлена на рис. 121. Осциллограмма ионного тока при включенном затворе приведена на рис. 120.

Ионный пучок фокусировался на толстую цирконий-тритиевую мишень диаметром 12 мм. Выход нейтронов измерялся при помощи двух пропорциональных счетчиков (рис. 46), регистрировавших α -частицы от реакции $D - T$. При невырезанном с помощью электрического затвора пучке усредненный выход нейтронов достигал 10^9 нейтр/сек.

На рис. 122 представлен общий вид ионной ускорительной трубки и вид на схемы управления ионным источником. Мощность электрического питания ионного источника составляла около 1,3 кВа; она поставлялась асинхронным генератором [53], который приводился с помощью изолированного вала. На рис. 123 изображена свинцовая призма с введенной в нее мишенной трубкой.

§ 2. Детекторы и электроника

Для регистрации плотности нейтронов и измерения энергетической зависимости сечений реакций использовались пропорциональные счетчики и ионизационные камеры различных конструкций, содержавшие BF_3 , Ne^3 , N^{14} или тонкие слои бора, Li^6F , урана. Для регистрации γ -лучей захвата нейтронов применялись пропорциональные счетчики и сцинтилляционные счетчики с кристаллами флюорита CaF_2 или тонкими слоями органических сцинтилляторов.

Общий вид некоторых детекторов, употребившихся для измерений в полости замедлителя, изображен на рис. 124.

В некоторых измерениях к детекторам предъявлялось требование быстродействия. В этих случаях использовались счетчики малого диаметра (около 10 мм) или камеры с малой величиной зазора между электродами (3—5 мм); для увеличения скорости собирания электронов детекторы заполнялись смесью аргона с многоатомным газом (пары метилалля или CO_2). Специальные измерения показали, что запаздывание импульсов в таких детекторах не превосходило 0,1 мксек, а относительный временной сдвиг импульсов в двух счетчиках был еще меньше.

Импульсы детектора усиливались предусилителем и затем подавались на линейный усилитель с полосой пропускания 3—5 мгц, охваченный отрицательной обратной связью. Временной анализ импульсов производился с помощью одноканальных и многоканальных анализаторов, разработанных

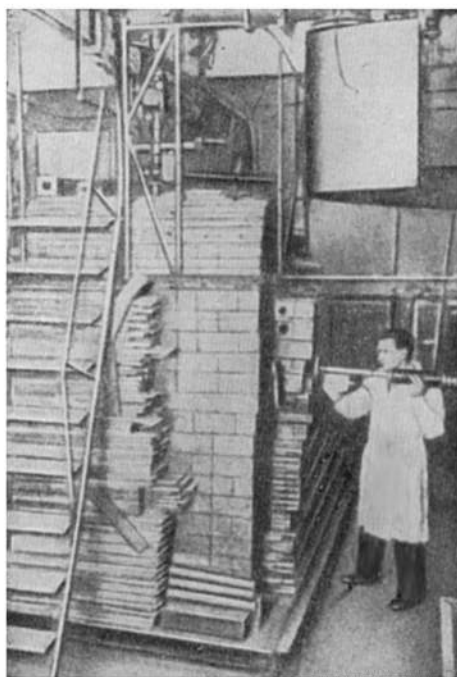


Рис. 123. Вид на свинцовую призму и мишенную трубку



Рис. 124. Детекторы для измерений в полости замедлителя

ных радиогруппой лаборатории атомного ядра под руководством И. В. Штрашиха.

В диффузионных исследованиях (1953—1954 гг., см. гл. III) использовались два одноканальных анализатора, ширина и положение канала которых регулировались в широких пределах (10—5000 мксек) и синхронизовались при помощи меток времени от кварцевого генератора. В дальнейшем одноканальные анализаторы использовались совместно с многоканальными анализаторами для регистрации импульсов при больших временах после нейтронной вспышки.

С 1954 г. использовался 50-канальный анализатор с шириной канала 0,5 или 2 мксек (рис. 125, а). В дальнейшем Л. А. Маталиным и И. В. Штрашихом был разработан 100-канальный временной анализатор с памятью на ферритовых кольцах, в котором простыми переключениями могла устанавливаться ширина канала 1, 5, 10, 20 мксек (рис. 125, б). После ввода в действие этого анализатора 50-канальный анализатор использовался исключительно с 0,5 мксек линиями для измерений в первые 20 мксек после нейтронной вспышки,

когда существенна малая ширина канала регистрации.

Блок-схема радиотехнических устройств управления импульсным нейтронным генератором и временного анализа импульсов от детекторов приведена на рис. 121.

Схема блокировки ФЭУ, показанная на рис. 121, служила для подачи прямоугольного импульса напряжением длительностью 2—5 мксек и амплитудой 30—50 в на один из динодов для запираания ФЭУ на время нейтронной вспышки [54]; запираание было необходимо для избежания просчетов временного анализатора из-за большой эффективности сцинтилляционного счетчика по отношению к быстрым нейтронам.

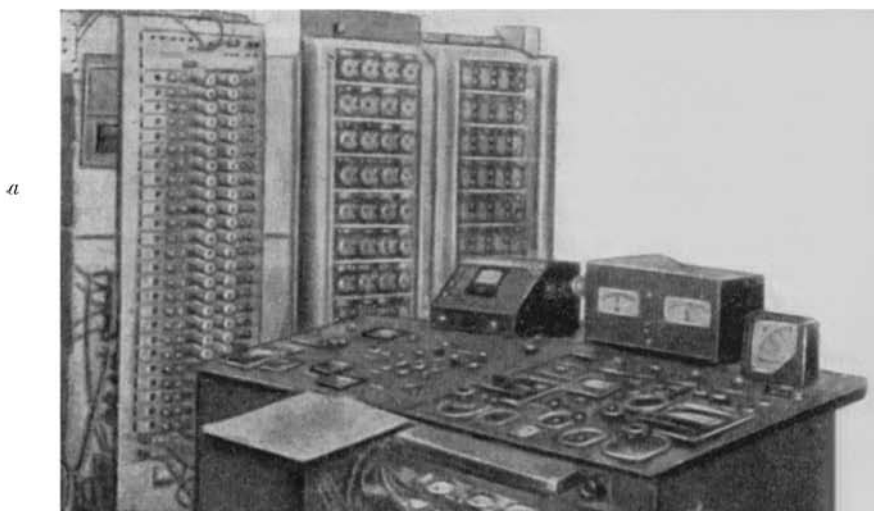
II. ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В НАДКАДМИЕВОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

Введение

Запросы экспериментальной ядерной физики и атомной техники стимулировали и продолжают стимулировать детальное изучение замедления и диффузии нейтронов.

История вопроса и его современное состояние подробно рассмотрены в монографии Амальди [18].

В области теории к настоящему времени вслед за основной задачей стационарного упругого замедления на свободных неподвижных ядрах среды



б



Рис. 125. Пульт управления нейтронным генератором и 50-канальный временной анализатор (а) и 100-канальный временной анализатор (б)

довольно подробно рассмотрена нестационарная задача замедления [18, 28, 55—58], а также опубликован ряд работ, посвященных влиянию на замедление теплового движения и связи атомов среды [9, 10, 14, 26].

Экспериментальные исследования замедления нейтронов выполнялись со стационарными источниками и сводились в основном к измерениям пространственного распределения резонансных нейтронов [18]. Результаты экспе-

риментов удовлетворительно согласовались с теорией замедления на свободных и неподвижных ядрах среды. Нужно, однако, заметить, что стационарное пространственное распределение замедляющихся нейтронов определяется одним интегральным параметром — возрастом и потому мало чувствительно к предпосылкам теории.

В нестационарном случае, т. е. когда нейтроны испускаются импульсным источником, распределение энергий и времен замедления нейтронов оказывается гораздо более чувствительным к закону рассеяния и, в частности, к влиянию теплового движения и связей атомов замедлителя.

Ввиду этого нестационарные эксперименты позволяют провести гораздо более глубокое сравнение теории замедления с экспериментом. Такое сравнение необходимо в связи с применениями нестационарного замедления (спектрометрия по времени замедления, нестационарные процессы в быстрых реакторах).

В особенности желательна экспериментальная проверка правильности учета в теории замедления теплового движения и связей атомов среды. Обычно эти вопросы рассматриваются в рамках дебаевской модели твердого тела.

Однако, с одной стороны, спектр собственных частот кристаллов нередко очень сильно отличается от дебаевского. С другой стороны, наряду с температурой Дебая, существует еще один, на три порядка больший параметр, также характеризующий связи атомов в твердом теле, — пороговая энергия образования дефектов решетки. Можно привести довольно убедительные соображения в пользу того, что энергия образования дефектов не должна заметно проявляться в рассеянии нейтронов, однако в свете эксперимента этот вопрос не рассматривался.

Настоящая работа является по существу первым подробным экспериментальным исследованием нестационарного замедления нейтронов. Помимо нее до настоящего времени были опубликованы только результаты довольно грубых измерений среднего времени замедления нейтронов в воде и тяжелой воде [12].

§ 2. Теория

а) **Возрастное приближение.** Для тяжелых замедлителей зависимость плотности нейтронов от времени замедления и ее пространственное распределение с достаточной точностью даются хорошо известным возрастным приближением теории замедления [27].

В этом приближении энергия нейтрона E и время замедления t однозначно связаны соотношением

$$t = \int_E^{E_0} \frac{dE}{\xi \Sigma_s v E}, \quad (2.1)$$

где ξ — средняя логарифмическая потеря энергии при одном столкновении; Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния; v — скорость нейтрона; E_0 — его начальная энергия.

Пусть единичный точечный источник, испускающий нейтроны с энергией E_0 , помещен в центре ($x = y = z = 0$) прямоугольной призмы с экстраполированными размерами $2a$, $2b$, $2c$. Плотность нейтронов в призме дается

выражением

$$\rho(r, \tau) = \frac{1}{abc} e^{-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_c}{\xi \Sigma_s} \frac{dE}{E}} \sum_{l, m, n} e^{-\omega_{lmn} \tau} \cos \times \\ \times \frac{(2l+1)\pi x}{2a} \cos \frac{(2m+1)\pi y}{2b} \cos \frac{(2n+1)\pi z}{2c}, \quad (2.2)$$

где τ — возраст нейтронов:

$$\tau = \int_E^{E_0} \frac{dE}{3\xi \Sigma_s \Sigma_t E}; \quad (2.3)$$

Σ_c , Σ_t — макроскопические сечения захвата и переноса для замедлителя;

$$\omega_{lmn} = \frac{\pi^2}{4} \left[\frac{(2l+1)^2}{a^2} + \frac{(2m+1)^2}{b^2} + \frac{(2n+1)^2}{c^2} \right].$$

Наименьшее собственное значение $\omega_{000} \equiv \omega$ равно

$$\omega = \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{c^2} \right). \quad (2.4)$$

При $\omega\tau > 1$ и $a \approx b \approx c$ в сумме (2.2) можно пренебречь всеми старшими гармониками, сохранив лишь основную $l = m = n = 0$. В этом случае

$$\rho(r, \tau) = \frac{1}{abc} e^{-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_c}{\xi \Sigma_s} \frac{dE}{E} - \omega\tau} \cos \frac{\pi x}{2a} \cos \frac{\pi y}{2b} \cos \frac{\pi z}{2c}. \quad (2.5)$$

Комбинируя (2.1) и (2.3) и полагая также Σ_s , $\Sigma_t = \text{const}$, $v\Sigma_c = 1/T = \text{const}$, получаем из (2.5) зависимость плотности нейтронов от времени замедления:

$$\rho(r, \tau) \sim e^{-t/T} \left(\frac{t}{t_0} + 1 \right)^{-\alpha} \simeq e^{-t/T} \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-\alpha}, \quad (2.6)$$

где

$$t_0 = \frac{2}{\xi \Sigma_s v_0}, \quad \alpha = \frac{2\omega}{2\xi \Sigma_s \Sigma_t}. \quad (2.6a)$$

б) **Функция распределения.** Задача о распределении скоростей нейтронов, испускаемых моноэнергетическим импульсным источником и замедляющихся в неограниченной среде без захвата путем упругих соударений со свободными покоящимися ядрами, была наиболее полно рассмотрена М. В. Казарновским [28, 58], в работе которого содержится также обзор предыдущих исследований этого вопроса.

Для асимптотического случая больших времен замедления и при $\Sigma_s = \text{const}$ М. В. Казарновский получил функцию распределения в следующей форме:

$$N(z) = \exp \left\{ \frac{1}{\eta} f_{-1}(z) + f_0(z) + \eta f_1(z) + \dots \right\}, \quad (2.7)$$

где

$$z = \frac{2}{\eta \Sigma_s v t}, \quad \eta = \frac{2}{M+1},$$

M — массовое число замедлителя.

Функции f_i являются универсальными; графики и таблицы этих функций приведены в [28, 58]. При z , близких к 1, функции f_i могут быть представлены в следующем виде:

$$\begin{aligned} f_{-1}(z) &= -\frac{3}{2}(z-1)^2 + \frac{7}{4}(z-1)^3 - \frac{291}{160}(z-1)^4 + \dots, \\ f_0(z) &= -\frac{1}{4}(z-1) + \frac{23}{40}(z-1)^2 + \dots, \\ f_{-1}(z) &= -\frac{87}{320}(z-1) + \dots \end{aligned} \quad (2.7a)$$

Функция энергетического распределения нейтронов может быть получена из (2.7):

$$N(E, t) = \frac{1}{2} N(z) \frac{z}{E}. \quad (2.8)$$

Для тяжелых замедлителей ($M \gg 1$) функция (2.8) хорошо аппроксимируется гауссовым распределением:

$$N(E, \bar{E}) dE = \left(\frac{3M}{16\pi}\right)^{1/2} e^{-\frac{1}{2d} \frac{(E/\bar{E}-1)^2 dE}{\bar{E}}} \quad (2.9)$$

со средним значением энергии $\bar{E} = \frac{m}{2} \left(\frac{M}{\Sigma_s t}\right)^2$ и дисперсией $d = \frac{(E - \bar{E})^2}{\bar{E}^2} = \frac{8}{3M}$ (m — масса нейтрона).

в) **Моменты функции распределения.** В реальном эксперименте условия, при которых получена функция распределения (2.7), никогда не бывают выполнены. В то же время при учете таких осложняющих факторов, как диффузия и захват нейтронов, тепловое движение и связь атомов среды, наличие в среде примесей с другим массовым числом, влияние начальных условий и др., задача о нахождении функции распределения становится чрезвычайно громоздкой и до настоящего времени решена лишь для отдельных частных случаев [28]. Ввиду этого целесообразно рассмотреть влияние осложняющих факторов на моменты функции распределения, в частности на временные моменты, которые непосредственно измеряются в описываемых далее экспериментах.

Вычисление моментов проведено в Приложении 1 к настоящей работе, некоторые результаты приводятся ниже.

Обозначим через \bar{t} , \bar{t}^2 и D соответственно среднее время замедления нейтрона до конечной энергии E , средний квадрат времени замедления и дисперсию времени замедления:

$$\begin{aligned} \bar{t}(E) &= \int_0^\infty t N(E, t) dt \Big/ \int_0^\infty N(E, t) dt, \\ \bar{t}^2(E) &= \int_0^\infty t^2 N(E, t) dt \Big/ \int_0^\infty N(E, t) dt, \\ D &= \frac{\bar{t}^2 - (\bar{t})^2}{(\bar{t})^2}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Оказывается, что в условиях эксперимента влияние диффузии нейтронов (конечных размеров замедлителя) и захвата на среднее время замедления \bar{t}

и дисперсию D пренебрежимо мало (ср. выражения (П 1.29), (П 1.31), (П 1.37) и (П 1.38) из приложения 1).

Влияние начальных условий и теплового движения атомов среды, напротив, может быть существенным. С учетом последних двух факторов могут быть получены следующие выражения для \bar{t} и \bar{t}^2 , справедливые при $M \gg 1$, $E \gg K_{\text{ср}}$:

$$\bar{t} = \frac{M}{v\Sigma_s} \left(1 + \frac{4}{3M} + \frac{7}{9} \frac{K_{\text{ср}}}{E} \right) - t_0, \quad (2.11)$$

$$\bar{t}^2 - (\bar{t})^2 = p + \frac{2}{3M} \bar{t}^2 + \frac{K_{\text{ср}} \Sigma_s^2}{3mM^2} \bar{t}^4. \quad (2.12)$$

Здесь p и t_0 — константы, определяемые начальным спектром замедляющихся нейтронов. Для моноэнергетического источника, испускающего нейтроны скорости v_0 , $t_0 \cong \frac{M}{v_0 \Sigma_s}$, $p = -\frac{2}{3M} t_0^2$. Для источника с широким начальным спектром $p > 0$. $K_{\text{ср}}$ — средняя кинетическая энергия атома замедлителя в начальном состоянии; в дебаевском приближении $K_{\text{ср}} = 9/16 k\theta$ при $T \ll \theta$ и $K_{\text{ср}} = 3/2kT$ при $T \gg \theta$ (T — абсолютная температура, θ — дебаевская температура замедлителя).

Более наглядным, чем (2.12), является выражение для дисперсии времени замедления:

$$D = D_0 \frac{E}{E_0} + \frac{2}{3M} \left(1 - \frac{E}{E_0} \right) + \frac{K_{\text{ср}}}{6E}, \quad (2.13)$$

где $D_0 = 0$ в случае моноэнергетического источника и D_0 — дисперсия времени замедления для энергии E_0 , меньшей нижней границы начального спектра нейтронов, в случае немоноэнергетического источника.

Как следует из 2.13, при $E \ll E_0$, но $E \gg K_{\text{ср}}$, дисперсия не зависит от энергии нейтрона и равна

$$D_{\text{асимпт}} = 2/3M. \quad (2.14)$$

Влияние небольших примесей к тяжелому замедлителю ($M \gg 1$) на время замедления и на асимптотическое значение дисперсии дается следующими выражениями:

$$\frac{\Delta \bar{t}}{\bar{t}} = \frac{M}{\Sigma_s} \left(\frac{\Sigma_{s1}}{M_1} + \frac{\Sigma_{sH}}{3} \right), \quad (2.15)$$

$$\Delta D = \frac{2M}{3\Sigma_s} \left(\frac{\Sigma_{s1}}{M_1^2} + \frac{\Sigma_{sH}}{8} \right), \quad (2.16)$$

где Σ_{s1} — макроскопическое сечение рассеяния на ядрах примеси с массовым числом $M_1 \gg 1$; Σ_{sH} — макроскопическое сечение рассеяния на примеси водорода.

Примесь водорода приводит к появлению полого «хвоста» распределения времен замедления, простирающегося в область малых времен. Эта особенность отчетливо проявляется на третьем моменте времени замедления — примесь водорода вносит в него отрицательный вклад:

$$\frac{\overline{(t-t)^3}}{t^3} = \frac{10}{9M^2} + \frac{2\Sigma_{s1}}{3\Sigma_s M_1^2} \left(\frac{16}{3} - \frac{M}{M_1} \right) - \frac{\Sigma_{sH} M}{30\Sigma_s}. \quad (2.17)$$

Выражения (2.15)—(2.17) справедливы, когда примеси настолько малы, что $\Delta\bar{t}/\bar{t} \ll 1$.

Сравнивая соответствующие члены (2.15), (2.16) и (2.17), видим, что эффективный центр водородного «хвоста» находится на расстоянии примерно $0,4 \bar{t}$ от середины линии, тогда как соответствующее расстояние для примеси кислорода к свинцу ($M/M_1 = 13$) на порядок меньше. Это указывает на большую протяженность водородного хвоста, делающую малоэффективным рассмотрение действия водородной примеси по влиянию на моменты распределения.

Более подробно влияние водорода было рассмотрено М. В. Казарновским, решившим задачу о функции энергетического распределения нейтронов при замедлении в смеси тяжелых ядер ($M \gg 1$) с водородом [28].

§ 2. Измерения

В экспериментах мишень импульсного нейтронного генератора вводилась в середину большой призмы из исследуемого вещества. Целью опытов было изучение зависимости плотности нейтронов от времени замедления и, в особенности, изучение функции энергетического распределения нейтронов.

Первая задача решается весьма просто при помощи измерений с детектором с эффективностью, пропорциональной $1/v$ (литиевый или борный счетчик). Скорость счета такого детектора, введенного в точку r внутри призмы, определяется выражением

$$J_B(t) \sim \int N(r, E, t) dE = \rho(r, t),$$

где $N(r, E, t)dE$ — плотность нейтронов с энергией в интервале $E, E + dE$ в точке r призмы в момент времени замедления t .

Для решения второй задачи использовались резонансные детекторы, т. е. образцы веществ, обладающих хорошо изолированным резонансом с шириной Γ , очень малой по сравнению с шириной энергетического распределения замедляющихся нейтронов.

Резонансный образец вводился в точку r призмы, и с помощью детектора захватных γ -лучей измерялась зависимость от времени замедления t числа нейтронов $J_\gamma(t)$, поглощаемых образцом в единицу времени*:

$$J_\gamma(t) \sim \int N(r, E, t) v\mu(E) dE,$$

где $\mu(E)$ — коэффициент поглощения образца для нейтронов с энергией E .

$J_\gamma(t)$ изменяется со временем замедления из-за деформации нейтронного спектра, а также из-за поглощения нейтронов в замедлителе и их утечки. Последние два фактора исключаются, если рассматривать отношение $J_\gamma(t)/J_B(t)$:

$$\frac{J_\gamma(t)}{J_B(t)} \equiv J(t) \sim \int N(E, t) v\mu(E) dE, \quad (2.18)$$

где $N(E, t) = N(r, E, t) / \int N(r, E, t) dE$ — нормированный на единицу спектр нейтронов. Зависимость от r в $N(E, t)$ опущена, поскольку, как от-

* $J_\gamma(t)$ находится вычитанием из скорости счета, измеренной образцом, фона, измеряемого без образца. В большинстве измерений фон был много меньше эффекта (см. рис. 127).

мечалось в § 1 и показано в приложении 1, захват нейтронов и диффузия практически не сказываются на форме спектра замедляющихся нейтронов, т. е. $N(E, t)$ совпадает со спектром, который имеет место для полного числа нейтронов в неограниченном замедлителе без захвата.

В пределе бесконечно узкого резонанса $\mu(E) = \text{const} \cdot \delta(E - E_0)$ и, следовательно, $J(t) \sim v_0 N(E_0, t)$. В принципе измерение $J(t)$ для различных значений E_0 дает полную информацию о функции распределения $N(E, t)$.

Наиболее подробно было исследовано замедление нейтронов в свинце [29—32]; А. И. Исаков [32, 33] дополнительно изучил замедление в графите и железе.

Основные измерения проводились со свинцовой призмой размером около $2 \times 2 \times 2,3$ м (рис. 123), собранной в основном из свинца марки СО чистоты 99,99%. Схема расположения нейтронного источника, образца и детектора захватных γ -лучей дана на рис. 45 и рис. 73.

Измеренная зависимость плотности нейтронов от времени замедления приведена на рис. 97 и 126. В качестве примера на рис. 127 даны кривые зависимости от времени скорости счета фона и скорости счета захватных γ -лучей от образца золота толщиной 0,1 мм. График $J(t) \equiv J(t)/J_B(t)$ для естественного селена приведен на рис. 74.

Подобные графики, полученные для ряда образцов, использовались для нахождения $\bar{t}(E_0)$ — среднего времени замедления до резонансной энергии E_0 и τ — полуширины кривой $N(E_0, t)$ распределения времен замедления до конечной энергии E_0 . При определении τ вводилась поправка на небольшое уширение кривой $J(t)$ по сравнению с $N(E_0, t)$, обусловленное конечной шириной резонансного уровня. Эта поправка вычислена в приложении 2.

Результаты измерений \bar{t} и τ для большого числа резонансов в широкой области энергий приведены на рис. 75 и 128.

§ 3. Обсуждение результатов

а) **Плотность нейтронов.** Зависимость плотности нейтронов в свинцовой призме от времени замедления при $t < 10$ мксек описывается выражением (2.6) с константой $\alpha = 0,36$ (рис. 126). При сравнении с (2.6) использовано полученное непосредственным измерением в той же свинцовой призме значение среднего времени жизни нейтрона до захвата $T = 890$ мксек [29]. Согласно (2.6а), должно быть $\alpha = 0,35$, что удовлетворительно согласуется с экспериментальным значением.

Отклонение от зависимости (2.6) при малых временах обусловлено резонансным захватом нейтронов на уровнях Рb 1800 эв, 2800 эв и более высоких [32].

Абсолютная величина плотности нейтронов согласуется со значением, следующим из (2.5), если учесть, что мощность источника удваивается за счет реакции $(n, 2n)$, вызываемой практически каждым D — T-нейтроном в свинце, и если принять возраст нейтронов с энергией 100 эв в свинце равным

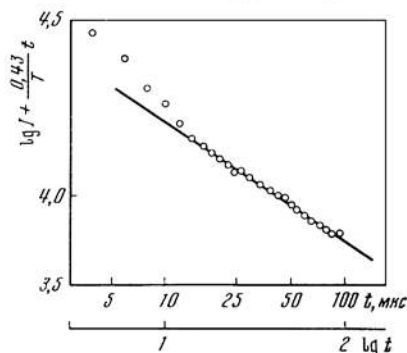


Рис. 126. Зависимость плотности нейтронов в свинцовой призме от времени замедления

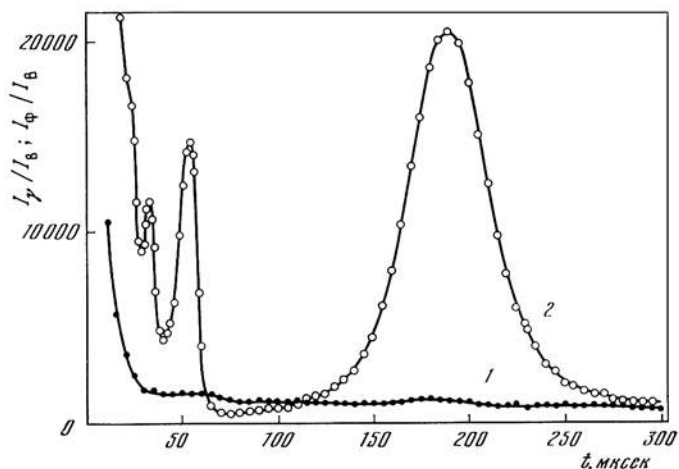


Рис. 127. Скорость счета γ -лучей фона (1) и захватных γ -лучей от образца золота толщиной 0,1 мм (2) в функции времени замедления

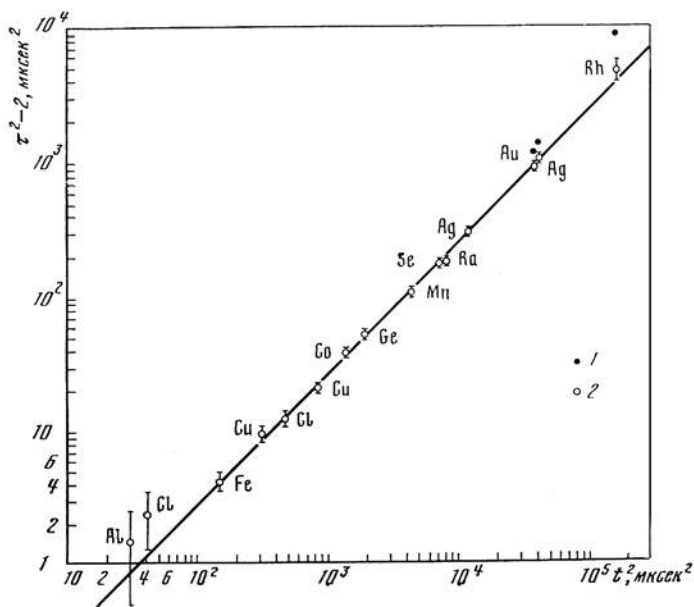


Рис. 128. Полуширина τ функции распределения времен замедления в зависимости от среднего времени замедления t

1 — измеренные значения τ^2 ; 2 — значения τ^2 после вычитания вклада теплового уширения (пренебрежимо малого при $t^2 < 10^4$ мксек²)

$\tau = 4 \cdot 10^3 \text{ см}^2$. Указанному возрасту отвечает начальная энергия нейтронов $E_0 \sim 1 \text{ Мэв}$.

Этот результат представляется вполне разумным, поскольку первичные нейтроны с энергией 14 Мэв быстро деградируют по энергии в результате реакции ($n, 2n$) и неупругого рассеяния.

б) Среднее время замедления. Эксперимент (рис. 75) дает следующую связь между средним временем замедления и энергией нейтронов в свинце:

$$\bar{t} = 13,5 E^{-1/2} - 0,3, \quad (2.19)$$

где время выражено в мксек, энергия — в кэв. По форме эта зависимость соответствует теоретической зависимости (2.11), если в последней пренебречь членом $\frac{7}{9} \frac{K_{\text{ср}}}{E}$. Для свинца при комнатной температуре $\frac{7}{9} \frac{K_{\text{ср}}}{E} = 3 \cdot 10^{-2}/E \text{ эв}$, т. е. при $E > 1 \text{ эв}$ этот член в пределах точности измерений не может проявиться. Коэффициент $(13,5 \pm 0,2) \text{ кэв}^{1/2}$ при $E^{-1/2}$ отвечает сечению рассеяния нейтронов на свинце $\sigma_s = (11,0 \pm 0,3)$, что согласуется с результатами прямых измерений ($\sigma_s = 11,2 \pm 0,3 \text{ барн}$) в области энергии нейтронов от эв до кэв [59].

в) Полуширина и форма функции распределения времен замедления. При временах замедления, меньших 100 мксек, поправка на тепловое уширение (член \bar{t}^4 в (2.12)) пренебрежимо мала. В этой области измеренные значения полуширины (ширины на половинной высоте) функции распределения (рис. 128) хорошо описываются выражением

$$\tau^2 = a^2 + b^2 \bar{t}^2 \quad (2.20)$$

со значениями $a^2 = (2 \pm 1) \text{ мксек}^2$ и $b^2 = 0,029 \pm 0,0015$. Величина a^2 определяется начальным распределением энергий источника, а также ширинами нейтронной вспышки и канала регистрации, и будет обсуждена ниже. Коэффициент b^2 должен отличаться от коэффициента при \bar{t}^2 в (2.12) фактором $8 \ln 2$ (для распределения, близкого к функции Гаусса), т. е.

$$b^2 = \frac{16 \ln 2}{3M}. \quad (2.20a)$$

Для чистого свинца должно быть $b^2 = 0,018$. Таким образом, полученное на опыте значение b^2 , а значит, и асимптотическая дисперсия времени замедления, на 60% больше ожидаемых для чистого свинца.

Были рассмотрены следующие возможные причины этого расхождения:

- 1) влияние нейтронов, отраженных бетонным фундаментом установки и стенками помещения, уставленными защитными баками с водой;
- 2) влияние связей атомов в твердом теле на процесс замедления;
- 3) дополнительный разброс путей нейтронов, обусловленный наличием полостей в свинце (каналы для введения детектора и источника);
- 4) примеси легких ядер.

Если бы первые два фактора играли существенную роль, то относительная ширина линии поглощения τ/\bar{t} должна была бы расти с уменьшением энергии нейтронов, чего, однако, не наблюдается. Количественная оценка числа отраженных нейтронов также показывает, что эти нейтроны не могут обусловить наблюдаемого уширения линий поглощения.

Влияние каналов на ширину линии поглощения оценивалось экспериментально путем проведения измерений в каналах различного диаметра. В пределах точности измерений (2—3%) не было обнаружено различий

в форме и полуширине линий поглощения золота (уровень 4,9 эв) при помещении образца и детектора в цилиндрические каналы диаметрами 80, 60 и 40 мм. Влияние канала на дисперсию должно быть пропорционально кубу его диаметра. Отсюда следует, что измерительный канал диаметром 80 мм, в котором были получены данные, приведенные на рис. 128, обуславливает увеличение дисперсии, не превосходящее 10%.

Согласно (2.16), примеси легких ядер увеличивают дисперсию времени замедления на постоянный фактор, как это и наблюдается в эксперименте. При этом примеси с $M \gg 1$ слабо влияют на форму функции распределения, тогда как небольшая примесь водорода приводит к появлению «хвоста» распределения в области малых времен, но мало сказывается на полуширине кривой.

На рис. 74 сплошной кривой представлена теоретическая форма линии поглощения $J(t)$ для резонансного уровня 27 эв Se^{74} , нормированная к экспериментальному значению полуширины. Экспериментальные точки хорошо ложатся на кривую, за исключением области, левее пика ($t < 75$ мксек), где они располагаются выше кривой. Это отклонение естественно рассматривать как водородный «хвост». Используя теорию М. В. Казарновского [28], можно показать, что примесь водорода, дающая наблюдаемый «хвост», составляет примерно $4 \cdot 10^{-4}$ атомов водорода на атом свинца*, при этом такая примесь увеличивает полуширину кривой всего лишь на 7%. Остаточная превышение над величиной, ожидаемой для чистого свинца, можно объяснить присутствием кислорода в количестве примерно $6 \cdot 10^{-3}$ атомов кислорода на атом свинца плюс 5%-ное уширение из-за каналов. С учетом такой примеси кислорода величина $(\overline{t - \bar{t}})^2 / \bar{t}^3$ должна, согласно (2.17), равняться $2,5 \cdot 10^{-5}$. В действительности наблюдаются свыше чем на порядок большие по абсолютной величине значения $(t - \bar{t})^2 / \bar{t}^3$; это еще раз указывает на наличие примеси водорода.

Указанное количество кислорода на несколько порядков превышает возможное содержание в свинце растворенных газов. Однако кислород, связанный в окислах, может находиться в больших количествах в виде поверхностных загрязнений и включений, образовавшихся при переплавке свинца и отливке из него кирпичей**. А. И. Исаков [32] провел численные расчеты формы линий поглощения для уровней 27 эв Se^{74} и 4,9 эв Au^{197} с учетом указанных выше примесей водорода и кислорода и получил хорошее согласие с результатами измерений.

Примесь $6 \cdot 10^{-3}$ кислорода вызывает уменьшение среднего времени замедления*** на 2,6%. Измерительный канал диаметром 80 мм приводит к возрастанию времени замедления на 1,5% (см. приложение 3). Таким образом, время замедления в использованной призме должно быть на 1% меньше времени замедления в сплошном чистом свинце. Точность знания сечения рассеяния свинца и его плотности недостаточно велика, чтобы такое различие можно было обнаружить.

* Можно показать, что в использованной большой призме относительное увеличение числа нейтронов в водородном «хвосте» за счет более медленного вытекания наружу незначительно.

** Некоторое количество ядер средней массы, в основном алюминия и меди, вводилось в установку с детектором и мишенью. Контрольные опыты с 5-кратным количеством алюминия не обнаружили в пределах 2% изменений полуширины и формы резонансного пика 5,2 эв Ag.

*** Среднее время замедления определялось по положению максимума резонансного пика: примесь водорода на положение максимума практически не влияет.

Из всего сказанного выше следует, что, по-видимому, основной причиной наблюдаемого 25%-ного уширения линий являются примеси. Этот вывод подкрепляется результатами исследований замедления нейтронов в графите и железе. Так как относительное влияние примесей на дисперсию пропорционально квадрату массового числа замедлителя (см. (2.16) и (2; 14)), один и тот же процент примесей вызовет в железе и графите соответственно в 10 и 120 раз меньшее относительное изменение дисперсии, чем в свинце.

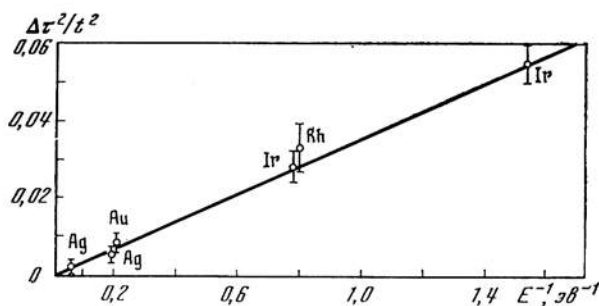


Рис. 129. Влияние теплового движения на полуширину функции распределения времени замедления нейтронов до конечной энергии

$\Delta\tau^2 = \tau^2 - \tau_{\text{экстр}}^2$; здесь τ^2 — измеренное значение полуширины, $\tau_{\text{экстр}}^2$ — значение, экстраполированное из области малых средних времен замедления t , где тепловое уширение отсутствует; прямая линия — теоретическая зависимость $\frac{\Delta\tau^2}{t^2} = 2 \ln 2 \frac{kT}{E}$ при $T = 300^\circ \text{K}$

И действительно, измерения [33] показали, что в графите и железе форма линии поглощения золота (уровень 4,9 эв) совпадает с теоретической; полуширина линии в пределах точности измерений (около 5%) соответствует ожидаемой для чистого замедлителя.

г) **Влияние начальных условий.** Численные расчеты нейтронных распределений при замедлении D — T-нейтронов в свинце, выполненные В. Ивановым, дали для константы t_0 в (2.11) значение $t_0 = 0,3 \text{ мксек}$, совпадающее со значением, полученным в эксперименте. Для параметра a^2 в (2.20), определяющего влияние начального спектра на дисперсию энергетического распределения замедляющихся нейтронов, эти же расчеты дали значение $0,7 \text{ мксек}^2$. Прибавляя сюда квадрат аппаратурной полуширины линии $0,5 \text{ мксек}^2$, обусловленный длительностью нейтронной вспышки и шириной канала анализатора, получаем ожидаемое значение $a^2 = 1,2 \text{ мксек}^2$. Эта величина не противоречит экспериментальному значению $a^2 = (2 \pm 1) \text{ мксек}^2$.

д) **Влияние теплового движения и связи атомов замедлителя.** Для низко расположенных резонансов (Rh 1,26 эв; Au 4,9 эв; Ag 5,2 эв) полуширины пиков оказываются заметно большими, чем следует из экстраполяции зависимости (2.20) (рис. 128). На рис. 129 в функции $1/E$ отложены значения $\Delta\tau^2/t^2$, где $\Delta\tau^2 = \tau_{\text{набл}}^2 - \tau_{\text{экстр}}^2$. Прямая линия на этом рисунке представляет зависимость $\Delta\tau^2/t^2 = 8 \ln 2 kT/4E$, т. е. вклад в квадрат полуширины линии, обусловленный тепловым движением атомов свинца (см. выражение (2.13); для свинца $\theta = 80^\circ \text{K}$ и при $T = 300^\circ \text{K}$, $K_{\text{ср}} = 3/2 kT$).

Как видно, наблюдаемые уширения линий удовлетворительно согласуются с рассчитанными на основе дебаевской модели твердого тела (см. приложение 1). Этот результат не означает, конечно, что спектр собственных ча-

стот свинца обязательно является дебаевским; он указывает лишь, что для подавляющей части спектра выполняется условие $\hbar\omega/k \ll 300^\circ \text{K}$.

Согласие эксперимента с теорией показывает также, что, как и ожидалось, пороговая энергия образования дефектов решетки сколько-нибудь заметно не проявляется в замедлении нейтронов.

Физическое содержание этого факта состоит в следующем. Смещение атома за время соударения с нейтроном настолько мало, что изменение потенциальной энергии атома за время соударения несущественно. Ввиду этого первый и второй моменты энергии, переданной при одном соударении, отличаются от случая свободного неподвижного ядра только за счет того, что атом в момент соударения обладает скоростью, т. е. они определяются усредненной величиной кинетической энергии атома в начальном состоянии ($K_{\text{ср}}$). Это соображение, справедливое при $E \gg K_{\text{ср}}$, было строго обосновано Плачем [60] *. В свою очередь, начальное состояние атома в решетке и величина $K_{\text{ср}}$ обусловлены поведением потенциальной энергии атома при малых смещениях и не связаны непосредственно с пороговой энергией образования дефектов, которая зависит от хода потенциала при много больших смещениях, сравнимых с межатомными расстояниями. Среднее время замедления нейтрона в среде и его дисперсия определяются первыми двумя моментами переданной энергии (ср. (П 1.20а)) и должны поэтому правильно даваться обычной осцилляторной моделью твердого тела.

Плачек [60] показал также, что условие малости влияния теплового движения и связей на среднюю потерю энергии при рассеянии имеет вид $K_{\text{ср}}/E \ll 1$, а не $Mk\theta/E \ll 1$, как иногда принималось ранее **. Среднее время замедления обратно пропорционально средней потере энергии нейтроном при одном соударении. Как отмечалось выше, измерения среднего времени замедления в свинце не обнаружили влияния связей и теплового движения вплоть до энергии $1,3 \text{ эв}$, при которой $Mk\theta/E = 1,6$, тогда как $K_{\text{ср}}/E = 0,03$. Таким образом, эти измерения подтверждают справедливость критерия Плачека.

е) **Заключение.** Проведенные детальные исследования замедления нейтронов в свинце, а также в железе и графите, подтверждают справедливость существующей теории замедления нейтронов на свободных ядрах. Они подтверждают также пригодность дебаевской (точнее осцилляторной) модели твердого тела для учета влияния теплового движения и связей атомов замедлителя на рассеяние и замедление нейтронов.

* Качественно можно рассуждать следующим образом. Если скорость нейтрона велика по сравнению со скоростью тяжелого атома, длительность соударения должна определяться только скоростью (или энергией) нейтрона, т. е. должна иметь порядок величины \hbar/E . Смещение атома (масса μ) и изменение его потенциальной энергии в течение соударения соответственно будут равны $\Delta x \sim \frac{\hbar}{E} \left(\frac{mE}{\mu^2}\right)^{1/2}$ и $\Delta U \sim \mu\omega^2 x \Delta x$ (m — масса нейтрона, ω — частота колебаний атома). Изменение кинетической энергии нейтрона, обусловленное наличием у атома скорости v , равно $\Delta K \simeq mv_0v$, где v_0 — скорость нейтрона. Отсюда нетрудно получить $\frac{\overline{\Delta U^2}}{\Delta K^2} \simeq \left(\frac{K_{\text{ср}}}{E}\right)^2 \ll 1$, если $K_{\text{ср}} \ll E$.

** Условие $MK_{\text{ср}}/E \ll 1$ обеспечивает малость влияния теплового движения и связей на дисперсию потери энергии при рассеянии, определяющую полуширину линии поглощения т.

III. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФУЗИИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Введение

Классическая теория диффузии тепловых нейтронов, основанная Ферми [61], исходит из упрощенной картины, согласно которой нейтроны вначале замедляются путем упругих соударений с ядрами (которые считаются свободными и неподвижными), а затем диффундируют с одной и той же постоянной тепловой скоростью. Эта простая картина может служить хорошим приближением, когда время формирования спектра тепловых нейтронов (время термализации) очень мало по сравнению со средним временем жизни теплового нейтрона по отношению к утечке и поглощению. В этом случае неравновесных нейтронов относительно мало, равновесный же спектр является максвелловским с температурой среды и, так как он не зависит от условий диффузии, нейтронам может быть приписана постоянная скорость — некоторая средняя по максвелловскому распределению.

Эксперименты показывают, что условие малости времени термализации не выполняется уже в таких средах, как системы естественный уран — графит, что проявляется в заметном превышении эффективной температуры нейтронов над температурой среды [4]. Удельный вес этапа термализации нейтронов становится особенно значительным в системах с еще большим поглощением, представляющих интерес для реакторостроения.

В связи со сказанным возникают задачи усовершенствования теории диффузии нейтронов, с одной стороны, и более детального экспериментального изучения диффузии — с другой стороны.

Стационарные методы исследования, применявшиеся до 1953—1955 гг. [18], мало пригодны для изучения термализации и выделения равновесной диффузии из-за большой сложности разделения различных этапов замедления и диффузии. В этом отношении более перспективны нестационарные методы, основанные на использовании импульсного источника нейтронов.

В опытах с импульсным источником последовательные этапы замедления, термализации и диффузии автоматически разделяются по времени запаздывания, благодаря чему эти процессы могут изучаться независимо один от другого и более подробно. Эта особенность была проиллюстрирована в предыдущей главе на примере исследований замедления в надкадмиевой области энергий.

Хотя для измерения времени жизни тепловых нейтронов в воде импульсный источник был применен еще в 1942 г. [62], систематические экспериментальные исследования диффузии нейтронов методом импульсного источника были начаты только десятилетие спустя в СССР (группа ФИАН [11]) и в Швеции (Дардел [12]), а затем и в других лабораториях (см. обзоры [18—21]).

Что касается развития теории, то здесь наметились два направления. В работах первого направления на основе той или иной модели замедлителя (идеальный газ, дебаевский кристалл) вычисляются времена термализации и стационарные энергетические распределения нейтронов для неограниченно замедлителя [9, 10]. В работах второго направления явления термализации учитываются соответствующим обобщением классической теории диффузии, сопряженным, естественно, с введением дополнительных констант

[8, 12—14]. Эти константы должны либо браться из эксперимента, либо вычисляться теоретически с помощью моделей замедлителя [24—26]. Преимуществом такого подхода является возможность расчета диффузии для реальных условий поглощения и геометрии эксперимента. Ниже, в § 1, излагается такого рода теория, сформулированная М. В. Казарновским и автором в 1954 г.

В § 2 для иллюстрации возможностей импульсного метода изучения диффузии тепловых нейтронов кратко обсуждаются первые эксперименты в этом направлении, выполненные в ФИАН в 1953—1954 гг. Дальнейшее развитие вопроса изложено в работах [17—23].

§ 1. Теория нестационарной диффузии тепловых нейтронов с учетом распределения скоростей

Задача нестационарной диффузии тепловых нейтронов была подробно рассмотрена в рамках классической односкоростной теории И. М. Франком [8]. Однако уже в первых экспериментах с импульсным источником нейтронов, выполненных в ФИАН, выявились отклонения от предсказаний односкоростной теории, обусловленные изменением спектра тепловых нейтронов в процессе диффузии. В связи с этим И. М. Франк развил двухгрупповую теорию [8, 11], качественно объяснившую наблюдаемые явления. Недостатком этой теории является некоторая неопределенность способа разбиения тепловых нейтронов на группы, ввиду чего трудно количественно связать используемые в теории константы с сечениями взаимодействия нейтронов в среде. Неясны также критерии применимости двухгруппового приближения.

Несколько иную теорию, преследующую те же цели, развил Дардел [12], который предположил, что деформацию спектра нейтронов при диффузии можно свести к изменению только средней энергии нейтронов. При этом скорость передачи энергии от нейтронного газа среде принималась пропорциональной разности температур нейтронов и среды.

Подход Дардела, который, по существу, также сводится к двухгрупповому приближению, нуждается в обосновании; он неприменим в тех случаях, когда пробег переноса нейтронов зависит от энергии нейтрона*.

М. В. Казарновским и автором [13] был развит более общий подход к задаче, пригодный для систем не слишком малых размеров и с не очень большим захватом, в которых распределение нейтронов по скоростям не сильно отличается от максвелловского распределения с температурой среды. В этих случаях отношение реального распределения к равновесному максвелловскому спектру будет более плавной функцией скорости, чем само распределение. Метод основан на разложении этого отношения в ряд по степеням скорости. Он наиболее удобен для решения таких задач нейтронной физики, в которых энергии нейтронов, испускаемых источниками, близки к тепловой энергии, или когда энергетический спектр источника не существует. Это, например, имеет место при больших временах в случае импульсного источника или при рассмотрении диффузии нейтронов вдали от источников в стационарных задачах. В противном случае сходимость решения оказывается медленной. Опуская для краткости изложение общих уравнений теории и ее

* Вопрос об учете зависимости пробега переноса от энергии в рамках концепции Дардела рассмотрен в работах [11, 63, 64].

применений, содержащееся в работе [13] *, остановимся только на вопросе о различных представлениях теории.

При построении многоскоростной теории диффузии мы пользовались разложением функции распределения в ряд по степеням скорости [13], тогда как в работах [14, 24] применяется разложение в ряд по степеням энергии. Оба представления теории приводят, конечно, к одним и тем же результатам, если при вычислениях сохранять большое число членов разложения, т. е. большое число нейтронных групп. Однако в простейшем двухгрупповом приближении v - и E -представления могут давать заметно отличающиеся результаты, так как быстрота сходимости решения зависит от представления.

Так, например, для тяжелого ($M \gg 1$) одноатомного газа постоянная диффузионного охлаждения C равна ($v_0 = \sqrt{2kT/m}$, λ_0 — средний свободный пробег рассеяния):

$$v\text{-представление: 2 группы } C = \frac{(3\pi - 8)^2}{36\pi^{3/2}} M\lambda_0^3 v_0 = 1,01 \cdot 10^{-2} \cdot M\lambda_0^3 v_0,$$

$$3 \text{ группы } C = 1,04 \cdot 10^{-2} M\lambda_0^3 v_0;$$

$$E\text{-представление: 2 группы } C = \frac{M\lambda_0^3 v_0}{72\pi^{1/2}} = 0,78 \cdot 10^{-2} M\lambda_0^3 v_0,$$

$$3 \text{ группы } C = 0,93 \cdot 10^{-2} M\lambda_0^3 v_0,$$

$$4 \text{ группы } C = 1,00 \cdot 10^{-2} M\lambda_0^3 v_0,$$

$$8 \text{ групп } C = 1,03 \cdot 10^{-2} M\lambda_0^3 v_0,$$

$$\infty \text{ групп } C = 1,05 \cdot 10^{-2} M\lambda_0^3 v_0.$$

Аналогично, постоянная релаксации отклонений от равновесного спектра α для неограниченной среды без захвата равна:

$$v\text{-представление: 2 группы } \alpha' = \frac{2\sqrt{\pi}}{3\pi - 8} \frac{v_0}{\lambda_0 M} = 2,49 \frac{v_0}{\lambda_0 M},$$

$$3 \text{ группы } \alpha' = 2,36 \frac{v_0}{\lambda_0 M};$$

$$E\text{-представление: 2 группы } \alpha' = \frac{16}{3\sqrt{\pi}} \frac{v_0}{\lambda_0 M} = 3,01 \frac{v_0}{\lambda_0 M},$$

$$3 \text{ группы } \alpha' = 2,65 \frac{v_0}{\lambda_0 M},$$

$$4 \text{ группы } \alpha' = 2,54 v_0 / \lambda_0 M.$$

Численные расчеты Пурухит [102] дали, в согласии с трехгрупповым v -представлением, $\alpha' = 2,35 v_0 / \lambda_0 M$. Таким образом, в случае одноатомного газа в v -представлении хорошую точность дает уже двухгрупповое приближение, тогда как в E -представлении двухгрупповой результат отличается от точного на 25—30%. Подход Дардела есть не что иное, как двухгрупповое приближение в E -представлении. Следовательно, в применении к одноатомному газу он дает ошибку 25—30%.

* Относительно дальнейшего развития теории и ее приложений см. работы [14, 24, 25, 65, 66] и, в особенности, диссертацию А. В. Степанова [26]. См. также недавнюю работу [102], в которой сообщается о другом подходе к разложению спектра тепловых нейтронов на группы и описываются численные расчеты термализации и диффузии нейтронов в системах конечного размера для модели идеального газа.

Из сказанного выше следует, что при точном сопоставлении эксперимента с теорией необходимо исследовать быстроту сходимости решения, сравнивая, как минимум, результаты двух- и трехгруппового приближения.

§ 2. Измерения диффузионных констант бериллия и графита

Диффузионные константы находились из измерений постоянной релаксации плотности нейтронов в бериллиевых и графитовых призмах различных размеров, облучавшихся 5—15-микросекундными вспышками быстрых нейтронов. Поскольку эти и подобные эксперименты неоднократно описывались и подробно обсуждались [11, 12, 15—21], здесь будет дан лишь краткий обзор результатов, целью которого является иллюстрация возможностей импульсного метода.

На рис. 59 приведены в полулогарифмическом масштабе графики зависимости плотности тепловых нейтронов в графитовых призмах от времени, прошедшего после вспышки нейтронного источника. На графиках четко выражена линейная область, устанавливающаяся после затухания высших гармоник пространственного распределения нейтронной плотности и после формирования равновесного нейтронного спектра. По наклону линейной части графиков определяется постоянная релаксации плотности тепловых нейтронов α .

Графики зависимости α от лапласиана системы ω приведены на рис. 58, 60. Точки хорошо удовлетворяют параболической зависимости $\alpha = 1/T + \omega D_{00} - C\omega^2$.

Значения параметров D_{00} , T и C , полученные из совмещения методом наименьших квадратов экспериментальных точек с этой зависимостью, приведены в табл. 1 и 2 совместно с позднее полученными данными других авторов.

Таблица 1

Диффузионные константы бериллия (плотность 1,85 г/см³), полученные импульсным методом

Авторы	$D_{00} \cdot 10^{-5}$ см ² /сек	$C \cdot 10^{-5}$ см ⁴ /сек
Настоящая работа [11]	$1,17 \pm 0,05$	$2,9 \pm 1,0$
Кэмбел и Стельсон (см. [20])	1,25	0
Кловерстром [103]	$1,24 \pm 0,04$	$3,9 \pm 0,8$
Де-Соусор и Сильвер (см. [20])	$1,25 \pm 0,06$	$1,4 \pm 1,0$

Как видно из таблиц, согласие результатов достаточно удовлетворительное.

Из экспериментальных значений C с помощью соотношений, приведенных в [13], может быть найдена константа релаксации для неограниченной среды или время термализации, определяемое как $\tau = 1/\gamma_{11}$. Предполагая, что пробег переноса не зависит от энергии нейтрона, имеем

$$\tau = \frac{8}{3\pi - 8} \frac{C}{D_{00}^2} = 5,60 \frac{C}{D_{00}^2}.$$

Вычисленные с помощью этого соотношения времена термализации составляют 165 ± 30 мксек для графита и 110 ± 40 мксек для бериллия.

Таблица 2

Диффузионные константы графита (плотность 1,6 г/см³), полученные импульсным методом

Авторы	$D_{00} \cdot 10^{-3}$ см ² /сек	$C \cdot 10^{-5}$ см ⁴ /сек	T , мксек
Настоящая работа [11]	$2,07 \pm 0,3$	$12,5 \pm 2$	12700 ± 500
Бекуртс [64]	$2,13 \pm 0,2$	$16,3 \pm 2,5$	7900 ± 100
Стар и Прайс [104]	$2,06 \pm 0,2$	$12,4 \pm 2,2$	14000 ± 1600

Время термализации в графите в пределах ошибок опыта согласуется с непосредственными измерениями А. В. Антонова и др. [15] и Бекуртса [64]. Оно в несколько раз превышает время термализации для одноатомного газа с $M = 12$, но согласуется с временем термализации, рассчитанным для модели анизотропного дебаевского кристалла с дебаевскими температурами $\theta_{\perp} = 900^{\circ}$ К и $\theta_{\parallel} = 2500^{\circ}$ К [67].

Для бериллия приведенное значение τ в 2,5 раза превышает рассчитанное для модели дебаевского кристалла с $\theta = 900^{\circ}$ К [68]. Для выяснения причины расхождения желательнее уточнить измерения константы C для бериллия, а также провести прямое определение времени термализации в бериллии.

Часть II

СПЕКТРОМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ

IV. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТОДА ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ

Принцип действия и отличительные особенности спектрометра нейтронов по времени замедления были вкратце рассмотрены во введении; экспериментальная установка была описана в главе I. В настоящей главе характеристики метода времени замедления будут обсуждены более подробно.

1) **Время замедления.** Среднее время замедления нейтронов дается выражением (2.11). Пусть скорость нейтрона v мала по сравнению с начальной скоростью, но велика по сравнению со скоростью теплового движения. В этом случае среднее время замедления до скорости v равно времени пролета нейтроном этой скорости расстояния $L = M/\Sigma_s$. Будем называть это расстояние эффективным пролетным расстоянием.

Для графита плотностью 1,6 г/см³ эффективное пролетное расстояние равно $L = 32$ см. Для свинца плотностью 11 г/см³ $L = 6$ м.

2) **Разрешающая способность.** Дисперсия обратной скорости нейтрона $x \equiv 1/v$ при заданном времени замедления дается выражениями (II 1.20) и (II 1.47) (см. приложение 1). Энергетическая дисперсия с достаточной точностью может быть принята вчетверо большей (так как $\Delta E/E = 2 |\Delta x|/x$). Таким образом, в данный момент времени замедления разброс энергий нейтронов вокруг среднего значения в области энергий, малых по сравнению

с начальной энергией E_0 , равен *

$$\text{для графита } (\Delta E/E)_{\text{ср. кв}} = 47 \left(1 + \frac{0,11}{E_{\text{эв}}}\right)^{1/2} 0/0, \quad (4.1)$$

$$\text{для свинца } (\Delta E/E)_{\text{ср. кв}} = 11,3 \left(1 + \frac{2}{E_{\text{эв}}}\right)^{1/2} 0/0.$$

Если за меру разрешающей способности принять ширину кривой энергетического распределения на половине высоты, то в случае свинца теоретическая разрешающая способность по энергии при $E \ll E_0$ составляет

$$\frac{\delta E}{E} = 26 \left(1 + \frac{2}{E_{\text{эв}}}\right)^{1/2} 0/0. \quad (4.2)$$

Эксперименты, описанные в главе II, указывают, что действительная полуширина энергетического распределения примерно на 25% больше теоретической. Расширение объясняется, по-видимому, наличием в использованном свинце примесей легких ядер.

При более высоких энергиях, когда условие $E \ll E_0$ не выполняется в достаточной мере, разброс энергий может быть меньше или больше асимптотического в зависимости от характера начального спектра нейтронов.

Если первичные нейтроны моноэнергетичны и обладают энергией E_0 , меньшей энергии E_1 первого возбужденного уровня ядер замедлителя, то с уменьшением энергии спектр постепенно расширяется, стремясь (при $\Sigma_s = \text{const}$) к асимптотической ширине по закону (ср. (II 1.20)).

$$\frac{\overline{\Delta E^2}}{E^2} = \frac{8}{3M} \left(1 - \frac{E}{E_0}\right). \quad (4.3)$$

Немоноэнергетичность первичных нейтронов обуславливает вклад в дисперсию, убывающий по мере замедления нейтронов пропорционально средней энергии E , т. е. пропорционально $1/\bar{l}^2$. По такому же закону изменяется и вклад в дисперсию, вносимый конечной шириной нейтронной вспышки. Ввиду этого влияние немонаэнергетичности источника удобно характеризовать, как это принято в спектрометрии по времени пролета, постоянной полушириной разрешения a/L мксек/м, где a — эффективная полуширина нейтронной вспышки; L — эффективное пролетное расстояние **. Малую полуширину a/L будут давать источники, испускающие узкий спектр нейтронов с энергией, меньшей энергии первого уровня возбуждений ядер замедлителя. Сюда относятся, например, пороговые реакции $\text{Li}^7(p, n)$, $\text{V}^{51}(p, n)$ и др.

Если энергия первичных нейтронов превышает энергию E_1 , то в результате упругих и неупругих соударений нейтроны за время порядка 10^{-7} сек заполняют область энергий от 0 до E_1 . Образующийся спектр служит начальным распределением для последующего этапа чисто упругого замедления. Большая ширина этого распределения существенно сказывается на разрешении. Так, например, для источника D — T ($E_0 = 14$ Мэв) в свинце числен-

* Второй член в скобках, дающий дополнительное уширение спектра из-за теплового движения атомов среды, вычислен для комнатной температуры замедлителя и дебаевской температуры 1500° К для — графита и 80° К для свинца.

** Соответствующая относительная энергетическая полуширина $2av/L$, где v — скорость нейтрона в м/мксек, должна квадратично суммироваться с (4.2).

ные расчеты дают $a/L = 0,14 \text{ мксек/м}$, что приводит к ухудшению энергетического разрешения против (4.2) на 10% при энергии нейтронов $E = 1 \text{ кэв}$ и в два раза при $E = 15 \text{ кэв}$.

При постановке эксперимента необходимо избегать дополнительного размытия энергетического спектра за счет введения в замедлитель водородосодержащихся материалов (см. гл. II), а также за счет чрезмерно больших полостей для помещения источника и детекторов и за счет попадания в замедлитель нейтронов, отраженных фундаментом установки и стенами помещения.

Вредное действие цилиндрических и сферических полостей оказывается незначительным, если радиус полости не превышает пробега рассеяния нейтрона. Как показали эксперименты (гл. II), в свинце (пробег рассеяния 3 см) цилиндрический канал радиусом 4 см практически еще не сказывался на разрезении при измерении в этом канале.

Для уменьшения влияния отраженных нейтронов исследуемый образец должен помещаться в центре большой массы замедлителя. Подавлению отраженных нейтронов способствует также увеличение расстояния замедлителя до стен, пола и потолка помещения.

3) **Интенсивность.** Плотность нейтронов, создаваемая импульсным источником в ограниченном замедлителе, определяется выражениями (2.5), (2.6). Как показано в [29], плотность нейтронов с энергией 100 эв в свинцовом кубе со стороной 2 м на три порядка превышает плотность нейтронов, достигаемую в месте расположения детектора в спектрометре во времени пролета при равном энергетическом разрешении (30) и равной мощности источника.

Так как из-за утечки наружу плотность нейтронов в замедлителе падает с ростом времени замедления, выигрыш в интенсивности, достигаемый в методе времени замедления, тем больше, чем выше по энергии область измерений. Заметим также, что в графитовом замедлителе может быть достигнута нейтронная интенсивность, в несколько десятков раз превышающая достижимую в свинцовом замедлителе. Действительно, в неограниченном замедлителе плотность нейтронов вблизи точечного источника пропорциональна $\tau^{3/2} \sim M^{-3/2}$, где τ — возраст нейтронов.

Помимо соображений интенсивности, ограничение на минимальный приемлемый размер замедлителя накладывает необходимость защиты от отраженных нейтронов (см. предыдущий пункт).

4) **Способы измерения нейтронных сечений.** При измерениях внутри замедлителя наблюдаемое пропускание образца определяется сечением поглощения и очень слабо зависит от сечения рассеяния. Действительно, если средняя длина пути нейтрона через образец мала по сравнению с пробегом поглощения в нем, угловое распределение нейтронов в образце является изотропным* и не изменяется в результате рассеяния; на скорости счета детектора рассеяние в образце будет сказываться только из-за замедления нейтронов при рассеянии. Если можно пренебречь многократным рассеянием в образце и если эффективность детектора пропорциональна $1/v$, замедление, как нетрудно видеть, приводит к кажущемуся уменьшению сечения захвата на величину σ_s/M , где M — массовое число образца.

Ввиду сказанного метод времени замедления может быть использован для измерений сечений поглощения и не пригоден для измерений полных сечений или сечений рассеяния.

* Размеры замедлителя предполагаются очень большими по сравнению с пробегом рассеяния в нем.

Измерение сечений поглощения в методе времени замедления возможно не только по пропусканию, но и путем регистрации заряженных продуктов реакции или захватных γ -лучей. Преимущества последнего способа по сравнению со способом пропускания состоят в следующем.

1) Эффективность регистрации поглощенного нейтрона не зависит от его энергии и в области $E = 10$ эв и выше существенно больше, чем при работе с борными счетчиками.

2) Рассеяние в образце сказывается на измерениях еще слабее, чем в методе пропускания: рассеяние не изменяет среднего пути нейтрона через образец и лишь незначительно изменяет эффективную энергию нейтрона (на относительную величину $\bar{l}\Sigma_s/M$, где \bar{l} — средний путь нейтрона, Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния образца; предполагается $\bar{l}\Sigma_s < 1$).

3) При измерении способом пропускания искомое сечение определяется как малая разность двух больших величин J_0 и J : $\sigma \sim \frac{J_0 - J}{J_0}$.

Измерение малых сечений предъявляет поэтому очень высокие требования к стабильности работы регистрирующих установок. При регистрации продуктов реакции измеряется непосредственно величина, пропорциональная σ , ввиду чего при равной точности результата требования к стабильности установки гораздо ниже.

Другие, менее универсальные возможности исследования поглощения нейтронов, представляемые методом времени замедления, состоят в измерении влияния образцов, вводимых в замедлитель, на нейтронную интенсивность и в непосредственном измерении затухания плотности нейтронов со временем замедления в достаточно большой массе вещества.

Измерение сечений методом регистрации продуктов реакции сводится к определению в одной и той же точке замедлителя зависимости от времени замедления числа реакций, возбуждаемых в исследуемом образце $J_1(t)$ и в эталонном образце (бор, литий) $J_B(s)$, для которого справедлив закон $1/v$, т. е. $\sigma E^{1/2} = \text{const}$. Для тонких образцов

$$\frac{J_1(t)}{J_B(t)} = \text{const} \int N(E, t) v \sigma_1(E) dE = k \langle \sigma_1 E^{1/2} \rangle, \quad (4.4)$$

где скобки означают усреднение по спектру нейтронов $N(E, t)$ в замедлителе в момент времени замедления t ; k — константа (ср. (2.18)).

Для сечений, плавно изменяющихся с энергией,

$$\frac{J_1(t)}{J_B(t)} = k (\sigma_1 E^{1/2})_{\bar{E}}, \quad (4.5)$$

где \bar{E} — средняя энергия нейтронов, соответствующая времени замедления t .

Оценим погрешность соотношения (4.5). Разлагая $\sigma_1 E^{1/2}$ в ряд по $E - \bar{E}$, получаем

$$\langle \sigma_1 E^{1/2} \rangle = (\sigma_1 E^{1/2})_{\bar{E}} + \frac{\bar{E}^2}{2} \frac{d^2 (\sigma_1 E^{1/2})}{dE^2} \Big|_{\bar{E}} \cdot \frac{\Delta E^2}{\bar{E}^2} + \dots \quad (4.6)$$

Выражение (4.5) справедливо, если в (4.6) можно ограничиться одним первым членом. Второй член (4.6) дает поправку к (4.5).

Для свинцового замедлителя с источником $D - T$ -нейтронов, используя (2.20) со значениями $a^2 = 1,5$ мксек² и $b^2 = 0,029$, имеем

$$\frac{\Delta E^2}{E^2} \simeq (2 + 0,5 \bar{E}_{\text{св}}) \cdot 10^{-2}.$$

Подставляя в (4.6), находим, что относительная величина второго члена этого разложения составляет $-(2,5 + 0,65 E_{\text{кэв}}) \cdot 10^{-3}$, если $\sigma_1 = \text{const}$, и вдвое больше по абсолютной величине и противоположна по знаку, если $\sigma_1 \sim 1/E$. При $E = 50$ кэв и $\sigma_1 \sim 1/E$ поправка составляет 10%. Таким образом, измерение сечений, плавно зависящих от энергии, возможно в принципе до энергии порядка 100 кэв.

5) **Фон γ -лучей.** Основным источником γ -фона в методе времени замедления являются γ -лучи от захвата нейтронов в замедлителе. В случае образца в виде тонкостенного цилиндра, окружающего γ -счетчик, эффективность которого пропорциональна энергии γ -кванта, отношение скорости счета эффекта к фоновой скорости счета, как можно показать, равно

$$\frac{J_\gamma}{J_\Phi} = k \frac{\Sigma_c B}{\Sigma_{c1} B_1} 2\bar{\mu}d > k \frac{\Sigma_c B}{\Sigma_{c1} B_1} 2\mu_{\min}d, \quad (4.7)$$

где $\Sigma_c, B; \Sigma_{c1}, B_1$ — макроскопическое сечение захвата и энергия связи нейтрона соответственно для образца и замедлителя; $\bar{\mu}$ — эффективный линейный коэффициент поглощения захватных γ -лучей в замедлителе; μ_{\min} — минимальное значение коэффициента поглощения γ -лучей в замедлителе; d — толщина образца; k — численный коэффициент; если эффективность γ -счетчика не зависит от угла падения γ -кванта, то $k = 1$, когда диаметр образца равен диаметру счетчика, и $k = 0,64$, когда диаметр счетчика много меньше диаметра образца.

Экспериментальные данные для свинцового замедлителя для области энергий нейтронов около 0,5 эв удовлетворяют соотношению (4.7) со значением $k \simeq 0,3$. Меньшая величина k может быть обусловлена добавочным фоном за счет поглощения нейтронов в материалах γ -детектора и наличием в свинце примесей с низко расположенными резонансами. Влияние примесей отчетливо проявляется при $E > 1$ эв. В области $E > 1$ кэв проявляются резонансные уровни изотопов свинца, ввиду чего сечение поглощения, усредненное по спектру замедляющихся в свинце нейтронов, оказывается на порядок большим экстраполированного из тепловой области по закону $1/v$.

Фон захватных γ -лучей накладывает ограничения при измерении усредненных сечений поглощения. Поскольку влияние образца на величину γ -фона мало*, можно принять в качестве предельного значения $J_\gamma/J_\Phi = 0,1$. Полагая $d = 1$ г/см², $k = 0,3$, $B = B_1$, $\mu_{\min} = 0,45$ см⁻¹ для свинца и $\mu_{\min} = 0,05$ см⁻¹ для графита, получаем следующие оценки для предельно измеримого сечения поглощения:

$$\sigma_c > C \left(\frac{A}{100} \right) E^{-1/2}, \quad (4.8)$$

где A — массовое число образца; для свинца $C = 100$ мбарн·эв^{1/2} при $E <$

* Для легких и средних элементов и γ -детектора с эффективностью $\varepsilon \sim E_\gamma$ поглощение γ -лучей фона определяется приблизительно половиной сечения комптоновского рассеяния. При этом основной вклад в скорость счета вносят жесткие γ -кванты, так как $\varepsilon \sim E'_\gamma$ и эффективная толщина слоя замедлителя, из которого выходят γ -кванты, $\sim 1/\mu$. При $E_\gamma = 3$ Мэв и $d = 1$ г/см² коэффициент поглощения фона в образце составляет примерно 3%.

За исключением наиболее легких элементов, влияние замедления нейтронов в образце на плотность нейтронов пренебрежимо мало; оно может быть оценено путем измерений с борным детектором.

< 1 кэв и $C = 500$ мбарн·эв^{1/2}, при $E > 1$ кэв; для графита $C = 30$ мбарн·эв^{1/2}.

Оценки исходят из справедливости закона $1/v$ для графита; для свинца принято $\sigma_c E^{1/2} = 2$ ($\sigma_c E^{1/2}$)_{тепл.} при $E < 1$ кэв и $\sigma_c E^{1/2} = 10$ ($\sigma_c E^{1/2}$)_{тепл.} при $E > 1$ кэв.

Возможный путь уменьшения γ -фона состоит в экранировке γ -счетчика от массы замедлителя веществом, слабо поглощающим нейтроны, но сильно поглощающим γ -лучи. Подходящим для этой цели является, вероятно, дважды магический изотоп свинца Pb²⁰⁸.

6) **Рабочее вещество.** Рабочее вещество для спектрометра необходимо выбирать, исходя из требований возможно лучшего разрешения при минимальном γ -фоне и максимальной интенсивности. Оно должно быть, следовательно, тяжелым, обладать малым сечением захвата нейтронов и быть доступным в кубометровых количествах. По-видимому, наилучшим образом совокупности этих требований удовлетворяет свинец, который и использовался в настоящей работе. Для применений, совместимых с совсем низким энергетическим разрешением, например для измерения резонансных интегралов поглощения, перспективно использование графита, обеспечивающего по сравнению со свинцом на порядок большую нейтронную интенсивность и на порядок меньший γ -фон.

V. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ К ИЗМЕРЕНИЯМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ (n, γ)

Введение

В настоящее время для измерения сечений захвата нейтронов промежуточной энергии (1—100 кэв) используются три метода:

- 1) метод пропускания в сферической геометрии [69, 70];
- 2) метод активации [43, 45];
- 3) метод регистрации γ -лучей захвата [44, 45а].

Каждому из этих методов свойственны определенные ограничения. Измерения по методу пропускания производятся с фотонейтронными источниками, т. е. дают сечения только для нескольких фиксированных значений энергии нейтронов (24; 220 кэв и т. д.). В двух других методах нейтроны получают с помощью пороговых реакций Li⁷ (p, n) или H³ (p, n). Так как выход нейтронов падает с уменьшением их энергии, измерения в области энергий ниже нескольких кэв оказываются трудными и ненадежными*. Метод активации пригоден для ограниченного числа изотопов, в которых при захвате нейтрона возбуждается активность с не слишком большим периодом полураспада.

С каждым из трех методов связаны значительные технические трудности, обусловленные, в частности, малостью сечения захвата по сравнению с сечением рассеяния нейтрона. Эти трудности были в той или иной степени прео-

* В краткой заметке [46] сообщается об измерениях сечений захвата промежуточных нейтронов по захватным γ -лучам на спектрометре по времени пролета, использующем нейтронный пучок от реактора и механический селектор. Ранее этот метод был ограничен областью энергий $E < 1$ кэв, где резонансы хорошо разделяются, ввиду чего не возникает больших трудностей в отделении эффекта от γ -фона (в частности, от фона, связанного с захватом в материалах детектора и арматуре нейтронов, рассеянных образцом).

должны только в последние годы, после чего началось накопление экспериментальных данных. Однако и на сегодняшний день данных о сечениях захвата еще мало, а точность их недостаточна. Нередко данные различных авторов отличаются на десятки процентов; значения силовой функции для p -нейтронов, приводимые группами Гиббонса [44] и Ньюсона [43] для одного и того же элемента, отличаются иногда в несколько раз.

Все это указывает, что работа в области измерений сечений захвата должна продолжаться. В этом отношении определенные возможности представляет метод времени замедления. Преимуществами этого метода являются: охват широкой области энергий — от тепловых энергий до примерно 50 *кэв*; возможность измерения малых сечений захвата; надежная калибровка абсолютной величины сечения. По энергетическому разрешению метод времени замедления в настоящее время уступает другим методам. Характеристики отдельных резонансов могут получаться с его помощью только для некоторых ядер с малой плотностью уровней, таких, например, как Cl, Fe и др. Основной же областью применения является измерение сечений захвата, усредненных по большому числу резонансов, в интервале энергий 1—50 *кэв*. Большая ширина энергетической полосы усреднения приводит к сглаживанию флуктуаций сечения. Изучение флуктуаций сечений представляет, конечно, значительный интерес (см., например, [71]). Однако в настоящее время ни один из рассмотренных выше методов измерений не позволяет еще подойти к этой задаче. С другой стороны, для извлечения усредненных характеристик резонансов и сравнения с теорией полупрозрачного ядра нужны как раз сечения, усредненные по флуктуациям; они удовлетворительны также и для реакторных расчетов.

Усредненные сечения изменяются с энергией плавно, не быстрее, чем по закону $1/E$. В этих условиях, как показано в главе IV, ошибка, связанная с ограниченным разрешением метода времени замедления в свинце, оказывается в области $E < 50$ *кэв* достаточно малой.

Ниже описывается методика измерений сечений захвата по методу времени замедления и приводятся примеры полученных результатов.

§ 1. Методика измерений

Для измерения энергетической зависимости эффективного сечения захвата внутрь свинцового куба помещаются детектор γ -лучей и исследуемый образец (рис. 45 и 73). Находится интенсивность γ -лучей от захвата нейтронов в образце в функции времени замедления $J_{\gamma}(t)$. $J_{\gamma}(t)$ получается вычитанием из измерений с образцом фона, измеряемого без образца; вводится также небольшая поправка, учитывающая влияние нейтронов от предыдущих вспышек и активацию образца. В той же точке куба проводятся измерения с пропорциональным счетчиком с тонким слоем Li^6F или В. В области энергий $E < 25$ *кэв* эффективные сечения реакций (n, α) в Li^6 и V^{10} отклоняются от закона $1/v$ не более чем на 5% (гл. VI). С такой точностью скорость счета литиевого или борного детектора пропорциональна плотности нейтронов в точке измерения.

Согласно (4.5), для сечений, плавно зависящих от энергии,

$$\frac{J_{\gamma}(t)}{J_{\text{В}}(t)} = J(t) = k\sigma_{\gamma}(E) E^{1/2} \Big|_{E=\bar{E}(t)}, \quad (5.1)$$

где $\bar{E}(t)$ определяется выражением (2.19).

Если энергетическая зависимость сечения не является плавной (резонансы), то усредненное сечение (5.1) не представляет интереса. В этом случае из измерений $J_\gamma(t)$ для тонкого образца может быть непосредственно

определен резонансный интеграл поглощения $R_\gamma = \int_{\bar{E}_2}^{\bar{E}_1} \sigma_\gamma(E) \frac{dE}{E}$:

$$\int_{t_1}^{t_2} J(t) dt = \frac{k}{\xi \Sigma_s} R_\gamma, \quad (5.2)$$

где k — та же градуировочная константа, что в (5.1); $\xi \Sigma_s$ — замедляющая способность свинца; \bar{E}_1, \bar{E}_2 — средняя энергия нейтрона, соответствующая времени замедления t_1, t_2 .

Соотношение (5.2) легко получить для изолированного узкого ($\Gamma \ll E_0$) резонанса, когда интегрирование в (5.2) можно распространить в пределах от 0 до ∞ . В этом случае (5.2) получается интегрированием выражения (4.4) по времени с использованием соотношения (II 1.40а), полученного в Приложении 1. В случае нескольких резонансов (5.2) является приближением, пригодным, когда $\bar{E}_2 \gg kT$ и $t_2 - t_1 \gg \tau$, где τ — полуширина линии поглощения (гл. II).

Для толстого образца взамен (5.2) имеем

$$\int_{t_1}^{t_2} J(t) dt = \frac{k}{\xi \Sigma_s n \bar{l}} \sum_i \frac{\overline{A_{i \text{ рез}}(l)}}{E_{0i}}, \quad (5.3)$$

где

$$A_{i \text{ рез}} = \int_0^\infty (1 - e^{-nl\sigma_i(E)}) \frac{\Gamma_{\gamma i}}{\Gamma} dE, \quad \overline{A_{\text{рез}}(l)} = \int_0^\infty A_{\text{рез}}(l) \varphi(l) dl;$$

n — число ядер в единице объема образца; l — длина пути нейтронов через образец; $\varphi(l) dl$ — вероятность того, что длина пути нейтрона через образец лежит в пределах $l, l + dl$; \bar{l} — средний путь нейтрона через образец; Γ_γ, Γ — радиационная и полная ширины уровня; $\sigma_i(E)$ — полное сечение взаимодействия нейтрона энергии E с ядрами образца, обусловленное i -м резонансным уровнем.

Суммирование в (5.3) ведется по всем резонансам, расположенным в интервале энергий $\bar{E}_2(t_2) \div \bar{E}_1(t_1)$. Предполагается, что можно пренебречь влиянием поглощения в образце на поток нейтронов в месте расположения образца (см. Приложение 3), потенциальным рассеянием и поглощением нейтронов, испытавших резонансное рассеяние. Поправка на последний эффект дана в работах [72, 73].

Графики, связывающие $A(l)$ и $\sigma_0 \Gamma$, приведены в работах [74, 75]. Замена $A(l)$ на $A(\bar{l})$ приводит к ошибке, не превышающей нескольких процентов.

Применяя соотношение (5.1) к области энергий, в котором сечение известно (например, тепловые энергии), или применяя (5.3) к резонансу с известными параметрами, можно определить градуировочный множитель k . После этого (5.1)—(5.3) могут быть использованы для нахождения сечений захвата и резонансных интегралов.

Описанная процедура предполагает, что эффективность регистрации захватных γ -лучей не зависит от энергии захватываемых нейтронов. При исполь-

зовании детектора с эффективностью, пропорциональной энергии γ -кванта, вероятность регистрации акта поглощения медленного нейтрона пропорциональна энергии связи нейтрона. В этом случае постоянство эффективности будет заведомо выполнено для моноизотопного вещества или для смеси изотопов, мало отличающихся по энергии связи.

В качестве детектора, удовлетворяющего этому требованию, применялся толстостенный пропорциональный счетчик. Специальными опытами было показано, что эффективности пропорционального и гейгеровского счетчиков практически одинаковым образом зависят от энергии γ -кванта. С другой стороны, известно, что эффективность гейгеровского счетчика с достаточно толстыми стенками пропорциональна энергии γ -кванта [76, 77].

Для контроля в измерениях использовались также и сцинтилляционные счетчики с кристаллом CaF_2 . Как правило, пропорциональный и сцинтилляционный счетчики давали совпадающие результаты.

Основными источниками систематической погрешности являются: ошибка калибровки, определяемая точностью знания параметров низко расположенных резонансов или теплового сечения; ошибка разделения эффекта и фона; в области энергий выше 10 кэв ошибка за счет конечного разрешения, обсужденная в главе II, и ошибка за счет неточности соотношения (2.19) для $\bar{E}(t)$; для многоизотопных веществ — ошибка за счет различной эффективности регистрации захвата в различных изотопах.

Суммарная ошибка составляет, как можно оценить, примерно 10% при $E < 10 \text{ кэв}$ и около 15% при $E > 10 \text{ кэв}$.

§ 2. Результаты и обсуждение

Результаты измерений сечений захвата для 21 ядра изложены и подробно обсуждены в работе Ю. П. Попова [105]. Для примера на рис. 92, 106, 130, 131 приведены графики сечений захвата хлора, железа, родия и индия.

Почти в каждом из исследованных легких или околомагических ядер были обнаружены неизвестные ранее резонансы, не проявившиеся в опубликованных измерениях полных сечений [59]. К их числу относится резонанс 1180 эв железа [38] (рис. 92), зарегистрированный недавно и другими авторами [106]. Анализ характеристик резонансов с положительной энергией показывает, что большинство из них обладает очень малой нейтронной шириной, соответствующей захвату p -нейтронов.

Эти результаты демонстрируют преимущество измерений сечений захвата для обнаружения слабых и отрицательных резонансов, обусловленное отсутствием фона потенциального рассеяния. Одновременно они показывают большую чувствительность измерений по методу времени замедления в свинце. Эта чувствительность проявляется также в легкости наблюдения примесей, обладающих резонансами в области энергий ниже 1 кэв , где γ -фон спектрометра мал. Так, на рис. 92 видны пики, обусловленные примесями к железу 0,05% марганца (360 эв), 0,008% Со (130 эв) и 0,03% Мо (50 эв). Простота спектрометра по времени замедления в свинце может сделать рациональным его применение в технике для анализа на примеси.

В средних и тяжелых ядрах (см., например, рис. 130) отдельные резонансы или группы резонансов проявляются только для энергий, меньших 1 кэв . Блокировка резонансов приводит к зависимости измеренного сечения от толщины образца. Измерения производились с образцами разных толщин, что позволяет вносить поправку на блокировку. Как правило, для энергий

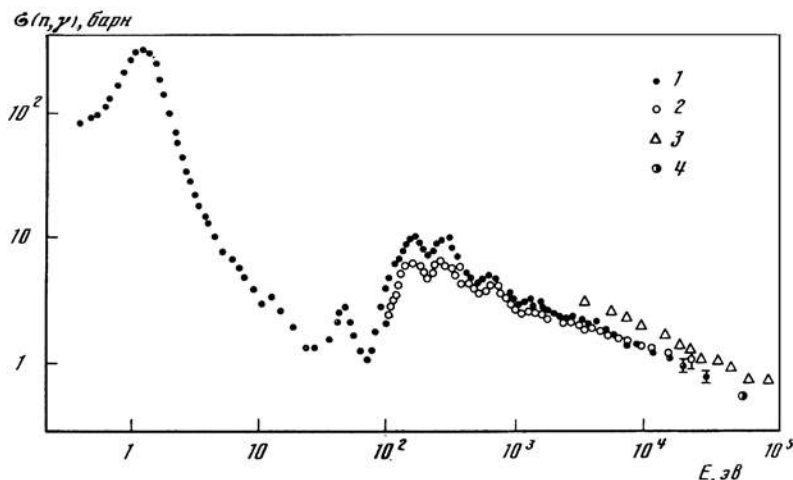


Рис. 130. Сечение реакции (n, γ) для родия

1 — $n\bar{l} = 2,2 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 2 — $nl = 4,7 \cdot 10^{21}$ ядер/см²; 3 — данные [43]; 4 — данные [44]

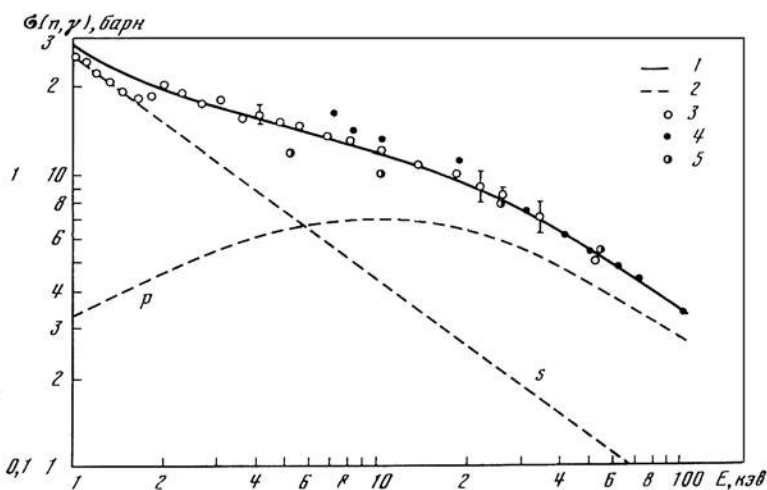


Рис. 131. Сечение реакции (n, γ) для индия

1 — сечения захвата s и p -нейтронов, рассчитанные по усредненным параметрам резонансов $S_0 = 0,3 \cdot 10^{-4}$; $\Gamma_\gamma/D = 6,8 \cdot 10^{-3}$; $S_1 = (5,6 \pm 1,1 / -0,6) \cdot 10^{-4}$; 2 — рассчитанное суммарное сечение захвата; 3 — данные настоящей работы ($n\bar{l} = 5 \cdot 10^{21}$ ядер/см²); 4 — данные [44]; 5 — данные [43]

$E > 1$ кэв для наиболее тонкого из использованных образцов блокировка уже не существенна, и графики дают истинное усредненное по резонансам сечение.

На графиках приведены также имеющиеся данные других авторов; эти данные относятся почти исключительно к области энергий $E > 5$ кэв. Согласие в общем является удовлетворительным. В некоторых случаях, однако, наблюдаются расхождения, выходящие за пределы наших ошибок измерения (10—15%), как, например, для Rh.

Представляет интерес теоретическое описание абсолютной величины и энергетической зависимости сечений захвата как суммы вкладов захвата нейтронов с различными значениями орбитального момента. Усредненные характеристики s - и p -резонансов (силовые функции, средние значения Γ_γ/D и др.) должны быть сравнены с данными, полученными из спектрометрии полных сечений, и с теоретическими значениями, предсказываемыми моделью полупрозрачного ядра [78].

Полученные нами данные для Ag и Au были сравнены с рассчитанными по оптической модели П. Э. Немировским, констатировавшим удовлетворительное согласие с теорией [79]. Разложение сечений на сумму вкладов s - и p -нейтронов было проведено Ю. П. Поповым и Ю. И. Фениным [42, 105]. Результаты иллюстрируются на примере индия на рис. 131; все полученные данные о силовых функциях для p -нейтронов S_1 приведены в работе [105].

Аналогичный анализ для некоторого числа ядер в районе массовых чисел 90—110 недавно опубликован Ньюсоном и др. [43]; авторы делают вывод о спин-орбитальном расщеплении резонанса для силовой функции p -нейтронов, который должен находиться в этой области массовых чисел. Однако сравнение данных Ньюсона [43], Гиббонса [44] и данных группы ФИАН [42, 105], приведенное в [105], показывает, что в настоящее время разброс результатов настолько велик, что трудно сделать определенное суждение о расщеплении. Можно лишь утверждать, что предсказание модели полупрозрачного ядра о резонансе для силовой функции p -нейтронов в районе $A = 90$ качественно подтверждается.

VI. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ (n, p) И (n, α) НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Введение

Прецизионные измерения энергетического хода сечений реакций $\text{He}^3(n, p)$, $\text{Li}^6(n, \alpha)$, $\text{B}^{10}(n, \alpha)$, $\text{N}^{14}(n, p)$ в области энергий 1—100 кэв представили бы значительный интерес для развития техники измерения нейтронных потоков, а также для теоретического анализа. К сожалению, в настоящее время точность измерения сечений реакций в этом интервале энергий не превышает 15%. С существенно лучшей точностью могут определяться отношения сечений.

В связи с этим были предприняты измерения энергетической зависимости отношений сечений названных выше реакций в надежде, что высокая точность относительных измерений позволит сделать некоторые выводы и об отдельных реакциях, в частности, позволит обнаружить отклонения от закона $1/v$.

Имелось также в виду, что в будущем, когда сечение одной из реакций станет известно с хорошей точностью, относительные данные будут полезны для получения сечений остальных реакций.

Интерпретация экспериментов потребовала более подробного рассмотрения теории сечений нейтронных реакций в пределе малых энергий. Этому вопросу посвящен § 1 данной главы: в § 2 и 3 излагаются и обсуждаются результаты измерений.

§ 1. Теория

Из весьма общих предположений следует, что при малой энергии нейтрона сечение реакции пропорционально $E^{-1/2}$ (см., например, [80, 81]):

$$\sigma_r = (\sigma_r E^{1/2})_0 E^{-1/2} \quad (6.1)$$

(здесь и в дальнейшем индекс «0» отмечает значение величины при энергии нейтрона $E = 0$).

По существу, (6.1) есть первый член ряда

$$\sigma_r = (\sigma_r E^{1/2})_0 (E^{-1/2} - \alpha + \epsilon E^{1/2} + \dots). \quad (6.2)$$

Можно показать [37], что предположения, приводящие к закону $1/v$, позволяют также найти величину α в (6.2), определяющую постоянную слагающую сечения реакции $\Delta\sigma = -\alpha (\sigma_r E^{1/2})_0$.

Воспользуемся представлением сечения реакции через значение логарифмической производной волновой функции падающей частицы на границе ядра [81]. Для s -нейтрона и ядра — мишени со спином нуль

$$k\sigma_r = \frac{-4\pi R \operatorname{Im} f}{(\operatorname{Re} f)^2 + (\operatorname{Im} f - kR)^2}, \quad (6.3)$$

где f — логарифмическая производная; k — волновое число нейтрона в системе центра инерции; R — радиус ядра.

В разложении f по k должны присутствовать только четные степени k ,

$$f = \operatorname{Re} f_0 (1 + \alpha k^2 + \dots) + i \operatorname{Im} f_0 (1 + b k^2 + \dots). \quad (6.4)$$

Качественно это следует из того, что f определяется состоянием нейтрона в ядре (при $r \leq R$), которое приближенно можно описать волновым числом $K = (K_0^2 + k^2)^{1/2}$, где $K_0^2 \gg k^2$. K разлагается в ряд по степеням k^2 , и это относится также к любой функции K , в частности, к f .

Подставляя (6.4) в (6.3) и учитывая, что

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \left(\frac{A}{A+1} \right)^2, \quad (6.5)$$

где E — энергия нейтрона в лабораторной системе координат; m — масса нейтрона; A — массовое число ядра — мишени, получаем

$$\frac{(\sigma_r E^{1/2})_0}{\sigma_r E^{1/2}} = 1 + \alpha E^{1/2} + \beta E + \gamma E^2 + \dots, \quad (6.6)$$

где

$$\alpha = \alpha_0 = \frac{m}{\pi \hbar^2} \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 (\sigma_r E^{1/2})_0. \quad (6.7)$$

Выражения (6.6) и (6.7) можно получить также с помощью формализма R -матрицы Вигнера и Айзенбуда [82, 83].

Элементы R -матрицы выражаются в виде

$$R_{\alpha\beta} = \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{\gamma_{\lambda\alpha} \gamma_{\lambda\beta}}{E_{\lambda} - E}, \quad (6.8)$$

где величины γ и E_{λ} не зависят от энергии нейтрона. Если все резонансные энергии $E_{\lambda} \neq 0$, то (6.8) можно разложить в ряд по степеням E вокруг точки $E = 0$. Для случая, когда число каналов равно двум, сечение реакции

явным образом выражается через элементы R -матрицы. Используя разложение R -матрицы в ряд по энергии нейтрона, приходим к (6.6) и (6.7) *.

Выражения (6.6) и (6.2) эквивалентны. Для ядра — мишени со спином $i \neq 0$ разложения (6.2) и (6.6) сохраняются, но параметр α связан с α_0 выражением (6.7) соотношением

$$\alpha = \alpha_0 \left[\frac{x_-^2}{g_-} + \frac{(1-x_-)^2}{(1-g_-)} \right], \quad (6.9)$$

где $g_- = i/(2i+1)$ — статистический вес канала реакции со спином $J = i - 1/2$; x_- — относительный вклад этого канала в тепловое сечение реакции. Величина α проходит через минимум $\alpha_{\min} = \alpha_0$ при $x_- = g_-$.

В отличие от α коэффициенты β , γ и т. д. в (6.6) могут быть найдены только при определенных предположениях о механизме реакции (об уровнях составного ядра). В эти коэффициенты будет вносить вклад также захват нейтронов с орбитальным моментом $l \geq 1$.

Член $\alpha E^{1/2}$ в (6.6) может быть обнаружен в эксперименте, если $\alpha E^{1/2} > \beta E$ и $\alpha E^{1/2} > p$, где p — величина порядка, по крайней мере, 10^{-2} . Используя формулу Брейта — Вигнера для изолированного уровня, нетрудно получить следующее условие проявления члена $\alpha E^{1/2}$:

$$\frac{\Gamma_n \Gamma_r}{E_0^2} > 2(2p)^{1/2} \simeq 0,3, \quad (6.10)$$

где E_0 — резонансная энергия; Γ_r — ширина для реакции; Γ_n — нейтронная ширина для энергии нейтрона $E = |E_0|$. Отсюда следует, что член $\alpha E^{1/2}$ может играть заметную роль только в случае реакций (n, α) , (n, p) на легких ядрах, для которых ширины уровней сравнимы с резонансной энергией.

В табл. 3 приведены значения α для некоторых ядер, рассчитанные с помощью выражения (6.9). При вычислении использованы известные данные о сечениях реакций для тепловых нейтронов [59].

Таблица 3

Ядро	$\alpha_0 \cdot 10^2 \text{ кэв}^{-1/2}$	$\alpha \cdot 10^2 = \alpha_0 g \cdot 10^2 \text{ кэв}^{-1/2}$		Ядро	$\alpha_0 \cdot 10^2 \text{ кэв}^{-1/2}$	$\alpha \cdot 10^2 = \alpha_0 g \cdot 10^2 \text{ кэв}^{-1/2}$	
		$J = i - 1/2$	$J = i + 1/2$			$J = i - 1/2$	$J = i + 1/2$
He ³	1,16	4,65	1,55	B ¹⁰	1,27	2,96	2,22
Li ⁶	0,27	0,80	0,40	N ¹⁴	0,0007	0,002	0,001
Be ⁷	15,00	40,00	24,00				

Поскольку величина α зависит от соотношения вкладов двух возможных спиновых каналов в тепловое сечение реакции, измерение α дает способ определения этих вкладов. При этом ответ будет однозначным, если

$$\frac{\alpha_0}{\alpha} < 1 - g_- \left(x_- > \frac{2i}{2i+1} \right), \text{ и двузначным, если } \frac{\alpha_0}{\alpha} > 1 - g_- \left(x_- < \frac{2i}{2i+1} \right).$$

* Получение формул (6.6), (6.7) через логарифмическую производную (или R -матрицу) имеет то преимущество, что из простых соображений ясно, как соответствующие величины разлагаются в ряд по k . Более общее рассмотрение этого вопроса дано Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем [80].

§ 2. Измерения и результаты

С помощью нейтронного спектрометра по времени замедления в свинце были выполнены измерения энергетической зависимости отношений сечений реакций $\text{He}^3(n, p)$, $\text{B}^{10}(n, \alpha)$ и $\text{N}^{14}(n, p)$ к сечению реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)$. Используемая установка описана в главе I.

Регистрация реакций производилась следующими детекторами: $\text{He}^3(n, p)$ — пропорциональными счетчиками, заполненными смесью $\text{He}^3 + \text{A} +$ метилал или CO_2 ; $\text{B}^{10}(n, \alpha)$ и $\text{Li}^6(n, \alpha)$ — пропорциональными счетчиками и ионизационными камерами с тонкими слоями бора и Li^7F ; $\text{N}^{14}(n, p)$ — пропорциональными счетчиками, заполненными азотом. Два детектора, например борный и литиевый, поочередно помещались в одну и ту же точку свинцовой призмы, и с помощью временного анализатора снималась зависимость скорости счета детектора от времени запаздывания по отношению к нейтронной вспышке.

Согласно (4.5), отношение скоростей счета двух детекторов дает искомое отношение сечений двух реакций (при этом при $E < 25$ кэв рассматриваемая в главе IV поправка на конечное разрешение спектрометра оказывается малой по сравнению с ошибками измерения). Более подробно методика измерений описана в работах [35, 36]. Результаты измерений представлены на рис. 100 ($\text{Li}^6/\text{B}^{10}$) и на рис. 71, 72 (Li^6/He^3).

Данные об отношении сечений $\text{N}^{14}(n, p)$ и $\text{Li}^6(n, \alpha)$ получены и проанализированы А. А. Бергманом [36].

§ 3. Обсуждение результатов

а) **Постоянная отрицательная слагающая сечения реакции и спин канала.** Энергетическая зависимость отношения сечений двух реакций при малых энергиях дается выражением, следующим из (6.6):

$$\frac{\sigma_2(E)}{\sigma_1(E)} = \text{const} \{1 + (\alpha_1 - \alpha_2) E^{1/2} + [\beta_1 - \beta_2 - \alpha_2(\alpha_1 - \alpha_2)] E + \dots\}. \quad (6.11)$$

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 100 и 71, хорошо описываются этим выражением, причем член, пропорциональный $E^{1/2}$, играет основную роль. Анализ методом наименьших квадратов дает следующие значения коэффициентов [35]:

$$\alpha_{\text{B}} - \alpha_{\text{Li}} = (1,43 \pm 0,2) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2},$$

$$\alpha_{\text{He}} - \alpha_{\text{Li}} = (3,54 \pm 0,5) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}.$$

Поскольку $0,27 \leq \alpha_{\text{Li}} \cdot 10^2 \leq 0,8$ (табл. 3) или $\alpha_{\text{Li}} = (0,53 \pm 0,27) \cdot 10^{-2}$, отсюда следует:

$$\alpha_{\text{He}^3} = (4,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2},$$

$$\alpha_{\text{B}^{10}} = (2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}.$$

Из измерений сечений реакции $\text{Li}^7(p, n)$ [84] может быть извлечена энергетическая зависимость сечения обратной реакции $\text{Be}^7(n, p)$. Анализ данных [84], проведенный в [35], указывает на особенно большую роль члена $\alpha E^{1/2}$ в ходе сечения реакции $\text{Be}^7(n, p)$; для α_{Be^7} получается значение

$$\alpha_{\text{Be}^7} = 0,24 \pm 0,01 \text{ кэв}^{-1/2}.$$

Экспериментальные значения коэффициентов α для He^3 , B^{10} и Be^7 удовлетворяют теоретическим пределам, указанным в табл. 3. Таким образом,

эксперимент подтверждает существование отрицательной постоянной слагающей сечения реакции $\Delta\sigma = -\alpha(\sigma_r E^{1/2})_0$, рассмотренной в § 1. По абсолютной величине эта слагающая равна 0,4; 1,1 и 61 *барн* соответственно для V^{10} , He^3 и Be^7 .

Подставляя значения α в (6.9), можно определить вклады двух возможных спиновых каналов реакции в тепловое сечение.

Для $He^3(n, p)$, полагая, что α_{He^3} находится в пределах $(3,5 \div 4,65) \cdot 10^{-2} \text{ кэв}^{-1/2}$, получаем $x_- = 0,94 \pm 0,06$. Таким образом, подавляющий вклад в тепловое сечение реакции $He^3(n, p)$ вносит канал со спином и четностью $J = 0^+$.

Хотя этот вывод следует из анализа энергетического хода отношения сечений реакций $Li^6(n, \alpha)$ и $He^3(n, p)$, он не основан на каких-либо предположениях об энергетической зависимости сечения реакции $Li^6(n, \alpha)$. Используются лишь несомненные теоретические оценки величины α_{Li} , которая мала ввиду сравнительно небольшого теплового сечения Li^6 . В работе Бейма и Кабита [85] содержится указание на значительное отклонение сечения реакции $Li^6(n, \alpha)$ от закона $1/v$ при $E \leq 25 \text{ кэв}$. Из сказанного выше ясно, что этот результат, даже если он справедлив (что сомнительно), не затрагивает вывода о том, что реакция $He^3(n, p)$ при $E < 25 \text{ кэв}$ идет в основном по каналу 0^+ .

Вопрос о спине канала реакций $V^{10}(n, \alpha)$ и $Be^7(n, p)$ обсуждается в [35], где показано, что экспериментальные данные о величинах α подтверждают для этих реакций спины канала соответственно $7/2^+$ и 2^- .

б) Предположение о виртуальном уровне $0^+ He^4$. Как видно из рис. 72, абсолютная величина и энергетическая зависимость сечения реакции $He^3(n, p)$ в области энергий нейтронов до 100 *кэв* хорошо описываются формулой Брейта—Вигнера для изолированного широкого резонансного уровня со спином и четностью 0^+ , расположенного вблизи энергии связи нейтрона в He^4 , т. е. вблизи порога реакции $H^3(p, n)$ (подробнее см. [34]). Это обстоятельство можно рассматривать как указание на существование виртуального состояния $0^+ He^4$ с энергией возбуждения в окрестности 20,5 *Мэв*, которое может, в частности, относиться к числу околороговых состояний, рассмотренных А. И. Базем [86]. С другой стороны, теория околороговых эффектов А. И. Базя допускает и другую возможность: Брейт—Вигнеровский ход сечения реакции без наличия резонансного уровня в обычном смысле этого слова, т. е. без прохождения соответствующей фазы рассеяния (в данном случае рассеяния $p - H^3$) через $\pi/2$.

Рассеяние $p - H^3$ подробно изучено только выше порога реакции $H^3(p, n)$. Франк и Гаммель [87] провели фазовый анализ рассеяния для интервала энергий протонов от порога ($\sim 1 \text{ Мэв}$) до 3,5 *Мэв* и нашли, что синглетная s -фаза, в отличие от триплетной, является резонансной. Для формальной резонансной энергии протонов и приведенной протонной ширины уровня авторы получили значения $E_\lambda = 0,84 \text{ Мэв}$ и $\gamma_{p\lambda}^2 = 2,35 \text{ Мэв}$ (0,25 Вигнеровского предела) в лабораторной системе координат.

Заключение Франка и Гаммеля о резонансном характере S_0 -фазы не может считаться вполне достоверным, так как в их расчетах содержится ряд приближений (не учитывается наличие реакции $H^3(p, n)$ и спин-орбитального взаимодействия), влияние которых на конечный результат не оценивалось. В связи с этим И. Я. Баритом с сотрудниками было предпринято исследование рассеяния $p - H^3$ для энергий протонов ниже 1 *Мэв*; фазовый анализ в этой области облегчается отсутствием реакции $H^3(p, n)$ и малостью

p -фаз. До настоящего времени проведен анализ измерений для энергий протонов до 180 *кэв* [88] и 990 *кэв* с учетом пороговой аномалии [89]. Полученные результаты качественно согласуются с фазовым анализом Франка и Гаммеля.

В реакции $\text{H}^3(p, n)$ уровень Франка—Гаммеля будет проявляться с эффективной приведенной шириной γ_p^2 и эффективной резонансной энергией E_{p_0} , которые отличаются от $\gamma_{p\lambda}^2$ и $E_{p\lambda}$ из-за наличия остаточного постоянного члена R -матрицы [87] и из-за сдвига уровня, обусловленного для s -протонов кулоновским барьером. Считая остаточный член R -матрицы диагональным, можно вычислить эффективные значения резонансной энергии и приведенной ширины [83]. В лабораторной системе координат для радиуса канала $a = 3 \cdot 10^{-13}$ см имеем $\gamma_p^2 = 2$ Мэв, $E_0 = 0,6$ Мэв, где E_0 — резонансная энергия для нейтрона (реакция $\text{He}^3(n, p)$). В предположении равенства приведенных протонной и нейтронной ширин уровень с такими параметрами удовлетворительно объясняет величину теплового сечения реакции $\text{He}^3(n, p)$.

Заметим, что околопороговые состояния База характеризуются сильными отклонениями от изотопической инвариантности: для околопорогового состояния нейтронная ширина должна была бы быть существенно больше протонной; однако в случае He^4 положение осложняется сравнительно близким соседством двух порогов — $\text{H}^3 + p$ и $\text{He}^3 + n$.

Резюмируя, можно констатировать, что предположение о существовании резонансного уровня 0^+He^4 с энергией возбуждения в районе 20—21 Мэв объясняет величину теплового сечения реакции $\text{He}^3(n, p)$, величину постоянной отрицательной слагающей сечения этой реакции, данные о рассеянии $p - \text{H}^3$ и не противоречат данным об энергетическом ходе сечения $\text{He}^3(n, p)$ при $E_n < 1$ Мэв.

С другой стороны, до сих пор не удалось наблюдать возбуждения этого уровня в процессах, в которых He^4 является конечным продуктом, — при рассеянии на He^4 быстрых электронов [90] и протонов [91, 92], в реакциях $\text{He}^3(d, p)$ [93] и $\text{H}^3(d, n)$ [94]*.

Для дальнейшего прояснения ситуации существенно уточнение сечений $\text{He}^3(n, p)$ при $E < 100$ *кэв*, выделение вклада реакции на s -нейтронах при $E > 100$ *кэв*, уточнение данных о вкладе канала 1^+ в тепловое сечение. Решение последней задачи, наряду с более точными измерениями α_{He^3} , может быть достигнуто путем измерения поляризации продуктов реакции, вызываемой поляризованными нейтронами, или путем измерения реакции для поляризованных нейтронов и поляризованной мишени. Методы поляризации He^3 в последнее время успешно разрабатываются [95, 95a].

Весьма важной задачей является также дальнейшее развитие теории реакций, идущих через промежуточную систему He^4 .

в) Энергетическая зависимость сечений реакций $\text{Li}^6(n, \alpha)$, $\text{B}^{10}(n, \alpha)$, $\text{N}^{14}(n, p)$. Как следует из результатов измерений (§ 2), в области энергий 0—25 *кэв* отношение сечений $\text{Li}^6(n, \alpha)$ и $\text{B}^{10}(n, \alpha)$ отклоняется от константы не более чем на 3%. Отношение сечений $\text{N}^{14}(n, p)$ и $\text{Li}^6(n, \alpha)$ постоянно с этой же точностью при $E < 5$ *кэв*.

* Недавние работы Поппе [107] и Вернца и Лефевра [108] изменили положение — рассматриваемый уровень He^4 отчетливо проявился в спектрах нейтронов в реакции $\text{H}^3(d, n)$ при энергии дейтронов ниже 10 Мэв. При увеличении энергии дейтронов соответствующий нейтронный пик исчезает, что объясняет отрицательный результат работы [94].

Постоянство отношений сечений означает, что либо все три сечения близко следуют закону $1/v$, либо отклонения от закона $1/v$ значительны, но одинаковы для всех трех реакций.

Последнее предположение представляется маловероятным ввиду различия схем уровней составных ядер Li^7 , B^{11} и N^{15} [96]. Можно привести аргументы [31, 36], основанные на данных об уровнях указанных ядер, и об энергетическом ходе отношений сечений, в пользу того, что как для Li^6 , так и для B^{10} при $E < 25$ кэв отклонение от закона $1/v$ не должно превышать 5%. Этот вывод согласуется с результатами абсолютных измерений Бикселя и Боннера [97], нашедших, что в области 20—100 кэв $\sigma_{\text{B}^{10}}(n, \alpha)$ следует закону $1/v$, и с анализом Ньюсона и др. [43].

С другой стороны, Бейм и Кабит [85] в согласии с М. Б. Гохбергом с сотрудниками [98] усматривают отклонение от $1/v$ в ходе сечения $\text{Li}^6(n, \alpha)$, составляющее +10% при $E = 9$ кэв и +25% при $E = 25$ кэв. Однако малая точность измерений (+15—20% в рассматриваемой области энергий) вряд ли позволяет считать вывод упомянутых авторов надежным.

Существует простая в принципе возможность обойти трудность абсолютных измерений потоков нейтронов промежуточной энергии и достигнуть благодаря этому точности в измерении сечений реакций, близкой к точности, с которой известны соответствующие тепловые сечения (1—2%). Именно, можно использовать то обстоятельство, что рассеяние нейтронов промежуточной энергии на протонах с весьма большей степенью точности изотропно в системе центра инерции. При однократном рассеянии нейтронов с энергией E на водороде зависимость скорости счета детектора (например, борного счетчика) от угла рассеяния θ дается выражением:

$$J(\theta) = \text{const } \sigma(E_0)E_0^{1/2},$$

где $E_0 = E \cos^2 \theta$.

Отношение скоростей счета рассеянных нейтронов для углов $\theta_1 \simeq 0$ и θ_2 равно

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{\sigma(E_1)E_1^{1/2}}{\sigma(E_2)E_2^{1/2}}.$$

Для достаточно малой энергии $E_2 = E \cos^2 \theta_2$ сечение экстраполируется по закону $1/v$ из тепловой области, и сечение для энергии E_1 может быть найдено измерением отношения J_1/J_2 .

Моноэнергетические нейтроны могут выделяться по методу времени пролета или получаться в пороговых реакциях $\text{Li}^7(p, n)$, $\text{H}^3(p, n)$ и других при энергии протона, очень близкой к пороговой энергии.

* * *

Автор пользуется случаем выразить искреннюю благодарность сотрудникам лаборатории атомного ядра ФИАН и студентам дипломникам МГУ, МИФИ и ЛПИ, принимавшим участие в различных этапах исследований, описанных в настоящей работе.

В особенности автор благодарен И. М. Франку за постоянный интерес к работе, Е. Л. Фейнбергу и Л. Е. Лазаревой — за стимулирующие дискуссии на исходном этапе работы; М. В. Казарновскому — за помощь в теоретических вопросах; И. В. Штрахину — за содействие, оказанное разработкой

электроники и участием в проведении экспериментов; А. И. Исакову, А. А. Бергману, Ю. П. Попову, совместно с которыми выполнены основные эксперименты; И. Д. Мурину, А. Н. Волкову, А. М. Клабукову, Е. Д. Булатову — за помощь в электронике; Ю. А. Дмитриенко, А. Е. Самсонову, В. С. Мартынову, С. Н. Губернову — за помощь в выполнении измерений.

Приложение I

МОМЕНТЫ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАМЕДЛЯЮЩИХСЯ НЕЙТРОНОВ

Введение

Плачком (см. [55]) и Вейленом [99] были вычислены моменты функции распределения нейтронов, испускаемых импульсным источником и замедляющихся путем упругих соударений со свободными неподвижными ядрами одного рода в неограниченной среде без захвата и с постоянным сечением рассеяния; Плачек нашел асимптотические (при $t \rightarrow \infty$) моменты произведения vt , Вейлен — моменты обратной скорости $x \equiv v^{-1}$ (см. также [12, 56]). Ниже будут получены моменты обратной скорости x и времени замедления t для случаев, когда те или иные из перечисленных выше ограничений не действуют.

§ 1. Исходные уравнения

Кинетическое уравнение для функции распределения нейтронов может быть записано в следующем виде (см., например, [27]):

$$\frac{\partial N(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla N(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + v \Sigma N(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \int_0^{\infty} v' \Sigma'_s W(v', v) N(\mathbf{r}, v', t) dv' + \frac{1}{4\pi v^2} S(\mathbf{r}) \delta(v - v_0) \delta(t), \quad (\text{II.1})$$

где $N(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v}$ — число нейтронов в элементе фазового объема $(\mathbf{r}, \mathbf{v}; \mathbf{r} + d\mathbf{r}, \mathbf{v} + d\mathbf{v})$ в момент времени t ; $W(v', v) dv$ — вероятность того, что нейтрон со скоростью v' в результате рассеяния перейдет в интервал скоростей $v, v + dv$; $S(\mathbf{r}) \delta(v - v_0) \delta(t)$ — плотность источников, которые предполагаются моноэнергетичными, импульсными и изотропными; $\Sigma = n\sigma$ — макроскопическое полное сечение взаимодействия нейтрона в среде; $\Sigma = \Sigma_s + \Sigma_c$; $\Sigma_s = n\sigma_s$ — макроскопическое сечение рассеяния; $\Sigma_c = n\sigma_c$ — макроскопическое сечение поглощения; n — число ядер в 1 см^3 .

В диффузионном приближении функция распределения представляется в виде [27]

$$N(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \frac{1}{4\pi v^2} \left[N_0(\mathbf{r}, v, t) + 3 \frac{v}{v} N_1(\mathbf{r}, v, t) \right], \quad (\text{II.2})$$

где $N_0(\mathbf{r}, v, t) dv$ и $v N_1(\mathbf{r}, v, t) dv$ — плотность и ток нейтронов со скоростью, заключенной в интервале $v, v + dv$. Как известно, условиями применимости такого представления являются малость сечения поглощения Σ_c по сравнению с сечением рассеяния Σ_s , малость пробега рассеяния $l_i = \Sigma_s^{-1}$ по сравнению с размерами среды, удаленность точки r от границ среды и от точечных источников, испускающих нейтроны со скоростью, близкой к v .

Подставляя (П 1.2) в (П 1.1) и интегрируя полученное уравнение по направлениям скоростей, т. е. по телесному углу $d\Omega$ ($dv = v^2 dv d\Omega$), имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_0(\mathbf{r}, v, t)}{\partial t} + v \operatorname{div} N_1(\mathbf{r}, v, t) + \Sigma v N_0(\mathbf{r}, v, t) = \\ = \int_0^\infty v' \Sigma'_s W(v', v) N_0(\mathbf{r}, v', t) dv' + S(\mathbf{r}) \delta(v - v_0) \delta(t), \end{aligned} \quad (\text{П1.3})$$

где $W(v', v) dv = v^2 dv \int W(\mathbf{v}', \mathbf{v}) d\Omega$ — вероятность нейтрону, имеющему скорость v' , перейти к результату одного рассеяния в интервал скоростей $v, v + dv$.

Аналогично, умножая уравнение на единичный вектор Ω ($v = v\Omega$) и интегрируя по $d\Omega$, получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_1(\mathbf{r}, v, t)}{\partial t} + \frac{1}{3} v \nabla N_0(\mathbf{r}, v, t) + v \Sigma N_1(\mathbf{r}, v, t) = \\ = \int_0^\infty v' \Sigma'_s W(v', v) \mu(v', v) N_1(\mathbf{r}, v', t) dv', \end{aligned} \quad (\text{П1.4})$$

где

$$\int_0^\infty \Omega W(\mathbf{v}', \mathbf{v}) d\Omega = \mu(v', v) \Omega' \frac{W(v', v)}{v^2},$$

$\mu(v', v)$ — средний косинус угла рассеяния, соответствующий начальной скорости нейтрона v' и конечной скорости v . Для случая упругого изотропного в системе центра масс рассеяния на свободных неподвижных ядрах вид функций $W(v', v)$ и $\mu(v', v)$ хорошо известен:

$$W(v', v) = \frac{(M+1)^2}{2M} \frac{v}{v'^2} \text{ в интервале } \left(\frac{M-1}{M+1}\right) v' \leq v \leq v', \quad (\text{П1.5})$$

$W(v', v) = 0$ вне этого интервала:

$$\mu(v', v) = \frac{1}{2}(M+1) \frac{v}{v'} - \frac{1}{2}(M-1) \frac{v'}{v}, \quad (\text{П1.6})$$

где M — массовое число ядра.

В практически интересных случаях диффузия нейтронов мало сказывается на распределении скоростей, которое ввиду этого очень близко к соответствующему распределению $N(v, t)$ для полного числа нейтронов в неограниченной среде. Уравнение для $N(v, t)$ легко написать непосредственно или получить интегрированием (П 1.1) по направлениям скоростей и по объему:

$$\frac{\partial N(v, t)}{\partial t} = -v \Sigma N(v, t) + \int_0^\infty v' \Sigma'_s N(v', t) W(v', v) dv' + \delta(v - v_0) \delta(t), \quad (\text{П1.7})$$

где $N(v, t) dv \equiv v^2 dv \int N(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{r} d\Omega$ — число нейтронов во всей неограниченной среде в интервале скоростей $v, v + dv$; источник предполагается единичным.

§ 2. Моменты обратной скорости

K -й момент обратной скорости $x \equiv v^{-1}$ определяется выражением

$$x_k(t) = \int_0^{\infty} x^k N(v, t) dv.$$

Уравнение для x_k (при $t > 0$) получим, переходя в (П 1.7) к переменной x , умножая на x^k и интегрируя по x :

$$\frac{dx_k}{dt} = \int_0^{\infty} x^{k-1} N(x, t) (r_k \Sigma_s - \Sigma_c) dx, \quad (\text{П1.8})$$

где

$$r_k = \int_0^{\infty} \left[\left(\frac{x'}{x} \right)^k - 1 \right] W(x, x') dx'. \quad (\text{П1.9})$$

В дальнейшем рассмотрим замедление на свободных неподвижных ядрах (влияние теплового движения и связи атомов замедлителя на моменты обратной скорости рассмотрено в работе [14], на моменты времени замедления — в следующем параграфе).

Используя (П 1.5), имеем ($\alpha = 4M/(M+1)^2$):

$$r_k = \frac{1 - (1 - \alpha)^{1-k/2}}{(1 - k/2)\alpha} - 1 = \frac{k}{M} \left[1 + \frac{2}{3M}(k-1) + \frac{1}{3M^2}(k-1)^2 + \dots \right]. \quad (\text{П1.10})$$

Если замедлитель представляет собой смесь ядер с различными массовыми числами M_i , то, как легко видеть, r_k является суммой членов (П 1.10) с весами Σ_{si}/Σ_s , где Σ_{si} — макроскопическое сечение рассеяния на ядрах с массовым числом M_i :

$$r_k = \sum_i \frac{\Sigma_{si}}{\Sigma_s} r_{ki}. \quad (\text{П1.11})$$

а) Случай отсутствия захвата ($\Sigma_c = 0$). Пусть сечение рассеяния изменяется с энергией медленно, так что на ширине распределения $N(x, t)$ сечение можно представить линейной функцией обратной скорости:

$$\Sigma_s(x) = \Sigma_s(x_1) + \frac{d\Sigma_s}{dx_1}(x - x_1). \quad (\text{П1.12})$$

Подставляя в (П 1.8), получаем систему уравнений:

$$\frac{dx_k}{dt} = r_k \left[x_k \frac{d\Sigma_s}{dx_1} + x_{k-1} \left(\Sigma_s(x_1) - \frac{d\Sigma_s}{dx_1} x_1 \right) \right]. \quad (\text{П1.13})$$

Эта система решается шаг за шагом для всех $k > 0$, поскольку при отсутствии захвата нулевой момент x_0 , дающий полное число нейтронов в замедлителе (неограниченном), есть постоянная величина, которую можно положить равной единице:

$$x_0 = \int_0^{\infty} N(x, t) dx = 1.$$

Формально последнее равенство следует из соотношения $r_0 = 0$ (см. (П 1.10)).

В дальнейшем нас будет интересовать средняя величина обратной скорости $x_1 = \bar{v}^{-1}$ и дисперсия обратной скорости

$$D = \frac{\overline{(x - x_1)^2}}{x_1^2} = \frac{x_2 - x_1^2}{x_1^2}. \quad (\text{П}1.14)$$

Интегрируя (П 1.13) для $k = 1$, получаем

$$t = \frac{1}{r_1} \int_{x_{10}}^{x_1} \frac{dx}{\Sigma_s(x)}, \quad (\text{П}1.15)$$

где x_{10} — средняя величина обратной скорости в начальный момент времени ($t = 0$).

Деля друг на друга уравнения (П 1.13) для $k = 2$ и $k = 1$, получаем уравнение для второго момента x_2 :

$$\frac{dx_2}{dx_1} = \frac{r_2}{r_1 \Sigma_s(x_1)} \frac{d\Sigma_s}{dx_1} x_2 + \frac{r_2}{r_1} \left(x_1 - \frac{1}{\Sigma_s} \frac{d\Sigma_s}{dx_1} x_1^2 \right). \quad (\text{П}1.16)$$

Интегрируя (П 1.16) с начальным условием $x_2 = x_{20}$ при $x_1 = x_{10}$, получаем

$$x_2 = x_1^2 + \left[\frac{\Sigma_s(x_1)}{\Sigma_s(x_{10})} \right]^{r_2/r_1} (x_{20} - x_{10}^2) + \left(\frac{r_2}{r_1} - 2 \right) \int_{x_{10}}^{x_1} \left[\frac{\Sigma_s(x_1)}{\Sigma_s(x)} \right]^{r_2/r_1} x dx, \quad (\text{П}1.17)$$

откуда

$$D = \left(\frac{1}{2} \frac{r_2}{r_1} - 1 \right) \int_{x_{10}}^{x_1} \left[\frac{\Sigma_s(x_1)}{\Sigma_s(x)} \right]^{r_2/r_1} \frac{x dx}{x_1^2} + D_0 \frac{x_{10}^2}{x_1^2} \left[\frac{\Sigma_s(x_1)}{\Sigma_s(x_{10})} \right]^{r_2/r_1}, \quad (\text{П}1.18)$$

где $D_0 = \frac{x_{20} - x_{10}^2}{x_{10}^2}$ — дисперсия обратной скорости для начального распределения нейтронов,

$$\frac{r_2}{r_1} = 2 \left(1 + \frac{2}{3M} + \dots \right); \quad \frac{1}{2} \frac{r_2}{r_1} - 1 = \frac{2}{3M} \left(1 + \frac{1}{2M} + \dots \right).$$

Отметим, что выражение (П 1.18) справедливо, если сечение рассеяния можно представить линейной функцией обратной скорости во всей области начального распределения $N(x, 0)$. В противном случае для вычисления дисперсии необходимо интегрировать (П 1.17) по начальному распределению скоростей.

Если сечение рассеяния не зависит от энергии, то выражения для x_1 и D упрощаются*:

* При $x_{10} \ll x_1$ и $\Sigma_s = \text{const}$ выражения для t и D могут быть записаны в следующем очень наглядном виде:

$$t = \frac{x_1}{\Sigma_s \Delta x/x} = \frac{x_1/\Sigma_s}{\frac{1}{2} \left| \frac{\Delta E}{E} \right|}, \quad D = \frac{1}{2} \frac{\overline{\Delta x^2}/x}{\Delta x/x} = \frac{1}{4} \frac{\overline{\Delta E^2}/E^2}{|\Delta E/E|}, \quad (\text{П}1.20a)$$

где

$$\overline{\Delta x}/x = \frac{1}{2} \overline{\Delta E}/E = r_1, \quad \overline{\Delta x^2}/x^2 = \frac{1}{4} \overline{\Delta E^2}/E^2 = r^2 - 2r_1, \quad \overline{\Delta x}, \overline{\Delta x^2}; \overline{\Delta E}, \overline{\Delta E^2} —$$

среднее и среднеквадратичное изменение обратной скорости и энергии нейтрона при одном рассеянии (см. (П 1.9)).

$$t = \frac{M}{\Sigma_s} (x_1 - x_{10}). \quad (\text{П1.19})$$

$$D = \left(\frac{1}{2} \frac{r_2}{r_1} - 1 \right) \left(1 - \frac{x_{10}^2}{x_1^2} \right) + D_0 \frac{x_{10}^2}{x_1^2} \cong \frac{2}{3M} \left(1 - \frac{E_1}{E_0} \right) + D_0 \frac{E_1}{E_0}, \quad (\text{П1.20})$$

где $E_0 = \frac{m}{2x_{10}^2}$, $E_1 = \frac{m}{2x_1^2}$, m — масса нейтрона. При замедлении моноэнергетических нейтронов $D_0 = 0$; фактор $(1 - E_1/E_0)$ характеризует постепенное увеличение дисперсии, т. е. размытие спектра по мере замедления. При $E_1 \ll E_0$ устанавливается асимптотическая дисперсия * $D_{ac} = 2/3M$.

Если зависимость сечения рассеяния от энергии может быть выражена степенным законом $\Sigma_s(x) \sim x^\beta$, то при $x_{10} \ll x_1$ и $\beta < 1$ (точнее, $\beta < r_1/2r_2$) имеем

$$D = \frac{r_2/r_1 - 2}{2 - \beta r_2/r_1} \cong \frac{2/3M}{1 - \beta}. \quad (\text{П1.21})$$

Для случая смеси двух ядер с массовыми числами M_1, M_2 , много большими 1, и не зависящими от энергии макроскопическими сечениями рассеяния Σ_{s1}, Σ_{s2} , используя (П 1.11), (П 1.15) и (П 1.20) и пренебрегая членами, зависящими от начальных условий, находим

$$t = (\Sigma_{s1}/M_1 + \Sigma_{s2}/M_2)^{-1} x_1, \quad (\text{П. 1.22})$$

$$D = \frac{2}{3} \frac{\Sigma_{s1}/M_1^2 + \Sigma_{s2}/M_2^2}{\Sigma_{s1}/M_1 + \Sigma_{s2}/M_2}. \quad (\text{П1.23})$$

б) Влияние захвата. Если сечение захвата пропорционально $1/v$, то вероятность захвата нейтрона в единицу времени не зависит от его энергии. Ввиду этого захват по закону $1/v$ приводит к уменьшению площади спектра ($x_0 \sim e^{-t/T}$, где T — среднее время жизни до захвата); форма же спектра остается такой же, как и в отсутствие захвата.

Для оценки влияния захвата, не следующего закону $1/v$, рассмотрим случай постоянного сечения захвата. Для простоты сечение рассеяния также будем считать постоянным. В этих предположениях уравнение (П. 1.8) принимает вид

$$\frac{dx_k}{dt} = r_k^* \Sigma_s x_{k-1}, \quad (\text{П1.24})$$

где $r_k^* = r_k - g$, $g = \Sigma_c/\Sigma_s$. Поскольку при наличии захвата $x_0 \neq \text{const}$, средняя величина обратной скорости \bar{x} и ее дисперсия D определяются выражениями

$$\bar{x} = x_1/x_0, \quad D = \frac{x_2 x_0}{x_1^2} - 1. \quad (\text{П1.25})$$

* Используя (П 1.20а), можно определить вклады в асимптотическую дисперсию за счет разброса потерь и за счет разброса пробегов нейтрона. В гипотетическом случае отсутствия разброса потерь энергии при рассеянии $\overline{\Delta x^2} = (\overline{\Delta x})^2$ и $D_1 = \overline{\Delta x}/2x = 1/2M = 3/4 \times 2/3 M$. Дисперсия D_1 определяется исключительно разбросом пробегов нейтронов. Таким образом, разброс пробегов обуславливает 75% асимптотической дисперсии $2/3 M$, разброс потерь энергии — 25%.

Комбинируя (П 1.24) (П 1.25) и (П 1.10), получим следующее уравнение для \bar{x} :

$$\frac{d\bar{x}}{dt} = \Sigma_s \left[\frac{1}{M} + g \left(\frac{x_1 x_{-1}}{x_0^2} - 1 \right) \right]. \quad (\text{П1.26})$$

Величина $\frac{x_1 x_{-1}}{x_0^2} = \bar{x} \cdot \bar{x}^{-1}$ может быть выражена через средние значения степеней величины $\delta = \frac{x - \bar{x}}{\bar{x}}$:

$$\bar{x} \bar{x}^{-1} = (\overline{1 + \delta})^{-1} = 1 - \bar{\delta} + \bar{\delta}^2 - \bar{\delta}^3 + \bar{\delta}^4 + \dots \simeq 1 + D - \bar{\delta}^3 + \bar{\delta}^4 \quad (\text{П1.27})$$

(по определению $\bar{\delta} = 0$, $\bar{\delta}^2 = D$). Как легко показать с помощью (П 1.24), в отсутствие захвата (т. е. при $g = 0$) с точностью до членов следующего порядка малости по $1/M$:

$$D = \frac{2}{3M} + \frac{1}{3M^2}, \quad \bar{\delta}^3 = \frac{14}{9M^2}, \quad \bar{\delta}^4 = \frac{4}{3M^2}. \quad (\text{П1.28})$$

Пренебрегая в (П 1.26) квадратичными по g членами, можно положить $\frac{x_1 x_{-1}}{x_0^2} - 1 = \frac{2}{3M}$; тогда, интегрируя (П 1.26), имеем

$$\bar{x} - \bar{x}_0 = \frac{\Sigma_s}{M} t \left(1 + \frac{2}{3} g \right). \quad (\text{П1.29})$$

Аналогичным образом для дисперсии D можно получить уравнение

$$\frac{dD}{dt} = \frac{2}{M} \frac{\Sigma_s}{\bar{x}} \left[\frac{2}{3M} \left(1 - \frac{1}{6} g \right) - D \right]. \quad (\text{П1.30})$$

В асимптотической области $dD/dt = 0$, откуда

$$D = \frac{2}{3M} \left(1 - \frac{1}{6} g \right). \quad (\text{П1.31})$$

Таким образом, согласно (П 1.29) и (П 1.31), захват с постоянным сечением приводит к уменьшению времени замедления ($\Delta t/t = -2/3 g$) и уменьшению дисперсии ($\Delta D/D = -1/6g$). Эти результаты естественны, так как при $\Sigma_c = \text{const} > 0$ быстрые нейтроны исчезают с большей скоростью, чем медленные, т. е. захват ускоряет замедление и усиливает «фокусировку скоростей».

в) **Влияние диффузии.** Для учета диффузии необходимо при вычислении моментов исходить из уравнений (П 1.3) и (П 1.4). Положим, что захват отсутствует ($\Sigma_c = 0$), а сечение рассеяния не зависит от энергии ($\Sigma_s = \text{const}$).

Перейдем от уравнений (П 1.3) и (П 1.4) к уравнениям для моментов функций N_0 и N_1 , определяемых выражениями

$$X_k(\mathbf{r}, t) = \int_0^\infty v^{-k} N_0(\mathbf{r}, v, t) dv, \quad Y_k(\mathbf{r}, t) = \int_0^\infty v^{-k} N_1(\mathbf{r}, v, t) dv.$$

С этой целью умножим (П 1.3) и (П 1.4) на v^{-k} и проинтегрируем по скорости v . Используя (П 1.9), имеем ($t > 0$)

$$\frac{\partial X_k(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \text{div} \mathbf{Y}_{k-1}(\mathbf{r}, t) = r_k \Sigma_s X_{k-1}(\mathbf{r}, t), \quad (\text{П1.32})$$

$$\frac{\partial Y_k(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \frac{1}{3} \nabla X_{k-1}(\mathbf{r}, t) + (1 - \mu_k) \Sigma_s Y_{k-1}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (\text{П1.33})$$

где μ_k — k -й момент косинуса угла рассеяния:

$$\mu_k = \int_0^\infty \mu(v', v) W(v', v) (v'/v)^k dv.$$

При замедлении на свободных ядрах (уравнения (II 1.5) и (II 1.6))

$$\mu_k = \frac{1}{3M} (2 - k) + \frac{k}{3M^2} (2 - k) + \dots \quad (\text{II.34})$$

Нетрудно показать, что член $\partial Y/\partial t$ в (II 1.33) имеет порядок величины $\frac{1}{M} \Sigma_s Y_{k-1} \ll \Sigma_s Y_{k-1}$. Поэтому для приближенных оценок его можно отбросить. Отбросим также член $\text{div } Y_{k-1}$ в (II 1.32), что возможно, поскольку изменение моментов X_k при $k \geq 1$ обусловливается в основном замедлением, а не диффузией нейтронов (при достаточно больших размерах системы). Комбинируя три уравнения для Y_k , Y_{k-1} и $\partial X_k/\partial t$ и отбрасывая члены порядка $\mu_k r_k$, находим

$$\frac{\partial Y_k}{\partial t} = r_k \Sigma_s Y_{k-1}.$$

Подставляя это выражение в (II 1.33), имеем

$$Y_{k-1}(r, t) = - \frac{1}{3\Sigma_s(1+r_k-\mu_k)} \nabla X_{k-1}(r, t). \quad (\text{II.35})$$

Разложим функции $X_k(r, t)$ в ряд по собственным функциям уравнения $\nabla^2 \psi(r) + \omega \psi(r) = 0$, соответствующим нулевым краевым условиям на экстраполированных границах замедлителя:

$$X_k(r, t) = \sum_n x_k^{(n)}(t) \psi_n(r),$$

где ψ_n — собственная функция, соответствующая собственному значению ω_n .

Подставляя это разложение в (II 1.32) и (II 1.35) и комбинируя уравнения, получаем

$$\frac{dx_k(t)}{dt} = \left[r_k - \frac{\omega_n}{3\Sigma_s^2(1+r_k-\mu_k)} \right] \Sigma_s x_{k-1}(t); \quad (\text{II.36})$$

здесь для краткости опущены индексы n при x_k .

Уравнение (II 1.36) подобно уравнению (II 1.24); поступая аналогично тому, как делалось выше при рассмотрении влияния захвата, найдем с помощью (II 1.36) асимптотические значения средней величины и дисперсии обратной скорости для n -й гармоники пространственного распределения

$$\bar{x} = \frac{\Sigma_s}{M} t \left(1 + \frac{2}{3} \frac{\omega_n}{\Sigma_s^2} \right), \quad (\text{II.37})$$

$$D = \frac{2}{3M} \left(1 - \frac{8}{9} \frac{\omega_n}{\Sigma_s^2} \right). \quad (\text{II.38})$$

Таким образом, диффузия нейтронов приводит к уменьшению времени замедления $\left(\frac{\Delta t}{t} = -\frac{2}{3} \frac{\omega_n}{\Sigma_s^2}\right)$ и уменьшению дисперсии $\left(\frac{\Delta D}{D} = \frac{8}{9} \frac{\omega_n}{\Sigma_s^2}\right)$. Эти эффекты, вполне аналогичные рассмотренным выше эффектам захвата с постоянным сечением, малы, если пробег рассеяния мал по сравнению с размерами замедлителя (поскольку $\omega_n \sim n/R^2$, где R — линейный размер системы).

М. В. Казарновский [28] нашел приближенное решение системы уравнений, эквивалентной уравнениям (II 1.3), (II 1.4) в форме

$$N^{(n)}(x, t) = N(x, t) f_n(r, t) \left[1 + \frac{M\omega_n}{\Sigma_s^2} \left(\frac{x-x_1}{x_1} \right) + \dots \right], \quad (*)$$

где $N(x, t)$ — асимптотическое энергетическое распределение для неограниченной среды (гл. II). Как легко проверить, отсюда непосредственно следует (II 1.37). В то же время это выражение не дает правильного значения поправки к дисперсии — поправка оказывается положительной. Очевидно, выписанных членов разложения (*) недостаточно для вычисления дисперсии. Пространственное и временное распределение плотности нейтронов дается нулевым моментом функции распределения $\rho(r, t) \equiv X_0(r, t) = \Sigma_s^{(n)}(t) \psi_n(r)$. Используя (II 1.36), (II 1.37) и (II 1.27), получаем для достаточно больших t

$$\rho \sim t^{-\alpha},$$

где

$$\alpha = \frac{M\omega}{3\Sigma_s \Sigma_t} \frac{1 + \frac{2}{3M}}{1 + \frac{2}{3} \frac{\omega}{\Sigma_s^2}},$$

ω — минимальное из собственных значений ω_n . С точностью до членов порядка $1/M$ и ω/Σ_s^2 по сравнению с единицей выражение для α совпадает с выражением (2.6а), полученным в возрастном приближении. Таким образом, при $M \gg 1$, $\omega/\Sigma_s^2 \ll 1$ распределение плотности нейтронов хорошо описывается возрастным приближением.

§ 3. Временные моменты

Под k -м моментом времени замедления нейтрона будем понимать величину

$$\bar{t}^k = \frac{\int_0^{\infty} t^k N(v, t) dt}{\int_0^{\infty} N(v, t) dt} = \frac{t_k(v)}{t_0(v)},$$

где

$$t_k(v) = \int_0^{\infty} t^k N(v, t) dt.$$

Уравнение для определения величины $t_0(v)$ получим, интегрируя (П 1.7) по времени и учитывая, что $* N(v, 0) = N(v, \infty) = 0$. Полагая $\Sigma_c = 0$, имеем

$$-v\Sigma_s t_0(v) + \Sigma_s \int_0^{\infty} v' t_0(v') W(v', v) dv' + \delta(v - v_0) = 0. \quad (\text{П1.39})$$

Это уравнение совпадает с уравнением для плотности нейтронов при стационарном замедлении в неограниченной среде. Для свободных неподвижных ядер его решением (точным для водорода и асимптотическим при $M > 1$) является хорошо известный спектр Ферми (источник единичный) **:

$$t_0(v) = \frac{2}{\xi \Sigma_s v^2}. \quad (\text{П1.40})$$

Интегрируя (П 1.7) по времени после умножения на t^k , имеем

$$k t_{k-1} - v \Sigma_s t_k + \int_0^{\infty} \Sigma_s t_k(v') v' W(v', v) dv' = 0. \quad (\text{П1.39a})$$

В случае свободных и неподвижных ядер $\Sigma_s = \text{const}$ и рекуррентное уравнение (П 1.39a) легко разрешается в форме

$$t_n = \sum_{k=2}^{n+2} a_{nk} v^{-k}.$$

Поскольку величины t_n не представляют непосредственного интереса, приведем сразу выражения для первых двух моментов времени замедления:

$$\bar{t} = \frac{1}{v \Sigma_s} \frac{1}{\sum_i \frac{\delta_i}{M_i + 1} \left(1 - \frac{1}{3M_i}\right)} - c_1, \quad (\text{П1.41})$$

$$\bar{t}^2 - \bar{t}^2 = \frac{1}{v^2 \Sigma_s^2} \frac{\frac{2}{3} \sum_i \frac{\delta_i}{(M_i + 1)^2} \left(1 - \frac{1}{2M_i}\right)}{\left[\sum_i \frac{M_i \delta_i}{(M_i + 1)^2}\right] \left[\sum_i \frac{\delta_i}{M_i + 1} \left(1 - \frac{1}{3M_i}\right)\right]^2} - c_2, \quad (\text{П1.42})$$

где $\delta_i = \Sigma_{si}/\Sigma_s$ — отношение макроскопического сечения рассеяния для компоненты замедлителя с массовым числом M_i к полному макроскопическому сечению рассеяния; c_1 и c_2 — константы, определяемые начальными условиями (спектром нейтронного источника).

* Предполагается, что $v < v_{\text{ист}}$, где $v_{\text{ист}}$ — скорость нейтронов, испускаемых источником. При наличии теплового движения, строго говоря, $N(v, \infty) \neq 0$. Однако в этом случае можно допустить наличие слабого захвата, который не скажется на плотности нейтронов в существенном интервале времени $t \sim \bar{t}$, так что им можно пренебречь в уравнениях, но обеспечит выполнение условия $N(v, \infty) = 0$ и сходимости интегралов для $t_k(v)$.

** Иногда более удобно выражать t_0 в функции энергии. Очевидно,

$$t_0(E) \equiv \int_0^{\infty} N(E, t) dt = \frac{1}{\xi \Sigma_s v E}. \quad (\text{П1.40a})$$

Из (П 1.41) и (П 1.42) для асимптотической ($v \ll v_{\text{ист}}$) дисперсии времени замедления получаем

$$D = \frac{\bar{i}^2 - \bar{i}^2}{\bar{i}^2} = \frac{2}{3} \frac{\sum_i \frac{\delta_i}{(M_i + 1)^2} \left(1 - \frac{1}{2M_i}\right)}{\sum_i \frac{M_i \delta_i}{(M_i + 1)^2}}. \quad (\text{П1.43})$$

Найдем теперь поправки к (П 1.40) — (П 1.43), обусловленные тепловым движением и связью атомов замедлителя. В асимптотическом случае малых скоростей $v \ll v_{\text{ист}}$ для свободных неподвижных ядер выражения для t_n принимают вид

$$t_n = a_n v^{-n-2}.$$

Так как поправка на тепловое движение и связь атомов стремится к нулю при $v \rightarrow \infty$ и так как вклад теплового движения в моменты передаваемой при соударениях энергии пропорционален v^{-2} [60], выражения для t_n при наличии теплового движения нужно искать в виде

$$t_n = a_n v^{-n-2} (1 + a_n v^{-2}). \quad (\text{П1.44})$$

Подставляя (П 1.44) в (П 1.39) и (П 1.39а) и используя выражения (30) из работы [14], после некоторых вычислений получаем

$$t_0 = \frac{2}{\xi \Sigma_{s0} v^2} \left(1 + \frac{4}{3} \frac{K_{\text{ср}}}{E}\right), \quad (\text{П1.45})$$

$$\bar{i} = \frac{M}{v \Sigma_{s0}} \left(1 + \frac{4}{3M} + \frac{7}{9} \frac{K_{\text{ср}}}{E}\right), \quad (\text{П1.46})$$

$$D = \frac{2}{3M} + \frac{K_{\text{ср}}}{6E}, \quad (\text{П1.47})$$

где Σ_{s0} — макроскопическое сечение рассеяния на свободных и неподвижных ядрах среды*; $K_{\text{ср}}$ — средняя кинетическая энергия атома замедлителя.

Для дебаевского кристалла с дебаевской температурой θ , состоящего из ядер одного рода, при абсолютной температуре T

$$K_{\text{ср}} = \frac{36T^4}{\theta^3} \int_0^{\theta/T} x^3 \text{cth } x \, dx;$$

$$K_{\text{ср}} = \frac{9}{16} \theta \quad \text{при } T \ll \theta,$$

$$K_{\text{ср}} = \frac{3}{2} T \quad \text{при } T \gg \theta.$$

В выражениях (П 1.45) — (П 1.47) отброшены члены следующего порядка малости по $1/M$ и $1/E$. В работе [14] показано, что дисперсия обратной скорости $D_x = \frac{(x - \bar{x})^2}{x^2}$ также дается выражением (П. 1.47).

* При наличии теплового движения Σ_s зависит от скорости нейтрона, даже если, как это принималось в расчетах, $\Sigma_{s0} = \text{const}$.

Приложение 2
**ФОРМА ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ
 ДЛЯ ИЗОЛИРОВАННОГО РЕЗОНАНСА**

Форма линии поглощения определена в главе II соотношением (2.18), которое в более развернутом виде записывается следующим образом:

$$J(t) = \text{const} \int N(E, t) v (1 - e^{-nl\sigma(E)}) dE, \quad (\text{П}2.1)$$

где $\sigma(E)$ — полное сечение взаимодействия нейтрона энергии E с ядрами образца *. В случае тонкого образца ($nl\sigma_0 \ll 1$) экспоненту в (П 2.1) можно разложить в ряд Тейлора, ограничившись первыми двумя членами разложения. Для изолированного узкого резонанса с энергией E_0 можно положить [100]

$$v\sigma E = v_0\sigma_0\psi(\xi, x),$$

где $v_0 = v(E_0)$; σ_0 — полное сечение в максимуме резонанса;

$$\psi(\xi, x) = \frac{\xi}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{1}{4}\xi^2(x-y)^2}}{1+y^2} dy, \quad (\text{П}2.2)$$

$\xi = \frac{\Gamma}{\Delta}$, $\Delta = 2\sqrt{\frac{E_0kT}{M}}$ — доплеровская ширина уровня; $x = 2(E - E_0)/\Gamma$.

Переходя от переменной t к переменной \bar{E} и используя выражение (2.9) для $N(E, \bar{E})$, имеем для тонкого образца

$$J(\bar{E}) = \frac{c}{\sqrt{\pi}\alpha E} \int_0^{\infty} e^{-\frac{(E-\bar{E})^2}{\alpha^2\bar{E}^2}} \psi(\xi, x) dE, \quad (\text{П}2.3)$$

где $\alpha^2 = 16/3M$.

Выполняя интегрирование по x в пределах $-\infty, \infty$ (поскольку $2E_0/\Gamma \gg \gg 1$), получаем

$$J(E) = c\psi(\xi_1, x_1), \quad (\text{П}2.4)$$

где

$$\xi_1 = \frac{\Gamma/\alpha\bar{E}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta}{\alpha\bar{E}}\right)^2}}, \quad x_1 = \frac{2(E_0 - \bar{E})}{\Gamma}.$$

Обычно $\Gamma/\alpha\bar{E} \ll 1$, $\Delta/\alpha\bar{E} \ll 1$. Разлагая $\psi(\xi_1, x_1)$ в ряд по степеням $\Gamma/\alpha\bar{E}$ и $\Delta/\alpha\bar{E}$ (см., например, [101]) и оставляя члены до второго порядка включительно, получаем

$$J(\bar{E}) = c \left\{ N(E_0, \bar{E}) \frac{\pi\Gamma}{2} + \frac{\Gamma^2}{2(\alpha E)^2} \Phi(z) \right\}. \quad (\text{П}2.5)$$

Здесь

$$z = \frac{E_0 - \bar{E}}{\alpha\bar{E}}, \quad \Phi(z) = 2ze^{-z^2} \int_0^z e^{z^2} dz - 1. \quad (\text{П}2.6)$$

* Предполагается, что можно пренебречь потенциальным рассеянием, поглощением нейтронов, испытавших резонансное рассеяние, и влиянием поглощения в образце на поток нейтронов в месте расположения образца.

В случае толстого образца ($n l \sigma_0 \frac{\Gamma^2}{\Delta^2} \gg 1$) доплеровское уширение не скажется на форме линии поглощения, ввиду чего можно принять

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_0}{1+x^2} \simeq \frac{\sigma_0}{x^2}.$$

При этом, полагая также приближенно $v = v_0$ взамен (П 2.3), имеем

$$J(\bar{E}) = \frac{c}{\sqrt{\pi} \alpha E} \int_0^{\infty} e^{-z^2} \left(1 - e^{-\frac{n l \sigma_0}{x^2}}\right) dE. \quad (\text{П} 2.7)$$

Этот интеграл можно представить в виде ряда по степеням $\Gamma \sqrt{n l \sigma_0 / \alpha E}$. Ограничиваясь членами вплоть до $(\Gamma \sqrt{n l \sigma_0 / \alpha E})^2$, получаем выражение, отличающееся от (П 2.5) только коэффициентом при $N(E_0, \bar{E})$: отношение коэффициентов для тонкого и толстого образцов равно $\frac{1}{2} \sqrt{\pi n l \sigma_0}$. Отсюда ясен физический смысл членов (П 2.5). Первый член описывает поглощение нейтронов для бесконечно узкого резонанса и пропорционален площади линии поглощения

$$A_{\text{рез}} = \int_0^{\infty} (1 - e^{-n l \sigma(E)}) dE; \quad (\text{П} 2.8)$$

для тонкого образца, как известно, $A_{\text{рез}} = \pi n l \sigma_0 \Gamma / 2$; для толстого образца $A_{\text{рез}} = \sqrt{\pi n l \sigma_0} \Gamma$; $A_{\text{тонк}} / A_{\text{толст}} = \frac{1}{2} \sqrt{\pi n l \sigma_0}$.

Второй член является поправкой, учитывающей поглощение нейтронов с энергией, отличной от E_0 , т. е. поглощение крыльями резонансного уровня. Когда E сильно отличается от E_0 , поглощение крыльями может играть заметную роль, несмотря на малость сечения, так как $N(E_0, E)$ очень мало при $z^2 \gg 1$.

На основании сказанного можно для образца произвольной толщины записать

$$J(\bar{E}) = \text{const} \left\{ N(E_0, \bar{E}) + \frac{n l \sigma_0}{2 A_{\text{рез}}} \frac{\Gamma^2}{(\alpha E)^2} \varphi(z) \right\}. \quad (\text{П} 2.9)$$

При $z^2 \gg 1$ использованное выше выражение (2.9) для $N(E, \bar{E})$ неточно. Из предыдущего обсуждения ясно, однако, что первый член (П 2.9) сохранит свой вид и при использовании точного выражения (2.8). Второй член (П 2.9) определяется поглощением нейтронов с энергией, более близкой к \bar{E} , чем резонансная энергия E_0 ; поэтому выражение (П 2.9) для этого члена справедливо до больших значений z , чем приближенный спектр (2.9).

Согласно (2.20), (2.20а), для бесконечно узкой резонансной линии полуширина τ линии поглощения (т. е. ширина на половине высоты) дается

* Учет фактора $1/v$ в энергетической зависимости сечения поглощения (т. е. замена показателя $n l \sigma_0 / x^2$ в (П 2.7) $\frac{n l \sigma_0}{x^2} \frac{v_0}{v}$) приводит (в первом приближении по параметру $\bar{\alpha E} / E_0$) к замене $\varphi(z)$ в (П 2.5) на

$$\varphi(z) + \frac{\bar{\alpha E}}{2 E_0} e^{-z^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{z^{2n+1}}{n! (2n+1)}.$$

выражением

$$\frac{\tau}{\bar{t}} = \left(\frac{16 \ln^2}{3M} \right)^{1/2}.$$

Учет конечной ширины резонансного уровня (второй член справа в (II 2.9)) приводит к возрастанию полуширины линии поглощения на величину

$$\frac{\Delta\tau}{\bar{t}} = \left\{ \int_0^{\sqrt{\ln 2}} e^{z^2} dz - \frac{1}{2\sqrt{\ln 2}} \right\} \frac{\sqrt{\pi} n l \sigma_0 \Gamma^2}{2A_{\text{рез}} E_0} = 0,27 \left(\frac{\pi n l \sigma_0 \Gamma}{2A_{\text{рез}}} \right) \frac{\Gamma}{E_0}. \quad (\text{II.10})$$

Приложение 3

ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В ОБРАЗЦЕ НА ПЛОТНОСТЬ ЗАМЕДЛЯЮЩИХСЯ НЕЙТРОНОВ. ВЛИЯНИЕ ПОЛОСТИ В ЗАМЕДЛИТЕЛЕ НА СРЕДНЕЕ ВРЕМЯ ЗАМЕДЛЕНИЯ

Пусть в неограниченном тяжелом захватывающем замедлителе существует постоянная плотность замедления q_0 . В замедлителе имеется сферическая или бесконечно длинная цилиндрическая полость, на поверхности которой помещен тонкий слой вещества с сечением захвата, пропорциональным $1/v$. В интервале возраста $d\tau$ образец поглощает каждую секунду $\frac{3\Sigma_s V_{\text{обр}}}{v} q_0 d\tau \frac{V_{\text{обр}}}{T}$ нейтронов (где Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния замедлителя; T — среднее время жизни нейтронов до захвата для образца; $V_{\text{обр}}$ — объем образца). Рассматривая поглощение нейтронов как отрицательный источник соответствующей мощности, найдем относительное изменение плотности нейтронов возраста τ_0 (скорость v_0) на расстоянии ρ от центра (оси) полости, обусловленное захватом в образце нейтронов меньшего возраста (большей скорости):

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{\Delta q}{q_0} = \frac{3\Sigma_s V_{\text{обр}}}{T v_0} \int_0^{\tau_0} e^{-\gamma\tau} q(\rho, \tau) d\tau, \quad (\text{III.1})$$

где $q(\rho, \tau)$ — плотность замедления нейтронов возраста τ , создаваемая в точке ρ изотропным источником, расположенным на поверхности полости и испускающим в секунду один нейтрон с возрастом $\tau=0$; $\gamma = \sqrt{\frac{3\xi}{2}\Sigma_s} = \sqrt{\frac{3}{M}\Sigma_s}$.

Если источник, создающий плотность замедления q_0 , испускает нейтроны со скоростью $v \gg v_0$, то верхний предел в интеграле (III 3.1) можно заменить на бесконечность. Таким образом, нахождение $\Delta n/n$ сводится к решению задачи о пространственно-энергетическом распределении плотности замедления q , создаваемой источником, расположенным на поверхности полости, или, точнее, к непосредственному нахождению преобразования Лапласа $g(\rho, \gamma)$ этого решения:

$$g(\rho, \gamma) = \int_0^{\infty} e^{-\gamma\tau} q(\rho, \tau) d\tau, \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{3\Sigma_s V_{\text{обр}}}{T v_0} g(\rho, \gamma). \quad (\text{III.3})$$

Так как вероятность поглощения нейтрона в образце пропорциональна времени пребывания нейтрона в нем, нетрудно связать среднее время пребывания в полости нейтрона, пересекающего возраст τ_0 на расстоянии ρ от оси (центра) полости, с величиной $\Delta n/n$:

$$\bar{t}_\pi = \frac{V_\pi T}{V_{\text{обр}}} \frac{\bar{N}_\pi}{N_{\text{обр}}} \frac{\Delta n}{n} = \frac{3\Sigma_s V_\pi}{v_0} \frac{\bar{N}_\pi}{N_{\text{обр}}} g(\rho, \gamma), \quad (\text{П3.4})$$

где V_π — объем полости; $N_{\text{обр}}$, \bar{N}_π — плотность в образце и в полости нейтронов, пересекающих возраст τ_0 в точке ρ . В диффузионном (или возрастном) приближении $\bar{N}_\pi/N_{\text{обр}} = 1$.

Среднее время замедления при наличии полости равно, очевидно, $\bar{t} = \bar{t}_3 + \bar{t}_\pi$, где \bar{t}_3 — среднее время замедления в сплошном замедлителе (ср. (П 1.41)).

Выражения для $g(\rho, \gamma)$, необходимые для использования соотношений (П 3.3) и (П 3.4), выводятся ниже (формулы (П 3.5) и (П 3.13) в возрастном приближении).

а) Сферическая полость радиуса R . В возрастном приближении, учитывая сферическую симметрию задачи, дифференциальное уравнение, граничные и начальные условия принимают вид

$$\frac{\partial \varphi(\rho, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \rho^2}; \quad -4\pi R^2 \left. \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\varphi}{\rho} \right) \right|_{\rho=R} = \delta(\tau);$$

$$\frac{\varphi(\rho, \tau)}{\rho} = 0 \quad \text{при } \rho = \infty; \quad \varphi(\rho, \tau) = 0 \quad \text{при } \tau = 0,$$

где обозначено $\varphi(\rho, \tau) = \rho q(\rho, \tau)$.

Применяя преобразование Лапласа, находим

$$g(\rho, \gamma) = \frac{e^{-\gamma(\rho-R)}}{4\pi\rho(1+\gamma R)}. \quad (\text{П3.5})$$

Для оценки точности диффузионного приближения воспользуемся методом сферических гармоник [27], который применим к случаю $\xi = 0$, т. е. к односкоростной задаче. В односкоростном случае, как нетрудно показать, $\bar{t}_\pi = V_\pi \bar{N}_\pi$, т. е. вычисление \bar{t}_π сводится к нахождению усредненной по полости плотности нейтронов \bar{N}_π , создаваемой единичным стационарным источником, распределенным по поверхности сферической полости.

Уравнения метода сферических гармоник записываются в виде [27]

$$\psi(\rho, \mu) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \psi_l(\rho) P_l(\mu); \quad (\text{П3.6})$$

$$(l+1) \left[\frac{d}{d\rho} + \frac{l+2}{\rho} \right] \psi_{l+1}(\rho) + l \left[\frac{d}{d\rho} - \frac{l-1}{\rho} \right] \psi_{l-1}(\rho) + (2l+1) \Sigma_s (1 - \delta_{0l}) \psi_l(\rho) = 0, \quad (\text{П3.7})$$

где $\psi(\rho, \mu) d\Omega dV$ — поток нейтронов; μ — косинус угла между направлением скорости нейтрона и радиус-вектором точки среды; $P_l(\mu)$ — полиномы Лежандра.

Решая систему (П 3.7) для полости ($\Sigma'_s = 0$) и используя условие конечности ψ_l при $\rho = 0$, находим, что в полости (символ *) нечетные гармоники отсутствуют:

$$\psi_l^* = 0 \quad \text{при } l \text{ нечетном}. \quad (\text{П3.8})$$

Полагая в (II 3.7) $l = 1$, получаем уравнение, связывающее ψ_0^* и ψ_2^* :

$$2 \left[\frac{d}{d\rho} + \frac{3}{\rho} \right] \psi_2^*(\rho) + \frac{d\psi_0^*(\rho)}{d\rho} = 0.$$

Умножая это уравнение на $3\rho^3/R^3$, интегрируя по ρ от 0 до R и учитывая, что ввиду сферической симметрии задачи $\psi_2(0) = 0$, получаем

$$\bar{N}_{\Pi} = \frac{3}{R^3} \int_0^R \rho^2 \psi_0^*(\rho) d\rho = \psi_0^*(R) + 2\psi_2^*(R).$$

На границе полости для единичного поверхностного источника имеем условие

$$\mu [\psi(R, \mu) - \psi^*(R, \mu)] = \frac{1}{4\pi R^2}.$$

Подставляя сюда (II 3.6), используя известное соотношение

$$\mu P_l(\mu) = \frac{(l+1)P_{l+1}(\mu) + lP_{l-1}(\mu)}{2l+1},$$

а также свойство ортогональности полиномов Лежандра и условие (II 3.8), получаем

$$\psi_1(R) = \frac{1}{R^2}, \quad \psi_3(R) = \frac{2}{3R^2}, \quad \psi_5(R) = \frac{8}{15R^2}, \text{ и т. д.} \quad (\text{ПЗ.9а})$$

$$\bar{N}_{\Pi} = \psi_0^*(R) + 2\psi_2^*(R) = \psi_0(R) + 2\psi_2(R). \quad (\text{ПЗ.9б})$$

В приближении P_3 , в котором сохраняются первые четыре уравнения (II 3.7) и полагается $\psi_l = 0$ при $l > 3$, решение системы (II 3.7) записывается в виде [27]

$$\begin{aligned} \psi_0(\rho) &= B + \frac{A}{\rho \Sigma_s} + Cz^{-1/2} K_{1/2}(z), \\ \psi_1(\rho) &= \frac{A}{3} (\rho \Sigma_s)^{-2}, \\ \psi_2(\rho) &= \frac{2}{5} A (\rho \Sigma_s)^{-3} - \frac{1}{2} Cz^{-1/2} K_{3/2}(z), \\ \psi_3(\rho) &= \frac{6}{7} A (\rho \Sigma_s)^{-4} - \frac{5}{2\sqrt{35}} Cz^{-1/2} K_{7/2}(z), \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.10})$$

где $z = \frac{\sqrt{35}}{3} \rho \Sigma_s$.

Константа B равна нулю, так как $\psi_0(\rho) \rightarrow 0$ при $\rho \rightarrow 0$. Постоянные A и C определяются из условий (II 3.9а). Подставляя (II 3.10) в (II 3.9б) и учитывая, что в диффузионном приближении $\bar{N}_{\Pi, \text{диф}} = \frac{A}{R \Sigma_s}$, получаем относительную разницу между результатом приближения P_3 и диффузионным результатом:

$$\varepsilon = \frac{\bar{N}_{\Pi P_3} - \bar{N}_{\Pi, \text{диф}}}{\bar{N}_{\Pi, \text{диф}}} = \frac{28/27}{1 + z_0 + \frac{2}{5} z_0^2 + \frac{1}{15} z_0^3}, \quad (\text{ПЗ.11})$$

где $z_0 = 1/3 \sqrt{35} R \Sigma_s$. При $R \Sigma_s = 1 \text{ е} = 0,205$. Аналогичным образом можно рассчитать величину \bar{N}_n в следующем приближении P_3 ; для значения $R \Sigma_s = 1$ получим

$$\epsilon' = \frac{\bar{N}_{n P_3} - \bar{N}_{n \text{ диф}}}{\bar{N}_{n \text{ диф}}} = 0,228.$$

Как видно, приближение P_3 дает результат, очень близкий к точному. Как следует из (II 3.11), диффузионное приближение обеспечивает неплохую точность при $R \Sigma_s > 1$.

б) Неограниченная цилиндрическая полость радиуса R . Возрастное уравнение, граничные и начальные условия с учетом цилиндрической симметрии принимают вид

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 q}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial q}{\partial \rho}; \quad -2\pi R \frac{\partial q}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R} = \delta(\tau); \quad (\text{ПЗ.12})$$

$q(\rho, \tau) = 0$ при $\rho = \infty$; $q(\rho, \tau) = 0$ при $\tau = 0$. Применяя к системе (II 3.12) преобразование Лапласа, находим

$$g(\rho, \gamma) = \frac{K_0(\gamma \rho)}{2\pi \gamma R K_1(\gamma R)}, \quad (\text{ПЗ.13})$$

где K_0 и K_1 — функции Ганкеля от мнимого аргумента.

Поскольку в цилиндрической геометрии при прочих равных условиях отношение направленного потока к хаотическому меньше, чем в сферической геометрии, можно полагать, что ошибка диффузионного приближения будет в цилиндрической геометрии также меньше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Грошев, Е. Л. Фейнберг, И. М. Франк. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 1.
2. Л. В. Грошев, О. И. Козинец, Л. Е. Лазарева, К. Д. Толстов, Е. Л. Фейнберг, И. М. Франк, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраниц. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 21.
3. Б. П. Адыяевич, О. И. Козинец, К. Д. Толстов, И. М. Франк, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраниц. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 132.
4. К. Д. Толстов, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраниц. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 108.
5. Д. Д. Юз. Нейтронные эффективные сечения. М., ИЛ, 1959.
6. В. В. Владимирский, А. А. Панов, И. А. Радкевич, В. В. Соколовский. Атомная энергия, 1957, 3, 444.
7. Л. Е. Лазарева, Е. Л. Фейнберг, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 29, 381 (1955).
8. И. М. Франк. Труды ФИАН, 1962, 14, 117.
9. M. Poole, M. S. Nelkin, R. S. Stone. Progr. Nucl. Energy, Ser. 1, 2, 1958; L. S. Kothari, K. S. Singwi. Solid State Phys., 1959, 8, 118.
10. М. Нелин, Е. Коуэн. Труды Женевской конференции, 1958 г. Избр. доклады иностр. ученых, 1959, 2, 634.
11. А. В. Антонов, А. И. Исаков, И. Д. Мурич, Б. А. Неупокоев, И. М. Франк, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраниц. Труды Женевской конференции, 1955 г. 1956, 5, 3.
12. G. F. von Dardel. Trans. Roy. Inst. Technology, 75, Stockholm; 1954; G. F. von Dardel. Phys. Rev., 1954, 94, 272; C. F. von Dardel, N. G. Sjöstrand. Phys. Rev., 1954, 96, 1245.
13. М. В. Казарновский, Ф. Л. Шапиро. В сб. «Нейтронная физика». М., Атомиздат, 1961.
14. М. В. Казарновский, А. В. Степанов, Ф. Л. Шапиро. Вторая Международная конференция по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958 г. Доклады советских ученых, 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 469.

15. А. В. Антонов, А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мурич, Б. А. Неупокоев. В сб. «Физика и теплотехника реакторов». М., Атомиздат, 1956.
16. А. В. Антонов, А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мурич, Б. А. Неупокоев. Труды Женевской конференции, 1955 г. 1957, 5, 104.
17. А. В. Антонов. Труды ФИАН, 1962, 14, 147.
18. E. Amaldi. Handb. d. Phys., 1959, 38/2, 1.
19. G. von Dardel, N. G. Sjöstrand. Progr. Nucl. Energy, Ser. 1, 2, 1959, 183.
20. К. Н. Векуртс. Nucl. Instr. a Meth., 1961, 11, 144.
21. R. G. Keerlin. Pulsed Neutron Techniques. Los Alamos Sci. Lab., LAMS—2215, 1958.
22. З. Длоуги. Атомная энергия, 1960, 9, 182.
- 22а. Б. Г. Ерозолижский и др. Атомная энергия, 1960, 9, 144.
23. А. В. Антонов, Б. В. Гранаткин, Ю. А. Меркульев, Ч. К. Смолик. Доклад IS—57. Труды Венского симпозиума по неупругому рассеянию медленных нейтронов 11—17 октября 1960 г. Вена, 1961.
24. K. S. Singwi. J. Nucl. Energy, Reactor Sci., 1959, 11, 19; Ark. f. Fys., 1960, 16, 385.
25. М. В. Казарновский, А. В. Степанов. Труды Венского симпозиума по неупругому рассеянию медленных нейтронов 11—17 октября 1960 г. Вена, 1961.
26. А. В. Степанов. Труды ФИАН, 1964, 24, 212.
27. Б. Дэвисон. Теория переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1960.
28. М. В. Казарновский. Труды ФИАН, 1957, 11, 176.
29. А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мурич, Ф. Л. Шапиро., И. В. Штраниц, М. В. Казарновский. Труды Женевской конференции, 1955 г. 1957, 4, 166.
30. А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1957, 33, 9.
31. А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. В сб. «Ядерные реакции при низких и средних энергиях». Изд-во АН СССР, 1958, стр. 140.
32. А. И. Исаков. Диссертация. Труды ФИАН, 1964, 24, 68.
33. А. И. Исаков. ЖЭТФ, 1961, 41, 1037.
34. А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. В сб. «Ядерные реакции при низких и средних энергиях». Изд-во АН СССР, 1958, стр. 17.
35. А. А. Бергман, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1961, 40, 1270.
36. А. А. Бергман. Диссертация. Труды ФИАН, 1964, 24, 169.
37. Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1958, 34, 1648.
38. А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1960, 38, 989.
39. А. И. Исаков и др. Труды Ташкентской конференции, 1959 г. 1961, 1, 64.
40. Н. Т. Кашукеев и др. В сб. «Нейтронная физика». М., Атомиздат, 1961.
- 40а. Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1961, 40, 1610.
41. Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1962, 42, 988.
- 41а. С. П. Капчигашев, Ю. П. Попов. Атомная энергия, 1963, 15, 120.
- 41б. Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Сечения радиационного захвата 15 элементов для нейтронов с энергией $1-4 \cdot 10^4$ эв. Препринт ФИАН № А—197, 1961.
42. Ю. П. Попов, Ю. И. Фенин. ЖЭТФ, 1962, 43, 2000.
43. E. G. Vilpuch, L. W. Weston, H. H. Newson. Ann. of Phys., 1960, 10, 455; L. W. Weston, K. K. Seth, E. G. Vilpuch, H. H. Newson. Ann. of Phys., 1960, 10, 477.
44. J. H. Gibbons, R. L. Macklin, P. D. Miller, J. H. Neiler. Phys. Rev., 1961, 122, 182.
45. В. Н. Кононов, Ю. Я. Стависский, В. А. Толстиков. Атомная энергия, 1958, 5, 564; 1961, 10, 158; Ю. Я. Стависский, В. А. Толстиков. Атомная энергия, 1959, 7, 259; 1960, 9, 401.
- 45а. Ю. Я. Стависский, А. В. Шапарь. Атомная энергия, 1961, 10, 264.
46. R. C. Block. Bull. Am. Phys. Soc., 1959, II, 4, 474.
47. E. Bretsher, A. P. French. Phys. Rev., 1949, 75, 1154.
- 47а. Е. М. Балабанов, И. Я. Барит, Л. Н. Кацауров, И. М. Франк, И. В. Штраниц. В сб. «Ядерные реакции на легких ядрах». М., Атомиздат, 1957.
48. R. Keller. Helv. Phys. Acta, 1949, 22, 78; см. обзор: D. Kamke. Handb. d. Phys., 1956, 33, 82.
49. М. Д. Габович, О. Ф. Немец, З. П. Федорус. Укр. физ. ж., 1958, 3, 1, 104.
50. J. Flinta. Nucl. Instr. a Meth., 1958, 2, 219.
51. J. D. Gow, J. S. Foster. Rev. Sci. Instr., 1953, 24, 606; C. C. Anderson. Rev. Sci. Instr., 1956, 27, 809.
52. См., например, R. Gobrecht. Archiv für Electrotechnik, 1941, 35, 672.
53. А. А. Иванов. Асинхронные генераторы для гидроэлектрических станций небольшой мощности. М., Госэнергоиздат, 1948.
54. А. Н. Волков, А. М. Клабуков, Ю. П. Попов. ПТЭ, 1960, № 2, 68.
55. R. E. Marshak. Rev. Mod. Phys., 1947, 19, 185.
56. J. Waller. Доклад 15/p/153, представленный Женевской конференции 1958 г.

57. К. Е. Eriksson. Ark. f. Fys., 1959, 16, 1.
58. М. В. Казарнюковский. Атомная энергия, 1958, 4, 539.
59. D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross Sections. Second. ed. BNL—325, 1958; Suppl. N. 1, BNL—326, 1960.
60. G. Placzek. Phys. Rev., 1952, 86, 377.
61. E. Fermi. Ric. Sci., 1936, 7, 13.
62. J. H. Manley, L. J. Haworth, E. A. Luebke. Phys. Rev., 1942, 61, 152.
63. Ф. Л. Шапиро. Труды Женевской конференции, 1955 г. 1956, 5, 103.
64. K. Beckurts. Nucl. Sci. a. Engng., 1957, 2, 516.
65. N. G. Sjöstrand. Ark. f. Fys., 1959, 15, 147.
66. M. S. Nelkin. Nucl. Sci. a. Engng., 1960, 7, 210.
67. M. S. Nelkin. Gen. Atomic Report. GA—248, 1960.
68. L. S. Kothari, K. S. Singwi. Journ. Nucl. Energy, 1957, 5, 342; R. S. Bhandari. Journ. Nucl. Energy, 1957, 60, 104.
69. Т. С. Беланова. ЖЭТФ, 1958, 35, 574; Атомная энергия, 1960, 8, 549.
70. H. W. Schmitt, C. W. Cook. Nucl. Phys., 1960, 20, 202.
71. T. Ericson. Phys. Rev. Lett., 1960, 5, 430.
72. Э. Мелконян. Труды Женевской конференции, 1955 г., 1957, 4, 400.
73. J. E. Draper. Nucl. Sci. a. Engng., 1956, 1, 522.
74. D. Hughes. Journ. Nucl. Energy, 1955, 1, 237.
75. В. Н. Ефимов, И. И. Шелонцев. Препринт Р—641, ОИЯИ. Дубна, 1961.
76. H. Bradt, P. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, S. Preiswerk, P. Scherer. Helv. Phys. Acta, 1946, 19, 77.
77. W. A. Fowler, C. C. Lauritsen, T. Lauritsen. Rev. Mod. Phys., 1948, 20, 265.
78. П. Э. Немировский. Современные модели атомного ядра. М., Атомиздат, 1960.
79. П. Э. Немировский. ЖЭТФ, 1960, 39, 1737.
80. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, гл. 18. М., Физматгиз, 1963.
81. Дж. Блатт, В. Вайскопф. Теоретическая ядерная физика. М., ИИЛ, 1954.
82. E. P. Wigner, L. Fisenbud. Phys. Rev., 1947, 72, 29.
83. A. M. Lane, R. G. Thomas. Rev. Mod. Phys., 1968, 30, 257.
84. R. L. Macklin, J. H. Gibbons. Phys. Rev., 1958, 109, 105.
85. S. J. Bame, Jr., R. L. Cubbit. Phys. Rev., 1959, 114, 1580.
86. A. J. Baz. Advances in Phys. (Suppl. to Phil. Mag.), 1959, 8, 349.
87. R. M. Frank, J. L. Gammel. Phys. Rev., 1955, 99, 1406.
88. Ю. Г. Балашко, И. Я. Барут, Ю. Н. Гончаров. ЖЭТФ, 1959, 36, 1937.
89. Ю. Г. Балашко, А. Б. Курепин. ЖЭТФ, 1963, 44, 610.
90. R. Hofstadter. Rev. Mod. Phys., 1956, 28, 214.
91. J. Benveniste, B. Cork. Phys. Rev., 1953, 89, 422; R. M. Eisberg. Phys. Rev., 1956, 102, 1104.
92. H. Tyren, G. Tibbel, A. G. Marris. Nucl. Phys., 1957, 4, 277; P. Pillman, A. Johansson, G. Tibbel, H. Tyrren. Nucl. Phys., 1959, 12, 596; W. Selove, J. M. Teem. Phys. Rev., 1958, 112, 1658.
93. J. S. Allred. Phys. Rev., 1951, 84, 694.
94. Г. Ф. Богданов, Н. А. Власов, С. П. Калинин и др. В сб. «Ядерные реакции при низких и средних энергиях». Изд-во АН СССР, 1958.
95. G. K. Walters, L. D. Schearer, F. D. Colegrove. Phys. Rev. Lett., 1962, 8, 439.
- 95a. L. D. Schearer, F. D. Colegrove, G. K. Walters. Phys. Rev., Lett., 1963, 10, 100.
96. F. Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen. Nucl. Phys., 1959, 11, 1.
97. H. Bickel, T. Bonner. Phys. Rev., 1957, 108, 1025.
98. Г. В. Горлов и др. Докл. АН СССР, 1956, 111, 791.
99. R. Walen. Recneil de travaux de l'Institut de la Recherches sur la Structure de la Materiere. Belgrad, 1952, 7.
100. А. Ахизер, И. Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. М., ГИТТЛ, 1950.
101. E. Melconian, W. W. Havens, Jr., L. J. Rainwater. Phys. Rev., 1953, 92, 702.
102. S. N. Purohit. Nucl. Sci. a. Engng., 1961, 9, 305.
103. T. T. Komoto, F. Kloverstrom. Trans. Am. Nucl. Soc., 1958, 1, 1.
104. E. Starr, G. A. Price. Trans. Am. Nucl. Soc., 1959, 2, 125.
105. Ю. П. Попов. Труды ФИАИ, 1964, 24, 111.
106. Newsletter, BNL—768, 1962, 7, 13.
107. C. H. Poppe. Phys. Lett., 1962, 2, 471.
108. H. Lefevre, R. R. Borchers, C. H. Poppe. Phys. Rev., 1962, 128, 1328; C. Werntz. Phys. Rev., 1962, 128, 1336.

**СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ ДО 50 кэв
ЯДРАМИ La¹³⁹, Pr¹⁴¹, Ta¹⁸¹, Au¹⁹⁷***

Совместно с В. А. Конксом и Ю. П. Поповым

Приводятся кривые сечений радиационного захвата нейтронов и данные о резонансных интегралах захвата, полученные с помощью спектрометра по времени замедления нейтронов в свинце. В результате анализа энергетического хода сечений захвата определены значения силовых функций для p -нейтронов (S_1) и величин $S_\gamma = \Gamma_\gamma / \bar{D}_J (2J + 1)$; для лантана $S_1 = (2,0 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$, $S_\gamma = (0,20 \pm 0,02) \cdot 10^{-4}$, для празеодима $S_1 = (1,1 \pm_{0,6}^{1,1}) \cdot 10^{-4}$, $S_\gamma = (0,60 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}$, для тантала $S_1 \sim 0,2 \cdot 10^{-4}$ и для золота $S_1 \sim 0,3 \cdot 10^{-4}$.

ВВЕДЕНИЕ

Область энергий до 50 кэв наиболее благоприятна для выделения взаимодействия p -нейтронов с атомными ядрами, поскольку в этой области s - и p -нейтроны дают сравнимые по величине вклады в сечение захвата, а вклад d -нейтронов пренебрежимо мал [1]. Если по силовым функциям для s -нейтронов имеется довольно богатый экспериментальный материал, то силовые функции для p -нейтронов (S_1) измерены лишь для сравнительно малого числа ядер, в основном в районе атомных весов $A \sim 100$ [1—3], где зависимость $S_1(A)$ имеет максимум. В области $A \sim 140—200$, где производились настоящие измерения, S_1 имеет минимум (а S_0 — максимум), что, конечно, затрудняет выделение вклада p -нейтронов в сечения захвата, усредненные по многим резонансам. В то же время экспериментальное определение S_1 в этой области значений A имеет определенный интерес, в частности в связи с последними теоретическими работами, где обсуждаются объемное и поверхностное поглощение в оптической модели ядра и влияние деформации атомных ядер (см., например [4, 5]).

Систематические измерения энергетической зависимости сечений радиационного захвата нейтронов в области ниже 50 кэв начали проводиться лишь в последнее время. В Дюкском университете (США) для нескольких ядер проведены относительные измерения сечений для энергий выше 3 кэв с использованием активационной методики. В Окридже (США) измерения проводились Гиббонсом и др. [2] для $E \gtrsim 10$ кэв и Блоком и др. [6] для $E < 8$ кэв путем непосредственной регистрации мгновенных γ -лучей захвата нейтронов.

Кроме того, в ряде работ проводились измерения сечения захвата нейтронов от Sb — Ве источника ($E = 24$ кэв) и нейтронов от реакции $Li^7(p, n)$ вблизи порога (30 кэв) с помощью активационной методики [7—11] или по методу пропускания в сферической геометрии [12, 13]. Однако разброс экспериментальных данных разных авторов еще довольно велик, например для золота.

Настоящие измерения являются продолжением проведенных ранее (см. [14]) и выполнены на спектрометре, основанном на времени замедления нейтронов в свинце [14—16].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Наши измерения энергетической зависимости сечений радиационного захвата нейтронов дают относительный ход сечения и могут нормироваться тремя независимыми способами [14]:

1) по известным резонансным параметрам низко расположенных уровней исследуемого элемента;

2) по значению сечения захвата тепловых нейтронов;

3) по известным резонансным параметрам другого элемента.

Лантан. Измерения проводились с тремя толщинами образцов (с \bar{n} , равным $1,5 \cdot 10^{21}$; $3,4 \cdot 10^{21}$ и $8 \cdot 10^{21}$ ат/см²) из трех партий окиси лантана. Сечение захвата нормировалось по резонансному уровню лантана с энергией $E_0 = 73,5$ эв [17], а также по резонансам золота, тантала и вольфрама при одновременных измерениях (табл. 1).

Таблица 1

Калибровочные коэффициенты K отдельных серий измерений для лантана, празеодима, тантала и золота

Нормировка по	K	Область нормировки, эв	K
Лантан, $\bar{n} = 4,7 \cdot 10^{21}$ ат/см ²		Тантал, $\bar{n} = 4,6 \cdot 10^{21}$ ат/см ²	
уровню La^{139} , $E_0 = 73$ эв	$0,047 \pm 0,008$	до 7,2	$0,076 \pm 0,005$
вольфраму	$0,035 \pm 0,004$	7,2—16	$0,065 \pm 0,003$
золоту	$0,043 \pm 0,009$	16—55	$0,077 \pm 0,002$
танталу	$0,041 \pm 0,004$	0,3	$0,072 \pm 0,004$
Празеодим, $\bar{n} = 8 \cdot 10^{21}$ ат/см ²		Золото, $\bar{n} = 1,7 \cdot 10^{21}$ ат/см ²	
уровню Pr^{141} , $E_0 = 85$ эв	$0,038 \pm 0,006$	до 36	$0,186 \pm 0,008$
вольфраму	$0,036 \pm 0,004$	36—110	$0,184 \pm 0,015$
бromу	$0,039 \pm 0,008$	110—220	$0,162 \pm 0,011$
танталу	$0,040 \pm 0,004$	0,3	$0,189 \pm 0,010$

Примечание. Указаны ошибки, обусловленные ошибками в использованных резонансных параметрах, а при калибровке по области малых энергий — статистической точностью и стабильностью измерений.

Энергетическая зависимость сечения захвата для лантана показана на рис. 132. Для $E > 1$ кэв измерения с образцами разных толщин дали одинаковые результаты. В измерениях проявился уровень изотопа La^{138} (его содержание в естественной смеси 0,089%) с энергией $E_0 = 3,06$ эв; известный уровень La^{139} с $E_0 = 0,752$ эв проявился слабо. В области энергий ниже 40 эв сечение захвата лантана идет примерно вдвое выше экстраполированного по закону $1/v$ сечения захвата тепловых нейтронов, что не может целиком объясняться указанными низкими уровнями La^{138} и La^{139} . Такой подъем се-

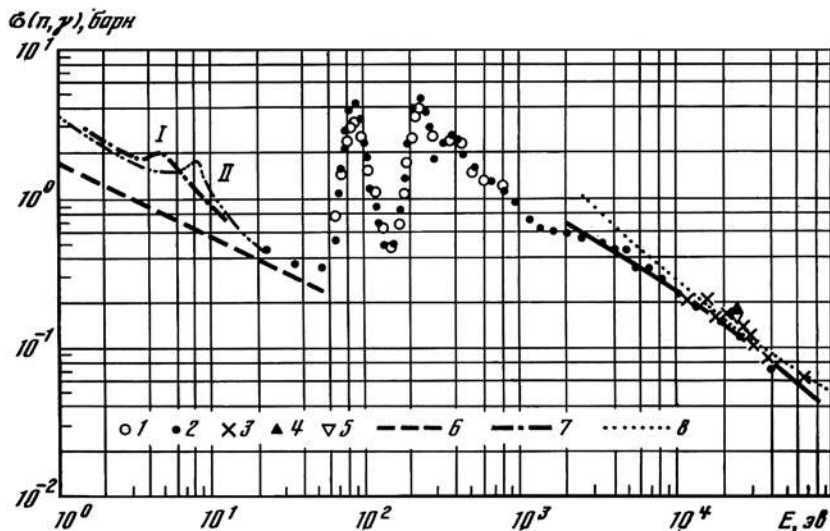


Рис. 132. Зависимость эффективного сечения захвата от энергии нейтронов для образцов лантана с $\bar{n} = 3,4 \cdot 10^{21} \text{ ат/см}^2$ (1) и $\bar{n} = 8,0 \cdot 10^{21} \text{ ат/см}^2$ (2)

1, 2 — наши данные; 3 — Гиббонс и др. [2]; 4 — Макклин и др. [7]; 5 — Босс и др. [8]; 6 — экстраполяция по закону $1/v$ теплового сечения захвата [17]; 7 — кривая построена по экспериментальным точкам 8 — (в килоэлектронвольтной области) — ход сечения захвата, построенный по параметрам S_1 и S_2 , приведенным в тексте, и $S_0 = 2 \cdot 10^{-4}$

чения захвата, как и в случае празеодима (см. ниже), объясняется, по-видимому, примесями других редкоземельных элементов. При энергии 800 эв проявился максимум в сечении, который не может быть объяснен примесями других элементов. Он соответствует группе узких резонансов лантана, не проявившихся в измерениях полных сечений [17].

В области выше 10 кэв наши измерения хорошо согласуются с данными Гиббсона [2], Макклина [7] и Босса [8].

Празеодим. Измерения проводились с тремя толщинами образцов двух партий комплексного оксида. Неопределенность состава комплексного оксида приводит к погрешности в определении средней толщины образца не более 2%, если расчет вести по формуле Pr_6O_{11} .

Рис. 133 иллюстрирует соотношение между эффектом и фоном для образца празеодима с $\bar{n} = 4,2 \cdot 10^{21} \text{ ат/см}^2$ при измерениях с пропорциональным счетчиком γ -квантов.

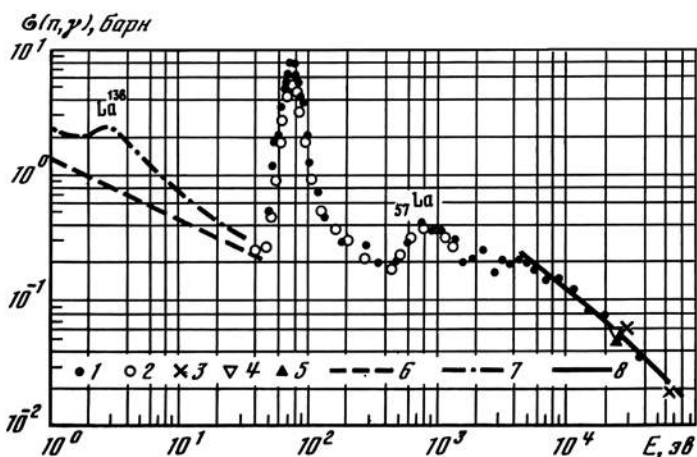
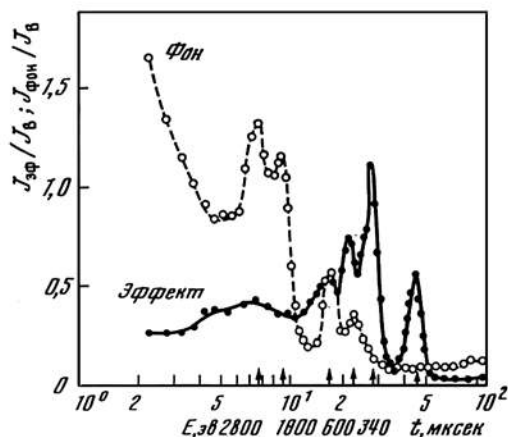
Зависимость сечения захвата от энергии нейтронов приведена на рис. 134. Сечения нормировались по параметрам резонанса Pr^{141} с $E_0 = 85 \text{ эв}^*$, а также по параметрам резонансов Вг, Та, W. Согласие в калибровочных коэффициентах видно из табл. 1.

* Следует отметить, что параметры резонанса 85 эв, по данным работы [19] и по измерениям Л. Б. Пикельнера, Ю. С. Язвицкого и сотрудников, оказались близкими, в то время как у других авторов [17] они сильно отличаются. Нами использовались данные Пикельнера и др. Калибровочный коэффициент K по группе уровней в области энергий от 150 до 300 эв ввиду большой поправки на захват нейтронов после рассеяния, которая вычислялась со значительной ошибкой (см. [20]), учитывался с весом 1/2.

Рис. 133. Кривые, характеризующие соотношение эффекта и фона для тонкого образца празеодима в зависимости от времени замедления

Рис. 134. Зависимость эффективного сечения захвата от энергии нейтронов для образцов празеодима с $\bar{n} = 4,2 \cdot 10^{21} \text{ ат/см}^{21}$ (1) и $\bar{n} = 10^{22} \text{ ат/см}^2$ (2)

- 1, 2 — наши данные;
 3, 7 — Гиббонс и др. [2];
 4 — Босс и др. [8];
 5 — Лион и Маклин [18];
 6 — экстраполяция по закону $1/v$ теплового сечения захвата [18];
 7 — кривые I, II построены по экспериментальным точкам для образцов из различных партий окиси и празеодима;
 8 — (в килоэлектронвольтовой области) — расчетный ход сечения захвата, построенный по параметрам, приведенным в тексте, при $S = 2 \cdot 10^{-4}$; 8 — то же, по параметрам Гиббонса и др. [2]



В области ниже 10 эв измеренное сечение идет выше сечения, экстраполированного по закону $1/v$ из тепловой области (пунктирные кривые 1, 2). По-видимому, указанный ход сечения в области малых энергий обусловлен примесью таких редкоземельных элементов, как Sm, Gd, Dy, Eu (для объяснения наблюдаемого хода сечения захвата достаточно присутствия примесей каждого из этих элементов в количестве 0,05—0,1%). Анализ на примеси с такой точностью не проводился. Однако измерения с двумя разными партиями окиси празеодима дали различный ход сечения при малых энергиях. В одной из них (кривая 2) проявился уровень с энергией ~ 8 эв, который можно сопоставить с сильным уровнем Sm^{152} с $E_0 = 8,01$ эв. В другой партии празеодима заметна группа уровней со средней энергией ~ 6 эв, которую можно приписать диспрозию (кривая 1). Площади пиков соответствуют содержанию Sm и Dy порядка десятых долей процента. В килоэлектронвольтовой области энергий согласие с результатами других авторов [2, 7, 8] удовлетворительное.

Тантал. Измерения велись с двумя образцами разных толщин из металлического листового тантала и с образцом из порошкообразного тантала другой партии. Нормировка сечений проводилась по уровням с известными резо-

нансными параметрами [21, 22] и по значению теплового сечения захвата (см. табл. 1). Энергетическая зависимость эффективного сечения радиационного захвата нейтронов ядрами тантала представлена на рис. 135, где сравнение результатов для трех толщин образцов показывает эффект самоэкранировки. Начиная с энергии ~ 2 кэв и выше, точки для образцов различной толщины усреднены, поскольку эффект самоэкранировки в этой области уже не играет роли. Ниже энергии $\sim 0,5$ эв сечение захвата нейтронов ядрами тантала следует закону $1/v$. Результаты наших измерений хорошо согласуются с данными Гиббонса и др. [2] и Блока и др. [6]. Выше 20 кэв наши данные идут на 25% ниже, чем у Босса [8] и Мискела [23].

Золото. Для измерений использовались два образца разных толщин из металлического золота. Сечение захвата нормировалось по резонансным уровням с известными параметрами [21] и по значению теплового сечения захвата [17].

В табл. 1 приведены калибровочные коэффициенты для одной из серий измерений с золотом. Для нормировки использовался средневзвешенный калибровочный коэффициент. Ранее проведенные измерения [24] нормировались по резонансным параметрам, приведенным Юзом и др. [17]. Перенормировка старых результатов по резонансным параметрам [21] опускает кривую сечения на 20% и дает согласие с нашими измерениями в пределах точности эксперимента.

Энергетическая зависимость сечения реакции (n, γ) для золота приведена на рис. 136 с учетом перенормированных результатов [24]. В килоэлектронвольтовой области наши результаты находятся в хорошем согласии с данными Гиббонса и др. [2], Шмитта [12], Т. С. Белановой [13] и Блока и др. [6].

Наблюдается различие с данными других авторов [7—11, 25], полученными по активационной методике, и в форме кривой — с результатами, полученными в Дюкском университете (США) [3].

В табл. 1 калибровочные коэффициенты для золота по третьей группе резонансов и для тантала по второй группе на 10—15% ниже остальных. Такое отличие повторялось и для всех других серий измерений с образцами различных толщин. Причиной этого может быть либо неточность параметров этих уровней, полученных из измерений полных сечений в [17, 21, 22], либо пропуск в этих работах слабых резонансов, дающих заметный вклад в сечение захвата.

Следует отметить также, что для золота и тантала наблюдается систематическое расхождение между данными активационной методики, с одной стороны, и данными, полученными прямой регистрацией γ -квантов от захвата нейтронов и методом пропускания нейтронов в сферической геометрии, с другой стороны. Например, для золота активационные данные [7—11, 23, 25] заметно расходятся между собой и в полтора-два раза выше результатов [2, 12, 13] и наших данных, которые хорошо согласуются между собой. Поскольку золото и тантал в области малых энергий имеют сильные резонансы, то возможно, что наличие даже незначительного фона нейтронов низкой энергии (отраженных от стен помещения и т. п.) приводит к кажущемуся увеличению активационного сечения захвата*. Изменение же схемы распада при переходе от тепловой области (по которой нормируются эти измерения)

* В связи с этим необходимо проводить активационные измерения для ядер с сильными низко расположенными резонансами, используя экраны из тех же элементов для защиты от фоновых нейтронов.

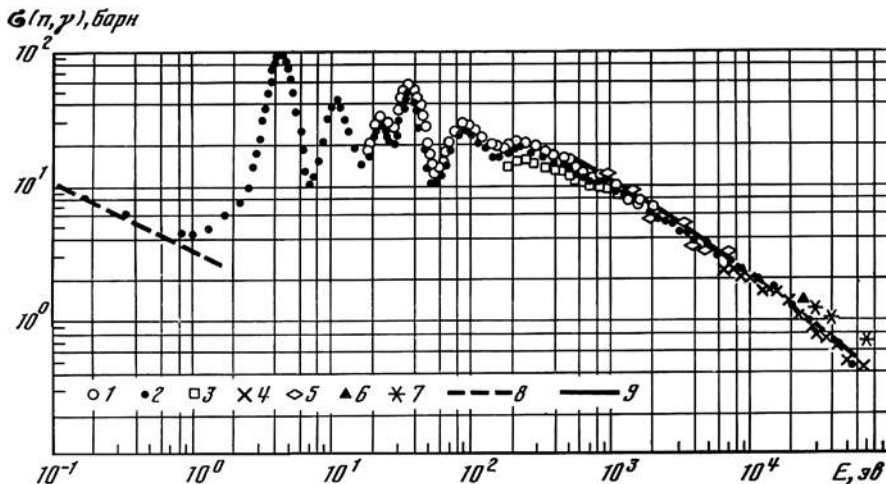


Рис. 135. Энергетическая зависимость эффективного сечения захвата нейтронов для образцов тантала с $\bar{n} = 2,8 \cdot 10^{21} \text{ ат/см}^2$ (1), $\bar{n} = 4,6 \cdot 10^{21} \text{ ат/см}^2$ (2) и $\bar{n} = 8,7 \cdot 10^{21} \text{ ат/см}^2$ (3) 1—3 — наши данные; 4 — Гиббонс и др. [2]; 5 — Блок и др. [6]; 6 — Босс и др. [8]; 7 — Миссела и др., [23]; 8, 9 — см. 7, 8 на рис. 132

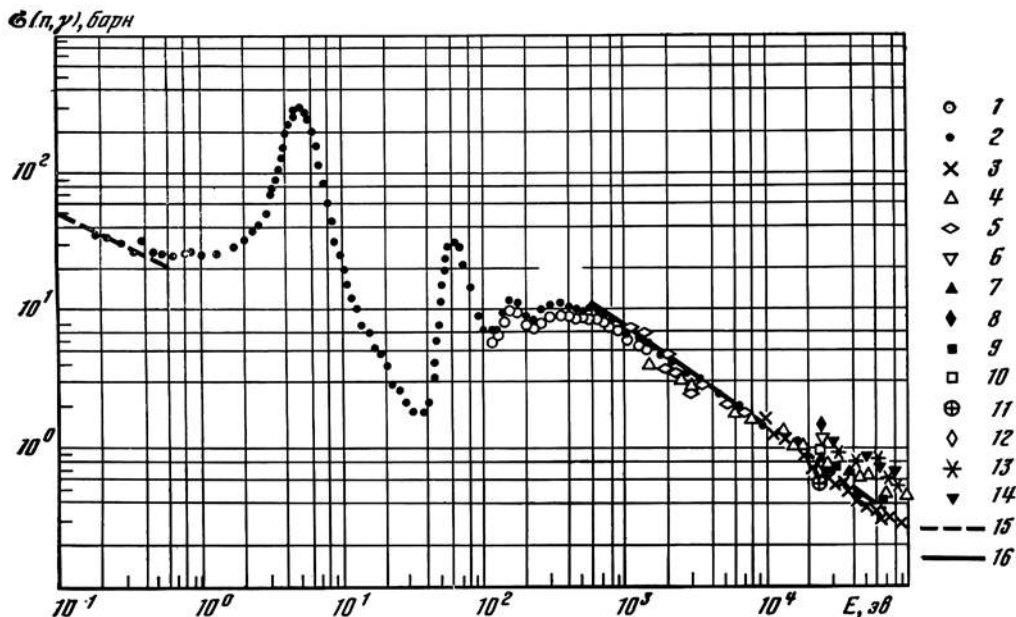


Рис. 136. Энергетическая зависимость эффективного сечения захвата нейтронов для образцов золота с $\bar{n} = 2 \cdot 10^{21} \text{ ат/см}^2$ (1) и $\bar{n} = 4 \cdot 10^{21} \text{ ат/см}^2$ (2)

1, 2 — наши данные; 3 — Гиббонс и др. [2]; 4 — Ньюсон и др. [3]; 5 — Блок и др. [6]; 6 — Макклин и др. [7]; 7 — Босс и др. [8]; 8 — Хаммермеш, Хуммель [9]; 9 — Вестон, Лион [10]; 10 — Кононов и др. [11]; 11 — Шмитт, Кук [12]; 12 — Беланова [13]; 13 — Миссел и др. [23]; 14 — Кокс [25]; 15, 16 — см. 7, 8 на рис. 132

к килоэлектронвольтной области может привести только к возникновению новых путей распада, что вызвало бы уменьшение измеренного сечения в килоэлектронвольтной области, а не наоборот.

Для расчетов конструкций ядерных реакторов и защиты от излучений представляют интерес резонансные интегралы поглощения

$$R_{\gamma} = \int_{E_1}^{E_2} \sigma_{\gamma}(E) \frac{dE}{E}.$$

Распределение R_{γ} по отдельным областям энергий представлено в табл. 2. Здесь $R_{\gamma}(1/\nu) = 0,44 \sigma_{\gamma}(0,025 \text{ эв})$, R_1 рассчитано по параметрам известных резонансов, R_2 получено из наших измерений с самым тонким образцом для той области энергий (указанной в скобках), где параметры уровней неизвестны. Суммарное значение R_{γ} приведено в табл. 2 в пятом столбце. В следующем столбце для сравнения приведены значения R_{γ} , полученные другими авторами в основном в измерениях на реакторах. В случае золота и тантала значения R_{γ} практически целиком определяются величиной R_1 , а не результатами наших измерений, поэтому сравнение с данными других авторов по «глобальным» значениям R_{γ} проводить не имеет смысла.

Таблица 2

Резонансные интегралы поглощения

Элемент	$R_{\gamma}(1/\nu)$, бн	R_1 , бн	R_2 , бн	Суммарное значение R_{γ} , бн	R_{γ} , бн (данные других авторов)
La	$3,9 \pm 0,1$	$9,2 \pm 0,9$ ($< 730 \text{ эв}$)	$0,9 \pm 0,1$ ($> 730 \text{ эв}$)	$14,0 \pm 0,9$	11[26]; 11 ± 3 [27]
Pt	$4,97 \pm 0,09$	$9,7 \pm 0,7$ ($< 300 \text{ эв}$)	$2,9 \pm 0,3$ ($> 300 \text{ эв}$)	$17,6 \pm 0,8$	11,3 [26]; $23,5 \pm 9$ [27]
Ta *	$9,23 \pm 0,44$		$12,6 \pm 1,3$ ($> 1 \text{ кэв}$)		
Au *	$43,5 \pm 0,1$		$9,6 \pm 0,9$ ($> 1 \text{ кэв}$)		

* Резонансные параметры уровней Ta до 300 эв и Au до 940 эв с хорошей точностью приводятся в [24].

В заключение остановимся на результатах расчетов силовых функций для p -нейтронов по усредненным сечениям захвата в лантане, празеодиме, тантале и золоте. Расчеты велись по программе, разработанной ранее [1]. Однако малый вклад p -нейтронов в сечение захвата значительно снижает надежность вычисления S_1 , предъявляя более жесткие требования к точности задания усредненных параметров взаимодействия для s -нейтронов. Уже первые расчеты показали невозможность получения для наших кривых трех параметров (вторая и третья серии расчетов в [1]). Кроме того, два параметра, S_1 и $S_{\gamma} = (\overline{\Gamma_{\gamma}/D})_0 = (\overline{\Gamma_{\gamma}/D})_1$ (здесь $D = D_J(2J + 1)$, где D_J — среднее расстояние между уровнями со спином J), в случае тантала и золота получаются не совсем однозначно. Изменение закрепленного значения силовой функции для s -нейтронов в пределах 15–20% (ошибка измерения S_0 , показанная в одной из лучших работ (см. [24]) приводит к изменению S_1 в несколько раз. В связи с этим для указанных элементов наши измерения дают лишь оценки

величин S_1 ($0,2 \cdot 10^{-4}$ для тантала и $0,3 \cdot 10^{-4}$ для золота). Эти оценки согласуются с результатами работ [2, 3].

Следует отметить также, что наши экспериментальные значения сечения захвата для золота и тантала в районе $\sim 1-4$ кэв лежат на 15—20% выше, чем дают расчеты, использующие значения S_0 и S_γ , полученные другими авторами [21].

Для ядер La^{139} и Pr^{141} , являющихся магическими по числу нейтронов уже в области выше 3 кэв, имеем $\bar{\Gamma}_n \gg \Gamma_\gamma$, ввиду чего усредненное по резонансам сечение захвата s -нейтронов зависит в основном от величины Γ_γ (подробнее см. [1]). Это приводит к тому, что анализ измерений дает значения $\overline{\Gamma_\gamma/D}$ с лучшей точностью, чем значения S . Если предположить, что $(\overline{\Gamma_\gamma/D})_0 = (\overline{\Gamma_\gamma/D})_1 = S_\gamma$, то получаются следующие значения:

$$\text{для лантана} \quad S_\gamma = (0,20 \pm 0,02) \cdot 10^{-4}, \quad S_1 = (2 \pm 0,9) \cdot 10^{-4},$$

$$\text{для празеодима} \quad S_\gamma = (0,60 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}, \quad S_1 = \left(1,1 \begin{matrix} +1,1 \\ -0,6 \end{matrix}\right) \cdot 10^{-4}.$$

Последняя величина на порядок величины больше результата Гиббонса и др., а именно $S_1 = (0,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$ [2]. На рис. 134 приведены кривые сечений захвата празеодима, рассчитанные по нашим параметрам (сплошная кривая) и по параметрам Гиббонса и др. [2] (точечная кривая). Как видно, последняя в области ниже 10 кэв не удовлетворяет эксперименту. Это связано с тем, что Гиббонсом [2] было принято большее значение $S_\gamma = 1,1 \cdot 10^{-4}$. В области выше 100 кэв, не приведенной на рис. 3, экспериментальные точки располагаются выше нашей расчетной кривой, что можно объяснить вкладом d -нейтронов, силовая функция которых должна иметь максимум в районе $A \approx 140$ [28].

Можно отметить, что полученные величины S_1 для лантана и празеодима совпадают со значениями, рассчитанными по оптической модели с параметрами П. Э. Немировского [28] (см. также [1]).

В заключение авторы выражают благодарность Ю. А. Дмитренко, С. Н. Губернову, А. М. Клабукову и Е. Д. Булатову, обеспечившим нормальную работу установки, и Ю. И. Фенину за проведение расчетов на вычислительной машине.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. П. Попов, Ю. И. Фенин. ЖЭТФ, 43, 2000, 1962.
2. J. H. Gibbons, R. L. Macklin, P. D. Miller, J. H. Neiler. Phys. Rev., 1961, 122, 182.
3. E. C. Bilpuch, L. W. Weston, H. W. Newson. Ann. Physics, 1960, 10, 455; L. K. Weston, K. K. Seth, E. G. Bilpuch, H. W. Newson. Ann. Physics, 1960, 10, 477.
4. Ю. П. Елагин. ЖЭТФ, 1963, 33, 371.
5. B. Buck, F. Perrey. Phys. Rev. Lett., 1962, 8, 444.
6. R. C. Block, G. G. Slaughter, L. W. Weston, F. C. Vonderlage. Neutron time-of-flight methods. Brussel, 1961.
7. R. L. Macklin, N. H. Lasar, W. S. Lyon. Phys. Rev., 1957, 107, 504.
8. R. Booth, W. P. Ball, M. H. McGregor. Phys. Rev., 1958, 112, 226.
9. V. Hummel, B. Hammermesh. Phys. Rev., 1951, 82, 67.
10. L. W. Weston, W. S. Lyon. Phys. Rev., 1961, 123, 948.
11. В. Н. Кононов, Ю. Я. Стависский, В. А. Толстиков. «Атомная энергия», 1958, 5, 564.
12. H. W. Schmitt, C. W. Cook. Nucl. Phys., 1960, 20, 202.
13. Т. С. Беланова. Атомная энергия, 1960, 8, 549.
14. Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1962, 42, 988.

15. А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Муриш, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штрашиц, М. В. Казарновский. Труды Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. Изд-во АН СССР, 1956, 4, 166.
16. Н. Т. Кашукеев, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Сб. «Нейтронная физика». М., Атомиздат, 1961, стр. 354; J. Nucl. Energy, 1961, A14, 76.
17. D. J. Hughes, R. B. Schwartz. Neutron Cross Sections, BNL—325, ed. 2, 1958; D. J. Hughes, B. A. Magurno, M. K. Brussel. Neutron Cross Sections, BNL—325, Suppl. 1, 1960.
18. W. S. Lyon, R. L. Macklin. Phys. Rev., 1959, 114, 1619.
19. C. Corge, V. D. Huynh, J. Julien, J. Morgenstern, F. Netter. J. Phys. Rad., 1961, 22, 719.
20. J. E. Draper. Nucl. Sci. Engin., 1956, 1, 522.
21. J. S. Desjardens, J. L. Rosen, W. W. Havens, Jr., J. Rainwater. Phys. Rev., 1960, 120, 2214.
22. Е. Я. Доильницын, Л. П. Хамьянов, В. А. Парфенов. Материалы рабочего совещания по физике нейтронов. Препринт ОИЯИ, № 956, 1962, стр. 52.
23. J. A. Miskel, K. V. Marsh, M. Lindner, R. I. Nagle. Phys. Rev., 1962, 128, 2717.
24. А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1960, 38, 189.
25. S. A. Cox. Phys. Rev., 1961, 122, 1280.
26. Р. Макклин, Х. Померанс. Труды Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии, 1955 г., Изд-во АН СССР, 1956, 5, 119.
27. J. D. Garrison, B. W. Ross. Nucl. Sci. Engin., 1962, 12, 115.
28. П. Э. Немировский. Современные модели атомного ядра. М., Атомиздат, 1960.

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 50 *кэв* ИЗОТОПАМИ ТАЛЛИЯ *

Совместно с В. А. Конксом

С помощью метода времени замедления измерена зависимость от энергии нейтронов сечения радиационного захвата для изотопов таллия. Приводятся графики сечений и резонансные интегралы поглощения. Определена радиационная ширина уровня 238 *эв* для Tl^{203} ($\Gamma_\gamma = 0,64 \pm 0,07$ *эв*). Из величины сечения захвата оценены средние расстояния между резонансами Tl^{203} [$D_J(2J + 1) = 5 \pm 2$ *кэв*] и Tl^{205} [$D_J(2J + 1) > 15$ *кэв*].

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие медленных нейтронов с ядрами таллия недостаточно изучено. В измерениях полных сечений [1—6] и самопоглощения [7] наблюдаются резонансы при энергиях падающих нейтронов 238 *эв* ($\Gamma_n^0 = 0,292 \pm \pm 0,026$ *эв*, $J = 1$ [4]), $\sim 1,3$ *кэв* ($g\Gamma_n^0 = 1,15$ *эв* [5]), 5 *кэв* для Tl^{203} и 17,5 *кэв* для Tl^{205} ; радиационные ширины Γ_γ этих уровней неизвестны.

Сечения захвата для естественной смеси изотопов измерялись Гиббсонсом и др. [8] при энергиях нейтронов 30 и 65 *кэв* с регистрацией γ -квантов захвата, а для Tl^{205} — Стависским и др. [9, 10] при 25 *кэв* и в области энергий от 0,03 до 2,1 *Мэв* с использованием активационной методики.

Настоящие измерения сечений захвата выполнены на спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце [11] в области энергий нейтронов до 50 *кэв* методом регистрации мгновенных γ -квантов от захвата нейтронов [12, 13].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Измерения проводились с естественными и обогащенными образцами таллия; характеристики образцов приведены в табл. 1. Для регистрации γ -квантов от захвата нейтронов использовался пропорциональный счетчик, а при измерениях с естественным таллием — также сцинтилляционный счетчик (ФЭУ-39 с кварцевым окном с кристаллом CaF_2).

Поскольку радиационные ширины резонансов таллия неизвестны, а его тепловое сечение захвата мало, то нормировка сечений захвата [13] проводилась по резонансам брома, тантала и золота из одновременных измерений. Нормировочные коэффициенты хорошо согласуются между собой (табл. 2).

На рис. 137 представлена энергетическая зависимость сечения радиационного захвата нейтронов для изотопов Tl^{203} и Tl^{205} , на рис. 138 — для естественной смеси изотопов.

В измерениях проявились резонансные уровни 238 *эв*, 1,3 *кэв* и 5 *кэв* для изотопа Tl^{203} и 3 *кэв* — для Tl^{205} (этот резонанс наблюдался Ньюсоном и др. [6] в относительных измерениях сечения активации). Проявился также

Таблица 1

Толщина и изотопный состав образцов

Образец	Толщина 10^{21} ат/см ²	Химическое соединение	Изотопное содержание, %	
			Tl ²⁰³	Tl ²⁰⁵
Tl	{ 3,4 4,7	Tl ₂ O ₃	29,5	70,5
		Металл		
Tl ²⁰³	19	Металл		
	2,3	Металл	82,7	17,3
Tl ²⁰⁵	2,3	Металл	4,4	95,6

Таблица 2

Нормировочные коэффициенты для отдельных серий измерений

	К		
	Tl	Tl ²⁰³ _{обог}	Tl ²⁰⁵ _{обог}
По золоту	0,034±0,003	0,17±0,02	0,17±0,02
По бромю	0,035±0,004	0,17±0,02	0,17±0,02
По танталу	0,038±0,004	0,17±0,02	0,18±0,02
По теплоту значению	0,043±0,009	—	—
Средний	0,037±0,004	0,170±0,014	0,170±0,014

Примечание: Для образца Tl $\bar{n} = 1,9 \cdot 10^{-2}$ ат/см².

резонанс при энергии ~ 45 эв (на рисунках указан пунктиром), который может быть обусловлен примесью 0,01—0,03% молибдена. Анализ на молибден с такой точностью не проводился. При измерениях с обогащенным образцом Tl²⁰⁵ в области резонанса 238 эв велик вклад захвата ядрами Tl²⁰³. Эффект самоэкранирования и плохое энергетическое разрешение спектрометра затрудняют вычисление сечения Tl²⁰⁵ в этой области энергий. Поэтому его приблизительный ход указан пунктиром. Ниже энергии ~ 20 эв сечения захвата следуют закону $1/v$. На рис. 137 и 138 пунктирными прямыми представлена экстраполяция теплового сечения захвата [14] по закону $1/v$. Результаты наших измерений для естественной смеси изотопов таллия согласуются с суммой тепловых сечений захвата отдельных изотопов $\sigma_{\gamma, \text{тепл}} = 3,9 \pm 0,3$ бн*. Суммарная кривая сечений захвата Tl²⁰³ и Tl²⁰⁵, приведенная к естественной смеси изотопов, в пределах ошибок опыта следует ходу сечения, измеренному с естественными образцами (рис. 138).

Анализ площадей под резонансными пиками позволяет сделать некоторые заключения о резонансных параметрах. Для резонанса с $E_0 = 238$ эв получе-

* Эта величина несколько больше приведенного в том же атласе [14] теплового сечения захвата естественной смеси $\sigma_{\gamma, \text{тепл}} = 3,4 \pm 0,5$ бн.

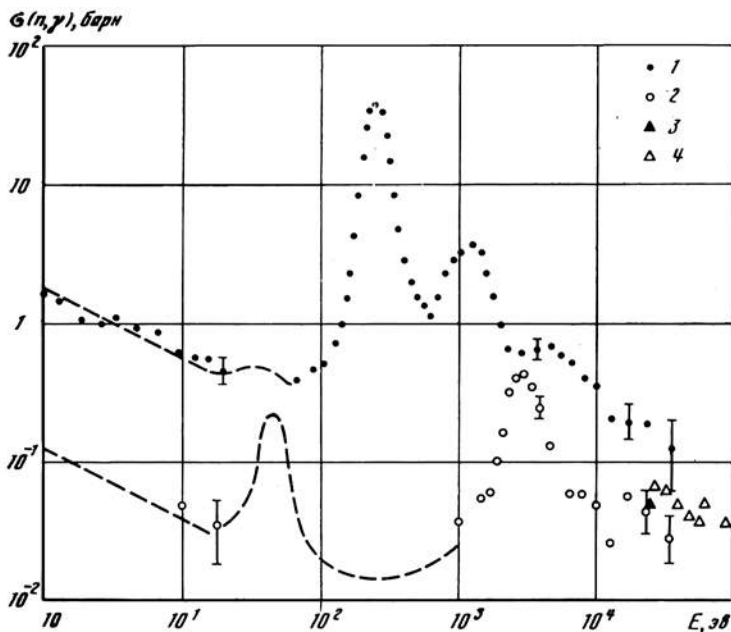


Рис. 137. Зависимость эффективного сечения захвата от энергии нейтронов для изотопов таллия

1 — $\bar{n} = 2,3 \cdot 10^{21}$ ат/см² Tl²⁰³; 2 — $\bar{n} = 2,25 \cdot 10^{21}$ ат/см² Tl²⁰³ — данные настоящей работы; 3 — результаты [9]; 4 — результаты [10]

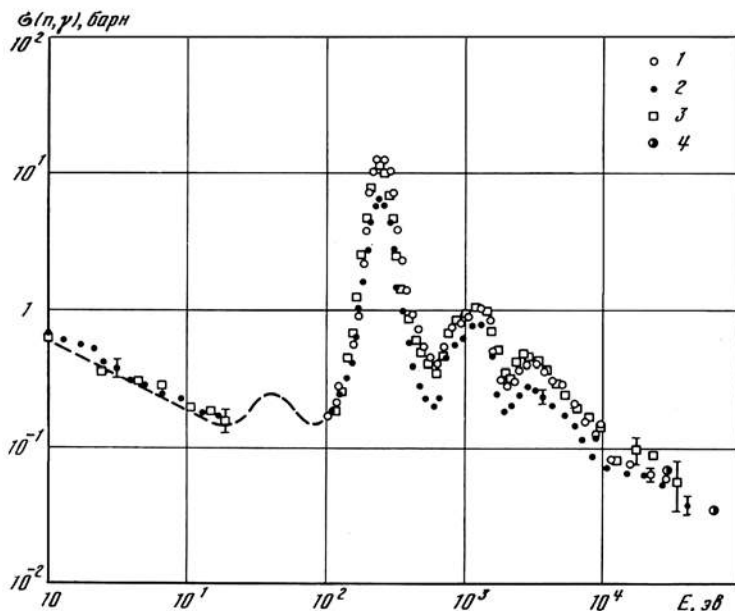


Рис. 138. Зависимость эффективного сечения захвата от энергии нейтронов для естественной смеси изотопов таллия

1 — $\bar{n} = 4 \cdot 10^{21}$ ат/см²; 2 — $\bar{n} = 19 \cdot 10^{21}$ ат/см² — данные наших измерений; 3 — суммарная кривая сечений захвата Tl²⁰³ и Tl²⁰⁵, приведенная к естественной смеси; 4 — результаты [8]

но значение радиационной ширины $\Gamma_\gamma = 0,64 \pm 0,07$ эв *. При этом значения Γ_γ резонансный уровень 239 эв определяет $(90 \pm 10)\%$ теплового сечения захвата Tl^{203} . Этот результат подтверждает предположение Левина и Юза [16], однако противоречит утверждению, содержащемуся в позднейшей работе той же лаборатории [5], что для объяснения теплового сечения Tl надо ввести отрицательный уровень.

Резонансный интеграл, полученный из площади под пиком в районе $\sim 1,3$ кэв, больше вычисленного из значения $\Gamma_\gamma = 0,65$ эв и $g\Gamma_n = 1,15$ эв [5]. Это обстоятельство, так же как асимметрия формы этого пика (рис. 137), указывает, что здесь расположены, по крайней мере, два уровня, вносящих в суммарную площадь сравнимые вклады.

В измерениях полных сечений [5] проявился только один уровень; это указывает, что второй уровень обладает малой нейтронной шириной.

Для резонанса 3 кэв для Tl^{205} получена оценка нижней границы радиационной ширины $\Gamma_\gamma > 0,65$ эв. Из наших измерений следует, что при спине уровня $J = 0$ нейтронная ширина Γ_n значительно больше 10 эв. При такой ширине этот резонанс проявился бы в измерениях полных сечений; поскольку он не проявляется [6], можно заключить, что спин этого уровня $J \geq 1$.

Резонансные интегралы поглощения для отдельных изотопов таллия и естественной смеси приведены в табл. 3.

Таблица 3
Резонансные интегралы поглощения (в барнах)

	$R_\gamma(4\nu)$	R_{γ_1} (расчет по параметрам резонанса 238 эв)	R_{γ_2} (получено из данных измерений для энергий $E > 600$ эв)	R_γ (суммарное значение)	Данные [17]
Tl	$1,50 \pm 0,22$	$9,1 \pm 1,5$	$1,5 \pm 0,2$	12 ± 2	38,4
Tl^{203}	$5,02 \pm 0,40$	31 ± 4	4 ± 1	40 ± 5	129,0
Tl^{205}	$0,352 \pm 0,035$		$0,40 \pm 0,08$	$0,7 \pm 0,1$	0,5

В области энергий выше 20 кэв настоящие измерения сечений захвата не противоречат результатам В. Н. Кононова, Ю. Я. Стависского и В. А. Толстикова [9, 19] для Tl^{205} , а для естественной смеси изотопов согласуются с данными Гиббонса и др. [8].

Для s -резонансов Tl^{203} и Tl^{205} нейтронные ширины велики по сравнению с радиационной шириной; для p -резонансов при энергиях $E > 15$ кэв имеем $\Gamma_n \geq \Gamma_\gamma$. Поэтому в области энергий 15—50 кэв сечения захвата слабо зависят от значений силовых функций S_0 и S_1 и определяются главным образом величинами $\bar{\Gamma}_\gamma/D$ ($D = (2J + 1) D_J$, где D_J — среднее расстояние между резонансами со спином J). Общая зависимость усредненных сечений захвата от этих величин имеет следующий вид [18]:

$$\bar{\sigma}_\gamma = 2\pi^2 \lambda^2 \sum_{l, J} g_J \frac{\epsilon_J^{II} \langle \Gamma_n^{(l)}/D \rangle \bar{\Gamma}_\gamma^{(l)}/D_J}{\epsilon_J^{II} \langle \bar{\Gamma}_n^{(l)}/D \rangle + \bar{\Gamma}_\gamma^{(l)}/D_J} F(\bar{\Gamma}_\gamma/\bar{\Gamma}_n),$$

где g_J — статистический фактор; ϵ_J^{II} — число путей, по которым может образовываться состояние с данным J ; $F(\bar{\Gamma}_\gamma/\bar{\Gamma}_n)$ — поправочный фактор, учи-

* При расчетах поправка на захват нейтронов после рассеяния вводилась по Драперу [15].

тывающий флуктуации нейтронных ширин резонансов. Если предположить, что величины $\bar{\Gamma}_\gamma/D$ не зависят от четности и спина уровней, и использовать значения силовых функций S_0, S_1, S_2 , вычисленные по оптической модели [19]*, то из измеренных значений усредненных сечений захвата можно найти $\bar{\Gamma}_\gamma/D$. Такой расчет дает следующие результаты: $\bar{\Gamma}_\gamma/D = (1,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ для Tl^{203} и $(2,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-5}$ для Tl^{205} . Соответственно, $D = 5 \pm 2$ кэв для Tl^{203} и $D > 15$ кэв для Tl^{205} , что согласуется с данными Ньюсона и др. [6, 7]. Величины $\bar{\Gamma}_\gamma/D$ мало чувствительны к изменению значения S_0 и S_1 . Так, например, изменение S_1 вдвое приводит к изменению $\bar{\Gamma}_\gamma/D$ не более чем на 15%.

Несмотря на равенство энергий связи нейтрона [21], плотности уровней ${}_{81}Tl^{203}$ и ${}_{81}Tl^{205}$ сильно различаются. В этом сказывается влияние оболочечной структуры вблизи магического числа 126 нейтронов.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. П. Попову за обсуждение работы, Ю. А. Дмитренко, С. Н. Губернову, А. М. Клабукову, А. Е. Самсонову, обеспечившим нормальную работу нейтронного спектрометра, С. П. Капчигашеву и С. А. Романову за помощь в измерениях, а также В. С. Золотареву и сотрудникам, предоставившим разделенные изотопы таллия.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. S. Wu, L. J. Rainwater, W. W. Havens. Phys. Rev., 1947, 71, 174.
2. H. W. Newson, J. H. Gibbons, H. Marshak, R. M. Williamson, R. C. Mobley, J. R. Paterson, P. F. Nichols. Phys. Rev., 1957, 105, 198.
3. J. H. Gibbons, H. W. Newson. Phys. Rev., 1954, 95, 664.
4. A. Stolovy, S. H. Harvey. Phys. Rev., 1957, 108, 353.
5. K. K. Seth, D. J. Hughes, R. L. Zimmerman, R. G. Carth. Phys. Rev., 1958, 110, 692.
6. H. W. Newson, J. H. Gibbons, H. Marshak, E. G. Bilpuch, R. H. Rohrer, P. Capp. Ann. Physics, 1961, 14, 346.
7. H. W. Newson, R. H. Rohrer. Phys. Rev., 1954, 94, 654.
8. J. H. Gibbons, R. L. Macklin, P. D. Miller, J. H. Neiler. Phys. Rev., 1961, 112, 182; R. L. Macklin, J. H. Gibbons, T. Inada. Phys. Rev., 1963, 129, 2695.
9. В. Н. Кононов, Ю. Я. Стависский, В. А. Толстиков. Атомная энергия, 1958, 5, 564.
10. Ю. Я. Стависский, В. А. Толстиков. Атомная энергия, 1960, 9, 401.
11. А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мурич, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штранц, М. В. Казарновский. Труды Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. Изд-во АН СССР, 1956, 4, 166; Ф. Л. Шапиро. Труды ФИАН, 1964, 24, 3.
12. Н. Т. Кашукеев, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. В сб. «Нейтронная физика». М., Атомиздат, 1961, 354.
13. Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1962, 42, 988; Ю. П. Попов, Труды ФИАН, 1964, 24, 111.
14. D. J. Hughes, R. B. Schwartz. Neutron Cross Sections, BNL-325, ed. II, 1958; D. J. Hughes, B. A. Magurno, M. K. Brussel. Neutron Cross Sections, Suppl. 1, BNL-325, ed. II, 1960.
15. J. E. Draper. Nucl. Sci. Eng., 1956, 1, 522.
16. J. S. Levin, D. J. Hughes. Phys. Rev., 1956, 101, 1328.
17. Р. Макклейн, Х. Померанс. Труды Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии, 1955 г. Изд-во АН СССР, 1956, 5, 119.
18. Ю. П. Попов, Ю. И. Фенин. ЖЭТФ, 1962, 43, 2000.
19. П. Э. Немировский. Современные модели атомного ядра. М., Атомиздат, 1960.
20. F. Boreli, S. E. Darden. Phys. Rev., 1958, 109, 2079.
21. Л. В. Грошев, А. М. Демидов, В. Н. Луценко, В. И. Пелехов. Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. М., Атомиздат, 1958.

* Для s -нейтронов вычисленное значение согласуется с измеренным для Tl^{203} [20].

О СВЯЗИ МЕЖДУ ДЛИНОЙ РАССЕЯНИЯ И СЕЧЕНИЕМ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ*

Совместно с Ю. И. Фениным

Для нейтронов небольшой энергии, когда основной вклад во взаимодействие с ядром вносит парциальная волна с нулевым орбитальным моментом, существует следующая простая связь между сечениями упругого рассеяния и радиационного захвата нейтрона в области между резонансами:

$$\sigma_{\gamma J}(E) = -g_J \lambda \Gamma_{\gamma} da_J(E)/dE. \quad (1)$$

Здесь $\sigma_{\gamma J}$ — полное сечение радиационного захвата нейтронов по каналу со спином J ; $g_J = (2J + 1)/2(2i + 1)$ — статистический вес канала J ; i — спин ядра — мишени; λ — длина волны нейтрона; Γ_{γ} — радиационная ширина; a_J — амплитуда рассеяния для канала J . Для четно-четных ядер $a_J \equiv a = (\sigma_s/4\pi)^{1/2}$, где σ_s — сечение рассеяния. Формула (1) справедлива с точностью $[\Gamma/(E - E_0)]^2 : 1$ и $(kR)^2 : 1$ ($|E - E_0|$ — расстояние от ближайшего резонанса; Γ — резонансная ширина при энергии E ; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число нейтрона; R — радиус ядра) и получена при следующих предположениях.

1. В полном сечении радиационного захвата не проявляется интерференция между резонансами. Отсутствие интерференции можно рассматривать как экспериментальный факт; причиной гашения интерференции является очень большое число каналов радиационного захвата при поглощении нейтрона средними и тяжелыми ядрами.

2. Полные радиационные ширины резонансов с данным спином и четностью одинаковы. Экспериментальные данные [1] указывают на постоянство радиационных ширин в пределах ошибок опыта ($\pm 10-15\%$). При непостоянстве радиационных ширин Γ_{γ} в (1) будет некоторой средней величиной, слегка зависящей от энергии нейтрона.

Для получения (1) воспользуемся выражением для элемента S -матрицы, следующим из R -матричной теории Вигнера — Айзенбуда [2]:

$$S_{st} = e^{-2i\varphi_{st}} \left\{ \delta_{st} + i \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda s}^{1/2} \Gamma_{\lambda t}^{1/2}}{E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\lambda\lambda}/2} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \sum_{\mu (\neq \lambda)} \frac{\Gamma_{\lambda s}^{1/2} \Gamma_{\mu t}^{1/2} \Gamma_{\lambda\mu}}{(E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\lambda\lambda}/2)(E_{\mu} - E - i\Gamma_{\mu\mu}/2)} + \dots \right\} \quad (2)$$

$$\Gamma_{\lambda\mu} = \sum_c \Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\mu c}^{1/2}$$

Здесь $\Gamma_{\lambda s}$ — нейтронная ширина; $\Gamma_{\lambda t}$ ($t \neq s$) — парциальная радиационная ширина; $\varphi_{st} = kR$ — для канала упругого рассеяния ($t = s$) и не играет роли в дальнейшем рассмотрении для радиационных каналов ($t \neq s$).

* ЖЭТФ, 1964, 47, № 8, 777—778.

В силу предположения об отсутствии интерференции между резонансами в радиационном захвате

$$\sum_{c(\neq s)} \Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\mu c}^{1/2} = \Gamma_{\gamma} \cdot \delta_{\lambda\mu},$$

т. е.

$$\Gamma_{\lambda\mu} = \Gamma_{\gamma} \delta_{\lambda\mu} + \Gamma_{\lambda s}^{1/2} \Gamma_{\mu s}^{1/2}. \quad (3)$$

Учитывая (3) и разлагая (2) в ряд по kR и $\Gamma_{\lambda}/(E_{\lambda} - E)$, имеем

$$k^2 \sigma_{\gamma}/\pi = \sum_{t(\neq s)} |S_{st}|^2 = \sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda s} \Gamma_{\gamma}/(E_{\lambda} - E)^2 + O[(\Gamma/(E - E_0))^4], \quad (4)$$

$$|a| = |1 - S_{ss}|/2k = \left| R - \sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda s}/2k(E_{\lambda} - E) \right| \{1 + O[(kR + \Gamma/(E - E_0))^2]\}. \quad (5)$$

Дифференцируя (5) ($\Gamma_{\lambda s}/k = \text{const}$) и сравнивая с (4), получаем (1) и приведенные выше оценки точности этого выражения. Последние остаются без изменения и при учете вклада p -нейтронов в рассеяние и захват.

При $E < 10$ кэв и $|E - E_0| > 10$ Г соотношение (1) имеет точность лучшую 1%, если интерференция резонансов в радиационном захвате полностью отсутствует. Интерференционные члены могут вносить в (4) относительный вклад $\sim 1/\sqrt{N}$, где N — число каналов радиационного захвата. При $N = 100$ погрешность (1) может составлять поэтому величину $\sim 10\%$.

Соотношение (1) может использоваться для определения радиационной ширины и сечения захвата из измерений полных сечений четно-четных ядер. В некоторых случаях применение (1) может дать полезную информацию и для нечетных ядер. Так, оно было применено для получения радиационных ширин Cl^{35} и Sc^{45} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Proc. Intern. Conf. on Nucl. Structure. Kingston, Canada, 1960; перев.: Строение ядра. Госатомиздат, 1962; Д. А. Харвей. Резонансы на медленных нейтронах, стр. 231. Д. Велигер, Н. Илиеску, Ким Хи Сан, Д. Лонго, Л. Б. Пикельнер, Э. И. Шарлов. ЖЭТФ, 1963, 45, 1294; Ван Най-янь, И. Визи, В. Н. Ефимов, Э. Н. Каржавина, Ким Хи Сан, А. Б. Попов, Л. Б. Пикельнер и др. ЖЭТФ, 1963, 45, 1743.
2. А. М. Lane, R. G. Thomas. Rev. Mod. Phys., 1958, 30, 257; А. Лейн, Р. Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях. М., ИЛ, 1960, гл. IX, § 1, гл. X, § 1, 2, гл. XI, § 2; А. С. Давыдов. Теория атомного ядра. М., Физматгиз, 1958, § 58.

СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ В СКАНДИИ И РАДИАЦИОННЫЕ ШИРИНЫ РЕЗОНАНСОВ Sc^{45} и Cl^{35} *

Совместно с С. А. Романовым

Приводится график сечения радиационного захвата нейтронов ядрами Sc^{45} в области энергий 1 эв — 40 кэв, полученный в измерениях на спектрометре по времени замедления. Обнаружены слабые резонансы с энергией 450 ± 50 и 1000 ± 100 эв и нейтронными ширинами $2g\Gamma_n$, равными соответственно $(7,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$ и $(22 \pm 6) \cdot 10^{-3}$ эв, которые являются, по-видимому, p -резонансами. Для определения радиационных ширин резонансов Sc^{45} , а также Cl^{35} применяется новая методика, использующая соотношение между амплитудой рассеяния, сечением захвата и радиационной шириной, следующее из многоуровневой формулы Брейта—Вигнера. Для Sc^{45} получена величина $\Gamma_\gamma = 0,42 \pm 0,06$ эв. Обсуждаются характеристики отрицательных уровней Sc^{45} и Cl^{35} .

1. ВВЕДЕНИЕ

Сечение радиационного захвата медленных нейтронов в скандии известно только для двух значений энергии нейтронов: $\sigma_\gamma = 24 \pm 1$ бн при $E = 0,025$ эв [1] и $\sigma_\gamma = (56 \pm 30) \cdot 10^{-3}$ бн при $E = 25$ кэв [2]. В настоящей работе измерена энергетическая зависимость этого сечения в области энергий 1 эв — 40 кэв. Полученные данные используются для определения характеристик некоторых резонансов скандия, в частности, для определения радиационной ширины Γ_γ из связи длины рассеяния и сечения радиационного захвата нейтрона [3]. Этот метод применяется также к ядру Cl^{35} , ход сечения захвата которого был измерен ранее [4].

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ В СКАНДИИ

Измерения выполнялись с помощью нейтронного спектрометра по времени замедления в свинце [5]. Методика определения сечений захвата на этом спектрометре описана ранее [5, 6]. Использовались образцы Sc_2O_3 с эффективной толщиной от 1,84 до $8,2 \cdot 10^{21}$ атомов скандия на 1 см²; результаты нормировались к сечению захвата скандия для тепловых нейтронов. В области 1,5—10 кэв сказывался эффект блокировки резонансов. Выше и ниже этой области сечения в пределах экспериментального разброса от толщины образца не зависели. График сечения, полученный усреднением по всем образцам, приведен на рис. 139.

На кривой сечения захвата (рис. 139) проявились два слабых резонанса при энергии 450 ± 50 и 1000 ± 100 эв с резонансными интегралами захвата $0,075 \pm 0,015$ и $0,044 \pm 0,010$ бн и нейтронными ширинами $2g\Gamma_n$, равными соответственно $(7,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$ и $(22 \pm 6) \cdot 10^{-3}$ эв. В краткой заметке Вассона и Драпера [7] сообщается о наблюдении этих резонансов в измерениях

* ЯФ, 1965, 1, № 2, 229—234.

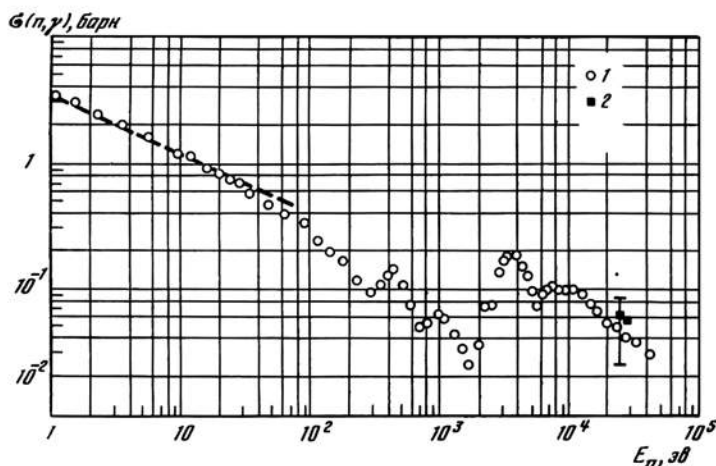


Рис. 139. Сечение захвата нейтронов ядрами Sc^{45}

1 — настоящая работа; 2 — данные [2]

по времени пролета с мощным линейным электронным ускорителем. Там же приводятся энергии резонансов: 455 ± 20 и 1020 ± 60 эв. Средняя приведенная нейтронная ширина пяти известных резонансов Sc^{45} , расположенных в области 3,24—9,2 кэв [1], равна $2g\Gamma_n^0 = 2,2$ эв^{1/2}. Приведенные ширины резонансов при 450 и 1000 эв на четыре порядка меньше этого значения, если считать эти резонансы *s*-волновыми, но имеют тот же порядок величины, если резонансы — *p*-волновые ($2g\Gamma_n^{(1)} = 0,6 \pm 0,2$ эв^{1/2}).

В области энергий выше 15 кэв усредненное сечение захвата спадает по закону $1/E$. Это объясняется тем, что в области 15—40 кэв нейтронные ширины как *s*-резонансов, так и *p*-резонансов много больше радиационных ширин, тогда как для *d*-резонансов справедливо обратное — и их вклад в сечение мал. Абсолютная величина сечения, рассчитанная в предположении, что среднее расстояние между *s*-резонансами скандия равно $\bar{D} = 2,2$ кэв [8] и $\Gamma_\gamma = 0,42$ эв (см. следующий раздел), согласуется с экспериментальными данными; при этом в рассматриваемой области энергий ²/₃ сечения захвата обусловлено *p*-волной.

3. СВЯЗЬ МЕЖДУ ДЛИНОЙ РАССЕЯНИЯ И СЕЧЕНИЕМ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНА

Как показано ранее [3], при небольших энергиях нейтронов, когда основной вклад во взаимодействие вносит *s*-волна, радиационная ширина Γ_γ , сечение радиационного захвата σ_γ и длина рассеяния a_J связаны соотношением

$$da_J(E)/dE = -\sigma_{\gamma J}(E)/g_J\lambda\Gamma_\gamma. \quad (1)$$

В (1) индекс *J* отмечает величины, относящиеся к каналу со спином ($J = i \pm 1/2$, *i* — спин ядра — мишени); $g_J = (2J + 1)/2(2i + 1)$ — статистический вес; λ — длина волны нейтрона с энергией *E*. В некоторых

случаях удобно пользоваться интегральной формой (1):

$$\Gamma_{\gamma} = \frac{1}{g_J [a_J(0) - a_J(E)]} \int_0^E \sigma_{\gamma J}(E) \frac{dE}{\lambda}. \quad (2)$$

Выражение (1) получено в следующих предположениях:

а) $(kR)^2 \ll 1$, $(\Gamma/|E - E_0|)^2 \ll 1$, где $k = 2\pi/\lambda$; R — радиус ядра; $|E - E_0|$ — расстояние от ближайшего резонансного уровня; Γ — полная ширина уровня при энергии E ;

б) радиационные ширины уровней с данным спином и четностью одинаковы;

в) в полном сечении радиационного захвата отсутствует интерференция между резонансами.

Наиболее ограничивающим является последнее условие. Пренебрежение интерференционными членами в сечении захвата приводит к ошибке порядка $N^{-1/2}$, где N — число каналов радиационного захвата. Для средних и тяжелых ядер $N \geq 100$, и погрешность формул (1) и (2) порядка 10%. Погрешность будет значительно меньше, если сечение захвата обусловлено в основном одним ближайшим к рассматриваемой области энергий уровнем. Как раз такое положение имеет место для ядер Sc^{45} и Cl^{35} , сечения каждого из которых в области энергий ниже 1 *кэв* определяются близким к нулевой энергии отрицательным уровнем [4, 9]. Это означает также, что преобладающий вклад в сечения вносит один из двух возможных каналов со спином J или со спином $J' = 2i - J$. Последнее обстоятельство позволяет, как будет показано далее, обойти неопределенность, связанную с тем, что при $i \neq 0$ измеряемые сечения определяются суммой вкладов каналов

$$\sigma_{\gamma} = \sigma_{\gamma J} + \sigma_{\gamma J'}, \quad (3)$$

$$\sigma_s = 4\pi(g_J a_J^2 + g_{J'} a_{J'}^2) \quad (4)$$

(σ_s — сечение рассеяния).

4. РАДИАЦИОННЫЕ ШИРИНЫ УРОВНЕЙ СКАНДИЯ

Из данных о полном и когерентном сечениях рассеяния скандия [1] следуют два возможных набора длин рассеяния при энергии $E \rightarrow 0$:

$$1) a_J = 18,4 \pm 0,5 \text{ ф}, \quad a_{J'} = 2,9 \pm 1,8 \text{ ф} \quad (J = 4),$$

$$2) a_{J'} = 4,8 \pm 1,2 \text{ ф}, \quad a_J = 20,3 \pm 0,9 \text{ ф} \quad (J = 3).$$

Рассмотрим вначале первый набор. Длина рассеяния $a_{J'}$ проходит через нуль при энергии, близкой к энергии E_0 первого резонанса со спином $J = 3$. Поэтому при $E \ll E_0$ будет $da_{J'}/dE \approx a_{J'}(0)/E_1$, где E_1 — энергия порядка E_0 . Для скандия $E_0 = 3,24$ *кэв* [1]. Полагая $E_1 = \infty$ и $E_1 = 1$ *кэв* и используя (1) при $\Gamma_{\gamma} = 0,42$ *эв*, имеем соответственно для этих двух допущений:

$$da_{J'}/dE = 0, \quad a_{J'} = \text{const} = 2,9 \text{ ф}, \quad \sigma_{\gamma J'} = 0; \quad (5)$$

$$da_{J'}/dE = -2,9 \text{ ф/кэв}, \quad a_{J'} = 2,9(1 - E [\text{кэв}]) \text{ ф},$$

$$\sigma_{\gamma J'}/\lambda = 6,8 \cdot 10^{-17} \text{ см}. \quad (6)$$

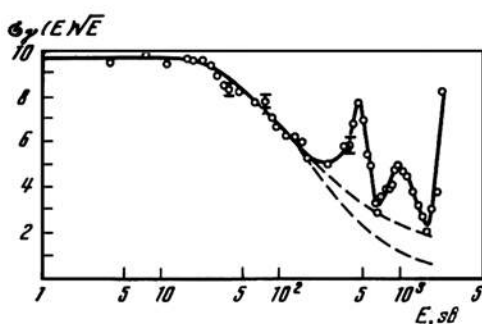


Рис. 140. Величина $\sigma_{\gamma} E \sqrt{E}$ (единицы произвольные) в функции энергии E для Sc^4

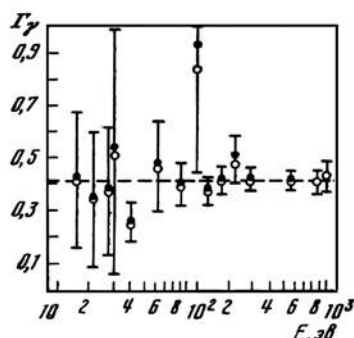


Рис. 141. К определению радиационной ширины скандия

Заметим, что для скандия $\sigma_{\gamma}/\lambda = 133 \cdot 10^{-17}$ см, т. е. вклад канала J' в захват мал.

Используя (5) или (6) и формулы (3), (4), можно из экспериментальных значений σ_{γ} (рис. 139 и 140) и σ_s [1, 9] определить $\sigma_{\gamma J}$ и a_J . Вычисленные таким образом значения правой части (2) для области энергий 0—1 кэв приведены на рис. 141. Черные точки соответствуют допущению (5), светлые — (6); как видно, разница между этими случаями незначительна. При расчетах вклад очень узких и слабых резонансов 450 и 1000 эв исключался. Эти резонансы в измерениях полных сечений не проявились.

Ход экстраполированного сечения захвата приведен на рис. 140, на котором пунктирные кривые означают принятые верхнюю и нижнюю границы сечений. Погрешность, отвечающая разности этих кривых, вносит значительный вклад в ошибки точек рис. 141 в области выше 200 эв, ниже этой энергии ошибки связаны с недостаточной точностью данных о полных сечениях скандия. Точки рис. 141 в пределах ошибок удовлетворяют условию $\Gamma_{\gamma} = \text{const}$ и приводят к значению $\Gamma_{\gamma} = 0,41 \pm 0,05$ эв. Для второго набора длин рассеяния график имеет аналогичный вид и для $\Gamma_{\gamma} = 0,43 \pm 0,05$ эв. Таким образом, можно принять $\Gamma_{\gamma} = 0,42 \pm 0,6$ эв.

Приведенная ошибка обусловлена разбросом точек рис. 141 и их ошибками. Можно полагать, что за эти пределы не выходит и погрешность, связанная с неточным выполнением предположений а), б) и в), на которых основаны формулы (1) и (2), поскольку для Sc^{45} при $E = 1$ кэв имеем $(kR)^2 = 10^{-3}$, $(\Gamma/|E - E_0|)^2 = 10^{-2}$ и спектр γ -лучей захвата скандия содержит около 100 переходов из захватного состояния.

Радиационную ширину можно определить также из резонансного интеграла, соответствующего пику в области 2—5 кэв на рис. 139. Этот пик обусловлен в основном уровнями 3,24 и 4,27 кэв [1]. Оценка вероятности вклада p -уровней в рассматриваемый резонансный интеграл дает величину около 30%. Полагая вклад p -нейтронов равным $25 \pm 15\%$, находим $\Gamma_{\gamma} = 0,35 \pm \pm 0,11$ эв, что не противоречит найденному выше значению $\Gamma_{\gamma} = 0,42 \pm \pm 0,06$ эв.

5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО УРОВНЯ СКАНДИЯ

Вывод о существовании у скандия резонанса с отрицательной энергией был сделан Паттенденом [9] из анализа энергетического хода полного сечения скандия. В наших результатах отрицательный уровень проявляется в том, что сечение захвата скандия падает с энергией нейтрона быстрее, чем по закону $1/v$, где v — скорость нейтрона (рис. 139 и 140). Если допустить,

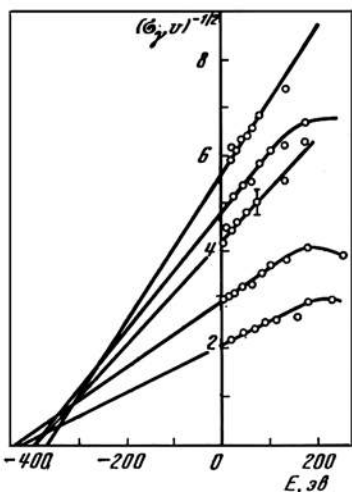


Рис. 142. Графики функций $(\sigma_\gamma(E) \sqrt{E})^{-1/2} = f(E)$ для Sc^{45} . Энергия отрицательного уровня находится из уравнения $(\sigma_\gamma \sqrt{E})^{-1/2} = \text{const} (E - E_0)$

что сечение захвата полностью определяется одним уровнем, то для энергии этого уровня следует значение $E_0 = -400 \pm 50$ эВ (рис. 142). Принимая $\Gamma_\gamma = 0,42 \pm 0,06$ эВ, из величины теплового сечения захвата скандия находим $2g\Gamma_n^0 = 4,5 \pm 1,3$ эВ^{1/2}. Отрицательный уровень с такими параметрами вносит в длину рассеяния вклад, превышающий наблюдаемое значение длины рассеяния. В результате радиус потенциального рассеяния оказывается отрицательным. Так, для спина $J = 4$ величина $R' = -4 \pm 4,5$ ф. Если наиболее сильный из положительных уровней скандия ($E_0 = 4,27$ кэВ, $\Gamma_n = 270$ эВ) также имеет спин $J = 4$, то с учетом его вклада получим $R' = -1,8 \pm 4,5$ ф. Отличие R' от ядерного радиуса ($R = 5,3$ ф) не сильно выходит за пределы ошибки определения R' . Предположение $J = 3$ приводит к несколько большему отличию R' от R .

Полученные выше параметры отрицательного уровня сильно отличаются от результатов Паттендена [9]. Хотя наборы параметров, используемые в обеих работах, эквивалентны в отношении описания хода полного нейтронного сечения скандия, данные настоящей работы кажутся предпочтительней, так как удовлетворяют также ходу сечения захвата и связи захвата и рассеяния.

6. РАДИАЦИОННАЯ ШИРИНА ОТРИЦАТЕЛЬНОГО УРОВНЯ Cl^{35}

В случае Cl^{35} использование соотношения (2) сопряжено с дополнительной трудностью — нейтронные сечения измерялись для естественной смеси изотопов, содержащей 75,4% Cl^{35} и 24,6% Cl^{37} . Однако тепловое сечение захвата для Cl^{37} ($\sigma_\gamma = 0,56 \pm 0,12$ бн [1]) почти на два порядка меньше сечения для Cl^{35} ($\sigma_\gamma = 44,7 \pm 1,5$ бн [1]). Это позволяет в первом приближении пренебречь вкладом изотопа Cl^{37} в сечение захвата и (ср. (1)) считать обе длины рассеяния Cl^{37} постоянными. Будем считать также эти длины рассеяния и длину рассеяния для нерезонансного спинового канала Cl^{35} равными друг другу:

$$a_{J'}(\text{Cl}^{35}) = a_J(\text{Cl}^{37}) = a.$$

Используя данные о сечении когерентного рассеяния [1], полном сечении [1] и сечении захвата [4] хлора, находим два набора амплитуд рассеяния $a_0(\text{Cl}^{35})$ и a при $E \rightarrow 0$:

$$\begin{aligned} a_J &= 15,9 \pm 0,8 \text{ ф}, & a &= 4,0 \pm 1,0 \text{ ф} \quad (J = 2); \\ a_J &= 18,9 \pm 1,2 \text{ ф}, & a &= 5,7 \pm 0,8 \text{ ф} \quad (J = 1). \end{aligned}$$

Далее, используя те же экспериментальные данные и (4), вычисляем правую часть выражения (2) (слабый резонанс Cl^{35} с энергией 400 эв из сечений рассеяний и захвата исключался).

Результаты приведены на рис. 143 для $J = 1$ (а) и $J = 2$ (б). На рис. 143, а светлыми кружками указаны также значения, полученные в приближении, когда с длиной рассеяния a связывалось сечение захвата, подчиняющееся закону $1/v$, с тепловым значением 0,87 бн ($3/2$ сечения захвата Cl^{37}). (При энергии < 200 эв светлые точки сливаются с черными.)

Как видно из рис. 143, б при $J = 2$ точки не удовлетворяют условию $\Gamma_\gamma = \text{const}$. Положение можно исправить, если принять, что энергетический ход сечения захвата у хлора описывается отрицательным уровнем с энергией $E_0 = -150$ эв. Это противоречит, однако, данным предыдущих работ [4], в которых получено $E_0 = -210$ эв.

Для спина отрицательного уровня $J=1$, условие $\Gamma_\gamma = \text{const}$ в пределах ошибок удовлетворяется (рис. 143); радиационная ширина оказывается равной $0,60 \pm 0,03$ эв. Значениям $E_0 = -210$ эв, $\Gamma_\gamma = 0,60$ эв и $a_J = 15,9$ ф соответствует отрицательный радиус потенциального рассеяния $R' = -4 \pm 3$ ф. Это удивительно, поскольку известные положительные резонансы Cl^{35} не дают сколько-нибудь заметного вклада в R' . Для прояснения положения желательно провести более точные измерения энергетического хода сечений захвата и рассеяния для Cl^{35} .

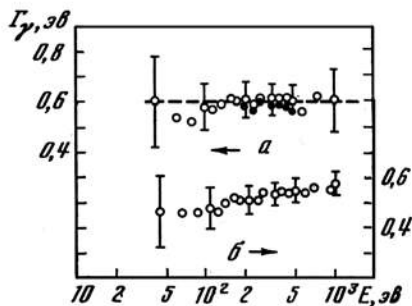


Рис. 143. К определению радиационной ширины для Cl^{35}
а — $J = 1$; б — $J = 2$

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящей работе на примерах Sc^{45} и Cl^{35} было проиллюстрировано использование формул (1) и (2), связывающих амплитуду рассеяния, сечение радиационного захвата и радиационную ширину. Как было показано, эти формулы позволяют производить полезные оценки. Так, например, для анализа спектров γ -лучей захвата тепловых нейтронов могут иметь значение оценки вкладов спиновых каналов в сечении захвата. Для реакторных расчетов могут быть полезны оценки сечений захвата радиоактивных ядер, основанные на точных измерениях энергетического хода полных сечений этих ядер. Формулы (1) и (2) наиболее просто использовать для четно-четных ядер, длина рассеяния которых однозначно связана с сечением рассеяния: $a = (\sigma_s/4\pi)^{1/2}$. Для случая $\sigma_\gamma \sim 1/v$ из (1) можно получить оценку $\Delta\sigma_s/\sigma_s \approx -1,6 \cdot 10^{-4} \sigma_{\gamma T} \Delta E/\Gamma_\gamma$, где $\Delta\sigma_s$ — изменение сечения рассеяния на энергетическом интервале ΔE , $\sigma_{\gamma T}$ — тепловое сечение захвата (в барнах). Отсюда следует, что при $\sigma_{\gamma T} = 1$ бн и $\Delta E/\Gamma_\gamma = 10^3$ величина $\Delta\sigma_s/\sigma_s = -0,16$. Таким образом, для определения σ_γ или Γ_γ с точностью 10% необходимы измерения сечения рассеяния с процентной точностью. В настоящее время, однако, столь прецизионные данные о полных сечениях четно-четных изотопов отсутствуют.

ЛИТЕРАТУРА

1. *D. G. Hughes, R. B. Schwartz.* Neutron Cross Sections. BNL—325, second ed., 1958; *D. J. Hughes, B. A. Magurno, M. K. Brussel.* Cross Section Supplem. 1, BNL—325, second. ed., 1960.
2. *R. Booth, W. P. Boll, M. Mc Gregor.* Phys. Rev., 1958, 112, 226.
3. *Ю. И. Фенин, Ф. Л. Шапиро.* ЖЭТФ, 1964, 46, 777.
4. *Н. Т. Кашукеев, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро.* Сб. «Нейтронная физика». М., Атомиздат, 1961, стр. 354; 1961, А14, 76; *Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро.* ЖЭТФ, 1961, 40, 1610.
5. *Ф. Л. Шапиро.* Труды ФИАН, 1964, 24, 3.
6. *Ю. П. Попов.* Труды ФИАН, 1964, 24, 111.
7. *O. A. Wasson, J. E. Draper.* Bull. Am. Phys. Soc., 1963, 8, 120.
8. *C. D. Bowman, E. G. Vilpuch, H. H. Newson.* Ann. Phys., 1963, 17, 319.
9. *N. J. Pattenden.* Proc. Phys. Soc. (London), 1955, A68, 104.
10. *Л. В. Грошев, А. М. Демидов, В. Н. Луценко, В. И. Пелехов.* Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. М. Атомиздат, 1958.

ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ИСТОЧНИКОМ, И СПЕКТРОМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ *

Совместно с А. А. Бергманом, А. И. Исаксым,
М. В. Казарновским и Ю. П. Поповым

В Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР на протяжении последних лет был выполнен ряд работ по исследованию нестационарного замедления нейтронов в тяжелых средах, развитию метода спектрометрии нейтронов по времени замедления и применению этого метода для изучения энергетической зависимости сечений ядерных реакций, вызываемых нейтронами с энергией до 30 *кэв*. В настоящем докладе дается обзор этих исследований и обсуждаются их итоги.

В докладе после краткого рассмотрения теории нестационарного замедления и термализации нейтронов излагаются результаты экспериментального изучения замедления нейтронов в графите, железе и свинце и изучения термализации нейтронов в свинце. При помощи импульсного источника нейтронов и резонансных детекторов было измерено распределение времен замедления для ряда фиксированных значений конечной энергии нейтрона. Проведено сравнение полученных результатов с теорией, учитывающей тепловое движение атомов замедлителя, которое в случае свинца приводит к измеримому разбросу времен замедления при энергиях ниже 10 *эв*. Для подкадмиевой области энергий измерена зависимость средней скорости нейтронов в свинце от времени замедления и проведено сравнение с многогрупповой теорией.

Описана применявшаяся методика определения энергетической зависимости сечений нейтронных реакций по времени замедления и обсуждаются возможности и перспективы этого метода спектрометрии. Кратко обсуждаются результаты спектрометрических измерений, которые велись в двух направлениях. Первое направление — прецизионные измерения энергетической зависимости отношений сечений реакции $\text{He}^3(n, p)$, $\text{Li}^6(n, \alpha)$, $\text{B}^{10}(n, \alpha)$ и $\text{N}^{14}(n, p)$. Наиболее интересный результат этих опытов — обнаружение постоянной отрицательной слагающей сечения реакций и указания на существование возбужденного уровня He^4 . Второе направление — измерения энергетического хода усредненных сечений радиационного захвата нейтронов ядрами. Измерения, проведенные для большого числа веществ, в том числе разделенных изотопов, привели к обнаружению некоторого числа неизвестных ранее резонансных уровней с малыми нейтронными ширинами и позволили определить для многих ядер величину силовой функции для захвата нейтронов с орбитальным моментом $l = 1$.

1. ВВЕДЕНИЕ

На протяжении последнего десятилетия в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР был выполнен целый ряд исследований с импульсным источником нейтронов, находящимся в тяжелой среде. Теорети-

* Pulsed Neutron Research Symposium Karlsruhe, 1, 671—693. I.A.E.A., Vienna, 1965.

чески и экспериментально был изучен процесс замедления и термализации нейтронов, испускаемых импульсным источником. Характерная особенность процесса замедления — сравнительная узость мгновенного энергетического распределения в области энергий нейтронов, малых по сравнению с порогом неупругого рассеяния, была использована для разработки метода нейтронной спектрометрии по времени замедления [1, 2]. С помощью спектрометра по времени замедления в свинце было проведено большое количество исследований энергетической зависимости сечений нейтронных реакций в области энергий нейтронов до 30 *кэв*. Такой спектрометр продолжает использоваться в Физическом институте и в настоящее время. Аналогичные установки созданы также в Бомбее [3] и Карлсруэ [4]. В настоящем докладе дается краткий обзор результатов упомянутых выше исследований. Более подробное изложение содержится в работах [5—10].

2. ТЕОРИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ЗАМЕДЛЕНИЯ И ТЕРМАЛИЗАЦИИ НЕЙТРОНОВ

Спектр нейтронов от стационарного источника, упруго замедляющихся в тяжелой среде (массовое число $A \gg 1$), хорошо описывается возрастной теорией. Согласно этой теории в простейшем случае бесконечной однородной захватывающей среды с постоянной длиной свободного пробега l скорость нейтронов v и время замедления t однозначно связаны соотношением

$$\frac{1}{v} = \frac{\xi t}{2l} + \frac{1}{v_0}, \quad (2.1)$$

где ξ — средняя логарифмическая потеря энергии при одном столкновении ($\xi \sim 2/A$ при $A \gg 1$), а v_0 — начальная (при $t = 0$) скорость нейтронов. То есть спектр нейтронов от моноэнергетического импульсного источника представляет собой бесконечно узкую линию, перемещающуюся с ростом t в область меньших скоростей, причем при $t \gg 2l/\xi v_0$ энергия нейтронов обратно пропорциональна t^2 .

Если начальный спектр не моноэнергетический, то в процессе замедления нейтроны собираются в группу, относительная ширина которой убывает со временем. В этом можно убедиться на примере источника, который в начальный момент испускает нейтроны двух скоростей v_{01} и v_{02} (пусть $v_{01} > v_{02}$) с равной интенсивностью. Тогда в каждый последующий момент времени спектр нейтронов будет состоять из двух δ -образных линий, и согласно (2.1) относительная ширина такого распределения нейтронов

$$\frac{v_1(t) - v_2(t)}{v_1(t) + v_2(t)} = \left(\frac{1}{v_{02}} - \frac{1}{v_{01}} \right) / \left(\frac{\xi t}{l} + \frac{1}{v_{02}} + \frac{1}{v_{01}} \right) \quad (2.2)$$

стремится к нулю с ростом t .

Такой характер энергетического распределения обусловлен своеобразной «фокусировкой» нейтронов вблизи некоторой средней (убывающей с ростом t) скорости и может быть объяснен на основании следующих качественных соображений. Вероятность соударения нейтрона в единицу времени равна v/l , т. е. (при $l = \text{const}$) пропорциональна скорости. Следовательно, пропорционально скорости и среднее относительное изменение скорости в единицу времени. Поэтому, если нейтрон обладает скоростью меньшей, чем средняя, он будет реже сталкиваться, чем нейтрон со средней скоростью, и относительное изменение скорости за единицу времени у него будет меньше. В результа-

те, спустя некоторое время он попадет в область вблизи средней скорости. Аналогично нейтрон, обладающий скоростью больше средней, будет чаще сталкиваться, относительное изменение скорости у него будет больше, т. е. спустя некоторое время он также попадет в область средней скорости.

В то же время очевидно, что наряду с подобной фокусировкой вероятностный характер распределения столкновений нейтронов во времени и изменения энергии при каждом столкновении должен вызвать «дефокусировку», которая будет тем сильнее, чем уже нейтронный спектр. Таким образом, в отличие от результатов возрастной теории спектр нейтронов должен со временем стремиться не к бесконечно узкой линии, а к некоторой линии с конечной относительной шириной. Вопрос о форме и ширине этой асимптотической линии обсуждался в ряде работ [11, 12]. К сожалению, точное выражение в замкнутой форме при $l = \text{const}$ найти не удается*. Плачек [11] и Валлен [13] нашли моменты асимптотического распределения нейтронов. М. В. Казарновским [5, 14] были разработаны методы приближенного расчета нейтронного спектра. Мы не приводим здесь этих формул. Отметим только, что вблизи максимума спектр нейтронов в достаточно тяжелом замедлителе хорошо описывается функцией Гаусса

$$N(v, t) dv = N_0 \frac{\bar{v}}{v} \frac{dv}{v} \exp \left\{ -\frac{3A}{4} \left(\frac{\bar{v}}{v} - 1 \right)^2 \right\}, \quad (2.3)$$

где средняя скорость нейтронов \bar{v} и дисперсия скорости D записываются уравнениями

$$\bar{v} = \frac{l(A+1)}{t}; \quad D = \left(\frac{\bar{v}}{v} - 1 \right)^2 = \frac{2}{3A}. \quad (2.4)$$

Был исследован ряд эффектов, которые могут исказить эти результаты, полученные для идеального замедлителя [5, 6]. Так, примесь тяжелых ядерной массы приводит к расширению спектра, связанному с дополнительным разбросом скоростей при каждом акте рассеяния. Примесь атомов водорода приводит к тому, что нейтроны, рассеянные на водороде, образуют низкоэнергетический медленно спадающий «хвост» распределения [5].

Учет зависимости длины свободного пробега от скорости, учет поглощения нейтронов, пространственных эффектов и утечки был проведен в работах [5, 6], в которых показано, что в практически интересных случаях эти эффекты не оказывают существенного влияния на ширину нейтронного спектра.

При малых энергиях нейтронов на спектре нейтронов начинают сказываться тепловое движение и химическая связь атомов замедлителя. При $E \gg kT_{эф}$ ($3/2 kT_{эф}$ — средняя кинетическая энергия атома) дисперсия скоростей оказывается равной

$$D = \frac{2}{3A} + \frac{kT_{эф}}{4E}. \quad (2.5)$$

Относительная величина влияния теплового движения и химической связи на дисперсию имеет, таким образом, порядок величины $AkT_{эф}/E$; влияние на среднюю скорость существенно меньше — порядка $kT_{эф}/E$.

При достаточно больших временах замедления в среде без захвата (или с захватом по закону $1/v$) и без утечки устанавливается максвелловский

* Это оказывается возможным лишь в нефизическом случае $l \sim v$.

спектр, соответствующий тепловому равновесию нейтронного газа с замедлителем и не зависящий от свойств среды. В промежуточной области — области термализации — распределение нейтронов, напротив, зависит от деталей закона рассеяния, что крайне усложняет строгое теоретическое рассмотрение. Были развиты сравнительно простые приближенные феноменологические подходы, в которых энергетический спектр разбивался на две [15] или более [16] группы. В рамках этих теорий отклонения от теплового равновесия затухают со временем по экспоненциальному закону. Так, например, для средней скорости в трехгрупповом приближении

$$\bar{v}(t) = v(\infty) [1 + ae^{-\lambda_1 t} + be^{-\lambda_2 t}], \quad (2.6)$$

где константы определяются законом рассеяния и в принципе могут быть вычислены. Необходимо заметить, что приближение типа (2.6) применимо лишь в том ограниченном случае, когда уравнение переноса нейтронов имеет дискретные собственные значения, помимо нулевого (подробнее см., например, в обзоре [17]).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАМЕДЛЕНИЯ И ТЕРМАЛИЗАЦИИ НЕЙТРОНОВ В ТЯЖЕЛЫХ СРЕДАХ

А. Установка

В экспериментах мишень импульсного нейтронного генератора вводилась в середину большой призмы из исследуемого вещества (графит, железо, свинец). Нейтронный генератор представлял собой ускоритель типа Кокрофта — Уолтона на напряжение до 400 кВ, в котором осуществлялась реакция

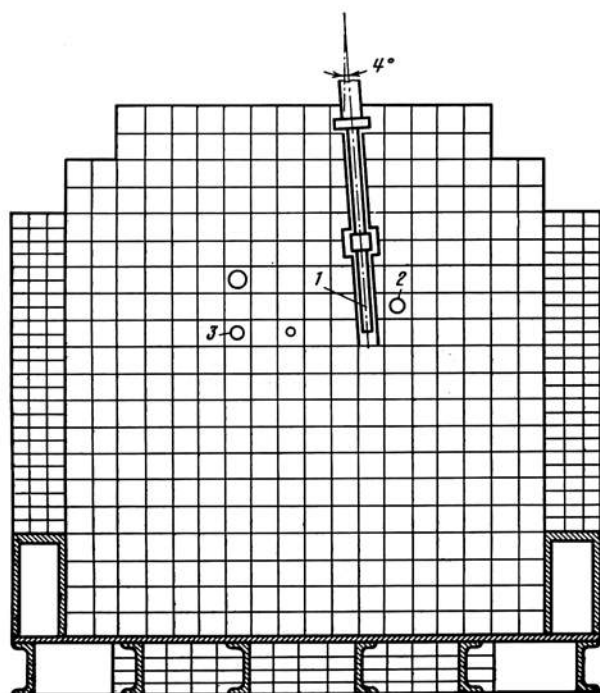


Рис. 144. Схема свинцовой призмы

- 1 — цирконий-третиевая мишень;
- 2 — канал, в котором регистрируется всышка быстрых нейтронов;
- 3 — измерительный канал

$T(d, n)He^4$. Ионы дейтерия получались в источнике типа Пеннинга, работавшем в импульсном режиме с частотой повторения до 1250 *гц*. Ширина импульса дейтронов из ионного источника составляла ~ 6 *мксек*. Дальнейшее укорочение импульса до 0,5—1—2 *мксек* производилось с помощью отклонения ускоренного пучка дейтронов в поле между пластинами специального «электрического затвора». Ионный пучок фокусировался на толстую цирконий-тригидридную мишень; пиковая интенсивность нейтронов составляла $\sim 5 \cdot 10^{11}$ *н/сек*.

Детекторами нейтронов служили пропорциональные счетчики и ионизационные камеры, содержащие BF_3 , слои урана, бора, Li^6F . Для регистрации γ -лучей захвата нейтронов использовались пропорциональные и сцинтилляционные счетчики с кристаллами флюорита или тонкими слоями органических сцинтилляторов. Распределение импульсов от детекторов анализировалось по времени запаздывания относительно вспышки нейтронного генератора с помощью многоканальных временных анализаторов. Наиболее подробно было изучено замедление нейтронов в свинце; измерения проводились с призмой размером примерно $2 \times 2 \times 2,3$ *м*³ из свинца с паспортной чистотой 99,98%. Дополнительно исследовалось замедление нейтронов в железе и графите; использовались призмы размером соответственно $1,2 \times 1 \times 1$ *м*³ и $3,0 \times 1,2 \times 0,6$ *м*³. Расположение опыта указано на рис. 144.

Б. Замедление нейтронов

Зависимость плотности нейтронов от времени замедления измерялась с помощью детектора с эффективностью, пропорциональной $1/v$ (борный или литиевый счетчик). Согласно возрастной теории плотность нейтронов при достаточно больших временах замедления дается соотношением

$$\rho(t) = \text{const } e^{-t/T} \cdot t^{-\alpha}, \quad (3.1)$$

где T — среднее время жизни нейтрона до захвата в замедлителе (предполагается не зависящим от скорости нейтрона);

$$\alpha = \frac{2\omega l^2}{3\xi}; \quad \omega = \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{c^2} \right);$$

$2a, 2b, 2c$ — размеры призмы.

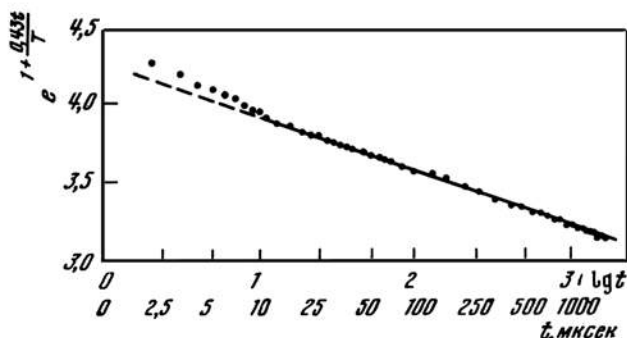
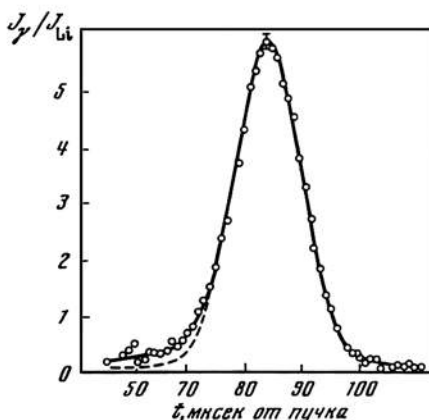
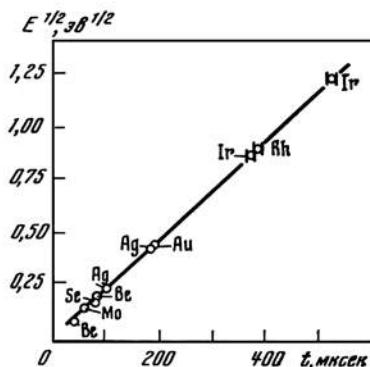


Рис. 145. Зависимость плотности нейтронов от времени замедления

Результаты измерений для свинцовой призмы приведены на рис. 145. При $t > 10$ *мксек* точки хорошо удовлетворяют зависимости (3.1). Отклонение при меньших временах связано, как показал анализ, с резонансным захватом нейтронов на уровнях свинца, расположенных в области энергий выше 1 *кэв*.

Рис. 146. График $J(t)$ для образца из селенаРис. 147. Связь между энергией нейтрона E и средним временем замедления до этой энергии

Для изучения функции распределения замедляющихся нейтронов использовались резонансные детекторы, т. е. образцы веществ, обладающих изолированными резонансами с шириной Γ , малой по сравнению с шириной мгновенного спектра нейтронов. Резонансные образцы вместе с детектором захватных γ -лучей вводились в призму и измерялась зависимость от времени замедления числа нейтронов, поглощаемых образцом в единицу времени. В пределе очень узкого резонанса эта зависимость может быть записана в виде

$$J_{\gamma}(t) = \text{const } \rho(t) N(E_0, t), \quad (3.2)$$

где $N(E, t)$ — нормированное ($\int N(E, t) dE = 1$) энергетическое распределение нейтронов в момент времени замедления t ; E_0 — энергия резонанса.

На рис. 146 представлен результат измерений с селеновым детектором ($E_0 = 27 \text{ эв}$) в свинцовой призме. По оси ординат отложено значение

$$J(t) = \text{const } \frac{J_{\gamma}(t)}{\rho(t)} \approx N(E_0, t).$$

Кривые такого рода, измеренные для свинцового замедлителя для большого числа резонансов в диапазоне энергий от $0,5 \text{ эв}$ до 15 кэв , использовались для определения среднего времени замедления \bar{t} и полуширины распределения времен замедления τ . При определении τ вносилась небольшая поправка на ширину кривой резонансного поглощения образца. Полученные результаты приведены на рис. 147 и 128. Связь между средним временем замедления и энергией хорошо соответствует выражению (2.1). Полуширины τ описываются выражением

$$\tau^2 = b^2 \bar{t}^2 + a^2, \quad (3.3)$$

где $a^2 = 2 \pm 1 \text{ мксек}^2$ — постоянная слагающая, определяемая аппаратурным разбросом и разбросом, обусловленным шириной начального распределения нейтронов, которое формируется при неупругом рассеянии первичных 14-мэвных нейтронов в свинце.

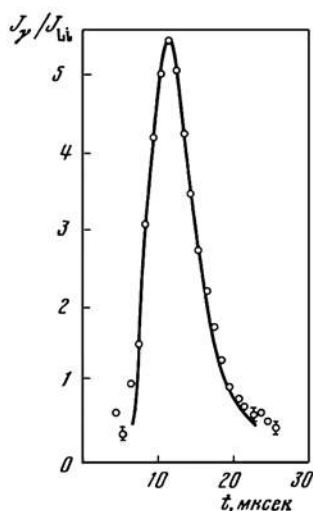


Рис. 148. График $J(t)$ для образца золота в графитовой призме
Сплошная кривая — теоретический расчет

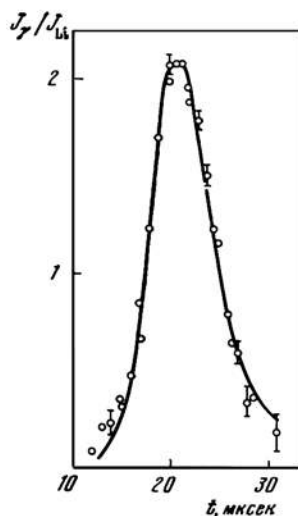


Рис. 149. График $J(t)$ для образца золота в железной призме
Сплошная кривая — теоретический расчет

Величина b^2 в области энергий $E \gg AkT$ должна, согласно (2.5), равняться

$$b^2 = \frac{16 \ln 2}{3A}.$$

Для свинца должно быть $b^2 = 0,018$. Из наклона прямой на рис. 128 следует значение $b^2 = 0,029 \pm 0,0015$, что на 60% больше расчетной величины. Анализ возможных причин расхождения привел к выводу, что вероятной основной причиной уширения спектра являются примеси легких ядер к свинцу. Для объяснения ширины и формы наблюдаемых кривых распределения времен замедления необходимо предположить наличие в свинцовой призме водорода в количестве $3,5 \cdot 10^{-4}$ атомов H/атом Pb и кислорода в количестве $6 \cdot 10^{-3}$ атомов O/атом Pb. На рис. 146 сплошной линией показана форма кривой $J(t)$, полученная численным расчетом для замедления в свинце, содержащем указанное количество примесей; пунктир — аналогичный расчет с гауссовой функцией распределения, соответствующей отсутствию в свинце водородной примеси. Как видно, расчетная кривая хорошо описывает эксперимент. Такое же хорошее согласие было получено для резонансов лантана (73 эв), золота (4,9 эв) и иридия (1,3 и 0,65 эв). Для низковольтных резонансов золота и иридия для получения согласия необходимо было учесть второй член выражения (2.5), описывающий влияние теплового движения и химической связи. Влияние этих факторов видно и из рис. 128; измеренные полуширины для резонансов Ag, Au и Rh (кресты) располагаются заметно выше прямой, проведенной из области малых времен замедления. Разность $\Delta\tau^2 = \tau_{\text{измер}}^2 - \tau_{\text{экстраполир}}^2$ для этих резонансов отложена на рис. 129 в функции обратной величины энергии резонанса. Прямая линия соответствует ожи-

даемой величине $\Delta\tau^2$ согласно выражению (2.5). Как видно, эксперимент хорошо описывается этим выражением.

В опытах с железным и графитовым замедлителем измерения, аналогичные описанным выше, проводились только для резонанса золота с $E_0 = 4,9$ эв [18]. Как видно из рис. 148 и 149, полученные результаты хорошо описываются теорией, причем сколько-нибудь заметного влияния неучтенных примесей не чувствуется. Это и не удивительно, так как при данной концентрации примеси ее влияние на дисперсию пропорционально квадрату отношения массовых чисел замедлителя и примеси, т. е. для железа и графита соответственно в 14 и 300 раз меньше, чем для свинца.

В. Термализация

Для изучения термализации нейтронов в свинце было проведено измерение линии поглощения с образцом кадмия. В области малых энергий кадмиевый образец поглощает каждый падающий нейтрон, ввиду чего

$$J_{\gamma}(t) = \text{const } \rho(t) \cdot \bar{v}(t),$$

т. е.

$$\bar{v}(t) = \text{const } \frac{J_{\gamma}(t)}{\rho(t)}. \quad (3.4)$$

Результаты измерений приведены на рис. 150. В области $t < 800$ мксек влияние теплового движения и химической связи может быть еще учтено с помощью выражения (2.5), а энергетический спектр может считаться гауссовским.

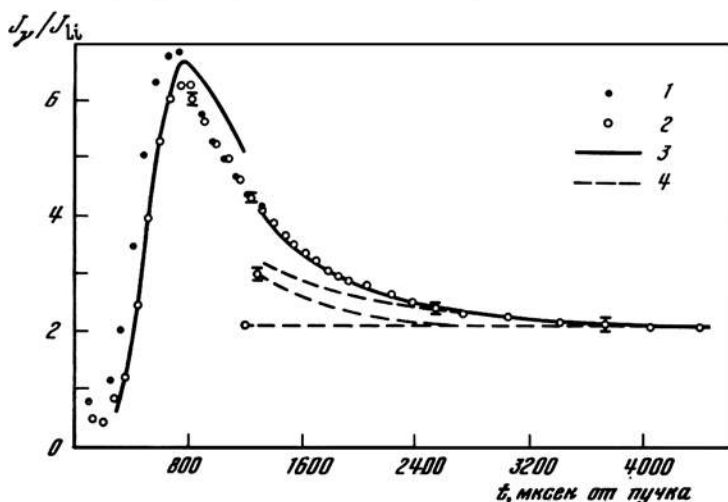


Рис. 150. График $J(t)$ для образца кадмия в свинцовой призме

1 — образец Cd толщиной соответственно 1 и 0,5 мм; 2 — расчет; 3 — вклад 1-й и 2-й неравновесных групп

Это позволяет рассчитать теоретическую форму линии поглощения, которая (после соответствующей нормировки) изображена на рис. 150 сплошной линией. Нормировочный коэффициент в этом расчете нетрудно связать с константой выражения (3.4), что, в свою очередь, позволяет определить абсолютную величину асимптотического значения средней скорости нейтронов при больших временах замедления. Для наиболее вероятной скорости отсюда

получается значение

$$v_0 = (2,21 \pm 0,11) \cdot 10^5 \text{ см/сек},$$

что совпадает с вероятной скоростью максвелловского распределения для температуры 300°K , равной $2,2 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$. Подробности этого эксперимента описаны в работе [7].

Как видно из рис. 150, равновесное значение средней скорости устанавливается при временах замедления порядка 4000 мксек . Приближение к равновесию может быть описано выражением (2.6) с константами λ_1 и λ_2 , рассчитанными в трехгрупповом приближении по модели тяжелого одноатомного газа. Ш. Кенжебаевым [27] были выполнены также расчеты постоянных a и b в рамках той же модели. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными в области не очень больших времен ($1300 < t < 3600 \text{ мксек}$), но расходятся при больших временах, что, возможно, указывает на отсутствие в данном случае ненулевых дискретных собственных значений уравнения переноса нейтронов [17].

4. СПЕКТРОМЕТР НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ В СВИНЦЕ

Группировка скоростей нейтронов в сравнительно узком интервале вокруг среднего значения \bar{v} в процессе замедления нейтронов в тяжелой среде натолкнула на мысль [1] об использовании этого эффекта для создания нового метода спектрометрии нейтронов — спектрометра по времени замедления.

Энергетическое разрешение такого спектрометра не превышает 30%, что ограничивает область его применения изучением ядер с малой плотностью уровней и измерением сечений захвата, усредненных по резонансам.

Спектрометр подробно описан в Трудах Физического института [6—9]. Он представляет собой свинцовый куб с ребром около 2 м , в центре которого с помощью описанного выше генератора нейтронов создаются вспышки нейтронов с энергией 14 Мэв длительностью $0,5—1 \text{ мксек}$. Для измерения энергетической зависимости сечений исследуемых реакций в один из горизонтальных каналов свинцового куба (рис. 144) помещается детектор продуктов реакции и исследуемый образец. С помощью многоканального временного анализатора находится интенсивность испускания продуктов реакции от захвата нейтронов в образце в функции времени замедления $J_x(t)$. Эта величина получается вычитанием из измерений с образцом фона, измеряемого без образца; вводится также небольшая поправка, учитывающая активацию образца и захват нейтронов, оставшихся от предыдущей вспышки.

В той же точке куба производятся измерения с пропорциональным счетчиком с тонким слоем бора ($J_B(t)$). Поскольку сечение реакции $B^{10}(n, \alpha)$ подчиняется закону $1/v$, для тонкого образца мы имеем:

$$\frac{J_x}{J_B}(t) = k \langle \sigma_x(E) E^{1/2} \rangle, \quad (4.1)$$

где скобки означают усреднение по спектру нейтронов в момент времени t .

Можно показать, что в общем случае (образец произвольной толщины, резонансы) имеет место соотношение

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{J_x}{J_B}(t) dt = \frac{Ak}{2\Sigma_s \bar{t}} \sum \frac{A_i \text{ рез}(l)}{E_{oi}}, \quad (4.2)$$

где Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния замедлителя; \bar{l} — эффективная толщина образца в ядрах на см^2 ; энергия i -того резонанса,

$$A_{\text{рез}}(l) = \int_{\text{рез}} [1 - \exp(-l\sigma)] \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} dE.$$

Применяя соотношение (4.2) к изолированному резонансу или группе резонансов с хорошо известными параметрами или применяя (4.1) к области тепловых энергий, где сечение захвата известно, можно определить градуировочный множитель k . После этого выражения (4.1) и (4.2) могут быть использованы для нахождения сечения захвата и параметров резонансов в остальной области энергий.

Детекторами для регистрации заряженных продуктов реакции (протонов и α -частиц) служили ионизационные камеры и пропорциональные счетчики с тонкими слоями B^{10} , Li^6F , а также наполненные He^3 , BF_3 , N_2 . В случае исследования реакции $\text{Cl}^{35}(n, p)$ использовался сцинтилляционный детектор с порошком $\text{ZnS}(\text{Ag})$, залитым CCl_4 — прозрачной жидкостью, играющей роль образца и световода.

Детекторами акта радиационного захвата нейтронов служили пропорциональный счетчик с толстыми стенками и сцинтилляционный счетчик с кристаллом флюорита. Пропорциональный счетчик обладал чувствительностью к γ -лучам, пропорциональной их энергии, т. е. эффективность регистрации акта захвата нейтрона была пропорциональна энергии связи этого нейтрона в ядре, а следовательно, не зависела от спектра захватных γ -лучей.

Опыт использования спектрометра нейтронов по времени замедления позволяет отметить некоторые особенности этого метода:

а) широкий энергетический диапазон дает возможность производить нормировку кривой сечения по низкорасположенным резонансам или тепловой области;

б) рассеяние нейтронов в образце не влияет на уровень фона;

в) спектрометр может быть полезен для реакторостроителей, поскольку он позволяет измерять эффективные резонансные интегралы для отдельных элементов, изотопов, сложных сплавов, определять зависимость этих интегралов от толщины и геометрии образцов;

г) метод характеризуется большой светосилой, причем выигрыш в интенсивности по сравнению с методом времени пролета с тем же источником нейтронов и при том же разрешении составляет 3—4 порядка;

д) измерительная установка сравнительно проста и дешева.

Основным недостатком спектрометра по времени замедления нейтронов в свинце является его плохое разрешение. Кроме того, ухудшение разрешения киловольтной области, вызванное неупругим рассеянием нейтронов на ядрах свинца, приводит к ограничению сверху диапазона исследования энергией 30—50 *кэв*.

Последний недостаток может быть ликвидирован, если использовать источник, дающий приблизительно моноэнергетические нейтроны с энергией ниже 570 *кэв*. Это, по-видимому, позволит повысить верхнюю границу по энергии для спектрометра до нескольких сот *кэв*. Однако энергетическая полуширина линии $\sim 30\%$ является принципиальным пределом для спектрометров данного типа, если исключить область вблизи начальной энергии нейтронов E_0 , в которой дисперсия меньше асимптотической на фактор $(1 - E/E_0)$.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ (n, p) , (n, α) и (n, γ) А. Реакции (n, p) и (n, α)

Трудности градуировки потоков нейтронов в области до 100 $\mu\text{эВ}$ не позволяют провести прямого измерения энергетической зависимости сечения реакций в этой области с большой точностью. Поэтому были проведены измерения энергетической зависимости отношения сечений реакций $\text{Li}^6(n, \alpha)$, $\text{B}^{10}(n, \alpha)$, $\text{He}^3(n, p)$ [19] и $\text{N}^{14}(n, p)$ [8] в области энергий нейтронов от 0 до 25 $\mu\text{эВ}$ с точностью порядка 1% и лучше.

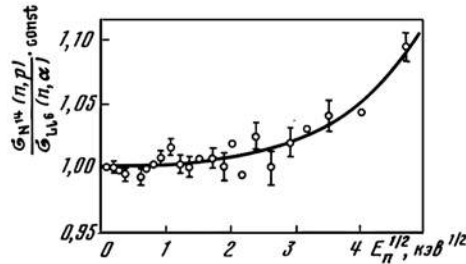


Рис. 151. Отношение сечений реакций $\text{N}^{14}(n, p)$ и $\text{Li}^6(n, \alpha)$

Плохое разрешение спектрометра не могло помешать проведению этих измерений ввиду плавного хода сечения этих реакций. Рис. 71, 100, 151 иллюстрируют полученные экспериментальные данные. Наиболее интересными результатами этих измерений явилось обнаружение постоянных отрицательных слагающих сечений реакций и получение указаний на существование виртуального возбужденного состояния ядра He^4 .

Из общей теории ядерных реакций следует, что в области малых энергий сечение реакции зависит от энергии по закону [20—21]

$$\sigma_r(E) = (\sigma_r E^{1/2})_0 (E^{1/2} - \alpha + \varepsilon E^{1/2} + \dots), \quad (5.1)$$

где $-\alpha$ $(\sigma_r E^{1/2})_0$ — упомянутая постоянная отрицательная слагающая сечения;

$$\alpha = \alpha_0 \left[\frac{x_-^2}{g_-} + \frac{(1-x_-)^2}{(1-g_-)} \right], \quad (5.2)$$

$g = \frac{Y}{(2Y+1)}$ — статистический вес канала реакции со спином канала $J = -1/2$; x_- — относительный вклад этого канала в тепловое сечение;

$$\alpha_0 = \frac{m}{\pi \hbar^2} \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 (\sigma_r E^{1/2})_{E=0}. \quad (5.3)$$

Для отношения сечений двух реакций из (5.1) следует

$$\frac{\sigma_1(E)}{\sigma_2(E)} = \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right)_{E=0} \cdot [1 + (\alpha_2 - \alpha_1) E^{1/2} + \beta E + \dots]. \quad (5.4)$$

Экспериментальные данные хорошо описываются выражением (5.4), причем член, пропорциональный $E^{1/2}$, играет при малых энергиях основную роль в отклонении отношения сечений от константы. Поскольку для Li^6 фактор α мал, оказалось возможным определить величину α для реакций на He^3 и B^{10} . Постоянные слагающие сечений этих ядер были найдены равными соответственно — 1,1 и 0,4 барн.

Сравнение измеренной величины α с выражениями (5.2), (5.3) позволило определить вклад спиновых каналов реакций в тепловые сечения реакций $B^{10}(n, \alpha)$ и $He^3(n, \alpha)$. Последняя идет преимущественно по каналу со спином $J = 0$; вклад канала $J = 1$ составляет $6 \pm 6\%$. Это обстоятельство вместе с характером энергетической зависимости сечения реакции $He^3(n, p)$ привело к заключению о существовании уровня He^4 со спином и четностью 0^+ , расположенного в районе энергий возбуждения He^4 около 20 Мэв [19]. Этот результат, вызвавший в свое время возражения, сейчас подтверждается экспериментальными исследованиями других авторов [22].

Обсуждение других аспектов описанных опытов см. в работах [8, 19]. Исследование резонансов в реакции $Cl^{35}(n, p)$ описано в работе [23].

Б. Реакции (n, γ)

Измерения энергетической зависимости сечения радиационного захвата нейтронов в области энергий от долей эв до $\sim 50 \text{ кэв}$ велись в двух направлениях:

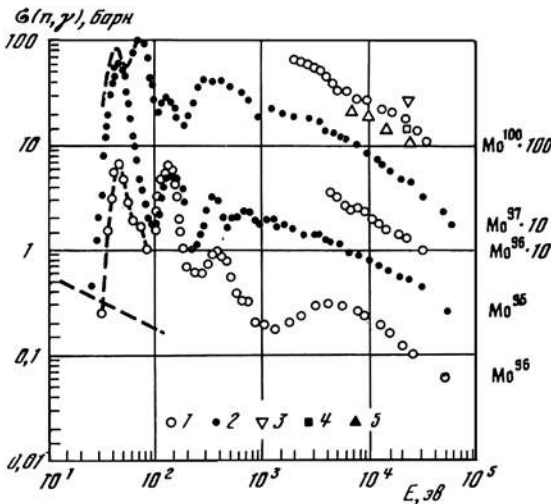


Рис. 152. Энергетическая зависимость сечения захвата нейтронов изотопами молибдена

- 1, 2 — наши данные;
3 — Хьюмель;
4 — Вервье;
5 — Хьюсон

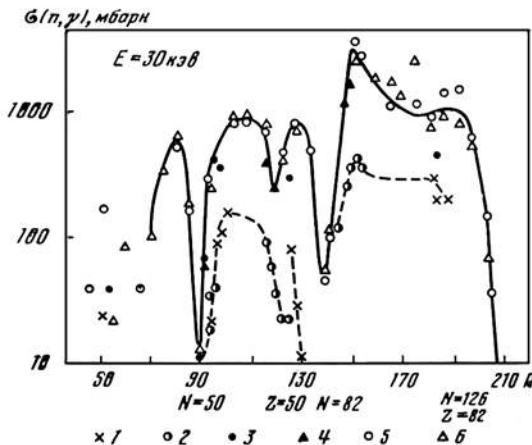


Рис. 153. Зависимость усредненного сечения захвата нейтронов с энергией 30 кэв от массового числа ядра-мишени

- Ядро — мишень:
1, 2 — ч.—ч.;
3, 4 — ч.—н.;
5, 6 — н.—ч. (четные номера значков — данные ФИАН, нечетные — ORNL)

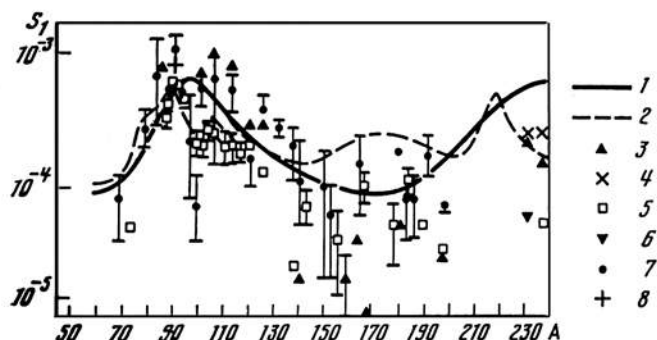


Рис. 154. Зависимость силовой функции для p -нейтронов от массового числа ядра — мишени

1, 2 — два варианта теоретических расчетов; 3 — ORNL; 4 — Harwell; 5 — DUKE; 6 — ANL; 7 — ФИАН; 8 — Wisconsin

а) изучение ядер с малой плотностью уровней, где разрешение спектрометра позволяет разделять отдельные уровни и обнаруживать новые, в том числе с отрицательной энергией, а также определять резонансные интегралы захвата;

б) измерение усредненных по резонансам сечений захвата нейтронов в средних и тяжелых элементах и разделенных изотопах.

Были проведены исследования радиационного захвата нейтронов более 50 элементов и разделенных изотопов [24]. В качестве примера на рис. 152 приведены кривые сечений для молибдена и его изотопов.

На рис. 153 приведена зависимость $\sigma(n, \gamma)$ от атомного веса ядра—мишени для средней энергии нейтронов 30 кэВ. В зависимости сечения захвата от массового числа четко проявилось влияние замкнутых протонных и нейтронных оболочек, а также влияние четности числа нуклонов в ядре—мишени. Сечения захвата четно-четных изотопов примерно в пять раз меньше сечений захвата нечетных изотопов. Особенно интересным является то обстоятельство, что сечения нечетно-четных ядер ложатся на одну кривую с сечениями четно-нечетных ядер.

Усредненные нейтронные сечения в области энергий ниже 50 кэВ обусловлены в основном захватом s -и p -нейтронов. Используя различную энергетическую зависимость вкладов в сечение нейтронов с разными орбитальными моментами, мы проанализировали усредненные сечения захвата с целью определения средних характеристик взаимодействия s - и p -нейтронов (силовых функций $S_0 = (\overline{\Gamma_n^0/D})$ и $S_1 = (\overline{\Gamma_n^1/D})$ и величин $(\Gamma_\gamma/D)_0$ и $(\Gamma_\gamma/D)_1$).

Результаты такого анализа для силовой функции p -нейтронов приведены на рис. 154. Хорошее согласие получено с данными Гиббонса и др. [25], анализировавших сечение захвата. В то же время последние результаты группы Дюкского университета [26], опирающиеся в основном на анализ полных сечений, лежат регулярно приблизительно в два раза ниже. На рис. 154 приведены также теоретические кривые зависимости $S_1(A)$, построенные на основании различных вариантов оптической модели ядра. К сожалению, имеющиеся в настоящее время экспериментальные результаты по силовым функциям недостаточно точны для выбора определенного оптического потенциала взаимодействия.

Таблица

Значения резонансных интегралов поглощения

Элемент	$R_{\gamma}(1\nu)$	$R'_{\gamma\text{расч}}$	$R'_{\gamma\text{эксп}}$	R_{γ}	R_{γ} (другие авторы)
Cl	13,5		0,5±0,05	14,1±0,8	12; 12,8±1,7
Sc				10,4±0,4	
V	2,2			2,45±0,02	3,3±0,8; 2,2
Cr	1,36±0,1		0,12±0,02	1,5±0,1	2,6±1,1; 1,9
Cr ⁵⁰	7,1±0,4		0,3±0,1	7,4±0,4	
Cr ⁵²	0,35±0,04		0,08±0,01	0,43±0,04	
Cr ⁵⁸	7,9±0,7		0,5±0,05	8,4±0,7	
Cr ⁵⁴	<0,13		<10 ⁻²	<0,13	
Fe	1,1±0,03	~0,01	0,12±0,02	1,22±0,04	2,3±0,4; 1,8±0,4; 2; 1
Ni	2,1±0,09	~0,03	0,07±0,01	2,2±0,1	3,2±0,5; 3,2
Cu	1,65±0,01		2,6±0,3	4,2±0,3	3,7±0,8; 2,8±0,5; 4,4±0,2
Br	2,9±0,15	78±10	12±1 (33) <i>св</i>)	93±10	118±14
Rb	0,32±0,03	~0,1	4,2±1,5	4,5±1,5	9,0±2,8; 0,54±0,06
Zr	0,081			1,1±0,2	0,7±0,1; 2,3±0,5; 3,7±0,5; 3
Zr ⁹⁰	0,044			0,2±0,02	
Zr ⁹¹	0,66			7,3±0,8	
Zr ⁹⁴	0,035			0,23±0,02	
Nb	0,51±0,02	8,0±1	1,8 (>1250 <i>св</i>)	10,3±1,0	8,3; 13±5; 8,3±1,1
Mo	1,2±0,05	23,2±3	1,4±0,2 (>800 <i>св</i>)	26±3	13,8±1,7; 13; 19±2,5
Mo ⁹⁵	6,1			108±27	
Mo ⁹⁶	0,53			27±5	
Mo ⁹⁷	0,97			14,5±1,5	
Mo ⁹⁸	0,2±0,2	4,5±1	1,8±0,3 (>500 <i>св</i>)	6,5±1,2	10,9±25; 5,6±1,6
Mo ¹⁰⁰	0,2±0,2	6,2	1,1±0,2	1,3±0,3	4,0±0,2; 6,2±2,5
Sb	2,5	131±15	25±3 (>50 <i>св</i>)	158±15	106±13; 150
I	3,1	117±12	25±3 (>100 <i>св</i>)	145±12	107±12; 14 ^γ ; 180±30; 154±40
			15±2 (>250 <i>св</i>)		
Cs	13	375±70	0,9±0,1 (>370 <i>св</i>)	385±70	169±28; 490±80; 420±8 ^γ ; 370±50
La	3,9±0,1	9,2±0,9		13,9±0,9	11; 11,3; 5,5±2
Pr	5,0±0,1	9,7±0,7	2,9±0,3 (>300 <i>св</i>)	17,6±0,8	11,3; 23,5±9; 7±3
Eu			72±7 (>500 <i>св</i>)		
Eu ¹⁵¹			91±13 (>500 <i>св</i>)		3000
Eu ¹⁵³			50±5 (>500 <i>св</i>)		950; 1230±100; 1380±200
Ho	28,6±1,3	602±64	64±6 (>130 <i>св</i>)	695±65	
Lu			15±2 (>1 <i>к.св</i>)		720±70
Ta	9,23±0,44		12,6±1,3 (>1 <i>к.св</i>)		590; 1100±400; 474±62
W	8	303±30	27±4 (>600 <i>св</i>)	338±30	290±35; 340±60
W ¹⁸⁴	0,9			9,6	
Re	37,8±1,8				622
Au	43,5±0,1		9,6±0,9 (>1 <i>к.св</i>)		1558; 1513
Tl	1,50±0,22	9,1±1,5	1,5±0,2 (>600 <i>св</i>)	12±2	38,4
Tl ²⁰³	5,0±0,4	31±4	4±1 (>600 <i>св</i>)	40±5	129
Tl ²⁰⁵	0,35±0,035		0,4±0,08 (>600 <i>св</i>)	0,7±0,1	0,5

Для существенного улучшения точности определения силовых функций p -нейтронов целесообразно проводить комплексные измерения нескольких видов усредненных сечений.

Проведенные измерения позволили получить для широкого круга элементов и отдельных изотопов значения резонансных интегралов поглощения (см. табл.).

Обращают на себя внимание существенные расхождения в резонансных интегралах Cr, Fe и Ni, полученных «глобальными методами» в измерениях на реакторах и полученных в измерениях энергетической зависимости сечений захвата. Причины расхождений пока указать трудно. Однако к сближению результатов может привести учет в измерениях на реакторах проникновения нейтронов за кадмиевую границу за счет потенциального рассеяния на ядрах образца, вклада примесей, а также учет захвата нейтронов после рассеяния в пределах того же резонанса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Е. Лазарева, Е. Л. Фейнберг, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1955, 29, 381.
2. А. А. Бергман, А. И. Исаков, И. Д. Мурик, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штранцх, М. В. Казарновский. Труды Женевской конференции, 1955 г., 1957, 4, 166.
3. K. Chandramoleswar, M. P. Navalkar, D. V. S. Romakrishna, R. Romana, K. R. Subbaramu. Preprint A.E.E. Trombay, 1964.
4. F. Mitzel, M. S. Plendl. Nukleonik, 1964, 6, 371.
5. М. В. Казарновский. Труды ФИАН, 1960, 11, 176.
6. Ф. Л. Шапиро. Труды ФИАН, 1964, 24, 3.
7. А. И. Исаков. Труды ФИАН, 1964, 24, 68.
8. А. А. Бергман. Труды ФИАН, 1964, 24, 169.
9. Ю. П. Попов. Труды ФИАН, 1964, 24, 111.
10. И. М. Франк. Труды ФИАН, 1964, 24, 203.
11. R. Marshak. Rev. Mod. Phys., 1947, 19.
12. G. F. von Dardel. Trans. Roy. Inst. Techn., 1954, 75, 1; 94, 1; Phys. Rev., 1954, 94, 1272; I. Waller. Proc. 2nd ICPA.E. Geneva, 1958, 16, 450.
13. R. Wahlen. Rec. Trav. Inst. Rech. Struct. Matiere. Belgrad, 1955.
14. М. В. Казарновский. Атомная энергия, 1958, 4, 539. Диссертация, 1955. Труды ФИАН, 1959, 11, 175.
15. И. М. Франк. Труды ФИАН, 1962, 14, 117. G. F. von Dardel. Trans. Roy. Inst. Techn., 75, 1 (1954); Phys. Rev., 94 (1954) 1272.
16. М. В. Казарновский, Ф. Л. Шапиро. Сб. «Нейтронная физика», М., Атомиздат, 1961, 169.
М. В. Казарновский, Ф. Л. Шапиро, А. В. Степанов. Вторая Международная конференция по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958 г. Доклады советских ученых, т. I. М., Атомиздат, 1959, 469.
17. М. В. Казарновский. Нестационарный перенос нейтронов. Лекции, прочитанные в Международной летней школе по физике реакторов. Польша, 1964 г.; M. V. Kazarnowski. Reactor Physics, I.A.E.A., Vienna, 1966.
18. А. И. Исаков. ЖЭТФ, 1961, 41, 1037.
19. А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1957, 33, 9; А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Сб. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях». Изд-во АН СССР, 1958, 17; А. А. Бергман, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1961, 40, 1270.
20. Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1958, 34, 1648.
21. Л. Д. Ландау, Е. Д. Лифшиц. Квантовая механика, гл. 18. М., Физматгиз, 1963.
22. C. H. Poppe. Physics Lett., 1962, 2, 171; H. Lefevre, R. R. Borchers, C. H. Poppe. Phys. Rev., 1962, 128, 1326; C. Wernitz. Phys. Rev., 1962, 128, 1336; Балашко Ю. Г., И. Я. Барит, Л. С. Дулькова, А. Б. Куренин. Изв. АН СССР, серия физ., 1964, 28, 1124; N. Tarmie, M. G. Silbert, D. B. Smith, T. S. Loos. Phys. Rev., 1963, 130, 1987.
23. Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1961, 40, 1610.

24. А. А. Бергман, А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Сб. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях». Изд-во АН СССР, 1958, стр. 140; А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1960, 38, 989; Н. Т. Кашукеев, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Journ. Nucl. Energy, 1961, 14, 989; А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. Труды Ташкентской конференции по мирному использованию атомной энергии, 1959 г., т. 1, 1961, стр. 62; Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1962, 42, 988; С. П. Капчигашев, Ю. П. Попов. Атомная энергия, 1963, 15, 120. С. П. Капчигашев, Ю. П. Попов. Атомная энергия, 1964, 16, 256; В. А. Конкс, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1964, 46, 80; В. А. Конкс, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 1964, 47, 795; С. А. Романов, Ф. Л. Шапиро. Сб. «Ядерная физика», 1965, 1, 229; В. А. Конкс, Ю. И. Фенин. Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами (1964). Дубна, 1964, стр. 100; С. П. Капчигашев, Ю. П. Попов. Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами (1964). Дубна, 1964, стр. 104.
25. J. H. Gibbons, R. L. Macklin, P. D. Miller, J. H. Neiler. Phys. Rev., 1961, 122, 182; R. L. Macklin, J. H. Gibbons, T. Inada. Phys. Rev., 1963, 129, 2695.
26. K. K. Seth, R. H. Tabony, E. G. Vilpuch, H. W. Newson. Physics Lett., 1964, 13, 70.
27. Ш. Кенжебаев. Атомная энергия, 1965, 19, 296.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Федор Львович Шапиро	5

I

ФИЗИКА РЕАКТОРОВ

Изучение мультиплицирующих систем уран — графит . . .	15
К теории резонансного поглощения	83
Изучение параметров уран-графитовых гетерогенных систем методом призмы	108
Средние скорости нейтронов в различных средах	129
Измерение температурных эффектов в уран-графитовых подкритических системах	144

II

НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ

Нейтронная спектрометрия, основанная на измерении времени замедления нейтронов	160
Нейтронный спектрометр по времени замедления нейтронов в свинце	163
Возможный метод применения реактора для спектрометрии медленных нейтронов	178
Изучение диффузии нейтронов в бериллии, графите и воде импульсным методом	180
Увеличение интенсивности в измерениях по времени пролета путем развертки пучка по мишени	198
Измерения с нейтронным спектрометром по времени замедления в свинце. Возбужденный уровень ядра He^4	202
Измерение энергетической зависимости сечений реакции $He^3(n, p)$, $Li^6(n, \alpha)$, $B^{10}(n, \alpha)$ и $N^{14}(n, p)$	211
Характеристики спектрометра по времени замедления в свинце и измерение сечений реакций (n, γ)	217
Измерение эффективного сечения реакции $Li^6(n, \alpha)$ для нейтронов с энергией 2,5 Мэв	225
Об энергетической зависимости сечений реакций, вызываемых медленными нейтронами	237

Теория диффузии тепловых нейтронов с учетом распределения скоростей	239
Измерение энергетической зависимости сечения реакции $\text{Cl}(n, \gamma)$	248
Термализация и диффузия нейтронов в тяжелых средах	260
Измерения энергетической зависимости радиационного захвата нейтронов в Fe, Ag и Au в области энергий до 30 кэв	278
Отклонения от закона $1/v$ в сечениях реакций медленных нейтронов на легких ядрах	281
Реакция $\text{Cl}^{35}(n, p)$ и параметры нейтронных резонансов хлора	294
Энергетическая зависимость сечений реакции (n, γ) ряда ядер с нечетным Z	299
Исследования по физике медленных нейтронов	313
Сечения радиационного захвата нейтронов с энергией до 50 кэв ядрами La^{139} , Pr^{141} , Ta^{181} , Au^{197}	374
Сечение радиационного захвата нейтронов с энергией до 50 кэв изотопами таллия	383
О связи между длиной рассеяния и сечением радиационного захвата нейтронов	388
Сечения захвата нейтронов в скандии и радиационные ширины резонансов Sc^{45} и Cl^{35}	390
Замедление нейтронов, испускаемых импульсным источником, и спектрометрия нейтронов по времени замедления	397

